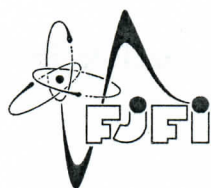


České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyzikální elektroniky

**Teplotní závislost absorpčních
a emisních účinných průřezů optických
vláken dopovaných thuliem**

Diplomová práce

Autor práce: Bc. Bára Jiříčková
Vedoucí práce: doc. Ing. Pavel Peterka, Ph.D.
Konzultant: Ing. Jan Šulc, Ph.D.
Akademický rok: 2022/2023



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

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student: Bc. Bára Jiříčková
Studijní program: Fyzikální elektronika
Specializace: Laserová fyzika a technika
Akademický rok: 2022/2023
Název práce: Teplotní závislost absorpčních a emisních účinných průřezů optických vláken dopovaných thuliem
(česky)
Název práce: Temperature dependence of absorption and emission cross-section spectra of thulium-doped optical fibers
(anglicky)
Jazyk práce: Čeština

Cíl práce:

Cílem je měření spektrálního průběhu absorpčního a emisního účinného průřezu a závislosti účinného průřezu na teplotě. Součástí práce bude rovněž měření teplotní závislosti fluorescenční doby života. Práce zahrnuje sestavení a úpravy experimentální aparatury a experimentální charakterizaci vláken dopovaných prvky vzácných zemin připravených v laboratoři technologie optických vláken Ústavu fotoniky a elektroniky AV ČR, v.v.i. (ÚFE).

Pokyny pro vypracování

1. Seznamte se se současným stavem problematiky vláknových zesilovačů s thuliem dopovanými optickými vlákny.
2. Upravte aparaturu pro zahřívání vlákna a měření teploty v rozsahu -15 až 300 °C tak, aby bylo možné měřit jak účinné průřezy, tak fluorescenční dobu života v závislosti na teplotě.
3. Změřte absorpční a emisní účinné průřezy thuliem dopovaných optických vláken pro přechody ${}^3\text{H}_6 \leftrightarrow {}^3\text{F}_4$ a ${}^3\text{H}_6 \leftrightarrow {}^3\text{H}_4$.

4. Změřte teplotní závislost fluorescenční doby života ${}^3\text{H}_4$ a odhadněte z ní teplotní závislost koeficientu popisující transfer energie mezi dvěma thuliovými ionty pomocí křížové relaxace ${}^3\text{H}_4, {}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4, {}^3\text{F}_4$.
5. Vyhodnoťte a interpretuje získané výsledky, proveďte diskuzi výsledků na základě dostupné odborné literatury.

Doporučená literatura:

1. Kamrádek M., Kašík I., Aubrecht J., Mrázek J., Podrazký O., Cajzl J., Vařák P., Kubeček V., Peterka P., and Honzátko P., Nanoparticle and solution doping for efficient holmium fiber lasers [Invited paper], IEEE Photonics J. 11(5), 7103610, 2019.
2. Vařák P., Kašík I., Peterka P. et al., Heat treatment and fiber drawing effect on the luminescence properties of RE-doped optical fibers (RE:Yb, Tm, Ho), Opt. Express. 30, 10050–10062, 2022.
3. Kamrádek M, Aubrecht J, Vařák P, et al., Energy transfer coefficients in thulium-doped silica fibers. Opt Mater Express 11,1805–1814, 2021.
4. Turri G, Sudesh V, Richardson M, et al., Temperature-dependent spectroscopic properties of Tm^{3+} in germanate, silica, and phosphate glasses: A comparative study. J. Appl. Phys. 103, 093104, 2008.
5. Moore S.W., Barnett T., Reichardt T.A., Farrow R.L., Optical properties of Yb^{3+} -doped fibers and fiber lasers at high temperature. Optics Communications 284, 5774–5780, 2011.

Jméno a pracoviště vedoucího práce:

doc. Ing. Pavel Peterka, Ph.D.

Ústav fotoniky a elektroniky Akademie věd ČR, v.v.i.

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Jan Šulc, Ph.D.

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

Datum zadání: 12. říjen 2022

Datum odevzdání: 3. květen 2023

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

Prichty Ivan

Garant programu

Prichty Ivan

Vedoucí katedry

V. K.

Děkan

V Praze dne 12.10.2022



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

Praha, 2. května 2023

Bára Jiříčková



Název práce:

Teplotní závislost absorpčních a emisních účinných průřezů optických vláken dopovaných thuliem

Autor: Bc. Bára Jiříčková

Obor: Fyzikální elektronika – laserová fyzika a technika

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: doc. Ing. Pavel Peterka, Ph.D.

Konzultant: Ing. Jan Šulc, Ph.D.

Abstrakt: Tato práce je věnována spektroskopickým změnám v křemenných vláknech dopovaných ionty thulia během jejich zahřívání. Výsledkem je sada spektroskopických parametrů těchto vláken, zahrnující účinné průřezy, fluorescenční doby života a odhad koeficientu k_{3011} popisující proces křížové relaxace. Výsledky jsou určeny pro modelování thuliových vláknových laserů

Klíčová slova: Vláknové lasery, thulium, vláknové zesilovače

Title:

Temperature dependence of absorption and emission cross-section spectra of thulium-doped optical fibers

Author: Bc. Bára Jiříčková

Branch: Physical electronics – laser physics and technology

Thesis: Master thesis

Thesis supervisor: doc. Ing. Pavel Peterka, Ph.D.

Supervisor: Ing. Jan Šulc, Ph.D.

Abstract: This thesis is devoted to spectroscopic changes in thulium-doped silica fibers during their heating. The result is a set of spectroscopic parameters of these fibers, including cross sections, fluorescence lifetimes and estimation of the coefficient k_{3011} describing the cross relaxation process. Results are intended for modeling thulium fiber lasers.

Key words: Fiber lasers, Thulium, Optical amplifiers

Poděkování

Děkuji doc. Ing. Pavlovi Peterkovi, Ph.D. za vedení mé diplomové práce, za podnětné návrhy a neocenitelné rady, které ji obohatily. Také děkuji Ing. Janu Šulcovi, Ph.D. a Ing. Janu Aubrechtovi, Ph.D. za konzultaci této práce a dalším kolegům z ÚFE AV ČR za pomoc při měření a zpracování dat.

Bára Jíříčková

Obsah

1	Úvod	8
2	Optická vlákna a zesilovače	10
2.1	Optická vlákna	10
2.2	Optická vlákna pro telekomunikace	12
2.3	Thuliové vláknové zesilovače a lasery	13
3	Charakterizace aktivních thuliových vláken	16
3.1	Teplotní závislost spekter	16
3.2	Účinné průřezy	17
3.2.1	Metody výpočtu	18
3.3	Fluorescenční a radiativní doby života	19
3.4	Koeficienty energetického přenosu	20
3.4.1	Teoretické odvození výpočtu	20
4	Popis experimentů	23
4.1	Použité přístroje a pomůcky	23
4.2	Aktivní vlákno	24
4.3	Měření absorpčních spekter	24
4.4	Měření emisních spekter	25
4.4.1	Korekce vazebních členů	26
4.5	Měření fluorescenční doby života	27
4.6	Teplotní závislost	29
5	Experimentální výsledky	31
5.1	Charakterizace aktivních vláken	31
5.2	Absorpční a emisní spektra	31
5.3	Napočítané účinné průřezy	35
5.4	Fluorescenční doby života	37

5.5	Přínos výsledků	40
6	Závěr	41
	Reference	44
	Přílohy	i
A	Článek v Optics Letters	i
B	Příspěvek – konference SPIE OOE 2023	vi
C	Příspěvek – konference CLEO 2023	xii

1 Úvod

Thuliové vláknové lasery a zesilovače jsou významným zdrojem koherentního záření s vysokým výkonem, dobrou kvalitou svazku a vysokou účinností způsobenou tzv. procesem křížové relaxace, kdy jeden absorbovaný čerpací foton na vlnové délce 0,79 μm může vést ke vzniku dvou fotonů na vlnové délce v okolí 2 μm . Generované laserové záření se pohybuje v rozmezí vlnových délek 1,65–2,2 μm , díky čemuž lasery nachází široké uplatnění například v medicíně, průmyslu či optických komunikacích. Potenciál dosažitelného výkonu je však stále nejméně o řád vyšší, než aktuálně publikované výsledky a to již několik let. V laboratorních podmínkách bylo krátkodobě dosaženo výkonu 1 kW už v roce 2010, ale od té doby se maximální výkon podařilo zvýšit jen velmi málo. Omezení výstupního výkonu je způsobeno především přehříváním aktivního vlákna, což má za následek i změnu jeho vlastností. Tato práce je věnována spektroskopickým a luminiscenčním změnám v křemenných vláknech dopovaných ionty thulia během jejich zahřívání.

Práce je rozdělena do šesti kapitol. Rešeršní část obsahuje přehled o principu činnosti a současném stavu poznání zesilovačů s thuliem dopovanými optickými vlákny. Ve druhé kapitole jsou diskutována optická vlákna, zesilovače a lasery s ionty thulia. Další kapitola je zaměřena na charakterizaci thuliem dopovaných optických vláken včetně stručného přehledu metod výpočtu účinných průřezů a teoretický popis předpokládaných pozorovaných změn spektroskopických a luminiscenčních vlastností.

Experimentální se věnuje spektroskopické charakterizaci thuliových vláken. Veškeré experimenty jsou popsány ve čtvrté kapitole. Konkrétně měření absorpčních a emisních spekter a fluorescenční doby života v závislosti na teplotě v rozsahu -196 až 300 °C. Práce zahrnuje návrh a sestavení experimentální aparatury a charakterizaci vláken dopovaných prvky vzácných zemin připravených v laboratoři technologie optických vláken Ústavu fotoniky a elektroniky AV ČR (ÚFE). Získané výsledky jsou uvedeny v páté kapitole a jsou dále využity k dopočítání absorpčních a emisních účinných průřezů a také k odhadu teplotní závislosti koeficientu popisující přenos energie mezi dvěma thuliovými ionty pomocí procesu křížové relaxace. Na závěr, v šesté kapitole, jsou shrnuty veškeré výsledky.

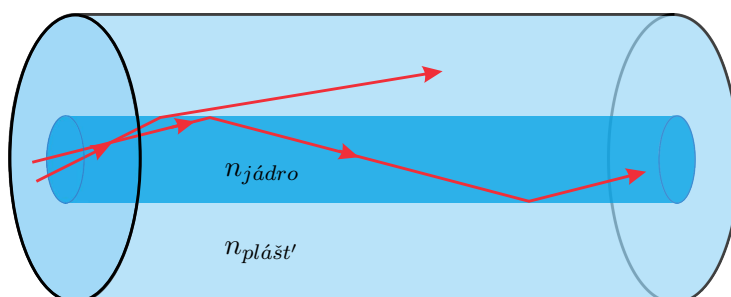
2 Optická vlákna a zesilovače

2.1 Optická vlákna

Optická vlákna představují speciální druh dielektrické struktury fungující jako optický vlnovod. Záření je vedeno v jádře vlákna s vyšším indexem lomu, než je index lomu okolního pláště. Pokud je úhel svazku dopadajícího na rozhraní jádro – plášť větší než kritický úhel¹, dochází k totálnímu odrazu a záření je téměř beze ztrát vedeno vláknem. V opačném případě by část záření při každém odrazu z jádra unikla. Tuto podmínku vyjadřuje vztah [1]:

$$\sin \theta < NA \equiv \sqrt{n_{\text{jádro}}^2 - n_{\text{plášť}}^2}, \quad (1)$$

kde θ je úhel, pod kterým světlo vstupuje ze vzduchu do vlákna, NA se nazývá numerická apertura, $n_{\text{jádro}}$ a $n_{\text{plášť}}$ jsou indexy lomu jádra a pláště. Ilustrace šíření světla optickým vláknem je na Obr. 1 [1].



Obr. 1: Šíření světla optickým vláknem.

Podle počtu módů, které se mohou ve vlákně šířit, rozlišujeme dva typy optických vláken. Vlákna vedoucí jediný mód pro jeden směr polarizace nazýváme jednomódová (SMF²). Průměr jejich jádra se pohybuje kolem 10 μm . Naopak vlákna mnohamódová (MMF³) vedou módů více a průměr jádra mají obvykle větší [1]. Jednomódový režim

¹Úhel dopadu, pro který je úhel lomu = 90° , podle Snellova zákona $\alpha_k = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$, kde α_k je kritický úhel a $n_{1,2}$ jsou indexy lomu obou prostředí, na jejichž rozhraní dochází k lomu.

²SMF – z anglického Single-Mode Fiber

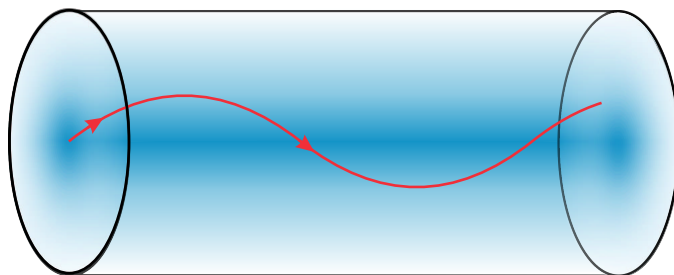
³MMF – z anglického Multi-Mode Fiber

je možné určit podle následujícího vzorce:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} aNA, \quad (2)$$

kde λ je vlnová délka a a poloměr vlákna. Číslo V je normovaná frekvence, která určuje počet vedených módů. Pro šíření právě jednoho módu musí platit $V < 2,405$ [2].

Zmíněná vlákna mají takzvanou skokovou změnu indexu lomu mezi jádrem a pláštěm. Vedle nich se využívají také vlákna gradientní, ve kterých se index lomu mění spojitě. Záření se pak ostře neodráží, ale postupně se ohýbá směrem k ose vlákna. Ilustrace gradientního vlákna je zobrazena na Obr. 2. Díky těmto vláknům je možné dosáhnout menší módové disperze, než u vláken se skokovou změnou indexu lomu [3].

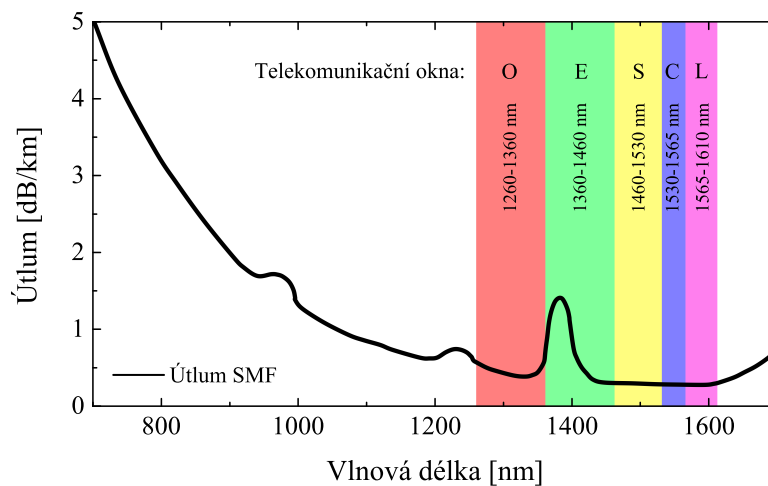


Obr. 2: Ilustrace šíření světla v gradientním vlákně.

Jedna z prvních zmínek o tom, že by se optická vlákna mohla prakticky používat pro telekomunikace, pochází z roku 1966, kdy Ch. K. Kao ve své publikaci predikoval, že optická vlákna mohou mít útlum menší než 20 dB/km [4]. První jednomódové optické vlákno pro telekomunikace připravil v roce 1965 francouzský tým Ericha Spitze, původem z Brna [5, 6]. Vzhledem k jeho velkému útlumu ale nebylo prakticky využitelné. Takové vlákno se podařilo vyrobit až v roce 1970 v laboratořích v Corningu a šlo o titanem dopované křemenné optické vlákno [6, 7]. Dnes se útlum komerčně dostupných optických vláken pohybuje okolo 0,2 dB/km pro vlnovou délku 1550 nm, což je blízke teoretickému limitu 0,15 dB/km [8].

2.2 Optická vlákna pro telekomunikace

Optická vlákna a optické zesilovače hrají klíčovou roli pro vytváření optických komunikací. Díky vláknovým zesilovačům je možné signál zesílit přímo průchodem aktivním vláknem a není potřeba jej konvertovat na elektrický signál pro optoelektronické opakovače. Zároveň také dochází k menším ztrátám mezi vláknovými spoji. První zmínka pochází již z roku 1964, tedy ještě před vyrobením prvního jednomódového optického vlákna, kdy byl představen neodymový vláknový zesilovač [9]. Přesto, že objev optického zesilování přišel poměrně brzy, masivnějšího využití se dočkal až o dvacet let později. Tou dobou bylo zjištěno, že ionty erbia vykazují zisk v telekomunikačním okně okolo vlnové délky 1550 nm, kde se nachází absorpční minimum vody, viz Obr. 3. Následně byla vyvinuta také vhodná laserová dioda pro čerpání těchto systémů, což zajistilo využití erbiem dopovaných vláknových zesilovačů (EDFA⁴) [10, 11]. Vše napomohlo rychlému rozvoji internetu, jehož globálnímu využití následně přispělo také vytvoření vlnového multiplexu, díky kterému dnes dosahují přenosové rychlosti v jednom vlákně až 100 Tb/s [11].

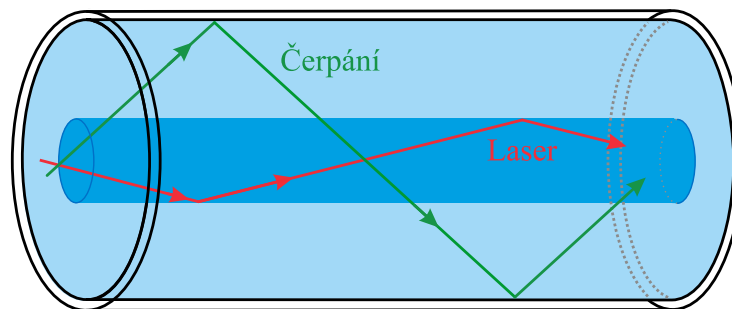


Obr. 3: Útlum SMF se zobrazenými telekomunikačními okny [11].

⁴Z anglického Erbium Doped Fiber Amplifiers

2.3 Thuliové vláknové zesilovače a lasery

Optická vlákna mohou být využita jako zesilovače tehdy, když vykazují zisk převyšující ztráty. Tento zisk je generován díky aktivním iontům, nejčastěji v jádře optického vlákna. Často jde o dopaci prvky vzácných zemin, jako je například erbium, holmium, ytterbium nebo thulium. Takové vlákno se označuje jako aktivní a je následně z obou stran navařeno na vlákna pasivní, tedy bez dopantů, a pomocí vhodných opto-vláknových komponent je do něj navázáno optické čerpání. Pro tyto účely byl zásadní objev metody čerpání přes plášť, který mohl být realizován až díky vynálezu dvouplášťového optického vlákna R. Maurerem [12], které poprvé vyrobil a následně v roce 1988 publikoval E. Snitzer [13]. Takové vlákno je uzpůsobeno pro signál, který se šíří v jádře, a čerpání, které se šíří v mnohamódovém plášti, jak je zobrazeno na Obr. 4. Jelikož záření z laserové diody, která se často využívá pro čerpání, je typicky vedeno mnohamódovým vláknem, po navedení do jednomódového vlákna zesilovače by docházelo ke ztrátám a čerpání by nebylo tak účinné. Oproti tomu při navedení čerpacího záření do vnitřního pláště mohou být excitovány aktivní ionty např. Tm^{3+} v jádře vlákna po celé jeho délce. Pro další navýšení účinnosti čerpání se tato vlákna vyrábějí i s jiným než kruhovým průřezem (např. „kytička“ nebo „stadion“) [11, 14, 15].



