

Fakulta elektrotechnická
České vysoké učení technické v Praze

Dvoujádrová optická vlákna pro vláknové lasery

(disertační práce)

Praha, červenec 1999

Ing. Pavel Peterka

Školitel: Ing. Karel Novotný, CSc.

Školitel-specialista: Ing. Jiří Kaňka, CSc.

Předmluva

Disertační práce shrnuje poznatky získané během mého doktorandského studia na katedře elektromagnetického pole Fakulty elektrotechnické ČVUT a v laboratoři aktivní a nelineární vláknové optiky Ústavu radiotechniky a elektroniky AV ČR.

Rád bych na tomto místě poděkoval svým školitelům, Ing. Jiřímu Kaňkovi, CSc. a Ing. Karlu Novotnému, CSc., za všestrannou pomoc, kterou mi poskytovali během celého doktorandského studia. Kolegovi Dr. Pavlu Honzátkovi jsem vděčný za neocenitelnou pomoc při programování numerických modelů a za mnohé podnětné diskuze. Děkuji Dr. Ivanu Kašíkovi za vstřícnost a ochotu při přípravě preforem dvoujádrových vláken a Ing. Vlastimilu Matějcovi, CSc. za připomínky a rady, kterými přispěl ke konečné podobě této práce.

Pavel Peterka, Praha, červenec 1999

Obsah

Předmluva	2
Seznam symbolů a označení	3
Seznam ilustrací	7
Úvod	10
1 Přehled současného stavu vědní problematiky	14
1.1 Současný stav výzkumu a aplikací dvoujádrových vláken	14
1.2 Šíření elektromagnetických vln v dvoujádrovém vlnovodu	20
1.3 Vlastnosti prvků vzácných zemin ve sklech	27
2 Cíle disertace	32
3 Výsledky disertace	34
3.1 Návrh, výroba a měření dvoujádrových vláken	34
3.1.1 Výchozí teoretické vztahy pro návrh TCF	34
3.1.2 Příprava TCF	35
3.1.3 Měření vazební délky	39
3.1.4 Parametry zkoumaných TCF	48
3.2 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dopované optické vlákno	49
3.2.1 Teoretický model	49
3.2.2 Určení parametrů vlákna	52
3.3 Úzkopásmový filtr založený na saturovatelné absorpci v erbiem dopovaném TCF	58
3.3.1 Princip činnosti filtru	58
3.3.2 Model Er^{3+} dopovaného TCF	60
3.3.3 Model kruhového vláknového laseru v cw-režimu	65

3.3.4 Experimentální ověření činnosti filtru	67
4 Konkrétní závěry pro realizaci v praxi a další rozvoj vědy	74
A Konstanty šíření a rozložení pole v jednojádrovém vlákně	76
A.1 SI vlákno	76
A.2 Vláknem s libovolným, rotačně symetrickým profilem indexu lomu . .	79
B Seznam publikovaných prací	82
Literatura	84

Seznam symbolů

Označení důležitých veličin a význam nejfrekventovanějších symbolů a zkratek

Latinská abeceda

- a = Poloměr jádra optického vlákna [m], konstanta rozkladu elmg. pole
 a_p = Poloměr jádra optického vlákna na preformě [m], pata profilu
indexu lomu jádra na preformě [m]
 a_{\pm} = Konstanta rozkladu elmg. pole v případě symetrického (+)
a antisymetrického (-) vidu
ASE = Zesílená spontánní emise (amplified spontaneous emission)
 b = Poloměr oblasti dopování [m], konstanta rozkladu elmg. pole [V/m]
 B = Normovaná podélná konstanta šíření
 B_1, B_2 = Konstanty rozkladu elmg. pole [V/m]
 C_{tr} = Koeficient přenosu energie mezi yterbiovými a erbiovými ionty [m^{-3}/s]
 C, C_{ij} = Vazební koeficient [m^{-1}]
 d = Vzdálenost os jader [m]
 d_p = Vzdálenost os jader na preformě [m]
cw = Kontinuální (continuous-wave) režim laseru
CMT = Teorie vázaných vidů (coupled mode theory)
 $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ = Vektor elektrické intenzity [V/m]
 $|E_N(r, \nu)|^2$ = Normovaná intenzita záření [m^{-2}]
EDFA = Erbiem dopovaný vláknový zesilovač (erbium doped fibre amplifier)
ErTCF = Erbiem dopované dvoujádrové optické vlákno (erbium
doped twin-core fibre)
ESI = Ekvivalentní schodovitý (equivalent step-index) profil indexu lomu
EYDF = Erbiem a yterbiem dopované vlákno (erbium and ytterbium
doped fibre)
 F = Koeficient vazební účinnosti
FSR = Volný spektrální interval (free spectral range) [Hz]
FWHM = Šířka (celá) na úrovni poloviny maximální hodnoty (full-width at
half-maximum)

- g_e, g_a = Koeficienty zesílení a ztrát [m^{-1}]
 h = Planckova konstanta [$\text{J}\cdot\text{s}$]
 $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ = Vektor magnetické intenzity [A/m]
 j = Imaginární jednotka
 J_m = Besselova funkce prvního druhu m -tého řádu
 K_m = Modifikovaná Besselova funkce druhého druhu m -tého řádu
 \mathbf{k}_0 = Vlnový vektor [m^{-1}]
 L = Délka optického vlákna [m]
laser = Light amplification by stimulated emission of radiation
 L_b = Záznejová délka (beat length) [m]
 L_c = Vazební délka (coupling length) [m]
LED = Luminiscenční dioda (light-emitting diode)
LIDAR = Optický radar (light detection and ranging)
LP = Lineárně polarizovaný vid (linearly polarized mode)
 M^2 = Parametr kvality svazku, pro Gaussův svazek platí $M^2 = 1$
 NA = Numerická apertura
 n = Index lomu
 $N(\bar{r})$ = Normovaný index lomu
 n_{cl} = Index lomu pláště
 n_{co}^i = Index lomu i -tého jádra
 n_{eff} = Efektivní index lomu
 n_t^{Er}, n_t^{Yb} = Celková koncentrace iontů erbia a yterbia [m^{-3}]
 n_i^{Er}, n_i^{Yb} = Hustota populace iontů erbia a yterbia na i -té hladině,
jednotky [m^{-3}] nebo [m^{-1}]
 N_{ij} = Překryvový faktor
 P = Optický výkon, jednotky [W] nebo [dBm]
 P_{in}, P_{out} = Vstupní a výstupní optický výkon
 P_i = Optický výkon v i -tém jádře
 P_s = Optický výkon signálu
 P_p = Optický výkon čerpání (pump power)
 $P_\nu^{ASE\pm}$ = Spektrální výkonová hustota dopředné(+), resp. zpětné(-) ASE [$\text{W}\cdot\text{s}$]
 r = Radiální souřadnice [m]
 R = Poloměr jednojádrové preformy [m], normovaná radiální souřadnice
 R_a, R_e = Rychlost absorpce a emise čerpání [s^{-1}]
 \bar{r} = Normovaná radiální souřadnice
 S_{ij} = Vazební koeficient [m^{-2}]
SI = profil se skokovou změnou indexu lomu (step-index)
 T = Transmittance (propustnost), většinou udávaná v decibelech
 $T_m(\lambda)$ = Změřená spektrální odezva, transmittance TCF
TCF = Dvoujádrové optické vlákno (twin-core fibre)
 u = Příčná konstanta šíření v jádře [m^{-1}]
 U = Normovaná příčná konstanta šíření v jádře

$\mathcal{U}(R, h)$ = Plocha kruhové úseče [m²]
 V = Normovaná frekvence (parametr V vlnovodu)
WDM = Vlnový multiplex (wavelength division multiplexing)
 w = Příčná konstanta šíření v plášti [m⁻¹]
 W = Normovaná příčná konstanta šíření v plášti
 W_a, W_e = Rychlost absorpce a emise na signálových vlnových délkách [s⁻¹]

Řecká abeceda

α = Absorpční konstanta [m⁻¹], úhel zkrutu [rad]
 β = Podélná fázová konstanta šíření [m⁻¹]
 β_A = Aritmetický průměr konstant šíření β_1, β_2 [m⁻¹]
 β_{\pm} = Podélná konstanta šíření symetrického (+)
a antisymetrického (-) vidu [m⁻¹]
 Γ = Překryvový faktor
 $\Delta\beta$ = Rozdíl podélných fázových konstant šíření [m⁻¹]
 Δn = Rozdíl indexu lomu (index difference)
 δa = Odchylka mezi poloměry jader [m]
 Δ = Relativní změna indexu lomu v optickém vlákně
 ΔT = Potlačení slabého signálu v ErTCF [dB]
 ε = Elektrická permitivita prostředí [F/m]
 λ = Vlnová délka [m]
 λ_{co} = Mezní (cut-off) vlnová délka vidu LP₁₁ [m]
 λ_l = Pracovní vlnová délka laseru [m]
 λ_p, λ_s = Vlnová délka čerpání a signálu [m]
 Λ = Vzdálenost sousedních maxim nebo minim transmitance TCF [m]
 μ = Magnetická permeabilita prostředí [H/m]
 ν = Frekvence [Hz]
 σ = Směrodatná odchylka
 σ^2 = Rozptyl (variance)
 σ_a, σ_e = Absorpční a emisní účinný průřez [m²]
 τ^{Er}, τ^{Yb} = Fluorescenční doba života erbia a yterbia [s]
 φ = Azimutální souřadnice [rad]
 χ = Koeficient útlumu [m⁻¹]
 $\psi(r, \varphi)$ = Vlnová funkce, řešení skalární vlnové rovnice [V/m]
 $\Psi(r, \varphi)$ = Normovaná vlnová funkce [m⁻¹]

Seznam obrázků

1.1	Schematické zobrazení dvoujádrového vlákna a jeho funkce jako lineárního vazebního členu dlouhého právě jednu vazební délku. Signál, který je navázán na začátku vlákna do prvního jádra je na výstupu přepnut do druhého jádra. Vývoj příčného rozložení intenzity je naznačen v několika bodech podél vlákna.	15
1.2	Schematické znázornění činnosti nelineárního dvoujádrového vazebního členu. Rozložení intenzity záření v rovině os jader je naznačeno různými stupni šedi.	17
1.3	Příčný řez a profil indexu lomu dvoujádrového vlákna.	21
1.4	Orientace a příčné rozložení elektrického pole základních vidů dvoujádrového vlákna polarizovaných v ose x	24
1.5	Schéma energetických hladin Er^{3+} se znázorněnými absorpčními a zářivými přechody. U experimentálně pozorovaných přechodů v křemenném skle jsou uvedeny vlnové délky v nanometrech.	28
1.6	Typické absorpční spektrum hlinito-křemenného Er^{3+} -dopovaného vlákna [1]. Jednotlivé absorpční pásy odpovídají přechodům znázorněným na obr. 1.5.	29
1.7	Absorpční a emisní spektrum yterbia v křemenném vlákně [2].	30
1.8	Některé procesy přenosu energie mezi dvěma blízkými ionty vzácných zemin, donorem (1) a akceptorem (2). (a) senzitivní luminiscence, (b) křížová relaxace - párové zhášení, (c) křížová relaxace - kooperativní frekvenční přechod na vyšší hladinu. Přerušovaná čára symbolizuje deexcitaci donoru za současného předání energie sousednímu iontu (akceptoru). Plná rovná čára pak zářivou excitaci nebo deexcitaci a zvlněná čára nezářivou deexcitaci iontu.	31
3.1	Postup přípravy doujádrového vlákna: (a) řez typickou preformou jednovádrového vlákna, její průměr je cca 10 mm, (b) po jedné straně zbroušená preforma do tvaru písmene D, (c) dvoujádrová preforma v přeplášťovací trubce, (d) řez vytaženým vláknem (průměr 125 μm).	35

3.2	Profil indexu lomu preformy SG566 změřený na profilometru YORK P101. (a) tomografie v kartézských souřadnicích, (b) řez pod úhlem 120° vůči ose x.	36
3.3	Nahoře: mikroskopická fotografie čela TCF s označením SG 492 vyrobeného v ÚRE. Dole: profil indexu lomu vlákna SG120 v řezu procházejícím přibližně osami jader. Změřeno profilometrem YORK S14.	37
3.4	Příprava TCF s jedním jádrem v ose vlákna pro snadné svařování se standardními optickými vlákny; (a) řez preformou, S_L je plocha levé, světlejší části řezu preformy, S_R je plocha pravé, tmavší části řezu; (b) řez vytaženým vláknem.	39
3.5	Experimentální uspořádání pro měření přenosové funkce TCF. Vstup i výstup z TCF byl realizován navařením standardního jednojádrového jednovodového vlákna k jednomu z jader TCF.	40
3.6	Výstupní optický výkon z jednoho jádra vlákna AD273 dvou délek. (a) $L=3$ m, (b) $L=1.48$ m. Závislost byla měřena pomocí přeladitelného polovodičového laseru E-TEK v režimu konstantního optického výkonu (1.2mW). Graf (c) zobrazuje závislost vzdálenosti sousedních maxim propustnosti na vlnové délce.	41
3.7	Ukázka degradace vazební účinnosti zkrutem a ohybem u dvou TCF navinutých na cívce. (a) transmitance vlákna AD273 dlouhého 3m, průměr cívky 16 cm, (b) transmitance vlákna SG566 dlouhého 1m, průměr cívky 10 cm.	42
3.8	Optický výkon vystupující z jednoho jádra vlákna AD262 dlouhého 0.48 m v závislosti na vlnové délce přeladitelného laseru. (a) vstupní výkon $200 \mu\text{W}$, (b) vstupní výkon 12 mW, (c) funkce vzdálenosti maxim, resp. minim $\Lambda_m(\lambda)$	43
3.9	Transmitance vlákna SG566 tří různých délek L . Na spodním grafu (d) jsou vyneseny příslušné změřené hodnoty $\Lambda_m(\lambda)$ a regresní funkce $\Lambda_{th}(\lambda)$ vzdálenosti maxim, resp. minim.	44
3.10	Vliv zkrutu TCF na transmitanci vlákna SG566. (a) Transmitance $T_m(\lambda)$ s maximální hloubkou modulace naměřená pro úhel zkrutu $\alpha = 0$, téměř shodnou funkci jsme změřili i pro $\alpha = 6\pi$, a $T_m(\lambda)$ s minimální hloubkou modulace pro $\alpha = 10\pi$; (b) funkce vzdálenosti maxim, resp. minim $\Lambda_m(\lambda)$ pro tři různé úhly zkrutu vlákna.	45
3.11	Schéma energetických hladin systému $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$. Kromě procesu senzibilace erbia yterbiem, který je využíván jako čerpací mechanismus, je znázorněna i frekvenční přeměna čerpacích fotonů. Z hlediska výkonových poměrů je zanedbatelná a v modelu ji nezahrnujeme, jejím projevem je však zřetelně pozorovatelná emise v zelené oblasti spektra.	50
3.12	Typický absorpční a emisní účinný průřez iontu erbia v hlinito-fosfátové kompozici skla [3].	52

3.13	Schéma experimentálního uspořádání měření a) saturace absorpce, b) zesílení aktivního vlákna.	53
3.14	Změřené transmitance 1.294 m dlouhého vlákna SG484 na vlnových délkách 1565 nm (kroužky) a 1550 nm (křížky). Plnou čarou jsou znázorněny regresní funkce vypočtené s použitím rovnice (3.38), ze kterých jsme určili parametry α a P_{IS}	54
3.15	Srovnání změřeného (kroužky spojené přerušovanou čarou) a teoretického (plná čára) zesílení zesilovače v závislosti na výkonu čerpání pro tři úrovně vstupního signálu na dvou různých vlnových délkách.	57
3.16	Podélná závislost normovaného optického výkonu v jednom z jader TCF pro signály na dvou různých vlnových délkách. Rozvázání prostorového rozložení obou signálů je naznačeno šrafovanou plochou. Výpočet byl proveden pro vlákno AD262 s parametry uvedenými v tabulce 3.3.	58
3.17	Závislost velikosti rozvázání prostorového rozložení dvou signálů o vlnových délkách $\lambda = 1560$ nm a $\lambda + \Delta\lambda$ na jejich spektrálním odladění $\Delta\lambda$. Závislost je vynesena pro tři různé délky ErTCF AD262.	59
3.18	Srovnání teoretické transmitance filtru vypočtené pomocí numerického modelu (vlevo) a pomocí přiblížení satureovatelného absorbéru s ideálním nehomogenním rozšířením spektrální čáry (vpravo). Výpočet byl proveden pro vlákno AD262 s parametry uvedenými v tabulce 3.3, $n_t^{Er} = 7 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Délka vlákna byla 1, 2 a 3 m. Výkon parciální optické vlny na $\lambda_l = 1530$ nm byl $P(\lambda_l) = 3$ dBm.	61
3.19	Saturace absorpce optických vln na $\lambda \neq \lambda_l$ silnou vlnou o vlnové délce $\lambda_l = 1560$ nm. a) Relativní populace na základní hladině erbia v 1. jádře ErTCF podél vlákna AD262. S rostoucím výkonem stále méně iontů zůstává v základním stavu a dochází k saturaci absorpce i pro optické vlny na jiných vlnových délkách než λ_l . b) Potlačení slabého signálu ΔT v závislosti na velikosti vstupního výkonu $P(\lambda_l)$	63
3.20	Malosignálová transmitance ErTCF AD262 dlouhého 6 m za přítomnosti 5 dBm signálu na $\lambda_l = 1560.1$ nm. Výstupní výkon ErTCF je snímán buď z obou jader (čárkovaná čára) nebo jen z 1. jádra (plná čára).	64
3.21	Schéma uspořádání laseru pro numerický model.	66
3.22	Malosignálová transmitance kruhového vláknového laseru s a bez sledovacího filtru pro různé dělicí poměry výstupních děličů.	67
3.23	Malosignálová transmitance kruhového vláknového laseru s a bez ErTCF popisovaného numerickým modelem pro různé velikosti výkonu na vstupu ErTCF.	68
3.24	Schéma experimentálního uspořádání laseru.	69

3.25	Vliv ErTCF na tvar spektrální čáry Er/Yb vláknového laseru: a) a b) přeladování pomocí polarizačního kontroléru a polarizátoru, c) přeladování pomocí pásmového optického filtru.	70
3.26	Měření šířky spektrální čáry laseru skanovacím Fabryho-Perotovým interferometrem.	71
3.27	Závislost šířky spektrální čáry na čerpacím výkonu.	72
A.1	Závislost konstant šíření U , W základního vidu SI vlákna na normované frekvenci V . Výpočet byl prováděn třemi způsoby, numerickým řešením charakteristických rovnic (A.2,A.5) a podle přibližného Glogeho [4] vztahu (A.12), jehož přesnost je v grafech b), d) srovnávána s numerickým řešením. Z grafu d) je patrné, že pro $V < 1.4$ začíná být určování příčné konstanty šíření v plášti W podle aproximativních vztahů nepoužitelné.	78

Úvod

Již více než čtvrt století uplynulo od doby, kdy Ch. J. Koester a E. Snitzer [5] experimentálně demonstrovali první vláknový laser. Od té doby se věnovalo velké úsilí výzkumu výkonových nebo pulsních vlastností vláknových laserů, jejich schopnosti generovat světlo na různých vlnových délkách, výzkumu vhodných aktivních prostředí a také způsobů čerpání či konfigurací rezonátoru. Ačkoliv se dlouhou dobu pohlíželo na vláknové lasery jako na laboratorní kuriozitu, která poskytuje zajímavé provozní vlastnosti ovšem s nízkým výstupním výkonem a jen málo aplikacemi, zvláště ve výkonových parametrech těchto zdrojů záření bylo dosaženo významného pokroku a v posledních dvou letech se začínají prosazovat i komerčně.

Základní idea činnosti vláknového laseru je elegantně jednoduchá. Optické vlákno dopované¹ materiálem vykazujícím laserový efekt (např. prvky vzácných zemin) je opticky čerpáno, většinou dalším laserem, a výstup laseru je získán z konce dopovaného optického vlákna. Soustředění čerpací energie a aktivních prvků do jádra optického vlákna výrazně zlepšuje optickou účinnost čerpání oproti jiným typům pevnolátkových laserů. Při použití polovodičových laserů pro čerpání se celková účinnost dále zvyšuje. Geometrie těchto optických vláken, na jednu stranu tloušťka srovnatelná s tloušťkou lidského vlasu a na druhé straně délka až desítky metrů, umožňuje lépe odvádět tepelné ztráty, takže ve spojení s vysokou účinností energetické přeměny není zapotřebí ani u vysokovýkonových vláknových laserů komplikované vodní chlazení. Další výhodou vyplývající z vláknové geometrie je snadné a nízkoztrátové spojování s optickými vlákny navazujícími optovláknových obvodů. Jednovidový režim na pracovní vlnové délce laseru zajišťuje vysokou kvalitu svazku výstupního záření.² Vývoj vláknových laserů rovněž využívá značného pokroku v oblasti polovodičových čerpacích zdrojů - laserových diod, pevnolátkových laserů a erbiem dopovaných vláknových zesilovačů pro telekomunikace.

Jaký vlastně byl historický vývoj vláknových laserů? V prvních experimentech s vláknovými lasery a zesilovači používal E. Snitzer neodmyslelně dopované vlákno

¹Pro přidávání příměsí do určitého materiálu se v českém jazyce používá slovesa dotovat (pocházející zřejmě z německého *dotieren*) nebo dopovat (z anglického *to dope*). V souvislosti s optickými vlákny se však v česky psané odborné literatuře používá téměř výhradně výraz dopovat a výrazů od něj odvozených.

²Výstup vláknového laseru je jednovidový s parametrem kvality svazku $M^2 < 1.1$.

obtočené ve spirále kolem čerpací výbojky. V roce 1973 pak J. Stone a Ch. Burrus z Bellových laboratoří vyrobili neodymem dopované vláknové lasery, které již byly čerpané diodovým laserem; ovšem vzhledem k nízkému výkonu diod a jejich malé životnosti upadla tato technologie do zapomenutí. Obnovení zájmu o vláknové lasery a zesilovače nastalo v polovině osmdesátých let, kdy výzkumný tým na University of Southampton v Anglii, vedený Davidem N. Paynem, ukázal, že ionty prvku vzácné zeminy erbia mohou ve vláknech vyvolat optické zesílení na vlnové délce kolem $1.5 \mu\text{m}$, využívané v komunikačních systémech. Jako zdroje čerpání byly nejprve používány přeladitelné plynové nebo pevnolátkové lasery, ale již v roce 1989 se podařilo vyvinout polovodičové laserové diody emitující záření na vlnové délce 1480 nm vhodné pro čerpání erbia. O rok později, tedy zhruba po čtyřech letech od průkopnických prací na univerzitě v Southamptonu, již byly erbiem dopované zesilovače komerčně dostupné.

V devadesátých letech se rozvíjí vývoj vláknových laserů pro řadu aplikací. V telekomunikacích jde o vývoj přeladitelných úzkopásmových laserů pro WDM systémy a vývoj aktivně vidově synchronizovaných vláknových laserů generujících sled krátkých pulsů, které jsou využívány ve vysokorychlostních a solitonových komunikačních systémech. Vláknové lasery s pasivní vidovou synchronizací generující ultrakrátké pulsy řádu stovek femtosekund mohou najít využití v Ramanovské spektroskopii a Q-klíčované vysokovýkonové vláknové lasery jsou součástí detekčních systémů LIDAR. Zvláště výrazný je pokrok v oblasti vysokovýkonových laserů pracujících v cw (continuous wave - kontinuálním) režimu. Dopovaná vlákna s dvojitým pláštěm, kde vnitřní plášť vlákna slouží jako mnohavidový vlnovod pro šíření čerpání, umožňují využít pro čerpání pole čerpacích diod a přitom zachovat jednovidové šíření signálu. Touto technologií bylo u yterbiového vláknového laseru dosaženo výstupního výkonu 110 W na vlnové délce 1080 nm. Dva výrobci, SDL (San Jose, USA) a IRE Polus (Frjazino, Rusko) již komerčně dodávají yterbiové vláknové lasery s výstupním výkonem až 40 W. Tyto lasery se uplatňují v oblasti zpracování materiálu, jako je žíhání součástek jemné mechaniky, selektivní sváření a pájení, značkování plastových a kovových dílů a pod. V telekomunikačních aplikacích se používají vysokovýkonové cw lasery s Yb dopovaným vláknem pracující na vlnové délce 980 nm jako čerpací zdroje EDFA a nahrazují tak čerpací polovodičové diody, z nichž je možné navázat do jednovidového vlákna výkon řádu maximálně stovek mW.

Předmětem předkládané práce je vývoj speciálních optických vláken s dvoujádrovou geometrií a jejich aplikace ve vláknových laserech. Počáteční motivací pro vývoj dvoujádrového vlákna bylo potenciální využití této součástky jako nelineárního vazebního členu pro pasivní vidovou synchronizaci a tvarování pulsu vláknového solitonového laseru, jak je blíže popsáno v oddíle 1.1. V průběhu práce se však ukázalo, že připravit dvoujádrové vlákno s požadovanými vlastnostmi není za současného stavu techniky možné. V předkládané práci je popsána nová, původní aplikace

dvoujádrového vlákna pro stabilizaci vlnové délky a zúžení šířky čáry vláknového laseru.

Disertační práce byla prováděna v rámci výzkumných grantů „Vláknový laser Yb/Er s pasivní vidovou synchronizací“³ a „Development of stable soliton source“⁴. Získané výsledky a poznatky jsou využívány a dále rozpracovávány v rámci nového projektu „Generování sledu optických pulsů s vysokou opakovací frekvencí ve vláknových laserech založených na modulační nestabilitě“⁵. Zmíněné projekty se zabývají studiem vláknových laserů, jejichž praktické využití je především ve zdrojích signálu pro solitonové komunikační systémy.

V úvodním oddíle první kapitoly disertační práce je uveden přehled současného stavu výzkumu a aplikací dvoujádrových optických vláken s důrazem na experimentální výsledky. Následuje teoretický popis šíření elektromagnetických vln v dvoujádrovém vlnovodu vycházející z teorie vázaných vidů. Elektromagnetické pole lze popsat dvěma lineárně polarizovanými vlastními vidy dvoujádrového vlnovodu, symetrickým a antisymetrickým videm, a šíření záření vláknem je pak dáno interferencí - zázněji - obou vidů. V posledním oddíle této přehledové kapitoly jsou stručně shrnuty vlastnosti prvků vzácných zemin ve sklech a zvláště v křemenných optických vláknech, které jsou nezbytné pro další výklad jak aktivního média vláknového laseru, tak dvoujádrového vlákna dopovaného erbiem. V druhé kapitole jsou formulovány cíle disertační práce. Ve třetí, nejrozsáhlejší kapitole, jsou uvedeny vlastní výsledky disertace. Tato kapitola se člení do tří oddílů. V prvním je popsána příprava dvoujádrového vlákna, přičemž cílem bylo vyrobit vlákno s požadovanou vazební délkou a dostatečnou vazební účinností. Jsou zde také uvedeny metody charakterizace vlákna; zvláštní pozornost je věnována metodě určování vazební délky. V druhém oddíle je popsán model erbiem a yterbiem dopovaného vlákna, které slouží jako zesilovací médium v kruhovém rezonátoru vláknového laseru, a metody určování parametrů aktivního vlákna potřebných pro fyzikální model. Třetí oddíl pojednává o původní aplikaci dvoujádrového vlákna dopovaného erbiem pro stabilizaci vlnové délky a zúžení šířky čáry vláknového laseru. Nejprve je s použitím výsledků obou předchozích oddílů demonstrována funkce součástky numerickým modelem a poté je popsáno i experimentální ověření činnosti součástky ve vláknovém laseru. Příloha disertační práce obsahuje základní vztahy a numerické metody pro výpočet konstant šíření a rozložení pole v jednojádrovém vláknovém vlnovodu potřebné pro návrh dvoujádrového vlákna, jehož jádra mají obecný, rotačně symetrický profil indexu lomu.

³Grantová agentura Akademie věd České republiky, grant č. 267403,1993-1996

⁴European Comission programme Copernicus No. 7882 "Solitron",1994-1997

⁵Grantová agentura České republiky, grant č. 102/99/0393, tříletý grant začínající r. 1999

Kapitola 1

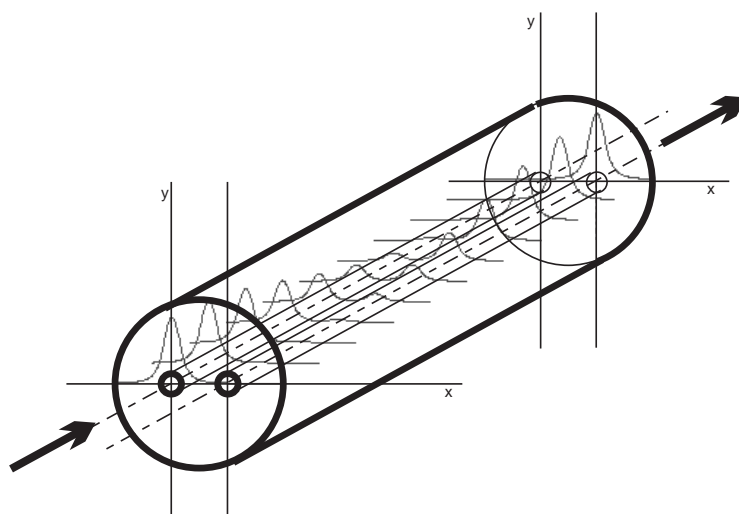
Přehled současného stavu vědní problematiky

1.1 Současný stav výzkumu a aplikací dvoujádrových vláken

Dvoujádrové optické vlákno (anglicky twin¹-core fiber - TCF) má rozměry a strukturu podobnou jako standardní telekomunikační vlákna s tím rozdílem, že TCF má dvě paralelní jádra místo jednoho. Představu o struktuře vlákna si je možné učinit z obr. 1.1. Rozměry a index lomu jader je volen tak, aby jádra vytvářela nízkoztrátový vlnovod pouze pro základní vid LP₀₁ na vlnových délkách z viditelné nebo blízké infračervené oblasti spektra. Funkce TCF jako lineárního vazebního členu je analogická jako u integrovaně optických, popř. bikonických svařovaných vláknových vazebních členů (děličů výkonu). Evanescentní pole optického signálu vedeného jedním z jader zasahuje do druhého jádra. Oba vlnovody jsou takto navzájem vázany a může mezi nimi docházet k přelévání záření. Jestliže je tedy optický signál navázán na začátku vlákna do jednoho z jader, dochází k postupnému přelévání výkonu do druhého jádra. Maximálního optického výkonu v druhém jádře je dosaženo na vzdálenosti rovné tzv. vazební délce L_c . Ve vláknech, jejichž délka několikanásobně převyšuje L_c , dochází k periodickému přelévání výkonu mezi jádry.

Úloze šíření elektromagnetických vln ve vícejádrových optických vláknech se dostalo pozornosti již od začátku používání optických vláken v telekomunikacích. Počátečním záměrem bylo využít taková vlákna za účelem zvýšení možného počtu spojení v rámci optického kabelu. Jedním ze zvláštních jevů, který bylo nutné pro vícejádrová vlákna vyřešit, je přeslech optického signálu mezi sousedními jádry. Na začátku sedmdesátých let A. W. Snyder z *Australian National University* vyvinul

¹Někdy se v anglicky psané odborné literatuře objevuje i výraz double-, bi-, dual- nebo two-core fiber, výrazem twin-core (z anglického twin = dvojče) je obvykle míněn takový případ, kdy obě jádra mají téměř shodné fyzikální vlastnosti a geometrii.



Obrázek 1.1: Schematické zobrazení dvoujádrového vlákna a jeho funkce jako lineárního vazebního členu dlouhého právě jednu vazební délku. Signál, který je navázán na začátku vlákna do prvního jádra je na výstupu přepnut do druhého jádra. Vývoj příčného rozložení intenzity je naznačen v několika bodech podél vlákna.

matematický formalismus, který pomocí teorie vázaných vidů tento jev popisuje a ve srovnání s přístupy vyvinutými jinými badateli poskytuje zvláště jednoduché a názorné výsledky. Své výzkumné úsilí zahrnul spolu s J. D. Lovem do známé „černé knihy“ [6], která je stále užitečným nástrojem pro inženýry pracující v oblasti vlnovodné optiky. Spolehlivost a přesnost tohoto přístupu, někdy také nazývaného „konvenční teorie vázaných vidů“, byla podrobena důkladné prověrce v polovině osmdesátých let kdy pánové Hardy a Streifer předložili tzv. „Novou teorii vázaných vidů“ [7, 8], o které tvrdili, že je přesnějším nástrojem pro popis paralelních vlnovodných struktur, a to zvláště takových, které mají malé vzdálenosti mezi jádry, navíc nestejnými. V někdy až ostré polemice, která proběhla na stránkách odborných časopisů, především *Electronics Letters* [9, 10, 11, 12], bylo dokázáno, že obě teorie jsou ekvivalentní [13, 14] a dále, že „konvenční“ teorie vázaných vidů se ukazuje být pro mnoho případů jednodušší a vhodnější, neboť jejím výsledkem je přímo vývoj optického výkonu podél vlnovodu. Podrobnému popisu šíření elektromagnetických vln v dvoujádrové vlnovodné struktuře je věnován oddíl 1.2.

