

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

---

FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ

KATEDRA MIKROELEKTRONIKY



***Optický aktivní planární vlnovod  
s rozšířenou spektrální  
charakteristikou***

**Disertační práce**

***Ing. Jiří Šmejcký***

***Praha, únor 2022***

Doktorský studijní program: (P2612) Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: (2612V015) Elektronika

**Školitel:** *doc. Ing. Vítězslav Jeřábek, CSc.*

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem svou disertační práci vypracoval samostatně a v předložené práci důsledně citoval použitou literaturu.

V Praze dne 25. 2. 2022

.....  
Ing. Jiří Šmejcký

## Poděkování

Rád bych tímto poděkoval svému školiteli, doc. Ing. Vítězslavu Jeřábkovi, CSc., za podporu a inspiraci během celého doktorandského studia, připomínky, korekce a motivaci při sepsání disertační práce. Dále bych na tomto místě rád vyjádřil své poděkování především doc Ing. Václavu Prajzlerovi Ph.D. vedoucímu výzkumné skupiny Optoelektroniky, který byl můj školitel specialista za podnětné připomínky a návrhy při realizaci disertační práce a v neposlední řadě doc, Ing. Pavle Nekvindové Ph.D z Ústav anorganické chemie VŠCHT Praha za dlouholetou spolupráci při vývoji a výzkumu optických materiálů, technologií nutných pro jejich realizaci, při charakterizaci vzorků a podkladů pro vznik disertační práce. Také bych rád vyjádřil poděkování Ing. Davidovi Marešovi, PhD za cenné rady a pomoc při zpracování čistopisu práce. A na závěr velké díky mé rodině, především mé partnerce Monice za zázemí a podporu, bez které by realizace takové práce nebyla možná.

## Abstrakt

Disertační práce je zaměřená na výzkum struktur a studium vlastností opticky aktivních křemičitých skel dopovaných vzácnými zeminami a bizmutem pro fotoniku, speciálně pro planární aktivní vlnovody s gradientním profilem indexu lomu, použitelné pro konstrukci planárních vlnovodných optických zesilovačů, opticky aktivních rozbočovačů a dalších opticky aktivních struktur. Cílem práce je spektrálními a časovými metodami měření optimalizovat složení skel pro opticky aktivní planární vlnovody s rozšířenou spektrální charakteristikou a jejich využití v telekomunikačních vícepásmových systémech nové generace.

V současné době používají vysokokapacitní optické komunikační systémy poměrně úzkou spektrální oblast 1530 až 1610 nm, která je dána mimo jiné taky šířkou pásma vlnovodových optických zesilovačů dopovaných erbiem (EDFA). Moderní optické kabely jsou však schopné přenášet mnohem širší oblast vlnových délek v rozsahu 1300 až 1700 nm, kde optické ztráty telekomunikačních vláken jsou menší než 0,4 dB/km. Je tedy třeba řešit šířku použitelného pásma optických zesilovačů.

První část práce se zabývá novým tématem výzkumu optimálního chemického složení skel pro opticky aktivní dvoupásmové vlnovody, odměřením jejich spektrální odezvy luminiscence a absorpce aktivátorů erbia a bizmutu v křemičitém skle, dotovaném germaniem a určení průřezových koeficientů pro bizmut a erbium.

Práce se dále zabývá vytvořením matematického modelu vícepásmového vlnovodu využitím rychlostních rovnic a rovnice šíření pro odvození optického diferenciálního zisku skel, dotovaných aktivátory erbia a bizmutu. U zkoumaného složení modifikovaných aktivních skel GZ 4 byla navržena vhodná měřící reflexní metoda pro stanovení luminiscenčních a absorpčních spektrálních charakteristik využitím měřící aparatury HORIBA. Vzhledem k nízké spektrální odezvě zkoumaných křemičitých a křemičito-germaničitých skel, dotovaných Er a Bi, byla diskutována i otázka šumu a možnosti jeho minimalizace. Z naměřených emisních a absorpčních charakteristik pak byly stanoveny výpočtem emisní a absorpční průřezové koeficienty optických aktivátorů.

Druhá část práce pak zahrnuje návrh nové měřící metody pro určení diferenciálního zisku připravených křemičito-germaničitých skel nového složení s aktivátory Er a Bi, měřením optického impulsního přenosu vzorků trámečkových vlnovodů, realizovaných řezáním zkoumaných skelných substrátů. Touto metodou bylo určeno složení skla s nejvyšším diferenciálním ziskem 0,16 a 0,2 dB/cm ve dvou optických telekomunikačních pásmech C a U. Výsledky byly ověřeny měřením diferenciálního zisku difuzních planárních vlnovodů a navržené optické rozbočnice s Er a Yb aktivátory, realizované ze skla GZ 4 podobného složení. Experimentální výsledky byly porovnány s výpočty.

### Klíčová slova:

křemičito-germaničitá skla, aktivátory erbia a bizmutu, optický diferenciální zisk, reflexní spektrální měření, optické impulsní měření, optická aktivní rozbočnice

## **Abstract**

The thesis is focused on the research of structures and study of properties of optically active silica glasses doped with rare earth and bismuth for the photonics, especially for planar active waveguides with a gradient refractive index profile, applicable for the construction of planar optical amplifiers, optically active splitters, and other optically active structures. The study and work aim to optimize the composition of glasses for optically active planar waveguides with extended spectral characteristics and their use in next-generation multiband telecommunication systems by spectral and temporal measurement methods.

Currently, high-capacity optical communication systems use a relatively narrow spectral region of 1530 to 1610 nm which is determined, among other things, by the bandwidth of erbium-doped fiber amplifiers (EDFAs). However, modern fiber optic cables are capable of transmitting a much wider wavelength region in the 1300 to 1700 nm range, where the optical loss of telecommunication fibers is less than 0.4 dB/km. Therefore, the usable bandwidth of optical amplifiers needs to be addressed.

The first part of the thesis deals with the new topic of research on the optimal chemical composition of glasses for optically active dual-band waveguides, measurement of their spectral response of luminescence and absorption activators erbium and bismuth in germanium-doped silica glass, and determination of the cross-section coefficients for bismuth and erbium.

The thesis also deals with the development of a mathematical model of a multiband waveguide by using the rate equations and the propagation equation to derive the optical differential gain of glasses doped with erbium and bismuth activators. For the investigated composition of modified GZ 4 active glasses, a suitable reflection measurement method was proposed to determine the luminescence and absorption spectral characteristics using the HORIBA measuring instrument. Due to the low spectral response of the investigated silica and silica-germanite glasses doped with Er and Bi, the issue of ambient noise and the possibility of its minimization were also discussed. From the measured emission and absorption characteristics, the emission and absorption cross-section coefficients of the optical activators were then determined by calculation.

The second part of the thesis then involves the design of a new measurement method for the determination of the differential gain of prepared silica-germanite glasses of the new composition with Er and Bi activators by measuring the optical pulse transmission of beam waveguide samples realized by cutting the investigated glass substrates. This method was used to determine the glass composition with the highest differential gain of 0.16 and 0.2 dB/cm in two optical telecommunication bands C and U. The results were verified by measuring the differential gain of diffuse planar waveguides and the proposed optical splitter with Er and Yb activators, realized from GZ 4 glass of similar composition. The experimental results were compared with the calculations.

### **Keywords:**

silica-germanite glasses, erbium and bismuth activators, optical differential gain, reflectance spectral measurements, optical pulse measurement, optical active splitter

## Seznam použitých zkratek

Zkratka	Význam v anglickém jazyce	Význam v českém jazyce
BEDFA	Bismut erbium doped fiber amplifier	Optický vláknový zesilovač dopovaný bizmut-erbiem pro pásmo 1550 až 1750 nm
BMP	Beam Propagation Method	Metoda šíření optického svazku
BAC	Bismut active centers	Bizmutová aktivní centra
CVD	Chemical Vapor Deposition	chemická depozice z plynné fáze
BEDF	Bismut erbium doped fiber	Erbiem a bizmutem dopované vlákno
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing	vlnový multiplex s hustým dělením
EDFA	Erbium doped fiber amplifier	Optický vlnovodný vláknový zesilovač
EDPA	Erbium doped planar amplifier	Optický vlnovodný planární zesilovač
FDTD	Finite-Difference Time-Domain Method	metoda konečných přírůstků v časové doméně
<b>H</b>	Hamiltonián	Evoluční operátor
IR	Infra Red	infračervené záření
ISO		Optický izolátor
MAPLE		Programový výpočetní softwarový systém
MM	Multi Mode	vícevidový
MOCVD	Metal-Organic Chemical Vapour Deposition	metalorganická chemická depozice z plynné fáze
NIR	Near Infra Red	blízká infračervená oblast záření
OSA		Optický spektrální analyzátor
SM	Single Mode	jednovidový
UV	Ultra Violet	ultrafialová oblast spektra
VIS	Visible Spectrum	viditelná oblast spektra
Qantum ATK		Atomistický simulační software pro simulace na kvantové úrovni
WDM	Wavelength Division Multiplexing	vlnový multiplex

## Seznam použitých symbolů

Symbol	Jednotka/hodnota	Popis
A	-	amplituda vidu
B	T	magnetická indukce
c	299792458 m s <sup>-1</sup>	rychlost světla ve vakuu
D	C·m <sup>-2</sup>	elektrická indukce
E	V·m <sup>-1</sup>	Intenzita elektrického elektrické pole
e	1,602176634 10 <sup>-19</sup> C	elementární náboj elektronu
F	dB	Odstup signál/šum
$\mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$		jednotkové vektory
h	6,62607 10 <sup>-34</sup> J·s	Plankova konstanta
h <sub>f</sub>	m	tloušťka vlnodné vrstvy (hloubka difuzního kanálku)
IL	dB	vložný útlum
$\sigma_e(\nu)$	cm <sup>2</sup>	emisní účinný průřez
$\mu$	H·m <sup>-1</sup>	permeabilita
$\mu_0$	1,2566 10 <sup>6</sup> N·A <sup>-2</sup>	permeabilita vakua
$\mu_r$	-	relativní permeabilita
$\omega$	s <sup>-1</sup>	úhlová frekvence
$\omega$	s <sup>-1</sup>	úhlová frekvence
j	$\sqrt{-1}$	imaginární jednotka
k	m <sup>-1</sup>	konstanta šíření
k <sub>0</sub>	m <sup>-1</sup>	konstanta šíření ve vakuu
m <sub>x</sub>	%	amplituda vidu
n	-	index lomu, $n = \sqrt{\epsilon_r}$
N <sub>i</sub>	at/cm <sup>3</sup>	Populační hustota aktivních částic (iontů)
N <sub>2</sub> /N <sup>Er</sup> <sub>tot</sub>	-	Inverze populace Er složky
N <sub>2</sub> /N <sup>BAC</sup> <sub>tot</sub>	-	Inverze populace BAC složky
NA	-	numerická apertura
N <sub>tot</sub> <sup>Er</sup>	-	Celkový počet aktivních částic erbiové složky
N <sub>tot</sub> <sup>Bi</sup>	-	Celkový počet aktivních částic bizmutové složky
W	s <sup>-1</sup>	rychlostní koeficient
n <sub>D</sub>	-	index lomu dielektrika (okolního prostředí)
n <sub>eff</sub>	-	efektivní index lomu
n <sub>s</sub>	-	index lomu substrátu
$\Delta n$	%	kontrast indexu lomu
p	C·m	dipolový moment
P	dB	Optická úroveň impulsního výkonu
$\mathbf{r}$	-	vektor polohy, $\mathbf{r} = (x, y, z)$
t	s	Časová konstanta spontánních přechodů
U <sub>E</sub>	J·m <sup>-3</sup>	objemová hustota energie el. pole
V	m <sup>3</sup>	objem
v	m·s <sup>-1</sup>	rychlost
$\epsilon$	F·m <sup>-1</sup>	permitivita
$\epsilon_0$	8,8541 10 <sup>-12</sup> F·m <sup>-1</sup>	permitivita vakua
$\epsilon_D$	-	permitivita dielektrika
$\epsilon_r$	-	Relativní permitivita dielektrika

$\lambda, \lambda_0$	m	vlnová délka ve vakuu
$\sigma_a(\nu)$	cm <sup>2</sup>	absorpční účinný průřez
$\sigma_e(\nu)$	cm <sup>2</sup>	emisní účinný průřez
$\mu$	H·m <sup>-1</sup>	permeabilita
$\mu_0$	1,2566 10 <sup>6</sup> N·A <sup>-2</sup>	permeabilita vakua
$\mu_r$	-	relativní permeabilita
$\nu$	Hz	frekvence
$\rho$	C·m <sup>-3</sup>	objemová hustota volného náboje
$\omega$	s <sup>-1</sup>	úhlová frekvence

---



---

# Obsah

Úvod – motivace.....	1
Cíle práce a použité metody.....	6
<b>1. Základní fyzikální principy fungování opticky aktivních struktur s lanthanoidy.....</b>	<b>7</b>
1.1 Aktivní optické materiály pro vícepásmové optické zesilovače (motivace, stav techniky v oblasti integrovaných optických zesilovačů) .....	7
1.2 Základní teorie opticky aktivních atomů .....	10
1.3 Fyzikální principy opticky aktivních lanthanoidových iontů (RE iontů) .....	15
1.4 Základy kvantové teorie atomů vzácných zemin. ....	17
1.5 Zhášení luminiscence.....	21
1.6 Hladinové diagramy iontů $\text{Er}^{3+}$ , $\text{Er}^{3+} - \text{Yb}^{3+}$ a BAC .....	22
1.7 Optické vlnovodové zesilovače v telekomunikacích využívající stimulovanou emisi.....	25
<b>2. Technologie opticky aktivních materiálů na křemičitých sklech.....</b>	<b>30</b>
2.1 Skelné materiály – úvod.....	30
2.2 Materiály pro optické aktivní vlnovody na křemičitých sklech a jejich technologie.....	30
2.3 Technologie optických planárních vlnovodů na křemičitých sklech.....	35
2.4 Závislost indexů lomu šarží T15 až T64 na vlnové délce.....	37
2.5 Závěr.....	38
<b>3 Analýza opticky aktivních materiálů s využitím rychlostních rovnic.....</b>	<b>39</b>
3.1 Analýza opticky aktivních transparentních materiálů s využitím matematického modelu rychlostních rovnic.....	39
3.2 Matematický popis opticky aktivních transparentních materiálů s aktivátory Er a Yb s využitím rychlostních rovnic.....	40
3.2.1 Rychlostní rovnice pro kvazi-tříhladinový systém při čerpání $\lambda_p = 980 \text{ nm}$	40
3.3 Matematický popis opticky aktivních transparentních materiálů dopovaných Er a Bi s využitím rychlostních rovnic při čerpání $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$ .....	43
3.4 Řešení šíření zesilovaného optického signálu aktivním optickým vlnovodem ...	46
3.5 Závěr.....	54
<b>4 Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvou.....</b>	<b>55</b>

4.1 Použité uspořádání měřicího systému HORIBA.....	55
4.2 Popis aparatury pro reflexní měření luminiscence HORIBA .....	56
4.2.1 Popis měřicího uspořádání – luminiscenční spektroskopie.....	59
4.3 Popis a parametry měřicí aparatury HORIBA .....	59
4.3.1 Výpočet přenosu detektoru s transimpedančním zesilovačem.....	59
4.3.2 Šumový výkon měřicího systému HORIBA .....	61
4.4 Volba vlnové délky čerpacího záření $\lambda_p$ .....	62
4.5 Reflexní měření spektrální odezvy planárního vzorku křemičitého skla dopovaného Er, Yb a Bi. ....	63
4.5.1 Metoda reflexního měření spektrální odezvy na aparatuře HORIBA.....	63
4.5.2. Geometrický rozbor nastavení vzorků vzhledem k čerpacímu zdroji a fotodetektoru .....	65
4.6 Popis měření a naměřené luminiscenční charakteristiky .....	72
4.7 Kalibrační měření a určení výkonu $P_{smax}$ luminiscenčního záření vzorků .....	81
4.8 Popis měření a naměřené transmisní charakteristiky.....	82
4.9. Stanovení průřezových koeficientů $\sigma_{el}$ a $\sigma_{al}$ .....	89
4.9.1 Stanovení průřezových koeficientů $\sigma_{el}$ z luminiscenčních spekter.....	89
4.9.2 Stanovení průřezových absorpčních koeficientů $\sigma_a$ z emisních průřezových koeficientů.....	90
4.9.3 Stanovení průřezových absorpčních koeficientů $\sigma_a$ z transmisních spekter.....	91
4.9.4 Vypočítané emisní a absorpční průřezové koeficienty $\sigma_e$ a $\sigma_a$ pro aktivátory Er <sup>3+</sup> , BAC – Ge. ....	92
4.10 Závěry a výsledky měření optických luminiscenčních charakteristik na aparatuře HORRIBA, transmisních spekter na aparatuře SHIMADZU a porovnání průřezových luminiscenčních a absorpčních koeficientů $\sigma_e$ a $\sigma_a$ .....	94
<b>5 Experimentální měření optického zisku G optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátor.....</b>	<b>96</b>
5.1 Princip měření zisku vlnovodných optických materiálů, metody měření.....	96
5.2 Princip měření diferenciálního zisku $GdB$ * optickou spektrální vlnovodnou metodou.....	96
5.3 Použité uspořádání pracoviště pro měření opticky aktivních materiálů v optické spektrální oblasti .....	100
5.4 Měření vzorků vlnovodů s iontovou výměnou $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ a ionty Er <sup>3+</sup> a Yb <sup>3+</sup> .....	101

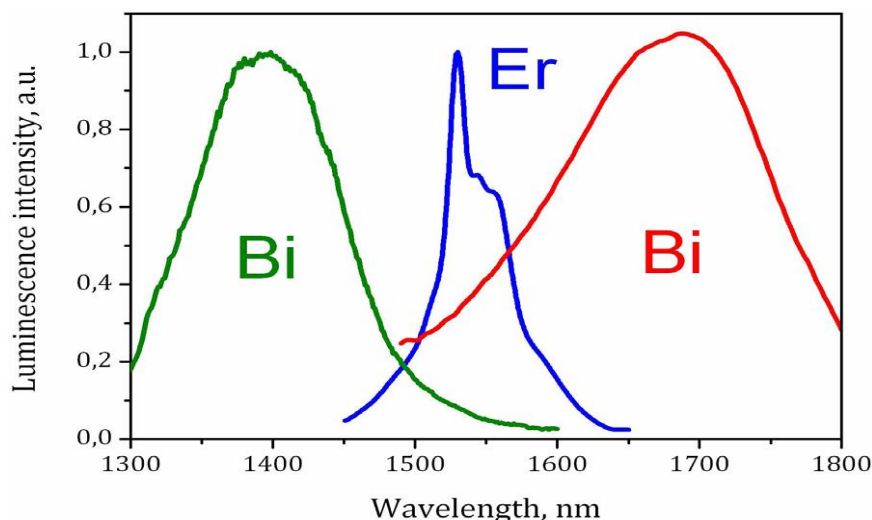
5.5 Návrh a měření diferenciálního zisku $GdB$ * aktivní optické planární rozbočnice Y s vlnovody, dotovanými aktivátory Er a Yb, optickou spektrální metodou .....	104
5.5.1 Návrh aktivní optické Y rozbočnice .....	104
5.5.2 Realizace a měření parametrů aktivního optického rozbočovače Y .....	107
5.6 Měření diferenciálního zisku $GdB$ * v časové oblasti impulzní metodou.....	109
5.6.1 Měření diferenciálního zisku planárních difuzních křemičitých vlnodů, dotovaných ionty $Er^{3+}$ a $Yb^{3+}$ , napojených na optické vlákno impulzní metodou. ....	110
5.6.2 Měření diferenciálního zisku křemičito-germaničitých hranolových vlnodů s Er a BAC- Ge aktivátory časovou impulzní metodou .....	113
5.6.3 Popis měření diferenciálního zisku $GdB$ * časovou pulzní metodou – část erbium.....	115
5.6.4 Popis měření přenosového zisku $GdB$ * časovou pulzní metodou – část bizmut .....	116
5.7 Zhodnocení a výsledky.....	120
<b>6. Závěr, výsledky a diskuse.....</b>	<b>121</b>
6.1 Výzkum optimálního složení jednopásmového křemičitého opticky aktivního skla s ionty $Er^{3+}$ , $Yb^{3+}$ pro optické difuzní vlnovody a metod pro měření diferenciálního zisku těchto vlnodů .....	121
6.2 Realizace a měření diferenciálního zisku nové planární aktivní optické výkonové rozbočnice Y .....	122
6.3 Výzkum nového složení křemičito – germaničitého skla s ionty $Er^{3+}$ a BAC – Ge centry pro dvoupásmové planární optické součástky a zesilovače.....	122
6.4 Vytvoření kvantového modelu optického aktivního vlnovodu s aktivátory Er a BAC-Ge .....	123
6.5 Měření diferenciálního zisku trámečkových vlnodů křemičito-germaničitých skel s aktivátory Er a BAC-Ge.....	123
6.6 Hlavní původní vědecké přínosy disertační práce: .....	124
6.7 Závěry pro další rozvoj vědy a realizaci v praxi: .....	125
Dodatek A: Odvození vztahů pro výpočet přenosového zisku aktivního vlnovodu z rychlostních rovnic a rovnice šíření monochromatického signálu.....	126
Dodatek B: Odvození vztahů pro výpočet přenosového zisku aktivního vlnovodu z rychlostních rovnic a rovnice šíření monochromatického signálu.....	133
Dodatek C: Výpočet transmisních a reflexních ztrát signálu.....	137
Seznam použité literatury, publikace autora, podpořené granty autora.....	138

## Úvod – motivace

V optických telekomunikačních systémech jsou optické zesilovače jednou ze základních částí optického přenosového traktu, obsahujícího vlnovody s křemičitých vláken. Informační kapacita optického přenosového traktu je určena zejména šířkou vlnového pásma použitých optických vysílačů, přijímačů a také optických vláknových zesilovačů. Tyto zesilovače využívají nejčastěji kvantového principu emise stimulovaného záření, který je značně vlnově selektivní. Jejich selektivita závisí na typu aktivátoru v opticky aktivním vlákně, které při vhodném čerpání zesiluje procházející záření [1]. Vedle těchto vláknových optických zesilovačů se využívají v telekomunikačních sítích také zesilovače polovodičové SOA (semiconductor opticle amplifiers), které disponují poněkud nižším ziskem a vyšším šumovým číslem. Někdy se v optických sítích využívají také optické zesilovače Ramanovy, které pracují na principu opticky nelineárního Ramanova stimulovaného rozptylu [2]. Měrný zisk je u těchto zesilovačů řádově nižší než u zesilovačů, založených na principu stimulované emise, ale šířka optického pásma je výrazně větší. V přehledu lze také zmínit parametrické optické zesilovače, využívající optického nelineárního čtyřvlnného směšování, které potřebují pro zesilování speciální nelineární optická vlákna, kde dochází ke konverzi vlnové délky zesilovaného optického signálu [3]. S růstem nároků na objem přenosu informace telekomunikačních sítí se stává nutností navýšit rychlost přenosu informace a také rozšířit šířku pásma optických sítí, a tedy i optických zesilovačů. To je možné uskutečnit paralelním řazením dvou nebo více optických zesilovačů pro různá vlnová pásma v rámci jednoho optického spoje.

V posledních několika letech se objevily vědecké práce, ve kterých byly publikovány informace o vícepásmových vlnovodech pro optické zesilovače, zesilujících na principu stimulované emise. Tyto vlnovody obsahují opticky aktivní ionty erbia, thullia a centra bizmutu [4], [5] pro zesilování ve více optických telekomunikačních pásmech současně. V současné době jsou širokopásmové optické přenosové systémy osazeny paralelními optickými zesilovači. Nicméně použití několika samostatných optických zesilovačů pro širokopásmové telekomunikační systémy není optimální ekonomicky ani technicky. Výhodnějším řešením by bylo použít vláknový nebo planární zesilovač s velkou šířkou pásma, ve kterém je optické aktivní vlákno schopno zesilovat více

optických telekomunikačních pásem najednou, například pásma S+C+L (1460–1615 nm) nebo C+L+U (1530–1675 nm).



Obr. 1.1 Typické luminiscenční spektrum aktivního křemičitého materiálu dopovaného ionty Er a luminiscenčními centry Bi s modifikátory Si a Ge [4]

Na obr. 1.1 je typické luminiscenční spektrum aktivního křemenného skla dopovaného ionty erbia a bizmutu s modifikátory Si a Ge, které upravují pásmo luminiscence bizmutu. Ze spekter vyplývá oblast použitelnosti dopovaných skel tohoto typu pro telekomunikační pásma O, C, L a U [4], [5]. Pro pásmo S (1450 až 1510 nm) nelze využít těchto aktivátorů, při podmínce jediného čerpacího zdroje, protože spektra mají v oblasti 1450 až 1500 nm malý překryv, ale lze použít pro toto pásmo kupříkladu ionty thulia.

V současné době se v telekomunikačních sítích používají převážně optické vlnovodné zesilovače pracující s aktivními optickými křemičitými, zirkoničitými, nebo telluridovými vlákny dopovanými ionty  $\text{Er}^{3+}$ . Spektrální šířka pásma těchto EDFA (erbium doped fibre amplifier) vláknových optických zesilovačů pokrývá vlnové pásmo 1520–1600 nm (pásmo C případně L) se ziskem aktivních vlnovodů 20 až 30 dB [6]. Pro další optická pásma se využívají fluoridová vlákna dotovaná ionty praseodymu  $\text{Pr}^{3+}$  pro telekomunikační pásmo O v rozsahu vlnových délek 1260 až 1350 nm a také telluridová vlákna dotovaná thuliem pro pásma S a S+ pro vlnové délky 1450 až 1510 nm [21]. Vlnovodné optické zesilovače byly také studovány jako optické integrované struktury (EDPA). U těchto struktur je však délka aktivního optického vlnovodu pouze několik centimetrů, tak že měrný optický zisk musí být řádově vyšší než u vláknových zesilovačů, u kterých jsou

délky aktivních optických vláken desítky metrů. Jednou z prvních publikovaných struktur byl Kik – Polmanův planární optický zesilovač, využívající aktivní planární vlnovod  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dopovaný Er, realizovaný na substrátu  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  dosahující měrného zisku 0,6 dB/cm při délce hřebenového vlnovodu 4 cm s celkovým ziskem 2,4 dB [7]. Podobný typ planárního optického zesilovače byl publikován s vlnovody  $\text{TeO}_2$  dopované Er. Dosažený měrný zisk 2,8 dB/cm byl realizován na vlnovodu 5 cm s celkovým ziskem 14 dB [8]. Všechny tyto struktury jsou čerpány na vlnové délce 1480 nm.

Vysoké měrné zisky v pásmu C a velmi nízké vlnovodné ztráty 0,1 dB/cm jsou dosahovány na křemičitých případně fosfátových sklech, kde planární vlnovody jsou vyrobeny naprašováním nebo častěji výměnou iontů  $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Ag}^+$ ,  $\text{Na}^+ \rightarrow \text{K}^+$  s dotací aktivátory Er a Yb [9], [10]. Tato skla vykazovala měrný zisk až 4,1 dB/cm. Velký zisk u těchto zesilovačů je dosahován při čerpání zářením 980 nm přes rozštěpené úrovně Yb s přenosem energie na Er. Také na pracovištích ČSAV vnikaly ve spolupráci s VŠCHT práce zabývající se studiem aktivních planárních vlnovodných struktur pro optické zesilovače, realizovaná na křemičitých sklech s výměnou iontů, dopovaná ionty Er, Yb a také vlnovody vzniklé difuzí tantalu do lithium niobatu. U křemičitých skel je erbium případně v kombinaci s ytterbiem obsaženo přímo v substrátové desce, na které je výměnou iontů realizován planární difuzní vlnovod. Dosažený měrný zisk byl 2 dB/cm při čerpání 300 mW [11], [12].

První publikace o luminiscenci bizmutu v sodium-boritých a sodium-fosfátových sklech v UV pásmu byla publikována již v roce 1973 [13]. Později byly uveřejněny články referující o luminiscenci křemičito-hlinitých skel dopovaných Bi v pásmu NIR na 1250 nm [14]. Od stejného autora pak následovaly příspěvky, které se již zabývaly aplikací výše uvedených skel pro zesilování záření 1325 nm (telekomunikační pásmo O) při čerpání 2 W, kde se optický zisk měřil pulsní metodou [15]. Tato metoda pro měření optického zisku byla využita i v této práci. V publikaci z roku 2006 odměřil autor zesílení 5 dB pro zesilování vlnových délek ve vlnovém multiplexu WDM (wavelength divided multiplex) na 6,5 cm dlouhých křemičito-hlinitých sklech dotovaných Bi s čerpáním 300 mW na 1300 nm (v pásmu O) spektrální metodou [16]. Práce [17] publikuje měření luminiscence impulsní metodou u fosfido-hlinitých skel dopovaných aktivátory Yb-Bi. Autor zde dokládá, že přes přechody iontů  $\text{Yb}^{3+}$  dochází k dočerpávání

center Bi přes elektronový přechod  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ . Měrný zisk u těchto skel je 3,4 dB/cm při čerpání až 1 W s vlnovou délkou 980 nm.

Další práce se věnovaly aplikacím vláken dopovaných bizmutem pro optické zesilovače v perspektivních třetím optickém okně v pásmech C, L a U. V tomto okně, jak je známo mají křemenné vlnovody minimální optické útlumy pod 0,3 dB/km. V jednom z prvních příspěvků byl realizován širokopásmový dvoupásmový optický vláknový zesilovač BEDFA (bismuth and erbium-codoped fiber amplifier) využívající jako aktivátory ionty  $\text{Er}^{3+}$  elektronový přechod  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  a center Bi s Braggovskými mřížkami pro vyrovnání optického zisku v pásmech C a L. Šířka pásma optického zesilovače je 1530 nm až 1620 nm.

Vlákna tvoří dvoustupňový vláknový zesilovač délky 49 m a 215 m s celkovým ziskem 28 dB při čerpání 150 mW na vlnové délce 1480 nm [18]. Také dalším lanthanoidům, jako thuliovým aktivátorům na křemičitých vláknech pro pásmo U byla věnována pozornost. Tyto zesilovače pracují v pásmu 1650–1700 nm, avšak s velkým ASE šumem, který musí být potlačován speciálními filtry [19].

Tato práce navazuje na práce [4], [5], které se zabývaly výzkumem a vyhodnocením zesilovacích vlastností optických vláknových zesilovačů BEDFA, pro realizaci materiálů a vlnovodů pro vláknové optické zesilovače, které zesilují současně ve dvou optických telekomunikačních pásmech C a U využitím současné dotace erbiem a bizmutem do germano-křemičitých skel. Struktury z výše uvedené literatury zesilovaly záření se ziskem 15 dB v pásmu 1530–1750 nm s vlákny dlouhými 50 m, při optickém čerpání 1460 nm s výkonem 350 mW. V pásmu nad 1650 nm bylo zesílení doprovázeno vysokým ASE šumem nad 10 dB.

V naší práci navazujeme na zkušenosti s realizací a charakterizací planárních opticky aktivních struktur na křemičitých sklech dopovaných erbiem a ytterbiem mezi katedrou mikroelektroniky, skupinou optoelektroniky a Ústavem anorganické chemie VŠCHT, která probíhá již řadu let. V rámci této spolupráce již byla technologicky odladěno křemičité sklo GZ4 a technologie iontové výměny  $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Ag}^+$ . Na tomto základě byla navržena, realizována a změřena aktivní optická rozbočnice, publikovaná v roce 2021 [20]. Tato práce se zabývá výzkumem v oblasti optimalizace chemického složení a studia optických vlastností křemičitých a křemičito-germaničitých materiálů pro realizaci jednopásmových a dvoupásmových planárních struktur, u kterých je pro

rozšíření optického pásma zesilování využita kombinace aktivátorů Er, Yb a Bi. Dále také měření vlnového pásma zesilování a měrného diferenciálního zisku. Záměrem je, aby se aktivátory neovlivňovaly, a také nedocházelo ke koncentračnímu zhášení „quenchingu“ luminiscence, a současně se zvyšoval rozsah zesilovaných vlnových délek v NIR pásmu C a U až nad 1650 nm, kde optický útlum telekomunikačních vláken je menší než 0.3 dB/km. Zesilovací mechanismus a stanovení diferenciálního zisku jsme doložili stanovením průřezovým koeficientům a výpočtem diferenciálního zisku měřených skel, který je odvozen z rychlostních rovnic a rovnice šíření.



## Cíle práce a použité metody

- a) Stanovení metody a odměření maximální amplitudy spektrální odezvy a šířky pásma luminiscence aktivátorů bizmutu a erbia v křemičitém skle dotovaném germaniem a určení průřezových koeficientů luminiscence a absorpce pro bizmut a erbium.
- b) Stanovení metody a odměření diferenciálního optického zisku optických vlnovodů z křemičitého a křemičito – germaničitého skla dotovaného erbiem, ytterbiem a bizmutem. Stanovení diferenciálního zisku a jeho závislosti na optickém čerpání pro vybrané vzorky.
- c) Vytvoření kvantového matematického modelu pro rychlosti obsazení hladin atomů aktivátorů optického zesilovače s využitím rychlostních rovnic a výpočet diferenciálního zisku s využitím změřených průřezových koeficientů vybraných skel. Porovnání výsledků měření s modelem.

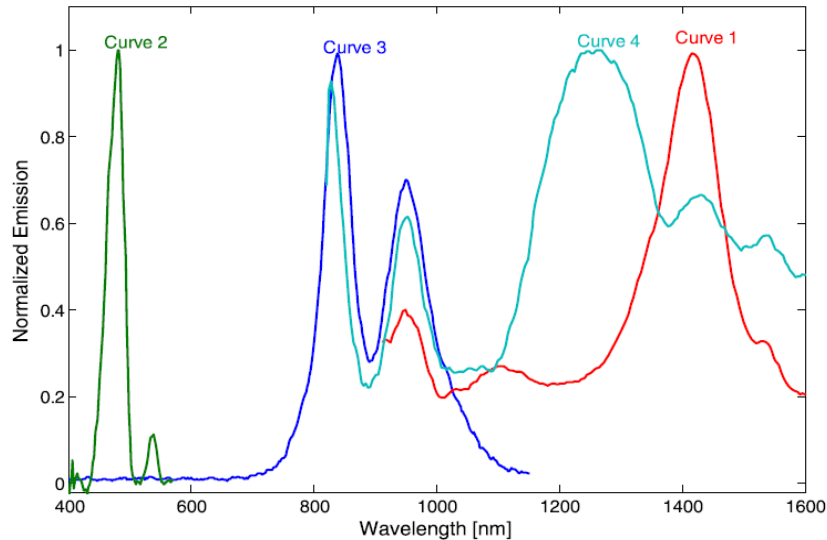
# 1. Základní fyzikální principy opticky aktivních struktur s lanthanoidy

## 1.1 Aktivní optické materiály pro vícepásmové optické zesilovače (motivace, stav techniky)

Materiál matrice pro opticky čerpané vlnovodné optické zesilovače významně ovlivňuje jejich vlastnosti a technologii realizace. Za základní lze považovat optickou transparentnost, technologickou slučitelnost s lanthanoidovými dopanty a dalšími optickými aktivátory. Typickými materiály matrice jsou amorfní materiály – křemičité nebo fluoridové sklo, krystalický  $\text{SiO}_2$  nebo keramické materiály  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$  a.p. O zisku optického zesilovače však rozhodují především vlastnosti aktivátorů matrice – dopantů, které jsou zabudovány do optické matrice a při optickém čerpání pracují jako kvantové zesilovače záření. Proces zesilování je závislý na míře absorpce čerpacího a signálového záření a jeho vyzáření v procesu stimulované emise záření v atomech aktivátorů. Základními parametry, které vyjadřují pravděpodobnou plochu zachycení částice způsobující kvantový přechod jsou průřezové koeficienty absorpce  $\sigma_a$  a luminiscence  $\sigma_e$  těchto aktivátorů velikosti  $10^{-21}$  –  $10^{-20}$   $\text{cm}^2$ . Vedle lanthanoidů, byly stanoveny také průřezové koeficienty prvků těžkých kovů – bizmutu, které mají tyto koeficienty v telekomunikačních pásmech vysoké.

V práci [4], [33], [34] byly popsány experimentální výsledky ukazující vlastnosti měřené na křemičito – germaničitých optických vláknech pro širokopásmové optické zesilovače dopované erbiem a bizmutem, využitelné pro třetí telekomunikační okno v pásmech C, L a U tedy 1530 – 1675 nm. V tomto případě byla měřena aktivní optická vlákna dopovaná různým množstvím erbia a bizmutu, která byla vyrobena metodou modifikované chemické depozice par MCVD (modified chemical vapour deposition).

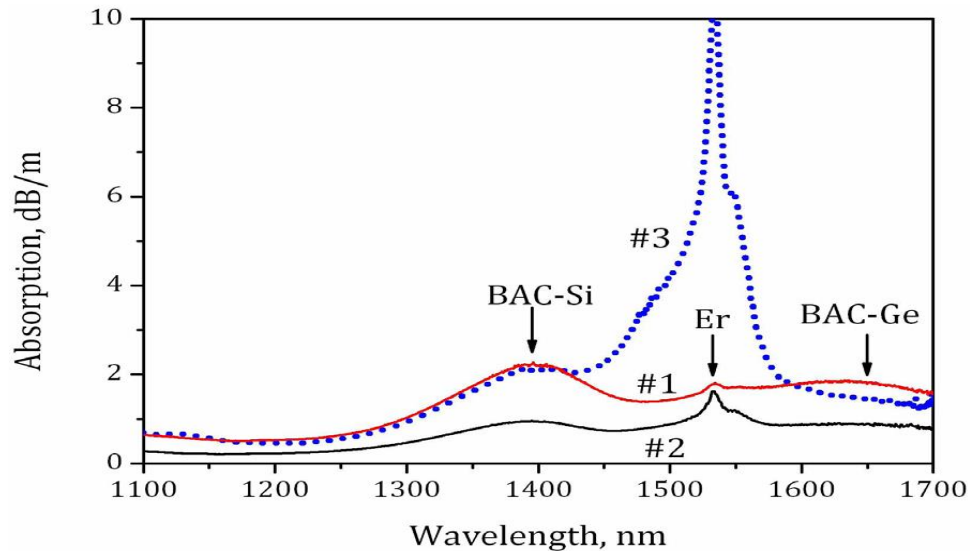
Je třeba poznamenat, že emisní luminiscenční parametry bizmutových aktivních center (BAC) jsou silně závislé na výrobních parametrech a typu modifikátoru křemičito – germaničitého skla, který je v matici přítomen, viz. obr. 1.2.



Obr. 1.2 Normalizovaná emisní spektra křemičitého skla čerpaného na 830 nm (křivka 1 a 2) a nebo 405 nm (křivka 3 a 4) s aktivními centry BAC-Si, BAC-Al, BAC-P and BAC-Ge [22]

Je patrné, že typ modifikátoru u křemičitého skla dotovaného bizmutem silně ovlivňuje polohu emisního píku. Pro konstrukci telekomunikačních optických zesilovačů a dalších optických struktur se zvláště hodí dotace germaniem. Z publikací [4], [22] vyplývá, že se tyto dotace neovlivňují z hlediska koncentračního zhášení s dotacemi erbiovými a lze je tedy v křemičitých materiálech užívat současně. Amplitudy spektrálních píků absorpce a luminiscence, pak záleží na typu a koncentračním obsahu jednotlivých aktivátorů. Proto je výroba aktivního optického křemičitého skla s odpovídajícími modifikátory (Ge, Al, P, Si) a odpovídajícím poměrem Bi/Er jedním z klíčových problémů při návrhu materiálu, vhodného pro širokopásmové optické zesilovače a další komponenty.

Absorpční spektra vyrobených germano-silikátových vláknových optických vlnovodů s různými poměry dotace Bi/Er jsou zobrazena na obr. 1.3.



Obr. 1.3 Absorpční spektra měřených křemičitých vláken s různými poměry Bi-Er a Ge, Si modifikátory [4].

Grafické průběhy absorpčních spekter měřených vláken vykazují dva různé absorpční píky při 1650 nm a 1400 nm, které patří bizmutovým aktivním centrům BAC-Ge a BAC-Si. Absorpční pík na 1530 nm je vytvořen ionty  $Er^{3+}$ . Z experimentů vyplynulo, že pásma luminiscence BAC-Ge a  $Er^{3+}$ , se překrývají výrazněji v porovnání s centry BAC-Si a  $Er^{3+}$ , viz obr. 1.1. Je proto možné pro opticky aktivní struktury dopované BAC-Ge a  $Er^{3+}$  použít pouze jeden zdroj čerpacího záření v tomto případě na vlnové délce 1480 nm, což je nesporná výhoda. Složení matrice v mol % a koncentrace dotace Bi a  $Er^{3+}$  v ppm zkoumaných aktivních křemičitých vláknových vlnovodů jsou uvedeny v tab. 1.1. Porovnáním obr. 1.3 a tab. 1.1 lze dále usoudit, že nejvhodnější absorpčně vyvážený průběh je #1, kde dotace Er 15 ppm je desetkrát nižší než Bi. Navyšováním dotace Er již nejsou absorpční charakteristiky vyvážené a spektrální pík Er převládá #3. Tyto závěry pak potvrdily i experimenty.

Tab. 1.1 Technologické charakteristiky Bi, Er křemičito-germaničitých skel v mol % [4].

Vlákno	Jádro sklo, mol. %	Bi, ppm	Aktivní absorpce při 1650 nm, dB m <sup>-1</sup>	Er, ppm
1	~50GeO <sub>2</sub> - 50SiO <sub>2</sub>	140	1,6	15
2	~50GeO <sub>2</sub> - 50SiO <sub>2</sub>	150	1,4	100
3	~50GeO <sub>2</sub> - 50SiO <sub>2</sub>	150	0,85	1500

## 1.2 Základní teorie opticky aktivních atomů

Aktivní optické křemičité materiály tvoří z teoretického hlediska systém kvantových soustav atomů, iontů umístěných do křemenné matrice. Za předpokladu, že  $E_i - \mu \gg kT$ , kdy se ještě neprojevují kvantové efekty, platí Maxwell-Boltzmanovo rozdělení. Pak bude v jednotce objemu ve stavu termodynamické rovnováhy charakterizované energií  $E_i$  počet elektronů  $N_i$  daný vztahem (1.1),

$$N_i = N_0 e^{-(E_i - \mu)/kT} \quad (1.1)$$

kde  $N_0$  je počet elektronů pro  $E_i - \mu = 0$ ,  $k$  je Boltzmanova konstanta,  $T$  je termodynamická teplota,  $\mu$  je chemický potenciál.

Uvažujeme - li  $j$ -tý stav s energií  $E_j$  a  $i$ -tý stav s energií  $E_i$  pak relativní obsazení obou stavů elektrony bude dáno výrazem (1.2),

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{e^{-\frac{E_j}{kT}}}{e^{-\frac{E_i}{kT}}} = e^{-\frac{E_j - E_i}{kT}} < 1 \text{ pro } E_i < E_j \quad (1.2)$$

kde  $N_i, N_j$  je počet elektronů (atomů, iontů) na dané energetické hladině,  $E_i, E_j$  jsou energie příslušných hladin.

