

**ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE**

**FAKULTA JADERNÁ
A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ**

Přenos záření diodově
čerpaného erbiového laseru v
oblasti 3 μm skleněným dutým
vlnovodem

DIPLOMOVÁ PRÁCE

AUTOR PRÁCE: Bc. Zuzana Fialková

VEDOUCÍ PRÁCE: Ing. Michal Němec, Ph.D.

KONZULTANT: prof. Ing. Helena Jelínková, Drsc.

ŠKOLNÍ ROK: 2023/2024

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Fialková** Jméno: **Zuzana** Osobní číslo: **494670**
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**
Zadávací katedra/ústav: **Katedra fyzikální elektroniky**
Studijní program: **Fyzikální elektronika**
Specializace: **Laserová fyzika a technika**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Přenos záření diodově čerpaného erbiového laseru v oblasti 3 μm skleněným dutým vlnovodem

Název diplomové práce anglicky:

Delivery of diode-pumped erbium laser radiation in the 3 μm region by hollow glass waveguide

Pokyny pro vypracování:

- 1) Proveďte rešerši týkající se medií pro přenos záření ve spektrální oblasti 3 μm se zaměřením na skleněné duté vlnovody.
- 2) Seznamte se s diodově čerpanými lasery na bázi erbia generujícími záření ve střední infračervené oblasti.
- 3) Proveďte měření výstupních charakteristik diodově čerpaného pevnolátkového laserového systému na bázi iontu erbia.
- 4) Navrhněte a charakterizujte přenosový systém založený na skleněných dutých vlnovodech.
- 5) Zhodnoťte dosažené výsledky z hlediska účinnosti přenosového systému.

Seznam doporučené literatury:

1. Koehner W., Solid-State Laser Engineering, Springer-Verlag, Berlin, 1999.
2. Kaminskii A.A., Crystalline lasers: Physical Processes and Operating Schemes, CRC Press, Florida 1996
3. J.A.Harrington. Infrared Fibers and their Applications. Bellingham : SPIE Press, 2004.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

Ing. Michal Němec, Ph.D. katedra fyzikální elektroniky FJFI


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

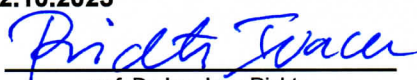
prof. Ing. Helena Jelínková, DrSc. katedra fyzikální elektroniky FJFI

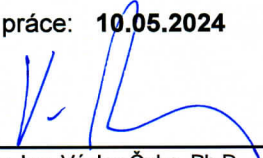
Datum zadání diplomové práce: **12.10.2023**

Termín odevzdání diplomové práce: **10.05.2024**

Platnost zadání diplomové práce: **12.10.2025**

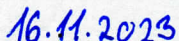

Ing. Michal Němec, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce



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


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

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomantka bere na vědomí, že je povinna vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.


Datum převzetí zadání


Podpis studentky

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

Praha, 1.5.2024


Bc. Zuzana Fialková

Název práce:

Přenos záření diodově čerpaného erbiového laseru v oblasti 3 μm skleněným dutým vlnovodem

Autor: Bc. Zuzana Fialková

Studijní program: Fyzikální elektronika

Studijní obor: Laserová fyzika a technika

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. Michal Němec, Ph.D.

Konzultant: prof. Ing. Helena Jelínková, DrSc.

Abstrakt: Tato diplomová práce je zaměřena na duté vlnovody a na lasery s aktivním prostředím s ionty erbia. Rešeršní část této práce se zabývá problematikou přenosu záření ve střední infračervené oblasti a pevnolátkovými lasery se zaměřením na lasery dopovanými erbiem. V experimentální části je uvedena výstupní charakteristika diodově čerpaného laseru Er:YLF generujícího záření v oblasti 3 μm společně s přenosovými charakteristikami skleněných dutých vlnovodů s vnitřními průměry 700, 540, 320, 250 a 100 μm dlouhých až 112 cm.

Klíčová slova: laser, erbium, střední infračervená oblast, diodově čerpaný laser, dutý vlnovod

Title:

**Delivery of diode-pumped erbium laser radiation in the 3 μm region
by hollow glass waveguide**

Author: Bc. Zuzana Fialková

Branch: Laser physics and technic

Thesis: Research thesis

Supervisor: Ing. Michal Němec, Ph.D.

Consultant: prof. Ing. Helena Jelínková, DrSc.

Abstract: This thesis deals with the study of hollow waveguides and lasers with active media with erbium ions. The research part of this thesis addresses the phenomenon of mid-infrared radiation transmission and solid state erbium lasers. The experimental part of the thesis presents the output parameters of a diode pumped Er:YLF laser emitting at 3 μm wavelength and provides transmission data for hollow glass waveguides with inner diameters of 700, 540, 320, 250, and 100 μm and length up to 112 cm.

Keywords: laser, erbium, mid-infrared range, diode-pumped laser, hollow waveguide

Poděkování

Děkuji Ing. Michalovi Němcovi, Ph.D. za vedení mé diplomové práce, za podnětné návrhy, které ji obohatily, a současné za neocenitelné rady a informace během experimentálního měření. Dále bych chtěla poděkovat prof. Ing. Heleně Jelínkové, DrSc. za konzultaci této práce.

Bc. Zuzana Fialková

Obsah

1	Úvod	6
2	Přenos záření ve infračervené oblasti	8
2.1	Vlákna pro přenos záření ve infračervené oblasti spektra	9
2.2	Druhy optických vláken pro přenos v infračervené oblasti	9
2.2.1	Optická vlákna z fluoridového skla	10
2.2.2	Optická vlákna z chalkogenidového skla	12
2.2.3	Krystalická optická vlákna	12
2.2.4	Duté vlnovody	14
3	Pevnolátkové lasery	20
3.1	Polovodičové lasery	20
3.2	Pevnolátkové iontové lasery	20
3.3	Princip laserové činnosti	22
4	Aktivní prostředí s ionty Erbia	24
4.1	Aktivní prostředí Er:YAG	24
4.2	Aktivní prostředí Er:GGAG	26
4.3	Aktivní prostředí Er:YSGG	26
4.4	Aktivní prostředí Er:YAP	27
4.5	Aktivní prostředí Er:CaF ₂ a Er:YLF	27
4.6	Aktivní prostředí Er:Lu ₂ O ₃ , Er:Sc ₂ O ₃ a Er:Y ₂ O ₃	28
4.7	Aplikace laserů s ionty erbia v medicíně	29
5	Experimentální uspořádání	31
5.1	Materiály a optické součásti	31
5.2	Měření spektroskopických vlastností	32
5.3	Měření laserových charakteristik	33
5.4	Navedení záření do dutého vlnovodu	34
5.5	Měření přenosových parametrů dutých vlnovodů	35
6	Experimentální výsledky	36
6.1	Spektroskopické charakteristiky	36
6.2	Charakteristika laseru Er:YLF	38

6.3	Přenosové vlastnosti dutých vlnovodů	40
6.4	Aplikace přenosového systému ve stomatologii	49
7	Závěr	50
	Reference	52

1 Úvod

Záření spadající do střední infra-červené oblasti vlnových délek má velmi široké využití od laserové absorpční spektroskopie po zpracování a ablaci materiálu. Záření na vlnové délce blízké $3\ \mu\text{m}$ má navíc široké využití pro medicínské účely díky absorpčnímu maximu vody, které se na této vlnové délce nachází. Laser s aktivním prostředím s ionty erbia je již dlouho známým zdrojem záření v této oblasti vlnových délek. Takový laser s matricí Er:YAG byl poprvé uveden do provozu v roce 1975 [1]. Začínaje tímto laserem bylo pro lasery s ionty erbia ve většině případů využíváno nekoherentní čerpání zářením z výbojky. Laser využívající toto čerpání je však energeticky neefektivní a rozměrný. Jsou proto testovány erbiové lasery čerpané koherentním zářením z laserové diody.

Již od prvního zprovoznění laseru byl hledán způsob, jakým by bylo možné přenášet jeho záření. Základem bylo využití Tyndalova efektu, který byl demonstrován již v roce 1854 při vedení světla vodou. Obdobně lze vézt záření i křemennými vlákny, které vedou vlnové délky až do blízké infračervené oblasti. Mnoho vědeckých skupin se snažilo nalézt způsob vedení laserového záření na vlnových délkách spadajících do střední infračervené oblasti. Výzkum této problematiky začal již v polovině 60. let minulého století, kdy bylo shledáno, že záření na těchto vlnových délkách má při přenosu křemennými vlákny příliš velké ztráty způsobené absorpcí těchto vlnových délek v materiálech vlákna. Pro záření ve střední infračervené oblasti bylo tedy nutné nalézt nové materiály s menším útlumem nebo jiný způsob vedení. Jako alternativa vznikla artikulační ramena, která se skládají ze sestavy odrazných prvků, jako jsou zrcadla a hranoly. Artikulační ramena jsou ovšem těžká, obtížně naladitelná a náročná na obsluhu. Jako další alternativa pro střední IR oblast záření se jeví duté vlnovody [2].

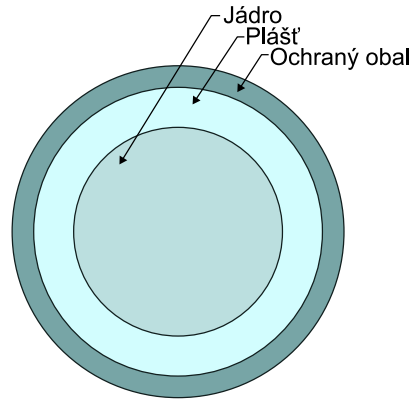
Cílem diplomové práce bylo navrhnout a experimentálně ověřit systém, který by umožnil navést záření ze střední infračervené oblasti do místa interakce. Tento úkol se skládal z rešeršní části, kde je nejprve rozebrána problematika přenosu záření ve střední infračervené oblasti se zaměřením na duté vlnovody. Vzhledem k tomu, že cílem bylo experimentální ověření přenosu záření, bylo nutné také sestavit erbiový laserový systém generující záření na vlnové délce ze střední infračervené oblasti a ten dále použít pro výzkum vedení záření. Rešeršní část se pak tedy dále zaměřuje na pevnolátkové lasery, zejména erbiem dopované lasery. Rešerše je konkrétně rozděl-

lena na kapitulu Přenos záření ve střední infračervené oblasti, kapitulu Pevnolátkové lasery, ve které je popsán jejich princip činnosti, a na kapitulu Aktivní prostředí s ionty vzácných zemin, která se zabývá výhodami těchto aktivních prostředí, a ve které je následně rozebrána problematika erbiových aktivních prostředí.

Hlavní částí práce je experimentální část, kde jsou shrnuty jednak výsledky konstrukce a proměření Er:YLF laseru a dále pak vedení záření generované tímto laserem vybranými vlnovodu. Tato část začíná kapitolou Experimentální uspořádání, kde jsou popsány použité materiály a přístroje, které byly během měření využity. Stěžejní kapitolou této diplomové práce je kapitola Experimentální výsledky, kde je nejprve charakterizován zkonstruovaný laserový systém, poté je popsán způsob navedení záření do dutého vlnovodu a následně jsou uvedeny přenosové charakteristiky jednotlivých použitých dutých vlnovodů. Na závěr jsou shrnuty dosažené výsledky a provedeno zhodnocení.

2 Přenos záření ve infračervené oblasti

Optické vlákno se typicky skládá ze tří základních částí: jádra o indexu lomu n_1 , pláště o indexu lomu $n_2 < n_1$ a ochranného obalu (obrázek 1). Obal chrání jádro a plášť před optickým a mechanickým poškozením [2, 3].



Obrázek 1: Schéma průřezu optickým vláknem

Základem přenosu záření optickým vláknem je totální odraz na rozhraní jádra a pláště. Z řešení Maxwellových rovnic pro popis šíření záření uvnitř jádra můžeme odvodit zákon odrazu a hlavně Snellův zákon lomu:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (1)$$

kde n_1 je index lomu jádra, θ_1 je úhel dopadu, n_2 je index lomu pláště a θ_2 je úhel lomu. Totální odraz potom nastává, pokud je úhel dopadu θ_1 větší nebo roven kritickému úhlu θ_c . Kritický úhel lze určit ze Snellova zákona, pokud za úhel lomu dosadíme $\theta_2 = 90^\circ$ [2, 3].

Pod pojmem záření o vlnových délkách ve střední infračervené oblasti chápeme záření s vlnovou délkou od 2,5 do 25 μm [2]. Pro tyto vlnové délky nelze využívat vlákna z křemenného skla, která jsou široce využívána pro záření na vlnové délce od 0,4 do 2,2 μm . Bylo tedy nutno nalézt nový materiál, který by propouštěl, respektive byl schopný vést i delší vlnové délky [2].

První optické vlákno vedoucí záření ve střední infračervené oblasti bylo vytaženo z chalkogenidového skla As_2S_3 a bylo experimentálně otestováno v roce 1965 [4]. Byla na něm měřena transmise záření o vlnové délce od 2 do 8 μm , při přenosu však docházelo ke ztrátám přibližně 10 dB/m. Toto sklo bylo navíc velmi křehké a kvůli vysokému indexu lomu docházelo i k vysokým odrazovým ztrátám. O deset

let později byla vyvinuta vlákna pro přenos záření s vlnovou délkou delší než $2\ \mu\text{m}$ a to hlavně pro vývoj fotodetektorů pro vojenské účely, ale i pro flexibilní přenos výstupu z CO_2 laseru pro využití v medicíně [2, 5].

2.1 Vlákna pro přenos záření ve infračervené oblasti spektra

Základní vlastností, kterou musí mít všechna optická vlákna využívaná k přenosu záření v infračervené oblasti je schopnost přenášet záření o delší vlnové délce, než je schopná přenášet většina oxidových skel. Ve výjimečných případech jsou tato neoxidová vlákna schopna přenosu vlnové délky přes $20\ \mu\text{m}$. Pro drtivou většinu aplikací ale zatím stačí přenos do vlnové délky $12\ \mu\text{m}$. Platí, že šířka spektra přenášených vlnových délek velmi záleží na typu optického vlákna [2].

Pro většinu optických vláken vedoucích infračervené záření platí, že při přenosu dochází k vysokým ztrátám. Tyto ztráty omezují aplikaci těchto vláken na délku v řádu jednotek metrů. To je zásadním rozdílem proti oxidovým vláknům, která je možné využít pro přenos na vzdálenosti v řádu kilometrů. Ve vláknech s jádrem z pevných látek jsou tyto ztráty způsobeny zvýšenou absorpcí a rozptylem, které vznikají kvůli obsahu nečistot a nedokonalostí materiálu vlákna. V dutých vlnovodech jsou absorpční ztráty způsobeny interferenčními efekty na tenkých vrstvách na povrchu jádra. V dutých vlnovodech navíc dochází k výrazným ztrátám při ohybu vlnovodu [2, 3, 5].

V porovnání s vlákny z křemenných skel mají vlákna vedoucí záření ve střední infračervené oblasti také vyšší indexy lomu, nižší bod tání a větší tepelnou roztažnost. Vyšší index lomu způsobuje vyšší ztráty na čelech optického vlákna. Větší tepelná roztažnost s nižším bodem tání způsobují, že vlákna vedoucí záření v infračervené oblasti s pevnolátkovým jádrem mají nižší práh poškození než vlákna z křemenných skel [2, 3].

2.2 Druhy optických vláken pro přenos v infračervené oblasti

Optická vlákna pro přenos v infračervené oblasti se dělí na tři hlavní druhy: skleněná vlákna, vlákna z krystalických materiálů a dutá vlákna. Skleněná vlákna mo-

hou být tvořena chalkogenidy (např. As_2O_3) nebo fluoridy (např. ZBLAN), vlákna z krystalických materiálů jsou tvořena safírem a nebo halogenidy. Dutá vlákna se většinou skládají ze skleněné, plastové nebo kovové trubice, na jejichž vnitřní stěně jsou nanesené tenké vrstvy kovů a dielektrik [2, 3].

Aby bylo vytaženo optické vlákno je nejprve nutné vyrobit válec z materiálu, kterým bude výsledné vlákno tvořeno. Tento válec je nejprve působením tepla srážen do užší preformy. Preforma je následně zahřívána v peci a je z ní vytahováno optické vlákno, které je postupně navíjeno na cívku [2].

2.2.1 Optická vlákna z fluoridového skla

Fluoridová skla mohou být propustná pro infračervené záření, v praxi se za tímto účelem používají skla vyrobená z fluoridů těžkých kovů. V historii byly vyrobeny stovky různých takových fluoridových skel. Bylo ale zjištěno, že jen malé procento z nich lze vytáhnout do tvaru optického vlákna. K přípravě vláken vedoucích infračervené záření se používají skla na základě fluoridů zirkonia a hliníku [2, 3, 6].

Významnou nevýhodou fluoridových vláken je jejich vysoká absorpce vlhkosti. Holá fluoridová vlákna po vystavení vlhkosti degradují, musí být tedy pokryta ochranným obalem. Jako ochranný obal se používá UV-akrylát anebo teflon. Fluoridová vlákna navíc ve srovnání s oxidovými vlákny vytvářejí méně pevnou strukturu. Aby bylo fluoridové sklo stabilní, je nutné kombinovat tři nebo více různých fluoridů. Jediný fluorid, ze kterého lze vyrobit sklo bez kombinace s dalšími fluoridy, je BeF_2 . Není ale široce používaný, kvůli toxicitě berilia a hydroskopičnosti výsledného fluoridu [2, 3].

Pro výrobu optických vláken vedoucích infračervené záření se používají dva hlavní materiály: ZBLAN ($\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$) a sklo na bázi AlF_3 ($\text{AlF}_3\text{-ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-CaF}_2\text{-YF}_3$) [2, 3, 6]. V těchto optických vláknech jsou jádro i plášť vyrobeny z fluoridového skla, liší se ale molární koncentrací jednotlivých fluoridů. Index lomu fluoridového skla lze ovlivnit přidáváním dalších dopantů do materiálu. Výsledný index lomu tak lze zvyšovat i snižovat. Je tedy možné relativně snadno dosáhnout požadovaného indexu lomu. To představuje výraznou výhodu skleněných vláken proti vláknům krystalickým, ve kterých lze index lomu změnit pouze velmi složitě [2, 3].

Při vývoji vhodného skla z fluoridů těžkých kovů bylo vynaloženo velké úsilí

proto, aby výsledné sklo mělo co největší rozdíl mezi teplotou krystalizace T_x a teplotou přechodu ke sklu T_s . S rostoucím rozdílem mezi těmito dvěma teplotami vzniká stabilnější sklo vůči krystalizaci a odskelnění. S rostoucím rozdílem těchto teplot navíc také klesá změna viskozity výsledného skla s teplotou. Díky tomu lze skla s vysokým rozdílem těchto teplot vytahovat do optických vláken. Fluoridová skla používaná k výrobě optických vláken mají rozdíl těchto teplot okolo 100 °C. Skla na bázi AlF_3 mají vyšší teploty T_x i T_s než skla ZBLAN. Skla na bázi AlF_3 jsou proto odolnější, jsou méně citlivá na vlhkost, a vlákna z nich vyrobená mají vyšší práh poškození vedeným laserovým svazkem [2, 3].

