

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyzikální elektroniky

**Diodově buzený Nd, Gd:CaF₂ laser
s pasivní synchronizací módů gene-
rující sub-pikosekundové impulsy.**
Diplomová práce



Autor práce:	Bc. Milan Jandera
Vedoucí práce:	prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc.
Konzultant:	Ing. Michal Jelínek, PhD.
školní rok:	2021/2022

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

V Praze dne 2. 1. 2022

Milan Jandera

Poděkování

Rád bych touto cestou poděkoval prof. Ing. Václavu Kubečkovi, DrSc. za vstřícný přístup, trpělivost a pomoc při řešení této práce. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Michalu Jelínkovi, Ph.D. za velkou ochotu a mnohé cenné rady.



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
Katedra fyzikální elektroniky

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student: **Bc. Milan J a n d e r a**

Studijní program: **Aplikace přírodních věd**

Obor: **Laserová technika a elektronika**

Akademický rok: **2020/2021**

Název práce: **Diodově buzený Nd,Gd:CaF₂ laser s pasivní synchronizací módů generující sub-pikosekundové impulsy**
(česky)

Název práce: **Diode pumped passively mode-locked Nd,Gd:CaF₂ laser generating sub-picosecond pulses**
(anglicky)

Cíl práce:

Získání originálních poznatků o novém aktivním materiálu Nd,Gd:CaF₂ a jejich využití při vývoji experimentálního laserového systému.

Pokyny pro vypracování:

1. Proved'te rešerši laserů s aktivním iontem neodymu, které generují záření ve spektrální oblasti v okolí 1060 nm. Zaměřte se zejména na aktivní materiály založené na fluoridových maticích (CaF₂, SrF₂) kodopované ionty Y, La, Lu, Gd. Porovnejte jejich vlastnosti s nejčastěji používanými materiály jako Nd:YAG, Nd:YVO₄, Nd:YLF, Nd:sklo, Yb:CaF₂ a Yb: YAG.
2. Zaměřte se dále na krystaly Nd,Gd:CaF₂ dostupné v laboratoři KFE ve tvaru Brewsterovských hranolů a válečků s AR vrstvami.
3. Proved'te měření jejich absorpčních a emisních spekter.
4. Porovnejte jejich činnost v režimu volné generace v laseru čerpaném laserovou diodou o maximálním výkonu 10 W v režimu kvazikontinuálním i kontinuálním.
5. Pro krystaly s nejvyšší efektivitou generace realizujte režim pasivní synchronizace módů pomocí polovodičového saturovatelného absorbéru.
6. Proved'te charakterizaci sestaveného sub-pikosekundového laseru.
7. Rešerši a dosažené výsledky zpracujte do práce o rozsahu cca 70 stran.

Doporučená literatura:

1. Vlk M., Neodymium doped fluoride lasers generating in the spectral region around 1050 nm, Diplomová práce, KFE FJFI, 2017.
2. Olšan J., Optimalizace laserového systému s aktivními materiály neodymem dopovaných fluoridů pro generaci sub-pikosekundových impulsů, Bakalářská práce, KFE FJFI, 2018.
3. Jandera Milan, Diodově buzený thuliový laser generující submikrosekundové impulsy v oblasti 2 μm., Výzkumný úkol, KFE FJFI, 2020.

4. Payne S. A., Caird J. A., Chase L. L., Smith L. K., Nielsen N. D., Krupke W. F., Spectroscopy and gain measurements of Nd³⁺ in SrF₂ and other fluorite-structure hosts, Opt. J., Soc. Am., B 8, 726, 1991.
5. Doualan J. L., Su L. B., Brasse G., Benayad A., Menard V., Zhan Y. Y., Braud A., Camy P., Xu J., Moncorge R., Improvement of infrared laser properties of Nd:CaF₂ crystals via codoping with Y³⁺ and Lu³⁺ buffer ions, Opt J., Soc. Am., B, 30, 3018, 2013.
6. Qin Z. P., Xie G. Q., Ma J., Ge W. Y., Yuan P., Qian L. J., Su L. B., Jiang D. P., Ma F. K., Zhang Q., Cao Y. X., Xu J., Generation of 103 fs mode-locked pulses by a gain linewidth-variable Nd,Y:CaF₂ disordered crystal, Opt. Lett. 39, 1737, 2014.
7. Kubeček V., Jelínek M., Čech M., Vyhliđal D., Su L., Jiang D., Ma F., Qian X., Wang J., Xu J., Diode-pumped mode-locked operation of a Nd,Y codoped : SrF₂ laser, Opt. Quant. Electron 48, 264, 2016.
8. Wang H., Zhu J., Gao Z., Yu Y., Liu K., Wang J., Wei Z., Liu J., Jiang D., Ma F., Su L., Femtosecond mode-locked Nd, La:CaF₂ disordered crystal laser, Opt. Mater, Express 6, 2184, 2016.
9. Vlk M., Kubeček V., Jelínek M., Ma F., Jiang D., Su L., Passively mode-locked 354 to 1200 femtosecond and continuous-wave 1044 to 1081 nm tunable operation of diode-pumped Nd, La:SrF₂ laser, Laser Phys., Lett., 15, 035003, 2018.
10. Kubeček V., Jelínek M., Čech M., Vyhliđal D., Ma F., Jiang D., Su L., Picosecond and Femtosecond Operation of a Diode-pumped Nd, Gd:SrF₂ Laser, in CLEO Pacific Rim 2018, The Optical Society, OSA, Washington DC, 2018, F2E.4. ISBN: 978-1-943580-45-3.
11. Kubeček V., Jelínek M., Čech M., Vyhliđal D., Ma F., Jiang D., Su L., Nd, Gd:SrF₂ Laser Generating 600 fs Pulses at 0.9W of Pump Power, CLEO EUROPE, 2019 MNICHOV, CA-P.30.
12. Shaozhao Wang et al. Spectral properties and highly efficient continuous-wave laser operation in Nd, Gd:CaF₂ crystals, Journal of Alloys and Compounds 781, 2019, 629-632.
13. Feng Zhang et al., Mode locked Nd³⁺ and Gd³⁺ co-doped calcium fluoride crystal laser at dual gain lines, Optics and Laser Technology 100, 2018, 294–297.

Jméno a pracoviště vedoucího práce:

prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc.

Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Michal Jelínek, Ph.D.

Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání: 9. říjen 2020

Datum odevzdání: 3. květen 2021

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



Garant oboru



vedoucí katedry





děkan

V Praze dne 9.10.2020

Abstrakt

Název práce:

Diodově buzený Nd,Gd:CaF₂ laser s pasivní synchronizací módů generující sub-pikosekundové impulsy.

Autor: Bc. Milan Jandera

Obor: Laserová technika a elektronika

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc.

Konzultant: Ing. Michal Jelínek, Ph.D.

Abstrakt: Tato práce se zabývá návrhem a realizací diodově buzeného Nd, Gd:CaF₂ laseru s pasivní synchronizací módů, generujícího ultrakrátké pulsy v okolí 1,06 μm . První část přináší základní informace o aktivních prostředích Nd:CaF₂ a Nd:SrF₂ a vlivu kodopace neaktivními ionty Y, La, Lu a Gd na jejich laserové vlastnosti. Ve druhé části je pak popsána konstrukce Nd, Gd:CaF₂ laseru s krystalickými vlákny a s Brewsterovským krystalem. Maximální diferenciální, resp. konverzní účinnost dosažená pro krystalická vlákna činila 36 %, resp. 33 % s výstupním výkonem 136 mW při pulsním čerpání. Výstupní laserové záření krystalických vláken na centrální vlnové délce 1065,5 nm bylo přeladitelné o 41 nm v intervalu 1040 nm až 1081 nm. Při použití polovodičového saturovatelně absorbujícího zrcadla generoval módově synchronizovaný laser s krystalickými vlákny pulsy o délce cca 200 ps s opakovací frekvencí 153 MHz. S Brewsterovským krystalem činila maximální diferenciální, resp. konverzní účinnost 8,1 %, resp. 7,5 % při pulsním čerpání. Pomocí polovodičového saturovatelně absorbujícího zrcadla generoval laser s Brewsterovským krystalem v režimu synchronizace módů sled pulsů o délce až 2,14 ps s opakovací frekvencí 104 MHz s využitím GTI zrcadla o GDD -550 fs².

Klíčová slova: Diodově buzený neodymový laser, krystalická vlákna, Nd, Gd:CaF₂, synchronizace módů,

Title:

Diode pumped passively mode-locked Nd,Gd:CaF₂ laser generating sub-picosecond pulses

Author: Bc. Milan Jandera

Specialization: Laser Technology and Electronics

Type of work: Master's thesis

Supervisor: prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc.

Consultant: Ing. Michal Jelínek, Ph.D.

Abstract: This thesis deals with the design and implementation of diode pumped passive mode-locked Nd, Gd:CaF₂ laser generating ultra-short pulses in the 1,06 μm spectral region. The first part brings basic information about Nd:CaF₂ and Nd:SrF₂ crystals and the effect of co-doping of these active media with inactive ions such as Y, La, Lu a Gd on their laser properties. The second part reports on construction of Nd, Gd:CaF₂ laser using single-crystal fibers and Brewster-cut crystal. The highest achieved slope and optical-to-optical efficiencies for the single-crystal fibers were 36 % and 33 %, respectively, with 136 mW output power under quasi-continuous-wave pumping. Laser with single-crystal fibers generated radiation at a central wavelength of 1065,5 nm and was tuneable by 41 nm in the range of 1040 nm to 1081 nm. Using a semiconductor saturable absorbing mirror, the mode-locked laser with single-crystal fibers generated pulses of about 200 ps with a repetition rate of 153 MHz. With the Brewster-cut crystal, the highest achieved slope and optical-to-optical efficiencies were 8.1 % and 7.5 %, respectively, under quasi-continuous-wave pumping. Using a semiconductor saturable absorbing mirror and a GTI mirror with GDD of -550 fs², the mode-locked laser with Brewster-cut crystal generated pulses as short as 2.14 ps with a repetition rate of 104 MHz.

Key words: Diode-pumped neodymium laser, Single-crystal fiber, Nd, Gd:CaF₂, mode-locking,

Obsah

1. Úvod.....	4
2. Rešeršní část.....	6
2.1. Lasery s aktivním iontem Nd³⁺	6
2.1.1. Lasery s aktivním iontem Nd ³⁺ v maticích CaF ₂ a SrF ₂	8
2.1.2. Lasery s aktivním iontem Nd ³⁺ v nejpoužívanějších maticích	16
2.2. Porovnání laserů generujících záření v okolí 1060 nm	18
2.3. Generace laserového záření	21
2.3.1. Metoda synchronizace módů	22
2.4. Autokorelační metoda pro měření ultrakrátkých pulsů	26
3. Experimentální část: Nd, Gd:CaF₂ laser	28
3.1. Charakterizace budící diody a fokusace	28
3.2. Experimentální uspořádání	31
3.3. Nd, Gd:CaF₂ laser s krystalickými vlákny	36
3.3.1. Výkonová charakteristika laseru.....	39
3.3.2. Spektrální charakteristiky laseru.....	43
3.3.3. Režim synchronizace módů.....	47
3.4. Nd, Gd:CaF₂ laser s Brewsterovským krystalem.....	54
3.4.1. Výkonová a spektrální charakteristika laseru	57
3.4.2. Režim synchronizace módů.....	60
4. Diskuse a shrnutí výsledků	65
5. Závěr	67
6. Použitá literatura.....	68

1. Úvod

Pevnolátkové lasery s aktivním iontem neodymu se řadí mezi nejrozšířenější lasery a jsou používány zejména pro generaci záření v blízké infračervené oblasti. S trojmocným iontem neodymu bylo dosaženo laserové akce již ve více než 100 různých matricích a neodym byl zároveň prvním iontem vzácných zemin, se kterým bylo dosaženo stimulované emise.

Neodymem dopované krystaly fluoridu vápenatého (CaF_2) a fluoridu strontnatého (SrF_2) však byly jako laserová aktivní prostředí dlouhou dobu opomíjeny, neboť u nich dochází ke shlukování aktivních iontů. Tyto shluky zesilují jevy jako je křížová relaxace a up-konverze v jejichž důsledku dochází ke zhášení fluorescence a snižování kvantové účinnosti laserového systému.

Daný problém se podařilo vyřešit až koncem 90. letech minulého století kdy bylo zjištěno, že kodopací krystalů Nd:CaF_2 a Nd:SrF_2 neaktivními ionty yttria, lanthanu, gadolinia nebo lutecia lze rozbít shluky aktivních iontů a nahradit je novými obecně různě složitými strukturami. Nové struktury pak narušují uniformitu krystalové mřížky, což vede k nehomogennímu rozšíření spektrálních čar. Těmto krystalům se také říká neuspořádané a jejich široké spektrální čáry v kombinaci s dobrou mechanickou odolností a vysokou tepelnou vodivostí je činí vhodnými kandidáty pro realizaci diodově čerpaných femtosekundových laserů generujících v oblasti $1 \mu\text{m}$. Další možné uplatnění by pak mohly nalézt jako vysoko výkonové diodově čerpané CPA (*Chirped pulse amplification* – zesilovač čerpaných pulsů) s vysokou opakovací frekvencí. Neuspořádané Nd, R:CaF_2 a Nd, R:SrF_2 (kde $R = \text{Y, La, Gd, Lu}$) krystaly jsou tak v současné době v popředí vědeckého zájmu.

Cílem této diplomové práce bylo popsat lasery s aktivními ionty neodymu v matricích fluoridu vápenatého a fluoridu strontnatého a vliv kodopace neaktivními ionty vzácných zemin na jejich vlastnosti a následně navrhnout a sestrojít diodově buzený Nd, Gd:CaF_2 laser generující ultrakrátké pulsy v okolí $1,06 \mu\text{m}$.

Tato diplomová práce je rozdělena na dvě části. První, rešeršní, část shrnuje základní teoretické a experimentální poznatky o Nd:CaF_2 a Nd:SrF_2 laserech kodopovaných ionty vzácných zemin a přináší jejich porovnání s nejčastěji používanými materiály pro generaci záření v okolí $1,06 \mu\text{m}$ jako jsou Nd:YAG , Nd:YVO_4 , Nd:YLF , Nd:sklo , Yb:CaF_2 a Yb:YAG . V rešeršní části jsou navíc popsány základní režimy generace laserového

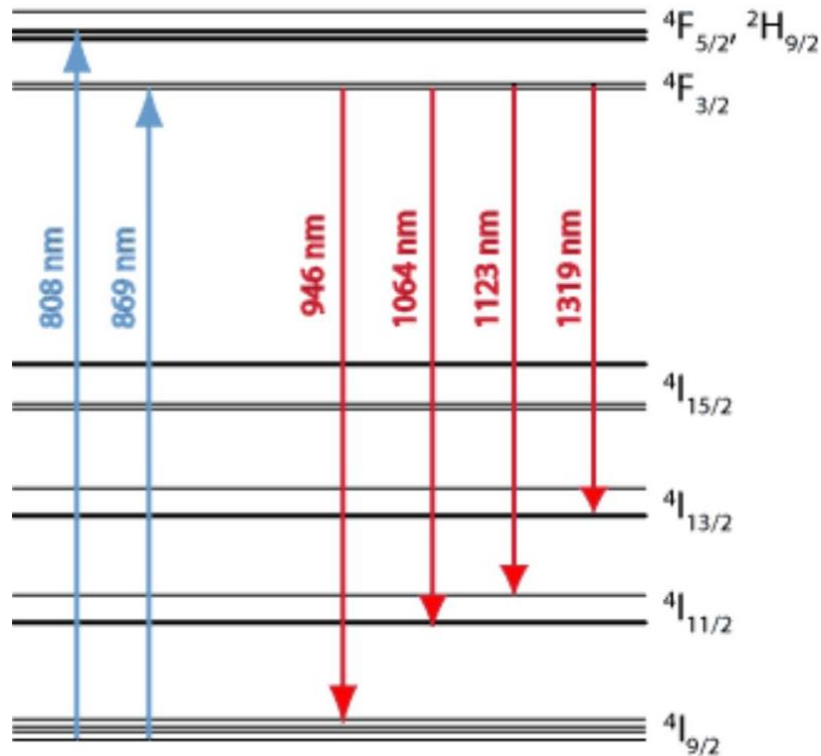
záření se zaměřením na metodu synchronizace módů a v závěru této části je stručně popsán princip měření ultrakrátkých pulsů autokorelační metodou.

Druhá, experimentální část pak popisuje návrh a vývoj Nd, Gd:CaF₂ laseru, a to od charakterizace aktivních prostředí a čerpacích laserů, přes měření výstupních charakteristik laserového systému, až po provoz laseru v režimu synchronizace módů. V závěru práce je pak provedena diskuse a shrnutí dosažených výsledků.

Tato práce vznikla za podpory projektu „Centrum pokročilých aplikovaných přírodních věd“ reg. č.: CZ.02.1.01 / 0.0 / 0.0 / 16_019 / 0000778 financovaného z EFRR.

2. Rešeršní část

2.1. Lasery s aktivním iontem Nd^{3+}



Obr. 2.1: Schéma přechodů mezi energetickými hladinami Nd:YAG laseru [1].

Neodym je měkký stříbrně bílý kov, řadící se mezi lanthanoidy. Jedná se o vnitřně přechodný kovový prvek s elektronovou konfigurací $[\text{Xe}] 4f^4 6s^2$ a atomovým číslem 60. Poprvé byl izolován roku 1925 a od té doby našel komerční uplatnění například ve výrobě neodymových magnetů, barvení skla (načervenalá barva) a v neposlední řadě v laserové technice, kde se využívá především jeho trojmocný iont Nd^{3+} .

S iontem Nd^{3+} bylo dosaženo laserové akce již v roce 1961 v matici CaWO_4 [2], tedy pouhý rok po objevu prvního laseru Theodorem Maimanem, a jednalo se o historicky třetí laser. Od té doby bylo laserové akce s aktivním iontem neodymu dosaženo ve více než 100 maticích.

Neodymové lasery generují záření v okolí tří vlnových délek a sice 0,9 μm , 1,06 μm a 1,3 μm s tím, že nejčastěji jsou užívány na 1,06 μm , neboť na této vlnové délce je jejich generace nejsilnější. Těmto vlnovým délkám odpovídají přechody z energetické hladiny

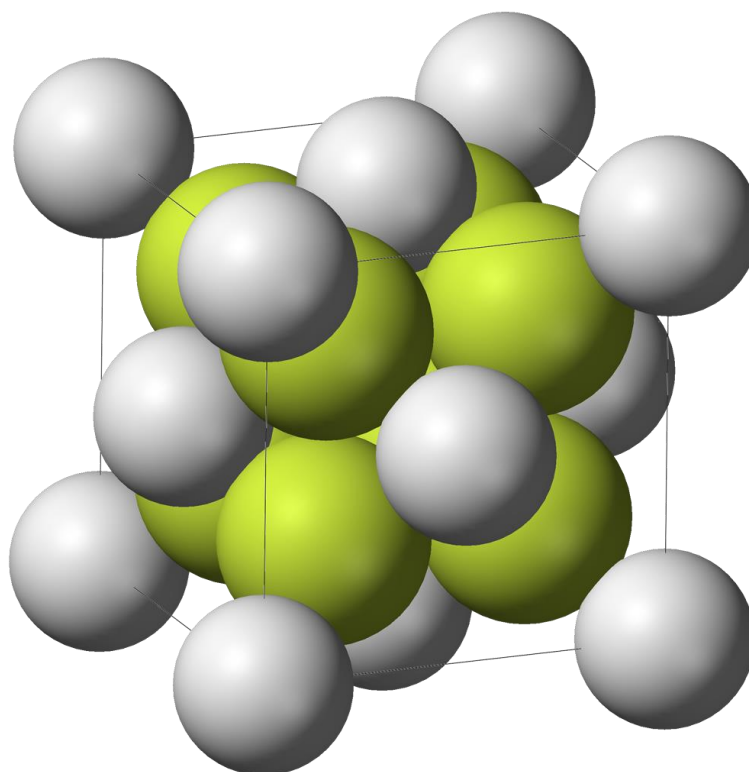
$^4F_{3/2}$ na hladiny $^4I_{9/2}$ (pro 0,9 μm), $^4I_{11/2}$ (pro 1,06 μm) a $^4I_{13/2}$ (pro 1,3 μm). Schéma přechodů mezi energetickými hladinami neodymu v matrici YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) je na obrázku 2.1. Krystal Nd:YAG je zároveň jedním z nejrozšířenějších laserových aktivních prostředí a bude více popsán v kapitole 2.1.2.

Velkou výhodou neodymových aktivních prostředí je jejich vysoká absorpce v okolí 800 nm, jenž umožňuje čerpání výkonnými laserovými diodami, které jsou pro tuto vlnovou délku dobře dostupné. Ze schématu na obrázku 2.1 je patrné, že neodymové lasery generující v okolí 1,06 a 1,3 μm jsou čtyřhladinové systémy, a lze tak u nich snadno dosáhnout inverze populace, a tedy i nízkého prahu laserové generace. Při generaci na 0,9 μm se naopak jedná o systém tříhladinový, resp. kvazi-tříhladinový při buzení 808 nm, resp. 869 nm, a práh generace je tak podstatně vyšší. Nicméně i tato vlnová délka je hojně zkoumána, neboť umožňuje generaci modrého laserového záření jakožto druhé harmonické frekvence z 0,9 μm .

2.1.1. Lasery s aktivním iontem Nd^{3+} v maticích CaF_2 a SrF_2

Krystal fluoridu vápenatého (CaF_2) má kubickou plošně centrovanou strukturu ve které je iont Ca^{2+} obklopen osmi ionty F^- , zatímco iont F^- je obklopen čtyřmi ionty Ca^{2+} (viz Obr. 2.2). Krystal CaF_2 díky své vysoké transparentnosti pro záření od ultrafialové oblasti až po blízkou infračervenou našel široké uplatnění v optice. Jako optický prvek se používal ještě před vznikem laseru, a tak není překvapivé, že historicky druhý laser byl uskutečněn v matici CaF_2 . Jednalo se o uranový laser, sestavený v roce 1960, který byl chlazen kapalným heliem a generoval záření na $2,94 \mu\text{m}$ [3].

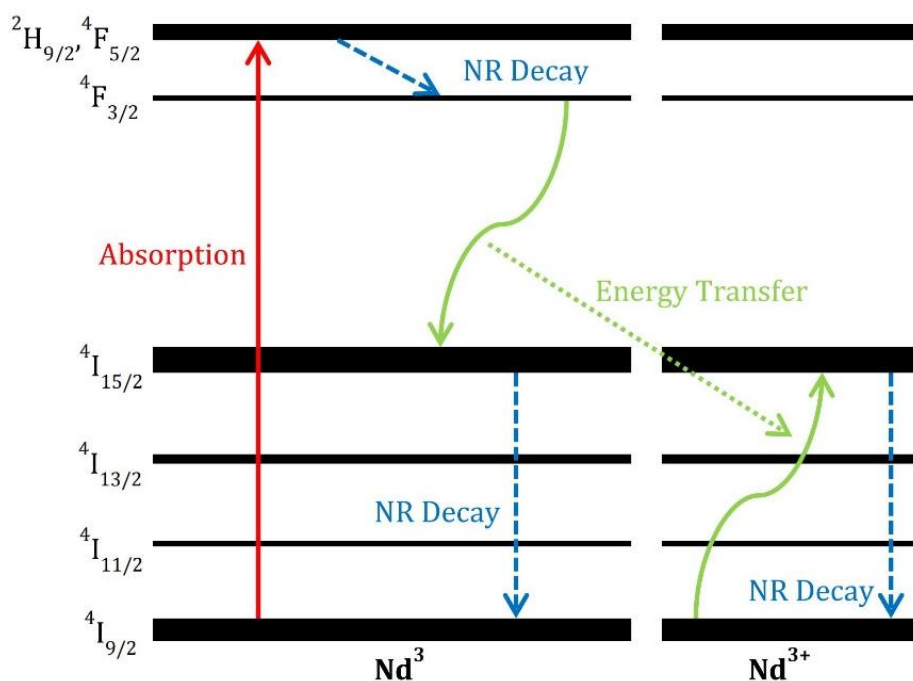
Krystal CaF_2 fluoridu vápenatého je možné vyrábět ve velkých rozměrech a má kromě vysoké transparentnosti i vysokou tepelnou vodivost a to $9,7 \text{ W}(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$ [4]. Tato hodnota však rychle klesá s rostoucí koncentrací iontů vzácných zemin. Například pro krystaly Nd , $\text{Lu}:\text{CaF}_2$ s koncentracemi neodymu 0,5 % a lutecia 0,5 %, resp. 2 % klesne tepelná vodivost na $6,7 \text{ W}(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$, resp. $4,9 \text{ W}(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$ [5].



Obr. 2.2: Model základní buňky fluoridu vápenatého, kde zelené kuličky představují ionty fluoru a šedé ionty vápníku [6].

Krystal fluoridu strontnatého (SrF_2) má stejnou strukturu jako krystal CaF_2 a velice podobné optické a mechanické vlastnosti. Čistý krystal SrF_2 má tepelnou vodivost $8,3 \text{ W}(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$ [4], která stejně jako u CaF_2 klesá s rostoucí koncentrací iontů vzácných zemin v krystalu. Například pro krystal Nd, La: SrF_2 s koncentrací neodymu, resp. lanthanu 0,5 %, resp. 8 % tato hodnota klesne na $3,5 \text{ W}(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$ [7].

Krystaly CaF_2 a SrF_2 dopované neodymem však byly dlouhou dobu opomíjeny, neboť u nich dochází ke shlukování aktivních iontů, což vede k zesilování křížové relaxace a upkonverze. V důsledku těchto jevů pak dochází k zhášení fluorescence a snižování kvantové účinnosti. Schéma křížové relaxace mezi dvěma sousedními ionty neodymu je na obrázku 2.3. Shlukování je způsobeno nahrazením dvojmocného iontu vápníku trojmocným iontem neodymu, což má za následek nerovnoměrné rozložení náboje v krystalové mřížce. Přebytný kladný náboj se pak kompenzuje ionty F^- a nové ionty neodymu zaujmají pozice v okolí míst, kde již ke kompenzaci došlo. Tyto krystaly pak vykazují úzké spektrální čáry a krátké doby života na horní laserové hladině.

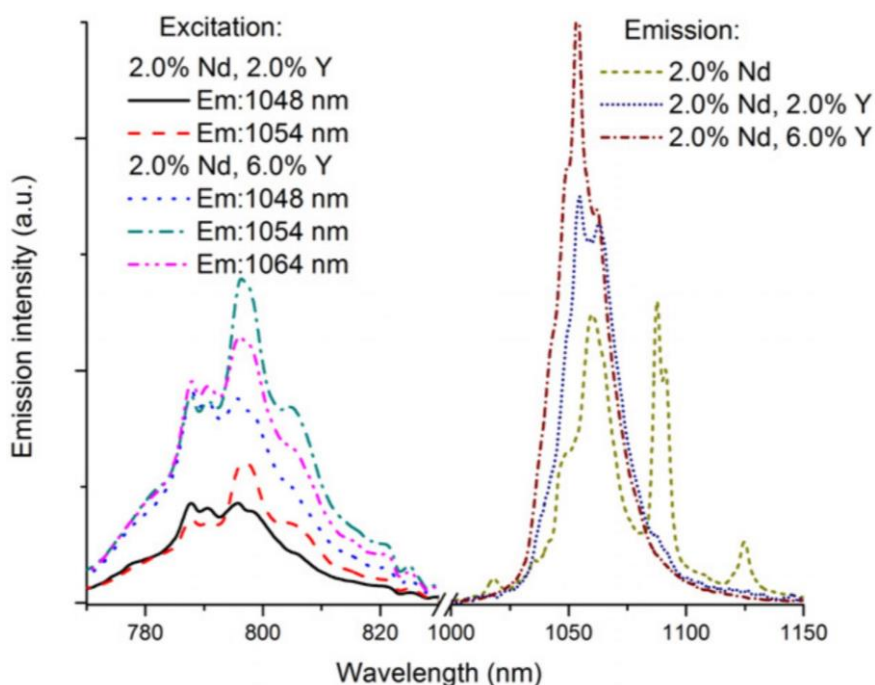


Obr. 2.3: Schéma křížové relaxace mezi dvěma sousedními ionty Nd^{3+} [5].

Tento problém se podařilo vyřešit až v 90. letech minulého století, kdy bylo zjištěno, že kodopací Nd: CaF_2 a Nd: SrF_2 krystalů neaktivními ionty yttria, lanthanu, gadolinia nebo lutecia lze rozbít shluky aktivních iontů a nahradit je novými obecně různě složitými

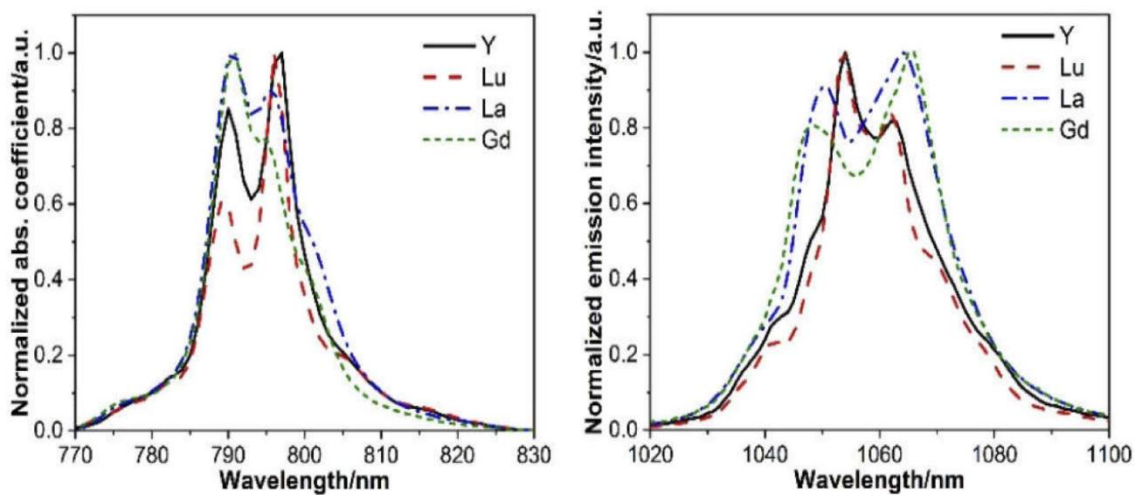
strukturami. Tyto struktury pak narušují uniformitu krystalové mřížky a ovlivňují spektrální vlastnosti krystalu, neboť na každý iont Nd^{3+} působí jiné elektrostatické pole, což vede k nehomogennímu rozšíření spektrálních čar. Širší absorpční čáry pak například umožňují efektivnější čerpání laserovými diodami a širší emisní čáry generaci ultrakrátkých pulsů metodou synchronizace módů, která je popsána v kap. 2.3.1.