Ačkoliv vzájemná vazba mezi jádry způsobuje pro původně zamýšlené použití vícejádrových vláken nežádoucí přeslechy mezi přenášenými signály, byla na druhou stranu navržena řada aplikací v oblasti optovláknových senzorů a optických komunikací, kde je možné tento jev využít. Tak už první funkční vzorek dvoujádrového vlákna, který byl vyroben ve výzkumné laboratoři firmy *Siemens AG* v Mnichově [15, 16], byl určen pro použití ve funkci směrového vazebního členu. Vazební člen byl testován na vlnových délkách 633 nm a 876 nm. Bylo zjištěno, že vazební účinn-

nost měřená na úsecích přímého vlákna, je podstatně nižší, než jaká byla teoreticky vypočtena za předpokladu stejných fázových rychlostí vidů pro oba vlnovody. Fázové rychlosti v obou vlnovodech byly u reálného vlákna zřejmě odlišné díky malým odlišnostem v geometrii obou jader. Ohnutím části vlákna je možné vyrovnat rozdíl fázových rychlostí a tak ovlivnit vazební účinnost [17, 18]. Podobný efekt má pozvolné zkrucování dvoujádrového vlákna svinutého do smyčky. Tímto způsobem byl realizován vláknový atenuátor s proměnným útlumem [19, 20].

Má-li TCF fungovat jako směrový vazební člen je nutné, aby alespoň na jedné jeho straně bylo každé jádro připojeno k samostatnému jednojádrovému vláknu. Zatím nám není známo, že by tento problém byl uspokojivě vyřešen. Jedním z možných řešení je použít zvláště pro tento účel připravený planární obvod, vyrobený nejlépe technologií výměny iontů ve sklech, kdy planární vlnovod může být vyroben přesně a s podobným profilem indexu lomu jaký mají jádra TCF [21]. Byl také navržen speciální konektor spojující dvoujádrové vlákno a dvě samostatná jednojádrová vlákna, který by bylo možné vyrobit z dvou standardních telekomunikačních vláken a skleněné kapiláry s použitím zařízení pro výrobu bikonických svařovaných vazebních členů [22].

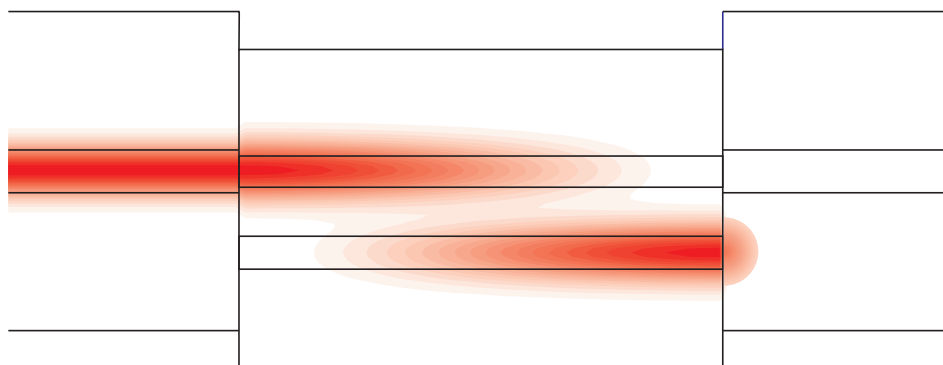
U TCF s velkou elipticitou jader byla pozorována značná závislost vazebních vlastností na polarizaci [23], kterou je možné využít pro konstrukci polarizačního děliče svazku, vláknových polarizátorů, popř. polarizaci zachovávajících směrových vazebních členů. Byla demonstrována závislost vazebních charakteristik na teplotě a navržen optovláknový teplotní senzor založený na této vlastnosti [24].

Závislost vazebních charakteristik TCF na vlnové délce vybízí k uplatnění této součástky pro optickou spektrální filtraci. Pro oblast WDM (wavelength division multiplexing) optických komunikací byl zkonstruován vlnový demultiplexer pro dva kanály na vlnových délkách 1300 nm a 1550 nm, který je již komerčně dostupný [25, 26]. Pomocí dvoujádrových vláken s nestejnými jádry je možné realizovat pásmový filtr předem navrženého spektrálního průběhu za účelem dosažení vyrovnaného zesílení v širokém spektrálním pásu u erbiem dopovaných vláknových zesilovačů (erbium-doped fiber amplifier, EDFA) pro WDM [27]. V této práci bylo též ukázáno, že tyto filtry vykazují velmi malou citlivost spektrálních charakteristik na tah a teplotní změny, což je naopak nedostatek vláknových mřížek, které se vesměs dosud používají na vyhlazování spektra zesílení EDFA.

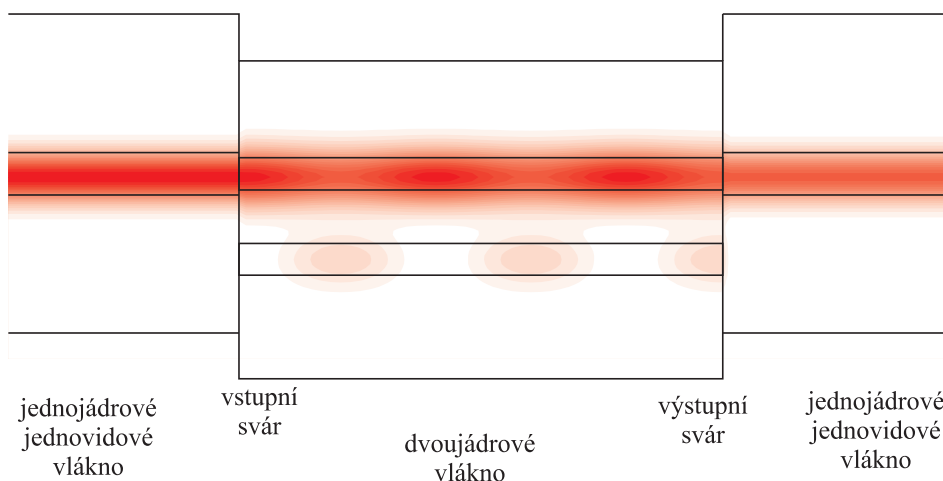
Erbium dopované TCF s velmi krátkou vazební délkou vykazuje výrazně větší efektivní podíl nehomogenního rozšíření absorpční a emisní čáry erbia. Tohoto jevu je využito ve vláknovém zesilovači na bázi TCF dopovaného erbiem, ve kterém dochází k vyrovnávání výkonu signálů jednotlivých WDM kanálů [28, 29]. V disertační práci jsme tento jev využili při realizaci úzkopásmového filtru, sloužícího k zúžení šířky čáry a stabilizaci pracovní vlnové délky vláknového laseru [30, 31, 31]. Podrobně je úzkopásmový vláknový filtr popsán v oddíle 3.3.

Jiné slibné použití TCF je při sestavování Machova-Zehnderova interferometru.

a) slabý vstupní signál, nepropustný režim



b) silný vstupní signál, propustný režim



Obrázek 1.2: Schematické znázornění činnosti nelineárního dvoujádrového vazebního členu. Rozložení intenzity záření v rovině os jader je naznačeno různými stupni šedi.

V tomto případě není pro aplikaci důležitá vzájemná vazba mezi vlnovody, jako spíše poměrně velká necitlivost takového vláknového interferometru na různé vnější vlivy. Použití dvou rozdílných nebo dostatečně od sebe vzdálených jader jako dvou ramen interferometru je výhodné, jak z hlediska kompaktnosti, tak teplotní stability. Na začátku vlákna však musí být úsek, kde dochází k rozdělení vstupního záření do dvou ramen interferometru (jader vlákna) a na konci vlákna zase rekombinační spoj, ve kterém dochází k vlastní interferenci. V práci [32] bylo použito 200 m dlouhé TCF se vzdálenými jádry bez vzájemné vazby. Na počátku a na konci bylo vlákno pomocí zařízení pro výrobu bikonických svařovaných vazebních zúženo, takže zde docházelo k vazbě mezi oběma jádry. Takto vytvořený interferometr byl testován

jako nelineární, plně optický přepínač velmi krátkých pulsů pro systémy zpracování signálu.

K nelineárnímu přepínání může docházet i ve vazebním členu samotném. Na počátku roku 1982 navrhl S. M. Jensen dvoujádrový vazební člen jako spínač řízený optickým výkonem. Při nízkých úrovních signálu se součástka chová jako lineární vazební člen. Díky vazbě přes evanescentní pole se signál, navázaný na počátku vlákna jen do jednoho z jader, šíří téměř zcela ve druhém vlnovodu ve vzdálenosti rovné vazební délce. Vyšší intenzita záření signálu pak indukuje změnu indexu lomu, takže dojde k rozladění vazby mezi vlnovody a následně, od jisté kritické výkonové úrovně, je přenos výkonu mezi vlnovody zamezen úplně (viz obr. 1.2). Poprvé byla tato součástka experimentálně demonstrována v *Institutu obščej fiziki* v Moskvě [33, 34] a později nezávisle v *Bell Comm. Research* [35, 36, 37]. Kritické výkony pro přepnutí byly extrémně vysoké, řádově kW. Obě výzkumné skupiny pozorovaly tepelnou degradaci vazby během experimentu.

Nelineární vazební člen je možné použít také jako nelineární optický prvek, závěrku, do dutiny vláknového laseru za účelem dosažení režimu pasivní vidové synchronizace laseru. Takto uspořádaným laserem, bylo navrženo generování sledu subpikosekundových solitonových pulsů [38, 39, 40]. Takový laser nebyl dosud experimentálně realizován. Jediná nám známá práce, ve které byl sestaven vidově synchronizovaný laser s TCF zapojeným v rezonátoru je [41]. Laser generoval sled pulsů, podle osobního sdělení autorů však vidové synchronizace nebylo dosaženo díky dvoujádrovému vláknou, nýbrž díky nelineárnímu natáčení polarizace v optickém vlákně rezonátoru. Funkce nelineárního vazebního členu závisí nejkritičtěji na dvou parametrech, které je nutné brát v úvahu při návrhu a výrobě součástky. Jedním z parametrů je vazební délka, která musí být řádově metry pro nelineární vazební členy vyrobené z křemenného skla a přepínací výkony v řádu stovek wattů, a dalším je vazební účinnost, která musí zůstat dostatečně vysoká. Účinnost lineární vazby přitom klesá s rostoucí odlišností geometrie obou jader. Výrobní tolerance kladené na geometrii jader jsou však tak vysoké, že za současného stavu techniky není možné připravit dvoujádrové vlákno s dostatečnou vazební délkou, aby docházelo k nelineárnímu přepínání v rezonátoru laseru.

Parametry některých TCF, které byly použity v dosud zmiňovaných experimentálních pracích, jsou přehledně uvedeny v tabulce 1.1. U několika vláken je autory uváděná vazební délka v rozporu s ostatními parametry a není tyto údaje možné považovat za zcela věrohodné.

publikace	parametry TCF uvedené autory						použití
	a [μm]	d [μm]	λ [nm]	NA	L_c [cm]	$\frac{P_2(L_c)}{P_1(0)}$	
Schiffner [15]	2.5	13	633 0.876	0.093	18.5 1.47		vazební člen
Friberg [35]	2.5	13	1064	0.13	52 [†] (5.4)		nelineární přepínač
Friberg [36]	1.4	8.4	620	0.096	0.47		pro plně
Majer [33]	1.3	9	532	0.12	75 [†] (8.6)		optické zpracování signálu
Chu, Wu [42]	1.5	6.5	514	0.1	125 [†] (0.83)		
Nayar [32]	3.8	37	1320	0.21	-	0	Machův Zehnderův interfer.
Murakami [17]	2.76	9.93	820	0.1	4	0.92	
Drolet [19]	1.82	9.4	633	? 0.1	5.1	0.01	atenuátor
Arkwright [26]	4	16.87	1300 1550	0.117	0.536 1.072	≈ 1 ≈ 1	WDM de- multiplexer
Peng [23]	1.5/ 2.4	9	633	? 0.1	1.1		polariza- ční dělič svazku
Snitzer- Meltz [24]	? 0.4 ? 0.5	1.8 ? 2.5	633 650	0.56 0.25	0.24 0.11	1 1	senzor teploty
Laming [29]	1.43	? 4.5	1550 1551	0.274	0.126 0.1257	1 1	equalizér ze- sílení EDFA
Reinhardt [41]	3.9 3.9	41.9 19.22	≈ 1560	0.1	? 2000 1.2		pas. vidová synchroni- zace laseru

Tabulka 1.1: Vlnovodné parametry vybraných publikovaných dvoujádrových vláken. Význam proměnných: a -poloměr jader, d -vzdálenost os jader, λ -vlnová délka, NA -numerická apertura, L_c -vazební délka, $\frac{P_2(L_c)}{P_1(0)}$ -vazební účinnost TCF. Autory udávaná hodnota vazební délky L_c označená křížkem [†], je v hrubém nesouladu s teoretickou vazební délkou, uvedenou v závorce, která je vypočtena podle ostatních parametrů. Otazníkem je označen údaj, který není z publikace zcela evidentní.

1.2 Šíření elektromagnetických vln v dvoujádrovém vlnovodu

Uvažujme vlnovodnou strukturu dvou dielektrických válců (jader dvoujádrového vlákna) obecně libovolného profilu indexu lomu, které jsou obklopeny prostředím s indexem lomu n_{cl} . Příklad takové struktury je na obr. 1.3, pro popis budeme vesměs používat cylindrickou souřadnou soustavu. Elektromagnetické vlny s harmonickou závislostí na čase zde musí splňovat vektorovou Helmholtzovu vlnovou rovnici

$$(\Delta + k_0^2 n^2) \mathbf{E} = 0, \quad (1.1)$$

kde Δ je Laplaceův operátor, \mathbf{k}_0 je vlnový vektor vlny ve vakuu, \mathbf{E} vektor elektrické intenzity vlny. O indexu lomu $n = n(r, \varphi)$ předpokládáme, že se nemění podél osy z a že platí $(n_{co}^i - n_{cl})/n_{cl} \ll 1$, $i = 1, 2$. Je tedy možné použít přiblížení slabě vedoucího vlnovodu [4], kdy vedené vidy vlnovodu jsou elektromagnetické vlny lineárně polarizované kolmo k ose z .

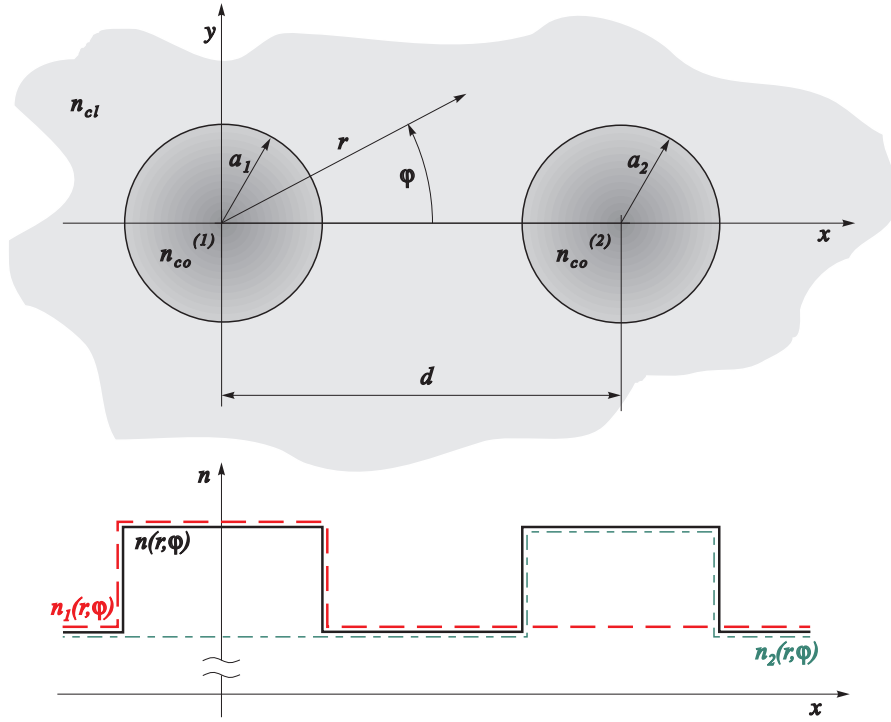
K řešení úlohy šíření elektromagnetických vln v dvoujádrovém vlnovodu použijeme teorii vázaných vidů (anglicky Coupled-Mode Theory, CMT). U některých speciálních případů vlnovodů, kde je možné použít metody separace proměnných pro řešení Helmholtzovy vlnové rovnice (1.1), je matematicky efektivní a fyzikálně názorné provést výpočet elektromagnetického pole rozvojem do vidů, z nichž každý splňuje zadané okrajové podmínky. Avšak pro případ komplikovanějších okrajových podmínek, kdy není možné provést separaci proměnných, jakým je i dvoujádrový vlnovod, nelze vidy vlnovodu vypočítat a tato metoda je nepoužitelná.

Teorie vázaných vidů se pokouší zachovat vidové pojetí i pro ty případy, kdy vlastní vidy nemohou být nalezeny, pro složitost okrajových podmínek, ale kde vidové pojetí některého z podsystémů zůstává fyzikálně názorné. Toho je dosaženo rozvojem pole složeného systému do úplné sady známých vidů jednodušších podsystémů. Tyto známé vidy samy o sobě nespĺňují okrajové podmínky složeného systému a dochází tak mezi nimi k vzájemné vazbě. Koeficienty vidového rozvoje pole proto již nejsou vzájemně nezávislé, ale jsou určeny ze soustavy vázaných rovnic.

V situaci podle obr. 1.3 oba uvažované dielektrické válce v izolaci jeden od druhého, tj. s profilem indexu lomu n_1, n_2 , podporují na uvažované pracovní vlnové délce λ šíření pouze základního vidu LP_{01} . Ten může existovat ve dvou navzájem ortogonálních polarizacích. V dalším budeme bez újmy na obecnosti (za předpokladu rotačně symetrických profilů indexu lomu n_1, n_2) uvažovat pouze vidy polarizované v ose x . Pole vedených vidů nezávislých vlnovodů tvořených dielektrickými válci o profilech indexu lomu n_1, n_2 je pak možné popsat vztahy

$$E_{x1}(r, \varphi, z) = \psi_1(r, \varphi) e^{-j\beta_1 z}, \quad E_{x2}(r, \varphi, z) = \psi_2(r, \varphi) e^{-j\beta_2 z}. \quad (1.2)$$

β_1, β_2 jsou podélné konstanty šíření, vlnové funkce ψ_1, ψ_2 popisují příčné rozložení pole. Provedením derivací $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ v Helmholtzových rovnicích pro oba izolované



Obrázek 1.3: Příčný řez a profil indexu lomu dvoujádrového vlákna.

vlnovody dostáváme tzv. skalární vlnové rovnice

$$(\Delta_t + k_0^2 n_1^2 - \beta_1^2) \psi_1 = 0, \quad (1.3)$$

$$(\Delta_t + k_0^2 n_2^2 - \beta_2^2) \psi_2 = 0. \quad (1.4)$$

Δ_t označuje část Laplaceova operátoru obsahující parciální derivace podle příčných souřadnic. Analytická řešení ψ_i , β_i rovnic (1.3,1.4) jsou pro případ vlnovodu se skokovou změnou indexu lomu (step-index, SI) dobře známa. Několik praktických poznámek k řešení skalární vlnové rovnice SI vláken je uvedeno v příloze A.1 a numerické řešení pro případ vláken s libovolným, rotačně symetrickým profilem indexu lomu je popsáno v příloze A.2. V dalším budeme používat vlnové funkce normované podle vztahu

$$\Psi_i(r, \varphi) = \frac{\psi_i}{\sqrt{2\pi \int_0^\infty |\psi_i(r, \varphi)|^2 r dr}}. \quad (1.5)$$

Z fyzikálního pohledu se nabízí, že příčné rozložení pole vedených vidů kompozitního dvoujádrového vlnovodu bude možné vyjádřit lineární kombinací vlnových funkcí samostatných vlnovodů

$$E_x(r, \varphi, z) = (B_1 \Psi_1(r, \varphi) + B_2 \Psi_2(r, \varphi)) e^{-j\beta z}, \quad (1.6)$$

kde B_1, B_2 jsou konstanty, podélná konstanta šíření těchto vidů β obecně není totožná s β_1, β_2 . Pro další postup [43] se ukazuje vhodnější upravit výraz (1.6) do tvaru

$$E_x = b\Psi(r, \varphi)e^{-j\beta z}, \quad (1.7)$$

kde

$$\Psi = (\Psi_1(r, \varphi) + a\Psi_2(r, \varphi)). \quad (1.8)$$

Dosazením do Helmholtzovy rovnice (1.1) dostaneme skalární vlnovou rovnici pro vid kompozitního vlnovodu Ψ

$$(\Delta_t + k_0^2 n^2 - \beta^2)\Psi = 0. \quad (1.9)$$

Abychom se zbavili členů s Δ_t , využijeme rovnic (1.3) a (1.4) a dostáváme

$$k_0^2(n^2 - n_1^2)\Psi_1 + k_0^2(n^2 - n_2^2)\Psi_2 + \beta_1^2\Psi_1 + a\beta_2^2 N_{12} = \beta^2(\Psi_1 + a\Psi_2). \quad (1.10)$$

Nyní projektujeme tuto rovnici postupně do základních vidů samostatných válcových vlnovodů, tj. vynásobíme (1.10) příslušnou vlnovou funkcí Ψ_1 , resp. Ψ_2 a integrujeme přes celou plochu příčného řezu. Dostáváme soustavu rovnic

$$\begin{aligned} S_{11} + S_{12}a + \beta_1^2 + a\beta_2^2 N_{12} &= \beta^2(1 + aN_{12}), \\ S_{21} + S_{22}a + \beta_1^2 N_{12} + a\beta_2^2 &= \beta^2(N_{12} + a), \end{aligned} \quad (1.11)$$

pro neznámé a, β . Zavedli jsme zde vazební koeficienty

$$S_{ij} = 2\pi k_0^2 \int_0^\infty (n^2 - n_j^2)\Psi_i\Psi_j r dr, \quad (1.12)$$

a překryvové faktory

$$N_{ij} = 2\pi \int_0^\infty \Psi_i\Psi_j r dr. \quad (1.13)$$

Překryvové faktory N_{ii} jsou vzhledem k použitému normování (1.5) rovny jedné. Dalším přeskupením v (1.11) se soustava rovnic zjednoduší na

$$\bar{\beta}_1^2 + a\bar{S}_{12} = \beta^2, \quad (1.14)$$

$$\bar{S}_{21} + a\bar{\beta}_2^2 = \beta^2 a, \quad (1.15)$$

kde

$$\bar{\beta}_i^2 = \beta_i^2 + \frac{S_{ii} - N_{12}S_{ji}}{1 - N_{12}^2}, \quad (1.16)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{S_{ij} - N_{12}S_{jj}}{1 - N_{12}^2}. \quad (1.17)$$

Poznamenejme, že v případě téměř shodných jader, kdy n_2 vhodným posunutím téměř splyne s n_1 , platí $\bar{S}_{ij} \doteq S_{ij}$, $\bar{\beta}_i^2 \doteq \beta_i^2$. Řešení soustavy rovnic (1.14) a (1.15) jsou

$$\beta_{\pm}^2 = \frac{(\bar{\beta}_1^2 + \bar{\beta}_2^2)}{2} \pm \left[\frac{(\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_2^2)^2}{4} + \bar{S}_{12}\bar{S}_{21} \right]^{1/2}, \quad (1.18)$$

$$a_{\pm} = \frac{1}{\bar{S}_{12}} \left\{ \frac{(\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_2^2)}{2} \pm \left[\frac{(\bar{\beta}_1^2 - \bar{\beta}_2^2)^2}{4} + \bar{S}_{12}\bar{S}_{21} \right]^{1/2} \right\}. \quad (1.19)$$

Dostáváme tedy čtyři různá řešení pro β , a . Protože zkoumáme pouze vlny šířící se v kladném směru osy z , zajímají nás jen dvě řešení, označené β_+ , β_- a a_+ , a_- . Koeficienty \bar{S}_{ij} , S_{ij} , N_{ij} nám sloužili především k co nejefektivnějšímu řešení skalární vlnové rovnice (1.9). Pro popis (velmi názorný, jak uvidíme později z rovnic (1.31) a (1.32)) šíření elektromagnetických vln ve vícejádrových strukturách se používá vazební koeficient C_{ij} definovaný integrálem

$$C_{ij} = k_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} (n(r, \varphi) - n_i(r, \varphi)) \Psi_i(r, \varphi) \Psi_j(r, \varphi) r dr d\varphi. \quad (1.20)$$

C_{ij} lze snadno vyjádřit pomocí S_{ij}

$$S_{ij} \doteq 2\beta_A C_{ij}, \quad (1.21)$$

kde β_A vyjadřuje aritmetický průměr podélných konstant šíření obou nezávislých vlnovodů

$$\beta_A = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}. \quad (1.22)$$

V případě téměř shodných jader platí $C_{12} \doteq C_{21} \doteq C$. Pomocí konstant C a β_A lze zjednodušit vztahy (1.18) a (1.19) do tvaru

$$\beta_{\pm} = \beta_A \pm \frac{C}{F}, \quad (1.23)$$

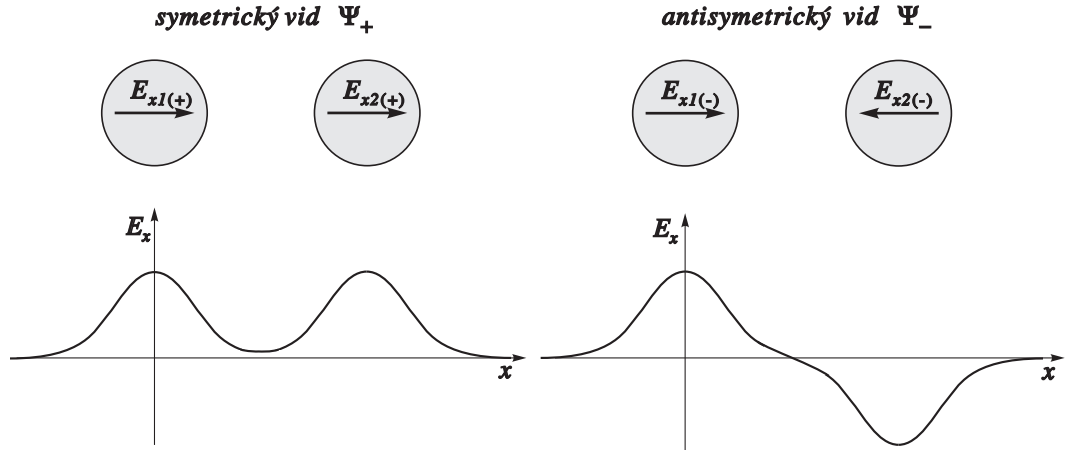
$$a_{\pm} = \frac{\Delta\beta}{2C} \pm \frac{1}{F} \quad (1.24)$$

kde

$$F = \left[1 + \frac{(\beta_1 - \beta_2)^2}{4C^2} \right]^{-1/2}, \quad (1.25)$$

a $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$. Rovnice (1.9) má tedy dvě řešení, symetrický vid Ψ_+ pro a_+ a antisymetrický vid Ψ_- pro a_- , viz definice (1.8). Libovolné řešení elektrického pole je lineární kombinací obou řešení

$$E_x = b_+ \Psi_+ e^{-j\beta_+ z} + b_- \Psi_- e^{-j\beta_- z}, \quad (1.26)$$



Obrázek 1.4: Orientace a příčné rozložení elektrického pole základních vidů dvoujádrového vlákna polarizovaných v ose x .

kde konstanty b_+ , b_- jsou amplitudy vidů složeného vlnovodu. Na obr. 1.4 je schematické znázornění příčného rozložení elektrického pole symetrického Ψ_+ a antisymetrického Ψ_- vidu v případě rovnoměrného vybuzení obou vidů a za předpokladu identických vlnovodů, kdy $\Delta\beta = 0$ a tedy $a_+ = 1$ a $a_- = -1$. Takového vybuzení je dosaženo např. selektivním navázáním optického výkonu pouze do jednoho z jader na začátku vlákna.

Při dostatečné vzdálenosti jader je v oblasti 1. jádra vlnová funkce Ψ_2 zanedbatelná vůči Ψ_1 a analogická situace je v oblasti 2. jádra. Pole v 1. a 2. jádře je pak možné vyjádřit jako

$$E_{x1} = \Psi_1 e^{-j\beta_A z} \left(b_+ e^{-j\frac{C}{F}z} + b_- e^{j\frac{C}{F}z} \right), \quad (1.27)$$

$$E_{x2} = \Psi_2 e^{-j\beta_A z} \left(b_+ a_+ e^{-j\frac{C}{F}z} + b_- a_- e^{j\frac{C}{F}z} \right). \quad (1.28)$$

Je-li na počátku vlnovodu v bodě $z = 0$ vybuzeno selektivně pouze první jádro, z (1.28) plyne $b_+ a_+ = -b_- a_-$ a výrazy (1.27) a (1.28) je v několika krocích možné upravit do tvaru

$$E_{x1} = -\frac{b_+}{a_-} \Psi_1 e^{-j\beta_A z} \left\{ (a_- - a_+) \cos\left(\frac{C}{F}z\right) + j(a_- + a_+) \sin\left(\frac{C}{F}z\right) \right\}, \quad (1.29)$$

$$E_{x2} = -2j b_+ a_+ \Psi_2 e^{-j\beta_A z} \sin\left(\frac{C}{F}z\right). \quad (1.30)$$

Vývoj optického výkonu podél osy z v obou jádrech dostaneme plošnou integrací vztahů (1.29) a (1.30) v příčné rovině. Pokud navíc uvažujeme buzení 1. jádra jed-

notkovým výkonem, dostáváme

$$P_1(z) = 2\pi\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^\infty |E_{x1}|^2 r dr = \dots = 1 - F^2 \sin^2\left(\frac{C}{F}z\right), \quad (1.31)$$

$$P_2(z) = 2\pi\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \int_0^\infty |E_{x2}|^2 r dr = \dots = F^2 \sin^2\left(\frac{C}{F}z\right). \quad (1.32)$$

Dochází tedy k periodickému přelévání výkonu mezi jádry s prostorovou periodou rovnou dvojnásobku vazební délky L_c ,

$$L_c = \frac{\pi F}{2C}. \quad (1.33)$$

Koeficient vazební účinnosti F je roven jedné pouze v idealizovaném případě identických jader, kdy je rozdíl fázových konstant šíření $\Delta\beta = 0$. V případě nestejných jader je poměr výkonu v druhém jádře ku vstupnímu výkonu maximálně F^2 , přičemž podle (1.25) klesá F se zvětšující se odlišností jader a se zmenšující se vazbou mezi vlnovody. Přelévání výkonu je zřejmým důsledkem interference, zánějšů mezi symetrickým a antisymetrickým základním videm kompozitního vlnovodu se zánějšovou délkou $L_b = 2L_c = \pi F/C$.

K výsledku vyjádřenému rovnicemi (1.31) a (1.32) vede řada více či méně odlišných postupů, viz např. [6, 44, 43, 45, 46]. A. W. Snyder [46] vypracoval rovněž pomocí metody vázaných vidů postup aplikovatelný i při řešení obecnějších vlnovodných struktur. Vzhledem k jeho rozsáhlosti zde pouze krátce shrneme princip a výsledky. Ve vlnovodu složeném z dvou a více vlnovodů, u nichž jednotlivě je známé příčné rozložení pole vlastních vidů ψ_p^q , p je index dílčího vlnovodu, q index vidu, popsal obecné příčné rozložení elektrické intenzity $\psi(r, \varphi)$ vidovým rozvojem

$$\psi = \sum_{p,q} a_p^q(z) \psi_p^q. \quad (1.34)$$

Amplitudy vidového rozvoje a_p^q obsahují nyní oproti vztahu (1.6)² i podélnou závislost pole. Z Maxwellových rovnic při tomto tvaru hledaného řešení dospěl k soustavě vázaných diferenciálních rovnic pro vidové amplitudy a_p^q

$$\frac{da_p^q}{dz} + j\beta_p^q a_p^q(z) = \gamma_p^q \frac{j\omega}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (\varepsilon^* - \varepsilon_p) \psi_p^q \psi r dr d\varphi. \quad (1.35)$$

$\gamma_p^q = +1$ jde-li o vid šířící se v záporném směru osy z , $\gamma_p^q = -1$ pro vid šířící se v kladném směru, ε^* je permitivita kompozitního vlnovodu a ε_p permitivita dílčího vlnovodu.