Vztah (1.2) definuje tzv. populaci energetických hladin atomů, tedy počet elektronů na jednotlivých energetických hladinách. Ve stavu termodynamické

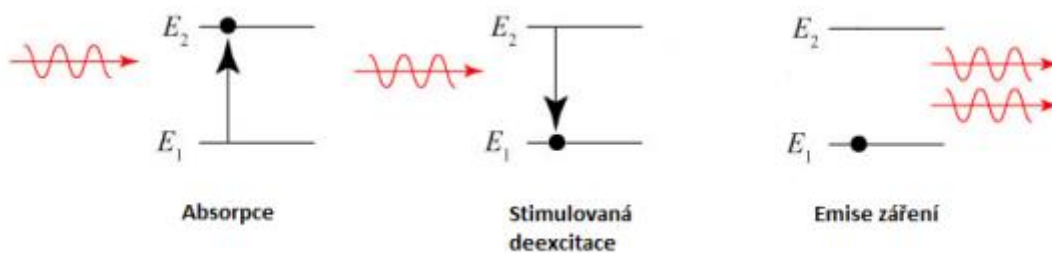
rovnováhy je tedy  $N_j < N_i$ . V případě, že dodáme z vnějšku do kvantové soustavy atomů energii např. elektromagnetického pole, v našem případě optického čerpání, dojde k buzení kvantové soustavy a za určitých okolností může nastat stav tzv. inverze populace hladin, tedy stav kvantové soustavy, při kterém došlo k nerovnováжному obsazení energetických hladin elektrony, a tedy počet elektronů horní energetické hladiny je vyšší než hladiny dolní tedy  $N_j > N_i$ . Dosažení inverze populace je nutnou (nikoli postačující) podmínkou ke vzniku stimulované emise fotonů a tím i optickému zesilování procházejícího záření. Inverze populace se dá docílit buzením, resp. čerpáním, které má určité specifické vlastnosti, viz dále. Soustava se pak nachází v excitovaném stavu. Energie kvantové soustavy může nabývat hodnot z určité množiny povolených stavů. Excitovaný stav není trvalý, kvantová soustava v důsledku stimulované emise fotonů přechází vynuceně do stavu s nižší energií (do základního stavu).

Na opticky aktivní strukturu lze nahlížet jako na kvantovou soustavu (systém), kterou lze charakterizovat těmito stavy a ději:

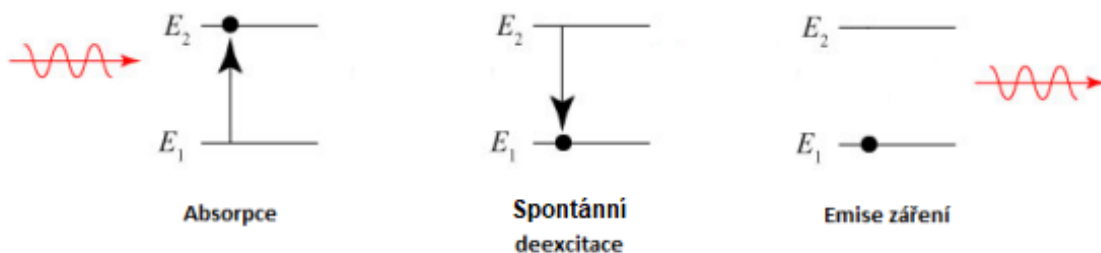
- Základní stav kvantové soustavy je stavem s nejnižší energií. Pro izolovanou soustavu je základní stav zároveň stavem nejpravděpodobnějším.
- Excitovaný stav kvantové soustavy je stav, kdy daná soustava má vyšší energii, než měla v základním stavu. Aby tento děj mohl nastat, musí kvantová soustava přijmout (absorbovat) zcela přesné množství excitační energie dané jejím přechodem, odpovídajícím rozdílu energie kvantové soustavy před a po excitaci  $E_j - E_i = h\nu$ .
- Deexcitace je proces opačný k excitaci. Soustava ve stavu s vyšší energií vynuceně přechází do stavu s nižší energií dané rozdílem energií obou energetických hladin. Rozdíl energií se vyzáří ve formě koherentního monochromatického záření fotonů, pokud jde o stimulovanou emisi, nebo nekoherentního nemonochromatického záření fotonů, pokud jde o spontánní emisi  $E_i - E_j = h\nu$ .

Při interakci kvantové soustavy (atomu, iontu) s elektromagnetickým polem (fotonem), jsou fundamentální tři základní procesy, viz. obr 1.4, 1.5 a to:

- absorpce elektromagnetického záření (fotonu) kvantovou soustavou
- spontánní emise elektromagnetického záření (fotonu) kvantovou soustavou
- stimulovaná emise elektromagnetického záření (fotonu) kvantovou soustavou.



Obr. 1.4 Stimulovaná emise fotonu



Obr. 1.5 Spontánní emise fotonu

**Absorpce fotonu** nastává, pokud dojde k jeho pohlcení při interakci s kvantovou soustavou, přičemž tom platí:

- energie fotonu musí být kvantovou soustavou pohlcena beze zbytku
- foton zaniká a jeho energie  $h\nu$  způsobí excitaci kvantové soustavy
- pro kvantovou soustavu v daném stavu musí existovat takový přechod, aby excitační energie byla přesně rovna energii absorbovaného fotonu  $h\nu + E_1 \rightarrow E_2$
- kvantová soustava se musí nacházet ve stavu odpovídajícímu dolní energetické hladině  $E_1$  tohoto přechodu
- po absorpci fotonu se energie kvantové soustavy zvýší o hodnotu  $h\nu$

**Spontánní emise fotonu** nastává při samovolném přechodu kvantové soustavy z vyšší energie na nižší, při tom platí:

- při deexcitaci, která je samovolná, je energie kvantové soustavy vyzářena formou elektromagnetického záření – fotonu
- při jednom deexcitačním přechodu je uvolněn právě jeden foton a jeho energie je rovna rozdílu energie kvantové soustavy na počátku a na konci tohoto děje  $E_2 \rightarrow h\nu + E_1$
- emitovaný foton má směr šíření, fáze a polarizace zcela náhodné
- při spontánní emisi fotonu se energie kvantové soustavy sníží na hodnotu  $E_1$

**Stimulovaná emise** nastává při vynuceném přechodu kvantové soustavy z vyšší energie na nižší

- nutná podmínka vzniku stimulované emise je, aby se energie stimulujícího fotonu  $h\nu$  rovnala energii některého přechodu excitované kvantové soustavy  $E_2 + h\nu \rightarrow 2h\nu + E_1$
- kvantová soustava musí být před tímto přechodem ve stavu odpovídajícím horní energetické hladině přechodu  $E_2$
- v případě stimulované emise se všechny parametry stimulujícího záření a nově emitovaného fotonu (tj. frekvence, fáze, polarizace a směr šíření) shodují
- po stimulované emisi se energie kvantové soustavy sníží na hodnotu  $E_1$

Proces stimulované emise je podstatou zesilování světla (elektromagnetického záření) v opticky aktivních strukturách. Důležité pojmy pro opticky aktivní strukturu z hlediska její funkce tedy jsou:

- Inverze populace hladin, buzení a relaxace kvantové soustavy
- kvantové přechody, jejich pravděpodobnost a šířka energetické hladiny.

Výše popsané procesy (tj. absorpce, spontánní a stimulovaná emise) lze kvantitativně popsat třemi rychlostními rovnicemi (1.3)-(1.6) obsahující tři Einsteinovy diferenciální koeficienty  $B_{12}$ ,  $A_{21}$ ,  $B_{21}$ . Rychlostní rovnice vyjadřují pravděpodobné počty přechodů elektronů za jednotku času v jednotce objemu soustavy mezi úrovněmi 1 a 2.



$$1) \text{ Absorpce fotonu} \quad \frac{dn_1}{dt} = - B_{12} n_1 \rho(\nu) \quad (1.3)$$

$$2) \text{ Spontánní emise fotonu} \quad \frac{dn_2}{dt} = + A_{21} n_2 \quad (1.4)$$

$$3) \text{ Stimulovaná emise fotonu} \quad \frac{dn_2}{dt} = + B_{21} n_2 \rho(\nu) \quad (1.5)$$

kde  $n_1, n_2$  jsou koncentrace elektronů na hladině 1 a 2,  $A_{21}$  je Einsteinův diferenciální koeficient spontánní emise,  $B_{12}$  je Einsteinův diferenciální koeficient absorpce,  $B_{21}$  je Einsteinův diferenciální koeficient stimulované emise,  $\rho(\nu)$  je spektrální hustota záření, která je dána vztahem (1.6) [23].

$$\rho_\nu(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.6)$$

což je tzv. Planckův vyzařovací zákon. Tento vztah spolu s Einsteinovými koeficienty byl použit pro odvození vztahu pro výpočet emisních a absorpčních účinných průřezových koeficientů  $\sigma_e(\lambda)$ ,  $\sigma_a(\lambda)$  z naměřených luminiscenčních charakteristik aktivních optických materiálů (viz. příloha A)

## 1.3 Fyzikální principy opticky aktivních lanthanoidových iontů (RE iontů)

Vzácné zeminy mají dlouhou historii a často se využívají ve fotonických, magnetických a jaderných aplikacích. V pevných látkách jde o trivalentní ionty, jež mají důležité vlastnosti, které je odlišují od ostatních opticky aktivních iontů: emitují a absorbují optické záření v relativně úzkém rozsahu vlnových délek, vlnové délky přechodů emise a absorpce jsou vůči hostitelskému materiálu relativně necitlivé, doba života elektronů na úrovních metastabilních stavů je dlouhá v řádu milisekund a kvantová účinnost při optickém čerpání bývá vysoká. Tyto vlastnosti vyplývají z rozložení energetických hladin vzácných zemin (lanthanoidů) zapojených do těchto procesů, především z odstínění opticky aktivní hladiny 4f, dalšími hladinami 5s a 5p, a vedou k využití těchto prvků, jako optických aktivátorů dielektrických nebo polovodivých materiálů v mnoha aplikacích.

Tab. 1.2 Vzácné zeminy a jejich základní parametry [24]

Atomové číslo	Typ vzácné zeminy RE <sup>3+</sup>	Obsazenívnějších 3 sloupek RE <sup>3+</sup>	Základní term RE <sup>3+</sup>
58	Cerium - Ce	4f <sup>1</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>2</sup> F <sub>5/2</sub>
59	Praseodymium - Pr	4f <sup>2</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>3</sup> H <sub>4</sub>
60	Neodymium - Nd	4f <sup>3</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>4</sup> I <sub>9/2</sub>
61	Promethium - Pm	4f <sup>4</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>5</sup> I <sub>4</sub>
62	Samarium - Sm	4f <sup>5</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>6</sup> H <sub>5/2</sub>
63	Europium - Eu	4f <sup>6</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>7</sup> F <sub>0</sub>
64	Gadolinium - Gd	4f <sup>7</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>8</sup> S <sub>7/2</sub>
65	Terbium - Tb	4f <sup>8</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>7</sup> F <sub>6</sub>
66	Dysprosium - Dy	4f <sup>9</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>6</sup> H <sub>15/2</sub>
67	Holmium - Ho	4f <sup>10</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>5</sup> I <sub>8</sub>
68	Erbium - Er	4f <sup>11</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>4</sup> I <sub>15/2</sub>
69	Thulium - Tm	4f <sup>12</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>3</sup> H <sub>6</sub>
70	Ytterbium - Yb	4f <sup>13</sup> 5s <sup>2</sup> 5p <sup>6</sup>	<sup>2</sup> F <sub>7/2</sub>

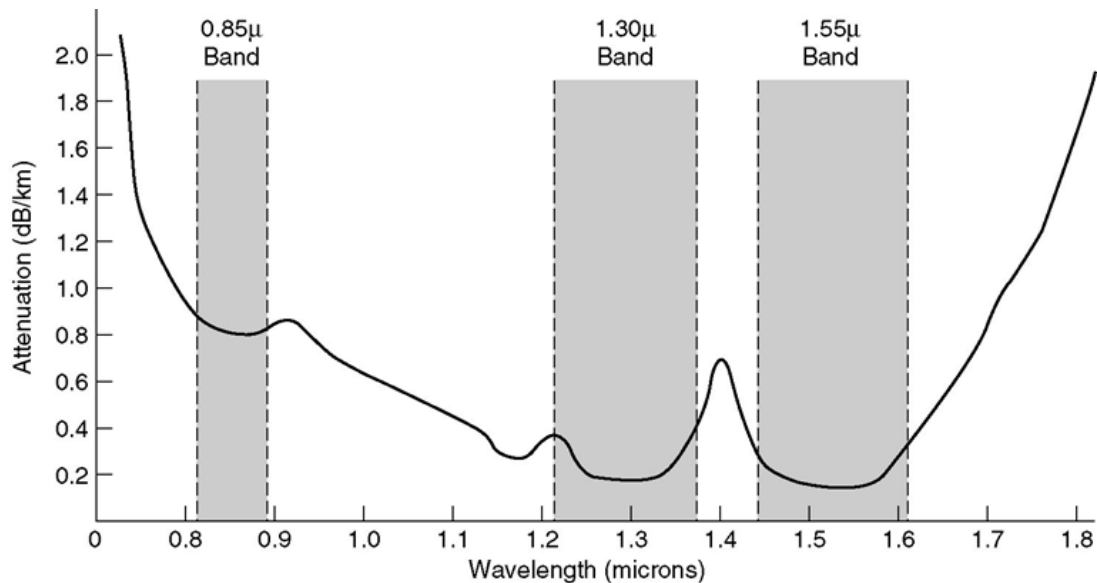
Vlastnosti luminiscenčních soustav vyplývají z optických vlastností použitých uspořádání aktivátor – matrice. Pokud jsou k dispozici relevantní informace, je možné přesně vypočítat parametry optoelektronických zářivých zdrojů (laserů, superluminiscenčních zdrojů) nebo optických zesilovačů. Jedním

z neúčinnějších nástrojů pro získávání potřebných informací, je optická spektroskopie, která měří intenzity absorbovaných nebo emitovaných záření v závislosti na jejich vlnové délce, i když se nemusí nutně omezovat pouze na přechody elektronových populací, se kterými optoelektronické zařízení pracuje. Je možné také zkoumat charakter elektronové struktury atomů vzácných zemin a také procesy, které indukují přechody mezi energetickými hladinami. Přestože teorie poskytuje užitečný koncepční základ pro pochopení rozlišovacích charakteristik iontů vzácných zemin, systémy jsou příliš složité na to, aby umožňovaly přesné výpočty jejich vlastností.

K získávání kvantitativních informací a klíčových parametrů v teoretické analýze, je zapotřebí experimentální měření. Kromě toho existují ještě související problémy interakce mezi ionty vzácných zemin (kupř. koncentrační zhášení) a způsob, jakým jsou zabudovány do hostitelského materiálu (matrice), protože to může mít významný vliv na kvantovou účinnost celého optoelektronického systému.

Vzácné zeminy patří do skupiny lantanoidů a jsou vesměs charakterizované neúplným obsazením orbitalu (podslupky) 4f. Nad orbitalem 4f prvků vzácných zemin existují další orbitály (podslupky) označené 5s a 5p. Tyto orbitály jsou plně obsazeny elektrony.

Tyto skutečnosti dávají prvkům vzácných zemin unikátní vlastnosti a předurčují je k použití jako aktivátory také pro prvky planární optiky kupř. optické aktivní rozbočnice [20] a pro planární vlnovodné optické zesilovače [7], [8]. Telekomunikační aplikace vzácných zemin využívají zejména ty ionty aktivátorů, které jsou opticky aktivní v oblasti druhého (1220–1380 nm) nebo třetího (1450–1660 nm) optického útlumového okna křemenných vlnovodů, obr. 1.6. Jde především o ionty  $\text{Pr}^{3+}$  a  $\text{Er}^{3+}$ . Na obrázku jsou vyznačena tři optická pásma, využívaná v telekomunikacích a závislost útlumu optických křemičitých vláknových vlnovodů na vlnové délce. Pokles útlumu je dán Reileighovým rozptylem záření, jeho nárůst nad 1,6  $\mu\text{m}$  je dán infračerveným rozptylem. Pík na 1,4  $\mu\text{m}$  je absorpční pásmo  $\text{OH}^-$  iontů. Propustný profil křemičitých vlnovodů je rozdělen na tři pásma charakterizovaná středními vlnovými délkami 0,85  $\mu\text{m}$ , 1,3  $\mu\text{m}$  a 1,55  $\mu\text{m}$ .



Obr. 1.6 Útlum optických křemičitých vlnovodů v závislosti na vlnové délce

Schopnost generovat při optickém čerpání aktivátorů vzácných zemin (lanthanoidů) je skryta právě v nedostatečně obsazeném orbitalu 4f, který je lokalizován uvnitř atomu aktivátoru (trojmocného iontu). Vnější orbitaly 5s, 5p, které jsou zcela obsazeny elektrony, pak fungují jako stínění orbitalu 4f od perturbací (např. tepelných vnějších polí, atomů základního materiálu – matrice, nebo dalších atomů aktivátorů).

## 1.4 Základy kvantové teorie atomů vzácných zemin.

Pro popis základních dějů v iontech vzácných zemin (RE) lze vycházet z pohybové operátorové rovnice, která popisuje určující vývoj systému v čase. Pro RE ionty lze použít Schrödingerovu operátorovou rovnici (1.7) [26],

$$-i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mathbf{H} \psi(\mathbf{r}, t) \quad (1.7)$$

kde  $\psi(\mathbf{r}, t)$  je vlnová funkce a  $\mathbf{H}$  hamiltonián (evoluční operátor). Z rovnice (1.7) lze určit vlnové funkce a energetické hladiny RE iontu s přechody mezi 4f elektrony.

Jednotlivé komponenty, které tvoří operátor celkové energie  $\mathbf{H}$ , jsou popsány vztahem (1.8). Celková energie iontu (aktivátoru) vzácné zeminy je charakterizována Hamiltoniánem iontu vzácné zeminy  $\mathbf{H}_{re}$  [26]. Protože elektrony 4f interagují s elektrony na jiných RE iontech jen slabě, lze Hamiltonián

$H_{re}$  napsat ve složkách a jeho celková energie je pak dána součtem jednotlivých příspěvků:

$$H_{re} = H_{atomic} + H_{site} + H_{em} + H_{vibrational} + H_{ion-ion} \quad (1.8)$$

Jednotlivé složky operátoru celkové energie  $H_{re}$  mají následující význam:

- $H_{atomic}$  je Hamiltonián volného iontu a určuje základní štěpení energetických hladin
- $H_{site}$  popisuje vliv prostředí, t.j materiálu obklopujícího  $RE_{ion}$ , což způsobuje tzv. Starkovo rozštěpení energetických hladin
- $H_{em}$  popisuje interakci iontu s elektromagnetickým polem (zářivé přechody)
- $H_{vibrational}$  popisuje interakce iontu s kmity okolní mřížky – fonony (nezářivé přechody)
- $H_{ion-ion}$  je vzájemná interakce dvou RE iontů (významná je jen pokud jsou RE ionty hodně blízko sebe, to nastává při vysoké úrovni dopování, nebo když se ionty vyskytují ve shlucích (clusters))

Operátor základního štěpení energetických hladin (Hamiltonián volného iontu) pak je složen z komponent (1.9)

$$H_{atomic} = H_{core-4f} + H_{c-4f} + H_{4f-4f} + H_{spin-orbit} + H_{smaller\ terms} \quad (1.9)$$

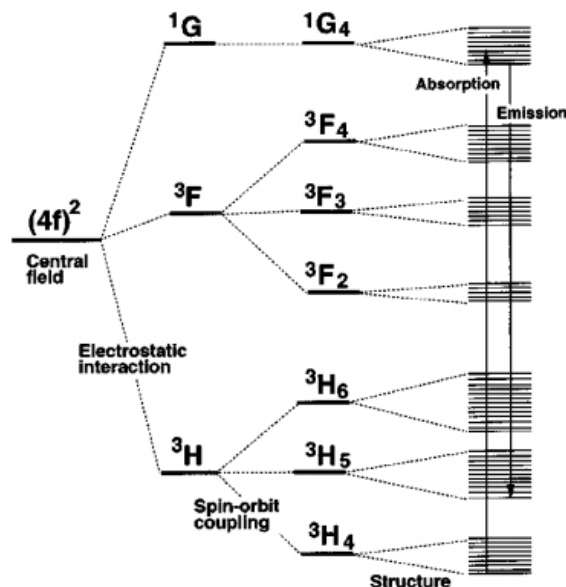
Jednotlivé složky operátoru základního štěpení  $H_{atomic}$  mají následující význam a matematický popis:

- $H_{core-4f} = -\frac{h^2}{8m\pi^2} \sum_{i=1}^N \nabla_i^2$  je operátor kinetické energie volného iontu. U atomů (iontů) skládajících se z jádra obklopeného větším počtem elektronů je celková kinematická energie elektronů v atomu s fixovaným jádrem dána součtem kinetických energií jednotlivých elektronů, jejich celkový počet je  $N$ . Symbol  $\nabla_i^2$  značí, že operátor se vztahuje k souřadnicím  $i$ -tého elektronu a lze jej popsat:

$$\nabla_i^2 = \Delta_i = \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2}$$

- $H_{c-4f} = - \sum_i^N \frac{q_p e^2}{r_i}$  je coulombovská interakce jádra s 4f elektrony.  
 $q_p$  je efektivní náboj jádra, který v sobě zahrnuje i náboj uzavřených slupek pod 4f elektrony,  $e$  je elementární náboj elektronu,  $r_i$  je polohová souřadnice. Sféricky symetrické operátory neštěpí energetické hladiny podslupky 4f.
- $H_{4f-4f} = \sum_{i < j}^N \frac{e^2}{r_{ij}}$  je vzájemné Coulombovské odpuzování 4f elektronů
- $H_{\text{spin-orbit}} = \sum_{i=1}^N \xi(r_i) s_i \cdot l_i$  je spin-orbitální vazba, t.j. vzájemné silové působení orbitálního a spinového magnetického dipólového momentu. Tato interakce způsobuje štěpení hladin řádu až 10 000 cm<sup>-1</sup>.  $\xi(r_i)$  je funkce popisující spin-orbitální vazbu [26],  $s_i, \dots, l_i$ .

Na obr. 1.7 energetických hladin iontu Pr<sup>3+</sup> je naznačeno Starkovo rozštěpení hladin vlivem jednotlivých fyzikálních polí, včetně struktury hostitelského materiálu, které je asi 100x slabší [26]



Obr. 1.7 Energetický diagram iontu Pr<sup>3+</sup>, ilustrující hierarchii štěpení vyplývající z interakcí elektron – elektron a elektron – matrice [25].

Krystalové fyzikální pole základního materiálu podstatně ovlivňuje vlastnosti aktivátorů tím, že dochází k jemnému štěpení energetických úrovní na multiplety, nazvaný Starkův rozptyl (štěpení) energetických hladin.

Starkovo štěpení hladin způsobené vlivem matrice (atomů základního materiálu) je malé, a tedy jsou relativně malé emisní a absorpční účinné průřezy této slupky. Pro ionty  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  vychází velikosti těchto průřezových koeficientů 1 až  $8 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$  a z toho vyplývají dlouhé luminiscenční relaxační časy pro tyto ionty 1 až 10 ms [11]. Vliv nejbližších atomů materiálové matrice, do které jsou umístěny opticky aktivní ionty (aktivátory) na jejich absorpční a vyzařovací vlastnosti popisuje experimentálně – teoretická Judd-Oteletova teorie.

Přechody mezi energetickými úrovněmi atomů aktivátorů tedy vycházejí z interakcí typu spin–spin a spin–orbit [26]. Možností, jak označit stavy víceelektronového systému je několik. Pro RE ionty se běžně používá Russellova-Saundersova (RS) konvence pojmenování energetických hladin  $^{2S+1}L_J$ , kde **S**, **L**, **J** získáme jako průmět vektorových součtů, přičemž **L** je celkový orbitální moment hybnosti (overall angular momentum). Jsou to celá čísla, označovaná písmeny **L** = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6..... **S**, **P**, **D**, **F**, **G**, **H**, **I**, **J**... , **S** je celkový spin (násobky  $\frac{1}{2}$ ) a **J** je celkový moment hybnosti. Celkový moment hybnosti je daný vektorovým součtem  $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$ .

Coulombovské interakce způsobují rozštěpení energetických hladin typu  $^{2S+1}L$ , vlivem magnetické interakce způsobené vzájemným silovým působením orbitálního a spinového magnetického dipólového momentu (tzv. spin-orbitální vazba) dochází k dalšímu štěpení typu  $^{2S+1}L_J$ . U volného iontu, kde štěpení energetických hladin daných centrálním polem, tj. hlavním kvantovým číslem **n** je jen díky reziduálním elektrostatickým interakcím mezi elektrony a magnetickými interakcemi (spin-orbital coupling) pak energetické hladiny jsou degenerovány s multiplicitou  $2J + 1$ .

Štěpení hladin díky Coulombovskému odpuzování je zpočátku malé, s rostoucím počtem 4f elektronů se rozdíl zvyšuje, protože se snižuje vzdálenost elektronů a klesá průměr iontu, takže pak může jeden vlastní stav systému být kombinací několika RS stavů. Důsledkem toho je nejednoznačnost označování hladin např. u thulia [26].

Aby bylo dosaženo zesílení záření s využitím atomů vzácných zemin, zabudovaných jako aktivátory do matrice, je nutné tyto atomy excitovat čerpacím zářením vhodné vlnové délky (s ohledem na existující povolené

přechody aktivátotu), aby záření bylo v dostatečné míře absorbováno na těchto atomech a bylo dosaženo inverze obsazení stavů elektronů základní hladiny vzhledem k hladině s vyšší energií slupky 4f. Tyto atomy pak relaxují do základního stavu buď nepřímým přechodem přes multifononovou emisi, kde tyto procesy probíhají s časovými konstantami excitovaných stavů řádu 1 ns až 100 ns, nebo přes emisi fotonů, a to především u přímých přechodů s větší přechodovou energií a s dlouhými relaxačními časy.

Zesilovaný optický signál, jehož vlnová délka bude odpovídat při vhodném výběru atomů aktivátorů některé z vlnových délek využívaných v telekomunikacích, bude zesilován mechanismem stimulované emise záření na atomech aktivátorů, jejichž koncentrace vzhledem k atomům základního materiálu musí být přiměřeně volena (cca 5–15 %), aby nedocházelo k jejich vzájemnému shlukování (klastrování) a párovým interakcím, které pak způsobí zhášení fotoluminiscence nezářivým vyměňováním energie mezi atomy aktivátorů. Tento jev se nazývá koncentrační zhášení, které může být způsobeno celou řadou procesů, jako je up-konverze nebo absorpce na excitovaných stavech atomů aktivátorů. Pro ionty  $\text{Er}^{3+}$  v křemičitém skle vychází koeficienty up-konverze  $1,2 \cdot 10^{-24} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$  [11].

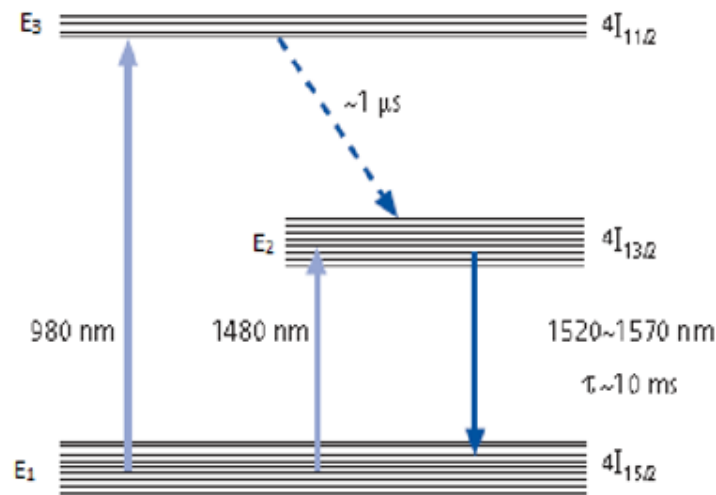
## 1.5 Zhášení luminiscence

Koncentrační zhášení je redukce kvantové účinnosti iontů lanthanoidů s jejich zvyšující se koncentrací v matrici. Výsledkem zhášení je ztráta excitace iontů nezářivým způsobem. Koncentrační zhášení má za následek zkracování relaxačních dob života excitovaných elektronů. Koncentrační zhášení skel ovlivňuje významnou měrou typ matrice (silikátová, teluridová fosfátová) a také typ modifikátorů. K redukci kvantové účinnosti, a tedy zhášení luminiscence může také přispět shlukování iontů (clustering). Pokud atomy iontů nejsou rozptýleny v matrici rovnoměrně. Tehdy dochází k výměnám energie mezi atomy iontů nezářivým způsobem a ionty se již nechovají jako izolované kvantové generátory. Shlukování iontů zabraňují některé typy modifikátorů skel jako Zn, Al, Ge a.p. Jiným typem zhášení, které způsobuje nezářivou výměnu energie je přítomnost  $\text{OH}^-$  komplexů v matrici. Tyto komplexy působí jako pasti a jsou extrémně efektivní při zhášení excitovaných iontů.



## 1.6 Hladinové diagramy iontů $\text{Er}^{3+}$ , $\text{Er}^{3+} - \text{Yb}^{3+}$ a BAC - Ge

Erbium je základním aktivátorem telekomunikačních aplikací pro C pásmo křemenných vláknových vlnovodů. Jeho energetický model pro hladiny slupky 4f lze vytvořit jako tříhladinový systém, viz obr. 1.7.



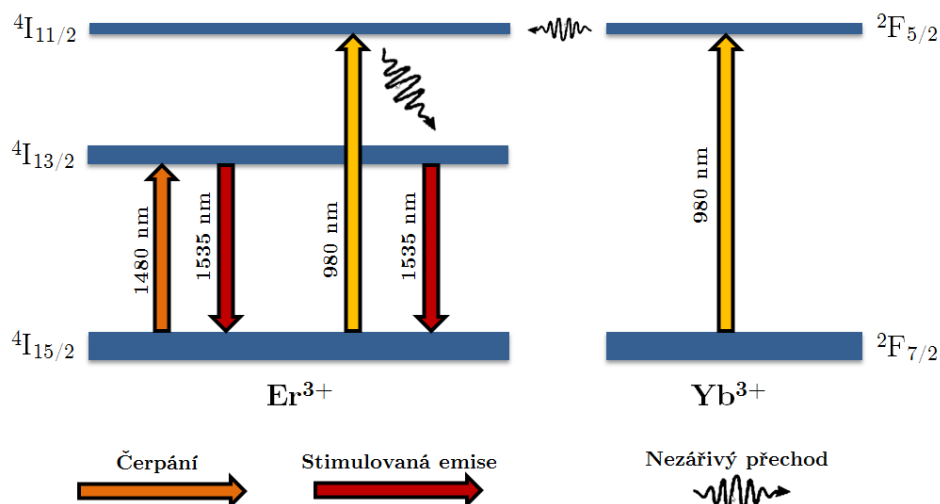
Obr. 1.8 Tříhladinový systém energetických úrovní pro ionty  $\text{Er}^{3+}$  čerpaný zářením 980 a variantně 1480 nm [27]

Čerpání probíhá kvantovým přechodem  $4I_{15/2} - 4I_{11/2}$  na vlnové délce  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ . Systém pak rychlým relaxačním nezářivým přechodem  $4I_{11/2} - 4I_{13/2}$  s časovou konstantou  $\tau \sim 1 \mu\text{s}$  přechází na hladinu  $4I_{13/2}$ , kde střední pravděpodobná doba obsazení této hladiny je  $\tau \sim 5 \text{ ms}$ . Záření je pak zesilováno přímým zářivým přechodem  $4I_{13/2} - 4I_{15/2}$ . Alternativně lze erbium čerpat na vlnové délce  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  přímo přechodem  $4I_{15/2} - 4I_{13/2}$ , který využívá rozštěpení hladiny  $4I_{13/2}$ . Je patrné, že toto čerpání má až 4krát vyšší absorpční průřezové koeficienty a vyšší kvantovou účinnost, protože vystačí s nižší čerpací energií a nevyužívá nezářivé relaxační přechody obr. 1.8 [11].

Luminiscenci u křemičitých skel dotovaných  $\text{Er}^{3+}$  lze ovlivnit jejich kodotací ionty  $\text{Yb}^{3+}$ , přes které se ionty  $\text{Er}^{3+}$  čerpají. Velká pozornost této problematice byla věnována na VŠCHT Praha, v řadě doktorských prací [29], [30]. Erbium je dočerpáváno přes optimalizované množství iontů  $\text{Yb}^{3+}$  kvantovým přechodem  $2F_{7/2} - 2F_{5/2}$  na vlnové délce  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ , kde pak dochází k výměně energie mezi ytterbiem a erbiem u hladin  $2F_{5/2}$  a  $4I_{11/2}$ .

Tento způsob čerpání má vyšší účinnost, než přímé přechody přes hladinu  $4I_{11/2}$ , protože ionty  $\text{Yb}^{3+}$  mají širěji rozštěpenou hladinu  $2F_{5/2}$  a tedy průřezový

koeficient absorpce  $\sigma_{abs}$  je osmkrát větší, než u  $Er^{3+}$ . Záření je pak zesilováno standartně v erbiu přechodem  $^4I_{13/2} - ^4I_{15/2}$ , obr. 1.9.



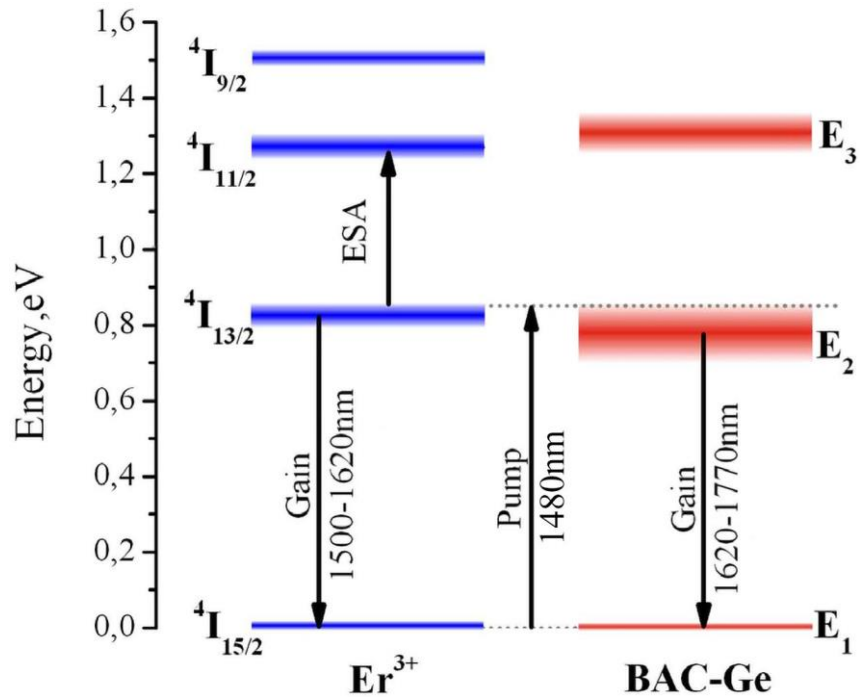
Obr. 1.9 Tříhladinový systém energetických úrovní iontů  $Er^{3+} - Yb^{3+}$  čerpaný zářením 980 nm, nebo variantně 1480 nm [28].

Erbium je nedílnou součástí opticky aktivních materiálů i pro vícepásmové optické zesilovače s bizmutovými centry (BAC). Je známo, že optické vlastnosti bismutem dotovaného křemičitého skla silně závisí na chemickém složení skla, resp. na použitých modifikátorech, což v našem případě bylo Ge a Zn. Zejména absorpční pásmo center BAC – Ge se výrazně překrývá s absorpčním pásmem iontů  $Er^{3+}$ . Díky tomuto překrytí je možné načerpat oba aktivátory na jedné vlnové délce 1480 nm.

Při vývoji širokopásmových křemičitých skel, který byl součástí našeho výzkumu, byla snaha vytvořit ve spolupráci s VŠCHT takové sklo, aby k čerpání jeho aktivátorů bylo možné použít pouze jeden čerpací zdroj, který by načerpal jak složku, která přísluší erbiu s přechodem  $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ , tak i složku, která přísluší centru BAC. Použití pouze jednoho čerpacího zdroje pro celý komplex vícepásmové optické struktury představuje velké zjednodušení a zlevnění vícepásmového optického zesilovače vyrobeného na bázi těchto opticky aktivních materiálů. Na hladinových diagramech, viz. obr 1.10 je patrné, že existuje překryv absorpce hladiny  $^4I_{13/2}$  a pásu E2. Naše spektrální měření ukázaly, že průřezové koeficienty center BAC jsou výrazně vyšší v křemičitých sklech, než u iontů  $Er^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$ . Doby života, jak ukazuje naše práce kap. 4 jsou však výrazně nižší,  $\tau \sim 5$  ms pro erbium a  $\tau \sim 0,5$  ms pro bizmut. Přesto, jak ukázaly naše experimenty, nutnou podmínkou luminiscence BAC–Ge center je

Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou  
1. Základní fyzikální principy fungování opticky aktivních struktur s lanthanoidy

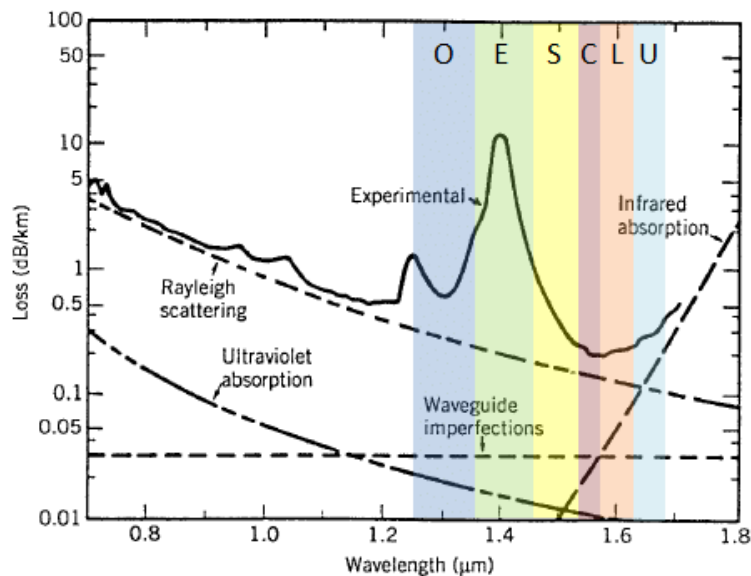
přítomnost erbia v křemičito-germaničitém sklu, což ukazuje na skutečnost, že BAC–Ge komplexy jsou ionty  $\text{Er}^{3+}$  dočerpávány, podobně jako u fosfátových skel v lit. [17].



Obr. 1.10 Dvouhladinový systém energetických úrovní pro ionty  $\text{Er}^{3+}$  a BAC – Ge [4]

## 1.7 Optické vlnovodové zesilovače v telekomunikacích využívající stimulovanou emisi

Rozdělení optických zesilovačů bylo provedeno v úvodu této kapitoly. Zde bychom se soustředili na vlnovodové zesilovače aplikovatelné v telekomunikacích. Na obr. 1.11 je zobrazena optická pásma využívaná v telekomunikacích v závislosti na vlnové délce záření a útlumové charakteristiky křemičitých vlnovodů. Naše práce řeší skla pro optické zesilovače, pracující v pásmech C a U.

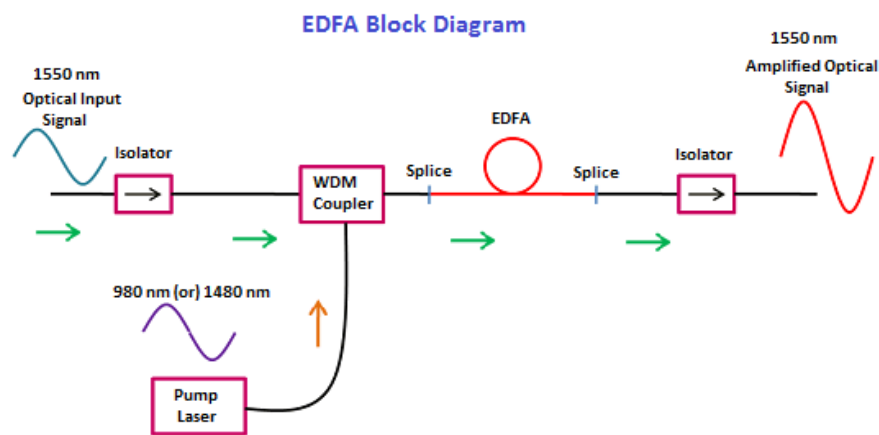


O band: "Original", 1260 – 1360nm  
E band: "Extended", 1360 – 1460nm  
S band: "Short", 1460 – 1530nm  
C band: "Conventional", 1530 – 1565nm  
L band: "Long", 1565 – 1625nm  
U band: "Ultra-long", 1625 – 1675nm

Obr. 1.11 Rozdělení optických telekomunikačních pásem dle vlnového pásma [31]

Optický vlnovodový zesilovač EDFA (erbium doped amplifier) je systém, který na rozdíl od elektro-optických transceiverů zesiluje optický signál v základní optické podobě, bez potřeby elektro/optické konverze. Celý proces zesílení vykazuje lepší dynamiku optické odezvy signálů při zapojení v telekomunikačních sítích. Zesílení hradí ztráty, které vznikají na optických křemenných vláknech na sdělovacích trasách. Signál snížený o optický útlum optické trasy přichází na vstup optického zesilovače obr. 1.12 přes optický

izolátor, který zabraňuje průniku čerpání EDFA do příchozí optické trasy, přichází na vlnový vazebná člen WDM připojující čerpací vlnovou délku  $\lambda_p$  z optického čerpacího laseru na optické křemičité vlákno dopované erbiem. Toto čerpání může být variantně připojeno i na výstup aktivního optického vlákna. Toto uspořádání zlepšuje průběh měrného optického zisku  $g_\lambda$  čerpaného aktivního vlákna. Na výstupu EDFA je optický izolátor, který zabraňuje průniku zpětně se šířících odrazů do zesilujícího kvantového systému optického zesilovače, což by zvyšovalo šum optického zesilovače. Optický zesilovač EDFA od společnosti Runzhou Fiber je na obr. 1.12.



Obr. 1.12 Blokové zapojení optického zesilovače 1550 nm EDFA

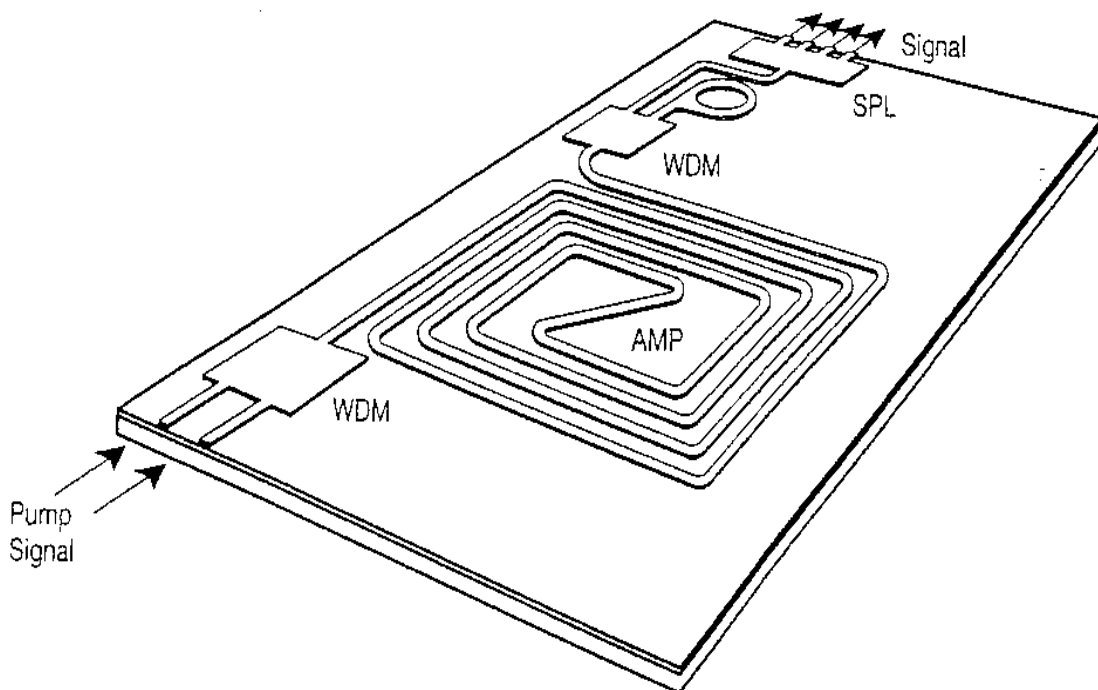
Pro přenos telekomunikačních signálů na dlouhých optických trasách se využívají křemenné SM vláknové vlnovody, jejichž útlumová charakteristika je na obr. 1.12. Vždy po 80 až 100 km se zařazují optické EDFA.