Těmto krystalům se také říká neuspořádané a jejich spektrální vlastnosti byly zkoumány například v práci [8], která se zabývala vlivem kodopace krystalů $\text{Nd}:\text{CaF}_2$ ionty yttria. V rámci této práce autoři mimo jiné provedli měření emisních spekter krystalů $2\% \text{Nd}$, $2\% \text{Y}:\text{CaF}_2$, $2\% \text{Nd}$, $6\% \text{Y}:\text{CaF}_2$ a $2\% \text{Nd}:\text{CaF}_2$, která jsou spolu s odpovídajícími excitačními spektry na obrázku 2.4. Z grafu na obrázku 2.4 je pak patrné, že s rostoucí koncentrací iontů yttria roste hlavní emisní pík na $1,06 \mu\text{m}$. V článku bylo dále provedeno měření doby života na horní laserové hladině, která činila pro krystaly s 2% , resp. 6% kodopací yttria $210 \mu\text{s}$, resp. $372 \mu\text{s}$, zatímco pro krystal bez iontů Y^{3+} byla tato hodnota pouze $29 \mu\text{s}$. Tyto výsledky jasně ukazují důležitost kodopace neaktivními ionty, a to i za cenu snížení tepelné vodivosti. I při vysokých koncentracích iontů vzácných zemin je totiž tato hodnota vyšší než například u hojně užívaných $\text{Nd}:\text{sklo}$ materiálů, kde se tepelná vodivost pohybuje okolo $1 \text{ W}(\text{m}\cdot\text{K})^{-1}$.

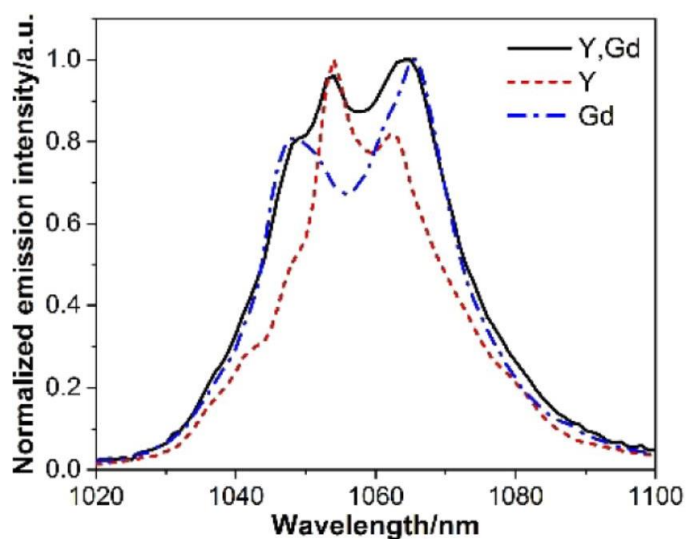


Obr. 2.4: (a) Excitační spektra krystalů $\text{Nd}, \text{Y}:\text{CaF}_2$ pro různé výstupní vlnové délky (b) emisní spektra krystalů $\text{Nd}, \text{Y}:\text{CaF}_2$ s koncentrací $\text{Nd}^{3+} 2\%$ a různými koncentracemi Y^{3+} při budícím záření o 800 nm [8].

Na obrázku 2.5 jsou pak grafy porovnávající absorpční a emisní spektra krystalů 0,5%Nd, 5%R:CaF₂ (kde R = Y, La, Gd, Lu) převzaté z článku [9], ve kterém autoři dále zkoumali vliv kodopace krystalů Nd:CaF₂ dvěma různými neaktivními ionty zároveň. Jak je patrné z grafů obrázku 2.5, ionty R lze rozdělit do dvou skupin podle jejich vlivu na spektrální charakteristiky. První skupinu tvoří ionty Y³⁺ a Lu³⁺ a druhou ionty La³⁺ a Gd³⁺. Kombinací iontů z těchto dvou skupin v krystalu Nd:CaF₂ pak lze dosáhnout lepších spektrálních vlastností. Například FWHM (*full width at half maximum* – šířka v polovině maxima) emisního spektra krystalu Nd, Y, Gd:CaF₂ činilo 33,9 nm zatímco krystalu Nd, Y:CaF₂, resp. Nd, Gd:CaF₂ 26 nm, resp. 30,9 nm (viz Obr. 2.6).

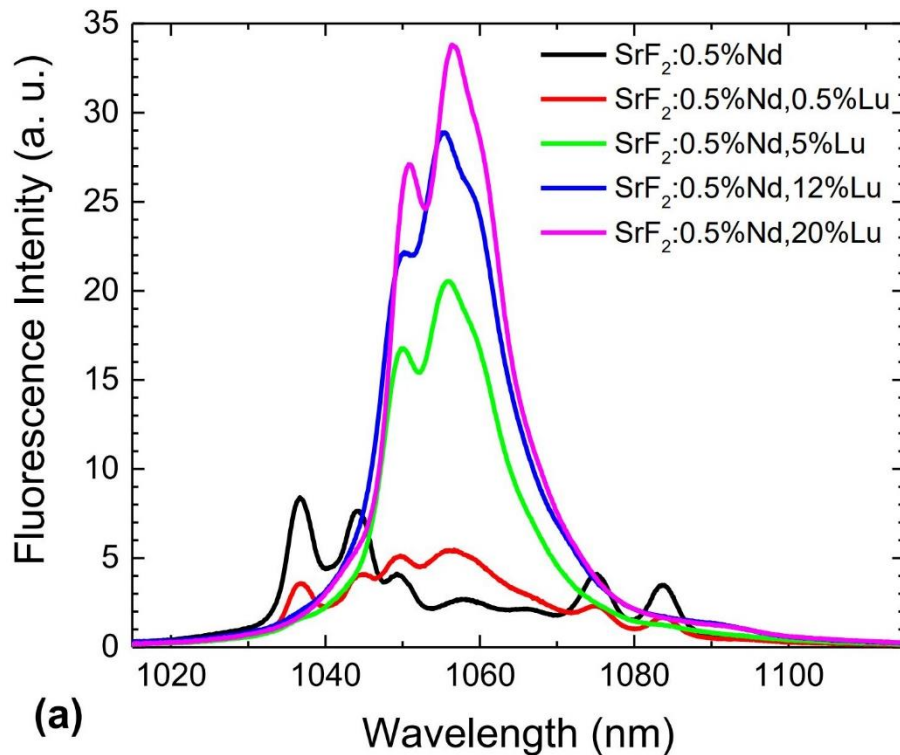


Obr. 2.5: Absorpční (vlevo) a emisní (vpravo) spektra krystalů Nd, R:CaF₂, kde R = Y, La, Gd, Lu s koncentracemi Nd³⁺ 0,5 % a R 5 % [9].



Obr. 2.6: Porovnání emisních spekter krystalů Nd, Y:CaF₂, Nd, Gd:CaF₂ a Nd, Gd, Y:CaF₂ [9].

Vliv kodopace krystalu Nd:SrF₂ neaktivními ionty byl měřen například v práci [5]. V tomto případě byly použity ionty Lu³⁺ a výsledná naměřená fluorescenční spektra jsou na obrázku 2.7. Z tohoto grafu je patrné, že s rostoucí koncentrací neaktivních iontů se spektroskopické vlastnosti krystalu zlepšují stejně jako u Nd:CaF₂.



Obr. 2.7: Porovnání tvarů a intenzity fluorescenčních spekter krystalů Nd, Lu:CaF₂ s různými koncentracemi Lu³⁺ [5].

Laserové akce s neuspořádanými Nd, R:CaF₂ a Nd, R:SrF₂ krystaly bylo dosaženo již v několika pracích, a to především v posledních deseti letech. První laser tohoto typu byl však sestaven již v roce 1999 s použitím krystalu Nd, Y:CaF₂ s koncentracemi Nd³⁺, resp. Y³⁺ 2 %, resp. 5 % [10]. Tento systém byl čerpán xenonovou výbojkou a generoval záření na dvou vlnových délkách a sice 1054 nm a 1063 nm. Za zmínku dále stojí článek [11], který popisuje laserovou generaci dosaženou s krystalem Nd:SrF₂ s koncentrací neodymu 0,5 %. Systém byl buzen pulsním Ti:safírovým laserem a dosažená diferenciální účinnost činila 37 %.

První kontinuální laserové generace pak bylo dosaženo v již zmíněné práci [8] v roce 2013. Čerpání bylo realizováno kontinuálním Ti:safírovým laserem a použitý krystal Nd, Y:CaF₂ měl koncentrace 2 % Nd³⁺ a 2 % Y³⁺. Účinnost tohoto systému však byla nízká (přibližně 5 % s maximálním výstupním výkonem okolo 25 mW), což bylo

pravděpodobně způsobeno relativně vysokou koncentrací Nd^{3+} . V navazující práci [12] pak autoři optimalizovali koncentrace iontů Nd^{3+} , resp. Y^{3+} na hodnoty 1 %, resp. 5 %. S tímto krystalem následně realizovali kontinuální laser s diferenciální účinností 33 %. Zároveň je v tomto článku popsán Nd, Lu:CaF₂ laser s diferenciální účinností téměř 50 % a výstupním výkonem přibližně 120 mW při čerpání Ti:safírovým laserem. V článku [13] pak bylo s diodově čerpaným Nd, Lu:CaF₂ krystalem dosaženo kontinuální generace s výstupním výkonem 462 mW při diferenciální účinnosti 28 %.

Článek [14] popisuje 0,3% Nd, 5% Y:CaF₂ laser buzený laserovou diodou. Maximální výstupní výkon činil 1,06 W s diferenciální účinností 39,2 %. Ve stejném článku bylo dosaženo kontinuální laserové akce i s diodově čerpaným krystalem Nd, Gd:CaF₂ (koncentrace Nd^{3+} 0,3 % a Gd^{3+} 5 %). Diferenciální účinnost v tomto případě činila 42,2 % a maximální výstupní výkon 1,188 W. Kontinuální diodově buzený Nd, Gd:CaF₂ laser byl dále realizován například v práci [15], kde koncentrace Nd^{3+} , resp. Gd^{3+} činily 0,5 %, resp. 5 % a maximální výstupní výkon dosahoval 1,34 W s diferenciální účinností 45 %. Diferenciální účinnosti 40,3 % s výstupním výkonem 1,33 W v kontinuálním režimu při diodovém čerpání pak bylo dosaženo s Nd, La:CaF₂ krystalem v práci [16].

S krystaly Nd, R:SrF₂ bylo dosaženo kontinuální laserové akce například v článku [17]. Použitý krystal byl Nd, Y:SrF₂ a dosažený výstupní výkon činil 380 mW s diferenciální účinností 28 % při diodovém čerpání. Další diodově čerpaný Nd, Y:SrF₂ laser s diferenciální účinností 43,5 % a výstupním výkonem až 630 mW byl realizován v článku [18]. O kontinuálním Nd, Gd:SrF₂ laseru s výstupním výkonem až 992 mW a diferenciální účinností 42,7 % při čerpání laserovou diodou pak pojednává článek [19].

Možnost čerpat Nd, R:CaF₂ a Nd, R:SrF₂ krystaly laserovými diodami ve spojení s jejich širokými spektrálními čarami (viz Obr. 2.4 – 2.7) je činí vhodným aktivním prostředím pro realizaci diodově čerpaných femtosekundových laserů, což dokazují i články popsané ve zbytku této kapitoly. Další možné uplatnění by pak mohly nalézt jako vysokovýkonové diodově čerpané CPA (*Chirped pulse amplification* – zesilovač čerpaných pulsů) s vysokou opakovací frekvencí. V dalším textu, pokud není řečeno jinak, popisují články diodově čerpané lasery generující v režimu pasivní synchronizace módů, realizované pomocí polovodičového saturovatelně absorbujícího zrcadla (neboli SESAM – *semiconductor saturable-absorber mirror*).

První diodově čerpaný femtosekundový Nd, La:CaF₂ laser generující pulsy dlouhé 633 fs na vlnové délce 1061 nm popisuje článek [20]. Koncentrace Nd^{3+} , resp. La^{3+} činila 0,5 %, resp. 8 % a maximální výstupní výkon byl 200 mW při absorbovaném čerpacím

výkonu 2,7 W. Laser byl chlazen vodou na teplotu 12 °C a FWHM generovaného záření bylo 2,8 nm. Disperze v rezonátoru byla kompenzována pomocí dvojice Gires – Tournoisových interferometrických (GTI) zrcadel.

Další Nd, La:CaF₂ laser (se stejnými koncentracemi iontů vzácných zemin jako v předchozím případě) generující pulsy dlouhé 783 fs je popsán v práci [21]. V tomto případě nebyl použit žádný prvek pro kompenzaci disperze a použitý krystal byl na obou stranách seříznutý pod Brewsterovým úhlem. Laser generoval dva výstupní svazky o výkonech 70 mW při absorbovaném výkonu 1,2 W.

V článku [22] je pak popsán femtosekundový Nd, Y:CaF₂ laser generující pulsy o délce až 103 fs při výstupním výkonu 89 mW. Použitý krystal měl tvar Brewsterovského hranolu a byl chlazen vodou na teplotu 15 °C. Koncentrace Nd³⁺, resp. Y³⁺ byly 0,5 %, resp. 10 %, FWHM generovaného záření činilo 12 nm a disperze v rezonátoru byla kompenzována dvěma hranoly. Pro získání takto krátkých pulsů byly navíc v rezonátoru potlačeny vyšší příčné módy metodou ostré hrany.

Podobný experiment byl proveden i v práci [23] s krystalem Nd, Y:CaF₂ se stejnými koncentracemi Nd³⁺ a Y³⁺ jako v článku [22]. Krystal tvaru Brewsterovského hranolu byl chlazený vodou na teplotu 10 °C a pro kompenzaci disperze byla použita GTI zrcadla místo hranolů. Rezonátor měl tak nižší ztráty než v předchozím případě a výstupní výkon činil 180 mW při absorbovaném výkonu 2,5 W. Výstupní pulsy pak měly délku 264 fs.

Generace femtosekundových pulsů bylo dosaženo i v krystalu Nd, Lu:CaF₂, a to v práci [24]. V tomto případě byl pro buzení systému zvolen Ti:safírový laser a použitý krystal, chlazený vodou na 18 °C měl tvar Brewsterovského hranolu. Koncentrace Nd³⁺ činila 0,5 % a Lu³⁺ pak 5 %. Disperze byla kompenzována pomocí dvou hranolů a nejkratší měřené pulsy měly délku 435 fs s výstupním výkonem 10 mW na vlnové délce 1061 nm.

Pro tuto práci je pak důležitý článek [25], který popisuje první Nd, Gd:CaF₂ laser generující v kontinuálním režimu synchronizace módů. Pulsy dlouhé řádově desítky pikosekund se skládaly z kratších pulsů o délce až 2,3 ps. Generované záření mělo dvě centrální vlnové délky, a sice 1064,2 nm a 1064,7 nm. Použitý SESAM firmy Batop (SAM-1064-0.7-1ps-4.0) měl hloubku modulace 0,4 % a relaxační čas 1 ps.

Nejkratších pulsů pak bylo dosaženo s krystalem Nd, Y:SrF₂ [26] Systém byl v tomto případě čerpán Ti:safírovým laserem a pulsy generované na centrální vlnové délce 1061 nm měly délku 97 fs. Pro kompenzaci disperze byla použita GTI zrcadla a krystal

(chlazený vodou na 12 °C) měl tvar Brewsterovského hranolu. Koncentrace Nd^{3+} byla 0,4 % a Y^{3+} 10 % a výstupní výkon činil 102 mW.

S krystalem Nd, Y:SrF₂ bylo dále dosaženo generace pulsů o délce 181 fs v práci [27] při podobném experimentálním uspořádání jako v [26]. V článku [28] je pak popsán Nd, Y:SrF₂ laser generující pulsy o délce 900 fs s rezonátorem bez kompenzace disperze. Články [21], [29] a [7] zase pojednávají o Nd, La:SrF₂ laserech generujících pulsy o délkách 747 fs [21], 354 fs [29] a 156 fs [7].

Femtosekundových pulsů bylo dosaženo i v krystalech Nd, Gd:SrF₂, a to v pracích [30] a [31]. V prvním případě za použití krystalu tvaru Brewsterovského hranolu byly generovány pulsy o délce 600 fs a v druhém případě s pomocí čerpovaného zrcadla pro kompenzaci disperze bylo dosaženo délky pulsů 321 fs.

2.1.2. Lasery s aktivním iontem Nd^{3+} v nejpoužívanějších maticích

Jak již bylo řečeno, laserové akce s aktivními ionty neodymu bylo dosaženo ve více než 100 maticích. Tato kapitola se tedy zaměřuje pouze na ty nejvýznamnější jako jsou Nd:YAG, Nd:YVO₄, Nd:YLF a Nd:sklo a jejich základní rozdíly. Hlavním zdrojem informací pro tuto kapitolu je pak [32].

Nd:YAG (YAG = Y₃Al₅O₁₂ – yttrito hlinitý granát) je bezesporu jedním z nejrozšířenějších aktivních laserových prostředí vůbec. Jeho hlavními výhodami jsou vysoká tepelná vodivost, mechanická odolnost a možnost výroby v relativně velkých rozměrech při zachování dobrých optických vlastností. Jedná se o izotropní krystal s kubickou strukturou, ve kterém ionty Nd^{3+} nahrazují ionty Y^{3+} , a není tak potřeba kompenzace náboje. Kubická struktura navíc upřednostňuje užší fluorescenční čáry, což umožňuje vyšší zisk a nižší práh laserové generace. S izotropií však souvisí vyšší ztráty v rezonátoru způsobené tepelnou depolarizací. Úzké fluorescenční čáry pak značně omezují minimální možnou délku pulsů generovaných v režimu synchronizace módů. Pro Nd:YAG se tak nejkratší možné pulsy pohybují v řádech jednotek až desítek ps.

První laser s aktivním prostředím Nd:YAG byl uveden do provozu v roce 1964 [33] a od té doby našel široké uplatnění v mnoha oborech (medicína, vojenské aplikace, průmysl atd.). Hlavní absorpční pík se nachází na 808 nm, což umožňuje čerpání výkonnými laserovými diodami.

Nd:YVO₄ (YVO₄ – yttrium vanadát) má oproti Nd:YAGu až pětkrát vyšší emisní účinný průřez a širší absorpční pás v okolí 809 nm. J. R. O'Connor odhalil potenciál tohoto aktivního prostředí již v roce 1966 [34]. Krystal však nebylo možné vypěstovat v dostatečné velikosti, aniž by nedošlo k výraznému zhoršení jeho optických vlastností. Malé krystaly pak nebylo možné čerpat výbojkami a rozvoj těchto laserů tak přišel až s rozvojem laserových diod.

Krystal Nd:YVO₄ je přirozeně dvojlomný a generované laserové záření je lineárně polarizované, což eliminuje ztráty tepelnou depolarizací. Použije-li se pro čerpání záření polarizované ve stejném směru jako záření generované, lze dosáhnout až sedmkrát vyššího absorpčního koeficientu než u Nd:YAG laseru. Nevýhodou Nd:YVO₄ krystalů je však nízká tepelná vodivost a relativně krátká doba života na horní laserové hladině.

Nd:YLF (LiYF_4 – fluorid lithno-yttritý) je stejně jako YVO_4 přirozeně dvojlomný a díky generovanému lineárně polarizovanému záření u něj nedochází ke ztrátám tepelnou depolarizací. Oproti krystalu Nd:YAG má nižší tepelnou vodivost, nižší účinný průřez stimulované emise a obecně horší mechanické vlastnosti. Z těchto důvodů se Nd:YLF využívá spíše v systémech s nízkým až středním výkonem.

Naopak výhodou je dlouhá doba života na horní laserové hladině (až dvojnásobná oproti Nd:YAGu), která umožňuje lepší ukládání energie při čerpání laserovými diodami. Další výhodou pak je záporný termooptický koeficient, který u koncově čerpaných laserů způsobuje redukci efektu tepelné čočky.

Nd:YLF emituje záření na dvou vlnových délkách, a sice 1047 nm (π -polarizované) a 1053 nm (σ -polarizované). Přestože je emise na první vlnové délce silnější, záření na 1053 nm je hlavní výhodou Nd:YLF krystalů, neboť se shoduje s emisním píkem neodým dopovaných fosfátových skel. Tento materiál je tak ideální předzesilovač pro řetězové Nd:sklo zesilovače.

Nd:sklo označuje větší množství neodým dopovaných skel. Nejčastěji se jedná o fosfátová (P_2O_5) a křemičitá (SiO_2). Skla se od krystalů odlišují řadou vlastností. Lze je například dopovat na vyšší koncentrace aktivních iontů, aniž by docházelo k negativním jevům jako je zhášení fluorescence a křížová relaxace. Skla je navíc možné vyrábět ve velkých rozměrech a různých tvarech, a to od vláken s průměrem několik mikrometrů až po tyče dlouhé až 2 m s průměrem několik centimetrů.

Nevýhodou naopak je podstatně nižší tepelná vodivost než u krystalů, která značně omezuje provoz těchto laserů. Dalším velkým rozdílem jsou emisní čáry aktivních iontů, které jsou ve sklech podstatně širší než v krystalech. Širší emisní čáry pak sice zvyšují práh laserové generace, ale zároveň umožňují skladování energie a generaci ultrakrátkých pulsů o délkách v řádech až desítek femtosekund, což dokazují i následující články.

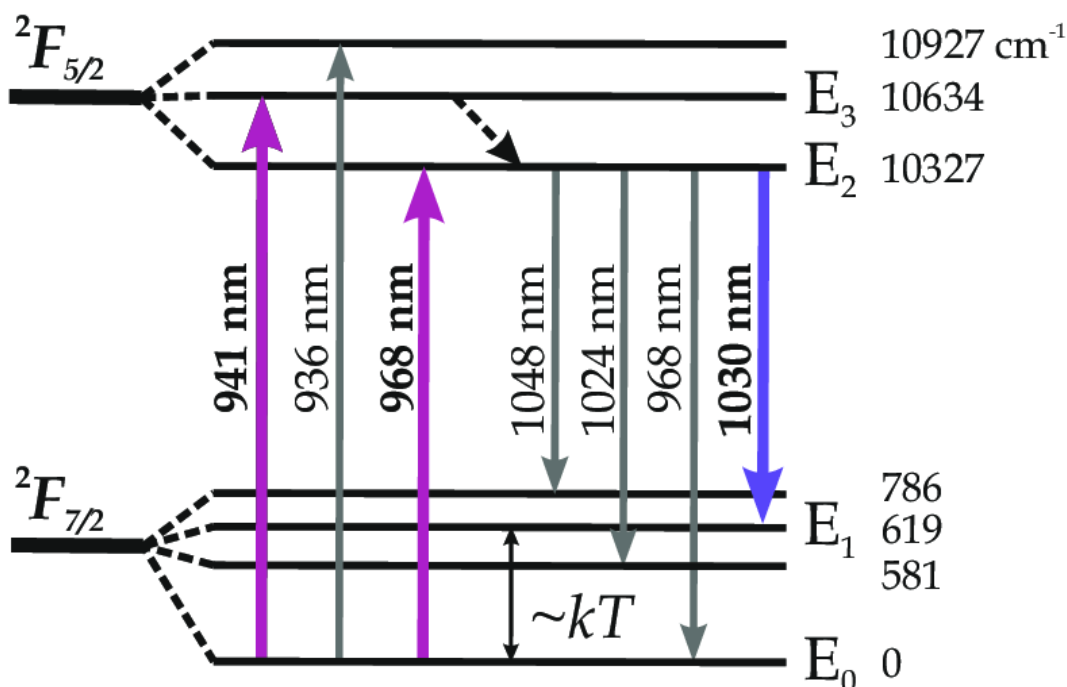
Generace pulsů o délce až 90 fs bylo dosaženo s křemičitým sklem dopovaným neodým v práci [35], při čerpání kontinuálním Ti:safírovým laserem. Článek [36] pak popisuje diodově čerpaný Nd:sklo laser generující pulsy o délce 60 fs s výstupním výkonem 84 mW. Koncentrace neodýmu ve fluorofosfátovém skle činila 3 %.

2.2. Porovnání laserů generujících záření v okolí 1060 nm

Tato kapitola stručně popisuje lasery s aktivním iontem ytterbia se zaměřením na Yb:YAG a Yb:CaF₂, a dále přináší jejich porovnání s již popsanými aktivními prostředí generujícími záření v okolí 1060 nm.

Yterbium je stejně jako neodym přechodový kovový prvek ze skupiny lanthanoidů a v laserové technice se používá jeho trojmocný iont Yb³⁺. Laserové akce s iontem ytterbia bylo dosaženo ve velkém množství matic. Jednou z nejvýznamnějších je Yb:YAG.

Hlavní rozdíl mezi ytterbiovémi a neodymovými lasery generujícími v okolí 1060 nm je v jejich energetických hladinách podílejících se na laserové akci. Zatímco neodymové lasery jsou čistě čtyřhladinové systémy, ytterbiové lasery jsou systémy kvazitříhladinové. Schéma energetických hladin Yb:YAG laseru je na obrázku 2.8. Z tohoto schématu je patrné, že k energetickým přechodům dochází mezi rozštěpenými hladinami ²F_{5/2} a ²F_{7/2}. Absorpční píky se nacházejí v okolí 940 nm a 970 nm a generovaná vlnová délka se pohybuje mezi 1020 nm až 1060 nm v závislosti na matici.



Obr. 2.8: Schéma energetických hladin aktivního prostředí Yb:YAG [37].

Dosažení inverze populace v takovýchto systémech je pak podstatně složitější, s čímž souvisí i vysoký práh laserové generace. S rostoucí teplotou navíc roste obsazení dolní laserové hladiny, což má opět za následek zvýšení prahu generace. Tyto systémy je tak potřeba dostatečně chladit a zároveň čerpat dostatečně výkonným zdrojem.

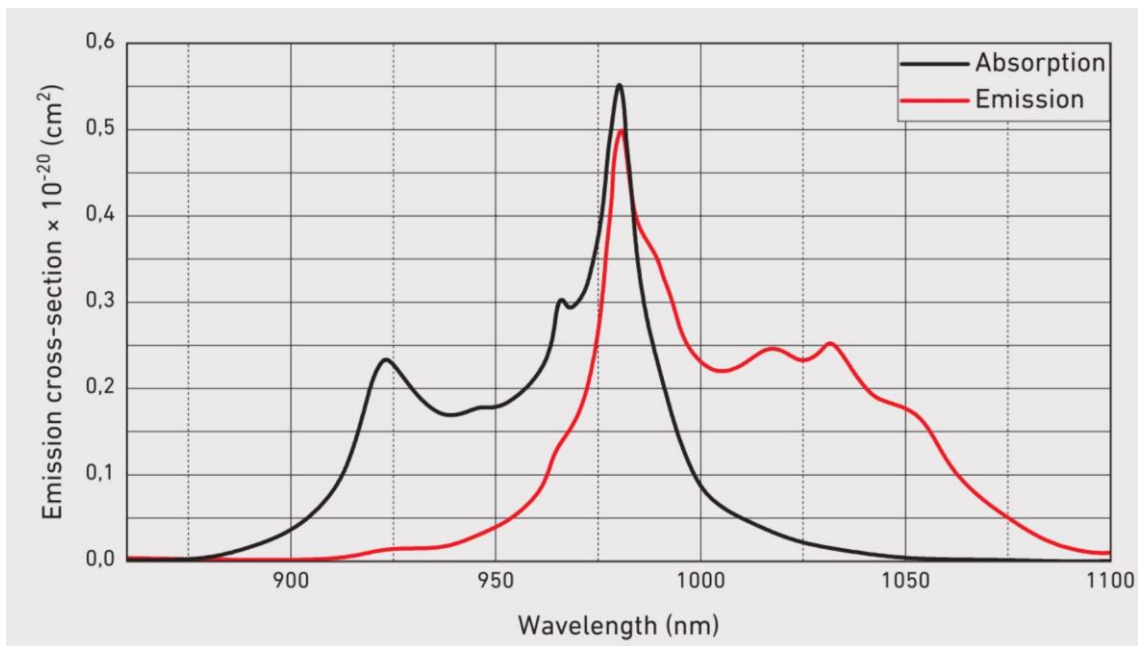
Tyto nevýhody však vyvažuje vysoká optická konverzní účinnost, která je způsobena malým rozdílem mezi energií budícího a generovaného fotonu. S vysokou optickou účinností souvisí i malé ztráty budícího výkonu do tepla. V případě Yb:YAGu se na teplo přemění pouze 11 % absorbované energie, zatímco u Nd:YAGu čerpaného na 808 nm tato hodnota činí 32 % [32].

Yb:YAG má oproti Nd:YAGu dále širší absorpční pik, delší dobu života na horní laserové hladině a nedochází u něj k jevům jako je křížová relaxace či up-konverze. Naproti tomu účinný průřez stimulované emise Yb:YAG krystalu je přibližně desetkrát menší a jeho saturační intenzita je tak podstatně vyšší.

Generace femtosekundových pulsů bylo s aktivním prostředím Yb:YAG dosaženo například v práci [38], kde délka pulsů dosahovala 570 fs, resp. 540 fs na vlnové délce 1,05 μm , resp. 1,03 μm . Článek [39] pak popisuje femtosekundový Yb:YAG laser generující pulsy o délce 810 fs s výstupním výkonem až 60 W a špičkovým výkonem 1,9 MW. Použitý krystal měl tvar tenkého disku a pro kompenzaci disperze bylo použito jedenáct disperzních zrcadel. Není tak překvapivé, že Yb:YAG našel uplatnění ve vysoko výkonových zesilovačích pro femtosekundové lasery.

V oblasti pevnolátkových femtosekundových laserů generujících v okolí 1 μm jsou v dnešní době v popředí vědeckého zájmu krystaly CaF_2 , a to z důvodů popsaných v kapitole 2.1.1. Kromě neuspořádaných krystalů Nd, R: CaF_2 (kde R = Y, La, Lu, Gd; viz kap. 2.1.1) je také podrobně zkoumán krystal Yb: CaF_2 , který vykazuje široké a hladké emisní spektrum. Účinný absorpční a emisní průřez krystalu Yb: CaF_2 je na obrázku 2.9.

S krystaly Yb: CaF_2 bylo například dosaženo generace 150 fs dlouhých pulsů s výstupním výkonem 880 mW [40]. Pulsů o délce 48 fs s výstupním výkonem až 2,7 W bylo dosaženo v práci [41] při čerpání výkonným jednomódovým vláknovým laserem.



Obr. 2.9: Účinný absorpční a emisní průřez krystalu Yb:CaF₂ [42].

2.3. Generace laserového záření

Základním režimem generace laserového záření je tzv. kontinuální režim neboli CW (*continuous-wave*) režim, při kterém je kontinuálně generováno laserové záření. V tomto režimu je při konstantním buzení dosaženo rovnováhy mezi inverzí populace laserových hladin a intenzitou záření v rezonátoru. Pokud laserové aktivní prostředí čerpáme pulsy dostatečně dlouhými pro nastolení dané rovnováhy, hovoříme o tzv. semikontinuálním režimu a laser generuje sled pulsů.

Pro získání kratších pulsů o podstatně větší intenzitě záření lze užít metodu Q-spínání. Její princip spočívá v modulaci ztrát v rezonátoru aktivním či pasivním prvkem. Ztráty jsou nejprve uměle zvýšeny natolik, aby nemohlo dojít k laserové akci. Inverze populace hladin v aktivním prostředí tak může dosáhnout vyšších hodnot, než by bylo možné při kontinuálním (respektive semikontinuálním) režimu. Je tedy potřeba, aby doba života na horní laserové hladině byla dostatečně dlouhá. Po prudkém snížení ztrát se pak v krátkém časovém intervalu uvolní nahromaděná energie a je vygenerován tzv. gigantický puls [43]. Délka těchto pulsů se pohybuje v jednotkách až stovkách nanosekund a intenzita může být až o šest řádů vyšší než v kontinuálním režimu.

