

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra laserové fyziky a fotoniky
Studijní program: Fyzikální inženýrství
Specializace: Laserová technika a fotonika



Ti:safírový laser

Ti:sapphire laser

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Vojtěch Rajtmajer
Vedoucí práce: Ing. Jan Olšan
Rok: 2024

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Rajtmajer** Jméno: **Vojtěch** Osobní číslo: **501543**
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**
Zadávací katedra/ústav: **Katedra fyzikální elektroniky**
Studijní program: **Fyzikální inženýrství**
Specializace: **Laserová technika a fotonika**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Ti:safirový laser

Název bakalářské práce anglicky:

Ti:sapphire laser

Pokyny pro vypracování:

1. Proveďte rešerši laserů s aktivním prostředím Ti:safír. Zaměřte se na vlastnosti tohoto prostředí, které jej činí vhodným pro konstrukci laserů s široce přeladitelnou vlnovou délkou a generaci ultrakrátkých laserových impulsů. Srovnejte jeho parametry s dalšími pevnolátkovými aktivními prostředím generujícími ve spektrální oblasti okolo 1 μm (např. Nd:YAG, Nd:YLF, Nd:sklo, nebo Yb:YAG).
2. Navrhňte, zkonstruujte a optimalizujte laserový oscilátor s aktivním prostředím Ti:safír pracující v kontinuálním režimu generace. Zaměřte se na dosažení co nejvyššího výstupního výkonu.
3. Změňte výstupní charakteristiky optimalizovaného Ti:safírového oscilátoru.
4. Proveďte charakterizaci komerčního femtosekundového oscilátoru NJA-5.
5. Rešerši a dosažené výsledky zpracujte do bakalářské práce.

Seznam doporučené literatury:

- 1) KOECHNER, W. a W. RUDOLPH. Solid-state laser engineering: fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale. 6th rev. and updated ed. New York, NY: Springer, c2006. ISBN 978-0387-29094-2.
- 2) DIELS, J.-C. a W. RUDOLPH. Ultrashort laser pulse phenomena: fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale. 2nd ed. Boston: Elsevier / Academic Press, c2006.
- 3) KAWATO, S. a KAWASHIMA, T.. High-Efficiency Continuous-Wave Ti:Sapphire Laser with High-Intensity Pumping Using a Commercially Available Crystal. Applied Sciences. 2022, 12(10).
- 4) GÜREL, K., V. J. WITTEWER, M. HOFFMANN, et al. Green-diode-pumped femtosecond Ti: Sapphire laser with up to 450 mW average power. Optics Express. 2015, 23(23).
- 5) SAMANTA, G. K.; CHAITANYA KUMAR, S.; DEVI, K. a EBRAHIM-ZADEH, M. High-power, continuous-wave Ti: sapphire laser pumped by fiber-laser green source at 532 nm. Optics and Lasers in Engineering. 2012, 50(2), 215-219.
- 6) YEFET, S. a A. PE'ER. A Review of Cavity Design for Kerr Lens Mode-Locked Solid-State Lasers. Applied Sciences. 2013, 3(4), 694-724.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

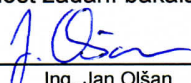
Ing. Jan Olšan katedra fyzikální elektroniky FJFI

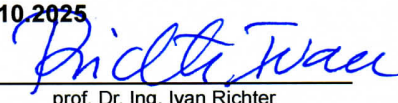
Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

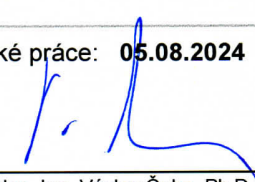
Ing. Milan Frank, Ph.D. katedra fyzikální elektroniky FJFI

Datum zadání bakalářské práce: **16.10.2023** Termín odevzdání bakalářské práce: **05.08.2024**

Platnost zadání bakalářské práce: **16.10.2025**


Ing. Jan Olšan
podpis vedoucí(ho) práce


prof. Dr. Ing. Ivan Richter
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry


doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

16.11.2023

Datum převzetí zadání

Božena Jir

Podpis studenta

Prohlášení

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

V Praze dne 1.8.2024

Rajtmajer
Vojtěch Rajtmajer

Poděkování

Především bych chtěl poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce Ing. Janu Olšanovi za odborné vedení, cenné rady a trpělivost, kterou mi věnoval při zpracování této práce.

Vojtěch Rajtmajer

Název práce:

Ti:safírový laser

Autor: Vojtěch Rajtmajer

Studijní program: Fyzikální inženýrství

Specializace: Laserová technika a fotonika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Jan Olšan

Katedra laserové fyziky a fotoniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: Ing. Milan Frank, Ph.D.

Katedra laserové fyziky a fotoniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Abstrakt:

Ti:safírové lasery jsou unikátní kvůli své schopnosti přeladování generované vlnové délky ve velmi širokém rozsahu od 650 do 1100 nm a možnosti generovat ultrakrátké impulsy o délce až 5 fs. Tato bakalářská práce se věnuje návrhu, konstrukci, optimalizaci a charakterizaci Ti:safírového laserového oscilátoru generujícího v kontinuálním režimu, který bude sloužit k čerpání pevnolátkových laserů s absorpčními píky v okolí vlnové délky 800 nm. Teoretická část se věnuje vysvětlení základních principů činnosti laserů, přeladitelným laserům a generaci ultrakrátkých impulsů metodou synchronizace módů. Dále jsou představeny výsledky rešerše Ti:safírových laserů. Experimentální část popisuje navržený Ti:safírový oscilátor a uvádí jeho výstupní charakteristiky. Po výběru optimálního výstupního zrcadla a optimální teploty chlazení krystalu bylo dosaženo maximálního výstupního výkonu 2080 mW v režimu kontinuální generace. Odpovídající diferenciální účinnost byla 34,2 % a účinnost konverze optického výkonu dosahovala 26,7 %. Klíčovou vlastností byla možnost přeladování generované vlnové délky v rozsahu od 740 do 860 nm.

Klíčová slova:

Ti:safír, kontinuální laser, ladění vlnové délky, pevnolátkové lasery

Title:

Ti:sapphire laser

Author: Vojtěch Rajtmajer

Field of study: Physical Engineering

Specialization: Laser Technology and Photonics

Type of work: Bachelor's thesis

Supervisor: Ing. Jan Olšan

Department of Laser Physics and Photonics, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague

Consultant: Ing. Milan Frank, Ph.D.

Department of Laser Physics and Photonics, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague

Abstract:

Ti:sapphire lasers are unique due to their abilities to tune their output wavelength over a very broad range from 650 to 1100 nm and to generate ultrashort pulses with a duration of up to 5 fs. This bachelor's thesis focuses on the design, construction, optimization and characterization of a Ti:sapphire laser oscillator operating in continuous wave mode, which will be used to pump solid-state lasers with absorption peaks around a wavelength of 800 nm. The theoretical part includes an explanation of the basic principles of laser operation, tunable lasers, and ultrashort pulse generation using mode-locking techniques. This is followed by a review of Ti:sapphire lasers. The experimental part describes the designed Ti:sapphire oscillator and presents its output characteristics. After selecting the optimal output mirror and the optimal crystal cooling temperature, maximum output power of 2080 mW was achieved in continuous wave mode. The corresponding slope efficiency was 34,2% and the optical power conversion efficiency reached 26,7%. A key feature was the ability to tune the output wavelength over a range from 740 to 860 nm.

Key words:

Ti:sapphire, continuous wave laser, wavelength tuning, solid-state lasers

Obsah

Úvod	10
1 Laser	11
1.1 Procesy absorpce a emise záření	11
1.2 Základní části laseru	12
1.3 Princip činnosti laseru	12
1.4 Vícehladinová schémata	13
1.4.1 Tříhladinový systém	13
1.4.2 Čtyřhladinový systém	14
1.4.3 Kvazitříhladinový systém	14
1.5 Aktivní ionty	14
1.6 Lasery s přeladitelnou vlnovou délkou	15
1.6.1 Dvojlomný filtr	17
1.7 Režim synchronizace módů	18
1.7.1 Aktivní synchronizace módů	19
1.7.2 Pasivní synchronizace módů	20
1.8 Vliv disperze na délku impulsu	22
2 Ti:safírové lasery	23
2.1 Vlastnosti	23
2.1.1 Absorpční a emisní spektrum	24
2.1.2 Čerpání	25
2.1.3 Schéma energetických hladin	25
2.2 Historický vývoj, využití	26
2.3 Výsledky dosažené v literatuře a komerčních systémech	27
2.4 Srovnání s dalšími pevnolátkovými lasery v oblasti okolo 1 μm	29
2.4.1 Alexandritový laser	29
2.4.2 Cr:LiSAF	30
2.4.3 Cr:forsterit	30
2.4.4 Nd:YAG	30
2.4.5 Nd:YLF	30
2.4.6 Nd:sklo	31
2.4.7 Yb:YAG	31
3 Experimentální uspořádání	32
3.1 Kontinuální Ti:safírový oscilátor	32
3.1.1 Čerpání	32

3.1.2	Aktivní prostředí	34
3.1.3	Zrcadla	35
3.1.4	Návrh systému	36
3.1.5	Použité přístroje, postup měření a zpracování dat	37
3.2	Komerční femtosekundový oscilátor	38
4	Experimentální výsledky	40
4.1	Kontinuální Ti:safírový oscilátor	40
4.1.1	Výkonové charakteristiky	40
4.1.2	Přeladitelnost, výstupní spektrum	42
4.1.3	Profil svazku	44
4.2	Komerční femtosekundový oscilátor	44
	Závěr	46
	Seznam tabulek	47
	Seznam obrázků	48
	Literatura	50

Úvod

Pevnolátkové lasery představují důležitou skupinu laserů vyznačujících se svou robustností, kompaktním designem a chemickou stabilitou. Významnou kategorií pevnolátkových laserů reprezentují vibronické lasery. Jejich předností je široké emisní spektrum, které jim umožňuje generovat záření s široce přeladitelnou vlnovou délkou a také generovat ultrakrátké impulsy na škále femtosekund s vysokými špičkovými výkony. Mezi nejvýznamnější představitele patří Ti:safírové lasery, které vynikají nejširším spektrem ze všech pevnolátkových laserů. Vlnovou délku jejich výstupu lze přeladovat v rozsahu od 650 do 1100 nm a lze jimi generovat impulsy o délce až 5 fs. Díky těmto jedinečným vlastnostem jsou využívány v široké škále vědeckých a průmyslových aplikací. Cílem této bakalářské práce je navrhnout, zkonstruovat, optimalizovat a naměřit výstupní charakteristiky Ti:safírového laseru pracujícího v kontinuálním režimu generace. Tento laser je budován za účelem čerpání neodymem dopovaných pevnolátkových laserů s absorpčními píky v okolí vlnové délky 800 nm, které typicky bývají čerpány laserovými diodami.

Text této bakalářské práce je rozdělen do čtyř kapitol. První kapitola obsahuje teoretickou část a nejprve se věnuje základním principům laserů. Dále pojednává o přeladitelných laserech a o generaci ultrakrátkých impulsů metodou synchronizace módů.

Rešeršní část bakalářské práce se zabývá Ti:safírovými lasery a je shrnuta v druhé kapitole. Mimo jiné jsou zde uvedeny vlastnosti aktivního prostředí Ti:safír a typické charakteristiky Ti:safírových laserů. Kapitola je zakončena porovnáním s dalšími pevnolátkovými lasery generujícími v oblasti okolo 1 μm .

Poslední dvě kapitoly se věnují experimentální části bakalářské práce. Třetí kapitola se zabývá návrhem kontinuálního Ti:safírového laseru, popisem jeho jednotlivých součástí a popisem přístrojů použitých k jeho charakterizaci. Nakonec je krátce popsán komerční femtosekundový systém, jehož charakteristiky byly měřeny. V poslední čtvrté kapitole jsou shrnuty a diskutovány výsledky experimentální činnosti.

Kapitola 1

Laser

Laser (akronym pro *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, neboli *zesilování světla stimulovanou emisí záření*) je generátor optického záření. První laser zprovoznil v roce 1960 Theodore Maiman. Jednalo se o rubínový laser čerpaný pulzní výbojkou vyzařující na vlnové délce 694,3 nm. Mezi významné vlastnosti laserového záření patří velká koherence svazku, malá rozbíhavost svazku, vysoký jas a monochromaticnost. Lasery mají široké možnosti aplikací - např. obrábění materiálů, přenos dat nebo využití ve zdravotnictví. [1] [2] [3]

1.1 Procesy absorpce a emise záření

Uvažujme, že látka se skládá z kvantových soustav (atomy, molekuly, ionty...), jejichž energie může nabývat pouze diskretních hodnot E_i . Ve stavu termodynamické rovnováhy se většina kvantových soustav látky nachází na nejnižší (základní) energetické hladině, kterou označíme E_1 . Při zářivém kvantovém přechodu si soustava vyměňuje energii s okolím formou elektromagnetického záření o frekvenci

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (1.1)$$

kde h je Planckova konstanta. Při dopadu záření s frekvencí danou vztahem (1.1) na soustavu v základním stavu E_1 může být záření absorbováno. Kvantová soustava pak přechází do excitovaného stavu, který odpovídá vyšší energetické hladině E_2 . Pokud je vyšší energetická hladina více populována (nachází se na ní více kvantových soustav) než hladina s nižší energií, hovoříme o stavu inverze populace hladin. Opačným procesem k absorpci je emise. Pro kvantovou soustavu v excitovaném stavu E_2 dochází samovolně k uvolnění fotonu s frekvencí danou vztahem (1.1) do náhodného směru a zároveň se soustava vrací na základní hladinu E_1 . Mluvíme tak o spontánní emisi.

Činnost laseru je ovšem založena na jevu stimulované emise záření. V tomto případě uvažujeme kvantovou soustavu v excitovaném stavu E_2 , na kterou dopadá elektromagnetické záření s frekvencí danou vztahem (1.1). Je vyvolán kvantový přechod,

kvantová soustava se vrací do základního stavu E_1 a zároveň se uvolňuje foton, který má stejné vlastnosti jako dopadající záření (frekvenci, směr šíření, polarizaci a fázi). Tímto principem tedy došlo k zesílení původního záření. [1] [3] [4]

1.2 Základní části laseru

Mezi základní části laseru patří aktivní prostředí, optický rezonátor a čerpací systém.

Aktivní prostředí je soubor kvantových soustav, ve kterých může být vyvolán stav inverze populace hladin. Toto prostředí pak může sloužit jako zesilovač rezonančního záření. Existuje mnoho druhů aktivních prostředí. U pevnolátkových laserů je aktivní prostředí tvořeno krystaly nebo sklem. Tyto tzv. matrice jsou dopovány ionty kovů vzácných zemin nebo ionty přechodových kovů. Existují také polovodičové lasery. Kapalná aktivní prostředí jsou tvořena roztoky s organickými barvivy. Plynové lasery jsou založeny na určitých plynech nebo směsích plynů a typicky jsou čerpány elektrickými výboji.

Čerpání, resp. buzení, je proces, který dodává aktivnímu prostředí energii, čímž dochází ke vzniku inverze populace hladin. Pevnolátkové a kapalinové lasery jsou typicky buzeny opticky - pomocí výbojek, laserových diod, nebo jiných laserů. Plynové a polovodičové lasery bývají nejčastěji buzeny elektrickým proudem.

Optický rezonátor je uspořádání optických součástí, které umožňuje paprsku světla cirkulovat po uzavřené dráze. Poskytuje tak kladnou zpětnou vazbu mezi zářením a aktivním prostředím. Obvykle bývá tvořen sadou zrcadel - v nejjednodušším případě jedním totálně odrazným a jedním částečně propustným zrcadlem. [1] [3]

1.3 Princip činnosti laseru

Laser je realizován umístěním čerpaného aktivního prostředí do optického rezonátoru. Vlivem čerpání je aktivní prostředí ve stavu inverze populace hladin. Kvantové soustavy aktivního prostředí spontánní emisí přechází do základního stavu a vyzařují fotony. Pokud je foton vyzářen ve směru osy optického rezonátoru a prochází tedy znovu aktivním prostředím, dochází buď k jeho absorpci, nebo ke stimulaci dalšího kvantového přechodu a emisi fotonů. Ve stavu inverze populace hladin je ovšem jev stimulované emise pravděpodobnější a dochází tak k zesilování laserového záření.

