

**ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE**

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyzikální elektroniky

**Tm:YAG mikročipový laser  
diodově čerpaný na 1,7  $\mu\text{m}$**

bakalářská práce

**VERONIKA ČÍRTKOVÁ**

Vedoucí úkolu: **Ing. Jan Kratochvíl**

Konzultant: **Ing. Jan Šulc, Ph.D.**

Školní rok: **2022/2023**

# Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vykonala samostatně a že jsem uvedla veškerou použitou literaturu.

V Praze, 2. srpna 2023



Veronika Čírtková

# Poděkování

Především bych chtěla poděkovat vedoucímu této bakalářské práce Ing. Janu Kratochvílovi, který mi trpělivě poskytoval zpětnou vazbu a byl velkou oporou.

Veronika Čírtková

Název práce:

**Tm:YAG mikročipový laser diodově čerpaný na 1,7  $\mu\text{m}$**

Autor: Veronika Čírtková

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzikální elektronika

Druh práce: Bakalářská práce

Školitel: Ing. Jan Kratochvíl  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze  
Břehová 7, 115 19, Praha 1

Konzultant: Ing. Jan Šulc, Ph.D.  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze  
Břehová 7, 115 19, Praha 1

**Abstrakt** Bakalářská práce se zabývá mikročipovými lasery 2  $\mu\text{m}$  Tm:YAG, diodově rezonančně čerpaných na 1,7  $\mu\text{m}$ . V rešeršní části jsou popsány základní principy laserů a problematika pevnolátkových laserů s důrazem na aktivní prostředí dopovaná thuliem a na jejich rezonanční čerpání. V experimentální části jsou zpracované spektroskopické vlastnosti dostupných vzorků Tm:YAG. Práce dále shrnuje výstupní parametry mikročipových kompozitních laserů Tm:YAG, diodově čerpaných na 1,7  $\mu\text{m}$ , zejména pak vliv nedopovaných koncovek na kvalitu svazku a dosažitelný výkon.

Klíčová slova: thulium, pevnolátkové lasery, mikročipové lasery, diodové čerpání

Title:

**Tm:YAG microchip laser diode pumped at 1.7  $\mu\text{m}$**

Author: Veronika Čírtková

Study program: Applied natural sciences

Field: Physical electronics

Type: Bachelor thesis

Supervisor: Ing. Jan Kratochvíl  
Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, CTU in Prague  
Břehová 7, 115 19, Praha 1

Adviser: Ing. Jan Šulc, Ph.D.  
Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, CTU in Prague  
Břehová 7, 115 19, Praha 1

**Abstract** This bachelor's thesis addresses 2  $\mu\text{m}$  Tm:YAG microchip lasers diode-pumped resonantly at 1.7  $\mu\text{m}$ . The research section describes the basic principles of laser operation and deals with solid-state lasers with emphasis on thulium-doped active media and on their resonant pumping. The experimental section covers the spectroscopic properties of the available Tm:YAG samples. Furthermore, the thesis summarises the output parameters of Tm:YAG composite microchip lasers diode-pumped at 1.7  $\mu\text{m}$ , in particular the effect of undoped ends on the beam quality and achievable power.

Key words: Thulium, solid-state lasers, microchip lasers, diode pumping

# Obsah

Úvod	3
<b>I Rešerše</b>	<b>4</b>
<b>1 Základní poznatky o fungování laserů</b>	<b>5</b>
1.1 Základní principy fungování laseru . . . . .	5
1.1.1 Procesy emise a absorpce . . . . .	5
1.1.2 Inverze populace hladin . . . . .	6
1.2 Uspořádání laseru . . . . .	8
1.2.1 Optický rezonátor . . . . .	8
1.2.2 Aktivní prostředí . . . . .	9
1.2.3 Čerpání . . . . .	10
<b>2 Pevnolátkové iontové lasery</b>	<b>12</b>
2.1 Matrice . . . . .	12
2.2 Aktivátory . . . . .	13
2.2.1 Interakce iont-iont . . . . .	14
2.3 Stavba pevnolátkového laseru . . . . .	15
2.4 Aktivní prostředí s ionty thulia . . . . .	15
2.4.1 Tm:YAG . . . . .	17
2.5 Mikročipové a kompozitní lasery . . . . .	19
<b>II Experimenty</b>	<b>21</b>
<b>3 Provedená měření a zpracování výsledků</b>	<b>22</b>

---

3.1	Spektroskopie . . . . .	22
3.1.1	Transmisní a absorpční spektra . . . . .	22
3.1.2	Fluorescenční spektroskopie . . . . .	23
3.2	Sestavení mikročipového Tm:YAG . . . . .	24
3.2.1	Mikročipové krystaly . . . . .	24
3.2.2	Čerpání . . . . .	24
3.3	Charakteristiky laseru . . . . .	24
3.3.1	Charakteristiky mikročipových laseru . . . . .	24
3.3.2	Metoda ostré hrany . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Výsledky experimentální části</b>	<b>27</b>
4.1	Spektroskopické charakteristiky . . . . .	27
4.2	Charakteristiky mikročipových laserů . . . . .	30
4.2.1	Mikročip bez koncovek . . . . .	30
4.2.2	Mikročip s koncovkou . . . . .	30
4.2.3	Mikročip s dvěma koncovkami . . . . .	30
	<b>Závěr</b>	<b>38</b>
	<b>literatura</b>	<b>38</b>

# Úvod

Je to již 63 let, co svět poprvé spatřil první paprsek z rubínového pevnolátkového laseru a Theodore H. Maiman se tak nesmazatelně zapsal do dějin jako první, kdo zkonstruoval laser. Laserové záření od počátku budilo nadšení svými mnohými kvalitami, jakými jsou vysoký stupeň koherence, monochromaticnost, vysoký výkon atd. Není divu, že výzkum od doby prvního laseru znatelně pokročil a lasery se staly neoddělitelnou součástí našeho každodenního života. Uplatnění našly v průmyslu, kde se používají mimo jiné k vrtání, řezání sváření, gravírování, v medicíně a kosmetologii, spotřební elektronice nebo telekomunikacích. Pro mnohé z těchto i jiných aplikací jsou důležité malé a konstrukčně jednoduché lasery, jakými jsou právě v této práci zkoumané mikročipové lasery. Tm:YAG je pak důležitý pro mnohé z nich díky emisi na  $2\ \mu\text{m}$ , což je zajímavá délka například pro telekomunikace nebo měření rychlosti větru.

V první části této bakalářské práce se věnujeme základním principům fungování laserů a představení jejich různých druhů. Druhá část rešerše je věnována pevnolátkovým iontovým laserům. V kapitole Aktivní prostředí se zabýváme různými druhy matic a jejich vlastnostmi. Dále se zaměřuje na aktivní prostředí dopované ionty thulia s důrazem na materiál Tm:YAG a způsoby jeho čerpání, především pak možnost rezonančního čerpání v oblasti kolem  $1,7\ \mu\text{m}$ . Rešeršní část uzavírá krátké pozastavení nad kompozitními a mikročipovými lasery a jejich vlastnostmi. Následuje část experimentální, kde jsou popsány uspořádání a průběhy experimentů týkající se spektroskopie Tm:YAG krystalů a sestavení mikročipových laserů. V poslední kapitole týkající se experimentu jsou sepsány dosažené výsledky. V závěru jsou shrnuty dosažené výsledky.



Část I

Rešerše

# Kapitola 1

## Základní poznatky o fungování laserů

### 1.1 Základní principy fungování laseru

#### 1.1.1 Procesy emise a absorpce

Hmota se skládá z atomů, které jsou tvořeny pozitivně nabitým jádrem obklopeným elektrony. Ty se mohou vyskytovat pouze v určitých kvantových stavech, které kladou omezení na energii elektronu. Interakci hmoty se zářením můžeme rozdělit na tři základní jevy - absorpci, spontánní emisi a stimulovanou emisi.

Atom může přijmout energii absorbováním fotonu, čímž se elektron přesune z jednoho stavu do jiného. Energie, a tedy i vlnová délka, absorbovaného fotonu musí přesně odpovídat rozdílu energie mezi jednotlivými stavy.

Na rozdíl od atomu může molekula přijmout energii i ve formě vibračních a rotačních pohybů, jejichž energie je také kvantována. Vibrační, resp. rotační přechody jsou méně energetické než přechody elektronů a odpovídají vlnovým délkám z blízkého, resp. středního infračerveného spektra. Popis energetických hladin molekul tak bývá mnohem složitější než u samotných atomů. [1]

Stav kvantové soustavy (jak můžeme souhrnně nazývat molekuly, atomy a ionty, které jsou vzájemně vázané v hmotě) o nejnižší energii se nazývá základní stav. Excitované kvantové soustavy mají tendenci vždy se vrátit do základního stavu, na nejnižší energetickou hladinu. [2] Svou energii mohou snížit jejím předáním jiným kvantovým soustavám, ve formě tepla nebo vyzářením fotonu. Poslední zmíněná možnost, kdy kvantová soustava po určitém čase spontánně vyzáří foton, se nazývá spontánní emise. [1] Rychlost spontánní

emise z hladiny 2 na hladinu 1 závisí na populaci hladiny 2  $N_2$  a řídí se rychlostní rovnicí.

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -A_{21}N_2, \quad (1.1)$$

kde  $A_{21}$  je konstanta pravděpodobnosti přechodu, která je pro daný přechod charakteristická. Řešením rovnice 1.1 je

$$N_2(t) = N_2(0) \exp -\frac{t}{\tau_{21}}. \quad (1.2)$$

$\tau_{21}$  se nazývá radiační doba života na hladině 2 a mezi ní a koeficientem  $A_{21}$  platí vztah

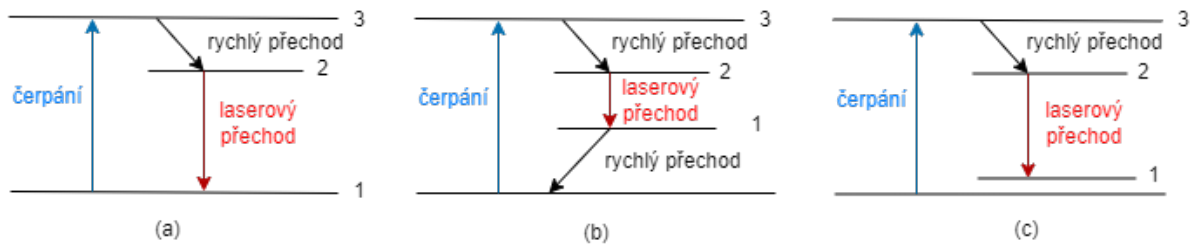
$$\tau_{21} = A_{21}^{-1}. \quad (1.3)$$

Proces stimulované emise je vyvolán fotonem, který interaguje s excitovanou kvantovou soustavou. Děje se tak tehdy, pokud jeho vlnová délka odpovídá energii přechodu excitované kvantové soustavy na nižší energetickou hladinu. Foton, který je vyzářen, má stejný směr, polarizaci, vlnovou délku a fázi jako foton, který tento proces vyvolal. Právě tento proces stojí za vysokým stupněm koherence a dalšími výjimečnými charakteristikami laserů. [1], [3], [2]

### 1.1.2 Inverze populace hladin

V termodynamické rovnováze se počet kvantových soustav na daných energetických hladinách řídí Boltzmannovým zákonem. Platí tedy, že nižší energetická hladina je vždy více obsazena než vyšší energetická hladina. Tuto rovnováhu můžeme dočasně narušit dodáním energie z externího zdroje tzv. čerpáním, vznikne tak inverze populace hladin. [1] Při inverzi populace převládne stimulovaná emise fotonů nad absorpcí a dojde k zesílení dopadajícího záření. [4] K udržení inverze populace hladin je nutné udržovat výkon čerpání nad určitým prahem. [3]

Pro správné fungování laseru potřebujeme dosáhnout lavinového zesílení záření, k čemuž potřebujeme inverzi populace hladin. Pokud bychom uvažovali pouze dvě energetické hladiny, bylo by to nemožné. Budící záření by sice excitovalo kvantové soustavy ze základní hladiny, ale zároveň by stimulovalo emisi fotonů a přechod kvantových soustav zpět do základního stavu. Absorpční procesy a proces stimulované emise by se vyrovnal a materiál by se stal průhledným. [5]



Obrázek 1.1: Schémata (a) tříhladinového a (b) čtyřhladinového a (c) kvazi-tříhladinového systému vzniku inverze populace hladin [5]

### Tříhladinový systém

Nejjednodušším systémem, podle kterého může laser fungovat, je systém tříhladinový, jehož schéma energetických hladin je znázorněno na obrázku 1.1. Prakticky všechny kvantové soustavy se nacházejí v základním stavu, na nejnižší energetické hladině 1. Čerpáním jsou vybuzeny do čerpacího pásu 3, odkud rychle přecházejí nezářivým přechodem na tzv. horní laserovou hladinu 2, kde setrvávají podstatně delší dobu než na hladině 3. Při dostatečném výkonu čerpání se mezi horní laserovou hladinou 2 a základní hladinou 1 vytvoří inverze populace hladin. Stimulovanou emisí fotonů se pak kvantové soustavy navracejí do základního stavu. [paschotta], [1], [3]

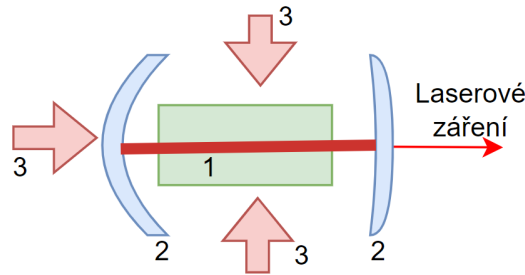
Nevýhodou takového systému je, že pro vznik inverze populace hladin musí být alespoň polovina kvantových soustav na horní laserové hladině, což klade větší nároky na výkon čerpání. [3]

### Čtyřhladinový systém

Další možností je systém čtyřhladinový, ve kterém se nachází nad základní hladinou 0 dodatečná dolní laserová hladina 1. Ta musí mít dostatečně vysokou energii, aby v termodynamické rovnováze byla téměř prázdná, ale přechod mezi hladinami 1 a 0 byl stále velmi rychlý.