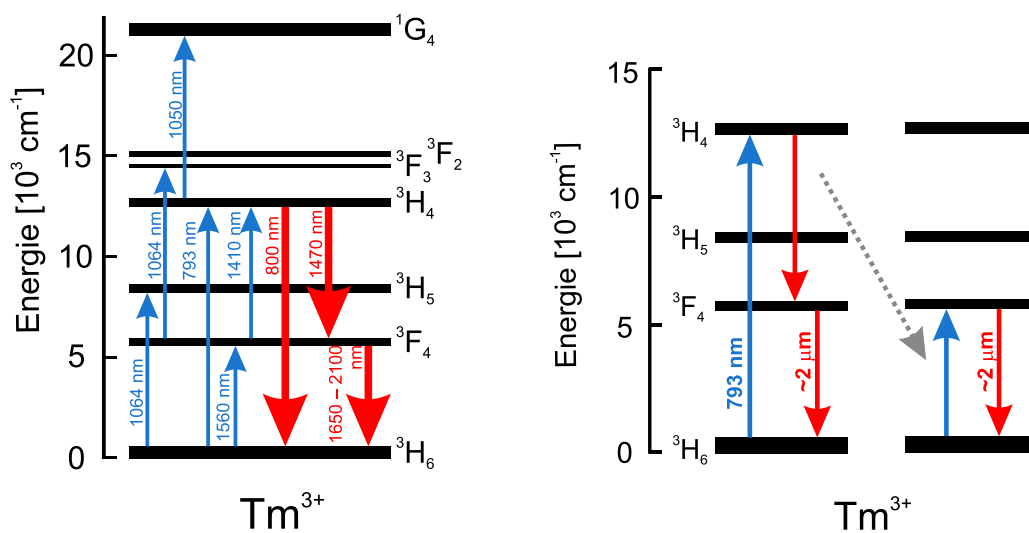
Obr. 4: Šíření čerpacího a laserového záření ve dvouplášťové vlákně.

Jak je vidět na Obr. 5, vlákna dopovaná ionty thulia mohou emitovat v tzv. oku-bezpečné⁵ oblasti od 1,8 μm do 2,2 μm . Čerpání je výhodné laserovými diodami o vlnové délce okolo 1,5 μm nebo 790 nm, kde je dosaženo vysoké kvantové účinnosti přesahující 100 % a to díky procesu křížové relaxace, viz Obr. 5 vpravo. U thuliových iontů totiž nastává tzv. výměna dva za jeden, kdy z jednoho čerpacího fotonu o vlnové délce ~ 790 nm mohou vzniknout dva emitované fotony o vlnové délce ~ 2 μm . Excitovaný iont při přechodu z hladiny ${}^3\text{H}_4$ na ${}^3\text{F}_4$ předá energii iontu na dolní laserové hladině ${}^3\text{H}_6$ jelikož je energetický rozdíl těchto hladin velmi podobný. Oba ionty se tak při tomto procesu dostanou na společnou laserovou hladinu ${}^3\text{F}_4$ [16]. Tento proces teoreticky umožňuje dosáhnout kvantové účinnosti až 200 %. Většího efektu procesu může být dosaženo zvýšením koncentrace Tm^{3+} v jádře vlákna. S vyšší koncentrací aktivních iontů ale dochází k jejich shlukování a k tzv. párovému zhášení. Při tomto jevu dochází k rychlejší depopulaci horní laserové hladiny, přičemž přechody nemusí být vždy zářivé. Z tohoto důvodu dochází ke zvyšování laserového prahu a snížení účinnosti [1]. Aby se zabránilo tvorbě klastrů, je vhodné dopovat vlákna také ionty Al^{3+} . Hliník totiž vytvoří kolem aktivních iontů obal, který zabraňuje shlukování iontů Tm^{3+} [17], tím ale dochází ke zvýšení indexu lomu jádra a zároveň ke zvýšení NA . Aby byla zachována jednomódovost vlákna, je proto potřeba zmenšit průměr jádra, jak plyne z rovnic (1) a (2), což vede k horšímu rozložení tepla. Ve chvíli, kdy navíc nedochází při čerpání na vlnové délce 790 nm ke křížovým procesům, je energie fononového (nezářivého) přechodu přeměněna na teplo, což vede k zahřívání vlákna [14, 18]. Právě přehřívání thuliových vláken je aktuálně největším problémem, který limituje maximální výstupní výkon laseru. V současnosti bylo pro jednomódový vláknový laser dosaženo výkonu těsně nad 1 kW, avšak za posledních 10 let se maximální výstupní výkon téměř nezměnil, ačkoliv potenciál thuliových laserů je řádově vyšší [19, 20]. Jednou možností, jak získávat větší výkony jsou vlákna s velkou módovou plochou (LMA⁶). Poloměry jádra těchto vláken mohou dosahovat i několika set μm , ale stále,

⁵Oblast vlnových délek, kde je záření značně absorbováno vodou, tedy v přední části oka, takže nedojde k poškození sítnice.

⁶Z anglického Large Mode Area

pomocí přizpůsobení NA , vedou jediný mód nebo jen velmi malé množství. Díky většímu průměru jádra tak dochází k lepšímu rozložení tepla [21, 22].



Obr. 5: Energetické hladiny thulia a schéma procesu křížové relaxace [23].

3 Charakterizace aktivních thuliových vláken

Tato kapitola je věnována charakterizaci optických vláken dopovaných prvky vzácných zemin. Jak bylo uvedeno výše, optická vlákna se mohou lišit velikostí průměru jádra a pláště, profilem indexu lomu i geometrií. Pro aktivní vlákna je dále důležité znát i koncentrační profil nejen aktivních iontů, ale také jednotlivých příměsí. Hostující materiál je limitován spektrálním rozsahem transparentnosti, i tím, jak moc může být dopován aktivními ionty. Navíc může ovlivňovat také jejich spektroskopické vlastnosti [2].

3.1 Teplotní závislost spekter

Obecně jsou spektrální charakteristiky laserových aktivních médií závislé na teplotě [24, 25]. Ať už se jedná o krystaly nebo vlákna, teplota může značně ovlivnit doby života, pozice, intenzity a posuvy spektrálních čar nebo jejich rozšíření. Tento efekt je velmi dobře vidět například u železem dopovaných aktivních prostředí, kde změna teploty způsobí značné prodloužení resp. zkrácení doby života. Při změně teploty o 200 K lze změnit dobu života až o 3 řády. U Tm-dopovaného YLFu při značném snížení teploty z 300 K na 77 K nastane značné zúžení spektrálních čar [26].

Obdobné změny mohou nastat pokud je aktivní prostřední silně zahříváné, což je typický příklad vysokovýkonných laserů. Jak bylo zmíněno v předchozí kapitole, přehřívání thuliových vláken během čerpání tvoří značný problém při snaze dosáhnout vysokých výkonů. Podle modelu v referenci [27] by v 400 μm vlákně při čerpání výkonem 1,2 kW a maximálním zahřátí 341 W/m mohlo docházet k ohřevu jádra na více než 300 °C. Pokud vyjdeme z Maxwell-Boltzmannova rozdělení, je patrné, že s rostoucí teplotou se bude zvyšovat populace výše položených energetických hladin [23, 25]:

$$P_{ij} = \frac{\exp\left(-\frac{E_{ij}}{kT}\right)}{\sum_{ij} \exp\left(-\frac{E_{ij}}{kT}\right)} \quad (3)$$

kde E_{ij} jsou energetické hladiny – i označuje příslušný multiplet a j jednotlivé Starkovy hladiny. T je teplota a k je Boltzmannova konstanta.

U skleněných vláken, stejně jako u krystalů, dochází vlivem teploty k jejich smršťování resp. rozpínání. To je mimo jiné dáno větším rozkmitem iontů kolem jejich středí hodnoty, což má za následek rozmazání poloh energetických hladin a tedy se může měnit poloha maxim absorpčních i emisních spekter, resp. může docházet k posuvu spektrálních čar [23, 25].

Jak je vidět, teplota aktivního prostředí má zásadní vliv na jeho spektroskopické vlastnosti, lze tedy očekávat, že bude mít zásadní dopad i na laserové parametry. Značný problém může představovat například laser pracující v kvazi-tříhladinovém režimu, kdy vysoká teplota zvýší populaci spodní laserové hladiny, blízké hladině základní, čímž dojde ke zvýšení prahu a snížení účinnosti laseru a tedy k poklesu výkonu. Pokud by nárůst teploty byl výrazný, lze podobné problémy očekávat i u ostatních laserových systémů, a to díky zvyšování populace vyšších hladin v důsledku vysoké teploty [28].

3.2 Účinné průřezy

Účinné průřezy v laserové fyzice kvantifikují pravděpodobnosti opticky indukovaných přechodových efektů. Pro aktivní prostředí jsou zásadní především absorpční a emisní účinné průřezy v oblasti čerpacích a laserových vlnových délek, přičemž mimo tyto oblasti je efektivní hodnota nulová [1].

Zatímco absorpční účinné průřezy je možné snadno dopočítat ze znalosti koncentrace dopantu v aktivním prostředí a transmisních resp. absorpčních spekter, získání absolutních hodnot emisních účinných průřezů je složitější problém. Přímé výpočty účinných průřezů umožňuje metoda reciprocity (McCumberova metoda) a Füchtbauer-Laddenburgova metoda [29, 30]. Přičemž obě mají ale své limity a omezení.

3.2.1 Metody výpočtu

Absorpční účinné průřezy

Absorpční účinné průřezy σ_a jsou obvykle získávány z měření absorpčního spektra $A(\lambda)$ pomocí následujícího vzorce:

$$A(\lambda) = 10 \log_{10}(e) \Gamma(\lambda) \sigma_{abs}(\lambda) NL \quad (4)$$

kde N je celková koncentrace aktivních iontů, L délka aktivního vlákna a Γ je překryv elektromagnetického pole s koncentračním profilem. Za předpokladu pouze radiální závislosti, Γ může být vypočteno následovně:

$$\Gamma = \frac{\int_0^\infty N(r) R^2(r) r dr}{N \int_0^\infty R^2(r) r dr}, \quad (5)$$

kde $R(r)$ je radiální profil elektromagnetického pole (mód LP₀₁) získaného z řešení pro vlnovod [15, 31].

Emisní účinné průřezy

První možností pro výpočet emisního účinného průřezu je využití reciproční metody a McCumberova vztahu [32]:

$$\sigma_{em}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \cdot \frac{Z_l}{Z_u} \exp \left[\frac{E_{ZL} - \frac{hc}{\lambda}}{k_B \cdot T} \right] \quad (6)$$

kde $\sigma_{abs}(\lambda)$ je absorpční účinný průřez, Z_l a Z_u partiční funkce dolního a horního multipletu, h Planckova konstanta, λ vlnová délka, k_B Boltzmanova konstanta, T teplota a E_{ZL} je energie bez-fononového přechodu⁷. Zásadní podmínkou pro použití McCumberova vztahu je znalost absorpčního účinného průřezu v dané oblasti frekvencí resp. vlnových délek a teploty [1].

Druhou variantou výpočtu emisního účinného průřezu je metoda Füchtbauer–Ladenburg (F-L), která na rozdíl od reciproční metody nevyžaduje znalost absorpčního účinného

⁷Z anglického zero-phonon line, tedy energetický přechod, kterého se neúčastní fonony.

průřezu. Nicméně, je zde zapotřebí znalost radiativní doby života τ_{rad} a dělicí poměr⁸ přechodu z dané hladiny β . Výpočet emisních průřezů pomocí F-L metody [33]:

$$\sigma_e(\lambda, T) = \frac{\bar{\lambda}^2 \beta}{8\pi c n(\lambda)^2 \tau_{rad}} \frac{I(\lambda, T)}{\int_0^\infty I(\lambda, T) \lambda^{-2} d\lambda}, \quad (7)$$

kde I jsou naměřená fluorescenční spektra, λ vlnová délka, $\bar{\lambda}$ průměrná vlnová délka, T teplota, c rychlost světla, τ_{rad} radiativní doba života a n je index lomu.

Přesto, že výše uvedené metody umožňují výpočet emisních účinných průřezů, je potřeba vzít v úvahu možné nepřesnosti, které vyvstávají zejména kvůli hodnotám E_{ZL} (u reciproční metody) a β a τ_{rad} (u F-L metody). Neznalost nebo použití nepřesných hodnot může značně ovlivnit výsledná data a to i více než o řád [34].

3.3 Fluorescenční a radiativní doby života

Fluorescenční doba života τ_f na dané energetické hladině popisuje dobu setrvání excitované kvantové soustavy na konkrétní hladině. Tato doba života je výsledkem kombinace radiativní τ_{rad} a neradiativní τ_{nr} složky přechodu [32]:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nr}}. \quad (8)$$

Zatímco při radiativním přechodu dochází k uvolnění energie ve formě fotonu, při neradiativním dojde k předání energie aktivnímu prostředí ve formě tepla. Radiativní doba života obvykle nezávisí na teplotě, na rozdíl od neradiativní složky. Při teplotách blízkých absolutní nule je možné uvažovat následující [32]:

$$\frac{1}{\tau_{rad}} \gg \frac{1}{\tau_{nr}}. \quad (9)$$

Teoreticky při velmi nízkých teplotách blízkých absolutní nule lze zanedbat neradiativní složku a experimentálně tak určit radiativní dobu života, která je potřeba pro výpočet emisních účinných průřezů F-L metodou. Vzhledem k tomu, že křemenná vlákna mají

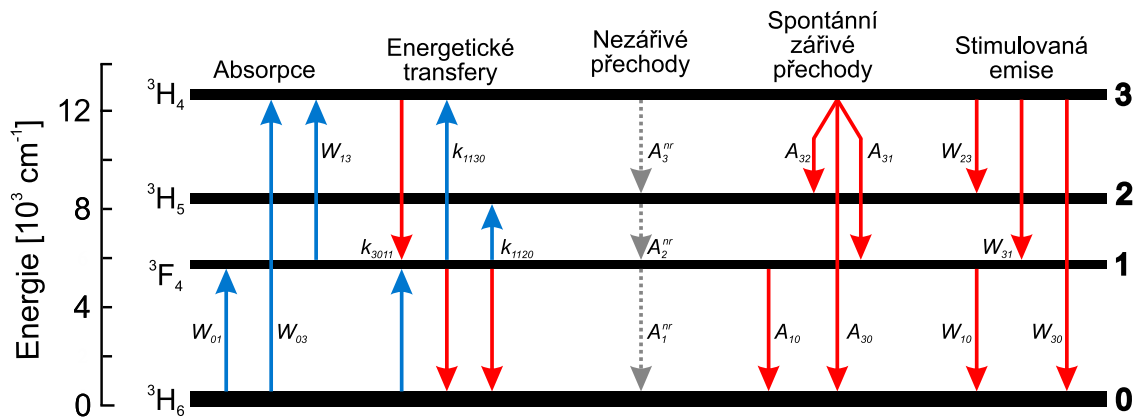
⁸Z anglického branching ratio. Tedy hodnota udávající kolik procent kvantových soustav přejde z dané energetické hladiny na ty ležící pod ní.

velmi vysokou fononovou energii ($\hbar\omega > 1100 \text{ cm}^{-1}$), nelze toto měření prakticky provést [35]. Z toho důvodu je potřeba určit hodnotu radiativní doby života z teoretického modelu, jakým je Judd-Ofeltova teorie. Ta je však výrazně závislá na vstupních parametrech modelu a i malá nepřesnost může vyústit až v 30 – 50% odchylky od reálných hodnot [34, 36].

3.4 Koeficienty energetického přenosu

Určení koeficientů energetického přenosu mezi hladinami je důležité pro teoretický předpoklad chování aktivního vlákna v laserových zařízeních. Pro křemenná skla dopovaná thuliem byly hodnoty koeficientů publikovány Jacksonem [37] a Smithem [38], ačkoliv nebyly předmětem jejich primárního zájmu. Oba autoři vycházejí z jiných teorií, přesto jsou ale v dobrém souhlasu. Odvodit koeficienty energetického přenosu lze také z rychlostních rovnic pomocí proložení křivek měření poklesu fluorescence s modelovými rovnicemi. Tato metoda byla již v ÚFE vyzkoušena [39, 40] a v této práci se tak bude vycházet ze stejného modelu.

3.4.1 Teoretické odvození výpočtu



Obr. 6: Diagram energetických hladin Tm^{3+} s možnými energetickými přechody a jejich koeficienty [23, 31].

Diagram energetických přechodů v thuliu je zobrazen na Obr. 6. V této práci bude věnována pozornost koeficientu k_{3011} popisující transfer energie mezi dvěma thuliovými

ionty při procesu křížové relaxace.

Teoretický model vychází z rychlostních rovnic pro spodní čtyři energetické hladiny, které jsou zobrazeny na předchozím diagramu. Tyto rovnice mají následující tvar [31, 39]:

$$\frac{dN_0}{dt} = (R_{30}N_3 + R_{20}N_2 + R_{10}N_1) + (W_{30}N_3 + W_{10}N_1 - W_{03}N_0 - W_{01}N_0) - CR_{30\rightleftharpoons 11} - CR_{20\rightleftharpoons 11}, \quad (10)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = (R_{31}N_3 + R_{21}N_2 - R_{10}N_1) + (W_{01}N_0 - W_{10}N_1) + 2 \cdot CR_{30\rightleftharpoons 11} + 2 \cdot CR_{20\rightleftharpoons 11}, \quad (11)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = (R_{32}N_3 - R_{21}N_2 - R_{20}N_2) - CR_{20\rightleftharpoons 11}, \quad (12)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (-R_{32}N_3 - R_{31}N_3 - R_{30}N_3) + (W_{03}N_0 - W_{30}N_3) - CR_{30\rightleftharpoons 11}, \quad (13)$$

kde N_i je hustota populace dané hladiny, přičemž celkový součet je roven koncentraci iontů v jádře vlákna. t je čas, R_{ij} popisuje dynamiku přechodu mezi hladinami i a j (zahrnuje neradiativní procesy a multifononové zhášení), W_{ij} je pravděpodobnost přechodu mezi hladinami i a j , $CR_{ij\rightleftharpoons lm}$ popisují energetické přenosy mezi thuliovými ionty a jsou vyjádřeny následovně:

$$CR_{30\rightleftharpoons 11} = k_{3011}N_3N_0 - k_{1130}N_1^2, \quad (14)$$

$$CR_{20\rightleftharpoons 11} = k_{2011}N_2N_0 - k_{1120}N_1^2. \quad (15)$$

Tento model platí za následujících předpokladů [39, 41]:

- Jsou uvažovány pouze tři energetické hladiny (3H_6 , 3F_4 , 3H_4), protože hladina 3H_5 má velmi rychlý multifononový neradiativní přechod na hladinu 3F_4 , proto je zanedbán i křížový proces $CR_{20\rightleftharpoons 11}$.
- Vzhledem k tomu, že je studován pouze pokles fluorescence, koeficient W_{ij} není uvažován.
- Je zanedbán rovněž efekt zesílené spontánní emise.