V optickém rezonátoru je několik zdrojů ztrát - část záření je absorbována, difraktována a také část záření uniká částečně propustným zrcadlem. K laserové činnosti musí být splněna prahová podmínka

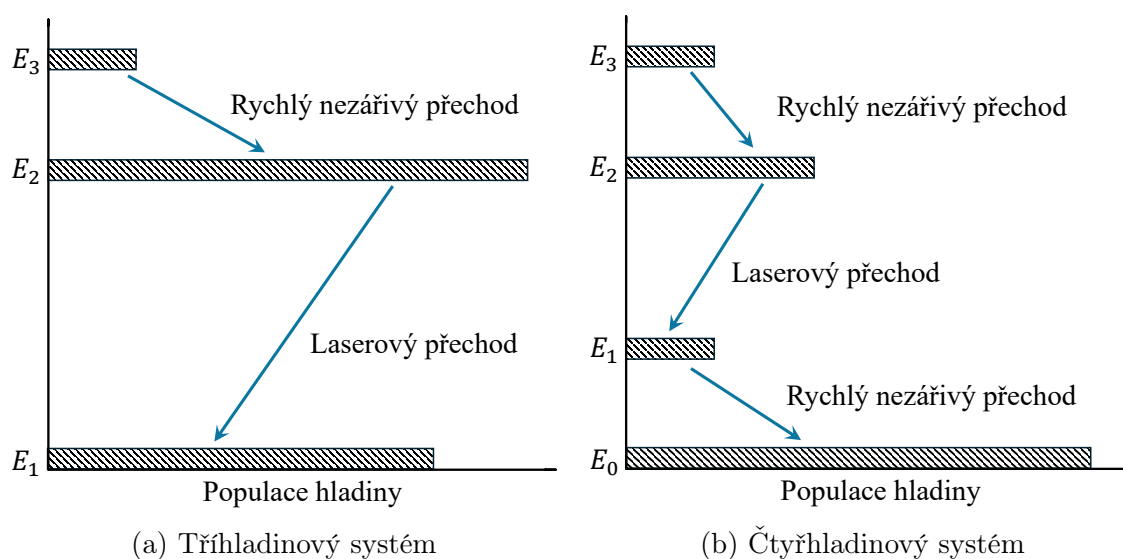
$$R_1 R_2 e^{2(\alpha-\beta)L} \geq 1, \quad (1.2)$$

kde R_1 a R_2 značí reflektivitu zrcadel rezonátoru, α značí součinitel zesílení aktivním prostředím, součinitel ztrát β zahrnuje ostatní ztráty v rezonátoru a L je délka

aktivního prostředí. [1] [3] [5]

1.4 Vícehladinová schémata

Pevnolátkové lasery jsou čerpány opticky. Při optickém čerpání ovšem v dvouhladinovém systému nemůže nastat inverze populace hladin. Takový systém není schopný při dosažení stejné populace obou hladin dále absorbovat čerpací záření, protože čerpací záření zároveň způsobuje stimulovanou emisi. Proto je ke správnému popisu laserů potřeba zavést vícehladinová schémata. [3] [4]



Obr. 1.1: Schémata vícehladinových systémů. Upraveno z [6].

1.4.1 Tříhladinový systém

Schéma tříhladinového systému se nachází na Obr. 1.1a. Kvantové soustavy aktivního prostředí jsou čerpáním excitovány ze základní hladiny E_1 na nejvyšší hladinu E_3 . Následuje rychlý nezářivý přechod (např. formou fononů do krystalové mřížky) na tzv. horní laserovou hladinu E_2 . V tomto stavu již kvantové soustavy nemohou přecházet na základní hladinu vlivem stimulované emise způsobené čerpacím zářením. Pokud je čerpání dostatečně silné a alespoň polovina kvantových soustav aktivního prostředí je na energetické hladině E_2 , dosáhne systém stavu inverze populace hladin. Nyní již dochází ke stimulované emisi na laserové vlnové délce a kvantové soustavy se vrací na základní hladinu E_1 . Při inverzi populace hladin převažuje stimulovaná emise nad re-absorpcí a vystupující záření je tedy zesilováno. Příkladem tříhladinového systému je rubínový laser. [3] [4] [6]

1.4.2 Čtyřhladinový systém

Schéma čtyřhladinového systému se nachází na Obr. 1.1b. Čerpání excituje kvantové soustavy ze základního stavu E_0 na nejvyšší hladinu E_3 , ze které opět následuje rychlý nezářivý přechod na horní laserovou hladinu E_2 . Laserový přechod nastává mezi horní laserovou hladinou E_2 a dolní laserovou hladinou E_1 . Na základní hladinu E_0 se kvantové soustavy vrací rychlým nezářivým přechodem. Populace hladiny E_1 je tedy velmi malá. Re-absorpce laserového záření je zanedbatelná, inverze populace hladin vzniká již pro relativně slabé buzení (kvůli malé populaci hladiny E_1) a práh generace takového systému je tedy nižší, než pro tříhladinový systém. Nejznámější čtyřhladinový systém je Nd:YAG laser. [3] [4] [6]

1.4.3 Kvazitříhladinový systém

Kvazitříhladinový systém obsahuje čtyři energetické hladiny. Spodní laserová hladina má ovšem pouze o málo vyšší energii, než základní hladina. V důsledku Boltzmannova rozdělení je tedy tato hladina nezanedbatelně populována termální excitací. Proto u těchto systémů opět dochází k re-absorpci laserového záření. Aby bylo aktivní prostředí transparentní na laserové vlnové délce, musí být dosaženo určité čerpací intenzity a tím se zvyšuje práh generace. Příkladem kvazitříhladinového systému je Yb:YAG laser. [3] [6] [7]

1.5 Aktivní ionty

Aktivní prostředí pevnolátkových laserů tvoří aktivní ionty uložené v maticích. Jako aktivní ionty lze využívat některé ionty vzácných zemin (např. Nd^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+} , Ho^{3+} , Tm^{3+} , Tm^{2+} atd.), ionty přechodových kovů (např. Ti^{3+} , Cr^{2+} , Cr^{3+} , Fe^{2+} atd.) a ion U^{3+} . [3] [6]

V případě iontů vzácných zemin dochází k elektronovým přechodům ve 4f slupce, která není zcela zaplněna. Vyšší slupky 5s a 5p jsou ale již kompletně zaplněny, čímž je omezen vliv vnějšího prostředí. Proto mají aktivní prostředí s ionty vzácných zemin relativně úzké spektrální čáry a struktura energetických hladin se pro různé matrice dopované stejným iontem liší pouze málo. [3] [6] [8]

U iontů přechodových kovů dochází k elektronovým přechodům ve slupce 3d. Dále se již může nacházet maximálně jeden nebo dva elektrony ve slupce 4s, takže slupka 3d není tak dobře kryta a optické vlastnosti takových prostředí jsou významně ovlivněny použitou maticí. Aktivní ionty jsou silně vázány s mřížkou matrice a jsou náchylné k vibračním pohybům iontů hostitelské mřížky. Energetické hladiny přechodových kovů jsou více vibračně-elektronické, resp. vibronické, zatímco u vzácných zemin jsou více elektronické. Aktivní prostředí s ionty přechodových prvků mají široké spektrální čáry. [3] [6] [8]

1.6 Lasery s přeladitelnou vlnovou délkou

U laserů s přeladitelnou vlnovou délkou lze (většinou při provozu zařízení) nastavovat vlnovou délku výstupního laserového záření. Takové lasery mohou být užitečné např. v optických komunikacích, v absorpční spektroskopii, nebo pro potřeby naladění konkrétního absorpčního maxima při čerpání jiných laserů. [3] [4]

Lze hovořit o několika typech ladění vlnové délky: [3] [4]

- Jednofrekvenční lasery, které pracují pouze na jednom podélném módu, mají velmi úzké emisní čáry o šířce až v řádu desítek femtometrů [9]. Jejich vlnovou délku lze ladit přibližně v rozmezí spektrální vzdálenosti jednotlivých podélných módů¹
- Některé lasery mají několik různých emisních píků, mezi kterými lze diskrétně ladit. Např. Nd:YAG laser může kromě známé hodnoty 1064 nm generovat také záření o vlnových délkách 946, 1123, 1319, 1444 nm, atd.
- Některá laserová prostředí mají široké emisní spektrum a lze je ladit spojitě v širokém rozsahu vlnových délek.

První široce přeladitelný laser byl barvivový laser zprovozněný v roce 1966 [10]. Barvivové lasery nabízejí širokou přeladitelnost, ale kvůli jejich omezené životnosti (aktivní prostředí během provozu chemicky degraduje) a dalším obtížím při provozu jejich popularita upadá. Rozsah ladění dosažitelný s jedním barvivem dosahuje desítek (maximálně sta) nanometrů. [4] [9]

Populárnější lasery s přeladitelnou vlnovou délkou jsou určité pevnolátkové lasery. Jedná se především o lasery s aktivními prostředími dopovanými ionty přechodových kovů. Stimulovaná emise fotonů je úzce svázána s emisí fononů do krystalové mřížky. Jednotlivé energetické hladiny se tak rozšiřují do energetických pásů. Celková energie laserového přechodu se nemění, ale rozděluje se mezi fotony a fonony. Takové lasery se nazývají vibronické. V Tab. 4.2 nalezneme dosažitelnou přeladitelnost pro vybrané pevnolátkové lasery. [3] [6] [9]

Pro ladění generované vlnové délky může být využito několika principů: [3] [4]

- Jednofrekvenční lasery lze ladit přibližně v rozmezí spektrální vzdálenosti jednotlivých podélných módů pomocí jemných změn délky rezonátoru.
- Aktivní prostředí lze ovlivnit tak, že dojde ke změně vlnové délky s maximálním ziskem. Tímto principem lze např. v rozmezí několika nanometrů ladit vlnovou délku laserových diod změnou jejich teploty.
- Speciálními prvky uvnitř rezonátoru lze modulovat ztráty pro různé vlnové délky. Tak lze zamezit laserové generaci na vlnové délce s nejvyšším ziskem a vynutit generaci v oblasti s nižšími ztrátami.

¹Anglicky free spectral range. Pro rezonátor délky L lze spektrální vzdálenost podélných módů určit jako $\Delta\nu = c/2L$, kde c je rychlost světla ve vakuu.

Aktivní prostředí	Rozsah přeladitelnosti [μm]	Zdroj
Ti:safír	0,65 – 1,10	[3]
Cr:alexandrit	0,7 – 0,8	[6]
Cr:forsferit	1,17 – 1,35	[6]
Tm:YAG	1,87 – 2,16	[6]
Co:MgF ₂	1,75 – 2,50	[6]
Cr:ZnSe	1,97 – 3,35	[11]
Fe:ZnSe	3,7 – 5,1	[3]

Tab. 1.1: Rozsah přeladitelnosti vybraných přeladitelných pevnolátkových laserů

K ladění vlnové délky lze uvnitř rezonátoru použít několik speciálních prvků, které modulují ztráty pro různé vlnové délky: [2] [3] [9]



Obr. 1.2: Konfigurace pro ladění vlnové délky laseru. Upraveno z [2].

- Koncové zrcadlo rezonátoru může být nahrazeno difrakční mřížkou v tzv. Littrowově konfiguraci (viz Obr. 1.2a). V takové konfiguraci existuje pro dané úhlové natočení mřížky konkrétní hodnota vlnové délky (na obrázku označena λ_1), která se odrazí přesně zpět do rezonátoru. Ladění je tedy prováděno otáčením difrakční mřížky.
- Do rezonátoru je také možné vložit (přibližně pod Brewsterovým úhlem) disperzní hranol (viz Obr. 1.2b). Pro dané úhlové natočení hranolu a koncového zrcadla se zpět do rezonátoru opět odráží pouze konkrétní vlnová délka. Ladění je tedy možné otáčením hranolu, nebo otáčením koncového zrcadla.
- Další možností je ladění pomocí dvojlomného filtru, které je důkladně probráno v části 1.6.1.

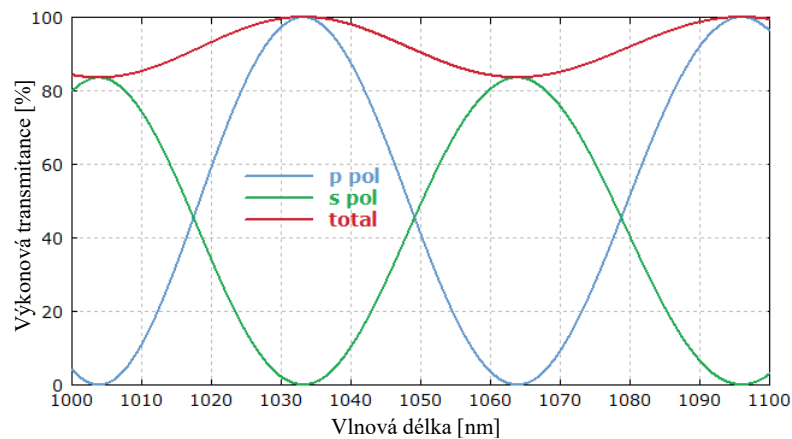
1.6.1 Dvojlomný filtr

Dvojlomný materiál je anizotropní materiál, který má pro vlny polarizované v různých směrech odlišný index lomu. Lze charakterizovat pomocí dvou hodnot indexu lomu - řádný, resp. ordinární index lomu n_o a mimořádný, resp. extraordinární index lomu n_e , které přísluší vzájemně kolmým směřům polarizace. Příkladem dvojlomných materiálů je krystalický křemen nebo KTP. [2] [3] [9]

Při průchodu záření dvojlomným filtrem dochází ke vzniku fázového rozdílu mezi řádnou a mimořádnou složkou paprsku

$$\Delta\phi = 2\pi(n_o - n_e)\frac{d}{\lambda}, \quad (1.3)$$

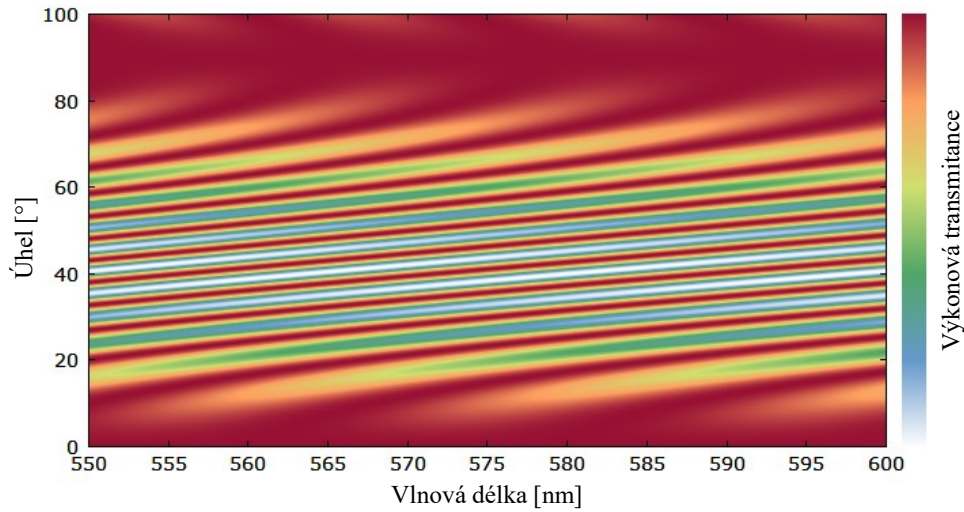
kde d je tloušťka dvojlomného filtru a λ je vlnová délka záření. Pokud fázový rozdíl $\Delta\phi$ není celočíselným násobkem 2π , vznikne na výstupu z filtru elipticky polarizované světlo. Pro určité vlnové délky je ovšem $\Delta\phi$ celočíselným násobkem 2π a polarizace světla se po průchodu dvojlomným filtrem nezmění. Pokud je v rezonátoru umístěn nějaký polarizační prvek, pak jsou ztráty pro elipticky polarizované světlo příliš vysoké a laser může generovat pouze na vlnových délkách, pro které je zachována stejná polarizace světla. Tento prvek může být např. polarizační filtr, nebo aktivní médium či samotný dvojlomný filtr umístěný pod Brewsterovým úhlem. Dvojlomný filtr se typicky vkládá do rezonátoru pod Brewsterovým úhlem, aby byly minimalizovány odrazové ztráty polarizace p. Ztráty indukované dvojlomným filtrem mají přibližně sinusovou závislost na vlnové délce (viz Obr. 1.3). Čím větší je tloušťka dvojlomné destičky, tím menší je perioda tohoto průběhu. Tenčí destičky tedy poskytují možnost ladění ve větším intervalu vlnových délek. [2] [3] [9]



Obr. 1.3: Transmisní spektrum dvojlomného filtru vyrobeného z 2 mm tlusté křemenné destičky. Destička je orientována pod Brewsterovým úhlem a její optická osa je pootočena o 40° proti rovině dopadu. Přidáním polarizačního prvku, který propouští pouze světlo s polarizací p, bychom získali modrou křivku. Převzato z [3].

Otáčením dvojlomné destičky kolem osy kolmé k jejímu povrchu dochází ke změně šíření extraordinární složky, která závisí na úhlu mezi směrem šíření záření a optickou osou dvojlomného materiálu. Proto touto rotací dvojlomného filtru dochází k posunu

transmisní křivky. Jak lze pozorovat na Obr. 1.4, pro filtr existuje optimální úhel (na obrázku přibližně 40°), pro který je kontrast v transmissi pro různé vlnové délky nejvýraznější a při vzdálených úhlech již kontrast klesá. [3]



Obr. 1.4: Transmisní spektra 2 mm tlustého dvojlomného filtru pro různé úhly natočení destičky. Převzato z [3].