Vlákna ZBLAN i vlákna na bázi AlF_3 vedou velmi dobře záření laseru Er:YAG na vlnové délce 2,94 μm . ZBLAN je pro tento účel široce využíván, díky lepším vlastnostem vláken na bázi AlF_3 je ale tímto materiálem nahrazován [2, 3, 6].

Vlákna ZBLAN mají nižší teoretické rozptylové ztráty než křemenná vlákna, v praxi ale pro všechna fluoridová vlákna převažují ztráty způsobené nečistotami a rozptylovými defekty. Nejproblematictější nečistotou ve fluoridových sklech je iont OH^- . Tento iont má totiž špičkovou absorpci na vlnové délce 2,9 μm a způsobuje tedy vysoké ztráty při vedení záření laseru Er:YAG. Je tedy nutné zamezit přítomnosti vody a vlhkosti při vyrábění preforem pro tato optická vlákna. Hlavním rozptylovým defektem fluoridových vláken je přítomnost krystalů BaZrF_6 , ZrF_6 a ZrO_2 . Vznik těchto krystalů je způsoben teplotou tažení vlákna, která je blízká teplotě krystalizace T_x [2, 3].

Optická vlákna z fluoridových skel s nejnižšími ztrátami byla vyrobena v British Telecom Research Laboratories (BTRL). První jimi vyrobená nízkoztrátová vlákna měla průměr 70 a 150 μm a byla měřena na délce 110 m. Při přenosu záření na vlnové délce 2,59 μm na nich byly naměřeny ztráty $0,65 \pm 0,25$ dB/m [7]. O tři roky později bylo v BTRL vyrobeno vlákno vedoucí záření s ještě nižšími ztrátami. Toto vlákno bylo dlouhé 60 m a při měření infračervené spektroskopie pomocí fourierovy transformace (FTIR) na něm byly na vlnové délce 2,35 μm měřeny ztráty $0,45 \pm 0,15$ dB/m [8]. Podle teoretických výpočtů by mělo být možné vyrobit vlákno s ještě nižšími ztrátami, které by konkurovalo křemennému vláknu, fluoridová skla se zatím ještě nepodařilo purifikovat natolik, aby bylo takové vlákno vyrobeno [2, 3].

Komerční optická vlákna z materiálu ZBLAN jsou široce používána. Jsou z nich vyráběny senzory teploty, jsou používána například v infračerveném zobrazování. Z

vláken ZBLAN jsou také vyráběny vláknové lasery a zesilovače. Tato vlákna jsou také používaná k přenosu laserového záření [2, 3].

2.2.2 Optická vlákna z chalkogenidového skla

Optická vlákna z chalkogenidového skla jsou zpravidla složená ze dvou a více chalkogenů, a to většinou z prvků arsen, germanium, antimon, fosfor, tellur, selen a síra. Tato vlákna jsou tažena ze skleněné preformy, která je vyráběna zahřátím a smícháním velice čistých materiálů v prostředí bez kyslíku [2, 3, 6].

Chalkogenidová skla mají široký propustný pás pro vlnové délky záření. Pro viditelné záření mají transmisi naopak nízkou, tellurová a selenidová skla mohou mít až kovový vzhled. Chalkogenidová skla lze relativně snadno vytahovat do vlákna. Výsledné optické vlákno je stabilní, chemicky odolné a hydrofobní, je ale křehčí než jsou křemenná vlákna. Oproti křemenným sklům mají chalkogenidová skla navíc nižší bod tání a větší teplotní roztažnost [2, 3].

Optická vlákna z chalkogenidů přenášejí záření s delší vlnovou délkou na rozdíl od fluoridových vláken. Konkrétní přenášené záření s odpovídající vlnovou délkou silně závisí na jednotlivých prvcích a jejich množství ve vlákně. Zásadním problémem chalkogenidových vláken je vysoká absorpce způsobená nečistotami v materiálu. Ke snížení těchto ztrát je využívána opatrná purifikace počátečních materiálů [2, 3].

Pro komerčně prodávaná vlákna bylo dosaženo útlumu výkonu 0,5 - 1,0 dB/m [2]. Tento útlum je již dostatečně nízký pro využití při přenosu záření na krátké vzdálenosti. Na materiálu As_2S_3 bylo dosaženo v roce 1985 útlumu 35 dB/km pro vlnovou délku 2,44 μm [9]. Pro tříprvkové vlákno skládající se z arsenu, selenu a germania bylo dosaženo nejnižších ztrát v roce 1992, kdy byl naměřen útlum 0,2 dB/m pro vlnovou délku 6 μm [10].

2.2.3 Krystalická optická vlákna

Velkou výhodou krystalických vláken oproti skleněným je oblast jejich transmise, která často překračuje 20 μm . Některé krystalické materiály (například safír) mají navíc i lepší fyzikální vlastnosti. Základním rozdílem mezi sklem a krystalickým materiálem je to, že sklo je nepravidelná amorfní látka, zatímco krystal má pravidelnou strukturu. Krystalická vlákna se dle struktury dělí na dvě kategorie: monokrystalická vlákna a polykrystalická vlákna. Monokrystalická vlákna jsou složitější na výrobu a

jsou proto mnohem méně prozkoumaná [2, 3, 6].

Zásadním problémem pro využití krystalických vláken je jejich výroba. Krystaly, na rozdíl od skel, nemají rozmezí teplot, kdy jsou měkké a tvárné bez zásadní změny jejich struktury. Nelze k vytahování vláken tedy použít stejné metody jako k výrobě skleněných vláken. K výrobě krystalických vláken se používají dvě základní metody. První metodou je pěstování vlákna přímým tažením z taveniny. Tato metoda je náročnější a je používána hlavně k pěstování monokrystalických vláken. Druhá metoda spočívá v zahřátí krystalu na teplotu nižší než je teplota tání a protlačení materiálu tenkou tryskou z diamantu nebo karbidu wolframu [2, 3, 6].

Na rozdíl od skla, které je pevnější, u krystalických vláken dochází snadno k plastické deformaci. Krystalická vlákna mohou být trvale poškozena ohybem [2, 6]. Při opakovaném ohýbáním vláken ze stříbrných halogenidů dochází ke zvýšenému útlumu [11].

Dalším problémem krystalických vláken je otázka pláště vlákna. Je náročné změnit index lomu krystalického materiálu, protože změna jeho struktury je problematická. Při výrobě vlákna se tedy buď plášť zabuduje přímo do preformy a poté je vytahováno vlákno skládající se přímo z jádra i pláště. Nebo druhou možností je vytáhnout pouze jádro a poté na něj nanést plášť. Bylo i experimentálně zjištěno, že díky vysokému indexu lomu v jádře může samotné krystalické jádro bez pláště vést optické záření [2, 3].

Polykrystalická vlákna jsou vyráběna z kovových halogenidů, které jsou průhledné pro infračervené záření. K vedení infračerveného záření jsou používány tři typy materiálů halogenidových vláken: halogenidy thallia, stříbra a alkalických kovů. Všechny tyto krystaly tvoří kubickou strukturu [2, 3].

Historicky první krystalické vlákno bylo vyrobeno z materiálu KRS-5, který se skládá ze směsi 54,3 mol % TlBr a 45,7 mol % TlI. Dalším používaným materiálem krystalických thalliových vláken je čistý krystal TlBr. Nejvíce jsou využívána vlákna vyrobená z halogenidů stříbra. Preferovanou směs tvoří 50 % AgCl a 50 % AgBr, která má lepší mechanické vlastnosti než samostatné soli [2, 3, 6].

Halogenidy alkalických kovů jsou rozpustné ve vodě a vlákna z nich vyrobená tedy musí být chráněná před vlhkostí, aby nedošlo k jejich degradaci. Vlákna vyrobená z halogenidů alkalických kovů jsou proto používána jen málo. Thallium je samotné toxické a při výrobě vláken z halogenidů thallia se s ním musí pracovat

velmi opatrně. Halogenidy stříbra jsou fotosenzitivní. Při vystavení viditelnému a ultrafialovému záření tmavne a dochází v něm k nárůstu ztrát. Stříbrné halogenidy navíc způsobují korozi mnoha kovů. Jako konektory se proto pro ně nesmí používat nerezová ocel, měď, mosaz a podobné kovy. Jsou proto pro tato vlákna nahrazovány titanem, zlatem nebo keramikou [2, 6].

Polykrystalická vlákna mají široké transmisní spektrum pro infračervené záření. Nejrozšířeněji užívaná jsou vlákna vyrobená z KBr, KRS-5 a AgCl. Tyto materiály vedou i záření vlnových délek delších než 20 μm . Ztráty v těchto optických vláknech jsou způsobeny hlavně nečistotami v krystalu [2, 3]. Nejčastěji jsou těmito nečistotami ionty OH^- způsobující absorpci záření na vlnové délce 2,9 μm a CO_3^{3-} zodpovědný za absorpci záření na vlnové délce 6,28 μm a molekula H_2O , která způsobuje absorpci záření na vlnové délce 7,15 μm [12].

Bylo také zjištěno, že již během tažení vlákna dochází k výraznému nárůstu ztrát. V průběhu vytahování vlákna z monokrystalu totiž dochází k nárůstu koncentrace volných míst a špatně umístěných atomů v krystalické struktuře. Tyto ztráty narůstají méně, jestliže je jádro vytahováno zároveň s pláštěm [2, 3, 6].

Na polykrystalickém vlákně z KBr/KCl, na kterém bylo vedeno záření vlnové délky 10,6 μm , byly naměřeny ztráty 0,3-0,5 dB/m [13]. Délka polykrystalického vlákna ve většině případů nepřekračuje 3 až 4 m, je ale možné vytáhnout vlákno o délce až 20 m [2].

Monokrystalická vlákna mohou být vyráběna z několika různých materiálů (AgBr, CsI), nejvíce jsou ale zkoumána vlákna ze safíru (Al_2O_3). Tato vlákna přenášejí záření v rozsahu vlnových délek od 0,5 do 3,2 μm a jeho vlastnosti jsou srovnatelné s křemenným sklem [2, 3, 6].

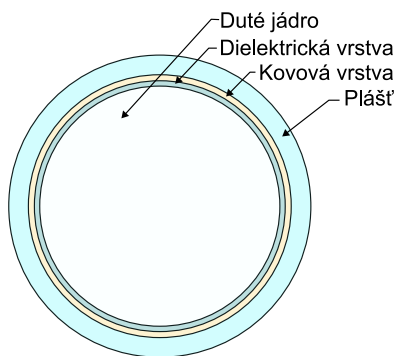
Safírová vlákna jsou vyráběna vytažením z taveniny Al_2O_3 . Při vedení záření laseru Er:YAG na vlnové délce 2,94 μm safírovým vláknem o délce 1 m o průměru 300 μm bylo dosaženo útlumu $\sim 0,3$ dB/m [14]. Na safírovém vlákně byl naměřen přenesený výkon přes 10 W záření laseru Er:YAG na vlnové délce 2,94 μm [2, 15].

2.2.4 Duté vlnovody

Duté vlnovody představují speciální způsob přenosu infračerveného záření, při kterém je většina výkonu přenášena vzduchem. Jejich optické vlastnosti jsou pak velmi odlišné od vlastností klasických vláken kvůli odlišným vlastnostem vzduchu.

Jsou ideální pro přenos všech vlnových délek s vysokým výkonem, díky jejich vysokému prahu poškození [2, 3, 6].

Duté vlnovody se podle své struktury mohou dělit do dvou skupin. Široce rozšířené skupiny ztrátových vlnovodů (leaky waveguides), kde pro materiál pláště platí $n > 1$. Tento vlnovod nemůže vést záření pomocí principu totálního odrazu, proto musí být vnitřní stěna pláště pokrytá tenkými kovovými a dielektrickými vrstvami, aby došlo k vedení záření (obrázek 2). Trubice tvořící plášť tohoto vlnovodu může být kovová, plastová nebo skleněná. Druhou skupinou jsou vlnovody se zeslabenou totální odrazivostí (ATR z anglického názvu attenuated total reflectance), kde pro materiál pláště platí $n < 1$ pro vybrané vlnové délky. Tyto vlnovody vedou záření na stejném principu jako klasická vlákna. Mohou být vyráběny například ze safíru ($n = 0,68$) [2, 5, 6].



Obrázek 2: Schéma průřezu ztrátovým vlnovodem

První duté vlnovody se skládaly z paralelních kovových desek. Průřez těchto vlnovodů byl obdélníkový nebo čtvercový a protilehlé stěny byly vyrobeny ze stejného kovu, hliníku nebo bronzu. Jeho využití bylo demonstrováno v roce 1970, kdy byla ukázána možnost přenosu záření CO₂ laseru na vlnové délce 10,6 μm o výkonu převyšujícím 1 kW. Větší rozměry těchto vlnovodů však představovaly zásadní problém. Na rozdíl od vlnovodů se čtvercovým rozměrem, kruhové vlnovody mají průměr do 1 mm, jsou tedy mnohem využívanější. Kruhové vlnovody mají proti čtvercovým vlnovodům navíc velkou výhodu v tom, že je lze ohýbat všemi směry. křemenné duté vlnovody mají navíc stejnou ohebnost jako klasická křemenná vlákna [2, 3, 5].

Nejvíce využívanými dutými vlnovody jsou vlnovody ztrátové. Prvním kruhovým ztrátovým vlnovodem byl vlnovod vytvořený z trubice z nerezové oceli. Tato trubice byla za normálních podmínek neohebná, byla tudíž velmi nevhodná pro možná využití. Další byl vytvořen vlnovod z plastové trubice. Výhodou plastu je, že

je ohebný a levný. Problémem plastových vlnovodů je to, že bývají moc měkké a mají vysokou hrubost vnitřního povrchu. Měkkost plastů navíc často vede k deformaci jejich kruhového průřezu. Mnohem lepší duté vlnovody jsou vyráběny z tvrzeného polymeru a křemenného skla. Tyto materiály jsou pevné, jejich vnitřní stěny jsou hladké a uniformní. Duté křemenné vlnovody dosahují nejnižších přenosových ztrát, a i proto jsou dnes jedinými komerčně dostupnými dutými vlnovody [2, 3].

Na vnitřním povrchu ztrátových vlnovodů jsou nanesené kovové a dielektrické vrstvy, které zajišťují vedení záření vlnovodem. Tyto vrstvy udávají optické vlastnosti tohoto vlnovodu. Kovové vrstvy slouží jako zrcadla pro vedené záření. Dielektrické vrstvy potom zvyšují odrazivost tohoto zrcadla. Jednotlivé vrstvy by měly mít šířku přibližně odpovídající jedné čtvrtině vedené vlnové délky, to znamená pro záření laseru Er:YAG s vlnovou délkou $2,93\ \mu\text{m}$ by měla být tloušťka vrstev rovna přibližně $0,73\ \mu\text{m}$ [2, 3].

Duté vlnovody jsou obecně velmi užitečné pro přenos velmi vysokého výkonu díky tomu, že většina výkonu je přenášena vzduchem. V průmyslu a v medicíně jsou tyto vlnovody široce používány k přenosu záření se středním výkonem až $100\ \text{W}$. Záření s tímto výkonem je možné vést v dutých skleněných vlnovodech bez chlazení. Často je však do dutiny jádra tohoto vlnovodu umístěn inertní plyn, který přenosu vysokých výkonů napomáhá [2, 5]. Se skleněným dutým vlnovodem bylo dosaženo přenosu záření s vlnovou délkou $10,6\ \mu\text{m}$ z pulzního laseru CO_2 , které dosahovalo špičkového výkonu $0,7\ \text{MW}$ [16].

Duté kovové vlnovody jsou zkoumány například skupinou na univerzitě Tohoku v Japonsku. Byly zkoumány niklové trubice, na jejichž vnitřním povrchu byly nanесeny vrstvy stříbra nebo germania. V dalších experimentech byla poté na vrstvu stříbra nanесena dielektrická vrstva z ZnS nebo ZnSe. Takto upravené vlnovody byly použity pro přenos záření z laserů Er:YAG, CO a CO_2 . Pro laser Er:YAG na vlnové délce $2,94\ \mu\text{m}$ byly naměřeny ztráty $0,4\ \text{dB/m}$ [17]. Výhodou dutých kovových vlnovodů je jejich použití v široké spektrální oblasti. Výběrem tloušťky vnitřních vrstev můžeme zvolit vlnovou délku vhodnou pro jednotlivé aplikace [2, 5].

Jako další možný materiál kovového dutého vlnovodu bylo testováno stříbro. Na vnitřní povrch této trubice byla nanесena vrstva AgBr. Nevýhodou stříbrné trubice proti trubici niklové je její hrubší vnitřní povrch, který způsobuje vyšší rozptyl přenášeného záření a multimódový výstup [2, 5, 18].

Duté plastové vlnovody mají výhodu ve vysoké ohebnosti a i nízké výrobní ceně. První plastové vlnovody byly vyrobeny z polyethylenu a teflonu. Hlavní nevýhodou těchto materiálů jsou vysoké rozptylové ztráty způsobené hrubším vnitřním povrchem. Tyto vlnovody byly jedněmi z prvních vlnovodů se stříbrnou vrstvou na vnitřním povrchu pokrytou vrstvou dielektrika. V tomto případě byl pro dielektrickou vrstvu použit AgI. S těmito vlnovody bylo dosaženo vyšších ztrát, než jaké byly naměřeny v dutých kovových vlnovodech [2, 5].

Pro dosažení lepších přenosových vlastností byly vlnovody vyrobeny z polykarbonátu. Tento materiál má totiž hladší vnitřní stěny než teflon a polyethylen. Je také pevnější a tvrdší, snižuje tak pravděpodobnost deformace kruhového průřezu. Nejnižších ztrát bylo dosaženo za použití vrstev Ag/AgI, kdy byly pro vlnovod s vnitřním průměrem 2000 μm a záření CO_2 laseru o vlnové délce 10,6 μm měřeny ztráty 0,012 dB/m [19]. Při měření průchodu svazku ohnutým vlnovodem bylo naměřeno, že vlnovody s užším průměrem zachovávají jednomódovost procházejícího svazku, zatímco ve vlnovodech s větším průměrem vznikají další módy [2, 19].

Hlavními výhodami **dutých skleněných vlnovodů** jsou jejich snadná výroba a velmi hladká vnitřní stěna. Na této vnitřní stěně jsou pak nanášeny kovové a dielektrické vrstvy (většinou Ag/AgI). V dutých skleněných vlnovodech byly naměřeny nejnižší dosažené ztráty při vedení vlnové délky 10,6 μm [2, 5]. Pro vedení laseru Er:YAG na vlnové délce 2,94 μm bylo dosaženo ztrát 1,2 dB/m [20].