Dílčími úpravami předchozích rovnic dostaneme vztah popisující koeficient procesu křížové relaxace k_{3011} , který je vyjádřen následovně [39, 41]:

$$k_{3011} = \frac{1}{N_0} \cdot \left(\frac{1}{\tau_{3,m}} - \frac{1}{\tau_3} \right) \approx \frac{1}{N_{tot}} \cdot \left(\frac{1}{\tau_{3,m}} - \frac{1}{\tau_{3,lowC}} \right) \quad (16)$$

kde $\tau_{3,m}$ je měřená doba života na dané hladině, τ_3 je celková doba života hladiny a $\tau_{3,lowC}$ [41] je měřená doba života vlákna s nízkou koncentrací aktivních iontů. V případě nízké čerpací energie je N_0 přibližně rovno N_{tot} , tedy celkové koncentraci iontů Tm^{3+} v jádře.

4 Popis experimentů

4.1 Použité přístroje a pomůcky

Pro měření absorpčních a emisních spekter a charakteristik optovláknových komponent byl použit optický spektrální analyzátor ANDO AQ6317B (600 – 1750 nm) a spektrometry Nicolet 8700 FTIR (1000 – 2000 nm) a Thorlabs OSA 203C (1000 – 2600 nm). Jako zdroje záření byly použity: širokospektrální žárovka, v ústavu vyrobený ytterbiový laser FL – 22 WAVE emitující záření na vlnové délce 1079 nm, superluminiscenční dioda Safibra OFLS-B-79-05-20-C (790 nm) a laserová dioda Thorlabs FPL 1054S (1625 nm). K zalamování a sváření optických vláken byly použity svářečky Fitel S178A a S185, lámačky Fujikura CT-101 a CT-30. Výkon laserového záření byl měřen pomocí měřičů výkonu Optokon PM-212, Gentec Tuner a Thorlabs PM100D s připojenými výkonovými sondami Gentec UP19K-110F-H5-D0, Thorlabs S405C, Thorlabs S155C. Fluorescenční doba života byla měřena pomocí pulsního generátoru Agilent 33512B, osciloskopu Teledyne LeCroy HDO6034 a detektorů Thorlabs PDA36A (Si) a Hamamatsu G12183-10K (InGaAs). Napájení laserových diod bylo zajištěno zdrojem ILX Lightwave LDC-3900. Měřenými vzorky byla v ústavu vyrobená křemenná vlákna dopovaná ionty thulia s označením SG1290 a SG1604L. Vzorky vláken byly upevněny v hliníkovém chladiči s drážkou a pro lepší rozložení tepla byla do drážky nanесena teplovodivá pasta Artic MX-4. Ohřev vlákna byl zajištěn pomocí topné desky Unimed HP-20D, teplota byla odečítána na multimetru s připojenou teplotní sondou Thorlabs TH100PT. Pro chlazení vzorků byl využit solný roztok vody, tekutý dusík a kryostat Janis Research, model VPF-100 s teplotním kontrolorem Lake Shore model 325. Vakuová komora byla vyčerpána rotační pumpou Pfeiffer Vacuum. Dalšími použitými komponentami byly: děliče výkonu SQS TAP-1 16012018 (1950 nm, 50:50 %) a Thorlabs (785 nm, 90:10 %), vlnový multiplex Opneti WDM-2x2-830/1030-250-SM800-0.8m (830/1030 nm), izolátory Thorlabs IO-K-1064 (1064 nm) a Optosun HPIS-1064-1-06-0.8-20 (1064 nm). Pro získání reference a pro připojení vzorků byly využívány pasivní MM i SM vláknové moduly (pigtaily) z komerční výroby (SQS vláknová optika, Optovit).

4.2 Aktivní vlákno

K experimentům byly použity dva typy optických vláken dopovaných ionty thulia vyrobené v Ústavu fotoniky a elektroniky. Jde o křemenná vlákna, jejichž jádro je vysoce dopované hliníkem a germaniem. Průměr vláken je 125 μm . Hlavní testované vlákno s označením SG1290 je dvouplášťové s průměrem jádra $\sim 8 \mu\text{m}$, jeho koncentrace iontů Tm^{3+} činí ~ 3000 ppm. Pro tento typ byly měřeny jednak absorpční a emisní spektra, jednak fluorescenční doby života. Druhé vlákno nese označení SG1604L. Jeho jádro o průměru $\sim 18 \mu\text{m}$ je nízko-dopované, koncentrace Tm^{3+} činí pouze ~ 40 ppm. Toto vlákno bylo využito pouze k měření fluorescenční doby života, potřebné k výpočtu koeficientu popisující transfer energie mezi dvěma thuliovými ionty pomocí křížové relaxace [39, 40]. V ústavu byla také provedena charakterizace těchto vláken, konkrétně měření profilu indexu lomu na přístroji IFA 100 a koncentračních profilů pomocí elektronové mikrosondy.

4.3 Měření absorpčních spekter

V rámci této práce byla připravena dvě uspořádání pro měření absorpčních spekter. V obou případech byl použit zdroj záření, referenční pasivní optické vlákno, 6 cm dlouhý vzorek thuliového vlákna a spektrometr. Na vzorek aktivního vlákna byly navařeny z obou stran SM pigtaily⁹ s FC/APC konektory. Pomocí konektorových spojek byl vzorek spojen s pasivními vlákny mezi analyzátozem a zdrojem záření. Pro měření absorpčního píku thuliového přechodu ze základní hladiny na hladinu 3F_4 v okolí vlnové délky 1650 nm byla zdrojem širokospektrální žárovka. Spektrum bylo získáno pomocí spektrometru Nicolet 8700 FTIR s rozlišením 16 cm^{-1} . Schéma je na Obr. 8.



Obr. 7: Schéma měření absorpčních spekter v okolí vlnové délky 790 nm.

V případě absorpčního přechodu ze základní hladiny na 3H_4 v okolí vlnové délky

⁹Pasivní vlákno zakončené z jedné strany konektorem

790 nm byla použita superluminiscenční dioda Safibra generující záření s centrální vlnovou délkou 788 nm. Spektrum bylo měřeno spektrálním analyzátozem ANDO s rozlišením 2 nm. Schéma je na Obr. 7. Jako reference v obou případech byla dvě SM vlákna spojená konektorovou spojkou.



Obr. 8: Schéma měření absorpčních spekter v okolí vlnové délky 1650 nm.

Výsledná spektra byla dopočítána jako rozdíl reference a změřeného spektra s aktivním vlákně v logaritmické škále. Tento rozdíl lze vyjádřit následujícím vzorcem [1]:

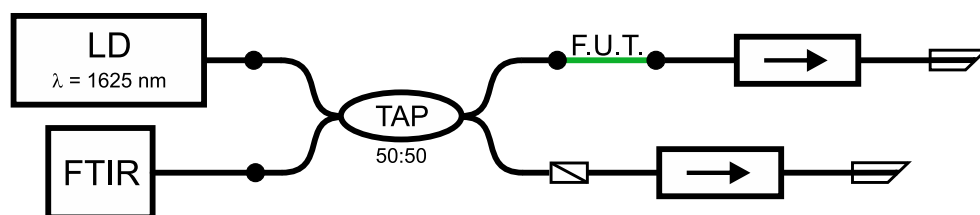
$$Absorpce = A(\lambda) = 10 \cdot \log_{10} \frac{P_{FUT}(\lambda)}{P_{Ref}(\lambda)} = 10 \cdot (\log_{10} P_{Ref}(\lambda) - \log_{10} P_{FUT}(\lambda)), \quad (17)$$

kde P_{FUT}^{10} je výkon se zapojeným testovaným vláknem a P_{Ref} je výkon reference.

4.4 Měření emisních spekter

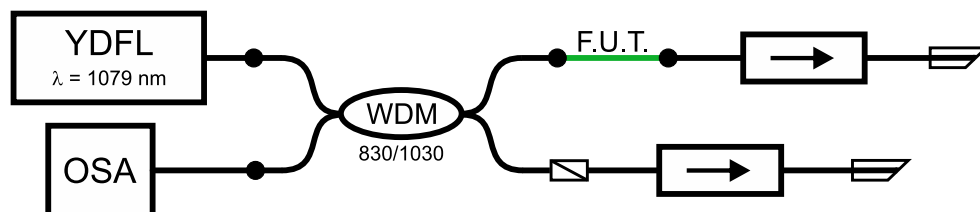
Emisní spektra byla získávána z ~ 1 mm dlouhého vzorku aktivního vlákna. Takto krátké vlákno bylo potřeba, aby se zamezilo vlivu re-absorpce, tedy opětovnému absorbování emitovaného fotonu. Na rozdíl od měření absorpce, bylo vlákno navařeno na pasivní vlákna bez konektorů, jelikož by při vyšších výkonech čerpání mohlo docházet k jejich poškození. Vzorek byl načerpán pomocí vhodného zdroje a emitované záření bylo měřeno ve zpětném směru. Nevyužitě čerpání a nechtěné zpětné odrazy byly potlačeny použitím optických izolátorů a sešikmených FC/APC konektorů. Pro emisní přechod z hladiny 3F_4 na základní hladinu s maximem v okolí vlnové délky 1800 nm byla zdrojem laserová dioda FPL1054S s centrální vlnovou délkou 1625 nm. Aby bylo možné zachytávat záření ve zpětném směru, byl využit dělič výkonu (TAP) s dělicím poměrem 50:50. Schéma zapojení je na Obr. 9.

¹⁰Z anglického Fiber Under Test



Obr. 9: Schéma měření emisních spekter v okolí vlnové délky 1800 nm.

Emise přechodu z hladiny 3H_4 na základní hladinu s maximem v okolí vlnové délky 800 nm bylo dosaženo up-konverzním čerpáním (viz Obr. 5) ytterbiovým vláknovým laserem generujícím záření o vlnové délce 1080 nm, sestaveným během bakalářské práce. Díky up-konverznímu čerpání je možné docílit nižší populace na spodní laserové hladině 3H_6 .



Obr. 10: Schéma měření emisních spekter v okolí vlnové délky 800 nm.

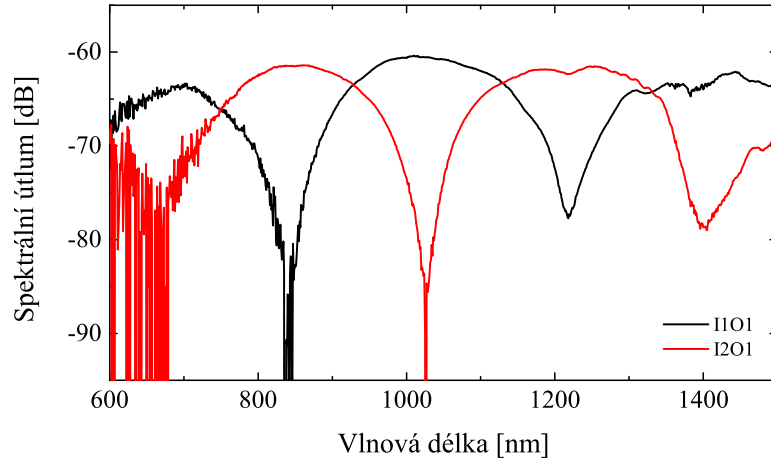
Pro rozdělení čerpacího a emitovaného záření byl použit vlnový multiplex (WDM) pro vlnové délky 830/1030 nm. Schéma zapojení je na Obr. 10.

Na získaných datech byla následně provedena korekce na spektrální závislost optického analyzátoru FTIR, děliče výkonu a vlnového multiplexeru.

4.4.1 Korekce vazebních členů

Jelikož záření při měření procházelo přes vazební členy (WDM a TAP), které jsou spektrálně závislé, bylo potřeba provést korekci získaného signálu na tyto komponenty. Korekční křivka byla získána naměřením spektrálního útlumu využitých větví vazebních členů. Na Obr. 11 je zobrazen spektrální útlum vazebního členu 830/1030 nm WDM 2x2.

Pro měření emisních spekter byly použity oba vstupy (I1, I2) a jeden výstup (O1).



Obr. 11: Naměřený spektrální útlum pro vazební člen WDM.

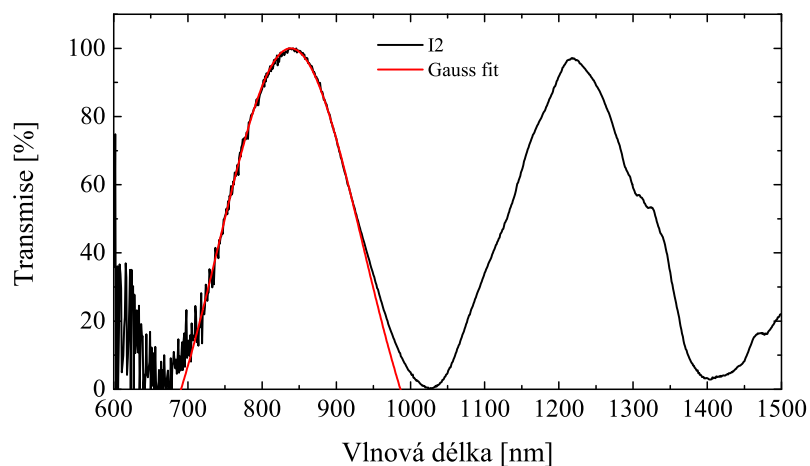
Ze změřených spektrálních útlumů byl nejprve vyjádřen dělicí poměr využitých větví:

$$P_{I2}(\lambda) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_{O1I2}(\lambda)}{(P_{O1I2}(\lambda) + P_{O1I1}(\lambda))} \right), \quad (18)$$

kde P je výkon pro jednotlivé větve. Výsledek byl převeden z logaritmického do lineárního měřítka. Pro zjednodušení následných korekcí dat byla křivka proložena Gaussovou funkcí, jak je ukázáno na Obr. 12. Vzhledem k tomu, že WDM bylo použito pro záření v rozsahu přibližně 730 až 880 nm, je dostačující, znát tvar v tomto rozsahu. Pro zpracování emisních spekter tak stačí znát pouze výslednou funkci, kterou měřené spektrum vydělí.

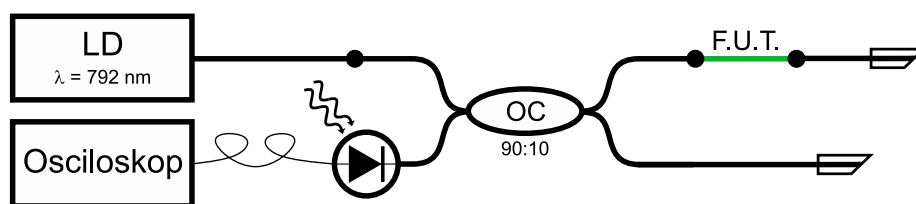
4.5 Měření fluorescenční doby života

Fluorescenční doba života se získává měřením doby dohasínání fluorescence, kdy signál poklesne na $1/e$ z původní hodnoty. Měření se často provádí zachytávání fluorescenčního signálu z boku aktivního vlákna, čímž je potlačen vliv reabsorpce. Vzhledem k tomu, že vlákno bylo zahříváno, musel být detektor mimo dosah tepla. V takové vzdálenosti od vlákna je však signál už velmi slabý, a proto bylo zvoleno experimentální uspořádání obdobné jako při měření emisních spekter. Signál byl veden ve vlákne až k detektoru a byl zachytáván ve zpětném směru, než bylo vlákno čerpáno. Díky tomu mohl být vzorek

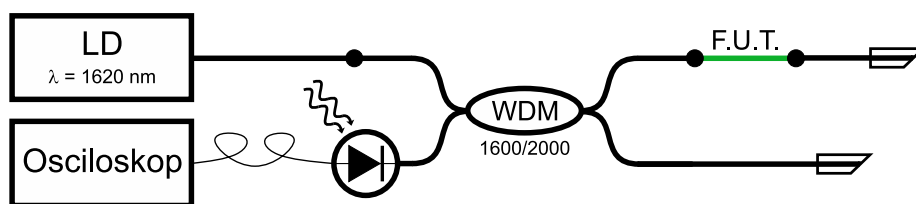


Obr. 12: Křivka transmise WDM pro větev I2 s proložením Gaussovou funkcí.

aktivního vlákna zakryt v hliníkovém boxu a ohříván na topné desce. Schéma zapojení pro měření fluorescenční doby života hladiny 3H_4 je na Obr. 13 a hladiny 3F_4 na Obr. 14. Pro měření vlákna SG1290 bylo použito vlákno o délce 0,5 cm. Pro nízko-dopované vlákno SG1604L bylo potřeba použít vlákno o délce 80 cm, jelikož kratší vzorky vykazovaly velmi slabý signál. V obou případech bylo při pokojové teplotě provedeno porovnávací měření z boku vlákna pro kontrolu vlivu reabsorpce. Nicméně, vlákno o délce 80 cm již nebylo možné uzavřít do boxu a tak bylo s pomocí teplo-vodivé pasty namotáno na hliníkovou desku s průměrem závitu cca 15 cm. Namátkovým měřením teploty při zahřívání vlákna bylo zjištěno dostatečně homogenní rozložení tepla ve všech částech desky.

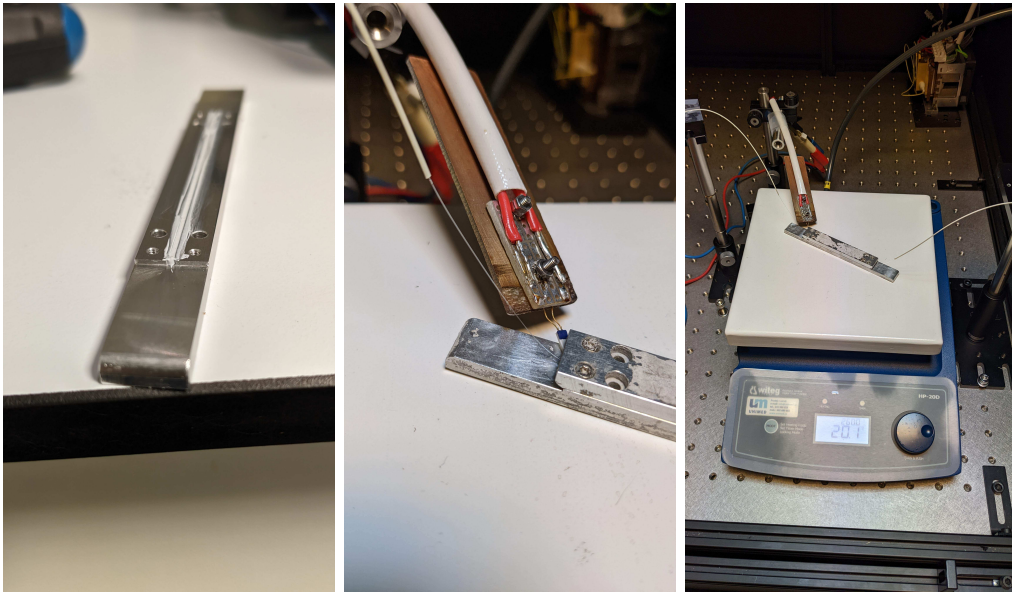


Obr. 13: Schéma měření fluorescenční doby života hladiny 3H_4 .