²Ve vztahu (1.6) je ovšem vyjádřeno příčné rozložení pole konkrétního vedeného vidu kompozitního dvoujádřového vlnovodu, nikoliv obecné příčné rozložení pole. To je pak dáno vztahem (1.26).

Pro případ dvoujádrového vlnovodu, kdy oba válcové vlnovody samy o sobě podporují šíření pouze základního vidu, a při uvažování pouze dopředného šíření vidů je $q = 1$, $p = 1, 2$, $\gamma_p = -1$. Zavedeme-li dále normování vlnových funkcí ψ_p podle vztahu (1.5), pole ve vlnovodu lze obecně vyjádřit

$$\psi(r, \varphi, z) = b_1(z)\Psi_1(r, \varphi) + b_2(z)\Psi_2(r, \varphi), \quad (1.36)$$

a soustava rovnic (1.35) přejde do tvaru

$$\begin{aligned} \frac{db_1}{dz} + j(C_{11} + \beta_1)b_1 &= -jC_{12}b_2, \\ \frac{db_2}{dz} + j(C_{22} + \beta_2)b_2 &= -jC_{21}b_1. \end{aligned} \quad (1.37)$$

Koeficienty C_{ij} jsou definovány vztahem (1.20). Řešení splňující okrajové podmínky $b_1(z) = b_1(0)$ a $b_2(z) = b_2(0)$ v bodě $z = 0$ dostáváme ve tvaru

$$b_1(z) = \left\{ b_1(0)\cos\left(\frac{C}{F}z\right) + jF \left[b_2(0) + \frac{\beta_1 - \beta_2}{2C}b_1(0) \right] \sin\left(\frac{C}{F}z\right) \right\} \cdot \exp\left(-j\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}z\right) \quad (1.38)$$

$$b_2(z) = \left\{ b_2(0)\cos\left(\frac{C}{F}z\right) + jF \left[b_1(0) - \frac{\beta_1 - \beta_2}{2C}b_2(0) \right] \sin\left(\frac{C}{F}z\right) \right\} \cdot \exp\left(-j\frac{\beta_1 + \beta_2}{2}z\right) \quad (1.39)$$

Kde koeficient F je definován vztahem (1.25). Výkon v každém z jader je určen kvadrátem velikosti příslušné amplitudy, tedy

$$P_1(z) = |b_1(z)|^2, \quad P_2(z) = |b_2(z)|^2. \quad (1.40)$$

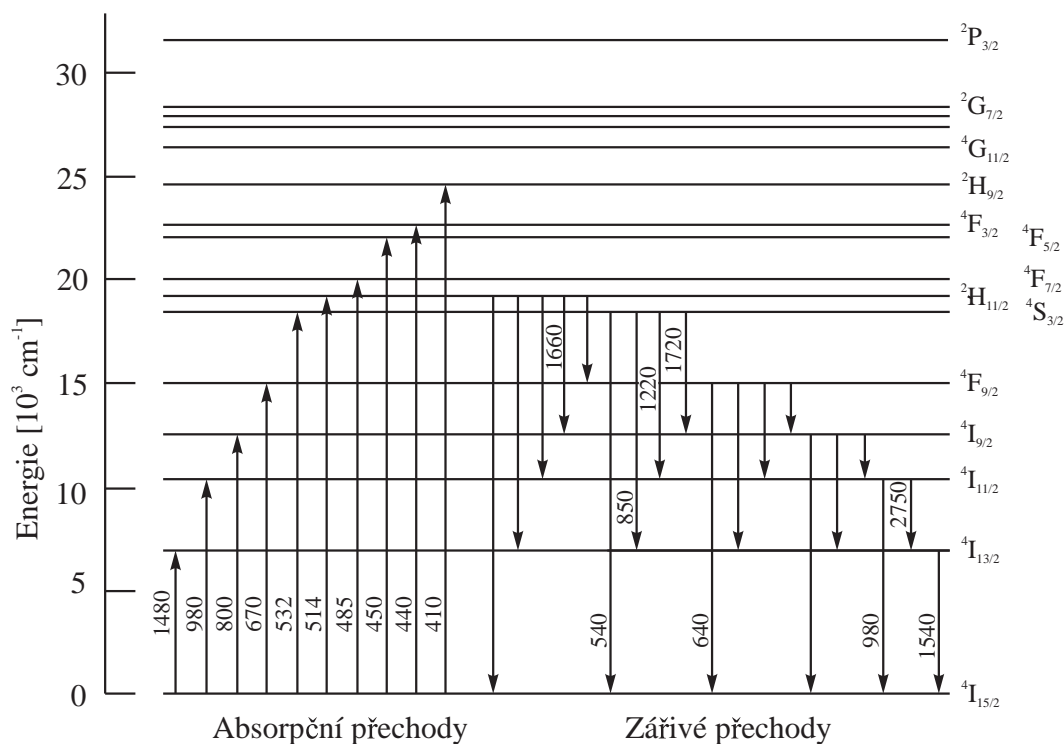
Pokud je počátku vlákna vybuzeno pouze první jádro jednotkovým výkonem, dostaneme pro vývoj výkonu podél vlnovodu opět vztahy (1.31) a (1.32).

1.3 Vlastnosti prvků vzácných zemin ve sklech

Při analýze a fyzikálním chápání optických vláknových zesilovačů a laserů s vlákný dopovanými prvky vzácných zemin hraje základní úlohu spektroskopie těchto vláken. Všechny důležité charakteristiky optických vláknových zesilovačů, jako je spektrální závislost zesílení, závislost zesílení na čerpacím výkonu a čerpací vlnové délce, výstupní saturační výkon, výkonová konverzní účinnost jsou v podstatě odvozeny od jejich spektroskopických vlastností.

Již od objevu laserového efektu ve skle dopovaném neodým E. Snitzerem [47]. v roce 1961 zaznamenává odvětví pevnolátkových skleněných laserů rychlý a významný rozvoj. Výhody skla jako hostitelského materiálu oproti jiným pevným látkám (jako jsou krystaly, polykrystaly nebo keramika) zahrnují: optickou kvalitu, transparentnost, nízký dvojlom, vysoký práh optického poškození, odolnost vůči náhlým tepelným změnám, slabou nelinearitu indexu lomu, velkou schopnost hromadit energii a extrahovat vysoký výkon, rozmanitost možných chemických složení materiálu, dostupnost různých velikostí a tvarů a nízkou cenu výchozích surovin. První aplikace byly zaměřeny především na výzkum výkonových aplikací, ovšem již v roce 1964 byl navržen Nd-vláknový předzesilovač (Charles Koester a Elias Snitzer [5]), jako předzvěst rozvoje nově se rodící oblasti optických komunikací. Poměrně krátce potom bylo demonstrováno zvýšení citlivosti detektoru dosažené použitím optických zesilovačů. Dalším důvodem pro výzkum vláken dopovaných prvky vzácných zemin byla realizace nízkoztrátových Faradayových rotátorů s velkou Verdetovou konstantou pro aplikace v optických izolátorech. Lasery s Nd-dopovaným vláknem čerpané laserovými diodami byly také zkoumány v 70. letech jako účinné, miniaturní zdroje pro optické komunikace. V důsledku rychlého pokroku v prakticky využitelných polovodičových laserech upadla optická vlákna dopovaná prvky vzácných zemin v zapomění. Situace se změnila v polovině osmdesátých let, kdy výzkumný tým na University of Southampton v Anglii, vedený Davidem N. Paynem, ukázal, že ionty prvku vzácné zeminy erbia mohou ve vláknech vyvolat optický zesílení na vlnové délce $1.5 \mu\text{m}$, využívané v komunikačních systémech. Od té doby postupně dochází k široké aplikaci vláken dopovaných prvky vzácných zemin jak v optických vláknových zesilovačích pro využití v telekomunikacích tak také ve vláknových laserech.

Ionty vzácných zemin, přesněji dvoumocné a trojmocné lanthanidy, byly použity jako aktivátory až ve 425 známých laserových krystalech. Ve skleněných materiálech byl pozorován laserový efekt pouze u iontů trojmocných lanthanidů. Jedná se o praseodym(Pr), neodým(Nd), promethium(Pm), samarium(Sm), terbium(Tb), holmium(Ho), erbium(Er), thulium(Tm), yterbium(Yb). Jejich elektronová konfigurace je $[\text{Xe}]4f^{N-1}5s^25p^66s^0$, kde $[\text{Xe}]$ představuje uzavřenou slupkovou konfiguraci xenonu. V této konfiguraci iontu je jeden elektron vzat ze slupky $4f$ a dva ze slupky $6s$, podle energetické posloupnosti, ve které elektrony zaplňují jednotlivé podslupky. Na druhou stranu $N - 1$ vnitřních elektronů slupky $4f$ zůstává stíněno od vnějších



Obrázek 1.5: Schéma energetických hladin Er^{3+} se znázorněnými absorpčními a zářivými přechody. U experimentálně pozorovaných přechodů v křemenném skle jsou uvedeny vlnové délky v nanometrech.

polí vnějšími slupkami $5s$, $5p$, takže $4f \rightarrow 4f$ laserové přechody vykazují relativně ostré spektrální čáry, ve srovnání např. s přechody kovů. Dalším důsledkem je menší citlivost spektrálních vlastností $4f \rightarrow 4f$ přechodu na typ hostitelského materiálu. Pro aplikace v laserech a zesilovačích však ve skutečnosti mají i tyto malé poruchy způsobené hostitelským materiálem významný účinek.

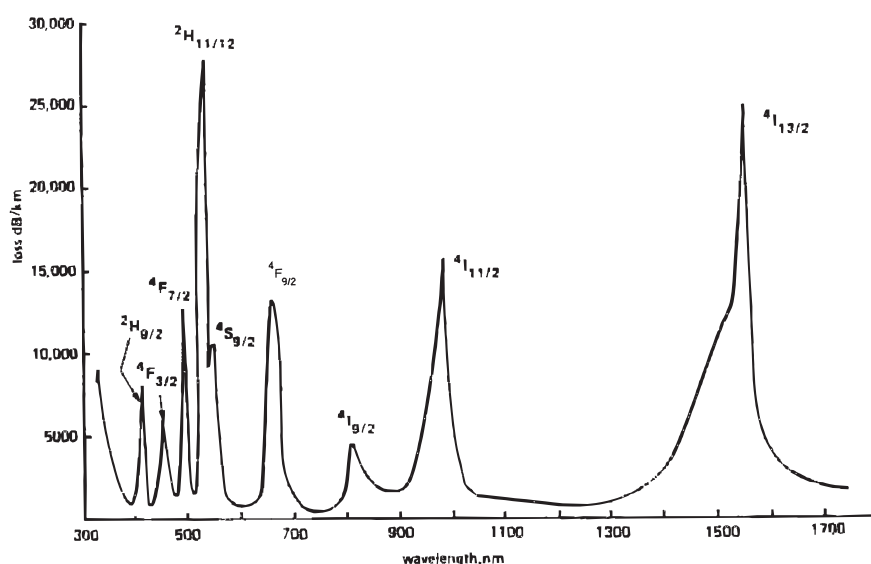
Známé laserové přechody $4f \rightarrow 4f$ u iontů erbia jsou znázorněny na obr. 1.5. Na obrázku jsou též zobrazeny možné absorpční přechody ve viditelné a blízké infračervené oblasti spektra (čerpací pásy) stejně jako možné zářivé přechody. U příslušného přechodu je označení přibližné vlnové délky přechodu v nanometrech, která byla experimentálně pozorována u dopovaných křemenných vláken. Jednotlivé hladiny jsou označeny podle Russel-Soundersovy konvence, vycházející z kvantové atomární teorie.

Diskrétním energetickým hladinám atomu by odpovídalo diskrétní, čárové absorpční a emisní spektrum. Ve skutečnosti však jsou spektrální čáry rozšířeny vlivem různých fyzikálních mechanismů. Spektrální rozšíření šířky čáry je možné rozdělit na homogenní a nehomogenní. V případě homogenního rozšíření, které je způsobené fonony a konečnou délkou doby života atomu na dané vyšší energetické hladině,

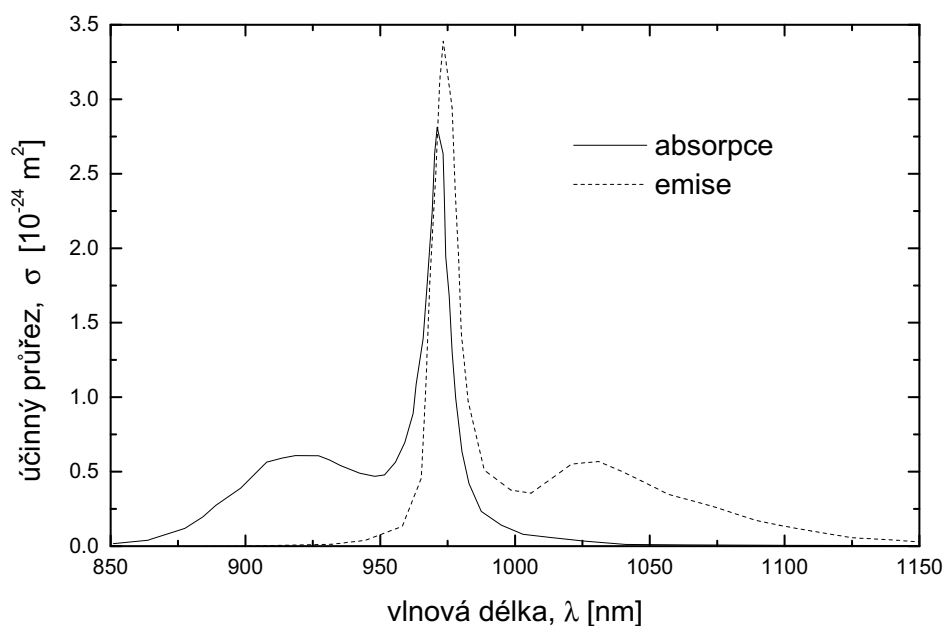
se o všech atomech předpokládá, že jsou identické a mají identické funkce tvaru čáry. Oproti tomu prostředí s nehomogenním rozšířením spektrálních čar je tvořené souborem atomů s rozdílnými vlastnostmi. Mnoho interakcí mezi fotony a atomy vykazuje rozšíření, které lze charakterizovat jako intermediální, ležící mezi čistě homogenním a čistě nehomogenním. V případě prvků vzácných zemin ve skleněných vláknech vesměs převažuje homogenní rozšíření, ovšem projevuje se i nehomogenní, pocházející od rozdílných lokálních polí ve skle.

Obr. 1.6 ukazuje experimentální absorpční spektrum získané měřením spektrálního útlumu hlinito-křemenného Er-dopovaného vlákna [1]. Různé absorpční pásy pozorované v tomto spektru odpovídají absorpčním přechodům zobrazeným v obr. 1.5. Široký a intenzivní absorpční pás v okolí 1530 nm naznačuje, že materiál Er:sklo je silně absorbující prostředí, pokud není excitováno nějakým čerpacím mechanismem. Obr. 3.12 ukazuje fluorescenční spektrum erbia v pásmu významném pro optické komunikace. Pro ytterbium, u kterého je pozorován jen jeden absorpční pás, jsou energetické hladiny znázorněny na obr. 3.11 a absorpční a emisní spektrum na obr. 1.7.

Je zřejmé, že pouhá znalost energetických hladin ještě není dostatečná k tomu, aby bylo možné určit pravděpodobnost přechodu spojenou s jistým párem hladin. Tyto pravděpodobnosti lze vypočítat buď s použitím kvantové teorie při uvažování dvou typů přechodů, elektrického dipólového a magnetického dipólového přechodu (B. R. Judd [48], G. S. Ofelt [49]), nebo pomocí absorpčních a emisních průřezů, vypočtených z experimentálně naměřených absorpčních a fluorescenčních spekter.

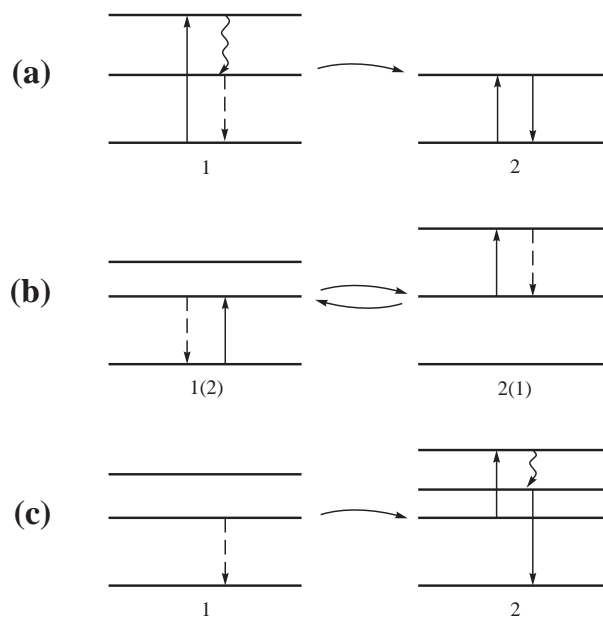


Obrázek 1.6: Typické absorpční spektrum hlinito-křemenného Er³⁺-dopovaného vlákna [1]. Jednotlivé absorpční pásy odpovídají přechodům znázorněným na obr. 1.5.



Obrázek 1.7: Absorpční a emisní spektrum yterbia v křemenném vlákně [2].

Na závěr tohoto oddílu ještě zmíníme některé jevy vznikající vzájemnou vazbou mezi ionty prvků vzácných zemin, které se nacházejí dostatečně blízko sebe. K této situaci může dojít při vysoké koncentraci dopantů ve vlákně, nebo v tzv. shlucích (clusters), které se mohou při dopování vytvořit. Ve vláknech popisovaných v této práci jsou významné tyto jevy: senzitivní luminiscence, fluorescenční zhášení a křížová relaxace. Schematické znázornění jednotlivých procesů je na obr. 1.8. Při senzitivní luminiscenci (sensitized luminiscence) dochází k přenosu energie z donorového iontu (1), na akceptorový iont (2), na kterém je pozorována fluorescence. V $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ dopovaných vláknech se tohoto jevu využívá k čerpání erbiových iontů na metastabilní hladinu. Negativní účinek na činnost vláknových zesilovačů má křížová relaxace (cross-relaxation), kdy donor přenáší energii na akceptor, který však relaxuje na původní energetickou hladinu nezářivě a dochází tak k neúčinné, z hlediska zesilovače či laseru, ztrátě energie jednoho fotonu. U erbiem dopovaných vláken jde o přenos energie mezi dvěma stejnými blízkými ionty, proto se tento jev nazývá také párové zhášení (pair-induced quenching). Významný je především tehdy, dojde-li ke shlukování dopantů. Další jev, který jsme pozorovali u $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ dopovaných vláken, je kooperativní frekvenční přechod na vyšší hladinu (cooperative frequency upconversion). Jde o zvláštní případ křížové relaxace, kdy akceptor je vybuděn na vyšší energetickou hladinu, odkud může nezářivě klesnout na některou z nižších energetických hladin, ze které pak přejde na základní hladinu za současného vyzáření fotonu.



Obrázek 1.8: Některé procesy přenosu energie mezi dvěma blízkými ionty vzácných zemin, donorem (1) a akceptorem (2). (a) senzitivní luminiscence, (b) křížová relaxace - párové zhášení, (c) křížová relaxace - kooperativní frekvenční přechod na vyšší hladinu. Přerušovaná čára symbolizuje deexcitaci donoru za současného předání energie sousednímu iontu (akceptoru). Plná rovná čára pak zářivou excitaci nebo deexcitaci a zvlněná čára nezářivou deexcitaci iontu.

Kapitola 2

Cíle disertace

Předmětem disertační práce je vývoj speciálních optických vláken s dvoujádrovou geometrií a jejich aplikace v kruhovém rezonátoru vláknového laseru. Z tématu práce vyplývají tyto dva hlavní cíle:

- Vyvinout dvoujádrové optické vlákno, které bude spolehlivě pracovat jako lineární vazební člen v oblasti uvažovaných pracovních vlnových délek laseru, tj. v okolí 1550 nm. Ke splnění tohoto záměru je zapotřebí:
 - zpracovat přehled literatury zabývající se problematikou dvoujádrových vlnovodů, především sestavit pokud možno kompletní přehled dosud publikovaných experimentálních prací a parametrů dvoujádrových vláken;
 - vypracovat metodiku návrhu a přípravy dvoujádrových vláknových vazebních členů s požadovanou vazební délkou a vazební účinností, které budou připravovány z jednojádrových preforem s obecným, rotačně symetrickým profilem indexu lomu;
 - charakterizovat vyrobené dvoujádrové vlákno. Kromě využití standardních měřících metod, které jsou na pracovišti v ÚRE k dispozici pro měření optických vláken a jejich preforem, jde zvláště o rozpracování vhodné metody měření vazební délky a vazební účinnosti.
- Ověřit funkci součástky ve vláknovém laseru a to jak numerickým modelováním, tak experimentálně. Vyvíjené dvoujádrové vlákno má sloužit jako sledovací (tracking) filtr pro stabilizaci pracovní vlnové délky a zúžení šířky čáry laseru a jako nelineární přepínač pro pasivní vidovou synchronizaci vláknového laseru. Vzhledem k tomu, že druhá ze zmiňovaných aplikací klade extrémní požadavky na technologii přípravy vlákna, které při současném stavu techniky není možné dodržet, zůstal v rámci disertace jen úkol ověřit funkci TCF jako sledovacího filtru. Tato úloha zahrnuje následující dílčí cíle:

- sestavit teoretický model aktivního vlákna, které má roli zesilujícího média v rezonátoru laseru, a vypracovat metodiku určování parametrů aktivního vlákna;
- sestavit teoretický model dvoujádrového vlákna zahrnující zesílení a ztráty, které vznikají díky dopování jader prvky vzácných zemin;
- na základě numerických simulací kruhového vláknového laseru v cw režimu ukázat vliv dvoujádrového vlákna na šířku čáry a stabilitu pracovní vlnové délky laseru;
- experimentálně ověřit navržené využití dvoujádrového vlákna jako sledovacího filtru.

Kapitola 3

Výsledky disertace

3.1 Návrh, výroba a měření dvoujádrových vláken

3.1.1 Výchozí teoretické vztahy pro návrh TCF

Pro návrh TCF s danými lineárními vazebními charakteristikami byl použit model dvoujádrového vazebního členu vycházející z teorie vázaných vidů popsané podrobně v oddíle 1.2. Krátce zde shrneme praktické závěry důležité pro návrh TCF. Pokud je na začátku vlákna vybuzeno pouze jádro č.1. výkonem $P_1(0)$, pak pro výkon v prvním a druhém jádře v určitém místě z podél vlákna platí tyto vztahy:

$$P_1(z) = P_1(0) \left[1 - F^2 \sin^2 \left(\frac{C}{F} z \right) \right] \quad (3.1)$$

$$P_2(z) = P_1(0) F^2 \sin^2 \left(\frac{C}{F} z \right) \quad (3.2)$$

kde C je vazební koeficient a F vyjadřuje vazební účinnost dvoujádrového vlnovodu. Dochází tedy k periodickému přelévání výkonu mezi jádry s prostorovou periodou rovnou zánějové délce L_b , nebo-li dvojnásobku vazební délky L_c . Pro vazební délku platí:

$$L_c = \frac{\pi F}{2C} \quad (3.3)$$

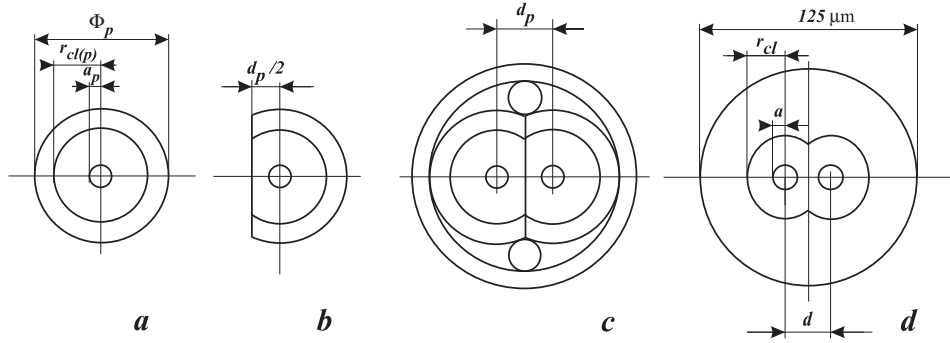
V případě jader se skokovým profilem indexu lomu, které by každé v izolaci od druhého vytvářelo na uvažované pracovní vlnové délce jednovidový vlnovod, platí pro koeficienty C, F tyto aproximativní vztahy [6]:

$$C \cong \frac{\sqrt{2\Delta} U^2 K_0(Wd/a)}{a V^3 K_1^2(W)} \doteq \left\{ \frac{\pi \Delta}{Wda} \right\}^{1/2} \frac{(U)^2 \exp(-Wd/a)}{V^3 K_1^2(W)} \quad (3.4)$$

$$F = \left[1 + \frac{(\Delta\beta)^2}{4C^2} \right]^{-1/2} \quad (3.5)$$

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \cong 2C \frac{\delta a}{a} \left\{ \frac{2Wd}{a\pi} \right\}^{1/2} V^2 K_0^2(W) \exp(Wd/a) \quad (3.6)$$

Význam proměnných je následující: Δ - relativní rozdíl indexů lomu jádra a pláště, U, W - moduly normovaných příčných konstant šíření v jádře a plášti, d - vzdálenost os jader, a - poloměr jádra, δa - odchylka mezi poloměry jader, β_1, β_2 - podélné konstanty šíření v izolovaných vlnovodech tvořených prvním a druhým jádrem, V - normovaná frekvence, K_0, K_1 - modifikované Besselovy funkce druhého druhu nultého a prvního řádu.



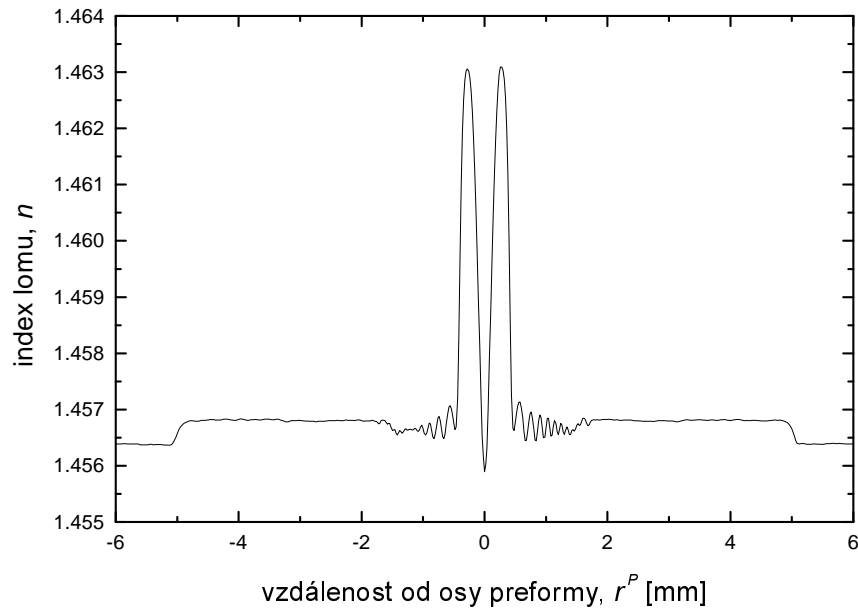
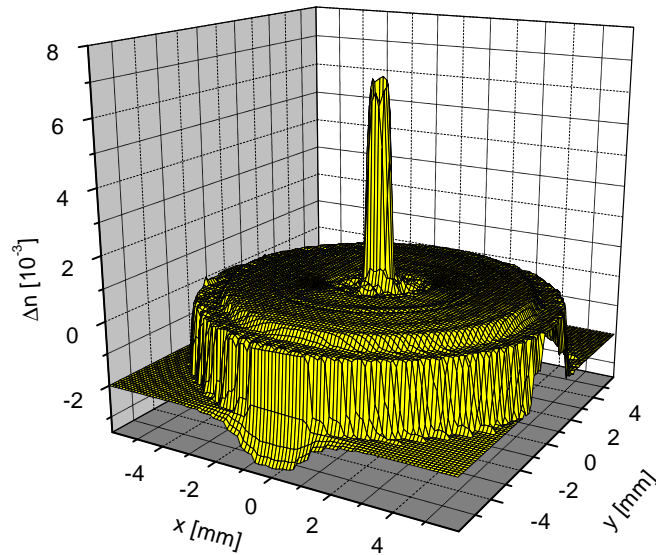
Obrázek 3.1: Postup přípravy doujádrového vlákna: (a) řez typickou preformou jednojádrového vlákna, její průměr je cca 10 mm, (b) po jedné straně zbrošená preforma do tvaru písmene D, (c) doujádrová preforma v přeplášťovací trubce, (d) řez vytaženým vláknem (průměr 125 μm).

Koeficient vazební účinnosti F je roven jedné pouze v idealizovaném případě identických jader, kdy je rozdíl fázových konstant šíření $\Delta\beta = 0$. V případě nestejných jader je poměr výkonu v druhém jádře ku vstupnímu výkonu maximálně F^2 , přičemž podle (3.5) klesá F se zvětšující se odlišností jader a se zmenšující se vazbou mezi vlnovody. Ze vztahů (3.4-3.6) jsme vycházeli při návrhu parametrů a, Δ, d vlákna s požadovanou lineární vazební délkou při dostatečné vazební účinnosti.

3.1.2 Příprava TCF

Postup přípravy vlákna je znázorněn na obr. 3.1. Výchozí jednojádrová válcová preforma má profil indexu lomu navržen tak, aby z ní mohlo být vytaženo jednojádrové vlákno na uvažované pracovní vlnové délce, v našem případě $\lambda \sim 1550$ nm. Typický profil indexu lomu preformy s jádrem dopovaným germaniem změřený na analyzátoru preforem YORK P101 je na obr. 3.2.

Ze znalosti profilu indexu lomu preformy vypočteme ekvivalentní profil se skokovou změnou indexu lomu (ESI - equivalent step-index) pro předpokládané vytažené vlákno. Parametry ESI profilu jsou voleny tak, aby na pracovní vlnové délce byla podélná konstanta šíření β_{ESI} vidu LP_{01} vlákna s ESI profilem totožná s podélnou

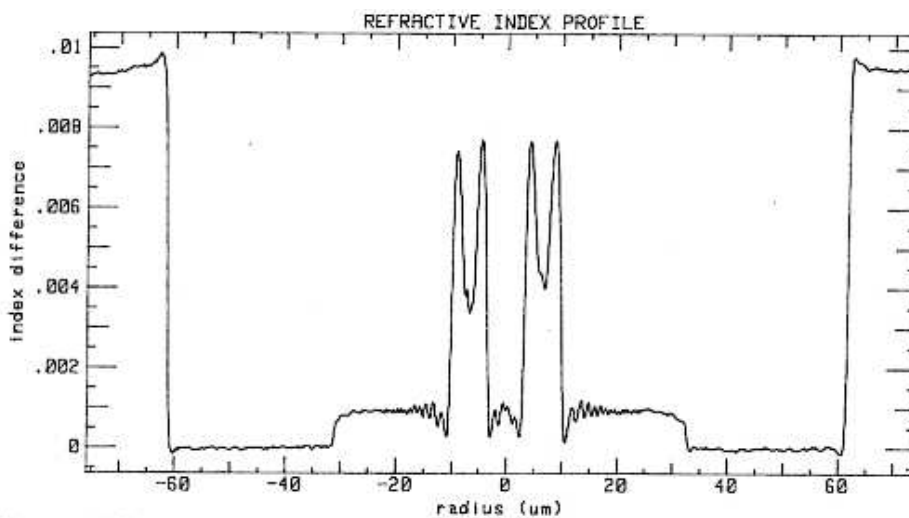
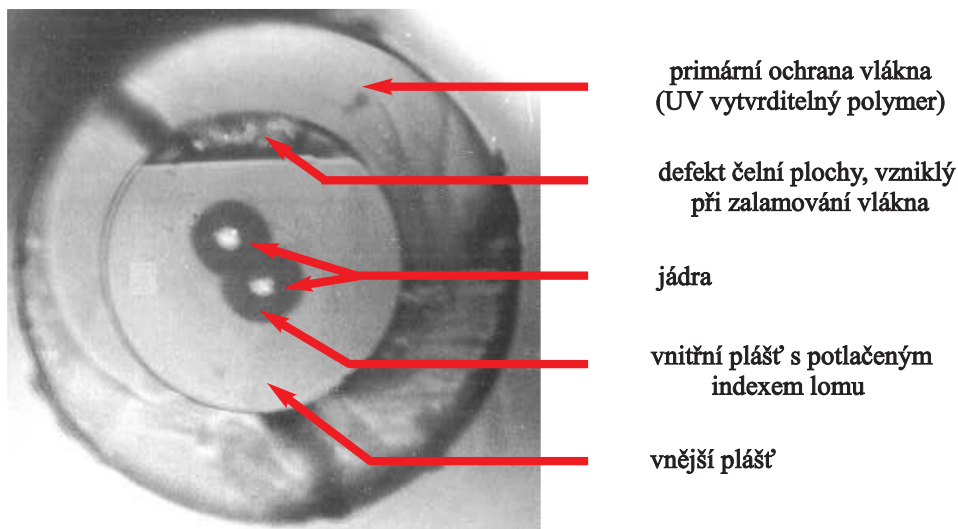


Obrázek 3.2: Profil indexu lomu preformy SG566 změřený na profilometru YORK P101. (a) tomografie v kartézských souřadnicích, (b) řez pod úhlem 120° vůči ose x.

konstantou šíření základního vidu vlákna s reálným profilem indexu lomu. Výpočet konstant šíření vláken s libovolným, rotačně symetrickým profilem indexu lomu a se schodovitým profilem indexu lomu je popsán v příloze A. Dále je požadováno, aby ESI profil splňoval podmínku rovnosti „objemů $n(r)$ “ :

$$\pi r_{ESI}^2 (n_{co(ESI)} - n_{cl}) = 2\pi \int_0^a (n(r) - n_{cl}) r dr \quad (3.7)$$

kde r_{ESI} , $n_{co(ESI)}$ je poloměr jádra a index lomu jádra ESI profilu. Poloha paty profilu jádra a je definována např. jako vzdálenost od osy vlákna, kde $n(r)$ klesne



Obrázek 3.3: Nahoře: mikroskopická fotografie čela TCF s označením SG 492 vyrobeného v ÚRE. Dole: profil indexu lomu vlákna SG120 v řezu procházejícím přibližně osami jader. Změřeno profilometrem YORK S14.

pod úroveň indexu lomu vnějšího pláště (křemenné trubky) n_{cl} . Z hodnot a_{ESI} , Δ_{ESI} určíme podle vztahů (3.4-3.6) parametr d a vzdálenost os jader na preformě d_p .