Kvantové soustavy jsou buzeny z hladiny 0 do čerpacího pásu 3, odkud rychle a nezářivě přejdou na horní laserovou hranici. Díky delší době života na hladině 2 může vzniknout inverze populace mezi hladinou 2 a 1.

Oproti tříhladinovému systému lze inverzi populace hladin vytvořit podstatně nižšími čerpacími výkony, protože dolní laserová hladina je prakticky neobsazená. Tento systém



Obrázek 1.2: Schéma laseru - 1 aktivní prostředí, 2 otevřený rezonátor, 3 čerpání

má vyšší kvantovou účinnost než tříhladinový systém. [paschotta], [2], [1], [3]

### Kvazi-tříhladinový systém

Kvazi-tříhladinový systém je mezičlánkem mezi dvěma předchozími. Jedná se de facto o čtyřhladinový systém, ale dolní laserová hladina je blíže základní hladině a je značně obsazena i za rovnovážného stavu. Prahová rychlost čerpání nutná pro vznik inverze je proto nižší než u tříhladinového systému, ale vyšší než u čtyřhladinového systému. Účinnost takového systému může být zvýšena snížením teploty, čímž se sníží populace na dolní laserové hladině. [1], [paschotta]

## 1.2 Uspořádání laseru

Základní součásti každého pevnolátkového laseru jsou aktivní prostředí, otevřený rezonátor, čerpání a popř. chlazení. Čerpání dodává do aktivního prostředí energii potřebnou k vytvoření inverze populace hladin a následné stimulované emisi a otevřený rezonátor poskytuje kladnou zpětnou optickou vazbu.

### 1.2.1 Optický rezonátor

Optický rezonátor je zařízení, které je schopné hromadit nebo dočasně zadržovat energii optického záření v omezeném prostoru. Otevřený rezonátor, který se při sestavování laserů používá, může být tvořen odraznými plochami různých tvarů. Nejjednodušší rezonátor je tvořen dvěma zrcadly, která mohou být rovinná, konvexní i konkávní. Vstupní zrcadlo je vysoce odrazné pro generovanou vlnovou délku a výstupní zrcadlo je částečně propustné a

slouží k vyvedení energie z rezonátoru. [2] Otevřené rezonátory mají kvůli své konečnosti difrakční ztráty, které je nutné překonat, aby bylo možné zesilování záření. (?)

### 1.2.2 Aktivní prostředí

Aktivní prostředí je systém kvantových soustav, které je možné vzbudit do excitovaného stavu a které v tomto stavu dokáží setrvat dostatečně dlouho na to, aby došlo k inverzi populace hladin.

Lasery můžeme dělit podle několika kritérií, např. podle generované vlnové délky, typu kvantového přechodu, typu buzení atd. Jedno z nejpoužívanějších dělení řadí lasery podle aktivního prostředí. Následující druhy patří k největším skupinám.

- **Pevnolátkové lasery** jsou používané díky své stabilitě, jednoduchosti a možnosti vysokých výkonů. První laser vůbec byl právě pevnolátkový rubínový laser. Nejpoužívanější Nd:YAG generuje záření o vlnové délce 1064 nm.
- **Polovodičové lasery** patří k nejrozšířenějším laserům vůbec. Snadný provoz, malé rozměry, množství možných generovaných délek a hlavně vysoká účinnost jsou důvody jejich oblíbenosti. (Jak moc to rozpatlávat, když pak píšu o diodách?)
- **Plynové lasery** jsou zajímavé pro své velmi úzké spektrální čáry, malou rozbíhavost svazku a vysokým stupněm koherence. Většinou se provozují v kontinuálním režimu. Nevýhodou těchto laserů je malý objemový výkon. Mezi zástupce patří He-Ne laser vyzařující na 633 nm nebo průmyslově využívaný CO<sub>2</sub> generující na 10,6 μm.
- Aktivním prostředím **barvivových laserů** je roztok organických popř. metalo-organických sloučenin v různých rozpouštědlech jako je například glycerin nebo etanol. Vyznačují se širokými absorpčními pásmy. Jejich nevýhodou je poměrně rychlá degenerace aktivního prostředí, které se proto musí často měnit. Jako zástupce uvedme barvivo Rhodamin G6, které rozpuštěné v roztoku etanolu, vyzařuje na 590 nm.
- **Plazmatické lasery** využívají k vytvoření inverze populace hladin chladnoucí plazma. Generují rentgenové záření, pro jehož délky neexistují zrcátka k vytvoření optického rezonátoru. Fungují proto na principu zesílené spontánní emise a jedná se o pulsní lasery. [2] [5]

- **Vláknové lasery** se technicky mohou řadit mezi pevnolátkové lasery, jejich fungování je však odlišné od běžných pevnolátkových laserů. Aktivním prostředím je v tomto případě jádro vlákna, které je dopováno prvky vzácných zemin a obklopeno nedopovaným většinou křemičitým sklem. Optické čerpání je navázáno do jádra vlákna a šíření záření zůstává v jádru díky totálnímu odrazu. Vláknové lasery mohou být mnohem delší než klasické pevnolátkové lasery, a proto stačí nižší koncentrace dopantů. Místo zrcadel tvoří optický rezonátor Braggovy difrakční mřížky. Vláknové lasery dosahují účinnosti mezi 30 a 70 % a snadno se integrují s dalšími optoelektronickými prvky, nacházejí široké uplatnění v medicíně, zpracování materiálu a především telekomunikacích. Zde se nejvíce uplatňují erbiem dopované vláknové lasery. [5] [4] [6]

### 1.2.3 Čerpání

Nejčastějšími způsoby čerpání laserů jsou optické čerpání koherentním nebo nekoherentním zdrojem a čerpání elektrickým proudem, pokud je aktivní prostředí vodivé. Další způsoby čerpání mohou být například čerpání rentgenovým zářením, proudem elektronů, chemicky atd.

Výbojkové čerpání je příkladem nekoherentního optického čerpání. Je vhodné pro barvivové lasery a některé pevnolátkové lasery, které mají široké čerpací pásy. Pro prostředí s užšími absorpčními pásy, jako jsou některé pevnolátkové a plynové lasery, je výhodnější čerpání koherentním zdrojem - jiným laserem. Často používané jsou diodové lasery kvůli své vysoké účinnosti. Čerpání elektrickým proudem se používá především u plynových a polovodičových laserů. [5]

#### Diodové lasery

Významným druhem čerpání pro pevnolátkové lasery je čerpání laserovou diodou. Jak již bylo zmíněno, jedná se o koherentní optické čerpání, které je výhodné pro materiály s úzkými absorpčními spektry.

V diodových laserech je jako aktivní prostředí používán polovodičový materiál s přímým přechodem – patří tedy mezi polovodičové lasery. Oproti jiným laserům zde stimulovaná emise vzniká při přechodech z valenčního do vodivostního energetického pásu při zářivé rekombinaci páru elektron-díra. Přechody tak nejsou omezeny pouze diskretními energie-

tickými hladinami jako u jiných laserů.

Samotný diodový laser je tvořen P-N přechodem, který je čerpaný přiloženým elektrickým proudem. Kladná zpětná vazba je zajištěna uspořádáním do otevřeného planparalelního rezonátoru ohraničeného dvěma vybroušenými rozhraními polovodičového materiálu. Index lomu aktivního prostředí je dostatečně vysoký na to, aby rozhraní polovodič-vzduch plnilo úlohu polopropustných zrcadel. [2][4]

Mezi výhody diodových laserů patří jejich vysoký výkon a účinnost a kompaktnost, díky čemuž se hodí k buzení mikročipů. [2] Diodové lasery mají velmi nízký práh generace okolo 10-100 mA. Jejich modulace je velmi snadná, laserové záření kopíruje vývoj budícího proudu. [sochor] Rozměry aktivního prostředí diodových laserů se liší někdy i jen o řád od generovaných vlnových délek, a proto mají svazky velkou rozbíhavost. Komplikované je vzhledem k jejich velikosti i odvádění tepla, které ovlivňuje vlnovou délku a snižuje účinnost laseru. [2] Diodové lasery jsou díky svým přednostem hojně využívány například v telekomunikacích, metrologii, spektroskopii, medicíně a mnoha dalších odvětvích. Díky vysoké účinnosti se také používají jako zdroje záření pro čerpání pevnolátkových laserů. [4]



# Kapitola 2

## Pevnolátkové iontové lasery

Pevnolátkové iontové lasery jako aktivní prostředí využívají dielektrika, pevné a opticky propustné látky. Aktivní prostředí je tvořeno maticí, ve které jsou stechiometricky uložené ionty aktivátoru. Všechna aktivní prostředí jsou účinnými luminofory. [2]

### 2.1 Matrice

Matrice určuje většinu fyzikálních a chemických vlastností aktivního prostředí. [2] Aby materiál mohl být použit jako matrice, je nutné, aby byl chemicky a mechanicky stabilní, tepelně odolný, byl opticky homogenní, průzračný a ideálně bez vnitřního pnutí. Další požadavek je technologicky zvládnuté a kvalitní opracování.

Matrice můžeme dělit na krystaly, skla a keramiku. [3] [2]

#### Krystalické látky

Jednou ze skupin krystalů jsou oxidy, které se vyznačují relativně úzkými spektrálními čárami, dobrou tvrdostí a vyšší tepelnou vodivostí. Jejich nevýhodami jsou horší optická kvalita a také užší absorpční spektra. Zároveň je komplikovanější vytvořit tyto krystaly tak, aby byly homogenně dopovány ionty aktivátoru v celém objemu. Mezi nejznámější oxidy patří safír, který dopován ionty  $\text{Cr}^{3+}$  tvoří rubín. Jinou možností dopování je použití iontů titanu. [3] [2]

Další významnou skupinou jsou granáty. Jejich stechiometrické vzorce mají tvar  $\text{A}_3\text{B}_5\text{O}_{12}$  a  $\text{A}_3\text{B}_2(\text{BO}_4)_3$ , kde A je yttrium nebo prvky ze skupiny lanthanoidů a B může být např. hliník, železo, galium, indium nebo chrom. Jedním ze zástupců granátů je yttrito-hliníkový

granát, zkráceně YAG, jehož stechiometrický vzorec je  $Y_3Al_5O_{12}$ . [3] [2] Jedná se o tvrdý, opticky izotropní krystal s dobrou tepelnou vodivostí, který se proto hodí pro lasery s vysokým výkonem. Dominantním reprezentantem je Nd:YAG pro svůj nízký práh generace a vysoký zisk. [3]

Mezi dalšími skupinami jmenujme alumináty (např. anizotropní perovskit YAP), fluority, které jsou měkké a izotropní, např.  $CaF_2$  a  $YLiF_4$ , nebo silikáty a fosfáty. [3]

### Sklo

Aktivátory v amorfních skleněných maticích vykazují oproti krystalům širší fluorescenční spektra. Výroba skel a jejich broušení je snadnější a je jednodušší dosáhnout vysoké optické kvality. Tato aktivní prostředí lze vyrábět ve větších rozměrech, až do jednoho metru délky, což umožňuje jejich využití pro vysokoenergetické aplikace. [3] Nevýhodou skla oproti krystalům je menší tepelná vodivost a menší tvrdost. [3] [2]

### Keramika

Posledním druhem používaných matic je keramika, jež je tvořena náhodně orientovanými mikrokristaly.[7] Její tepelná vodivost je lepší než u skla, a zároveň může být více dopovaná než krystaly. Její další výhodou je nízká cena a možná výroba velkých homogenně dopovaných objemů. [3] [2] [7] Nevýhodou laserů s keramickou maticí jsou časté póry a nečistoty, a tedy i horší kvalita svazku. [keramika]

## 2.2 Aktivátory

Aktivátory jsou ionty a atomy umístěné v matici, které se podílejí na generaci optického záření. Ideální aktivátor má na laserovém přechodu úzkou spektrální čáru, vysoký kvantový výtěžek luminiscence a silné absorpční pásy, které umožňují efektivní čerpání. Taktéž je potřeba, aby se jejich dolní laserová hladina rychle vyprazdňovala. [2] Aktivními ionty jsou tranzitní prvky nebo kovy vzácných zemin.