Ztenčování dielektrické vrstvy AgI se podporovaná vlnová délka ve vlnovodu posouvá do kratších vlnových délek od vlnové délky záření CO_2 laseru, 10,6 μm , k vlnovým délkám generovaným laserem Er:YAG, 2,94 μm . Teoreticky by se takto dalo dosáhnout přenosu záření s vlnovými délkami ve viditelném spektru, prakticky však nastávají dva zásadní problémy. Dielektrikum AgI nepropouští dobře záření ve viditelné oblasti a ve stříbře pro záření s vlnovou délkou kratší než 0,5 μm nastává nadměrná absorpce. Pro viditelné záření by tedy musely být použity vrstvy z jiného materiálu. Pro záření laseru Er:YAG byly navíc navrženy další dielektrické vrstvy, například polyamidy [2, 5].

Ztráty v dutých skleněných vlnovodech silně závisí na velikosti vnitřního průměru vlnovodu. Při měření ztrát přenosu záření s vlnovou délkou 2,94 μm bylo zjištěno, že měřené hodnoty jsou mnohem vyšší než vypočítané teoretické hodnoty ztrát. To bylo odlišné od porovnání měření ztrát záření na vlnové délce 10,6 μm s teore-

tickými hodnotami, kdy výsledky měření byly blízké teoretickým hodnotám. Tento rozdíl je způsoben zvýšením rozptylových ztrát pro kratší vlnové délky [2, 5, 20].

Výhodou dutých skleněných vlnodů je, že je možné tyto vlnovody ohýbat a ztráty nepřekročí nepřijatelnou mez. Bylo naměřeno, že hranice možného ohybu je přibližně při poloměru křivosti ohybu 10 cm. Takový ohyb je dostatečně malý pro většinu medicínských i průmyslových aplikací [2].

Na rozdíl od vlnodů s pevným jádrem, kde je rozptyl způsoben nehomogenitami materiálu jádra, rozptyl v dutých vlnovodech je způsoben nerovnostmi vnitřní stěny pláště a tenkých vrstev na tuto stěnu nanesených. Vyšší hrubost vnitřní stěny pláště tak vede na vyšší optické ztráty přenášeného záření. Bylo experimentálně změřeno, že existuje ideální doba, po kterou probíhá nanášení stříbra na vnitřní stěnu vlnovodu, která vede k hladšímu výslednému povrchu. Pro čas postříbřování delší než dvacet minut byl měřen lineární nárůst ztrát s délkou postříbřování. Pokud je čas postříbřování kratší než 10 minut, optické ztráty skokově narůstají, protože je výsledná vrstva příliš tenká a nenastává na ní odraz vedeného záření [2, 21].

Duté skleněné vlnovody by teoreticky měly být stejně odolné jako klasická křemenná vlákna. Bylo však zjištěno, že proces nanášení tenkých vrstev kovů a dielektrik na vnitřní povrch pláště narušuje strukturu skleněné trubice. Materiál vlnovodu je stále velmi pevný, není však tak odolný jako jsou křemenná vlákna [2].

Dalším možným dielektrikem využívaným jako tenké vrstvy uvnitř dutých vlnodů je cyklický olefinový polymer. Jeho výhodou vůči jiným polymerům je to, že se skládá pouze z jednoduchých vazeb C-H a C-C, díky čemuž má slabší absorpci pro záření na vlnových délkách v okolí 10 μm , kterou by vazby C=C, C-O a O-H zvyšovaly. Další výhodou dutých vlnodů s touto dielektrickou vrstvou je nízká reaktivita tohoto materiálu s vodou, což zajišťuje stálost těchto vlnodů. Pokud je v dutém vlnovodu pod vrstvou cyklického olefinového polymeru nanesena vrstva stříbra, přenáší tento vlnod dobře záření generované laserem Er:YAG na vlnové délce 2,94 μm . Pro záření generované tímto laserem bylo v roce 1998 dosaženo přenosu vstupního výkonu 1 W se ztrátami 0,1 dB/m [22]. Vlnovody s vrstvou cyklického olefinového polymeru navíc vedou záření generované laserem He-Ne na vlnové délce 0,633 μm s nízkým útlumem. Díky tomu je možné použít tento laser při zaměřování v medicíně při použití těchto vlnodů [22, 23].

Vlnovody s utlumenými celkovými ztrátami splňují podmínku pro

podporu totálního odrazu $n_{plast} < n_{jadro}$ pro specifické vlnové délky. Pro tyto vlnové délky tedy vedou záření stejně jako klasická optická vlákna. Tato podmínka je splněno v oblasti anomální disperze. Aby oblast anomální disperze spadala do spektra požadovaných vlnových délek, je plášť často tvořen křemennými skly dopovanými těžkými ionty, například ionty germania nebo olova. Dalším možným materiálem pláště dutých vlnovodů je safír, který má index lomu $n = 1,62$. Dutý safírový vlnovod byl použit k vedení záření o vlnové délce $10,6 \mu\text{m}$ a byly na něm měřeny optické ztráty $0,49 \text{ dB/m}$ [24].

Pro **navázání záření do dutého vlnovodu** je nutné koncentrovat záření vhodnou čočkou, jinak mohou ztráty při přenosu silně narůstat. S klesající velikostí vnitřního průměru vlnovodu také rostou ztráty při navazování. Volba čočky ovlivní velikost svazku v ohnisku. Čím menší je svazek při navázání, tím méně je ořezáván stěnami vlnovodu. Hrana vlnovodu může být navíc poškozena, dopadne-li na ni záření laseru s vysokým výstupním výkonem. Dle matematických výpočtů bylo určeno, že nejvyšší účinnosti navázání módu HE_{11} bylo dosaženo pokud pro poměr průměru stopy svazku v ohnisku ω a vnitřním průměru vlnovodu a platí:

$$\frac{\omega}{a} \cong 0,64 \quad (2)$$

Potom je účinnost navázání módu HE_{11} do dutého vlnovodu rovna $98,1 \%$ [25].

3 Pevnolátkové lasery

Laser je zařízení, které generuje koherentní a ve většině případů monochromatické optické záření [26]. Základní systém pevnolátkového laseru tvoří rezonátor, aktivní prostředí, buzení a chlazení. V iontových pevnolátkových laserech je aktivní prostředí tvořeno ionty v maticích, kterými mohou být krystal, sklo nebo keramika. Další podkategorií pevnolátkových laserů jsou lasery polovodičové, u kterých jako aktivní prostředí slouží různé kombinace polovodičových materiálů.

3.1 Polovodičové lasery

Polovodičové lasery jsou lasery, jejichž aktivní prostředí je tvořeno polovodičem a jejichž aktivními částicemi jsou elektrony a díry, to znamená volné nosiče náboje. Ke stimulované emisi u polovodičových laserů dochází přechodem elektronu mezi vodivostním a valenčním pásmem a tedy rekombinací páru elektron díra. Ke vzniku inverze populace hladin dojde, dodáme-li na polovodičový P-N přechod nosiče náboje [26]. Polovodičové lasery jsou tedy nejčastěji čerpány elektrickým proudem. Mohou ale být čerpány i opticky (např. VECSEL) nebo elektronovým svazkem [27].

Mezi přednosti polovodičových laserů patří jejich kompaktnost, možnost rychlého spínání, modulace výkonu a široké rozmezí generovaných vlnových délek záření od viditelného záření až po střední infračervenou oblast. Polovodičové lasery se řadí mezi velmi využívané lasery. Uplatnění mají v mnoha odvětvích průmyslu a v medicíně jako čerpací lasery pro další konverzi. Vysoce výkonné laserové diody jsou pak používány jako zdroje optického čerpání pevnolátkových iontových laserů [27, 28].

3.2 Pevnolátkové iontové lasery

V pevnolátkovém iontovém laseru se aktivní prostředí skládá z matrice, do které jsou během jejich růstu zabudovávány aktivátory. Jako ty slouží ionty vzácných zemin nebo ionty přechodových prvků. Matrice pevnolátkových iontových laserů může být tvořena sklem, krystalem nebo keramikou. Na její volbě závisí některé vlastnosti laserového záření a laserových přechodů. Musí být transparentní jak pro čerpací, tak pro generované záření, chemicky stabilní a homogenní. Volbu matrice může ovlivnit pravděpodobnost nezářivého přechodu a možnost vzniku shluků aktivních iontů [26, 27].

Velkou výhodou skleněných matric je jejich relativně snadná výroba ve velkých rozměrech s výbornou optickou kvalitou. Problematická pro ně ale je nižší teplotní vodivost, která je dána amorfni strukturou skla. Vlastnosti krystalických matric závisí na materiálu a typu krystalu. Nejvýznamnější jsou granátové matrice, které mají oproti sklu vyšší teplotní vodivost a úzká absorpční a emisní spektra. Další často používané matrice jsou fluoridy, které mají naopak široká absorpční a emisní spektra. Fluoridové matrice jsou ale měkké a náchylné k mechanickému poškození a také mají nižší teplotní vodivost. Poslední možností materiálu matrice je keramika, která spojuje vlastnosti skla a krystalu. Problematický je pro keramické matrice ale možný vysoký rozptyl uvnitř aktivního prostředí [28].

Aktivní prostředí v laseru je umístěno uvnitř rezonátoru. Hlavní funkcí rezonátoru v laseru je zajištění kladné zpětné vazby, pomocí které jsou kompenzovány optické ztráty uvnitř něho a umožňuje tak vznik stimulované emise záření. Rezonátor se ve většině případů skládá ze dvou zrcadel umístěných tak, že aktivní prostředí leží mezi nimi. Jedno z těchto zrcadel je totálně odrazné. Druhé propouští část generovaného záření mimo rezonátor a říkáme mu výstupní zrcadlo. Tato zrcadla mohou být rovinná, konvexní i konkávní. Jedním ze základních a nejvíce používaných rezonátorů je hemisférický, který je sestavený z čerpacího rovinného zrcadla a výstupního konkávního zrcadla s poloměrem křivosti r rovným vzdálenosti obou zrcadel l . Tento typ rezonátoru je jednoduchý na nastavení a snadno se u něj dosahuje překryvu čerpacího a laserového záření v aktivním prostředí [28, 29]. Rezonátor sestávající ze dvou rovinných zrcadel je používán typicky u Fabry-Pérotova rezonátoru nebo u mikročipových laserů, kde jsou čela leštěna kolmo na osu rezonátoru a zrcadla deponována přímo na ně [26, 27].

Pro koherentní čerpání, kterým se zabývá tato práce, musí být vhodně zvoleny parametry zrcadel rezonátoru. Je-li aktivní prostředí buzeno podélně, čerpací zrcadlo musí být transparentní pro záření excitační vlnové délky a zároveň totálně odrazné pro záření generované vlnové délky. Naopak při stranovém čerpání toto nemusí být zohledněno. Buzení zajišťuje dodání dostatečné energie do aktivního prostředí, aby bylo dosaženo prahu generace a mohlo vznikat laserové záření. Pro pevnolátkové iontové lasery je využíváno zejména optické buzení z koherentního zdroje, například laserové diody, nebo z nekoherentního zdroje, výbojky. Výhoda koherentního buzení laserovou diodou je vyšší optická účinnost díky selektivnímu čerpání [26].

3.3 Princip laserové činnosti

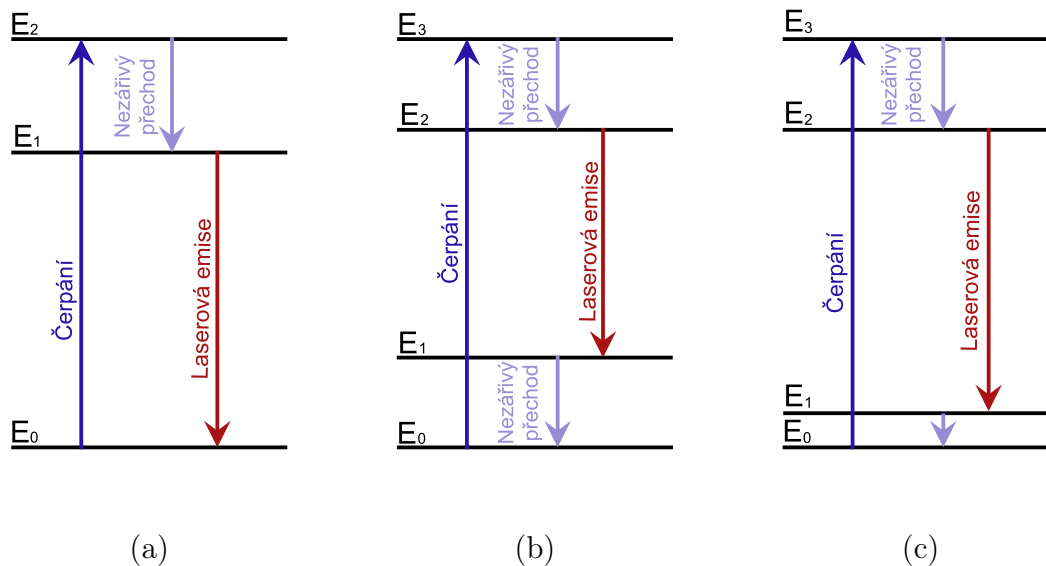
Čerpáním je do aktivního prostředí dodávána energie ve formě fotonů. Tyto fotony jsou absorbovány kvantovými soustavami, které pomocí takto získané energie mohou přejít do excitovaného stavu. Opačným procesem tohoto děje je emise. Ta může nastat spontánně, kdy kvantová soustava samovolně vyzáří foton a přejde do základního stavu. Je-li tento proces vyvolán dopadajícími fotony, nazveme ho stimulovanou emisí. Foton vyzářený stimulovanou emisí má stejné vlastnosti (směr, vlnovou délku záření, polarizaci) jako foton, který dopadl na kvantovou soustavu a vyvolal tento proces. Ke stimulované emisi může dojít pouze tehdy, když mají dopadající fotony vhodnou energii. Stimulovaná emise je nutnou podmínkou ke vzniku laserového záření u pevnolátkových laserů [27, 28].

Další podmínkou vzniku laserového záření je inverze populace hladin, což znamená, že na horní laserové hladině je excitováno více kvantových soustav, než je na dolní laserové hladině. V laseru lze popsat kvantové soustavy v aktivátoru třemi hlavními laserovými aproximacemi: tří-, čtyř- a kvazi-tříhladinovou, které jsou naznačeny na obrázku 3. Při funkci laseru v tříhladinové aproximaci (obrázek 3a), čerpáme ze základní na vyšší energetické hladiny. Z nich kvantová soustava rychlým nezářivým přechodem sestoupí na hladinu s delší dobou života, kterou nazveme hladinou metastabilní. Z této hladiny poté dojde k zářivému laserovému přechodu zpět do základního stavu [27].

Pokud využijeme čtyřhladinovou aproximaci (obrázek 3b), kvantová soustava se ze základního stavu excitací dostane na vyšší hladiny a z nich nezářivým přechodem sestoupí na metastabilní hladinu, jako tomu bylo u tříhladinové aproximace. Spodní laserová hladina čtyřhladinové aproximace leží nad základní hladinou a má krátkou dobu života, takže je málo obsazená. Snadněji se tedy vytvoří inverze obsazení hladin než v tříhladinové aproximaci. [27]. Pro některé laserové systémy dochází k tomu, že je spodní laserová hladina velmi blízká základní hladině (obrázek 3c). Takový systém musí být většinou chlazen, aby došlo k depopulaci dolní laserové hladiny a tím k umožnění vzniku inverze populace hladin. Takové laserové uspořádání nazveme kvazi-tříhladinovou aproximací [28].

Hlavním rozdílem tří- a čtyř- hladinové laserové aproximace je moment, kdy nastává inverze populace. Ve tříhladinové aproximaci (tedy aproximaci, kde je dolní laserová hladina shodná se základním stavem) tedy potřebujeme mít více než polovinu

kvantových soustav v excitovaném stavu. Ve čtyřhladinové aproximaci k nastolení inverze populace hladin stačí, aby na horní laserové hladině byla jedna kvantová soustava, zatímco dolní laserová hladina je prázdná. Dosažení inverze populace hladin ve čtyřhladinové aproximaci je tak jednodušší [28].



Obrázek 3: Grafické znázornění tříhladinové (a) a čtyřhladinové (b) a kvazitříhladinové (c) aproximace

4 Aktivní prostředí s ionty Erbia

Ionty vzácných zemin neboli lanthanoidů jsou nejčastějším aktivátorem pevnolátkových iontových laserů, které ve struktuře matrice nahradí malou část jiných iontů podobné velikosti. Často používanými aktivátory jsou trojmocné zeminy, jako je neodym, ytterbium, erbium, holmium, praseodym nebo thulium. Výhodou lanthanoidů je, že poloha energetických hladin jen málo závisí na matrici. Na rozdíl od přechodových prvků mají lanthanoidy stíněnou 4f slupku, ve které se nacházejí opticky aktivní valenční elektrony. Díky tomuto stínění mají lanthanoidy úzké spektrální čáry. Významným prvkem ze skupiny vzácných zemin je prvek Erbia [26, 27].

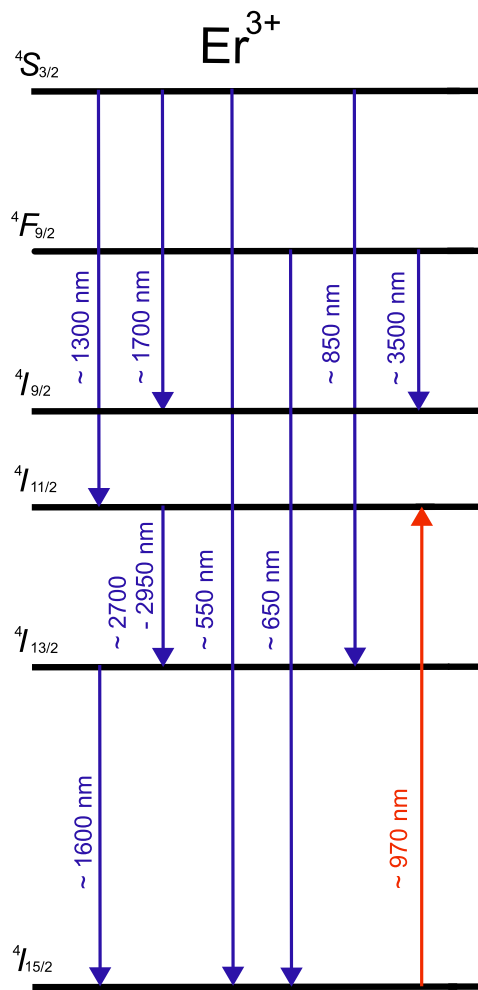
Erbium je 68. prvek v periodické tabulce. Řadí se do skupiny lanthanoidů a bylo objeveno v roce 1843 v minerálu zvaném gadolinit. K dopování laserových matic se využívají erbiové ionty Er^{3+} . Tyto ionty umožňují více laserových přechodů, nejčastěji se však využívá přechodů vyzařujících záření s vlnovými délkami v oblasti kolem 1,5 - 1,6 μm a 2,8 - 2,9 μm [30, 31].