Vazební koeficient jsme původně počítali numerickou integrací definičního vztahu (1.20) pro změřený profil indexu lomu a jemu příslušné pole základního vidu [50]. Takto získané teoretické vazební charakteristiky se však téměř neliší od charakteristik vypočtených vztahy (3.4-3.6). Toho je dosaženo vhodnou volbou ESI profilu. Vazební koeficient podstatně závisí na konstantě šíření v plášti, proto jsme volili jednu z podmínek určení ESI profilu právě rovnost konstant šíření, místo jinak obvyklé podmínky rovnosti průměru vidového pole.

Preforma je pak napříč rozpůlena a obě části zroušeny tak, že jejich průřez připomíná písmeno D (obr. 3.1b). Poté jsou obě části spojeny k sobě a přeplášťovány. K fixaci preformy s průřezem ve tvaru 2D uvnitř přeplášťovací trubky jsou použity další křemenné tyčky. Protože profil indexu lomu výchozí preformy není přesně stejný po celé délce, jsou dvě poloviny preformy k sobě přiloženy tak, aby místo přepůlení bylo na jednom z konců kompozitní preformy. Potom se dá předpokládat alespoň v části vlákna vytaženém z této části preformy profil indexu lomu jader téměř stejný a vazební účinnost nejméně snížená. Z preformy podle obr. 3.1c je pak taženo vlákno o průměru 125 μm . Mikroskopická fotografie čela dvoujádrového vlákna a profil indexu lomu jsou na obr. 3.3.

Doposud popisovaný technologický postup se běžně užívá pro výrobu TCF, bylo podle něj vyrobeno i první dvoujádrové vlákno [15]. Při našich experimentech jsme použili dvě modifikace výrobního procesu, pokud je nám známo v literatuře zatím nepopsané. Úpravami přípravy vláken jsme chtěli dosáhnout následujícího:

- získat z jedné dvoujádrové preformy úseky TCF s různou vazební délkou,
- zajistit, aby jedno z jader TCF leželo v ose vlákna a bylo tak umožněno snadné svařování TCF se standardními jednojádrovými vlákny.

Abychom z jedné preformy získali úseky vláken s různou vazební délkou, zbrousili jsme v některých experimentech obě části preformy nikoliv paralelně s osou jádra, nýbrž tak, že se osy jader ve výsledné preformě postupně sblíží. Z preformy dlouhé 10 cm je vytaženo cca 1000 m vlákna, takže ačkoliv na úsecích vlákna délek řádu decimetrů až metrů je vzdálenost os jader přibližně konstantní, úseky TCF ze začátku a konce tažení mají výrazně rozdílnou meziosovou vzdálenost jader a tedy i jinou vazební délku.

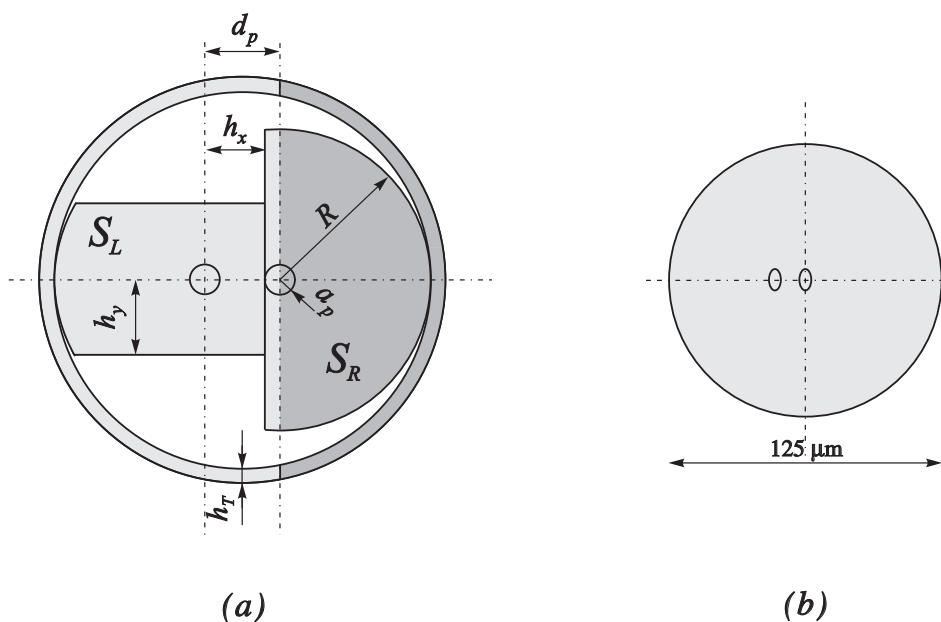
Způsob přípravy preformy pro TCF s jedním jádrem v ose vlákna je patrný z obr. 3.4a. Obě části příčně rozpůlené jednojádrové preformy nejsou zroušeny stejným způsobem, nýbrž tak, aby byl stejný obsah ploch S_L , S_R . Při výpočtu vzdálenosti h_y použijeme vztah pro obsah plochy kruhové úseče $\mathcal{U}(R, h)$ kruhu o poloměru $R = \Phi_p/2$ a vzdálenosti sečny od středu h :

$$\mathcal{U}(R, h) = R^2 \arccos \frac{h}{R} - h\sqrt{R^2 - h^2} \quad (3.8)$$

Obsah ploch S_L , S_R je pak dán vztahy

$$S_L \doteq \left(\frac{S_T}{2} + h_T d_p \right) + \left(\frac{\pi R^2}{2} - \mathcal{U}(R, h_y) \right) + 2h_x h_y + \left(\frac{\pi R^2}{2} - \mathcal{U}(R, d_p - h_x) \right) \quad (3.9)$$

$$S_R \doteq \frac{\pi R^2}{2} + \left(\frac{S_T}{2} - h_T d_p \right) \quad (3.10)$$



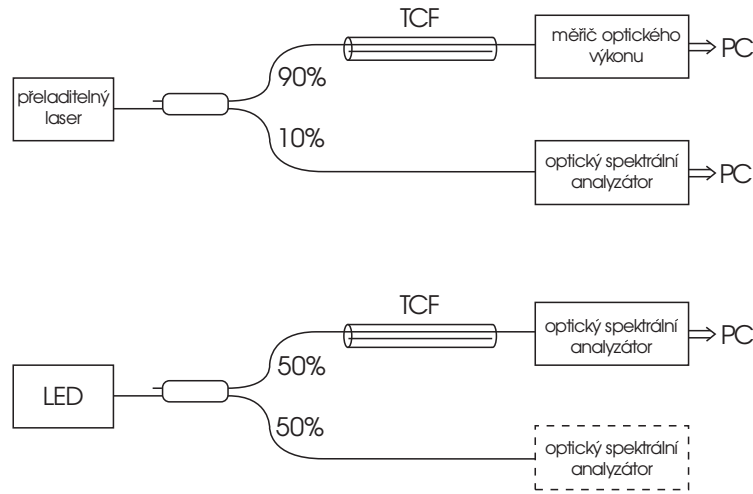
Obrázek 3.4: Příprava TCF s jedním jádrem v ose vlákna pro snadné svařování se standardními optickými vlákny; (a) řez preformou, S_L je plocha levé, světlejší části řezu preformy, S_R je plocha pravé, tmavší části řezu; (b) řez vytaženým vláknem.

kde S_T je plocha příčného řezu přeplášťovací trubky, význam ostatních proměnných je zřejmý z obr. 3.4a. Obsah ploch řezu přeplášťovací trubky, t.j. první člen na pravé straně rovnice (3.9) a poslední člen na pravé straně rovnice (3.10), je vyjádřen přibližným vztahem, obsahy jednotlivých částí ploch řezu jsou vyjádřeny přesnými vztahy. Vzdálenost h_x volíme maximální možnou vzhledem k poloměru jádra, tj. $h_x = d_p - a_p$ a vzdálenost h_y dopočteme numerickým řešením trigonometrické rovnice $S_L = S_R$. Vlivem povrchového napětí skla při tažení dojde k uspořádání jader vytaženého TCF přibližně podle obr. 3.4b, kdy jedno z jader bude uprostřed vlákna a obě jádra budou mít eliptický tvar.

3.1.3 Měření vazební délky

Přesná znalost vazební délky je potřebná ve většině aplikací TCF - podle ní se určuje jak dlouhé vlákno má být v dané aplikaci použito - a při jejím měření se také ověří funkčnost vyrobeného vlákna jako lineárního vazebního členu. Bylo publikováno několik metod pro měření vazební délky. Nejméně náročnou na přístrojové vybavení, zato však zdlouhavou a málo přesnou je „cutback“ metoda [15], při které je vlákno po malých kouscích zkracováno a odděleně měřen výkon z prvního a z druhého jádra. V [51] je popsána metoda využívající pro měření L_c elasto-optického jevu. Dalším způsobem, jehož základní princip jsme použili i zde, je spektrální metoda [23]. Při této metodě se změřená přenosová funkce $T_m(\lambda)$ dvoujádrového vlákna, buzeného

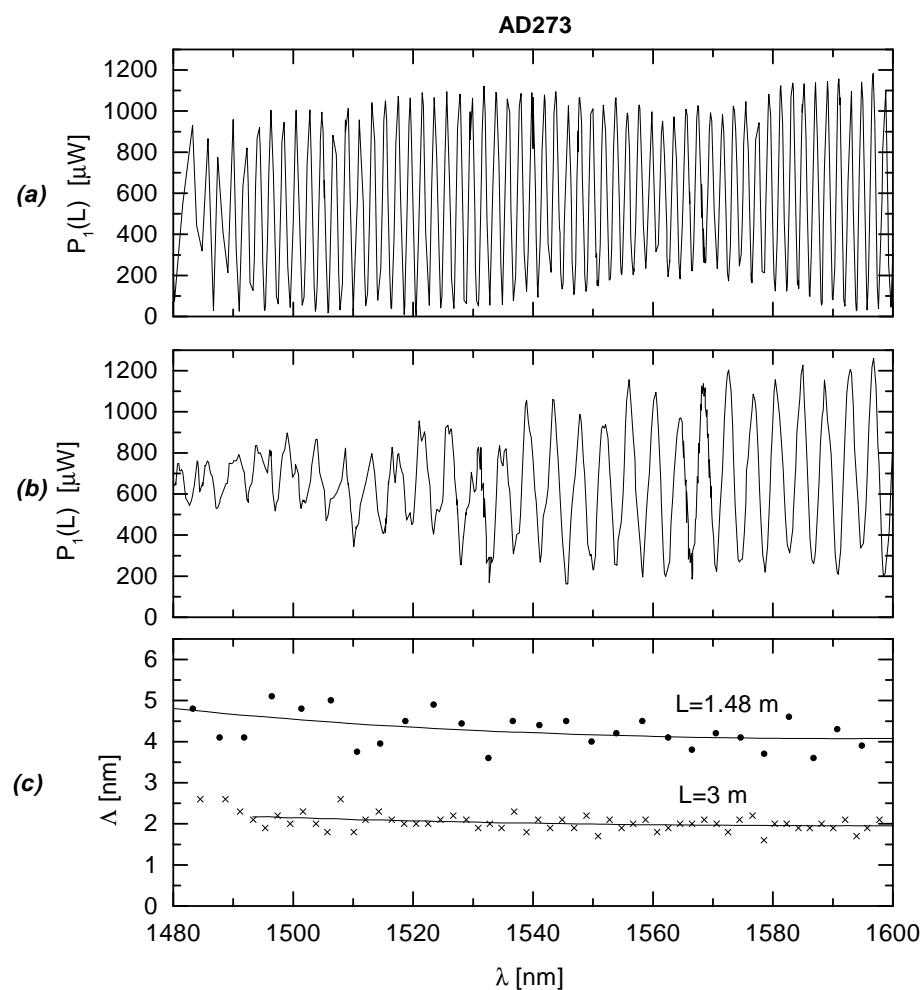
pouze v jednom jádře, proloží přenosovou funkcí vypočtenou numericky pro různé hodnoty vlnovodných parametrů vlákna.



Obrázek 3.5: Experimentální uspořádání pro měření přenosové funkce TCF. Vstup i výstup z TCF byl realizován navařením standardního jednojádrového jednojádřového vlákna k jednomu z jader TCF.

Schéma experimentálního uspořádání měření přenosové funkce je na obr. 3.5. Používali jsme dva zdroje záření. Nejprve to byl polovodičový laser E-TEK přeladitelný v rozsahu 1440 - 1610 nm, viz obr. 3.5a. Výstupní výkon z přeladitelného laseru byl rozdělen bikonickým svařovaným vláknovým děličem s dělicím poměrem 90:10 (nezávislým na λ v uvažovaném spektrálním rozsahu), 10% bylo přivedeno k optickému spektrálnímu analyzátoru ANDO pro určení vlnové délky signálu a 90% k jednomu z jader TCF. Selektivní vybuzení pouze jednoho jádra bylo zajištěno navařením jednojádřového vlákna Corning Flexcore 1060 s průměrem jádra cca $6\mu\text{m}$ na jedno z jader TCF. Sváření jsme prováděli ve svářečce optických vláken Ericsson FSU 925. Pokud jsme napojovali TCF s jádry symetricky umístěnými vůči ose TCF, konce vláken jsme nastavili vůči sobě v ručním režimu nastavení konců vláken tak, aby spoj měl minimální ztráty. Pro oceňování optických ztrát jsme používali mimo svářečku umístěný He-Ne laser a detektor optického výkonu. V tomto případě jsme vzhledem k značnému offsetu plášťů vláken museli použít snížený svařovací proud, aby vlivem povrchového napětí roztaveného skla v místě sváru nedošlo k posuvu konců vláken a tím i posuvu vzájemného nastavení jader. Podobný postup byl použit i v [26]. Svářečku Ericsson FSU 925 lze použít i pro automatické napojování TCF [52], ovšem tento program nemáme k dispozici. Napojování TCF s jádrem uprostřed se provedlo jednoduše v automatickém režimu svářečky, kdy se konce vlákna vůči sobě nastavují podle svých plášťů.

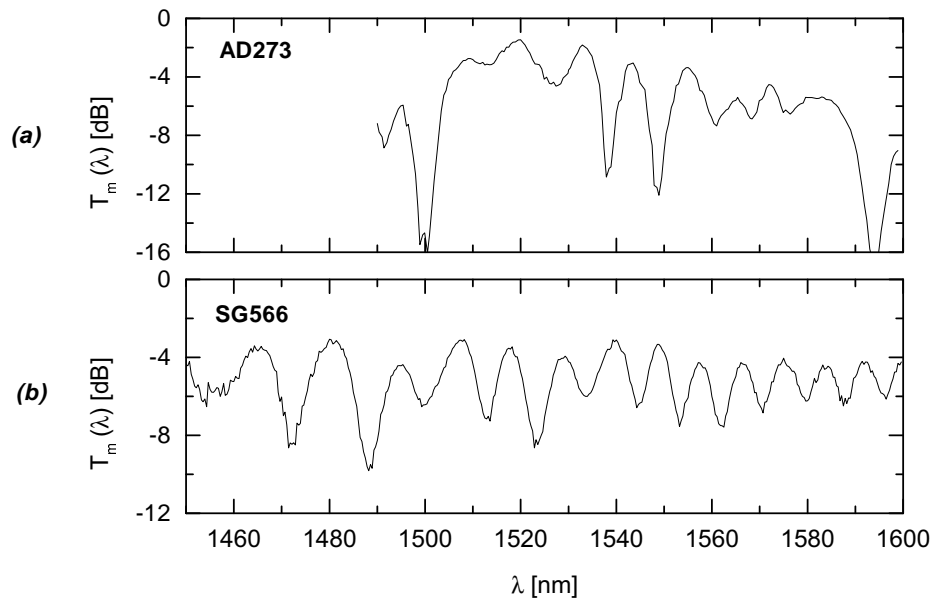
Stejným způsobem jako při navazování záření do vlákna byl pak optický výkon z TCF vyveden na měřič optického výkonu. Odečítání vlnové délky a optického



Obrázek 3.6: Výstupní optický výkon z jednoho jádra vlákna AD273 dvou délek. (a) $L=3\text{ m}$, (b) $L=1.48\text{ m}$. Závislost byla měřena pomocí přeladitelného polovodičového laseru E-TEK v režimu konstantního optického výkonu (1.2 mW). Graf (c) zobrazuje závislost vzdálenosti sousedních maxim propustnosti na vlnové délce.

výkonu se provádělo po sběrnici GP-IB počítačem. Změřená přenosová funkce vzorku TCF s označením AD273 dlouhého 3 m je zobrazena na horním v grafu na obr. 3.6a a vzorku zkráceného na 1.48 m pak v grafu obr. 3.6b. Vláknem bylo volně položeno na odpružené podložce, protože jinak se u něj již výrazně projevoval vliv ohybů a zkrutu vlákna. Pro srovnání je v grafu obr. 3.7a zobrazena přenosová funkce 3 m vlákna AD273 pevně navinutého na kotoučku o průměru 16 cm .

Uspořádání měření přenosové funkce podle obr. 3.5a jsme použili ještě v případě erbiem dopovaného TCF AD262. Abychom ocenili vliv absorpce záření na vazební délku, měřili jsme jednou při nízké úrovni signálu přeladitelného laseru ($200\ \mu\text{W}$),

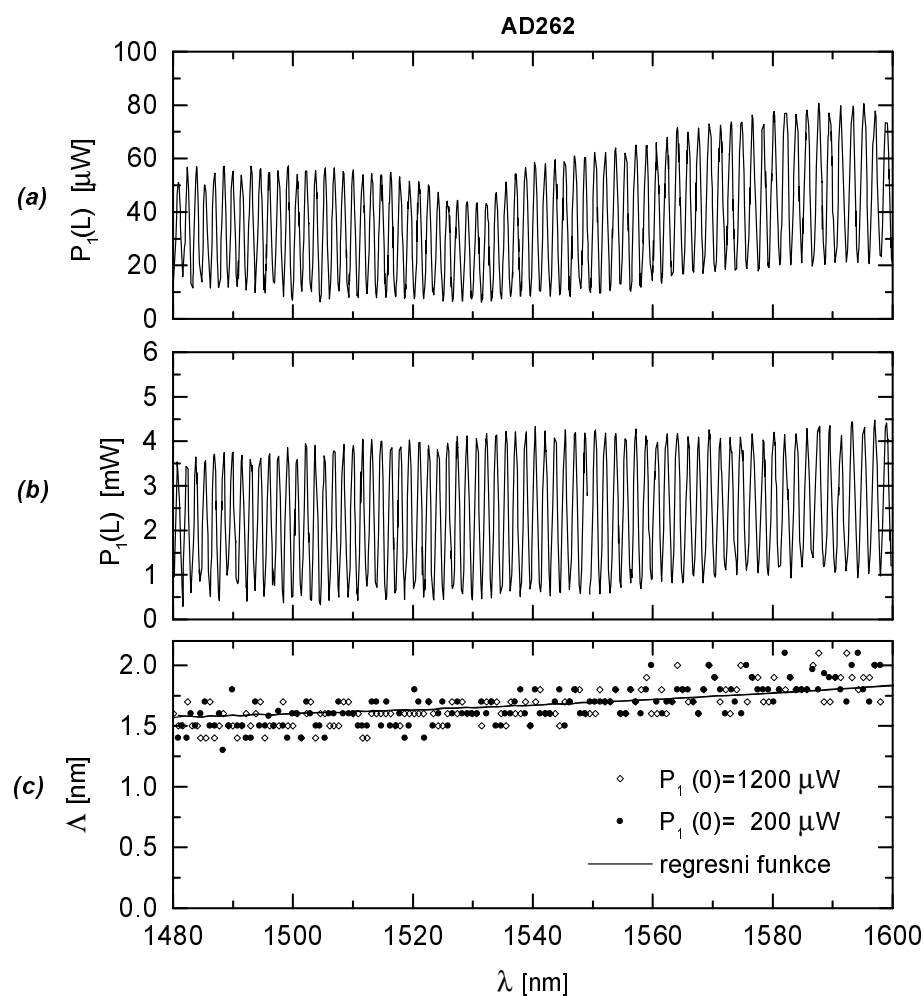


Obrázek 3.7: Ukázka degradace vazební účinnosti zkrutem a ohybem u dvou TCF navinutých na cívce. (a) transmittance vlákna AD273 dlouhého 3m, průměr cívky 16 cm, (b) transmittance vlákna SG566 dlouhého 1m, průměr cívky 10 cm.

kdy saturace absorpce byla zanedbatelná. V grafu na obr. 3.8a se zřetelně projevuje absorpční spektrum¹ erbia, zvláště absorpční maximum na vlnové délce kolem 1530 nm. Při úrovni 10 mW, viz obr. 3.8b, je absorpce saturována (vybělena), není zde již patrná modulace transmittance TCF vlivem absorpce na iontech erbia.

Na obr. 3.5b je uspořádání měření transmittance TCF se širokopásmovým zdrojem, kterým může být halogenová žárovka nebo LED. Vzhledem k tomu, že spektrální hustota výkonu polovodičového zdroje záření je až o dva řády větší, a přitom zdroj poskytuje dostatečnou šířku pásma, jsme dali přednost LED. Výhodou tohoto způsobu měření přenosové funkce TCF oproti přeladitelnému je jeho rychlost. Spektrální závislost optického výkonu vystupujícího z jednoho jádra TCF se změří na spektrálním analyzátoru během několika sekund, kdežto ruční přeladování laseru E-TEK přes zkoumaný interval vlnových délek trvá několik hodin. Centrální vlnová délka použité LED byla $\lambda_c = 1535$ nm, spektrální šířka v polovině maxima FWHM=110 nm a optický výkon $31 \mu\text{W}$ při budícím proudu 100 mA. Vláknový dělič má dělicí poměr 50:50, opět spektrálně nezávislý. Změřená transmittance vlákna SG566 tří různých délek je na obr. 3.9a,b,c. Při měření těchto transmittancí bylo vlákno volně položené na optickém stole. Na transmittanci vlákna namotaného na

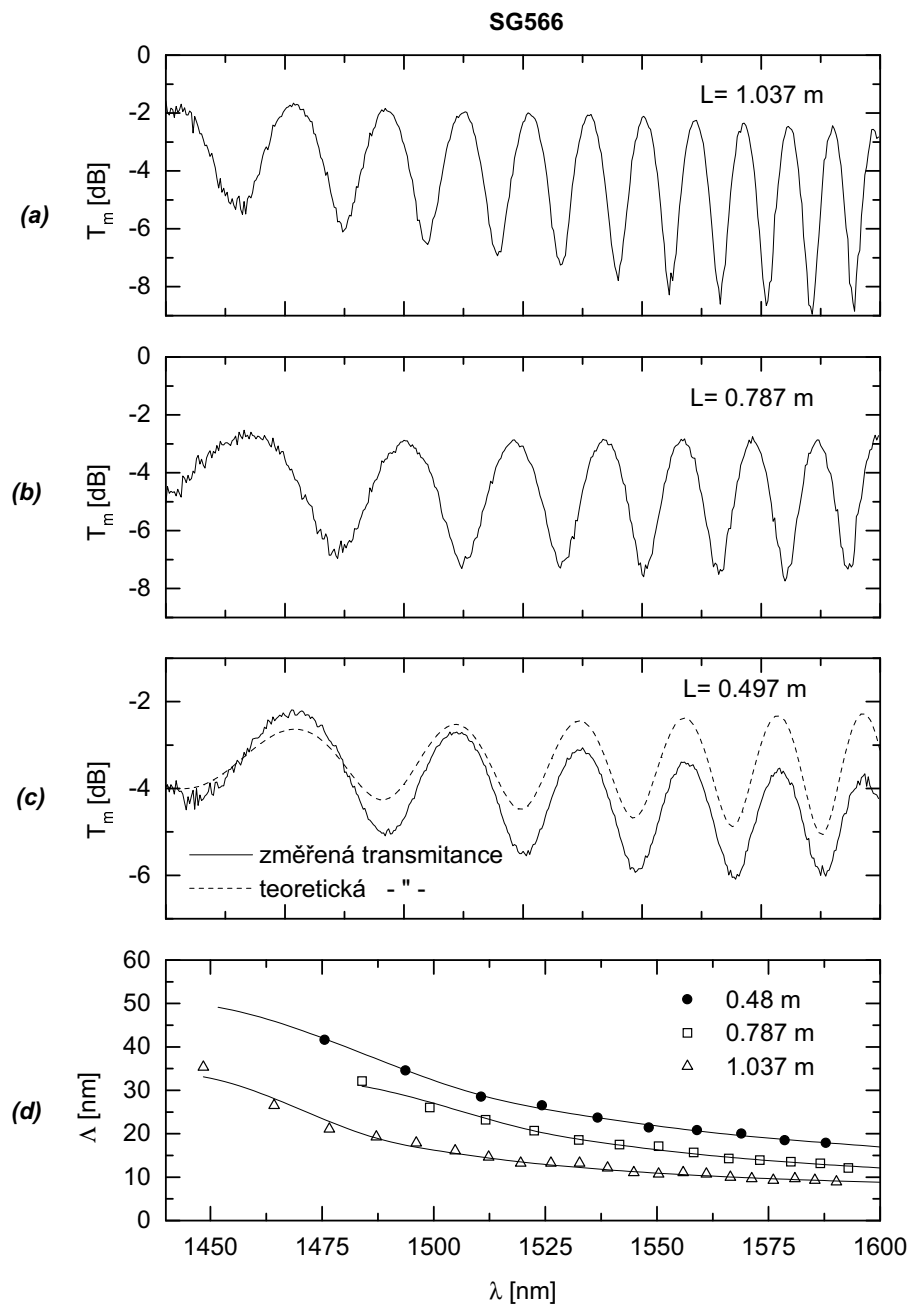
¹Spektroskopické vlastnosti erbia jsou blíže popsány v oddíle 1.3, jeho absorpční spektrum je na obr. 1.6, detailněji v pásmu kolem 1500 nm pak na obr. 3.12.



Obrázek 3.8: Optický výkon vystupující z jednoho jádra vlákna AD262 dlouhého 0.48 m v závislosti na vlnové délce přeladitelného laseru. (a) vstupní výkon $200 \mu\text{W}$, (b) vstupní výkon 12 mW , (c) funkce vzdálenosti maxim, resp. minim $\Lambda_m(\lambda)$.

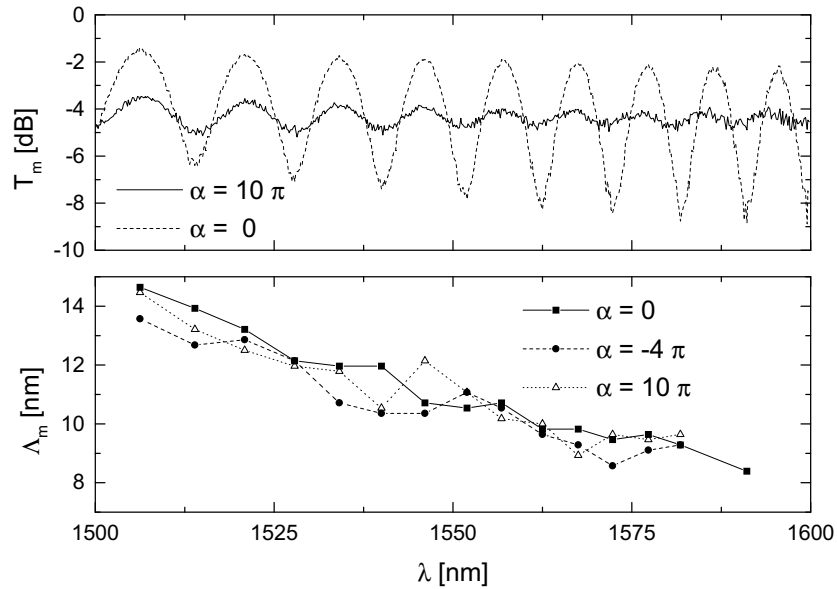
cívce, viz obr. 3.7b, je již patrná degradace vazby mezi jádry vlivem ohybů.

Při vlastní nelineární regresi jsme neprokládali přímo naměřené body funkce $T_m(\lambda)$, nýbrž body funkce $\Lambda_m(\lambda)$, která udává vzdálenosti sousedních lokálních maxim resp. minim transmittance TCF. Graf funkce $\Lambda_m(\lambda)$ je uveden vždy pod grafy příslušných transmittancí $T_m(\lambda)$, tedy na obr. 3.6c, 3.8c, 3.9d. I když tento postup (výrazně) komplikuje programování regresního procesu, je pro něj pádný důvod. Funkci $T_m(\lambda)$ totiž není pro daný vzorek vlákna reprodukovatelně měřitelná, zatímco $\Lambda_m(\lambda)$ ano. Zjistili jsme, že hloubka modulace transmittance závisí na zkrutu vlákna. Transmittance vlákna SG566 pro několik hodnot úhlu zkroutení, kdy je změna hloubky modulace nejvýraznější, je na obr. 3.10a. Funkce $\Lambda_m(\lambda)$ naopak na zkrutu vlákna téměř nezávisí, jak je vidět z obr. 3.10b. Změna hloubky modu-



Obrázek 3.9: Transmittance vlákna SG566 tří různých délek L . Na spodním grafu (d) jsou vyneseny příslušné změřené hodnoty $\Delta_m(\lambda)$ a regresní funkce $\Delta_{th}(\lambda)$ vzdálenosti maxim, resp. minim.

lace souvisí pravděpodobně s vazbou mezi jádry přes plášťové vidy. Tento jev však nemáme teoreticky vysvětlen a pokud je nám známo, ani v literatuře není popsán. Změna vazební účinnosti, ovšem za současné změny vazební délky, byla pozorována u tzv. „spun“ vláken [53]. Tyto vlákna jsou charakteristická tím, že pás určený oběma jádry se spirálovitě stáčí podél vlákna s prostorovou periodou většinou řádu cm. Používají se v optovláknových senzorech. Teoreticky byl tento jev vysvětlen v práci [54]. Při vysvětlení jevu ale není uvažována anizotropie zavedená mechanickým pnutím při zkrutu vlákna, která vskutku u „spun“ vláken být nemusí, ovšem v našem případě při zkrucování vlákna je vedle geometrické změny - stáčení pásu vytknutého jádru - vždy přítomná.



Obrázek 3.10: Vliv zkrutu TCF na transmitanci vlákna SG566. (a) Transmitance $T_m(\lambda)$ s maximální hloubkou modulace naměřená pro úhel zkrutu $\alpha = 0$, téměř shodnou funkci jsme změřili i pro $\alpha = 6\pi$, a $T_m(\lambda)$ s minimální hloubkou modulace pro $\alpha = 10\pi$; (b) funkce vzdálenosti maxim, resp. minim $\Lambda_m(\lambda)$ pro tři různé úhly zkrutu vlákna.