Pro generaci kratších pulsů se užívá metoda synchronizace módů (*mode-locking*), která bude v následujícím textu stručně popsána. V závěru podkapitoly 2.3.1. jsou pak uvedeny některé metody pro dosažení režimu synchronizace módů.

2.3.1. Metoda synchronizace módů

V laserovém rezonátoru vznikají stacionární stavy elektromagnetického pole (které si lze představit jako stojaté vlnění) nazývané podélné módy. Každý mód má jinou frekvenci a v prázdném rezonátoru jsou jednotlivé módy frekvenčně vzdálené o $\Delta\nu = c/2L$, respektive $\Delta\omega = \pi c/L$ (kde c je rychlost světla ve vakuu a L délka rezonátoru). Princip metody synchronizace módů spočívá v superpozici – konstruktivní interferenci – fázově synchronizovaných podélných módů rezonátoru. V rezonátoru pak obíhá jeden puls, který s každým odrazem od výstupního zrcadla vyzáří část své energie, což vede ke generaci pravidelného sledu krátkých pulsů (z akustiky a radiotechniky je tento jev znám pod názvem zázněž nebo rázy).

Aktivní prostředí v rezonátoru způsobí změnu jeho rezonančních frekvencí, což vede k tzv. přitahování frekvencí, a tím ke změně vzdáleností módů. Pro zjednodušení tento jev zanedbáme a budeme dále předpokládat, že všechny módy mají stejnou amplitudu E_0 a fázi φ . Dále budeme předpokládat následující tvar rovinné vlny šířící se ve směru osy z představující n -tý mód:

$$E_n = E_0 e^{i(\omega_n t - kz + \varphi)}$$

kde ω_n je frekvence n -tého módu a k vlnové číslo. Označíme-li dále centrální mód n_0 a jeho frekvenci ω_0 , bude platit $\omega_{0\pm n} = \omega_0 \pm n \cdot \Delta\omega$, kde n je celé číslo.

Výsledné pole je pak superpozicí polí všech zesilovaných módů. Zesilované módy jsou ty, u kterých zisk překročí ztráty. Jejich interval se nazývá pásmo zesílení. Pro počet zesilovaných módů N tedy platí vztah $N = \Delta\nu_L/\Delta\nu$, kde $\Delta\nu_L$ je šířka pásma zesílení. Pro zjednodušení předpokládáme, že je pásmo zesílení symetrické (pak je N vždy liché) a výsledné pole lze tedy napsat jako:

$$E(z, t) = \sum_{n=n_0-\frac{N-1}{2}}^{n_0+\frac{N-1}{2}} E_n(z, t) = E_0 e^{i(\omega_0 t - kz + \varphi)} \sum_{q=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} e^{iq\Delta\omega t}$$

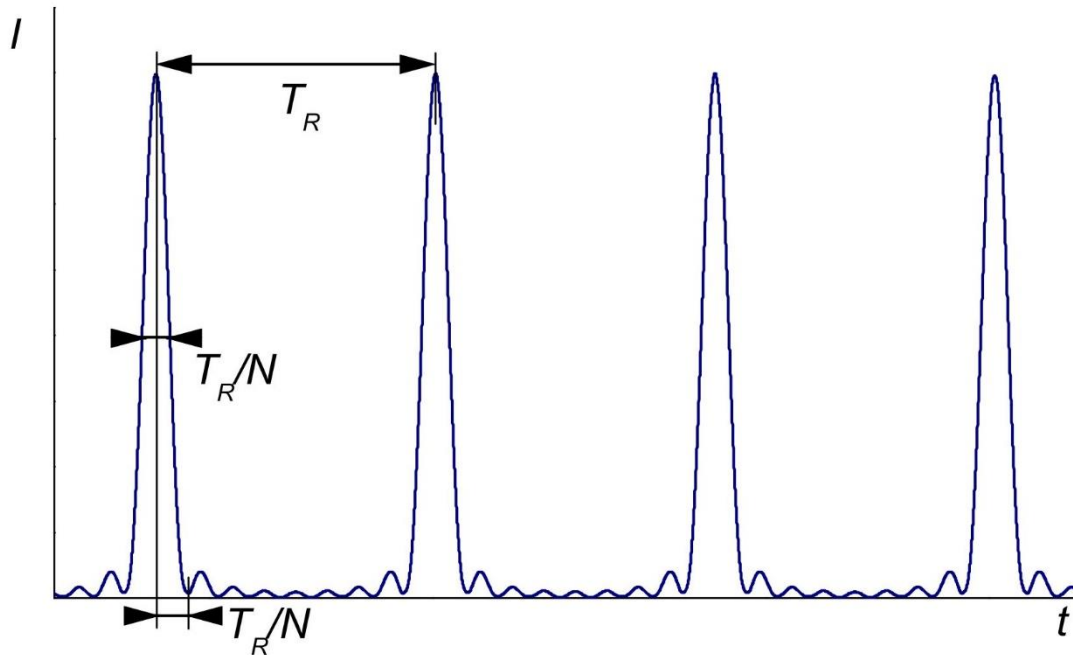
$E(z, t)$ je tak určeno Fourierovou řadou, jejíž sečtení dává periodické řešení:

$$E(z, t) \sim e^{i\omega_0 t} \frac{\sin \frac{N\Delta\omega t}{2}}{\sin \frac{\Delta\omega t}{2}}$$

Odtud následně získáme intenzitu N synchronizovaných módů o stejné velikosti a fázi jako:

$$I \sim |E|^2 \sim \frac{\sin^2 \frac{N\Delta\omega t}{2}}{\sin^2 \frac{\Delta\omega t}{2}}$$

Záření tak bude generováno v pulsech s periodou $T = 2L/c$ (odpovídající době oběhu světla rezonátorem) a intenzitou N -krát větší než v případě kontinuální generace. Pro délku pulsů navíc platí, že je N -krát kratší než perioda T . Odtud vyplývá, že čím více módů je synchronizováno, tím jsou generované pulsy kratší. Pro získání ultrakrátkých pulsů je tedy nezbytné použít aktivní prostředí s co nejširším pásmem zesílení. Průběh funkce I pro devět synchronizovaných módů je na obrázku 2.10.



Obr. 2.10: Průběh funkce I pro devět synchronizovaných módů, T_R je zde perioda T [44].

V reálném případě pak mimo jiné nemají všechny módy stejnou amplitudu a puls má tak jiný tvar než na obrázku 2.10. Puls je navíc vlnový balík šířící se v disperzním prostředí (kterým je zpravidla aktivní prostředí). Grupová rychlost, která závisí na frekvenci, se tak pro jednotlivé módy liší, což vede k prodlužování pulsů v čase neboli „čerpování“. Nejčastěji se jedná o pozitivní disperzi, při které se kratší vlnové délky šíří prostředím pomaleji než ty delší. Pro kompenzaci tohoto jevu je potřeba do rezonátoru vložit prvky

s negativní disperzí (ve kterých se kratší vlnové délky naopak šíří rychleji než ty delší) jako jsou hranoly, čerpovaná zrcadla či Gires-Tournoisův interferometr.

Pro dosažení režimu synchronizace módů musí být v rezonátoru prvek, který moduluje ztráty nebo zisk s periodou rovnou době oběhu světla rezonátorem. Modulace může být řízena buď vnějším signálem – pak mluvíme o aktivní synchronizaci módů – nebo nelineární odezvou prvku na záření v rezonátoru – pak se jedná o pasivní synchronizaci módů.

Generace v režimu aktivní synchronizace módů se nejčastěji dosahuje amplitudovými (akustooptickými) či fázovými (elektrooptickými) modulátory. Pulsy generované při aktivní synchronizaci módů jsou zpravidla delší než při pasivní synchronizaci módů. Tato metoda je navíc technicky náročnější. Její výhodou však je, že jednotlivé pulsy lze načasovat, a lze ji tedy užít například pro synchronizaci více laserů.

V dnešní době je pasivní synchronizace módů nejčastěji realizována pomocí polovodičových satureovatelných absorbérů (SESA – *semiconductor saturable absorber*). Jejich princip spočívá v absorpci dopadajícího záření elektrony, které jsou následně vybuzeny z valenčního do vodivostního pásu. V rezonátoru jsou tím uměle zvýšeny ztráty a nemůže docházet k laserové akci. Jelikož je však množství elektronů v SESA konečné, je možné ho dostatečně intenzivním pulsem tzv. „vybělit“. Absorbér je v takovém případě satureovaný a daný puls jím prochází a je dále zesilován v aktivním prostředí. Při dostatečném čerpání se takto intenzivní puls vygeneruje ze šumu buď náhodně, nebo ho lze vytvořit náhlou změnou některého parametru rezonátoru, např. otřesem zrcadla.

SESA se skládají z jedné nebo více tenkých vrstev absorbéru (kvantových jam) a většinou jsou zhotoveny na polovodičovém braggovském zrcadle. Pak hovoříme o polovodičovém satureovatelně absorbujícím zrcadle (SESAM – *semiconductor saturable absorber mirror*). Jejich hlavními parametry jsou saturační intenzita, relaxační doba, hloubka modulace, nesatureovatelné ztráty a v neposlední řadě práh poškození.

Saturační intenzita je definována jako intenzita, při které se absorpce sníží na polovinu své maximální hodnoty. Relaxační doba pak udává čas, za který se absorbér opět uzavře po „vybělení“. Podle toho, zda je relaxační doba srovnatelná s délkou pulsu či nikoli, mluvíme o rychlém či pomalém absorbéru. Zároveň nesmí být pro synchronizaci módů relaxační doba delší než doba oběhu světla rezonátorem. Hloubka modulace neboli satureovatelná absorpce udává rozdíl mezi maximální a minimální transmisí absorbéru. Nesatureovatelné ztráty pak představují konstantní úroveň ztrát, kterou nelze saturovat.

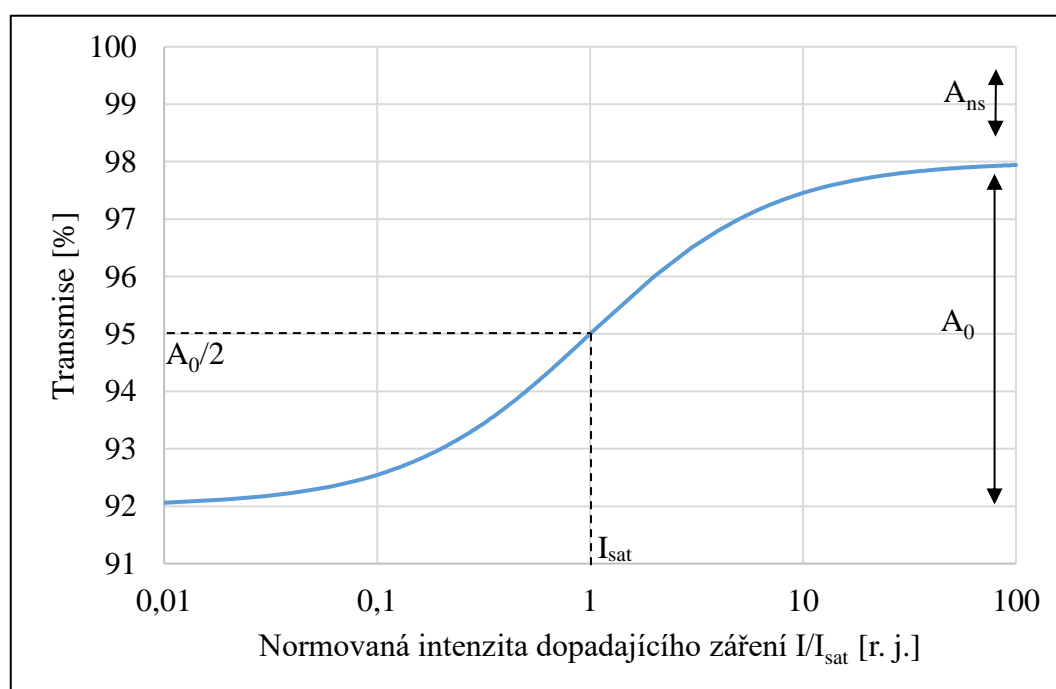
Průběh absorpce v závislosti na intenzitě dopadajícího záření pro SESA lze popsat pomocí vztahu:

$$A(I) = \frac{A_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} + A_{ns}$$

kde A_0 je hloubka modulace, A_{ns} jsou nesaturovatelné ztráty a I_{sat} je saturační intenzita. Transmise SESA je pak dána vztahem:

$$T(I) = 1 - A(I)$$

Příklad průběhu transmise SESA je vyneseno na obrázku 2.11.



Obr. 2.11: Příklad nelineární transmise saturovatelného absorbéru v závislosti na intenzitě dopadajícího záření normované k saturační intenzitě.

2.4. Autokorelační metoda pro měření ultrakrátkých pulsů

Jednou z nejčastěji užívaných metod pro měření ultrakrátkých pulsů je autokorelační metoda. Její princip spočívá v měření délky pulsu pomocí pulsu samotného. Aby bylo toto možné je příchozí puls rozdělen na dvě kopie s tím, že jedna je časově zpožděována vůči druhé. Oba takto vzniklé pulsy se pak překrývají v nelineárním prostředí a ze vzniklého signálu je následně možné určit délku původního pulsu.

Nelineárním prostředím může být například krystal pro generaci druhé harmonické frekvence. Výstupní záření pak bude mít dvojnásobnou frekvenci oproti vstupnímu záření a pro jeho pole (E_{out}) bude platit:

$$E_{out}(t, \tau) \approx E(t)E(t - \tau)$$

kde τ je zpoždění kopie pulsu a $E(t)$ pole vstupního pulsu. Intenzita (I_{out}) tohoto pole pak bude úměrná součinu intenzit vstupních pulsů (kopií):

$$I_{out}(t, \tau) \approx I(t)I(t - \tau).$$

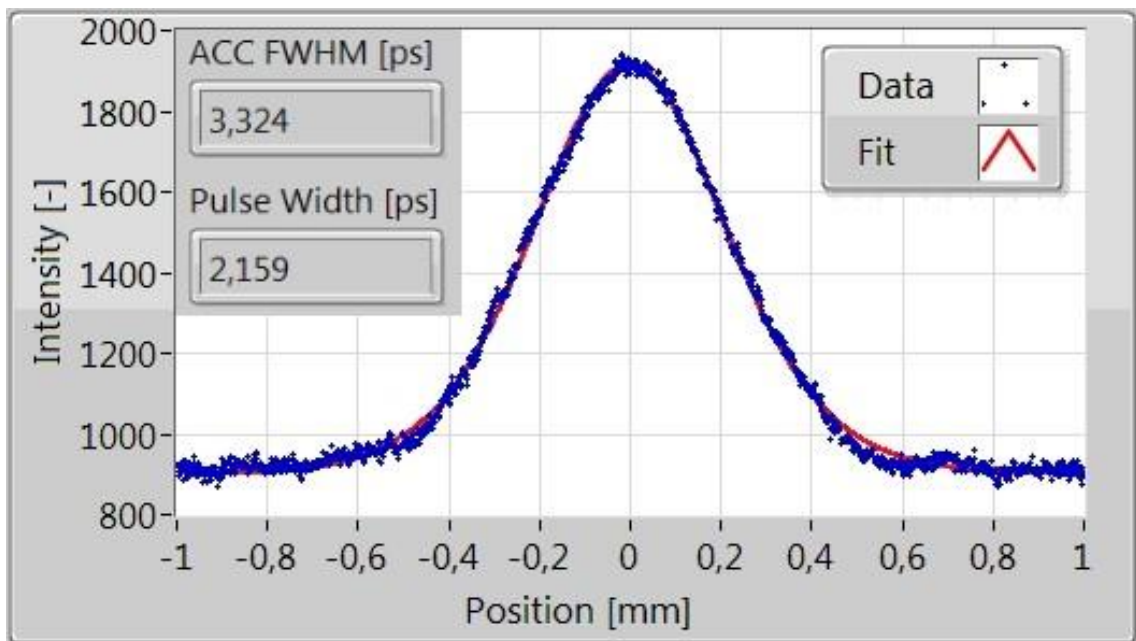
Intenzitní autokorelační metoda pak spočívá v měření závislosti intenzity nelineárně generovaného signálu na zpoždění τ , což dává autokorelační stopu jako:

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) dt.$$

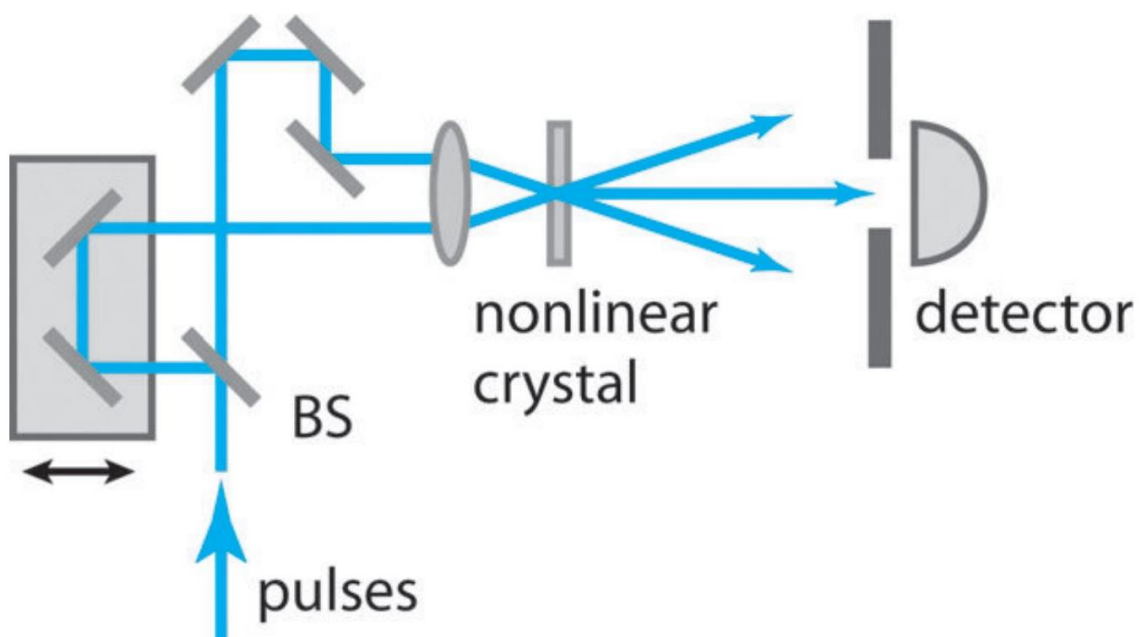
Autokorelační stopa je tedy symetrická a má vždy maximum pro $\tau = 0$, neboť hodnota integrálu bude maximální, pokud se pulsy přesně překrývají. Naopak mimo překryv nedochází ke generaci druhé harmonické frekvence a autokorelační stopa je nulová. Platí tedy, že čím kratší puls tím kratší autokorelační stopa.

Pro určení délky pulsu z autokorelační stopy je navíc potřeba znát tvar pulsu. Právě nutnost znát tvar pulsu je hlavní nevýhodou této metody. Ve většině případů je tak tvar pulsu pouze předpokládán, což může mít za následek zkreslení výsledků. Nejčastěji „předpokládané“ tvary pulsů jsou sech^2 a Gaussovský tvar. Pro sech^2 platí, že délka pulsu je rovna délce autokorelační stopy násobené konstantou 0,647. Pro Gaussovský puls tato konstanta činí 0,707.

Příklad autokorelační stopy naměřené intenzitním autokorelátorem využívajícím generace druhé harmonické frekvence je na obrázku 2.12. Na obrázku 2.13 je pak schéma nejjednoduššího uspořádání intenzitního autokorelátoru.



Obr. 2.12: Autokorelační stopa o délce 3,32 ps (délka na polovině maxima) pulsů o délce 2,16 ps za předpokladu tvaru pulsů sech^2 .



Obr. 2.13: Schéma intenzitního autokorelátoru, kde velká modrá šipka označuje vstupní záření a BS dělič svazku [1].

3. Experimentální část: Nd, Gd:CaF₂ laser

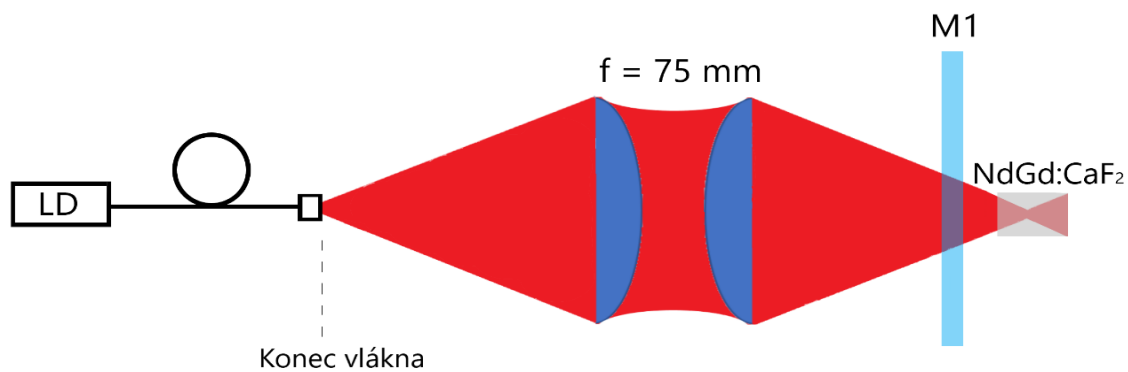
Tato kapitola popisuje postup a výsledky dosažené při realizaci módově synchronizovaného Nd, Gd:CaF₂ laseru. Kapitola je rozdělena do čtyř podkapitol. První dvě popisují čerpací zdroje záření a experimentální uspořádání. Druhé dvě podkapitoly pak shrnují výsledky dosažené s krystalickými vlákny a krystaly tvaru Brewsterovských hranolů.

3.1. Charakterizace budící diody a fokusace

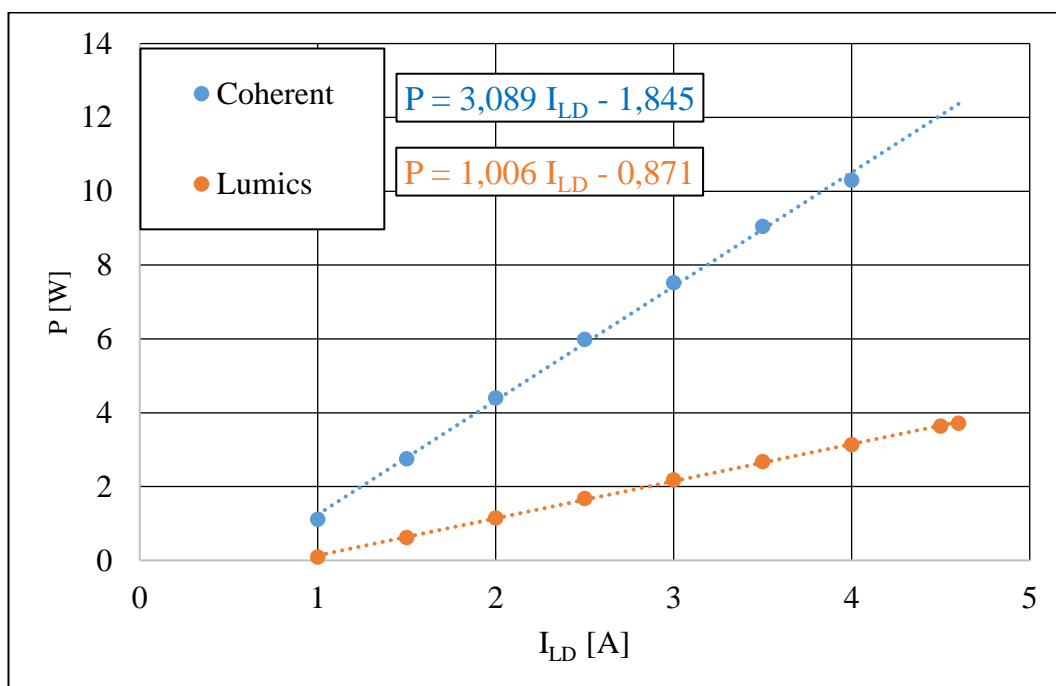
Pro čerpání Nd, Gd:CaF₂ laseru byla nejprve používána laserová dioda *Coherent* (model I5F1S15-793.3-9C-HS1.4-2m) s výkonem až 10 W v kontinuálním režimu (při proudu 4 A). V průběhu experimentu však došlo k jejímu poškození a část měření tak byla provedena s laserovou diodou *Lumics* s maximálním výkonem v kontinuálním režimu 4 W (při proudu 4,6 A). Obě použité laserové diody emitovaly záření na 790 nm, které bylo navázáno do optického vlákna o průměru 100 μm. Konec vlákna byl upevněn k fokusační optice tvořené soustavou dvou spojných plankonvexních čoček o ohniskové vzdálenosti 75 mm (viz Obr. 3.1).

Laserové diody byly provozovány jak v kontinuálním, tak pulsním (semikontinuálním) režimu s délkou pulsu 5 ms a opakovací frekvencí 10 Hz (tedy se střídou 1:20). Závislosti výstupních výkonů na proudu na diodě v kontinuálním a semikontinuálním režimu pro obě diody jsou vyneseny v grafech na obrázcích 3.2 a 3.3.

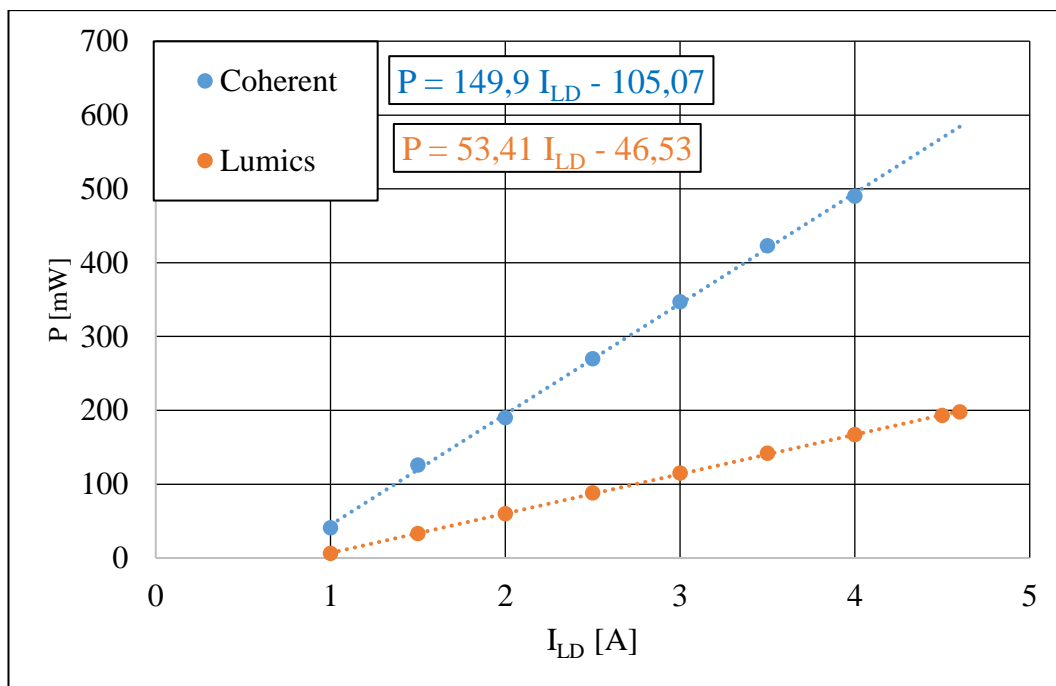
Teplota na diodách byla nastavována Peltierovým článkem tak, aby absorpce v aktivních prostředích byla co nejvyšší. Pro diodu *Coherent* činila optimální teplota 20 °C. Pro diodu *Lumics* byla optimální teplota v pulsním režimu 36 °C a v kontinuálním 20 °C. Normovaná spektra výstupního záření v pulsním režimu obou laserových diod při daných teplotách jsou v grafu na obrázku 3.4.



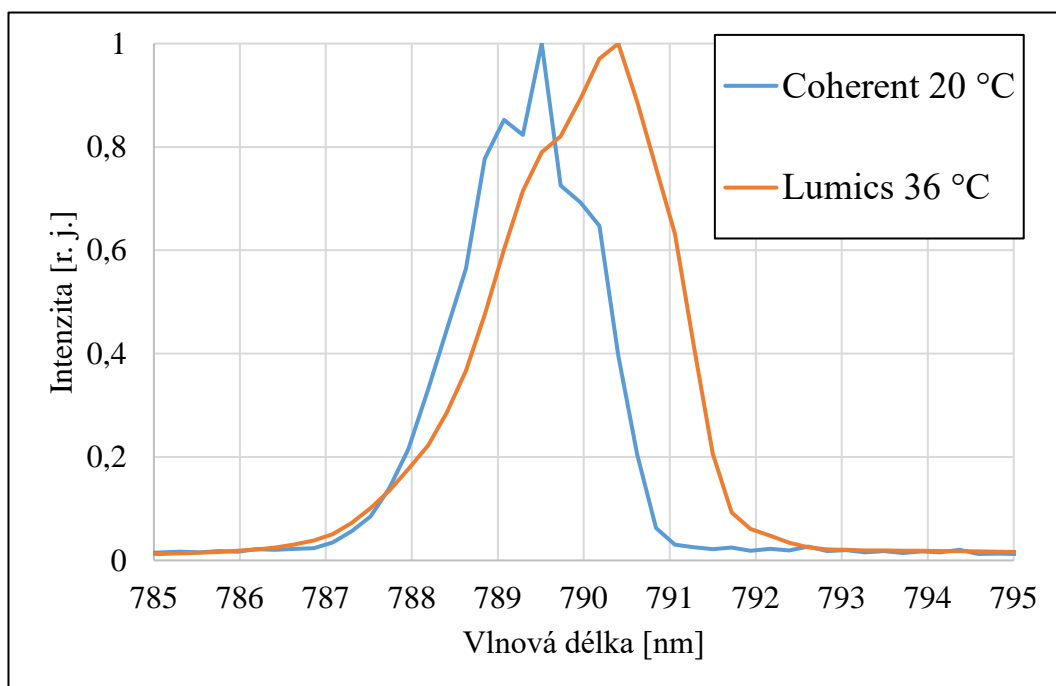
Obr. 3.1: Schéma fokusace čerpačícího záření pro Nd, Gd:CaF₂ laser.



Obr. 3.2: Závislosti výstupního výkonu (měřeného na konci vlákna) v kontinuálním režimu na proudu pro laserové diody *Lumics* (oranžová) a *Coherent* (modrá).



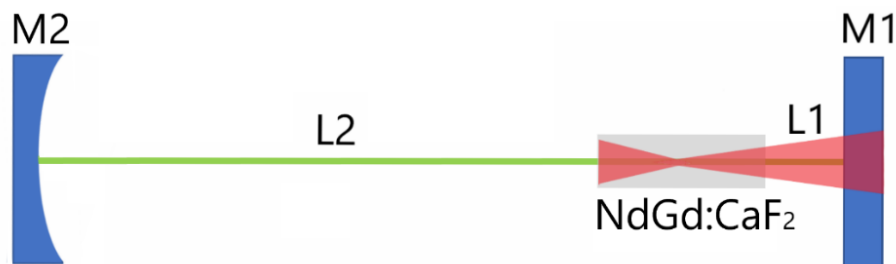
Obr. 3.3: Závislosti výstupního výkonu (měřeného na konci vlákna) v pulsním (semi-kontinuálním) režimu (střída 1:20, 10 Hz) na proudu pro laserové diody *Lumics* (oranžová) a *Coherent* (modrá).