Pro generaci laserového záření v oblasti 1,6 μm (přechod z hladiny ${}^4\text{I}_{13/2}$ na ${}^4\text{I}_{15/2}$) používáme přímé buzení do hladiny ${}^4\text{I}_{13/2}$ zářením na vlnové délce 1,5 μm (tzv. rezonanční čerpání) nebo nepřímé buzení do hladiny ${}^4\text{I}_{11/2}$ zářením na vlnové délce 0,97 μm . Chceme-li vygenerovat záření na vlnových délkách kolem 2,8 - 2,9 μm (přechod z hladiny ${}^4\text{I}_{11/2}$ na ${}^4\text{I}_{13/2}$), použijeme čerpání zářením na vlnové délce $\sim 0,97 \mu\text{m}$, viz obrázek 4 [30].

Pokud použijeme vysokou koncentraci iontů Er^{3+} v aktivním prostředí, můžeme zkrátit dobu života na dolní laserové hladině a tím podpořit laserovou akci v oblasti 2,9 μm . Tím ale může dojít k dalším problémům s krystalem. S vyšší koncentrací obecně klesá tepelná vodivost a může dojít k problémům během růstu krystalu, takže je jeho výroba náročnější. Snížená tepelná vodivost má navíc za následek špatný odvod tepla z laserového systému. Musíme proto volit vhodnou matrici, do které erbium dopujeme [30].

4.1 Aktivní prostředí Er:YAG

YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) neboli yttrito-hlinitý-granát [26] je kubický krystal s výbornou tepelnou vodivostí při nevysoké koncentraci iontů erbia. Er:YAG byl prvním erbiem dopovaným laserem, který byl uveden do provozu v roce 1975 sovětskými vědci [28].



Obrázek 4: Přečody a energetické hladiny v Er^{3+}

V krystalu Er:YAG je část iontů Y^{3+} nahrazena ionty Er^{3+} , které mají podobný atomární poloměr [29, 30]. Pro dopování se používají koncentrace iontů erbia od 0,5 do 50 %.

Laser s aktivním prostředím Er:YAG generuje záření s vlnovými délkami 1,6 a 2,94 μm . Krystal s vysokou koncentrací iontů erbia (10-50 %) umožňuje laserový přechod mezi hladinami $4I_{11/2}$ a $4I_{13/2}$ a tedy generaci záření s vlnovou délkou 2,94 μm [29, 30]. V takovém krystalu dochází k rychlému vyprazdňování dolní laserové hladiny. Naopak krystal s nízkými koncentracemi Er^{3+} generuje záření s vlnovou délkou 1,6 μm .

Er:YAG je jediný běžně používaný erbiem dopovaný laser generující záření na

vlnové délce 2,94 μm a je široce používaný v medicíně, například v dermatologii a stomatologii, viz kapitola 4.1.7. Dále laser generující záření na vlnové délce 1,6 μm je využívám v oku bezpečném zaměřování a měření vzdáleností [29, 30].

S laserem Er:YAG bylo v režimu generace krátkých pulzů pomocí Q-spínání dosaženo energie pulzu 805 mJ pro pulz dlouhý 61 ns při opakovací frekvenci 1 Hz. Špičkový výkon tohoto laseru byl 13 MW [32]. Ve volně běžícím režimu při diodovém čerpání bylo pro laser Er:YAG dosaženo průměrného výstupního výkonu 50 W (opakovací frekvence 400 Hz, délka pulzu 250 ns) [33].

4.2 Aktivní prostředí Er:GGAG

Krystal GGAG ($\text{Gd}_3\text{Ga}_3\text{Al}_2\text{O}_{12}$) má stejně jako krystal YAG kubickou soustavu. Ionty Er^{3+} vstupují do krystalické mřížky na místo iontu Gd^{3+} . Spektrální čáry Er:GGAG jsou rozšířeny díky výměně iontů hliníku za ionty gallia. Výhodou krystalu Er:GGAG je nízká energie fononů, ze které plyne delší doba života na horní laserové hladině tohoto krystalu. Spolu s širším emisním spektrem je tak umožněno ladění jeho laserového záření. Krystal GGAG má také nízký bod tání, nižší než mají krystaly YAG, YAP a YSGG (tabulka 1). Díky tomu může být při pěstování krystalu GGAG využita Czochralskiho metoda [30].

Bylo pozorováno, že se zvyšováním atomární koncentrace iontů erbia v Er:GGAG do 38 at% se jen málo mění strukturní vlastnosti tohoto materiálu, výrazně se ale zlepšují spektrální vlastnosti pro generaci záření na vlnových délkách v okolí 3 μm . Se zvyšováním atomární koncentrace iontů erbia klesá doba života na hladině $^4\text{I}_{13/2}$, tedy na spodní laserové hladině laseru generujícího záření na vlnové délce okolo 3 μm . S rostoucí koncentrací erbia v aktivním prostředí laseru také roste jeho difrakční účinnost a maximální výstupní výkon [34].

V kontinuálním režimu dosáhl laser Er:GGAG maximálního výstupního výkonu 75 mW a účinnosti 7,4 %. [35].

4.3 Aktivní prostředí Er:YSGG

YSGG ($\text{Y}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$) je krystal kubické struktury. Krystal Er:YSGG má nízkou fononovou energii, díky které má i delší dobu života na hladině $^4\text{I}_{11/2}$ než krystal Er:YAG. Tato hladina tvoří horní laserovou hladinu při generaci záření na vlnové délce v okolí 3 μm . Dále byla u krystalů Er:YSGG pozorována nízká interakce mezi

ionty erbia. Díky tomu by lasery Er:YSGG měly být vhodné pro generaci záření s vysokými výkony [30]. S laserem Er:YSGG bylo dosaženo průměrného výstupního výkonu 10,1 W a diferenciální účinnosti 6,5 % při kompenzaci termické čočky v materiálu [36].

Tabulka 1: Materiálové vlastnosti nedopovaných matic; T_t teplota tání, α koeficient tepelné roztažnosti, κ koeficient tepelné vodivosti, n index lomu (ř - řádná vlna, m - mimořádná vlna) [37, 38]

Matice	T_t [K]	α [10^{-6}K]	κ [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]	n
YAG	2200	7,7	13,4	1,8295
GGAG	2100		8.53	
YAP	2140	11	11	1,947
YLF	1092	13,3	6,3	1,4762 (ř) 1,4535 (m)
CaF₂	1630	18,9	9,7	1,433
Y₂O₃	2650	6,56	13,5	1,92

4.4 Aktivní prostředí Er:YAP

YAP (YAlO_3) je anizotropní krystal kosočtverečné soustavy. Díky jeho struktuře je možné Er:YAP laserem generovat polarizované záření [30, 39]. V aktivním prostředí laseru Er:YAP jsou stejně jako u Er:YAG laseru některé ionty Y^{3+} nahrazeny ionty Er^{3+} . Díky tepelné vodivosti a nízké fononové energii krystalu Er:YAP je laser s tímto aktivním prostředím vhodný pro generaci vysokých výkonů [30]. Pro laser s aktivním prostředím Er:YAP pracujícího v kontinuálním režimu vyzařujícího záření na vlnových délkách okolo 2,7 μm bylo dosaženo výkonu 13,18 W s diferenciální účinností 9 % [40].

4.5 Aktivní prostředí Er:CaF₂ a Er:YLF

První laser s fluoridovou maticí byl sestaven v roce 1960. Jednalo se o uranem dopovanou maticí CaF_2 vyzařující záření o vlnových délkách 2,5 μm [30]. Výhodou fluoridových matic je jejich nízký index lomu v blízké infračervené oblasti, dobrá teplotní vodivost a nízká energie fononů. Ta snižuje pravděpodobnost nezářivých přechodů prodloužením doby života na horní laserové hladině až do jednotek ms

[41, 42, 43]. Nízký bod tání a nízká koncentrace iontů erbia také umožňují snazší pěstování erbiem dopovaných fluoridových matic. Problematickou částí těchto matic je ale fluor, protože jako odpadní látka při růstu krystalu může vznikat kyselina fluorovodíková. Fluoridové krystaly dosahují bodu tání ještě nižšího než krystal GGAG, jsou ale křehké [30].

Krystal **YLF** (LiYF_4) je anizotropní krystal čtverečné struktury. V matici Er:YLF jsou stejně jako v maticích Er:YAG a Er:YAP zaměněny některé ionty Er^{3+} za ionty Y^{3+} a tedy na rozdíl od matrice Er:CaF₂ není třeba kompenzovat náboj [30]. Výhodou krystalu YLF je jeho přirozený dvojlom, který eliminuje teplotní depolarizaci přítomnou v krystalu YAG [26]. Díky anizotropnosti YLF krystalu je možné laserem generovat lineárně polarizované záření s vlnovou délkou 2,8 μm .

V roce 2017 byla provedena studie optických vlastností krystalů Er:YLF s rostoucí atomární koncentrací iontů erbia od 1,5 at% do 15 at% [44]. Bylo zjištěno, že se zvyšující se atomární koncentrací iontů erbia se nemění poloha absorpčních maxim, zvyšuje se ale intenzita absorpce. Zároveň roste fluorescence na vlnových délkách v oblasti zeleného spektra. Fluorescence v okolí vlnové délky 1,5 μm výrazně roste při růstu atomární koncentrace erbia do 5 at%, při 15 at% je však zaznamenán výrazný pokles. Na vlnových délkách od 2,55 do 2,75 μm intenzita fluorescence roste do koncentrace erbia 5 at% a potom se téměř nemění. Laser Er:YLF s atomární koncentrací erbia 5 at% je tedy vhodný pro generaci záření na vlnových délkách v okolí 1,5 μm a laser Er:YLF s atomární koncentrací erbia 15 at% je vhodný pro generaci záření na vlnových délkách v okolí 2,8 μm [44].

V pulsním režimu s příčným koherentním čerpáním byl získán vysoce výkonný laser. Jeho výkon se dostane až k 10 W a účinnost na 18,7 %. V kontinuálním režimu byl z Er:YLF laseru získán výkon až 4 W a účinnost 16,5 % [30, 31].

4.6 Aktivní prostředí Er:Lu₂O₃, Er:Sc₂O₃ a Er:Y₂O₃

Er:Lu₂O₃, Er:Sc₂O₃ a Er:Y₂O₃ jsou krystaly kubické struktury, které jsou velmi perspektivními aktivními prostředími pro laserovou generaci. Tyto oxidové materiály mají velmi podobné materiálové i optické parametry. Er:Lu₂O₃, Er:Sc₂O₃ a Er:Y₂O₃ mají velmi vysokou tepelnou vodivost, která umožňuje generace vysokého výstupního výkonu. Jejich teplotní vodivost je vyšší než vodivost krystalu Er:YAG. Zásadní nevýhodou těchto materiálů je ale jejich náročná a drahá výroba způsobená

vysokými teplotami tání. Náklady na výrobu se dají snížit, je-li místo krystalové matrice použita matrice keramická [30].

Krystaly $\text{Er:Lu}_2\text{O}_3$, $\text{Er:Sc}_2\text{O}_3$ a $\text{Er:Y}_2\text{O}_3$ mají nízkou fononovou energii. Díky tomu je nízká i pravděpodobnost nezářivých přechodů. Je pak zvýšena pravděpodobnost generace laserového záření na vlnových délkách v okolí $2,7\ \mu\text{m}$ [30]. Laser s aktivním prostředím $\text{Er:Lu}_2\text{O}_3$ s keramickou maticí dosáhl generace záření na vlnové délce $2,8\ \mu\text{m}$ s generovaným výkonem $2,3\ \text{W}$ a diferenciální účinností $29\ \%$ v kontinuálním režimu [45].

4.7 Aplikace laserů s ionty erbia v medicíně

Laser emitující záření na vlnových délkách v oblasti $2,8 - 2,9\ \mu\text{m}$ má velmi významné využití v medicíně. Tato vlnová délka leží na maximu absorpce vody. Z tohoto důvodu je toto záření velmi dobře absorbováno tkáněmi s vysokým obsahem vody a do těchto tkání proniká pouze do malé hloubky. Laser emitující záření s těmito vlnovými délkami může být využíván v mnoha lékařských odvětvích jako je například stomatologie, dermatologie nebo oční lékařství [30]. Kdyby se ale podařilo výkon laseru ještě zvýšit, mohl by být používán i ve více lékařských disciplínách, například i pro operace kostí [30, 31, 41].

Laser s ionty erbia je využíván ve stomatologii při vrtání. Lidský zub se skládá ze tří základních částí: skloviny tvořící povrch zubu, nejtvrďší části lidského těla, pórovitého dentinu, který se nachází pod sklovinou a tvoří většinu hmoty zubu, a zubního cementu, ve kterém je kanál, kterým vedou zubní nervy. Zubní sklovina je sice velmi tvrdá, může ale dojít k jejímu narušení. Na povrchu zubu se vlivem nevhodného stravování a špatné hygieny může tvořit zubní plak. Kombinace bakterií žijících v zubním plaku, citlivé zubní tkáně, nadbytek karbohydrátů ve stravě může časem způsobit vznik zubního kazu [46].

Pokud je zubní kaz tak hluboký, že dosahuje dentinu, je k jeho léčbě nutný operativní zákrok. Kazem poškozená tkáň je totiž nenávratně poškozená a musí dojít k jejímu odstranění a nahrazení. Právě k odstranění zubní tkáně pomocí tepelné ablace může být používáno záření laseru s ionty erbia. Výhodou laserových zubních vrtaček oproti klasickým je snížení potřebné lokální anestezie, protože tradiční zubní vrtačky způsobují pacientovi největší bolest vibracemi, které při vrtání vznikají, které ale u laserové zubní vrtačky nevznikají [47].

Erbiové lasery mohou být také používány v dermatologii, kde je ve většině případů používána ablace povrchové vrstvy pokožky. Laser Er:YAG může být používán při léčbě plochých bradavic na obličeji, které jsou jeho zářením odpařovány [48]. Záření tohoto laseru také může být používáno k omlazování pokožky a odstraňování vrásek [49] a nebo k léčbě neškodných kožních onemocnění jako jsou stařecké bradavice nebo folikulární keratóza [50].

5 Experimentální uspořádání

V této kapitole budou nejprve vyjmenovány a popsány použité materiály a součásti použité při experimentálním měření. Následně budou popsána jednotlivá použitá experimentální uspořádání.

5.1 Materiály a optické součásti

Čerpací systém

K čerpání laserového systému byla využívána laserová dioda (LIMO35-F100-DL976-EX1202, obsahuje objemovou Braggovu mřížku ke stabilizaci vlnové délky) spojená s proudovým zdrojem LDD1000 od firmy LIMO (Německo). Pro všechna měření byla délka pulzu čerpací diody 5 ms a opakovací frekvence 10 Hz. Záření z diody bylo navedeno do optického vlákna s průměrem 100 μm a numerickou aperturou $NA = 0,22$.

Optické vlákno bylo konektorem připojeno na optický člen složený ze dvou achromatických čoček. V rámci měření laserových vlastností byly využity dvě spojné čočky s ohniskovou vzdáleností 30 a 100 mm od firmy Thorlabs. Jejich označení bylo AC-030-B a AC-100-B. Na povrchu těchto čoček byly antireflexní vrstvy s označením B propustné pro záření v rozsahu 650 až 1050 nm. Výsledná čerpací optika byla tedy v poměru zvětšení 30:100.

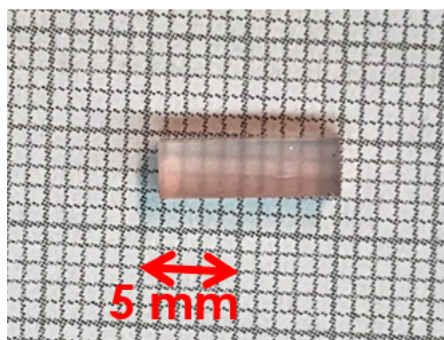
Konstrukce laseru

Pro sestavení laserového systému byl jako aktivní prostředí použit krystal Er:YLF tvaru kvádrů o rozměrech 3x3x9 mm s atomární koncentrací erbia 6 % (obrázek 5).

Dále byla pro optický rezonátor využita dvě zrcadla od firmy Crytur: rovinné zrcadlo z křemenného skla s průměrem 25,4 mm, které mělo pro vlnové délky 1,6 a 2,8 μm odrazivost větší nebo rovnu 99 % a propustnost pro vlnovou délku 0,97 μm větší nebo rovnu 99 %, a konkávní zrcadlo z CaF_2 o průměru 12,7 mm s poloměrem křivosti 100 mm a odrazivostí 90 % na vlnové délce 2,8 μm .

Měřicí přístroje

Pro charakterizaci časových parametrů generovaného záření byl použit osciloskop od firmy Tektronix s označením TDS3052B se samplováním 5 GS/s a šířkou pásma 500 MHz. Dále byly použity vláknový spektrometr Blue Wave od firmy StellarNet měřící v rozsahu vlnových délkách 0,2 - 1,15 μm a spektrofotometr Shimadzu UV-



Obrázek 5: Krystal Er:YLF

3600 měřící v rozsahu vlnových délek 185 - 3300 nm se šířkou šterbiny 1 nm s rozlišením $\pm 0,2$ nm pro UV a viditelné spektrum a $\pm 0,8$ nm pro infračervenou oblast. Spektrum laserového záření bylo měřeno pomocí PbSe fotodiody PDA20H-EC od firmy Thorlabs s rozsahem citlivosti na záření vlnové délky 1,5 - 4,8 μm , která byla nastavena za výstup monochromátoru ORIEL 77250 s difrakční mřížkou 77301.

Pro měření výkonu byl použit wattmetr PM100A s výkonovou sondou S401C od firmy Thorlabs měřící v rozsahu vlnových délek od 200 nm do 10,6 μm s pásmovým filtrem s označením FB2750-500 vyrobeným firmou Thorlabs. Pro měření výkonu čerpacího záření byl použit wattmetr EPM2000 od firmy Coherent s výkonovou sondou PM3.

Pro měření časového průběhu laserového záření a jeho spektra byla použita PbSe fotodiody PDA20H-EC od firmy Thorlabs s rozsahem citlivosti na záření vlnové délky 1,5 - 4,8 μm .

K měření prostorové struktury svazku byla využita kamera snímající profil svazku Pyrocam IV od firmy Spiricon s označením PY-IV-C-A s filtry FB2750-500 a NE20 vyrobenými firmou Thorlabs. Pro měření prostorové struktury svazku laserové diody byla použita kamera WinCamD od firmy DataRay s filtry NE50 a NE10 vyrobenými firmou Thorlabs.