1.7 Režim synchronizace módů

Režim synchronizace módů slouží ke generaci ultrakrátkých impulsů, jejichž délky mohou dosahovat pikosekund až femtosekund. Takový laserový výstup má díky velmi vysokému špičkovému výkonu široké možnosti využití např. v medicíně, ve frekvenční metrologii, nebo při generaci vysokých harmonických frekvencí. [3]

Ve volně běžícím režimu jednotlivé módy v rezonátoru oscilují nezávisle, přičemž jejich fáze mají náhodné hodnoty. Časový průběh amplitudy záření má charakter tepelného šumu. V režimu synchronizace módů dochází k zafixování fázového vztahu mezi podélnými módy rezonátoru. Fázový rozdíl všech módů je tedy konstantní. Časový průběh amplitudy výsledného záření, které se nachází uvnitř rezonátoru, odpovídá jednomu impulsu. Pro rezonátor o délce L je generován sled impulsů, jejichž časová vzdálenost τ_p , resp. opakovací frekvence ν , je dána dobou oběhu impulsu v rezonátoru

$$\tau_p = \frac{2L}{c}, \text{ resp. } \nu = \frac{c}{2L}. \quad (1.4)$$

Minimální dosažitelná časová délka impulsu je nepřímo úměrná šířce jeho spektra. Součin minimální časové délky impulsu $\Delta\tau_p$ a šířky spektra ve frekvenční doméně $\Delta\nu_p$ se nazývá *time bandwidth product* (TBP)

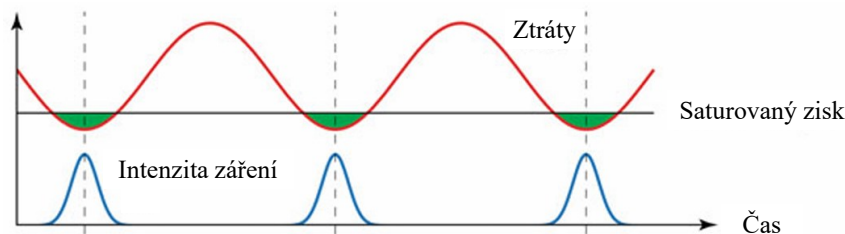
$$\text{TBP} = \Delta\tau_p \cdot \Delta\nu_p = \Delta\tau_p \cdot \Delta\lambda_p \cdot \frac{c}{\lambda^2}, \quad (1.5)$$

kde $\Delta\lambda_p$ je šířka spektra ve vlnové délce, c je rychlost světla ve vakuu a λ je střední vlnová délka. Impuls, který dosahuje nejkratší možné časové délky odpovídající šířce jeho spektra podle vztahu (1.5), se nazývá transformačně limitovaný. Hodnota TBP závisí na tvaru impulsu. Pro impuls tvaru Gaussovy funkce platí $TBP = 0,441$ a pro impuls tvaru funkce sech^2 platí $TBP = 0,315$. [2] [3] [12]

K dosažení režimu synchronizace módů existují různé metody, rozdělené do dvou hlavních skupin: aktivní a pasivní synchronizace módů. [2]

1.7.1 Aktivní synchronizace módů

Při aktivní synchronizaci módů se na konec rezonátoru umístí amplitudový modulátor, který periodicky moduluje ztráty rezonátoru. Základní princip je znázorněn na Obr. 1.5. Ztráty indukované modulátorem mají přibližně sinusovou závislost a jsou řízeny vnějším signálem tak, aby jejich perioda odpovídala době oběhu záření rezonátorem. [3] [12]



Obr. 1.5: Základní princip aktivní synchronizace módů. Laserové impulsy jsou generovány pouze tehdy, když zisk převyšuje ztráty. Převzato z [12].

Impulsy jsou postupně při každém průběhu rezonátorem zkracovány, protože náběhová a spádová část impulsu má vyšší ztráty než maximum impulsu. Při každém oběhu také dochází k frekvenčnímu rozšíření impulsu při průchodu aktivním prostředím. S časovým zkracováním impulsu tedy roste jeho frekvenční šířka. Každé aktivní prostředí má ovšem omezenou spektrální šířku zisku. Frekvence vzdálené od maxima zisku jsou zesilovány slaběji. V důsledku omezené šířky zisku již nelze impuls více spektrálně rozšiřovat a tudíž ani časově zkracovat. V ustáleném stavu každý průchod amplitudovým modulátorem impuls zkrátí a každý průchod aktivním prostředím impuls opět prodlouží o stejnou hodnotu. [3] [12]

Akusticko-optický modulátor

Nejpopulárnější metodou pro aktivní synchronizaci módů je použití akusticko-optického modulátoru (AOM). Umístěním tohoto prvku do rezonátoru lze regulovat výkon paprsku v rezonátoru a tedy zavést do rezonátoru kontrolovatelné ztráty. AOM se skládá z transparentního optického materiálu (krystalu nebo skla) spojeného s piezoelektrickým měničem. Vysokofrekvenční elektrický signál způsobuje vibrace měniče a v modulátoru je vybuzena zvuková vlna, která způsobuje vznik

mechanického napětí v materiálu. Díky fotoelastickému efektu dochází v materiálu k modulaci indexu lomu. Modulátor se tak chová jako difrakční mřížka. Když laserový impuls prochází skrz AOM, části jeho energie jsou vychýleny do vyšších difrakčních maxim, čímž lze ovládat ztráty rezonátoru. [3] [12]

1.7.2 Pasivní synchronizace módů

Častěji využívanou metodou je pasivní synchronizace módů, která umožňuje dosáhnout kratších impulsů, protože ztráty nejsou řízeny vnějším signálem a jejich modulace je rychlejší. [3] [12]

K dosažení pasivní synchronizace módů se nejčastěji používají saturevatelné absorberů. Jejich absorpce závisí na intenzitě dopadajícího záření. S rostoucí intenzitou klesá absorpce a tedy i ztráty. Saturevatelný absorber lze popsat pomocí dvouhladinového systému, kterému se pro vysokou intenzitu záření plně zaplní excitovaná hladina, tudíž nemůže docházet k další absorpci záření. [3] [12]

Závislost absorpce A saturevatelného absorberu na intenzitě dopadajícího záření I lze popsat vztahem

$$A(I) = \frac{A_0}{1 + I/I_{\text{sat}}} + A_{\text{ns}}, \quad (1.6)$$

kde A_0 je hloubka modulace, I_{sat} je saturační intenzita a A_{ns} jsou nesaturevatelné ztráty. Hloubka modulace popisuje maximální možnou změnu absorpce vlivem změny intenzity, saturační intenzita je intenzita záření, pro kterou absorpce klesne o polovinu hloubky modulace a nesaturevatelné ztráty představují minimální úroveň absorpce, kterou již nelze saturovat. Mezi další důležité parametry saturevatelných absorberů patří doba relaxace, rozsah absorbovaných vlnových délek a práh poškození. Saturevatelný absorber nazýváme rychlý, pokud má dobu relaxace menší než je délka impulsu. Když je doba relaxace větší než délka impulsu, absorber nazýváme pomalý. [3] [12]

Saturevatelný absorber na zrcadle

Velmi populární prvek pro dosažení režimu synchronizace módů je polovodičový saturevatelný absorber na zrcadle, tzv. SESAM (*Semiconductor Saturable Absorber Mirror*). Jeho výhodou je jednoduchost implementace, neboť SESAM pouze nahradí koncové plně odrazné zrcadlo rezonátoru. SESAM je tvořen polovodičovým braggovským zrcadlem a saturevatelným absorberem tvořeným kvantovou jámou. Kvantová jáma je realizována jako tenká polovodičová vrstva vložená mezi jiné polovodičové vrstvy s větším zakázaným pásem. Braggovo zrcadlo má větší energii zakázaného pásu než kvantová jáma, tudíž na něm nedochází k absorpci. Při dopadu záření s vysokou intenzitou v kvantové jámě dochází k absorpci fotonů a excitaci elektronů z valenčního pásu do vodivostního pásu. V důsledku Pauliho principu nemohou být částice dále excitovány a dochází k saturaci absorpce. Hloubka modulace SESAMu

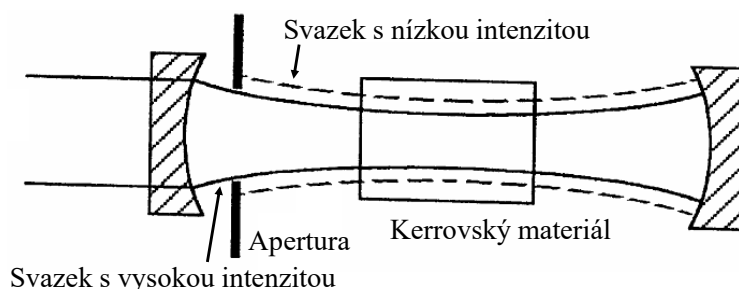
závisí na tloušťce vrstvy satureovatelného absorbéru. SESAM obvykle umožňuje stabilní a samostartující synchronizaci módů. [3] [12]

Synchronizace módů Kerrovou čočkou

Optický Kerrův jev označuje závislost indexu lomu n materiálu na intenzitě I procházejícího záření dle vzorce

$$n(I) = n + n_2 I, \quad (1.7)$$

kde n je běžný index lomu a n_2 značí nelineární index lomu. V důsledku přítomnosti n_2 je v materiálu indukována Kerrova čočka. Pro kladné hodnoty n_2 má čočka kladnou ohniskovou vzdálenost a způsobuje zaostření procházejícího záření. Přidáním pevné apertury do rezonátoru lze dosáhnout podobného chování jako u satureovatelných absorbérů. Schéma této metody je znázorněno na Obr. 1.6. Pro svazek s nízkou intenzitou je část výkonu paprsku absorbována na apertuře. Při vysoké intenzitě je paprsek fokusován, prochází skrz otvor apertury a ztráty klesají. [3] [6] [12]



Obr. 1.6: Schéma synchronizace módů Kerrovou čočkou. Převzato z [12].

Výhoda synchronizace módů Kerrovou čočkou (KLM) spočívá v její velmi rychlé modulaci ztrát, která umožňuje generaci nejkratších možných impulsů. Touto metodou lze pomocí Ti:safírových laserů generovat impulsy o délce až 5 fs. Další výhodou je možnost využití této techniky pro velký rozsah vlnových délek. Metoda má ovšem i několik nevýhod. K dosažení účinné Kerrovy čočky musí rezonátor pracovat na kraji limitu stability. Z tohoto důvodu je obtížné dosáhnout systému, který pracuje stabilně po dlouhou dobu. Také je obtížné dosáhnout samostartující synchronizace módů. Pro přechod laseru do režimu synchronizace módů je často nutný vnější zásah - např. mírné poklepání na zrcadlo rezonátoru, které stimuluje fluktuaci intenzity záření. Pro docílení samostartující synchronizace módů lze kombinovat metody KLM a SESAM. [3] [6]

1.8 Vliv disperze na délku impulsu

Disperze popisuje závislost indexu lomu a tedy také grupové rychlosti záření na frekvenci, resp. vlnové délce záření. Optický impuls lze vyjádřit jako spojitou superpozici monochromatických rovinných vln v okolí střední hodnoty frekvence. Každá složka má svou fázovou rychlost v daném médiu, což během šíření impulsu způsobuje vznik fázového rozdílu mezi jednotlivými složkami. Disperze grupové rychlosti (disperze druhého řádu) vede k prodloužení impulsu v časové doméně. Disperze vyšších řádů kromě prodloužení impulsu může vést i ke změně jeho tvaru. Kratší impulsy se prodlužují významněji. Prodloužení impulsu vede ke snížení špičkového výkonu. Spektrální šířka impulsu se vlivem disperze grupové rychlosti nemění. [3] [12]

K prodloužení impulsů vlivem disperze dochází také v aktivním prostředí laserového rezonátoru. Proto musí systémy pro generování ultrakrátkých impulsů o délce na úrovni femtosekund zahrnovat optické prvky s anomální disperzí, např. dvojice disperzních hranolů, které disperzi kompenzují. U ultrakrátkých femtosekundových impulsů hraje důležitou roli i disperze třetího řádu. K její kompenzaci se používají speciální disperzní hranoly z taveného křemene či CaF_2 nebo speciální čerpaná zrcadla. [3] [12]

Kapitola 2

Ti:safírové lasery

Ti:safírové lasery jsou nejpoužívanější pevnolátkové lasery s nastavitelnou vlnovou délkou. Jejich výstup je možné ladit přibližně v rozsahu od 650 do 1100 nm. Nej důležitějším aspektem Ti:safírového laserového prostředí je možnost generace a zesilování impulsů na škále femtosekund. Impulsy z těchto systémů mohou dosahovat délky až 5 fs. [2] [3]

2.1 Vlastnosti

Vlastnost	Hodnota	Jednotka	Zdroj
Chemický vzorec	$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$	-	[6]
Hmotnostní hustota	3,98	$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$	[3]
Hustota Ti^{3+} pro dopování 0,1 at. %	$4,56 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}	[3]
Mohsova stupnice tvrdosti	9	-	[13]
Bod tání	2040	$^{\circ}\text{C}$	[3]
Tepelná vodivost	33	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	[6]
Index lomu na 800 nm	1,76	-	[14]
Absorpční spektrum	400 – 600	nm	[3]
Koeficient absorpce na 532 nm	1 – 7	cm^{-1}	[14]
Absorpční účinný průřez na 532 nm	$4,9 \cdot 10^{-20}$	cm^2	[15]
Emisní spektrum	650 – 1100	nm	[3]
Emisní účinný průřez na 790 nm	$3,9 \cdot 10^{-19}$	cm^2	[3]
Střední doba života na horní laserové hladině	3,2	μs	[3]

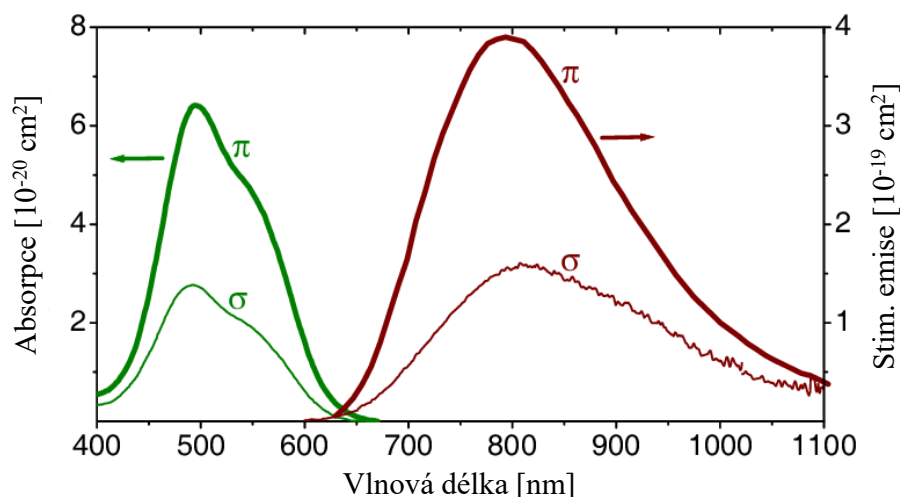
Tab. 2.1: Vlastnosti aktivního prostředí Ti:safír.

Titan je přechodový kov s elektronovou konfigurací $[\text{Ar}] 3d^2 4s^2$. Jeho ion Ti^{3+} má elektronovou konfiguraci $[\text{Ar}] 3d^1$, obsahuje tedy pouze 1 elektron ve valenční slupce. Ion Ti^{3+} nahrazuje ion Al^{3+} v safíru Al_2O_3 . Koncentrace dopování se typicky pohybuje v rozmezí od 0,05 do 0,3 %. Koeficient absorpce na vlnové délce 532 nm nabývá v závislosti na koncentraci dopování hodnot od 1 cm^{-1} do 7 cm^{-1} . Matrice Al_2O_3 je tvrdá, transparentní pro záření od ultrafialové oblasti až po infračervenou a má velkou tepelnou vodivost. Krystal $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ je na Mohsově stupnici tvrdosti hodnocen stupněm 9 (diamant má stupeň 10). Ti :safír má tepelnou vodivost $33 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ a je dobře chemicky inertní. Ti :safír má relativně velký emisní účinný průřez - konkrétně $3,9 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ na vlnové délce 790 nm. Nevýhodou je malá střední doba života na horní laserové hladině $3,2 \mu\text{s}$. [3] [6] [13] [14]

2.1.1 Absorpční a emisní spektrum

Na Obr. 2.1 se nachází absorpční a emisní spektrum Ti :safíru. Široký absorpční pás se rozpíná přibližně od 400 do 600 nm, maximum absorpce nastává okolo 490 nm. U Ti :safírových krystalů se vyskytuje reziduální parazitická absorpce na laserových vlnových délkách, která snižuje účinnost a zvyšuje práh laserové emise. Její příčinou je nechtěný obsah iontu Ti^{4+} . Proto musely být vyvinuty techniky růstu krystalů, které omezují obsah tohoto iontu. Ke kvantifikaci daného jevu se zavádí veličina FOM (figure of merit), která je definovaná jako poměr absorpčních koeficientů na čerpací a generované laserové vlnové délce. Maximální FOM komerčně dostupných krystalů dosahuje hodnot přibližně 200 [16] a odpovídá koncentraci dopování iontů přibližně Ti^{3+} 0,25%. [3] [6] [13]

Ti :safír se vyznačuje velmi širokým emisním spektrem v rozsahu přibližně od 650 do 1100 nm s maximem okolo 795 nm. Ze vztahu pro TBP (1.5) vyplývá, že délka impulsu je nepřímě úměrná šířce jeho spektra. Díky širokému emisnímu spektru Ti :safíru tedy mohou impulsy dosahovat velmi krátkých délek (až 5 fs). [3] [13]



Obr. 2.1: Závislost absorpčního a emisního účinného průřezu na vlnové délce pro Ti :safírový krystal pro π a σ polarizaci. Převzato z [17].