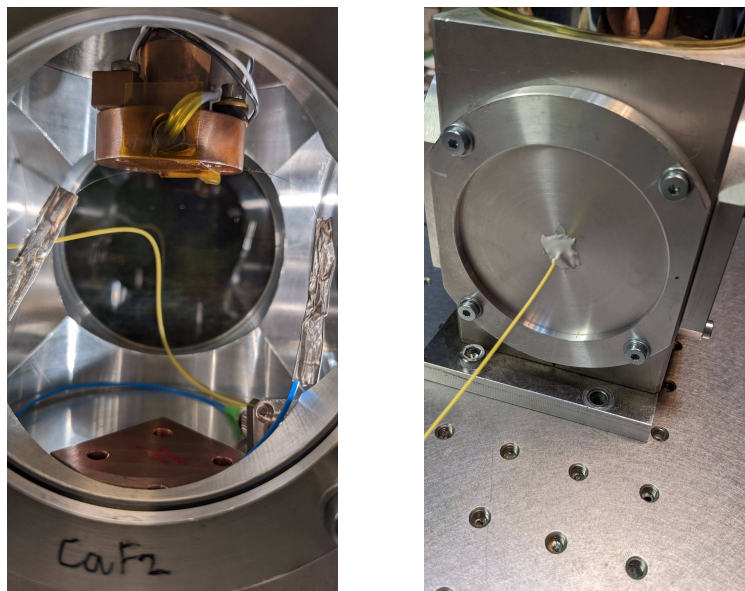
Obr. 14: Schéma měření fluorescenční doby života hladiny 3F_4 .

4.6 Teplotní závislost

Teplotní závislost prováděných experimentů popsaných výše, byla získána postupným zahříváním aktivních vláken na topné desce. Pro lepší rozložení tepla podél vlákna byly vzorky umístěny do hliníkových boxů s drážkou vyplněnou teplo-vodivou pastou, jak je zobrazeno na Obr. 15 vlevo. Aktivní vlákna a části okolních pasivních vláken byly zbaveny polymerového obalu, který by se při zahřívání taval a mohl tak způsobit poškození vlákna. Takto připravený vzorek byl položen na topnou desku, jejíž teplota byla měněna od pokojové teploty až do $300 \text{ }^\circ\text{C}$. Nižších teplot až do $-15 \text{ }^\circ\text{C}$ bylo dosaženo vložením vzorků do podchlazeného roztoku soli a vody. Hodnota teploty byla pozorována přímo na monitoru topné desky, ale pro přesnější měření byla umístěna do těsné blízkosti vlákna odporová teplotní sonda Thorlabs, viz Obr. 15. Sonda byla připojena k digitálnímu multimetru, kde byl odečítán odpor a dle tabulek přepočítán na teplotu. Snímek z měření emisních spekter je zobrazen na Obr. 15 vpravo. Dále byla změřena i spektra pro vlákna ponořená do tekutého dusíku. Teplota nebyla měřena, ale odhadnuta jako bod varu dusíku, tedy $-196 \text{ }^\circ\text{C}$ [42]. Jelikož byla pozorována výrazná změna spektra pro emisi v okolí vlnové délky 1800 nm mezi teplotami $-15 \text{ }^\circ\text{C}$ a $-196 \text{ }^\circ\text{C}$, bylo toto měření zopakováno v kryostatu. Vzorek aktivního vlákna byl opět zbaven polymerního pokryvu a kaptonovou páskou byl nalepen na chladící prst kryostatu. Signál byl z vakuové komory vyveden pasivním vláknem a průchod byl utěsněn pomocí dvousložkového epoxidového lepidla do vakua TorrSeal. Fotografie z měření jsou na Obr. 16. Teplota byla měněna v rozsahu -196 až $200 \text{ }^\circ\text{C}$



Obr. 15: Fotografie experimentálního uspořádání, zleva: hliníkový chladič s drážkou pro umístění vlákna, poloha teplotní sondy v hliníkovém chladiči, experimentální uspořádání při měření teplotně závislých emisních spekter.



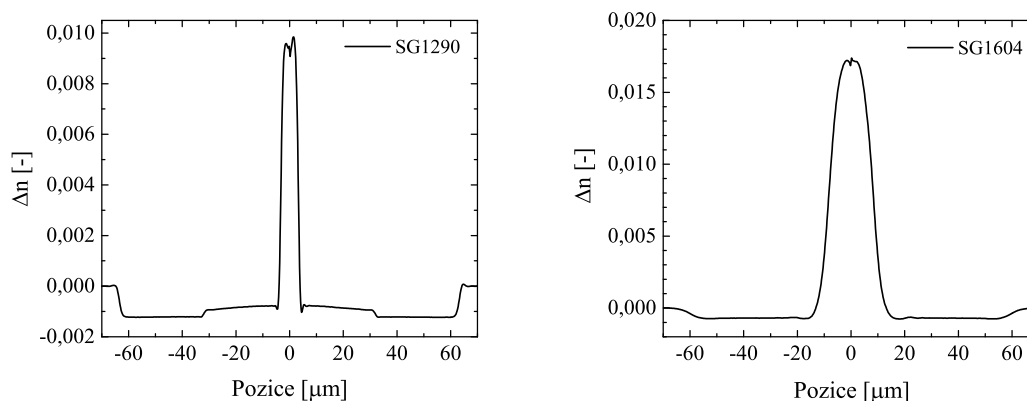
Obr. 16: Vlevo: umístění vlákna v kryostatu, vpravo: přechod do vakuové komory.

5 Experimentální výsledky

V této kapitole jsou uvedeny výsledky měření charakteristik aktivních vláken, absorpčních a emisních spekter včetně vypočítaných účinných průřezů, teplotní závislosti fluorescenční doby života a na závěr odhad koeficientu popisující transfer energie během procesu křížové relaxace.

5.1 Charakterizace aktivních vláken

Nejprve bylo provedeno měření indexu lomu obou testovaných vláken. Jejich profily jsou zobrazeny na Obr. 17.

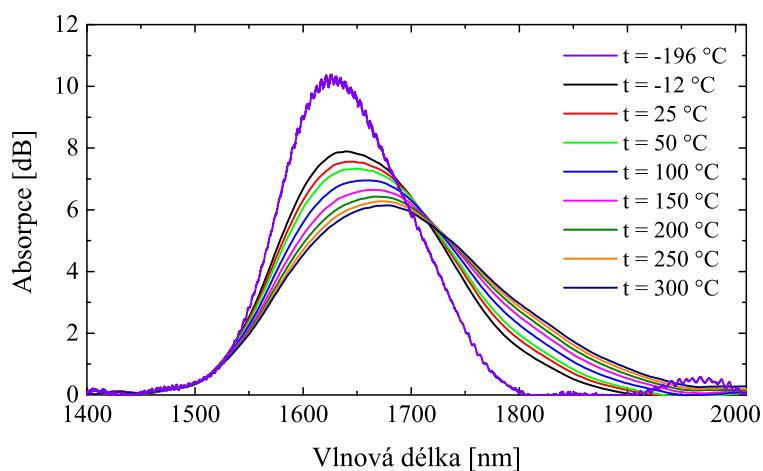


Obr. 17: Profil indexu lomu thuliových vláken SG1290 a SG1604.

5.2 Absorpční a emisní spektra

Absorpční spektrum v okolí vlnové délky 1650 nm

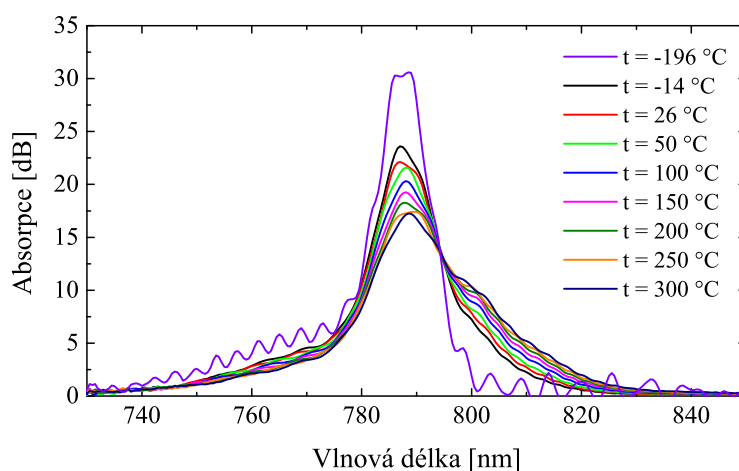
Naměřené absorpční spektrum je zobrazeno na Obr. 18. Z tohoto měření je patrné, že s rostoucí teplotou klesá absorpce, zároveň dochází k rozšiřování spektra a posunu maximální hodnoty k vyšším vlnovým délkám. Důvody těchto změn byly detailněji diskutovány v kapitole 3.1.



Obr. 18: Absorpční spektrum v okolí vlnové délky 1650 nm.

Absorpční spektrum v okolí vlnové délky 790 nm

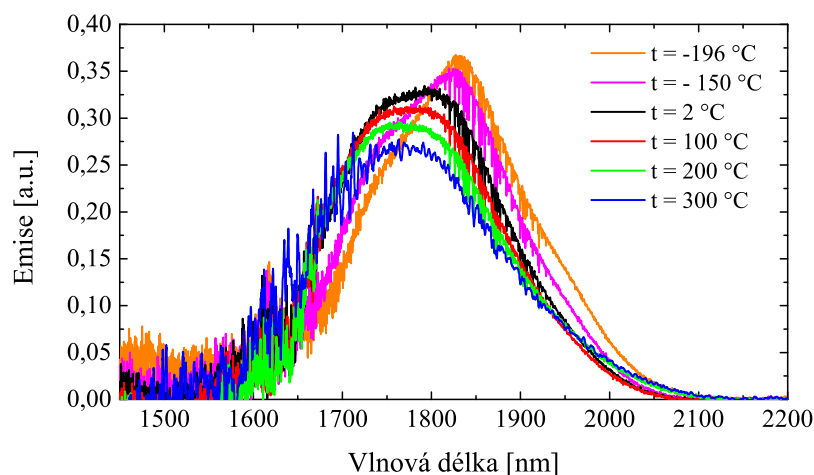
Absorpční spektrum v okolí vlnové délky 790 nm je zobrazeno na Obr. 19. I v tomto případě je možné s rostoucí teplotou pozorovat celkový pokles a rozšíření spektra. Navíc v okolí vlnové délky 805 nm se s teplotou absorpce zvedá. Na spektru je také zřetelné zvlnění měřených křivek obzvláště pro teplotu -196°C . To je způsobeno mezi-vidovými interferencemi, jelikož aktivní vlákno není pro tuto vlnovou délku zcela jednomódové.



Obr. 19: Absorpční spektrum v okolí vlnové délky 790 nm.

Emisní spektrum v okolí vlnové délky 1800 nm

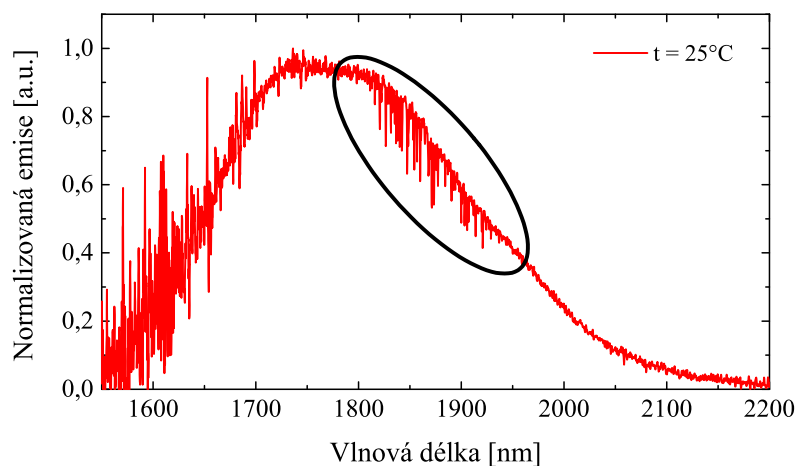
Emisní spektrum pro okolí vlnové délky 1800 nm je zobrazeno na Obr. 20. Toto spektrum vykazuje značný šum, jelikož měřená emise dosahovala velmi malých výkonů. Protože se do spektrálního analyzátoru dostávala i část nevyužitého čerpacího záření, nemohl být čerpací výkon zvýšen, aby nedošlo k poškození přístroje. I přes velký šum je ve spektru



Obr. 20: Emisní spektrum v okolí vlnové délky 1800 nm.

patrný pás absorpce vody (přibližně 1810 – 1930 nm). Měření totiž probíhá ve volném prostoru, který obsahuje i vzdušnou vlhkost. Při fitování dat v této oblasti je potřeba toto brát v potaz. Pro lepší viditelnost je spektrum pro pokojovou teplotu zobrazeno samostatně na Obr. 21.

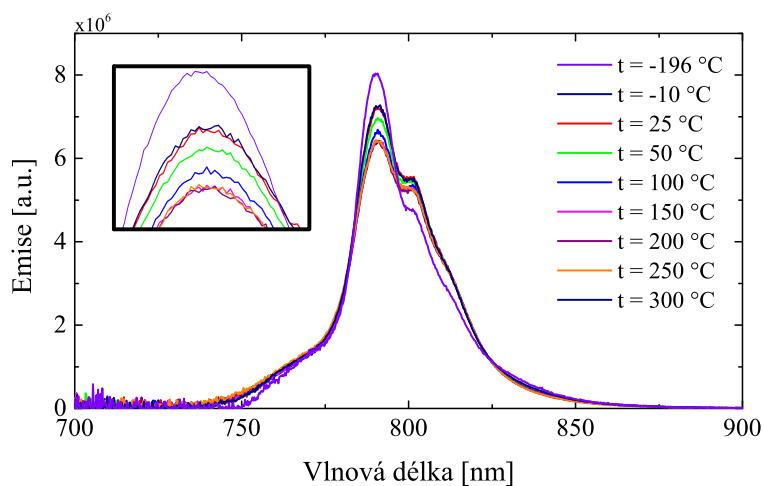
Z výsledků na Obr. 20 je patrné, že dochází k poklesu intenzity s rostoucí teplotou. Podobně jako u absorpčních spekter dochází k jejich rozšiřování, ale maxima se posouvají směrem do kratších vlnových délek. Což může být způsobeno právě vyšším obsazením výše položených hladin a přechodu kvantových soustav mezi jinými Starkovými hladinami jednotlivých multipletů.



Obr. 21: Emisní spektrum v okolí vlnové délky 1800 nm se zobrazenou absorpcí vody.

Emisní spektrum v okolí vlnové délky 800 nm

Stejně jako v případě měření emise v okolí vlnové délky 1800 nm, ani v okolí 800 nm není příliš patrná změna šířky spektra, viz Obr. 22. Dále je pozorována menší závislost na teplotě než u ostatních měření. V poměru k celkové výšce spektra je se zvyšující se teplotou měřen jen malý pokles maxima a od teploty 200°C dokonce není téměř patrný.



Obr. 22: Emisní spektrum v okolí vlnové délky 800 nm.

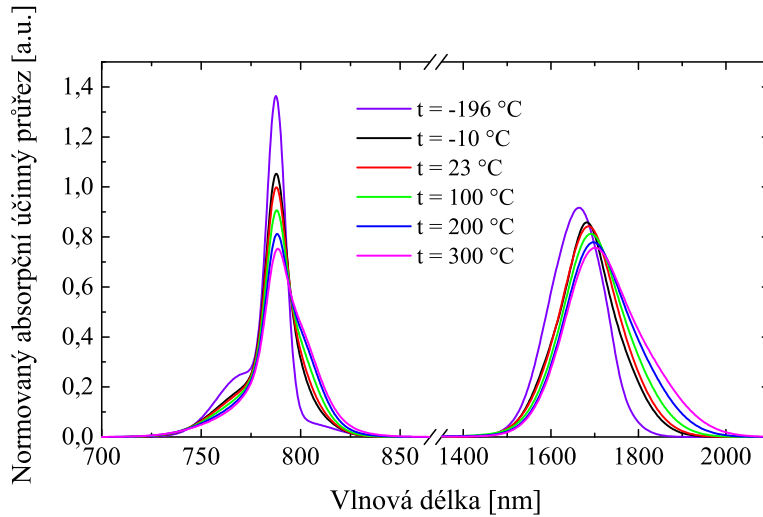
Pozorované změny absorpčních a emisních spekter jsou v souladu s teorií popsanou v sekci 3.1.

5.3 Napočítané účinné průřezy

K výpočtu účinných průřezů byl využit program vytvořený Ing. Martinem Grábnerem, Ph.D., kterému tímto děkuji za jeho poskytnutí. Program vypočítává absorpční spektra podle teorie popsané v sekci 3.2.1 a dále jsou v programu prokládány čtyřmi Gaussovými funkcemi podle následujícího vzorce [43]:

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \sum_1^4 a_i \exp\left(-2\left(\frac{\lambda - \lambda_i}{\delta_i}\right)^2\right), \quad (19)$$

kde parametry fitu jsou závislé na teplotě. Výsledné absorpční účinné průřezy normované k jedné jsou zobrazeny na Obr. 23. Tab. 1 zobrazuje špičkové účinné průřezy σ_{abs} porovnané s literaturou σ_{abs}^{REF} . Dále λ je vlnová délka maxima, A absorpce na dané vlnové délce, L_a délka vlákna a N_t koncentrace thulia.

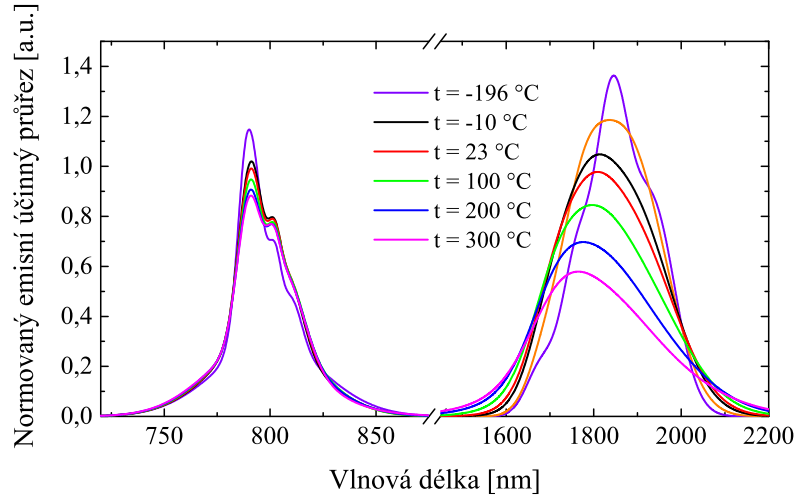


Obr. 23: Absorpční účinné průřezy.