Optické vláknové zesilovače, využívané v telekomunikacích obr. 1.13 mají velké rozměry a velký elektrický příkon. Optické zesílení je 30 až 40 dB při šumovém čísle  $F = 3$  až 5 dB.



Obr. 1.13 Optický vláknový zesilovač EDFA pro 1550 nm fy. Runzhou Fiber [32]

Optický zesilovač lze integrovat do planární struktury na obr. 1.14 [7]. Struktura se skládá z WDM interferenčního děliče, planární optický vlnovod dopovaný Er, WDM interferenční výstupní vlnový dělič oddělující neabsorbované čerpací záření, které je utlumeno v kruhovém útlumovém článku. Zesílené signálové záření je rozbočeno v interferenčním výkonovém děliči na výstupu planárního optického zesilovače. Planární optický vlnovodný zesilovač  $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{SiO}_2 / \text{Si}$  je realizován na  $\text{SiO}_2 / \text{Si}$  substrátu, kde vlnovody  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dlouhé 4 cm byly realizovány RF naprašováním a aktivační Er dotace iontovou implantací. Celkový zisk byl 2,3 dB při čerpání 9 mW na vlnové délce 1480 nm. Při navýšení čerpání na 40 mW pak až 12 dB.

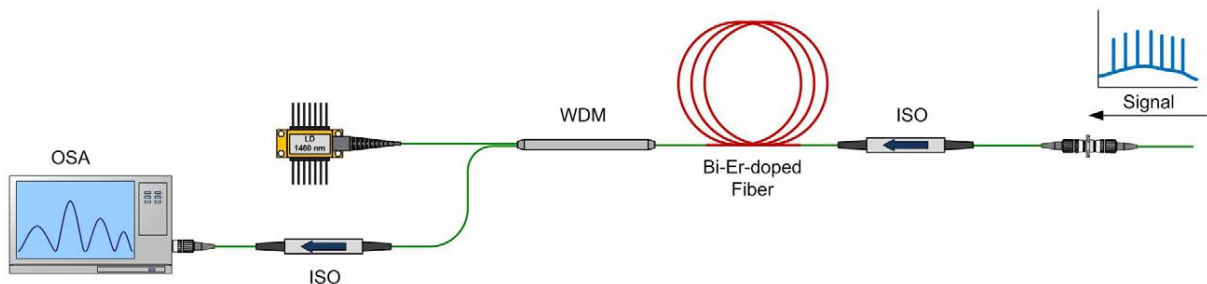


Obr. 1.14 Planární vlnovodový optický zesilovač  $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{SiO}_2 / \text{Si}$  dopovaný ionty  $\text{Er}^{3+}$ [7]

Od první demonstrace širokopásmové luminiscence opticky aktivních křemičito-hlinitých skelných materiálů dopovaných erbiem a bismutem v roce 1999, které provedl Fujimoto je stále více pozornosti věnováno širokopásmovým aktivním optickým materiálům s potenciálním využitím jako aktivních medií, pro konstrukci širokopásmových přeladitelných laserů, vícepásmových optických zesilovačů, aktivních rozbočovačů, super-luminiscenčních zdrojů ve spektrálním rozsahu 1150–1800 nm [33], [34] a dalších prvků integrované optiky. Erbiem a bismutem dopovaná vlákna (BEDF) mají při využití vhodných modifikátorů velmi široké emisní pásmo a jejich luminiscence závisí na vlnové délce čerpacího záření

Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou  
1. Základní fyzikální principy fungování opticky aktivních struktur s lanthanoidy

zejména pokud opticky aktivní materiál obsahuje více typů bizmutových aktivních center (BAC) s různým buzením, kupř. BAC -Si, BAC-Ge . Tato vlastnost umožňuje nastavit pásmo zesilování BDF křemičitých vlnovodů pomocí výběru vlnové délky čerpacího záření. V minulosti byly jako zdroje čerpání použity vláknové Ramanovy lasery, dále vláknové lasery dotované vzácnými zeminami (lanthanoidy), nebo komerčně dostupné laserové diody. Vlnová délka záření se pohybuje v rozmezí od 800 nm do 1600 nm.



Obr. 1.15 Experimentální schéma měření spektrálního průběhu zesílení signálu BEDFA [4]

Optický zesilovač BEDFA (bizmut-erbium doped fiber amplifier) pro pásmo 1515 až 1750 nm, viz. obr. 1.15, tvoří bizmutem a erbiem dopované SM křemičité vlákno délky až 50 m, dopované germaniem. Polovodičová čerpací dioda optického výkonu 350 mW s vlnovou délkou  $\lambda_p = 1480$  nm je připojena v protisměru k signálovému vstupu. Proti pronikání čerpacího záření a parazitním odrazům je signálový vstup blokován optickým izolátorem ISO. Přes vlnový multiplexor WDM a optický izolátor ISO je připojen optický spektrální analyzátor OSA. Střední zisk optického zesilovače v pásmu erbia 1530 až 1560 nm je  $G = 35$  dB a střední šumové číslo  $F = 7$  dB, v pásmu 1560 až 1750 je střední zisk  $G = 15$  dB a střední šumové číslo  $F = 10$  dB.

Optický zesilovač BEDFA má ziskovou charakteristiku v pásmech C, L a U nevyrovnanou. Z hlediska aplikace v optických telekomunikacích je střední odstup signál/šum v pásmu C až  $F = 28$  dB, ale v pásmu L a U je nižší. Je třeba dalšího výzkumu pro navýšení tohoto parametru.

## 1.8 Planární optické aktivní vlnovody a optické rozbočnice

Pasivní optické rozbočovače jsou běžnou součástí přenosových sítí z optických vláken. Aktivní optický splitter kompenzuje jeho ztráty způsobené rozdělením optického signálu z  $N$  na  $N$  přenosových cest. Cílem výzkumu aktivních rozbočovačů optického výkonu bylo dosáhnout alespoň takové úrovně zesílení struktury, která odpovídá ztrátám způsobeným dělicím poměrem a vložitým útlumem samotné součástky. Podle ITU-T G.671 může základní struktura optického splitteru s poměrem  $1 \times 2$  přinést maximální vložitý úbytek 4,0 dB do optické cesty. Struktura optického splitteru s dělicím poměrem  $1 \times 64$  může do optické cesty zavést maximální vložitou ztrátu 22,3 dB (ITU-T,02/2012).

V dnešní době je již možné dosáhnout takových zisků s integrovanými optickými zesilovači vyrobenými vrstvenými technologiemi, jak je to prezentováno kupř. v lit. [35], [36]. Tradiční techniky výroby aktivního vlnovodu zahrnují RF-naprašování, sol-gel techniku, iontovou implantaci nebo výměnu protonů [37]. Erbiem dopované vlnovody byly vyvinuty hlavně ve vícesložkových silikátových a fosfátových sklech. Zejména fosfátová skla jsou známá tím, že umožňují rozpuštění vysoké koncentrace dopantů vzácných zemin ve skleněné matici, což vede k výrobě aktivních zařízení malých rozměrů a vysokého zisku až 4,1 dB/cm [9]. Naopak výhodou silikátových skel je vyšší mechanická tuhost a chemická stabilita, nižší cena a lepší kompatibilita se současnými komerčními optickými vlákny [38]. Co se týče silikátových skel,  $Al_2O_3$  se typicky používá ke zvýšení rozpustnosti a homogenity dopantů vzácných zemin a ke snížení rychlosti tvorby Er – párů a shluků. Nedávno však bylo ukázáno [11], [34] a [35], že přítomnost ZnO ve skle může také přispět k podstatnému zvýšení rozpustnosti vzácných zemin. V tomto článku byly zkoumány aktivní kanálové vlnovody, vytvořené v nových typech silikátových skel (GZ4), dotovaných prvky vzácných zemin a Zn. Bylo studováno silikátové sklo GZ4 s obsahem  $Er^{3+}$  a  $Yb^{3+}$  a byl odhadnut nejlepší dotační poměr z hlediska luminiscenčních vlastností.



## 2. Technologie opticky aktivních materiálů na křemičitých sklech

### 2.1 Skelné materiály – úvod

Sklo vzniká rychlým ztuhnutím taveniny tak, že se u ní nestačí vytvořit krystalická struktura. Skelná tavenina při zchlazování mění spojitě svůj objem a pod teplotou tání  $T_j$  se z ní stává přechlazená metastabilní kapalina, která při dalším zchlazení na teplotu skelnatění  $T_g$  přechází ve sklo. Díky svým vlastnostem hraje sklo důležitou roli v oblasti fotoniky a optiky. Sklo lze snadno tvarovat na čočky vlákná a tenké vrstvy. Velkou výhodou skel je transparence ve velkém rozsahu vlnových délek od UV oblasti do středního IR pásma. Skla spojitě mění index lomu změnou jeho modifikátorů v rozsahu 1,4 až 3. Jsou opticky izotropní, teplotně a životnostně stabilní. Díky variabilitě skla lze sklo dopovat velkým množstvím dopantů i ve velmi vysokých koncentracích. Pro optické aktivní materiály jsou nejčastějšími aktivátory prvky lanthanoidů nejčastěji Er, Yb, Dy, Tm přechodných a některých těžkých kovů kupř. Bi.

Ve fotonice využívaná skla lze rozdělit na skla s nízkým indexem lomu do 1,7 – křemičitá skla, fosfátová skla, fluoridová skla a skla s vysokým indexem lomu nad 1,7 – chalkogenidová a teluridová skla. Každá skupina z těchto skel má své unikátní vlastnosti, díky kterým je můžeme použít v optických zesilovačích, impulsních laserech, optických pamětech apod.

### 2.2 Materiály pro optické aktivní vlnovody na křemičitých sklech a jejich technologie

Na křemičitých sklech jsou realizovány optické planární vlnovodové zesilovače. Optické planární vlnovody se realizují dvěma způsoby. Metodou vakuové depozice vrstev různých oxidů na skelné podložky a metodou využívající substituční difuzní procesy, tedy výměny iontů. Tuto techniku jsme využili pro realizaci skla pro aktivní optické planární vlnovody. Materiály vhodné pro výrobu optických aktivních vlnovodů musí vyhovět mnoha kritériím. Jedním z nejdůležitějších požadavků na tyto substráty je vysoké množství modifikátorů,

keré umožní vznik dostatečně velké změny indexu lomu, tak aby bylo dosaženo vlnovodných vlastností. Teplota, při které je prováděna iontová výměna, musí být pod teplotou skelného přechodu skloviny ( $T_g$ ), aby nedocházelo k poškození substrátu, ale zároveň musí být dostatečně vysoká, aby bylo dosaženo potřebné mobility difundujících iontů. Velmi důležitá je také chemická odolnost vůči alkalickému prostředí, neboť silná zásaditost je základní vlastností používaných tavenin. Neméně důležité jsou mechanické vlastnosti při procesech řezání broušení a leštění skloviny.

Mezi nejznámější skloviny patří ku příkladu skla s označením IOT BGG31 a Schott IOG-10, která prokázala své skvělé vlastnosti v mnoha významných publikacích [41]-[43]. Vývoji aktivních silikátových skel se po mnoho let věnují v již zmiňovaném Ústavu skla keramiky a Ústavu anorganické chemie VŠCHT v Praze, kde disponují potřebnými technologiemi a zkušenostmi z dlouholetého úspěšného výzkumu [44]-[47]. V současné době na těchto pracovištích probíhá intenzivní výzkum zaměřený na silikátová skla s modifikátory erbiem, ytterbiem a bizmutem. Výhoda těchto skel spočívá především ve variabilitě chemického složení, které umožňuje snadno měnit jeho optické vlastnosti. Pro aplikaci v odvětví optických zesilovačů je ovšem zásadní vhodně zvolený poměr zmiňovaných modifikátorů, který umožňuje dosáhnout luminiscence v oblasti 1500 nm – 1700 nm, tedy C, L a U telekomunikačního pásma. Zmiňované vědecké skupiny provedly rozsáhlý výzkum, ve kterém se zabývaly stanovením optimálního poměru těchto laserově aktivních materiálů [48]-[55]. Ve své práci se zaměřili na vliv koncentrace zinku ve skelné matici, neboť zinek, dle publikovaných výsledků, velmi příznivě ovlivňuje luminiscenční vlastnosti. Základ těchto skel tvoří sklovina s označením GZ4 vyvinutém na VŠCHT. Pro srovnání je v tab. 2.1 uvedeno také složení fosforečného skla IAG-1.

Opticky aktivní modifikace skla GZ4 byly označeny Mix 1 a Mix 2. Obsahují jako aktivátory ionty  $Er^{3+}$  a  $Yb^{3+}$ . Z těchto skel vychází část této práce zaměřená na výzkum křemičitých skel pro aktivní optické vlnovody, realizované výměnou iontů  $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$  a výpočet jejich zisku. Složení modifikovaných sklovin Mix 1 a Mix 2 jsou v tab. 2.2.

Tab. 2.1 Složení základní skloviny GZ4 [hm. %]

	Na <sub>2</sub> O	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SiO <sub>2</sub>	ZnO	P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>
<b>GZ4</b>	14,00	1,04	68,96	16,00	0
<b>IAG-1</b>	24,00	13,00	0	0	60,00

V další části práce následuje výzkum zaměřený na studium křemičitých a křemičito-germaničitých skel Mix 3 –TX vhodných pro širokopásmové optické zesilovače, využitím absorpčních a luminiscenčních vlastností těchto materiálů, modifikovaných různými typy modifikátorů s poměrovým množstvím aktivátorů Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

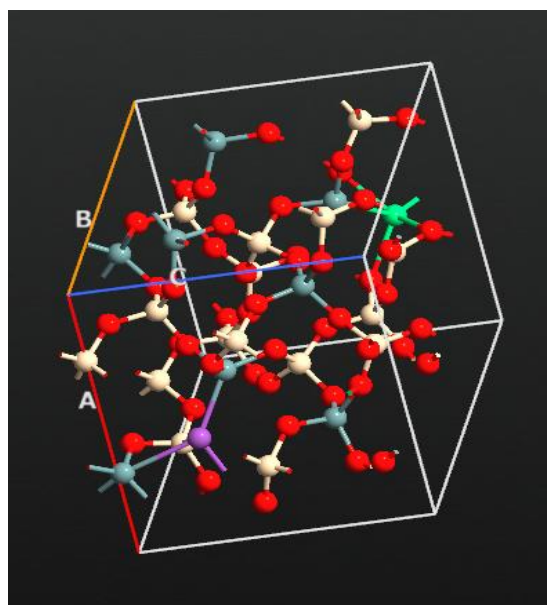
Tab. 2.2 Složení modifikovaných sklovin Mix 1 a Mix 2 [hm. %]

	Na <sub>2</sub> O	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	SiO <sub>2</sub>	ZnO	Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
<b>Mix 1 (Y1)</b>	13,17	1,02	54,73	12,58	0,89	17,39
<b>Mix 2 (Y2)</b>	12,68	1,01	49,82	18,24	0,88	17,2

V tabulce 2.4 jsou uvedeny složení všech realizovaných šarží Mix 3 - T15–T64 (dále už označení šarže bez Mix 3) skelných vzorků s indexy lomu na vlnové délce 1552 nm – pásmo C a 1650 nm – pásmo U. Složení bylo variováno tak, aby byl ověřen vliv koncentrace iontů Er<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup> a center BAC-Ge na amplitudu spektrální luminiscence jednotlivých vzorků a to jak v pásmu C tak v pásmu U. Záměrem bylo optimalizovat složení skla tak, aby luminiscenční odezva na optické čerpání 1480 nm byla maximální a současně vyrovnaná v obou pásmech. V první sadě vzorků šarží T13 až T28 bylo variováno s aktivátory Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> za relativně malého obsahu do 18,82 hm% modifikátoru GeO<sub>2</sub>. Tyto vzorky vykazovaly výraznou luminiscenční odezvu, ale pouze v pásmu C a souvisela především s obsahem Er<sup>3+</sup>. Luminiscence ionty Yb<sup>3+</sup> se neuplatnila, protože optické čerpání postrádalo vlnovou délku 980 nm. Následně bylo přikročeno u vzorků šarží T41, T49 a T63 k masivnímu navýšení GeO<sub>2</sub> až na 56,55 hm% a k snížení obsahu SiO<sub>2</sub> na úroveň 32,47 hm%. Tím byla matrice skla modifikována z matrice křemičité na matici germaničito-křemičitou. Současně byl obsah opticky aktivních modifikátorů Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> snížen z důvodu klastrování na úroveň 0,024 resp. 0,044 hm%. Tento postup vedl při optimalizovaném čerpání

k vyrovnané luminiscenci v obou telekomunikačních pásmech C a U. Výsledky měření jsou uvedeny v kapitole 4.10. Navíc bylo prokázáno u vzorků šarží T43 a T64, že sklo stejného složení, ale s pouze malým množstvím 19,1 hm%  $\text{GeO}_2$  luminiscenci nevyvolá, stejně jako u vzorků T63, kde chybělo  $\text{Er}_2\text{O}_3$ . Tím byly doplněny a ověřeny údaje uvedené v lit. [4]. Navíc, jelikož sklo T63 mělo naprosto stejné složení jako T41, ale bez  $\text{Er}_2\text{O}_3$  ukazuje na závěr, že erbium vnitřně bizmutová centra dočerpává.

Model 3D atomové optimalizované struktury nejúspěšnější šarže T41 vyjádřený simulací v program Quantum ATK je zobrazen na obr. 2.1.



Obr. 2.1 Model 3D optimalizované soustavy atomů šarže T41.

Zelenou barvou jsou zobrazeny atomy aktivátoru Er, fialovou barvou atomy Bi, síťotvorné atomy Si a Ge jsou znázorněny šedou a béžovou barvou, kyslíkové můstky O pak červenou barvou. Program pak řeší rozložení dovolených energií tohoto modelu a vlnové délky, které jim odpovídají. Rozložení energetických hladin atomové optimalizované šarže T41 a vlnové délky jim odpovídající při přímých přechodech elektronů mezi těmito hladinami udává tab. 2.3.

Tab. 2.3 Simulované dovolené energetické úrovně v [eV] pro aktivátory a vlnové délky v [ $\mu\text{m}$ ], šarže T41

	Energie [eV]	Vlnová délka [ $\mu\text{m}$ ]	Aktivátor
<b>Úroveň 1</b>	0,788	1,573	Er
<b>Úroveň 2</b>	0,740	1,675	Bi

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**2. Technologie opticky aktivních materiálů na křemičitých sklech**

Z výsledků simulace na 20 jádrovém počítači je patrné, že vlnové délky pro oba aktivátory Er a Bi přibližně odpovídají měřeným středním vlnovým délkám při čerpání 1480 nm. Odchylky jsou 25 až 40 nm. Program vygeneroval ještě další úrovně, které ale neodpovídaly měřeným přímým zářivým přechodům reálných vzorků.

Výše zmíněné materiály byly pro odměření optického diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  upraveny do formy optických planárních vlnovodů, a to difuzního vlnovodu realizovaného výměnou iontů u skel Mix1 a Mix2 s ionty  $Er^{3+}$  a  $Yb^{3+}$  a materiály Mix 3 s ionty  $Er^{3+}$  a BAC – Ge, ze kterých byly nařezány optické vlnovodné trámečky. K měření byla využita metoda spektrální u jednopásmových difuzních vlnovodů s výměnou iontů a metoda impulzní, která má vyšší citlivost než spektrální metoda, a proto byla využita pro měření zisku u nově vyvinutých materiálů s ionty  $Er^{3+}$  v pásmu C a BAC - Ge centry pro pásmo U, viz kapitola 5.

Tab. 2.4 Hmotnostní složení šarží T15 až T64 křemičitých a křemičito-germaničitých skel a střední indexy lomu pro vybrané vlnové délky v pásmu C a U

GLASS	SiO <sub>2</sub> [hm. %]	ZnO [hm. %]	Na <sub>2</sub> O [hm. %]	GeO <sub>2</sub> [hm. %]	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> [hm. %]	Bi <sub>2</sub> O <sub>3</sub> [hm. %]	Er <sub>2</sub> O <sub>3</sub> [hm. %]	Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> [hm. %]	Index lomu (@1552 nm)	Index lomu (@1650 nm)
T15 - Zn	61,65	14,30	12,51	—	0,93	0,57	0,47	9,59	1.5139	1.5135
T18 - Zn	65,93	15,29	13,38	—	0,99	2,42	1,99	—	1.5074	1.5014
T21 - Ge	62,01	—	12,58	14,38	0,93	—	0,47	9,64	1.5106	1.5101
T25 - Ge	63,18	—	12,82	18,82	0,95	2,30	1,90	—	1.5079	1.5002
T26 - Ge	59,22	—	12,02	17,65	0,89	0,55	0,45	9,21	1.5107	1.5101
T27 - Zn	65,93	15,29	13,38	—	0,99	2,42	1,99	9,49	1.5220	1.5214
T28 - Zn	62,01	14,38	12,58	—	0,93	—	0,47	9,64	—	—
T41 - Ge	32,47	—	10,90	56,55	—	0,044	0,024	—	1.5727	1.5710
T43 - Ge	67,60	—	13,20	19,10	—	0,053	0,029	—	1.4920	1.4912
T49 - Ge	32,47	—	10,90	56,55	—	0,044	0,024	—	— (opakm)	— (opakm)
T63 - Ge	32,47	—	10,90	56,55	—	0,044	—	—	1.5743	1.5721
T64 - Zn	44,42	40,57	14,92	—	—	0,06	0,03	—	1.5648	1.5632

## 2.3 Technologie optických planárních vlnovodů na křemičitých sklech

Pro realizaci planárních optických vlnovodů na křemičitých sklech s malým počtem vedených vidů se využívá již po mnoho let především iontová výměna. První publikované práce o vlnovodech vzniklých difuzí byly uveřejněny již v roce 1972 [56]. Je zajímavé, že tato práce studuje iontovou výměnu iontů stříbra a sodíku  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ , která nachází největší úspěch také v dnešní době. Od té doby bylo publikováno velké množství prací zabývajících se nejrůznějšími typy iontové výměny, převážně do skleněných substrátových skel [57],[58]. Proces výroby vlnovodů iontovou výměnou má potenciál zůstat na technologické špičce výroby optických integrovaných obvodů pro nejmodernější aplikace optické telekomunikační a senzorové techniky [59]-[61].

V křemičitých sodných sklech se používají tyto typy iontové výměny. Jednomocné prvky  $\text{Li}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Ag}^+$  se vyměňuje za  $\text{Na}^+$ . V našem případě využíváme třetí způsob, tedy iontovou výměnu  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ . Ostatní způsoby vedou na dlouhé časy iontové výměny a menší kontrast indexu lomu difuzního vlnovodu.

Pro realizaci vlastních kanálkových vlnovodů difuzního typu byla využita VIS litografie a dvoustupňová iontová výměna. V prvním kroku se u iontové výměny se vymaskovaný skelný křemičitý substrát ponoří do taveniny  $\text{AgNO}_3$  při teplotě 280 °C. Difundující stříbro vytvoří oblast s vyšším indexem lomu s gradientním profilem. Ve druhém kroku pak se oblast zanořuje do hloubky několik mikrometrů elektrickým polem. Tím se vytvoří soustředěná téměř kruhová oblast, která umožní téměř kruhový profil vlnovodu vhodný pro efektivní navázání optického výkonu z vláknového vlnovodu do struktury.

Tato práce vychází ze dvou typů vzorků, realizovaných z modifikovaného křemičitého skla GZ 4. První typ byl v provedení kanálkového vlnovodu délky 1,8 cm, realizovaném iontovou výměnou  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  maskou s šířkou proužku 5 až 7  $\mu\text{m}$  s optickými  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  aktivními ionty v hmotnostních poměrech viz. tab. 2.2. Kanálek má šířku 12 až 15  $\mu\text{m}$  a je zanořen 6 až 9  $\mu\text{m}$  a navázán V-drážkovým modulem na SM vláknový vlnovod obr. 2.2. Tyto vzorky byly využity pro měření diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  spektrální a impulsní metodou.



Obr. 2.2 Vzorek kanálového vlnovodu z křemičitého skla  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  s iontovou výměnou, navázaný V drážkovými moduly a umístěný v obdélníkovém plastovém pouzdru

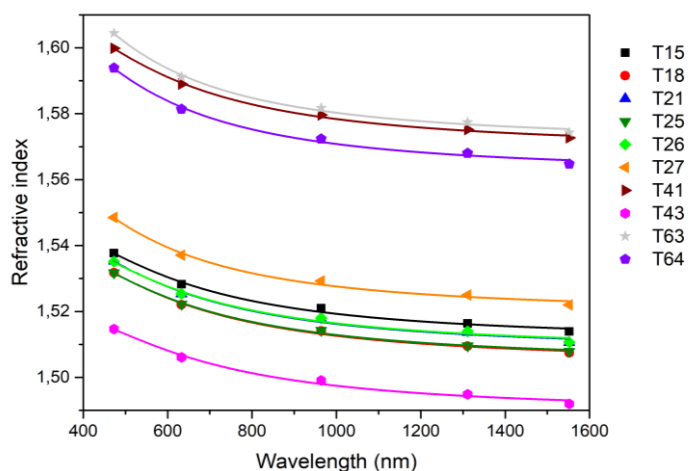
Druhý typ byl realizován ze vzorků skel šarží T41 a T49 jako skelný vlnovodný trámeček rozměrů 18 x 2 x 2 mm viz obr. 2.3. Tyto vzorky sloužili k optimalizaci technologie složení skel křemičito-germaničitých dotovaných aktivátory  $\text{Er}^{3+}$  a BAC – Ge pro dvoupásmovou luminiscenci. Na snímku jsou patrné stínící vložky, které zabraňovaly přezařování vzorku při měření na optické lavici.



Obr. 2.3 Trámečky z křemičitého-germaničitého skla vzorky, T15 – T64 s aktivátory  $\text{Er}^{3+}$  a BAC – Ge a stínícími vložkami.

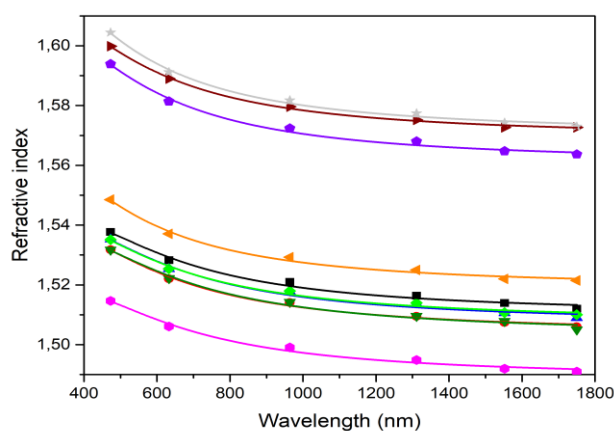
## 2.4 Závislost indexů lomu šarží T15 až T64 na vlnové délce

Pro všechny skla s rozšířenou spektrální charakteristikou luminiscence byly odměřeny materiálové disperzní charakteristiky viz. obr. 2.4, 2.5, měřením na elipsometru v rozsahu vlnových délek 400 až 1600 nm. Indexy lomu byly využity pro výpočty průřezových koeficientů.



Obr. 2.4 Materiálové disperzní charakteristiky vyvíjených opticky aktivních skel do vlnové délky 1550 nm.

Vzhledem k nutnosti zjištění index lomu těchto skel včetně pásma U, byla provedena matematická extrapolace těchto charakteristik do vlnové délky 1750 nm. Z měření je patrné, že index lomu těchto skel se jejich složením silně mění v rozsahu 1,49 až 1,57 a závisí především na obsahu  $\text{GeO}_2$  a  $\text{ZnO}$  v matrici.



Obr. 2.5 Extrapolované materiálové disperzní charakteristiky vyvíjených opticky aktivních skel do vlnové délky 1750 nm.



## 2.5 Závěr

V této kapitole byly uvedeny postupy, které vedly k vývoji nového složení germaničito-křemičitého skla viz šarže T41 a T49 vhodného pro realizaci vlnovodových optických zesilovačů pracujících ve dvou optických pásmech C a U současně, při optickém čerpání jedinou vlnovou délkou 1480 nm. Z tohoto skla byly realizovány vybroušeny trámečkové optické vlnovody, na kterých byl impulsní metodou změřen diferenciální optický zisk  $G$  těchto skel.

## 3 Analýza opticky aktivních materiálů s využitím rychlostních rovnic

### 3.1 Analýza opticky aktivních transparentních materiálů s využitím matematického modelu rychlostních rovnic

Opticky aktivní dielektrické materiály jsou transparentní materiály, do jejichž matrice jsou osazeny opticky aktivní ionty, nebo optická aktivní centra (aktivátory), na kterých dochází při interakci elektromagnetické vlny s těmito aktivátory ve formě intenzity čerpacího záření k navýšení fotonových populací na principu spontánní nebo stimulované emise záření. Výpočet přenosového zisku  $G_{dB}(\lambda)$  opticky aktivního materiálu spočívá v původním odvozeném řešení soustavy obyčejných diferenciálních rovnic prvního řádu tzv. rychlostních rovnic pro elektronové populace aktivátorů, popisujících časovou změnu obsazení vybraných atomových hladin elektrony a řešení rozložení elektromagnetického pole navýšených fotonových populací řešením vlnové rovnice [62]. Tato rovnice popisuje prostorové a časové rozložení intenzity záření elektromagnetické vlny v optickém aktivním vlnovodu, nebo aktivní planární optické struktuře. Základním parametrem opticky aktivního prostředí je optický přenosový zisk  $G_{dB}(\lambda)$ , jako podíl výstupního a vstupního výkonu záření procházejícího opticky aktivním čerpaným vlnovodem a šumové číslo  $F$ , jako poměr signál/šum na začátku a konci optického vlnovodu.

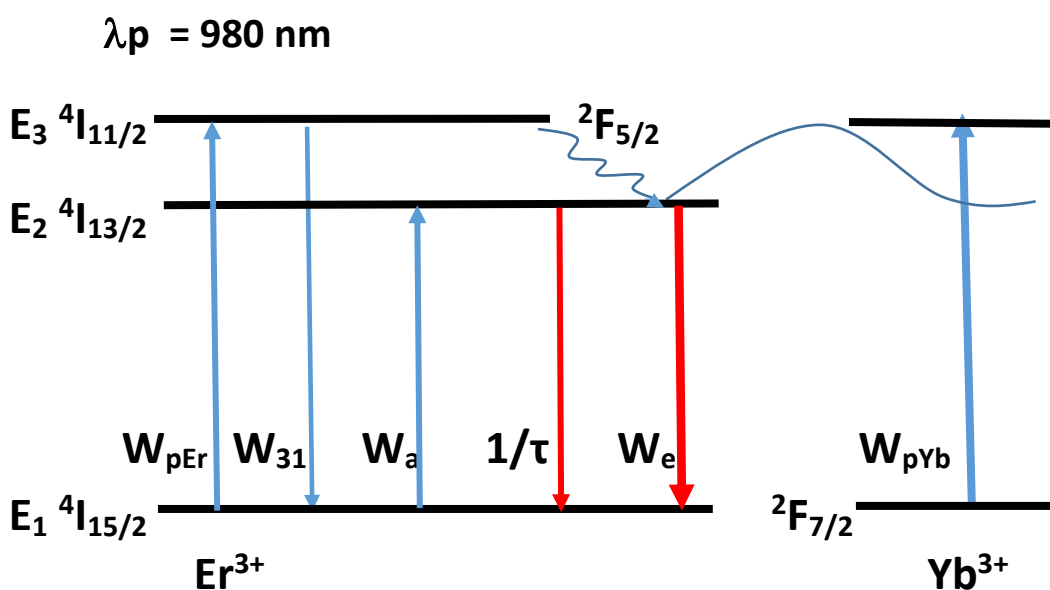
Teoretická analýza aktivních optických planárních struktur je založena na matematickém modelu, který zahrnuje optickou absorpci fotonů umožňující přechody elektronů na vyšší energetické úrovně a také spontánní a stimulované přechody elektronů na nižší úrovně generující fotonové populace. Může dále popisovat up konverzní přechody, absorpce na vyšších optických úrovních atd. Toto modelování umožňuje teoreticky stanovit kvantové chování optických struktur a provádět optimalizace parametrů na technologické úrovni. Vyzářovací parametry opticky aktivních struktur jsou ovlivněny řadou faktorů např. chemickým složením opticky aktivního materiálu, jeho optickými parametry a geometrickou konfigurací, výkonem čerpacího záření a.p. Tento matematický model, využívající rychlostních rovnic a výpočty přenosového zisku pro

křemičito-germaničitá skla dopovaná Er a BAC-Ge aktivátory byly publikovány v lit. [P2] [P3].

### 3.2 Matematický popis opticky aktivních transparentních materiálů s aktivátory Er a Yb s využitím rychlostních rovnic

Rychlostní diferenciální rovnice jsou sestaveny pro aktivátory erbia a ytterbia a variantně erbia a bizmutu pro tři základní kvantové jevy, popisující střední pravděpodobné koncentrace populací elektronů  $N_1$  a  $N_2$  při přechodu kvantového systému čerpáním  $\lambda_p = 980$  nm a variantně  $\lambda_p = 1480$  nm ze základní energetické úrovně na vyšší a zpět, charakterizované spontánní emisí, stimulovanou emisí a absorpcí. Energetické pravděpodobnosti incidence v erbiovém-ytterbiovém komplexu a variantně v erbiově – bizmutovém komplexu jsou popsány pomocí absorpčních a emisních účinných průřezů. Pro izolované nedegenerované atomy platí:  $\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) = \sigma(\nu)$ . Ve skutečném systému jsou však energetické úrovně vždy degenerované, a proto se absorpční a emisní spektrální průběhy liší (viz. kapitola 1).

#### 3.2.1 Rychlostní rovnice pro kvazi-tříhladinový systém při čerpání



Obr. 3.1 Diagram přechodů mezi energetickými hladinami iontů erbia a ytterbia pro vlnovou délku čerpání  $\lambda_p = 980$  nm

Aktivní optickou soustavu atomů erbia a ytterbia lze popsat jako tříhladinový kvantový systém pomocí rychlostních rovnic ve tvaru (3.1) – (3.3),

$$\frac{dN_3}{dt} = -W_{32}N_3 - W_{31}N_3 + W_p N_1 \quad (3.1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{32}N_3 - W_2N_2 - W_eN_2 + W_aN_1 + W_pN_1 \quad (3.2)$$

$$N_{tot}^{Er+Yb} = N_1 + N_2 + N_3 = N_{tot} \quad (3.3)$$

kde

$W_{32}$  je nezářivý rychlostní koeficient z hladiny  $E_3$  na hladinu  $E_2$

$W_{31}$  je zářivý rychlostní koeficient z hladiny  $E_3$  na hladinu  $E_1$

$$W_2 = \frac{1}{\tau_2} \text{ je spontánní emise} \quad (3.4)$$

$$W_p = \frac{I_p}{h\nu_p} (\sigma_{pEr} + \sigma_{pYb}) = W_{pEr} + W_{pYb} = \frac{I_p}{h\nu_p} \sigma_p \quad (3.5)$$

$W_p$  je rychlostní koeficient čerpání

$$W_a = \frac{I_s}{h\nu_\lambda} \sigma_{aEr} \text{ je rychlostní koeficient stimulované absorpce} \quad (3.6)$$

$$W_e = \frac{I_s}{h\nu_\lambda} \sigma_{eEr} \text{ je rychlostní koeficient stimulované emise} \quad (3.7)$$

Ve tříúrovňovém systému tvoří nejvyšší hladina  $E_3$  spolu se základní hladinou  $E_1$  přechod umožňující absorpci excitačního záření o výkonové intenzitě  $I_p$ . Po excitaci  $E_3$  kvantový systém nezářivě okamžitě přechází na hladinu  $E_2$ , ze které pak přechází do základního stavu a generuje stimulované záření o výkonové intenzitě  $I_s$ . Hladina  $E_3$  je tedy obsazena na velmi krátkou dobu, a tedy se přímo nepodílí na zesílení signálu. Na základě této úvahy lze kvazi-tříhladinový systém převést na následující kvazi-dvouhladinový systém:

Pro  $N_3 = 0$  a zanedbání  $W_{32}$  vyplývají úpravy rychlostních rovnic (3.8) a (3.9)

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_1 + W_a N_1 - W_2 N_2 - W_e N_2 \quad (3.8)$$

$$N_{tot}^{Er} = N_1 + N_2 = N_{tot} \quad (3.9)$$

Po těchto úpravách a dosazení dostáváme (3.10), (3.11)

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_1 + W_a N_1 - \frac{N_2}{\tau_2} - W_e N_2 \quad (3.10)$$

$$N_1 = N_{tot} - N_2 \quad (3.11)$$

Pro případ erbiem a ytterbiem dotovaného optického vlnovodu, ve kterém dochází v určitém spektrálním intervalu k emisi a absorpci fotonů, není rozložení intenzity záření v průřezu vlnovodu konstantní, ale je funkcí času a prostorových souřadnic [25]. Koeficienty rychlostních rovnic pak lze vyjádřit vztahy (3.14) – (3.16).

$$W_p(r, \varphi, z, t) = \sigma_p(\lambda) \frac{I(r, \varphi, z, t, \lambda_p)}{h\nu_p}, \quad W_2 = \frac{1}{\tau_{21}} \quad (3.14)$$

$$W_a(r, \varphi, z, t) = \int_0^\infty \sigma_a(\lambda) \frac{I_\lambda(r, \varphi, z, t, \lambda_p)}{h\nu} d\lambda \quad (3.15)$$

$$W_e(r, \varphi, z, t) = \int_0^\infty \sigma_e(\lambda) \frac{I_\lambda(r, \varphi, z, t, \lambda_p)}{h\nu} d\lambda \quad (3.16)$$

Pro statické řešení rychlostních rovnic platí  $\frac{dN_2}{dt} = 0$ , pak lze odvodit vztah (3.17)

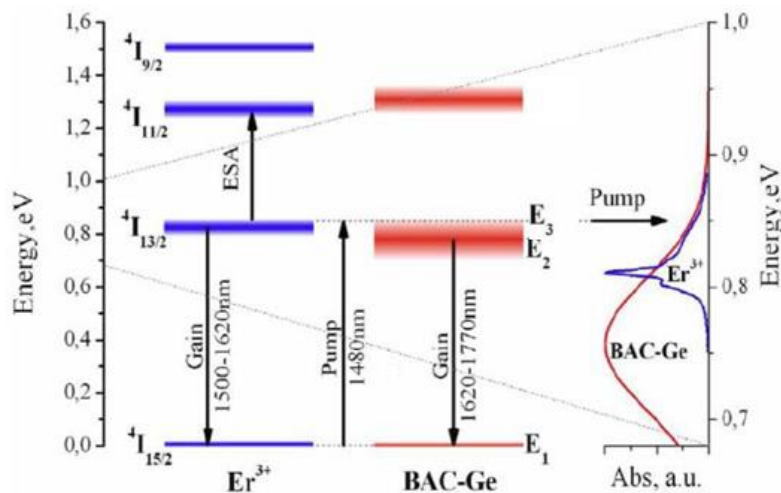
$$N_2 = \frac{(W_p + W_a) N_{tot}^{er} \tau_2}{1 + \tau_2(W_p + W_a + W_e)} \quad (3.17)$$

Z rovnice (3.17) lze vyjádřit poměr obsazení elektronů základní hladiny E1 k obsazení elektronů ve vyšší hladině E2. Pokud dojde vlivem působení vnější energie (čerpacího záření) k excitaci elektronů v aktivním materiálu ze základní energetické hladiny E1 na vyšší hladinu E2 a pokud je tímto způsobem excitována více než polovina atomů aktivního materiálu, dochází k vytvoření tzv. inverze populace, která je klíčová pro zesilovací efekt a je dána vztahem (3.18).

$$\frac{N_2}{N_{tot}^{er}} = \frac{(W_p + W_a) \tau_2}{1 + \tau_2(W_p + W_a + W_e)} \quad (3.18)$$

### 3.3 Matematický popis opticky aktivních transparentních materiálů dopovaných Er a Bi s využitím rychlostních rovnic při čerpání $\lambda_p = 1480$ nm

Dvoupásmová opticky aktivní prostředí pro optické zesilovače jsou dvojně kvantové systémy, obsahující kombinaci dvou typů aktivátorů, které v případě iontů  $\text{Er}^{3+}$  a komplexů BAC-Ge, viz. kapitola 2, musí být v takové koncentraci, aby nedocházelo k ovlivňování těchto atomů, výměně energie, a tím k nežádoucím přechodům. Možné uspořádání tříúrovňového energetického hladinového systému aktivátorů  $\text{Er}^{3+}$  a BAC-Ge komplexu ukazuje obr. 3.2. Je známo, že optické vlastnosti bismutem dotovaného skla silně závisí na chemickém složení skla resp. na použitém modifikátoru Ge. Absorpční pásmo hladin bizmutového aktivního centra BAC-Ge se výrazně překrývá s absorpčním pásmem iontů  $\text{Er}^{3+}$ . Díky tomuto překrytí je možné načerpat obě aktivní centra čerpáním na jedné vlnové délce  $\lambda_p = 1480$  nm. Během tohoto čerpání, jehož vlnová délka  $\lambda_p$  spadá do dvou překrývajících se absorpčních pásem ležících v okolí energie 0,85 eV viz obr. 3.2 (vpravo), lze hladiny iontů  $\text{Er}^{3+}$  a komplexů BAC-Ge současně naplnit inverzními populacemi elektronů na rozštěpené hladině  ${}^4I_{13/2}$ , které odpovídá pásmo hladin  $E_2 - E_3$  bizmutového aktivního centra BAC-Ge. To je nesporná výhoda oproti řešením optických dvoupásmových zesilovačů, kde jsou vyžadovány většinou dva čerpací zdroje.