Teoretický model TCF obsahuje čtyři variabilní parametry: poloměr jádra a , relativní diferenci poloměrů obou jader vyjádřenou v procentech δa , vzdálenost mezi osami jader d a numerickou aperturu NA . Dosazením konkrétních parametrů TCF do rovnic (3.1), (3.4-3.6) dostaneme teoretickou transmitanci $T_t(\lambda)$ pro určitou délku vlákna a vlnovou délku. Pro vlnové délky λ_i dvou sousedních extrémů funkce $T_t(\lambda)$ jednoho typu, např. maxim, získáme z (3.1) tuto podmínku

$$\frac{C}{F}(\lambda_{i+1})L = \frac{C}{F}(\lambda_i)L + \kappa\pi, \quad (3.11)$$

i je pořadové číslo extrému. Funkce C je rostoucí funkcí λ , podíl C/F však obecně může být i klesající, popř. může mít v daném intervalu vlnových délek $\lambda = (\lambda_1, \lambda_2)$ extrém. Proto proměnná κ může nabývat tří hodnot $\kappa = \pm 1, 0$. Regresní program pro každou sadu regresních parametrů $a, \delta a, d, NA$ nalezne v daném intervalu (λ_1, λ_2) všechny vlnové délky splňující podmínku (3.11). Funkce Λ_t pak nabývá hodnot

$$\Lambda_t \left(\frac{\lambda_{i+1} + \lambda_i}{2} \right) = \lambda_{i+1} - \lambda_i. \quad (3.12)$$

Spojité průběh funkce je pak získán interpolací kubickými splajny. Odhad regresních parametrů se provádí metodou nejmenších čtverců. Prostor pravděpodobných hodnot parametrů a, NA volíme z měření profilu indexu lomu preformy a navrhovaného poměru průměru preformy ku průměru vlákna, δa by u preforem s germaniem dopovaným jádrem neměla překročit 5%. Vzdálenost os jader d lze změřit přesně a jednoduše ze zobrazení čela vlákna pod mikroskopem nebo z měření profilu indexu lomu zařízením YORK S14. U prokládané diskretní funkce Λ_m je vynesena i spojitá funkce Λ_t vypočtená pro nejlepší odhad regresních parametrů, viz obr. 3.6c, 3.8c, 3.9d.

Po nalezení regresních parametrů TCF je spočítán odhad kovarianční matice, jejíž diagonální prvky jsou odhadem rozptylu nebo-li variance σ^2 příslušných regresních parametrů [55], str. 743. Vzhledem k tomu, že tzv. předpovědní intervaly prokládané funkce lze explicitně vyjádřit pomocí regresních parametrů pouze v případě lineární regrese, vzali jsme jako odhad variance regresní funkce $\Lambda_t(\lambda)$ pro všechny $\lambda = (\lambda_1, \lambda_2)$ hodnotu

$$\sigma_{\Lambda}^2 \doteq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\Lambda_m(\lambda_i) - \Lambda_t(\lambda_i)]^2, \quad (3.13)$$

kde N je počet maxim a minim změřené transmitance. Vazební délka je dána pro sadu regresních parametrů vztahem (3.3). Odhad její směrodatné odchylky σ_{L_c} ze směrodatné odchylky σ_{Λ} vychází z následující úvahy. V malém okolí jisté vlnové délky λ se nabízí nahradit přenosovou funkcí

$$T(\lambda) = \left[1 - F^2(\lambda) \sin^2 \left(\frac{C}{F}(\lambda)L \right) \right], \quad (3.14)$$

funkcí

$$\tilde{T}(\lambda) = \left[1 - \mathcal{F}^2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\tilde{\Lambda}} \lambda \right) \right], \quad (3.15)$$

kde \mathcal{F} , $\tilde{\Lambda}$ jsou v uvažovaném malém okolí λ konstanty. Po několika algebraických úpravách získáme vztah mezi vazební délkou $L_c = \pi F / (2C)$ a proměnnou $\tilde{\Lambda}$

$$L_c = \frac{L\tilde{\Lambda}}{2\lambda + 4\mathcal{K}\tilde{\Lambda}}, \quad (3.16)$$

\mathcal{K} je celé číslo, jehož velikost pro dané regresní parametry, vlnovou délku λ a $\tilde{\Lambda} = \Lambda_t(\lambda)$ z této rovnice spočítáme. Odhad směrodatné odchylky vazební délky je pak

určen vztahem

$$\sigma_{L_c} = \frac{dL_c}{d\Lambda} \sigma_{\Lambda} = \frac{2\lambda L}{(2\lambda + 4\mathcal{K}\Lambda)^2} \sigma_{\Lambda} \quad (3.17)$$

Vypočtené vazební délky spolu s regresními parametry a příslušnými směrodatnými odchylkami jsou pro měřená tři vlákna AD273, AD262 a SG566 uvedeny v tabulkách 3.1, 3.2 a 3.3.

délka vlákna [m]	1.037	0.787	0.497
a [μm]	3.05 ± 0.14	3.14 ± 0.10	3.08 ± 0.05
δa [%]	3.15 ± 0.24	3.35 ± 0.24	2.87 ± 0.17
NA	0.13 ± 0.003	0.13 ± 0.003	0.134 ± 0.002
d [μm]	12.75 ± 0.14	12.75 ± 0.14	12.75 ± 0.14
L_c [mm] pro $\lambda = 1550$ nm	2.53 ± 0.08	2.45 ± 0.05	2.653 ± 0.03
graf $T(\lambda)$	obr. 3.9a	obr. 3.9b	obr. 3.9c

Tabulka 3.1: Změřené parametry vlákna SG566.

délka vlákna [m]	3.0	1.48
a [μm]	2.74 ± 0.03	2.64 ± 0.18
δa [%]	0.7 ± 0.03	0.8 ± 0.1
NA	0.117 ± 0.001	0.119 ± 0.003
d [μm]	17.48 ± 0.03	17.48 ± 0.03
L_c [mm] pro $\lambda = 1550$ nm	7.54 ± 2.40	7.27 ± 2.31
graf $T(\lambda)$	obr. 3.6a	obr. 3.6b

Tabulka 3.2: Změřené parametry vlákna AD273.

vst. výkon [μW]	200	10000
a [μm]	1.48 ± 0.01	1.48 ± 0.01
δa [%]	0.0 ± 0.3	0.0 ± 0.4
NA	0.247 ± 0.001	0.247 ± 0.001
d [μm]	5.95 ± 0.05	5.95 ± 0.05
L_c [mm] pro $\lambda = 1550$ nm	0.669 ± 0.114	0.668 ± 0.116
graf $T(\lambda)$	obr. 3.8a	obr. 3.8b

Tabulka 3.3: Změřené parametry erbiem dopovaného vlákna AD262.

3.1.4 Parametry zkoumaných TCF

V tabulce 3.4 jsou uvedeny základní parametry dvoujádrových vláken zkoumaných v rámci disertační práce. Kromě vláken s označením SG, vyrobených v technologické laboratoři optických vláken ÚRE, jsou uvedena i vlákna, která byla získána od Grahama R. Atkinse z Australian Photonics Cooperative Research Centre, University of Sydney. Kontakt s tímto pracovištěm byl navázán během česko-australského semináře pořádaného ČVUT v Praze a Grantovou agenturou České republiky v roce 1997.

označení vlákna	datum tažení	parametry TCF					
		a [μm]	d [μm]	λ_{co} [nm]	NA	pro $\lambda = 1550$ nm	
						L_c [mm]	F^2
SG492	5.12.1996	4	25	< 600	0.05	-	0
SG248	30.7.1997	3.8	31.9 ÷ ÷39.6	1200	0.12	-	0
SG120	14.5.1998	3.7	13.4	-	0.138	-	-
SG566/II.	9.7.1998	3.1	12.75	1300	0.13	2.5	~ 0.8
SG611/I.	1.4.1999	2.83	11.4 ÷ ÷15.4	970	0.13	?	?
AD273_01C		2.7	17.48	865	0.12	7.5	0.8
AD262 Er		1.48	5.95	897	0.247	0.67	~1.

Tabulka 3.4: Vlnovodné parametry zkoumaných dvoujádrových vláken. Význam proměnných: a - poloměr jader, d - vzdálenost os jader, λ - vlnová délka, NA - numerická apertura, L_c - vazební délka, F^2 - vazební účinnost TCF.

K některým vláknům ještě uvedeme několik poznámek. Vlákno SG492 byl první technologický experiment, kdy se podařilo připravit vlákno s dvoujádrovou geometrií. Vlákno SG248 bylo první TCF připravované se sbíhajícími se osami jader. Vzdálenost jader však je tak velká, že každé tvoří na druhém nezávislý vlnovod. Opakovaným měřením mezní vlnové délky obou těchto vlnovodů ohybovou metodou jsme zjistili, že normované frekvence V_1 a V_2 obou vlnovodů se liší o 3%. Z toho lze soudit, že z jedné jednojádrové preformy je možné vyrobit dvoujádrové vlákno s přibližně 3% tolerancí shody poloměrů jader. Preforma SG120 měla vnitřní plášť se zvýšeným indexem lomu, který ve vytaženém vlákně vytvářel mnohavidový vlnovod, viz obr. 3.3 dole. Vybuzení vlastních vidů tohoto vlnovodu prakticky znemožnilo využít vlákno SG120 jako lineární vazební člen. U experimentálního vlákna SG566/II. bylo cílem vytvořit dvoujádrový vlnovod s jedním jádrem uprostřed vlákna. Přestože

vysunutí jádra od středu vlákna bylo 2.5 μm , bylo možné jej svařovat v automatickém režimu svařečky s relativně nízkými ztrátami spoje (<1 dB). Toto vlákno bylo také prvním dvoujádrovým vláknem vyrobeným v našem ústavu, které pracovalo jako lineární vazební člen. Vlákno SG611 bylo připraveno v průběhu dokončování disertace a nebyly u něj ještě měřeny vazební délka a vazební účinnost.

3.2 $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dopované optické vlákno

3.2.1 Teoretický model

Schéma energetických hladin systému $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ je zobrazeno na obr. 3.11. Při čerpání na vlnové délce $\lambda_p = 1064$ nm, je jediným čerpacím mechanismem erbia na vyšší hladinu senzibilace yterbiem. Čerpací energie je absorbována yterbiovým iontem na základní hladině $^2F_{7/2}$. Z yterbiových iontů excitovaných na hladinu $^2F_{5/2}$ dochází k přenosu energie sousedním iontům erbia na základní hladině $^4I_{15/2}$, které jsou vybudeny na čerpací hladinu $^4I_{11/2}$, odkud rychle relaxují na metastabilní hladinu $^4I_{13/2}$. Protože doba života erbia na hladině $^4I_{11/2}$ je velmi krátká ve srovnání s převrácenou hodnotou rychlosti přenosu z yterbia, je možné zanedbat zpětný přenos energie z erbia na čerpací hladině iontům yterbia na základní hladině. Ve fosfátových sklech má doba života erbia na hladině $^4I_{11/2}$ hodnotu $\approx 10^{-6}$ s, zatímco převrácená hodnota rychlosti přenosu energie $1/(C_{tr}n_t^{Er}) \approx 10^{-4}$ s [56], takže tato aproximace je oprávněná. Doba života iontu erbia na metastabilní hladině τ^{Er} je kolem 10 ms, je tedy možné zanedbat ze stejného důvodu i populaci na hladině $^4I_{11/2}$.

Rychlostní rovnice pro atomové populace na excitovaných hladinách (n_2) jsou

$$\frac{\partial n_2^{Yb}}{\partial t} = R_a n_1^{Yb} - R_e n_2^{Yb} - \frac{1}{\tau^{Yb}} n_2^{Yb} - C_{tr} n_2^{Yb} n_1^{Er}, \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial n_2^{Er}}{\partial t} = W_a n_1^{Er} - W_e n_2^{Er} - \frac{1}{\tau^{Er}} n_2^{Er} + C_{tr} n_2^{Yb} n_1^{Er}, \quad (3.19)$$

kde W_a a W_e jsou rychlosti absorpce a stimulované emise na signálových vlnových délkách a analogicky R_a a R_e jsou rychlosti na čerpací vlnové délce, n_1 označuje populace na základních hladinách. Všechny tyto veličiny jsou obecně funkcemi polohy r, φ, z a času. Doby života iontů na excitačních hladinách $^4I_{13/2}$ a $^2F_{5/2}$ jsou τ^{Er} a τ^{Yb} . Koeficient C_{tr} popisuje přenos energie mezi yterbiem a erbiem. O rozložení celkové hustoty dopování n_t^{Er}, n_t^{Yb} iontů erbia a yterbia předpokládáme, že je konstantní ve válci o poloměru b , jehož osa rotační symetrie je shodná s osou vlákna. Populace iontů na jednotlivých hladinách splňují rovnice zachování

$$n_t^{Yb} = n_1^{Yb} + n_2^{Yb}, \quad (3.20)$$

$$n_t^{Er} = n_1^{Er} + n_2^{Er}. \quad (3.21)$$

Předpokládáme-li rotačně symetrický profil indexu lomu a vybudení pouze základního vidu na vlnových délkách signálu i čerpání, je příčné rozložení elektrického

pole závislé jen na souřadnici r . Tedy i rychlosti absorpce závisí pouze na radiální souřadnici a jsou dány vztahy

$$R_a(r, z) = \frac{\sigma_a^{Yb}(\nu_p)}{h\nu_p} P_p(z) |E_N(r, \nu_p)|^2, \quad (3.22)$$

$$W_a(r, z) = \int_0^\infty \frac{\sigma_a^{Er}(\nu)}{h\nu} P_\nu(z, \nu) |E_N(r, \nu)|^2 d\nu, \quad (3.23)$$

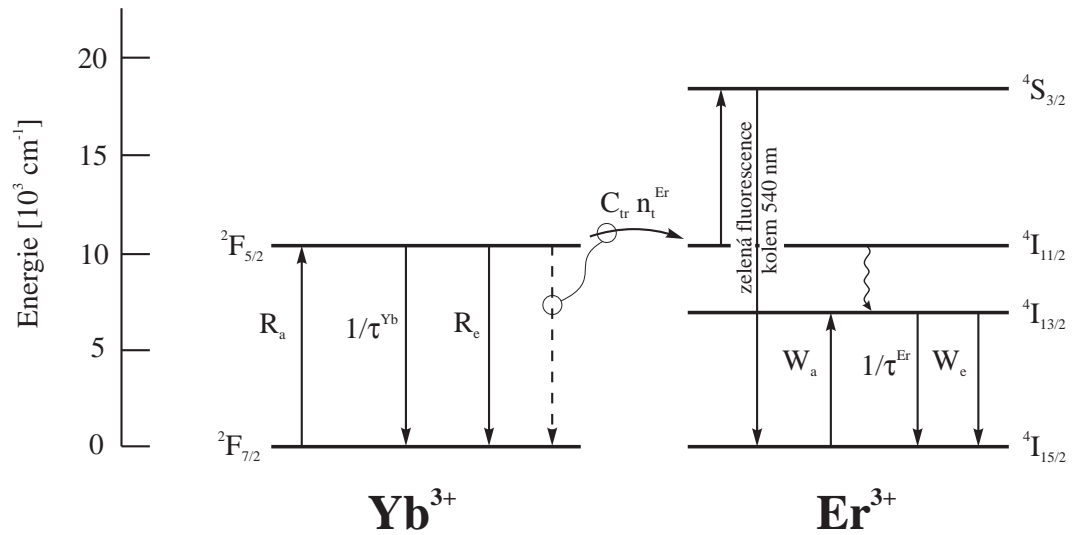
kde σ_a je absorpční účinný průřez, h Planckova konstanta, $P_p(z)$ čerpací výkon v bodě z podél vlákna a $P_\nu(z, \nu)$ spektrální výkonová hustota v oblasti signálových vlnových délek podél vlákna. Intenzita záření $|E_N(r, \nu)|^2$ je normována tak, aby platilo

$$2\pi \int_0^\infty |E_N(r, \nu)|^2 r dr = 1. \quad (3.24)$$

Výrazy pro rychlosti emise R_e a W_e mají podobný tvar, s tou výjimkou že σ_a je nahrazen emisním účinným průřezem σ_e . Ve stacionárním stavu jsou časové derivace v rovnicích (3.18) a (3.19) rovny nule a s použitím (3.20) a (3.21) dostaneme kvadratickou rovnici pro neznámou $n_2^{Er}(r, z)$.

Šíření výkonu signálu P_s a dopředné a zpětné zesílené spontánní emise P_ν^{ASE+} a P_ν^{ASE-} podél aktivního vlákna popisují následující rovnice

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = [g_e(z, \nu_s) - g_a(z, \nu_s) - \chi] P_s(z), \quad (3.25)$$



Obrázek 3.11: Schéma energetických hladin systému $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$. Kromě procesu senzibilace erbia yterbiem, který je využíván jako čerpací mechanismus, je znázorněna i frekvenční přeměna čerpacích fotonů. Z hlediska výkonových poměrů je zanedbatelná a v modelu ji nezahrnujeme, jejím projevem je však zřetelně pozorovatelná emise v zelené oblasti spektra.

$$\frac{dP_\nu^{ASE\pm}(z, \nu)}{dz} = \pm 2h\nu g_e(z, \nu) \pm [g_e(z, \nu) - g_a(z, \nu) - \chi] P_\nu^{ASE\pm}(z, \nu), \quad (3.26)$$

kde χ popisuje vlastní útlum vlákna, nezpůsobený absorpcí na iontech prvků vzácných zemin. Koeficienty zesílení a ztrát g_e a g_a , jsou dány vztahy

$$g_a(z, \nu) = 2\pi\sigma_a^{Er}(\nu) \int_0^b n_1^{Er}(r, z) |E_N(r, \nu)|^2 r dr, \quad (3.27)$$

$$g_e(z, \nu) = 2\pi\sigma_e^{Er}(\nu) \int_0^b n_2^{Er}(r, z) |E_N(r, \nu)|^2 r dr, \quad (3.28)$$

Pro čerpání ve směru signálu a protisměrné čerpání P_p^+ a P_p^- platí

$$\begin{aligned} \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \pm 2\pi P_p^\pm(z) & \left(\sigma_e^{Yb} \int_0^b n_2^{Yb}(r, z) |E_N(r, \nu_p)|^2 r dr - \right. \\ & \left. - \sigma_a^{Yb} \int_0^b n_1^{Yb}(r, z) |E_N(r, \nu_p)|^2 r dr \right). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Okrajové podmínky pro sadu diferenciálních rovnic (3.25-3.26) a (3.29) jsou

$$\begin{aligned} P_p^+(z=0) &= P_{p0}^+, \\ P_p^-(z=L) &= P_{pL}^-, \\ P_s(z=0) &= P_{s0}, \\ P_\nu^{ASE+}(z=0) &= P_\nu^{ASE-}(z=L) = 0. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Na záření v zesilovači lze pohlížet jako na jistý počet parciálních vln o spektrální šířce $\Delta\lambda_i$ kolem vlnové délky λ_i , které nesou zářivý tok P_i . Tímto souborem parciálních vln lze popsat jak záření čerpání nebo signálu s úzkou spektrální čarou, kde $\Delta\lambda_i \sim 0$, tak širokopásmový signál ASE, kde šířka $\Delta\lambda_i$ je dána intervalem výskytu ASE, tedy šířkou emisního spektra, a počtem bodů dělících tento interval. Emisní a absorpční spektrum erbia je výrazné v oblasti 1430-1630 nm, které je rozděleno na 200 intervalů. Diferenciální rovnice (3.25-3.26) a (3.29), tj. 402 rovnic, jsou v programu řešeny na intervalu $(0, L)$ při okrajových podmínkách (3.30) Runge-Kutta-Gill metodou. Okrajové podmínky pro P_p^- a P_ν^{ASE-} nejsou na začátku vlákna ($z=0$) známy a soustavu diferenciálních rovnic je proto nutné řešit iteračně. Iterace probíhají následovně. V první dopředné integraci uvažujeme hodnotu P_ν^{ASE-} rovnou nule a maximální možnou absorpci čerpání, tj.

$$P_p^- = P_p^-(L) e^{(-\sigma_a^{Yb}(\lambda_p) n_t^{Yb} \Gamma(\lambda_p) L)}, \quad (3.31)$$

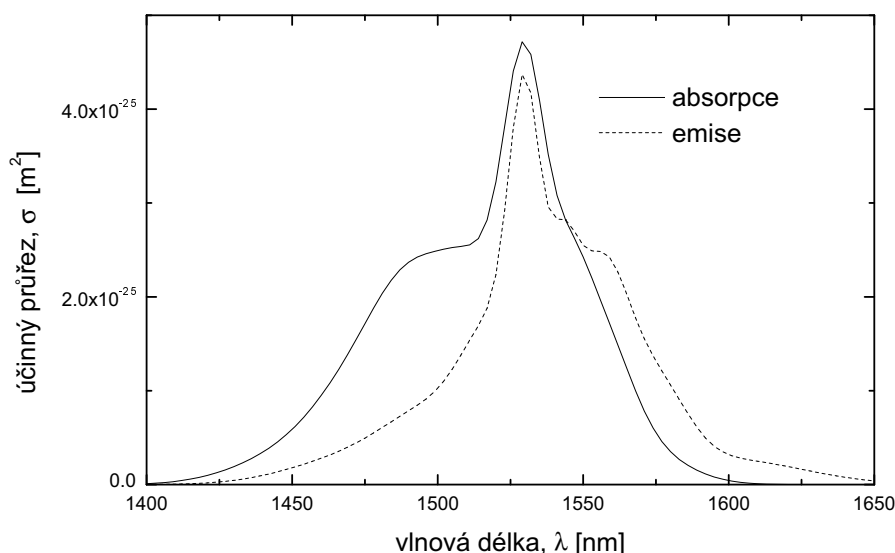
kde

$$\Gamma(\lambda) = 2\pi \int_0^b |E_N(r, \lambda)|^2 r dr. \quad (3.32)$$

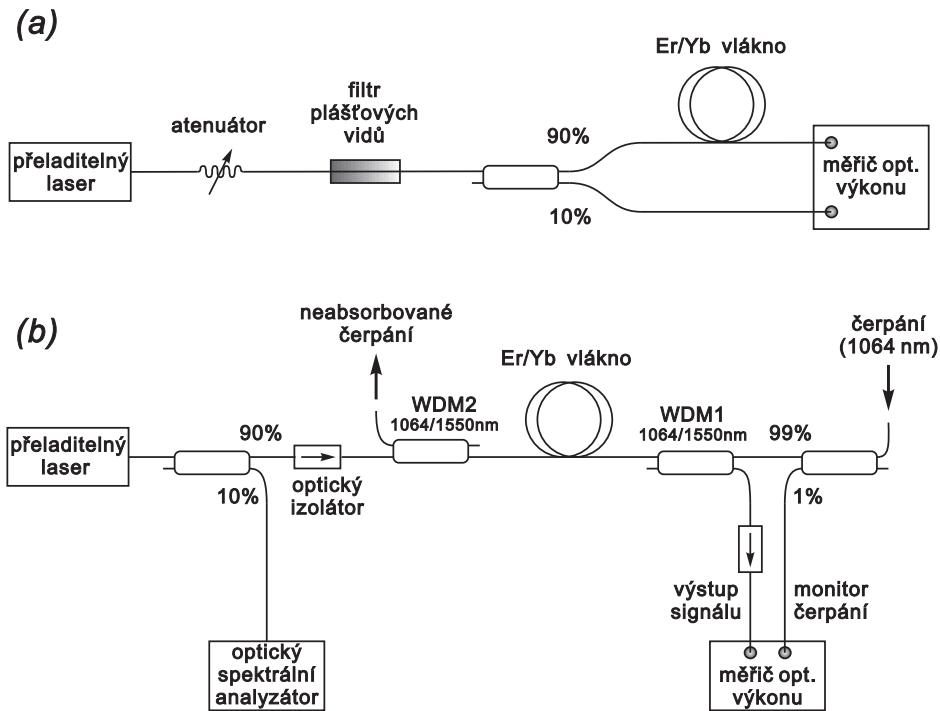
Γ je tzv. překryvový faktor, definovaný jako podíl výkonu části radiačního vidu, která interaguje s erbiovými ionty, ku celkovému výkonu vidu. Při dopředné integraci ukládáme v každém integračním kroku hodnoty populace na metastabilních hladinách erbia i yterbia. Na počátku zpětné integrace jsou neznámé okrajové podmínky pro dopřednou zesílenou spontánní emisi $P_\nu^{ASE+}(L)$ a $P_p^+(L)$ odhadovány z výsledků předchozí dopředné integrace. Při zpětných integracích se však nepočítají hodnoty populací na jednotlivých energetických hladinách erbia a yterbia z rychlostních rovnic, nýbrž bere se vážený průměr hodnot populace napočtených během několika předchozích dopředných integrací v daném bodě z podél vlákna. Toto je jediný nám dosud známý způsob, jak spolehlivě zajistit konvergenci iterací i při protisměrné konfiguraci čerpání zesilovače. Iterace jsou zastaveny, když se v několika po sobě jdoucích dopředných integracích se výkon signálu na konci vlákna nezmění o více než 0.01%.

3.2.2 Určení parametrů vlákna

V tomto oddíle je popsáno získávání parametrů konkrétního aktivního vlákna potřebných pro teoretický model. Proces charakterizace aktivního vlákna je ukázán na Er^{3+} - Yb^{3+} dopovaném vlákne z experimentální produkce ÚRE AV ČR s označením SG484. Nejprve krátce k vlnovodným parametrům vlákna. Příčné rozložení intenzity záření $|E_N(r, \nu)|^2$ je vypočteno pomocí vztahů uvedených v příloze A.1 na základě ESI profilu indexu lomu. ESI profil jsme určili z reálného profilu indexu lomu změ-



Obrázek 3.12: Typický absorpční a emisní účinný průřez iontu erbia v hlinito-fosfátové kompozici skla [3].



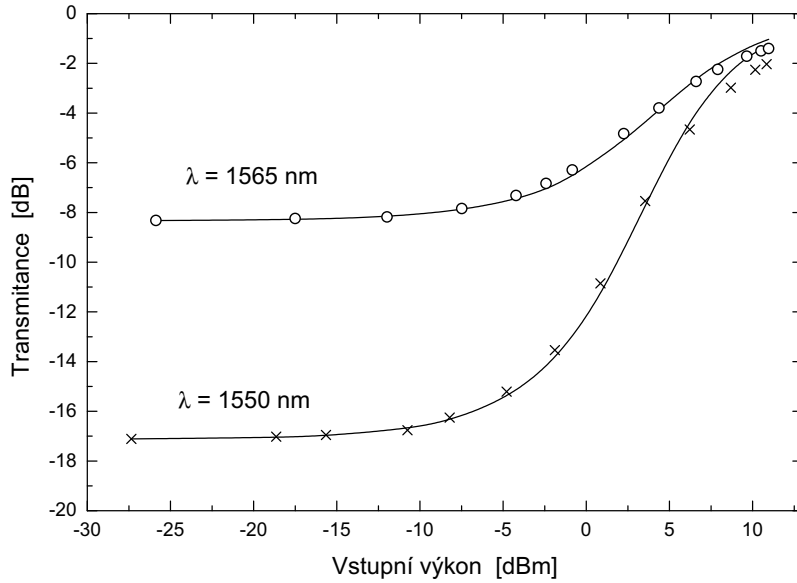
Obrázek 3.13: Schéma experimentálního uspořádání měření a) saturace absorpce, b) zesílení aktivního vlákna.

řeného jak na preformě tak na vytaženém vlákne pomocí komerčních zařízení firmy YORK. Dále jsme ohybovou metodou [57] změřili efektivní mezní vlnovou délku vidu LP_{11} , $\lambda_{co} = 1200$ nm.

Některé spektroskopické parametry erbia a yterbia pro hlinito-fosforečnou ($Al_2O_3-P_2O_5-SiO_2$) kompozici skla jsme převzali z literatury. Z práce [3] pocházejí absorpční a emisní průřezy erbia, viz obr. 3.12, stejně jako fluorescenční doba života $\tau^{Er} = 10$ ms. Shoda tvaru spekter byla ověřována měřením spektrálního útlumu metodou postupného zkracování vlákna (tzv. cutback metoda) s použitím širokopásmového zdroje LED a měřením zesílené spontánní emise z plně vybuzeného krátkého úseku aktivního vlákna. Pro yterbium jsme převzali fluorescenční dobu života $\tau^{Yb} = 1.5$ ms a poměr účinných průřezů $\sigma_e/\sigma_a = 10$ na vlnové délce čerpání z práce [58].

Parametry dopování erbia, b a n_t^{Er} , jsme získali z jednoduchého měření transmittance (propustnosti)² aktivního vlákna na signálových vlnových délkách při absenci čerpacího záření. Schéma experimentálního uspořádání měření je na obr. 3.13a. Zdrojem optického signálu byl přeladitelný polovodičový laser E-TEK, jehož vlnovou délku jsme nastavili před samotným měřením transmittance pomocí optického spek-

²V celém oddíle 3.2.2 je udávána transmittance v decibelech, tj. $T[dB] = 10 \log \frac{P(z=L)}{P(z=0)}$. Útlum vlákna v decibelech je tedy záporně vzatá hodnota transmittance.



Obrázek 3.14: Změřené transmittance 1.294 m dlouhého vlákna SG484 na vlnových délkách 1565 nm (kroužky) a 1550 nm (křížky). Plnou čarou jsou znázorněny regresní funkce vypočtené s použitím rovnice (3.38), ze kterých jsme určili parametry α a P_{IS} .

trálního analyzátoru. Dynamický rozsah výstupního výkonu laseru je od -13 dBm do 13 dBm. Použitelný rozsah však byl menší, neboť při nízkých úrovních výkonu bylo měření transmittance znehodnoceno širokopásmovou zesílenou spontánní emisí laseru. Abychom zvýšili dynamický rozsah měření, použili jsme útlumový článek s měnitelným útlumem (0 ÷ 30 dB), založený na ohybových ztrátách v optickém vlákně. K vyvázání plášťových vidů vybuzených v útlumovém článku byl použit stahovač plášťových vidů (cladding mode stripper). Pro přesné určení transmittance aktivního vlákna bylo nutné odhadnout ztráty sváru aktivního vlákna a 90% výstupu vazebního členu. Transmittanci měřeného aktivního vlákna v decibelech jsme určili z naměřených hodnot na dvoukanálovém měřiči optického výkonu a ze znalosti dělicího poměru vazebního členu.

Změřené křivky transmittance vzorku $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dopovaného vlákna SG484 v závislosti na úrovni optického výkonu navázaného do vlákna jsou na obr. 3.14. Plnou čarou jsou v grafu vyneseny regresní funkce vypočtené teoretickým modelem.