Emisní účinné průřezy byly počítány pomocí metody Füchtbauer-Ladenburg (5). Je-li také F-L metoda vypočítává pouze tvar spektra, bylo potřeba dále dopočítat jejich absolutní hodnotu. K tomu byly využity Judd-Ofeltovy parametry získané z [35]. Vypočítané

Tab. 1: Špičkové absorpční účinné průřezu porovnané s literaturou [43].

λ [nm]	A [dB/m]	L_a [cm]	Γ [-]	N_t [10^{25}m^{-3}]	σ_{abs} [10^{-25}m^2]	σ_{abs}^{REF}	$\Delta\sigma_{abs}$ [%]
$787,6\pm 0,2$	$298,9\pm 2,4$	$6,00\pm 0,05$	0,95	7,15	$10,1\pm 0,1$	8,5	$+19,3\pm 0,95$
$1645,8\pm 2,8$	$113,7\pm 2,4$	$6,00\pm 0,05$	0,68	7,15	$5,4\pm 0,1$	4,5	$+19,7\pm 2,5$



Obr. 24: Emisní účinné průřezy.

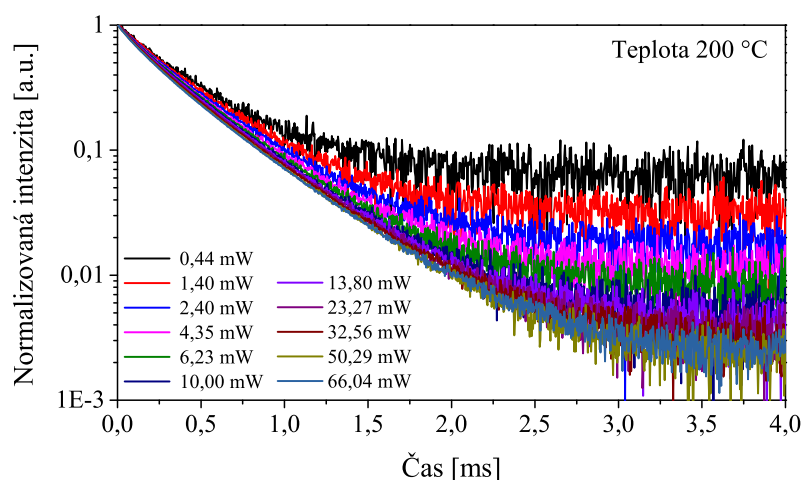
účinné průřezy byly opět fitovány teplotně závislým modelem podle vzorce (19). Výsledné normované emisní účinné průřezy jsou zobrazeny na Obr. 24.

Absolutní hodnota absorpčních účinných průřezů je v porovnání s literaturou [43] přibližně o 20 % vyšší. Vzhledem k tomu, že měření byla několikrát opakována i pro různé délky vlákna, nejvyšší chyba výpočtu může být způsobena měřením koncentračního profilu. U emisních spekter v okolí vlnové délky 1800 nm je patrná odlišná závislost spekter na teplotě oproti účinným průřezům. Při měření byla pozorována velká změna zejména při přechodu z kryogenních teplot na pokojovou a proto bylo později provedeno měření v kryostatu s menším teplotním krokem (viz Obr. 20). K tomuto měření byl použit nový optický spektrometr Thorlabs, který jsme původně neměli k dispozici. Ačkoliv byl naměřen stejný tvar spektra, závislost na teplotě není tak výrazná, jak ukazuje Obr. 24. Toto bude předmětem dalšího výzkumu, aby bylo možné vyloučit systematickou chybu měření obou spektrometrů.

5.4 Fluorescenční doby života

Hladina 3F_4 pro SG1290

Naměřené doby dohasínání fluorescence byly normovány a převedeny do logaritmické škály. Ukázka naměřených poklesů fluorescence pro teplotu 200 °C a různé výkony je zobrazena na Obr. 25.



Obr. 25: Naměřené křivky poklesu fluorescence hladiny 3F_4 pro vlákno SG1290.

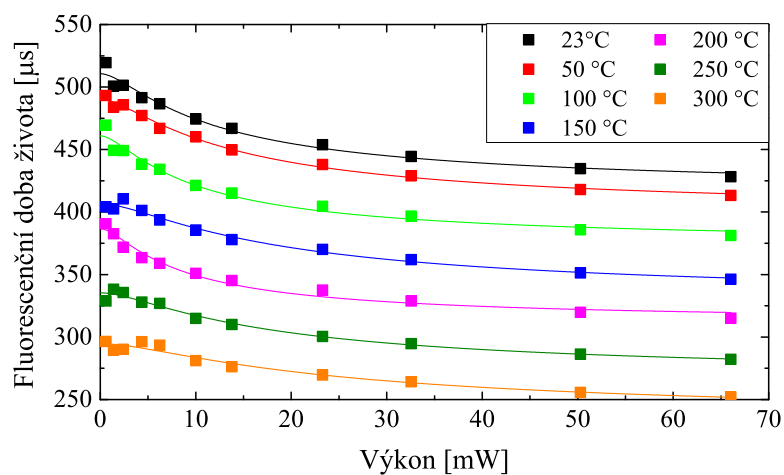
Doby života určené z poklesu intenzity na $1/e$ pro různé výkony a teploty jsou zobrazeny na Obr. 26. Pro každou teplotu byly body proloženy rovnicí [44]:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + \left(\frac{\tau_0}{\tau_{sat}} - 1\right) \cdot \left(\frac{P}{P + P_{CRIT}}\right)^2}, \quad (20)$$

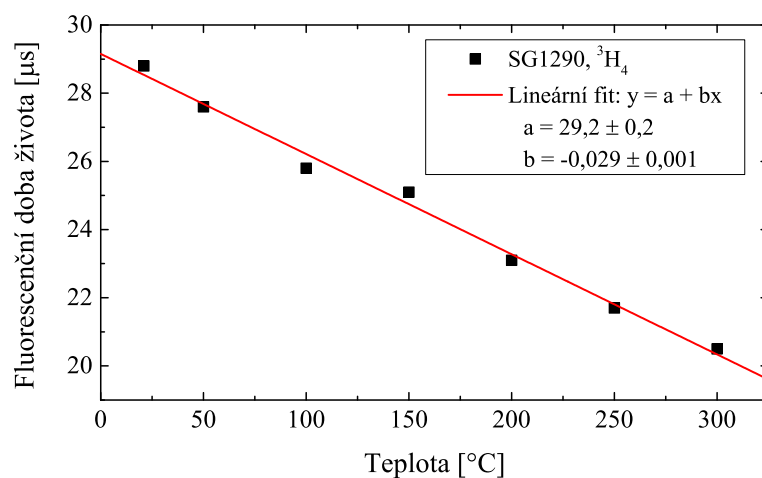
z něhož získáme extrapolaci na nulový a nekonečný výkon.

Hladina 3H_4 pro SG1290

Měřené křivky fluorescenčního poklesu byly zaznamenány a zpracovány obdobným způsobem jako v předchozím případě pro hladinu 3F_4 . V tomto případě se však hodnoty s výkonem téměř nemění. V grafu na Obr. 27 je závislost fluorescenční doba života na teplotě aktivního vlákna.



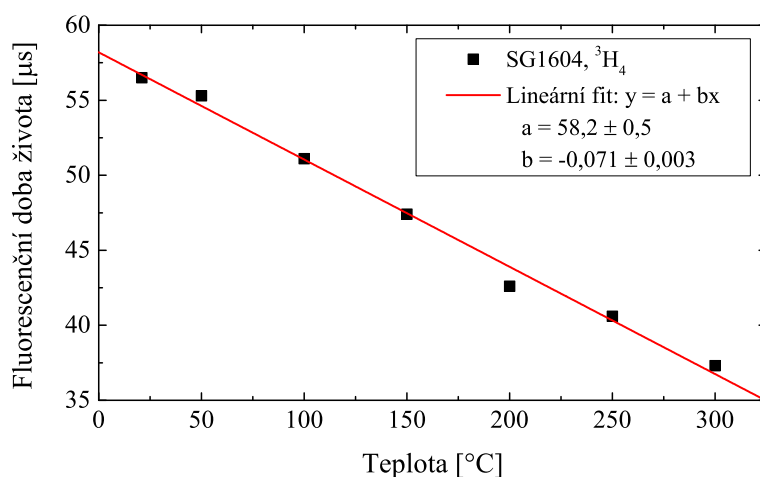
Obr. 26: Závislost fluorescenční doby života hladiny ${}^3\text{F}_4$ na čerpacím výkonu pro různé teploty vlákna SG1290. Body jsou extrapolovány na nulový a nekonečný výkon podle rovnice (20).



Obr. 27: Fluorescenční doba života hladiny ${}^3\text{H}_4$ pro vlákno SG1290.

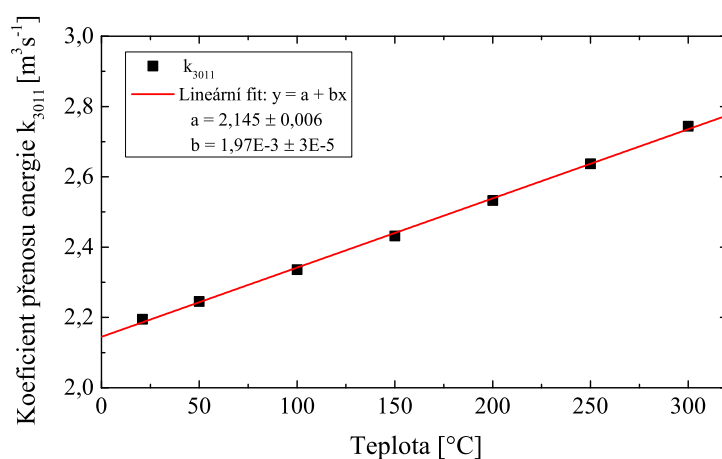
Hladina ${}^3\text{H}_4$ pro SG1604L

Výsledky fluorescenční doby života v závislosti na teplotě pro slabě dopované vlákno SG1604L jsou zobrazeny v grafu na Obr. 28.

Obr. 28: Fluorescenční doba života hladiny $^3\text{H}_4$ pro vlákno SG1604L.

Odhad koeficientu popisující transfer procesu křížové relaxace

Teplotně závislé doby života z předchozího odstavce byly pro jednotlivé teploty dosazeny do rovnice (16). Výsledný odhad teplotní závislosti koeficientu k_{3011} je zobrazen na Obr. 29. Z grafu lze vypočítat že při změně teploty téměř o 300 $^{\circ}\text{C}$ se hodnota koeficientu změní o více než 25 %, což už by se mohlo odrazit na výsledcích teoretických modelů.

Obr. 29: Teplotní závislost koeficientu přenosu energie při procesu křížové relaxace k_{3011} .

5.5 Přínos výsledků

Z výsledků je patrné, že se účinné průřezy i doby života včetně koeficientu k_{3011} výrazně mění s teplotou. Z toho plyne, že při zahřívání vlákna v reálném systému se může změnit nejen výstupní vlnová délka, ale také práh a laserová účinnost. Je překvapivé, že doposud byla tomuto tématu věnována jen malá pozornost [19, 45]. Pokud totiž vezmeme teplotní závislosti v potaz, dostaneme přesnější simulace, které pomohou k lepšímu návrhu laserového systému, například k přesnějšímu určení ideální délky aktivního vlákna nebo k zefektivnění chlazení. Naměřená data z této práce byla implementována v TDFL modelu vytvořeným Ing. Ondřejem Schreiberem, viz [46]. Výsledky těchto simulací byly prezentovány na konferenci SPIE Photonics West 2023 [47].

6 Závěr

Cílem této práce bylo vypracovat přehled o současném stavu problematiky vláknových zesilovačů s thuliem dopovanými optickými vlákny. Cílem experimentální části bylo navrhnout a sestavit aparaturu pro měření absorpčních a emisních spekter v závislosti na teplotě v rozsahu 25 až 300 °C.

Rešeršní část je uvedena v kapitolách 1 až 3, které pojednávají o optických vláknech, zesilovačích a laserech s thuliem dopovanými vlákny. Kapitola 2 je věnována využití optických vláken v telekomunikacích a popisu thuliových aktivních vláken, která se využívají jak pro zesilovače, tak pro lasery. Kapitola 3 obsahuje charakterizaci aktivních vláken jako jsou účinné průřezy, fluorescenční doba života a jejich teplotní závislosti.

V experimentální části jsou uvedeny použité přístroje a pomůcky, postupy jednotlivých měření a dosažené výsledky. Byla sestavena měřicí aparatura pro zahřívání aktivního vlákna, následně byly změřeny absorpční a emisní spektra v závislosti na teplotě. Měření probíhalo v rozsahu teplot -196 až 300 °C. Proměřená absorpční spektra se nacházela v oblasti vlnových délek 790 a 1650 nm a emisní v oblasti 800 a 1800 nm. Naměřené hodnoty byly použity pro výpočet absorpčních a emisních účinných průřezů, jejichž absolutní hodnoty jsou přibližně o 20 % vyšší než v literatuře, což je pravděpodobně způsobeno nepřesnými hodnotami koncentrací a radiativní doby života. Dále byly změřeny fluorescenční doby života pro různé teploty a následně pomocí výsledků byla odhadnuta teplotní závislost koeficientu popisující proces křížové relaxace k_{3011} . Hodnota koeficientu se při změně teploty téměř o 300 °C změní o více než 25 %. Detailnější výsledky lze nalézt v jednotlivých kapitolách. Díky těmto výsledkům je možné zdokonalit numerické modely. Dílčí výsledky této diplomové práce byly prezentovány na mezinárodních konferencích Europhoton 2022, SPIE Optics and Optoelectronics 2023 (viz příloha B), CLEO 2023 (viz příloha C) a také publikovány v časopise Optics Letters (viz příloha A) [48].

Vzhledem k výše uvedenému mohu konstatovat, že cíle práce byly splněny.

Seznam obrázků

1	Šíření světla optickým vláknem.	9
2	Ilustrace šíření světla v gradientním vlákně.	10
3	Útlum SMF se zobrazenými telekomunikačními okny [11].	11
4	Šíření čerpacího a laserového záření ve dvouplášťové vlákně.	12
5	Energetické hladiny thulia a schéma procesu křížové relaxace [23].	14
6	Diagram energetických hladin Tm^{3+} s možnými energetickými přechody a jejich koeficienty [23, 31].	19
7	Schéma měření absorpčních spekter v okolí vlnové délky 790 nm.	23
8	Schéma měření absorpčních spekter v okolí vlnové délky 1650 nm.	24
9	Schéma měření emisních spekter v okolí vlnové délky 1800 nm.	25
10	Schéma měření emisních spekter v okolí vlnové délky 800 nm.	25
11	Naměřený spektrální útlum pro vazební člen WDM.	26
12	Křivka transmise WDM pro větev I2 s proložením Gaussovou funkcí.	27
13	Schéma měření fluorescenční doby života hladiny 3H_4	27
14	Schéma měření fluorescenční doby života hladiny 3F_4	28
15	Fotografie experimentálního uspořádání.	29
16	Vlevo: umístěné vlákno v kryostatu, vpravo: přechod do vakuové komory.	29
17	Profil indexu lomu thuliových vláken SG1290 a SG1604.	30
18	Absorpční spektrum v okolí vlnové délky 1650 nm.	31
19	Absorpční spektrum v okolí vlnové délky 790 nm.	31
20	Emisní spektrum v okolí vlnové délky 1800 nm.	32
21	Emisní spektrum v okolí vlnové délky 1800 nm se zobrazenou absorpcí vody.	33
22	Emisní spektrum v okolí vlnové délky 800 nm.	33
23	Absorpční účinné průřezy.	34
24	Emisní účinné průřezy.	35
25	Naměřené křivky poklesu fluorescence hladiny 3F_4 pro vlákno SG1290.	36
26	Závislost fluorescenční doby života hladiny 3F_4 na čerpacím výkonu.	37

27	Fluorescenční doba života hladiny $^3\text{H}_4$ pro vlákno SG1290.	37
28	Fluorescenční doba života hladiny $^3\text{H}_4$ pro vlákno SG1604L.	38
29	Teplotní závislost koeficientu přenosu energie při procesu křížové relaxace k_{3011}	38

Reference

- [1] PASCHOTTA, R.: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, Wiley-VCH, 2008, ISBN 978-3-527-40828-3.
- [2] PASCHOTTA, R.: *Field guide to optical fiber technology*, SPIE Press, Bellingham, Wash., 2010, ISBN 9780819480903.
- [3] VRBOVÁ, M.: *Lasery a moderní optika*, Prometheus, Praha, 1st ed., 1994, ISBN 80-85849-56-9.
- [4] KAO, K., HOCKHAM, G.: Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies, *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 1966, **vol. 113(7)**, pp. 1151–1158, doi:10.1049/piee.1966.0189.
- [5] PETERKA, P., MATĚJEC, V.: Optická vlákna se dočkala nobelovy ceny za fyziku, *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, 2010, **vol. 1(55)**, pp. 1–11.
- [6] HECHT, J.: *City of light the story of fiber optics*, Oxford University Press, NY, 1999, ISBN 0-19-510818-3.
- [7] PETERKA, P., HONZÁTKO, P., KAŠÍK, I., MICHKOVÁ, A.: *Vláknové lasery*, Academia, 2nd ed., 2014.
- [8] DONG, L., SAMSON, B.: *Fiber Lasers: basics, technology, and applications*, CRC Press, Broken Sound Parkway NW, 2016, ISBN 978-1-4987-2554-5.
- [9] KOESTER, C. J., SNITZER, E.: Amplification in a Fiber Laser, *Appl. Opt.*, 1964, **vol. 3(10)**, pp. 1182–1186.
- [10] NAKAZAWA, M., KIMURA, Y., SUZUKI, K.: Efficient Er-doped optical fiber amplifier pumped by a 1.48 μm InGaAsP laser diode, *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **vol. 54(4)**, pp. 295–297, doi:10.1063/1.101448.