2.1.2 Čerpání

Ti:safír má velmi vysoký saturační výkon a relativně nízkou účinnost zisku¹. Z teorie je známo, že inverze populace hladin potřebná k dosažení prahu generace laseru je nepřímo úměrná součinu $\sigma\tau_f$, kde σ značí emisní účinný průřez a τ_f je střední doba života na horní laserové hladině. Proto je k čerpání Ti:safíru kvůli jeho malé hodnotě τ_f potřeba svazek s vysokou intenzitou. Většinou je preferováno podélné čerpání. Čerpací zdroj musí poskytovat dostatečně kvalitní svazek, který je možné silně fokusovat. Ze stejných důvodů je obtížné dosáhnout efektivního výbojkového čerpání. [3] [6]

Ti:safírové lasery mají několik možností čerpání. Argonové lasery vyzářující na vlnové délce 514 nm sice nabízí vysoký výkon, ale jsou málo účinné a jejich provoz je nákladný. V současné době jsou k čerpání nejvíce využívány neodymem dopované pevnolátkové lasery pracující na druhé harmonické frekvenci s vlnovou délkou 532 nm. Účinnost absorpce je tedy mírně nižší než pro argonový laser. Jejich výhodou je generace záření se značně menším amplitudovým šumem, než mají argonové lasery [12]. Čerpání pomocí moderních laserových diod v okolí vlnových délek 450 a 520 nm [18] nabízí kompaktní a cenově dostupnější design. [3] [6]

2.1.3 Schéma energetických hladin

Rozložení energetických hladin Ti:safíru v podstatě odpovídá čtyřhladinovému systému. Na Obr. 2.2 je znázorněn schématický diagram energetických hladin. Základní stav 2T_2 obsahuje sekvenci překrývajících se vibronických hladin. Analogicky se z překrývajících vibronických hladin skládá i první excitovaný stav 2E . Optické čerpání excituje ion Ti^{3+} ze spodní hladiny základního stavu do některé podhladin excitovaného stavu, odkud ion vyloučením fononů do krystalické mřížky matrice rychle relaxuje do spodní hladiny excitovaného stavu. Následuje laserová emise do některé podhladin základního stavu, odkud ion vyloučením fononů rychle relaxuje na spodní hladinu základního stavu. [6]

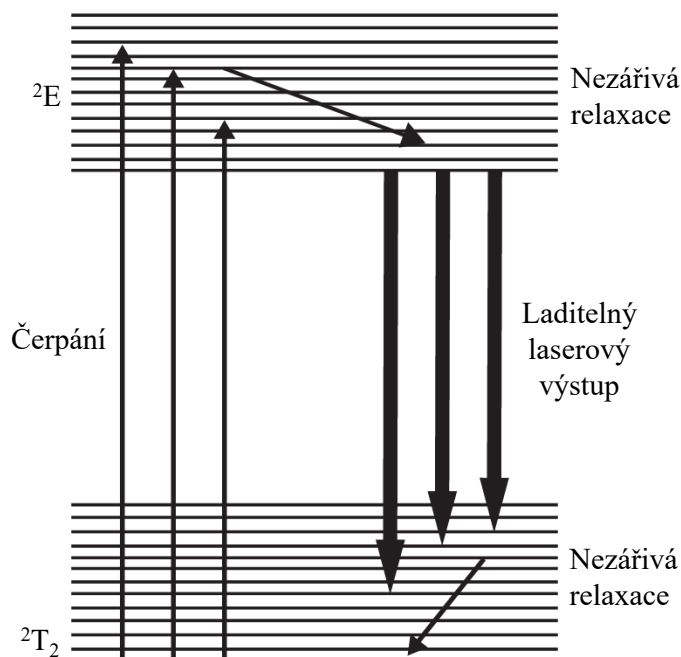
Struktura energetických hladin iontu Ti^{3+} je mezi laserovými ionty přechodových kovů jedinečná v tom, že další vyšší energetické hladiny leží příliš vysoko nad horní laserovou hladinou 2E . Čerpací ani laserové záření nemůže způsobit přechod do těchto vyšších energetických hladin. Tím se eliminuje možnost absorpce v excitovaném stavu², což je efekt, který omezuje rozsah ladění a snižuje účinnost jiných laserů dopovaných přechodovými kovy. [6] [13]

Jak již bylo zmíněno, Ti:safír má vibronické energetické pásy a emise fotonu je tedy doprovázena emisí fononů do krystalové mřížky. To je způsobeno elektronovou konfigurací iontu Ti^{3+} , neboť slupka 3d, ve které probíhá laserový přechod, není chráněna elektrony ve vyšších slupkách a ion Ti^{3+} je tedy silně vázán na matici Al_2O_3 . Emitovaná vlnová délka tedy závisí na tom, na které podhladině základního stavu 2T_2 končí laserový přechod; zbylá energie pro přechod na spodní hladinu

¹z anglického gain efficiency

²z anglického excited state absorption

základního stavu se spotřebuje emisí fononů. Díky tomu má Ti:safír široké emisní spektrum, ve kterém může být spojitě přeladován. [6] [8] [13]



Obr. 2.2: Schéma energetických hladin Ti:safíru. Převzato z [6].

2.2 Historický vývoj, využití

První Ti:safírový laser byl zprovozněn v roce 1982 [19]. V té době byl ovšem použit nepříliš kvalitní krystal s vysokou absorpcí na laserové vlnové délce a laser proto pracoval pouze v pulsním režimu. V roce 1986 [13] byl sestaven první kontinuální Ti:safírový laser pracující při pokojové teplotě. V roce 1988 společnost Spectra-Physics uvedla na trh komerční kontinuální Ti:safírový laser. V roce 1990, resp. 1991 následoval pikosekundový, resp. femtosekundový rezonátor pracující v režimu synchronizace módů. Nedlouho poté v řádu několika měsíců vědecká komunita přešla od barvivových laserů na Ti:safírové lasery. [20]

V roce 1990 [21] byly poprvé generovány impulsy kratší než 100 fs, konkrétně o délce 60 fs. V práci bylo dosaženo režimu synchronizace módů „vychýlením koncového zrcadla z optimální polohy“. Až později byly tyto výsledky vysvětleny jako synchronizace módů Kerrovou čočkou. V roce 1998 [22] byly generovány impulsy o délce 5 fs se středním výkonem 200 mW. V polovině devadesátých let byly rozvinuty systémy využívající metody CPA (chirped pulse amplification). Zavedení vysokovýkonových diodově buzených pevnolátkových laserů na vlnové délce 532 nm během devadesátých let významně usnadnilo čerpání Ti:safírových laserů a zároveň tak byl značně snížen amplitudový šum, což je důležité pro femtosekundové spektroskopické experimenty. Úspěšné čerpání Ti:safíru přímo pomocí laserové diody [23] bylo poprvé demonstrováno v roce 2009. [12] [20]

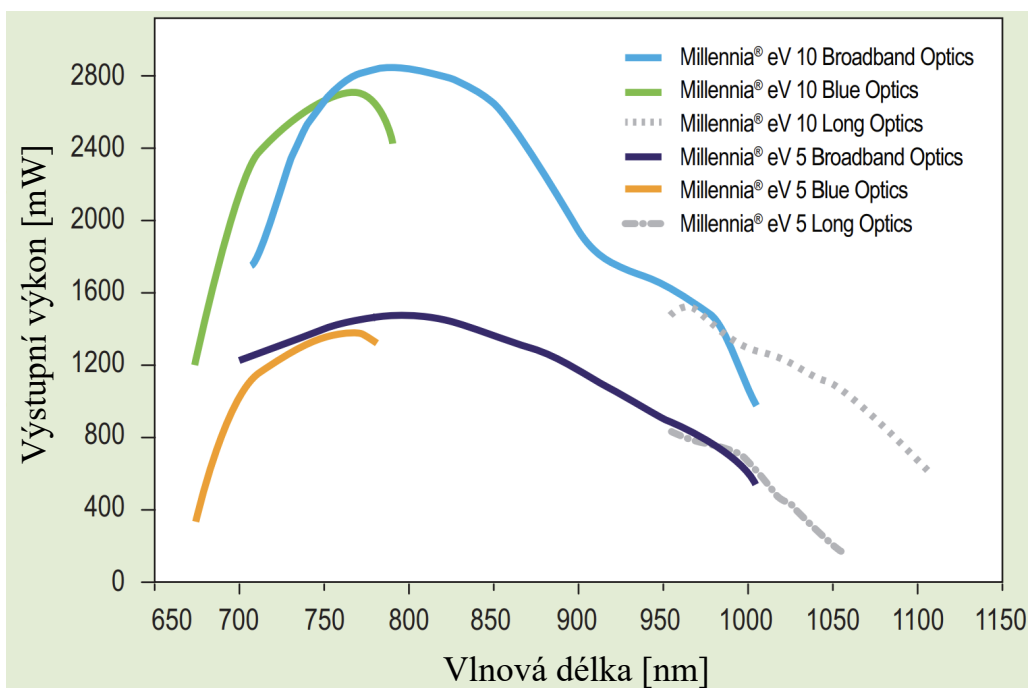
Moderní Ti:safírové systémy naleznou uplatnění např. ve výzkumu chemických reakcí na velmi rychlých časových škálách, mikroobrábění materiálů, nelineární optice a laserové spektroskopii. Ti:safírové lasery lze také uplatnit k čerpání např. neodymem nebo ytterbiem dopovaných pevnolátkových aktivních prostředí, kdy je možné výstup Ti:safírového laseru naladit na vlnovou délku konkrétního absorpčního píku. [3] [18] [20]

2.3 Výsledky dosažené v literatuře a komerčních systémech

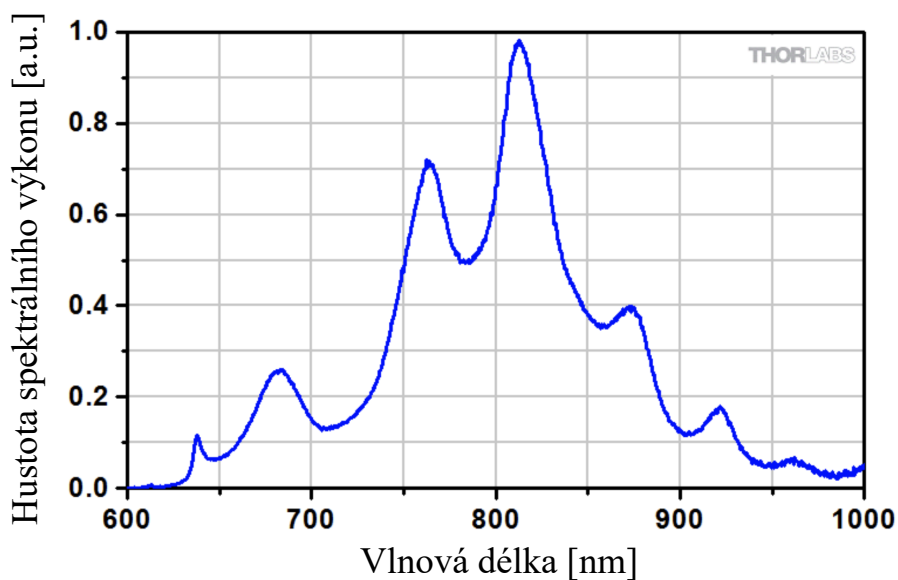
V roce 1994 [24] bylo pro Ti:safírový laser v kontinuálním režimu dosaženo vysoké účinnosti optické konverze 35 % a diferenciální účinnosti 40 % s výstupním výkonem 3,5 W. V zařízení byl ovšem použit komerčně nedostupný krystal s extrémně vysokým FOM = 1000. V jiných pracích bylo demonstrováno, že při použití kryogenního chlazení Ti:safírového krystalu lze dosáhnout vysokých výkonů v řádu desítek Wattů [25]. V roce 2022 [16] byla demonstrována činnost Ti:safírového laseru v kontinuálním režimu sestaveného z komerčně dostupných dílů se zatím nejvyšší známou účinností optické konverze čerpání 32,4 % a diferenciální účinností 42,5 %, ovšem pouze pro maximální čerpací výkon 5 W a výstupní výkon 1,62 W. Autoři této práce využili komerčně dostupný krystal s FOM = 200. Vysoké účinnosti dosáhli zaostřením čerpacího svazku na velmi malý poloměr 10,1 μm ve vertikální ose a 18,3 μm v horizontální ose, čímž dosáhli čerpací intenzity až $860 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$. Také zpětným odrazem a zaostřením neabsorbované části čerpacího záření dosáhli dvojitého průchodu čerpání skrz aktivní prostředí, čímž dosáhli absorpční účinnosti čerpání 99,1 %.

Společnost Spectra-Physics nabízí komerční laditelný kontinuální Ti:safírový laser 3900S [26]. V nejvyšší výkonové variantě nabízí výstup o výkonu až 3,0 W na vlnové délce 790 nm. Emitovaný svazek má základní příčný mód TEM₀₀, poloměr (na $1/e^2$) 0,95 mm a divergenci menší než 1 mrad. Systém obsahuje 3 sady zrcadel, které umožňují ladění v rozsahu 675 až 1100 nm. Pro základní „širokospektrální“ sadu zrcadel je možné ladění od 700 do 1000 nm. Ladicí křivky jsou zobrazeny na Obr. 2.3.

Společnost Thorlabs nabízí komerční femtosekundový Ti:safírový systém OCTAVIUS-85M-HP [27]. Tento systém je schopný generovat impulsy kratší než 8 fs s šířkou spektra (na -10 dB) větší než 200 nm. Typický tvar spektra se nachází na Obr. 2.4. Špičkový výkon převyšuje 700 kW, opakovací frekvence je 85 MHz a střední výkon je větší než 600 mW. Svazek má poloměr 750 μm a divergenci menší než 2 mrad.



Obr. 2.3: Typické ladicí křivky komerčně dostupného kontinuálního Ti:safírového systému 3900S od Spectra-Physics. Křivky jsou vykresleny pro dvě výkonové varianty a tři možné sady zrcadel. Převzato z [26].



Obr. 2.4: Naměřené spektrum komerčně dostupného femtosekundového Ti:safírového systému OCTAVIUS-85M-HP od Thorlabs. Převzato z [27].

2.4 Srovnání s dalšími pevnolátkovými lasery v oblasti okolo 1 μm

Akt. prostředí	Vln. délky [nm]	$\sigma [10^{-20} \text{ cm}^2]$	$\tau_f [\mu\text{s}]$
Ti:safír	650 – 1100	39	3,2
Cr:alexandrit	700 – 820	1,0	260
Cr:LiSaF	780 – 920	4,8	67
Cr:forsferit	1170 – 1350	14,4	25
Nd:YAG	1064, 946, 1319, atd.	65	230
Nd:YLF	1053, 1313	18	480
Nd:sklo	1054	4,2	315
Yb:YAG	1030	2,1	951

Tab. 2.2: Porovnání parametrů vybraných pevnolátkových laserů: emitované vlnové délky, emisní účinný průřez σ a střední doba života na horní laserové hladině τ_f . Hodnoty uvedené pro Nd:sklo platí pro fosfátové sklo LHG-8 od společnosti Hoya. Data pro Ti:safír převzata z [3] a pro ostatní prostředí z [6].

2.4.1 Alexandritový laser

Alexandritový laser je vibronický chromem dopovaný pevnolátkový laser s aktivním prostředím $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$, kde ion Cr^{3+} nahrazuje ion Al^{3+} . Činnost alexandritového laseru byla poprvé demonstrována v roce 1979 [28], tedy o 3 roky dříve než u Ti:safíru. [6]

Alexandrit je tvrdý, chemicky stabilní krystal s relativně dobrou tepelnou vodivostí ($23 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). Jeho laserový výstup lze ladit přibližně v rozsahu od 700 do 818 nm, maximum se nachází okolo 750 nm. Absorpční pás alexandritu se rozkládá od 380 do 630 nm a má dvě maxima na hodnotách 410 a 590 nm. Jeho doba života na horní laserové hladině 260 μs umožňuje efektivní Q-spínání. Alexandritový laser je typicky čerpán výbojkami, nebo obloukovou lampou. Zajímavostí je, že výstupní energie impulsů alexandritového laseru roste s teplotou až do hodnoty přibližně 200 °C. Výkon v kontinuálním režimu ovšem s teplotou nestoupá. Nejvýznamnější využití tyto lasery nachází v dermatologii. [3] [6]

Podle [29] může diodově čerpaný alexandritový laser generovat kontinuální záření o výkonu několika Wattů (v této práci až 8,6 W) a může tedy nabízet zajímavou alternativu proti Ti:safírovým laserům díky své větší kompaktnosti a menší ceně. Nevýhodou je menší rozsah přeladitelnosti. V práci [30] bylo dosaženo impulsů o délce 36 fs.