5.2 Měření spektroskopických vlastností

Měření absorpčního spektra aktivního prostředí Er:YLF bylo provedeno na spektrofotometru Shimadzu UV-3600, který byl ovládán přes připojený počítač programem UVprobe. Byl použit speciální držák vytištěný na 3D tiskárně, který rozměrově odpovídal velikosti krystalu. Bylo provedeno měření transmitance v rozsahu vlnov-

vých délek 200-1700 nm s krokem 0,2 nm. Z naměřených hodnot transmittance byly poté určeny přibližné meze absorpčního maxima v oblasti 970 nm a v tomto rozsahu bylo provedeno měření s krokem 0,05 nm. Z naměřených hodnot transmittance T byl následně určen koeficient absorpce α aplikací Lambert-Beerova zákona: [51]

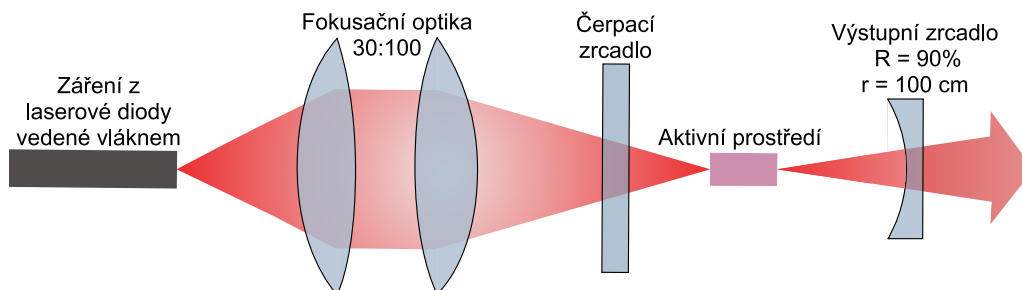
$$\alpha = -\frac{\ln T}{l} \quad (3)$$

kde l je délka krystalu. Pro jasnost grafu byl výsledek tohoto měření normován.

Spektroskopické vlastnosti laserové diody byly měřeny za čerpací optikou sestavenou ze dvou spojných čoček s poměrem zvětšení 1:1. Spektrum záření laserové diody bylo měřeno na spektrometru Blue Wave od firmy StellarNet. Výkon laserové diody byl měřen pomocí wattmetru EPM2000 od firmy Coherent s výkonovou sondou PM3. Prostorová struktura svazku byla měřena kamerou WinCamD od firmy DataRay za čerpací optikou sestavenou ze dvou spojných čoček s ohniskovou vzdáleností 30 a 100 mm. Za touto optikou byla poté pomocí metody ostré hrany měřen M^2 parametr a poloha ohniska.

5.3 Měření laserových charakteristik

Pro charakterizaci laserového záření bylo využito uspořádání znázorněné na schématu na obrázku 6, kde do výstupního svazku laseru byly umísťovány měřky. Jako čerpací zrcadlo bylo použito rovinné zrcadlo a výstupním zrcadlem bylo zrcadlo konkávní. Sestavený rezonátor měl délku 91 mm. Při měření laserových vlastností byla teplota laserové diody nastavena na 30 °C.



Obrázek 6: Schéma experimentálního uspořádání při měření laserových charakteristik

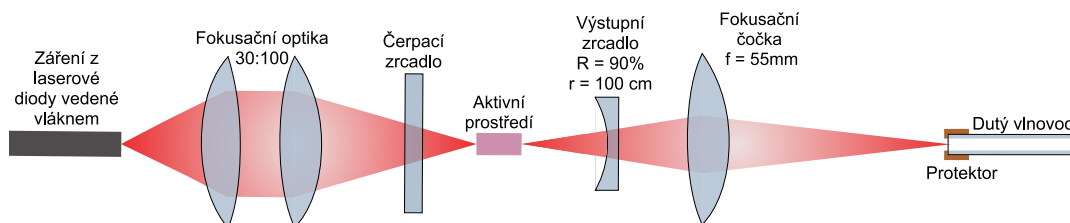
Pro měření výkonu laserového záření byla jako detektor použita výkonová sonda S401C zapojená do wattmetru PM100A. Pro určení absorbovaného výkonu laseru byl výkonovou sondou Coherent PM3 připojenou k wattmetru EMP2000 změřen výkon před a za krystalem. Vlnová délka generovaného záření byla měřena pomocí fotodiody PDA20H-EC umístěné na výstupu monochromátoru ORIEL.

5.4 Navedení záření do dutého vlnovodu

Laserové záření do dutého vlnovodu bylo navedeno pomocí čočky (materiál CaF_2) s ohniskovou vzdáleností 55 mm. Byla umístěna 190 mm za výstupní zrcadlo laserového rezonátoru pro měření přenosových vlastností všech vlnodů a 285 mm za výstupní zrcadlo rezonátoru při dalším měření vlnodů s vnitřním průměrem 100 nebo 250 μm (obrázek 7). Rozměry svazku v ohnisku čočky byly měřeny metodou ostré hrany a naměřené výsledky byly poté proloženy křivkou danou rovnicí:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_1}{z_0} \right)^2} \quad (4)$$

kde $w(z)$ je průměr svazku v poloze z , w_0 je průměr svazku v ohnisku, z je poloha, z_0 je Rayleighova vzdálenost a z_1 je vzdálenost ohniska od fokusační čočky.



Obrázek 7: Schéma experimentálního uspořádání při navedení laserového záření do dutého vlnovodu

Při měření přenosových vlastností dutých vlnodů byly vlnovody nasazeny do protektoru sloužícího k ochraně čela vlnovodu, které by jinak mohlo být zničeno po dopadu fokusovaného laserového svazku. Pro vlnovody s různými vnitřními průměry byly použity různé protektory. Nejprve byl protektor nastaven tak, aby jím svazek co nejlépe procházel. Poté byl do protektoru umístěn vlnovod dlouhý 10 cm a pak přenos polohou protektoru nastaven na nejvyšší hodnotu výstupního výkonu. Po

proměření tohoto vlnovodu byl do protektoru umístěn dlouhý vlnovod a po optimalizaci nastavení protektoru byl zjištěn přenos záření.

5.5 Měření přenosových parametrů dutých vlnovodů

K přenosu laserového záření byly použity duté vlnovody s vnitřním/vnějším průměrem 700/850 μm dlouhé 10 a 112 cm vyrobené v roce 2021, duté vlnovody s průměrem 540/700 μm dlouhé 10, 70 a 105 cm vyrobené v roce 2021, duté vlnovody s průměrem 320/540 μm o délce 10 a 80 cm vyrobené v roce 2008, duté vlnovody s průměrem 250/360 μm dlouhé 10, 50, 102 cm a dva vlnovody dlouhé 105 cm, které byly označeny i) a ii), vyrobené v roce 2008 a dutý vlnovod s průměrem 100/150 μm dlouhý 10 cm vyrobený v roce 2005.

Pokud byl měřen přenos záření ohnutým vlnovodem, byl vlnovod ohnut pod úhlem 90° s poloměrem křivosti 18 cm. Při měření přenášeného výkonu byla použita stejná výkonová sonda (S401C zapojená do wattmetru PM100A) jako při měření laserových charakteristik a byla umístěna nejprve za fokusační čočku a poté přibližně 3 cm za výstupní konec vlnovodu. Výstupní výkon laseru byl stabilní, takže přenos záření vlnovodem je možno měřit nejprve v poloze před vlnovodem a následně za vlnovodem. Přenos záření vlnovodem byl teda určen z hodnoty výkonu za fokusující čočkou (před vlnovodem) a hodnoty za vlnovodem. Následně byl vypočítán i útlum vlnovodu dle vzorce:

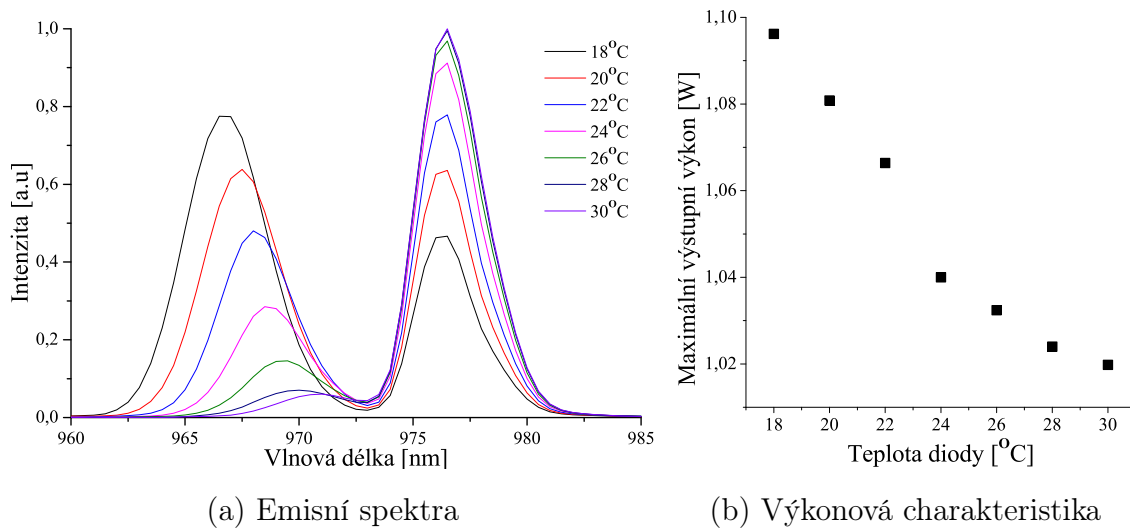
$$\alpha = \frac{10}{l} \log(P), \quad (5)$$

kde α je útlum v dB/m, l délka vlnovodu a p je přenos. Kamera snímající prostorovou strukturu svazku byla během měření umístěna přibližně 10 cm za výstupní konec vlnovodu.

6 Experimentální výsledky

6.1 Spektroskopické charakteristiky

Byla měřena spektra emisní vlnové délky čerpací laserové diody nastavené na maximální proud (40 A) a výstupní výkony pro různé teploty od 18 °C do 30 °C. Ve spektru byla analyzována dvě maxima vlnových délek. Z grafu na obrázku 8a je vidět, že s rostoucí teplotou stoupala intenzita záření na vlnových délkách okolo 977 nm a klesala intenzita druhého maxima, které se s rostoucí teplotou posouvalo k vyšším vlnovým délkám. Při teplotě 30 °C byla pro maximum na vlnové délce 976,5 nm šířka spektra 2,6 nm (FWHM). Zároveň s rostoucí teplotou klesal maximální výstupní výkon laserové diody (Obrázek 8b). Délka čerpacího pulzu byla zvolena 5 ms a opakovací frekvence byla 10 Hz.



Obrázek 8: Teplotní charakteristiky čerpací diody

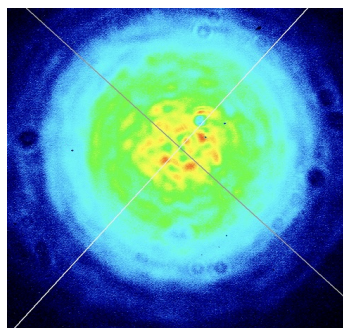
Pro čerpací laserovou diodu byla dále změřena prostorová struktura svazku při maximálním výstupním výkonu (obrázek 9). Pomocí metody ostré hrany byly změřeny parametry svazku v okolí ohniska pro fokusační optiku 30:100 shrnuté v tabulce 2. Tyto výsledky platí jen v určitém přiblížení, protože profil svazku neodpovídá Gaussovskému svazku.

Bylo změřeno transmisní spektrum aktivního prostředí Er:YLF krystalu a z něj pomocí vzorce 3 určena absorpční spektra. Krystal Er:YLF měl nejvyšší maximum absorpce v okolí vlnové délky 972,7 nm (obrázek 10). Z uvedených výsledků vyplývá, že překryv emitované vlnové délky čerpací diody a absorpčních maxim aktivního

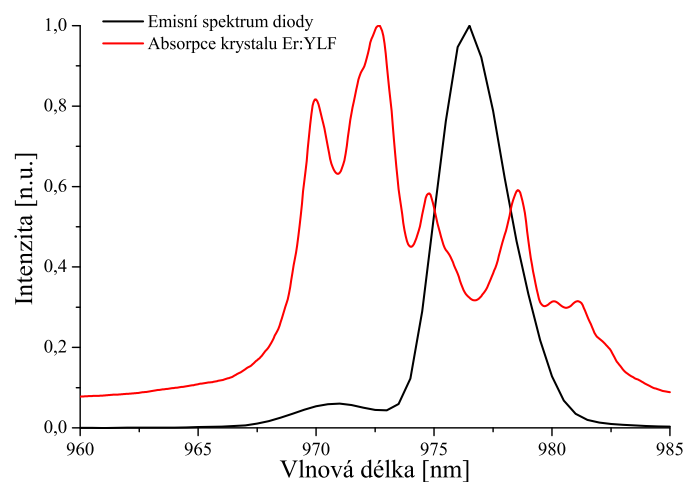
prostředí Er:YLF krystalu není optimální, nicméně byl dostatečný pro generaci laserového záření.

Tabulka 2: Parametry ohniska svazku z laserové diody pro fokusační optiku 30:100 (proud diodou 13,8 A)

Poloměr svazku v ohnisku	0,167 mm
Parametr M^2	25
Vzdálenost ohniska od čočky	90 mm
Rayleighova vzdálenost	7 mm



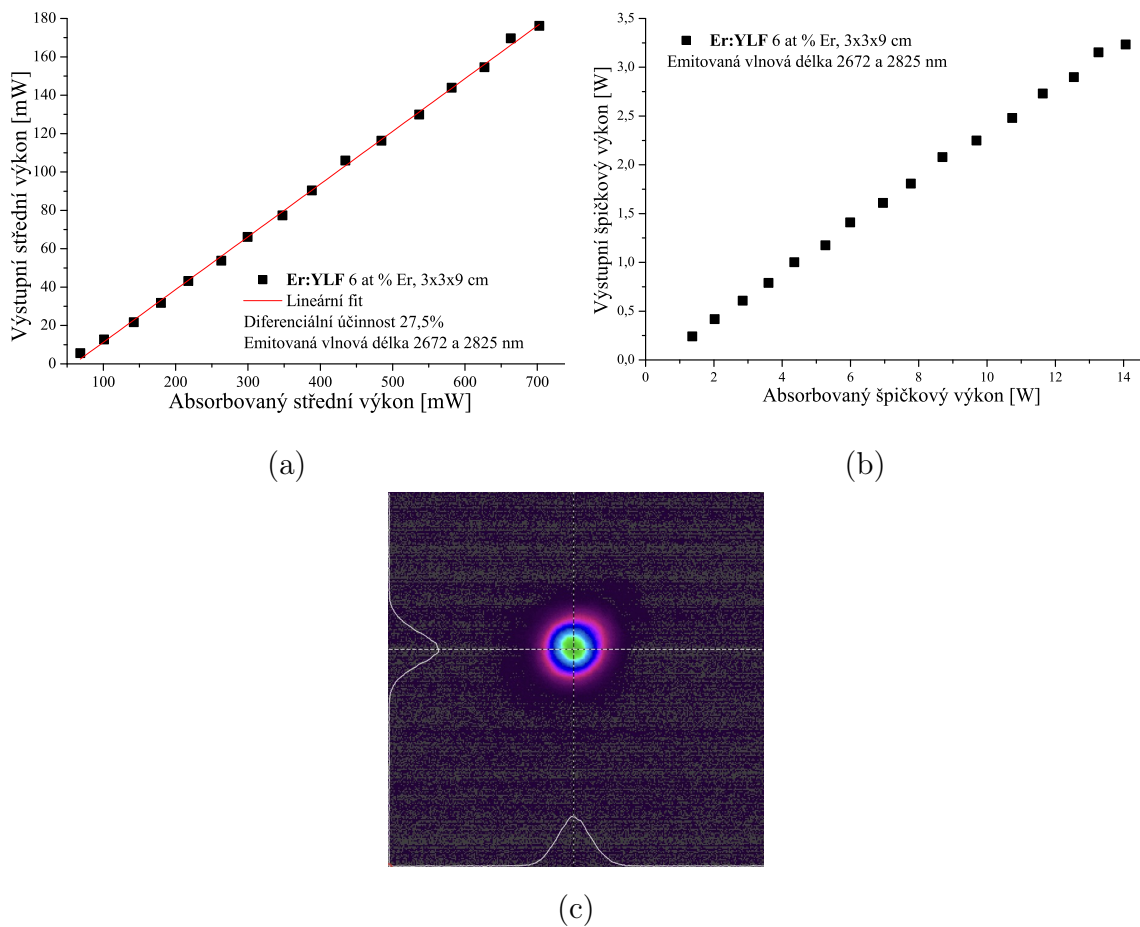
Obrázek 9: Prostorová struktura svazku čerpací diody pro maximální výstupní výkon



Obrázek 10: Absorpční spektrum krystalu Er:YLF a emisní spektrum diody pro proud 40 A

6.2 Charakteristika laseru Er:YLF

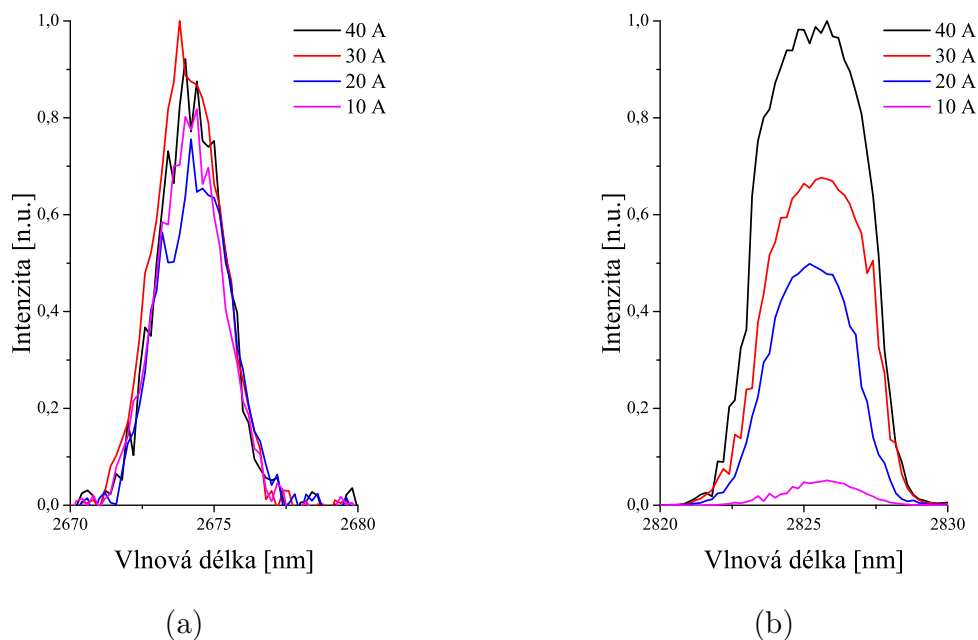
Byl sestaven diodově čerpaný laserový systém s aktivním prostředím Er:YLF a s výstupním zrcadlem s odrazivostí 90 %. Délka rezonátoru byla 91 mm. Pulz generovaný laserem s aktivním prostředím Er:YLF měl délku 5,45 ms pro maximální čerpací výkon. Maximální střední dosažený výstupní výkon byl 176,2 mW. Laser Er:YLF pracoval s diferenciální účinností 27,5 % a jeho prahový výkon byl 59,1 mW (obrázek 11a). Bylo dosaženo maximálního špičkového výkonu 3,23 W (obrázek 11b). Prostorová struktura svazku je velmi blízká struktuře svazku TEM₀₀ (obrázek 11c).