Největší skupinu tvoří lanthanoidy, v kterých je opticky aktivní nezaplňená slupka 4f. Silové působení matrice na tyto valenční elektrony není tak silné, protože jsou stíněny zaplněnými 5p a 5s slupkami. Vlivem Starkova jevu tak dochází k menšímu štěpení hladin. Proto mají lanthanoidy užší spektrální čáry a nižší účinné průřezy. Energetické hladiny

lanthanoidů se při umístění v různých maticích liší jen málo od hladin samotného iontu. [sorokina]

Lanthanoidy mají mnoho spektrálně úzkých přechodů ve viditelném i blízkém infračerveném pásmu. V krystalech se ve většině případů vyskytují jako trojmocné. [3] Jsou to například  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ , vzácněji ionty  $\text{Dy}^{3+}$ ,  $\text{Sm}^{3+}$ .

Tranzitní kovy mají opticky aktivní slupky vystaveny vlivu krystalové mřížky, a proto mají široké absorpční pásy a vysoké hodnoty absorpčních koeficientů. Nejznámější tranzitní prvky, které se používají jako aktivátory, jsou chrom nebo titan. [2]

### 2.2.1 Interakce iont-iont

Při dostatečně nízkých koncentracích dopování krystalu jsou ionty rovnoměrně rozložené a jejich vzdálenost je velká. Při vyšších koncentracích se jejich vzdálenost zmenšuje a mohou mezi sebou interagovat. Tyto interakce zahrnují přenos nebo sdílení energie mezi ionty.

#### Kros-relaxace

Excitovaný iont při kros-relaxaci předá energii blízkému iontu a přesune se na nižší energetickou hladinu. Iont, který energii přijme, může být v excitovaném nebo základním stavu. Jediným požadavkem je, aby přechody obou iontů měly přibližně stejnou vzdálenost energetických hladin zmíněných přechodů. Tento proces může být žádoucí, např. může zvyšovat účinnost thuliových laserů, i nechtěný v případech, kdy potřebujeme, aby ionty zůstávaly vybuzené na určité hladině. Pokud si přechody neodpovídají energeticky přesně, může být rozdíl energií dorovnán absorpcí nebo emisí fotonu.

#### Upkonverze

Upkonverze je speciálním případem kros-relaxace, kdy jsou na počátku oba ionty v excitovaném stavu. Jeden z iontů přejde na nižší hladinu a svou energii vyexcituje druhý iont na ještě vyšší hladinu. Odtud může zářivě i nezářivě přejít na nižší hladiny, popř. zářivě přejít na základní hladinu. V tom případě by bylo emitováno záření o vyšší energii, než je energie dopadajícího záření.

### Usnadnění čerpání příměsovými ionty

Tento proces zahrnuje dva ionty různého druhu. První, příměsový iont, přijme energii dopadajícího záření a může ji buď hned předat aktivátoru, nebo ji může předat jinému příměsovému iontu, který je v blízkosti. Tento proces se opakuje, dokud energie není předána aktivátoru.

### Zhášení fluorescence

Zhášení fluorescence je proces, který může nastat při jakémkoliv z předchozích procesů. Energie je předaná z jednoho iontu na druhý, ale poté iont přechází na nižší hladinu nezářivě. S rostoucí koncentrací se pravděpodobnost tohoto procesu zvyšuje. [5]

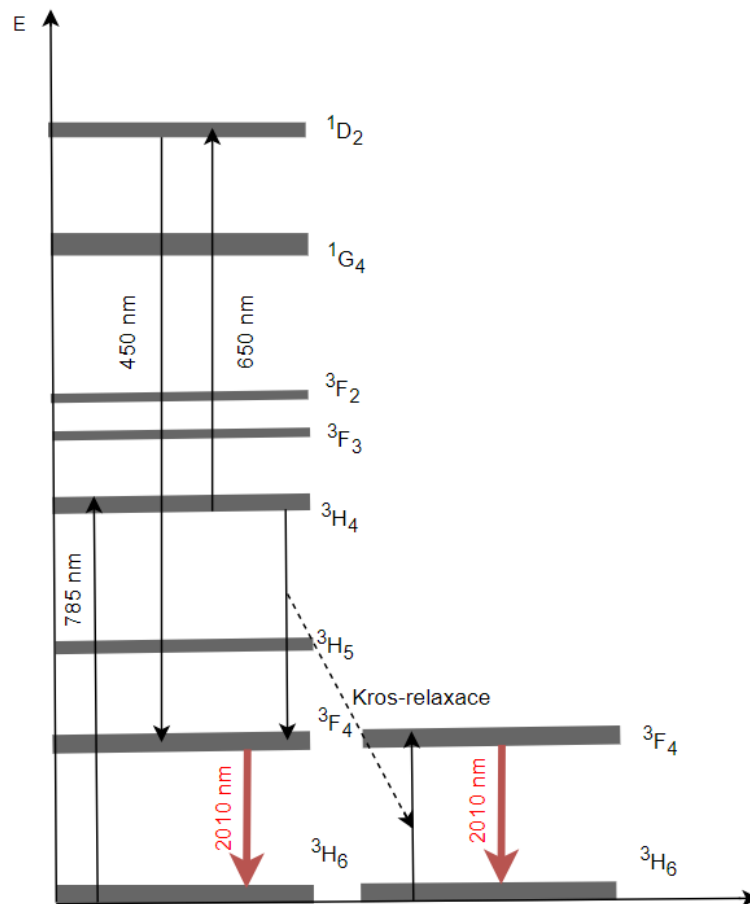
## 2.3 Stavba pevnolátkového laseru

Aktivní prostředí je tvořeno vybroušeným krystalem. Jeho čela jsou vyleštěna a mohou být kolmá k ose válce nebo zkosena pod stejným úhlem. Pevnolátkové lasery se čerpají opticky – laserovou diodou nebo výbojkami, a to koncově nebo podélně. Otevřený rezonátor má obvykle kruhovou aperturu. Výstupní zrcadlo může mít velké rozpětí odrazivosti v závislosti na ztrátách rezonátoru, zisku prostředí a režimu provozu laseru. Do rezonátoru se také mohou přidávat další prvky, které ovlivňují výsledné výstupní záření, např. různé clonky, mřížky, nelineární prvky, saturovatelný absorbér a mnoho dalších.

Podstatná část energie se při nezářivých přechodech mění na teplo, což společně s parazitní absorpcí materiálu způsobuje posun spektrálních čar, přispívá k tvorbě tepelné čočky, může vést až k přerušení generace a tepelnému poškození materiálu.[2] [3] Proto je nutné pevnolátkové lasery chladit, což se může provádět destilovanou vodou, tepelným kontaktem krystalu s kovovým chladičem, případně Peltierovými články. [8]

## 2.4 Aktivní prostředí s ionty thulia

Thulium je prvek ze skupiny lanthanoidů s protonovým číslem 69. Jeho elektronová konfigurace je  $[\text{Xe}] 4f^{12}$ . V aktivních prostředích se nejčastěji používají ionty  $\text{Tm}^{3+}$ , přestože díky nadbytečnému elektronu v 4f slupce se může vyskytovat i jako dvojmocný. [3] Ionty thulia



Obrázek 2.1: Diagram energetických hladin iontů thulia [10] [11]

$Tm^{3+}$  byly ke generaci laserového záření úspěšně použity v různých maticích. Nejběžnější matrice jsou YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ ), YAP ( $YAlO_3$ ) a YLF ( $LiYF_4$ ). [8]

Thuliové lasery mají významný laserový přechod na  $2\ \mu m$ , což z nich dělá zástupce pro oko bezpečných laserů. Navíc se jedná o výkonné lasery, které mohou dosahovat výkonu při kontinuálním režimu i přes 100 W. [9][3] Díky těmto vlastnostem našly mnohá uplatnění v lékařství, průmyslu, používají se pro zpracování materiálů nebo v telekomunikacích. Vzhledem k vysoké absorpci vody a lidské tkáně na této vlnové délce se thuliové lasery využívají i při operacích. Naopak slabá absorpce této vlnové délky v atmosféře umožňuje využití pro dálkové měření vzdálenosti, měření rychlosti větru a spektroskopii. [9][8]

Na obrázku 2.1 vidíme schéma energetických hladin thulia.

Thulium se nejčastěji čerpá z hladiny  $^3H_6$  na hladinu  $^3H_4$ . Absorpční maximum thulia leží v okolí  $0,8\ \mu m$ , což je vlnová délka snadno dosažitelná laserovými diodami GaAlAs.

Odtud iont přechází na horní laserovou hladinu  ${}^3F_4$ . Laserové záření o oblasti 2  $\mu\text{m}$  je generováno přechodem z hladiny  ${}^3F_4$  na vrchní podhladinu základní hladiny  ${}^3H_6$ . Jedná se o kvazi-tříhladinový systém vzniku inverze populace hladin. [3]

Při vyšších koncentracích thulia v matrici může při přechodu  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  dojít k tzv. kros-relaxaci, kdy je energie z tohoto přechodu přenesena na jiný iont thulia, který se přesune ze základní hladiny na horní laserovou hladinu, čímž se dva ionty ocitnou na hladině  ${}^3F_4$ . Absorpcí jednoho čerpacího fotonu tak vybudíme dva ionty  $\text{Tm}^{3+}$ . Vyšší koncentrace thulia ale vede i k jiným nechtěným procesům mezi ionty jako je upkonverze a horšímu vedení tepla. [3]

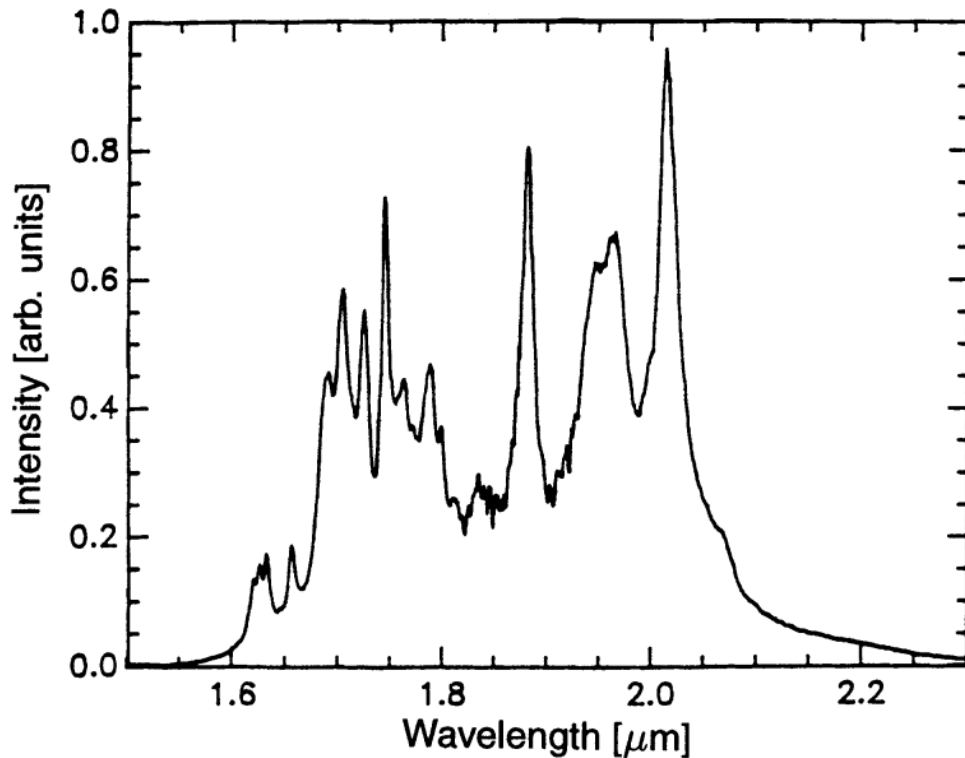
### 2.4.1 Tm:YAG

V této práci se zaměřujeme především na vlastnosti Tm:YAG, který byl předmětem experimentální části. První laser s aktivním prostředím Tm:YAG byl zprovozněn již v roce 1965. V krystalu YAG nahrazuje iont thulia yttrium, stechiometrický vzorec výsledného krystalu je  $\text{Tm}_c\text{Y}_{3-c}\text{Al}_5\text{O}_{12}$ . YAG má kubickou strukturu a je izotropní. Vyznačuje se dobrou tepelnou vodivostí a mechanickou odolností. Radiační doba horní laserové hladiny je přibližně 11 ms. [12] Šířka fluorescenčního spektra, které je znázorněno na obrázku 2.2, je 400 nm a každý z přechodů odpovídá šířce fluorescenční čáry o přibližně 10 nm.