Obr. 3.4: Normovaná spektra výstupního záření laserových diod *Coherent* a *Lumics* v semikontinuálním režimu s opakovací frekvencí 10 Hz a střídou 1:20 při teplotách 20 °C, resp. 36 °C pro diodu *Coherent*, resp. *Lumics*.

3.2. Experimentální uspořádání

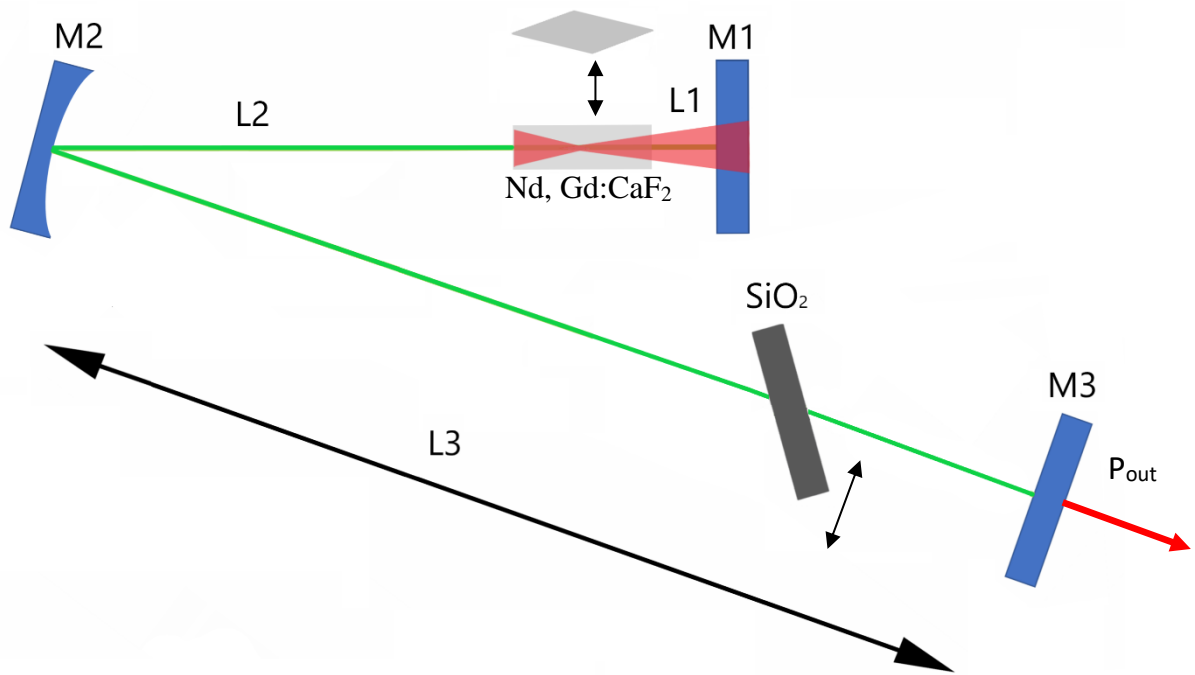
Laserové akce bylo nejprve dosaženo s krystalickými vlákny v hemisférickém rezonátoru (viz obr. 3.5), tvořeném vstupním rovinným zrcadlem (M1) a výstupním kulovým zrcadlem (M2). Zrcadlo M1 bylo vysoce propustné pro čerpací záření a vysoce odrazné (HR) pro záření v okolí 1064 nm a zrcadlo M2 mělo reflektivitu $R = 98,5 \%$ a poloměr křivosti $r = 200$ mm. Vlákna byla umístována 2 mm od M1 (vzdálenost L1) a 183 mm od M2 (vzdálenost L2).



Obr. 3.5: Schéma hemisférického rezonátoru, kde $L1 = 2$ mm a $L2 = 183$ mm.

Pro měření spektrálních vlastností vláken byl dále používán „V rezonátor“, jehož schéma je na obrázku 3.6. Kulové zrcadlo M2 použité v tomto případě bylo vysoce odrazné pro záření na 1064 nm a jeho poloměr křivosti činil 300 mm. Zrcadlo M2 bylo umístěno 157 mm od aktivního prostředí (vzdálenost L2) a natočeno přibližně o 8° oproti původní poloze. Jako výstupní zrcadlo M3 pak byla používána dvě rovinná zrcadla o reflektivitách 94 % a 98,5 %. Vzdálenost L3 zrcadel M2 a M3 činila nejprve přibližně 680 mm a později byla prodloužena na 830 mm.

Schéma na obrázku 3.6 obsahuje i dvojlomnou křemennou destičku, která byla do rezonátoru vkládána pod Brewsterovým úhlem pro přeladění výstupní vlnové délky laseru. Při měření výkonnostních charakteristik byla destička vyjmuta.

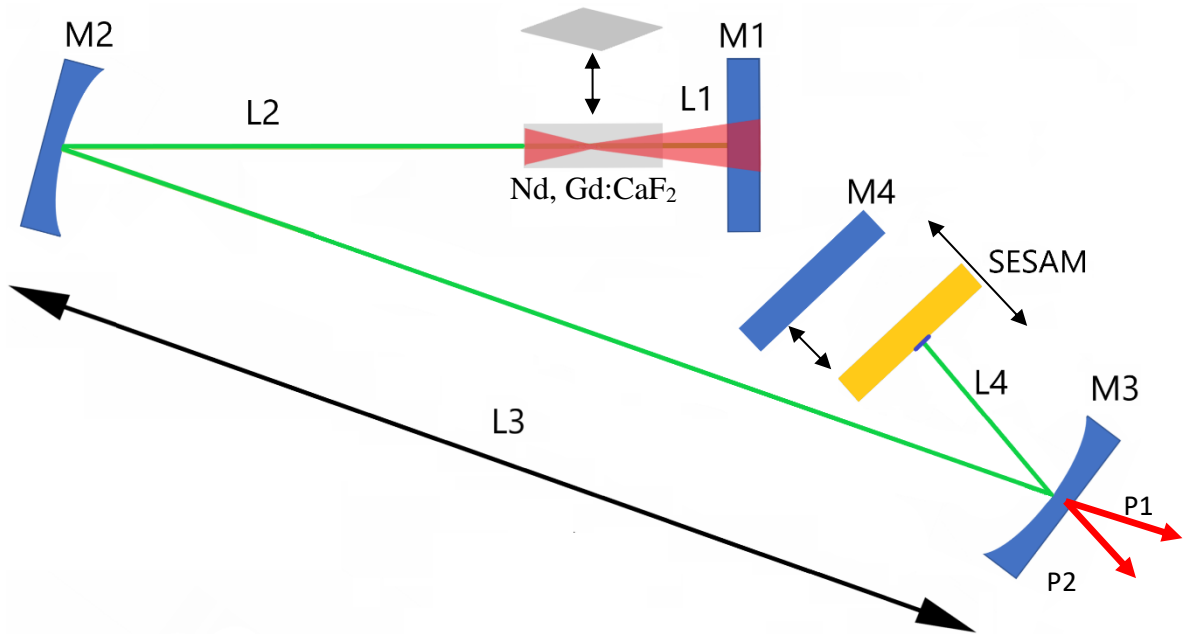


Obr. 3.6: Schéma „V rezonátoru“ kde SiO_2 je dvojlomná křemenná destička vkládaná do rezonátoru pod Brewsterovým úhlem pro přeladění výstupní vlnové délky laseru, $L1 = 2 \text{ mm}$, $L2 = 157 \text{ mm}$ a $L3 = 680 \text{ mm} / 830 \text{ mm}$.

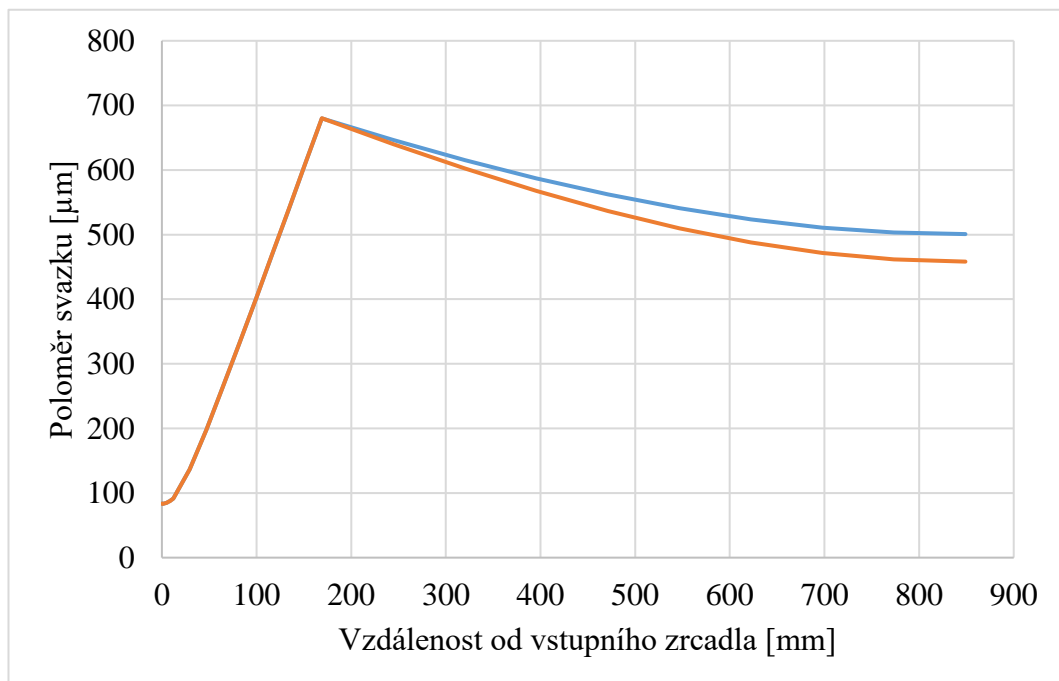
Uspořádání na obrázku 3.6 bylo navíc používáno jako výchozí bod pro nastavení rezonátoru pro generaci v režimu synchronizace módů, jehož schéma je na obrázku 3.7. V tomto případě bylo místo rovinného výstupního zrcadla M3 použito kulové zrcadlo (taktéž výstupní) o poloměru křivosti 100 mm s reflektivitou 98,5 %, které fokusovalo záření na SESAM ve vzdálenosti 50 mm. Absorbující zrcadlo bylo navíc umístěno na posuvu, aby bylo možné měnit vzdálenost L4. Při nastavování tohoto rezonátoru bylo místo SESAM používáno rovinné HR zrcadlo. Vzdálenost L3 při tomto nastavení činila 750 mm.

Rezonátor pro synchronizaci módů byl oproti „V rezonátoru“ zvolen pro dosažení dostatečně malé plochy svazku na SESAM. Malá plocha svazku je důležitá pro dosažení hustoty energie potřebné pro saturaci absorberu. Typické hodnoty saturační energie polovodičových saturevatelně absorbujících zrcadel se pohybují v řádech desítek mikrojoulů na centimetr čtvereční. Závislosti poloměru svazku na poloze v rezonátoru pro oba rezonátory s krystalickými vlákny jsou na obrázcích 3.8 3.9. Na obrázku 3.10 je dále vynešena závislost poloměru svazku v rezonátoru pro synchronizaci módů s Brewsterovským krystalem. Tyto závislosti byly vypočteny pro základní příčný mód pomocí programu *ReZonator* využívajícím ABCD formalismus. Z grafů je patrné, že poloměr svazku

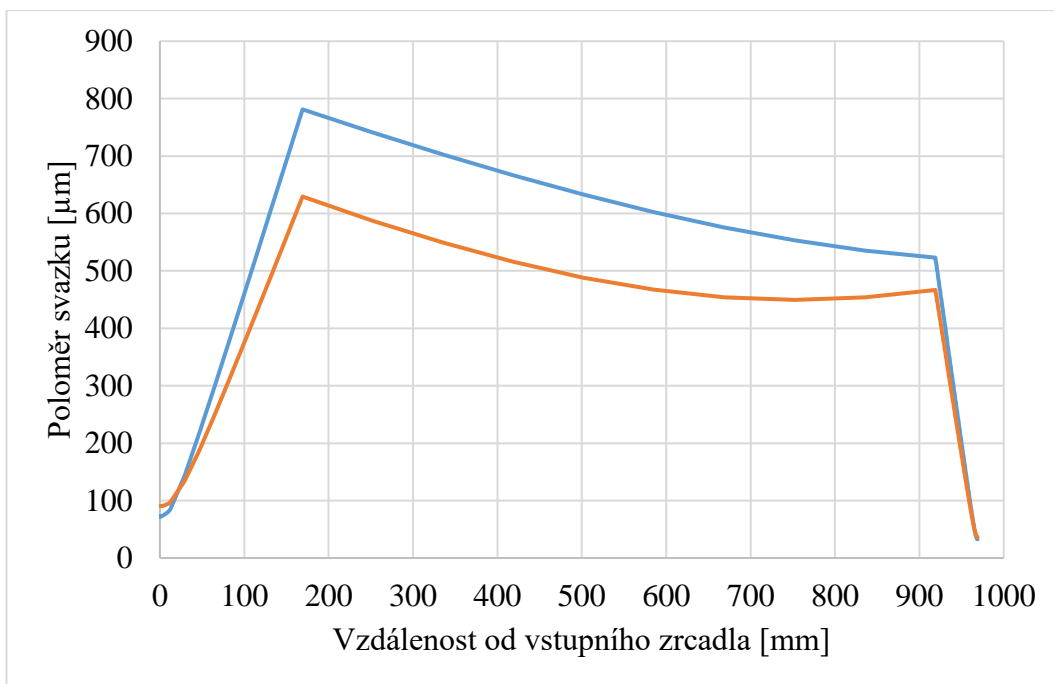
na SESAM je více než desetkrát menší než na zrcadle M3 v případě „V rezonátoru“. Výsledná hustota energie pak může být více než stokrát větší. Další výhodou jsou dva výstupní svazky umožňující současné měření výkonu a délky generovaných pulsů.



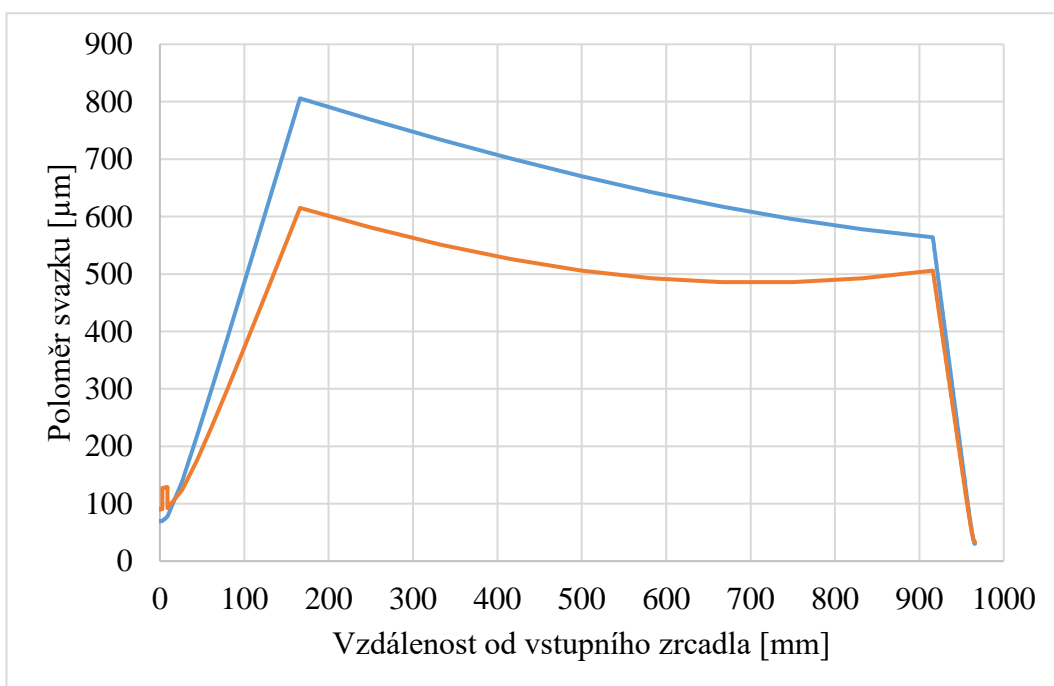
Obr. 3.7: Schéma rezonátoru pro režim synchronizace módů.



Obr. 3.8: Průběh poloměru svazku základního příčného módu ve „V rezonátoru“ s krystalickými vlákny, kde modrá křivka představuje sagitální a oranžová tangenciální rovinu.



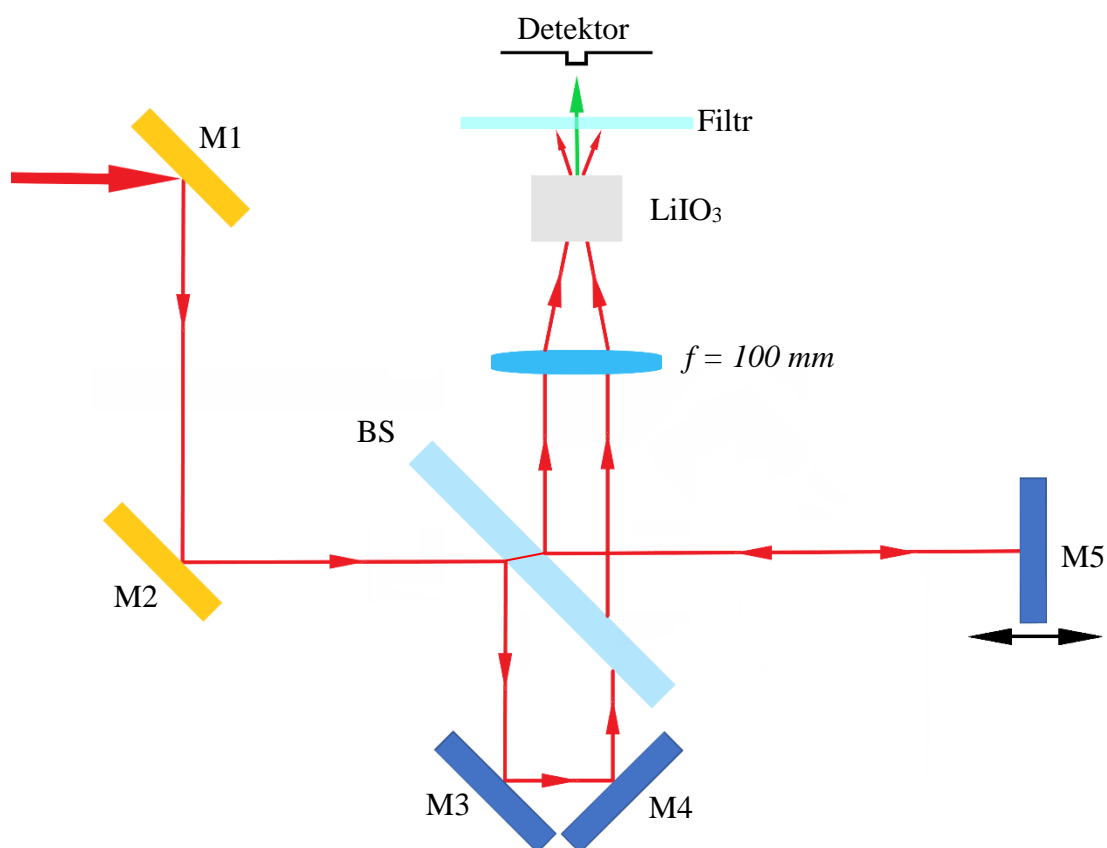
Obr. 3.9: Průběh poloměru svazku základního příčného módu v rezonátoru pro synchronizaci módů s krystalickými vlákny, kde modrá křivka představuje sagitální a oranžová tangenciální rovinu.



Obr. 3.10: Průběh poloměru svazku základního příčného módu v rezonátoru pro synchronizaci módů s Brewsterovským krystalem, kde modrá křivka představuje sagitální a oranžová tangenciální rovinu.

Pro měření ultrakrátkých pulsů byl dále k dispozici intenzitní autokorelátor, jehož schéma je na obrázku 3.11. Vstupní záření (červená šipka) bylo zrcadly M1 a M2 navedeno na dělič svazku (BS), který svazek dělil v poměru 1:1. Zrcadla M3, M4 a M5 pak naváděla oba vzniklé svazky skrze spojnou čočku (s ohniskovou vzdáleností $f = 100$ mm) do nelineárního krystalu pro generaci druhé harmonické frekvence. Vzájemné zpoždění svazků bylo realizováno zrcadlem M5 umístěným na počítačem řízeném posuvu. Vzniklé zelené záření bylo zaznamenáváno křemíkovou fotodiodou (detektor) umístěnou za IR filtrem, který blokoval prošlé laserové záření o $1,06 \mu\text{m}$ a propouštěl záření v okolí 530 nm .

Generace druhé harmonické frekvence byla realizována krystalem jodičnanu lithného (LiIO_3) o rozměrech $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}$ pomocí fázového synchronismu typu I. Vstupní svazky tedy musely být lineárně polarizované ve stejném (vertikálním) směru.

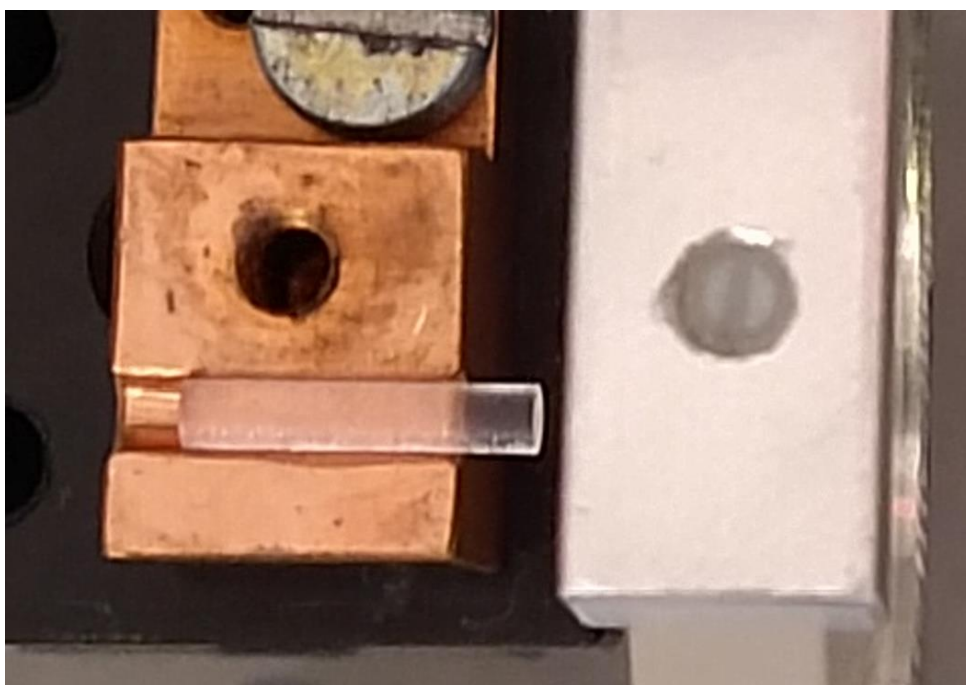


Obr. 3.11: Schéma použitého intenzitního autokorelátoru, kde červené šipky označují směr šíření svazků, M1 – M5 jsou vysoce odrazná rovinná zrcadla pro záření v okolí $1,06 \mu\text{m}$ a BS dělič svazku.

3.3. Nd, Gd:CaF₂ laser s krystalickými vlákny

Jako aktivní prostředí pro realizaci Nd, Gd:CaF₂ laseru byla nejprve použita krystalická vlákna vyrobená v ústavu SICCAS v Šanghaji, o délce 10 mm a průměru 1,9 mm s koncentrací neodymu 0,5 % (viz Obr. 3.12). Krystalická vlákna jsou krystaly tvaru vláken, které se od klasických krystalů liší především způsobem výroby. Krystaly jsou nejčastěji nařezány z většího monokrystalu získaného například Czochralského metodou nebo metodou teplotního gradientu (TGT – *temperature gradient technique*), zatímco krystalická vlákna jsou buď přímo tažena z taveniny, nebo tuhnou již ve tvaru vláken například v grafitových mikrokanálcích. Krystalická vlákna kombinují laserové vlastnosti klasických krystalů s vysokým poměrem plochy ku objemu, což umožňuje jejich efektivní termoregulaci (stejně jako u klasických vláken).

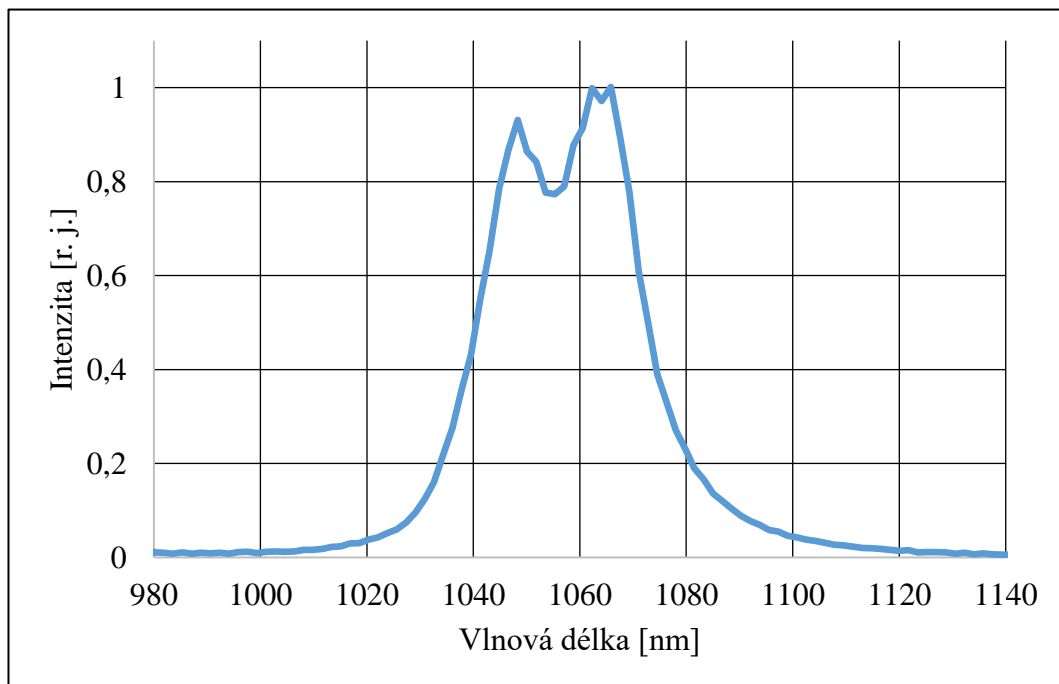
K dispozici bylo celkem devět vláken, která se lišila koncentrací iontů gadolinia. Čtyři měla koncentraci 8 % (0,5Nd8Gd) a pět koncentraci 5 % (0,5Nd5Gd). Některé hodnoty pro vlákna 0,5Nd5Gd byly naměřeny již v práci [43]. Sedm vláken mělo čela pokryta antireflexními vrstvami pro záření na 1064 nm. Dvě vlákna byla ponechána bez AR vrstev.



Obr. 3.12: Fotografie krystalického vlákna 0,5Nd5Gd vloženého do měděného držáku za vstupním zrcadlem M1.

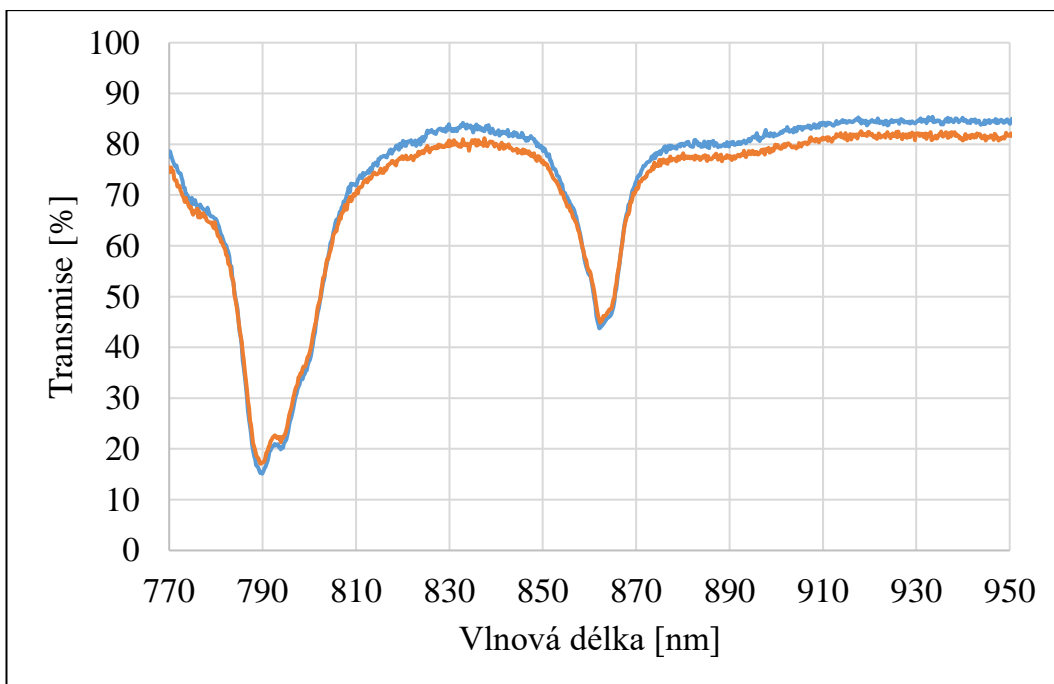
Fluorescenční spektrum vláken je vyneseno v grafu na obrázku 3.13. Měření transmise bylo provedeno pomocí halogenové lampy a spektrometru *Maya 2000 PRO*. Záření z halogenové lampy, simulující záření černého tělesa o teplotě 2960 K, bylo fokusováno na krystalická vlákna. Prošlé záření pak bylo zachyceno optickým vláknem o průměru 400 μm připojeným na spektrometr. Naměřená transmisní spektra jsou v grafu na obrázku 3.14.

Hodnota absorpce na 790 nm byla navíc zvlášť změřena za použití čerpací diody a wattmetru *Coherent FieldMate*. Ze znalosti výkonu dopadajícího na vlákna a výkonu prošlého byla vypočtena absorpce 88 %. Tato hodnota byla navíc konstantní při různých čerpacích výkonech, a lze tedy předpokládat, že nedocházelo k saturaci aktivního prostředí.