2.4.2 Cr:LiSAF

Cr:LiSAF je zkrácený název pro vibronické aktivní prostředí $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAl}_6$. Generuje záření, které lze ladit od 780 do 920 nm s maximem přibližně 830 nm. Toto prostředí se občas používá k zesilování impulsů z Ti:safírových laserů. Díky dostatečně dlouhé střední době života na horní hladině 67 μs lze čerpat výbojkově. Také se čerpá pomocí diod na vlnové délce 670 nm a díky tomu mohou tyto lasery opět kvůli větší kompaktnosti a menší ceně být zajímavou alternativou Ti:safírových laserů. Nevýhodou je, že LiSAF je poměrně měkký krystal a jeho mechanické a tepelné vlastnosti jsou značně horší než u Ti:safíru. Např. tepelná vodivost má hodnotu pouze $3,09 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. V kontinuálním režimu lze pro Cr:LiSAF laser dosáhnout výkonu 2,4 W [31] a metodou synchronizace módů Kerrovou čočkou lze dosáhnout impulsů o délce 9,9 fs [32]. [6]

2.4.3 Cr:forsterit

Cr:forsterit laser se skládá z krystalu Mg_2SiO_4 , ve kterém ionty Cr^{4+} nahrazují část iontů Si^{4+} . Jeho výstup lze ladit od 1167 do 1345 nm. Kvůli jeho poměrně malé střední době života na horní laserové hladině bývá většinou čerpán jinými lasery. Absorpční pás se rozkládá v oblasti od 850 do 1200 nm, proto bývá většinou čerpán Nd:YAG lasery. Jeho hlavní předností je možnost generovat impulsy s délkou pod 20 fs. [3] [6]

2.4.4 Nd:YAG

Nd:YAG je zdaleka nejběžněji používaný pevnolátkový laser. Jedná se o neodymem dopovaný yttrium aluminium granát $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, kde ion Nd^{3+} nahrazuje ion Y^{3+} . Matrice YAG je relativně tvrdá, má dobré optické vlastnosti a relativně dobrou tepelnou vodivost $14 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Nd:YAG má úzké emisní čáry (šířka přibližně 0,45 nm pro emisní pík 1064 nm), vysoký zisk a malý práh generace. Hlavní emisní vlnová délka je 1064 nm. Dále může Nd:YAG vyzařovat na vlnových délkách 946, 1123, 1319, 1138, 1415 a 1444 nm, mezi kterými lze přeladovat pouze diskrétně. K čerpání jsou většinou využity výbojky nebo laserové diody na vlnové délce 808 nm. Pomocí Nd:YAG laseru lze v kontinuálním režimu generovat výstup s výkonem vyšším než 100 Wattů [33]. Tyto lasery se často používají v režimu Q-spínání, kdy generují nanosekundové impulsy. Pro režim synchronizace módů nejsou kvůli úzkým spektrálním čarám vhodné. [3] [6]

2.4.5 Nd:YLF

Nd:YLF laser je tvořen krystalem $\text{Nd}^{3+}:\text{LiYF}_4$. Oproti Nd:YAGu je tento materiál měkčí a má horší tepelnou vodivost ($6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). V důsledku horších mechanických a tepelných vlastností se příliš nepoužívá pro vysokovýkonové systémy. Díky

přibližně třikrát širší emisní čáře je Nd:YLF vhodnější na provoz a generaci krátkých impulsů než Nd:YAG. Čerpat lze opět pomocí diod na absorpčních maximech v okolí 800 nm. [2] [6]

2.4.6 Nd:sklo

Neodymem lze dopovat také různá skla. Skla mají izotropní vlastnosti. Lze je dopovat s velkou koncentrací a lze je relativně jednoduše vyrábět ve velkých kusech. Nejběžněji se používají křemenná skla (založená na SiO_2) a fosfátová skla (založená na P_2O_5), která mají větší emisní účinný průřez. Skla mají značně nižší tepelnou vodivost (podle typu okolo $1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) než většina krystalických matric. Oproti krystalům mají významně širší emisní čáry, což sice způsobuje vyšší práh generace, ale jsou díky tomu schopné generovat a zesilovat významně kratší impulsy. Absorpční píky Nd:skla a Nd:YAGu se nacházejí na přibližně stejných pozicích, ale pro Nd:sklo jsou značně širší. [6]

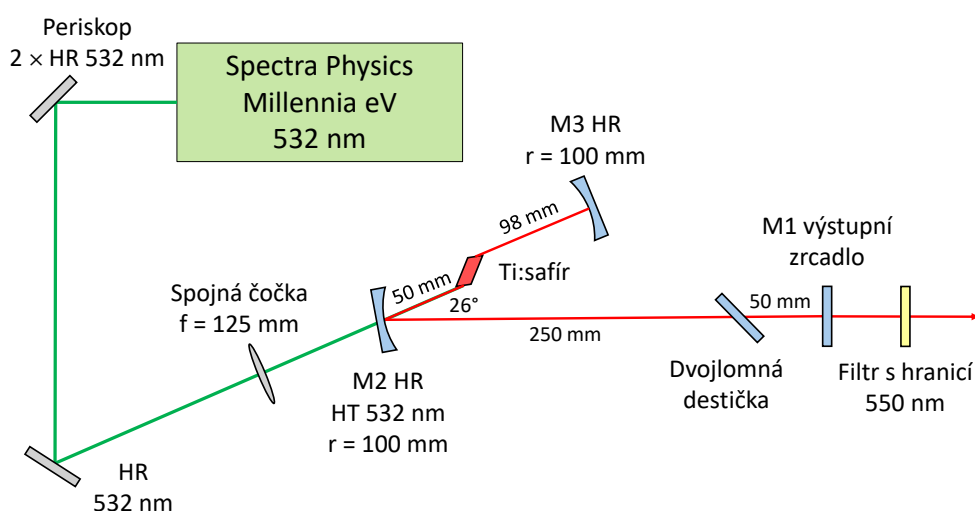
2.4.7 Yb:YAG

Yb:YAG laser vyzařuje na vlnové délce 1030 nm. Jedná se o nejvýznamnější případ kvazitřihladinového systému. Kvůli absenci absorpčního pásu ve viditelném spektru nabral tento materiál význam až po vývoji laserových diod, které vyzařují na jeho dvou absorpčních čarách 941 a 968 nm. Výstupní výkon tohoto prostředí silně závisí na jeho teplotě - s klesající teplotou výkon roste. Tyto lasery mají při dobrém chlazení vysokou účinnost konverze čerpacího záření a mohou generovat záření o vysokém výkonu. Yb:YAG má velkou střední dobu života na horní laserové hladině 951 μs , takže je vhodný pro Q-spínání. Kvůli poměrně široké emisní čáře (šířka přibližně 9 nm) je také vhodný pro režim synchronizace módů, ve kterém lze dosáhnout impulsů s délkou pod 1 ps. [2] [6]

Kapitola 3

Experimentální uspořádání

3.1 Kontinuální Ti:safírový oscilátor



Obr. 3.1: Schéma navrženého Ti:safírového laseru. HR značí zrcadlo s vysokou reflektancí, HT s vysokou transmitancí. f je ohnisková vzdálenost čočky a r je poloměr křivosti zrcadla.

3.1.1 Čerpání

K čerpání byl využit komerční laser Millennia eV [34] od společnosti Spectra-Physics, konkrétně jeho nejvyšší výkonová varianta s maximálním výstupním výkonem 25 W. Minimální výstupní výkon je omezen ovládacím programem na 1 W. Jedná se o diodově buzený pevnolátkový laser s aktivním prostředím Nd:YVO₄ pracující na druhé harmonické frekvenci, který generuje záření na vlnové délce 532 nm. V Tab. 3.1 jsou shrnuty výstupní charakteristiky laseru Millennia eV deklarované výrobcem.

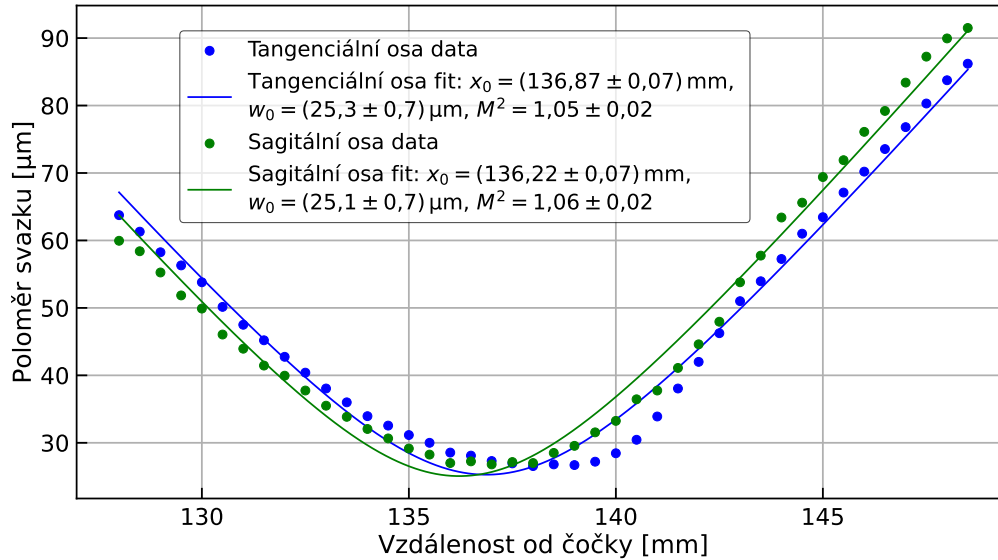
Vlastnost	Hodnota	Jednotka
Vlnová délka	532	nm
Max. výstupní výkon	25	W
Min. výstupní výkon	1	W
Příčný profil	TEM ₀₀	-
Poloměr svazku (na 1/e ²)	2,3	mm
Kvalita svazku M ²	<1,1	-
Divergence	<0,5	mrad
Polarizace	vertikální	-
Výkonová stabilita (během 2 hodin)	±1	%

Tab. 3.1: Výstupní charakteristiky použitého čerpacího laseru Millennia eV deklarované výrobcem [34].

Po výstupu čerpacího záření z laseru je nejdříve otočena polarizace jeho svazku z vertikální na horizontální pomocí periskopu skládajícího se ze dvou vysokoodrazných zrcadel umístěných vertikálně nad sebou. Svazek je následně fokusován do Ti:safírového krystalu pomocí spojné čočky Thorlabs LA1986-A-ML s ohniskovou vzdáleností 125 mm. Čerpací svazek na aktivní prostředí dopadá pod Brewstеровým úhlem. Na Obr. 3.2 je zobrazena naměřená závislost průběhu poloměru svazku (na 1/e²) na vzdálenosti od spojné čočky, kdy svazek ještě prochází vstupním zrcadlem rezonátoru M2. Data jsou proložena křivkou pro poloměr gaussova svazku w v okolí krčku svazku

$$w(x) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda(x - x_0)^2 M^2}{\pi w_0^2} \right)^2}, \quad (3.1)$$

kde x je vzdálenost od spojné čočky, w_0 je poloměr krčku svazku, $\lambda = 532$ nm je vlnová délka, x_0 je poloha krčku svazku a M^2 je parametr kvality svazku [6]. V tangenciální ose (odpovídá horizontální ose, resp. π polarizaci krystalu) má svazek poloměr krčku $w_0 = (25,3 \pm 0,7)$ μm a parametr kvality $M^2 = 1,05 \pm 0,02$. V sagitální ose (odpovídá vertikální ose, resp. σ polarizaci krystalu) má svazek poloměr krčku $w_0 = (25,1 \pm 0,7)$ μm a parametr kvality $M^2 = 1,06 \pm 0,02$.



Obr. 3.2: Závislost poloměru svazku čerpacího laseru w po fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 125 mm a průchodu vstupním zrcadlem rezonátoru M2 na vzdálenosti od spojně čočky x . x_0 je poloha krčku svazku, w_0 je jeho poloměr a M^2 je parametr kvality svazku. Data jsou proložena křivkou (3.1).

3.1.2 Aktivní prostředí

Laser byl sestaven s využitím Ti:safírového krystalu od společnosti Northrop Grumman. Jedná se o válcový krystal o průměru 5 mm a délce 7 mm. Čela krystalu jsou zkosená pod Brewsterovým úhlem. Hodnota FOM je podle výrobce větší než 100. Plášť krystalu je obalen indiovou fólií a upevněn v měděném chladiči (viz Obr. 3.3). Chladič se skládá ze dvou měděných částí spojených Peltierovým článkem, který je ovládán PID regulátorem a slouží k regulaci teploty horní části obsahující Ti:safírový krystal. Spodní měděná část je chlazená vodním okruhem.

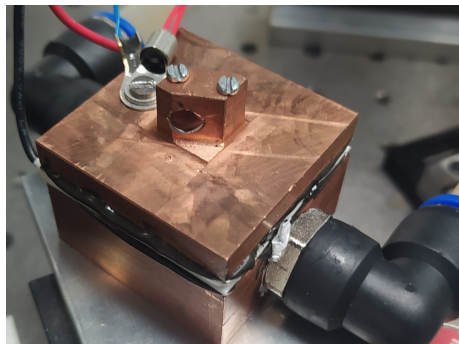
Pro použitý Ti:safírový krystal byl pomocí čerpacího laseru Millennia eV naměřen průběh závislosti absorpčního koeficientu (na 532 nm) na vstupním výkonu, který je zobrazen na Obr. 3.4. Se stoupajícím výkonem lze pozorovat saturaci absorpce. Při vstupním výkonu 7,78 W (maximální použitý čerpací výkon pro finální Ti:safírový laser) je absorbováno 86,6 % čerpacího výkonu, což odpovídá absorpčnímu koeficientu $2,87 \text{ cm}^{-1}$.

Absorpce byla také měřena pomocí slabší výkonové varianty laseru Millennia eV s maximálním, resp. minimálním výstupním výkonem 5 W, resp. 0,2 W. Hodnota absorpčního koeficientu $\alpha = 3,40 \text{ cm}^{-1}$ při minimálním výkonu lze využít pro přibližný výpočet koncentrace dopování aktivních iontů pomocí vztahu

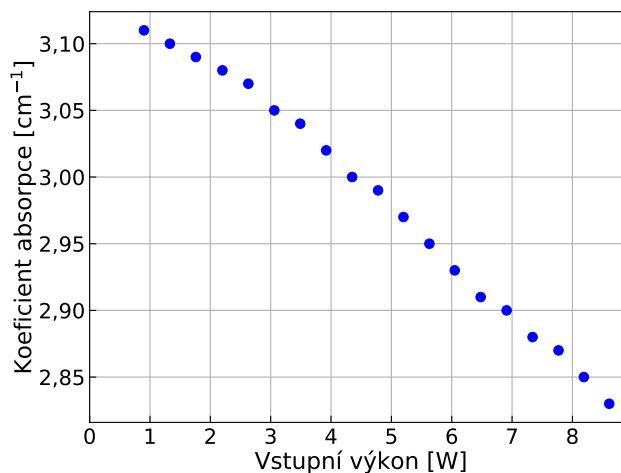
$$\alpha = N\sigma_{\text{abs}}, \quad (3.2)$$

kde N je hustota dopování aktivního iontu a σ_{abs} je absorpční účinný průřez. Vypočtená hodnota N se následně vydělí tabulkovou hodnotou hustoty dopování pro 0,1 at. %.

Pomocí naměřené hodnoty α a tabulkových hodnot (viz Tab. 2.1) byla koncentrace dopování iontu Ti^{3+} odhadnuta jako 0,152 %.



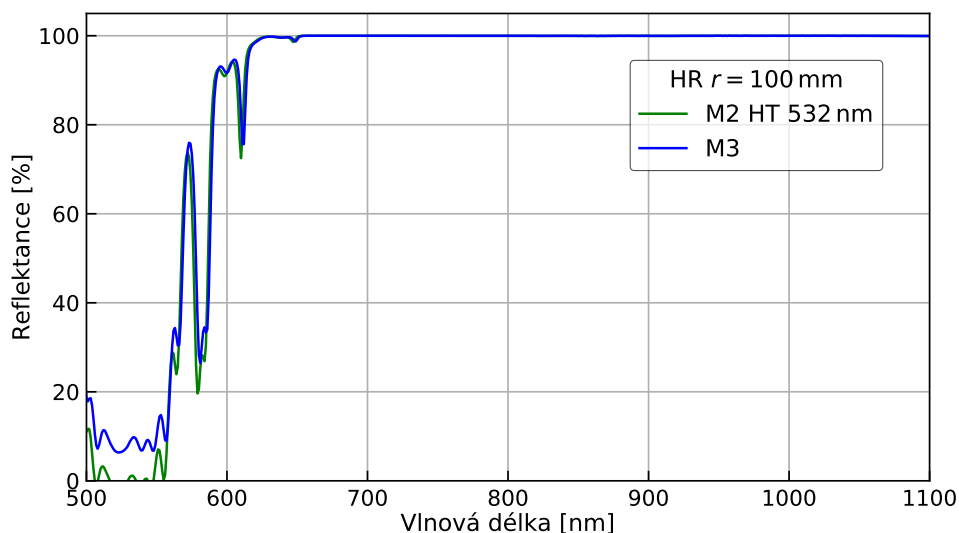
Obr. 3.3: Ti:safírový krystal upevněný v měděném chladiči.