Díky interakci thulia s krystalovou mřížkou dochází k štěpení hladin, což lze využít při sestavování přeladitelných laserů. V [13] bylo dosaženo přeladitelnosti v rozsahu 1,87-2,16  $\mu\text{m}$ . Díky dobré tepelné a mechanické odolnosti se Tm:YAG může používat pro vysoce výkonné lasery – v [14] bylo dosaženo výkonu 267 W za kontinuálního režimu při příčném diodovém čerpání. Dlouhá doba života na horní laserové hladině je také výhodná pro vysokovýkonné Q-spínané lasery. [12]

### Způsoby čerpání

Tm:YAG má úzké absorpční čáry, a proto se běžně čerpá diodově nebo titano-safírovým laserem, nejčastěji do absorpčního maxima na 785 nm. Použití laserových diod vyzařujících na této délce je výhodnější, protože mají vyšší střední výkon a jsou levnější. Při tomto způsobu čerpání dochází ke kros-relaxaci, čímž se zvyšuje účinnost laseru. Na druhou stranu vyšší koncentrace iontů thulia vedou také ke zhoršení tepelných vlastností a kvality svazku. [15] [3]



Obrázek 2.2: Fluorescenční spektrum Tm:YAG [3]

Další způsob je dopovat krystal Tm:YAGu ionty chromu, což vede k širším absorpčním pásům. Laser s krystalem Cr:Tm:YAG se proto dá čerpat i výbojkou. Jde o laser, který emituje vlnové délky 1,945-1,965 μm. [3]

Namísto čerpání standardní vlnovou délkou 785 nm se může použít i diodové čerpání na vedlejším maximu 805 nm. Absorpční účinný průřez je tu nižší, ale na této délce vyzařují spolehlivější diody. Je zde také vyšší pravděpodobnost kros-relaxace a menší ohřev. [9]

Jedním ze zatím málo používaných způsobů čerpání je rezonanční čerpání z  $^3H_6$  přímo na horní podhladinu  $^3F_4$  na vlnových délkách okolo 1,6 μm. Tento způsob čerpání vede k výrazně nižšímu kvantovému defektu. Protože nepotřebujeme využívat jevu kros-relaxace, stačí nám nižší koncentrace iontů thulia, což znamená méně poruch v krystalické mřížce a snadnější růst krystalů. Nižší koncentrace iontů thulia také snižuje pravděpodobnost výskytů negativních interakcí iont-iont. Další výhodou je větší šířka pásu pro rezonanční čerpání, který má více než 200 nm. [15] [16] [17] Rezonanční čerpání v okolí 1,6-1,7 μm již bylo efektivně použito k čerpání Tm:YAG keramiky [15] i Tm:YAG [17]. Stále je to však

okrajová záležitost. Důvodem, proč se toto čerpání nepoužívá častěji, může být malá rozšířenost laserových diod vyzařujících na této vlnové délce. Využití tohoto způsobu čerpání u mikročipů Tm:YAG je hlavní přínos této práce.

## 2.5 Mikročipové a kompozitní lasery

### Mikročipové lasery

Mikročipové lasery jsou malá podélně diodově čerpaná zařízení milimetrových rozměrů, typicky se může jednat o rozmezí stovek mikrometrů až několika milimetrů. Na vyleštěných opačných koncích laserového krystalu jsou napařeny vrstvy dielektrika, běžně se používá mikrometrové vrstvy SiO<sub>2</sub> nebo TiO<sub>2</sub>, které tvoří planparalelní rezonátor. [18] [19]

Stabilita takového laseru je zajištěna jevem termální fokuzace – tepelnou čočkou. [4] Teplotní gradient uvnitř aktivního prostředí vede ke změně indexu lomu, která způsobí, že aktivní prostředí působí jako spojná čočka. Optická mohutnost této čočky závisí na čerpacím výkonu. Teplotní gradient vede i ke vzniku vnitřního mechanického pnutí, které původně planparalelní zrcadla sféricky zakřivuje. Na druhou stranu tyto jevy také negativně ovlivňují polarizaci svazku a nerovnoměrné čerpání vede k vzniku aberace termální čočky. [3]

Velmi krátké mikročipy splňují svou délkou podmínku pro jednomódovou generaci s hodnotou  $M^2$  blízkou hodnotě 1 a velmi úzkou spektrální šířkou generovaného záření. Fungují tak jako jakýsi optický transformátor, který zlepšuje špatnou kvalitu budícího diodového svazku.

Jednoduchost a malé rozměry mikročipových laserů jsou dobré předpoklady pro masovou produkci. Mezi dalšími výhodami uveďme jejich snadné používání a nízké nároky na údržbu. Jak vidíme na obrázku DOPLNIT, do mikročipových laserů jdou přidat například nedopované koncovky nebo nelineární prvky. Mikročipové lasery se používají v automobilovém průmyslu, v lékařství, telekomunikacích nebo při gravírování. Jejich typický výkon se pohybuje do stovek mW. [19]

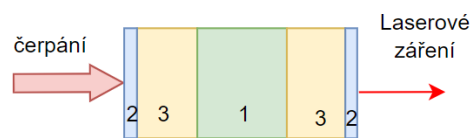
### Kompozitní lasery

Kompozitní lasery se skleněnými a keramickými maticemi mohou mít různé struktury, například dopované jádro válce s nedopovaným obalem nebo vícevrstvý válec se zvyšující



se koncentrací dopantů, což zlepšuje distribuci tepla a vede k vyššímu optickému výkonu a kvalitě svazku. [4] Kompozitní lasery také mohou být tvořeny krystalem a saturovatelným absorberem, čímž vzniká Q-spínaný laser. [18]

Vedle dopovaného válce také můžeme umístit nedopované koncovky (jako na obrázku 2.3), které zmírňují tepelné efekty odváděním tepla na rozhraní dopované a nedopované části. [4] Tyto koncovky zmírňují vliv tepelné čočky a zakřivení čel a poskytují ochranu před tepelným poškozením krystalu při vysokých výkonech. [9] U laserů s externím rezonátorem snižují pravděpodobnost, že vysoká optická mohutnost čočky vyvede laser ze stability. [20]



Obrázek 2.3: Schéma mikročipového kompozitního laseru - 1 aktivní prostředí, 2 deponované vrstvy plnící úlohu optického rezonátoru, 3 nedopované koncovky

Část II

**Experimenty**

# Kapitola 3

## Provedená měření a zpracování výsledků

### 3.1 Spektroskopie

#### 3.1.1 Transmisní a absorpční spektra

Pro určení spektroskopických vlastností Tm:YAG byly k dispozici čtyři diskovité vzorky s atomárními koncentracemi thulia 1,21 %, 1,92 %, 3,63 % a 5 %. Pro všechny vzorky Tm:YAG bylo naměřeno transmisní spektra v rozsahu 200-2150 nm. Byl použit spektrometr Shimadzu UV-3600 spectrophotometr s nastaveným krokem 0,2 nm. Výměny detektorů byly nastaveny na vlnové délky 850 nm a 1320 nm tak, aby nezasahovaly do zajímavých oblastí absorpce vzorků.

Z naměřených spekter transmittance se vypočítá  $\sigma_{abs}$  absorpční účinný průřez popřípadě  $\alpha$  absorpční koeficient vzorku podle následujících vztahů

$$\sigma_{abs} = -\frac{\ln\left(\frac{T}{T_F}\right)}{d} \cdot \frac{M_r \cdot m_u}{c \cdot \rho \cdot N_A \cdot n}, \quad (3.1)$$

$$\alpha = -\frac{\ln\left(\frac{T}{T_F}\right)}{d} \quad (3.2)$$

kde  $M_r$  je relativní molekulová hmotnost YAG,  $m_u$  je molární hmotnostní konstanta,  $\rho$  je hustota YAGu a ,  $n$  počet atomů ytterbia v molekule YAG,  $c$  atomární koncentrace a  $d$

tloušťka vzorku.  $T_F^2(\lambda)$  vyjadřuje fresnelovskou transmitanci vzorku a byl získán experimentálně fitem polynomu třetího řádu z hodnot  $T$  mimo absorpční pásy thulia.

### 3.1.2 Fluorescenční spektroskopie

Při měření doby dohasínání fluorescence jsme pracovali s laditelným laserovým systémem Laser EKSPLA NT252-1k v pulsním režimu s opakovací frekvencí 1 kHz a délkou pulsu 1 ns. Vlnové délky, kterými jsme čerpaly vzorky byly 786,5 nm, 1202,5 nm a 1626,5 nm. Na obrázku ?? vidíme uspořádání experimentu. Byla použita fokuzální optika čtyř achromatických čoček Thorlabs A508-075-B s ohniskovou vzdáleností 75 mm a osciloskop Tektronix TDS3032.

Na výstupu z laseru EKSPLA byl pro měření doby dohasínání fluorescence z hladiny  $^3H_4$  umístěn filtr FES 900. Před fotodiodu SI PIN FDS1010 pak byly umístěny filtry FEL 800 a FES 900 a apertura s průměrem 100  $\mu\text{m}$ , na vstup osciloskopu byla paralelně připojena impedance 100  $\Omega$ .

Pro měření doby dohasínání fluorescence z hladiny  $^3F_4$  byla použita InGaAs fotodioda FGA10 od firmy Thorlabs. Před fotodiodu byl umístěn filtr FEL 1850. Užitá apertura byla stejná, externí impedance osciloskopu byla 10 k $\Omega$ .

Zaznamenaná data poklesu dohasínání fluorescence byla proložena exponenciální funkcí ve tvaru

$$I = A \exp \frac{-x}{\tau} + I_0, \quad (3.3)$$

kde  $\tau$  je hledaná doba dohasínání fluorescence, která přibližně odpovídá době života na hladině podle vztahu 1.2.

Emisní spektrum vzorků bylo měřeno sondou umístěnou kolmo k vzorku a třemi mřížkovými spektrometry: StellarNet BLUE-Wave (500-1300 nm), StellarNet DWARF-STAR NIR-25 (1000-1700 nm) a StellarNet RED-Wave NIR (1500-2200 nm), jejichž rozlišení jsou 2 nm, 2 nm a 10 nm. Spektra byla zaznamenána pomocí programu SpectraWiz software.

## 3.2 Sestavení mikročipového Tm:YAG

### 3.2.1 Mikročipové krystaly

K dispozici byly tři mikročipové krystaly od společnosti CRYTUR, s.r.o., které měly válcovitý tvar o průměru 3 mm. Ve všech mikročipových krystalech měla thuliem dopovaná část délku 5 mm a koncentraci 4 at. %. Druhý, resp. třetí mikročipový laser měl k dopované části napojený vpředu, resp. na obou koncích nedopovaný krystal YAG.

Krystaly měly kolmé podstavy k ose válce, které byly vybroušeny a vyleštěny. Na ně byly deponovány odrazné vrstvy. Na čerpací straně krystalů byla nanесena vrstva s propustností  $T > 95 \%$  pro vlnovou délku 1690 nm a s odrazností  $R > 99,9 \%$  v oblasti 1900-2050 nm. Vrstva na výstupní straně měla odraznost  $R = 97-98 \%$  pro vlnové délky 1900-2050 nm a propustnost  $T > 90 \%$  pro vlnovou délku 1690 nm.

Krystaly byly zabaleny do indiové fólie a umístěny v měděném držáku, který byl chlazený vodou na přibližně 20 °C.