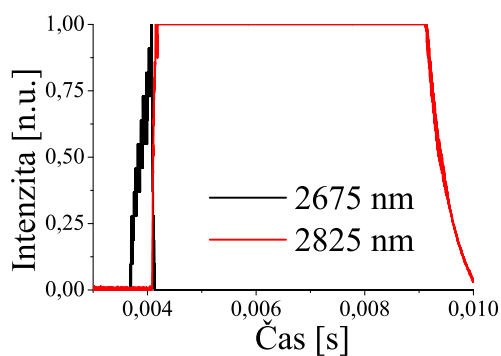
Obrázek 11: Charakteristika laseru Er:YLF: výkonová charakteristika (a), charakteristika špičkového výkonu (b) prostorová struktura svazku (c) při maximálním výstupním výkonu 176 mW (kamera umístěná 33 cm za výstupní zrcadlo rezonátoru)

Laser s aktivním prostředím Er:YLF generoval záření v okolí dvou vlnových délek 2675 nm a 2825 nm (obrázek 12) a záření na vyšší vlnové délce mělo výrazně vyšší intenzitu. Intenzita laserového záření v okolí vlnové délky 2675 nm se v závis-

losti na proudu čerpací diody téměř neměnila. Intenzita laserového záření v okolí vlnové délky 2825 nm výrazně klesala se snižujícím se proudem čerpací diody. Z časového průběhu laserového záření zaznamenaného monochromátorem (obrázek 13) je patrné, že generované vlnové délky na sebe časově navazují, ale nepřekrývají se.



Obrázek 12: Spektrum výstupního záření laseru v závislosti na proudu čerpací diody pro dvě generované vlnové délky laseru Er:YLF: a) 2672 nm, b) 2825 nm



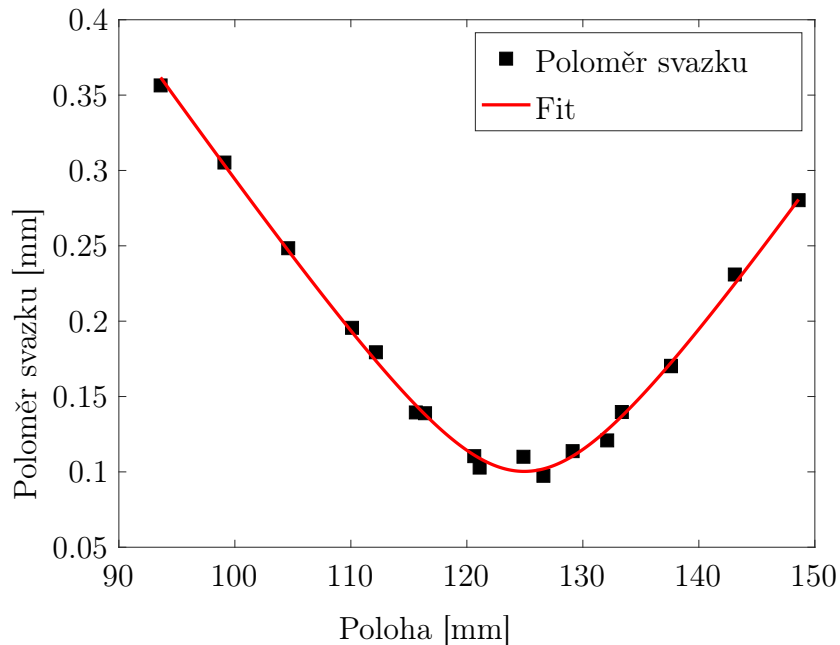
Obrázek 13: Složený časový průběh laserového záření dvou generovaných vlnových délek Er:YLF laseru pro maximální hodnotu čerpání (měřeno za monochromátorem)

6.3 Přenosové vlastnosti dutých vlnovodů

Pro přenos záření vlnovody je nutné proměřit velikost a polohu ohniska svazku za fokusační čočkou. Ohnisková vzdálenost použité čočky byla 55 mm. Ta byla umístěna za výstupní zrcadlo ve vzdálenosti 190 mm. Pomocí metody ostré hrany byla určena poloha ohniska ve vzdálenosti 125 mm za fokusační čočkou. Parametry svazku v ohnisku jsou uvedeny v tabulce 4 a závislost poloměru svazku na vzdálenosti od fokusační čočky je na obrázku 14. Závislost poloměru svazku v ohnisku na výkonu laserového záření je zapsaná v tabulce 4.

Tabulka 3: Parametry ohniska svazku při umístění fokusační čočky 190 mm za výstupní zrcadlo rezonátoru

Poloměr svazku v ohnisku	0,1 mm
Parametr M^2	1,2
Vzdálenost ohniska od čočky	124,9 mm
Rayleighova vzdálenost	9,0 mm

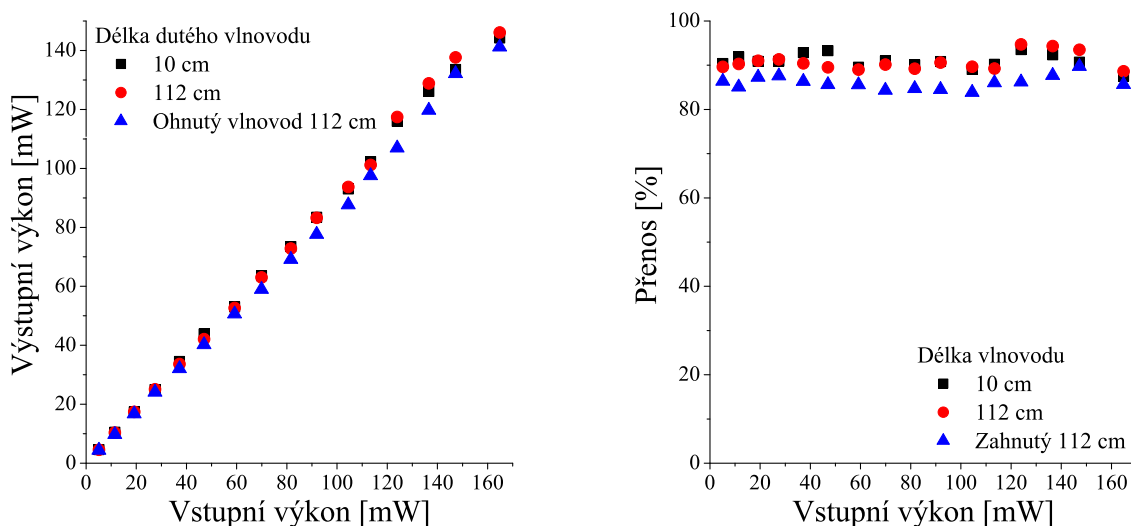


Obrázek 14: Závislost poloměru svazku na vzdálenosti od fokusační čočky při jejím umístění 190 mm za výstupní zrcadlo laseru

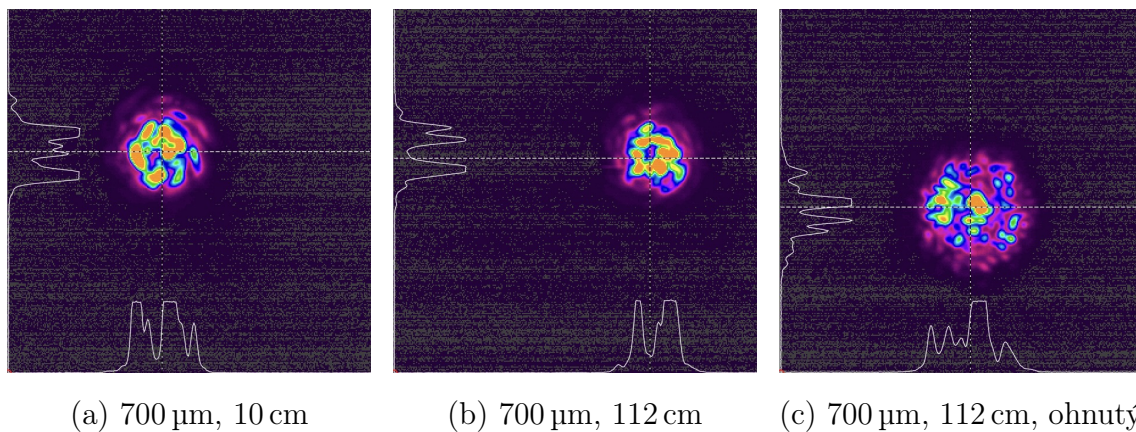
Tabulka 4: Závislost poloměru svazku v ohnisku čočky na proudu čerpací diody a výkonu záření Er:YLF laseru

Proud	Výkon záření laseru	Poloměr svazku
15 A	27 mW	0,0981 mm
20 A	54 mW	0,0973 mm
30 A	116 mW	0,0957 mm
40 A	176 mW	0,1004 mm

Vlnovody s vnitřním průměrem $700\ \mu\text{m}$ délky 10 a 112 cm dosáhly přenosu 91 % (obrázek 15), což odpovídá útlumu 4,1 a 0,4 dB/m. Pro vlnovod s délkou 112 cm při ohybu o 90° přenos poklesl na 86 %. Prostorová struktura laserového svazku na výstupu těchto vlnovodů je zobrazena na obrázcích 16a, 16b a 16c.

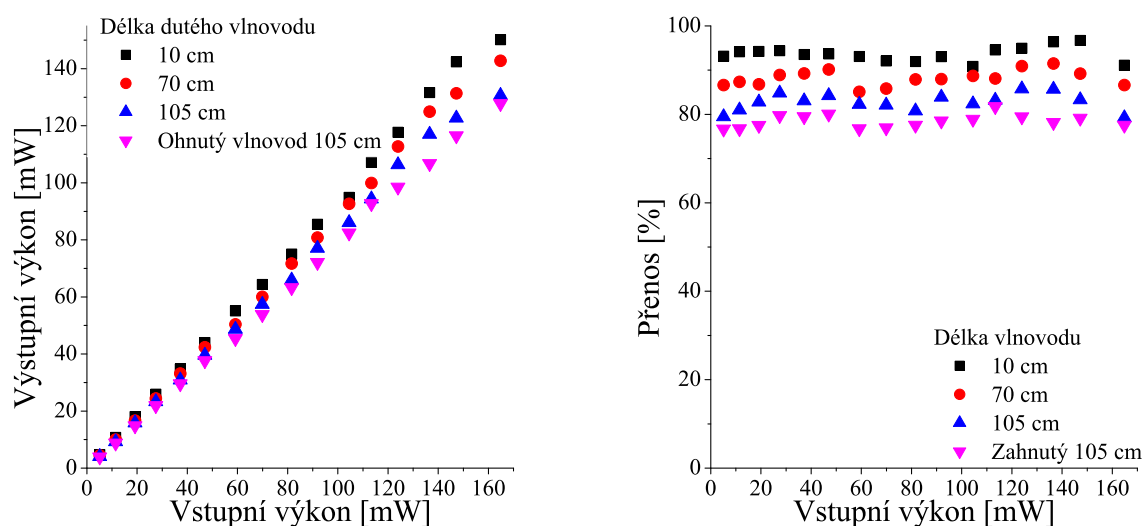


Obrázek 15: Přenosové charakteristiky dutých vlnovodů o vnitřním průměru $700\ \mu\text{m}$ při umístění čočky 190 mm za výstupním zrcadlem Er:YLF laseru

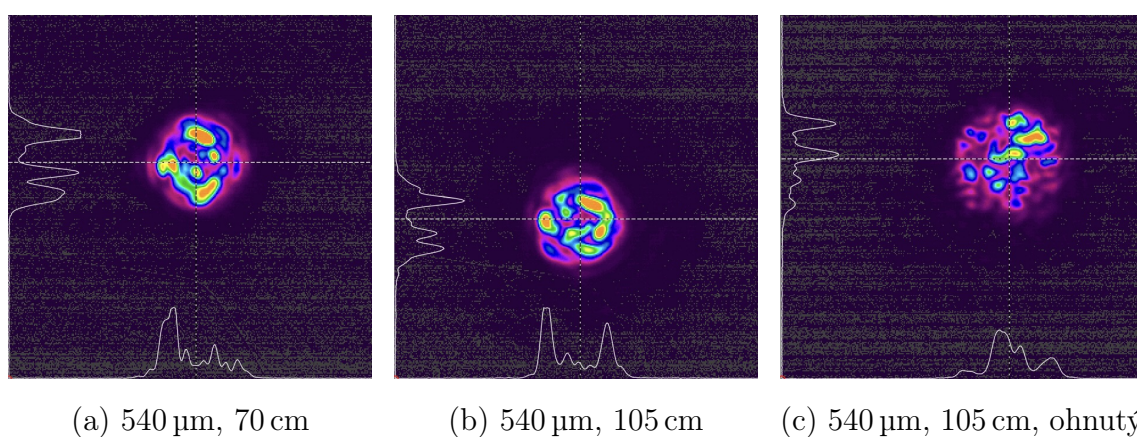


Obrázek 16: Prostorové struktury svazku za jednotlivými vlnovody s vnitřním průměrem $700\ \mu\text{m}$ při poloze fokusační čočky 190 mm za výstupním zrcadlem pro maximální výkon laseru

Při použití dutých vlnodů s vnitřním průměrem $540\ \mu\text{m}$ bylo s vlnovodem o délce 10 cm dosaženo přenosu 94 % (2,9 dB/m). Vlnovod délky 70 cm dosáhl přenosu 88 % (0,8 dB/m) a vlnovod délky 105 cm dosáhl přenosu 83 % (0,8 dB/m), pokud byl rovný, a 78 % (1,0 dB/m) při zahnutí o 90° (obrázek 17). Prostorová struktura na výstupu z těchto vlnodů se skládala z několika dominantních píků (obrázky 18a,18b a 18c).

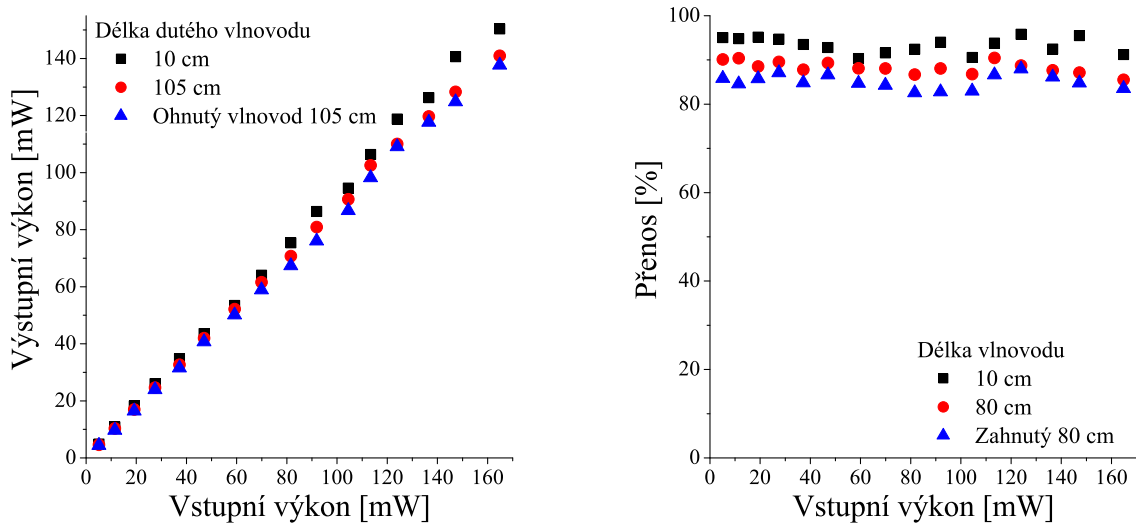


Obrázek 17: Přenosové charakteristiky dutých vlnodů o vnitřním průměru $540\ \mu\text{m}$ při umístění čočky 190 mm za výstupním zrcadlem Er:YLF laseru

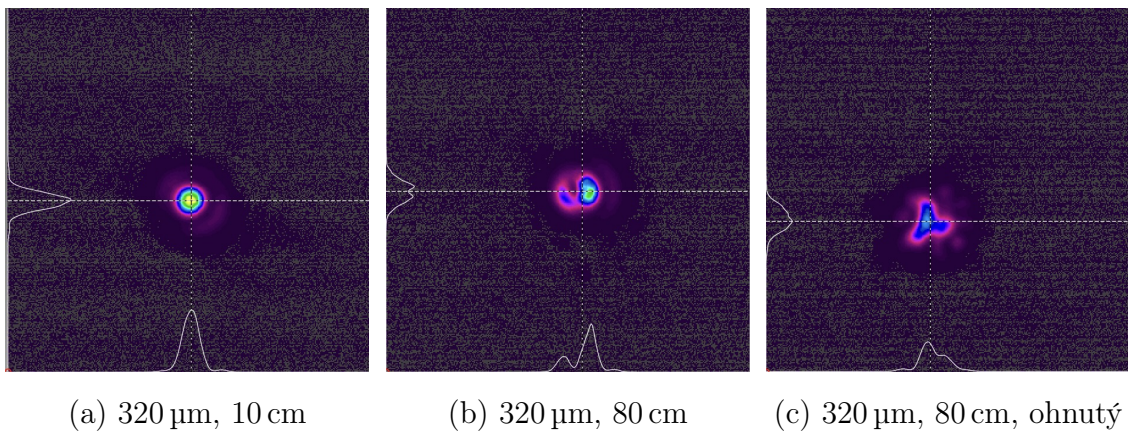


Obrázek 18: Prostorové struktury svazku za vlnovody s vnitřním průměrem $540\ \mu\text{m}$ při poloze fokusační čočky 190 mm za výstupním zrcadlem pro maximální výkon laseru

Pro vlnovod s vnitřním průměrem $320\ \mu\text{m}$ s délkou $10\ \text{cm}$ bylo dosaženo přenosu 93% ($3,0\ \text{dB/m}$) a prostorová struktura na výstupu odpovídala struktuře základního módu (obrázek 20a). Pro vlnovod s délkou $80\ \text{cm}$ byl naměřen přenos 88% ($0,7\ \text{dB/m}$) a pokud byl tento vlnovod ohnutý o 90° , pak jeho přenos byl 85% ($0,9\ \text{dB/m}$) (obrázek 19). Prostorové struktury na výstupu tohoto vlnovodu byly tvořeny jedním dominantním píkem (obrázky 20b a 20c).