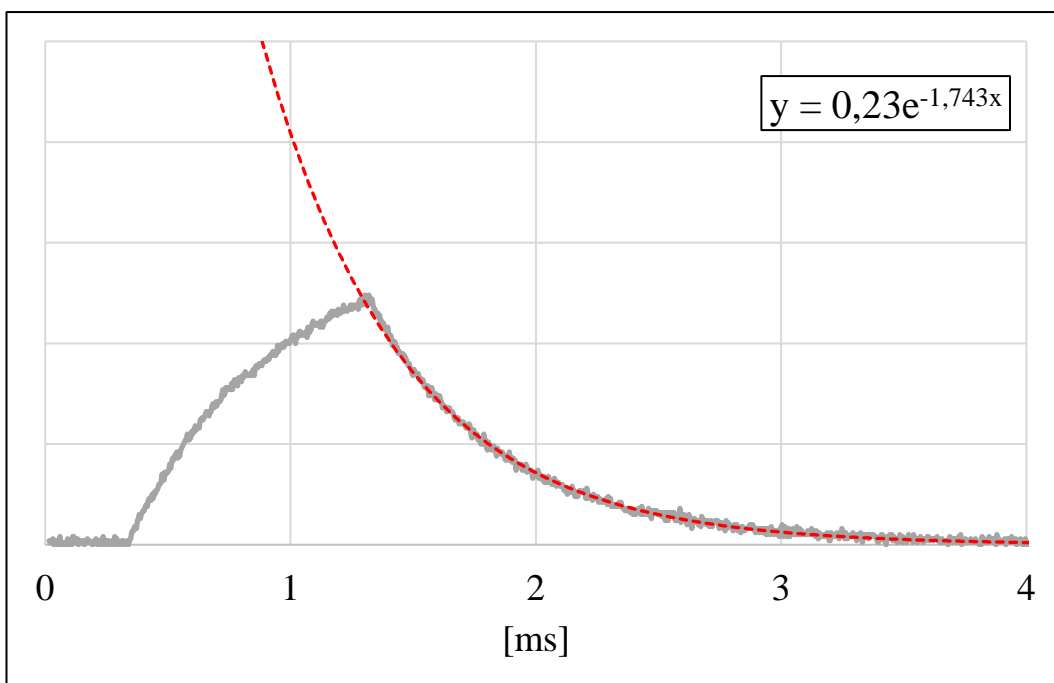


Obr. 3.13: Fluorescenční spektrum krystalického vlákna 0,5Nd5Gd.

Doba života na horní laserové hladině vlákna 0,5Nd5Gd (měřená v rámci práce [43]) činí přibližně 570 μs , což je ve shodě s teorií například podle [15]. Toto měření bylo provedeno pomocí osciloskopu *Tektronix* (model DPO 3032) při buzení pulsem o délce 1 ms na vlnové délce 790 nm. Naměřená data proložená exponenciální křivkou jsou v grafu na obrázku 3.15.



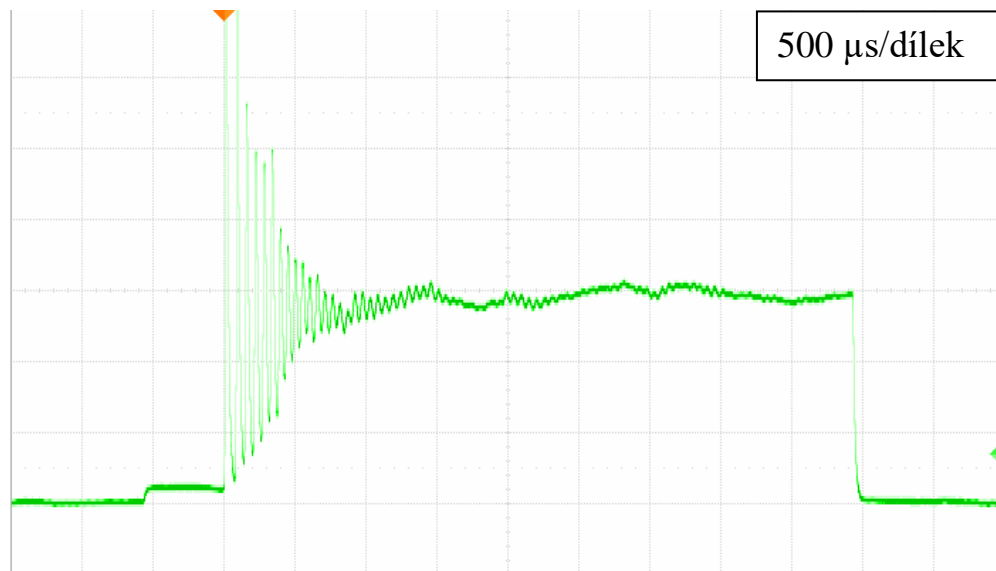
Obr. 3.14: Transmisní spektra krystalických vláken 0,5Nd5Gd (modrá) a 0,5Nd8Gd (oranžová).



Obr. 3.15: Dohasínání fluorescence krystalického vlákna 0,5Nd5Gd (šedá) proložené exponenciální křivkou (červená). Buzeno pulsem o délce 1 ms na vlnové délce 790 nm.

3.3.1. Výkonová charakteristika laseru

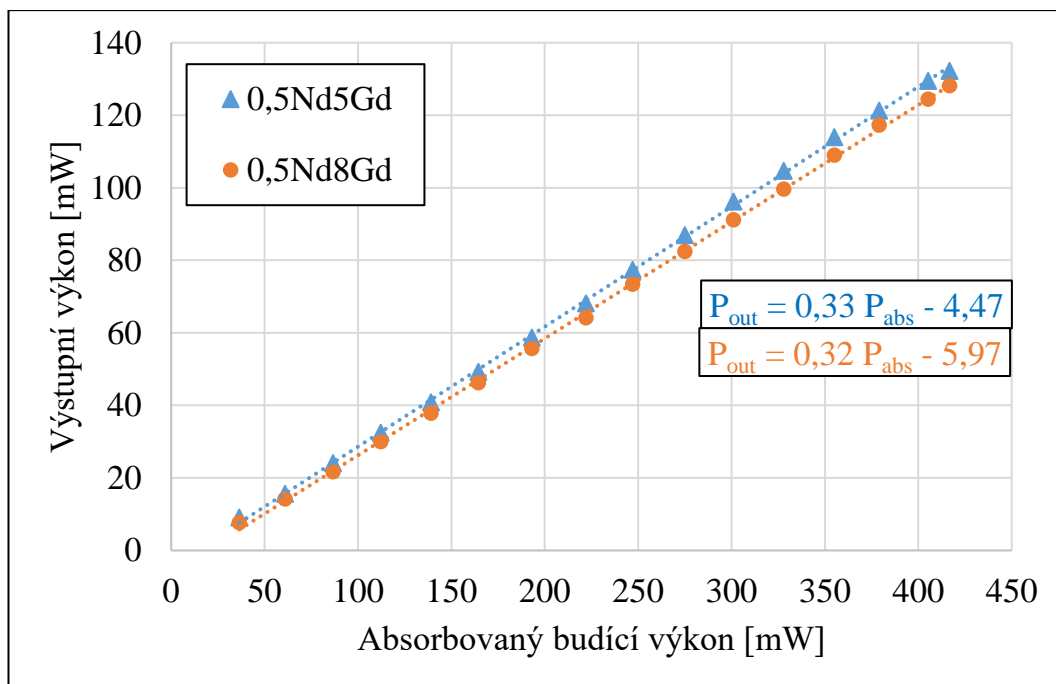
Pro měření výstupních výkonů (P_{out}) byl použit wattmetr *Coherent FieldMate*. Laserová akce byla sledována pomocí křemíkové PIN diody připojené k osciloskopu *Siglent* s šířkou pásma 200 MHz a vzorkovací frekvencí 2 GS/s. Oscilogram zaznamenané laserové akce v semikontinuálním režimu je na obrázku 3.16.



Obr. 3.16: Oscilogram laserové akce krystalických vláken při pulsním buzení s délkou budícího pulsu 5 ms.

S krystalickými vlákny probíhalo měření výstupního výkonu ve všech třech experimentálních uspořádáních popsaných v předchozí kapitole při čerpání laserovou diodou *Coherent*. Během měření výkonových charakteristik byla vlákna pouze vložena do měděného držáku a nebyla aktivně chlazena. Z tohoto důvodu byla čerpána pouze pulsně, aby nedošlo k jejich poškození.

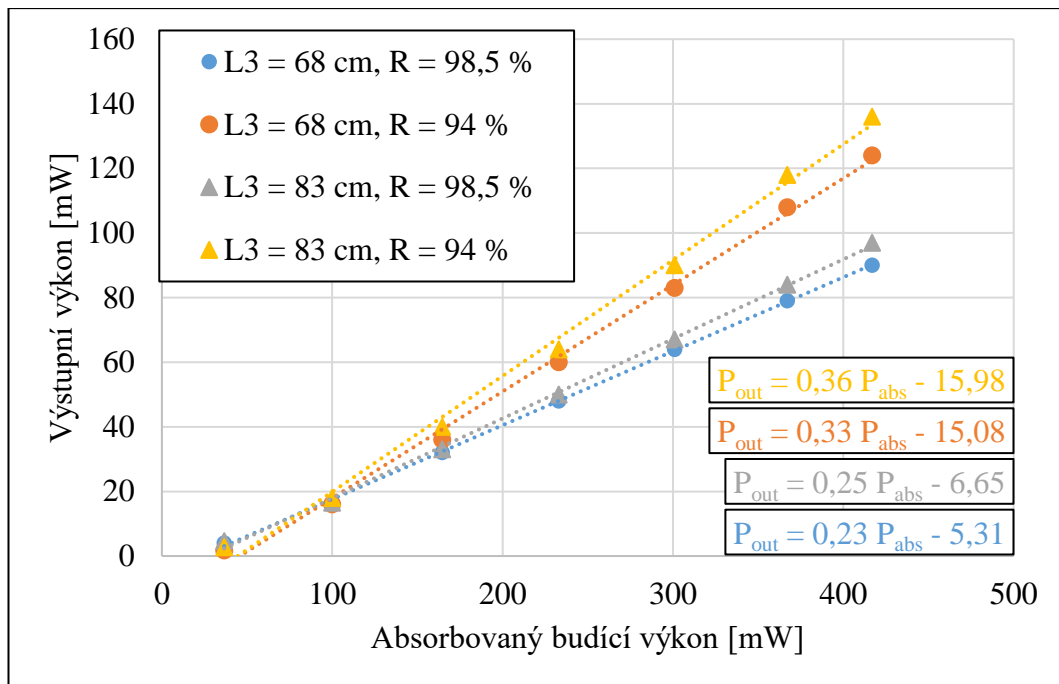
Výkonnostní charakteristiky byly nejprve měřeny s hemisférickým rezonátorem (viz Obr. 3.5), se kterým již měření částečně probíhalo v rámci práce [43]. Při těchto měřeních byl wattmetr umístěn za filtrem FEL 1000, aby nedošlo ke zkreslení výsledků prošlým čerpacím zářením. Dosažený výstupní výkon pro 0,5Nd5Gd činil 132 mW s odpovídající diferenciální, resp. konverzní účinností 33 % resp. 31,7 %. Pro vlákna 0,5Nd8Gd pak tyto hodnoty (ve stejném pořadí) činily 128 mW, 32 % a 30,7 %. Graf znázorňující závislost výstupního výkonu na výkonu absorbovaném v aktivním prostředí pro hemisférický rezonátor s výstupním zrcadlem o reflektivitě 98,5 % je na obrázku 3.17.



Obr. 3.17: Závislost výstupního výkonu na výkonu absorbovaném v krystalických vláknech 0,5Nd5Gd a 0,5Nd8Gd pro hemisférický rezonátor s výstupním zrcadlem o reflektivitě 98,5 % při pulsním buzení.

Při tomto měření bylo dále zjištěno, že krystalická vlákna jsou vysoce homogenní, neboť velikost výstupního výkonu nezáležela na poloze čerpacího svazku ve vláknech. Výstupní výkony dosažené s jednotlivými krystalickými vlákny se navíc lišily maximálně o 5 mW a žádný větší rozdíl ve výkonových charakteristikách nebyl pozorován ani mezi vlákny s a bez AR vrstev na čelech.

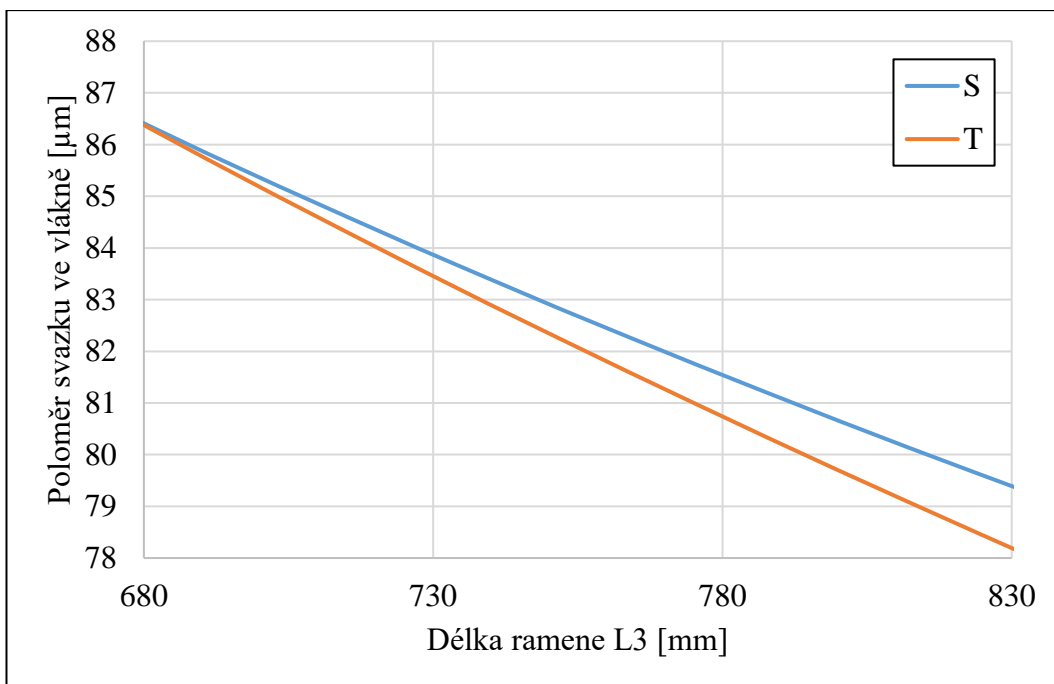
Hemisférický rezonátor byl následně přestaven na „V rezonátor“ (viz Obr. 3.6). Nejvyšší výstupní výkony byly dosaženy s výstupním zrcadlem o reflektivitě 94 %. Rezonátor byl nejprve provozován s délkou ramene $L_3 = 680$ mm. Při tomto nastavení činil maximální výstupní výkon 124 mW (s vláknem 0,5Nd8Gd). Prodloužením ramene L_3 na 830 mm tato hodnota stoupla na 136 mW. Dosažená diferenciální, resp. konverzní účinnost pak činila 36 %, resp. 33 %. Naměřené závislosti výstupního výkonu na výkonu absorbovaném ve vláknech 0,5Nd8Gd pro obě výstupní zrcadla a obě délky ramene L_3 jsou v grafu na obrázku 3.18. Během toho měření (s délkou ramene L_3 830 mm) bylo dále provedeno přeladování výstupní vlnové délky laseru, jehož výsledky jsou popsány v následující kapitole.



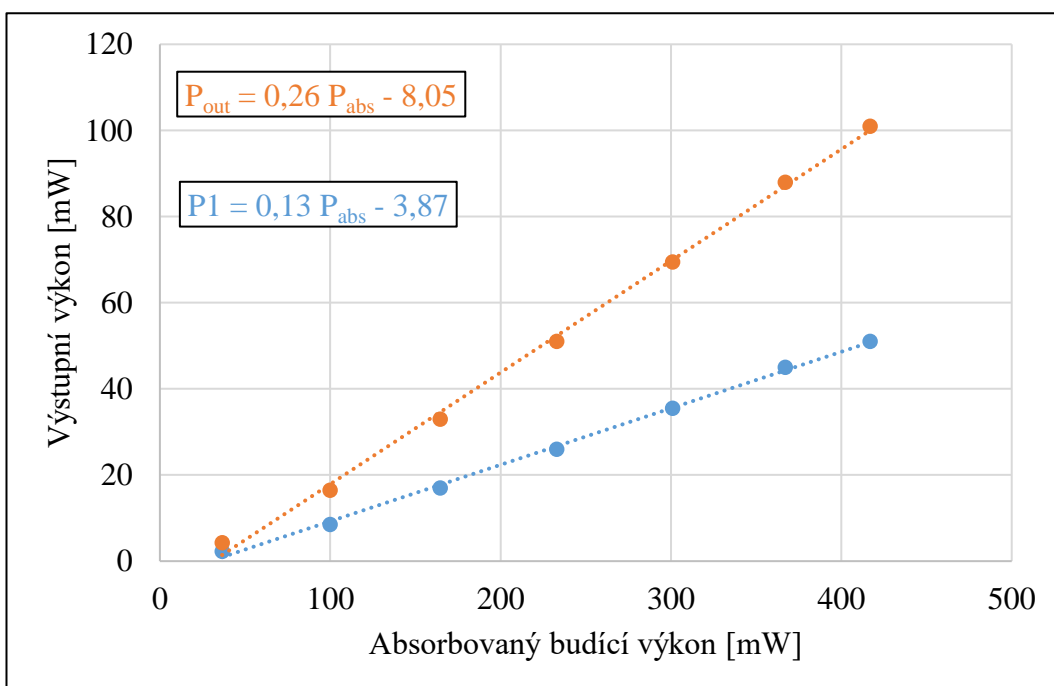
Obr. 3.18: Závislost výstupního výkonu na výkonu absorbovaném ve vlákně 0,5Nd8Gd pro dvě různé délky ramene L3 a dvě výstupní zrcadla o reflektivitách 94 % a 98,5 % při pulsním buzení.

Z grafu na obrázku 3.18 je patrné, že prodloužení ramene L3 zlepšilo výstupní charakteristiky laseru. Důvodem pravděpodobně bylo, že s rostoucí vzdáleností zrcadel M2 a M3 se zmenšuje poloměr laserového svazku v aktivním prostředí. Základní příčný mód se pak může lépe překrývat s čerpacím svazkem, což zvyšuje efektivitu čerpání. Závislost velikosti poloměru základního příčného módu uprostřed krystalického vlákna na délce ramene L3 je vynesena na obrázku 3.19. Výpočet byl opět proveden pomocí programu *ReZonator*.

Na závěr bylo provedeno měření výstupního výkonu s rezonátorem pro generaci v režimu synchronizace módů, který generoval dva výstupní svazky (viz Obr. 3.7). V tomto případě bylo na místo SESAM umístěno HR rovinné zrcadlo. Výstupní svazky P1 a P2 se přibližně rovnaly a celkový výstupní výkon byl $P_{out} = P1 + P2$. Graf závislosti výstupního výkonu svazku P1 a celkového výstupního výkonu na výkonu absorbovaném ve vlákně 0,5Nd8Gd je na obrázku 3.20.



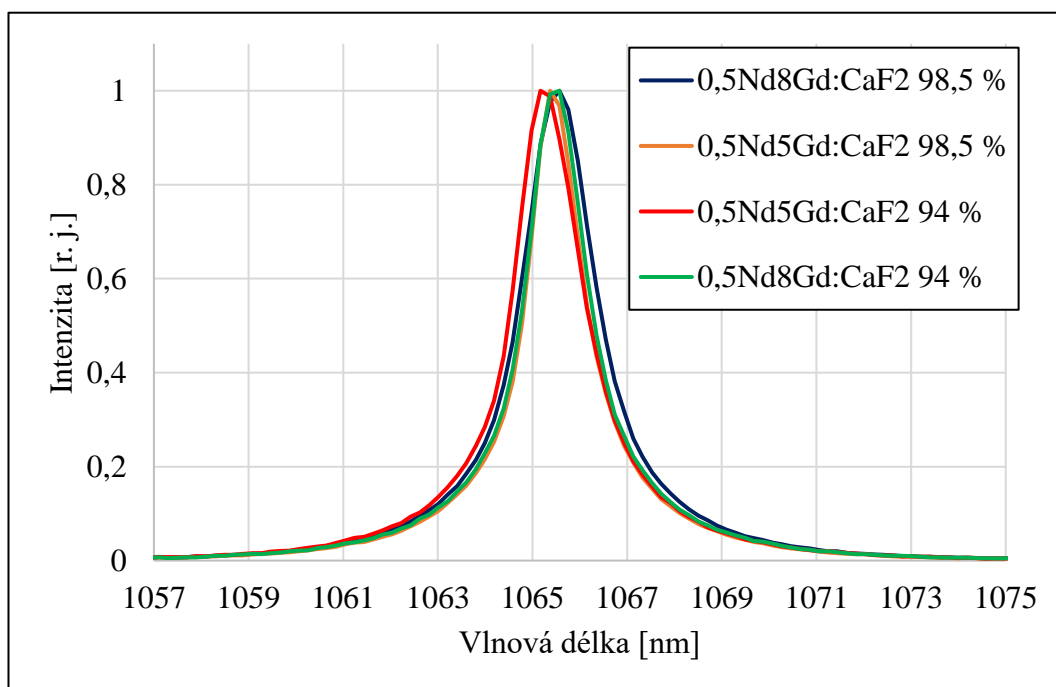
Obr. 3.19: Závislost velikosti poloměru základního příčného módu uprostřed krystalických vláken na délce ramene L3 pro „V rezonátor“, kde S označuje sagitální a T tangenciální rovinu.



Obr. 3.20: Závislost výstupního výkonu P1 a celkového výstupního výkonu na výkonu absorbovaném v krystalickém vlákne 0,5Nd8Gd s rezonátorem pro synchronizaci módů při pulsním buzení.

3.3.2. Spektrální charakteristiky laseru

Pro měření spektrálních charakteristik Nd, Gd:CaF₂ laseru byl používán spektrometr *Maya 2000 PRO* s optickým vláknem o průměru 8 μm. Normovaná laserová spektra naměřená pro krystalická vlákna 0,5Nd5Gd a 0,5Nd8Gd s výstupními zrcadly o reflektivitách 94 % a 98,5 % jsou vynesena v grafu na obrázku 3.21. Z tohoto grafu je patrné, že laser generoval záření na centrální vlnové délce 1065,5 nm.



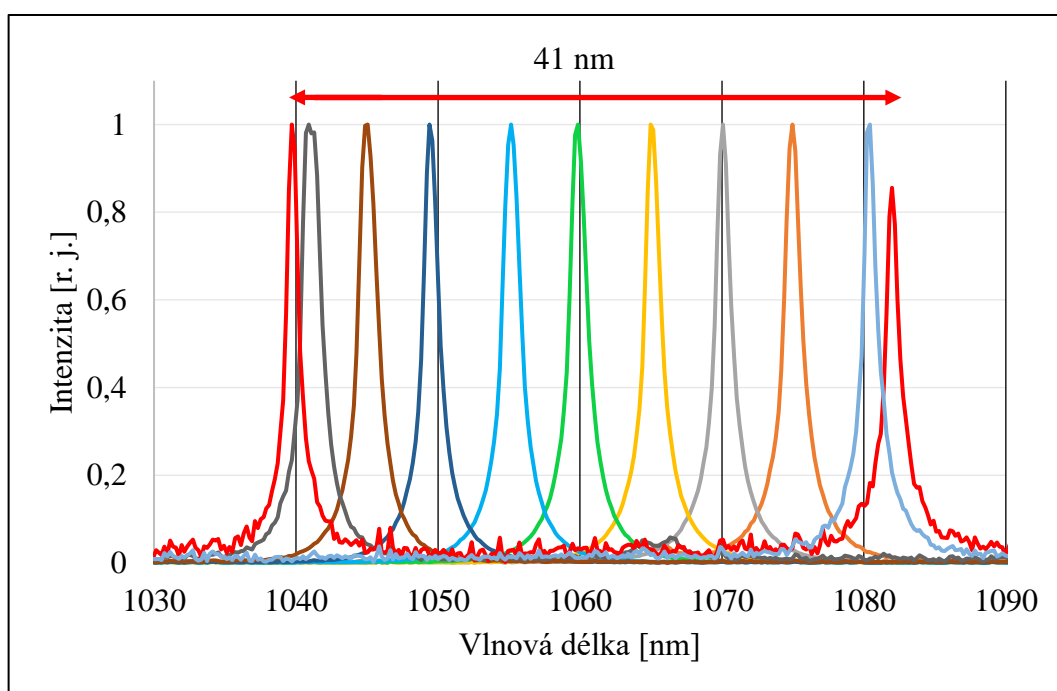
Obr. 3.21: Normovaná výstupní laserová spektra krystalických vláken 0,5Nd5Gd a 0,5Nd8Gd v režimu volné generace pro výstupní zrcadla o reflektivitách 94 % a 98,5 %.

Přeladění výstupní vlnové délky s krystalickými vlákny bylo realizováno pomocí dvojlomné křemenné destičky vložené do „V rezonátoru“ pod Brewsterovým úhlem (viz Obr. 3.6). Vložení destičky do rezonátoru způsobilo snížení výstupního výkonu o více než 50 %. Zároveň ale vznikly dva nové výstupní svazky odražené od destičky, každý s výkonem přibližně 10 % původní hodnoty. Laserové spektrum pak bylo měřeno ve svazku odraženém a za výstupním zrcadlem byl zároveň měřen generovaný výkon. Při tomto měření byla délka ramene L3 rezonátoru nastavena na 83 cm.

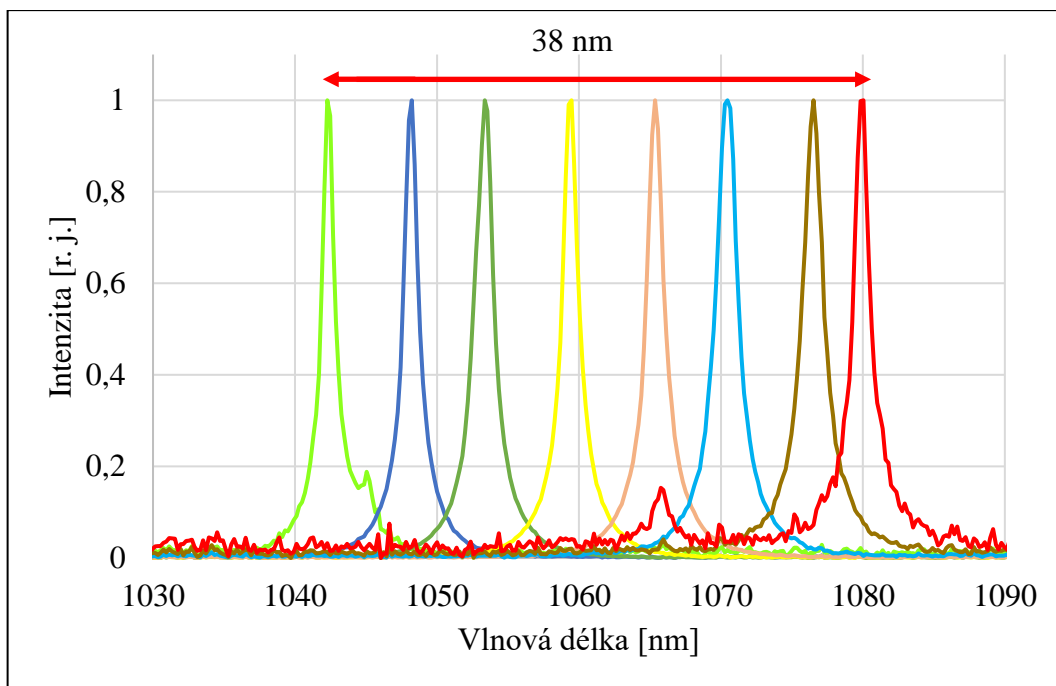
Otáčením destičky podél její osy bylo dosaženo kontinuálního přeladění výstupní vlnové délky laseru o 41 nm s vláknem 0,5Nd8Gd a o 38 nm s vláknem 0,5Nd5Gd. Použité výstupní zrcadlo mělo reflektivitu 98,5 % a laser bylo možné přeladit v intervalu od

1040 nm do 1081 nm. Přeladění bylo dále dosaženo pro oba typy vláken i s výstupním zrcadlem o reflektivitě 94 %. Pro krystalické vlákno 0,5Nd5Gd byl laser přeladěn o 27 nm a to od 1045 nm do 1072 nm. Pro vlákno 0,5Nd8Gd s výstupním zrcadlem o $R = 94$ % byl laser přeladěn o 30 nm od 1045 do 1075 nm.

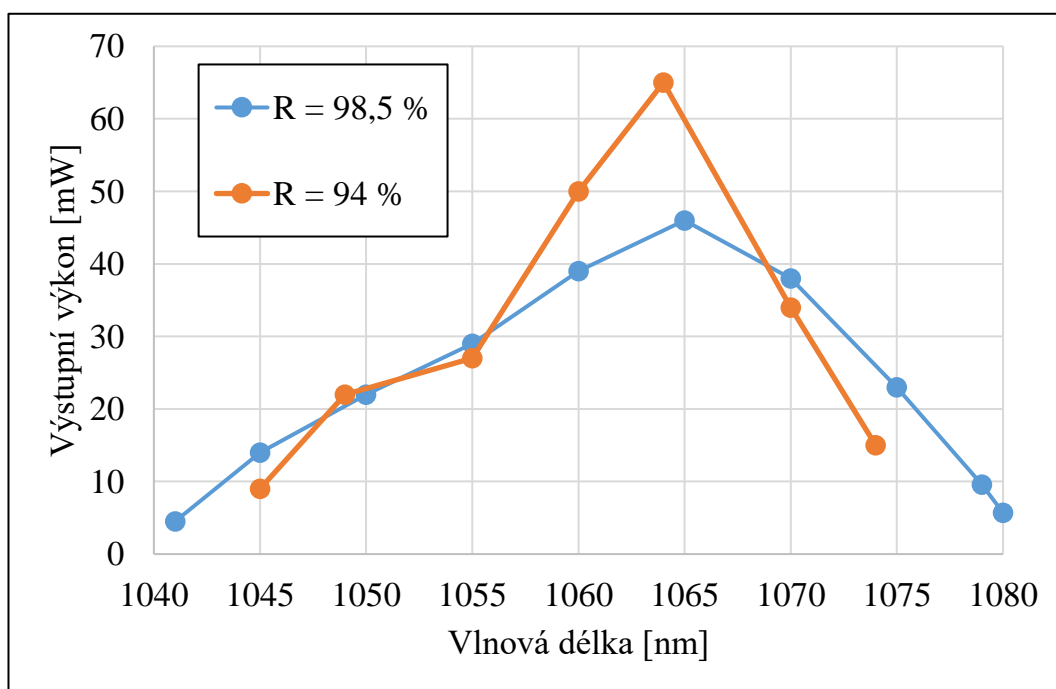
Grafy zobrazující normovaná výstupní spektra zaznamenaná během jednotlivých měření s výstupním zrcadlem o reflektivitě 98,5 % jsou na obrázcích 3.22 a 3.23. Z těchto spekter je patrné, že záření bylo generováno vždy na jedné vlnové délce. Výjimkou byl pouze případ maximálního přeladění vlákna 0,5Nd8Gd, kdy laser slabě generoval na dvou vlnových délkách současně (viz červené spektrum na Obr. 3.22) a sice 1040 a 1081 nm. Tyto vlnové délky zároveň ohraničovaly interval přeladění. Výstupní výkon v tomto případě již nebyl měřitelný (pravděpodobně menší než 1 mW). Grafy na obrázcích 3.24 a 3.25 pak přinášejí závislosti výstupního výkonu na naladěné vlnové délce pro jednotlivá měření.