V případě monochromatického vstupního záření a zanedbatelných vlastních ztrát vlákna ($\chi \approx 0$) každý absorbovaný foton způsobí excitaci jednoho erbiového iontu a model popsany v předchozím oddíle je možné výrazně zjednodušit [59], jak nyní ukážeme. Při absenci čerpacího záření na vlnové délce 1064 nm má rychlostní rovnice (3.18) tvar

$$\frac{\partial n_2^{Er}}{\partial t} = W_a n_1^{Er} - W_e n_2^{Er} - \frac{1}{\tau_{Er}} n_2^{Er}. \quad (3.33)$$

Je-li na vstupu monochromatické záření, pak po vyjádření rychlosti absorpce W_a podle (3.23) a analogickém vyjádření rychlosti emise W_e platí

$$\frac{\partial n_2^{Er}}{\partial t} = \frac{P}{h\nu} \sigma_a |E_N(r)|^2 n_1^{Er} - \frac{P}{h\nu} \sigma_e |E_N(r)|^2 n_2^{Er} - \frac{1}{\tau^{Er}} n_2^{Er}. \quad (3.34)$$

Integrací této rovnice po průřezu vlákna za předpokladu homogenního vybuzení erbiových iontů v příčném směru dostaneme s použitím vztahů (3.27),(3.28) rovnici

$$\pi b^2 \frac{\partial n_2^{Er}}{\partial t} = \frac{P}{h\nu} g_a - \frac{P}{h\nu} g_e - \pi b^2 \frac{1}{\tau^{Er}} n_2^{Er}, \quad (3.35)$$

kteřou lze dále upravit s pomocí propagační rovnice (3.25) do tvaru

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{n_2}{\tau^{Er}} - \frac{1}{h\nu \pi b^2} \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (3.36)$$

Ve stacionárním stavu pak pro počet excitovaných iontů erbia na jednotku délky v daném místě z podél vlákna platí

$$n_2(z) = \frac{\tau^{Er}}{h\nu \pi b^2} \frac{dP}{dz}, \quad (3.37)$$

tj. každý absorbovaný foton způsobí excitaci jednoho erbiového iontu. Integrací rovnice (3.25) za stejných předpokladů, které jsme uvažovali při zjednodušování kinetické rovnice (3.19) do tvaru (3.36), dostaneme rovnici

$$P_s(z) = P_s(0) e^{-\alpha L} e^{(P_s(0) - P_s(L))/P_{IS}}, \quad (3.38)$$

kteřou je definována závislost výstupního výkonu $P_s(z = L)$ na vstupním výkonu $P_s(z = 0)$. Jde o implicitní definici, $P_s(z = L)$ vystupuje rovněž na pravé straně rovnice (3.38) v argumentu exponenciální funkce. V rovnici (3.38) je α absorpční konstanta a P_{IS} je tzv. vlastní saturační výkon (intrinsic saturation power) na dané vlnové délce. Tyto veličiny jsou definovány vztahy

$$\alpha = n_t^{Er} \Gamma \sigma_a^{Er}, \quad (3.39)$$

$$P_{IS} = \frac{h\nu \pi b^2}{\Gamma(\sigma_a^{Er} + \sigma_e^{Er}) \tau^{Er}}, \quad (3.40)$$

Známe-li α a P_{IS} , můžeme řešením rovnice (3.38) vypočítat $P_s(L)$. Absorpční konstanta je určena z malosignálové³ transmitance a vlastní saturační výkon je tedy jediným variabilním parametrem pro proložení naměřených dat regresní funkcí metodou nejmenších čtverců. Stojí za povšimnutí, že pro dostatečně velký útlum, tj. $P_s(L) \ll P_s(0)$, je P_{IS} dán jednoduše vstupním výkonem, potřebným k vybělení absorpce o faktor e (4.34 dB). Ze znalosti α a P_{IS} vypočteme b a n_t^{Er} ze vztahů (3.39), (3.40) a (3.32). Ze saturační křivky pro $\lambda = 1550$ nm jsme určili $\alpha = 3.05 \text{ m}^{-1}$

³Pod pojmem malý signál rozumíme signál o takovém optickém výkonu, který má zanedbatelný vliv na rozložení populace iontů erbia na jednotlivých energetických hladinách.

a $P_{IS}=0.37$ dBm a pro $\lambda = 1565$ nm jsme určili $\alpha=1.48$ m⁻¹ a $P_{IS}=2.97$ dBm. Poloměr oblasti dopování a koncentrace erbia určené nezávisle z měření na obou vlnových délkách se liší maximálně o 9%. Protože poměr koncentrací erbia a yterbia $n_t^{Yb}/n_t^{Er}=16$ je s dostatečnou přesností znám z technologického procesu, můžeme n_t^{Yb} odhadnout ze znalosti n_t^{Er} . Pro malosignálový útlum na čerpací vlnové délce platí

$$P_p(L) = P_p(0)e^{-\sigma_a^{Yb}(\lambda_p)\Gamma(\lambda_p)n_t^{Yb}L}. \quad (3.41)$$

To nám umožňuje určit absorpční účinný průřez $\sigma_a^{Yb}(\lambda_p)$.

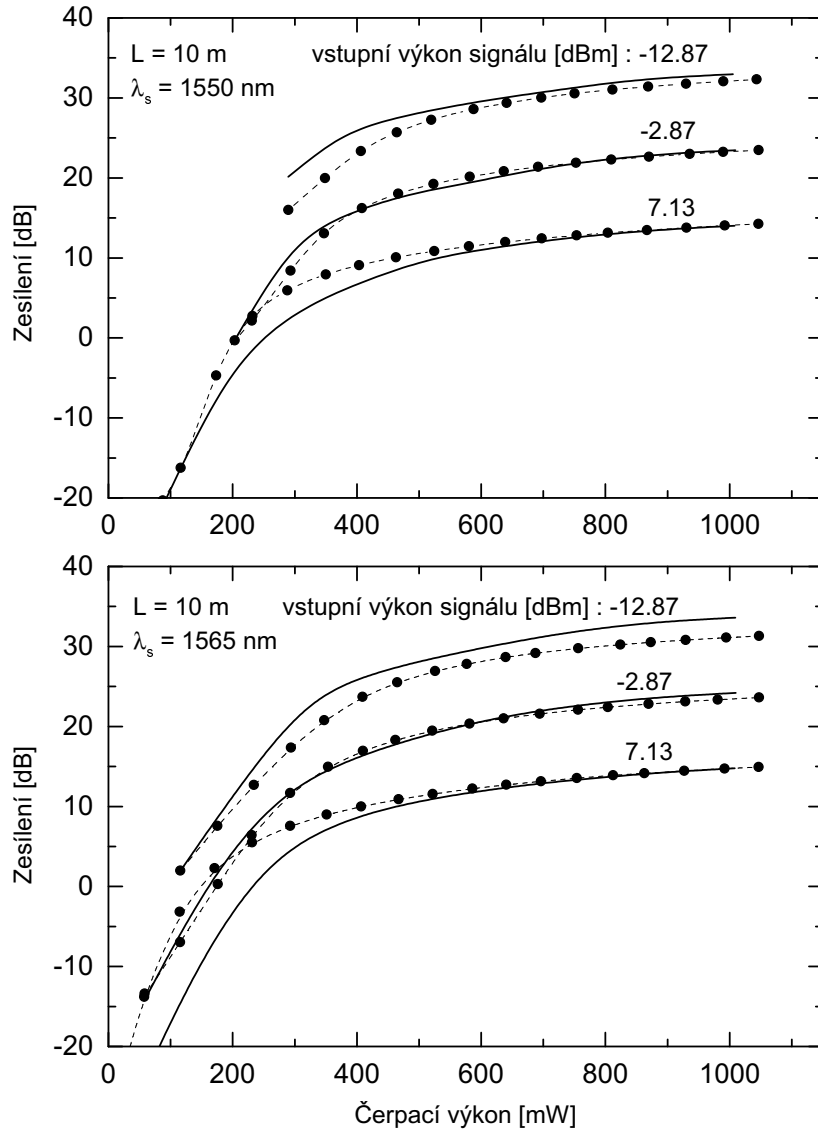
Pro teoretický model aktivního vlákna již zbývá určit koeficient přenosu energie C_{tr} . Učinili jsme tak z měření zesílení. Zesílení bylo měřeno v uspořádání s protisměrným čerpáním, viz obr. 3.13b. Čerpání bylo navázáno do aktivního vlákna prostřednictvím vlnového multiplexeru WDM1 a neabsorbované čerpací záření bylo vyvázáno multiplexerem WDM2. Podobně jako při měření transmitance i zde bylo nutné pečlivě odhadnout útlumy svařovaných spojů aktivního vlákna.

Křivku zesílení pro $\lambda_s = 1550$ nm, $P_s(0) = -2.87$ dBm na obr. 3.15 jsme prokládali funkcí vypočtenou teoretickým modelem měnice C_{tr} a z nejlepší shody teoretické funkce s naměřenou jsme určili hledaný parametr C_{tr} . Změřené vlnovodné parametry a parametry dopování vzácnými zeminami vlákna SG484, které jsme získali proložením změřených dat teoretickým modelem, jsou souhrnně uvedeny v tabulce 3.5. Ostatní křivky zesílení jsou vypočteny bez změny jakéhokoliv dalšího parametru.

Tabulka 3.5: Parametry Er³⁺/Yb³⁺ dopovaného vlákna SG484.

vlnovodné parametry	
poloměr jádra (ESI profil)	3.3 μm
numerická apertura (ESI profil)	0.17
λ_{co} - efektivní mezní vlnová délka	1200 nm
parametry dopování	
b - poloměr dopování	3.52 μm
n_t^{Er} - průměrná koncentrace Er ³⁺	$1.36 \cdot 10^{25}$ m ⁻³
C_{tr} - koeficient přenosu energie	$0.35 \cdot 10^{-22}$ m ³ /s
$\sigma_a^{Yb}(\lambda_p)$ - absorpční účinný průřez Yb ³⁺	$0.62 \cdot 10^{-26}$ m ²

Odchylky mezi teoretickým a změřeným zesílením mají několik příčin. První je v použitém přiblížení schodovitého profilu koncentrací dopantů. Koncentrační profil plátkového výbrusu preformy vlákna SG484 byl měřen hmotovou spektrální analýzou ve skanovacím elektronovém mikroskopu a viděli jsme, že ve skutečnosti se koncentrace mění jak radiálně, tak azimutálně. Tento fakt, společně s možností



Obrázek 3.15: Srovnání změřeného (kroužky spojené přerušovanou čarou) a teoretického (plná čára) zesílení zesilovače v závislosti na výkonu čerpání pro tři úrovně vstupního signálu na dvou různých vlnových délkách.

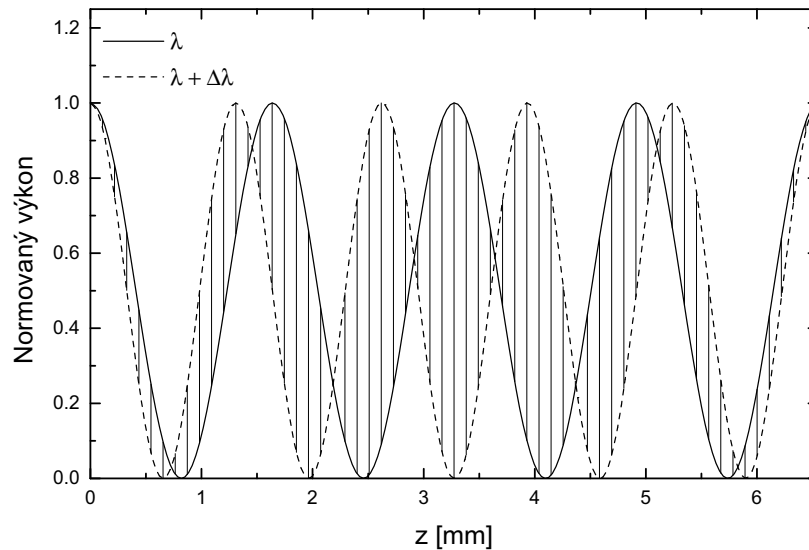
excitace vidů vyšších řádů na čerpací vlnové délce ($\lambda_p < \lambda_{co}$) způsobuje dále nepřesnost v určení σ_p^{Yb} ve vzorku vlákna. Pro dobře definovaný profil dopování by bylo možné vylepšit shodu předpovězeného zesílení vlákna s naměřeným při použití změřeného profilu dopování namísto aproximace schodovitým profilem. Za druhé, neurčitost emisního účinného průřezu ytterbia σ_e^{Yb} ovlivňuje odhad koeficientu energetického přenosu C_{tr} . Neurčitost v určení těchto dvou parametrů zvětšuje odchylku mezi teoretickými a změřenými křivkami zesílení zvláště pro nízké úrovně čerpacího

výkonu. Tento problém by byl vyřešen, kdybychom určili poměr $\sigma_e^{Yb}/\sigma_a^{Yb}$ měřením emisního i absorpčního účinného průřezu yterbia namísto převzetí poměru $\sigma_e^{Yb}/\sigma_e^{Yb}$ z literatury. Odchylky mezi teoretickým a změřeným zesílením při nízkých úrovních čerpání jsou nakonec také způsobeny nerovnoměrným příčným rozložením intenzity záření v oblasti dopování, zatímco v teoretickém modelu je předpokládáno rovnoměrné rozložení. Největší odchylka mezi změřeným a modelovaným zesílením při vysokém čerpacím výkonu, 2.3 dB u křivky pro $\lambda_s = 1565$ nm a $P_s(0) = -12.87$ m na obr. 3.15, prokazuje dobrou shodu modelu s experimentem, zvláště uvažíme-li jednoduchost použitých měřících metod a přiblížení schodovitého profilu dopování.

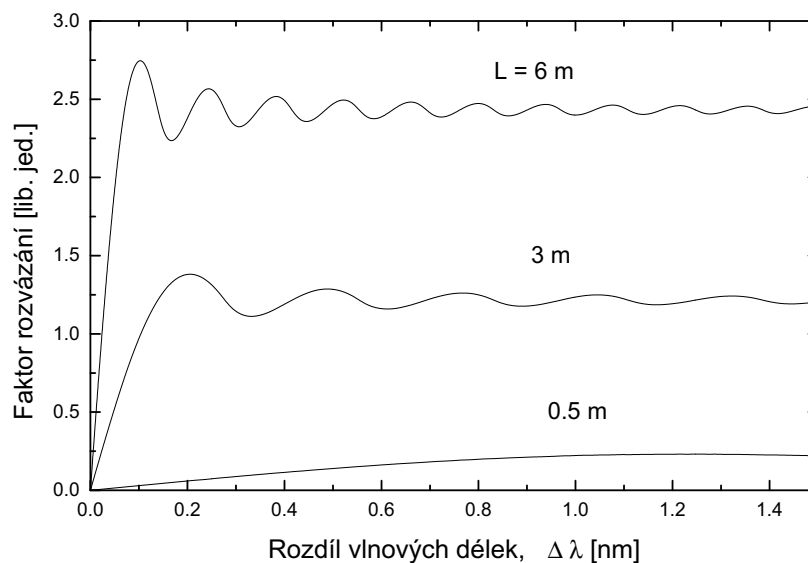
3.3 Úzkopásmový filtr založený na saturovatelné absorpci v erbiem dopovaném TCF

3.3.1 Princip činnosti filtru

V oddíle 3.3 disertace bude popsána aplikace erbiem dopovaného dvoujádrového vlákna (ErTCF) jako úzkopásmového sledovacího (angl. tracking) filtru založeného na saturaci absorpce. Princip činnosti ErTCF jako sledovacího filtru je následující.



Obrázek 3.16: Podélná závislost normovaného optického výkonu v jednom z jader TCF pro signály na dvou různých vlnových délkách. Rozvázání prostorového rozložení obou signálů je naznačeno šrafovanou plochou. Výpočet byl proveden pro vlákno AD262 s parametry uvedenými v tabulce 3.3.



Obrázek 3.17: Závislost velikosti rozvázání prostorového rozložení dvou signálů o vlnových délkách $\lambda = 1560$ nm a $\lambda + \Delta\lambda$ na jejich spektrálním odladění $\Delta\lambda$. Závislost je vynesena pro tři různé délky ErTCF AD262.

Při vybuzení pouze jednoho z jader na vstupním konci TCF dochází při šíření podél vlákna k periodickému přelévání optického výkonu všech spektrálních složek signálu z jednoho jádra do druhého, viz obr. 1.2a nebo obr. 1.1. Prostorová perioda tohoto děje je spektrálně závislá, pro kratkovlnější složky signálu je tato perioda - záznejová délka L_b - delší než u dlouhovlnějších složek, viz obr. 3.16. Díky tomu se různé spektrální složky šíří podél vlákna po různých drahách a tedy interagují s navzájem odlišnými soubory erbiových iontů. Rozvázání prostorového rozložení dvou signálů na různých vlnových délkách lišících se o $\Delta\lambda$ je možné názorně kvantifikovat pomocí šrafované plochy v obr. 3.16, tj. plochy pod křivkami, která není oběma společná. Čím větší je tato plocha, tím méně saturace absorpce jednoho signálu ovlivňuje absorpci druhého signálu. Z obr. 3.17 je vidět, že faktor rozvázání prostorového rozložení signálů roste se zvětšujícím se spektrálním odladěním obou signálů a dále, že jeho velikost je pro danou délku vlákna limitována. Např. pro ErTCF AD262 dlouhé 6 m je dosaženo maximálního rozvázání pro $\Delta\lambda = 0.1$ nm a jeho velikost s rostoucím rozladěním signálů kolísá kolem konstantní hodnoty.

Pokud bude přítomen dostatečně silný signál na určité vlnové délce, definované např. spektrální polohou největšího zesílení laserové dutiny, absorpce na erbiových iontech podél dráhy šíření silného signálu bude saturována a důsledkem bude i pokles útlumu na této vlnové délce. Spektrální složky na jiných vlnových délkách mají

v TCF jiné dráhy šíření takže jsou ovlivněny absorpcí na neexcitovaných iontech a mají větší útlum. Spektrální poloha maximální propustnosti součástky tak sleduje silný signál, odtud její název - sledovací filtr.

Zářivý přechod na vlnové délce 1530 nm erbia v křemenných jednojádrových optických vláknech při pokojové teplotě vykazuje převážně homogenní rozšíření spektrální šířky čáry. To znamená, že spektrální charakteristika zesílení nebo ztrát se saturuje relativně stejnoměrně i v tom případě, kdy vstupní výkon roste jen u signálu na jedné vlnové délce. V erbiem dopovaném TCF je však podle výše uvedeného popisu útlum signálu na jedné vlnové délce jen málo ovlivněn výkonovou úrovní signálu na jiné vlnové délce, takže ErTCF se chová jako prostředí s převažujícím nehomogenním rozšířením přechodu erbiových iontů.

Jak bude ukázáno v následujících odstavcích, může být tato součástka užitečná pro zlepšení spektrální stability a pro zúžení šířky čáry vláknových laserů. Inspirací k této aplikaci byly články [28, 60]. V prvním je popsáno použití erbiem dopovaného TCF pro vyrovnání zesílení vláknového zesilovače, které je založeno na jevu nehomogenního zesílení v ErTCF. V práci [60] byla demonstrována stabilizace vlnové délky a zúžení spektra vláknového laseru pomocí sledovacího filtru s nehomogenním rozšířením útlumu, který byl realizován v jednojádrovém vlákně dopovaném erbiem se stojatou vlnou. V místech kmiten stojaté vlny byly ionty erbia excitovány a útlum byl minimální, zatímco v místech uzlů zůstávaly na základní hladině a útlum daný absorpcí byl maximální. Docházelo tak k vypalování prostorových zářezů [61] a tedy efektivnímu zvýšení podílu nehomogenního rozšíření spektrální čáry erbia vůči homogennímu rozšíření.

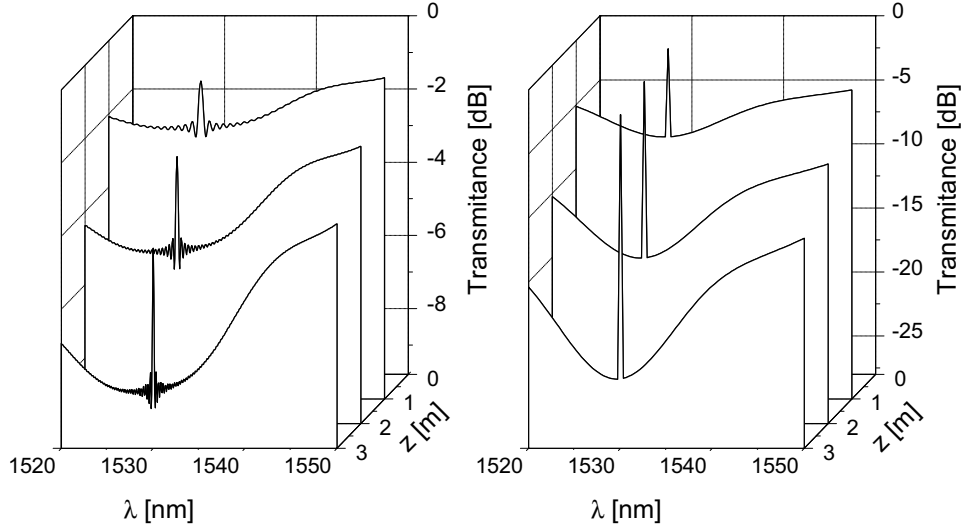
3.3.2 Model Er^{3+} dopovaného TCF

Pro erbiem dopované TCF byly vyvinuty dva teoretické modely, lišící se svou složitostí. V nejjednodušším přiblížení je možné nahlížet na Er^{3+} dopované TCF jako na satureovatelný absorbér s ideálním nehomogenním rozšířením, tzn., že saturace absorpce na jedné vlnové délce neovlivní absorpci na jiných vlnových délkách. Přesnější, numerický model vychází z teorie vázaných vidů aplikované na dvoujádrové optické vlákno se zesílením, resp. ztrátami [62].

Z hlediska logické konzistence a srozumitelnosti výkladu začneme s popisem přesnějšího, numerického modelu. Soustavu vázaných diferenciálních rovnic (1.37) pro komplexní vidové amplitudy b_1 a b_2 je možné přepsat do tvaru

$$\begin{aligned} -j \frac{db_1}{dz} &= (\beta_1 + j \frac{\alpha_1}{2}) b_1 + C_{12} b_2, \\ -j \frac{db_2}{dz} &= (\beta_2 + j \frac{\alpha_2}{2}) b_2 + C_{21} b_1, \end{aligned} \quad (3.42)$$

kde $\beta_q + j\alpha_q/2$ je komplexní konstanta šíření vidu nezávislého vlnovodu tvořeného jádrem q , $q = 1, 2$. Vazební koeficienty C_{12} a C_{21} jsou definovány vztahem (1.20). Při



Obrázek 3.18: Srovnání teoretické transmittance filtru vypočtené pomocí numerického modelu (vlevo) a pomocí přiblížení saturovatelného absorbéru s ideálním nehomogenním rozšířením spektrální čáry (vpravo). Výpočet byl proveden pro vlákno AD262 s parametry uvedenými v tabulce 3.3, $n_l^{Er} = 7 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Délka vlákna byla 1, 2 a 3 m. Výkon parciální optické vlny na $\lambda_l = 1530 \text{ nm}$ byl $P(\lambda_l) = 3 \text{ dBm}$.

odvození soustavy rovnic (3.42) ze soustavy (1.37) jsme zanedbali koeficienty C_{11} a C_{22} , které jsou při dostatečně vzdálených jádrech mnohem menší než konstanta šíření β_q . Zavedením čtyř reálných parametrů $S_1 = |b_1|^2 - |b_2|^2$, $S_2 = b_1 b_2^* + b_2 b_1^*$, $S_3 = j b_1^* b_2 - j b_1 b_2^*$ a $P = |b_1|^2 + |b_2|^2$ dostáváme ze soustavy rovnic (3.42) soustavu čtyř reálných diferenciálních rovnic

$$\begin{aligned}
\frac{dS_1}{dz} &= -\frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)S_1 - \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)P + (C_{12} + C_{21})S_3, \\
\frac{dS_2}{dz} &= -\frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)S_2 - (\beta_1 - \beta_2)S_3, \\
\frac{dS_3}{dz} &= -(C_{12} + C_{21})S_1 + (\beta_1 - \beta_2)S_2 - \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)S_3 + (C_{12} - C_{21})P, \\
\frac{dP}{dz} &= -\frac{1}{2}(\alpha_1 - \alpha_2)S_1 + (C_{12} - C_{21})S_3 - \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)P.
\end{aligned} \tag{3.43}$$

Koeficienty zesílení a ztrát α_1 a α_2 jsou dány vztahem

$$\alpha_q(\lambda) = \Gamma_q(\lambda) \left(\sigma_e^{Er}(\lambda)n_2^q - \sigma_a^{Er}(\lambda)n_1^q \right), \tag{3.44}$$

kde $\Gamma_q(\lambda)$ vyjadřuje překryv intenzity záření s oblastí dopování definovaný integrálem (3.32), $\sigma_a(\lambda)$ a $\sigma_e(\lambda)$ je absorpční a emisní účinný průřez erbia a n_1^q a n_2^q jsou

hustoty populace iontů erbia na základní a metastabilní hladině v jádře s indexem q . Hustoty populace podél vlákna jsou určeny společným působením všech spektrálních složek signálu v každém jádře. Není-li vlákno dopováno yterbiem, získáme řešením rovnic (3.19) a (3.21) pro n_2^q tento vztah

$$n_2^q(z) = n_t^{Er} \left(1 - \frac{\pi b^2 + \tau^{Er} \int_0^\infty \frac{P_\nu^q(z, \nu)}{h\nu} \Gamma_q(\nu) \sigma_e^{Er}(\nu) d\nu}{\pi b^2 + \tau^{Er} \int_0^\infty \frac{P_\nu^q(z, \nu)}{h\nu} \Gamma_q(\nu) (\sigma_a^{Er}(\nu) + \sigma_e^{Er}(\nu)) d\nu} \right). \quad (3.45)$$

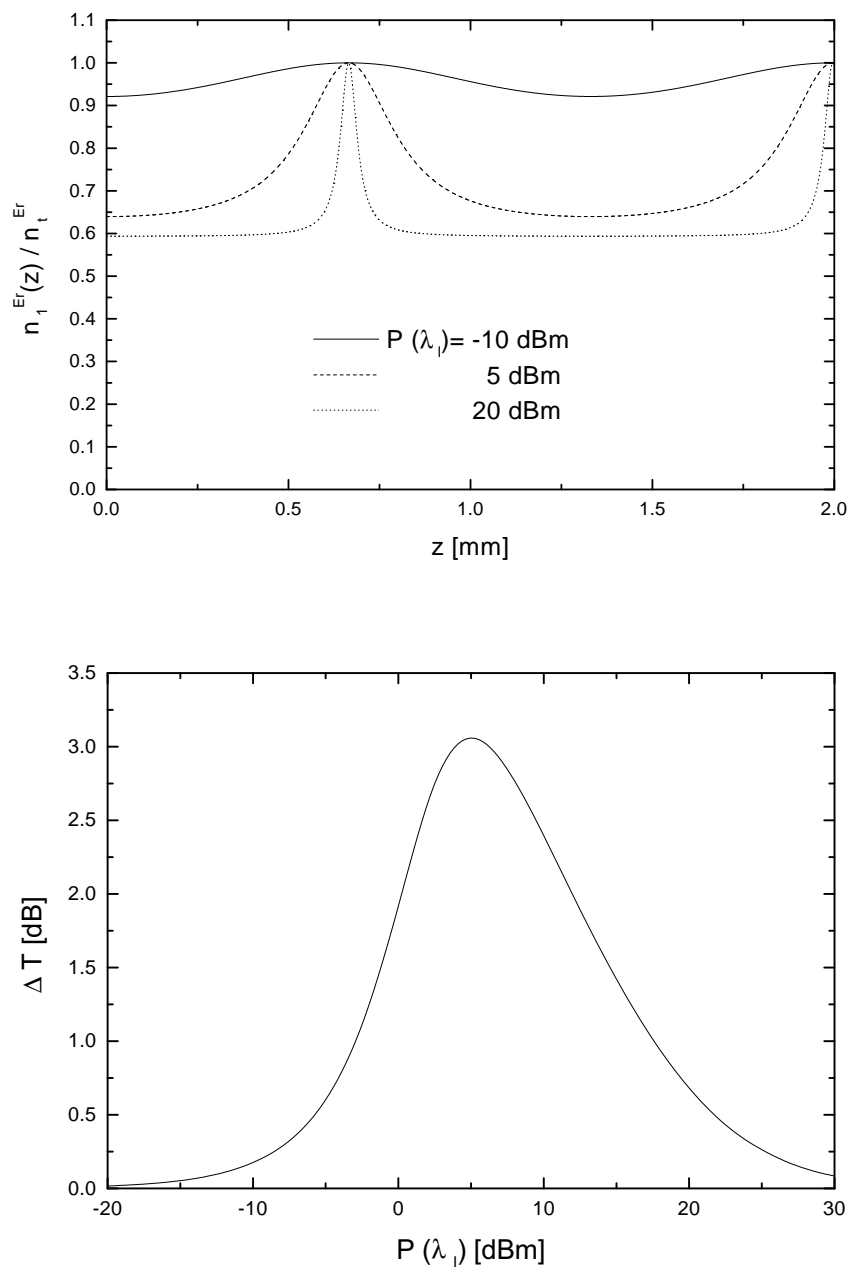
Význam jednotlivých proměnných je analogický popisu $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dopovaného vlákna v pododdíle 3.2.1. Hustota populace na základní hladině je určena rovnicí (3.21). Stejně jako v případě $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ vlákna popisujeme záření v ErTCF pomocí parciálních vln o spektrální šířce $\Delta\lambda_i$ kolem vlnové délky λ_i , které nesou zářivý tok P_i . Šířka $\Delta\lambda_i$ je dána šířkou emisního a absorpčního spektra erbia a počtem bodů dělicích tento interval. Obvykle jsme volili $N = 100$ až 400 parciálních vln v intervalu vlnových délek 1430-1630 nm, popř. v intervalu vlnových délek vymezených dalším spektrálním filtrem, předcházejícím ErTCF. Abychom získali vývoj parametrů S_1 , S_2 , S_3 a P podél dvoujádrového vlákna a výslednou spektrální transmitanci, integrovali jsme numericky soustavu diferenciálních rovnic (3.43) pro každou parciální vlnu, tj. $4N$ rovnic. Protože podél vlákna dochází s periodou L_b k výrazné změně hodnot populace na jednotlivých laserových hladinách, viz. obr. 3.19, bylo nutné použít numerickou metodu s adaptivní velikostí integračního kroku. V modelu ErTCF jsme implementovali Boulirschovu-Stoerovu metodu integrace obyčejných diferenciálních rovnic [63].

Vzhledem k tomu, že v modelu vláknového laseru se sledovacím filtrem na bázi ErTCF je třeba počítat transmitanci ErTCF řádově sto a vícekrát, není pro simulaci laseru právě popsáný numerický model příliš vhodný. Takový model laseru je velmi náročný na strojový čas počítače, a proto jsme pro první simulace vláknového laseru použili jednoduché přiblížení ErTCF jako satureovatelného absorbéru s ideálním nehomogenním rozšířením. Transmitance takového absorbéru je dána výrazem

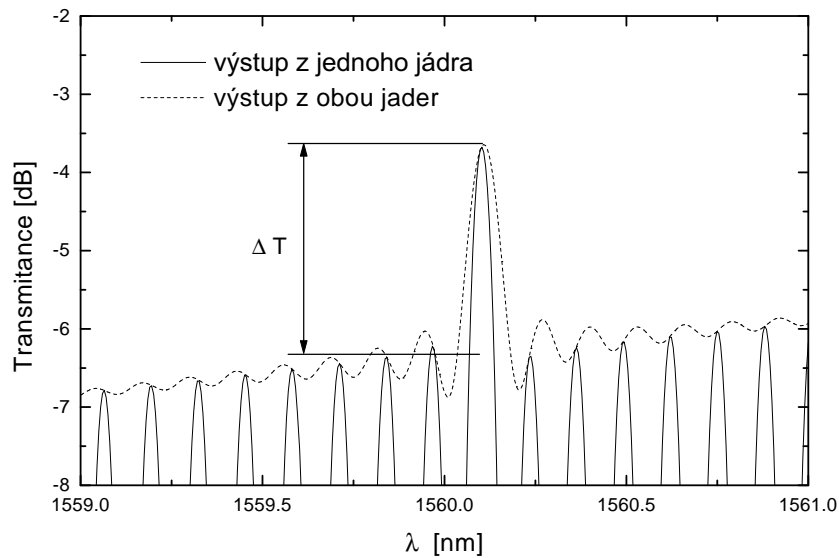
$$\frac{P_{out}(\lambda)}{P_{in}(\lambda)} = e^{-\alpha(\lambda)L} \quad (3.46)$$

kde P_{in} a P_{out} jsou vstupní a výstupní výkon parciální vlny na vlnové délce λ , L je délka absorbéru. Absorpční koeficient $\alpha(\lambda)$ je dán vztahem (3.44), přičemž hustoty populace určené z rovnic (3.45) a (3.21) závisí pouze na výkonu příslušné parciální vlny.

Transmitance filtru vypočtené pomocí obou modelů jsou vyneseny na obr. 3.18. V numerickém modelu ErTCF je uvažován výstup z obou jader TCF. Abychom napodobili situaci v dutině vláknového laseru v cw-režimu, je na vstupu teoretického modelu filtru uvažována silná monochromatická vlna na vlnové délce λ , která odpovídá jedné z možných pracovních vlnových délek laseru. Srovnáním obou



Obrázek 3.19: Saturace absorpce optických vln na $\lambda \neq \lambda_l$ silnou vlnou o vlnové délce $\lambda_l = 1560$ nm. a) Relativní populace na základní hladině erbia v 1. jádře ErTCF podél vlákna AD262. S rostoucím výkonem stále méně iontů zůstává v základním stavu a dochází k saturaci absorpce i pro optické vlny na jiných vlnových délkách než λ_l . b) Potlačení slabého signálu ΔT v závislosti na velikosti vstupního výkonu $P(\lambda_l)$.



Obrázek 3.20: Malosignálová transmittance ErTCF AD262 dlouhého 6 m za přítomnosti 5 dBm signálu na $\lambda_l = 1560.1$ nm. Výstupní výkon ErTCF je snímán buď z obou jader (čárkovaná čára) nebo jen z 1. jádra (plná čára).

grafů se ukazuje, že transmittance získaná jednoduchým modelem saturovatelného absorberu dobře odpovídá, přinejmenším kvalitativně, transmittanci vypočtené numerickým modelem. Z jednoduchého modelu lze názorně vyvodit závěry platné pro činnost filtru. Z obr. 3.18 i rovnice (3.46) je vidět, že rozdíl transmittance na λ_l od transmittance slabého signálu na blízkých vlnových délkách, nebo-li potlačení slabého signálu ΔT , roste lineárně s délkou vlákna. Velikost potlačení slabého signálu závisí také lineárně na celkové koncentraci erbia a na velikosti absorpčního účinného průřezu.