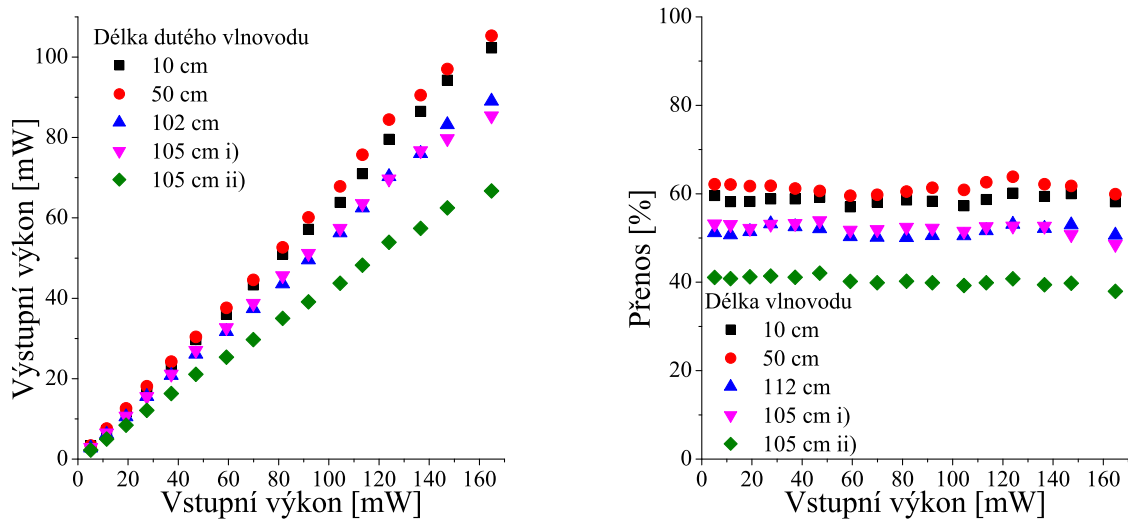


Obrázek 19: Přenosové charakteristiky dutých vlnovodů o vnitřním průměru $320\ \mu\text{m}$ při umístění čočky $190\ \text{mm}$ za výstupním zrcadlem Er:YLF laseru

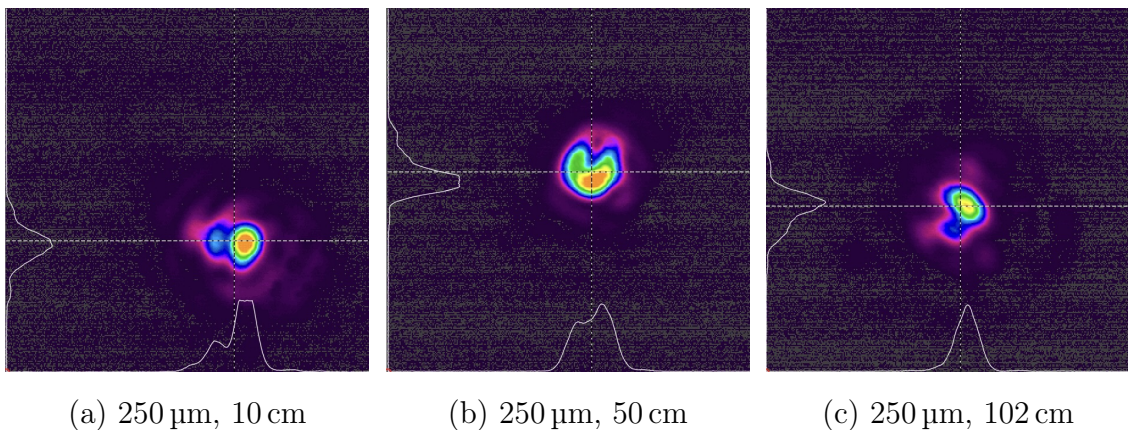


Obrázek 20: Prostorové struktury svazku za vlnovody s vnitřním průměrem $320\ \mu\text{m}$ při poloze fokusační čočky $190\ \text{mm}$ za výstupním zrcadlem pro maximální výkon laseru

S vlnovody s vnitřním průměrem $250\ \mu\text{m}$ (obrázek 21) byly naměřeny menší hodnoty transmise než u předchozích měření. Pro vlnovod dlouhý 10 cm byl měřen přenos 59 % (23,2 dB/m), pro vlnovod dlouhý 102 cm byl měřen přenos 51 % (2,8 dB/m). Při měření byly použity dva vlnovody dlouhé 105 cm a bylo na nich dosaženo přenosu 52 a 40 % (3,8 dB/m). Vlnovod o délce 50 cm dosahoval přenosu 61 % (4,2 dB/m). Prostorová struktura svazku na výstupu z těchto vlnovodů byla tvořena jedním dominantním píkem (obrázky 22a, 22b, 22c).



Obrázek 21: Přenosové charakteristiky dutých vlnovodů o vnitřním průměru $250\ \mu\text{m}$ při umístění čočky 190 mm za výstupním zrcadlem Er:YLF laseru

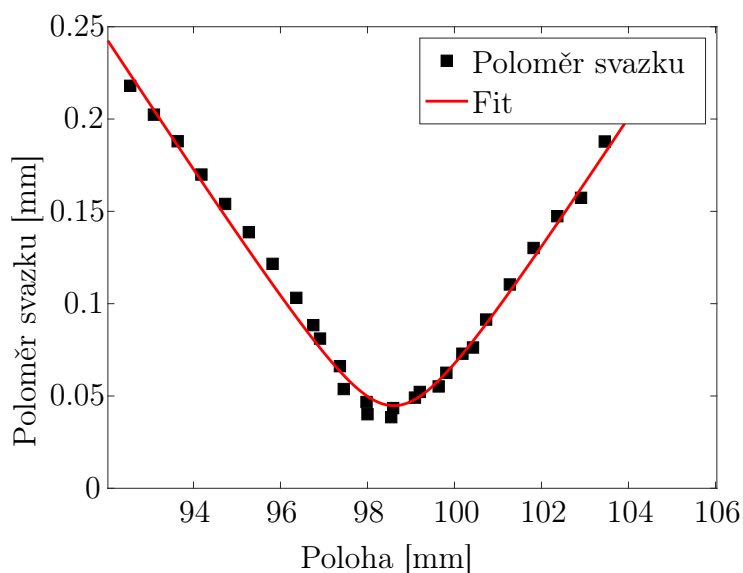


Obrázek 22: Prostorové struktury svazku za vlnovody s vnitřním průměrem $250\ \mu\text{m}$ při poloze fokusační čočky 190 mm za výstupním zrcadlem pro maximální výkon laseru

Z důvodu nižších transmisí záření vlnovody byla snaha zmenšit průměr svazku v ohnisku a tím zlepšit navedení záření do vlnovodů s vnitřním průměrem 250 μm a menším. Pro zlepšení přenosu byla fokusační čočka umístěna 285 mm za výstupní zrcadlo laseru a opět byly měřeny parametry ohniska čočky pomocí metody ostré hrany (obrázek 23). Výsledky tohoto měření jsou shrnuté v tabulce 5. V tabulce 6 je popsána závislost poloměru svazku v ohnisku na výkonu laserového záření. Hodnota poloměru svazku za čočkou umístěnou 285 mm za výstupním zrcadlem laseru oproti poloze čočky 190 mm za zrcadlem klesl o 0,055 mm z 0,100 mm na 0,045 mm.

Tabulka 5: Parametry ohniska svazku při umístění fokusační čočky 285 mm za výstupní zrcadlo Er:YLF laseru

Poloměr svazku v ohnisku	0,045 mm
Parametr M^2	1,8
Vzdálenost ohniska od čočky	98,6 mm
Rayleighova vzdálenost	1,2 mm

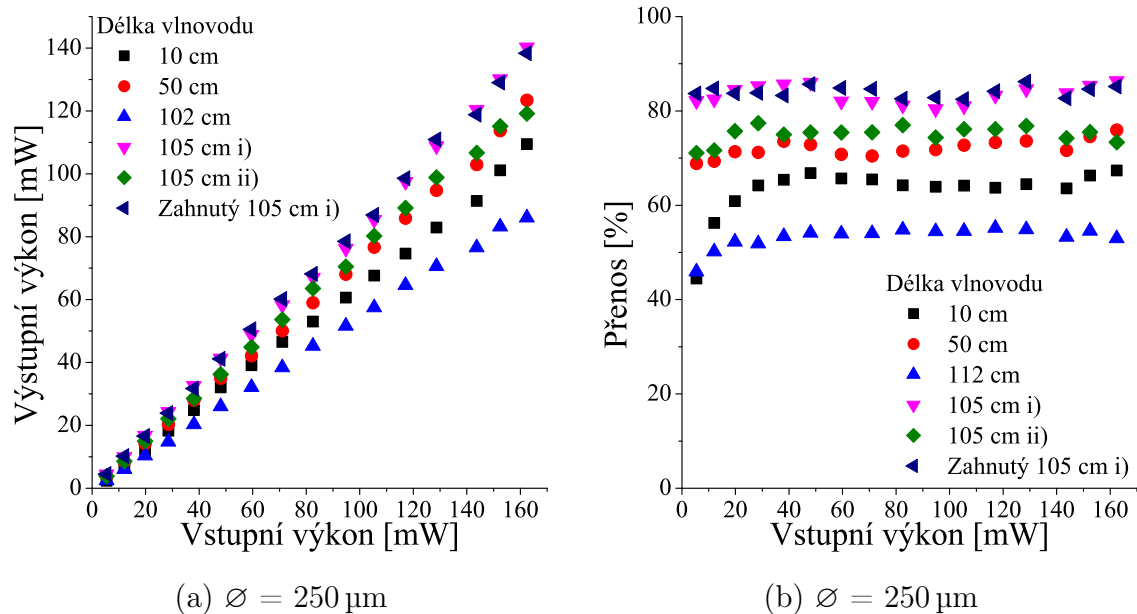


Obrázek 23: Závislost poloměru svazku na vzdálenosti od fokusační čočky při jejím umístění 285 mm od výstupního zrcadla Er:YLF laseru

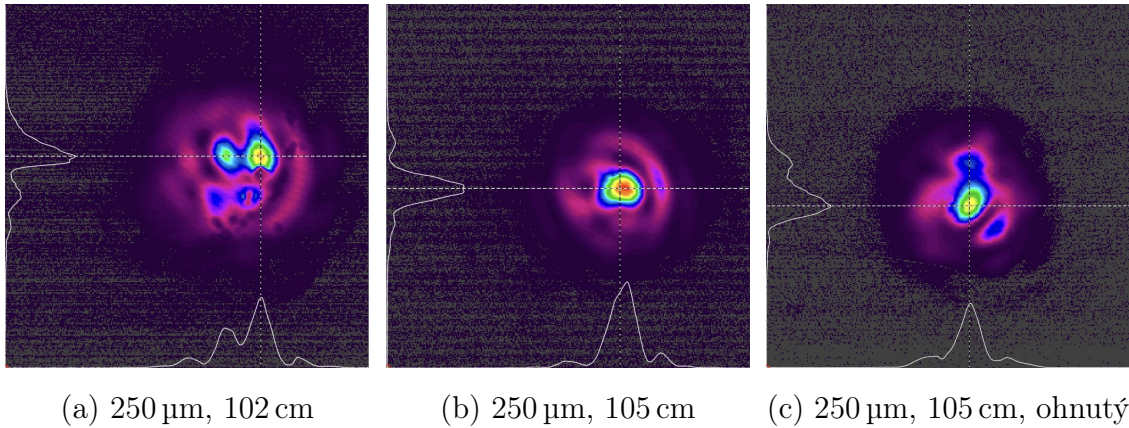
Tabulka 6: Závislost poloměru svazku v ohnisku čočky na proudu čerpací diody a výkonu záření Er:YLF laseru

Proud	Výkon záření laseru	Poloměr svazku
15 A	27 mW	0,029 mm
20 A	54 mW	0,033 mm
30 A	116 mW	0,035 mm
40 A	176 mW	0,045 mm

V této druhé poloze fokusační čočky bylo s vlnovodem s vnitřním průměrem 250 μm (obrázek 24) dlouhým 10 cm dosaženo přenosu 63 % (20,3 dB/m). Pro vlnovod délky 50 cm bylo dosaženo přenosu 72 % (2,8 dB/m). Vlnovod dlouhý 102 cm měl přenos 53 % (2,7 dB/m). Na prvním vlnovodu dlouhém 105 cm bylo dosaženo přenosu 84 % (0,7 dB/m) a tento přenos klesl pouze na 83 % (0,8 dB/m) při ohybu vlnovodu. Na druhém vlnovodu délky 105 cm bylo dosaženo přenosu 75 % (1,2 dB/m). Prostorová struktura svazku za těmito vlnovody je tvořena jedním dominantním píkem (obrázky 25a, 25b, 25c).

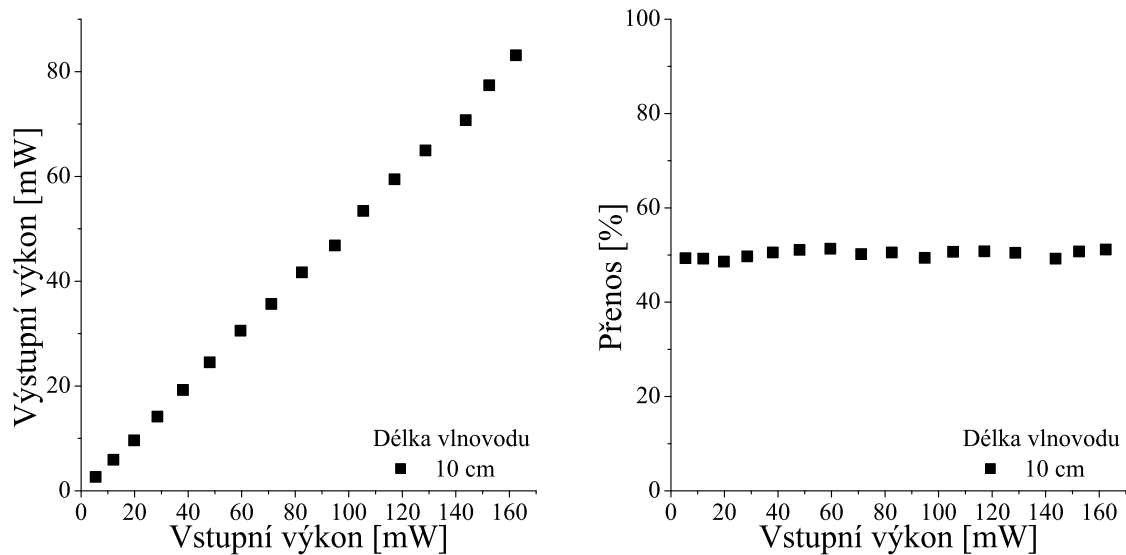


Obrázek 24: Přenosové charakteristiky dutých vlnovodů o vnitřním průměru 250 μm při umístění čočky 285 mm za výstupním zrcadlem Er:YLF laseru

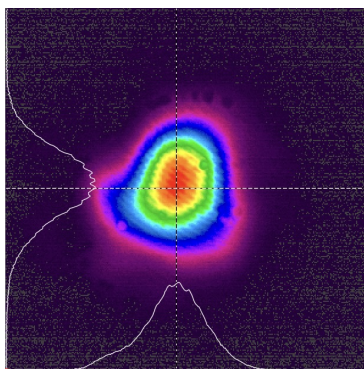


Obrázek 25: Prostorové struktury svazku za vlnovody s vnitřním průměrem 250 μm při poloze fokusační čočky 285 mm za výstupním zrcadlem pro maximální výkon laseru

Pro vlnovod s vnitřním průměrem 100 μm (obrázek 26) bylo dosaženo transmise pouze při použití jednoho z vlnovodů délky 10 cm, kdy byl přenos 50 % (29,9 dB/m). Prostorová struktura svazku za tímto vlnovodem pak byla blízká základnímu módu (obrázek 27). Byly proměřeny i další dva vlnovody s vnitřním průměrem 100 μm a délkou 10 a 20 cm, ale nebylo dosaženo přenosu, vlnovody byly pravděpodobně poškozeny při předchozích experimentech.



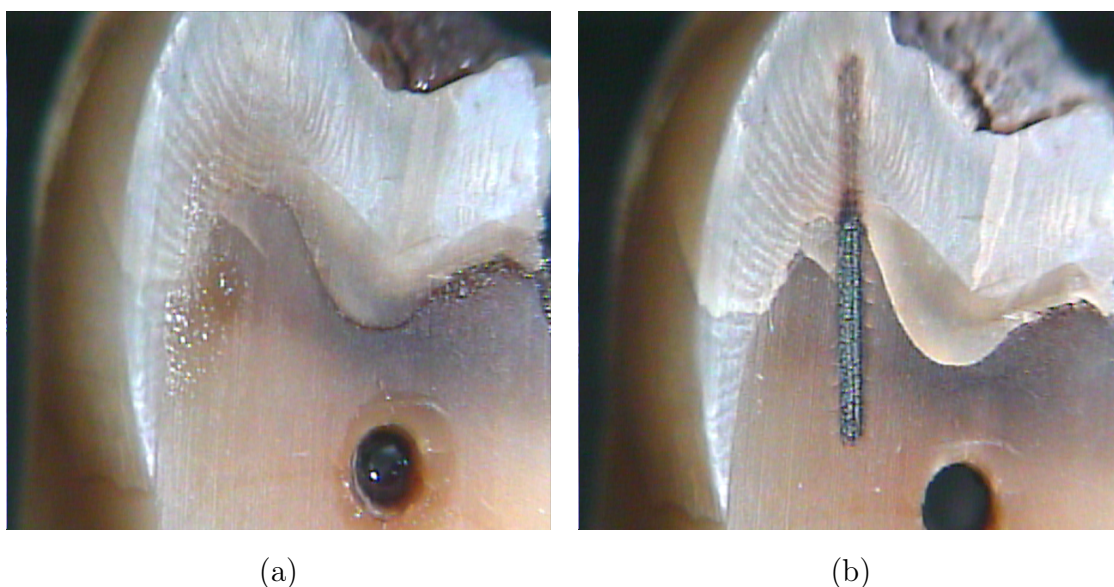
Obrázek 26: Přenosové charakteristiky dutých vlnovodu s vnitřním průměrem 100 μm při umístění čočky 285 mm za výstupním zrcadlem Er:YLF laseru



Obrázek 27: Prostorové struktury svazku za vlnovodem s vnitřním průměrem 100 μm dlouhým 10 cm při poloze fokusační čočky 285 mm za výstupním zrcadlem pro maximální výkon laseru

6.4 Aplikace přenosového systému ve stomatologii

Pro vlnovod s vnitřním průměrem 540 μm dlouhým 70 cm byla provedena interakce přenášeného laserového záření se zubní tkání. Podélně rozříznutý zub (z důvodu pozorování interakce s dentinem a sklovinou) byl umístěn do vzdálenosti 0,9 cm za konec vlnovodu, kde byla provedena interakce. Byla pozorována změna po působení laserového záření po dobu 1 min za pohybu zubu na posuvu (obrázek 28). Bylo pozorováno, že záření laseru Er:YLF velmi dobře abluje tkáň dentinu. Tkáň skloviny abluje méně, ale k interakci stále dochází. V dentinu je patrné spálení tkáně, jelikož nebylo použito chlazení (vodní sprej).



Obrázek 28: Fotografie řezu zubní tkáně před (a) a po (b) působení laserového záření

7 Závěr

Cílem této diplomové práce bylo experimentálně ověřit možnost vedení záření s vlnovou délkou blízkou $3\ \mu\text{m}$ dutými skleněnými vlnovody. Tento cíl zahrnoval provedení rešerše možností vedení laserového záření a rešerši možností generace laserového záření v infračervené oblasti. Experimentální část zahrnovala nejprve návrh, konstrukci, uvedení do provozu zdroje záření, tj. Er:YLF laseru a dále charakterizaci tímto zdrojem generovaného záření. Po ukončení této části byl navržen a charakterizován přenosový systém založený na skleněných dutých vlnovodech. Posledním cílem bylo zhodnocení dosažených výsledků z hlediska účinnosti přenosového systému.