### 3.2.2 Čerpání

Krystaly byly čerpány na 1,7 μm laserovou diodou Bright Lase Ultra – 100 od výrobce QPC Lasers. Záření z diody bylo vedeno optickým vláknem o průměru jádra 400 μm a numerickou aperturou  $NA = 0,22$ . Vláknem bylo připojeno na optický člen tvořený dvěma achromatickými čočkami značky Thorlab s označením AC-508-075-C s ohniskovou vzdáleností 75 mm. Na obou čočkách byla nanесena antireflexní vrstva pro čerpací vlnovou délku.

## 3.3 Charakteristiky laseru

### 3.3.1 Charakteristiky mikročipových laseru

Nejprve jsme sestavili laser s mikročipem bez dopovaných koncovek. Pro délky čerpacího pulsu 20, 40, 60, 80, 90 ms jsme s frekvencí 10 Hz čerpali mikročip pro hodnoty proudu na diodě v rozsahu 2-45 A (popř. do saturace výkonu) s krokem 2 A. Čerpací záření po průchodu jsme snímali fotodiodou PD36-05-PR značky IBSG a laserové záření PbSe detektorem PDA20H-EC od firmy Thorlabs. Fotodiody byly připojeny k osciloskopu Tektronix

TDS 2012B, na kterém jsme odečítali časový vývoj pulsů. Používaný wattmetr byl typu FieldMate značky Coherent.

Absorbovaný čerpací výkon jsme počítaly podle vztahu

$$P_{abs} = P_{čerp} \left( 1 - \frac{P_{pro} - P_{str}}{P_{čerp} \cdot T_1 \cdot T_2} \right), \quad (3.4)$$

kde  $P_{čerp}$  je výkon čerpací diody,  $P_{str}$  výstupní výkon laseru,  $P_{pro}$  výstupní výkon z laseru a zbytek čerpacího zařízení, které prošlo rezonátorem a  $T_1$  a  $T_2$  hodnoty propustnosti odrazných vrstev na mikročipu.

Amplitudový výkon  $P_{amp}$  jsme získaly jako

$$P_{amp} = \frac{P_{str}}{f \cdot t_{pulz}}, \quad (3.5)$$

kde  $f$  je frekvence pulzů,  $P_{str}$  střední výkon odečtený z výkonové měřky a  $t_{pulz}$  délka výstupního impulzu. Obdobně jsme postupovali i pro amplitudový výkon čerpacích pulzů.

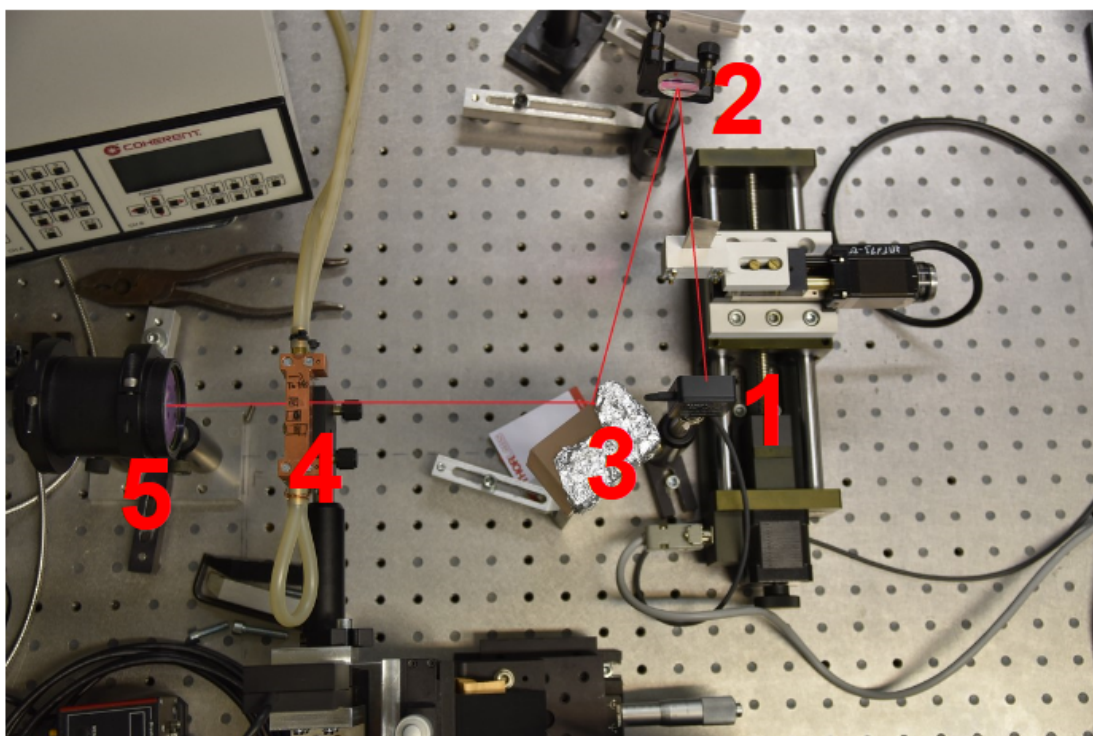
Pro měření výstupního výkonu všech tří mikročipových laserů se používaly sondy Coherent PM30, PM10 a PM3 pro měření v pulsním režimu. Sondy byly napojené na výkonovou měřku Molectron EPM2000e a pro měření v kontinuálním režimu se používalo režimu 5s průměrování. Laserová dioda byla chlazena na 13,5 °C. K této teplotě jsme dospěli, protože s klesající teplotou čerpací diody rostl výkon mikročipového laseru. Zároveň byla tato teplota dostatečně vzdálena od rosného bodu.

K měření spektra se využíval RED-Wave NIR (1500-2200 nm). Výstupní laserové záření bylo snímáno z odrazu od měřky a spektrum čerpacího záření, pokud se nedalo odečíst ze stejného měření, bylo snímáno za zrcadlem, které mělo vysokou odrazivost v oblasti 1,9-2,3  $\mu\text{m}$  a propustnost  $T > 94 \%$  na 1,7  $\mu\text{m}$ .

Pro zaznamenání profilu generovaných svazků byla použita kamera Pyrocam IV s označením PY-IV-C-A od firmy Spiricon. Snímky profilů se zaznamenávaly po odrazu od skleněné kostky s  $R \approx 4 \%$ . Před kameru byl umístěn germaniový filtr.

### 3.3.2 Metoda ostré hrany

Při měření parametru  $M^2$  jsme používaly metodu ostré hrany. Na fotografii 3.1 vidíme experimentální uspořádání experimentu. Po odrazu od skleněné kostky s  $R \approx 4 \%$  byl svazek fokusován zrcadlem o zakřivení  $r = -150 \text{ mm}$ . Břitva byla připevněna k posuvným motorkům GCD-104150M značky Daheng optics pohybující se v ose z a 8MT173-20 značky



Obrázek 3.1: Metoda ostré hrany - 5 fokuzální optika pro čerpací záření, 4 - mikročipy, 3 - skleněná kostka, 2 - kulové zrcadlo, 1 - sonda pro měření výkonu, neoznačená břitva připevněná k motorkům

Standa pro pohyb v ose y. Pomocí kontrolerů Standa 8SMC5-USB-B8-1 bylo realizováno připojení k PC. Intenzitu průchozí části svazku snímala výkonová sonda S401C od firmy Thorlabs s rozsahem 200 nm až 10,6  $\mu\text{m}$ . Pohyb břitvy a měření výkonu byly prováděny automaticky pomocí skriptu v programu Matlab.

# Kapitola 4

## Výsledky experimentální části

### 4.1 Spektroskopické charakteristiky

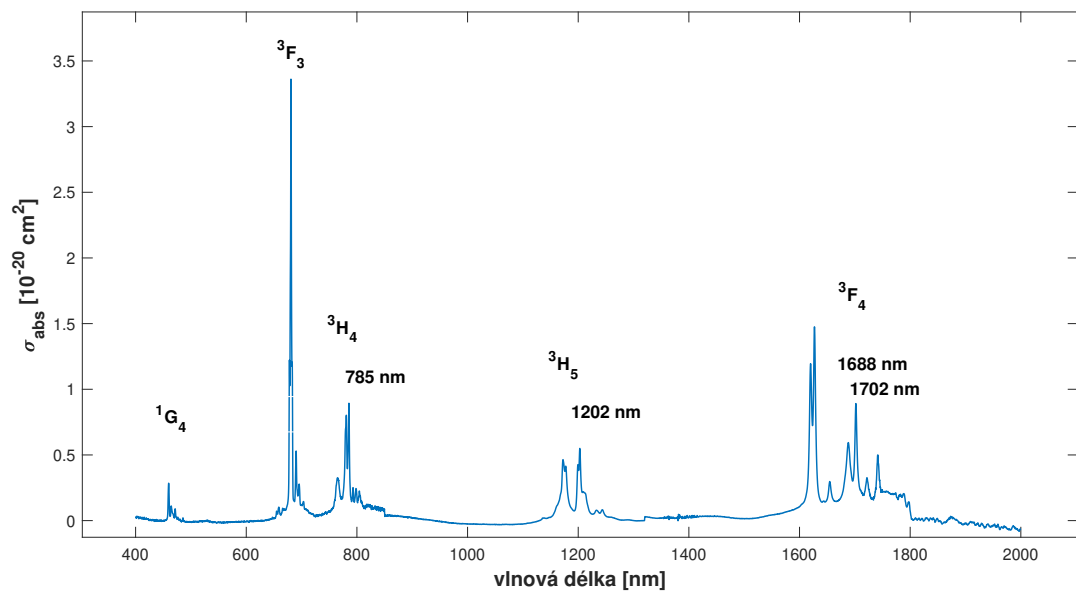
Byla naměřena transmisní spektra pro všechny vzorky a pomocí vztahu 3.1 účinný absorpční průřez. Účinný absorpční průřez vzorku s atomární koncentrací 1,21 % pro vlnové délky 400-2000 nm je zobrazen na obrázku 4.1. Maxima pro všechny vzorky se nacházela na stejných vlnových délkách, proto je zde uvedeno pouze jedno spektrum.

Hodnoty vypočtených absorpčních koeficientů pro zajímavé vlnové délky – vlnová délka běžného čerpání na 786,5 nm a dvě maxima absorpce na 1688 nm a 1702 nm, která jsou blízká čerpacímu záření používanému k buzení mikročipů v další části. Absorpční koeficienty byly vypočteny podle vztahu 3.2 a na obrázku 4.2 vidíme, že jsou lineárně závislé na atomární koncentraci.

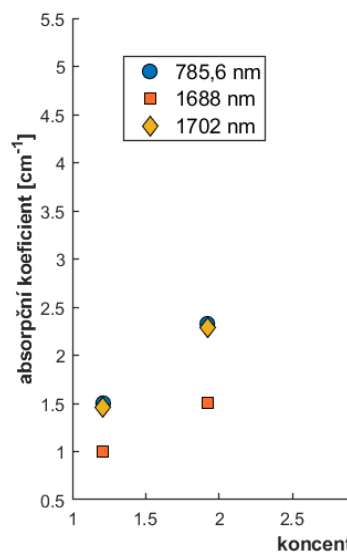
V další části jsme měřili dobu dohasínání fluorescence. Ze vztahu 3.3 jsme získali hodnoty doby dohasínání fluorescece. Naměřené výsledky pro hladinu  ${}^3F_4$  a  ${}^3H_4$  vidíme na obrázku 4.3, rep. 4.4. Vyznačené chyby jsou chybami fitu. Odezva soustavy fotodiody a osciloskopu byla určena jako 2  $\mu$ s pro hladinu  ${}^3H_4$  a 50  $\mu$ s pro měření dohasínání fluorescence hladiny  ${}^3F_4$ . Trend závislosti doby dohasínání fluorescence na vlnové délce odpovídá délkám života na hladině [10].