Obr. 3.2 Diagram přechodů mezi energetickými hladinami erbia a bismutu při vlnové délce čerpání  $\lambda_p = 1480$  nm [4]

Při analýze opticky aktivních atomů erbia a komplexů BAC-Ge lze vycházet z úrovnového diagramu energetických hladin na obr. 3.2. Soustavu lze popsat jako tříúrovňový kvantový systém využívající rychlostní rovnice ve tvaru (3.19 – 3.21),

$$\frac{dN_3}{dt} = -W_{32}N_3 - W_{31}N_3 + W_p N_1 \quad (3.19)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{32}N_3 - W_2N_2 - W_{eEr}N_2 - W_{eBAC-Ge}N_2 + W_{aEr}N_1 + W_{aBAC-Ge}N_1 + W_pN_1 \quad (3.20)$$

$$N_{tot}^{Er+BAC-Ge} = N_1 + N_2 + N_3 = N_{tot} \quad (3.21)$$

kde

$W_{32}$  je rychlostní koeficient nezářivého přechodu z E3 do E2

$W_{31}$  je rychlostní koeficient nezářivého přechodu z E3 do E1

$$W_2 = \frac{1}{\tau_2} \text{ je rychlostní koeficient spontánní emise} \quad (3.22)$$

$$W_p = \frac{I_p}{h\nu_p} (\sigma_{pEr} + \sigma_{pBAC-Ge}) = W_{pEr} + W_{pBAC-Ge} = \frac{I_p}{h\nu_p} \sigma_p \quad (3.23)$$

je rychlostní koeficient čerpání

$$W_{aEr} = \frac{I_s}{h\nu_\lambda} \sigma_{aEr} \text{ je absorpční rychlostní koeficient stimulované absorpce části Er} \quad (3.24)$$

$$W_{aBAC-Ge} = \frac{I_s}{h\nu_\lambda} \sigma_{aBAC-Ge} \text{ je absorpční rychlostní koeficient stimulované absorpce části BAC-Ge}$$

$$W_{eEr} = \frac{I_s}{h\nu_\lambda} \sigma_{eBAC-Ge} \text{ je rychlostní koeficient stimulované emise Er} \quad (3.26)$$

$$W_{eBAC-Ge} = \frac{I_s}{h\nu_\lambda} \sigma_{eBAC-Ge} \text{ je rychlostní koef. stimulované emise BAC-Ge} \quad (3.27)$$

Po přechodu na kvazi-dvouhadinový systém, kde  $N_3 = 0$ , platí pro statické řešení  $\frac{dN_2}{dt} = 0$ , pak pro část s aktivátory Er lze psát (3.28)

$$N_2 = \frac{(W_p + W_{aEr})N_{tot}^{Er}\tau_2}{1 + \tau_2(W_p + W_{aEr} + W_{eEr})} \quad (3.28)$$

Z rovnice (3.28) lze vyjádřit tzv. inverzi populace v ustáleném stavu pro Er část (3.29)

$$\frac{N_2}{N_{tot}^{Er}} = \frac{(W_p + W_{aEr})\tau_2}{1 + \tau_2(W_p + W_{aEr} + W_{eEr})} \quad (3.29)$$

Statické řešení rychlostních rovnic pro centra BAC-Ge je dáno (3.30)

$$N_2 = \frac{(W_p + W_{aBAC-Ge})N_{tot}^{BAC}\tau_2}{1 + \tau_2(W_p + W_{aBAC-Ge} + W_{eBAC-Ge})} \quad (3.30)$$

Z rovnice (3.30) lze vyjádřit stav tzv. inverze populace v ustáleném režimu BAC-Ge vztahem (3.31)

$$\frac{N_2}{N_{tot}^{BAC}} = \frac{(W_p + W_{aBAC-Ge})\tau_2}{1 + \tau_2(W_p + W_{aBAC-Ge} + W_{eBAC-Ge})} \quad (3.31)$$



### 3.4 Řešení šíření zesilovaného optického signálu aktivním optickým vlnovodem

Při šíření optického signálu opticky aktivním prostředím dochází k navyšování intenzity  $I_s$  ve směru souřadnice  $z$ . Profil navyšování intenzity  $I_s$  je exponenciální při konstantním prostorovém čerpání. Při koncovém čerpání je však profil zisku dle souřadnice  $z$  exponenciálně klesá. Šíření optického záření v optickém vlnovodu lze popsat vlnovou rovnicí. Vlnovou rovnici, popisující prostorový a časový průběh vektoru intenzity elektrického a magnetického pole  $E$  a  $H$  lze odvodit z Maxwellových rovnic. Pokud předpokládáme, že se vlnovodem bude šířit skalární elektrické pole charakterizované intenzitou  $E(x,y,z,t)$ , pak lze zapsat vlnovou rovnici ve formě Helmholtzovy rovnice [62]. Skalární elektrické pole můžeme zapsat ve formě intenzity elektrického pole  $E$  pro monochromatický signál vztahem (3.32)

$$E(x, y, z, t) = \Phi(x, y, z) e^{i\omega t} \quad (3.32)$$

Helmholtzova rovnice pro monochromatický signál pak bude mít podobu (3.33),

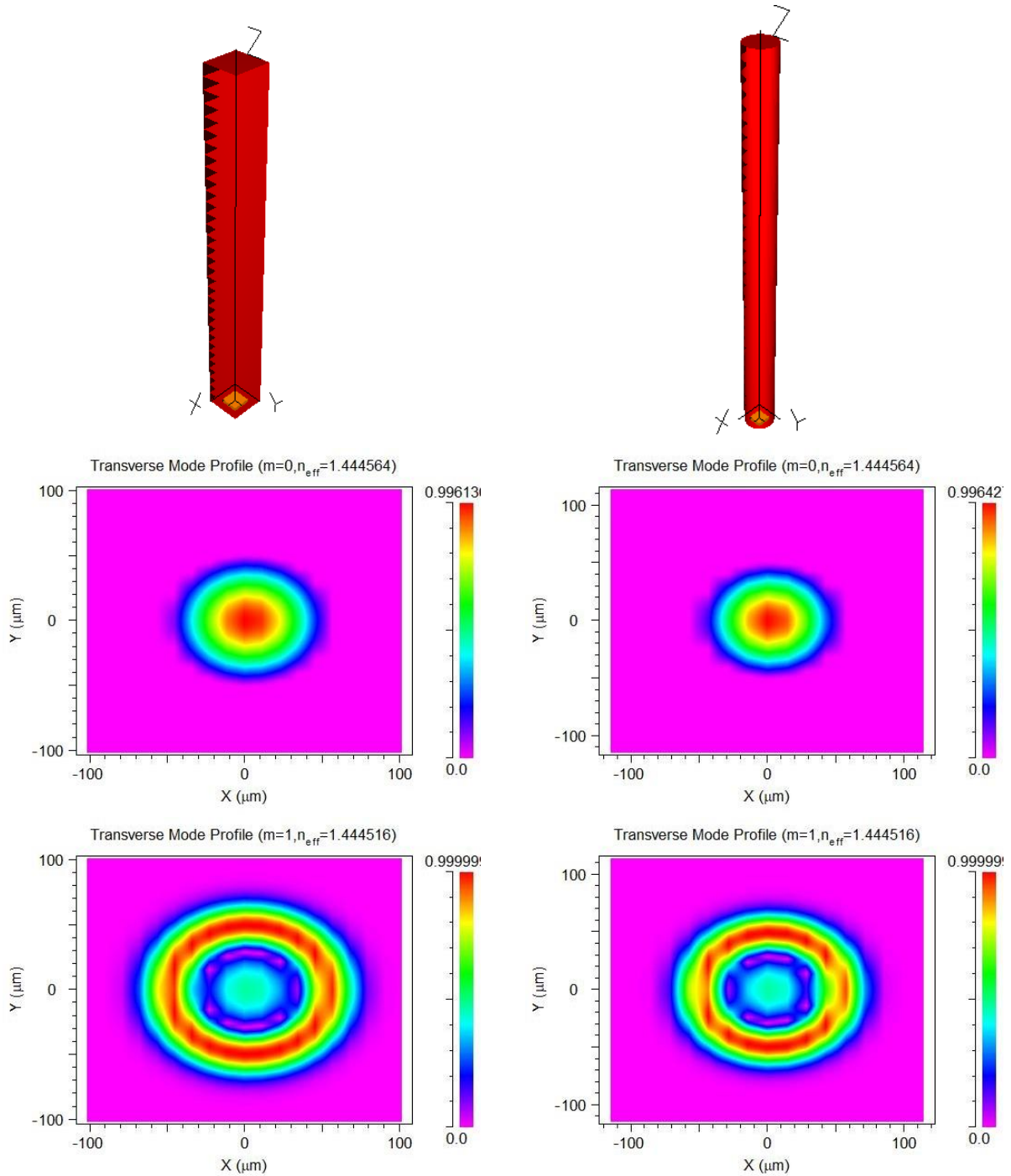
$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \Phi = 0 \quad (3.33)$$

kde  $k(x,y,z)$  je vlnové číslo.

Helmholtzova rovnice (3.33) byla řešena skalární diferencí formou, vycházející z diferencího řešení parciální diferencíální Helmholtzovy rovnice metodou konečných prostorových přírůstků za předpokladu aproximace vlnového čísla  $k(x, y, z) = n(x, y, z) k_o \sim n_{eff} k_o$  programem BeamPROP od Rsoft [63] pro vlnu šířící se ve směru souřadnice  $z$ , kde  $k_o$  = vlnové číslo vakua,  $n(x, y, z)$  prostorový index lomu,  $n_{eff}$  – efektivní index lomu pro dva typy optických vlnovodů, z nichž jeden měl čtvercový průřez 2x2 mm o délce 25 mm a druhý, který měl kruhový profil o stejném průřezu t.j poloměr kruhového vlnovodu  $r = 1.129$  mm, o stejné délce. Bylo spočítáno rozložení intenzity elektrického pole  $|E|$  pro prvních 10

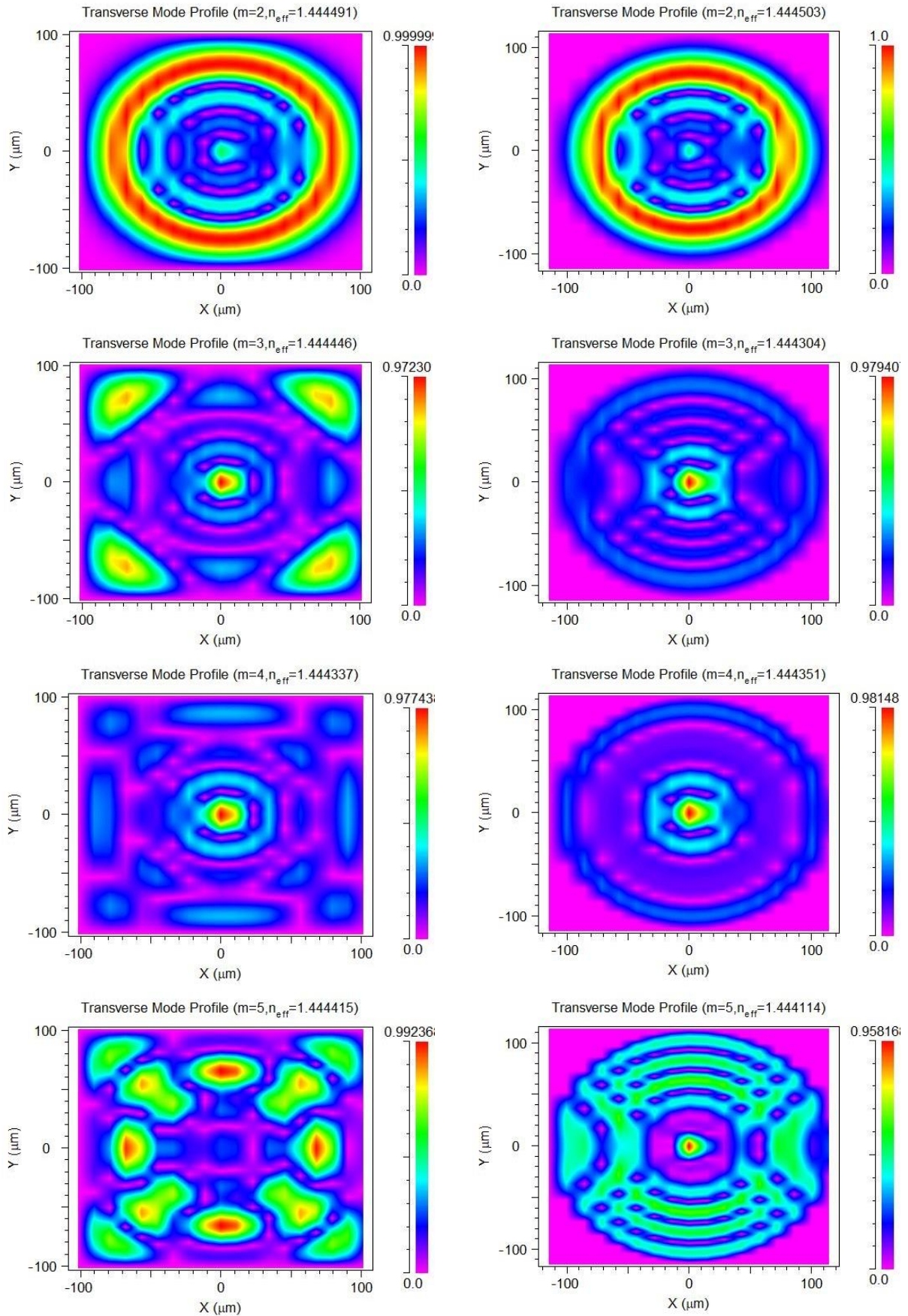
**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**3. Analýza opticky aktivních materiálů s využitím rychlostních rovnic**

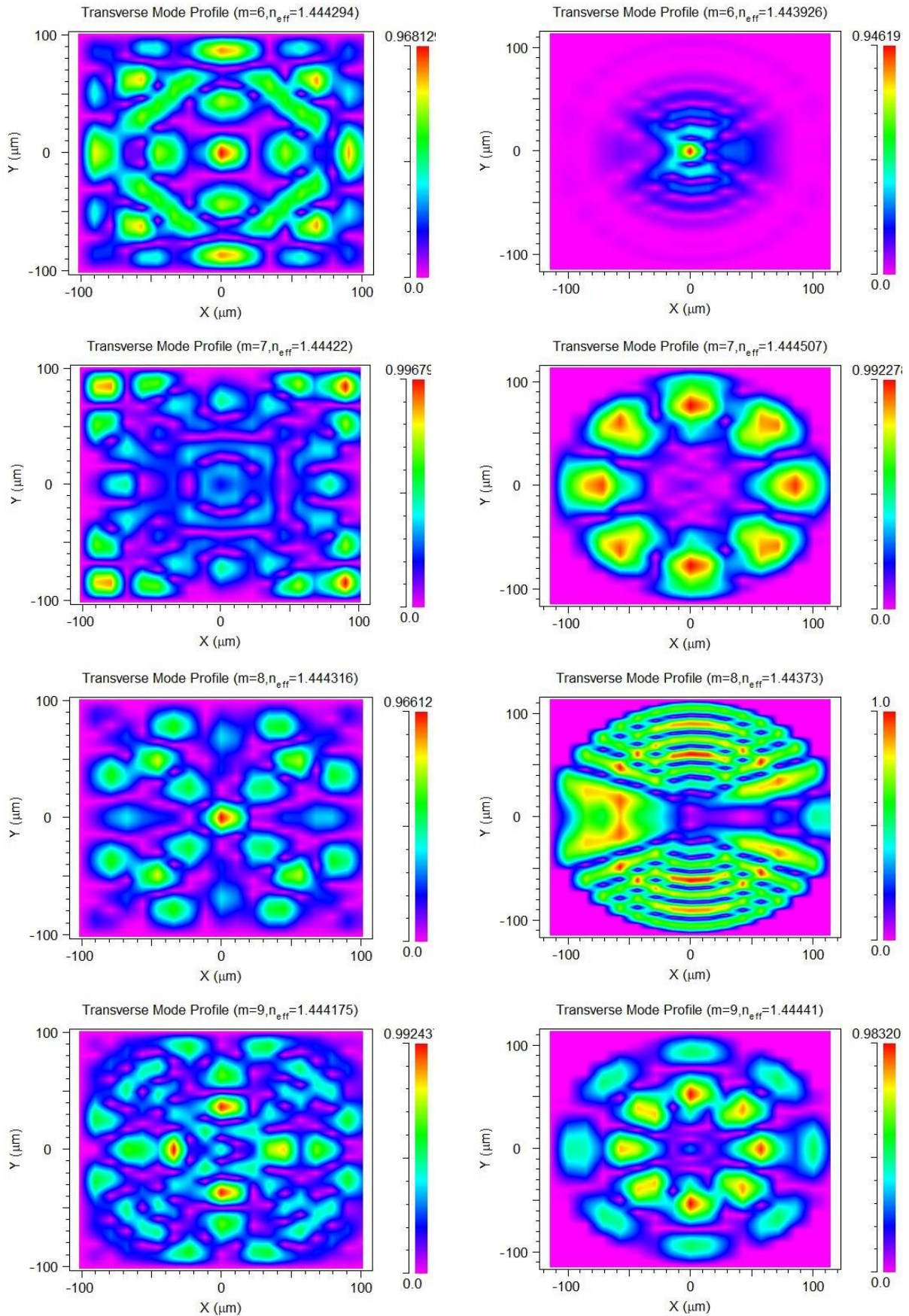
módů pro oba typy vlnovodů. Jednotlivé prostorové konfigurace polí v obou vlnovodech jsou zobrazeny na obr. 3.3.



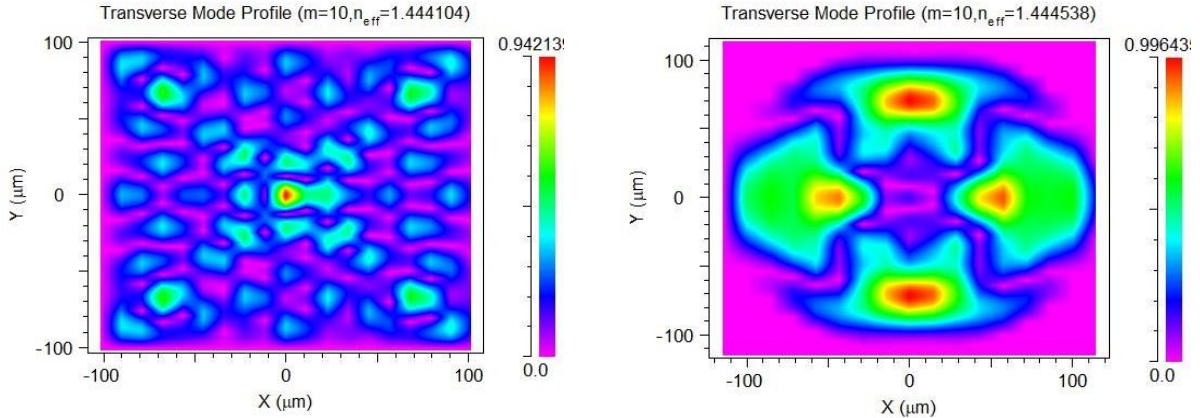
# Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou

## 3. Analýza opticky aktivních materiálů s využitím rychlostních rovnic



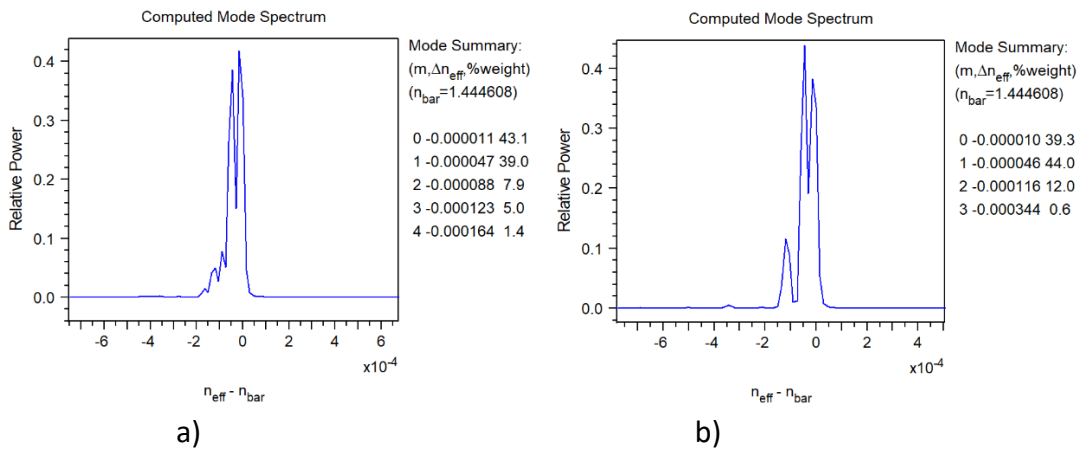


**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**3. Analýza opticky aktivních materiálů s využitím rychlostních rovnic**



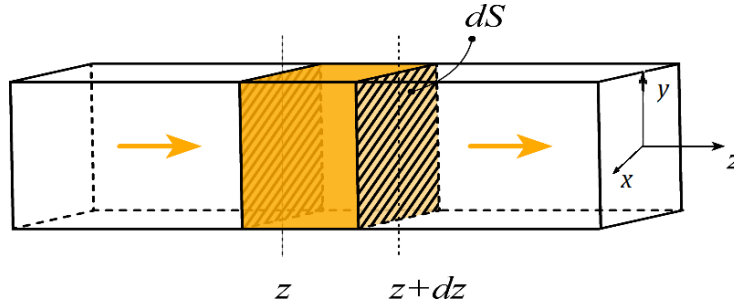
Obr. 3.3 Prostorové rozložení intenzity elektrického pole  $|E|$  pro vidy  $m = 1$  až 10 ve dvou typech křemičitých vlnovodů s efektivním indexem lomu  $n_{eff}$

Ze simulovaných závislostí rozložení optické energie uvnitř vlnovodů viz. obr. 3.4 a,b lze usoudit, že v prvních třech videch  $m = 0, 1, 2$  je uloženo pro hranolové uspořádání 90 % optické energie a pro tyčové uspořádání 95 %. Tedy z hlediska výpočtu přenosového zisku  $G$  lze hranolový vlnovod zaměnit tyčovým vlnovodem s chybou nepřesahující 5%.

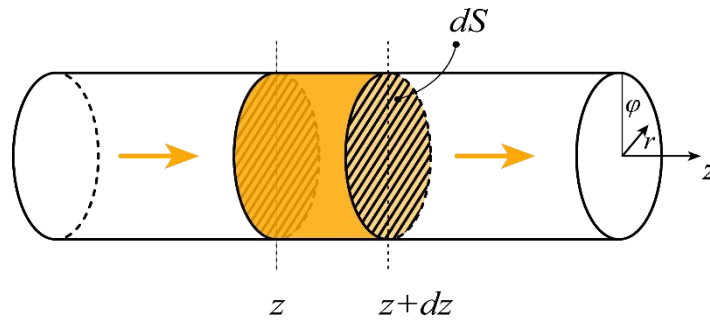


Obr. 3.4 Rozložení relativní velikosti optické energie v závislosti na rozdílu indexu lomu  $n_{eff} - n_{bar}$  v tyčovém vlnovodu

Nákresy geometrických modelů vlnovodů jsou na obr. 3.4, 3.5.



Obr. 3.4 Nákres měřeného hranolového vlnovodu v kartézských souřadnicích. Signál se šíří ve směru osy  $z$



Obr. 3.5 Nákres modelovaného tyčového vlnovodu pro výpočet přenosového zisku  $G$  vlnovodu v polárních souřadnicích

Rovnici pro šíření signálu optickým vlnovodem lze odvodit ze změny optického výkonu v elementu vlnovodu o tloušťce  $dz$  a průřezu  $dS$  [25]. V elementu  $ds dz$  je počet iontů ve stavu  $E_1$  roven  $N_1 ds dz$  a ve stavu  $E_2$  je roven  $N_2 ds dz$ . Přitom je počet absorpcí za jednotku času roven výrazu  $\sigma_a(\nu) \frac{I_s}{h\nu_s} N_1 dS dz$  a počet stimulovaných emisí za jednotku času je roven výrazu  $\sigma_e(\nu) \frac{I_s}{h\nu_s} N_2 dS dz$ . To znamená, že celková změna energie za jednotku času na jednotku plochy, což je intenzita výkonu zesilovaného signálového záření  $I_s(r, z, t, \lambda_s)$ , je dána rozdílovým vztahem (3.34)

$$\sigma_e(\nu) I_s N_2 dS dz - \sigma_a(\nu) I_s N_1 dS dz = I_s (\sigma_e(\nu) N_2 - \sigma_a(\nu) N_1) dS dz \quad (3.34)$$

Tato intenzita zářivého výkonu musí být rovna celkovému signálovému výkonu vstupujícímu do elementu  $ds dz$  dle vztahu (3.35)

$$I_s(z) dS - I_s(z+dz) dS = [I_s(z) - I_s(z) dz] dS = -\frac{dI_s}{dz} dS dz \quad (3.35)$$

Tak, že výsledná rovnice popisující šíření intenzity signálového výkonu záření  $I_s(r, z, t, \lambda_s)$ , v aktivním optickém vlnovodu je dána vztahem (3.36)

$$\frac{dI_s}{dz} = I_s [\sigma_e(\nu)N_2 - \sigma_a(\nu)N_1] \quad (3.36)$$

Jelikož u vlnovodových optických zesilovačů dochází ke koncovému napojení zdroje čerpacího záření, platí pro čerpací vlnu šířící se ve směru osy  $z$  diferenciální rovnice (3.37):

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = \sigma_p(\nu)N_1I_p \quad (3.37)$$

Přenosový zisk  $G(\lambda)$  lze vyjádřit rovnicí (3.38)

$$G(\lambda) = \frac{P_{sL}}{P_{so}} = \exp [ (g_\lambda + \alpha_\lambda)\beta - (\alpha_\lambda + \alpha_{\lambda 0}) L ] \quad (3.38)$$

kde  $\alpha_\lambda = \sigma_{a,\lambda}\Gamma_\lambda N_t$ ,  $g_\lambda = \sigma_{e,\lambda}(z)\Gamma_\lambda N_t$ , když  $N_t$  je průměrná koncentrace dotace,  $\alpha_\lambda$ ,  $g_\lambda$  jsou naměřené koeficienty měrného útlumu a zisku vlnovodu,  $\alpha_{\lambda 0}$  jsou vazební ztráty,  $\Gamma_\lambda$  je koeficient soustředění optického výkonu v jádře vlnovodu,  $L$  je délka vlnovodu,  $\beta$  koeficient inverze populace.

Pro účely výpočtu jsme uvažovali homogenní čerpání po celé délce souřadnice  $z$  vlnovodu z důvodu jeho malé délky a velké transparency. Vztahy pro výpočet přenosového zisku  $G(\lambda)$  opticky aktivního vlnovodu jsou uvedeny v závislosti na jeho délce  $L$  a požadovaném čerpacím výkonu  $P_{p,\lambda}(z)$ , které byly odvozeny za zjednodušujících předpokladů.

Velikost inverze  $\beta$  lze vyjádřit z rychlostních rovnic po úpravě, viz příloha A, vztahem (3.39), který popisuje koncentraci elektronů  $N_2$  na hladině 2 tvořící inverzi populace vůči hladině 1 a její saturaci při nadměrném čerpání výkonem  $P_{p,\lambda}(z)$ .

Za předpokladu jediné čerpací vlnové délky  $\lambda$  a homogenního čerpání, optickým výkonem  $P_p$  nezávislého na souřadnici  $z$  (vzhledem k rozměrům vlnovodu pouze několik cm), lze obecný vztah pro inverzi populace zjednodušit dle (3.39), kde  $P_p^{sat}$  je saturační optický čerpací výkon.

$$\beta = \frac{N_2}{N_t} = \frac{\sum_{\lambda} \frac{P_{p,\lambda}(z)\alpha_{\lambda}}{h\nu\xi}}{1 + \sum_{\lambda} \frac{P_{p,\lambda}(z)(\alpha_{\lambda} + g_{\lambda})}{h\nu\xi}} = \frac{\alpha}{h\nu\xi} \frac{P_p}{(1 + \frac{P_p}{P_p^{sat}})} \quad (3.39)$$

Dále je definován parametr saturace  $\xi$  vztahem (3.40). Tento parametr udává nelineární pokles inverse populace, a tedy i přenosového zisku při vyšších hodnotách čerpání. Měření spektrální luminiscence dokazují, že k saturaci v malé míře dochází především u center BAC.

$$\xi = \frac{P_{\lambda}^{sat}(\alpha_{\lambda} + g_{\lambda})}{h\nu} \quad (3.40)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta,  $\nu$  je frekvence čerpací vlny a vlastní saturační výkon  $P_{\lambda}^{sat}$  pro válcový vlnovod (3.41),

$$P_{\lambda}^{sat} = \frac{h\nu\pi b^2}{\Gamma_{\lambda}(\sigma_{e,\lambda} + \sigma_{a,\lambda})} \quad (3.41)$$

kde  $b$  je poloměr válcového vlnovodu.

Přenosový zisk vlnovodu  $G_{dB}(\lambda)$ , vyjádřený pomocí rychlostních koeficientů  $W_a$ ,  $W_e$ ,  $W_p$  a optických parametrů  $\alpha_{\lambda}$ ,  $g_{\lambda}$ , je dán vztahem (3.42).

$$G_{dB}(\lambda) = 10 \log_{10} \left\{ \exp \left[ (\alpha_{\lambda} + g_{\lambda}) \frac{W_a + W_p}{\frac{1}{\tau_2} + W_p + W_a + W_e} - (\alpha_{\lambda} + \alpha_{\lambda 0}) \right] L \right\} \quad (3.42)$$

Pak lze s využitím vztahu (3.29) resp. (3.31) psát (3.43)

$$G_{dB}(\lambda) = 10 \log_{10} \left\{ \exp \left[ (\alpha_{\lambda} + g_{\lambda}) \frac{N_2}{N_t} - (\alpha_{\lambda} + \alpha_{\lambda 0}) \right] L \right\} \quad (3.43)$$

V příloze B je odvozen nový původní vztah (3.44) pro výpočet přenosového zisku  $G_{dB}(\lambda)$  aktivního vlnovodu z průřezových koeficientů  $\sigma_a$ ,  $\sigma_e$  v dB. Tyto koeficienty byly získány z naměřených luminiscenčních spekter pro nová křemičito-germanicitá skla s aktivátory Er a Bi, viz. kapitola 4.



$$\begin{aligned}
 G_{dB}(\lambda) &= 10 \log_{10} \left( \frac{P_{sL}}{P_{s0}} \right) = 10 \log_{10} \left\{ \exp \left( \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left[ (\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \right. \right. \right. \\
 &\left. \left. \left. \sigma_a(\nu) \right] L \right) \right\} = 10 \log_{10} (e) \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left[ (\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu) \right] L = \\
 &= 4,34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left[ (\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu) \right] L \quad (3.44)
 \end{aligned}$$

Z tohoto vztahu lze vyjádřit diferenciální zisk  $G_{dB}^*$ , který byl využit v kapitole 5 pro stanovení zisku jednotlivých vzorků, měřením výkonu  $P_{s,\check{c}}$  čerpaného a  $P_{s,n\check{c}}$  nečerpaného vlnovodu na výstupu (3.45).

$$G_{dB}^* = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{s,\check{c}}}{P_{s,n\check{c}}} \right) = G_{dB}(\lambda) - 4,34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \sigma_a(\nu) L \quad (3.45)$$

### 3.5 Závěr

Vypočítaný vztah (3.45) pro diferenciální zisk optických aktivních vlnovodů  $G_{dB}^*$ , obsahujících aktivátory Er a BAC – Ge, bude v kapitole 5 porovnán se ziskem stanoveným měřeními v časové oblasti impulsovou metodou.

## 4 Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače.

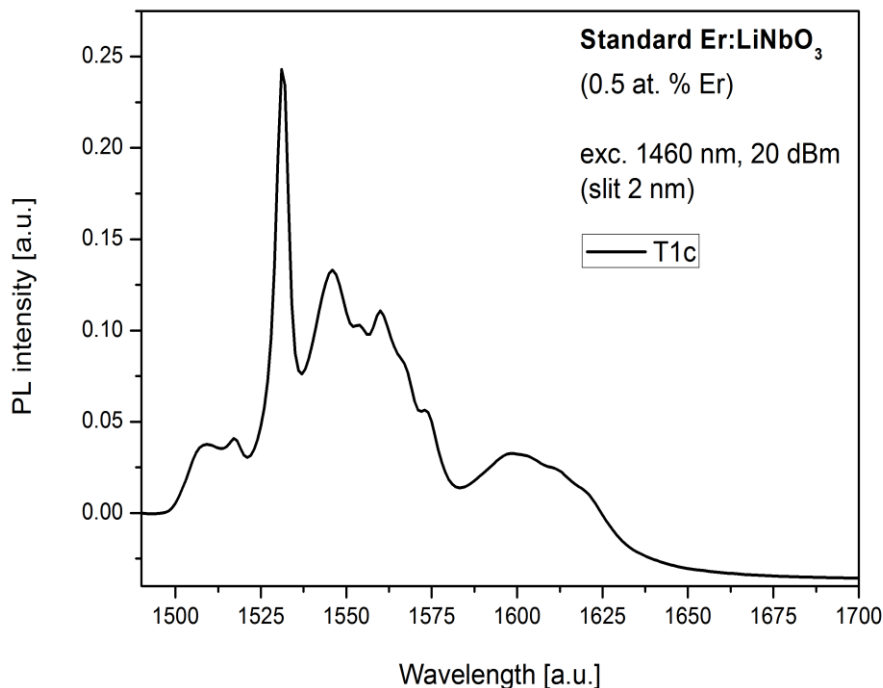
### 4.1 Použité uspořádání měřícího systému HORIBA

Při výzkumu opticky aktivních křemičitých skel dopovaných ionty  $\text{Er}^{3+}$  a komplexy BAC - Ge bylo třeba pro ověření optické aktivity těchto skel a modelování s využitím rychlostních rovnic, viz kap. 3, získat řadu fyzikálních parametrů jako absorpční účinný průřez  $\sigma_a$  a luminiscenční účinný průřez  $\sigma_e$ , doba života rekombinujících nosičů  $\tau_E$  a  $\tau_B$  na jednotlivých hladinách příslušejících erbiu a bizmutu, měřením transmisních, luminiscenčních spekter a impulsní relaxační odezvy opticky aktivních materiálů. Luminiscenční spektrální charakteristiky hodnotí optickou aktivitu skel pro optické zesilovače. Optická aktivita je nutná, nikoliv postačující podmínka pro použití těchto křemičitých materiálů s aktivátory pro planární optické zesilovače a další aktivní prvky integrované optiky. Pro měření luminiscenčních charakteristik byl zvolen systém HORIBA, viz obr. 4.2 a blokové schéma systému obr. 4.3, s detekční jednotkou vybavenou kryogenní detekční komorou, viz obr. 4.12, transimpedančním zesilovačem a InGaAs fotodiodou s posunutou charakteristikou rezponzivity. Vzhledem k tomu, že luminiscenční odezvy planárních vzorků na čerpací záření 1480 nm byly v řádu stovek nW až jednotek mikrowatů, bylo nutné pro snížení ekvivalentního šumového výkonu detektor InGaAs chladit v kryogenní komoře, při teplotě tekutého dusíku -196 °C. Základní uspořádání měřícího systému je na obr 4.3, ze kterého byly využity vyznačené bloky.

## 4.2 Popis aparatury pro reflexní měření luminiscence

### HORIBA

Fotoluminiscenční vlastnosti připravených vzorků v ustáleném stavu byly měřeny na aparatuře HORIBA Jobin-Yvon Fluorolog®-3 Extreme [64] obr. 4.2 s použitím FluorEssence™ 3 softwaru.



Obr. 4.1 Spektrální charakteristika referenčního vzorku Er:LiNbO<sub>3</sub> který byl použit pro kalibraci a celkovou kontrolu měřící aparatury HORIBA.

Technická data detekční jednotky aparatury jsou uvedena v tab. 4.1. Spektra byla měřena za pokojové teploty v oblasti NIR pro blízkou infračervenou oblast v rozsahu vlnových délek 1500–1700 nm. V NIR oblasti byla k dispozici detekční jednotka Horiba PbS s termoelektrickým chlazením DSS-PS020-TC, vlnový rozsah detekce 1000 – 3000 nm a detekční jednotka Horiba - InGaAs fotodetektor s chlazením kapalným dusíkem DSS-IGA(2.2)010-L [65], rozsah detekce 1000 – 2500 nm, která byla využita k vlastnímu měření. Základní parametry InGaAs fotodetektoru s rozšířenou spektrální charakteristikou a s transimpedančním zesilovačem. Excitace vzorků byla provedena externím čerpacím laserem OptoSci Ltd typ LDR 1500E o vlnové délce 1480 nm s plynule

Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou  
4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače

---

nastavitelným výkonem od 10 mW až do 350 mW. Pro výběr pásma měřených vlnových délek luminiscenčního záření byl použit monochromátor s jednou difrakční mřížkou typu 600/1500 ve výstupní části SP1. Pro účely vyhodnocení byla všechna naměřená spektra převedena na základní úroveň a po odečtení pozadí byla normalizována vzhledem k referenčnímu vzorku Er:LiNbO<sub>3</sub>, který zároveň sloužil k základnímu nastavení a kontrole celé měřicí aparatury. Referenční spektrum použité pro kalibraci aparatury HORIBA je na obr. 4.1.

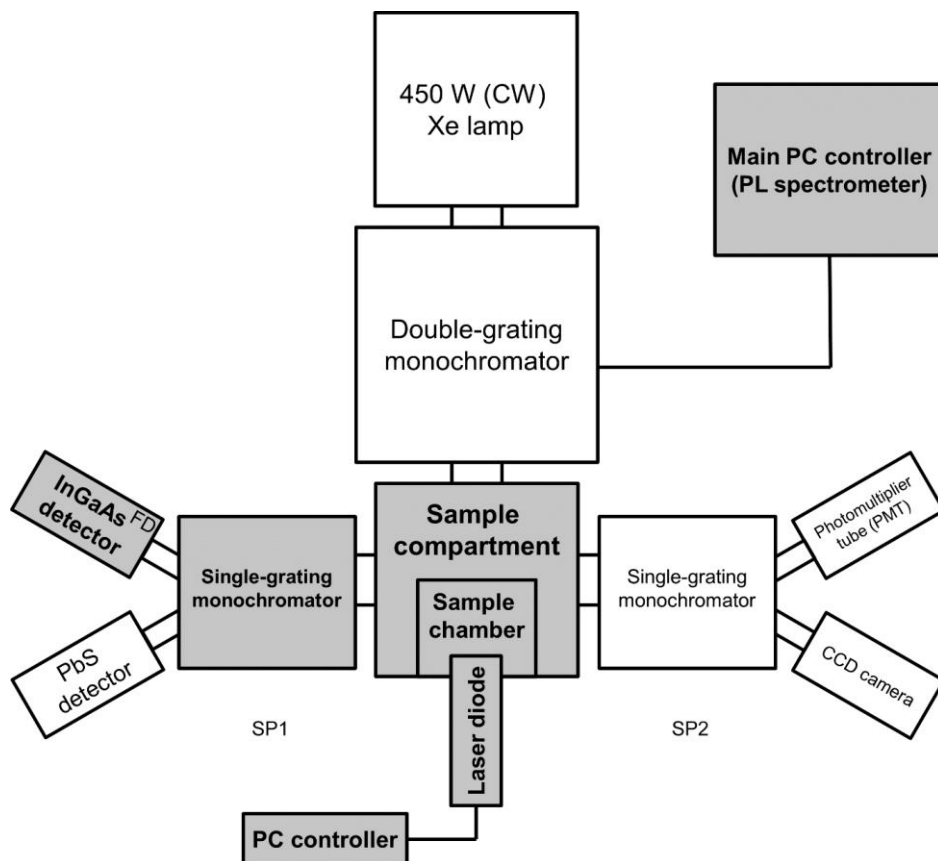


Obr. 4.2 Uspořádání měřicího pracoviště s aparaturou HORIBA [64].

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**

Tab. 4.1 Parametry detekční jednotky s InGaAs detektorem a transimpedančním zesilovačem při teplotě +22 °C a – 196 °C [65]

Detektor typu	InGaAs fotodioda	
Pracovní teplota [°C ]	+22	-196
Spektrální rozsah[nm]	1100–2600	1100–2400
Responzivita [V/W] výstupní zesilovač	$10^8 / 10^7$	$10^8 / 10^7$
Šířka pásma Hz [-3dB]	DC - 500/2500	DC - 500/2500
NEP (noise-equivalent power) pk, [W/Hz <sup>1/2</sup> ]	$5 \times 10^{-12}$	$1 \times 10^{-13}$
Měřicí zesilovač	Dual Gain Transimpedance	Dual Gain Transimpedance
Zorné pole	60 st. nominál	



Obr 4.3 Schéma uspořádání měřící aparatury HORIBA [64]

### 4.2.1 Popis měřícího uspořádání – luminiscenční spektroskopie

Fotoluminiscenční vlastnosti připravených vzorků byly měřeny na aparatuře HORIBA s monochromátorem SP1. Spektra byla měřena za pokojové teploty v rozsahu 1490-1700 nm pro detekci spektrální luminiscence Er a Bi pro rozšířenou blízkou infračervenou oblast NIR) Pro detekci v NIR oblasti byl použit InGaAs fotodetektor Horiba s rozšířenou detekcí a s chlazením kapalným dusíkem, rozsah detekce 1.2–2.6  $\mu\text{m}$ . Vzorky byly excitovány výkonovou laserovou diodou LDR 1500E v kontinuálním režimu (CW) a centrální vlnovou délkou 1480 nm řízenou pomocí PC na vstupu měřící komory, viz obr. 4.2. Pro výběr různých emisních vlnových délek byl použit monochromátor SP 1 typu 600/1500 (difrakční mřížka s 600 vrypy, centrální vlnová délka “blaze” 1500 nm) na výstupu měřící komory. Fotoluminiscenční spektra byla snímána v uspořádání na odraz se vzorkem, natočeným pod optimalizovaným úhlem 55°. Pro účely vyhodnocení spekter byla všechna naměřená spektra převedena na základní úroveň.

## 4.3 Popis a parametry měřící aparatury HORIBA

### 4.3.1 Výpočet přenosu detektoru s transimpedančním zesilovačem

Transimpedanční zesilovač převádí fotoproud fotodiody na výstupní napětí pro další zpracování. Ze známé hodnoty optického šumového výkonu dopadajícího na detektor lze vypočítat šumový ekvivalentní výkon NEP (noise equivalent power) fotodetektoru (4.1):

$$NEP = \frac{P}{\frac{S}{N}} = \frac{N}{\frac{S}{P}} = \frac{N}{R} \quad [\text{W/Hz}^{1/2}] \quad (4.1)$$

kde  $S$  je výstupní signál detektoru (V),  $P$  je výkon dopadající na detektor (W),  $R$  je rezpozivita detektoru (V/W),  $N$  je výstupní špičkový šum detektoru (V/Hz<sup>1/2</sup>). Výstupní šum fotodetekční diody se měřil ve tmě v DC režimu.