Jednoduchý model však má některá omezení. Za prvé, nejsou v něm zahrnuty změny inverzní populace podél vlákna, a proto je výsledná saturovaná absorpce nižší než je tomu v případě numerického modelu. Dále se v jednoduchém modelu neuvažuje prostorový překryv pole optických vln na jiných vlnových délkách než λ_l s erbií ionty excitovanými silnou vlnou. To znamená, že jednoduchý model nepostihuje saturaci absorpce na vlnových délkách $\lambda \neq \lambda_l$ silnou vlnou na λ_l . Z rozložení relativní populace na základní hladině erbia v jednom z jader ErTCF podél vlákna vypočtené numerickým modelem (obr. 3.19 nahoře) a ze závislosti velikosti potlačení slabého signálu ΔT na výkonu silného signálu $P(\lambda_l)$ (obr. 3.19 dole) je vidět, že pro ΔT existuje optimální hodnota výkonu $P(\lambda_l)$. Ukazuje se, že pro očekávané hodnoty výkonu signálu uvnitř dutiny laseru v místě ErTCF, $P(\lambda_l) < 60$ mW, dochází v erbiem dopovaném vlákne AD262 stále ještě k podstatnému rozdílu ztrát.

Jednoduchý model také samozřejmě nepostihuje přelévání optického výkonu mezi jádry vlnovodu. Přenosová funkce samotného dvoujádrového lineárního vazebního členu má na výslednou šířku čáry laseru podstatný vliv, jak je patrné z obr. 3.20. Na tomto obrázku je vynesena malosignálová transmitance ErTCF AD262 dlouhého 6 m za přítomnosti 5 dBm signálu na $\lambda_l = 1560.1$ nm vypočtená pomocí numerického modelu. Výstup ErTCF je uvažován buď obou jader (čárkovaná čára) nebo z jednoho jádra (plná čára), kdy přenosová funkce filtru je dána jak nehomogenní absorpcí, tak lineární vazbou mezi jádry vlnovodu.

3.3.3 Model kruhového vláknového laseru v cw-režimu

Numerický model vláknového laseru se skládá z funkčních bloků podle obr. 3.21. Model se liší od experimentálního uspořádání ve směru čerpání, viz obr. 3.24, které bylo proti směru signálu. Směr signálu je určen optickým izolátorem. Uvažujeme-li směr šíření čerpání shodný se směrem šíření vlastního laserového záření, značně se nám zjednoduší iterační numerický výpočet a přitom chování filtru se nezmění. Šíření záření signálu a čerpání v $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dopovaném vlákně (EYDF) je popsáno teoretickým modelem uvedeným v oddíle 3.2. Protože v modelu uvažujeme směr šíření čerpání shodný se směrem šíření vlastního laserového záření a protože díky optovláknovému izolátoru je zajištěno jednosměrné šíření záření v rezonátoru, jsou řešeny pouze rovnice pro čerpání P_p^+ a dopřednou zesílenou spontánní emisi P_{ASE}^+ . Přenosová funkce optického pásmového filtru má tvar Gaussovy funkce o $1/e$ -šířce 2.5 nm. Celkové vlastní ztráty rezonátoru, zahrnující útlumy sváru ErTCF, $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ vlákna a vložné ztráty optovláknového izolátoru a pásmového filtru, jsou odhadnuty na 11.5 dB. Tento útlum odpovídá verzi A schématu experimentálního uspořádání laseru na obr. 3.24. Dělicí poměr výstupního děliče je uvažován 30:70. Pro popis ErTCF jsme použili obou modelů uvedených předchozím pododdíle.

Rovnice popisující šíření záření v rezonátoru jsou řešeny iteračně s těmito okrajovými podmínkami:

$$\begin{aligned} P_p^+(z=0) &= P_{p0}, \\ P^{ASE+}(z=0) &= 0, \end{aligned} \tag{3.47}$$

kde poloha $z = 0$ odpovídá vstupu čerpání do $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ vlákna. Iterace jsou zastaveny, když ve dvou následujících integracích se výkon parciální vlny na pracovní vlnové délce laseru v místě výstupního děliče nezmění více než o 0.01%.

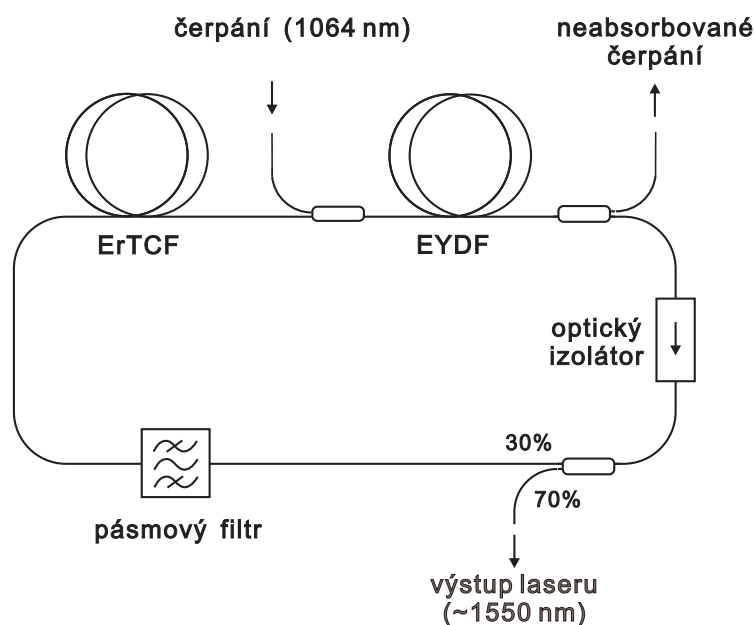
Nyní k výsledkům modelování. Nejprve jsme studovali chování laseru bez pásmového filtru při použití jednoduchého modelu úzkopásmového sledovacího filtru jako ideálního nehomogenního absorbéru. Na obr. 3.22 je vynesena malosignálová⁴ transmitance rezonátoru v ustáleném stavu, jejíž tvar je určen spektrální funkcí homogenně saturovaného zesílení aktivního vlákna a v případě zařazeného filtru ještě

⁴Bliže pojem malý signál osvětluje poznámka č. 3 na str. 55.

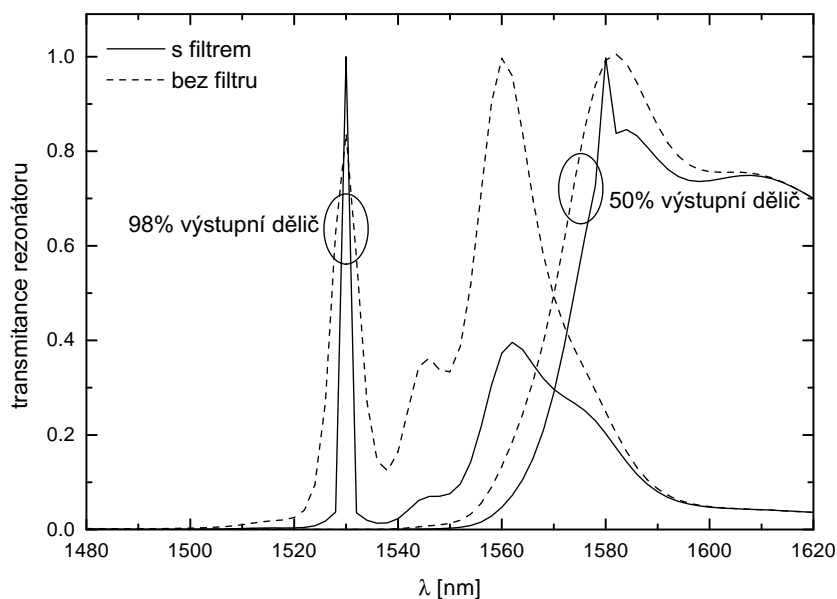
přenosovou funkcí ideálního nehomogenního absorberu. Spektrální poloha, kde malosignálová transmittance (zesílení) dosahuje jedné, definuje pracovní vlnovou délku laseru. V případě vysoce ztrátového rezonátoru (98% výstupní dělič) a bez ErTCF (levá čerchovaná křivka) má transmittance dva vrcholy a laser může být náchylný k přeskokům pracovní vlnové délky. Vřazení ErTCF do rezonátoru vede k potlačení jednoho z vrcholů zatímco dochází k zúžení spektra transmittance v okolí druhého. Z toho lze usuzovat, že vřazením ErTCF dojde k stabilizaci vlnové délky a k zúžení spektrální čáry laseru.

Na obr. 3.23 je vynesena malosignálová transmittance rezonátoru s filtrem ErTCF popisovaným numerickým modelem. Vřazený pásmový filtr má maximum propustnosti nastavené na 1560 nm. Na horním grafu je transmittance pro velikost výkonu laserového záření na vstupu ErTCF, kdy ΔT je největší. Poloha pracovní vlnové délky laseru je určena pásmovým filtrem, spektrální funkcí homogenně saturovaného zesílení aktivního vlákna a polohou maxima pasivní přenosové funkce dvoujádrového vlákna. Absorpce v ErTCF je saturována nehomogenně, což se projevuje ve výrazně menší transmittanci v okolí pracovní vlnové délky laseru. Dá se tak očekávat větší stabilita pracovní vlnové délky laseru. Šířka čáry laseru je pak určena jak nehomogenní absorpcí a tedy preferencí vlnové délky silného signálu, tak především pasivní přenosovou funkcí samotného dvoujádrového vlákna.

Na spodním grafu je malosignálová transmittance rezonátoru v případě, kdy ErTCF je zařazeno mezi aktivní vlákno a izolátor, tedy je v místě maximálního optického výkonu laserového signálu. Je vidět, že s rostoucí saturací ErTCF bude



Obrázek 3.21: Schéma uspořádání laseru pro numerický model.



Obrázek 3.22: Malosignálová transmittance kruhového vláknového laseru s a bez sledovacího filtru pro různé dělicí poměry výstupních děličů.

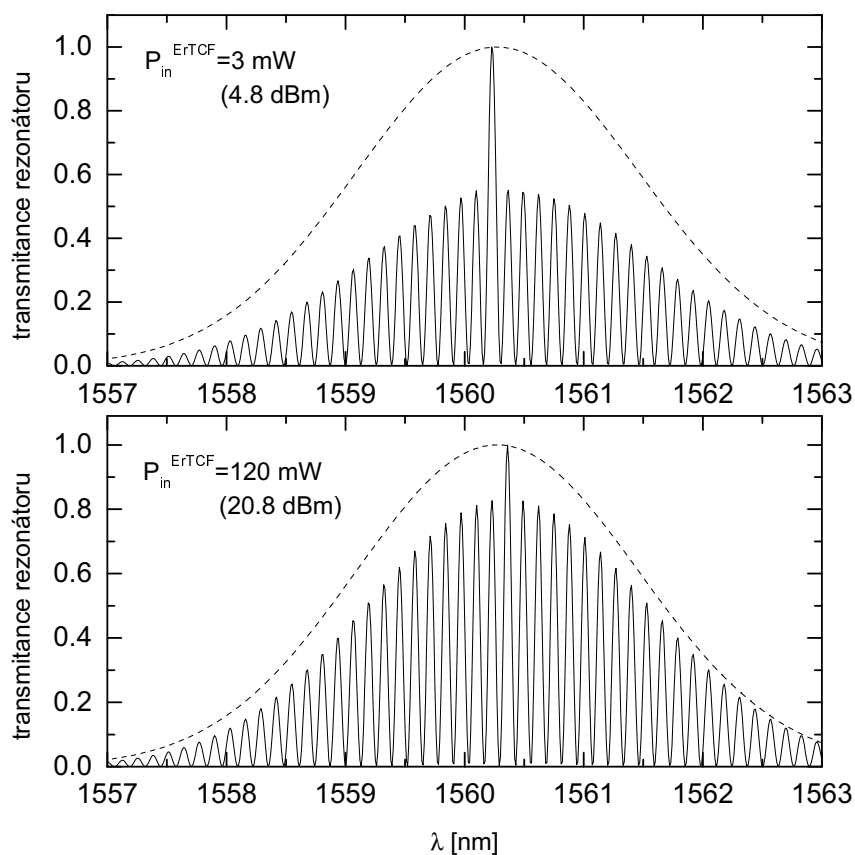
stabilizační funkce nehomogenního absorbéru slábnout.

3.3.4 Experimentální ověření činnosti filtru

V našem experimentu jsme použili ErTCF AD263 s vlnovodnými parametry uvedenými v tabulce 3.3. Ze změřeného útlumu 7.7 dB/m v maximu absorpčního pásu na vlnové délce 1530 μm jsme ze vztahů (3.46) a (3.44) určili koncentraci erbia $7 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Vzhledem k nízké koncentraci erbia jsme předpokládali, že koncentrační profil má stejný tvar jako profil indexu lomu vlákna a při výpočtu překryvového faktoru Γ z rovnice (3.32) jsme položili $b = 1$.

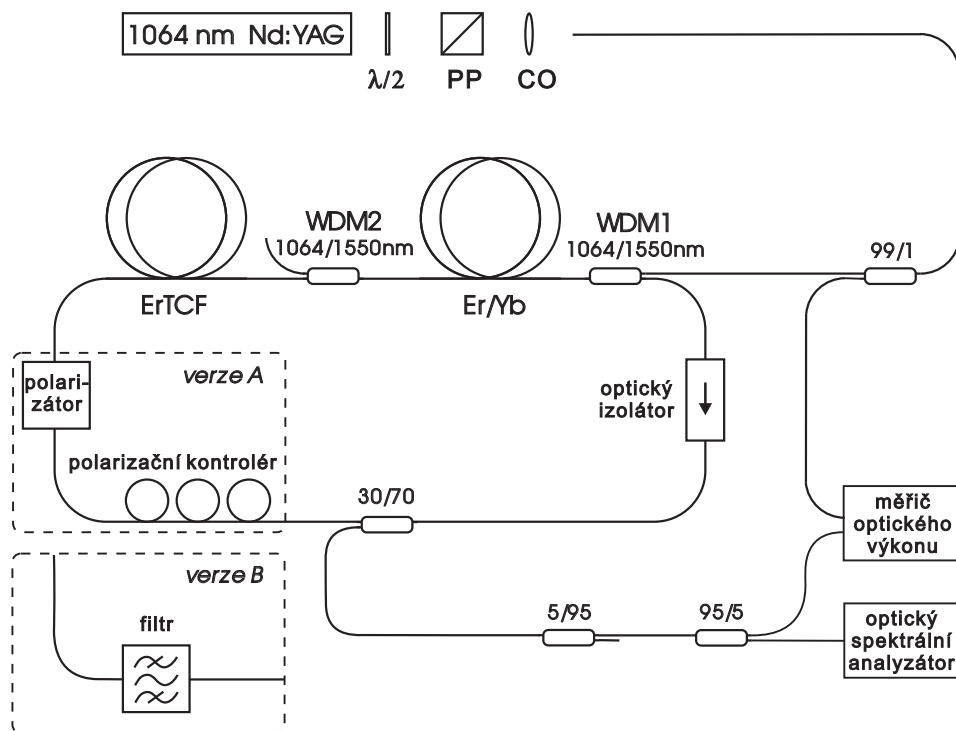
Jedno z jader dvoujádrového vlákna bylo na obou koncích napojeno svárem k jednojádrovým vláknům Corning Flexcore 1060. Z vláken, která jsme měli k dispozici, má tento typ nejmenší průměr vidového pole, $MFD = 6.2 \mu\text{m}$. Malý průměr vidového pole jednojádrového vlákna je důležitý jednak z hlediska minimalizace ztrát sváru a jednak kvůli selektivnímu buzení jen jednoho jádra TCF. Takto upravené ErTCF bylo vřazeno do kruhového vláknového laseru, jehož uspořádání je na obr. 3.24.

Jako zdroj čerpání sloužil Nd:YAG laser pracující v cw-režimu na vlnové délce



Obrázek 3.23: Malosignálová transmittance kruhového vláknového laseru s a bez ErTCF popisovaného numerickým modelem pro různé velikosti výkonu na vstupu ErTCF.

1064 nm. Kombinace otočné půlvlnné destičky ($\lambda/2$) a polarizačního hranolu (PP) tvoří atenuátor k nastavení výkonové úrovně záření navazovaného vazební optikou (CO) do jednovidového vlákna. Vlnový multiplexer WDM1 umožňuje navázat až 1.3 W čerpacího výkonu do aktivního $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ vlákna. Bylo použito vlákno SG484, popisované podrobně v oddíle 3.2, a v některých experimentech $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ vlákno SG595. Polarizačně nezávislý optický izolátor zaručuje jednosměrné šíření signálu v rezonátoru. Výstup laseru je získán prostřednictvím 70 % výstupního děliče. Nastavení pracovní vlnové délky laseru bylo dosaženo kombinací polarizačního kontroléru a polarizátoru [64] nebo, alternativně, přeladitelným pásmovým optickým filtrem s šířkou pásma propustnosti $\text{FWHM} \approx 2$ nm. ErTCF bylo umístěno před aktivní Er/Yb dopované vlákno, kde byla úroveň signálu nejmenší. Vzhledem k relativně nízkému saturačnímu výkonu nečerpáného erbiem dopovaného TCF, viz obr. 3.19, se v této poloze nejvýrazněji projeví nehomogenní rozšíření absorpce v ErTCF.

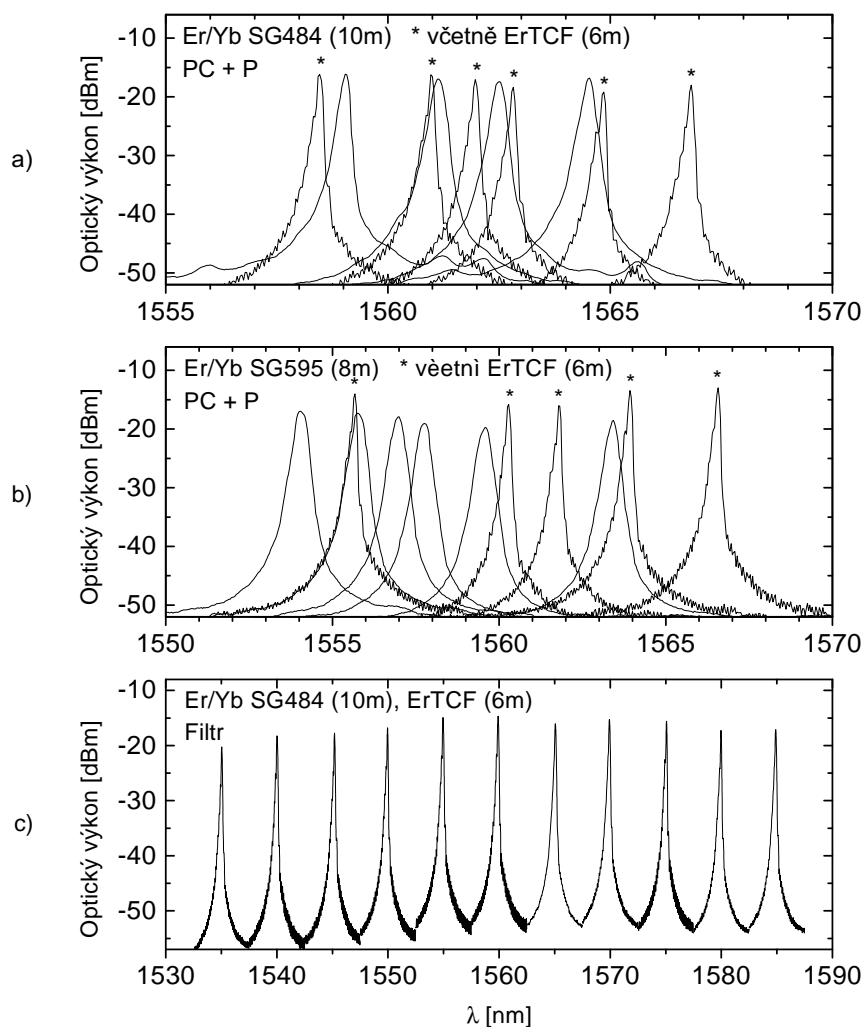


Obrázek 3.24: Schéma experimentálního uspořádání laseru.

Nastavení pracovní vlnové délky laseru bylo nejprve prováděno změnou celkového dvojlomu vláknového rezonátoru polarizačním kontrolérem. Díky chromatické disperzi dvojlomu vstupují různé spektrální složky záření do polarizátoru v různých polarizačních stavech a záření zde má spektrálně závislé ztráty.

Spektrum bylo nejprve měřeno optickým spektrálním analyzátozem s rozlišením 0.1 nm. Na obr. 3.25a je srovnávány spektrální tvary čar cw vláknového laseru s vřazeným ErTCF označené hvězdičkou, s tvarem čar laseru bez ErTCF. Je zřejmé, že ErTCF způsobuje zúžení spektrální čáry a toto zúžení se při přeladování laseru zachovává. Modulace filtrované spektrální čáry s periodou cca 0.2 nm není dána vlastnostmi ErTCF, ale je odezvou použitého spektrálního analyzátozu (ANDO AQ-1425). Vláknový laser s 10 m dlouhým aktivním vláknem SG484, čerpaný 1280 mW na vlnové délce 1064 nm, dával na výstupu 70% výstupního děliče kolem 100 mW na vlnové délce kolem 1560 nm. Odhadovaný výkon navázaný do ErTCF byl 6.2 mW. Zařazením ErTCF do kruhového rezonátoru nedošlo ke snížení výstupního výkonu. Vložné ztráty ErTCF byly kompenzovány větší účinností $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ zesilovacího vlákna díky potlačení zesílené spontánní emise v ErTCF, jak je vidět porovnáním krajů dvou spektrálních čar na ≈ 1559 nm v obr. 3.25a.

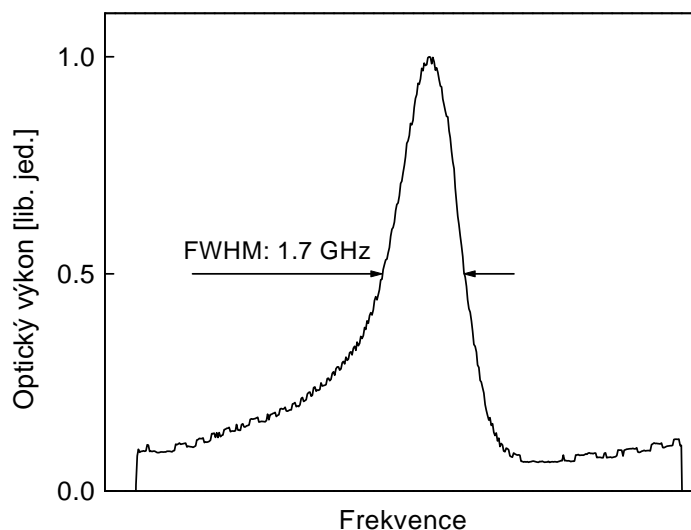
Skutečnou šířku čáry jsme měřili pomocí Fabryho-Perotova interferometru s volným spektrálním intervalem (free spectral range - FSR) 10 GHz. Typické optické



Obrázek 3.25: Vliv ErTCF na tvar spektrální čáry Er/Yb vláknového laseru: a) a b) přeladování pomocí polarizačního kontroléru a polarizátoru, c) přeladování pomocí pásmového optického filtru.

spektrum změřené interferometrem a zobrazené na digitálním osciloskopu je na obr. 3.26.

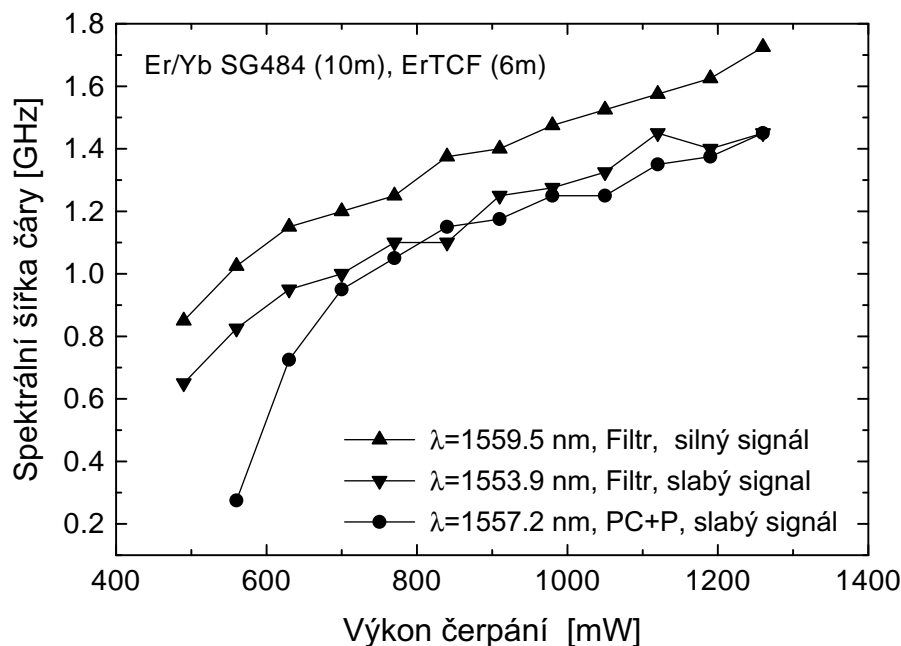
Šířka čáry v oblasti vlnových délek 1555 až 1567 nm byla mezi 1.4 až 1.7 GHz. Porovnáním šířky čáry např. na 1561 nm s dvoujádrovým filtrem o hodnotě 1.5 GHz s šířkou 20 GHz (0.16 nm) změřenou bez ErTCF (údaj je korigován s uvažáním roz-



Obrázek 3.26: Měření šířky spektrální čáry laseru skanovacím Fabryho-Perotovým interferometrem.

lišení 0.1 nm) vychází 13-krát užší šířka čáry. Na obr. 3.25b je měření prováděné s účinnějším Er/Yb zesilovacím vláknem označeným SG595, se kterým bylo dosaženo dvojnásobného výstupního výkonu ve srovnání s vláknem SG484 (obr. 3.25a). Zde se měnila šířka čáry laseru s filtrem ErTCF v rozmezí od 1.6 do 1.9 GHz při přeladování od 1550 do 1565 nm. Vřazením ErTCF se šířka čáry zúžila z 29 GHz (0.23 nm) na 1561 nm 16-krát na 1.8 GHz. Výstupní spektrum na obr. 3.25c ukazuje přeladování laseru pásmovým optickým filtrem (JDS Fitel TB1500 s -3 dB šířkou pásma 2 nm na 1545 nm a 1.7 nm na 1580 nm) následovaným ErTCF. S výstupním výkonem udržovaným na úrovni 77.5 mW (odhadovaný výkon na vstupu ErTCF byl 15.5 mW) se při přeladování laseru od 1545 do 1575 nm šířka čáry laseru pohybovala od 1.2 do 2.2 GHz. Toto uspořádání demonstruje praktický způsob získání široce přeladitelné úzkopásmové filtrace.

Poznamenejme na tomto místě, že navázání a vyvázání optického výkonu pouze z jednoho z jader ErTCF umožňuje kombinovat filtrační efekt vypalování prostorových spektrálních děr s vlastní přenosovou funkcí dvoujádrového lineárního vazebního členu. Jde o filtr, jehož pásmo propustnosti se periodicky opakuje, a zužuje se s rostoucím počtem vazebních délek v použité délce TCF. Ze změřených parametrů použitého erbiem dopovaného TCF vychází, že maximum přenosové funkce se v intervalu vlnových délek kolem 1550 nm opakuje s periodou 0.12 nm. To znamená, že ErTCF filtr nesleduje vlnovou délku laseru kontinuálně, ale po více méně diskrétních krocích ≈ 0.1 nm. Vymezení vlnové délky laseru jedním z blízko sebe rozložených maxim přenosové funkce přispívá ke stabilitě pracovní vlnové délky laseru. V souladu s dříve uvedenými numerickými simulacemi ErTCF jsme pozorovali,



Obrázek 3.27: Závislost šířky spektrální čáry na čerpacím výkonu.

že spektrální šířka čáry je určena přenosovou funkcí dvoujádrového lineárního vazebního členu, která je o něco více selektivní než přenosová funkce saturovatelného absorberu s převažujícím nehomogenním rozšířením, viz obr. 3.20.

Na druhou stranu nehomogenní rozšíření v ErTCF omezuje možnost laserování na jiných vlnových délkách v okolí pracovní vlnové délky laseru. Dostatečně silná spektrální složka laserového záření, jejíž zesílení v rezonátoru laseru je největší saturuje absorpci iontů erbia podél své cesty v ErTCF a současně homogenně saturuje zesílení v Er/Yb zesilovacím vlákne. Protože slabší komponenty na jiných vlnových délkách (ASE) se šíří po jiných cestách v ErTCF, jsou stále ovlivněny absorpcí na neexcitovaných iontech erbia. Navíc nyní vidí i nižší zesílení v zesilovacím vlákne, což vede k jejich silnému utlumení. Pomalá dynamika saturace erbia v ErTCF potlačuje možnost přeskokování vlnové délky laseru a přitom umožňuje sledovat vlnovou délku při přeladování laseru. Jev nehomogenní absorpce se nejzřetelněji projevuje v případě ukázaném na obr. 3.25a. Můžeme zde vidět, že kraje ASE vykazují modulaci s periodou ≈ 1 nm odpovídající periodičnosti ztrát na polarizátoru. Pokud ErTCF nebylo zařazeno, mohlo být nastavením polarizačního kontroléru snadno dosaženo současného laserování na dvou nebo dokonce čtyř vlnových délkách odpovídajícím maximům modulace ASE. S ErTCF je tato tendence k laserovým oscilacím na více vlnových délkách současně potlačena.

Závislost šířky čáry na čerpacím výkonu je vynesena na obr. 3.27 pro několik

případů specifikovaných v legendě k obrázku. Označení „silný signál“ znamená, že ErTCF je vřazena mezi WDM1 a izolátor, tzn. že signál vstupuje do ErTCF po zesílení v Er/Yb vlákne. Standardní pozice ErTCF (za výstupním děličem) je označena jako „slabý signál“. Pro poslední body v grafech, tj. při čerpacím výkonu 1260 mW, na $\lambda = 1559.5$, 1553.9, a 1557.2 nm byla odhadnuta úroveň výkonu na vstupu ErTCF na 153.7, 15.1, a 6.4 mW. Můžeme vidět, že nedošlo k podstatnému rozšíření čáry, i když saturující výkon vzrostl desetkrát. V tomto případě, kdy mřížka prostorově vypálených děr v ErTCF byla „přeexponována“, jsme v rámci FSR interferometru při přeladování pásmovým filtrem často pozorovali dva oscilující vidy (pravděpodobně šlo o vlastní polarizační vidy rezonátoru). Šířka čáry se obecně zužuje se zmenšujícím se čerpacím výkonem. Toto je vidět v případě s vysokým laserovým prahem (nejspodnější křivka), kdy dochází k velkému zúžení čáry právě v blízkosti prahu laseru.

Kapitola 4

Konkrétní závěry pro realizaci v praxi a další rozvoj vědy

Bylo připraveno několik dvoujádrových optických vláken a byly vyzkoušeny měřící metody pro určení jejich lineárních vazebních charakteristik. U měřených vzorků vláken byla pozorována citlivost vazební účinnosti na ohyb a zkrut. Aby byla zajištěna spolehlivá funkce TCF jako lineárního vazebního členu, musí být navrženo se silnou vazbou mezi jádrem, tj. i s kratší vazební délkou. To výrazně omezuje využití TCF v těch aplikacích, ve kterých je požadována dlouhá vazební délka, např. pro nelineární přepínání výkonu. Mezi původním přínosy této části práce patří

- Vypracování metodiky návrhu dvoujádrového vlákna, jehož jádra mají obecný, rotačně symetrický profil indexu lomu.
- Příprava dvoujádrového vlákna s jedním jádrem v ose. Takto vyrobené TCF je možno snadno svařovat se standardními jednojádrovými optickými vlákny. Pokud je nám známo, tento způsob přípravy TCF nebyl ještě v literatuře popsán.
- Modifikace spektrální metody určování vazební délky dvoujádrového vlákna. Oproti publikované metodě jsme pro fitování spektrální přenosové odezvy TCF použili regresní funkci závislou na geometrických parametrech TCF, takže jsme kromě vazební délky získali i odhad těchto parametrů včetně jejich směrodatných odchylek.