Dále bylo změřeno fluorescenční spektrum Tm:YAG při čerpání vlnovou délkou 786,5nm. Fluorescenční spektrum na obrázku 4.5 je složeno z dat všech tří použitých spektrometrů a je po částech normalizováno. Spektra se pro jednotlivé vzorky Tm:YAG nelišila, a proto uvádíme pouze výsledky měření se vzorkem o atomární koncentraci 1,21 %. Na obrázku 4.5 je znázorněna čerpací vlnová délka. Její zvýrazněná dvojnásobná hodnota představuje

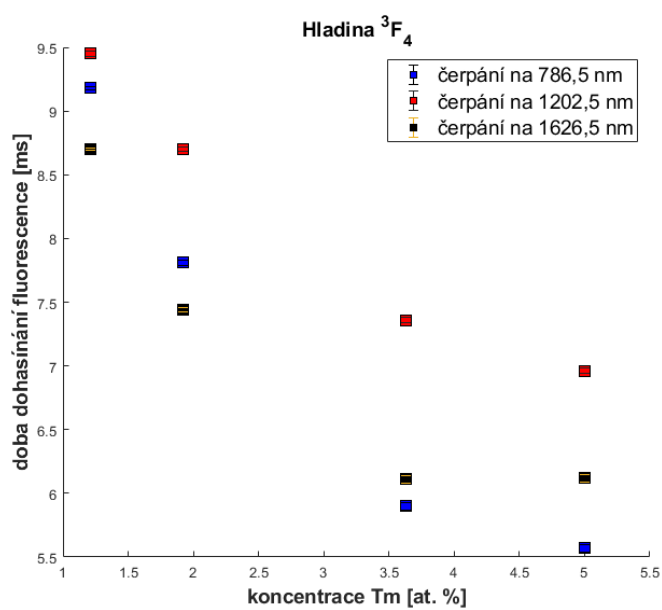
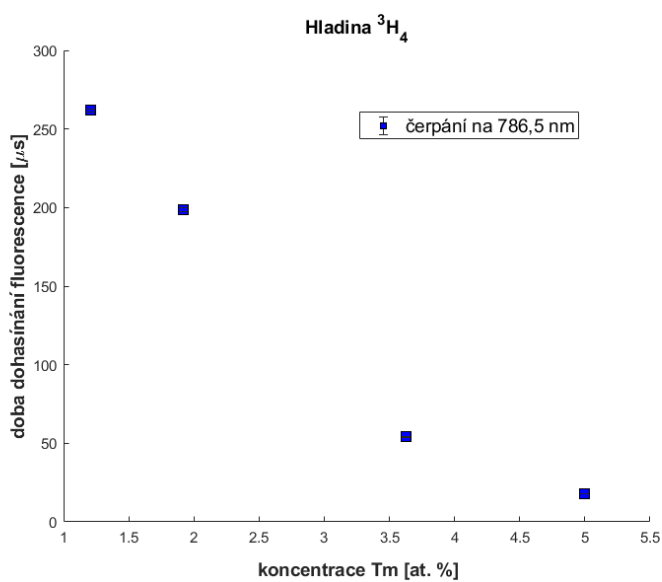




Obrázek 4.1: Absorpční účinný průřez vypočtený z transmisního spektra vzorku Tm:YAG s atomární koncentrací 1,21 % s popisem hladin, kterým jednotlivé absorpční pásy odpovídají a zajímavými maximy účinného absorpčního průřezu



Obrázek 4.2: Vypočítané absorpční koeficienty vzorků Tm:YAG v závislosti na atomární koncentraci iontů thulia

Obrázek 4.3: Doba dohasínání fluorescence na horní laserové hladině  ${}^3F_4$ Obrázek 4.4: Doba dohasínání fluorescence z hladiny  ${}^3H_4$  při čerpání na 786,5 nm

detekci druhého difrakčního řádu čerpacího zařízení z mřížky spektrometru.

## 4.2 Charakteristiky mikročipových laserů

Na obrázku 4.7 je zachycena závislost amplitudového výkonu mikročipového laseru bez koncovek na dopadajícím amplitudovém výkonu laserové diody. Protože účinnost zůstává stejná, dá se usoudit, že je mikročip dostatečně odolný, aby mohl být provozován v kontinuálním režimu.

Na obrázku 4.6 je znázorněno emisní spektrum mikročipového laseru. Spektra se při použití různých mikročipů nijak podstatně nelišila. Centrální vlnová délka byla 2013 nm a šířka emisního spektra odpovídala rozlišení spektrometru.

### 4.2.1 Mikročip bez koncovek

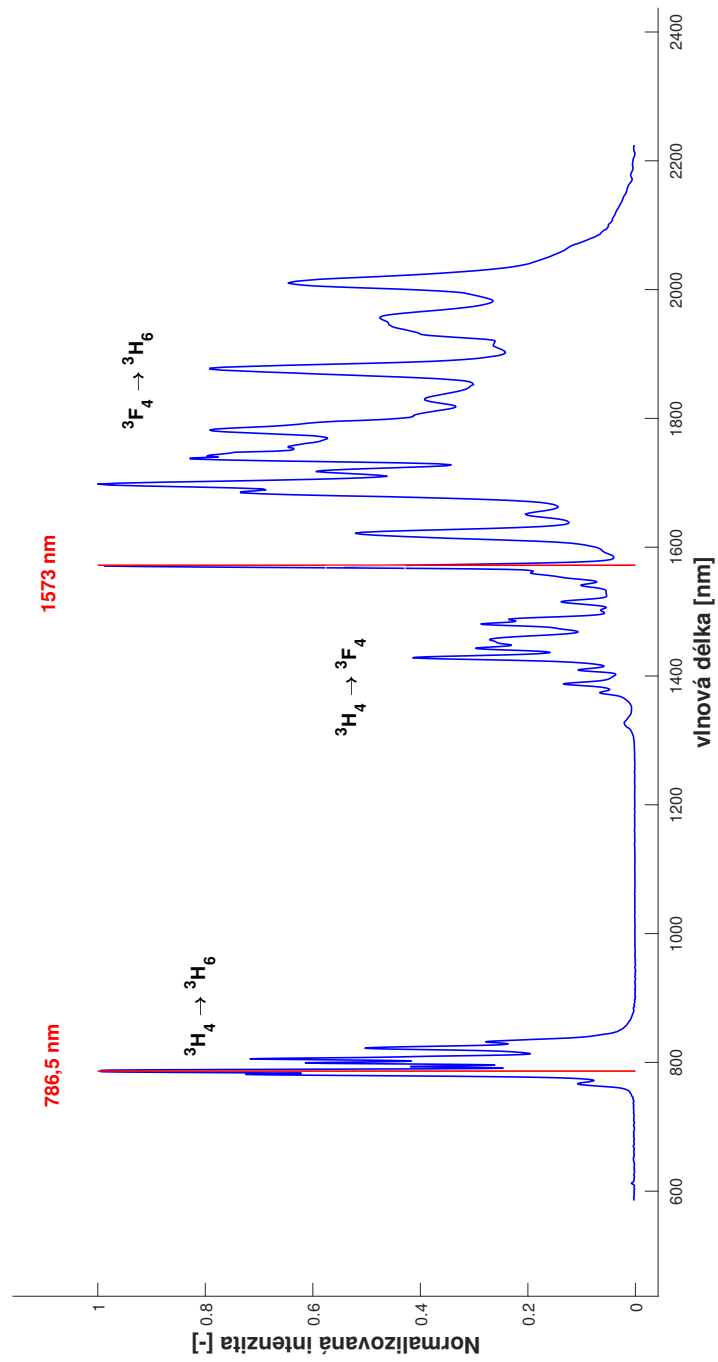
Obrázek 4.8 zachycuje výkonovou charakteristiku mikročipového laseru bez koncovek při kontinuálním režimu. Mikročipový laser bez koncovek dosáhl účinnosti vůči absorbovanému čerpacímu záření 57 % a jeho práh generace byl 0,34 W. Účinnost laseru vůči dopadajícímu záření byla 35 % a prahový výkon měl hodnotu. Hodnota parametru  $M^2$  pro tento laser byla pro nejintenzivnější čerpání 5,9. Maximální výstupní výkon byl 7,1 W.

### 4.2.2 Mikročip s koncovkou

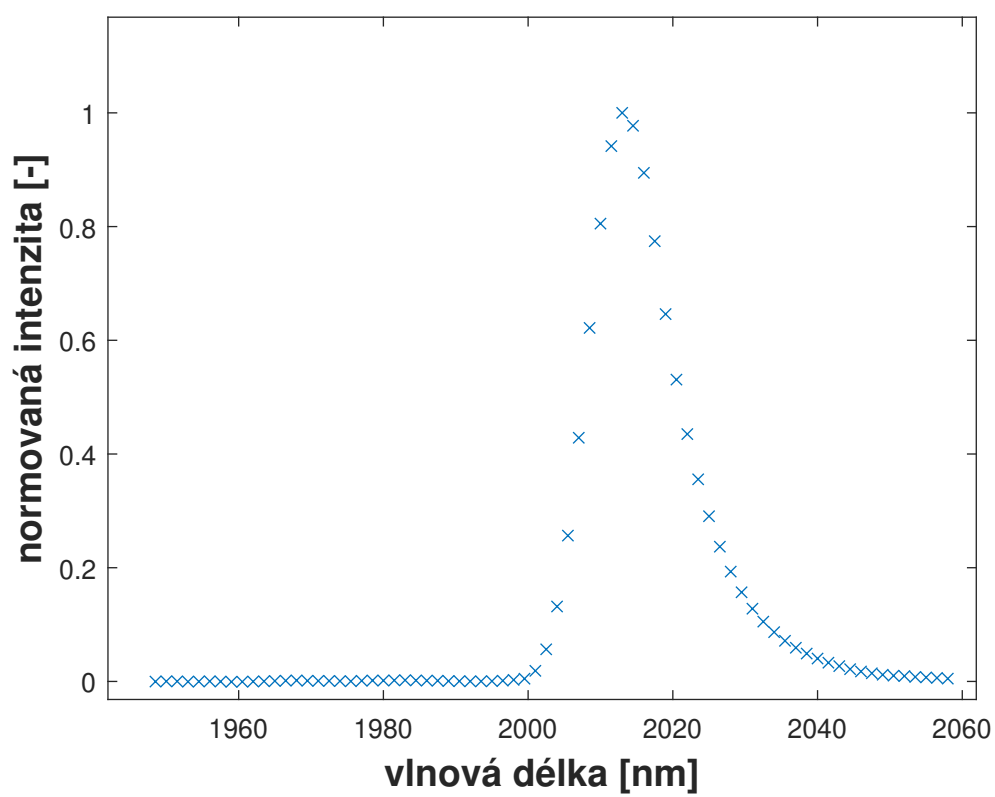
Na obrázku 4.10b vidíme závislost výkonu mikročipového laseru s jednou koncovkou na absorbovaném a dopadajícím čerpacím výkonu. Tento laser má účinnost vůči absorbovanému čerpacímu výkonu rovnu 60 % s prahem generace 0,43 W a hodnotu účinnosti vůči dopadajícímu výkonu 37 % s prahovým dopadajícím výkonem 1,97 W. Na obrázcích 4.12 vidíme snímky profilu svazku tohoto laseru. Hodnota  $M^2$  pro nejsilnější čerpání byla 3,3. Nejvyšší dosažený výstupní výkon byl 8,1 W.

### 4.2.3 Mikročip s dvěma koncovkami

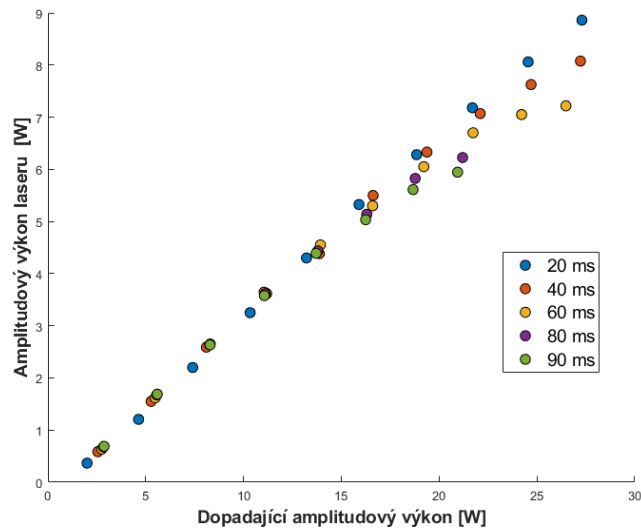
Výkonové charakteristiky mikročipového laseru s dvěma koncovkami jsou k nahlédnutí na obrázku 4.10. Účinnost vůči absorbovanému výkonu byla 60 % s prahem generace 0,43 W. Účinnost počítaná vůči dopadajícímu výkonu pak byla 37 % a práh generace dosahoval



Obrázek 4.5: Fluorescenční spektrum vzorku Tm:YAG s koncentrací 1,21 %, zvýrazněnou čerpací vlnovou délkou 786,5 nm, jejím dvojnásobkem 1573 nm a přechody, které odpovídají jednotlivým pásům



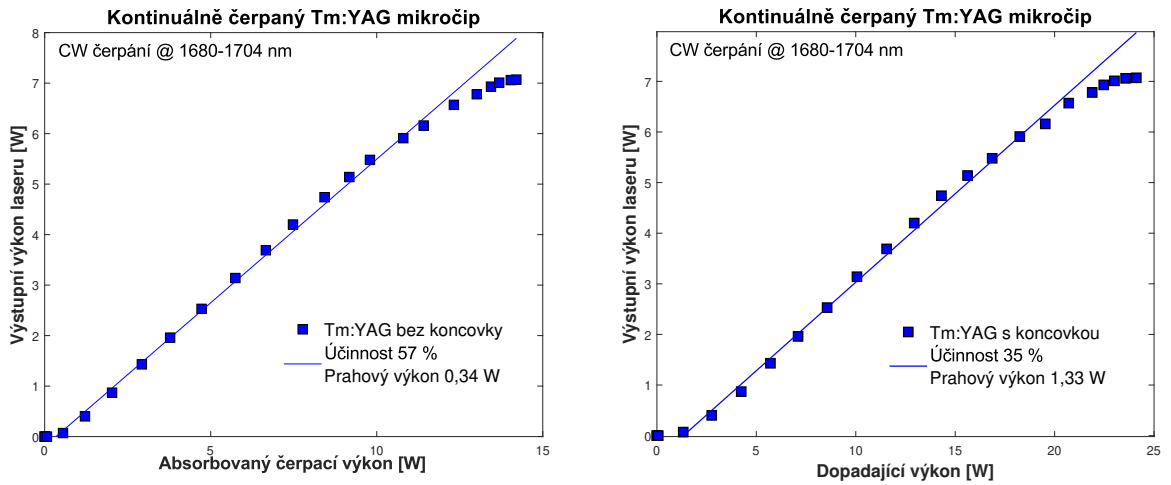
Obrázek 4.6: Emisní spektrum mikročipových laserů



Obrázek 4.7: Amplitudový výkon laseru v závislosti na amplitudovém výkonu čerpací diody pro prodlužující se délky pulsů od 20 ms až do 90 ms.