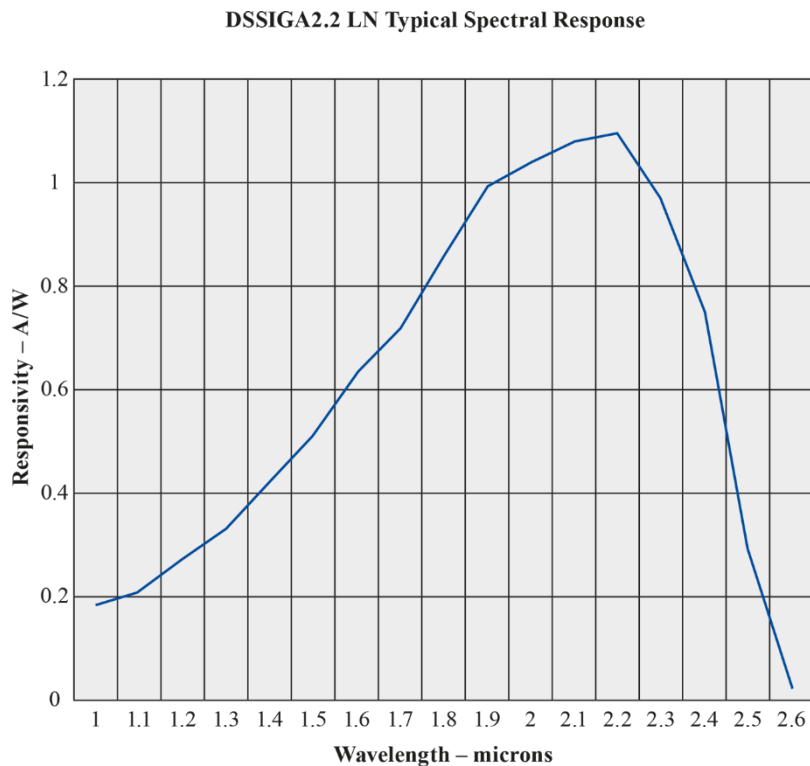
Z tab. 1 pro výpočet šumového napětí vyplývá pro  $T = -196 \text{ }^\circ\text{C}$ , kdy předpokládáme vyšší transimpedanci  $R_T$  a tedy vyšší rezpozivitu  $R = 10^8 \text{ V/W}$  je  $NEP = 10^{-13} \text{ W/Hz}^{1/2}$

Pak šumové napětí, vztahované na  $\text{Hz}^{1/2}$  je určeno (4.2):

$$N = NEP \cdot R = 10^{-13} \cdot 10^8 = 10^{-5} \text{ V Hz}^{-1/2} \quad (4.2)$$

Výstupní signál  $S$  je dán šumovým špičkovým napětím  $U_{pk}$  (4.3a):

$$S = U_{pk} = N \cdot B^{1/2} = 10^{-5} \cdot 500^{1/2} = 2,24 \cdot 10^{-4} \text{ V} = 224 \text{ } \mu\text{V} \quad (4.3a)$$



Obr. 4.4 Průběh responsivity  $R^*$  [A/W] PIN fotodiody detekční jednotky HORRIBA DSS-IGA(2.2)010-L v závislosti na vlnové délce  $\lambda$  respektující plochu fotodiody pro  $T = -196 \text{ } ^\circ\text{C}$

### 4.3.2 Šumový výkon měřícího systému HORIBA

Přesnost měření luminiscence ovlivňuje šum a to jak výstřelový šum fotodetektoru FD, tak termický šum transimpedance  $R_T$  zesilovače, šum měřícího zesilovače a celková teplota v měřící koloně. Zjištění celkového šumu detekční aparatury HORIBA bylo nutné určit z hlediska ovlivnění přesnosti měření základních parametrů optických aktivních skel pro zjištění přesnosti měření spektrální luminiscence. Dalšími důležitými parametry je měření spektrální transmise a také optického zisku vyvíjených materiálů. Měření luminiscence byla prováděna při velmi nízkých úrovních optických odezev těchto materiálů řádu stovek nW. Proto bylo nutné provést analýzu možných vlivů z hlediska šumových vlastností použitých přístrojů.

Pod pojmem šum se v elektronice v obecném smyslu rozumějí jakékoliv náhodné signály, které narušují zpracování a přenos užitečných signálů. V komunikačních systémech se uplatňují externí šumové signály (galaktický šum, atmosférický šum, šum vzniklý v průmyslových zařízeních atd). Tyto šумы jsou z hlediska laboratorních měření realizovaných ve stabilizovaných laboratorních podmínkách zanedbatelné. Zároveň zde však působí i interní šumové signály, které mají charakter spontánních fluktuací elektrických i optických veličin vznikajících ve vysílacích a přijímacích obvodech těchto systémů. Nejdůležitějším je tepelný (termický) šum vlastního odporu fotodetektoru  $R_d$ , transimpedance  $R_T$  zesilovače, kvantový výstřelový šum detekovaného signálu FD a výstřelový šum temného proudu FD.

Nutno je také přičíst napěťový a proudový šum zesilovače. Tyto druhy šumu při měření nebyly známy, byl však znám celkový šumový ekvivalentní výkon detekční komory HORIBA, viz tab. 1, tedy  $NEP = 10^{-13} \text{ W/Hz}^{1/2}$  pro teplotu tekutého dusíku  $T = -196 \text{ °C}$ , který byl při měření používán. Z této hodnoty je možné při znalosti šířky pásma  $B = 500 \text{ Hz}$  určit celkový šumový výkon dle vztahu:

$$P_d = NEP \times B^{1/2} = 2,23 \times 10^{-12} = 2,23 \text{ pW} \quad (4.3b)$$

Je patrné, že tento šumový výkon byl minimálně o čtyři řády menší než detekované úrovně výkonů optické spektrální odezvy, viz kapitola 4.5.



## 4.4 Volba vlnové délky čerpacího záření $\lambda_p$

Bizmutem dopované křemičité sklo má velmi široké emisní pásmo od 1100 nm do 1700 nm a jeho luminiscence silně závisí na vlnové délce čerpacího záření  $\lambda_p$ , protože obsahuje více bizmutových aktivních center (BAC) podle typu modifikátoru, který k Bi připojíme jako Ge, Si, Al a.p. s různým optickým buzením a s různými emisními spektrálními odezvami. Tato vlastnost dává možnost vyladit planární křemičitá skla dopovaná bizmutem různými modifikátory pomocí výběru vhodné vlnové délky čerpacího záření tak, aby vlnová délka čerpacího záření  $\lambda_p$ , umožňovala načerpat jak složku iontů  $\text{Er}^{3+}$ , tak aktivních center BAC. Tak by bylo možné vytvořit aktivní planární vlnovod s dvoupásmovou emisní spektrální charakteristikou při použití pouze jednoho zdroje čerpacího záření, což zjednodušuje a zlevňuje výrobu potenciálního dvoupásmového optického planárního zesilovače. Typická luminiscenční spektrální charakteristika ukazující překrývání spekter je na obr. 1.1. Výběr optimální čerpací vlnové délky je tedy klíčový. Je známo, že křemičité skelné materiály dopované ionty  $\text{Er}^{3+}$  je možné čerpat na vlnových délkách 980 nm i 1480 nm. Luminiscence takto čerpaných skelných materiálů je v pásmu 1530 až 1560 nm.

V pracích [4], [10] bylo prokázáno, že vlnovou délkou čerpacího záření 1480 nm je možné načerpat i materiály dopované aktivními centry BAC-Ge. Pro využití optických zesilovačů (OZ) v U pásmu třetího útlumového okna křemičitých vlnovodů je nutné, aby luminiscenční spektrální odezva byla v pásmu 1620 nm až 1700 nm. Toho lze dosáhnout, pokud jako modifikátor je v křemičitém skle dopovaném bizmutem použito germanium. Pokud se použije pro čerpání aktivních křemičitých skel dopovaných ionty  $\text{Er}^{3+}$  a BAC s modifikátorem Ge vlnová délka  $\lambda_p = 1480$  nm, lze vytvořit optické prostředí, které při čerpání jednou vlnovou délkou bude mít dvě aktivní vlnová pásma, první v oblasti 1530 nm – 1560 nm a druhé v oblasti 1620 nm – 1680 nm. Na obr. 1.10 jsou znázorněny využívané přechody mezi energetickými hladinami při zvoleném dopování křemičitých aktivních materiálů a použité vlnové délce čerpání  $\lambda_p = 1480$  nm [4].

Tímto čerpáním, které spadá do dvou odpovídajících absorpčních hladin zobrazených na obr. 1.10, se vedle hladiny BAC-Ge současně načerpá i rozštěpená hladina  ${}^4I_{13/2}$  pro  $\text{Er}^{3+}$ . To je nesporná výhoda ve srovnání se situací, kdy jsou vyžadovány dva čerpací zdroje [10]. Použití jediného čerpacího zdroje

výrazně zjednodušuje a zlevňuje případnou konstrukci aktivního optického zesilovače.

## 4.5 Reflexní měření spektrální odezvy planárního vzorku křemičitého skla dopovaného Er, Yb a Bi.

### 4.5.1 Metoda reflexního měření spektrální odezvy na aparatuře

#### HORIBA

Pro měření luminiscence byla zvolena metoda reflexního měření spektrální odezvy. Princip reflexní metody měření luminiscence spočívá ve vybuzení center optického aktivního materiálu čerpacím zářením  $\lambda_p = 1480$  nm dopadajícím na povrch měřeného vzorku pod definovaným úhlem. Tento úhel je třeba určit s ohledem na velikost reflexe a transmise záření a také na umístění monitorovacího detektoru. Požadovali jsme, aby koeficient reflexe odraženého záření nebyl větší než  $R = 0,1$ , pak koeficient transmise, tedy čerpacího výkonu bude větší než  $T = 0,9$  a aby reflektovaný svazek čerpacího záření šel mimo monitorovací fotodetektor. Vzorek pak sám vyzařuje na určitých vlnových délkách  $\lambda_s$  v pásmu C a U, daném vybuzenými přechody v opticky aktivních atomech dotovaného křemičitého skla. Metoda využívá fotoluminiscenční spektroskopie, kdy se měří intenzita luminiscence a její doznívání u vzorků obsahujících ve své matici vhodné aktivátory, kterými bylo  $Er^{3+}$  a BAC-Ge.

Dopadá-li záření o vhodné vlnové délce  $\lambda_p$  na vzorek obsahující aktivátory, vyvolá v něm excitaci iontů luminoforu na vyšší energetické hladiny. Při návratu na základní energetickou úroveň dojde k emisi záření o vlnové délce  $\lambda_s$ . Konverze vlnových délek závisí na použitém zdroji čerpacího záření a na typu aktivátoru. Při vývoji aktivního optického materiálu bylo nutné provést řadu měření a zkoušek, jejichž cílem bylo vyladit jednotlivé složky dopantů a modifikátorů skla tak, aby luminiscence v požadovaných vlnových pásmech měla stejnou amplitudu spektrální odezvy, jak pro část erbiovou, tak pro část bizmutovou, viz tab. 4.2, 4.3.

Z tabulek je patrné, že vzorky šarží T41 a T49 vykazují výraznou luminiscenci v pásmu C a U, dále vzorky šarží T15, T18, T21, T25, T27, T28 vykazují luminiscenci pouze v pásmu C. Vzorky šarží T63, T64. nevykazovaly žádnou

luminiscenci. Velikosti dotace v at % jsou uvedeny v kapitole 2, tabulka 2.4. Při jediném zdroji čerpacího záření je to nutný požadavek, který zajišťuje přibližně stejnou odezvu na čerpací záření jedné vlnové délky a tím i stejný zisk v obou požadovaných pásmech C a U. Jednotlivé testované vzorky byly vyrobeny na VŠCHT v Ústavu anorganické chemie ve formě destiček různých rozměrů, což bylo výrobně nejjednodušší.

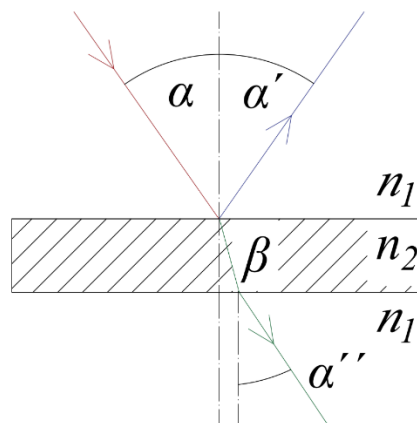
Vedle výše zmíněné reflexní metody by mohla být uvažována také metoda transmisní, ale tato metoda oproti reflexní metodě neumožňuje prostorově oddělit reflexi čerpacího záření a jeho luminiscenční odezvu, čímž by docházelo k přebuzení snímacího fotodetektoru. Proto byla pro měření spektrálních odezev ve dvou pásmech C a U zvolena reflexní metoda měření luminiscence. Luminiscenci by bylo možné měřit i jiným způsobem např. vlnovodovou metodou. K tomu by bylo nutné testované vzorky upravit do tvaru vlnovodu, což je výrobně mnohem náročnější a zajišťovat navázání a vyvázání záření v měřicí komoře zařízení HORRIBA.

Vlnovodná metoda byla následně využita pro měření diferenciálního zisku na optické lavici, kdy byly vzorky skel s dotací Er a Bi upraveny do podoby vlnovodných trámečků, na kterých byl změřen diferenciální zisk optického aktivního skla šarže T41 a T49 pulsní metodou. Vedle toho byla pro ověření výsledků pulsní metody skla šarží Mix 1 a Mix 2 s planárními vlnovody, realizovanými iontovou výměnou, změřena také spektrální metodou. Pro měření diferenciálního zisku bylo společně s čerpacím zářením o vlnové délce  $\lambda_p = 1480$  nm také nutné navázat do konektorovaných vlnovodů signálové záření  $\lambda_s$  o proměnné vlnové délce ze superkontinua, z kterého byl určen měřením optický diferenciální zisk materiálu, viz kapitola 5.

### 4.5.2. Geometrický rozbor nastavení vzorků vzhledem k čerpacímu zdroji a fotodetektoru

Na obr. 4.5 je znázorněno čerpání planárního vzorku opticky aktivních materiálů zářením o vlnové délce  $\lambda_p$ . Aby bylo možné měřit luminiscenční odezvu vzorků bylo nutné zajistit, aby se energie čerpacího záření  $\lambda_p$  nedostávala do reflexí do snímacího fotodetektoru, pro měření vlastní luminiscence. Proto byly planární vzorky opticky aktivních materiálů umístěny do měřícího boxu šikmo, vzhledem ke směru šíření čerpacího záření pod úhlem  $\gamma$ .

Dopadá-li optické záření na rozhraní dvou optických prostředí o různých indexech lomu pod úhlem  $\alpha$ , pro 1D model viz obr 4.5, část záření se na jejich rozhraní odrazí zpět do prostředí odkud přichází dopadající záření pod úhlem  $\alpha'$  a část záření projde do druhého prostředí pod úhlem lomu  $\beta$ . Úhel dopadu  $\alpha$ , který svírá dopadající záření s kolmicí k rovině rozhraní, se rovná úhlu odrazu  $\alpha'$ , který svírá odražené záření s kolmicí.



Obr.4.5 Lom a odraz optického záření na rozhraní dvou prostředí

Velikost úhlu  $\beta$  lomeného záření je určena Snellovým zákonem lomu (4.4):

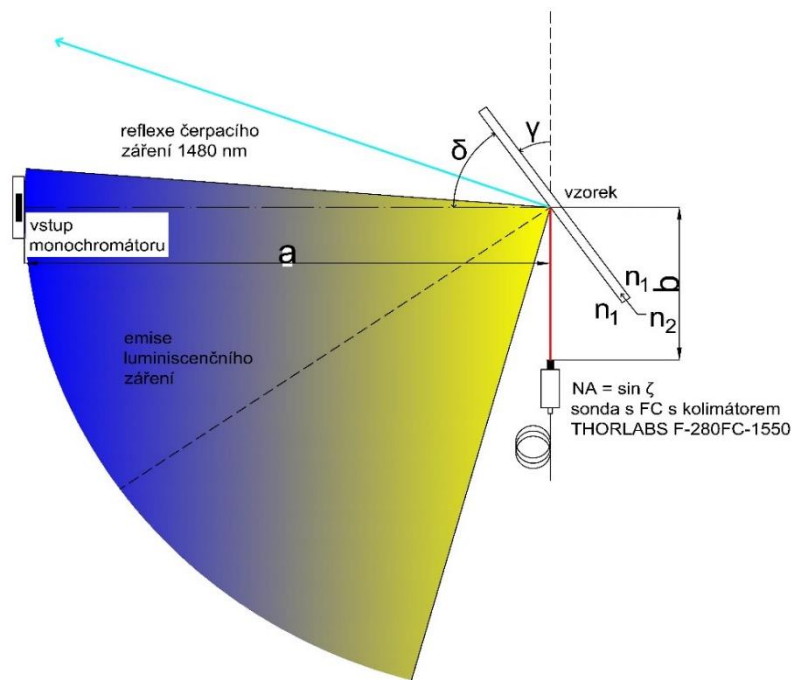
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.4)$$

kde  $n_1$  je index lomu v prostředí, odkud toto záření dopadá na rozhraní,  $n_2$  je index lomu prostředí, do kterého se láme. Úhel  $\beta$  se nazývá úhel lomu, pod kterým optické záření vniká do optického aktivního materiálu. Jestliže záření

dopadá z opticky hustšího prostředí na rozhraní s opticky řidším prostředím ( $n_1 < n_2$ ) pod větším úhlem, než je tzv. mezní úhel  $\alpha_{tot}$ , nastává úplný vnitřní odraz a do druhého prostředí se šíří pouze evanescentní vlna.

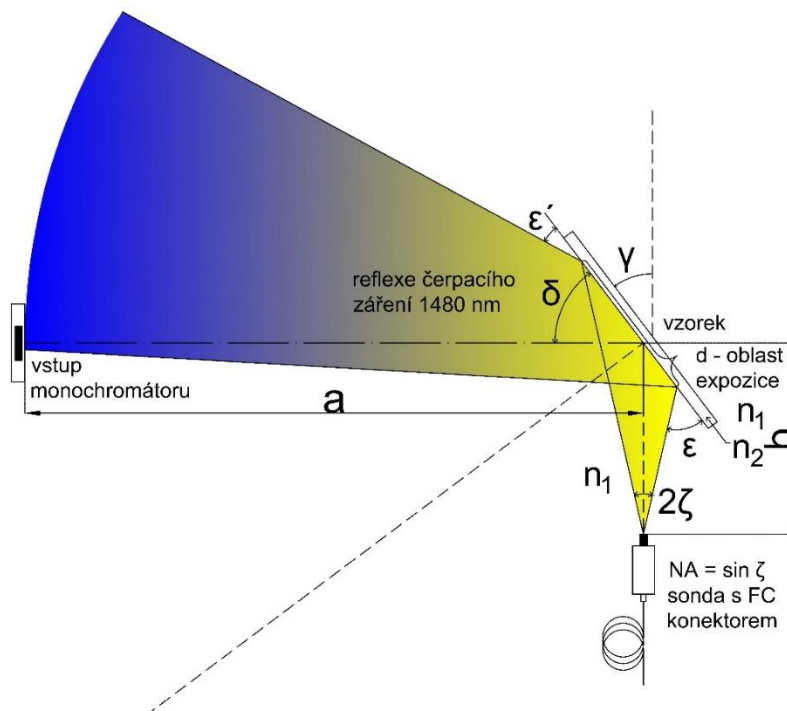
Platí (4.5):

$$\sin \alpha_{tot} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.5)$$



Obr. 4.6 Geometrický náčrt vhodného prostorového natočení čerpání vzorků kolimovaným čerpacím zářením  $\lambda_p = 1480$  nm vzhledem k umístění vstupu monochromátoru v měřítku 1:1

Na obr. 4.6 je znázorněno nastavení úhlu náklonu  $\gamma$  měřeného vzorku od osy ozařovací sondy s kolimátorem, pro čerpání opticky aktivního vzorku čerpacím zářením 1480 nm. Kolimovaný svazek má velmi úzkou stopu na měřeném vzorku o průměru 0,5 mm. Optimalizované nastavení úhlu  $\gamma = 35^\circ$ . Reflektované čerpací záření se odráží pod stejným úhlem  $\varepsilon = \varepsilon'$  a dopadá mimo oblast vstupu monochromátoru. Následkem toho nedochází k přebuzení citlivého detektoru. Vzdálenost vstupu monochromátoru od vzorku byla  $a = 61$  mm, vzdálenost optické sondy s FC/PC konektorem byla  $b = 19$  mm.



Obr. 4.7 Geometrický nákres nevhodného prostorového natočení čerpání vzorků nekolimovaným čerpacím zářením  $\lambda_p = 1480$  nm vzhledem k umístění vstupu monochromátoru v měřítku 1:1. Výchozí nastavení úhlu ozáření  $\gamma$

Na obr. 4.7 je znázorněno výchozí nastavení úhlu  $\gamma$  pro ozařování optického aktivního vzorku sondou bez kolimátoru, čerpacím zářením 1480 nm. Úhly dopadu nekolimovaného záření na vzorek, které vystupuje ze sondy pod polouhlem daným numerickou aperturou  $NA = 0,22$  jsou vyjádřeny úhly  $\varepsilon$  a  $\varepsilon'$ . Výchozí nastavení úhlu  $\gamma = 37^\circ$  není optimální, protože část odraženého čerpacího záření dopadá do oblasti vstupu monochromátoru. Tomu odpovídá doplňkový úhel  $\delta = 53^\circ$ , který svírá rovina vzorku s osou detektoru. Následkem toho dochází k přebuzení citlivého detektoru a ke značnému zkreslení výsledků měření. V krajním případě může dojít i ke zničení detektoru jeho přetížením.

Vzdálenost vstupu monochromátoru byla opět  $a = 61$  mm, vzdálenost optické FC/PC sondy od vzorku byla  $b = 19$  mm, 1D rozměr exponované části vzorku čerpacím zářením byla zjištěna výpočtem:  $d = 15,6$  mm. Pro výpočty výchozích úhlů byly využity vztahy (4.6) až (4.9), parametry prostředí byly  $n_1$  - index lomu vnějšího prostředí  $n_1 = 1$ ,  $n_2$  - index lomu aktivního skla vzorku T41  $n_2 = 1,57$ .

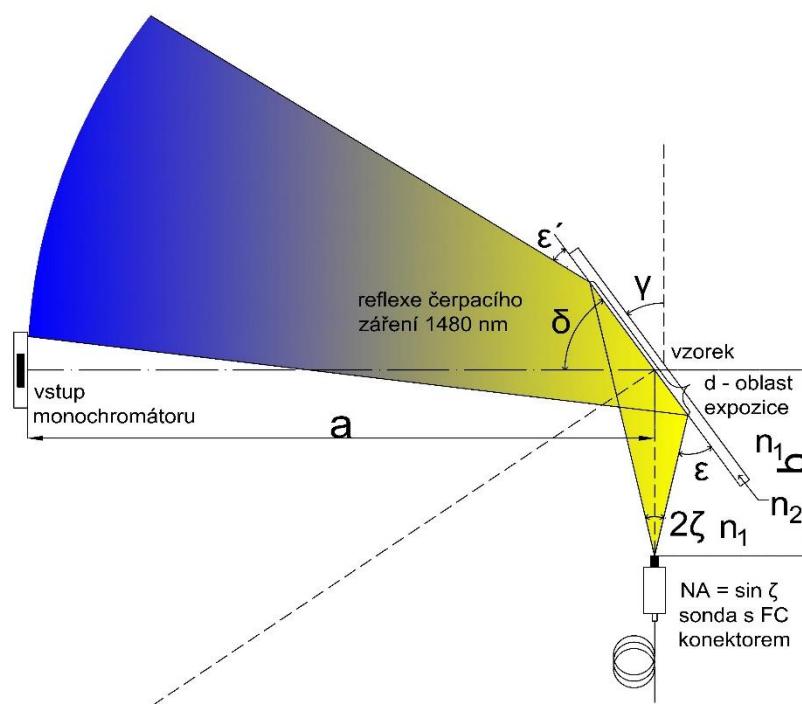
**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**

$$\zeta = \arcsin NA = \arcsin 0,22 = 12,7^\circ \quad (4.6)$$

$$\gamma = 90^\circ - \delta = 90^\circ - 53^\circ = 37^\circ \quad (4.7)$$

$$\varepsilon = \zeta + \gamma = 12,7^\circ + 37^\circ = 49,7^\circ \quad (4.8)$$

$$\varepsilon' = \gamma - \zeta = 37^\circ - 12,7^\circ = 24,3^\circ \quad (4.9)$$



Obr. 4.8 Geometrický nákres optimalizovaného prostorového rozložení čerpání vzorků nekolimovaným čerpacím zářením  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  vzhledem k umístění vstupu monochromátoru v měřítku 1:1. Konečné nastavení úhlu ozáření  $\gamma$

Optimalizované nastavení úhlu ozáření, při čerpání bez i s kolimátorem vzniklo pootočením měřicího stolku se vzorkem na  $\gamma = 35^\circ$ , pak doplňkový úhel  $\delta = 55^\circ$ . Při tomto nastavení dochází k maximálnímu vniku čerpacího záření do optického aktivního materiálu a přitom je splněna podmínka minimálního odklonění reflektovaného čerpacího záření mimo vstup monochromátoru. Pro výpočty konečných úhlů byly využity vztahy (4.10) až (4.12). Do optického aktivního materiálu vniká maximální možné množství energie, charakterizované

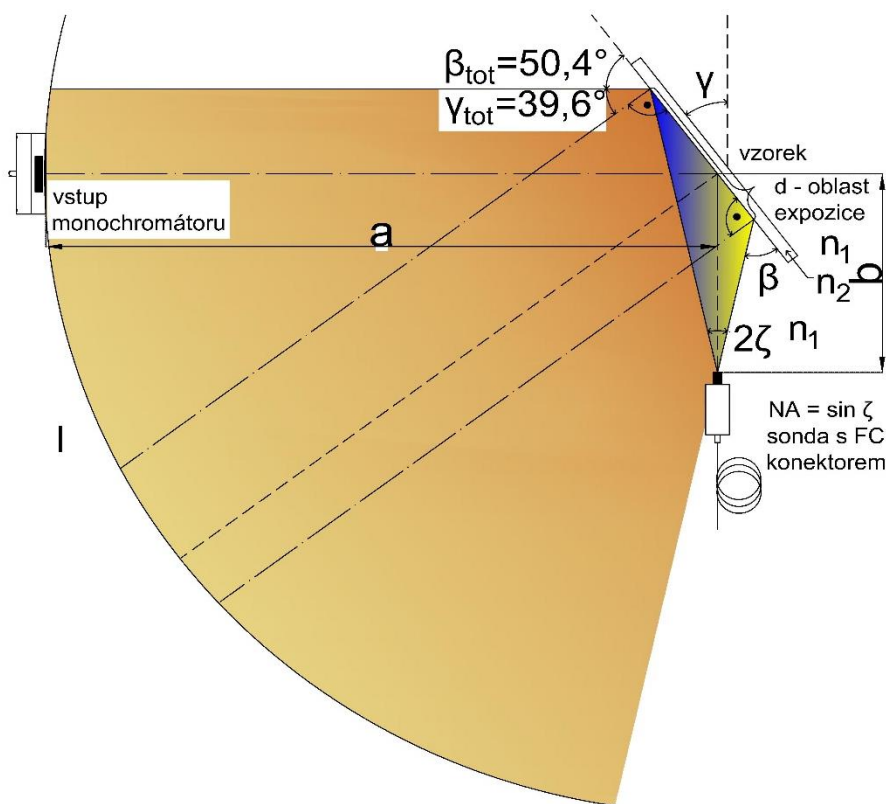
Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou  
 4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače

koeficientem transmise  $T_p$  a koeficientem reflexe  $R_p$ , pro vybuzení luminiscenčního záření, viz obr. 4.10 a 4.11.

$$\gamma = 90^\circ - \delta = 90^\circ - 55^\circ = 35^\circ \quad (4.10)$$

$$\varepsilon = \zeta + \gamma = 12,7^\circ + 35^\circ = 47,7^\circ \quad (4.11)$$

$$\varepsilon' = \gamma - \zeta = 35^\circ - 12,7^\circ = 22,3^\circ \quad (4.12)$$



Obr. 4.9 Geometrický náčrt prostorového rozložení luminiscence vzorků signálovou odezvou záření  $\lambda_s$  při čerpání  $\lambda_p$

Čerpací záření dopadá na testovaný vzorek pod úhlem  $\varepsilon$  resp.  $\varepsilon'$  a část záření bude absorbováno. Tato absorpce v opticky aktivním materiálu vyvolá luminiscenční záření. Důležité pro měření luminiscenčního záření je to, aby veškeré čerpací záření, které se odrazí od měřeného vzorku dopadlo mimo oblast snímané detektorem. Optimální úhel  $\delta$  byl nastaven na  $55^\circ$ . Tak bylo zajištěno,



že odražené čerpací záření  $\lambda_p$  nebude citlivý detektor ovlivňovat. Nebude docházet k přebuzení detektoru, v krajním případě k jeho zničení.

Z hlediska měření luminiscenčního záření představuje měřený vzorek rovinný plošný izotropní zdroj, jehož intenzita klesá s prostorovým kosinem úhlu  $\beta$ , odklonu od kolmice k ploše zdroje. Takový zdroj však nevyzařuje do celého prostorového úhlu, protože vyzařovací diagram je zúžen totálním odrazem na rozhraní vzorek vzduch. Vyzařovací stopa rozhraní má tvar elipsy, kde záření vystupuje pod úhlem  $\gamma_{tot}$ , daným totálním odrazem. Indexy lomu jsou pro vzorek T41  $n_1 = 1,57$  a  $n_2 = 1$ . Ze Snellova zákona, lze odvodit vztahy (4.13), (4.14) pro úhel totálního odrazu od rozhraní  $\beta_{tot}$ :

$$\cos \beta_{tot} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.13)$$

$$\beta_{tot} = 50,4^\circ \quad (4.14)$$

V rámci analýzy velikosti luminiscenční odezvy na optické čerpání byly numericky řešeny transmisní a reflexní charakteristiky čerpacího záření obr. 4.10 a obr. 4.11 jako relativní velikosti čerpání měřeného vzorku T41. Simulační program od firmy Filmmatrix [66] pro výpočet uvedených charakteristik využívá Fresnelovy rovnice pro spektrální výpočet reflexního  $R_p$  a transmisního  $T_p$  koeficientu.

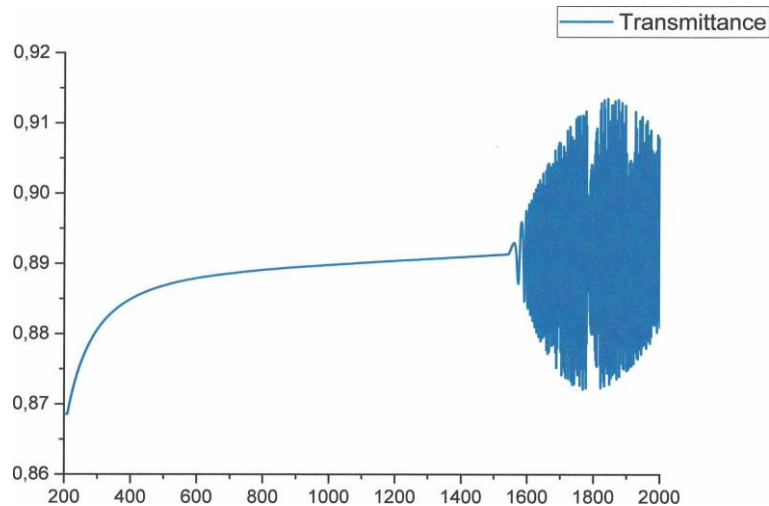
Fresnelovy rovnice, které využívá simulační program Filmmatrix (4.15), (4.16):

$$R_p = \left[ \frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \cos(\theta_t)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)} \right]^2 = \left[ \frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_i)\right)^2}}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_i)\right)^2}} \right]^2 \quad (4.15)$$

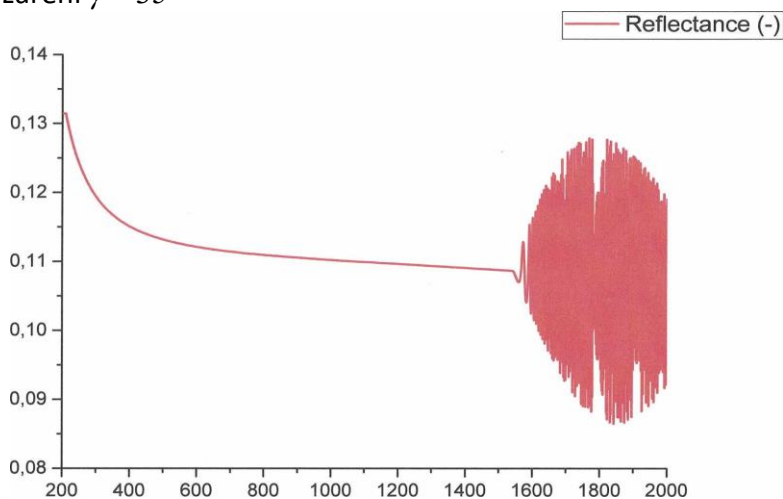
$$T_p = \left[ \frac{n_1 \cos(\theta_t) - n_2 \cos(\theta_i)}{n_1 \cos(\theta_t) + n_2 \cos(\theta_i)} \right]^2 = \left[ \frac{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_i)\right)^2} - n_2 \cos(\theta_i)}{n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_i)\right)^2} + n_2 \cos(\theta_i)} \right]^2 \quad (4.16)$$

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**

---



Obr. 4.10 Transmisní spektrální charakteristika  $T_p$  pro vzorek T41 s úhlem dopadu čerpacího záření  $\gamma = 35^\circ$



Obr. 4.11 Reflexní spektrální charakteristika  $R_p$  pro vzorek T41 s úhlem dopadu čerpacího záření  $\gamma = 35^\circ$

Ve sledovaném pásmu 1480 až 1650 nm má pro index lomu  $n = 1,57$  koeficient transmise střední hodnotu  $T_p = 0,898$  až  $0,834$  a koeficient reflexe je tedy  $R_p = 0,102$  až  $0,166$  pro doplňkový úhel dopadu  $\delta = 90^\circ - \gamma = 40^\circ$  až  $60^\circ$ . V těchto mezích se tedy pohybuje i přenos optického výkonu do vzorku. Tedy 85 až 90% čerpací energie se přenáší přes dielektrické rozhraní vzduch – křemičité sklo do materiálu vzorku 10 % až 16% energie se odrazí a je směřováno mimo detekční komoru. Pro větší úhly dopadu se koeficient transmise rychle snižuje kupř. pro  $\delta = 70^\circ$  resp.  $80^\circ$  je koeficient transmise  $0,718$  resp.  $0,457$ . Ze závislostí jsou také patrné interference transmise pro vlnové délky nad 1600 nm. Relativní odchylky koeficientu transmise  $T_p$  a reflexe  $R_p$  však jsou pro tyto vlnové délky

menší než 3 %. Tyto odchylky vznikají interferencí čerpací vlnové délky od spodního rozhraní substrátu vzorku.

## 4.6 Popis měření a naměřené luminiscenční charakteristiky

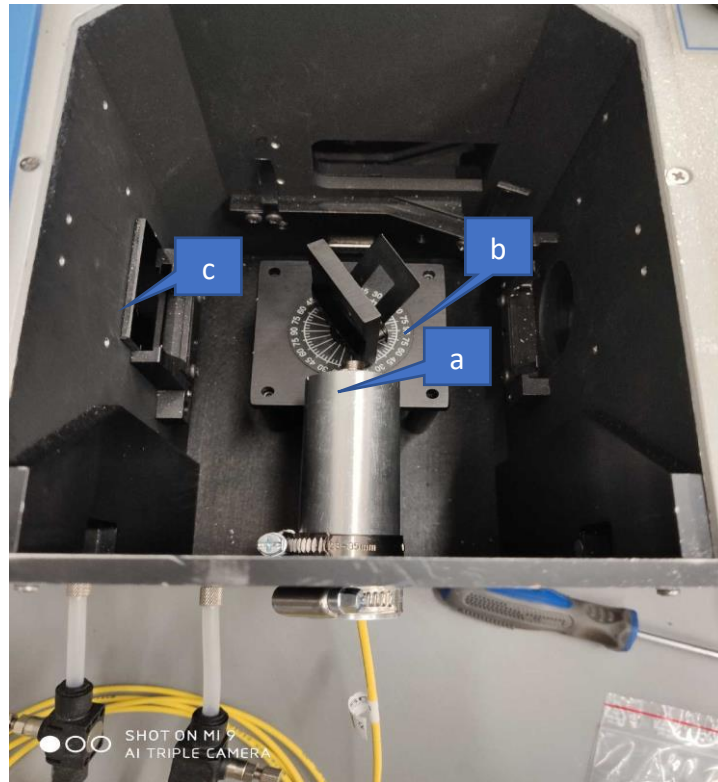
Měření luminiscence sledovaných vzorků bylo provedeno na měřící aparatuře HORIBA viz obr 4.2 reflexní metodu. Z celkové konfigurace měřící aparatury byly pro měření luminiscenčních charakteristik využity sestava SP1 s bloky:

- 1) Sample compartment – zkušební blok s měřící komorou
- 2) Single grating monochromátor – jednomřížkový monochromátor
- 3) InGaAs photodetector – PIN fotodioda InGaAs s posunutou spektrální charakteristikou
- 4) Laser diode – čerpací laserová dioda s PC řízením

Zkušební měřící komora ad 1) obsahuje úhlově nastavitelný zkušební stůl s možností přichycení měřeného vzorku. Pro vlastní měření bylo nutné zkušební vzorek exponovat čerpacím zářením vhodné vlnové délky  $\lambda_p$  pod úhlem  $\varepsilon$  resp.  $\varepsilon'$ , který zajistí absorpci větší části záření v aktivním materiálu vzorku a zároveň umožní část záření, které se na rozhraní odrazí odklonit od aktivní plochy detektoru. Pro zavedení čerpacího záření byly vyrobeny dvě speciální sondy, které umožňují čerpací záření na vzorek přivést, viz obr. 4.12. Jedna je osazena optickým FC/PC konektorem, ze kterého záření přímo dopadá na aktivní vzorek. Druhá sonda je osazená na víc kolimační čočkou typu THORLABS F – 280 FC – 1550. Kolimační čočka umožňuje navýšit výkonovou intenzitu čerpacího záření na plochu aktivního materiálu vzorku. Pro posouzení velikosti integrálního optického výkonu měřených vzorků ve dvou pásmech luminiscence byl odměřen také integrální výkon s využitím kalibrace měření viz kap. 4.7. Integrální výkon luminiscenčního záření generovaného vzorkem šarže Mix 3 - T41 byl  $P_e = 398 \text{ nW}$ . Integrální výkon prochází okénkem jednomřížkového monochromátoru a dopadá. Při použití kolimační čočky typu ThorLabs FC – 280 FC - 1550 byl fotodiodou zachycený integrální výkon luminiscenčního záření vyzářený vzorkem T41 sedmkrát větší než při měření bez kolimační čočky  $P_e = 2.1 \mu\text{W}$ . Je zřejmé, že jsme o šest řádů výše, než je šumový výkon  $P_s$  detekční jednotky HORIBA. A ani měření bez kolimační čočky nemůže šum systému významně ovlivnit.

Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou  
4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače

---

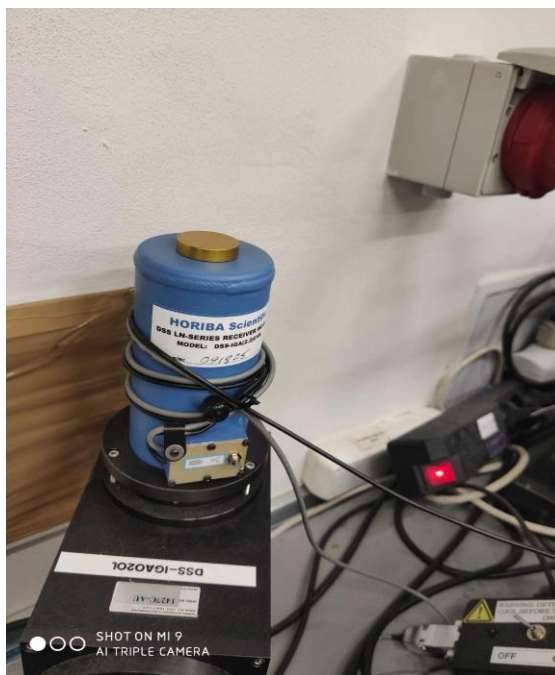


Obr. 4.12 Zkušební měřící komora

Čerpací záření 1480 nm pro vybuzení aktivátorů  $\text{Er}^{3+}$  a BAC – Ge měřených vzorků je exponován. Vybuzené luminiscenční signálové záření je snímáno přes okénko spektrometru (c) viz obr. 4.12. Spektrometr obsahuje jednomřížkový monochromátor (single-grating monochromátor), kde dochází k výběru požadované měřené vlnové délky. Po výběru požadované vlnové délky se luminiscenční záření zavádí do detekční komory, viz obr. 4.13 na širokopásmovou InGaAs PIN fotodiodu chlazenou dusíkem na teplotu  $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Přímé měření při pokojové teplotě nebylo možné, protože hrozilo nebezpečí zničení fotodiody.

Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou  
4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače

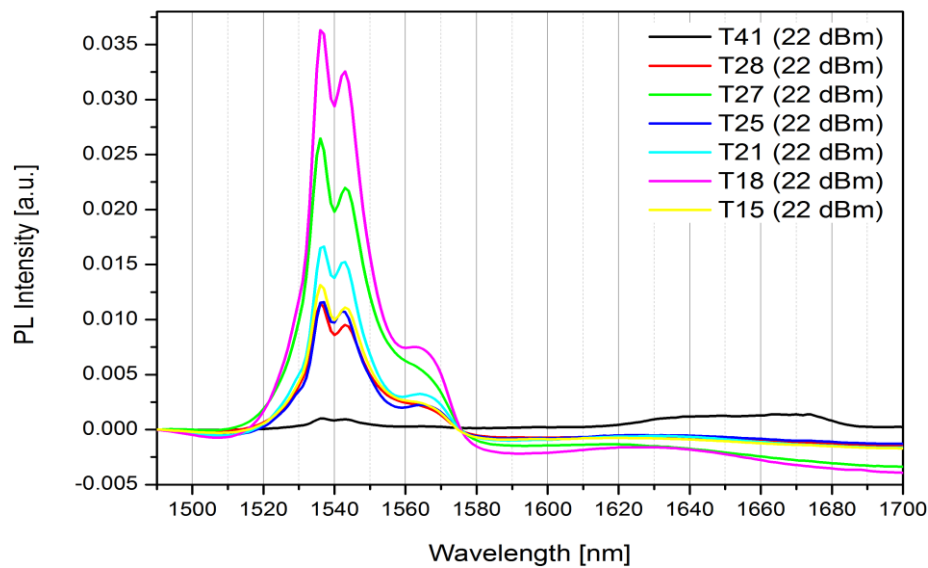
---



Obr. 4.13 Detekční komora HORIBA

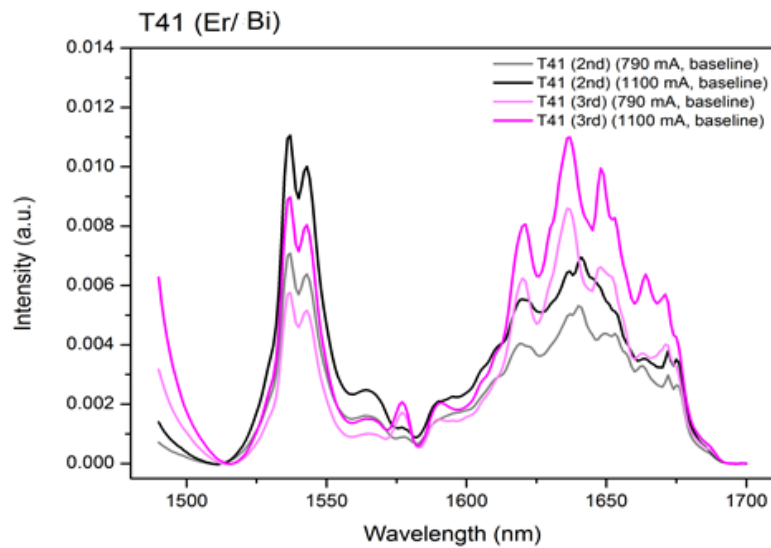
V tomto uspořádání bylo provedeno zprůměrovaná měření dvanácti sad vzorků šarže Mix 3 - T15 až T49 křemičitých skel dotovaných ionty  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$  a centry Bi. Z těchto měření pak zde uvádíme luminiscenční charakteristiky šarží Mix 3 - T41 a T49, které vykazovaly luminiscenční odezvu iontů  $\text{Er}^{3+}$  a současně center BAC – Ge. Bylo jednoznačně prokázáno, že luminiscence je spojena s přítomností iontů  $\text{Er}^{3+}$  a bizmutových center BAC v křemičitém skle s velkým obsahem germania (Ge) na úrovni 56,55 hm% dle tab. 2.4, která tvoří s bizmutem luminiscenční aktivní centra (BAC – Ge).