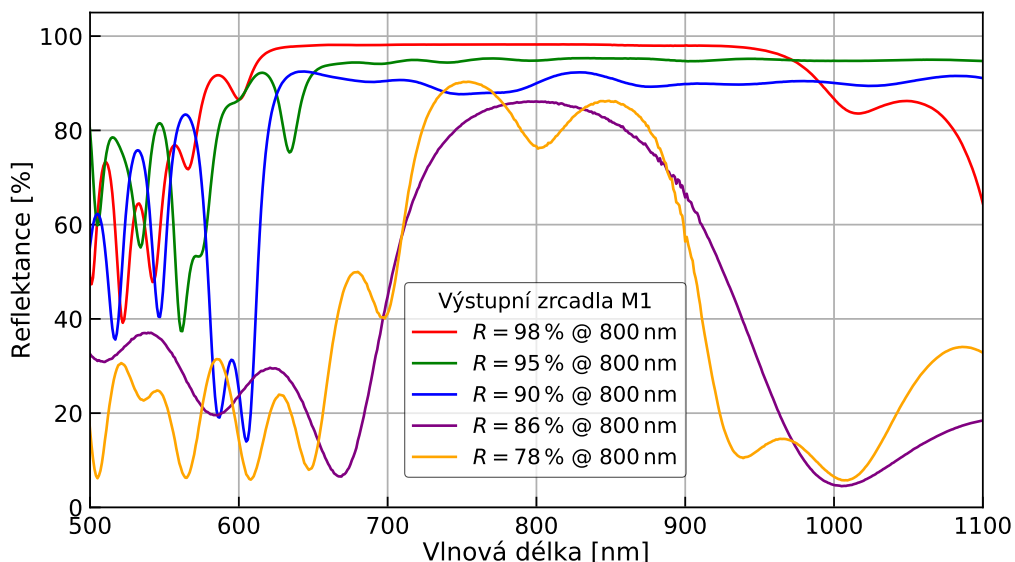
Obr. 3.4: Graf závislosti naměřeného absorpčního koeficientu použitého Ti:safírového krystalu na vstupním výkonu čerpacího záření.

3.1.3 Zrcadla

Pro všechna zrcadla použitá v rezonátoru byla naměřena transmisní spektra na spektrometru Shimadzu UV-3600. Pro vstupní zrcadlo M2 a koncové zrcadlo M3 (obě zrcadla s poloměrem křivosti $r = 100$ mm) je závislost reflektance na vlnové délce zobrazena na Obr. 3.5. V rezonátoru bylo testováno celkem pět výstupních zrcadel M1 - o reflektancích 98, 95, 90, 86 a 78 % na vlnové délce 800 nm. Jejich závislost reflektancí na vlnové délce se nachází na Obr. 3.6.



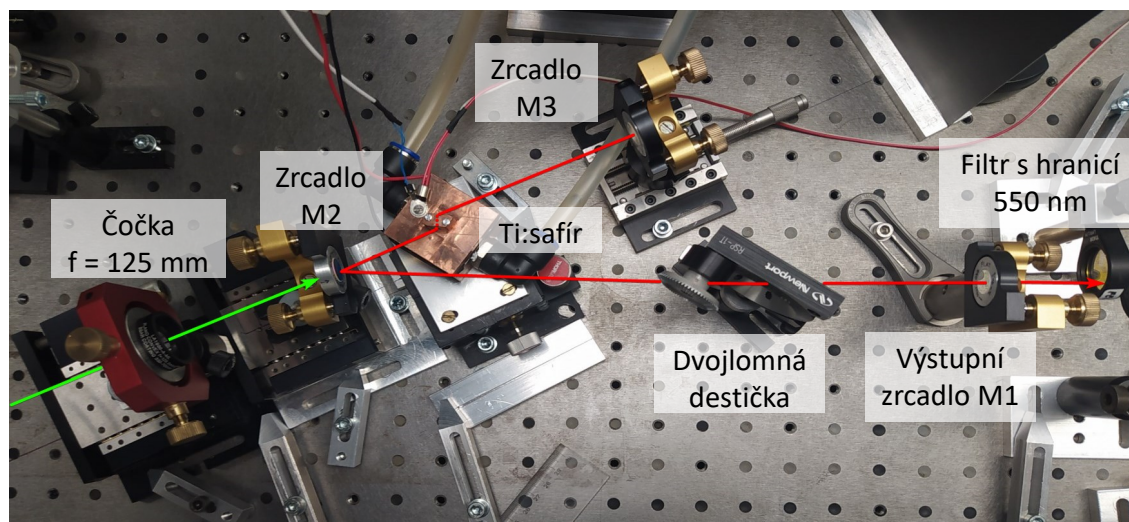
Obr. 3.5: Naměřená závislost reflektance na vlnové délce pro čerpací zrcadlo M2 a koncové zrcadlo M3.



Obr. 3.6: Naměřená závislost reflektance na vlnové délce pro testovaná výstupní zrcadla M1.

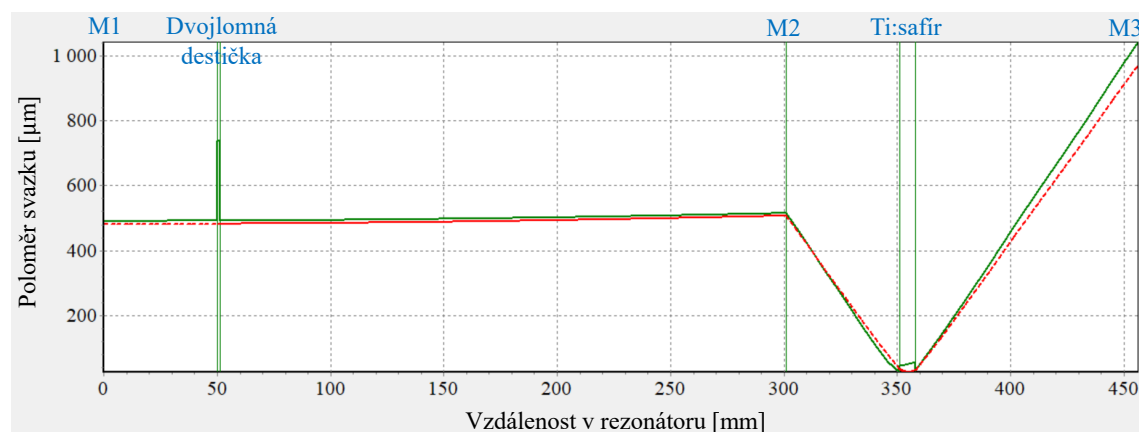
3.1.4 Návrh systému

Na Obr. 3.1 se nachází schéma navrženého Ti:safírového laseru. Jedná se o jednoduchý rezonátor tvaru „V“. Kromě výše zmíněných částí obsahuje ještě dvojlomnou destičku určenou pro ladění generované vlnové délky, která je umístěna pod Brewsterovým úhlem. Za výstupním zrcadlem je také umístěn filtr Thorlabs FEL 0550 s hranicí propustnosti 550 nm, který absorbuje případné unikající čerpací záření. Na Obr. 3.7 se nachází fotografie sestaveného Ti:safírového oscilátoru.



Obr. 3.7: Fotografie sestaveného Ti:safírového oscilátoru.

Oscilátor byl navržen pomocí programu reZonator [35]. Na Obr. 3.8 nalezneme simulovaný průběh poloměru základního příčného módu uvnitř navrženého oscilátoru. Výstupní laserový svazek je téměř kolimovaný a má přibližně kruhový profil s poloměrem 491 μm v tangenciální (horizontální) ose a 482 μm v sagitální (vertikální) ose. V důsledku zkosení čel Ti:safírového krystalu pod Brewsterovým úhlem je laserový svazek uvnitř krystalu eliptický - poloměr v tangenciální ose je přibližně 50 μm a v sagitální ose 30 μm . Fokusační čočka i Ti:safírový krystal jsou umístěny na trojosých posuvných mechanismech, které umožňují optimalizaci překrytí čerpacího a laserového svazku pro dosažení maximální účinnosti.



Obr. 3.8: Simulovaný průběh poloměru základního příčného módu uvnitř navrženého oscilátoru. Zeleně je označena tangenciální osa, červeně sagitální. Simulace provedena v programu reZonator [35].

3.1.5 Použité přístroje, postup měření a zpracování dat

K měření výstupních výkonů laserů byl použit wattmetr Thorlabs PM400. Pro čerpací laser byla použita výkonová sonda Thorlabs S314C s rozsahem vlnových délek 0,25 až 11 μm a maximálním měřitelným výkonem 40 W. Pro Ti safírový laser byla využita výkonová sonda Thorlabs S425C určená pro vlnové délky 0,19 až 20 μm a výkony 2 až 10 W.

Absorpční koeficient α Ti:safírového krystalu délky L je vypočítán jako

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \right), \quad (3.3)$$

kde P_{in} je výkon vstupující do krystalu a P_{out} je výkon vystupující z krystalu.

Pro naměřené závislosti výstupního výkonu P_{out} na vstupním výkonu P_{in} byla data fitována vztahem

$$P_{\text{out}} = \sigma(P_{\text{in}} - P_{\text{th}}), \quad (3.4)$$

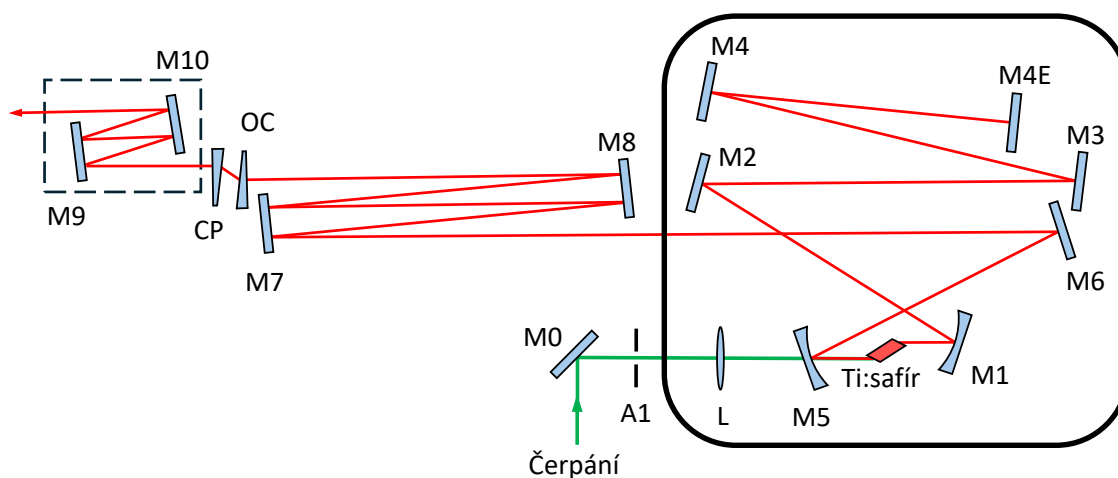
kde σ je diferenciální účinnost a P_{th} značí prahový výkon laseru.

Vlnová délka výstupního záření byla měřena pomocí spektrometru Ocean Optics HR2000CG-UV-NIR s rozsahem vlnových délek 200 až 1100 nm a optického vlákna s jádrem o průměru 8 μm .

Profil a rozměry svazku byly zaznamenávány pomocí kamery WinCamD-UCD15. Ta obsahuje standardní CCD detektor o velikosti 7,1 \times 5,4 mm s rozlišením 1600 \times 1200 pixelů. Podporovaný rozsah vlnových délek je 355 až 1150 nm. Laserový svazek byl před dopadem na kameru nejdříve tlumen. V případě čerpacího laseru byla většina výkonu odražena zrcadlem $R = 98\%$ a v případě Ti:safírového laseru byla zkoumána pouze část svazku odražená od skleněné destičky. V obou případech byl výkon ještě regulován gradientním reflexním filtrem tak, aby nedocházelo k saturaci čipu kamery.

3.2 Komerční femtosekundový oscilátor

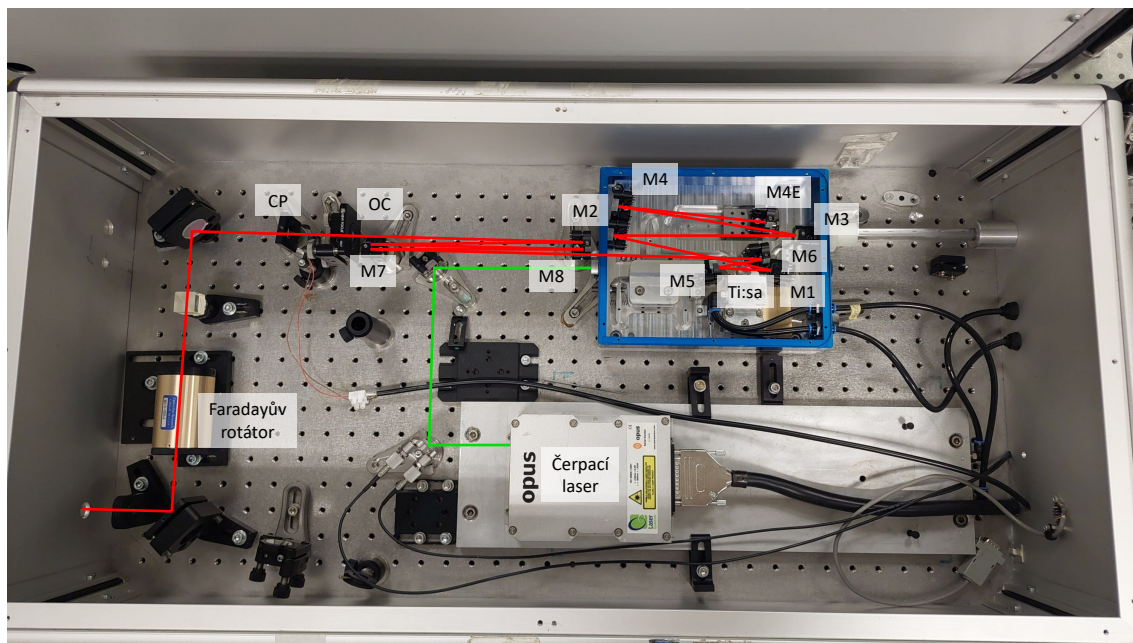
Komerční femtosekundový oscilátor NJA-5 nebyl v době měření v provozu a proto byla místo toho provedena charakterizace jiného komerčního femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20. Jedná se o Ti:safírový laser pracující v režimu synchronizace módů Kerrovou čočkou. Na Obr. 3.9 se nachází schéma oscilátoru a na Obr. 3.10 je fotografie systému pořízená v laboratoři. V Tab. 3.2 jsou shrnuty výstupní charakteristiky oscilátoru při čerpacím výkonu 5 W deklarované výrobcem. V našem případě je oscilátor čerpán laserem Opus 532 s maximálním výkonem 2 W.



Obr. 3.9: Schéma femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.

Režim synchronizace módů se spouští poklepáním na zrcadlo M3. Výstupní zrcadlo oscilátoru OC je zkosené o 10° , aby se zabránilo nežádoucím odrazům. Zadní strana je také pokryta antireflexní vrstvou. Úhlová disperze způsobená tímto zkosením je kompenzována kompenzační deskou CP, která je umístěna co nejbližší k výstupnímu zrcadlu. Výstupní zrcadlo i kompenzační deska způsobují materiálovou disperzi. K její kompenzaci lze mimo dutinu rezonátoru přidat dvojici zrcadel M9 a M10. Výstupní impulsy femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20 jsou v laboratoři Katedry laserové fyziky a fotoniky zesilovány metodou chirped

pulse amplification. Z tohoto důvodu je na výstupu oscilátoru umístěn Faradayův rotátor, který funguje jako optický izolátor k ochraně před zpětnými odrazy.



Obr. 3.10: Fotografie femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.

Vlastnost	Hodnota	Jednotka
Délka impulsu	< 20	fs
Spektrální šířka	> 40	nm
Střední výstupní výkon	> 300	mW
Výstupní energie	> 4	nJ
Opakovací frekvence	75	MHz
Příčný profil	TEM ₀₀	-
Poloměr svazku (na 1/e ²)	2	mm
Čerpací výkon @ 532 nm	5	W

Tab. 3.2: Výstupní charakteristiky femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20 deklarované výrobcem.