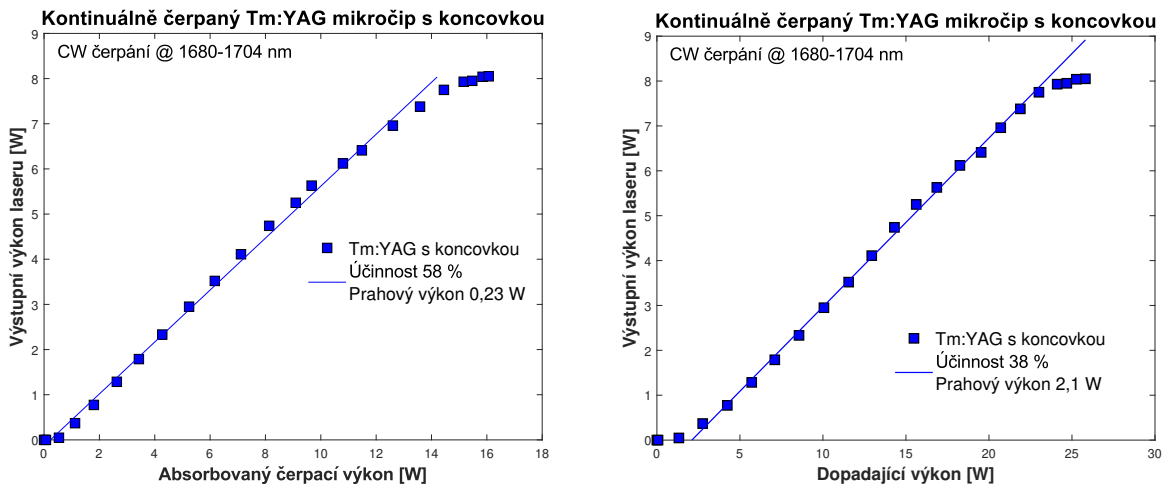
hodnoty 1,97 W. Jak lze vidět i ze snímků profilu svazku 4.13, svazek měl dobrou kvalitu a i při nejvyšším čerpacím výkonu byl parametr  $M^2$  roven 3,4. Maximální výstupní výkon byl 8,4 W.

Z předešlých charakteristik je zřejmé, že přítomnost koncovek neměla velký vliv na účinnost ani emisní spektrum, ale v souladu s rešerší bylo díky lepšímu tepelnému odvádění dosažena lepší kvalita svazku. Přidáním jedné koncovky se  $M^2$  snížil téměř o polovinu. Lepší odvádění tepla také zřejmě přispělo k lehkému navýšení maximálního výstupního výkonu.



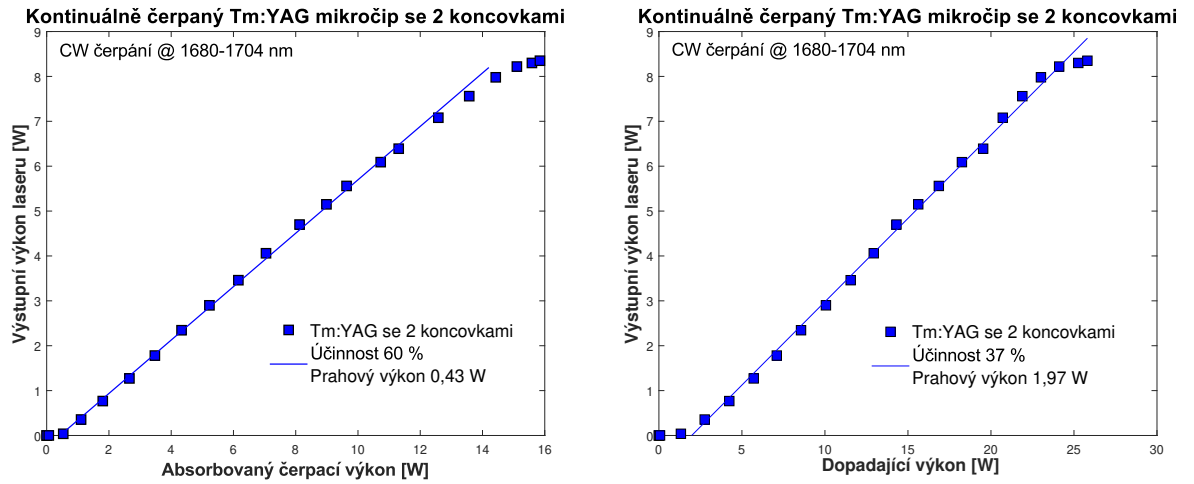
(a) Závislost výstupního výkonu laseru na absorbovaném čerpacím výkonu (b) Závislost výstupního výkonu laseru na dopadajícím čerpacím výkonu

Obrázek 4.8: Výkonové charakteristiky mikročipového laseru bez koncovek



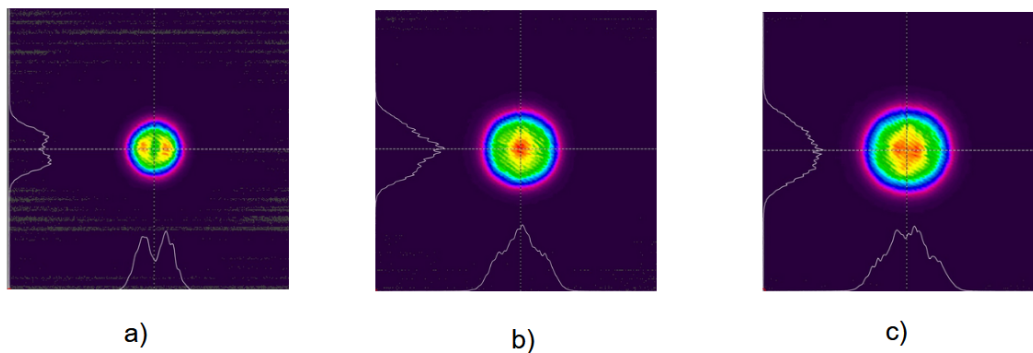
(a) Závislost výstupního výkonu laseru na absorbovaném čerpacím výkonu (b) Závislost výstupního výkonu laseru na dopadajícím čerpacím výkonu

Obrázek 4.9: Výkonové charakteristiky mikročipového laseru s koncovkou



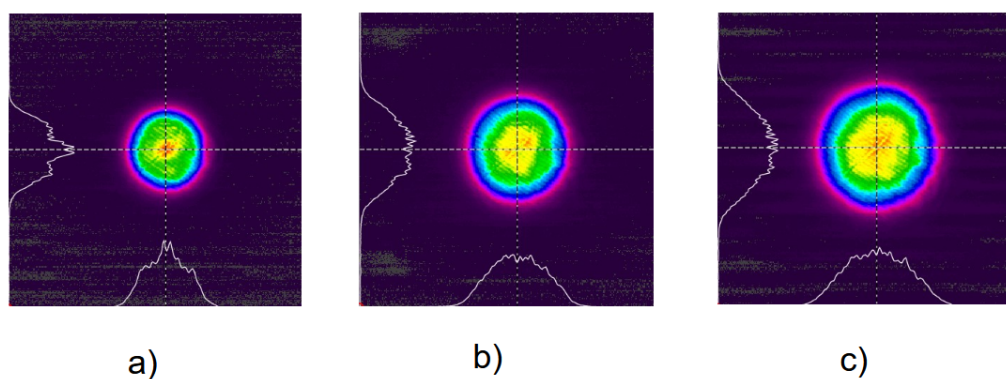
(a) Závislost výstupního výkonu laseru na absorbovaném čerpacím výkonu (b) Závislost výstupního výkonu laseru na dopadajícím čerpacím výkonu

Obrázek 4.10: Výkonové charakteristiky mikročipového laseru s dvěma koncovkami

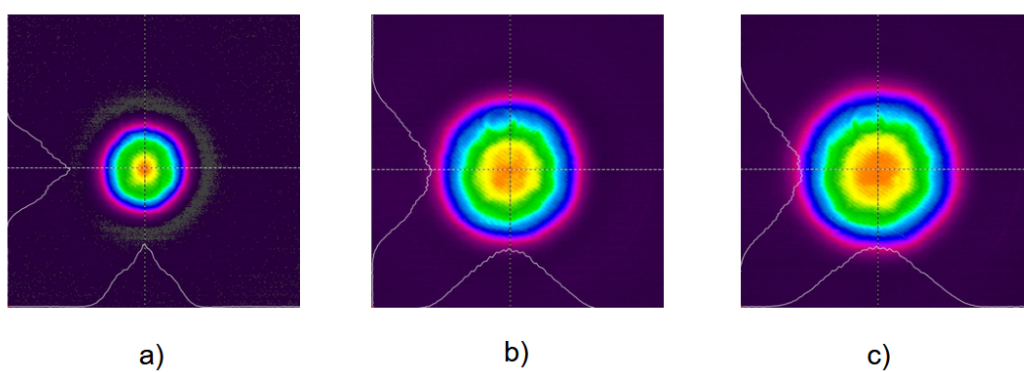


Obrázek 4.11: Příčný profil svazku mikročipu bez koncovek měřený ve vzdálenosti 42,1 cm při čerpací výkonu a) 11,6 W b) 18,3 W a c) 24,1 W

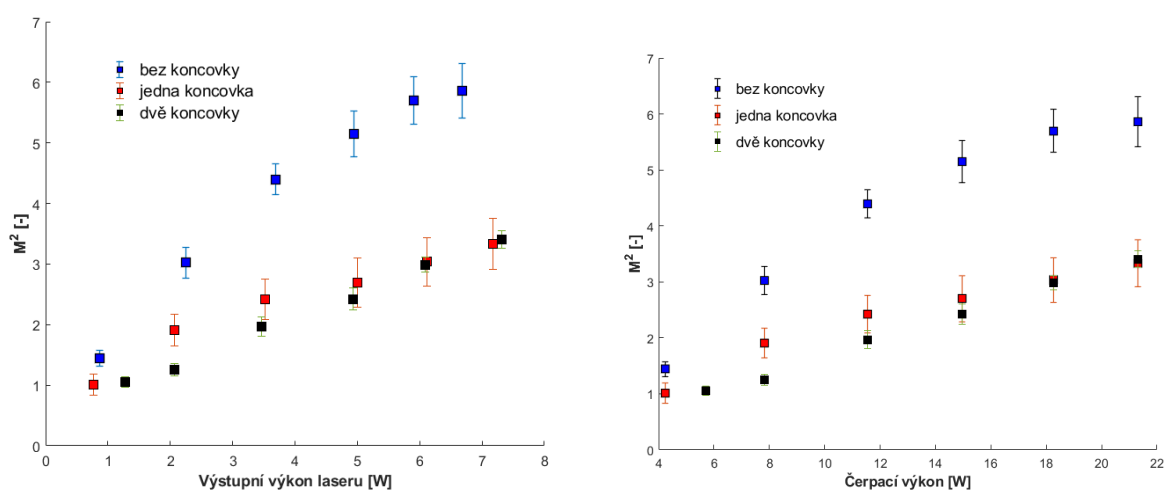




Obrázek 4.12: Příčný profil svazku mikročipu s jednou koncovkou měřený ve vzdálenosti 44,5 cm při čerpací výkonu a) 11,6 W b) 18,3 W a c) 24,1 W



Obrázek 4.13: Příčný profil svazku mikročipu se dvěma koncovkami měřený ve vzdálenosti 45,8 cm při čerpací výkonu a) 7,8 W b) 18,3 W a c) 24,1 W



(a) v závislosti na výkonu laseru

(b) v závislosti na dopadajícím čerpacím výkonu

Obrázek 4.14: Hodnoty parametru kvality svazku  $M^2$

# Závěr

V rámci této bakalářské práce byla provedena rešerše na téma diodově čerpaných pevnolátkových laserů s aktivním prostředím na bázi iontů thulia. Dalším cílem bylo popsat spektroskopické vlastnosti dostupných vzorků Tm:YAG, sestavit pevnolátkový laser na bázi dostupných mikročipů čerpaný diodově na 1,7  $\mu\text{m}$ . Posledním cílem bylo naměřit základní vlastnosti tohoto laseru.