Měření s kolimační čočkou vykazovala větší amplitudy spektrální odezvy.



Obr. 4.14 Naměřené průměrné spektrální průběhy luminescence vzorků T15, T18, T21, T25, T27, T28, T41 s čerpáním o výkonu záření 22dBm (měření bylo provedeno bez kolimační čočky)

Na obr. 4.14 jsou pro srovnání uvedeny průměrné spektrální měření luminescence vzorků křemičitých a křemičito-germaničitých skel vzorků šarží Mix 3 -T15 až T41, dotovaných aktivátory s různými typy modifikátorů. Z průběhů je patrná silná luminiscenční odezva iontů  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$  v pásmu 1530 až 1560 nm. Odezva center BAC – Ge je pouze u vzorků šarží Mix 3 - T41, která je amplitudově vyvážena s erbiem v pásmu luminescence 1620 až 1670 nm. Je patrné, že amplitudy jsou řádově více než desetkrát nižší než u ostatních vzorků, ale vyrovnané, což bylo záměrem, viz tab. 2.4.



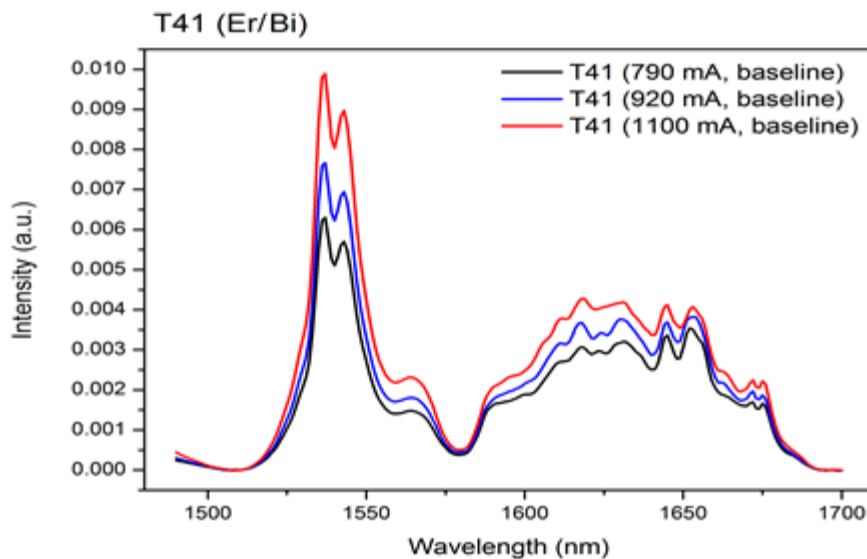
Obr. 4.15 Naměřený spektrální průběhy luminiscence jednotlivých vzorků T41-2 a T41-3 s čerpacím výkonem 18 dBm, 20 dBm, 22 dBm a 24 dBm a s kolimační čočkou

Dále bylo nutno vybrat ze vzorků šarže Mix 3 - T41 a T49 vzorky s nejvyšší luminiscenční odezvou a optimalizovat měřící metodu. Vzorky s označením T41 – X (dále bez označení šarže) byly při tomto měření ozařovány čerpacím zářením o výkonech 18 dBm, 20 dBm a 24 dBm přes kolimační čočku, která navýšila intenzitu čerpacího výkonu. Z naměřených průběhů luminiscence obr. 4.15 je zřejmé, že měřený vzorek vykazuje luminiscenční aktivitu ve dvou pásmech, a to v pásmu C s vlnovými délkami 1530 až 1560 nm. Toto pásmo vyzařování je přiřazené iontům  $\text{Er}^{3+}$  a dále v pásmu U s vlnovými délkami 1620 až 1670 nm, které je generováno aktivními komplexy BAC – Ge. Je vidět, že při zvyšování výkonu z 18 dBm na 24 dBm čerpacího záření  $\lambda_p$  roste také amplituda luminiscenční odezvy  $\lambda_s$  v obou pásmech, u Er poněkud více.

Maxima detekované luminiscence jsou u vzorku T41-2 vyšší v pásmu C a u vzorku T41-3 v pásmu U s relativním rozdílem 0,003 až 0,004. Maxima jsou na vlnových délkách  $\lambda_{smax} = 1530$  a 1640 nm, spektrální pološířky jsou FWHM = 20 nm pro pásmo C resp. 50 nm pro pásmo U. V oblasti pod 1500 nm je patrné narůstání amplitudy spektrálních průběhů vlivem rozptylu čerpacího záření  $\lambda_p = 1480$  nm. Odezvy v jednotlivých pásmech nejsou zcela vyrovnané.

Vzorek T41-4 má také složení shodné se vzorky T41-2,3. Na spektrálním průběhu obr. 4.16 je patrná vyšší aktivita  $\text{Er}^{3+}$  iontů oproti komplexům BAC-Ge, podobně jako u vzorku T41-2, vzniklá patrně nerovnoměrným rozložením aktivátorů Bi ve skle. Z naměřených průběhů luminiscence je zřejmé, že měřený

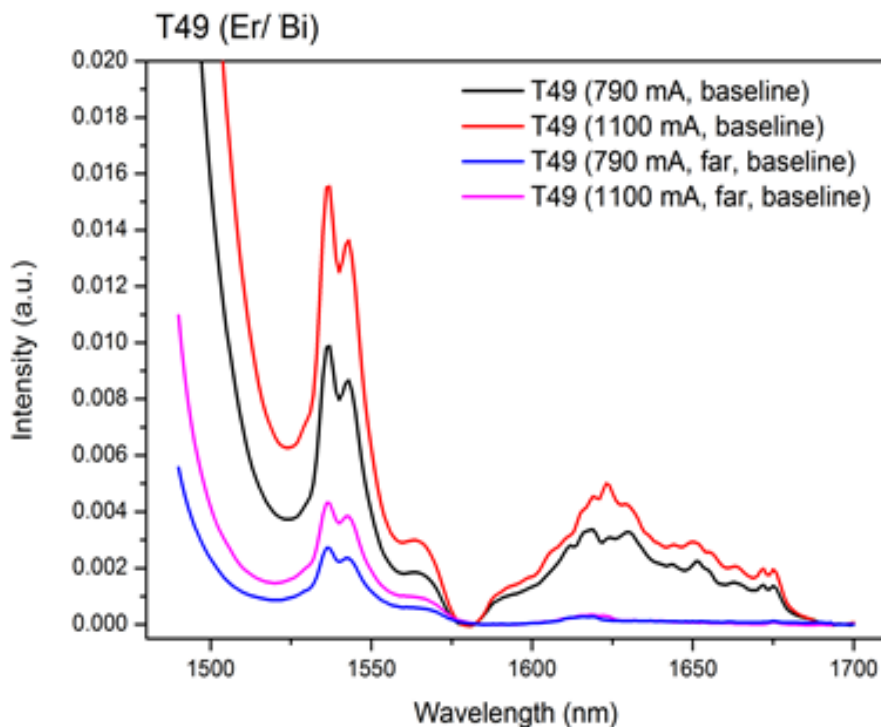
vzorek T41-4 vykazuje opět luminiscenční aktivitu ve dvou pásmech, a to v pásmu C a v pásmu U. Je vidět, že při zvyšování výkonu čerpacího záření roste také úměrně intenzita luminiscenčního záření, jak v pásmu generovaném ionty  $\text{Er}^{3+}$ s maximem 0,010 relativních jednotek na vlnové délce  $\lambda_{\text{smax}} = 1530 \text{ nm}$  a spektrální pološířkou  $\text{FWHM} = 20 \text{ nm}$ , tak v pásmu center BAC-Ge. V tomto případě je relativní špičková hodnota luminiscence generovaná bismutem pouze 0,004 na vlnové délce  $\lambda_{\text{smax}} = 1620$  a  $1630 \text{ nm}$  s větší spektrální pološířkou  $\text{FWHM} = 95 \text{ nm}$ . Je patrné, že ačkoli amplituda je v pásmu U o 0,006 relativních jednotek nižší, spektrální šířka  $\text{FWHM}$  je o  $75 \text{ nm}$  větší. Je zřejmé, že u vzorků nastávají spektrální nerovnoměrnosti, jejichž příčina tkví nejspíše v technologickém zpracování vzorků.



Obr. 4.16 Naměřený spektrální průběh vzorku T41-4 s čerpacím výkonem 20 dBm pro budící proud 790 mA, 22 dBm pro 900 mA a 24 dBm pro 1100 mA a kolimační čočkou

Na obr. 4.17 je ukázána luminiscenční spektrální charakteristika vzorku T49 - 1. Spektra jsou krajně nevyrovnaná s rozdílem relativních špičkových amplitud 0,011 jednotek. Maximální amplituda iontů  $\text{Er}^{3+}$  je 0,016, tedy nejvyšší z měřených vzorků, pro  $\lambda_{\text{smax}} = 1530 \text{ nm}$ , ale u BAC-Ge je pouze 0,005 pro  $\lambda_{\text{smax}} = 1625 \text{ nm}$  se spektrálními pološířkami  $\text{FWHM} = 20$  resp.  $90 \text{ nm}$ . Pod hodnotou  $1500 \text{ nm}$  je patrný nárůst spektrální odezvy vzniklý opět rozptylovým zářením čerpání  $1480 \text{ nm}$ .



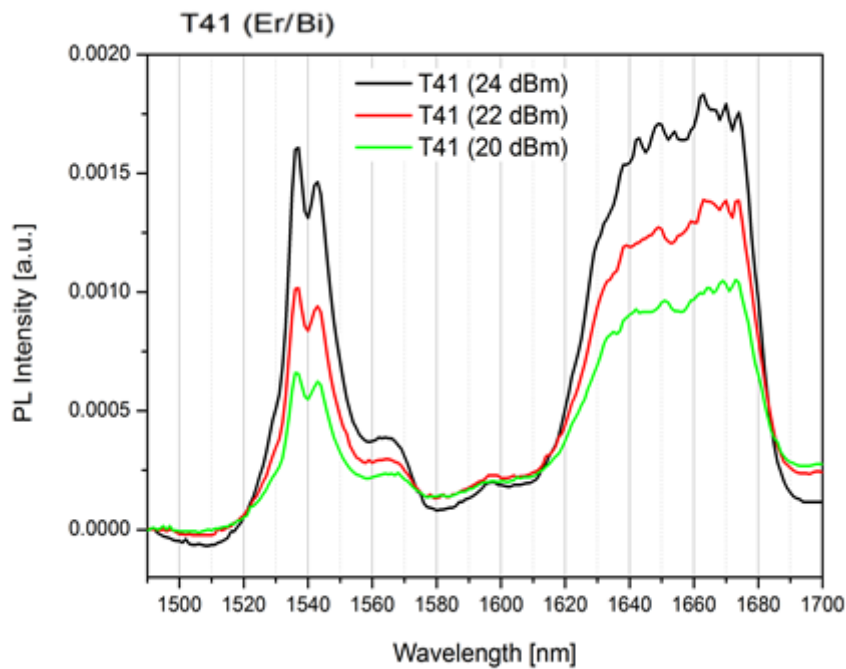


Obr. 4.17 Měření vzorku T49 -1 s čerpacím výkonem 20 dBm, 22 dBm a 24 dBm a s kolimační čočkou

Pro ověření vlivu intenzity čerpacího výkonu na vlastnosti spektrální odezvy byl vzorek T41-2 měřen bez kolimační čočky. Je patrné, že amplitudy spektrální odezvy jsou zde 10x nižší, ale amplituda center BAC-Ge amplitudově převyšuje aktivitu iontů  $\text{Er}^{3+}$ , viz obr. 4.18, oproti měření viz obr. 4.15. Vysvětlením je, že u expozice vzorků s kolimátorem dochází u center BAC-Ge k saturaci ziskového koeficientu vlivem vyšší intenzity čerpacího výkonu, která nastává soustředěním čerpacího výkonu kolimátorem na menší plochu. Spektrální pološířky jsou pro pásmo C pouze FWHM = 20 nm, pro pásmo U jsou FWHM = 55 nm. Vzorky šarže Mix 3 - T49 měly menší luminiscenční aktivitu, tak že bez kolimační čočky nebyly měřitelné. Přehled parametrů relativních spektrálních maxim A [a.u] a spektrální pološířky FWHM pro vzorky T15 až T49 jsou uvedeny v tab. 4.2–4.4.

Měření spektrální luminiscence u vzorků T63 a T69 nebyla úspěšná, vzorky nevykazovaly luminiscenci, z čehož vyplývá, že vedle vysoké dotace skla Ge - 56,55 hm % je pro vznik luminiscence také nutná přítomnost iontů  $\text{Er}^{3+}$  v koncentraci srovnatelné s Bi, což evokuje myšlenku, že aktivní centra BAC-Ge jsou těmito ionty dočerpávána a bez těchto aktivátorů k luminiscenci nedochází.

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**



Obr. 4.18 Měření vzorku T41-2 s čerpacím výkonem 20 dBm, 22 dBm a 24 dBm bez kolimační čočky

Tab. 4.2 Maxima průměrné relativní amplitudy A a spektrální pološířky FWHM naměřených luminiscenčních charakteristik jednopásmových vzorků skel šarží Mix 3 - T15, T18, T21, T25, T26, T27, T28 měřeno bez kolimační čočky při výkonu čerpacího záření 22 dBm

Č. vzorku	A [a.u] 1535 nm	A [a.u] 1545 nm	FWHM [nm]
<b>T15 - Zn</b>	0,008	0,007	22
<b>T18 - Zn</b>	0,007	0,008	23
<b>T21 - Ge</b>	0,01	0,009	24
<b>T25 - Ge</b>	0,007	0,006	23
<b>T26 - Zn</b>	–	–	-
<b>T27 - Zn</b>	0,017	0,012	25
<b>T28 - Zn</b>	0,023	0,02	24

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**

Tab. 4.3 Maxima průměrné relativní amplitudy A a spektrální pološířky FWHM naměřených luminiscenčních spektrálních charakteristik dvoupásmových měřených skel šarží Mix 3 - T41 a T49, měřeno přes kolimační čočku. Amplitudy jsou uvedeny takto:  $A_{\lambda=1530\text{ nm}}/A_{\lambda=1650\text{ nm}}$

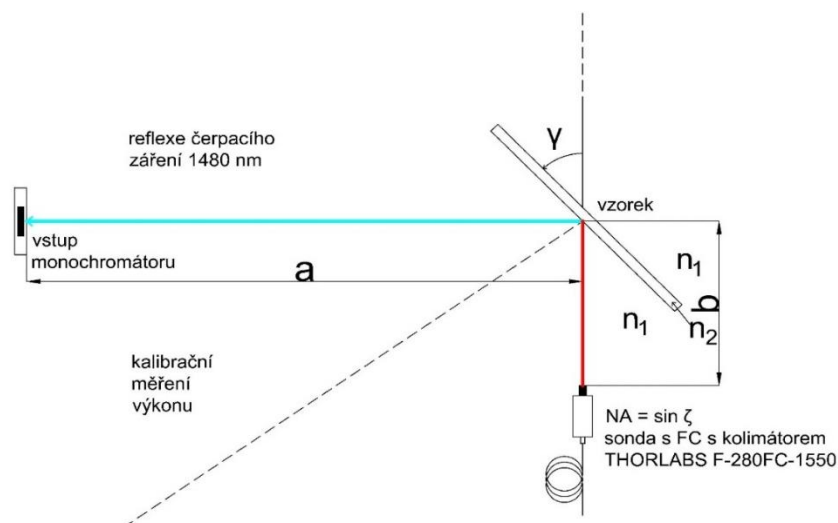
Č. vzorku	A [a.u.] [18 dBm]	A [a.u.] [20 dBm]	A [a.u.] [22 dBm]	A [a.u.] [24 dBm]	FWHM <sub>1</sub> [nm]	FWHM <sub>2</sub> [nm]
T41	0,006/0,005	0,007/0,007	0,009/0,009	0,011/0,011	20,2	55
T49	0,003/0,001	0,0042/0,001	0,01/0,003	0,015/0,005	20,5	55

Tab. 4.4 Maxima průměrné relativní amplitudy A a spektrální pološířky FWHM naměřených luminiscenčních spektrálních charakteristik dvoupásmových měřených skel šarží Mix 3 - T41 a T49 – měřeno bez kolimační čočky, hodnoty pro T49 neměřitelné

Č. vzorku	A [a.u.] [20 dBm]	A [a.u.] [22 dBm]	A [a.u.] [24 dBm]	FWHM <sub>1</sub> [nm]	FWHM <sub>2</sub> [nm]
T41	0,0006/0,0009	0,0011/0,0014	0,0016/0,0018	20,2	55
T49	0,0/0,0	0,0/0,0	0,0/0,0	0	0

## 4.7 Kalibrační měření a určení výkonu $P_{\text{smax}}$ luminiscenčního záření vzorků

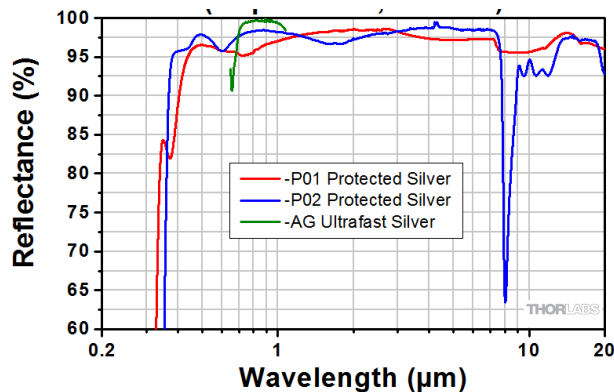
Pro stanovení optického integrálního spektrálního výkonu luminiscenčního záření vzorků bylo provedeno kalibrační měření v uspořádání viz obr. 4.19.



Obr. 4.19 Uspořádání měření pro kalibraci integrálního spektrálního výkonu

. Opticky aktivní vzorek byl nahrazen stříbrným zrcátkem Protected Silver Mirror specifických vlastností od Thorlabs GmbH PFSQ20-03-P01 - 2" x 2". K dispozici byly Al, Ag a Au zrcadla.

Z porovnání parametrů bylo zvoleno 2" x 2" (cca 5 x 5 cm) stříbrné zrcadlo, které má odrazivost vyšší než hliníková a zlatá zrcadla cca > 94 % v rozsahu vlnových délek 450 – 8000 nm, viz obr. 4.20.



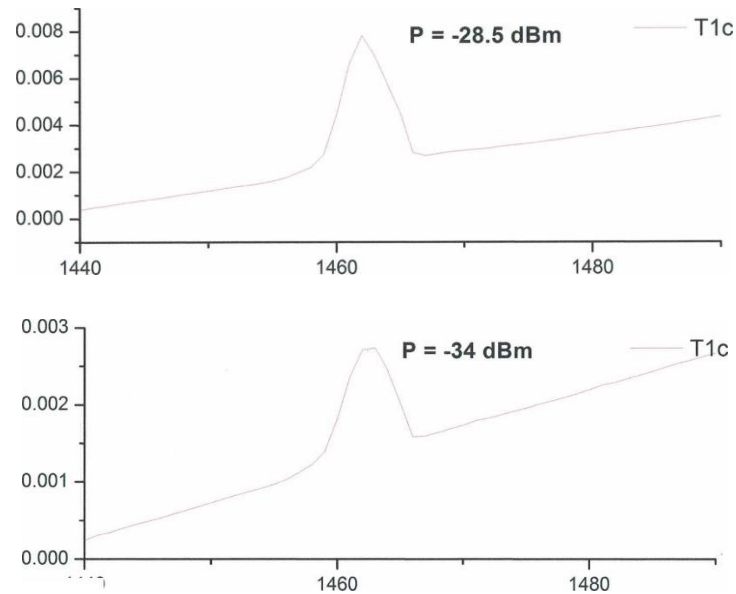
Obr. 4.20 Reflexe stříbrného kalibračního zrcadla pro vlnové délky 200 nm až 20 μm

Při kalibračním měření byl otočný rotační stolek nastaven na úhel natočení 45°. Kolimovaný paprsek tedy dopadá na vstup monochromátoru s minimální výkonovou ztrátou. Sonda s kolimátorem byla k čerpacímu laseru 1480 nm připojena přes optický atenuátor TESLA VUST OA-GI I viz obr. 4.21, na kterém byla nastavena stejná úroveň výkonu dopadajícího záření jako při měření luminiscence s výkonem  $P_{s2} = -34$  dBm a alternativně  $P_{s1} = -28$  dBm, obr. 4.22 pro čerpání  $P_p = 24$  dBm. Takto nastavené úrovně pak byly změřeny fotometrem. Tak byly stanoveny přesné hodnoty integrálního optického výkonu luminiscence měřených vzorků.



Obr. 4.21 Optický atenuátor TESLA VUST OA-GI I použitý při kalibraci výkonu dopadajícího luminiscenčního záření

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**



Obr. 4.22 Kalibrační měření referenčního optického výkonu  $P_{s1}$ ,  $P_{s2}$

Referenční hodnoty:  $P_{s1} = -28.5 \text{ dBm} = 1.413 \mu\text{W}$

$P_{s2} = -34 \text{ dBm} = 398 \text{ nW}$

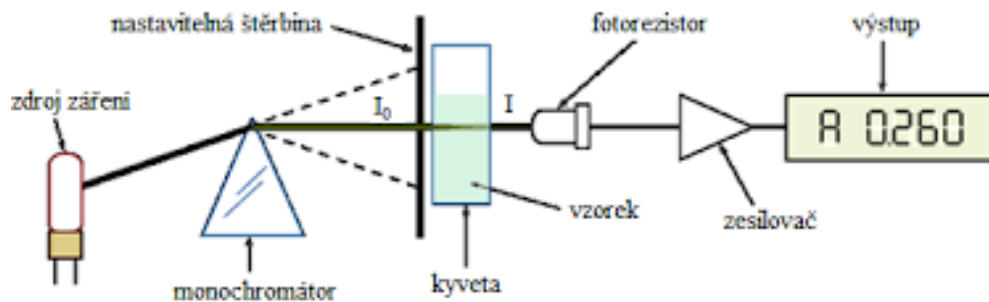
## 4.8 Popis měření a naměřené transmisní charakteristiky

Pro vyhodnocení absorpance realizovaných vzorků, byla měřena příčná transmise na hranu postavených vzorků transmisním spektrometrem. Pro měření transmisních spektrálních charakteristik připravených vzorků T15 až T49 byl využit UV-VIS-NIR spektrometr UV 3600 Shimadzu viz obr. 4.23.



Obr. 4.23 Spektrometr na měření spektrálních charakteristik UV-VIS-NIR UV 3600 Shimadzu.

Záření vychází, viz obr. 4.24 ze širokopásmového zdroje, který prochází přes Czerného – Turnerův monochromátor s nastavitelnou štěrbinou, kde vzniká kolimovaný monochromatický svazek a po průchodu vzorkem dopadá na detektor. Měření probíhá postupným přeladováním monochromátoru a zaznamenáním intenzity dopadající na detektor na každé vlnové délce při nastaveném rozlišení. Vzhledem k širokému měřicímu rozsahu je světelných zdrojů i detektorů několik a v průběhu měření dochází k jejich přepínání. Před samotným měřením je nutné provést referenční měření pro kalibraci. Nejprve se změří transmisní spektrum samotného systému bez vloženého vzorku. Poté se provede měření s vloženým vzorkem. Z referenčních a naměřených dat se pomocí software určí průběh transmisního spektra. Vzhledem k nepřesné kalibraci přístroje dochází někdy u měřených transmisních charakteristik k výskytu nespojitostí, které jsou způsobeny přepínáním detektorů nebo zdrojů záření.



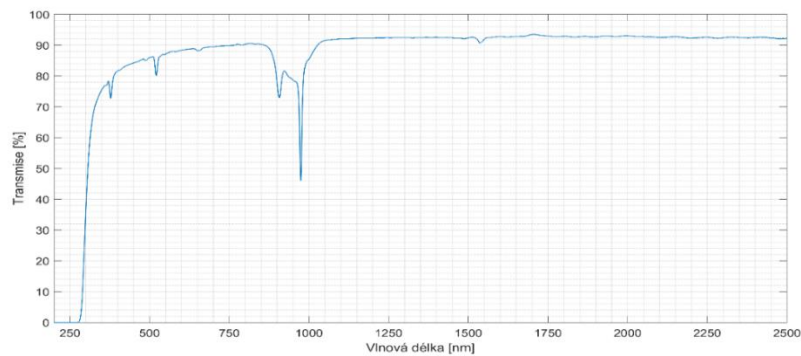
Obr. 4.24 Uspořádání měřícího transmisního spektrometru UV 3600 Shimadzu

Na výstup měřícího zesilovače je připojen počítač, který zajišťuje vyhodnocení naměřených transmisních spekter a jejich archivaci. Software zajišťuje zpracování naměřených signálů a určení výsledných transmisních charakteristik jednotlivých vzorků.

Měření zprůměrované transmise měřených vzorků měla dokumentovat absorpci čerpacího záření na atomech aktivátorů BAC a  $\text{Er}^{3+}$  realizovaných vzorků šarží Mix 3 - T15 až T49. Vzorky jsou dále uváděny s označením T41 – X a T49 – X (bez označení šarže). Účelem bylo zjistit z naměřených spektrálních charakteristik vlnové délky, na kterých může dojít k čerpání vzorků, případně stanovit z průběhů velikosti absorpčních průřezových koeficientů  $\sigma_a$ .

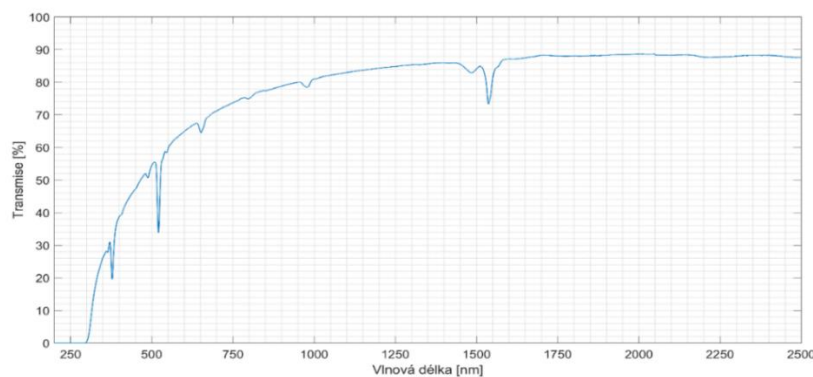
**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**

---



Obr. 4.25 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T15 - X

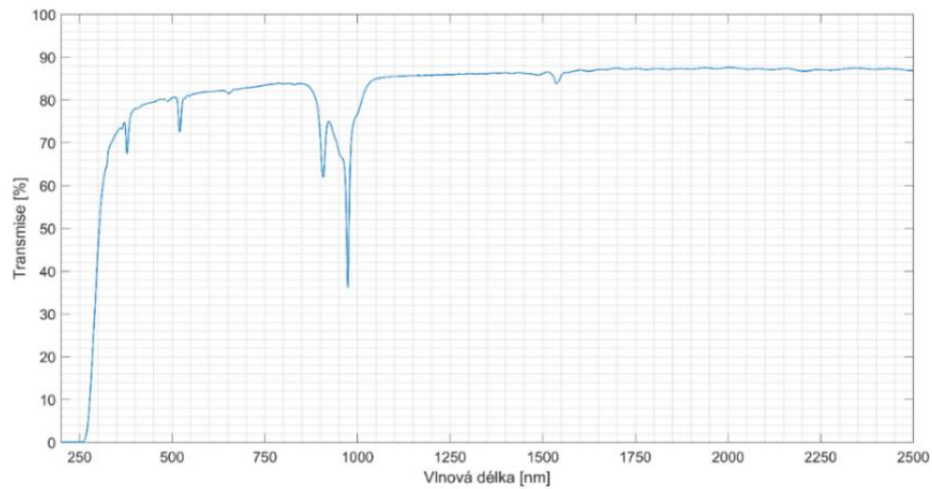
Na spektru obr. 4.25 jsou patrná hluboké absorpční dipy dané ionty  $\text{Yb}^{3+}$  absorpčním přechodem  ${}^2\text{F}_{7/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{5/2}$  odpovídajícím vlnové délce  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ . Tento přechod se využívá na dočerpávání erbia hladiny  ${}^4\text{I}_{11/2}$ , protože absorpční úroveň ytterbia jsou hlubší než erbia a jsou stejně položené. Vedle ní je ještě patrný absorpční dip  $\text{Er}^{3+}$  od hladin  ${}^4\text{I}_{9/2}$  a  ${}^4\text{H}_{11/2}$ . Důležitý absorpční dip  ${}^4\text{I}_{13/2}$  na  $\lambda_p = 1540 \text{ nm}$  je velmi málo patrný.



Obr. 4.26 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T18 – X

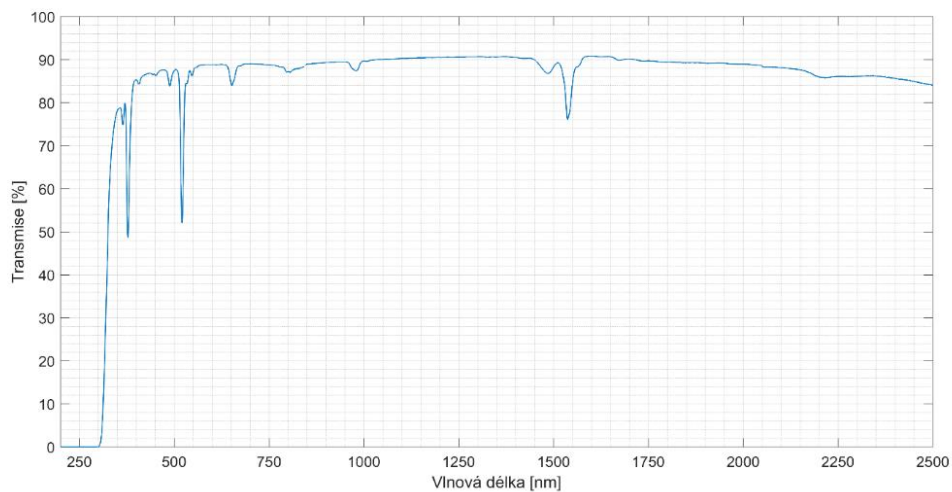
Křemičité sklo T18 již neobsahuje iont  $\text{Yb}^{3+}$  na obr. 4.26 je patrný zpomalený nárůst transparence ve viditelné oblasti VIS způsobený technologickou nedokonalostí a zvýrazněný absorpční dip úrovně  ${}^4\text{I}_{13/2}$  odpovídající 4x vyšší míře dotace ionty  $\text{Er}^{3+}$ , viz kap. 2. Tento pokles odpovídá rozštěpené hladině s maximy v oblasti  $\lambda_p = 1480$  a  $\lambda_s = 1540 \text{ nm}$ . Velmi malý je dip  ${}^4\text{I}_{11/2}$  pro absorpci  $\lambda_p = 980 \text{ nm}$ . Další krátkovlnné dipy již byly komentovány výše. Na žádném průběhu není patrný vliv atomů Bi.

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**



Obr. 4.27 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T21 – X

Křemičité sklo T21 je obdobou skla T15 s rozdílem, že jde o křemičité sklo se slabým obsahem Ge. Na obr. 4.27 je patrné, že průběhy jsou obdobné s výraznějšími transmisními dipy hladiny  $^4I_{11/2}$  a  $^4I_{9/2}$ .



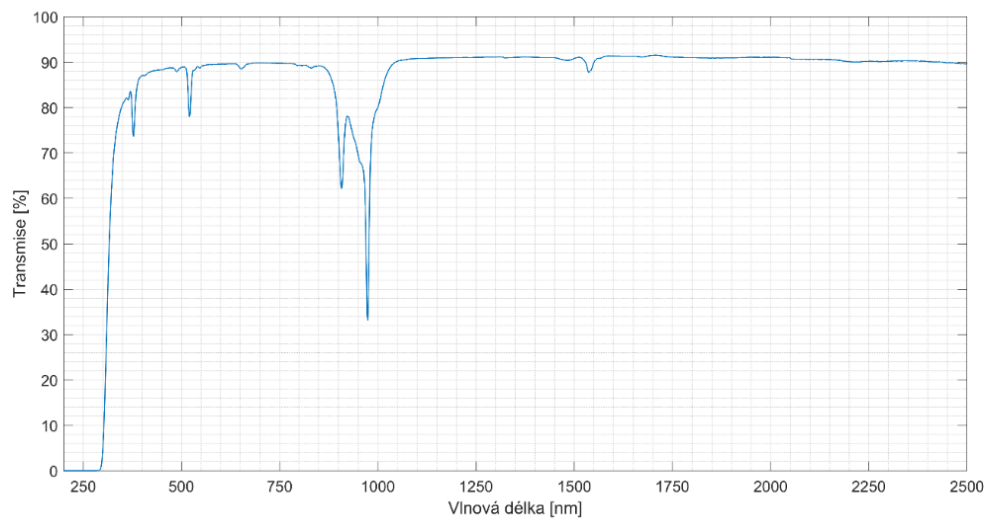
Obr. 4.28 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T25 – X

Vzorek T25 má z hlediska aktivátorů dle obr. 4.28 podobné složení skla T18 s příměsí Bi, ve VIS oblasti však narůstá transparence mnohem rychleji. Ani zde se příměs Bi neprojevuje na průběhu transparence.

Spektrum křemičitého skla vzorku T26 viz obr. 4.29 je obdobné spektru vzorku T21, se strmým nárůstem transparence ve VIS a blízké UV oblasti. Ani zde není patrný vliv Bi.

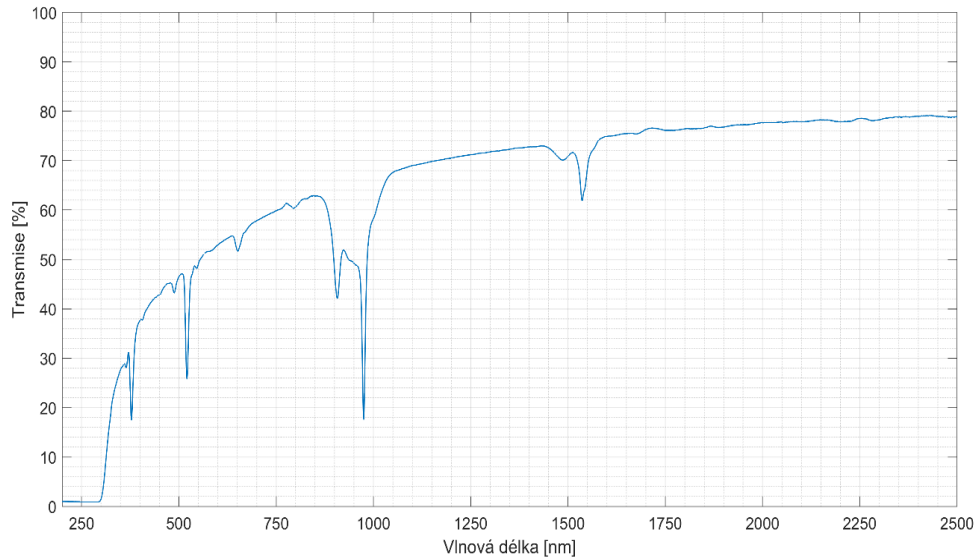


**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**



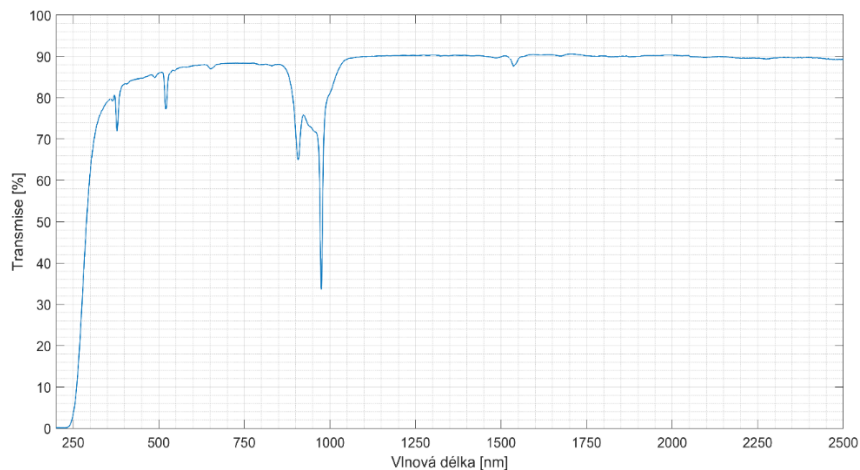
Obr. 4.29 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T26 – X.

Na tomto spektru viz obr. 4.30 je patrné dle spektrálních dipů, že sklo obsahuje ionty  $\text{Yb}^{3+}$  a současně i zvýšený obsah iontů  $\text{Er}^{3+}$ . Nárůst transparence ve VIS a UV oblasti je zde velmi výrazně zpomalen. Sklo obsahuje současně větší obsah dopantu Bi a modifikátoru Zn.



Obr. 4.30 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T27 – X

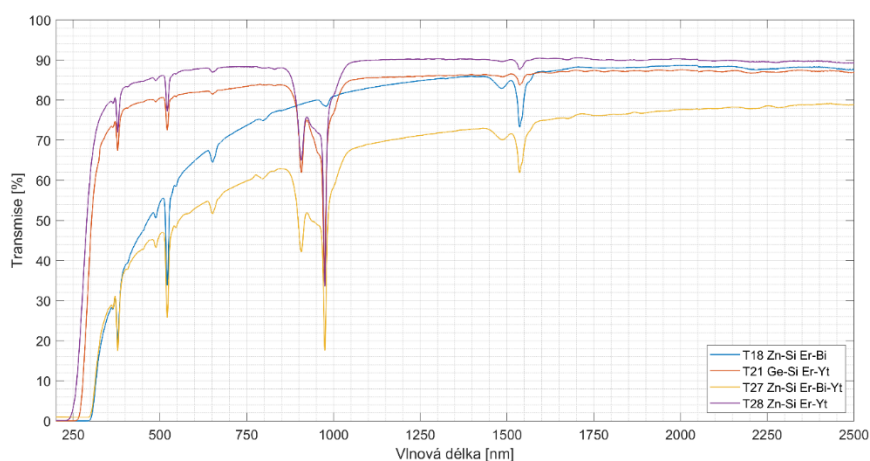
**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**



Obr. 4.31 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T28 – X

Spektrum obr. 4.31 je obdobné spektru T21 a T26. Je patrné, že obsah modifikátorů Zn a Ge není z hlediska velikosti transmisních dipů významný.

Na obr. 4.32 jsou uvedeny vybrané průběhy pro porovnání význačných bodů transmisních charakteristik, které dokumentují rozdíly způsobené především ionty  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$ . Je patrné, že ytterbiové dipy jsou hlubší, a tedy absorpce je výraznější, což praxe potvrzuje. Aktivátory Bi nejsou patrné.



Obr. 4.32 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T18 – X, T21 - X, T27 - X, T28 – X

Na obr. 4.33 jsou porovnána průměrná transmisní spektra celé první sady vzorků šarží Mix 3 - T15 až T28. Z měření lze vysledovat pro blízké pásmo UV, VIS a blízké NIR tyto závěry:

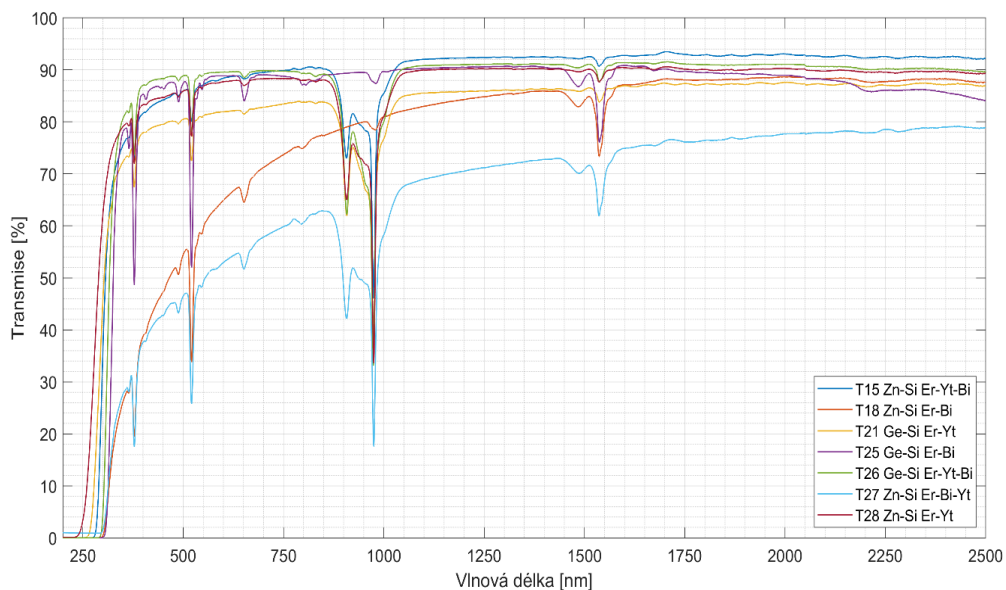
**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**

a) Ve zprůměrovaných spektrech jsou patrné spektrální dipy iontů  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  v závislosti na obsahu hm% iontů aktivátorů. Absorpce je výrazná na úrovních  $^4I_{9/2}$  a  $^4I_{11/2}$ . Absorpční dipy  $\text{Er}^{3+}$  jsou výrazné také na úrovni  $^4I_{13/2}$ , která byla využívána k čerpání našich křemičitých skel. Hladina je rozštěpená s minimy  $\lambda_p = 1480 \text{ nm}$  a také  $\lambda_p = 1540 \text{ nm}$  u vzorků šarží Mix 3 - T18, T25, T27.

b) V průbězích nejsou patrné žádná významné oblasti absorpce center BAC u vzorků obsahujících Bi.

c) Vzorky šarží Mix 3 - T18 a T27 mají zpomalené narůstání transparence s vlnovou délkou v měřených spektrálních oblastech. Jde o sníženou transparenční ve viditelné oblasti vzniklá technologickou nedokonalostí vzorků.

d) Obsah  $\text{GeO}_2$  je zde do 19 hm% a v tomto objemu se v transmisních spektrech významně neprojevuje.