Kapitola 4

Experimentální výsledky

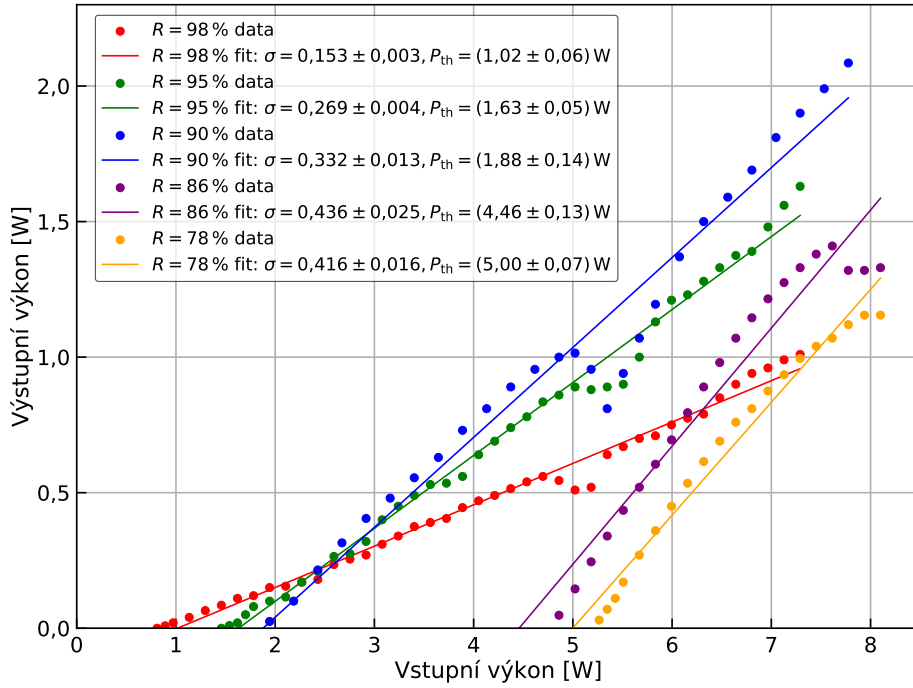
4.1 Kontinuální Ti:safírový oscilátor

4.1.1 Výkonové charakteristiky

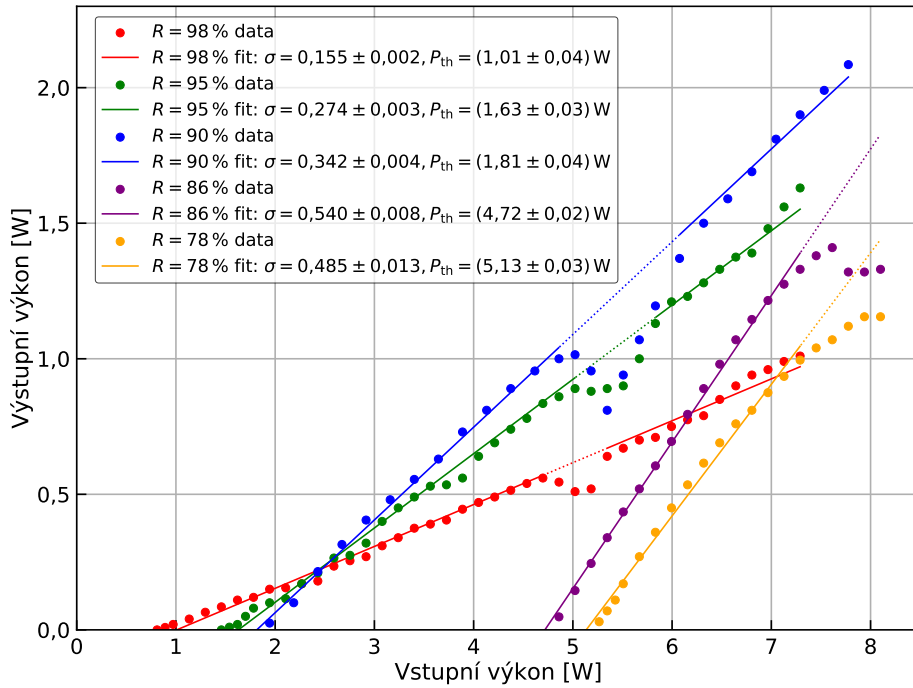
V grafu na Obr. 4.1 je vynesena závislost výstupního výkonu na vstupním výkonu do Ti:safírového krystalu pro všech pět testovaných výstupních zrcadel. Uvedená data platí pro vlnovou délku záření 800 nm, teploty chlazení krystalu se mohou mírně lišit. Jak lze vidět, výkonová charakteristika není při některých čerpacích výkonech lineární, což má vliv na fit dat. K nelinearitě dochází vlivem termické čočky vznikající v důsledku čerpání Ti:safírového krystalu na stabilitu rezonátoru. Pro zpřesnění parametrů získaných z fitu byl fit opakován tak, že nebyly brány v úvahu body, kde závislost není lineární (viz Obr. 4.2). V případě zrcadla $R = 98\%$ tedy nebyly uvažovány hodnoty v okolí vstupního výkonu 5 W, pro zrcadla $R = 95$ a 90% hodnoty přibližně v rozsahu vstupního výkonu 5 až 6 W a pro zrcadla $R = 86$ a 78% hodnoty pro vstupní výkon větší než 7,3 W. Dosažené parametry jsou shrnuty v Tab. 4.1.

Nejlepší parametry byly dosaženy pro zrcadlo $R = 90\%$ a to tak bylo zvoleno jako optimální. Maximální výstupní výkon je 2080 mW a to při čerpacím výkonu 7,78 W a experimentálně nalezené teplotě chlazení krystalu 19,6 °C. Diferenciální účinnost je $\sigma = (34,2 \pm 0,4)\%$, účinnost optické konverze čerpacího záření na výstupní záření je $\eta = 26,7\%$ a prahový výkon je $P_{th} = (1,81 \pm 0,04)$ W.

V grafu na Obr. 4.3 se nachází časový průběh výstupního výkonu Ti:safírového laseru s optimálním výstupním zrcadlem $R = 90\%$ a teplot krystalu a vzduchu v místnosti během tří hodin měření. Laser byl čerpán výkonem 7,3 W a maximální hodnota výstupního výkonu byla 1,86 W. Vlnová délka byla nastavena na 800 nm. Za tuto dobu byl rozdíl mezi maximální a minimální hodnotou výstupního výkonu 13,7%. Průměrná hodnota dosahovala 93,9% maxima a střední odchylka odpovídala 2,9% maximálního výkonu. Ruční optimalizací rezonátoru je možné v průběhu provozu laseru udržovat výstupní výkon blízko maximální hodnoty.



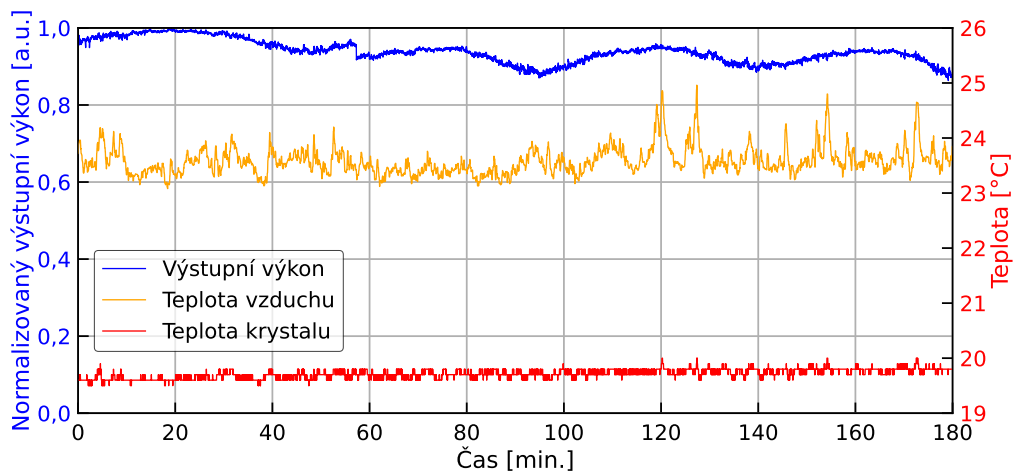
Obr. 4.1: Dosažené výkonové charakteristiky Ti:safírového kontinuálního laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm. σ je diferenciální účinnost a P_{th} je prahový výkon.



Obr. 4.2: Dosažené výkonové charakteristiky Ti:safírového kontinuálního laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm. σ je diferenciální účinnost a P_{th} je prahový výkon. Tečkovaně je vyznačeno, jaké hodnoty nebyly uvažovány při fitu dat.

$R @ 800 \text{ nm} [\%]$	$\sigma [\%]$	$\eta [\%]$	$P_{\text{th}} [\text{W}]$	$P_{\text{max}} [\text{W}]$
98	$15,5 \pm 0,2$	13,9	$1,01 \pm 0,04$	1,01
95	$27,4 \pm 0,3$	22,4	$1,63 \pm 0,03$	1,63
90	$34,2 \pm 0,4$	26,7	$1,81 \pm 0,04$	2,08
86	$54,0 \pm 0,8$	18,5	$4,72 \pm 0,02$	1,33
78	$48,5 \pm 1,3$	14,5	$5,13 \pm 0,03$	1,15

Tab. 4.1: Dosažené výkonové charakteristiky Ti:safírového kontinuálního laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm. σ je diferenciální účinnost, η je účinnost optické konverze čerpacího záření na výstupní záření, P_{th} je prahový výkon a P_{max} je maximální výstupní výkon.

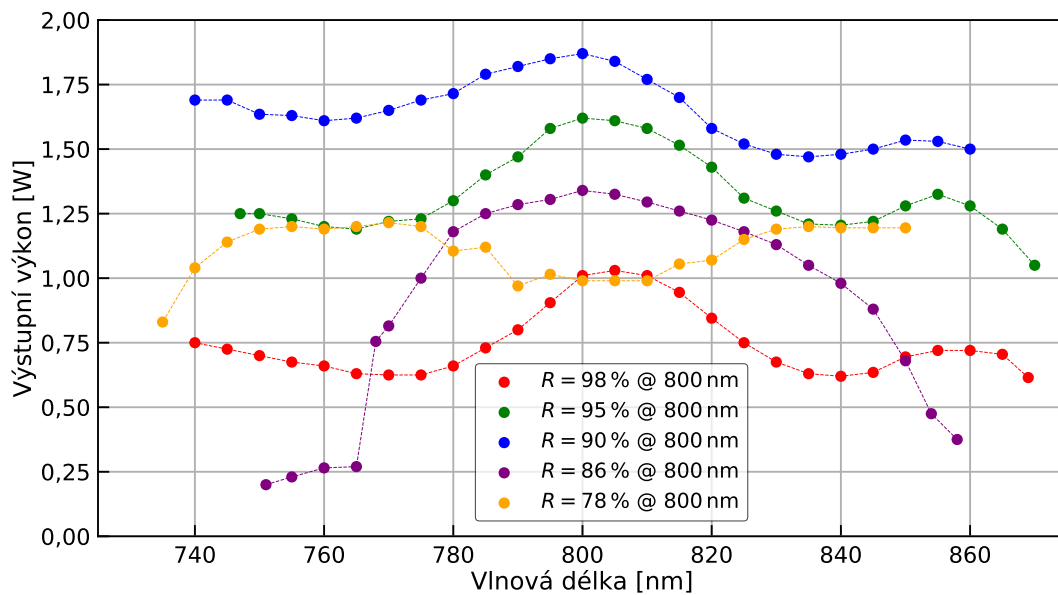


Obr. 4.3: Časový průběh výstupního výkonu Ti:safírového laseru a teploty krystalu a vzduchu v místnosti během tří hodin měření.

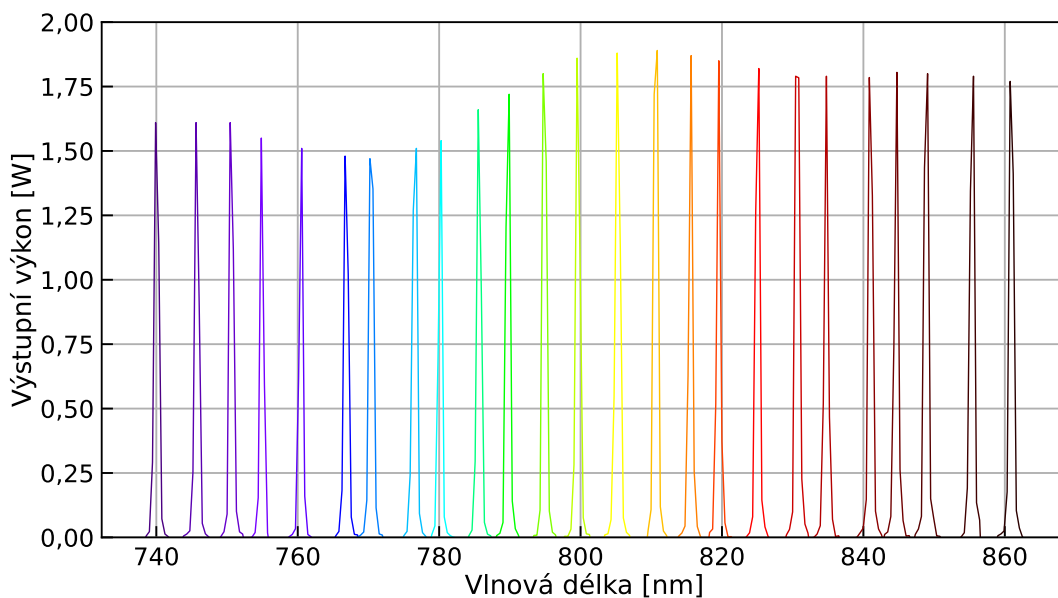
4.1.2 Přeladitelnost, výstupní spektrum

Vlnovou délku laserového záření lze pro všechna testovaná výstupní zrcadla spojitě přeladovat otáčením dvojlomné destičky kolem osy kolmé k jejímu povrchu v minimálním rozsahu od 750 do 850 nm. Na Obr. 4.4 se nachází naměřené křivky laditelnosti při čerpacím výkonu 7,3 W pro všechna testovaná výstupní zrcadla. Na okraji ladicí křivky dochází ke skokové změně vlnové délky na opačný konec křivky. V grafu lze pozorovat, že ladicí křivky pro výstupní zrcadla $R = 98, 95$ a 90% mají podobný tvar a pro zrcadla $R = 86$ a 78% je tvar odlišný. To je způsobeno především odlišným průběhem závislosti reflektance na vlnové délce (viz Obr. 3.6), neboť zrcadla $R = 98, 95$ a 90% mají v laditelné oblasti vlnových délek téměř konstantní hodnotu reflektance, zatímco pro zrcadla $R = 86$ a 78% se reflektance s vlnovou délkou výrazně mění. Ladicí rozsahy jsou shrnuty v Tab. 4.2.

V grafu na Obr. 4.5 je vynesena tvar vybraných emisních čar v rozsahu přeladitelnosti Ti:safírového laseru s výstupním zrcadlem $R = 90 \%$. Spektrální šířka (FWHM) všech čar je menší než 1 nm.



Obr. 4.4: Ladicí křivky Ti:safírového laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm.



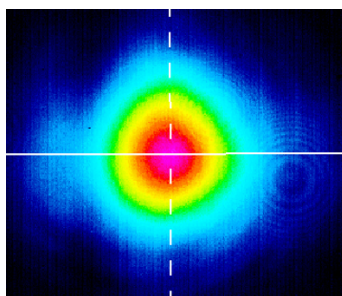
Obr. 4.5: Emisní spektrum pro vybrané naladěné vlnové délky v celém rozsahu laditelnosti sestaveného Ti:safírového laseru s výstupním zrcadlem $R = 90\%$.

$R @ 800 \text{ nm} [\%]$	Rozsah přeladitelnosti [nm]
98	740 – 869
95	747 – 870
90	740 – 860
86	750 – 858
78	735 – 850

Tab. 4.2: Rozsahy přeladitelnosti Ti:safírového laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm

4.1.3 Profil svazku

Optimalizovaný Ti:safírový laser generuje v módu blízkém základnímu příčném módu TEM_{00} . Příčný profil jeho svazku ve vzdálenosti 33 cm od výstupu je zobrazen na Obr. 4.6. Poloměr svazku (na $1/e^2$) je $395 \mu\text{m}$ v tangenciální ose a $370 \mu\text{m}$ v sagitální ose.

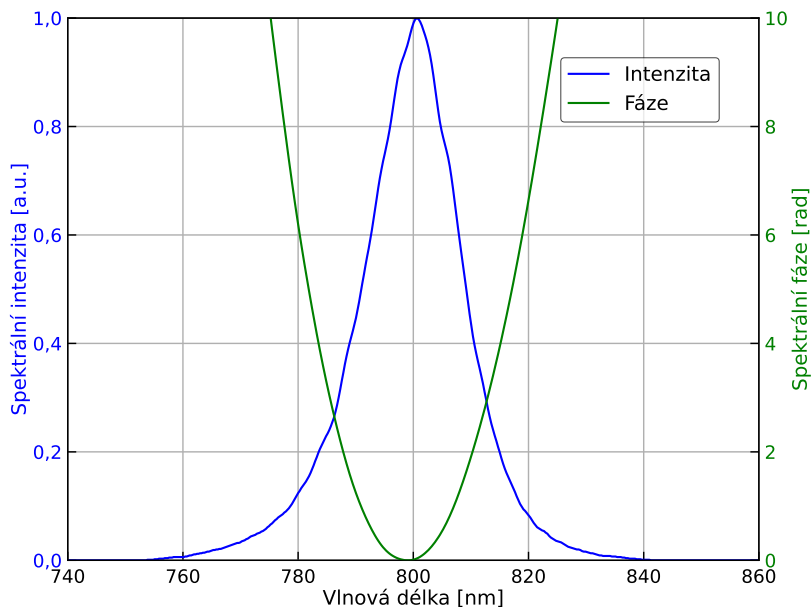


Obr. 4.6: Příčný profil svazku Ti:safírového laseru s výstupním zrcadlem $R = 90 \%$ ve vzdálenosti 33 cm od výstupu z laseru. Poloměr svazku (na $1/e^2$) je $395 \mu\text{m}$ v tangenciální ose a $370 \mu\text{m}$ v sagitální ose.