- [11] PETERKA, P., VOJTĚCH, J.: Optical amplifiers, *Handbook of Radio and Optical Networks Convergence*, (Springer, in Review, n.d.).
- [12] R. MAURER: Optical waveguide light source, U.S. Patent 3 808 549, April 30, 1974.
- [13] SNITZER, E., PO, H., HAKIMI, F., TUMMINELLI, R., MCCOLLUM, B. C.: Double clad, offset core Nd fiber laser, in *Optical Fiber Sensors*, Optical Society of America, 1988 doi:10.1364/OFS.1988.PD5.
- [14] MOTES, R. A.: *Introduction to high-power fiber lasers*, Directed Energy Professional Society, Albuquerque, NM, 2nd ed., 2013, ISBN 9780979368769.
- [15] PETERKA, P.: Double-clad fibers for high-power fiber lasers, in Proc. EPS **243**, *9th EPS-QEOD Europhoton Conf.*, Prague, 30 Aug - 4 Sept 2020 p. Summer School Tutorial p. SS2.1., 2020 .
- [16] SIMPSON, D. A.: *Spectroscopy of thulium doped silica glass*, PhD thesis, Optical Technology Research Laboratory, School of Electrical Engineering, Victoria University, 2008.
- [17] VAŘÁK, P., KAMRÁDEK, M., MRÁZEK, J., PODRAZKÝ, O., AUBRECHT, J., PETERKA, P., NEKVINDOVÁ, P., KAŠÍK, I.: Luminescence and laser properties of RE-doped silica optical fibers: The role of composition, fabrication processing, and inter-ionic energy transfers, *Optical Materials: X*, 2022, **vol. 15**, p. 100177, ISSN 2590-1478, doi:j.omx.2022.100177.
- [18] LOU, Z., YANG, B., HAN, K., WANG, X., ZHANG, H., XI, X., LIU, Z.: Real-time in-situ distributed fiber core temperature measurement in hundred-watt fiber laser oscillator pumped by 915/976 nm LD sources, *Scientific Reports*, 2020, **vol. 10(1)**, ISSN 2045-2322, doi:10.1038/s41598-020-66470-3.
- [19] GAIDA, C., GEBHARDT, M., HEUERMAN, T., STUTZKI, F., JAUREGUI, C., LIMPERT, J.: Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power, *Optics Letters*, 2018, **vol. 43(23)**, ISSN 0146-9592, doi:10.1364/OL.43.005853.

- [20] TODOROV, F., AUBRECHT, J., PETERKA, P., SCHREIBER, O., JASIM, A. A., MRÁZEK, J., PODRAZKÝ, O., KAMRÁDEK, M., KANAGARAJ, N., GRÁBNER, M., BARAVETS, Y., CAJZL, J., KOŠKA, P., FIŠAR, A., KAŠÍK, I., HONZÁTKO, P.: Active Optical Fibers and Components for Fiber Lasers Emitting in the 2- μm Spectral Range, *Materials*, 2020, **vol. 13(22)**, ISSN 1996-1944, doi:10.3390/ma13225177.
- [21] RICHARDSON, D. J., NILSSON, J., CLARKSON, W. A.: High power fiber lasers: current status and future perspectives, *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **vol. 27(11)**, pp. B63–B92, doi:10.1364/JOSAB.27.000B63.
- [22] ZERVAS, M. N., CODEMARD, C. A.: High power fiber lasers: A review, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2014, **vol. 20(5)**, pp. 219–241, doi:10.1109/JSTQE.2014.2321279.
- [23] KAMINSKII, A. A.: *Laser Crystals - Their Physics and Properties*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 2nd ed., 1990, ISBN 978-3-540-70749-3.
- [24] POWELL, R. C.: *Physics of Solid-State Laser Materials*, Atomic, Molecular and Optical Physics Series, Springer-Verlag, New York, 1998, ISBN 978-1-56396-658-3.
- [25] ŠVEJKAR, R.: *Kryogenně chlazené diodově čerpané lasery s ionty Er^{3+}* , Diplomové práce, ČVUT v Praze, FJFI, Katedra fyzikální elektroniky, 2015, ISBN 978-3-540-70749-3.
- [26] DEMIRBAS, U., THESINGA, J., KELLERT, M., KÄRTNER, F. X., PERGAMENT, M.: Temperature dependence of the fluorescence lifetime and emission cross section of Tm:YLF in the 78-300 K range, *Opt. Mater. Express*, 2022, **vol. 12(12)**, pp. 4712–4732, doi:10.1364/OME.475971.
- [27] GRÁBNER, M., PETERKA, P., HONZÁTKO, P.: Formula for temperature distribution in multi-layer optical fibres for high-power fibre lasers, *Opto-Electron. Rev.*, 2021, **vol. 126(29)**, doi:10.24425/opelre.2021.139482.

- [28] VRBOVÁ, M., JELÍNKOVÁ, H., GAVRILOV, P.: *Úvod do laserové techniky*, ČVUT, 1998, ISBN 80-01-01108-9.
- [29] McCUMBER, D. E.: Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra, *Physical Review*, 1964, **vol. 136(4A)**, pp. A954–A957, ISSN 0031-899X, doi:10.1103/PhysRev.136.A954.
- [30] AULL, B., JENSSEN, H.: Vibronic interactions in Nd:YAG resulting in nonreciprocity of absorption and stimulated emission cross sections, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1982, **vol. 18(5)**, pp. 925–930, doi:10.1109/JQE.1982.1071611.
- [31] PETERKA, P., FAURE, B., BLANC, W., KARÁSEK, M., DUSSARDIER, B.: Theoretical modelling of S-band thulium-doped silica fibre amplifiers, *Optical and Quantum Electronics*, 2004, **vol. 36(1-3)**, pp. 201–212, ISSN 0306-8919, doi:10.1023/B:OQEL.0000015640.82309.7d.
- [32] TURRI, G., SUDESH, V., RICHARDSON, M., BASS, M., TONCELLI, A., TONELLI, M.: Temperature-dependent spectroscopic properties of Tm³⁺ in germanate, silica, and phosphate glasses; a comparative study, *Journal of Applied Physics*, 2008, **vol. 103(9)**, ISSN 0021-8979, doi:10.1063/1.2912952.
- [33] PAYNE, S., CHASE, L., SMITH, L., KWAY, W., KRUPKE, W.: Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er³⁺, Tm³⁺, and Ho³⁺, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, **vol. 28(11)**, pp. 2619–2630, doi:10.1109/3.161321.
- [34] WALSH, B. M.: Judd-ofelt theory, in *Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing*, Springer Netherlands, Dordrecht, ISBN 978-1-4020-4788-6, 2006 pp. 403–433, doi:10.1007/1-4020-4789-4.21.
- [35] WALSH, B., BARNES, N.: Comparison of Tm:ZBLAN and Tm:silica fiber lasers; Spectroscopy and tunable pulsed laser operation around 1.9 μm, *Applied Physics B*, 2004, **vol. 78(3-4)**, pp. 325–333, doi:10.1007/s00340-003-1393-2.

- [36] HEHLEN, M. P., BRIK, M. G., KRÄMER, K. W.: 50th anniversary of the Judd-Ofelt theory, *Journal of Luminescence*, 2013, **vol. 136**, pp. 221–239, ISSN 00222313, doi:10.1016/j.jlumin.2012.10.035.
- [37] JACKSON, S. D.: Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm³⁺-doped silica fibre lasers, *Optics Communications*, 2004, **vol. 230(1)**, pp. 197–203, doi:10.1016/j.optcom.2003.11.045.
- [38] SMITH, A., SMITH, J.: Mode instability thresholds for Tm-doped fiber amplifiers pumped at 790 nm, *Optics Express*, 11 2015, **vol. 24**, doi:10.1364/OE.24.000975.
- [39] CAJZL, J., PETERKA, P., KOWALCZYK, M., TARKA, J., SOBON, G., SOTOR, J., AUBRECHT, J., HONZÁTKO, P., KAŠÍK, I.: Thulium-Doped Silica Fibers with Enhanced Fluorescence Lifetime and Their Application in Ultrafast Fiber Lasers, *Fibers*, 2018, **vol. 6(3)**, doi:10.3390/fib6030066.
- [40] KAMRÁDEK, M., AUBRECHT, J., VAŘÁK, P., CAJZL, J., KUBEČEK, V., HONZÁTKO, P., KAŠÍK, I., PETERKA, P.: Energy transfer coefficients in thulium-doped silica fibers, *Optical Materials Express*, 2021, **vol. 11(6)**, doi:10.1364/OME.427456.
- [41] CAJZL, J., PETERKA, P., HONZÁTKO, P., PODRAZKÝ, O., KAMRÁDEK, M., AUBRECHT, J., PROBOŠTOVÁ, J., KAŠÍK, I., PÁTA, P., FLIEGEL, K.: Evaluation of energy transfer coefficients in Tm-doped fibers for fiber lasers, in *Photonics, Devices, and Systems VII*, SPIE, 2017 p. 54, doi:10.1117/12.2296342.
- [42] TIMMERHAUS, K. D., FLYNN, T. M.: *Cryogenic process engineering*, Plenum Press, New York, 1989, ISBN 0306432838.
- [43] PETERKA, P., KASIK, I., DHAR, A., DUSSARDIER, B., BLANC, W.: Theoretical modeling of fiber laser at 810 nm based on thulium-doped silica fibers with enhanced ³H₄ level lifetime, *Optics Express*, 2011, **vol. 19(3)**, ISSN 1094-4087, doi:10.1364/OE.19.002773.

- [44] VAŘÁK, P., KAŠÍK, I., PETERKA, P., AUBRECHT, J., MRÁZEK, J., KAMRÁDEK, M., PODRAZKÝ, O., BARTOŇ, I., FRANCZYK, M., BUCZYNSKI, R., HONZÁTKO, P.: Heat treatment and fiber drawing effect on the luminescence properties of RE-doped optical fibers (RE = Yb, Tm, Ho), *Optics Express*, 2022, **vol. 30(6)**, ISSN 1094-4087.
- [45] TAO, M., YE, J., YE, X., FENG, G., WANG, Y., YU, T., QI, Y., QUAN, Z., CHEN, W.: Thermal modeling of resonantly pumped high power Tm-doped fiber amplifiers, *Results in Physics*, 2022, **vol. 36**, p. 105407, ISSN 2211-3797, doi:10.1016/j.rinp.2022.105407.
- [46] SCHREIBER, O.: *Modelování a optimalizace dvouplášťových vláknových laserů dopovaných ionty thulia*, Diplomové práce, ČVUT v Praze, FJFI, Katedra fyzikální elektroniky, 2022.
- [47] SCHREIBER, O., JIŘÍČKOVÁ, B., AUBRECHT, J., GRÁBNER, M., JAUREGUI, C., HONZÁTKO, P., PETERKA, P.: The effect of temperature dependence of thulium cross sections on thulium-doped fiber laser operation, in V. R. Supradeepa, ed., *Fiber Lasers XX: Technology and Systems*, vol. 12400, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2023 p. 124000A, doi:10.1117/12.2647852.
- [48] JIŘÍČKOVÁ, B., GRÁBNER, M., JAUREGUI, C., AUBRECHT, J., SCHREIBER, O., PETERKA, P.: Temperature-dependent cross section spectra for thulium-doped fiber lasers, *Optics Letters*, 2023, **vol. 48**, pp. 811–814, doi:10.1364/OL.479313.

Přílohy

A Článek v Optics Letters



Optics Letters

Temperature-dependent cross section spectra for thulium-doped fiber lasers

BÁRA JIŘÍČKOVÁ,^{1,2} MARTIN GRÁBNER,^{1,*}  CESAR JAUREGUI,³  JAN AUBRECHT,¹  ONDŘEJ SCHREIBER,^{1,2} AND PAVEL PETERKA¹ 

¹Institute of Photonics and Electronics, Chaberská 1014/57, Prague 182 00, Czech Republic

²Czech Technical University in Prague, Faculty of Nuclear Science and Physical Engineering, Břehová 7, Prague 11519, Czech Republic

³Institute of Applied Physics, Abbe Center of Photonics, Friedrich Schiller University, Albert-Einstein-Strasse 15, Jena 07745, Germany

*Corresponding authors: grabner@ufe.cz

Received 27 October 2022; revised 22 December 2022; accepted 25 December 2022; posted 3 January 2023; published 31 January 2023

An investigation on the temperature dependence of spectroscopic parameters of trivalent thulium ions is important for the design of high-power, thulium-doped fiber lasers and amplifiers. In this Letter, the thulium absorption/emission cross sections are determined in the spectral range 700–2200 nm and in the temperature range from –196°C to 300°C. The spectra are obtained from the absorption and emission measurements of a thulium-doped fiber and from measured thulium concentration profiles. Attempts were made to estimate the temperature dependence of the spectra where the measurements are not accessible. Firstly, the spectra are fitted to a multi-Gaussian model with temperature dependent parameters. Secondly, a physically motivated model of the cross section spectra is proposed and analyzed. © 2023 Optica Publishing Group

<https://doi.org/10.1364/OL.479313>

Introduction. Thulium-doped fiber lasers (TDFLs) and amplifiers [1,2] have a wide range of applications, e.g., in industry, medicine, or defense. However, the output power of TDFLs is an order of magnitude below its potential. This is in contrast to ytterbium fiber lasers that can generate more than 20 kW output power from a single emitter. The power evolution of TDFLs has almost stopped around 2010 as shown in Fig. 1(a). Currently, the main power limiting factors are associated with thermal effects, as the core temperature can reach hundreds of degrees Celsius, see examples in Fig. 1(b) [3]; for examples of real temperature distributions along active fibers, see e.g., Ref. [4,5]. In high power lasers, it is of paramount importance to estimate the heat distribution in order to design an effective cooling system and to predict temperature induced changes of relevant spectroscopic parameters. However, surprisingly low attention has been devoted to the thermal effects on laser operation arising from the temperature dependence of spectroscopic properties. Only in a few models [6,7] an approximate core-temperature dependence was considered.

So far, spectroscopic properties of Tm³⁺ in silica almost exclusively at room temperature have been reported; often as input data for thulium-doped fiber (TDF) models where the spectroscopic data were more or less taken from existing literature and only partially measured for the host material under study. Cross

section spectrum measured on a preform of Tm-doped silica was provided in Ref. [1]. The absorption at 790 nm (³H₆ → ³H₄) and emission at 1800 nm (³F₄ → ³H₆) cross sections were given in Ref. [8] where Judd–Ofelt theory was applied to obtain the absolute value of the emission cross section. The saturated fluorescence method was used in Ref. [9] to obtain the absorption/emission cross sections at 1650/1800 nm bands. A review of cross sections was complemented in Ref. [10] by measurement of the spectral shape of absorption and emission at around 790 nm (³H₆ → ³H₄). Additionally, fits by Gaussian functions were provided. An extensive spectroscopic review of thulium spectra was published by Smith & son [11]. The McCumber method was used in Ref. [12] to obtain the absorption/emission cross section at 1650/1800 nm bands. Finally, the temperature-dependent cross sections of Tm³⁺:silica for temperatures from 35 to 300 K (i.e., from –238 to 27°C) were reported in Ref. [13].

In this Letter we report on, to the best of our knowledge, the first measurement results of the temperature dependent TDF absorption and emission cross sections in the spectral range of 700–2200 nm for a temperature range from –196°C to 300°C, which is relevant to high-power fiber laser operation [3,6,7,14]. Significant changes were detected in this temperature range, namely, the peak of the absorption cross section at around 1650 nm dropped by more than 20% and the peak of the emission cross section at around 1800 nm dropped by approximately 40%. Also, the center of gravity of the cross sections considerably shifts with temperature, which is particularly important for ultrafast lasers. Empirically and physically derived formulas for the temperature dependence of the cross section spectra are proposed and discussed. These allow extrapolating the temperature dependence outside the region of measured temperature dependence or predicting the temperature induced changes for the case when only the cross section spectra at room-temperature are available.

Measurement. An in-house prepared TDF (8/125 μm, SiO₂ doped by 3000 ppm Tm³⁺, 3.9 mol% Al₂O₃, 0.5 mol% GeO₂) was used for the measurement of the temperature-dependent absorption and emission spectra. The radiation from a broadband source coupled into a fiber core was sent through a 6 cm-long TDF sample to measure the absorption spectra, which was recorded by an ANDO AQ6317B optical spectrum analyzer (OSA) with 2 nm resolution and by a Nicolet 8700 Fourier transform infrared (FTIR) spectrometer with a resolution of 16 cm⁻¹

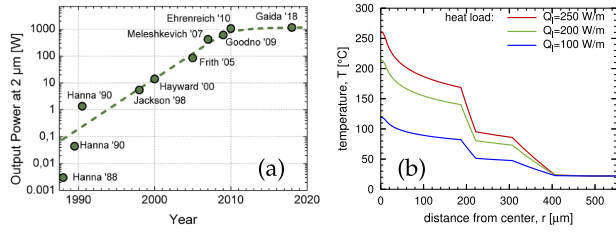


Fig. 1. (a) Power evolution of thulium fiber lasers [2]. (b) Radial distribution of the fiber temperature in the 614 μm diameter air-clad fiber; more than 250°C core temperature can be estimated with 1.2 kW pump power and the maximum heat load $Q_i = 250$ W/m obtained for single-end pump configuration of the laser [3].

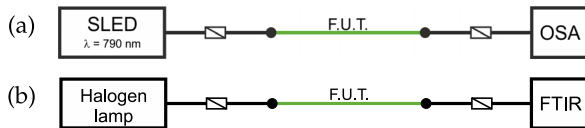


Fig. 2. Emission measurement setup for (a) 800 nm and (b) 1800 nm. Abbreviations are: WDM, wavelength division multiplexer; YDFL, ytterbium-doped fiber laser.

(i.e., 5.2 nm at 1800 nm). The absorption spectra were recorded at spectral bands around 790 nm and 1210–1640 nm, respectively. A super-luminescent diode operating at 790 nm and a halogen lamp were used as the excitation light sources. In order to obtain the emission spectra the TDF was core pumped. The signal was collected in the backward direction using a broadband optical fiber coupler. Isolators and APC connectors eliminated back-reflection of the unabsorbed pump radiation as shown in Fig. 2. For these experiments, 2 mm and 5 mm active fiber samples were prepared to measure the emission peaks around 800 nm and 1800 nm, respectively. For the emission measurement at 800 nm, upconversion-pumping at 1079 nm was used to avoid strong reabsorption of wavelengths smaller than ~ 800 nm. Such reabsorption occurs due to low inversion population at $^3\text{H}_4$ level under direct excitation of this level [10]. Spectra were recorded using an OSA with a resolution of 2 nm. For the 1800 nm emission peak the pump source was a Thorlabs laser diode operating at 1625 nm and a spectrometer FTIR with a resolution of 4 cm^{-1} (i.e., 1.3 nm at 1800 nm) was used. The active fiber was attached to a hot plate using heat conductive paste. A resistive temperature sensor (Thorlabs TH100PT) was placed in the aluminum box together with the fiber to exactly control the temperature. Figures 2 and 3 show the measurement setup used for the determination of the absorption and emission spectra.

The spectral density of emission spectra at 1800 nm was measured at temperatures $-196, -15, -3, 15, 28, 50, 100, 150, 200,$

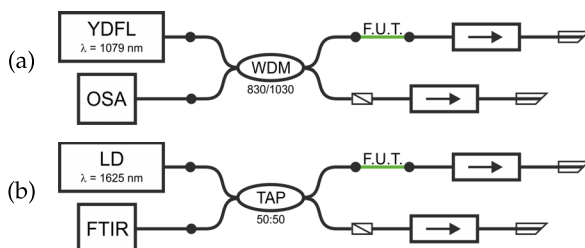


Fig. 3. Absorption measurement setup for (a) 790 nm and (b) 1650 nm. Here: FUT, fiber under test.

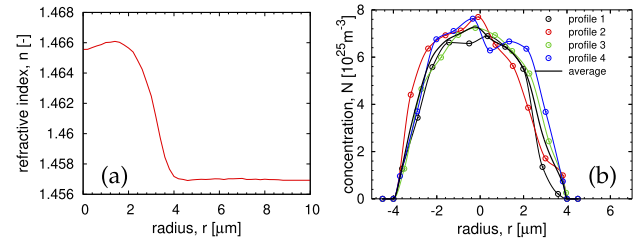


Fig. 4. (a) Refractive index profile of fiber SG1290. (b) Radial profiles of thulium concentration of four samples of SG1290 fiber.