V rešeršní části byl zpracován úvod do fungování laserů, procesy absorpce a emise a vznik inverze hladin. Také byla rozebrána tematika pevnolátkových iontových laserů. Rešerše se zaměřila na aktivní prostředí s ionty thulia a byly blíže popsány možnosti buzení thuliových iontů v matici YAG.

V experimentální části byly popsány měření, použité přístroje a postupy zpracování výsledků. Cílem bylo popsání spektroskopických vlastností čtyř dostupných vzorků Tm:YAG, přičemž byly proměřeny emisní a absorpční spektrum a doba doznívání fluorescence. Dále byl sestaven laser s využitím mikročipů Tm:YAG a byly proměřeny jejich základní vlastnosti.

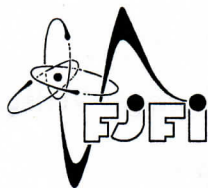
Závěrem mohu konstatovat, že všechny body zadání bakalářské práce byly splněny. Výsledky měření s mikročipovými lasery Tm:YAG byly prezentovány na konferenci SPIE Photonics West 2022.

# Literatura

- [1] HITZ, C. B., EWING, J. J., HECHT, J.: *Introduction to Laser Technology*, John Wiley & Sons, Apr. 2012, ISBN 978-1-118-21948-5, google-Books-ID: DIWAILD6XUoC.
- [2] VRBOVÁ, M., GAVRILOV, P., JELÍNKOVÁ, H.: *Úvod do laserové techniky*, České vysoké učení technické, 1994, ISBN 978-80-01-01108-9, google-Books-ID: 1E2KAAAACAAJ.
- [3] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*, Springer, Nov. 2007, ISBN 978-0-387-29338-7, google-Books-ID: 0R7EzFKC0eQC.
- [4] PASCHOTTA, R.: *Field Guide to Lasers*, SPIE Press, 2008, ISBN 978-0-8194-6961-8, google-Books-ID: JPfUwAEACAAJ.
- [5] SVELTO, O.: *Principles of Lasers*, Springer Science & Business Media, Mar. 2010, ISBN 978-1-4419-1302-9, google-Books-ID: ioywRI5W2HEC.
- [6] POWELL, R. C.: *Physics of Solid-State Laser Materials*, Springer Science & Business Media, Mar. 1998, ISBN 978-1-56396-658-3, google-Books-ID: 7vww3hojlaYC.
- [7] SANGHERA, J., KIM, W., VILLALOBOS, G., SHAW, B., BAKER, C., FRANTZ, J., SADOWSKI, B., AGGARWAL, I.: Ceramic Laser Materials, *Materials*, Feb. 2012, **vol. 5(2)**, pp. 258–277, ISSN 1996-1944, doi:10.3390/ma5020258, URL <https://www.mdpi.com/1996-1944/5/2/258>, number: 2 Publisher: Molecular Diversity Preservation International.
- [8] RYBA-ROMANOWSKI, W., LISIECKI, R., JELINKOVÁ, H., ŠULC, J.: Thulium-doped vanadate crystals: Growth, spectroscopy and laser performance, *Progress in Quantum Electronics*, Sep. 2011, **vol. 35(5)**, pp. 109–157, ISSN 00796727, doi:10.1016/

- j.pquantelec.2011.06.001, URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0079672711000206>.
- [9] HONEA, E., BEACH, R., SUTTON, S., SPETH, J., MITCHELL, S., SKIDMORE, J., EMANUEL, M., PAYNE, S.: 115-W Tm:YAG diode-pumped solid-state laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Sep. 1997, **vol. 33(9)**, pp. 1592–1600, ISSN 1558-1713, doi:10.1109/3.622641, conference Name: IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [10] ARMAGAN, G., BUONCRISTIANI, A. M., DI BARTOLO, B.: Excited state dynamics of thulium ions in Yttrium Aluminum Garnets, *Optical Materials*, Jan. 1992, **vol. 1(1)**, pp. 11–20, ISSN 0925-3467, doi:10.1016/0925-3467(92)90012-C, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/092534679290012C>.
- [11] TISEANU, C., LUPEI, A., LUPEI, V.: Energy levels of Tm<sup>3+</sup> in yttrium aluminium garnet, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Oct. 1995, **vol. 7(44)**, p. 8477, ISSN 0953-8984, doi:10.1088/0953-8984/7/44/016, URL <https://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/7/44/016>.
- [12] BOLLIG, C., CLARKSON, W. A., HAYWARD, R. A., HANNA, D. C.: Efficient high-power Tm:YAG laser at 2 m, end-pumped by a diode bar, *Optics Communications*, Aug. 1998, **vol. 154(1)**, pp. 35–38, ISSN 0030-4018, doi:10.1016/S0030-4018(98)00311-3, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401898003113>.
- [13] STONEMAN, R. C., ESTEROWITZ, L.: Efficient, broadly tunable, laser-pumped Tm:YAG and Tm:YSGG cw lasers, *Optics Letters*, May 1990, **vol. 15**, pp. 486–488, ISSN 0146-9592, doi:10.1364/OL.15.000486, URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990OptL...15..486S>, aDS Bibcode: 1990OptL...15..486S.
- [14] WANG, C., NIU, Y., DU, S., ZHANG, C., WANG, Z., LI, F., XU, J., BO, Y., PENG, Q., CUI, D., ZHANG, J., XU, Z.: High-power diode-side-pumped rod Tm:YAG laser at 2.07m, *Applied Optics*, Nov. 2013, **vol. 52(31)**, pp. 7494–7497, ISSN 2155-3165, doi:10.1364/AO.52.007494, URL <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-52-31-7494>, publisher: Optica Publishing Group.

- [15] WANG, Y., SHEN, D., CHEN, H., ZHANG, J., QIN, X., TANG, D., YANG, X., ZHAO, T.: Highly efficient Tm:YAG ceramic laser resonantly pumped at 1617 nm, *Optics letters*, Dec. 2011, **vol. 36**, pp. 4485–7, doi:10.1364/OL.36.004485.
- [16] DOROSHENKO, M. E., PAPASHVILI, A. G., DUNAEVA, E. E., IVLEVA, L. I., OSIKO, V. V., JELINKOVA, H., SULC, J., NEMEC, M.: Spectroscopic and laser properties of SrMoO<sub>4</sub>:Tm<sup>3+</sup> crystal under 1700-nm laser diode pumping, *Optical Materials*, Oct. 2016, **vol. 60**, pp. 119–122, ISSN 0925-3467, doi:10.1016/j.optmat.2016.07.020, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925346716303676>.
- [17] SHA, J. J., SHEN, D. Y., ZHAO, T., YANG, X. F.: High power and highly efficient operation of a Tm:YAG laser in-band pumped at 1617 nm, *Laser Physics Letters*, May 2013, **vol. 10(7)**, p. 075801, ISSN 1612-202X, doi:10.1088/1612-2011/10/7/075801, URL <https://dx.doi.org/10.1088/1612-2011/10/7/075801>, publisher: IOP Publishing.
- [18] ZAYHOWSKI, J. J.: Microchip lasers1This work was sponsored by the Department of the Air Force under Air Force Contract #F19628-95C-0002.1, *Optical Materials*, Jan. 1999, **vol. 11(2)**, pp. 255–267, ISSN 0925-3467, doi:10.1016/S0925-3467(98)00048-2, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925346798000482>.
- [19] MOLVA, E.: Microchip lasers and their applications in optical microsystems, *Optical Materials*, Jan. 1999, **vol. 11(2)**, pp. 289–299, ISSN 0925-3467, doi:10.1016/S0925-3467(98)00050-0, URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925346798000500>.
- [20] TSUNEKANE, M., TAGUCHI, N., INABA, H.: Improvement of thermal effects in a diode-end-pumped, composite Tm:YAG rod with undoped ends, *Applied Optics*, Mar. 1999, **vol. 38(9)**, pp. 1788–1791, ISSN 2155-3165, doi:10.1364/AO.38.001788, URL <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-38-9-1788>, publisher: Optica Publishing Group.



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

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

*Student:* Veronika Čírtková  
*Studijní program:* Aplikace přírodních věd  
*Obor:* Fyzikální elektronika  
*Akademický rok:* 2021/2022  
*Název práce:* Tm:YAG mikročipový laser diodově čerpaný na 1,7  $\mu\text{m}$   
(česky)  
*Název práce:* Tm:YAG microchip laser diode pumped at 1.7  $\mu\text{m}$   
(anglicky)

*Cíl práce:*

Cílem práce je seznámit se s vlastnostmi thuliem dopovaných pevnolátkových aktivních prostředí využívaných pro generaci záření v okolí vlnové délky 2  $\mu\text{m}$  a s konstrukcí thuliových laserů rezonančně diodově čerpaných na vlnové délce 1,7  $\mu\text{m}$ . Úkolem je prozkoumat spektroskopické vlastnosti krystalu Tm:YAG z hlediska možnosti rezonančního čerpání a s pomocí laserové diody, vyzařující na vlnové délce kolem 1,7  $\mu\text{m}$ , a dostupných krystalů Tm:YAG zrealizovat a charakterizovat mikročipový laser Tm:YAG.

*Pokyny pro vypracování:*

1. Proveďte rešerši na téma diodově čerpané pevnolátkové lasery s aktivním prostředím na bázi iontů thulia. Zaměřte se na způsoby buzení 2  $\mu\text{m}$  laserového přechodu  $\text{Tm}^{3+}$  a na možnost rezonančního čerpání.
2. U dostupných vzorků krystalu Tm:YAG, určených pro spektroskopii, proměřte jejich spektroskopické vlastnosti, konkrétně absorpční a emisní spektrum a dobu doznívání fluorescence. Porovnejte je s údaji dostupnými v literatuře.
3. Sestavte pevnolátkový laser na bázi dostupných mikročipů Tm:YAG. K čerpání použijte laserovou diodu, vyzařující na vlnové délce blízké 1,7  $\mu\text{m}$ .
4. Naměřte základní vlastnosti tohoto laseru: pracovní vlnovou délku, časovou a výkonovou charakteristiku a prostorovou strukturu generovaného svazku.

*Doporučená literatura:*

1. Koechner W., Solid State Laser Engineering, 6th ed. New York: Springer-Verlag, 2006.
2. Svelto O., Principles of Lasers, 5th ed. Boston, MA: Springer US, 2010.
3. Honea, E. C., Beach R. J., Sutton S. B., Speth J. A., Mitchell S. C., Skidmore J. A., Emanuel M. A., Payne S. A., 115-W Tm: YAG diode-pumped solid-state laser, IEEE Journal of Quantum Electronics, 33, 9, 1592–1600, 1997.
4. Wang Y., Shen D., Chen H., Zhang J., QIN X., Tang D., Yang X., Zhao, T., Highly efficient Tm: YAG ceramic laser resonantly pumped at 1617 nm, Optics Letters, 36, 23, 4485–4487, 2011.
5. Molva E., Microchip lasers and their applications in optical microsystems. Optical Materials, 11, 2-3, 289–299, 1999.

*Jméno a pracoviště vedoucího práce:*

**Ing. Jan Kratochvíl**

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

*Jméno a pracoviště konzultanta:*

**Ing. Jan Šulc, Ph.D.**

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

*Datum zadání bakalářské práce:* 15. říjen 2021

*Termín odevzdání bakalářské práce:* 7. červenec 2022

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....  
*Garant oboru*



.....  
*Vedoucí katedry*





.....  
*Děkan*

V Praze dne 15. 10. 2021