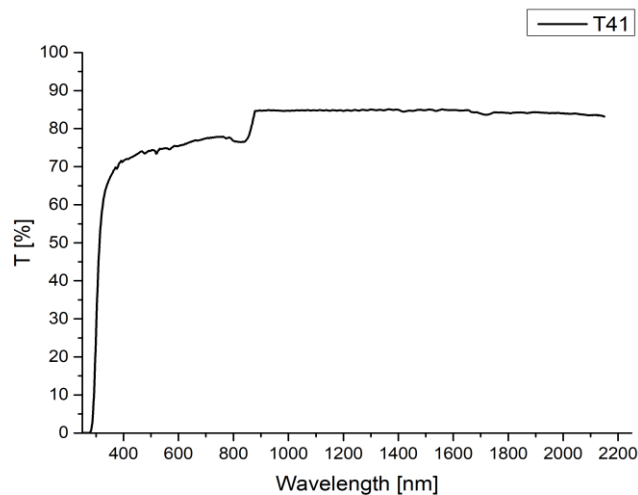


Obr. 4.33 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky šarží Mix 3 - T15, T18, T21, T25, T26, T27, T28 pro porovnání průběhů

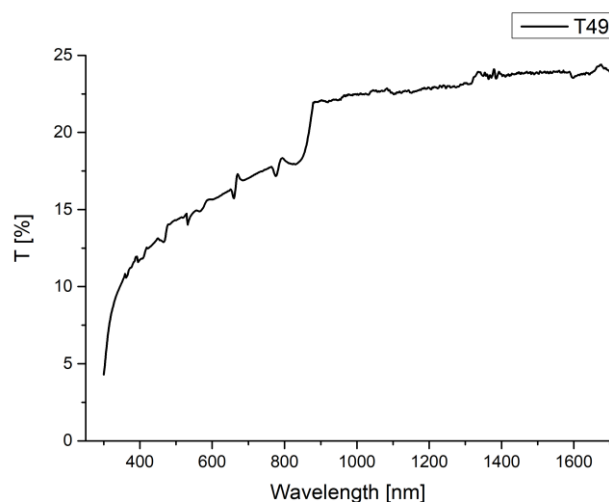
Další průměrná transmisní spektra jsou měřena pro vzorky T41 – X a T49 – X s významnou luminiscencí v pásmech C a U.

V šaržích Mix 3 - T41 a T49 bylo záměrem navýšit obsah síťotvorného kysličníku germania  $\text{GeO}_2$  na hodnotu 56,55 hm%, který změní původně křemičité sklo na sklo křemičito-germaničité tak, aby se zvýraznila luminiscence

BAC-Ge center dle [P7], dále snížit obsah  $\text{Er}_2\text{O}_3$  a  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  na úroveň 0,04 resp. 0,08 hm%, aby při měření luminiscence nedocházelo k tomu, že silná luminiscence  $\text{Er}^{3+}$  přerazí luminiscenci center BAC. Na obr. 4.34 je u vzorků šarže Mix 3 - T41 patrný v transmisním spektru snížený obsah dotace iontů  $\text{Er}^{3+}$  a Bi, který se projevil výrazným omezením transmisních dipů. Přítomnost Ge se v těchto spektrech nijak neprojevila na rozdíl od spekter luminiscenčních. Vzorky Mix 3 - T49 byly zakalené a měly tedy sníženou transparenční, což se projevilo i v transmisních spektrech zpomaleným náběhem transmise ve VIS spektrální části obr. 4.35. Skok v absorpčních charakteristikách v oblasti 900 nm cca 10% byl ovlivněn přepínáním rozsahů spektrometru 3600 Shimadzu.



Obr. 4.34 Naměřené průměrné transmisní charakteristiky vzorků T41– X v pásmu 400 až 2200 nm



Obr. 4.35 Naměřené průměrné transmisní spektrální charakteristiky vzorků T49 – X

## 4.9. Stanovení průřezových koeficientů $\sigma_e(\lambda)$ a $\sigma_a(\lambda)$

### 4.9.1 Stanovení průřezových koeficientů $\sigma_e(\lambda)$ z luminiscenčního spekter

Z naměřených spektrálních parametrů vlnové délky spektrálního maxima  $\lambda_{smax}$  a spektrální pološířky FWHM byly pro účely modelování kvantových přechodů v atomech aktivátorů  $Er^{3+}$  a BAC-Ge s využitím rychlostních rovnic stanoveny emisní průřezové koeficienty  $\sigma_e$  dle Füchtbauer-Ladenburgovy rovnice (4.17), odvození viz příloha A.

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^4}{8\pi cn^2 \tau_{rad}} \frac{I(\lambda)}{\int I(\lambda) d(\lambda)} \quad (4.17)$$

kde

$I(\lambda)$  je intenzita výkonu spektrální luminiscence [W/cm<sup>2</sup>]

$\lambda$  je vlnová délka emisního spektra [nm]

$\tau_{rad}$  je doba života fotonů aktivátoru luminiscence [ms]

$n$  je index lomu aktivního materiálu

Naměřené emisní spektrum aproximujeme pomocí Gaussovy funkce dostaneme pro emisní účinný průřez vztah (4.18),

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda_{smax}^2}{4\pi cn^2 \tau_{rad} \Delta\nu} \sqrt{\ln 2 / \pi} \quad (4.18)$$

kde

$\Delta\nu$  je FWHM pološířka emisního pásma aktivátoru [cm<sup>-1</sup>]

$\lambda_{smax}$  je centrální vlnová délka emisního spektra [nm]

$\tau_{rad}$  je doba života fotonů aktivátoru luminiscence [ms]

$n$  je index lomu aktivního materiálu [-]

$c$  je rychlost světla ve vakuu [m/s]

$\sigma_e(\lambda)$  je emisní účinný průřez [cm<sup>2</sup>]

### 4.9.2 Stanovení průřezových absorpčních koeficientů $\sigma_a$ z emisních průřezových koeficientů

Stanovení absorpčních průřezových koeficientů přepočtem z emisních průřezových koeficientů, viz tab. 4.5. Vztah mezi emisními průřezovými koeficienty  $\sigma_e(\lambda)$  a absorpčními průřezovými koeficienty  $\sigma_a(\lambda)$  řeší Mc Cumberrova teorie [12], [67]

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) \exp\left(\frac{\varepsilon - \hbar\nu}{kT}\right) \quad (4.19)$$

kde  $\varepsilon$  je na teplotě závislá excitační energie (viz příloha A).

Ze vztahu (4.19) vyjádříme  $\sigma_a(\nu)$  a celou rovnici přepíšeme ve vlnové délce  $\lambda$ ,

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\sigma_e(\lambda)}{\exp\left(\frac{\varepsilon\lambda - \hbar c}{kT\lambda}\right)} \quad (4.20)$$

kde

$k$  je Boltzmannova konstanta  $k = 1,380\,649 \times 10^{-23}$  [ J·K<sup>-1</sup> ]

$\hbar$  je redukovaná Planckova konstanta  $\hbar = h/2\pi = 1,054 \times 10^{-34}$  [ j s ]

$T$  je teplota v kelvinech [K]

$\lambda$  je vlnová délka v [nm] pro kterou se absorpční průřezový koeficient  $\sigma_a(\lambda)$  počítá.

### 4.9.3 Stanovení průřezových absorpčních koeficientů $\sigma_a$ z transmisních spekter

Absorpční účinný průřez  $\sigma_a(\lambda)$  lze také stanovit z transmise, měřením optických absorpčních spekter. Absorpční účinný průřez  $\sigma_a(\lambda)$  pak lze z těchto měření určit podle vztahu (4.21) [67]

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\ln \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}}{LN} = \frac{2.303 A(\lambda)}{LN} \quad (4.21)$$

kde  $N$  je počet atomů na jednotku objemu [at/cm<sup>3</sup>]

$L$  je délka opticky aktivního materiálu [cm]

$I_0$  je intenzita záření na vstupu vlnovodu

$I$  je intenzita záření na délce  $L$  vlnovodu

$A(\lambda)$  je velikost dipu v transmisní spektr. charakteristice na vlnové délce  $\lambda$

#### 4.9.4 Vypočítané emisní a absorpční průřezové koeficienty $\sigma_e$ a $\sigma_a$ pro aktivátory $Er^{3+}$ , BAC – Ge.

Velikosti průřezových koeficientů  $\sigma_e$  a  $\sigma_a$ , které byly určeny z odměřených spektrálních parametrů  $\Delta\nu$ ,  $\tau_{rad}$  a ze vztahů (4.18) a (4.20) jsou uvedeny v tab. 4.5 pro aktivátor  $Er^{3+}$  s vlnovou délkou  $\lambda_{smax} = 1535$  nm a pro aktivátor BAC-Ge s vlnovou délkou  $\lambda_{smax} = 1660$  nm v tab. 4.6.

Tab 4.5 Vypočítané emisní a absorpční průřezové koeficienty  $\sigma_e$  a  $\sigma_a$  pro aktivátory  $Er^{3+}$ ,  $\lambda_{smax} = 1535$  nm

GLASS	$\sigma_e (\lambda)$ [cm <sup>2</sup> ]	$\sigma_a (\lambda)$ [cm <sup>2</sup> ]	$\Delta\nu$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\tau_{rad}$ [ms]	Index lomu <b>n</b> 1535 nm
T15 – Zn	2,16 10 <sup>-20</sup>	2,47 10 <sup>-20</sup>	454545	13	1,5139
T18 – Zn	3,09 10 <sup>-20</sup>	3,51 10 <sup>-20</sup>	434783	9,5	1,5074
T21 – Ge	2,12 10 <sup>-20</sup>	2,48 10 <sup>-20</sup>	416667	14,42	1,5106
T25 – Ge	4,44 10 <sup>-20</sup>	5,07 10 <sup>-20</sup>	434783	6,6	1,5079
T26 – Ge	-	-	-	-	1,5107
T27 – Zn	4,25 10 <sup>-20</sup>	4,89 10 <sup>-20</sup>	400000	7,4	1,5220
T28 – Zn	4,44 10 <sup>-20</sup>	5,11 10 <sup>-20</sup>	416667	6,8	1,523
T41 – Ge	3.27 10 <sup>-20</sup>	3.76 10 <sup>-20</sup>	432386	5,7	1,5710
T43 – Ge	0	0	-	-	1,4912
T49 – Ge	3.28 10 <sup>-20</sup>	4.84 10 <sup>-20</sup>	432386	5,9	1,5110
T63 – Ge	0	0	-	-	-

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**  
**4. Luminiscenční odezva Bi v křemičitém skle pro dvoupásmové optické zesilovače**

Tab 4.6 Vypočítané emisní a absorpční průřezové koeficienty  $\sigma_e$  a  $\sigma_a$  pro aktivátory  
 BAC-Ge,  $\lambda_{smax} = 1660$  nm

GLASS	$\sigma_e (\lambda)$ [cm <sup>2</sup> ]	$\sigma_a (\lambda)$ [cm <sup>2</sup> ]	$\Delta\nu$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\tau_{rad}$ [ms]	$n_{1660}$ [-]
T15 – Zn	0	0	-	-	1,5139
T18 – Zn	0	0	-	-	1,5074
T21 – Ge	0	0	-	-	1,5606
T25 – Ge	0	0	-	-	1,5079
T26 – Ge	0	-	-	-	1,5107
T27 – Zn	0	0	-	-	1,5220
T28 – Zn	0	0	-	-	-
T41 – Ge	2,84 10 <sup>-19</sup>	3.35 10 <sup>-19</sup>	181818	0,25	1,481
T43 – Ge			-		1,4912
T49 – Ge	2,78 10 <sup>-19</sup>	3,28 10 <sup>-19</sup>	181818	0,3	1,452
T63 – Ge		-	-	-	1,572
T64 – Zn		-	-	-	1,563



## **4.10 Závěry a výsledky měření optických luminiscenčních charakteristik na aparatuře HORRIBA, transmisních spekter na aparatuře SHIMADZU a porovnání průřezových luminiscenčních a absorpčních koeficientů $\sigma_e$ a $\sigma_a$**

a) Měření luminiscenčních a transmisních spekter byla realizována pro ověření dvoupásmové luminiscenční a transmisní spektrální aktivity křemičitých a křemičito-germaničitých skel, dotovaných opticky aktivními ionty  $\text{Er}^{3+}$  a centry BAC – Ge, dále optimalizaci technologického složení skel a stanovení luminiscenčních a absorpčních průřezových koeficientů pro výpočet diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  [dB] a měrného diferenciálního zisku  $g_\lambda^*$  modelovaných skel využitím rychlostních rovnic.

b) Spektrální luminiscenční měření prokázala, že technologické složení šarží křemičitých skel Mix 3 - T13 až T27 s malým obsahem Ge a s variovaným množstvím iontů  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  vykazovala pouze jednopásmovou spektrální aktivitu v pásmu C s šířkou FWHM = 20 nm. Tato luminiscence byla nejaktivnější pro šarže Mix 3 - T18 a T27. Dotace Bi u těchto skel optickou aktivitu v pásmu U nevyvolala.

c) Spektrální luminiscenční aktivita nových křemičito-germaničitých skel šarže Mix 3 - T41 a T49 vykazovala dvoupásmovou spektrální aktivitu v pásmu C a v pásmu U s šířkami FWHM = 20 nm resp. FWHM = 60 nm. Skla obsahovala vyvážený obsah jednotlivých aktivátorů iontů  $\text{Er}^{3+}$  a center BAC-Ge. Amplituda luminiscenční odezvy v pásmech C a U závisí na intenzitě optického čerpání 1480 nm.

d) Měření spektrálních luminiscenčních charakteristik vzorků šarží Mix 3 - T41 a T49 kolimovaným a nekolimovaným svazkem ukázala, že nárůst luminiscence při optickém čerpání nekolimovaným svazkem optickou intenzitou v řádu  $100 \text{ mW/cm}^2$  je u některých vzorků pro ionty  $\text{Er}^{3+}$  maximální spektrální amplituda v pásmu C 1530 až 1560 nm vyrovnaná s centry BAC-Ge v pásmu U 1630 až 1680 nm. Pro čerpání vyšší optickou intenzitou kolimovaným zářením řádu  $1000 \text{ mW/cm}^2$  je nárůst maximální amplitudy u center BAC-Ge

oproti  $\text{Er}^{3+}$  řádově nižší. Tento jev lze vysvětlit nižší velikostí saturace zisku u center BAC-Ge.

e) Měření transmisních charakteristik ukázala spektrální polohu transmisních dipů absorpčních přechodů iontů  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$ . Transmisní dipy Bi nebyly v transmisních spektrech patrné vzhledem k nízké koncentraci dotace.

f) Neúspěšná měření luminiscenční odezvy u vzorků šarží Mix 3 - T63 a T69 v obou pásmech C a U dokazuje, že vznik luminiscence BAC-Ge je podmíněn přítomností iontů  $\text{Er}^{3+}$ , z čehož vyplývá, že aktivní centra BAC-Ge jsou pravděpodobně těmito ionty dočerpávána a bez aktivátoru  $\text{Er}^{3+}$  k luminiscenci nedochází.

e) Průřezové koeficienty  $\sigma_e$  aktivátorů iontů  $\text{Er}^{3+}$  a center BAC-Ge byly stanoveny výpočtem z Füchtbauer-Ladenburgovy rovnice z parametrů luminiscenčních spekter. Je patrné, že velikost  $\sigma_e$  je výrazně závislá na vlnové délce  $\lambda_{smax}$  a na pološířce FWHM. Velikosti těchto koeficientů jsou v soulase s publikovanými veličinami viz lit. [12], [68], [69]. Tyto koeficienty byly využity k modelování měrného diferenciálního zisku aktivních Er, BAC-Ge křemičitých vlnovodů v kapitole 5.

## 5 Experimentální měření optického zisku $G$ optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátory

### 5.1 Princip měření zisku vlnovodných optických materiálů, metody měření

Tato kapitola je vedle kapitoly 4 (měření spektrálních charakteristik opticky aktivních skel reflexní metodou) klíčovou kapitolou celé práce. Některé výsledky byly publikovány v [P1], [P5], [P6]. Optický zisk  $G$  je základním parametrem (vedle vlastního šumu, vyjádřeného parametrem ASE), v planárních optických aktivních strukturách. Jde o základní parametr hodnotící kvantovou účinnost při odlaďování chemického složení skel. Prezentované metody nově umožňovaly ve spolupráci s VŠCHT odladění složení speciálních křemičitých a křemíto-germaničitých skel, vhodných pro realizaci jedno i vícepásmových optických aktivních planárních struktur. Měření optického zisku objemových materiálů je složitá experimentální úloha. Pro stanovení měrného zisku  $g_\lambda$  [ $\text{cm}^{-1}$ ], případně celkového optického zisku  $G$  [-] je třeba prostorově vymezit optický aktivní materiál. Proto byla pro měření zisku využita vlnovodná metoda s příčným vymezením plochy optické vlnovodné aktivní struktury, viz kapitola 3.4.

Pro měření zisku opticky aktivních vlnovodů lze využít dvě metody měření:

- 1) Určení měrného diferenciálního zisku  $g_\lambda^*$  [ $\text{cm}^{-1}$ ] a celkového diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  [dB] aktivních optických vlnovodů měřením optické úrovně signálového výkonu  $a_{s,\check{c}}$  [dBm] při čerpaném a  $a_{s,n\check{c}}$  [dBm] nečerpaném stavu na výstupu vlnovodu (5.1) v případě spektrálních měření nebo dle vztahu (5.2) pro měření impulsní výkonové úrovně  $P_{s,\check{c}}$  [dBm] při čerpaném a  $P_{s,n\check{c}}$  [dBm] nečerpaném stavu na výstupu vlnovodu.

$$G_{dB}^* = a_{s,\check{c}} - a_{s,n\check{c}} \text{ [dB]} \quad (5.1)$$

$$G_{dB}^* = P_{s,\check{c}} - P_{s,n\check{c}} \text{ [dB]} \quad (5.2)$$

- 2) Určení měrného přenosového zisku  $g_\lambda$  [ $\text{cm}^{-1}$ ] a celkového přenosového zisku  $G_{dB}$  [dB] aktivních optických vlnovodů, měřením optické úrovně signálového výkonu  $a_{s,o}$  [dBm] na vstupu a  $a_{s,L}$  [dBm] na výstupu vlnovodu (5.3) pro spektrální měření, nebo dle vztahu (5.4) pro měření impulsní výkonové úrovně  $P_{s,L}$  [dBm] na výstupu vlnovodu a  $P_{s,o}$  [dBm] na jeho vstupu. Tato definice zisku v sobě obsahuje i optické vlnovodné a vazební ztráty při měření. Tyto ztráty je nutno při vyhodnocení eliminovat kalibračním měřením.

$$G_{dB} = a_{s,L} - a_{s,o} \text{ [dB]} \quad (5.3)$$

$$G_{dB}^* = P_{s,L} - P_{s,o} \text{ [dB]} \quad (5.4)$$

Pro všechna uváděná měření byla využita vzhledem k jednoduššímu vyhodnocení měřených veličin metoda ad 1) měření diferenciálního zisku.

## 5.2 Princip měření diferenciálního zisku $G_{dB}^*$ optickou spektrální vlnovodnou metodou

Spektrální vlnovodná metoda zjišťování diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$ , publikovaná v [P6] umožňuje měřením závislosti spektrální optické výkonové úrovně  $P$  [dBm] na výstupu příčně vymezeného optického vlnovodu vyhledat oblasti ve vlnovém pásmu, ve kterých má měřený vzorek kladný optický diferenciální zisk  $G_{dB}^* > 0$  a také optické vlnové pásmo s kladným měrným ziskovým koeficientem  $g_\lambda^* > 0$ , získaným jako rozdíl výkonových úrovní na výstupu aktivního vlnovodu mezi čerpaným a nečerpaným stavem vzorku  $G_{dB}^*$ . K tomuto měření byly využity vzorky optických aktivních difuzních planárních vlnovodů, viz tab. 5.1, zhotovených iontovou výměnou  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  na skelných křemičitých podložkách šarží Mix 1 a Mix 2, dotovaných ionty  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  se

### Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou

#### 5. Experimentální měření optického zisku G optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátory

složením viz kapitola 2, tab. 2.4, které byly pomocí V drážkových modulů napojeny na optické vláknové vlnovody zakončené optickými konektory, viz obr. 5.1.



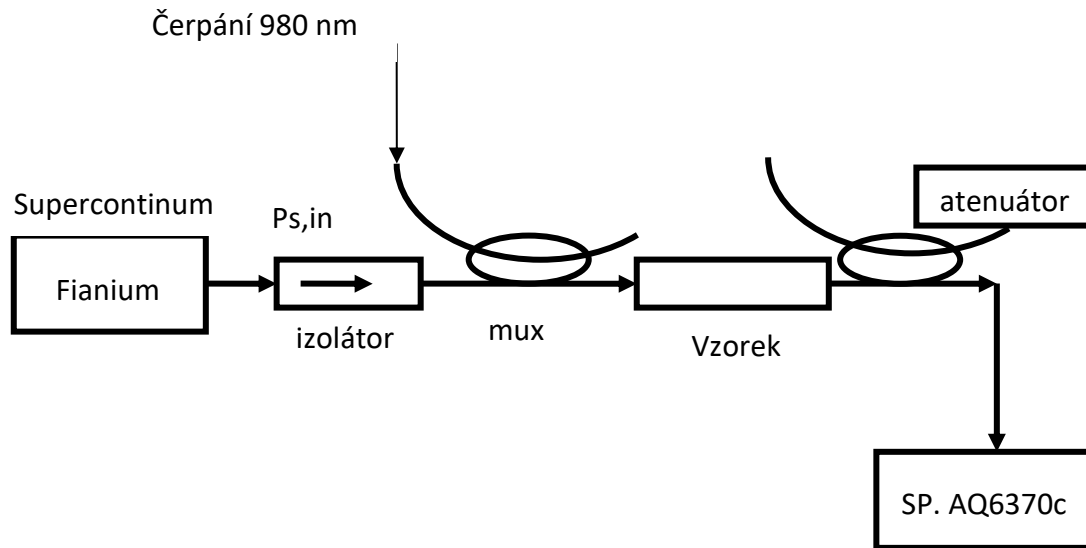
Obr. 5.1 Měřený vzorek Mix 1- C2 - K7 aktivního planárního difuzního vlnovodu dotovaného ionty  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$ , realizovaný na skleněném substrátu na bázi oxidu křemičitého iontovou výměnou  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ . Skleněný vlnovodný modul je uprostřed pouzdra a na obou stranách jsou V drážkové moduly pro připojení optických vláknových vlnovodů

Před měřením diferenciálního zisku byly vzorky vytríděny na základě jejich funkčnosti a hodnoty vloženého útlumu. Vzorky vhodné k měření jsou uvedeny v tab. 5.1.

Tab. 5.1 Přehled měřených vzorků optických vlnovodů s výměnou iontů  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$  v křemičitých sklech s aktivátory Er, Yb (VŠCHT)

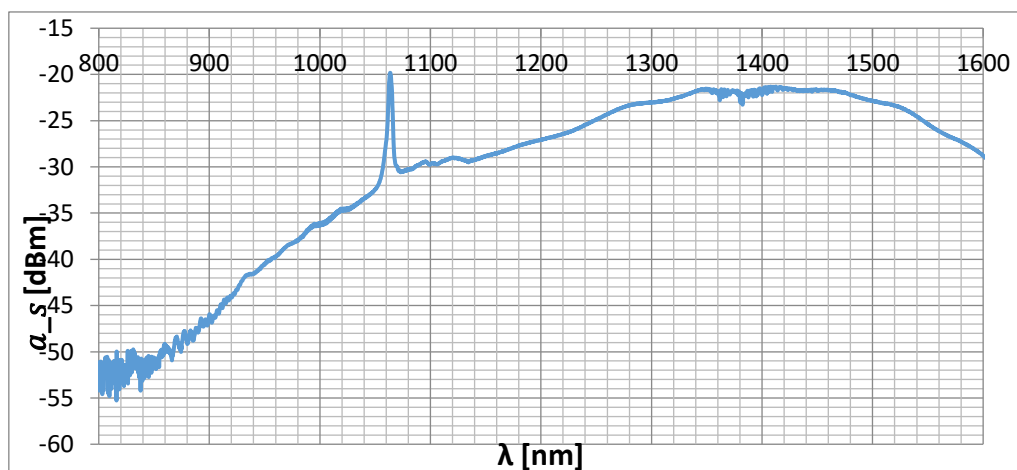
Šarže	Označení vzorku
MIX 1	C4 – K7
	C2 – K7
	K5 - K7
MIX 2	C2 – K5
	C2 – K6

Měření optické výkonové úrovně  $a_s$  [dBm] na výstupu vzorků spektrální metodou bylo realizováno zapojením podle blokového schématu viz obr. 5.2.



Obr. 5.2 Blokové schéma zapojení měřicích přístrojů pro měření diferenciálního zisku  $G_{dB}$  opticky aktivních skel spektrální metodou

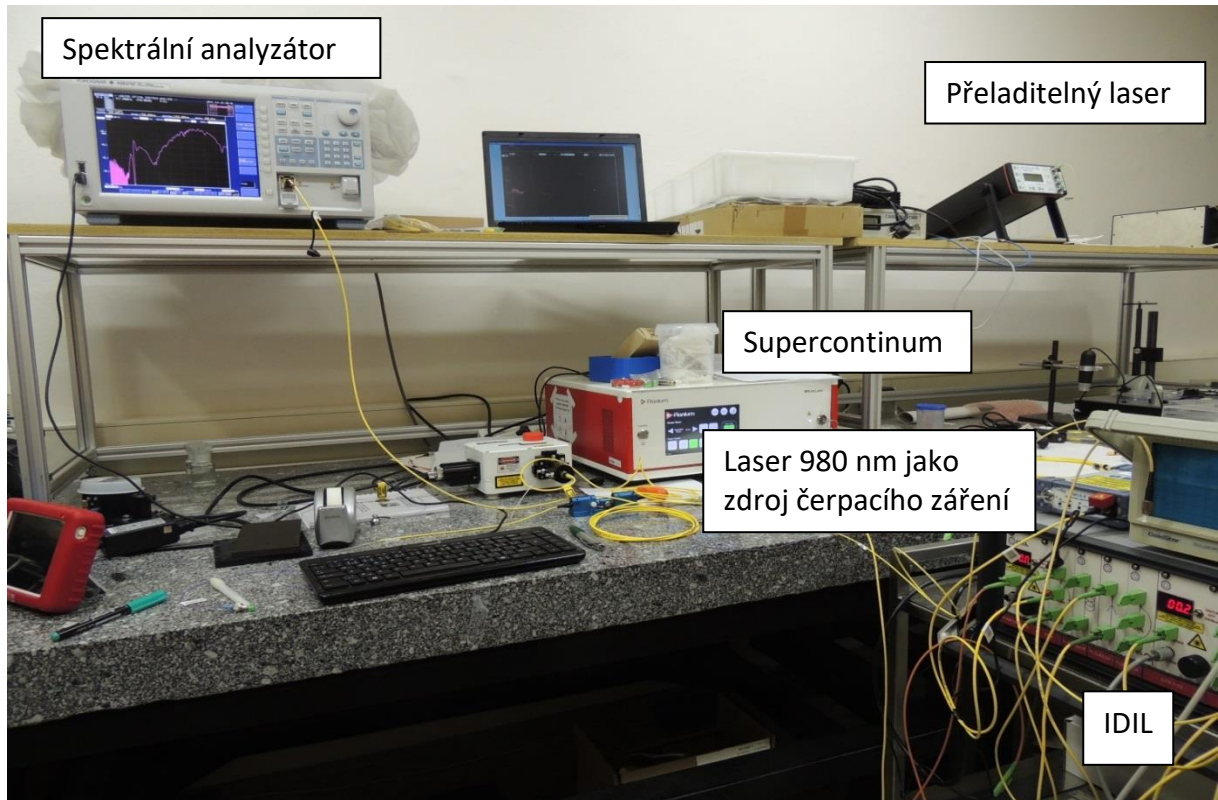
Optické signálové záření z širokopásmového optického zdroje 800 až 1600 nm supercontinuum Fianium se zavádí přes optický izolátor a multiplexer na vstup měřeného vzorku. V multiplexeru se optický signál slučuje s čerpacím zářením 980 nm vhodným pro čerpání  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  iontů měřeného vzorku. Spektrální průběhy byly zobrazeny na spektrálním analyzátoru Yokogawa AQ6370 C. Spektrální průběh signálové složky záření na vstupním konektoru vzorku je uveden na obr. 5.3. Na obrázku je patrná čerpací špička zdroje supercontinua 1060 nm.



Obr. 5.3 Spektrální charakteristika výkonových úrovní vstupního optického signálu generovaného širokospektrálním zdrojem supercontinuum Fianium

### 5.3 Použité uspořádání pracoviště pro měření opticky aktivních materiálů v optické spektrální oblasti

Pro měření optického diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  aktivních optických vlnovodů dotovaných ionty  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  optickou spektrální metodou bylo měřící pracoviště uspořádáno dle obr. 5.4.



Obr. 5.4 Pracoviště pro měření optického diferenciálního zisku  $G_{dB}$  ve spektrální oblasti

Ve středu obrázku je vyznačen zdroj signálového záření supercontinuum Fianium, na pravo je čerpací laser 980 nm s optickým výkonem do 350 mW, ve středu je měřený vzorek aktivního optického vlnovodu připojený optickým kabelem. Nahoře vlevo je optický spektrální analyzátor Yokogawa AQ6370 C.

Použitá měřící technika:

- 1) měřící optický Er zesilovač EDFA IDIL s DFB laserem 1550 nm, čerpacím laserem 980 nm, optickým izolátorem 1550 nm, dvěma WDM multiplexery 980/1550 a Er dotovaným optickým vláknem SM 9/125 délky 20 m.
- 2) radiometr Thorlabs PM 200.
- 3) optický spektrální analyzátor YOKOGAWA AQ6370 C.
- 4) širokopásmový zdroj supercontinuum Fianium.

## 5.4 Měření vzorků vlnovodů s iontovou výměnou

### $Ag^+ \leftrightarrow Na^+$ a ionty $Er^{3+}$ a $Yb^{3+}$

Pro ověření a kalibraci optické spektrální metody měření diferenciálního zisku, bylo provedeno měření zisku vláknového optického zesilovače EDFA IDIL se známým zesílením optického aktivního Er vlákna délky 20 m na vlnové délce 1550 nm, obr. 5.4. Při zapnutém zdroji čerpání (laser 980 nm) pak dochází k zesílení optického signálu 16 dB na vlnové délce 1550 nm, tomu odpovídá měrný zisk  $g_\lambda = 0,008$  dB/cm.

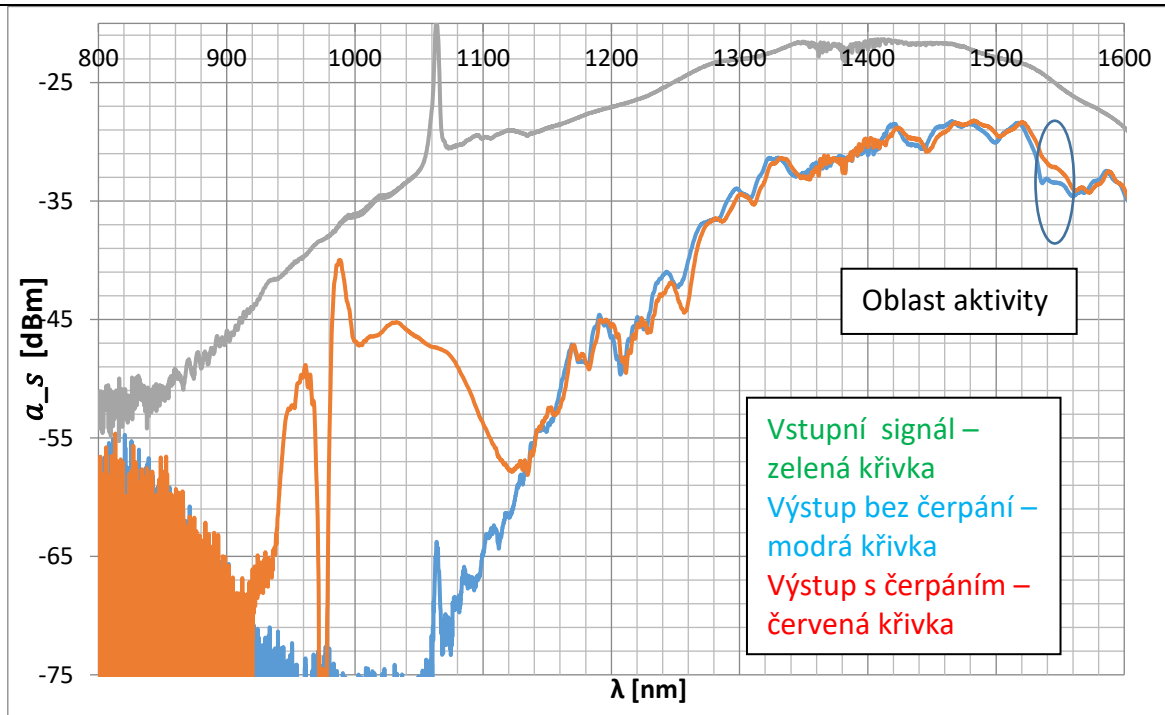
Následně byl nahrazen optický zesilovač EDFA IDIL v měřicí sestavě měřenými vzorky obr. 5.1 s optickým difuzním vlnovodem a aktivátory Er, Yb z křemičitého skla Mix 1 a Mix 2, jehož složení je v tab. 2.2. Měření byla provedena na 15 vzorcích, ze kterých byly vybrány měřením optické aktivity vzorky, uvedené v tab. 5.1. Na obr. 5.6, je spektrální charakteristika vzorku s označením Mix 1- C2 – K7 s nejvyšší hodnotou diferenciálního zisku  $G_{dB}^* = 1,6$  dB na střední vlnové délce 1550 nm, což odpovídá při délce vzorku 1,8 cm měrnému zisku  $g_\lambda = 0,89$  dB/cm při čerpání  $P_p = 100$  mW na vlnové délce 980 nm. Tato hodnota je 111krát vyšší než u optického vláknového zesilovače EDFA IDIL a ukazuje významnou kvalitu opticky aktivních křemičitých skel, vyrobených na VŠCHT. Výraznou výhodou této metody je, možnost určení diferenciálního zisku v závislosti na vlnové délce v celém zesilovaném pásmu.

U vzorků, které vykazovaly menší zisk, případně měly útlum způsobený, buď chemickým složením vzorků, nebo kvalitou optické vazby, vzniklou nedostatečným zanořením difuzního vlnovodu, nedocházelo k dostatečnému čerpání a tím k malému zesílení signálu. U těchto vzorků nedocházelo buď k žádnému zesílení, nebo byl zisk velmi malý a nebyl při spektrálním měření ve spektru rozlišitelný, protože zanikal v šumu, viz obr. 5.7.

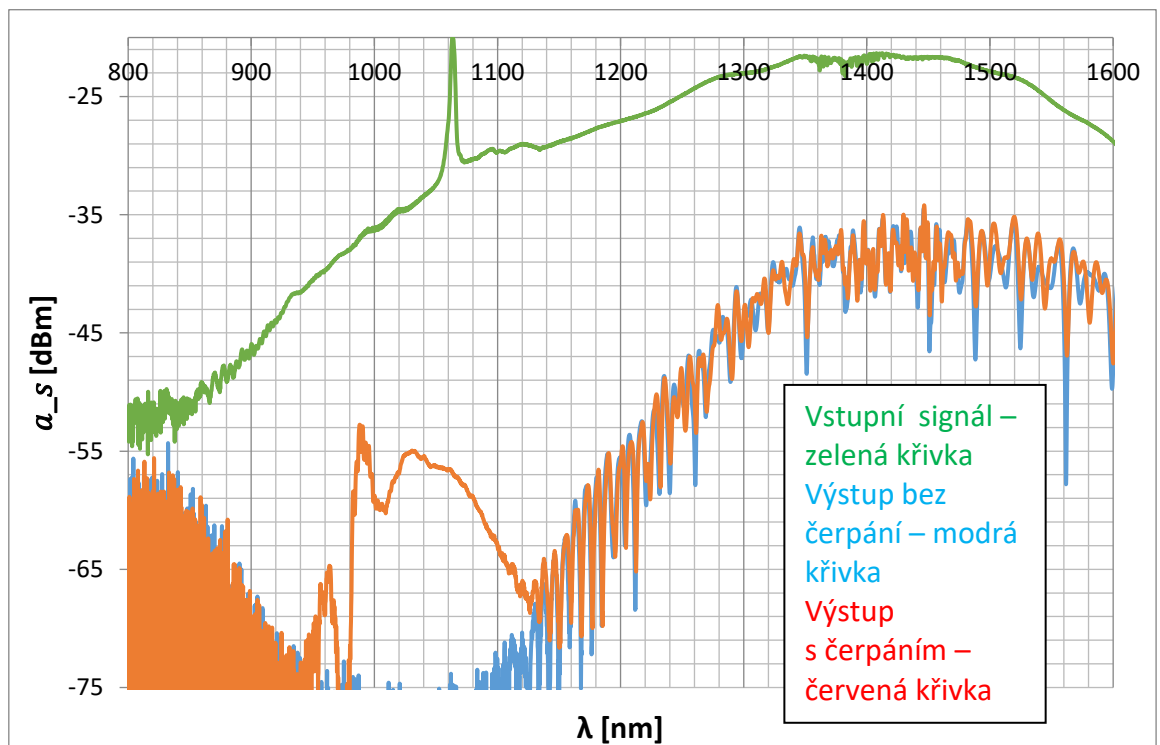


## Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou

### 5. Experimentální měření optického zisku G optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátory



Obr. 5.6 Spektrální charakteristika vzorku Mix 1 – C2 - K7 aktivního optického planárního vlnovodu Er, Yb, elipsou je označena oblast zesilování



Obr. 5.7 Spektrální charakteristika vzorku Mix 1 – C2 – K5 aktivního optického planárního vlnovodu Er, Yb

Výsledky měření diferenciálního zisku pro střední vlnovou délku zesilovaného pásma a měrného zisku optických aktivních vlnovodů na křemičitých sklech s Er a Yb aktivátory jsou v tab. 5.2

Tab. 5.2 Změřené zisky vzorků optických vlnovodů s výměnou iontů v křemičitých sklech s aktivátory Er, Yb na střední vlnové délce 1550 nm při čerpání 980 nm spektrální metodou

vzorek/šarže	Úroveň $P_{S,\zeta}$ [dBm]	Úroveň $P_{S,N\zeta}$ [dBm]	Dif. zisk $G_{dB}^*$ [dB]	Měrný dif. zisk $g_{\lambda}^*$ [dB/cm]	Čerpání $P_p$ [dBm]
C4-K7/ MIX 1	-31,4	-33	1,6	0,89	20
C2-K7/ MIX 1	-31,7	-33	1,3	0.74	20

Z výsledků měření je patrné, že tato metoda je vhodná pouze pro vzorky šarže Mix 1, které dosahovaly vyššího diferenciálního zisku než u šarže Mix 2. Nejvyššího diferenciálního zisku 0,89 dB/cm dosáhl vzorek Mix 1-C4-K7. Tato šarže má přibližně o 30 hm% nižší obsah Zn než šarže Mix 2. Je patrné, že procentní obsah tohoto modifikátoru je třeba v křemičitých sklech optimalizovat, pro dosažení maximálního optického zisku, viz kapitola 5.4. Vložný útlum měřených vzorků šarže Mix 2 byl větší než Mix 1. U těchto vzorků se projevila vedle technologie, také nižší kvalita optické vazby, která způsobuje zvýšené vazební ztráty ovlivňující celkový vložný útlum až na 17 dB. Proto tyto vzorky nebylo možno měřit spektrální metodou, vzhledem k citlivosti optického spektrálního analyzátoru a spektrální měrný optický výkon superkontinua. Diferenciální zisky vzorků s vyšším vložným útlumem pak byly měřeny impulsní metodou, která je citlivější. Její nevýhodou je, že je možno diferenciální zisk měřit pouze na jediné signálové vlnové délce.

## **5.5 Návrh a měření diferenciálního zisku $G_{dB}^*$ aktivní optické planární rozbočnice Y s vlnovody, dotovanými aktivátory Er a Yb, optickou spektrální metodou**

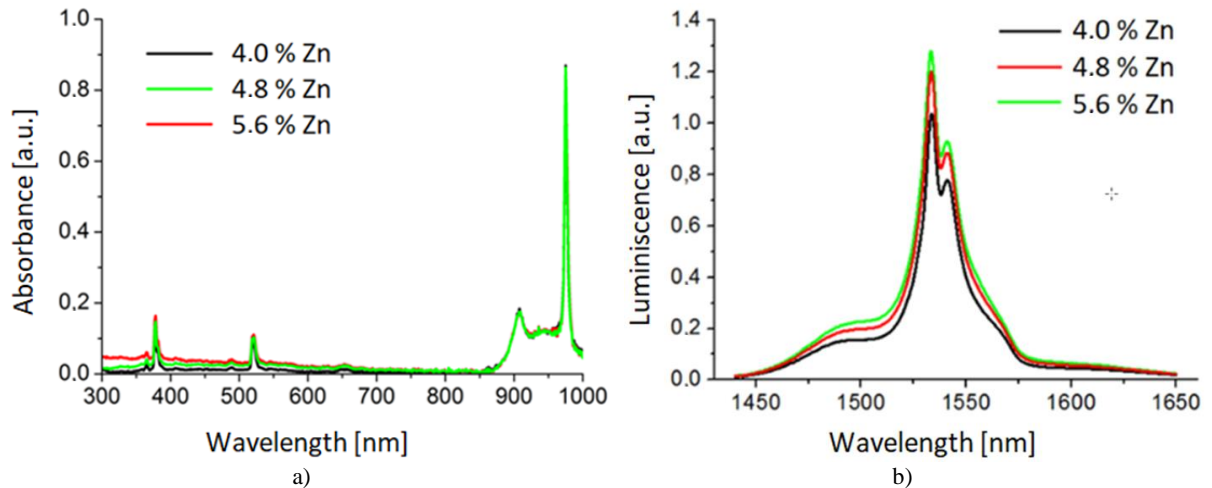
### **5.5.1 Návrh aktivní optické Y rozbočnice**

Pro ověření měření diferenciálního zisku u jednopásmových kanálkových vlnovodů, bylo přikročeno k návrhu, realizaci a měření diferenciálního zisku u složitějších planárních struktur. Byla zvolena planární výkonová optická rozbočnice Y. Vzorky aktivního planárního optického děliče výkonu Y s dělicím poměrem 1x2 byly připraveny s aktivními kanálkovými vlnovody dvoukrokovou iontovou výměnou  $\text{Na}^+ \leftrightarrow \text{Ag}^+$ . Poté byly studovány zesilovací vlastnosti navržených struktur a vyhodnocen diferenciální zisk. Výsledky byly publikovány v lit. [P1].

Základem vlnovodu pro aktivní optickou rozbočnici je speciální silikátové sklo GZ4, kde samotný difuzní vlnovod je realizován dvoustupňovou iontovou výměnou stříbra za sodík, které je celým svým objemem zanořeno pod povrch substrátu. Složení skla GZ4 šarže Mix 2 bylo modifikováno oxidy vzácných zemin  $\text{Er}_2\text{O}_3$  a  $\text{Yb}_2\text{O}_3$  pro optimalizaci intenzity absorpce v oblasti čerpání 980 nm a intenzity luminiscence v oblasti zisku 1 535 nm. Křemičité sklo má výrazně nižší rozpustnost prvků vzácných zemin ve své struktuře ve srovnání s fosfátovými skly [10]. Při studiu luminiscence silikátových skel se ukázalo, že při překročení podílu 6 at % prvků vzácných zemin dochází k tzv. shlukování a další zvyšování koncentrace lanthanoidů je kontraproduktivní [49], [53]. Pro dosažení co nejvyššího zesílení optického zesilovače je možné zvýšit luminiscenční vlastnosti materiálu substrátu přidáním ZnO do skleněné matrice [46]. Pro výzkum optických zesilovačů, vyrobených technologií iontové výměny, bylo využito silikátové sklo GZ4 šarže Mix 2 s proměnným obsahem modifikátoru ZnO. Složení skla je uvedeno v tab. 2.2.