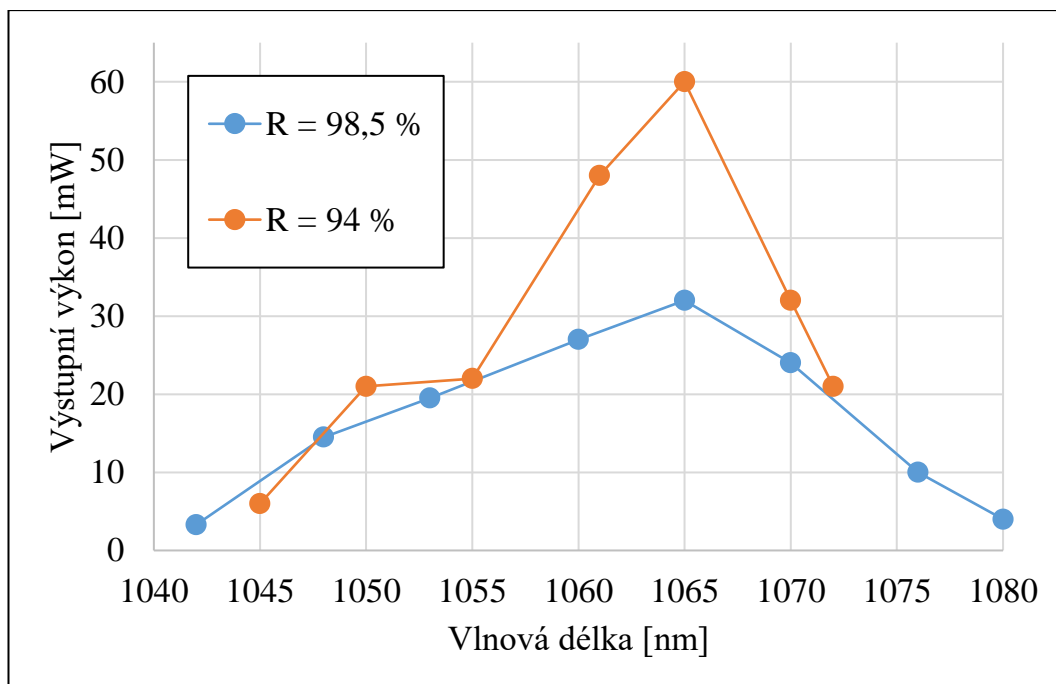
Obr. 3.22: Normovaná spektra výstupního laserového záření naměřená při přeladování laseru s krystalickým vlákem 0,5Nd8Gd.



Obr. 3.23: Normovaná spektra výstupního laserového záření naměřená při přeladování laseru s krystalickým vláknem 0,5Nd8Gd.



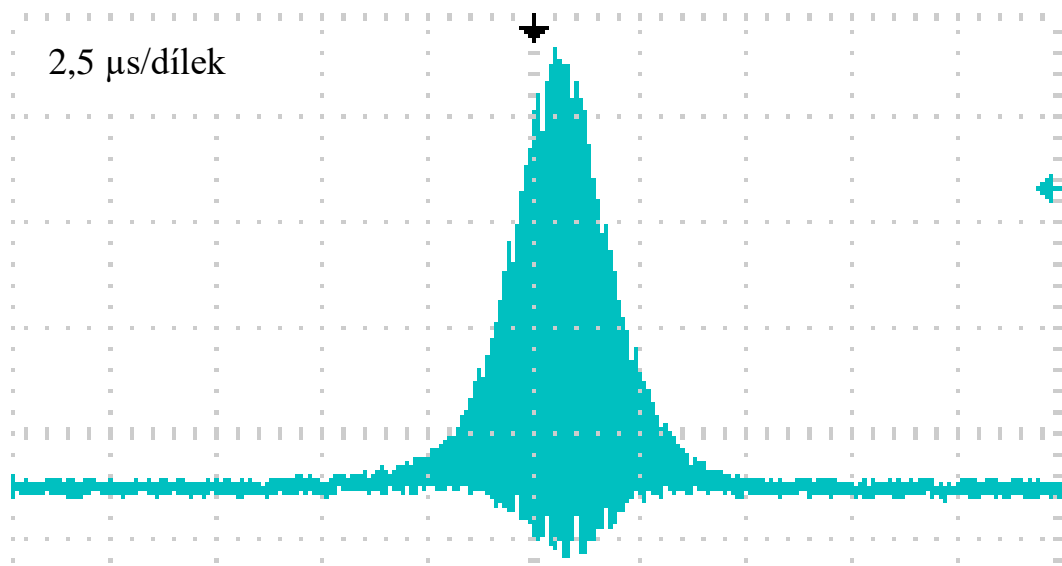
Obr. 3.24: Závislosti výstupního výkonu na naladěné vlnové délce laseru s krystalickým vláknem 0,5Nd8Gd pro výstupní zrcadla o reflektivitách 94 % a 98,5 %.



Obr. 3.25: Závislosti výstupního výkonu na naladěné vlnové délce laseru s krystalickým vláknem 0,5Nd5Gd pro výstupní zrcadla o reflektivitách 94 % a 98,5 %.

3.3.3. Režim synchronizace módů

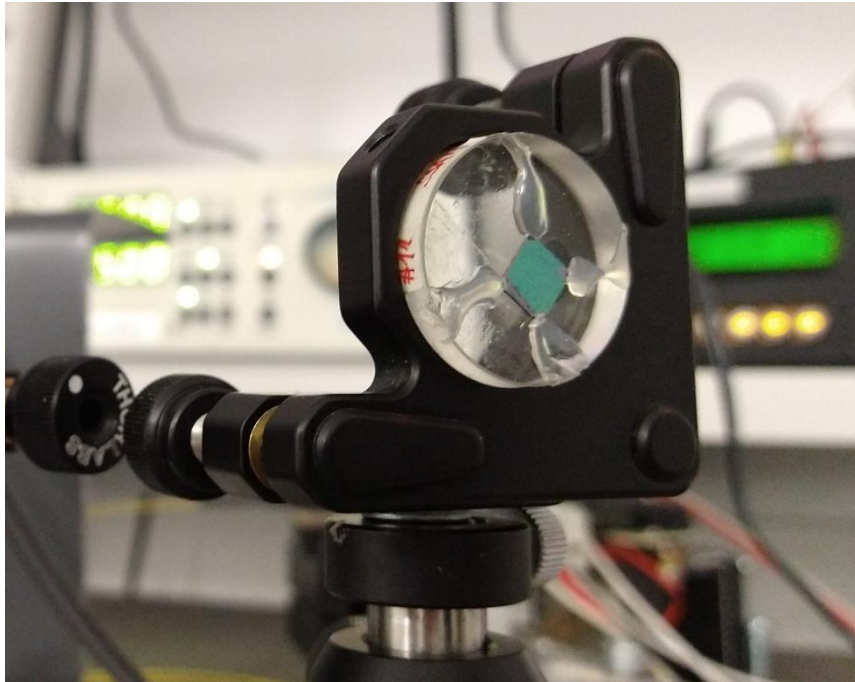
Aby bylo možné laser provozovat v kontinuálním režimu synchronizace módů, byla krystalická vlákna pro toto měření obalena indiovou fólií a umístěna do měděného držáku chlazeného Peltierovým článkem. Krystalická vlákna byla takto chlazená na teplotu 16 °C. Jako první polovodičové saturevatelně absorbující (SA) zrcadlo pro realizaci režimu synchronizace módů bylo použito zrcadlo firmy *Batop* typ SESAM-1064-1-1ps-4.0 s hloubkou modulace 0,8 %, relaxačním časem 1 ps a saturační hustotou energie 90 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$. S tímto SA zrcadlem však bylo dosaženo pouze Q-spínané synchronizace módů s výstupním výkonem 2 x 4 mW (tedy dohromady 8 mW ve dvou svazcích) při pulsním buzení o výkonu 225 mW. Při zvyšování budícího výkonu se pak SA zrcadlo propalovalo a docházelo ke ztrátě laserové akce. Oscilogram Q-spínané obálky zaznamenané pomocí osciloskopu *Tektronix* (model TDS 2022C s šířkou pásma 200 MHz) je na obrázku 3.26.



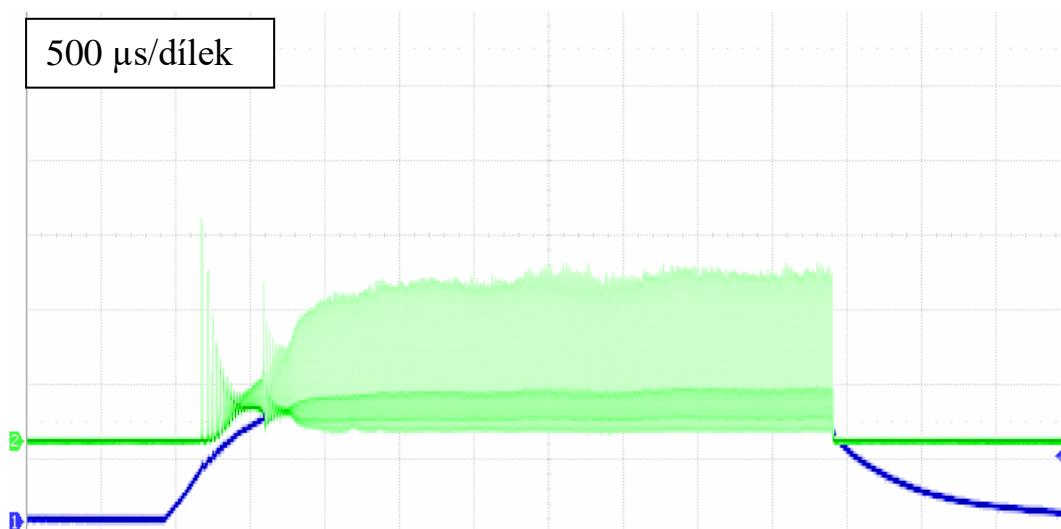
Obr. 3.26: Oscilogram laserové generace v režimu Q-spínané synchronizace módů s polovodičovým saturevatelně absorbujícím zrcadlem SESAM-1064-1-1ps-4.0

Pro další měření bylo dále použito nové polovodičové SA zrcadlo vyrobené v ústavu SICCAS v Šanghaji (viz Obr. 3.27), ke kterému bohužel nebyla dostupná technická specifikace. S tímto SA zrcadlem již bylo dosaženo generace v režimu synchronizace módů pro oba typy vláken s AR vrstvami. S vláknem 0,5Nd8Gd však nebyla dosažena generace zcela stabilní a při dalším nastavování rezonátoru došlo k poškození vlákna. Z časových důvodů již vlákno vyměněno nebylo a měření tak pokračovalo pouze s vláknem

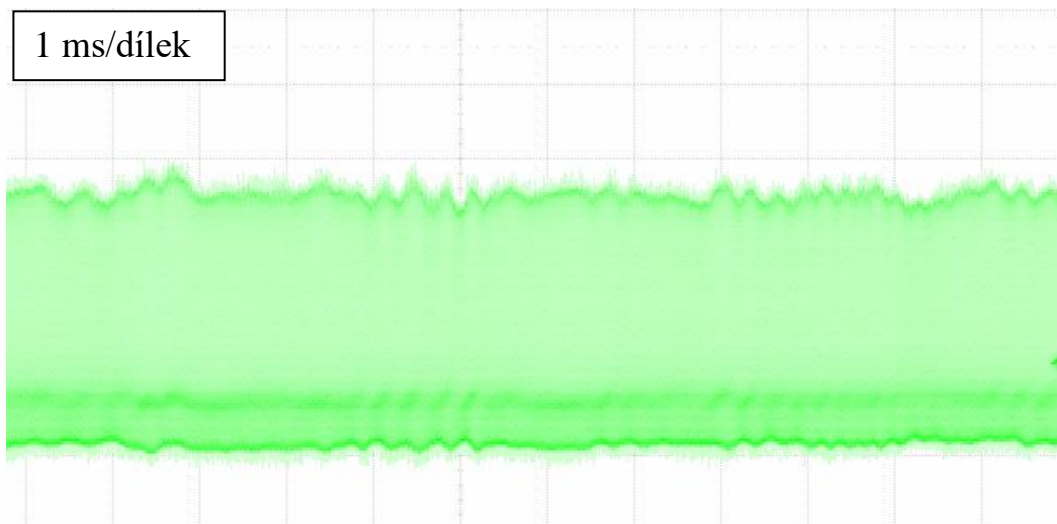
0,5Nd5Gd. Oscilogramy nestabilní generace dosažené s vláknem 0,5Nd8Gd zaznamenané pomocí křemíkové PIN diody a osciloskopu *Siglent* (model SDS 2202X, s šířkou pásma 200 MHz a vzorkovací frekvencí 2 GS/s) při pulsním a kontinuálním buzení jsou na obrázcích 3.28 a 3.29. S vláknem 0,5Nd8Gd bez AR vrstev pak bylo dosaženo pouze Q-spínání s podstatně vyšším prahem generace.



Obr. 3.27: Fotografie polovodičového saturevatelně absorbujícího zrcadla použitého pro dosažení stabilní synchronizace módů.

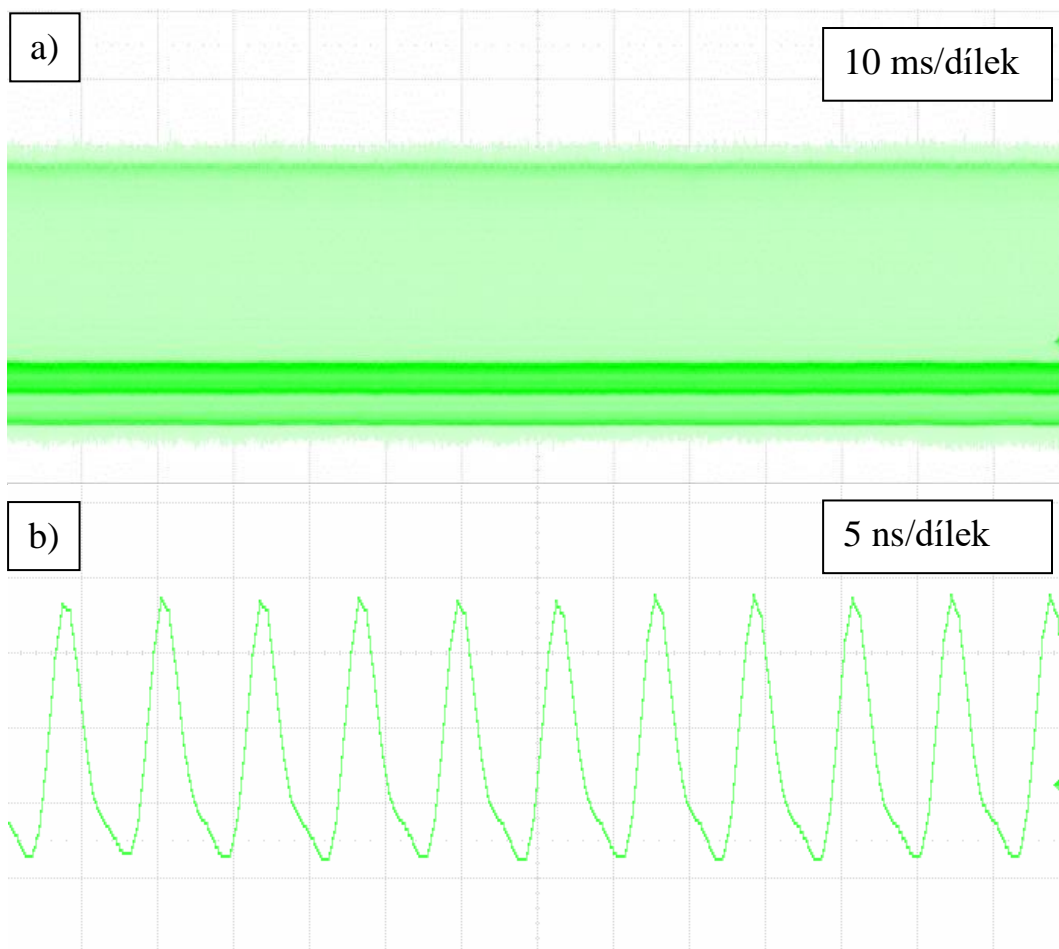


Obr. 3.28: Oscilogram laserové generace v režimu synchronizace módů s vláknem 0,5Nd8Gd (zelená) při pulsním buzení laserovou diodou Coherent s délkou budícího pulsu 5 ms (modrá)



Obr. 3.29: Oscilogram laserové generace v režimu synchronizace módů s vláknem 0,5Nd8Gd při kontinuálním buzení laserovou diodou Coherent.

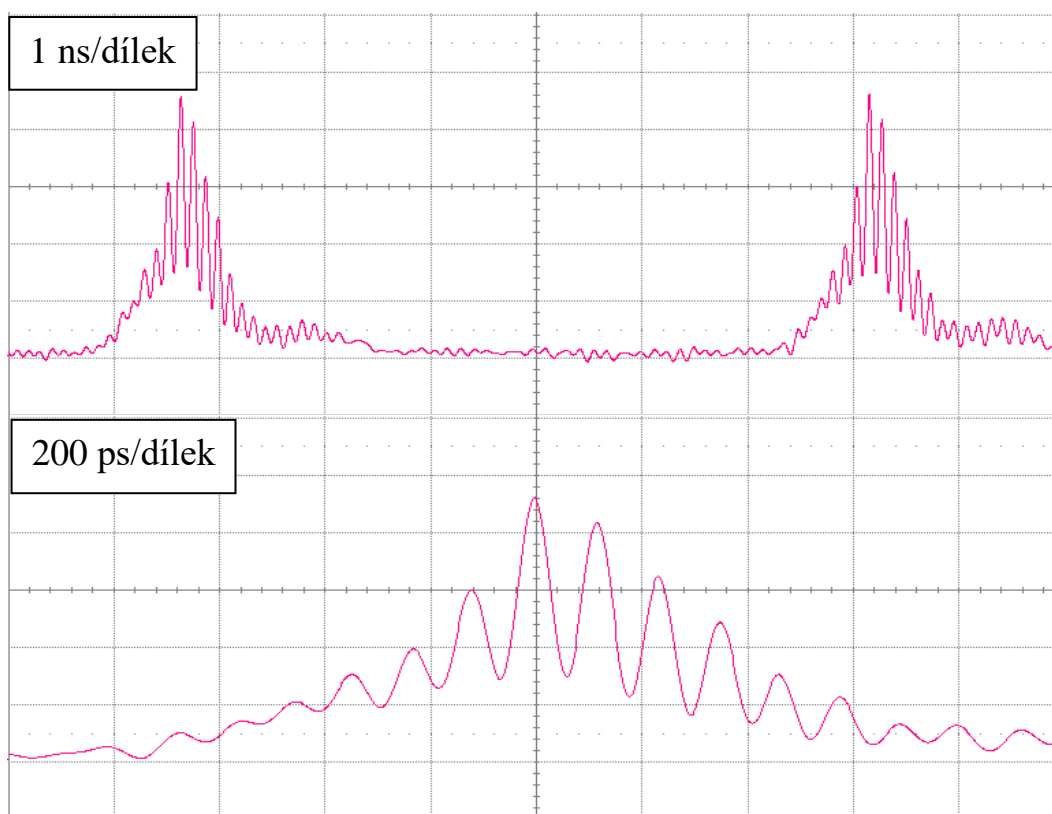
S vláknem 0,5Nd5Gd již bylo dosaženo stabilní generace v režimu synchronizace módů. Oscilogram zaznamenaný pomocí osciloskopu *Siglent* při kontinuálním buzení je na obrázku 3.30 (a). Na obrázku 3.31 (b) se dále nachází jeho přiblížení, ze kterého je patrné, že generované pulsy byly od sebe vzdáleny přibližně 6,5 ns. Tato hodnota odpovídá době oběhu světla rezonátorem. Opakovací frekvence činila přibližně 155 MHz. V průběhu tohoto měření zároveň došlo k poškození laserové diody *Coherent*, která proto musela být nahrazena laserovou diodou *Lumics*. Maximální výstupní výkon P1 při kontinuálním čerpání laserovou diodou *Lumics* činil 117 mW při absorbovaném výkonu přibližně 2,76 W. Při zvyšování čerpacího výkonu pak generace přestávala být stabilní.



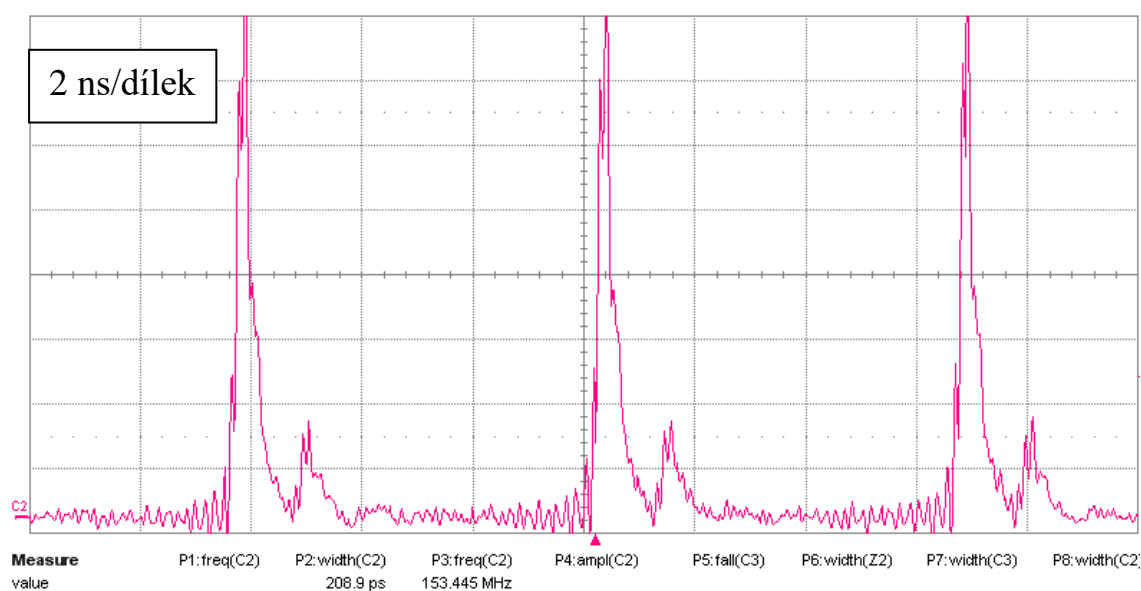
Obr. 3.30: Oscilogram stabilní generace v režimu synchronizace módů s vláknem 0,5Nd5Gd při kontinuálním buzení laserovou diodou Lumics (a) a jeho přiblížení (b).

Rozlišovací schopnost osciloskopu *Siglent*, odhadnutá z šířky pásma (200 MHz), činí přibližně 2 ns, což je zároveň délka pulsů na oscilogramu na obrázku 3.30 (b). Z tohoto důvodu bylo provedeno měření s osciloskopem *LeCroy* SDA 9000 s šířkou pásma 9 GHz a vzorkovací frekvencí 40 GS/s. Záření z výstupního svazku P1 (viz Obr. 3.7) bylo fokusováno spojnou čočkou na PIN diodu ET-3500 připojenou k osciloskopu *LeCroy*.

Oscilogram laserové generace zaznamenaný osciloskopem *LeCroy* a jeho přiblížení se nacházejí na obrázku 3.31. Generace nejkratších pulsů o délce 209 ps bylo dosaženo prodloužením ramene L4 na hranici stability rezonátoru (přibližně 51 mm). Z obrázku 3.31 i 3.32 je patrné, že se měřené pulsy skládaly z více kratších pulsů. Vzdálenost sousedních píků v měřených pulsech byla přibližně 120 ps, což dobře odpovídá dvojnásobku doby, za kterou světlo urazí vzdálenost mezi zrcadlem M1 a druhým čelem krystalického vlákna (druhým ve směru od zrcadla M1). Tvar a délka generovaných pulsů byly tedy silně ovlivněny etalonovým efektem na druhém čele krystalického vlákna, který se již nepodařilo odstranit.



Obr. 3.31: Oscilogram stabilní kontinuální laserové generace v režimu synchronizace módů s krystalickým vláknem 0,5Nd5Gd zaznamenaný osciloskopem LeCroy (a) a jeho přiblížení (b).



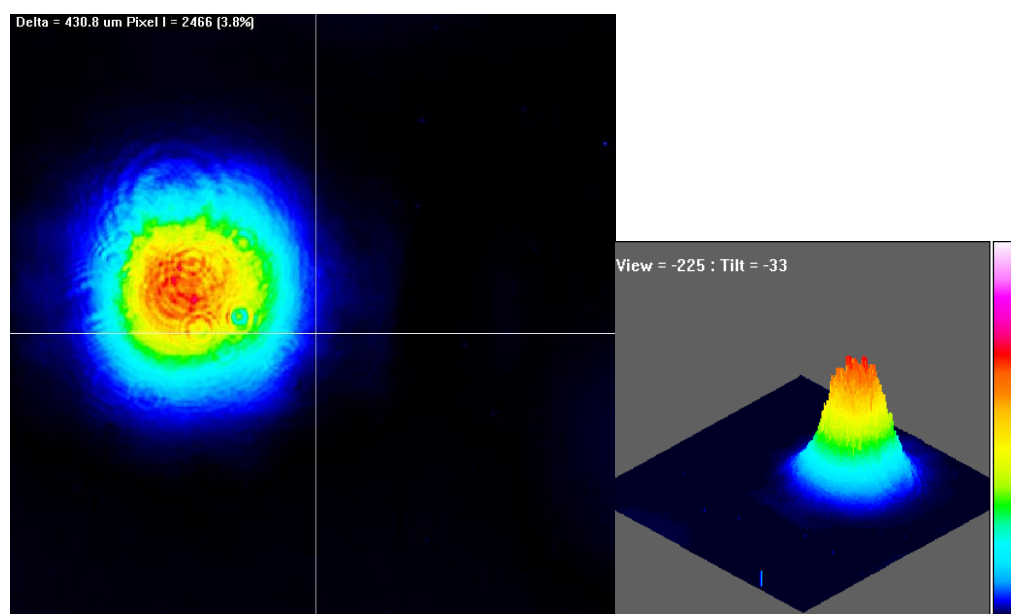
Obr. 3.32: Oscilogram nejkratších naměřených pulsů při stabilní kontinuální laserové generaci v režimu synchronizace módů s krystalickým vláknem 0,5Nd5Gd zaznamenaný osciloskopem LeCroy.

Vzhledem k odezvě osciloskopu *LeCroy*, která činí přibližně 50 ps, lze předpokládat, že skutečná délka generovaných pulsů se opravdu pohybovala v okolí 200 ps.

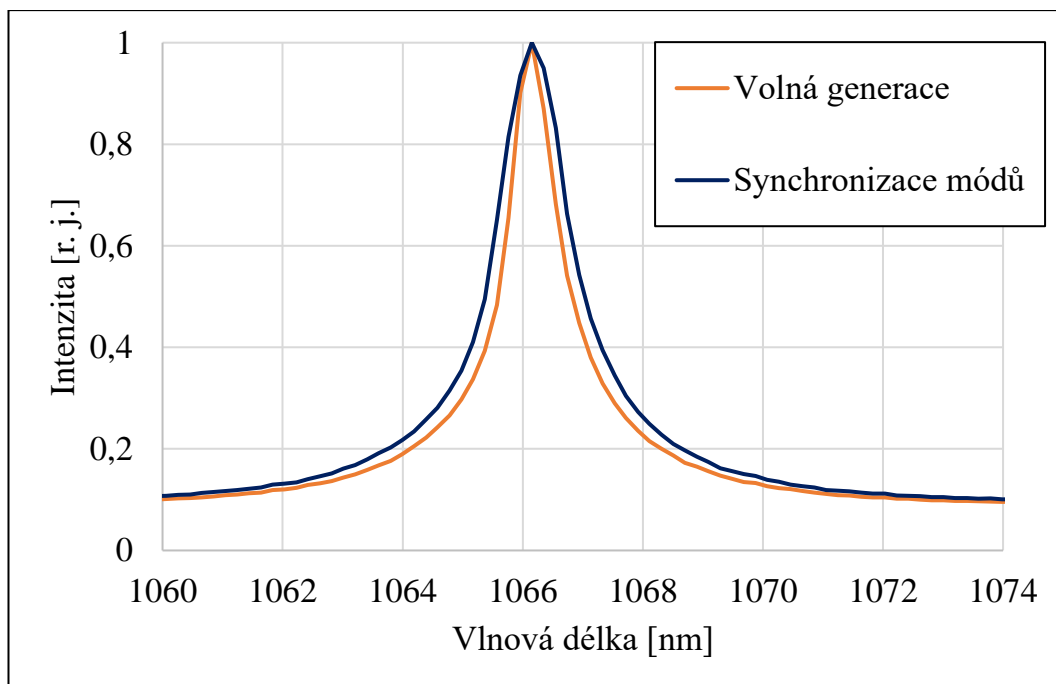
Pro sledování profilu svazku generovaného záření byla navíc za zrcadlo M2 umístěna CCD kamera (zrcadlem M2 procházely dva výstupní svazky, které však neměly žádný měřitelný výkon). Zaznamenaný profil svazku se nachází na obrázku 3.33. Z tohoto měření je patrné, že laser generoval záření s dobrou kvalitou svazku.

Pro laser byla na závěr provedena měření spektra výstupního záření při generaci v režimu synchronizace módů a při volné generaci. Naměřená spektra jsou porovnána v grafu na obrázku 3.34 odkud je patrné, že docházelo k mírnému rozšíření laserového spektra při úspěšné synchronizaci módů, což je ve shodě s teorií.