250, and 300°C. A similar set of temperatures was used when capturing the other spectra too.

Cross section spectra. To obtain the absolute values of the cross section from the measured absorption/emission spectra, different methods (see the Introduction) can be applied, resulting in slightly different absolute values. Therefore, it is useful to separate the peak value and the shape of the spectra by employing normalized cross section spectra.

Peak values. The absorption cross section σ_a [m^2] is related to the small signal attenuation A [dB], the fiber length L_a [m], and the concentration of Tm^{3+} ions N_i [m^{-3}] by the following relationship:

$$A(\lambda) = 10 \log_{10}(e) \Gamma(\lambda) \sigma_a(\lambda) N_i L_a \quad (1)$$

where Γ denotes the overlap of the electromagnetic field power density with the profile of Tm^{3+} concentration. In Eq. (1), the quantities dependent on wavelength λ are indicated. Assuming only radial dependence, Γ is calculated as

$$\Gamma = \frac{\int_0^\infty N(r) R^2(r) r dr}{N_i \int_0^\infty R^2(r) r dr}, \quad (2)$$

where $R(r)$ is the radial profile of em field (LP_{01} mode) that is obtained from the waveguide solution. A solver of the radial part of the scalar Helmholtz equation was used for this purpose with the refractive index profile measured by the analyzer IFA-100 and shown in Fig. 4(a). Here $N(r)$ [m^{-3}] is the radial profile of the Tm^{3+} concentration, see Fig. 4(b) and N_i is its maximum. The peak values of the emission cross section σ_e were obtained using the Judd–Ofelt parameters presented in Ref. [8] and using radiative lifetimes of the $^3\text{H}_4$ and $^3\text{F}_4$ manifolds in Tm^{3+} : silica as $\tau_{\text{rad}}(^3\text{F}_4) = 4.56$ ms and $\tau_{\text{rad}}(^3\text{H}_4) = 0.67$ ms. These values are used in Fuchtbauer–Ladenburg formula [15]

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\bar{\lambda}^2}{8\pi c n^2 \tau_{\text{rad}}} \frac{S(\lambda)}{\int \lambda^{-2} S(\lambda) d\lambda}, \quad (3)$$

where c is the speed of light, n is the refractive index, $S(\lambda)$ is the normalized emission spectra, and $\bar{\lambda}$ is the average wavelength.

Table 1 compares the peak values of cross section spectra at room temperature published so far with the values derived in this work. The wavelengths in brackets denote specific ranges, not exact peak locations.

Normalized cross section spectra. The relative relationship between emission cross section and measured power of spontaneous emission is, as given in Ref. [16],

$$P_{SE}(\lambda) \propto 2hc^2 \lambda^{-3} \delta\lambda \sigma_e(\lambda) \Gamma(\lambda) N_i \quad (4)$$

where N_i is population density of i th level. Taking Eqs. (1) and (4) into account, normalized cross section spectra that have a unit

Table 1. Peak Cross Section Data Published;
 $\sigma_{a|e}[10^{-25}\text{m}^2]$

ref.	σ_a (790 nm)	σ_a (1650 nm)	σ_e (800 nm)	σ_e (1800 nm)
Jackson, [1]	8.5	4.5	-	6.0
Walsh, [8]	10.0	-	-	4.6
Agger, [9]	-	4.2	-	3.8
[9]	-	4.5	-	3.5
Turri, [13]	4.6	3.0	-	3.7
Peterka, [10]	8.5	4.4	8.5	6.1
Lee, [12]	-	4.16	-	3.59
This work	10.1	5.4	10.9	4.9

peak value at room temperature were derived from the measured spectra. Then, the cross sections were fitted with empirical model,

$$\sigma(\lambda) = \sum_{i=1}^N a_i \exp\left(-2\left(\frac{\lambda - \lambda_i}{\delta_i}\right)^2\right), \quad (5)$$

where λ [nm] is wavelength, N is a number of fitting Gaussian functions, and where the parameters are dependent on temperature t [°C] as

$$a_i = a_{i0} \exp(a_{i1}t), \quad (6)$$

$$\lambda_i = \lambda_{i0} + \lambda_{i1}t, \quad (7)$$

$$\delta_i = \delta_{i0} + \delta_{i1}t, \quad (8)$$

with $i = 1 \dots N$ and $N = 4$ or 5 . Each interval of the significant part of the absorption/emission spectrum is fitted separately. The form of Eqs. (6)–(8) was chosen as the simplest form of temperature dependence avoiding negative amplitudes of Gaussians. Figure 5 compares the measured and fitted normalized cross section spectra with the achieved root mean square errors (RMS). The oscillatory behavior of absorption spectra at -196°C is not part of the cross section spectra but due to inter-modal interference that was not fully suppressed during the particular measurement with liquid nitrogen. Fitted parameters a_{i0} , a_{i1} , λ_{i0} , λ_{i1} , δ_{i0} , δ_{i1} applicable in the temperature range from -196°C to 300°C are available in an electronic form in [Dataset 1](#), Ref. [17].

Physical model. In this section, an approximative formula of temperature dependence of cross section spectra is derived. It

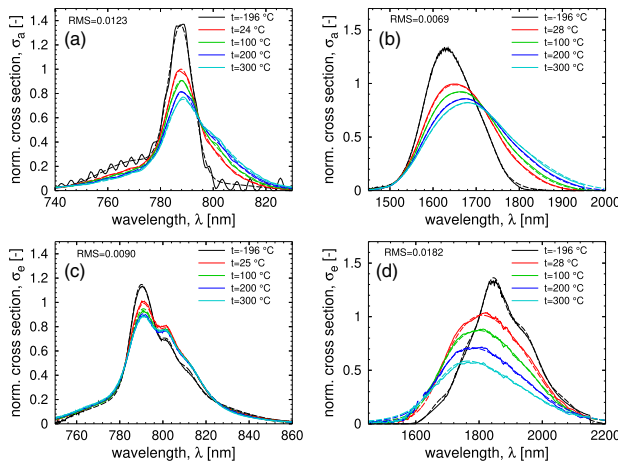


Fig. 5. (a),(b) Normalized absorption and (c),(d) emission cross section spectra of thulium. See [Dataset 1](#), Ref. [17] for fitted parameters.

is motivated by the fact that often such temperature dependence is not accessible or it could not be measured. By application of physical models, such dependence can be approximated at least in a limited temperature range. The derivation is based on the McCumber reciprocity formula [13,14,18],

$$\sigma_e(\lambda, T) = \sigma_a(\lambda, T) \left(\frac{Z_l}{Z_u}\right)_T \exp\left[\frac{E_{ZL} - hc/\lambda}{kT}\right], \quad (9)$$

where T [K] is temperature, c is speed of light, h is the Planck constant, k is the Boltzmann constant, $E_{ZL} = hc/\lambda_{ZL}$ is the energy difference of the zero-phonon line, and Z_u , Z_l are partition functions of the upper and lower manifolds that generally depend on T (see subscript). Equation (9) can be expressed also in its inverse form to give σ_a from σ_e . Using a reference temperature T_r [K], one can rewrite Eq. (9) as

$$\sigma_e(\lambda, T) = \frac{\sigma_a(\lambda, T_r)}{\sigma_a(\lambda, T_r)} \sigma_a(\lambda, T) \left(\frac{Z_l}{Z_u}\right)_T \exp\left[\frac{E_{ZL} - hc/\lambda}{kT}\right]. \quad (10)$$

The inverse form of Eq. (9) is then substituted for $\sigma_a(\lambda, T_r)$ into Eq. (10), giving

$$\sigma_e(\lambda, T) = \frac{\sigma_a(\lambda, T)}{\sigma_a(\lambda, T_r)} \sigma_e(\lambda, T_r) \left(\frac{Z_u}{Z_l}\right)_{T_r} \left(\frac{Z_l}{Z_u}\right)_T \exp[C_T], \quad (11)$$

where $C_T \equiv (1 - T/T_r) \frac{E_{ZL} - hc/\lambda}{kT}$. Assuming for the moment that the (Z_l/Z_u) ratio does not depend on temperature, Eq. (11) finally simplifies to

$$\frac{\sigma_e(\lambda, T)}{\sigma_e(\lambda, T_r)} = \frac{\sigma_a(\lambda, T)}{\sigma_a(\lambda, T_r)} \exp[C_T]. \quad (12)$$

One can divide the temperature dependence term C_T among both absorption and emission in such a way that Eq. (12) is maintained. Choosing symmetrical division (i.e., using $\pm C_T/2$ exponent), the emission/absorption cross section dependence is

$$\sigma_{e|a}(\lambda, T) = \sigma_{e|a}(\lambda, T_r) \exp[\pm C_T/2]. \quad (13)$$

The zero phonon line wavelength $\lambda_{ZL} = hc/E_{ZL}$ is determined from the condition $\sigma_e(\lambda_{ZL}, T_r) = (Z_l/Z_u)_{T_r} \sigma_a(\lambda_{ZL}, T_r)$.

Figure 6(a) compares the model, Eq. (13), with the empirical fitted model. While the absorption spectra for temperatures from 23°C to 300°C are described reasonably well, the emission spectra are poorly described by Eq. (13) for $t > 100^\circ\text{C}$. This could be partly attributed to the assumption about the temperature independence of the ratio Z_l/Z_u stated above. Figure 6(b) shows the model, Eq. (11), with σ_a according to Eq. (13) and with assumed temperature dependence of ratio $Z_{lu}(T) \equiv (Z_l/Z_u)_T$ as

$$Z_{lu}(T) = \frac{1 + (q-1) \exp\left(\frac{-\Delta_q \chi}{kT}\right)}{1 + (p-1) \exp\left(\frac{-\Delta_p \chi}{kT}\right)}, \quad (14)$$

where $p = 5$, $q = 7$, $\Delta_p = 760 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta_q = 100 \text{ cm}^{-1}$, $\chi = 100hc$. Equation (14) is considered as empirical and proposed to be applied only in the interval from 23°C to 300°C but it is motivated by the assumed structure of 3F_4 and 3H_6 manifolds. Partition functions $Z_u = 1 + \sum_{i=2}^p \exp\left(\frac{-\Delta_i}{kT}\right)$, $Z_l = 1 + \sum_{j=2}^q \exp\left(\frac{-\Delta_j}{kT}\right)$ depend on the number of Stark sub-levels in the upper and lower manifolds p , q and on the energy differences Δ_i , Δ_j of Stark sub-levels taken from the lowest sub-levels of each manifold, respectively. It follows that the limits for zero and large temperatures are $Z_{lu}(0) \rightarrow 1$ and $Z_{lu}(\infty) \rightarrow q/p$. Furthermore, $Z_{lu}(T)$

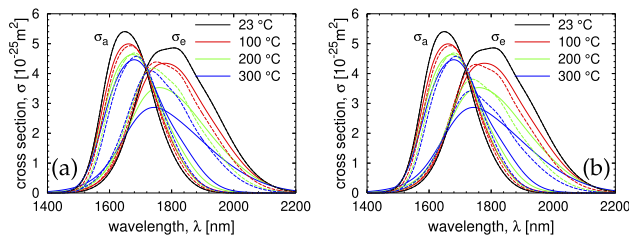


Fig. 6. McCumber-based physical model, Eq. (13), (dashed), $\lambda_{ZL} = 1717$ nm, versus fitted model (solid); (a) temperature independent Z_{lu} , (b) temperature dependent Z_{lu} as in Eq. (14).

is always in the interval $1/p < Z_{lu}(T) < q$ with actual maxima and minima depending on the relative size of Δ_i , Δ_j values. Therefore it is possible in theory for temperatures above the temperature where the maximum of Z_{lu} occurs that $Z_{lu}(T)$ decreases with temperature toward $Z_{lu}(\infty)$ similarly as expressed by Eq. (14).

The physical model described here is based on the McCumber formula, Eq. (9), that is known to be valid only in certain temperature interval where the spectral widths of individual transitions between Stark sub-levels i, j are bounded as $\delta E_{ij} \ll kT$ [19]. Therefore, the model is not applicable for too low temperatures where it is divergent.

The agreement of the physical model with measured spectra can be potentially improved by considering non-symmetrical division of the C_T term between absorption and emission [see Eq. (13)] and by applying model only in the limited range of temperatures above the reference temperature(s) (one or more) at which the measured spectra are available. Also, the reference temperature should be selected as the lowest temperature of the application range if possible to avoid a divergence effect.

Conclusions. Comprehensive measurements of temperature-dependent absorption/emission spectra on the thulium-doped silica fiber has allowed deriving cross section spectra associated with (${}^3\text{H}_6 \leftrightarrow {}^3\text{H}_4$) and (${}^3\text{H}_6 \leftrightarrow {}^3\text{F}_4$) transitions which are the most important in thulium-doped fiber laser pumping schemes; both for the currently most developed two-for-one pump process [1] with 790 nm pumps, and also for the emerging in-band cladding pumping at around 1700 nm [20]. The peak values of cross section spectra presented in Table 1 are in reasonable agreement with the ones published by different authors so far. The differences can be attributed to the different technology used for active fiber design and also to the different procedures used to determine the absolute values of the cross sections. An empirical model was fitted to the normalized spectra derived from the measurements with RMS values: $0.0069 < \text{RMS} < 0.0182$. The model can be readily applied in simulation procedures for thulium-doped silica active fibers.

A physically motivated model for the temperature dependence of the cross section spectra was developed and achieved a moderately good agreement with the measurements if the temperature dependence of the partition functions was taken into account.

The structure of the model is not dependent on the specific dopant kind and on the technology used. Its validity is limited by the validity of Eq. (9) thus it is expected not to be reliable in cases with high dopant concentrations where the inhomogeneous broadening arises. The model can be applied in cases where only the spectrum at a reference temperature is known and the spectra at temperatures higher than that reference are required. The accuracy of the model was found to be sufficiently good provided the temperature difference from the reference is less than approximately 100°C.

Funding. Grantová Agentura České Republiky (23-05701S).

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are available in Dataset 1, Ref. [17].

Supplemental document. See Supplement 1 for supporting content.

REFERENCES

- S. Jackson and T. King, *J. Lightwave Technol.* **17**, 948 (1999).
- F. Todorov, J. Aubrecht, P. Peterka, O. Schreiber, A. A. Jasim, J. Mrázek, O. Podrazký, M. Kamrádek, N. Kanagaraj, M. Grábner, Y. Baravets, J. Cajzl, P. Koška, A. Fišar, I. Kašík, and P. Honzátko, *Materials* **13**, 5177 (2020).
- M. Grábner, P. Peterka, and P. Honzátko, *Opto-Electron. Rev.* **29**, 126 (2021).
- Z. Lou, B. Yang, K. Han, X. Wang, H. Zhang, X. Xi, and Z. Liu, *Sci. Rep.* **10**, 9006 (2020).
- V. A. Kamynin, A. A. Wolf, M. I. Skvortsov, S. A. Filatova, M. S. Kopyeva, A. A. Vlasov, V. B. Tsvetkov, and S. A. Babin, *J. Lightwave Technol.* **39**, 5980 (2021).
- C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui, and J. Limpert, *Opt. Lett.* **43**, 5853 (2018).
- M. Tao, J. Ye, X. Ye, G. Feng, Y. Wang, T. Yu, Y. Qi, Z. Quan, and W. Chen, *Results Phys.* **36**, 105407 (2022).
- B. Walsh and N. Barnes, *Appl. Phys. B* **78**, 325 (2004).
- S. D. Agger and J. H. Povlsen, *Opt. Express* **14**, 50 (2006).
- P. Peterka, I. Kasík, A. Dhar, B. Dussardier, and W. Blanc, *Opt. Express* **19**, 2773 (2011).
- A. V. Smith and J. J. Smith, *Opt. Express* **24**, 975 (2016).
- Y.-W. Lee, H.-Y. Ling, Y.-H. Lin, and S. Jiang, *Opt. Mater. Express* **5**, 549 (2015).
- G. Turri, V. Sudesh, M. Richardson, M. Bass, A. Toncelli, and M. Tonelli, *J. Appl. Phys.* **103**, 093104 (2008).
- C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, Z. Wang, C. Jauregui, and J. Limpert, *Opt. Express* **29**, 14963 (2021).
- S. Payne, L. Chase, L. Smith, W. Kway, and W. Krupke, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2619 (1992).
- E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications* (Wiley, 1994).
- B. Jirickova and P. Peterka, "Temperature-dependent cross section spectra for thulium-doped fiber lasers," figshare (2023), [retrieved 3 January 2023], <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.21762659>
- W. J. Miniscalco and R. S. Quimby, *Opt. Lett.* **16**, 258 (1991).
- R. Quimby, *J. Appl. Phys.* **92**, 180 (2002).
- G. A. Newburgh, J. Zhang, and M. Dubinskii, *Laser Phys. Lett.* **14**, 125101 (2017).

B Příspěvek – konference SPIE OOE 2023

Temperature-dependence of cross-relaxation coefficient of the thulium-doped silica fibers

Bára Jiríčková^{a,b}, Ondřej Schreiber^{a,b}, Petr Vařák^a, Martin Grábner^a, Jan Aubrecht^a, and Pavel Peterka^a

^aInstitute of Photonics and Electronics of the Czech Academy of Sciences, Chaberská 57, Prague 182 00, Czech Republic

^bCzech Technical University in Prague, Faculty of Nuclear Science and Physical Engineering, Břehová 7, Prague 11519, Czech Republic

ABSTRACT

Nowadays, the main limiting factor of power scaling of high-power thulium fiber lasers is high heat load causing thermal mode instability (TMI) and other thermally induced difficulties. Increased temperature of the fiber core also leads to large changes of its spectroscopic parameters. In this work, we present the experimental measurements of the temperature dependence of the fluorescence lifetime of the thulium-doped fibers. The results of the temperature-dependent fluorescence lifetime, absorption and emission cross-section spectra, and energy transfer coefficient k_{3011} , which characterizes so-called “two-for-one” cross-relaxation process ${}^3\text{H}_4, {}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4, {}^3\text{F}_4$, were employed to develop a numerical model for simulation and optimization of high-power thulium-doped fiber lasers and amplifiers with temperature-dependent fiber characteristics.