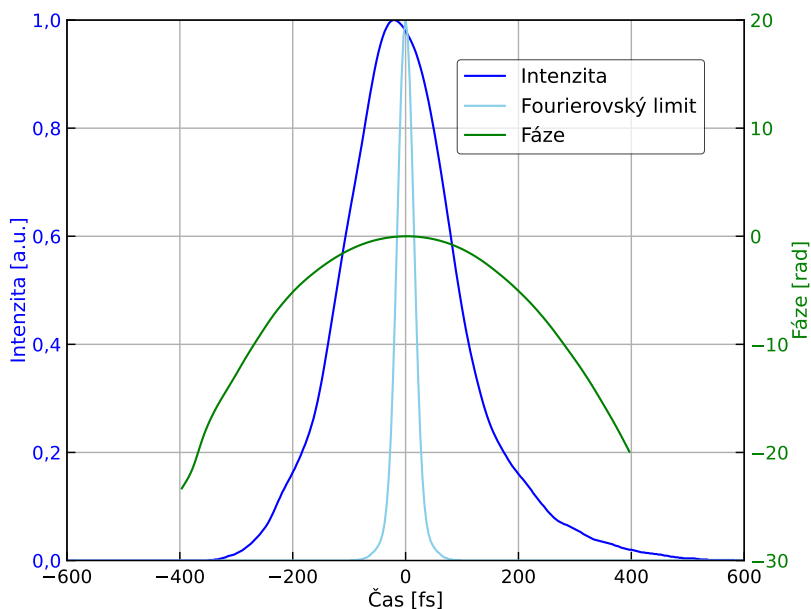
4.2 Komerční femtosekundový oscilátor

Femtosekundový oscilátor FEMTOSOURCE scientific s20 byl testován při čerpacím výkonu 2 W. V režimu synchronizace módů byl naměřen střední výstupní výkon 110 mW, což odpovídá účinnosti konverze čerpacího záření 5,5%. Spektrum a časový průběh impulsů z tohoto oscilátoru byly měřeny pomocí APE FC SPIDER NIR. Naměřené spektrum typického impulsu se nachází na Obr. 4.7. Šířka spektra (FWHM) je 18,27 nm, střední vlnová délka odpovídá 798,8 nm. Časový průběh stejného impulsu je vykreslen na Obr. 4.8. Délka naměřeného impulsu (FWHM) je 217 fs. Při uvážení opakovací frekvence 75 MHz z technické specifikace lze špičkový výkon impulsu určit jako 6,76 kW. V grafu je také vyneseno ideální fourierovsky limitovaný impuls odpovídající danému spektru, který by nabýval délky 30,7 fs.

V obou uvedených grafech je také vynesena fáze impulsu. Lze pozorovat, že její hodnota není konstantní. To je způsobeno tím, že měřený impuls po výstupu z laseru prochází Faradayovým rotátorem (viz Obr. 3.10), který je tvořen z disperzního prostředí. Naměřená délka impulsu je přibližně o řád delší, než je uvedeno v technické specifikaci poskytnuté výrobcem. K tomuto prodloužení impulsu přispívá nejen průchod disperzním prostředím Faradayova rotátoru, ale také nižší čerpací výkon, než jaký výrobce předpokládá.



Obr. 4.7: Spektrální intenzita a spektrální fáze naměřeného impulsu z femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.



Obr. 4.8: Časový průběh intenzity a fáze naměřeného impulsu z femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.

Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo nejprve provést rešerši laserů s aktivním prostředím Ti:safír. Dalším úkolem bylo navrhnout, zkonstruovat, optimalizovat a naměřit výstupní charakteristiky Ti:safírového laseru pracujícího v kontinuálním režimu. Posledním úkolem bylo charakterizovat komerční femtosekundový oscilátor.

První kapitola této bakalářské práce obsahovala teoretickou část a nejprve představila základní principy laserů. Dále pojednávala o přeladitelných laserech a o generaci ultrakrátkých impulsů metodou synchronizace módů.

Rešeršní část bakalářské práce se zabývala Ti:safírovými lasery a byla shrnuta v druhé kapitole. Tato kapitola uvedla vlastnosti aktivního prostředí Ti:safír a typické charakteristiky Ti:safírových laserů. Kapitola byla zakončena porovnáním s dalšími pevnolátkovými lasery generujícími v oblasti okolo $1\ \mu\text{m}$.

Nejdůležitější experimentální části bakalářské práce se věnovaly poslední dvě kapitoly. Ve třetí kapitole byl představen návrh kontinuálního Ti:safírového laseru a byly popsány jeho jednotlivé součásti a také přístroje použité k jeho charakterizaci. Nakonec byl krátce popsán komerční femtosekundový systém.

Poslední čtvrtá kapitola obsahovala a diskutovala výsledky experimentální činnosti. Zkonstruovaný kontinuální Ti:safírový laser byl testován s pěti výstupními zrcadly s různými reflektancemi. Po výběru optimálního výstupního zrcadla a optimální teploty chlazení krystalu bylo dosaženo vysokého maximálního výstupního výkonu $2080\ \text{mW}$ a to při čerpacím výkonu $7,78\ \text{W}$, což odpovídá účinnosti optické konverze čerpacího záření na výstupní záření $26,7\%$. V této konfiguraci bylo dosaženo maximální diferenciální účinnosti $(34,2 \pm 0,4)\%$ při prahovém výkonu $(1,81 \pm 0,04)\ \text{W}$. Klíčovou vlastností byla možnost přeladování generované vlnové délky v rozsahu od 740 do $860\ \text{nm}$. Sestavený Ti:safírový kontinuální laser je připraven k použití v další experimentální činnosti.

Komerční femtosekundový oscilátor NJA-5 nebyl v době měření v provozu, a proto byla místo toho provedena charakterizace jiného komerčního femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20. Byly naměřeny impulsy se střední vlnovou délkou $798,8\ \text{nm}$ a spektrální šířkou $18,27\ \text{nm}$. Délka impulsu $217\ \text{fs}$ byla větší, než uváděla technická specifikace výrobce, protože impulsy byly před měřením prodlouženy průchodem skrz disperzní prostředí Faradayova rotátoru.

Závěrem lze konstatovat, že všechny body zadání bakalářské práce byly splněny.

Seznam tabulek

1.1	Rozsah přeladitelnosti vybraných přeladitelných pevnolátkových laserů	16
2.1	Vlastnosti aktivního prostředí Ti:safír.	23
2.2	Porovnání parametrů vybraných pevnolátkových laserů: emitované vlnové délky, emisní účinný průřez σ a střední doba života na horní laserové hladině τ_f . Hodnoty uvedené pro Nd:sklo platí pro fosfátové sklo LHG-8 od společnosti Hoya. Data pro Ti:safír převzata z [3] a pro ostatní prostředí z [6].	29
3.1	Výstupní charakteristiky použitého čerpacího laseru Millennia eV deklarované výrobcem [34].	33
3.2	Výstupní charakteristiky femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20 deklarované výrobcem.	39
4.1	Dosažené výkonové charakteristiky Ti:safírového kontinuálního laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm. σ je diferenciální účinnost, η je účinnost optické konverze čerpacího záření na výstupní záření, P_{th} je prahový výkon a P_{max} je maximální výstupní výkon.	42
4.2	Rozsahy přeladitelnosti Ti:safírového laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm	44

Seznam obrázků

1.1	Schémata vícehladinových systémů. Upraveno z [6].	13
1.2	Konfigurace pro ladění vlnové délky laseru. Upraveno z [2].	16
1.3	Transmisní spektrum dvojlomného filtru vyrobeného z 2 mm tlusté křemenné destičky. Destička je orientována pod Brewsterovým úhlem a její optická osa je pootočena o 40° proti rovině dopadu. Přidáním polarizačního prvku, který propouští pouze světlo s polarizací p, bychom získali modrou křivku. Převzato z [3].	17
1.4	Transmisní spektra 2 mm tlustého dvojlomného filtru pro různé úhly natočení destičky. Převzato z [3].	18
1.5	Základní princip aktivní synchronizace módů. Laserové impulsy jsou generovány pouze tehdy, když zisk převyšuje ztráty. Převzato z [12].	19
1.6	Schéma synchronizace módů Kerrovou čočkou. Převzato z [12].	21
2.1	Závislost absorpčního a emisního účinného průřezu na vlnové délce pro Ti:safírový krystal pro π a σ polarizaci. Převzato z [17].	24
2.2	Schéma energetických hladin Ti:safíru. Převzato z [6].	26
2.3	Typické ladicí křivky komerčně dostupného kontinuálního Ti:safírového systému 3900S od Spectra-Physics. Křivky jsou vykresleny pro dvě výkonové varianty a tři možné sady zrcadel. Převzato z [26].	28
2.4	Naměřené spektrum komerčně dostupného femtosekundového Ti:safírového systému OCTAVIUS-85M-HP od Thorlabs. Převzato z [27].	28
3.1	Schéma navrženého Ti:safírového laseru. HR značí zrcadlo s vysokou reflektancí, HT s vysokou transmitancí. f je ohnisková vzdálenost čočky a r je poloměr křivosti zrcadla.	32
3.2	Závislost poloměru svazku čerpacího laseru w po fokusaci spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 125 mm a průchodu vstupním zrcadlem rezonátoru M2 na vzdálenosti od spojné čočky x . x_0 je poloha krčku svazku, w_0 je jeho poloměr a M^2 je parametr kvality svazku. Data jsou proložena křivkou (3.1).	34

3.3	Ti:safírový krystal upevněný v měděném chladiči.	35
3.4	Graf závislosti naměřeného absorpčního koeficientu použitého Ti:safírového krystalu na vstupním výkonu čerpacího záření.	35
3.5	Naměřená závislost reflektance na vlnové délce pro čerpací zrcadlo M2 a koncové zrcadlo M3.	35
3.6	Naměřená závislost reflektance na vlnové délce pro testovaná výstupní zrcadla M1.	36
3.7	Fotografie sestaveného Ti:safírového oscilátoru.	36
3.8	Simulovaný průběh poloměru základního příčného módu uvnitř navrženého oscilátoru. Zeleně je označena tangenciální osa, červeně sagitální. Simulace provedena v programu reZonator [35].	37
3.9	Schéma femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.	38
3.10	Fotografie femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.	39
4.1	Dosažené výkonové charakteristiky Ti:safírového kontinuálního laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm. σ je diferenciální účinnost a P_{th} je prahový výkon.	41
4.2	Dosažené výkonové charakteristiky Ti:safírového kontinuálního laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm. σ je diferenciální účinnost a P_{th} je prahový výkon. Tečkovaně je vyznačeno, jaké hodnoty nebyly uvažovány při fitu dat.	41
4.3	Časový průběh výstupního výkonu Ti:safírového laseru a teploty krystalu a vzduchu v místnosti během tří hodin měření.	42
4.4	Ladicí křivky Ti:safírového laseru pro výstupní zrcadla o různých reflektancích R na vlnové délce 800 nm.	43
4.5	Emisní spektrum pro vybrané naladěné vlnové délky v celém rozsahu laditelnosti sestaveného Ti:safírového laseru s výstupním zrcadlem $R = 90\%$	43
4.6	Příčný profil svazku Ti:safírového laseru s výstupním zrcadlem $R = 90\%$ ve vzdálenosti 33 cm od výstupu z laseru. Poloměr svazku (na $1/e^2$) je 395 μm v tangenciální ose a 370 μm v sagitální ose.	44
4.7	Spektrální intenzita a spektrální fáze naměřeného impulsu z femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.	45
4.8	Časový průběh intenzity a fáze naměřeného impulsu z femtosekundového oscilátoru FEMTOSOURCE scientific s20.	45

Literatura

- [1] VRBOVÁ M., JELÍNKOVÁ H., GAVRILOV P. *Úvod do laserové techniky*. Vydavatelství ČVUT, 1998. ISBN 80-01-01108-9.
- [2] SVELTO O. *Principles of Lasers*. Springer US, 5th edition, 2010. ISBN 978-1-4419-1301-2.
- [3] PASCHOTTA R. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. 1. edition October 2008, Wiley-VCH, ISBN 978-3-527-40828-3
- [4] PASCHOTTA R. *Field guide to lasers*. SPIE, 2008. ISBN 978-0-8194-6961-8.
- [5] ŠULC J. *Úvod do laserové techniky - Laser*. 2018 [online, citováno 14.4.2024]. Dostupné z: https://people.fjfi.cvut.cz/sulcjan1/Ult/ult_sl_06.pdf
- [6] KOECHNER W. *Solid-State Laser Engineering*. 6th revised and updated edition. Springer Science, Business Media, 2006. ISBN 978-0387-29094-2.
- [7] PASCHOTTA R. *What Is Different for Quasi-Three-Level Lasers?*. 2018 [online, citováno 9.5.2024]. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/spotlight_2018_08_22.html
- [8] WALSH B. *Judd-Ofelt theory: Principles and practices*. Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing, 403-433. Springer Netherlands, 2006.
- [9] DUARTE F. J. *Tunable Lasers Handbook*. Academic Press, Inc., 1995. ISBN 0-12-222695-X.
- [10] SCHÄFER F. P. *Dye Lasers*. Springer Berlin, Heidelberg, 1990. ISBN 978-3-540-51558-6.
- [11] SOROKIN E. *Ultrabroad continuous-wave tuning of ceramic Cr:ZnSe and Cr:ZnS lasers*. Optica Publishing Group, 2010.
- [12] KELLER U. *Ultrafast Lasers*. Springer International Publishing, 2022. ISBN 978-3-030-82531-7.
- [13] WALL K. F., SANCHEZ A. *Titanium Sapphire Lasers*. The Lincoln laboratory journal, Vol. 3, No. 3, 447-462, 1990.
- [14] CRYTUR, spol. s r.o. *Ti:Sapphire*. [online, citováno 18.7.2024]. Dostupné z: <https://www.crytur.com/materials/tisapphire/>

- [15] DESHAZER L. G., EGGLESTON J. M., KANGAS K. W. *Saturation of green absorption in titanium-doped sapphire laser crystals*. Optics Letters, Vol. 13, 363-368, 1988.
- [16] KAWATO S., KAWASHIMA T. *High-Efficiency Continuous-Wave Ti:Sapphire Laser with High-Intensity Pumping Using a Commercially Available Crystal*. Applied Sciences, 2022.
- [17] SOROKIN E. *Solid-State Materials for Few-Cycle Pulse Generation and Amplification*. Topics in applied physics, Vol. 95, 3-73, 2004.
- [18] WANG C., KHURGIN J. B., YU H. *Watt-level tunable Ti:Sapphire laser directly pumped with green laser diodes*. Optics Express, Vol. 31, No. 20, 2023.
- [19] MOULTON P. F. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃*. Journal of the Optical Society of America B, Vol. 3, No. 1, 125-133, 1986.
- [20] KLEIN J., KAFKA J. D. *The Ti:sapphire laser: the flexible research tool*. Nature Photonics, Vol. 4, 2010.
- [21] SPENCE D. E., KEAN P. N., SIBBETT W. *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Optics Letters, Vol. 16, No. 1, 42-44, 1991.
- [22] MORGNER U., et al. *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser*. Optics Letters, Vol. 24, No. 6, 441-413, 1999.
- [23] ROTH P. W., MACLEAN A. J., BURNS D., KEMP A. J. *Directly diode-laser-pumped Ti:sapphire laser*. Optics Letters, Vol. 34, No. 21, 3334-3336, 2009.
- [24] PINTO J. F., ESTEROWITZ L., ROSENBLATT G. H., KOKTA M., PERES-SINI D. *Improved Ti:sapphire laser performance with new high figure of merit crystals*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, No. 11, 2612-2616, 1994.
- [25] DONIN V. I., IVANOV V. A., KOVALESKII V. I., YAKOVIN D. V. *High-power cw Ti:sapphire laser*. Proc. SPIE 3485, 11th International Vavilov Conference on Nonlinear Optics, 1998.
- [26] Spectra-Physics *3900S CW Tunable Ti:Sapphire Laser Datasheet* [online, citováno 20.7.2024]. Dostupné z: https://www.spectra-physics.com/mam/celum/celum_assets/resources/3900S.pdf?3
- [27] Thorlabs *Ti:Sapphire Femtosecond Laser (<8 fs)* [online, citováno 20.7.2024]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3163
- [28] WALLING J. C., et al. *Tunable-laser performance in BeAl₂O₄:Cr³⁺*. Optics Letters, Vol. 4, No. 6, 182-183, 1979.
- [29] TAWY G., MINASSIAN A., DAMZEN M. J. *Power-scaled CW Alexandrite lasers*. Applied Physics B, Vol. 129, No. 47, 2023.

- [30] MIAO R., WANG J., YU H., ZHANG H., WU Y. *High repetition rate diode-pumped self-pulsed few-cycle alexandrite laser*. Optics Continuum, Vol. 1, 615-622, 2022.
- [31] DEMIRBAS U., ACAR D. A. E. *Continuous-wave, quasi-continuous-wave, gain-switched, and femtosecond burst-mode operation of multi-mode diode-pumped Cr:LiSAF lasers*. Journal of the Optical Society of America B, Vol. 33, 2105-2113, 2016.
- [32] UEMURA S., TORIZUKA K. *Development of a diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 39, No. 1, 68-73, 2003.
- [33] WANG H., HUANG W., ZHOU Z., CAO H. *Experimental study of a high power and high efficiency CW diode-side-pumped Nd:YAG laser*. Optics & Laser Technology, Vol. 31, 69-73, 2004.
- [34] Spectra-Physics *Millennia eV Datasheet* [online, citováno 23.7.2024]. Dostupné z: https://www.spectra-physics.com/mam/celum/celum_assets/resources/Millennia-eV-Datasheet.pdf?3
- [35] CHUNOSOV N. I. *reZonator* [online, citováno 29.7.2024]. Dostupné z: <http://www.rezonator.orion-project.org>