V rešerši této diplomové práce byly rozebrány možné přenosové systémy pro vedení záření s vlnovou délkou ve střední infračervené části spektra. Část této kapitoly se hlouběji věnovala dutým vlnovodům. Následně byla rozebrána problematika pevnolátkových laserů včetně principu laserové činnosti. Nakonec byla rešerše zaměřena na aktivní prostředí s ionty vzácných zemin se speciálním zaměřením na aktivní prostředí s ionty erbia.

V experimentální části této diplomové práce byla nejprve popsána zařízení, přístroje, materiály a uspořádání experimentů. Poté byly analyzovány naměřené spektroskopické charakteristiky použité čerpací laserové diody a krystalu Er:YLF. Následně byly uvedeny výsledky laserových vlastností laseru Er:YLF. Laser pracoval v pulsním režimu s opakovací frekvencí 10 Hz a maximální délkou čerpacího pulsu 5 ms. Er:YLF laser dosahoval maximálního středního výstupního výkonu 176 mW (odpovídající délka pulsu 5,45 ms) a prostorová struktura jeho svazku odpovídala základnímu módu. Po umístění fokusační čočky do svazku záření Er:YLF laseru byly do jejího ohniska umísťovány jednotlivé vlnovody s vnitřním průměrem 100, 250, 320, 540 a 700 μm . Nejvyššího přenosu pro vlnovody delší než 10 cm bylo dosaženo při použití vlnovodu s vnitřním průměrem 700 μm s délkou 112 cm. Přenos tohoto vlnovodu dosahoval 91 % (odpovídající útlum 0,4 dB/m). Výsledky měření přenosu všech použitých vláken jsou shrnuty v tabulce 7.

Pro ukázkou možných aplikací takto přeneseného záření byl dále proveden experiment interakce záření sestaveného systému (Er:YLF laser a vlnovod s vnitřním průměrem 540 μm) se zubní tkání. Bylo demonstrováno, že záření vystupující z přenosového systému zubní tkáň abluje.

Na závěr lze konstatovat, že cíle této diplomové práce byly splněny.

Tabulka 7: Přenosy jednotlivých vlnovodů

Poloha fokusační čočky			190 mm
Vnitřní průměr [μm]	Délka vlnovodu	Přenos	Útlum
700	10 cm	$(91,0 \pm 1,5) \%$	4,1 dB/m
700	112 cm	$(91,0 \pm 1,8) \%$	0,4 dB/m
700	Ohnutý 112 cm	$(86,0 \pm 1,5) \%$	0,6 dB/m
540	10 cm	$(93,6 \pm 1,6) \%$	2,9 dB/m
540	70 cm	$(88,2 \pm 1,7) \%$	0,8 dB/m
540	105 cm	$(82,8 \pm 1,9) \%$	0,8 dB/m
540	Ohnutý 105 cm	$(78,4 \pm 1,4) \%$	1,0 dB/m
320	10 cm	$(93,4 \pm 1,7) \%$	3,0 dB/m
320	80 cm	$(88,3 \pm 1,4) \%$	0,7 dB/m
320	Ohnutý 80 cm	$(85,1 \pm 1,6) \%$	0,9 dB/m
250	10 cm	$(58,7 \pm 0,9) \%$	23,2 dB/m
250	50 cm	$(61,4 \pm 1,1) \%$	4,2 dB/m
250	102 cm	$(51,5 \pm 1,1) \%$	2,8 dB/m
250	105 cm i)	$(52,2 \pm 1,2) \%$	3,0 dB/m
250	105 cm ii)	$(40,3 \pm 1,0) \%$	3,8 dB/m
Poloha fokusační čočky			285 mm
Vnitřní průměr [μm]	Délka vlnovodu	Přenos	Útlum
250	10 cm	$(62,9 \pm 5,4) \%$	20,3 dB/m
250	50 cm	$(72,1 \pm 1,8) \%$	2,8 dB/m
250	102 cm	$(53,2 \pm 2,3) \%$	2,7 dB/m
250	105 cm i)	$(84,1 \pm 1,1) \%$	0,7 dB/m
250	105 cm ii)	$(75,0 \pm 1,7) \%$	1,2 dB/m
250	Ohnutý 105 cm i)	$(83,5 \pm 1,9) \%$	0,8 dB/m
100	10 cm	$(50,2 \pm 0,8) \%$	29,9 dB/m

Reference

- [1] ZHARIKOV, E. V., ZHEKOV, V. I., KULEVSKII, L. A., MURINA, T. M., OSIKO, V. V., PROKHOROV, A. M., SAVEL'EV, A. D., SMIRNOV, V. V., STARIKOV, B. P., TIMOSHECHKIN, M. I.: Stimulated emission from Er³⁺ ions in yttrium aluminum garnet crystals at $\lambda = 2.94 \mu\text{m}$, *Soviet journal of quantum electronics*, 8 1975, **vol. 4(8)**, pp. 1039–1040, doi: 10.1070/qe1975v004n08abeh011147.
- [2] HARRINGTON, J.: *Infrared fibers and their applications*, SPIE Press, 2004, ISBN 081945218-1.
- [3] SANGHERA, J., AGGARWAL, I. D.: *Infrared fiber Optics*, CRC Press, 5 1998.
- [4] KAPANY, N. S., SIMMS, R.: Recent developments in infrared fiber optics, *Infrared physics*, 6 1965, **vol. 5(2)**, pp. 69–80, doi:10.1016/0020-0891(65)90009-6.
- [5] HARRINGTON, J.: A review of IR transmitting, Hollow Waveguides, *Fiber and Integrated Optics*, 2000, **vol. 19(3)**, pp. 211–227, doi: 10.1080/01468030050058794.
- [6] MÉNDEZ, A., MOREZ, T.: *Specialty optical fibers handbook*, Elsevier, Academic Press, 2007, ISBN 978-0-12-369406-5.
- [7] CARTER, S., MOORE, M., SZEBESTA, D., WILLIAMS, J. R., RANSON, D.: Low loss fluoride fibre by reduced pressure casting, *Electronics Letters*, 1 1990, **vol. 26(25)**, pp. 2115–2117, doi:10.1049/el:19901361.
- [8] SZEBESTA, D., DAVEY, S., WILLIAMS, J. R., MOORE, M.: OH absorption in the low loss window of ZBLAN(P) glass fibre, *Journal of Non-crystalline Solids*, 8 1993, **vol. 161**, pp. 18–22, doi:10.1016/0022-3093(93)90661-g.
- [9] KANAMORI, T., TERUNUMA, Y., TAKAHASHI, S., MIYASHITA, T.: Transmission loss characteristics of As₄₀S₆₀ and As₃₈Ge₅Se₅₇ glass unclad fibers, *Journal of Non-crystalline Solids*, 1 1985, **vol. 69(2-3)**, pp. 231–242, doi:10.1016/0022-3093(85)90025-0.

- [10] NISHII, J., MORIMOTO, S., INAGAWA, I., IIZUKA, R., YAMASHITA, T., YAMAGISHI, T.: Recent advances and trends in chalcogenide glass fiber technology: a review, *Journal of Non-crystalline Solids*, 1 1992, **vol. 140**, pp. 199–208, doi:10.1016/s0022-3093(05)80767-7.
- [11] GERMAN, A., BARKAY, N., KATZIR, A.: High-cycle fatigue of silver halide infrared fibers, *Applied optics*, 5 1994, **vol. 33(13)**, pp. 2734–2736, doi:10.1364/ao.33.002734.
- [12] MOSER, F., BUNIMOVICH, D., DEROWE, A., EYAL, O., GERMAN, A., GOTSHAL, Y., LEVITE, A., NAGLI, L., RAVID, A., SCHARF, V., SHALEM, S., SHEMESH, D., SIMCHI, R., VASSERMAN, I., KATZIR, A.: Medical applications of infrared transmitting silver halide fibers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1 1996, **vol. 2(4)**, pp. 872–879, doi:10.1109/2944.577309.
- [13] HARRINGTON, J. A.: Infrared alkali halide fibers, *Applied optics*, 8 1988, **vol. 27(15)**, pp. 3097–3101, doi:10.1364/ao.27.003097.
- [14] NUBLING, R. K., HARRINGTON, J. A.: Optical properties of single-crystal sapphire fibers, *Applied optics*, 8 1997, **vol. 36(24)**, pp. 5934–5940, doi:10.1364/ao.36.005934.
- [15] NUBLING, R. K., HARRINGTON, J. A.: Single-crystal laser-heated pedestal-growth sapphire fibers for Er:YAG laser power delivery, *Applied optics*, 7 1998, **vol. 37(21)**, pp. 4777–4781, doi:10.1364/ao.37.004777.
- [16] DAI, J., HARRINGTON, J. A.: High-peak-power, pulsed CO₂ laser light delivery by hollow glass waveguides, *Applied optics*, 7 1997, **vol. 36(21)**, pp. 5072–5077, doi:10.1364/ao.36.005072.
- [17] MATSUURA, Y., MIYAGI, M.: Er:YAG, CO, and CO₂ laser delivery by ZnS-coated Ag hollow waveguides, *Applied optics*, 11 1993, **vol. 32(33)**, pp. 6598–6601, doi:10.1364/ao.32.006598.
- [18] BHARDWAJ, P., GREGORY, O. J., MORROW, C. E., GU, G., BURBANK, K.: Performance of a dielectric-coated monolithic hollow metallic waveguide,

- Materials Letters*, 3 1993, **vol. 16(2-3)**, pp. 150–156, doi:10.1016/0167-577x(93)90041-u.
- [19] GEORGE, R., HARRINGTON, J. A.: Hollow plastic waveguides for sensor applications, *Fiber Optic Sensor Technology II*, 3 2001, **vol. 4202**, doi: 10.1117/12.417414.
- [20] MATSUURA, Y., ABEL, T., HARRINGTON, J. A.: Optical properties of small-bore hollow glass waveguides, *Applied optics*, 10 1995, **vol. 34(30)**, pp. 6842–6847, doi:10.1364/ao.34.006842.
- [21] RABII, C. D., GIBSON, D., HARRINGTON, J. A.: Processing and characterization of silver films used to fabricate hollow glass waveguides, *Applied optics*, 7 1999, **vol. 38(21)**, pp. 4486–4493, doi:10.1364/ao.38.004486.
- [22] SHI, Y., WANG, Y., ABE, Y., MATSUURA, Y., MIYAGI, M., SATO, S., TANIWAKI, M., UYAMA, H.: Cyclic olefin polymer-coated silver hollow glass waveguides for the infrared, *Applied optics*, 11 1998, **vol. 37(33)**, pp. 7758–7762, doi:10.1364/ao.37.007758.
- [23] SHI, Y. W., HANAMOTO, K., WANG, Y., ABE, Y., MATSUURA, Y., SATO, S., MIYAGI, M.: New cyclic olefin polymer-coated silver hollow glass waveguides for the near-infrared to mid-infrared, *Proceedings of SPIE*, 1 1999, doi:10.1117/12.336914.
- [24] HARRINGTON, J. A., GREGORY, C.: Hollow sapphire fibers for the delivery of CO₂ laser energy, *Optics Letters*, 5 1990, **vol. 15(10)**, pp. 541–543, doi: 10.1364/ol.15.000541.
- [25] NUBLING, R. K.: Launch conditions and mode coupling in hollow-glass waveguides, *Optical Engineering*, 9 1998, **vol. 37(9)**, p. 2454, doi: 10.1117/1.601768.
- [26] VRBOVÁ, M., GAVRILOV, P., JELÍNKOVÁ, H.: *Úvod do laserové techniky*, České vysoké učení technické, 1994, ISBN 80-01-01108-9.
- [27] PASCHOTTA, R.: *Field Guide to Lasers (SPIE Field Guide Vol. FG12) (Field Guide Series)*, SPIE Publications, spi ed., 2008, ISBN 978-0-8194-6961-8.

- [28] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*, Springer Publishing, New York, United States, 2006, ISBN 978-0387-29094-2.
- [29] SVELTO, O.: *Principles of Lasers*, Springer, 5th ed., 2009, ISBN 978-1-4419-1301-2.
- [30] ŠVEJKAR, R., ŠULC, J., JELÍNKOVÁ, H.: Er-doped crystalline active media for 3 μm diode-pumped lasers, *Progress in Quantum Electronics*, 2020, **vol. 74**, p. 100276, doi:10.1016/j.pquantelec.2020.100276.
- [31] GODARD, A.: Infrared (2–12 μm) solid-state laser sources: a review, *Comptes Rendus Physique*, 2007, **vol. 8(10)**, pp. 1100–1128, doi:10.1016/j.crhy.2007.09.010.
- [32] KARKI, K., FEDOROV, V. V., MARTYSHKIN, D., MIROV, S.: High energy (0.8 J) mechanically Q-switched 2.94 μm Er:YAG laser, *Optics Express*, 1 2021, **vol. 29(3)**, p. 4287, doi:10.1364/oe.417301.
- [33] MESSNER, M., HEINRICH, A., HAGEN, C., UNTERRAINER, K.: High brightness diode pumped Er:YAG laser system at 2.94 μm with nearly 1kW peak power, *Proceedings of SPIE*, 3 2016, doi:10.1117/12.2209098.
- [34] ŠVEJKAR, R., ŠULC, J., BOHÁČEK, P., NĚMEC, M., JELÍNKOVÁ, H., TRUNDA, B., HAVLÁK, L., NIKL, M., JUREK, K.: Influence of Er³⁺ concentration in Er:GGAG crystal on spectroscopic and laser properties, *Journal of Alloys and Compounds*, 4 2023, **vol. 941**, p. 168964, doi:10.1016/j.jallcom.2023.168964.
- [35] ŠVEJKAR, R., ŠULC, J., NĚMEC, M., BOHÁČEK, P., JELÍNKOVÁ, H., TRUNDA, B., HAVLÁK, L., NIKL, M., JUREK, K.: Line tunable Er:GGAG laser, *Optics Letters*, 2018, **vol. 43**, pp. 3309–3312, doi:10.1364/ol.43.003309.
- [36] WANG, J., CHENG, T., WANG, L., YANG, J., SUN, D., YIN, S., WU, X., JIANG, H.: Compensation of strong thermal lensing in an LD side-pumped high-power Er:YSGG laser, *Laser Physics Letters*, 9 2015, **vol. 12(10)**, p. 105004, doi:10.1088/1612-2011/12/10/105004.
- [37] WEBER, M. J.: *Handbook of Optical Materials*, CRC Press, 10 2018, doi:10.1201/9781315219615.

- [38] LI, Y., ZHANG, J., JIA, Z., LIU, Y., NIE, H., ZHANG, B., TAO, X.: Growth, thermal and spectroscopic properties, and continuous-wave laser performance of Tm, Ho: GGAG crystal for 2 μm lasers, *Journal of Crystal Growth*, 1 2023, **vol. 601**, p. 126948, doi:10.1016/j.jcrysgro.2022.126948.
- [39] KAWASE, H., YASUHARA, R.: 2,92- μm high-efficiency continuous-wave laser operation of diode-pumped Er:YAP crystal at room temperature, *Optics Express*, 2019, **vol. 27(9)**, pp. 12213–12220, doi:10.1364/oe.27.012213.
- [40] QUAN, C., SUN, D., ZHANG, H., LUO, J., HU, L., HAN, Z., DONG, K., CHEN, Y., CHENG, M.: 13-W and 1000-Hz of a 27- μm laser on the 968 nm LD side-pumped Er:YAP crystal with concave end-faces, *Optics Express*, 2021, **vol. 29(14)**, pp. 21655–21663, doi:10.1364/oe.428874.
- [41] LI, C., LIU, J., JIANG, S., XU, S., MA, W., WANG, J., XU, X., SU, L.: 2,8 μm passively Q-switched Er:CaF₂ diode-pumped laser, *Optical Materials Express*, 2016, **vol. 6(5)**, p. 1570, doi:10.1364/ome.6.001570.
- [42] MA, W., QIAN, X., WANG, J., LIU, J., FAN, X., LIU, J., SU, L., XU, J.: Highly efficient dual-wavelength mid-infrared CW Laser in diode end-pumped Er:SrF₂ single crystals, *Scientific Reports*, 2016, **vol. 6(1)**, doi:10.1038/srep36635.
- [43] ŠVEJKAR, R., ŠULC, J., JELÍNKOVÁ, H., KUBEČEK, V., MA, W., JIANG, D., WU, Q., SU, L.: Diode-pumped Er:SrF₂ laser tunable at 2,7 μm , *Optical Materials Express*, 2018, **vol. 8(4)**, p. 1025, doi:10.1364/ome.8.001025.
- [44] HONG, J., ZHANG, L., XU, M., HNAG, Y.: Effect of erbium concentration on optical properties of ER:YLF laser crystals, *Infrared Physics & Technology*, 2017, **vol. 80(8)**, pp. 38–43, doi:10.1016/j.infrared.2016.11.009.
- [45] UEHARA, H., TOKITA, S., KAWANAKA, J., KONISHI, D., MURAKAMI, M., SHIMIZU, S., YASUHARA, R.: Optimization of laser emission at 28 μm by Er:Lu₂O₃ ceramics, *Optics Express*, 2 2018, **vol. 26(3)**, p. 3497, doi:10.1364/oe.26.003497.
- [46] SILK, H.: Diseases of the mouth, *Primary Care: Clinics in Office Practice*, 3 2014, **vol. 41(1)**, pp. 75–90, doi:10.1016/j.pop.2013.10.011.

- [47] SHI, T., LI, L., HE, Y., TAO, S., CHENG, Y., HE, L., LI, J.: Erbium Laser Technology vs Traditional Drilling for Caries Removal: A Systematic Review with Meta-Analysis, *Journal of Evidence Based Dental Practice*, 12 2017, **vol. 17(4)**, pp. 324–334, doi:10.1016/j.jebdp.2017.05.004.
- [48] BALEVI, A., ÜSTÜNER, P., ÖZDEMİR, M.: Use of Er:YAG for the treatment of recalcitrant facial verruca plana, *Journal of dermatological treatment*, 10 2016, **vol. 28(4)**, pp. 368–371, doi:10.1080/09546634.2016.1244601.
- [49] MODENA, D. A. O., MIRANDA, A. C. G., GRECCO, C., LIEBANO, R. E., CORDEIRO, R. C. T., GUIDI, R. M.: Efficacy, safety, and guidelines of application of the fractional ablative laser erbium YAG 2940 nm and non-ablative laser erbium glass in rejuvenation, skin spots, and acne in different skin phototypes: a systematic review, *Lasers in medical science*, 5 2020, **vol. 35(9)**, pp. 1877–1888, doi:10.1007/s10103-020-03046-7.
- [50] DRNOVŠEK-OLUP, B., VEDLIN, B.: Use of Er:YAG laser for benign skin disorders, *Lasers in surgery and medicine*, 1 1997, **vol. 21(1)**, pp. 13–19, doi:10.1002/(sici)1096-9101(1997)21:1.
- [51] VERHOEVEN, J.: Glossary of terms used in photochemistry (IUPAC Recommendations), *Pure and Applied chemistry*, 1996, **vol. 68(12)**, pp. 2223–2286, doi:10.1351/pac199668122223.