Dále byla zkoumána původní aplikace dvoujádrového vlákna ve vláknovém laseru v cw režimu, kdy ErTCF ve spojení s přeladitelným pásmovým filtrem pracuje v rezonátoru laseru jako sledovací úzkopásmový filtr. Poprvé bylo demonstrováno jak numericky tak experimentálně, že erbiem dopované TCF přispívá ke stabilizaci pracovní vlnové délky laseru a výrazně zužuje šířku čáry výstupního záření. Praktický význam tohoto uspořádání spočívá v odstranění nebo alespoň výraznému

zmírnění nutnosti kompromisu mezi požadavkem úzkopásmovosti filtru a jeho široké přeladitelnosti.

Získané vědecké poznatky byly prezentovány na domácích a mezinárodních konferencích, seznam publikovaných prací je uveden v příloze B. Část týkající se charakterizace erbiem a yterbiem dopovaného aktivního vlákna byla použita při mezilaboratorním srovnávacím (tzv. „round-robin“) měření Er/Yb vláken probíhajícím v rámci projektu COST 241 „Characterisation of advanced fibres for the new photonics network“.

Zajímavým jevem, zjištěným při měření spektrální přenosové funkce TCF, je vliv zkrutu vlákna na vazební účinnost. Tento jev dosud nebyl v literatuře popsán a jeho hlubší studium a objasnění může být námětem dalšího výzkumu. V současnosti se začíná na našem pracovišti výzkum pulsních režimů vláknového laseru s dvoujádrovým vláknem. Ukazuje se, že mezividová disperze v dvoujádrovém vlákně - rozdíl grupových rychlostí symetrického a antisymetrického vidu TCF - může být využita k dosažení pulsního režimu vláknového laseru s vysokou opakovací frekvencí řádu stovek GHz a subpikosekundovou délkou pulsu. Dlouhodobějším výzkumným úkolem zůstává hledání nových nelineárních materiálů s vyšším nelineárním indexem lomu. S takovým materiálem by bylo možné realizovat nelineární dvoujádrový vazební člen s kratší vazební délkou a tedy i s dostatečnou vazební účinností pro pasivní vidovou synchronizaci laseru.

Příloha A

Konstanty šíření a rozložení pole v jednojádrovém vlákně

A.1 SI vlákno

V této části přílohy jsou shrnuty základní vztahy pro výpočet konstant šíření a rozložení pole v jednojádrovém vláknovém vlnovodu se skokovou změnou indexu lomu (step-index, SI).

Předpokládáme dielektrický, bezztrátový vlnovod s rozložením profilu indexu lomu $n(r, \varphi) = n_1(r, \varphi)$, podle obr. 1.3. Řešení Helmholtzovy vlnové rovnice (1.1) v daném prostředí za podmínky rovnosti tečných složek elektrické intenzity na rozhraní jádra a pláště vede k charakteristické rovnici pro podélnou konstantu šíření β [65]

$$\begin{aligned} \left(\frac{J'_m(U)}{U J_m(U)} + \frac{K'_m(W)}{W K_m(W)} \right) \left(\frac{n_{co}^2}{n_{cl}^2} \frac{J'_m(U)}{U J_m(U)} + \frac{K'_m(W)}{W K_m(W)} \right) &= \quad (A.1) \\ &= m^2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left(\frac{n_{co}^2}{n_{cl}^2} \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right), \end{aligned}$$

m je azimutální vidový index, J_m je Besselova funkce prvního druhu m -tého řádu a K_m modifikovaná Besselova funkce druhého druhu m -tého řádu. Propagační konstanta β je zahrnuta v normovaných příčných konstantách šíření v jádře U a plášti W , které jsou odvozené od příslušných příčných konstant šíření u , w . Platí, že

$$U = au, \quad u^2 = k_0^2 n_{co}^2 - \beta^2, \quad (A.2)$$

$$W = aw, \quad w^2 = \beta^2 - k_0^2 n_{cl}^2. \quad (A.3)$$

Řešení charakteristické rovnice (A.2) je nutné provést numericky. V přiblížení slabě vedoucího vlnovodu, kdy

$$\Delta = \frac{n_{co} - n_{cl}}{n_{cl}} \ll 1, \quad (A.4)$$

a vyjádříme-li derivace Besselových funkcí pomocí Besselových funkcí vyšších řádů, lze zjednodušit charakteristickou rovnici do tvaru

$$\frac{J_m(U)}{UJ_{m+1}(U)} = \frac{K_m(W)}{WK_{m+1}(W)}. \quad (\text{A.5})$$

V rámci tohoto přiblížení zavedl D. Gloge [4] tzv. lineárně polarizované (LP) vidy vlnovodu, jejichž vektor elektrické intenzity je ve všech bodech řezu vlákna polarizován v podstatě ve stejném směru, a rovnice (A.5) je pak charakteristická rovnice pro lineárně polarizované vidy. V případě vidy polarizované v ose x složky elektromagnetického pole postuloval následovně ¹

$$r \leq a, \quad E_x = AJ_m(ur) \begin{cases} \sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{cases}, \quad (\text{A.6})$$

$$r > a, \quad E_x = BK_m(wr) \begin{cases} \sin(m\varphi) \\ \cos(m\varphi) \end{cases}, \quad (\text{A.7})$$

$$H_y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_x, \quad (\text{A.8})$$

konstanta B je určena z podmínky spojitosti elektrického pole na rozhraní:

$$B = \frac{AJ_m(U)}{K_m(W)}. \quad (\text{A.9})$$

Protože podélnou složku elektrického pole je možné v rámci přiblížení LP vidů zanedbat, je intenzita záření úměrná $|E_x|^2$.

D. Gloge nalezl přibližné analytické řešení charakteristické rovnice (A.5) pro vidy LP_{ml} , kromě základního vidu LP_{01} , ve tvaru

$$U(V) = \frac{U_c}{s} \exp \left[\arccos \left| \frac{s}{V} \right| - \arccos \left| \frac{s}{U_c} \right| \right], \quad (\text{A.10})$$

přičemž

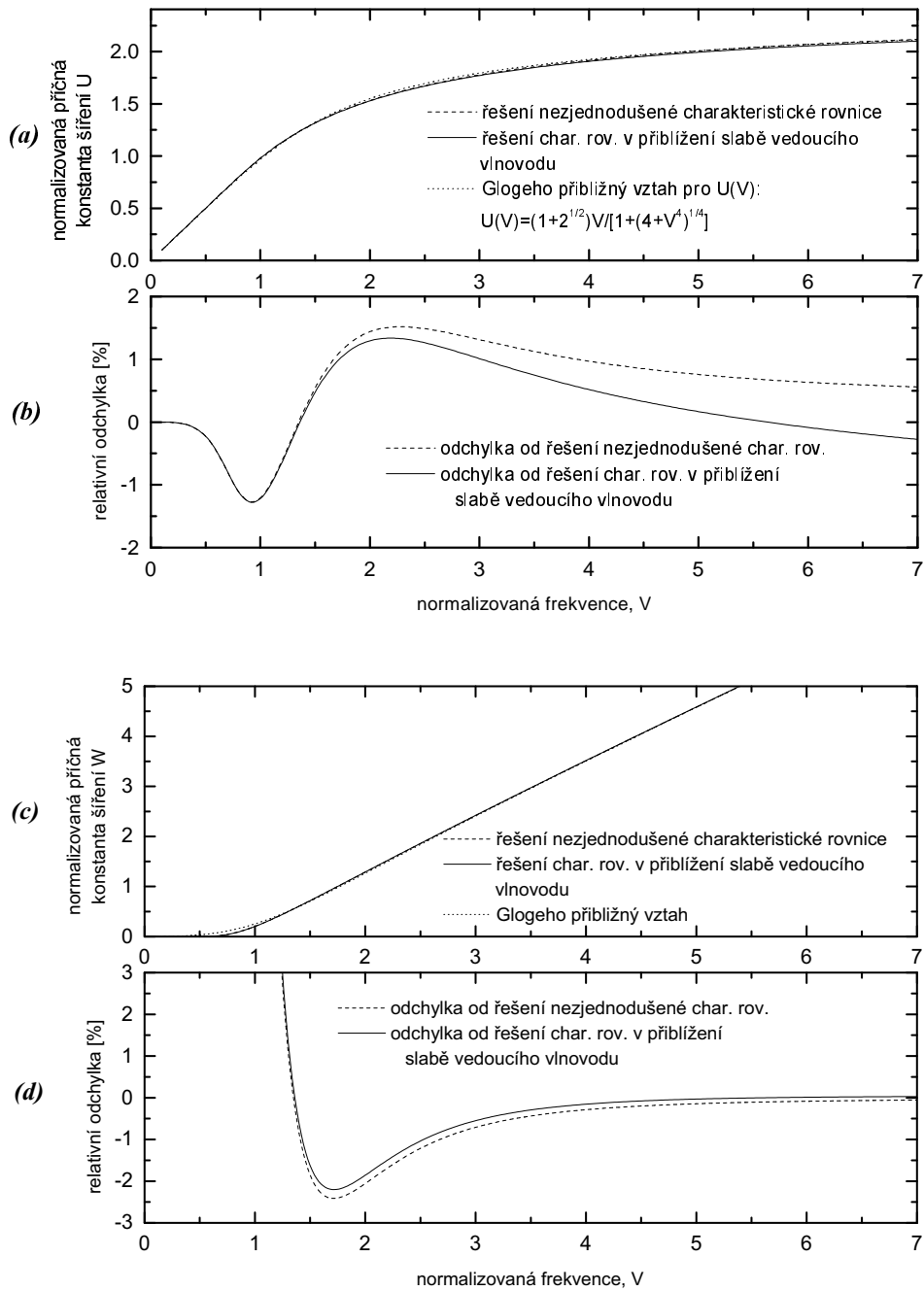
$$s = \sqrt{U_c^2 - m^2 - 1}, \quad (\text{A.11})$$

$V = k_0 a N A$ je normovaná frekvence. U_c je l -tý kořen funkce $J_{m-1}(U)$. Pro konstanty šíření základního vidu LP_{01} (HE_{11}) odvodil vztah

$$U(V) = (1 + \sqrt{2}) V / [1 + (4 + V^4)^{1/4}]. \quad (\text{A.12})$$

Porovnání výpočtů konstant šíření U , W základního vidu podle přibližného Glogeho vztahu (A.12) s numerickými řešeními charakteristických rovnic (A.2,A.5) je

¹V pracích [66, 67] jsou rozložení pole vidů, která jsou vypočtena jako řešení nezjednodušené charakteristické rovnice (A.2) vlákna se skokovou změnou indexu lomu (TE, TM, EH a HE vidy), porovnávána s rozložením příslušných LP vidů. Bylo zjištěno, že ačkoliv rozložení pole jednotlivých TE, TM, EH a HE vidů příslušejících stejnému vidu LP_{01} vypadá naprosto odlišně, má intenzita, která je dána reálnou částí z -ové složky komplexního Poyntingova vektoru, různých vidů příslušejících jednomu LP vidu (přibližně) identické plošné rozložení.



Obrázek A.1: Závislost konstant šíření U , W základního vidu SI vlákna na normované frekvenci V . Výpočet byl prováděn třemi způsoby, numerickým řešením charakteristických rovnic (A.2,A.5) a podle přibližného Glogeho [4] vztahu (A.12), jehož přesnost je v grafech b), d) srovnávána s numerickým řešením. Z grafu d) je patrné, že pro $V < 1.4$ začíná být určování příčné konstanty šíření v plášti W podle aproximativních vztahů nepoužitelné.

provedeno v grafech na obr. A.1. Vztahy (A.10,A.12) aproximují konstantu šíření U získanou přesným řešením rovnic s relativní chybou max. 2%. Výpočet konstanty šíření W podle aproximativních vztahů je však pro malé V zatížen neúměrně velkou chybou. Vzhledem k tomu, že výpočet vazebního koeficientu TCF kriticky závisí právě na W , není vhodné používat těchto vztahů pro návrh TCF. Ovšem je zcela oprávněné použít je pro výpočet rychlostí absorpce a emise v modelu aktivních vláken, odstavec 3.2.1.

A.2 Vláknem s libovolným, rotačně symetrickým profilem indexu lomu

Zde se budeme věnovat řešení Helmholtzovy vlnové rovnice (1.1) pro vláknový vlnovod s libovolným, rotačně symetrickým profilem indexu lomu. Opět budeme předpokládat, že $\Delta = (n_{max} - n_{min})/n_{min} \ll 1$, kdy můžeme použít přiblížení slabě vedoucího vlnovodu a elektromagnetické vidy vlnovodu pokládat za lineárně polarizované vlny. Uvažujeme-li elektrické pole polarizované v ose x , mají složky elektromagnetického pole tvar

$$E_x = AR(r)\phi(\varphi), \quad H_y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}E_x \quad (\text{A.13})$$

Dosazením do Helmholtzovy rovnice (1.1) dostáváme pro azimutální vlnovou funkci řešení

$$\phi(\varphi) = \begin{cases} \cos(m\varphi + \delta) \\ \sin(m\varphi + \delta) \end{cases}, \quad (\text{A.14})$$

kde δ je konstanta a m označuje azimutální vidový index. Pro radiální vlnovou funkci $R(r)$ dostáváme skalární vlnovou rovnici

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(k_0^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0, \quad (\text{A.15})$$

kde β je podélná konstanta šíření. LP vidy lze jako v případě SI vlákna označovat indexy m a l . Index l říká, že funkce $R(r)$ prochází $(l-1)$ krát nulou.

Ze znalosti řešení skalární vlnové rovnice (A.15) pro SI vlákno, která jsou složena v oblasti jádra z Besselových funkcí a v plášti z modifikovaných Besselových funkcí, odhadujeme okrajové podmínky na ose vlákna ($r=0$) následovně

$$\begin{aligned} R(0) &= 1, & \frac{dR}{dr}(0) &= 0 & \text{pro } m &= 0, \\ R(0) &= 0, & \frac{dR}{dr}(0) &= 0.5 & \text{pro } m &= 1, \\ R(0) &= 0, & \frac{dR}{dr}(0) &= 0 & \text{pro } m &= 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

a okrajové podmínky pro pole v plášti

$$\lim_{r \rightarrow \infty} R(r) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{dR(r)}{dr} = 0. \quad (\text{A.17})$$

Pro numerickou integraci rovnice (A.15), je vhodné použít proměnné r , β a funkci $n(r)$ v normovaném tvaru. Zavedeme nové proměnné

$$\bar{r} = \frac{r}{a}, \quad B = \frac{(\beta/k_0)^2 - n_{min}^2}{n_{max}^2 - n_{min}^2}, \quad N(\bar{r}) = \frac{n^2(\bar{r}) - n_{min}^2}{n_{max}^2 - n_{min}^2} \quad (\text{A.18})$$

kde a je parametr normování, např. poloha paty profilu jádra. Nyní přejde skalární vlnová rovnice (A.15) na

$$\frac{d^2 R}{d\bar{r}^2} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{dR}{d\bar{r}} + \left(V^2(N(\bar{r}) - B) - \frac{m^2}{\bar{r}^2} \right) R = 0. \quad (\text{A.19})$$

Rovnice (A.19) je řešena iteračně Runge-Kutta-Gill metodou [68, 69] pro $R(\bar{r})$ a B . Podélná konstanta šíření β vedených vidů musí ležet v intervalu $(n_{min}k_0, n_{max}k_0)$ a tomu odpovídá $B \in (0, 1)$.

Iterační řešení začíná od spodní meze intervalu B a po každém iteračním kroku je B modifikována, dokud nejsou splněny okrajové podmínky (A.17) s požadovanou přesností. Abychom se vyhnuli zbytečné numerické integraci (A.19) v průběhu iteračního procesu, jsou na radiální vlnovou funkci $R(\bar{r})$ naloženy v oblasti pláště ($\bar{r} > 1$) další podmínky:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{d\bar{r}} < 0 \quad \text{a} \quad \frac{d^2 R}{d\bar{r}^2} > 0 & \quad \text{pro sudý radiální index } l, \\ \frac{dR}{d\bar{r}} > 0 \quad \text{a} \quad \frac{d^2 R}{d\bar{r}^2} < 0 & \quad \text{pro lichá } l. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

To znamená, že numerická integrace (A.19) je zastavena, pokud $R(\bar{r})$ se neblíží asymptoticky k nule. Přesnost výpočtu závisí na délce intervalu integrace $\bar{r} \in (0, F)$ a především pak na délce integračního kroku, který je určen počtem bodů diskretizační sítě intervalu integrace. Pro SI vlákno, kde jsou známá přesná analytická řešení B , $R(\bar{r})$, je provedeno v tabulce A.1 srovnání přesného řešení se zde popisovaným řešením iterační numerickou metodou.

N_R	B	$n_{eff} = \beta/k_0$	rel. odchylka [%]	r_{err}
500	0.501429	1.459905	0.75	0.1 a
1000	0.503319	1.459916	0.38	0.2 a
1500	0.503953	1.459920	0.25	0.4 a
2000	0.504269	1.459922	0.19	5.8 a
10000	0.505031	1.459926	0.04	6.0 a

Tabulka A.1: Srovnání konstant šíření základního vidu SI vlákna vypočtených iteračním řešením skalární vlnové rovnice (A.19) s přesným řešením. Numerický výpočet byl prováděn pro různý počet bodů diskretizační sítě N_R , délka intervalu integrace byla $F = 10$. Parametry vlákna jsou: $a = 3\mu m$, $NA = 0.13$, $n_{min} = 1.457$; na vlnové délce $\lambda = 1.064\mu m$ přesné řešení je: $B = 0.505223$, resp. $n_{eff} = 1.459927$. Veličina r_{err} je poloměr, kde rozdíl příslušných vlnových funkcí přesahuje 10%.

Příloha B

Seznam publikovaných prací

1. J. Kaňka, P. Honzátko, P. Peterka, V. Matějec, and I. Kašík. “Performance characterisation of twin-core fibre filter in fibre laser”. *accepted for presentation in Optical Fibre Measurement Conf. OFMC99*, Nantes, France, 1999.
2. P. Peterka, J. Kaňka, M. Karásek, P. Honzátko, and F. Abdelmalek. “Characterisation and modelling of Er/Yb codoped fibres”. In *SPIE Proc. of the conf. Photonics '99*, Prague, 1999.
3. J. Kaňka, P. Honzátko, P. Peterka, V. Matějec, and I. Kašík. “Line-narrowing and wavelength stabilisation in a tunable Er-Yb fibre ring laser with an Er twin-core fibre”. In *SPIE Proc. of the conf. Photonics '99*, Prague, 1999.
4. J. Kaňka, P. Peterka, P. Honzátko, V. Matějec, and I. Kašík. “Er-doped twin-core fibre coupler as a saturable-absorber-based narrow-band filter for fibre lasers”. *Czechoslovak Journal of Physics*, 49(5):889–894, 1999.
5. P. Peterka, J. Kaňka, P. Honzátko, V. Matějec, and I. Kašík. “Dvoujádrové optické vlákno - návrh, výroba, charakterizace”. In *Sborník konf. Optické komunikace '98*, Praha, pages 127–131, 1998.
6. J. Kaňka, P. Peterka, P. Honzátko, V. Matějec, and I. Kašík. “Erbium-doped twin-core fibre as a saturable-absorber-based tracking narrow-band filter for fibre lasers”. In *Czech-Chinese workshop AMFO '98*, Prague, 1998.
7. J. Kaňka and P. Peterka. “Er-doped twin-core fibre tracking bandpass filter for fibre lasers”. In *Book of abstracts, International Student Conf. on Electrical Eng. POSTER 98*, Prague, page EEC14, 1998.
8. P. Peterka and J. Kaňka. “Er-doped twin-core fibre as a saturable-absorber-based tracking bandpass filter for fibre lasers”. In *Proc. of the 7th CTU annual seminar Workshop98, part I.*, Prague, page 323, 1998.

9. P. Peterka. *Twin-core fiber coupler*. PhD report, FEL ČVUT, 1997.
10. P. Peterka. “Design of the twin-core fiber coupler”. In *Book of abstracts, International Student Conf. on Electrical Eng. POSTER 97*, Prague, page EEC30, 1997.
11. P. Peterka. “Analýza vlivu vlnovodných parametrů na přepínací účinnost dvoujádrového vláknového děliče”. In *interní zpráva ÚRE AV ČR Praha*, 1996.
12. P. Peterka. “Počítačový model $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ dopovaného vláknového zesilovače”. In *Sborník abstrakt studentské odborné konf. POSTER 96*, Praha, page 50, 1996.

Literatura

- [1] B. J. Ainslie, S. P. Craig, and S. T. Davey. “The absorption and fluorescence spectra of rare earth ions in silica-based monomode fiber”. *J. of Lightwave Tech.*, 6(2):287–293, 1988.
- [2] Ch. Letster, A. Bjarklev, T. Rasmussen, and P. G. Dinesen. “Modeling of Yb³⁺-sensitized Er³⁺-doped silica waveguide amplifiers”. *J. of Lightwave Tech.*, 13(5):740–743, 1995.
- [3] E. Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers, principles and applications*. John Wiley & Sons, New York, 1994.
- [4] D. Gloge. “Weakly guiding fibers”. *Appl. Optics.*, 10(10):2252–2258, 1971.
- [5] C. J. Koester and E. Snitzer. “Amplification in a fiber laser”. *Applied Optics*, 3(9):1182, 1964.
- [6] A. W. Snyder and J. D. Love. *Optical Waveguide Theory*. Chapman and Hall Ltd., London, 1983.
- [7] A. Hardy and W. Streifer. Coupled mode theory of parallel waveguides. *J. Lightwave Technol.*, 3:1135–1146, 1985.
- [8] A. Hardy and W. Streifer. “Coupled-mode equations for two weakly guiding single-mode fibers”. *Optics Lett.*, 11:324–326, 1986.
- [9] A. Ankiewicz A. W. Snyder. “Fibre couplers composed of unequal cores”. *Electron. Lett.*, 22:1237–1238, 1986.
- [10] W. Streifer. “Coupled mode theory”. *Electron. Lett.*, 23:315–316, 1987.
- [11] A. W. Snyder, A. Ankiewicz, and A. Altintas. “Fundamental error of recent coupled mode formulations”. *Electron. Lett.*, 23:1097–1098, 1987.
- [12] W. Streifer. “Comment: Fundamental error of recent coupled mode formulations”, A. W. Snyder, A. Ankiewicz, A. Altintas, “Reply: Coupled mode theory neglects polarisation phenomena”. *Electron. Lett.*, 24:718–720, 1988.

- [13] H. Ch. Chang. “Coupled-mode equations for dielectric waveguides based on projection and partition modal amplitudes”. *IEEE J. Quantum Electron.*, 23:1929–1937, 1987.
- [14] H. Ch. Chang, H. S. Huang, and Y. Ch. Wang. “On the various forms of the coupled-mode theory for optical waveguides”. *Microwave and Optical Technology Lett.*, 3:296–298, 1990.
- [15] G. Schiffner, H. Schneider, and G. Schöner. “Double-core single mode optical fiber as directional coupler”. *Appl. Phys.*, 23:41–45, 1980.
- [16] G. Schöner and G. Schiffner. “Coupling properties of a double-core single-mode optical fiber”. *Siemens Forschung und Entwicklung Bericht*, pages 172–178, 1981.
- [17] Y. Murakami and S. Sudo. “Coupling characteristics measurement between curved waveguides using a two-core fiber coupler”. *Appl. Opt.*, 20, 1981.
- [18] J. W. Arkwright, S. J. Hewlett, G. R. Atkins, and B. Wu. “High-isolation demultiplexing in bend-tuned twin-core fiber”. *J. of Lightwave Tech.*, 14(7):1740–1745, 1996.
- [19] D. Drolet and R. Vallée. “Dual-core fiber as a tunable directional coupler”. *Opt. Lett.*, 18:408, 1993.
- [20] R. Vallée and D. Drolet. “Practical coupling device based on a two-core optical fiber”. *Applied Opt.*, 33:5602–5610, 1994.
- [21] R. Fuest and K. Besendahl. “Planární monolitické odbočnice IOT”. In *Sborník konf. Optické komunikace '98*, Praha, pages 38–45, 1998.
- [22] B. S. Poole and J. D. Love. “Single-core fibre to twin-core fibre connector”. *El. Lett.*, 27(17):1559–1560, 1991.
- [23] G. D. Peng, T. Tjugiarto, and P. L. Chu. “Twin-core optical fiber with large core ellipticity”. *Appl. Opt.*, 30:632–634, 1991.
- [24] G. Meltz, J. R. Dunphy, W. W. Morey, and E. Snitzer. “Cross-talk fiber-optic temperature sensor”. *Appl. Opt.*, 22:464–477, 1983.
- [25] J. W. Arkwright. “Wavelength demultiplexing and enhanced nonlinearities in twin-core optical fibres, PhD thesis 1996. presented also by J. D. Love during the Czech-Australian workshop in CTU Prague in April, 1997.
- [26] J. W. Arkwright, B. Gillhoff, S. J. Hewlett, J. D. Love, P. M. Allen, P. L. Chu, T. W. Whitbread, B. Wu, G. R. Atkins, S. B. Poole, M. G. Sceats, and D. A. Thorncraft. “Optical-to-electrical wavelength demultiplexing detector: design, fabrication and analysis”. *J. of Lightwave Tech.*, 14(4):534–541, 1996.

- [27] B. Ortega and L. Dong. “Accurate tuning of mismatched twin-core fiber filters”. *Opt. Lett.*, 23(16):1277–1279, 1998.
- [28] M. N. Zervas and R. I. Laming. “Twin-core fiber erbium-doped channel equalizer”. *J. of Lightwave Tech.*, 13(5):721–731, 1995.
- [29] R. I. Laming, J. D. Minelly, L. Dong, and M. N. Zervas. “Twin-core erbium-doped fibre amplifier with passive spectral gain equalisation”. *El. Lett.*, 29(6):509–510, 1993.
- [30] P. Peterka and J. Kaňka. “Er-doped twin-core fibre as a saturable-absorber-based tracking bandpass filter for fibre lasers”. In *Proc. of the 7th CTU annual seminar Workshop98, part I.*, Prague, page 323, 1998.
- [31] J. Kaňka, P. Peterka, P. Honzátko, V. Matějec, and I. Kašík. “Er-doped twin-core fibre coupler as a saturable-absorber-based narrow-band filter for fibre lasers”. *Czechoslovak Journal of Physics*, 49(5):889–894, 1999.
- [32] B. K. Nayar, N. Finlayson, N. J. Doran, S. T. Davey, D. L. Williams, and J. W. Arkwright. “All-optical switching in a 200-m twin-core fiber nonlinear Mach-Zehnder interferometer”. *Opt. Lett.*, 16:408–410, 1991.
- [33] D. D. Gusovskij, E. M. Dianov, A. A. Majer, V. B. Neustrujev, E. I. Schklovskij, and I. A. Scherbakov. Nelinejnaja perekačka sveta v tunelno svjazanyh optičeskich volnovodach. *Kvantovaja elektronika*, 12:2312, 1985.
- [34] A. A. Majer. “O možnosti praktičeskovo ispolzovanija efekta samopereklučenija izlučenija v svjazanyh volnovodach dlja usilenija poleznoj moduljacion signalu”. *Kvantovaja elektronika*, 14:735, 1987.
- [35] S. R. Friberg, Y. Silberberg, M. K. Oliver, M. J. Andrejco, M. A. Sali, and P. W. Smith. “Ultrafast all-optical switching in a dual-core fiber nonlinear coupler”. *Appl. Phys. Lett.*, 51:1135, 1987.
- [36] S. R. Friberg, A. M. Weiner, Y. Silberberg, B. G. Sfez, and P. S. Smith. “Femtosecond switching in a dual-core-fiber nonlinear coupler”. *Opt. Lett.*, 13:904–906, 1988.
- [37] A. M. Weiner, Y. Silberberg, H. Fouckhardt, D. E. Leaird, M. A. Saifi, M. J. Andrejco, and P. W. Smith. “Use of femtosecond square pulses to avoid pulse breakup in all-optical switching”. *IEEE J. of Quantum Electronics*, 25(12):2648–2655, 1989.
- [38] H. G. Winful and D. T. Walton. “Passive mode locking through nonlinear coupling in a dual-core fiber laser”. *Opt. Lett.*, 17:1688–1690, 1992.

- [39] D. T. Walton and H. G. Winful. “Passive mode locking with an active nonlinear directional coupler: positive group velocity dispersion”. *Opt. Lett.*, 18:720–722, 1993.
- [40] J. Kaňka. “Numerical simulation of subpicosecond soliton formation in a nonlinear coupler laser”. *Opt. Lett.*, 19:1873–1875, 1994.
- [41] S. B. Reinhardt, Rachel J. Flynn, R. K. Erdmann, Y. J. Oh, J. W. Haus, and R. L. Fork. “Experimental study of harmonically modelocked fiber lasers including dual core fiber”. In *OSA Annual meeting*, 1995.
- [42] P. L. Chu and B. Wu. “Optical switching in twin-core erbium-doped fibers”. *Opt. Lett.*, 17:255, 1992.
- [43] R. Alonso and J. Pelayo. “Analysis of chromatic dispersion properties of triple-clad fibers by coupled mode theory”. *Opt. Lett.*, 15(20):1135–1137, 1990.
- [44] D. Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides*. New York: Academic, 1974.
- [45] P. Lundquist. *Optical waves in nonlinear planar waveguides*. PhD thesis, Univ. of Iowa, <http://marv.eng.uiowa.edu/~paul/>, 1996.
- [46] A. W. Snyder. “Coupled-mode theory for optical fibers”. *J. Opt. Soc. Am.*, 62(11):1267–1277, 1972.
- [47] E. Snitzer. “Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass”. *Phys. Rev. Lett.*, 7:444, 1961.
- [48] B. R. Judd. “Optical absorption intensities of rare earth ions”. *Phys. Rev.*, 127(3):750, 1962.
- [49] G. S. Ofelt. “Intensities of crystal spectra of rare-earth ions”. *J. of Chemical Physics*, 37(3):511, 1962.
- [50] P. Peterka. *Twin-core fiber coupler*. PhD report, FEL ČVUT, 1997.
- [51] G. D. Peng, T. Tjugiarto, and P. L. Chu. “Accurate elasto-optic probe method for measurement of coupling length in twin-core optical fiber”. *Appl. Opt.*, 33:1004–1009, 1994.
- [52] W. Zheng and O. Hulten. “Twin-core fiber aligning and splicing with image processing and real time control techniques”. In *Tech. Dig. of IOOC '95, Hong-Kong*, pages 22–23, 1995.
- [53] T. Tjugiarto, P. L. Chu, and G. D. Peng. “Couplings in spun twin-core optical fibers”. *Opt. Lett.*, 17(15):1058–1060, 1992.

- [54] J. N. Kutz and D. J. Muraki. “Enhanced power transfer and mode coupling in spun twin-core fibers”. *Opt. Lett.*, 21(12):863–865, 1996.
- [55] K. Rektorys a spol. *Přehled užité matematiky II. díl*. Prometheus, Praha, 1995.
- [56] E. F. Artemjev et al. “Some characteristics of population inversion of the $^4I_{13/2}$ level of erbium ions in ytterbium-erbium glasses”. *Sov. J. of Quantum Electronics*, 11(9):1266–1268, 1981.
- [57] E.-G. Neumann. *Single mode fibers*. Springer Verlag, Berlin, 1988.
- [58] P. R. Morkel. “Modelling erbium/ytterbium-doped fibre amplifiers”. In *Optical Amplifiers and Their Applications Technical Digest, Optical Society of America*, Washington, D.C., volume 17, pages 206–209, 1992.
- [59] A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow, and J. Aspell. “Modelling of gain in erbium-doped fiber amplifiers”. *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 2:714, 1990.
- [60] Y. Cheng, J. T. Kringlebotn, W. H. Loh, R. I. Laming, and D. N. Payne. “Stable single-frequency travelling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter”. *Opt. Lett.*, 20(8):875–877, 1995.
- [61] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. John Willey & sons, inc., český čtyřdílný překlad „Základy fotoniky“ vydal MATFYZPRESS Praha, 1994-96.
- [62] Y. Chen, A. W. Snyder, and D. N. Payne. “Twin core nonlinear couplers with gain and loss”. *J. of Quantum Electronics*, 28(1):239–245, 1992.
- [63] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in C: the art of scientific computing*. 2nd ed., Cambridge University Press, 1992.
- [64] U. Ghera, N. Konforti, and M. Tur. “Wavelength tunability in a Nd-doped fiber laser with an intracavity polarizer”. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 4:4–6, 1992.
- [65] M. Karásek and T. Zahrádka. *Disperze signálu v optických vláknových vlnovodech*. Academia, Praha, 1990.
- [66] Okoshi. *Optical fibers*. Academic Press, New York, 1982.
- [67] P. Krummrich. *Praseodym-dotierte Faserverstärker für den Wellenlängenbereich um 1,3 μm* . PhD. thesis T.U. Braunschweig, 1995.
- [68] kol. *SHARP PC 1211*. applications manual.
- [69] A. Ralston. *Základy numerické matematiky*. Academia, Praha, 1973.