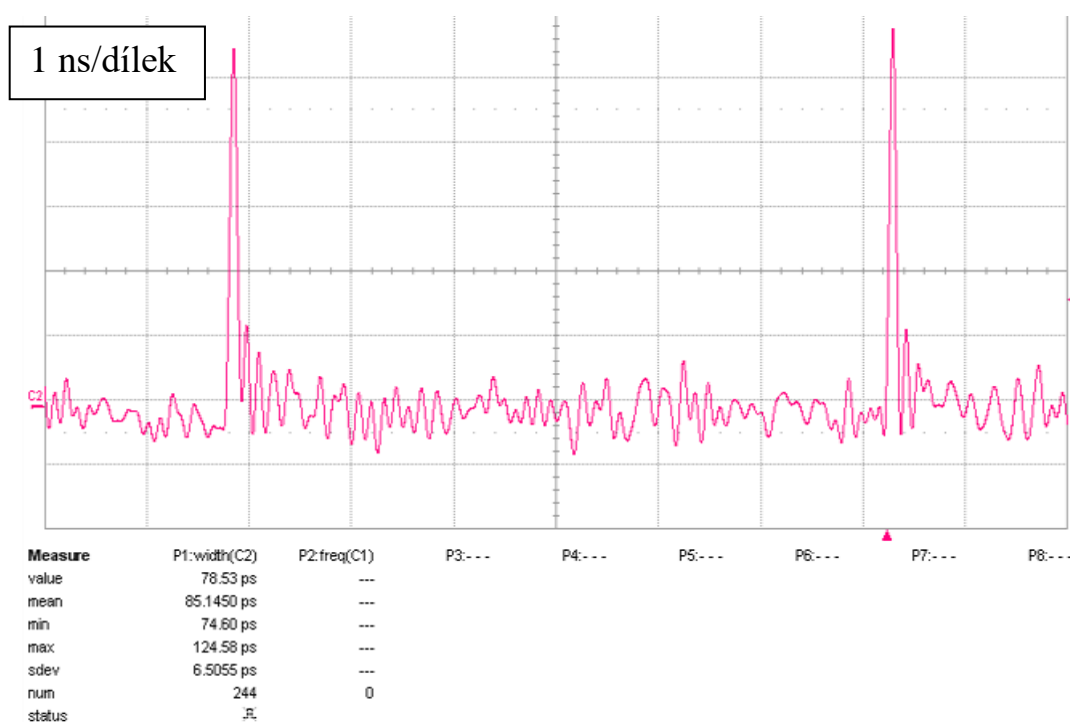
Kratších pulsů již s krystalickými vlákny dosaženo nebylo. Pro srovnání byl do rezonátoru místo vláken vložen krystal Nd, Gd:SrF₂ tvaru kvádrů s koncentrací Nd³⁺ 0,5 % a Gd³⁺ 5 %. S tímto krystalem při stejném nastavení jako pro krystalická vlákna činila délka naměřených pulsů méně než 80 ps. Skutečná délka takto generovaných pulsů však byla pravděpodobně podstatně kratší, neboť odezva celého systému (osciloskop *LeCroy*, PIN dioda ET-3500 a koaxiální kabel) činila přibližně 80 ps.



Obr. 3.33: Profil laserového svazku zaznamenaný CCD kamerou při kontinuální generaci v režimu synchronizace módů.



Obr. 3.34: Normovaná spektra výstupního laserového záření v režimech volné generace a synchronizace módů.



Obr. 3.35: Oscilogram pulsů naměřených v režimu synchronizace módů s krystalem Nd, Gd:SrF₂ při stejném nastavení rezonátoru jako pro krystalické vlákno 0,5Nd5Gd.

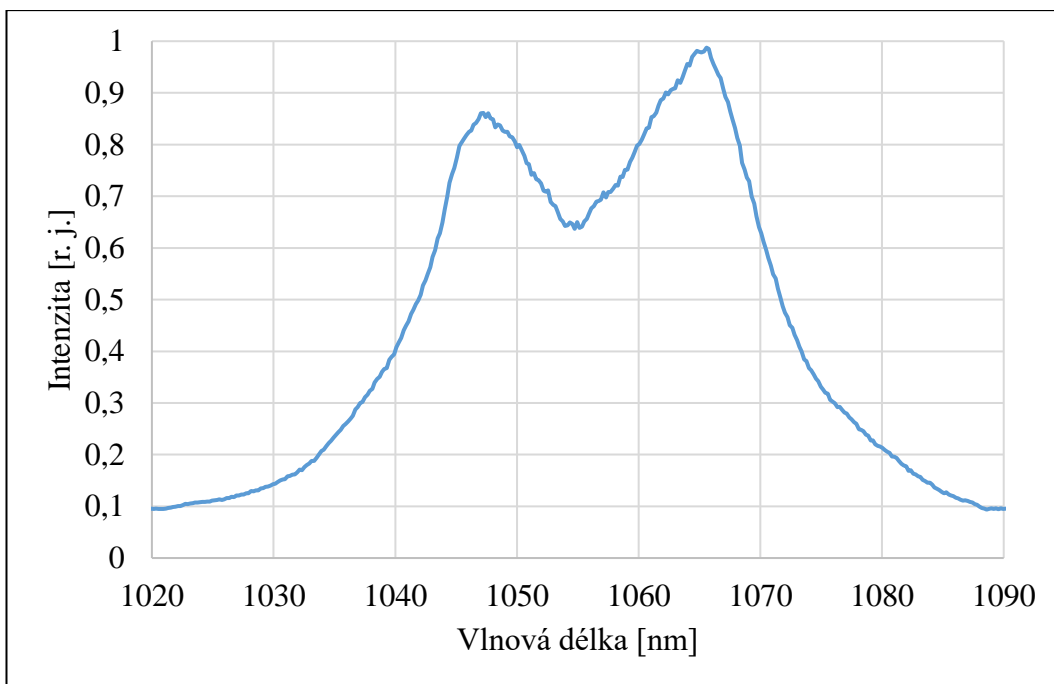
3.4. Nd, Gd:CaF₂ laser s Brewsterovským krystalem

Jako další aktivní prostředí pro realizaci Nd, Gd:CaF₂ laseru byl použit Brewsterovský krystal s koncentrací Nd³⁺ 0,3 % a Gd³⁺ 5 % o rozměrech 6x3x3 mm (viz Obr. 3.36) s interním označením 0,3Nd5Gd.

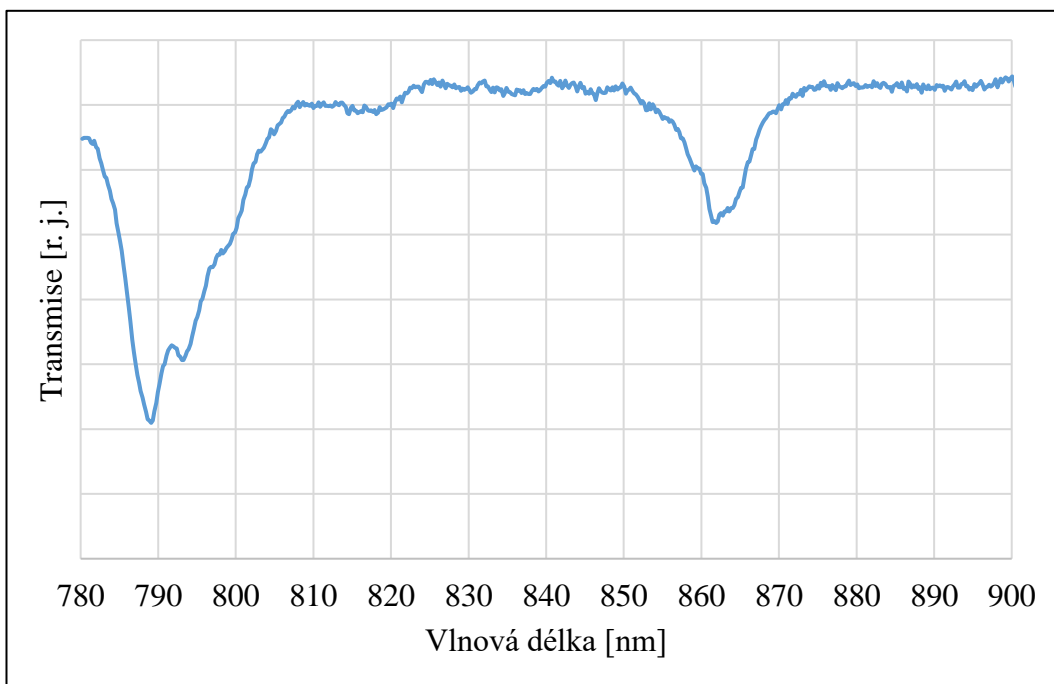


Obr. 3.36: Fotografie Brewsterovského krystalu 0,3Nd5Gd.

Spektrální vlastnosti krystalu 0,3Nd5Gd byly měřeny pomocí spektrometru *Maya* 2000 PRO. Fluorescenční spektrum krystalu naměřené při buzení laserovou diodou *Lumics* je vyneseno v grafu na obrázku 3.37. Měření transmise bylo realizováno pomocí halogenové lampy simulující záření černého tělesa o teplotě 2960 K. Záření z halogenové lampy bylo fokusováno na krystal a prošlé záření bylo zachyceno optickým vláknem o průměru 400 μm připojeným na spektrometr. Naměřené transmisní spektrum je v grafu na obrázku 3.38. Hodnota transmise je zde pouze orientační, neboť při vložení krystalu do dráhy fokusovaného záření došlo vlivem tvaru krystalu k vychýlení prošlého záření mimo optické vlákno. Optické vlákno pak muselo být posunuto, aby bylo možné změřit spektrum prošlého záření. Relativní intenzita měřená spektrometrem však silně závisela právě na poloze optického vlákna vůči měřenému záření. Nebylo tedy možné spolehlivě změřit rozdíl v intenzitě záření s a bez krystalu.



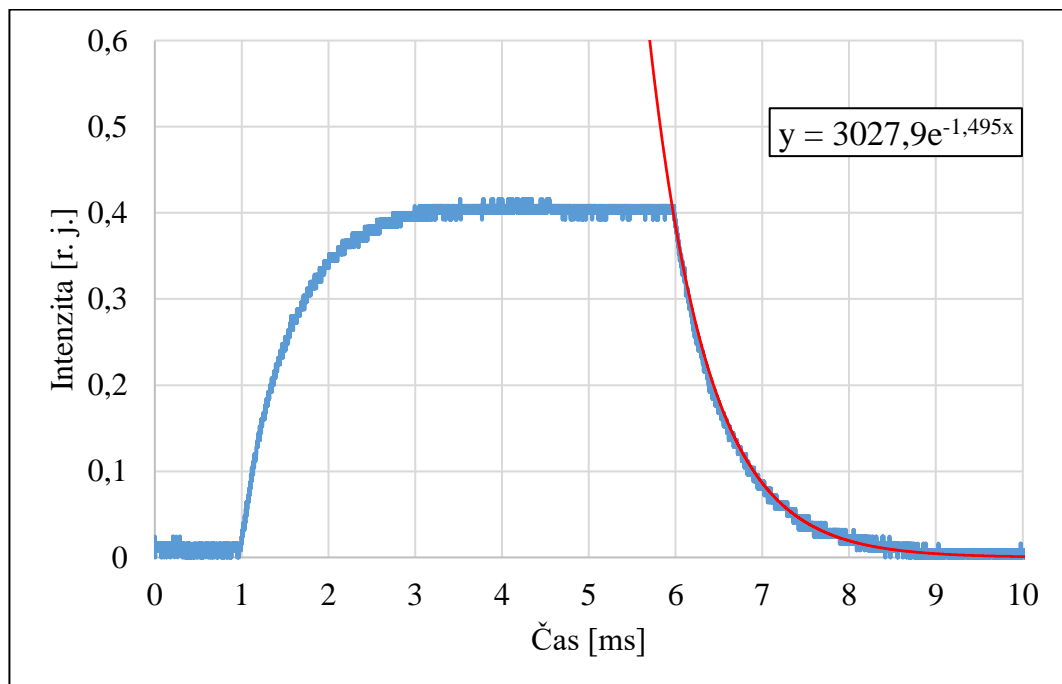
Obr. 3.37: Fluorescenční spektrum krystalu 0,3Nd5Gd.



Obr. 3.38: Transmisní spektrum krystalu 0,3Nd5Gd.

Pro krystal bylo dále provedeno měření doby dohasínání fluorescence pomocí osciloskopu *Tektronix* (model DPO 3032) při buzení pulsem o délce 5 ms na vlnové délce 790 nm. Z naměřených dat proložených exponenciální křivkou (viz graf na Obr. 3.39) vyplývá, že doba života na horní laserové hladině krystalu činila přibližně 670 μ s.

Pro určení velikosti absorpce čerpacího záření v krystalu bylo provedeno měření čerpacího výkonu dopadajícího na krystal a výkonu prošlého krystalem. Z technických důvodů však nebylo možné změřit velikost čerpacího výkonu odraženého od vstupního čela krystalu (odražený svazek byl oříznutý). Velikost tohoto výkonu byla tedy odhadnuta na základě výpočtu reflektivity krystalu CaF_2 z Fresnelova vzorce pro s polarizaci. S použitím hodnoty indexu lomu 1,43 CaF_2 krystalu pro záření na vlnové délce 790 nm a velikostí Brewsterova úhlu cca 55° , činila reflektivita CaF_2 krystalu pro s polarizaci přibližně 12 %. Vzhledem k obecné polarizaci čerpacího záření (a za předpokladu nulové reflektivity pro p polarizaci) pak lze předpokládat, že ztráty čerpacího výkonu v důsledku odrazu na čele krystalu tvořily přibližně 6 %. Celková absorpce krystalu pro čerpací záření pak činila přibližně 76 %.



Obr. 3.39: Dohasínání fluorescence krystalu 0,3Nd5Gd (modrá) proložené exponenciální křivkou (červená). Buzeno pulsem o délce 5 ms na vlnové délce 790 nm.

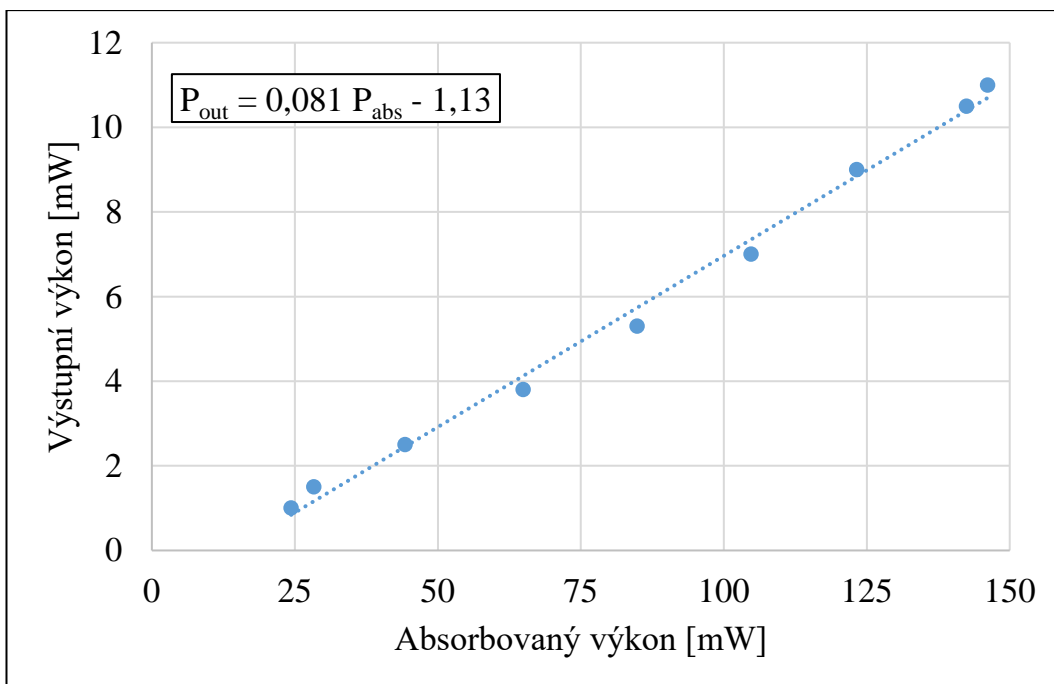
3.4.1. Výkonová a spektrální charakteristika laseru

Pro měření výkonnostních, resp. spektrálních charakteristik laseru byl stejně jako u krystalických vláken použit wattmetr *Coherent FildMate*, resp. spektrometr *Maya 2000 PRO*. Během měření s krystalem 0,3Nd5Gd došlo k poškození chladicí jednotky laserové diody *Coherent* a z časových důvodů tak byla část měření provedena s budicí diodou *Lumics*. Krystal byl obalen indiovou fólií a umístěn do měděného držáku chlazeného Peltierovým článkem na teplotu 17 °C.

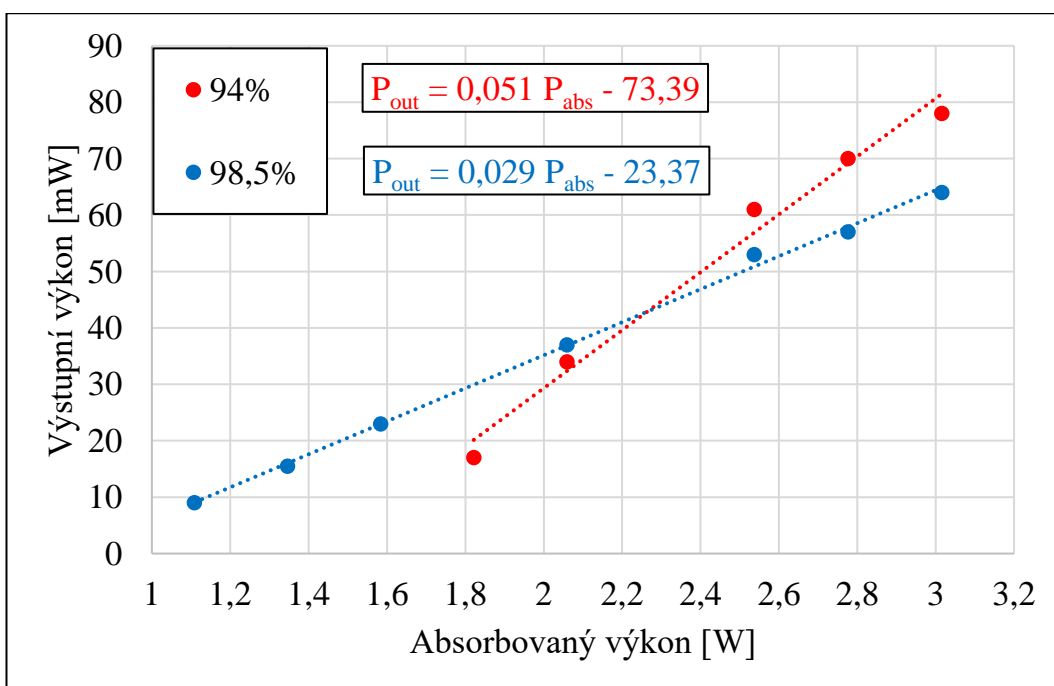
Výstupní charakteristiky pro „V rezonátor“ s délkou ramene $L_3 = 68$ cm (viz Obr. 3.6) při pulsním, resp. kontinuálním čerpání laserovou diodou *Lumics*, resp. *Coherent* jsou uvedeny v grafech na obrázcích 3.40 a 3.41. Nízké výstupní výkony byly pravděpodobně způsobeny odrazy na čelech krystalu a nestabilitou rezonátoru, která se projevovala prudkým poklesem výstupního výkonu při překročení hranice cca 3 W absorbovaného čerpacího výkonu. Pro absorbovaný čerpací výkon cca 4 W pak výstupní výkon laseru klesal až o 80 % oproti maximu. Tento jev byl pravděpodobně způsoben vznikem termické čočky v krystalu.

Maximální výstupní výkon laseru pro „V rezonátor“ byl dosažen s výstupním zrcadlem o reflektivitě 94 % s čerpací diodou *Coherent* v kontinuálním režimu a činil 78 mW s odpovídající diferenciální, resp. konverzní účinností 5,1 %, resp. 2,6 % (viz Obr. 3.41). Nejvyšší diferenciální účinnosti laseru, která činila 8,1 %, bylo dosaženo při pulsním čerpání diodou *Lumics* (viz Obr. 3.41). Konverzní účinnost v tomto případě dosahovala hodnoty 7,5 %.

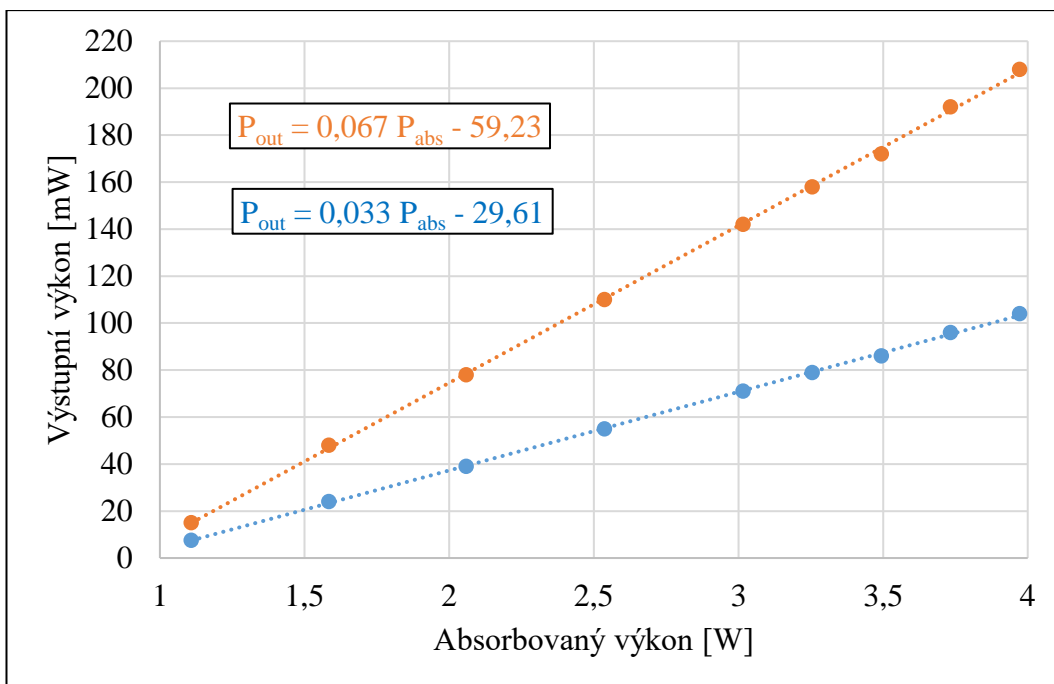
Vyšších hodnot výstupního výkonu bylo dosaženo s rezonátorem pro režim synchronizace módů s výstupním zrcadlem o reflektivitě 98,5 % (viz Obr. 3.7), neboť v tomto uspořádání byl laser již stabilní. Jako zrcadlo M4 bylo použito rovinné HR zrcadlo, a celkový výkon generovaný laserem se pak skládal ze dvou výstupních svazků a činil 208 mW při téměř 4 W absorbovaného čerpacího záření. Odpovídající diferenciální, resp. konverzní účinnost v tomto případě činila 6,7 %, resp. 5,2 %. Naměřená data pro jeden svazek P1 a pro celkový výstupní výkon P_{out} jsou vynesena v grafu na obrázku 3.42. Na obrázku 3.43 je pak vyneseno naměřené výstupní laserové spektrum v režimu volné generace.



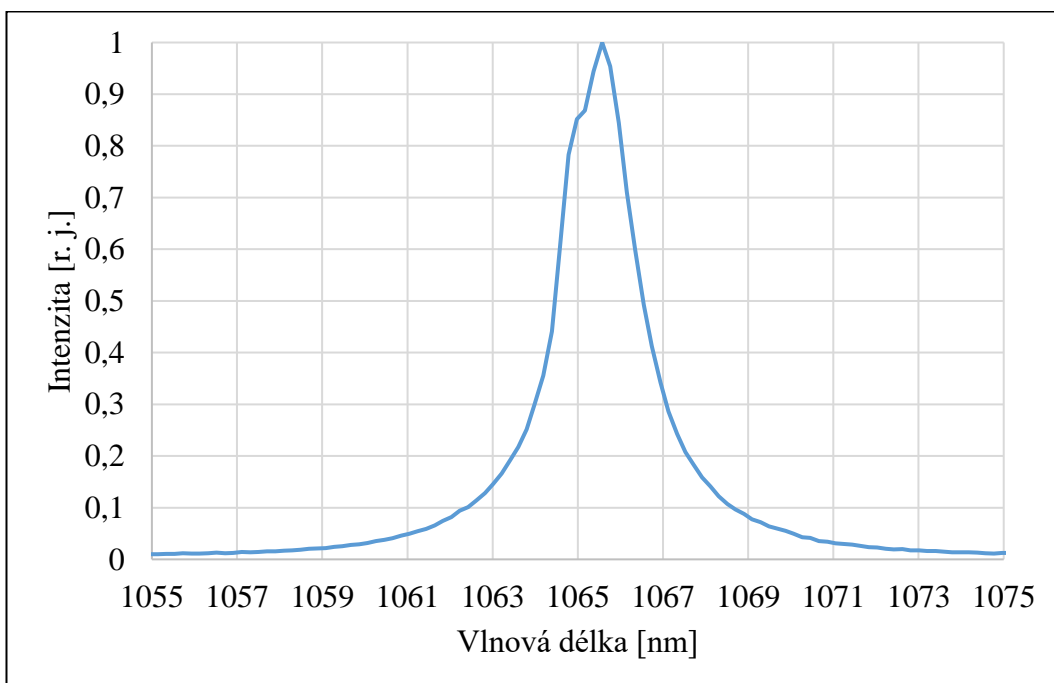
Obr. 3.40: Závislost výstupního výkonu na výkonu absorbovaném v krystalu 0,3Nd5Gd pro „V rezonátor“ s výstupním zrcadlem o reflektivitě 98,5 % při pulsním buzení laserovou diodou *Lumics*.



Obr. 3.41: Závislost výstupního výkonu na výkonu absorbovaném v krystalu 0,3Nd5Gd pro „V rezonátor“ a dvě různá výstupní zrcadla o reflektivitách 94 % a 98,5 % při kontinuálním buzení laserovou diodou *Coherent*.



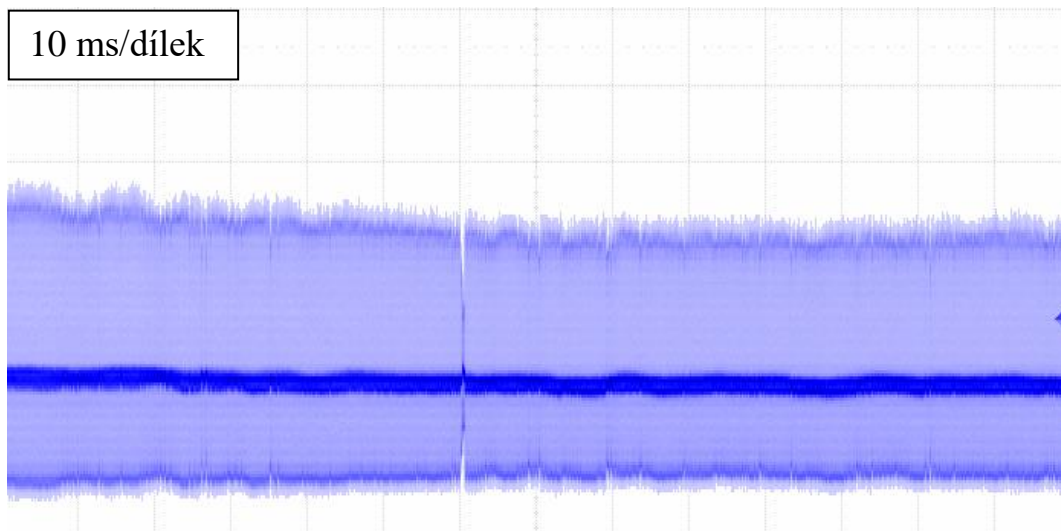
Obr. 3.42: Závislost výstupního výkonu na výkonu absorbovaném v krystalu 0,3Nd5Gd umístěném v rezonátoru pro režim synchronizace módů s výstupním zrcadlem o reflexivitě 98,5 % při kontinuálním buzení laserovou diodou *Coherent* pro výstupní svazek P1 (modrá) a pro celkový výstupní výkon P_{out} (oranžová).



Obr. 3.43: Výstupní laserové spektrum krystalu 0,3Nd5Gd v režimu volné generace.

3.4.2. Režim synchronizace módů

S Brewsterovským krystalem $0,3\text{Nd5Gd}$ umístěným v rezonátoru pro režim synchronizace módů (viz Obr. 3.7) bylo při použití dostupných saturevatelně absorbujících zrcadel dosaženo pouze nestabilní generace. Oscilogram nestabilní generace dosažené s polovodičovým SA zrcadlem popsaným v kap. 3.3.3. (viz Obr. 3.27), zaznamenaný pomocí osciloskopu *Siglent*, je na obrázku 3.44.



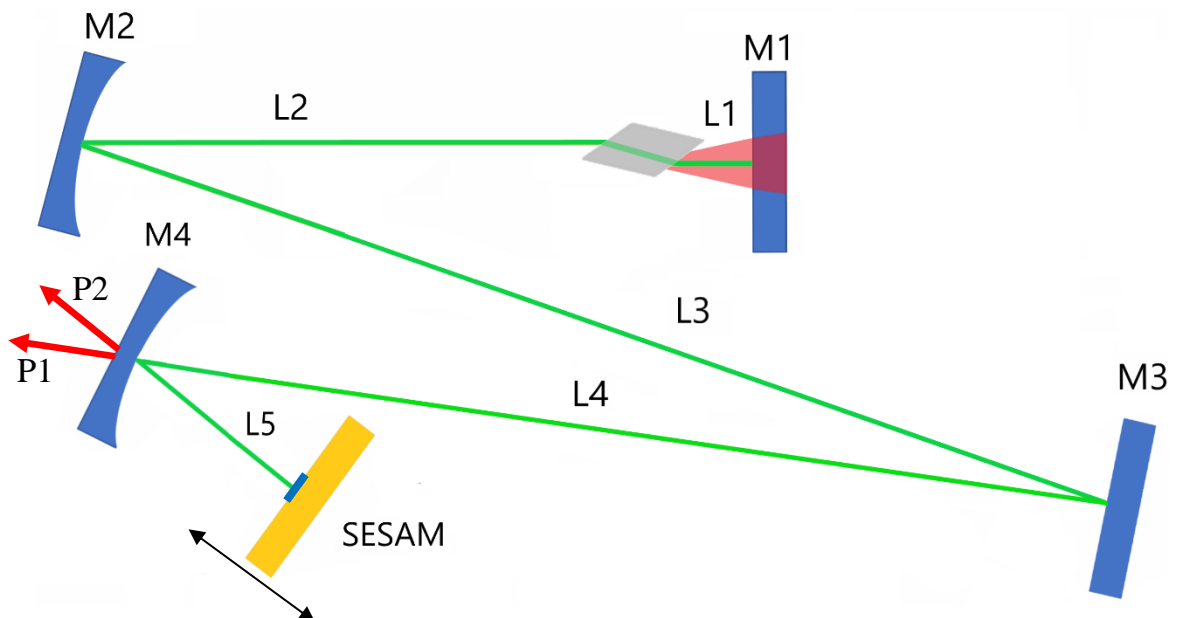
Obr. 3.44: Oscilogram nestabilní generace v režimu synchronizace módů s krystalem $0,3\text{Nd5Gd}$ při kontinuálním buzení laserovou diodou *Coherent*.

Pro dosažení stabilní generace byl použit nový rezonátor, jehož schéma je na obrázku 3.45. Tento „W rezonátor“ se od původního lišil především délkou, která činila přibližně 144 cm. Delší rezonátor byl zvolen proto, aby došlo k prodloužení vzdálenosti mezi pulsy a ke zvýšení intenzity jednotlivých pulsů. Intenzivnější pulsy pak mohou snáze saturovat polovodičová SA zrcadla. Závislost poloměru svazku na poloze ve „W rezonátoru“ je vynesena na obrázku 3.46.