Keywords: thulium, thulium-doped silica fibers, spectroscopy, cross-relaxation coefficient, numerical model, temperature effect

1. INTRODUCTION

Thulium-doped fiber lasers (TDFL) are significant high-power devices operating at a wavelength around 2 μm .^{1,2} Thanks to the emission in the so-called “eye-safe” region, they have a wide range of applications, e.g. in medicine, material processing, or defense. However, the output power of TDFLs is an order of magnitude below its potential regarding the thulium energy structure, which offers a suitable way to generate two laser photons around 2 μm per one pump photon at 790 nm. This so-called two-for-one cross-relaxation process thus provides a theoretical quantum efficiency of up to 200 % leading to a slope efficiency of 80 %. Currently, the main power limiting factors are associated with thermal effects, considering that the core temperature can rise up to 300 °C.^{3,4} Surprisingly low attention was devoted to the temperature effects on laser operation due to the temperature dependence of spectroscopic properties, and only in a few models approximate core-temperature-dependence was considered.^{5,6} For the reliable theoretical prediction of the active-fiber performance in fiber laser devices, the evaluation of cross-relaxation energy-transfer coefficients between various energy levels of thulium (Tm) ions in optical fibers is required too.⁷⁻⁹ Recently, measurements of silica TDF emission and absorption cross-sections in the temperature range -196 °C to 300 °C were done, and a temperature-dependent multi-gaussian empirical approximation of the cross-sections was presented.¹⁰ In this contribution, we present a measurement of the temperature-dependent fluorescence lifetime of the energy level ${}^3\text{H}_4$ in the temperature range from 25 °C to 300 °C and the energy transfer coefficient k_{3011} determination, which describes the cross-relaxation process ${}^3\text{H}_4, {}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{F}_4, {}^3\text{F}_4$. Moreover, we built a comprehensive numerical TDFL or amplifier model that uses the temperature-dependent cross-sections, fluorescence lifetime, and k_{3011} data as input.

Further author information:

B.J.: E-mail: jirickova@ufe.cz

2. METHODS

2.1 Theoretical evaluation of the k_{3011}

The diagram of Tm^{3+} ion energy levels with possible energy transfers is shown in Fig. 1. The searched energy transfer coefficient is marked k_{3011} . For the calculation of the coefficient, the following equation was published:⁹

$$k_{3011} = \frac{1}{N_{tot}} \left(\frac{1}{\tau_{3,m}} - \frac{1}{\tau_{3,lowC}} \right), \quad (1)$$

where N_{tot} is the total population density of all energy levels, which is the total Tm^{3+} concentration, $\tau_{3,m}$ is the measured fluorescence lifetime of the fiber, and $\tau_{3,lowC}$ is the lifetime of the low-doped fiber. This formula works under the assumption of low excitation power used for the measurement of the decay rates. Full derivation can be found in Ref. 9.

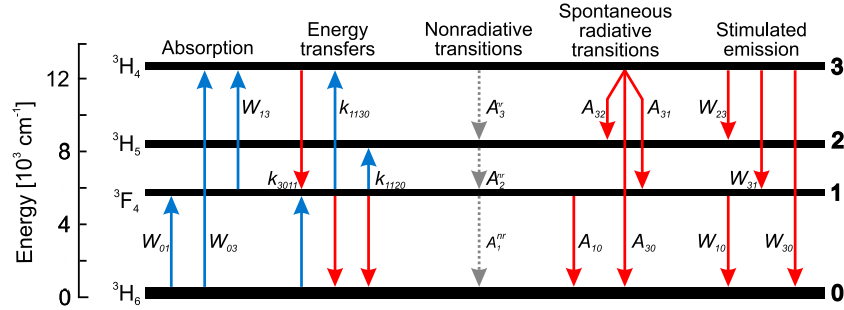


Figure 1. Energy levels of Tm^{3+} with possible energy transitions.

2.2 Fluorescence lifetime measurement

In-house prepared silica TDF SG1290 (8/125 μm , 3000 ppm Tm^{3+}) and SG1604 (8/125 μm , 40 ppm Tm^{3+} , low-doped) were used for the measurement of the temperature-dependent fluorescence lifetime. The length of the tested fiber was 1 cm of SG1290 and 20 cm of the fiber SG1604. The radiation from a laser diode was coupled into a fiber core to excite a TDF sample. Lumics LU793M250 diode (LD) was used to pump the energy level $^3\text{H}_4$. The diode was connected to an ILX Lightwave 3900 laser diode controller and an Agilent 33512B pulse generator. The signal was collected in the backward direction using a broadband optical fiber coupler (OC), see Fig. 2. A ThorLabs PDA36A Si detector (450–1000 nm) was used together with a Teledyne LeCroy HDO6034 oscilloscope for detection. The active fiber was attached to a hot plate using a heat-conductive paste. A resistive temperature sensor (Thorlabs TH100PT) was placed in the aluminum box together with the fiber to exactly control the temperature in the vicinity of the tested fiber in the temperature in the range from 25 $^\circ\text{C}$ to 300 $^\circ\text{C}$. The lifetime of the SG1604 low-doped fiber was determined from a single exponential fit of the measured curve. The measured curves of SG1290 fiber were normalized, and the decay time was determined from the $1/e$ value on the normalized curve. The fluorescence lifetime was obtained as an average of the measured values.

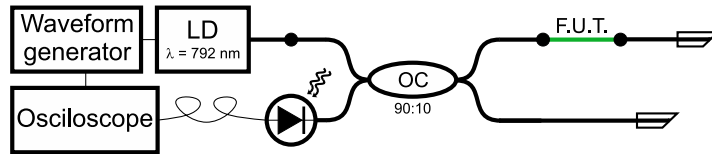


Figure 2. Experimental setup of fluorescent lifetime measurement of the energy level $^3\text{H}_4$.

3. RESULTS

3.1 Fluorescence lifetimes and cross-relaxation coefficient

The fluorescence decay curves of the fibers were measured using the setup shown in Figure 2. The technique of extrapolation from various pump powers to the zero value of the pump power was used to eliminate the cross-relaxation and amplified spontaneous emission (ASE) effects. The example of the measured decay at the temperature of 200 °C is shown in Figure 3 as well as the lifetime values at various temperatures.

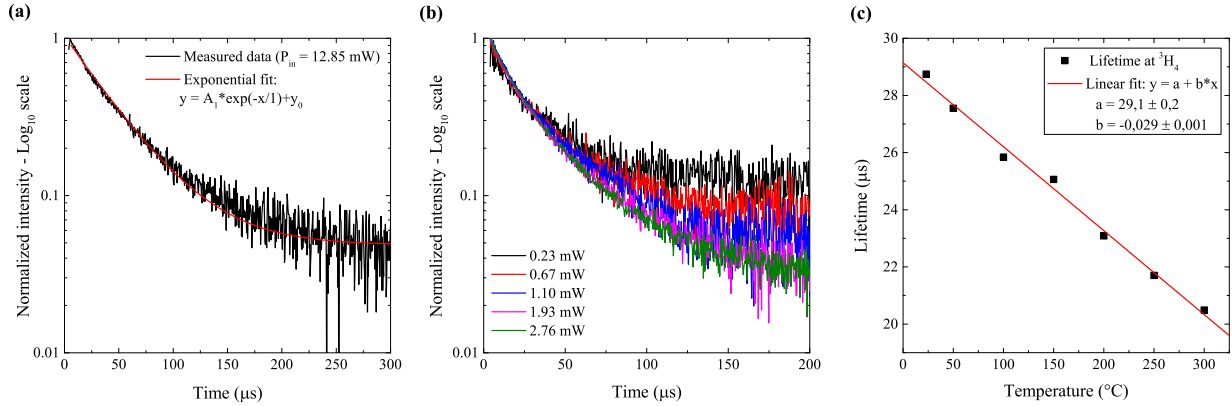


Figure 3. Measured data of fluorescence lifetime a) example the fiber SG1640 at the temperature of 200 °C, b) fiber SG1290 at the temperature of 200 °C for various pump powers c) lifetime values for the fiber SG1290.

The measured temperature-dependent lifetime values of the $^3\text{H}_4$ energy level of both fibers, see Table 1, and their concentrations of Tm^{3+} were substituted to the equation (1) to calculate the coefficient k_{3011} . Temperature dependence of the coefficient is shown in Figure 4.

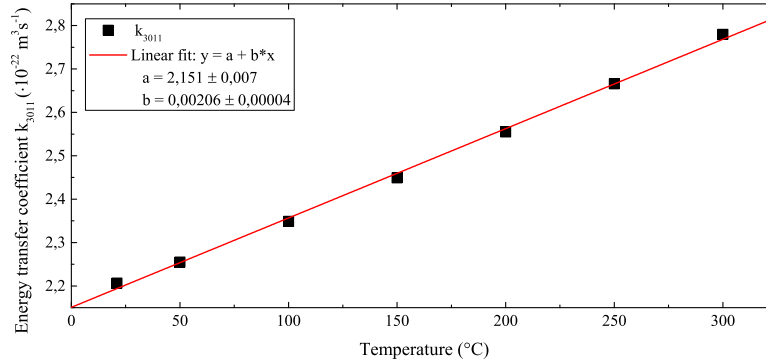


Figure 4. Calculated temperature-dependent energy transfer coefficient k_{3011} .

Table 1. Fluorescence lifetime used for a calculation of coefficient k_{3011} .

Temperature (°C)	23	50	100	150	200	250	300
Lifetime SG1604 (μs)	56.6	54.6	51.0	47.5	43.9	40.3	36.7
Lifetime SG1290 (μs)	28.5	27.7	26.2	24.7	23.3	21.8	20.3

3.2 Fiber lasers modeling

As was presented in Ref. 4 and 10, with a significant change of cross-sections with temperature, the threshold, and slope efficiency will be affected too in the simulations of high power TDFL. In Figure 5 can be seen the change of these characteristics when taking into account also the temperature-dependence of the fluorescence lifetimes $\tau_{1,3}$ and the cross-relaxation coefficient k_{3011} . This simulation has been run for the measured fiber SG1290 with the following parameters: fiber length 0.5 m, pump wavelength 790 nm, signal wavelength 2000 nm, pump power 0.4 - 10 W.

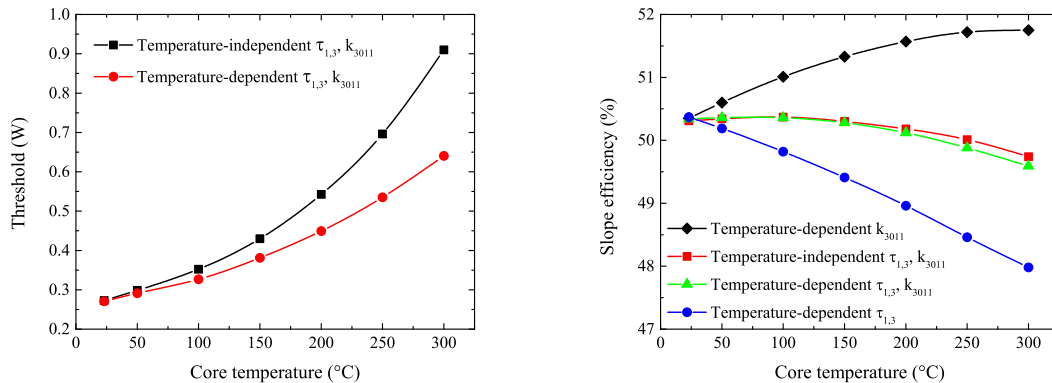


Figure 5. Simulations from TDFL model. A change of the threshold power and slope efficiency when taking temperature-dependence of fluorescence lifetimes and cross-relaxation coefficient into account. Efficiencies and thresholds are computed with respect to the absorbed pump power, and in all cases, the temperature dependence of the cross-sections is included.

4. CONCLUSION

We have demonstrated the calculation of the temperature-dependent cross-relaxation energy transfer coefficient k_{3011} for the thulium-doped silica optical fibers. These results were considered in the numerical model together with the temperature-dependent cross-sections.¹⁰ Considering that the temperature can significantly change the results, it is reasonable to consider it for the accurate modeling of the Tm-doped fiber lasers.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Czech Science Foundation (GACR) under project No. 23-05701S.

REFERENCES

- [1] Jackson, S. and King, T., “Theoretical modeling of tm-doped silica fiber lasers,” *Journal of Lightwave Technology* **17**(5), 948–956 (1999).
- [2] Todorov, F., Aubrecht, J., Peterka, P., Schreiber, O., Jasim, A. A., Mrázek, J., Podrazký, O., Kamrádek, M., Kanagaraj, N., Grábner, M., Baravets, Y., Cajzl, J., Koška, P., Fišar, A., Kašík, I., and Honzátko, P., “Active optical fibers and components for fiber lasers emitting in the 2-um spectral range,” *Materials* **13**(22) (2020).
- [3] Grábner, M., Peterka, P., and Honzátko, P., “Formula for temperature distribution in multi-layer optical fibres for high-power fibre lasers,” *Opto-Electronics Review* **29**(4), 126–132 (2021).
- [4] Schreiber, O., Jiříčková, B., Aubrecht, J., Grábner, M., Jauregui, C., Honzátko, P., and Peterka, P., “The effect of temperature dependence of thulium cross sections on thulium-doped fiber laser operation,” in [*Fiber Lasers XX: Technology and Systems*], **12400**, 32–35, SPIE (2023).
- [5] Gaida, C., Gebhardt, M., Heuermann, T., Stutzki, F., Jauregui, C., and Limpert, J., “Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kw of average power,” *Opt. Lett.* **43**(23), 5853–5856 (2018).

- [6] Tao, M., Ye, J., Ye, X., Feng, G., Wang, Y., Yu, T., Qi, Y., Quan, Z., and Chen, W., “Thermal modeling of resonantly pumped high power tm-doped fiber amplifiers,” *Results in Physics* **36**, 105407 (2022).
- [7] Kamrádek, M., Aubrecht, J., Vařák, P., Cajzl, J., Kubeček, V., Honzátko, P., Kašík, I., and Peterka, P., “Energy transfer coefficients in thulium-doped silica fibers,” *Opt. Mater. Express* **11**(6), 1805–1814 (2021).
- [8] Vařák, P., Kamrádek, M., Mrázek, J., Podrazký, O., Aubrecht, J., Peterka, P., Nekvindová, P., and Kašík, I., “Luminescence and laser properties of re-doped silica optical fibers: The role of composition, fabrication processing, and inter-ionic energy transfers,” *Optical Materials: X* **15**, 100177 (2022).
- [9] Cajzl, J., Peterka, P., Kowalczyk, M., Tarka, J., Sobon, G., Sotor, J., Aubrecht, J., Honzátko, P., and Kašík, I., “Thulium-doped silica fibers with enhanced fluorescence lifetime and their application in ultrafast fiber lasers,” *Fibers* **6**(3) (2018).
- [10] Jiříčková, B., Grábner, M., Jauregui, C., Aubrecht, J., Schreiber, O., and Peterka, P., “Temperature-dependent cross section spectra for thulium-doped fiber lasers,” *Optics Letters* **48**, 811–814 (2023).

C Příspěvek – konference CLEO 2023

Temperature-dependent emission cross-section spectra at 1.8 μm of the thulium-doped fibers cooled down to cryogenic temperatures

Bára Jiříčková^{1,2}, Richard Švejkar², Martin Grábner¹, Cesar Jauregui³, Jan Aubrecht¹, Ondřej Schreiber^{1,2}, Pavel Peterka¹

1. Institute of Photonics and Electronics, Chaberská 57, Prague 18251, Czech Republic

2. Czech Technical University in Prague, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Břehová 7, Prague 11519 Czech Republic

3. Institute of Applied Physics, Abbe Center of Photonics, Friedrich Schiller University, Albert-Einstein-Strasse 15, Jena 07745, Germany

Thulium fiber lasers are important 2- μm sources of radiation [1] with a wide range of applications e.g. in industry, medicine, or defense. However, their power is an order of magnitude below their potential and the main limiting factor is associated with thermal effects in the fibers, which significantly affect both spectroscopic and laser properties [2,3]. The emission peak around 1800 nm showed a significant change in its shape at cryogenic temperature when compared to the other measurements presented in [3]. Therefore, we present here emission spectra measurements carried out using a liquid nitrogen cryostat to cool the temperature of fiber down to 77 K continuously in order to clarify the trends of emission changes at low temperatures.

An in-house prepared thulium-doped silica fiber (8/125 μm , 3000 ppm Tm^{3+}) was used for the experiments. It was pumped by a Thorlabs laser diode (FPL1054S) operating at 1625 nm. For this experiment, a 2mm active fiber sample was pigtailed and placed in the cryostat vacuum chamber of the liquid nitrogen cryostat (Janis Research, model VPF-100). During all measurements, the active fiber was attached to the cryostat cold finger and its temperature was controlled between 80–475 K using a temperature controller Lake Shore model 325. The emission spectra were recorded by a Thorlabs OSA203C optical spectral analyzer. The signal was collected in the backward direction using a broadband optical fiber coupler. Isolators and APC connectors eliminated the back-reflection of the unabsorbed pump radiation.

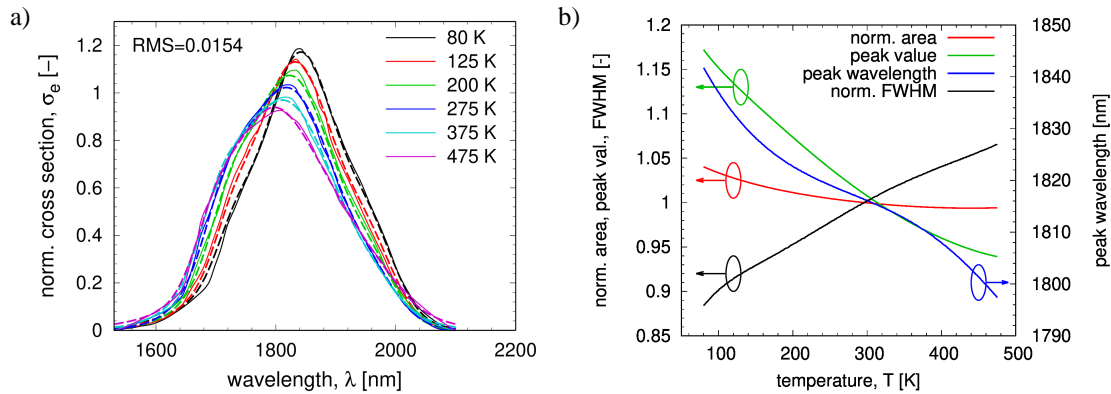


Fig. 1 a) Emission cross-section spectra shapes of the thulium fiber, the spectra are normalized with respect to the measurement at room temperature; b) Temperature dependence of the peak position, area, peak value, and peak width of the normalized cross-section.

From the measured spectra, the emission cross-sections were derived and consequently fitted by multiple Gaussian functions as described in [3]. These results in the temperature range 80–475 K are presented in Fig. 1 a). Although the absolute peak values of cross-section spectra are in reasonable agreement with the ones published by different authors so far, they are presented normalized to a unit peak value at room temperature. Fig. 1 b) shows the temperature dependence of the peak position, area, peak value, and width of the normalized cross-sections.

References

- [1] F. Todorov, J. Aubrecht, P. Peterka, O. Schreiber, A. A. Jasim, J. Mrázek, O. Podrazký, M. Kamrádek, N. Kanagaraj, M. Grábner, Y. Baravets, J. Cajzl, P. Koška, A. Fišar, I. Kašík, and P. Honzátko, “Active optical fibers and components for fiber lasers emitting in the 2- μm spectral range,” *Materials* 13, 5177 (2020).
- [2] C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui, and J. Limpert, “Ultrafast thulium fiber laser system emitting more than 1 kW of average power,” *Opt. Lett.* 43, 5853 (2018).
- [3] B. Jiříčková, M. Grábner, C. Jauregui, J. Aubrecht, O. Schreiber and P. Peterka, “Temperature-dependent cross section spectra for thulium-doped fiber lasers,” *Opt. Lett.*, 2023, in print, doi:10.1364/OL.479313.