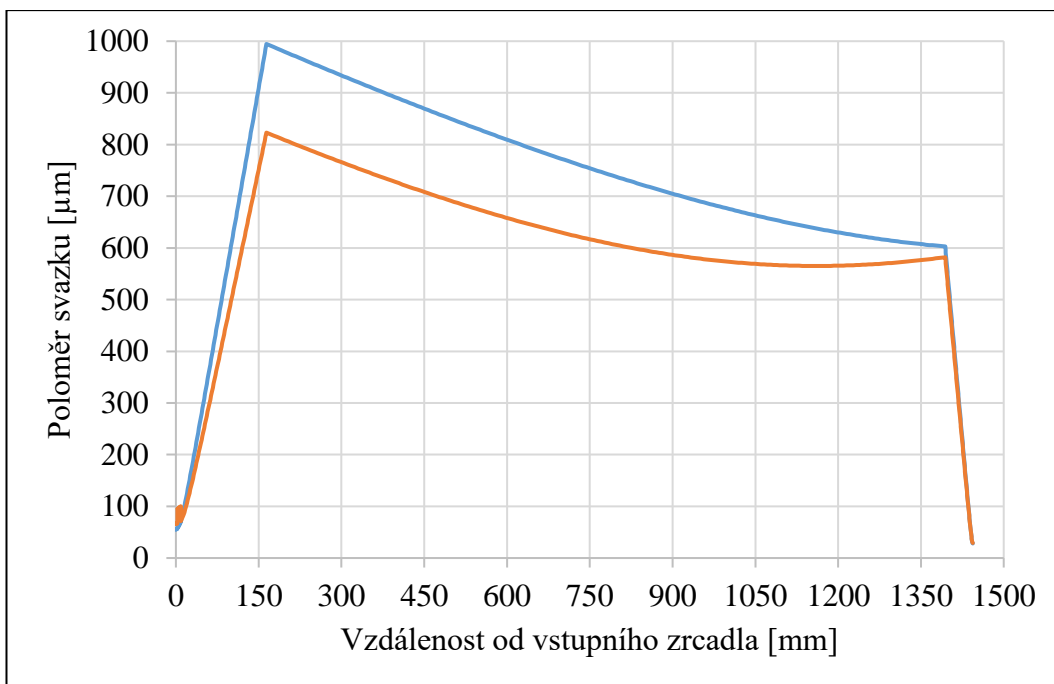
S „W rezonátorem“ bylo dosaženo stabilní kontinuální generace v režimu synchronizace módů s použitím polovodičového SA zrcadla firmy *Batop* typ SAM-1040-1-1ps-4,0-25,4s-e umístěného do vzdálenosti 49 mm od kulového výstupního zrcadla M4. Výstupní výkon v jednom svazku dosahoval až 70 mW při přibližně 2,75 W absorbovaného čerpacího výkonu. Oscilogram zaznamenané generace na dlouhé časové ose pomocí osciloskopu *Siglent* je na obrázku 3.47.

V grafu na obrázku 3.48 je navíc porovnání výstupních spekter laseru v režimu synchronizace módů a v režimu volné generace. Z tohoto grafu je patrné, že při generaci v režimu synchronizace módů docházelo k posunu centrální vlnové délky a mírnému rozšíření spektra. Na obrázku 3.49 (a) se pak nachází oscilogram zaznamenaný na krátké časové ose pomocí osciloskopu *LeCroy* a PIN diody ET-3500, ze kterého je patrné, že laser generoval záření v režimu synchronizace módů s opakovací frekvencí 104 MHz. Na obrázku 3.49 (b) je dále přiblížení jednoho pulsu o délce 78 ps. Jak již bylo řečeno v kap. 3.3.3, rozlišovací schopnost osciloskopu *LeCroy* a fotodiody ET-3500 byla přibližně 80 ps, z čehož vyplývá, že generované pulsy mohly být i podstatně kratší.

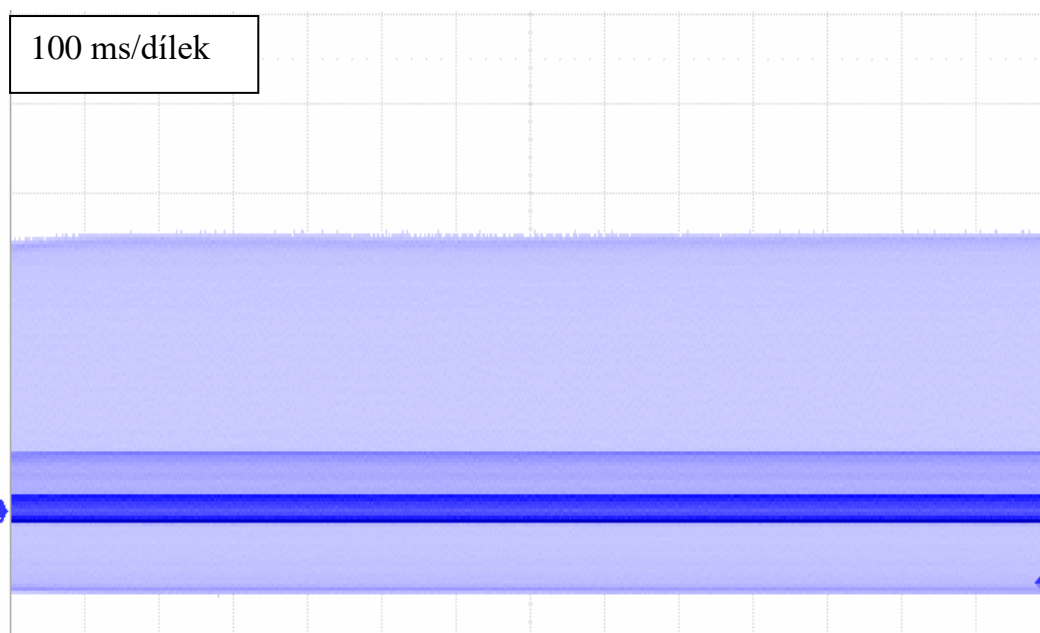
Pro zjištění skutečné délky generovaných pulsů byl výstupní svazek P1 naveden do připraveného intenzitního autokorelátoru, jehož schéma je na obrázku 3.11. Jelikož výstupní záření laseru bylo horizontálně polarizované, byla před vstup do autokorelátoru umístěna půlvlnná destička, která měnila směr polarizace na vertikální. Délky měřených pulsů se pohybovaly kolem 2,5 ps. Nejkratší pulsy o délce až 2,2 ps pak byly naměřeny při použití GTI zrcadla o GDD -550 fs^2 (*group delay dispersion* – disperze grupového zpoždění), umístěným na pozici M3 (viz Obr. 3.45). Nejkratší zaznamenaný puls o délce 2,14 ps je vynesena na obrázku 3.50.



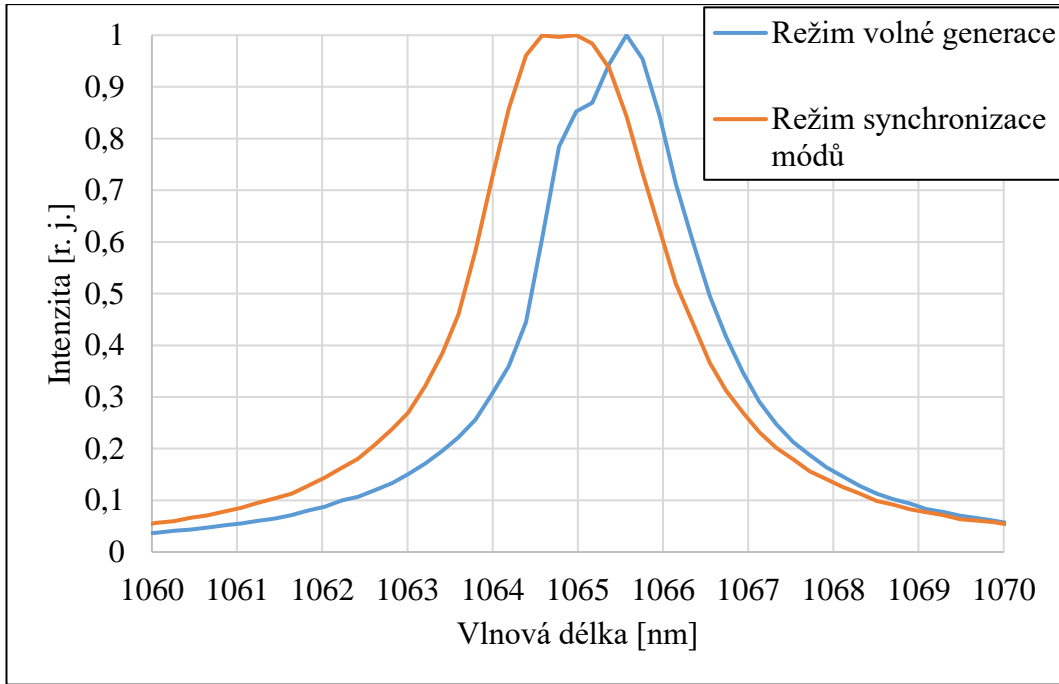
Obr. 3.45: Schéma „W rezonátoru“, kde M1 a M3 jsou rovinná HR zrcadla, M2 kulové HR zrcadlo o $r = 300 \text{ mm}$, M4 výstupní kulové zrcadlo o $r = 100 \text{ mm}$ a $R = 98,5 \%$, L1 = 3 mm, L2 = 155 mm, L3 = 660 mm a L4 = 570 mm. Vzdálenost L5 byla nastavitelná v intervalu 46–52 mm.



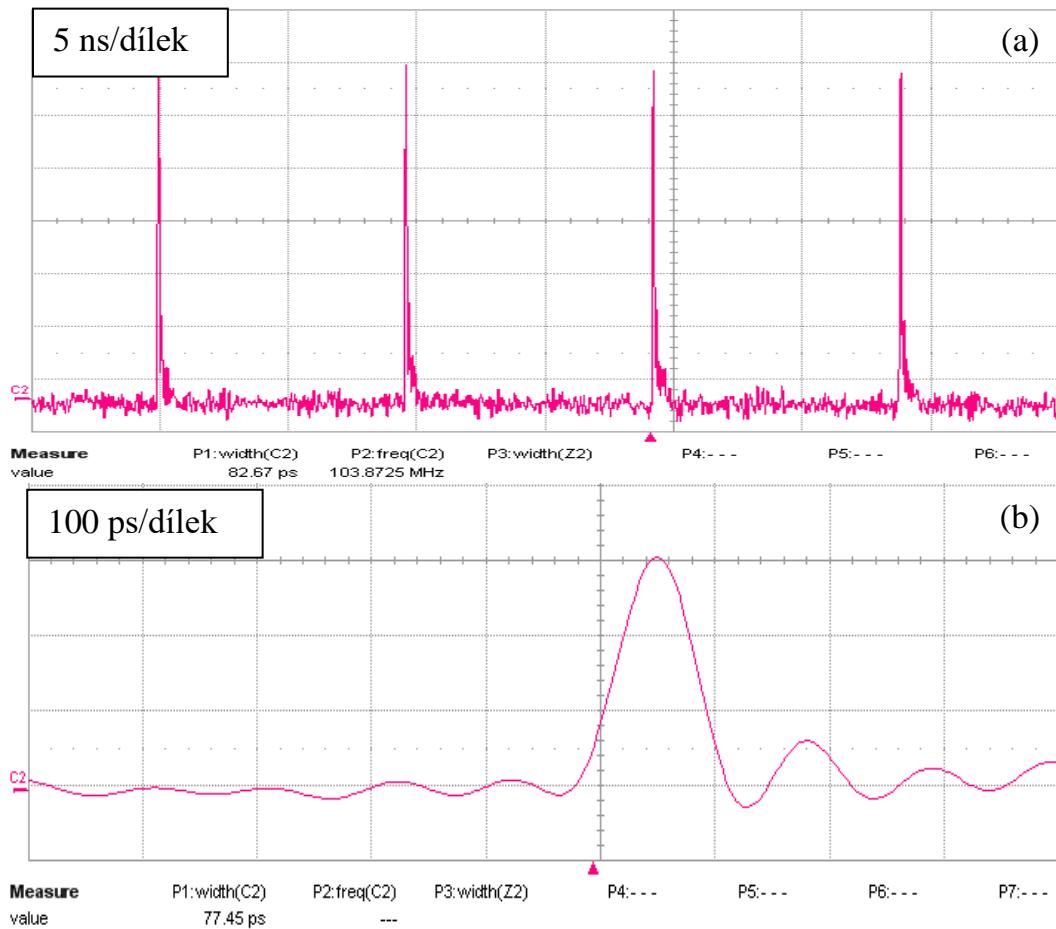
Obr. 3.46: Průběh poloměru svazku základního příčného módu ve „W rezonátoru“, kde modrá křivka představuje sagitální a oranžová tangenciální rovinu.



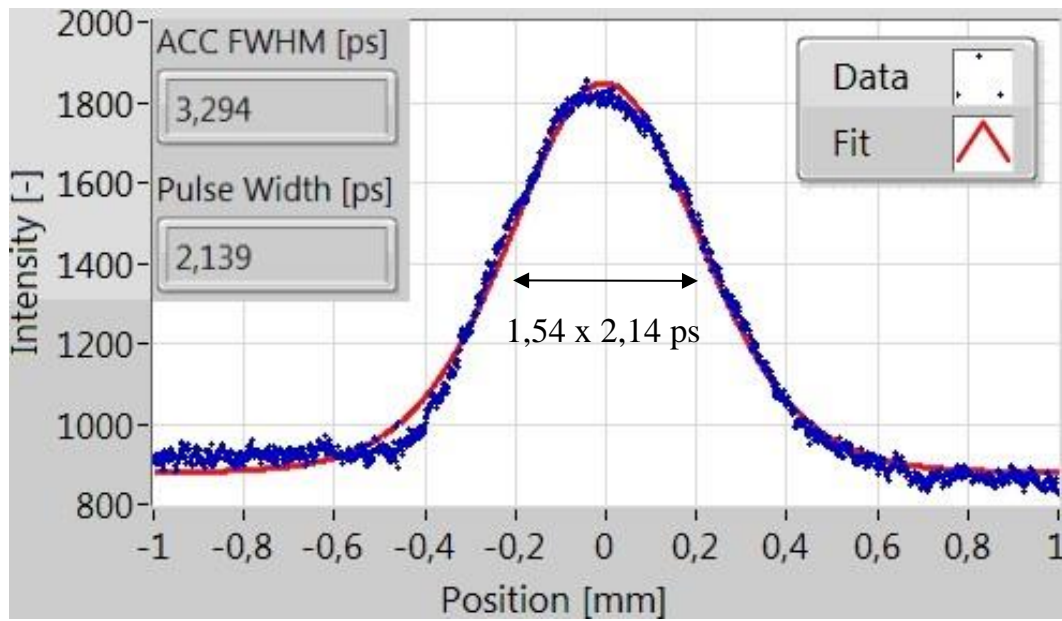
Obr. 3.47: Oscilogram kontinuální laserové generace v režimu synchronizace módů s krystalem 0,3Nd5Gd.



Obr. 3.48: Normovaná výstupní spektra laseru s krystalem 0,3Nd5Gd v režimech volné generace a synchronizace módů.



Obr. 3.49: Oscilogram generace v režimu synchronizace módů s krystalem 0,3Nd5Gd na krátké časové ose (a) a přiblížení jednoho pulsu (b).



Obr. 3.50: Autokorelační křivka pulsu o délce 2,14 ps za předpokladu tvaru pulsu sech^2 .

4. Diskuse a shrnutí výsledků

Tato kapitola přináší shrnutí hlavních výsledků dosažených při konstrukci Nd, Gd:CaF₂ laseru.

Experiment nejprve probíhal s krystalickými vlákny ve tvaru válečků o délce 10 mm a průměru 1,9 mm s koncentrací neodymu 0,5 %, vyrobenými v ústavu SICCAS v Šanghaji. Vlákna měla čela pokryta antireflexními vrstvami pro záření v okolí 1,06 μm a lišila se pouze koncentrací gadolinia, která činila 5 % a 8 %. Oba typy vláken byly vysoce homogenní a jejich výkonnostní i spektrální charakteristiky byly velmi podobné. Vlákna byla buzena pulsně laserovou diodou a generovala laserové záření o centrální vlnové délce 1065,5 nm s diferenciální i konverzní účinností přesahující 30 % (vzhledem k absorbovanému čerpacímu výkonu). Nejvyšší diferenciální, resp. konverzní účinnosti, která činila 36 %, resp. 33 % s výstupním výkonem 136 mW, bylo dosaženo pro vlákno s koncentrací gadolinia 8 % při pulsním čerpání s výstupním zrcadlem o reflektivitě 94 %. Pomocí dvojlomné křemenné destičky, vložené do rezonátoru pod Brewsterovým úhlem, bylo s tímto vlákem navíc dosaženo kontinuálního přeladění výstupní vlnové délky laseru v intervalu 1040 nm až 1081 nm, tedy o 41 nm.

Při provozu laseru s krystalickými vlákny v režimu synchronizace módů za použití polovodičového saturovatelně absorbujícího zrcadla bylo stabilní generace při kontinuálním buzení dosaženo pouze pro vlákno s koncentrací gadolinia 5 %. Délka a tvar generovaných pulsů však byly silně ovlivněny etalonovým efektem. Nejkratší naměřené pulsy měly v tomto případě délku přibližně 200 ps s výstupním výkonem 2 x 117 mW (laser generoval dva výstupní svazky) a opakovací frekvencí 153 MHz. S vlákem s koncentrací gadolinia 8 % stabilní generace v režimu synchronizace módů dosaženo nebylo, neboť během tohoto měření došlo k jeho poškození.

Jako další aktivní prostředí pro realizaci Nd, Gd:CaF₂ laseru byl použit krystal s koncentrací neodymu 0,3 % a gadolinia 5 % o rozměrech 6x3x3 mm s oběma čely seříznutými pod Brewsterovým úhlem. Doba života na horní laserové hladině krystalu, měřená z dohasínání fluorescence, činila přibližně 670 μs . Nejvyšší naměřená diferenciální, resp. konverzní účinnost činila pouze 8,1 %, resp. 7,5 %, neboť docházelo ke značným ztrátám laserového výkonu v důsledku odrazů na čelech krystalu. Laser generoval lineárně polarizované záření o centrální vlnové délce 1065,5 nm.

Pomocí polovodičového saturovatelně absorbujícího zrcadla firmy *Batop* (typ SAM-1040-1-1ps-4,0-25,4s-e) bylo dosaženo stabilní kontinuální generace v režimu synchronizace módů. Laser v tomto případě generoval pulsy o délce 2,5 ps ve dvou výstupních svazcích s maximálním výkonem až 70 mW (při přibližně 2,75 W absorbovaného čerpacího výkonu) v každém svazku s opakovací frekvencí 104 MHz. S využitím GTI zrcadla o GDD -550 fs^2 bylo dosaženo generace pulsů o délce až 2,14 ps. Délka pulsů byla měřena intenzitním autokorelátorem s předpokladem tvaru pulsu sech^2 .

Generace kratších pulsů s Nd, Gd:CaF₂ laserem již dosaženo nebylo. Důvodem byly pravděpodobně teplotní jevy v krystalu (vznik termické čočky a depolarizace). Další možnou příčinou byla již zmíněná nízká účinnost laseru. Lepších výsledků by mohlo být dosaženo například nahrazením čerpací diody s obecně polarizovaným zářením laserovou diodou s lineárně polarizovaným zářením. Optimalizace tohoto laserového systému je tak předmětem dalšího výzkumu.

Podle dostupné literatury, v době psaní tohoto textu, byl jedinou prací pojednávající o diodově buzeném Nd, Gd:CaF₂ laseru se synchronizací módů článek [25]. Pulsy generované v rámci článku [25] byly řádově desítky pikosekund dlouhé a skládaly se z pulsů o délce 2,3 ps.

5. Závěr

Tato diplomová práce se zabývala vývojem diodově buzeného Nd, Gd:CaF₂ laseru generujícího ultra krátké pulsy v okolí 1,06 μm. V první části práce byla provedena rešerše laserů s aktivními ionty neodymu ve fluoridových maticích se zaměřením na krystaly fluoridu vápenatého (CaF₂) a fluoridu stronnatého (SrF₂). Popsán byl především vliv kopolyace aktivních prostředí Nd:CaF₂ a Nd:SrF₂ neaktivními ionty Y, La, Lu a Gd na jejich spektroskopické a tepelné vlastnosti. Rešeršní část dále přináší porovnání těchto aktivních prostředí s nejčastěji používanými materiály pro generaci záření v okolí 1,06 μm jako jsou: Nd:YAG, Nd:YVO₄, Nd:YLF, Nd:sklo, Yb:CaF₂ a Yb:YAG. V závěru této části byly popsány základní metody generace laserového záření s důrazem na metodu synchronizace módů a stručně popsána byla i autokorelační metoda pro měření ultrakrátkých pulsů.

Ve druhé (experimentální) části byl popsán návrh a postupný vývoj Nd, Gd:CaF₂ laseru. Laser byl sestaven s vyžitím krystalických vláken dodaných ústavem SICCAS v Šanghaji a Brewsterovského krystalu. Pro oba typy aktivního prostředí bylo provedeno měření spektrálních charakteristik a laser byl úspěšně provozován v pulsním i kontinuálním režimu a v režimu synchronizace módů. Laser s krystalickými vlákny dosahoval diferenciální, resp. konverzní účinnosti 36 %, resp. 33 % a generované záření o centrální vlnové délce 1065,5 nm bylo přeladitelné o 41 nm v intervalu 1040 nm až 1081 nm. Laser s Brewsterovským krystalem generoval v režimu pasivní synchronizace módů pulsy o délce až 2,14 ps.

Přestože při řešení této diplomové práce nebylo dosaženo generace sub-pikosekundových pulsů, v době psaní tohoto textu jsou pulsy o délce 2,14 ps podle dostupné literatury nejkratší generované pulsy s diodově buzeným Nd, Gd:CaF₂ laserem.

Tato práce vznikla za podpory projektu „Centrum pokročilých aplikovaných přírodních věd“ reg. č.: CZ.02.1.01 / 0.0 / 0.0 / 16_019 / 0000778 financovaného z EFRR.

6. Použitá literatura

- [1] PASCHOTTA, R., Encyclopedia of Laser Physics and Technology [online]. [cit. 2021-08-21] URL: <https://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>
- [2] JOHNSON, L. F., – K. NASSAU. Infrared fluorescence and stimulated emission of Nd³⁺ in CaWO₄. *Proc. IRE* 1961, Vol. 49 No. 11 p. 1704-1705
- [3] SOROKIN, P. P. – STEVENSON, M. J. Stimulated Infrared Emission from Trivalent Uranium. *Physical Review Letters*. 1960, Vol. 5, No. 12, p. 557–559, ISSN 0031-9007
- [4] CRYSTRAN, Optical Materials. [online]. [cit. 2021-05-26]. URL: <https://www.crystran.co.uk/optical-materials>
- [5] NORMANI, S., Nd Lu CaF₂ for high-energy lasers. Physics [physics]. Normandie Université, 2017, NNT: 2017NORMC230
- [6] Calcium fluoride. *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001 [cit. 2021-10-16]. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Calcium_fluoride
- [7] QIN, Z., et al., Femtosecond and Dual-Wavelength Picosecond Operations of Nd,Lu:CaF₂ Disordered Crystal Laser. *IEEE Photonics Journal*. 2017, Vol. 9, No. 2, p. 1-7, ISSN 1943-0655
- [8] SU, L. B., et al., Spectroscopic properties and CW laser operation of Nd, Y-codoped CaF₂ single crystals. *Laser Physics Letters*. 2013, Vol. 10, No. 3, ISSN 1612-2011
- [9] LI, X., et al., Smooth and flat photoluminescence spectra of Nd³⁺ active ions in tri-doped CaF₂ single crystals. *Optical Materials Express*. 2020, Vol. 10, No. 3, ISSN 2159-3930
- [10] FERNÁNDEZ, J., et al., Nd³⁺ laser spectral dynamics in CaF₂-YF₃-NdF₃ crystals. *Optical Materials*. 1999, Vol. 13, No. 1, p. 9-16, ISSN 09253467

- [11] ALIMOV, O.K., et al. Investigation of Nd³⁺ ions spectroscopic and laser properties in SrF₂ fluoride single crystal. *Optical Materials*. 2012, Vol. 34, No. 5, p. 799-802, ISSN 09253467
- [12] DOUALAN, J. L., et al., Improvement of infrared laser properties of Nd:CaF₂ crystals via codoping with Y³⁺ and Lu³⁺ buffer ions. *Journal of the Optical Society of America B*. 2013, Vol. 30, No. 11, ISSN 0740-3224
- [13] HAO, Q., et al., Tunable and passively Q-switched laser operation of Nd,Lu:CaF₂ disordered crystal. *Applied Optics*. 2018, Vol. 57, No. 22, p. 6491-6495, ISSN 1559-128X
- [14] PANG, S., et al., Highly efficient continuous-wave laser operation of LD-pumped Nd,Gd:CaF₂ and Nd,Y:CaF₂ crystals. *Laser Physics Letters*. 2018, Vol. 15, No. 5, ISSN 1612-2011
- [15] WANG, S., et al., Spectral properties and highly efficient continuous-wave laser operation in Nd, Gd:CaF₂ crystals. *Journal of Alloys and Compounds*. 2019, Vol. 781, p. 629-632, ISSN 09258388
- [16] WANG, S. Z., et al., Effect of La³⁺ proportion on spectroscopic and continuous wave laser properties of Nd,La:CaF₂ single crystals. *Laser Physics*. 2019, Vol. 29, No. 1, ISSN 1054-660X
- [17] JELÍNEK, M., et al., Pulsed and continuous-wave laser operation of TGT-grown Nd,Y-codoped :SrF₂ single crystal. *Laser Physics Letters*. 2014, Vol. 11, No. 5, ISSN 1612-2011
- [18] MA, F. K., et al., Spectral properties and highly efficient continuous-wave laser operation in Nd-doped Sr_{1-x}Y_xF_{2+x} crystals. *Optics Letters*. 2016, Vol. 41, NO. 3, p. 501-503, ISSN 0146-9592
- [19] ZHANG, F., et al., Dual-wavelength mode-locked operation on a novel Nd³⁺,Gd³⁺:SrF₂ crystal laser. *Optical Materials Express*. 2016, Vol. 6, No. 5, ISSN 2159-3930
- [20] WANG, H., et al., Femtosecond mode-locked Nd,La:CaF₂ disordered crystal laser. *Optical Materials Express*. 2016, Vol. 6, No. 7, ISSN 2159-3930

- [21] KUBEČEK, V., et al., 783 fs and 747 fs operation of diode-pumped Nd,La:CaF₂ and Nd,La:SrF₂ lasers. 2017, *Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim, Singapore, poster presentation, accepted paper*
- [22] QIN, Z. P., et al., Generation of 103 fs mode-locked pulses by a gain linewidth-variable Nd,Y:CaF₂ disordered crystal. *Optics Letters*. 2014, Vol. 39, No. 7, p. 1737-1739, ISSN 0146-9592
- [23] ZHU, J., et al., Diode-pumped femtosecond mode-locked Nd, Y-codoped CaF₂ laser. *Laser Physics Letters*. 2015, Vol. 12, No. 3, ISSN 1612-2011
- [24] SOULARD, R., et al., Femtosecond and dual-wavelength mode-locked operation in Nd,Lu:CaF₂. *Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials through Applications, SPIE*. 2018, p. 208-213, ISBN 9781510618923.
- [25] ZHANG, F., et al., Mode locked Nd³⁺ and Gd³⁺ co-doped calcium fluoride crystal laser at dual gain lines. *Optics & Laser Technology*. 2018, Vol. 100, p. 294-297, ISSN 00303992
- [26] ZHU, J., et al., Generation of sub-100 fs pulses from mode-locked Nd,Y:SrF₂ laser with enhancing SPM. *Laser Physics Letters*. 2016, Vol. 13, No. 5, ISSN 1612-2011
- [27] WEI, L., et al., Efficient femtosecond mode-locked Nd,Y:SrF₂ laser. *Applied Physics Express*. 2014, Vol. 7, No. 9, ISSN 1882-0778
- [28] KUBEČEK, V., et al., Diode-pumped mode-locked operation of a Nd,Y-codoped:SrF₂ Laser. *Optical and Quantum Electronics*. 2016, Vol. 48, No. 4, ISSN 0306-8919
- [29] VLK, M., et al., Passively mode-locked 354–1200 fs and continuous-wave 1044–1081nm tunable operation of diode-pumped Nd,La:SrF₂ laser. *Laser Physics Letters*. 2018, Vol. 15, No. 3, ISSN 1612-2011
- [30] KUBEČEK, V., et al., Nd,Gd:SrF₂ Laser Generating 600 fs Pulses at 0.9 W of Pump Power. *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, 2019, pp. 1-1, ISBN 978-1-7281-0469-0

- [31] KUBEČEK, V., et al., Picosecond and Femtosecond Operation of a Diode-pumped Nd,Gd:SrF₂ Laser. *Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)*, 2018, pp. 1-2.
- [32] KOECHNER, W. Solid-State Laser Engineering. Springer, 2006. ISBN: 978-0-387-29094-2
- [33] GEUSIC, J. E., et al., Laser Oscillations in Nd-DOPED Yttrium Aluminum, Yttrium Gallium and Gadolinium Garnets. *Applied Physics Letters*. 1964, Vol. 4, No. 10, p. 182-184, ISSN 0003-6951
- [34] O'CONNOR, J. R., UNUSUAL CRYSTAL-FIELD ENERGY LEVELS AND EFFICIENT LASER PROPERTIES OF YVO₄:Nd. *Applied Physics Letters*. 1966, Vol. 9, No. 11, p. 407-409, ISSN 0003-6951
- [35] KOPF, D., et al., Diode-pumped mode-locked Nd:glass lasers with an antiresonant Fabry–Perot saturable absorber. *Optics Letters*. 1995, Vol. 20, No. 10, p. 1169-1171, ISSN 0146-9592
- [36] AUS DER AU, J., et al., 60-fs pulses from a diode-pumped Nd:glass laser. *Optics Letters*. 1997, Vol. 22, No. 5, p. 307-309, ISSN 0146-9592
- [37] NOVÁK, J., Diode pumped thin disk lasers for high repetition rate picosecond OPCPA pumping. Disertační práce, KFE FJFI ČVUT, Praha 2016
- [38] HÖNNINGER, C., et al., Femtosecond Yb:YAG laser using semiconductor saturable absorbers. *Optics Letters*. 1995, Vol. 20, No. 23, p. 2402-2404, ISSN 0146-9592
- [39] INNERHOFER, E., et al., 60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser. *Optics Letters*. 2003, Vol. 28, No. 5, p. 367-369, ISSN 0146-9592
- [40] LUCCA, A., et al., High-power diode-pumped Yb³⁺:CaF₂ femtosecond laser. *Optics Letters*. 2004, Vol. 29, No. 23, p. 2767-2769, ISSN 0146-9592
- [41] SÉVILLANO, P., et al., Sub-50 fs, Kerr-lens mode-locked Yb:CaF₂ laser oscillator delivering up to 2.7 W. *Conference: Advanced Solid-State Lasers Congress*. 2013

- [42] 4LASERS, Yb:CaF₂ crystals. [online]. [cit. 2021-10-19]. URL:
<https://4lasers.com/en/components/crystals/laser-crystals/yb-doped-crystals/yb-caf2-crystals>
- [43] JANDERA, M., Diodově buzený thuliový laser generující submikrosekundové impulsy v oblasti 2 μm, Výzkumný úkol, KFE FJFI ČVUT, Praha 2020
- [44] VRBOVÁ, M. – ŠULC, J. *Interakce rezonančního záření s látkou*. 1. vyd. Praha: Česká technika – nakladatelství ČVUT, 2006. ISBN 80-01-03561-1