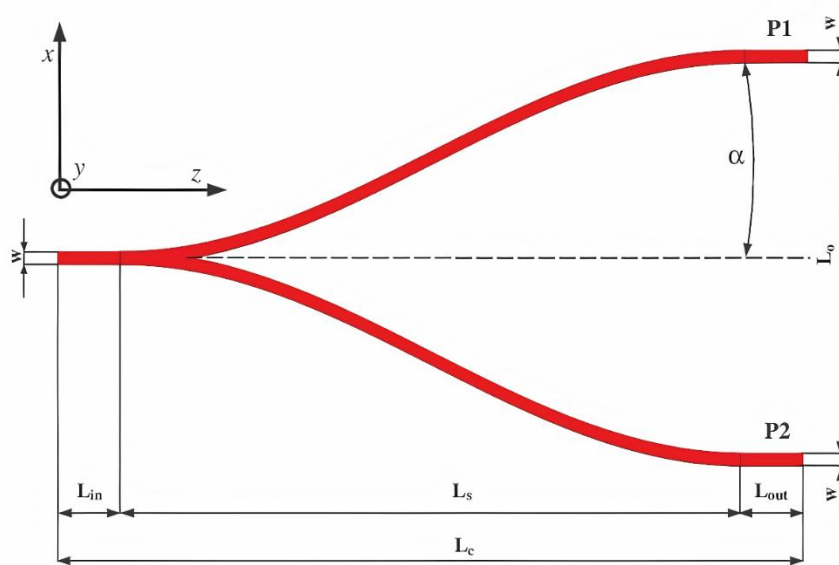
V absorpčním spektru, stejně jako v případě skloviny bez obsahu Zn, existuje pět absorpčních pásů při 378 nm, 521 nm, 655 nm, 908 nm a 980 nm, což odpovídá energetickým hladinám erbia  $^4G_{11/2}$ ,  $^2H_{11/2}$ ,  $^4F_{9/2}$ ,  $^4I_{9/2}$  a  $^4I_{11/2}$  v kombinaci s  $\text{Yb}^{3+}$ , viz obr. 5.8a.

Nejvyšší intenzita absorpce je pozorována při 980 nm. V naměřeném absorpčním spektru není významný vliv koncentrace Zn na intenzitu absorpce. V luminiscenčním spektru jsou patrné dva luminiscenční píky na vlnových délkách 1535nm a 1541 nm, které odpovídají přechodům z hladiny  $^4I_{13/2}$  a  $^4I_{15/2}$ , viz obr. 5.8b.



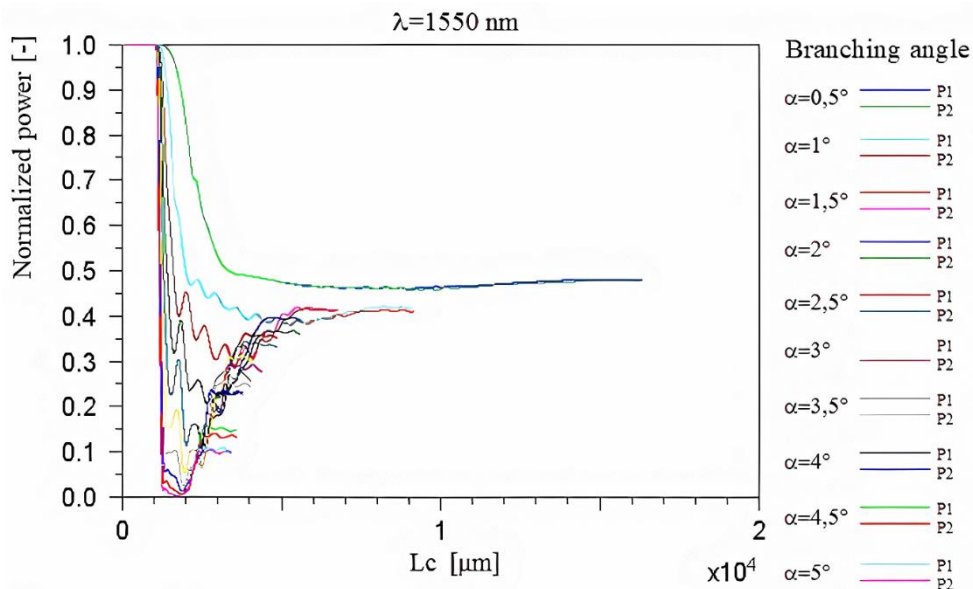
Obr. 5.8 Absorpční a luminiscenční spektra skla GZ4 šarže Mix 2 v závislosti na měnícím se obsahu Zn uváděný v at.% [P1]

Z výsledků měření je patrné, že příměs Zn má pozitivní vliv způsobující zvýšení intenzity luminescence. Zn působí jako separátor iontů  $Er^{3+}$  -  $Yb^{3+}$  ve skleněné matrici, což omezuje výměnu energie mezi ionty a zabraňuje shlukování atomů aktivátoru a vzniku nežádoucích přechodů [46]. Stejně jako v případě dopingu vzácných zemin není možné zvýšit koncentraci Zn ve skleněné matrici bez nežádoucích důsledků, jako je efekt fázové separace způsobující nízkou optickou kvalitou skla, což je nepřijatelné pro aplikaci optických vlnovodů. Doporučený maximální obsah Zn pro silikátová skla je přibližně 6,0 at. % [70].



Obr. 5.9 Topologické schéma optického aktivního rozbočovače 1x2 s Y větvením a výstupy P1, P2

Návrh rozbočovače byl proveden metodou Beam Propagation Method (BPM) pomocí simulačního softwarového balíku BeamPROP od RSoft. Návrh byl proveden pro vlnovou délku 1 550 nm pro jednojádřový vlnovod s gradientem indexu lomu s rozměrem jádra 6  $\mu\text{m}$  a indexy lomu vlnovodné vrstvy  $n_f = 1,4926$  a krycí vrstvy  $n_s = 1,4923$  [71]. Podrobnější informace o optické aktivní rozbočovací jsou uvedeny v práci [P1].



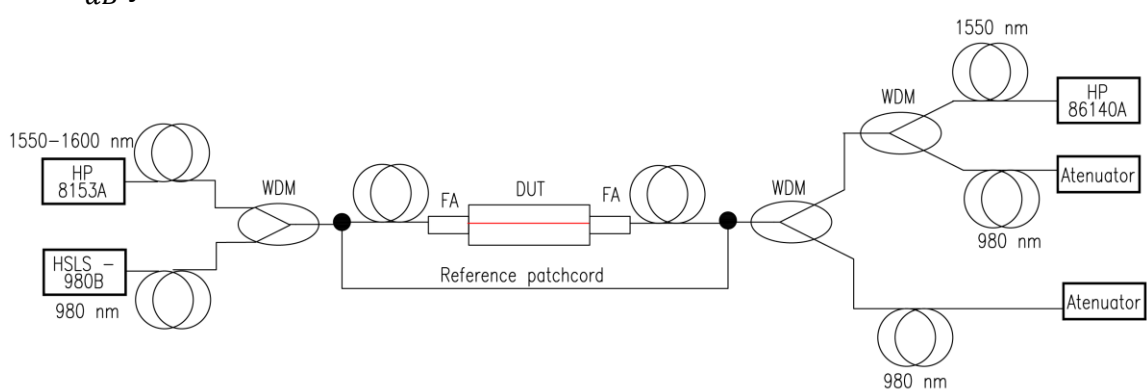
Obr. 5.9 Normalizovaný výkon na výstupech P1, P2 v BPM simulaci 1x2 rozbočnice pro úhly rozvětvení 0,5° - 5° ( $n_f = 1,4926$ ,  $n_s = 1,4923$  a  $\lambda = 1550$  nm)

Simulace ukázaly, že se snižováním délky rozbočovače  $L_c$  vložné ztráty  $IL$  vyplývající ze zakřivení ramen rozbočovače rostou. Přípustné vložné ztráty jsou pro velikost úhlu rozvětvení  $0,5^\circ$  až  $2^\circ$ . Optimální úhel rozbočení jsme zvolili  $\alpha = 0,5^\circ$ , který odpovídá délce rozbočovače  $L_c = 14\ 324\ \mu\text{m}$  při vložném útlumu  $IL = 3,18\ \text{dB}$ . Pro úhel rozbočení  $\alpha = 2^\circ$  a délku  $L_c = 3\ 579\ \mu\text{m}$  je vložný útlum rozbočovače již  $IL = 4,28\ \text{dB}$ .

### 5.5.2 Realizace a měření parametrů aktivního optického rozbočovače Y

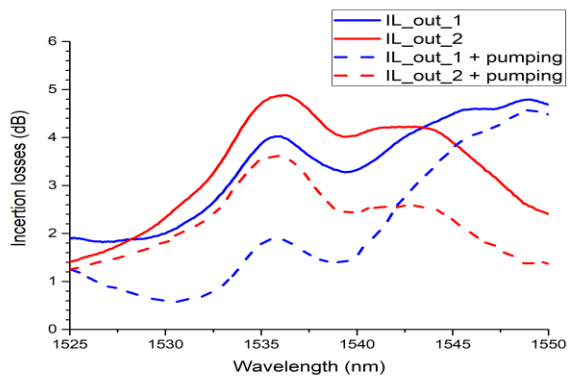
Kanálkové vlnovody pro aktivní optické Y-děliče (splittery) byly připraveny dvoufázovou iontovou výměnou  $\text{Ag}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ . Vlnovody povrchového kanálku o průměru  $9\ \mu\text{m}$  byly zanořeny do hloubky  $6\ \mu\text{m}$  pod povrch skleněného substrátu aplikovaným elektrickým polem. Zapuštěné vlnovody vytvořené iontovou výměnou mají předpoklady pro účinnou vazbu záření na optická vlákna a nižší ztráty záření šířícího se v rozptýleném vlnovodu. Fotolitografická maska s rozměry štěrbiny  $2\ \mu\text{m}$  byla nanášena na skleněném substrátu GZ4 šarže Mix 2 obsahující  $4,8\ \text{at. \% Zn}$ . Celkem bylo vyrobeno a následně testováno deset vzorků (Mix 2-01 až Mix 2-10). Naměřené hodnoty byly zprůměrovány. Průměrné hodnoty z naměřených vzorků byly označeny Mix 2-0X.

Měření optické aktivity proběhlo v laboratořích SQS Vláknová optika a.s. a bylo provedeno na strukturách výkonových rozbočnic Y na deseti vzorcích. Blokové schéma naměřené charakteristiky průběhů spektrálních ztrát a diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  je na obr. 5.10.

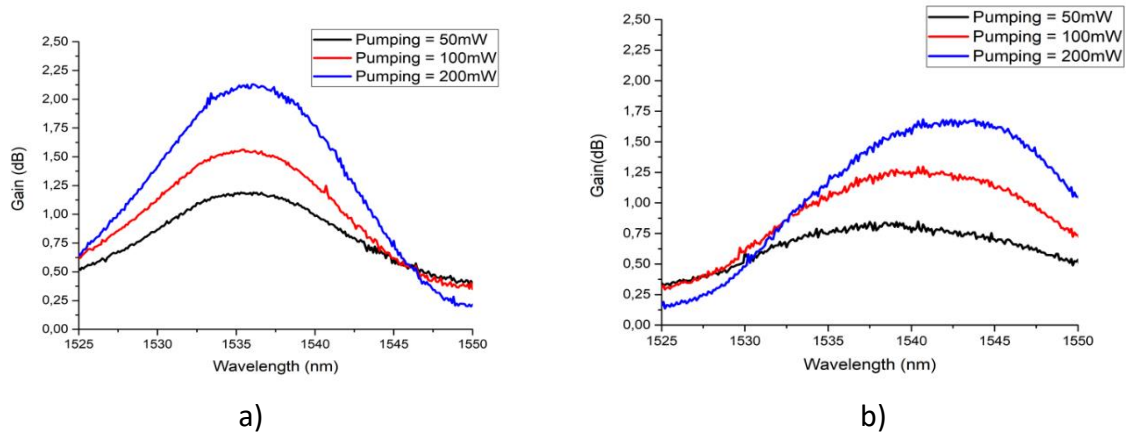


Obr. 5.10 Blokové schéma měření spektrálních charakteristik optických vložných ztrát a diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  optických výkonových rozbočnic Y

Jádrem sestavy pro měření spektrálních vložných ztrát a diferenciálních ziskových charakteristik byl zdroj signálu v rozsahu 1500 nm – 1600 nm spektrálního analyzátoru HP85651A, vysoce stabilizovaný čerpací laserový zdroj záření CKSS-980-B-650-1, schopný čerpacího výkonu až na 600 mW a optický spektrální analyzátor HP86140A umožňující spektrální měření v rozsahu 900 nm – 1700nm. Dále v sestavě jsou WDM rozbočovače 980/1550 pro sloučení a oddělení signálu a čerpacího výkonu, doplněné o absorpční prvky pro zachycení čerpacího záření za měřenou rozbočnicí. Naměřené průměrné spektrální vložné ztráty a charakteristiky diferenciálního zisku vzorků Mix 2-0X pro optický aktivní splitter 1x2 v závislosti na vlnových délkách 1 520 až 1 560 nm při čerpacím výkonu 50, 100 a 200 mW záření 980 nm jsou uvedeny na obr. 5.11 a obr. 5.12. Naměřená spektrální charakteristika vložného útlumu pro stav průchodu signálu bez čerpání a při čerpacím výkonu 200 mW je na obr. 5.11. Při průchodu signálu bez čerpání dosáhl vložný útlum (výkonová úroveň) v oblasti očekávaného maximálního zesílení v průměru 3,8 dB na P1 (OUT1) a 4,1 dB na P2 (OUT2). Po aktivaci čerpacího záření dochází k zesílení složky signálu, a tím ke kompenzaci útlumu. V P1 je průměrný diferenciální zisk  $G_{dB}^* = 2,1$  dB, v P2 pak dosahuje hodnoty  $G_{dB}^* = 1,7$  dB.



Obr. 5.11 Průměrné charakteristiky spektrální vložné ztráty (IL) aktivního rozbočovače Y. Stav bez čerpání plná čára, s čerpacím výkonem 200 mW přerušovaná čára



Obr. 5.12 a) Diferenciální zisk  $G_{dB}^*$  výstupu Pout1 optické aktivní rozbočnice Mix 2-0X při čerpacím výkonu 50 mW, 100 mW a 200 mW. b) Diferenciální zisk  $G_{dB}^*$  výstupu Pout 2 optické aktivní rozbočnice Mix 2-0X při čerpacím výkonu 50 mW, 100 mW a 200 mW.

Typické hodnoty diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  naměřené pro aktivní optické rozbočovače Mix 2-0X jsou uvedeny v Tab. 5.3.

Tab. 5.3. Typické hodnoty diferenciálního zesílení aktivní optické rozbočnice Y M2-0X

Výkon čerpání $P_p$ [mW]	Průměrný diferenciální zisk	
	$G_{dBout1}^*$ [dB]	$G_{dBout2}^*$ [dB]
50	1.2	0.9
100	1.5	1.3
200	2.1	1.7

## 5.6 Měření diferenciálního zisku $G_{dB}^*$ v časové oblasti

### impulzní metodou

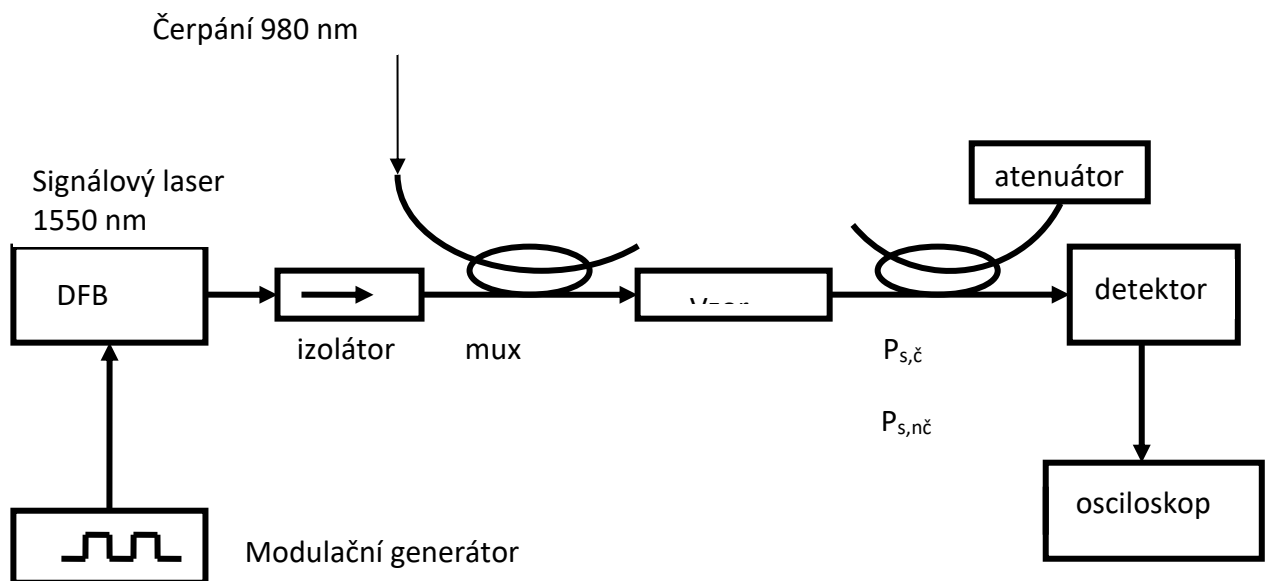
Časová impulzní metoda byla nově využita k určení diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  měřených optických aktivních jednopásmových a dvoupásmových vlnovodů, vzhledem k její větší citlivosti než metoda spektrální. Obě metody měření optického zisku byly publikovány v [P5], [P6]. Tato citlivost je dána menší šířkou optického pásma na přijímací straně, danou využitím optických filtrů a měřením na jediné vlnové délce. Závislost diferenciálního zisku impulzního signálového záření na čerpacím výkonu  $P_p$  byla měřena v sestavě, viz obr. 5.13. Aby bylo možné odlišit signálovou složku od složky spontánní emise ASE, byla



použita časová metoda, využívající impulzní modulace signálového laseru 1550 nm. Diferenciální zisk  $G_{dB}^*$  signálové složky byl určen na výstupu vlnovodu z impulzní výkonové odezvy modulovaného signálu čerpaného  $P_{s,č}$  a nečerpaného  $P_{s,nč}$  opticky aktivního vzorku dle vztahu (5.1).

### 5.6.1 Měření diferenciálního zisku planárních difuzních křemičitých vlnovodů, dotovaných ionty Er<sup>3+</sup> a Yb<sup>3+</sup>, napojených na optické vlákno impulzní metodou.

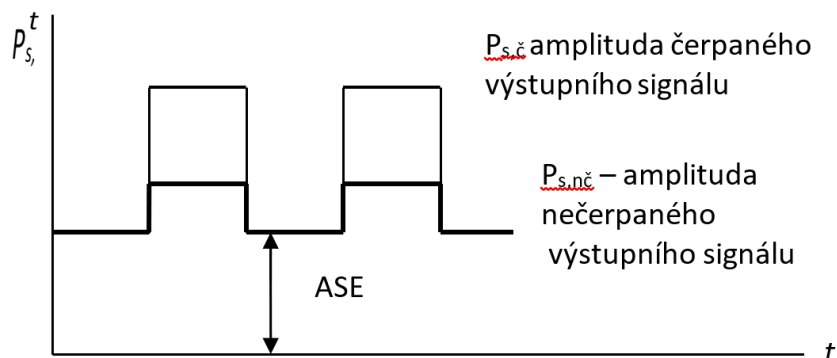
Vzorky aktivních optických vlnovodů dotovaných aktivátory Er a Yb měřené ve spektrální oblasti, viz kapitola 5.2, byly využity pro měření také impulzní metodou. Účelem bylo porovnání výsledků určení diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  oběma metodami. Použité uspořádání pro měření opticky aktivních difuzních vlnovodů pulzní metodou, obr. 5.13. Uspořádání pracoviště lze nahlédnout z obr. 5.4, kde pro měření je využívána především sestava IDIL.



Obr.5.13 Blokové schéma měření diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  časovou metodou

Jako zdroj optického signálu byl využit laser IDIL DFB 1550 nm, modulovaný z impulsního generátoru. Optický signálový výkon je veden přes oddělující optický izolátor na WDM multiplexer 980/1550 nm, na která je propojen čerpací laser IDIL MQW LD 980 nm. Vzorek byl připojen přes optický

konektor na svůj vstup a na výstupu je zapojen další WDM demultiplexer 980/1550 nm, který odvádí čerpací záření do útlumového článku, signálové záření pokračuje na IDIL optoelektronický přijímač, na jehož výstupu je osciloskop Tektronix 7904.



Obr. 5.14 Časový průběh impulzní odezvy modulovaného optického signálu na výstupu aktivního vzorku. (Stejnosečná složka signálu představuje velikost spontánní emise ASE nemodulované, šumové složky výstupního signálu)

Na obr. 5.14 je zobrazen časový průběh optického impulsního signálu, který ukazuje amplitudu čerpaného optického výkonu  $P_{s,č}$  a nečerpaného optického výkonu  $P_{s,nč}$  na výstupu optického vlnovodu, pro určení diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  zesilovaného signálu.

Výsledky měření diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  a měrného diferenciálního zisku  $g_{\lambda}^*$  optických aktivních vlnovodů na křemičitých sklech s Er a Yb aktivátory jsou v tab. 5.4 a závislost tohoto zisku na optickém čerpání 980 nm u vzorku Mix 1-C4-K7, který vykazoval nejvyšší zisk je v tab. 5.5.

Tab. 5.4 Změřené parametry opticky aktivních vzorků vlnovodů s výměnou iontů na křemičitých sklech s aktivátory Er, Yb na vlnové délce 1550 nm při čerpání 980 nm impulsní metodou

vzorek/šarže	Úroveň $P_{s,č}$ [dBm]	Úroveň $P_{s,nč}$ [dBm]	Dif. zisk $G_{dB}^*$ [dB]	Měrný dif. zisk $g_{\lambda}^*$ [dB/cm]	Čerpání $P_p$ [dBm]
C4-K7/ MIX 1	-1,5	-4,7	3,2	1,78	23
C2-K5/ MIX 1	-8,1	-9,5	1,4	0,78	23
C2-K7/ MIX 1	-1,9	-4,4	2,5	1,39	23

### Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou

#### 5. Experimentální měření optického zisku G optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátory

C2-K5/ MIX 2	-16,6	-17,2	0,6	0,33	23
C2-K6/ MIX 2	-16,1	-16,8	0,7	0,39	23

Tab.5.5 Změřené parametry opticky aktivního vzorku Mix 1-C4-K7 optického vlnovodu s výměnou iontů v křemičitém sklu s aktivátory Er, Yb na vlnové délce 1550 nm v závislosti na čerpání 980 nm impulsní metodou.

Úroveň $P_{S,č}$ [dBm]	Úroveň $P_{S,Nč}$ [dBm]	Dif.zisk $G_{dB}^*$ [dB]	Měrný dif. zisk $g_{\lambda}^*$ [dB/cm]	Čerpání $P_p$ [dBm]
-3,5	-4,4	1,1	0,61	17
-3,0	-4,4	1,4	0,78	20
-1,5	-4,7	3,2	1,78	23

Z výsledků je patrné, že vzorky šarže Mix 1 dosahovaly vyššího diferenciálního zisku než u šarže Mix 2. Nejvyššího diferenciálního zisku 1,78 dB/cm dosáhl vzorek Mix 1-C4-K7. Porovnáním diferenciálních zisků při měření spektrální a impulsní metodou je patrná dobrá shoda u tohoto vzorku, která vykazuje odchylku méně než 15%. Z technologického hlediska má tato šarže přibližně o 30 hm% nižší obsah Zn než šarže Mix 2. Je patrné, že procento tohoto modifikátoru je třeba v křemičitých sklech optimalizovat, pro dosažení maximálního optického zisku. Měrné zisky  $g_{\lambda}^*$  jsou u všech šarží vysoké, což svědčí o výborné kvalitě křemičitých skel vyrobených na VŠCHT Praha. Zisk těchto vlnovodů je u nejlepšího vzorku progresivní a nejeví tendenci k žádné saturaci. Vložný útlum vzorků šarží Mix 2 je větší než Mix 1. U těchto vzorků se projevilo nižší zanoření vlnovodů iontové výměny, které způsobuje zvýšené vazební ztráty ovlivňující celkový vložný útlum u některých vzorků až nad 17 dB.

## 5.6.2 Měření diferenciálního zisku křemičito-germaničitých

### hranolových vlnovodů s Er a BAC – Ge aktivátory časovou impulzní metodou

Tato nově navržená unikátní metoda sloužila pro stanovení přesného chemického složení dvoupásmových opticky aktivních křemičitých a křemičito-germaničitých skel šarží Mix 3 – T15 až T63 realizovaných na VŠCHT operativním stanovením jejich diferenciálního zisku. Tato skla jsou viz kapitola 1 využitelná pro vícepásmové optické planární součástky, jako jsou aktivní optické rozbočnice, optické vlnovodové zesilovače a.p. Výsledky tohoto výzkumu budou publikovány v [P7].

Nové vzorky s rozšířenou spektrální charakteristikou byly roztrženy podle svojí optické aktivity, měřené reflexní metodou na zařízení HORIBA a ty, které vykazovaly vícepásmovou optickou aktivitu byly nařezány do formy trámečkových vlnovodů z primárních skelných substrátů opticky aktivních materiálů. Takto vyrobené vzorky lze považovat za aktivní optické velkopřůměrové vlnovody, na kterých byl měřen diferenciální zisk impulzní metodou. Impulzní metoda byla zvolena pro její velkou citlivost.

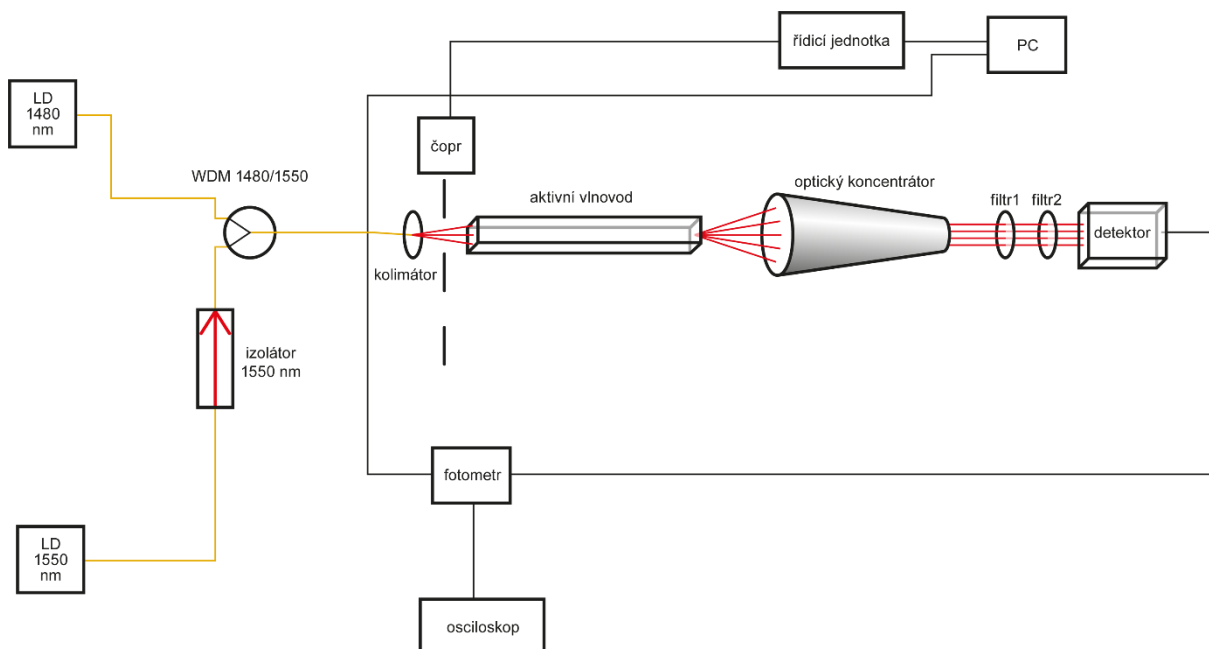
Vzorky těchto aktivních vlnovodů byly z křemičito-germaničitého skla dotovaného aktivátory Er a Bi ve formě destiček o tloušťce 2 mm. Na těchto materiálech byly změřeny absorpční a luminiscenční parametry (viz kapitola 4). Vzorky, které vykazovaly optickou aktivitu v pásmu C a U, měly označení šarží Mix3 – T25, T41, T49 a jsou uvedeny v tab. 5.6.

Z těchto destiček pak byly nařezány vzorky ve tvaru trámečkových vlnovodů o rozměrech 2x2 mm o délce 25 mm. Na takto upravených vzorcích byla při vstupní optické signálové výkonové úrovni  $P_s = +2$  dBm pro  $\lambda_s = 1550$  (pásmo C) a 1660 nm (pásmo U) měřena výstupní výkonová úroveň  $P_{s,C}$  při čerpání a  $P_{s,NČ}$  bez čerpání. Vlnová délka čerpacího záření byla  $\lambda_p = 1480$  nm. Tím bylo umožněno načerpat obě složky aktivátorů vlnovodu, tedy erbiovou a bizmutovou část. Byl odměřen diferenciální zisk  $G_{dB}^*$  u všech vzorků a jednotlivé hodnoty příslušných vzorků byly zprůměrovány. Nejvyšších hodnot dosahovala šarže T41. Pro optické pásmo C byl průměrný zisk této šarže  $g_\lambda^* = 0,44$  dB/cm a pro pásmo U až  $g_\lambda^* = 0,2$  dB/cm. Tím bylo prokázáno, že tyto skla je možno využít pro konstrukci dvoupásmových planární optických součástek a optických

## Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou

### 5. Experimentální měření optického zisku G optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátory

zesilovačů. Protože takto vyrobené vzorky nebyly napojeny na optické konektory, bylo nutné část měřicí sestavy realizovat metodou free – space. Použité uspořádání měřicího systému je zobrazeno na obr. 5.15 pro erbiovou část a 5.18 pro bizmutovou část.

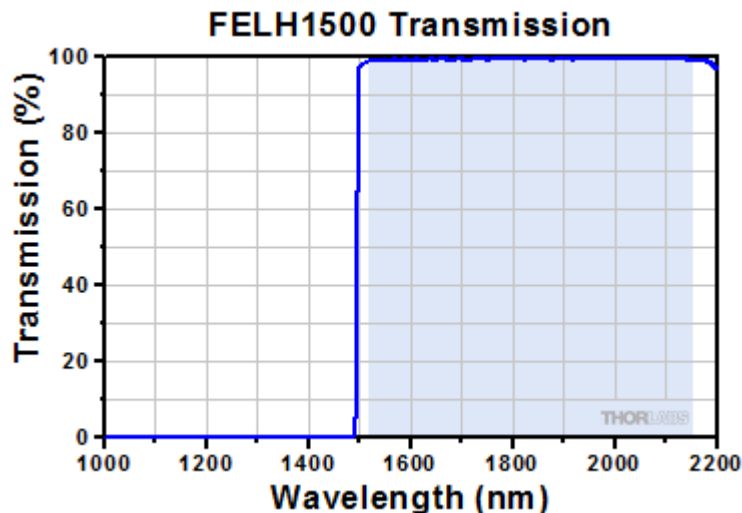


Obr 5.15 Použité uspořádání měřicího systému pro měření aktivních trámečkových vlnovodů pulzní časovou metodou – část erbium

### 5.6.3 Popis měření diferenciálního zisku $G_{dB}^*$ časovou pulzní

#### metodou – část erbium

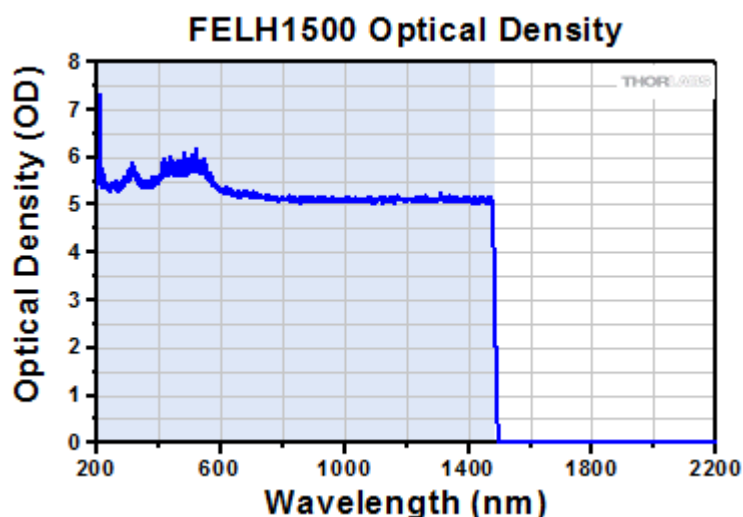
Pro čerpání aktivního vlnovodu viz obr. 5.15 byl použit laser o optickém výkonu 350 mW a vlnové délce 1480 nm. Čerpací záření  $\lambda_p = 1480$  nm se zavádí do vlnového slučovače WDM 1480/1550, kde dochází ke sloučení čerpacího záření  $P_p$  se signálovým zářením  $P_s$ , které bylo připojeno přes optický izolátor a mělo vlnovou délku v případě měření erbiového kanálu  $\lambda_s = 1550$  nm. Optický izolátor zabraňuje průniku čerpacího záření na výstup signálového laseru. Sloučený signál se přes kolimační čočku a kotouč čopru zavádí do aktivního vlnovodu ve tvaru trámečku. Po průchodu aktivním vlnovodem záření vstupuje do optického koncentrátoru prochází dále přes filtr1 a filtr2 typu FELH1500 a po odfiltrování čerpacího záření vstupuje do InGaAs detektoru S155C fotometru ThorLab PM 200. Na obr. 5.16, 5.17 je transmisní charakteristika a optická hustota filtru FELH1500. Tento filtr je zdvojen, aby bylo dosaženo dostatečného potlačení čerpacího výkonu na detektoru soustavy, protože čerpací a signálová vlnová délka jsou blízko sebe, posunutí je pouze 70 nm a fotodetektor měl maximální výkonovou přetížitelnost pouze 20 mW.



Obr. 5.16 transmisní charakteristika použitého filtru FELH1550

V tomto případě optická úroveň signálového výkonu na optickém konektoru za WDM slučovačem byla  $P_s = +2$  dBm, pro opakovací frekvenci 500 Hz s plněním 1:1, čerpací výkonová úroveň byla  $P_p = +25$  dBm. Nejprve byla optickým fotometrem Thorlab změřena optická výkonová úroveň  $P_{s,nč} / 2$  za vlnovodem bez čerpání optického vlnovodu, po té byl zapnut čerpací zdroj

záření a měření se opakovalo. Z naměřeného rozdílu úrovní  $P_{sč}$  a  $P_{s,nč}$  byl stanoven diferenciální zisk  $G_{dB}^*$  s ohledem na plnění impulsů. Výsledky měření jsou v tab. 5.7 pro erbiovou část. Měřený signál z analogového výstupu fotometru byl pak zobrazen na osciloskopu Tektronix 7904.



Obr. 5.17 Optická hustota použitého filtru FELH1550

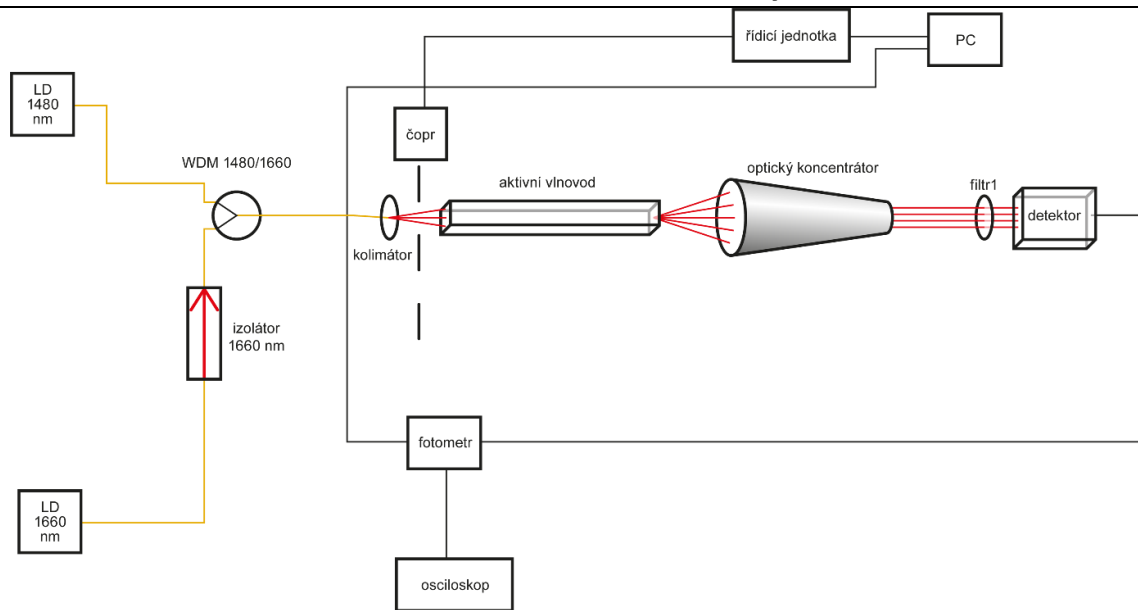
#### 5.6.4 Popis měření přenosového zisku $G_{dB}^*$ časovou pulzní metodou – část bizmut

Použité uspořádání měřící sestavy je na obr. 5.18. Od schématu pro měření diferenciálního zisku erbia se schéma liší tím, že vlnový slučovač je typu WDM 1480/1660 a na přijímací straně je zapojen pouze jeden optický filtr FELH1550. Je to dáno tím, že vlnová délka signálového záření  $\lambda_s = 1660$  nm je od optické čerpací vlnové délky  $\lambda_p = 1480$  nm vzdálena o 180 nm a pro potlačení čerpání na fotodetektoru postačoval jediný optický filtr.

Naměřené průměrné hodnoty vzorků šarží Mix 3 - T25, T41 a T49 opticky aktivních dvoupásmových trámečkových vlnovodů z křemičito-germaničitých skel jsou uvedeny v tab. 5.8 pro bizmutovou část.

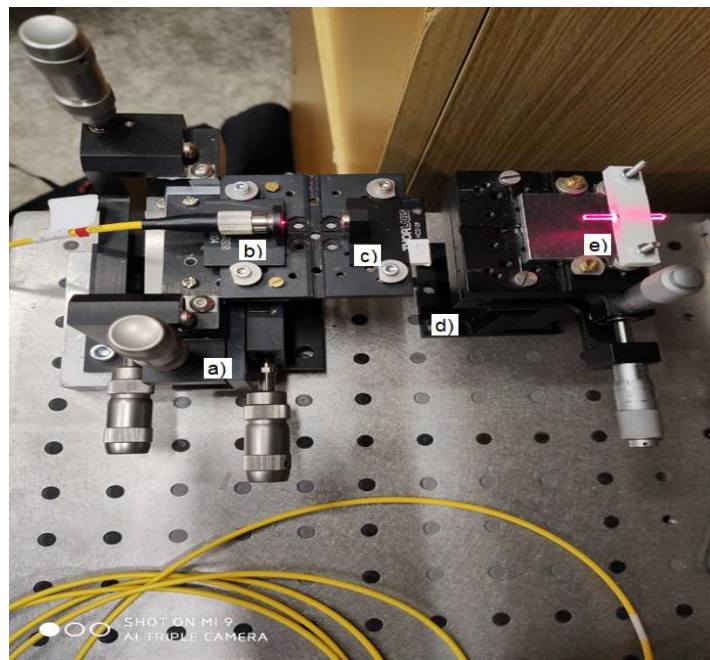
## Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou

### 5. Experimentální měření optického zisku G optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátory



Obr 5.18 Použité uspořádání měřícího systému pro měření aktivních trámečkových vlnovodů pulzní časovou metodou – část bismut

Pohled na vysílací část měřícího pracoviště ve stavu kalibrace optické osy viditelným zářením 660 nm je zachycena na obr. 5.19. Je zde vysílací část optické lavice s pětiosým manipulátorem ve stavu, kdy se nastavovala sousost jednotlivých optických komponent.



Obr. 5.19 Nastavování sousosti měřící sestavy zářením 660 nm při měření diferenciálního zisku trámečkového vlnovodu pulzní časovou metodou



Symbolem a) je označen vstupní polohovací stolek, který je nastavitelný v pěti osách a na kterém je instalována kolimační čočka c), s optickým konektorem b) pro připojení optického kabelu SM 9/125. Optická soustava je seřízena tak, aby spot paprsku přesně dopadal na čtvercovou fasetu 2x2 mm opticky aktivního trámečkového vlnovodu e), který je umístěn ve speciálním držáku a je patrné jeho červené rozzáření. Před měřením byl aktivní vzorek ještě vybaven stínící podložkou, kapitola 2 obr. 2.3, která má zabránit přezařování vlnovodu, které by způsobovalo nežádoucí zkreslení naměřených hodnot. V oblasti d) byl později nainstalován čopr resp. jeho rotační stínítko pro pulzní modulaci vstupního paprsku.

Tab. 5.6 Přehled vzorků optických trámečkových vlnovodů z křemičito-germaničitých skel dopovaných erbiem a bizmutem, šarží Mix 3-T25, T41 a T49

Šarže	Označení vzorku
MIX 3 - T25	T25 - 1, T25 - 2, T25 - 3, T25 - 4,
MIX 3 - T41	T41 - 1, T41 - 2, T41 - 3, T41 - 4
MIX 3 - T49	T49 - 1, T49 - 2, T49 - 3, T49 - 4

Tab. 5.7 Měřené průměrné parametry diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  optických trámečkových vlnovodů z křemičito-germaničitých skel dotovaných erbiem a bizmutem na vlnové délce 1550 nm při čerpání 1480 nm - část erbium

vzorek/šarže	úroveň $P_{S,C}$ [dBm]	úroveň $P_{S,NČ}$ [dBm]	Dif. zisk $G_{dB}^*$ [dB]	Měrný dif. zisk $g_{\lambda}^*$ [dB/cm]	Čerpání $P_p$ [dBm]
T25-X/ MIX 3	-3,57	-4,67	1,1	0,44	25
T41-X/ MIX 3	-1,33	-1,73	0,4	0,16	25
T49-X/ MIX 3	-7,20	- 7,50	0,3	0,12	25

**Optický aktivní planární vlnovod s rozšířenou spektrální charakteristikou**

**5. Experimentální měření optického zisku  $G$  optických vlnovodů z aktivních křemičitých skel s Er, Yb a Bi aktivátory**

Tab. 5.8 Měřené průměrné parametry diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  optických trámečkových vlnovodů z křemičito-germaničitých skel dotovaných erbiem a bizmutem na vlnové délce 1660 nm při čerpání 1480 nm – část bizmut

vzorek/šarže	úroveň $P_{s,č}$ [dBm]	úroveň $P_{s,Nč}$ [dBm]	Dif. zisk $G_{dB}^*$ [dB]	Měrný dif. zisk $g_{\lambda}^*$ [dB/cm]	Čerpání $P_p$ [dBm]
T25-X/ MIX 3	-5.1	-5,2	0,1	0,04	25
T41-X/ MIX 3	-1,7	-2.2	0,5	0,2	25
T49-X/ MIX 3	-7,6	- 7,9	0,3	0,12	25

Výpočet zisku opticky aktivního vlnovodu vycházel z vypočítaných průřezových emisních  $\sigma_e$  a absorpčních  $\sigma_a$  koeficientů tab. 5.10, 5.11 a dalších konstant uvedených v tab. 5.9. Vypočítané diferenciální zisky  $G_{dB}^*$  opticky aktivních vlnovodů jsou v dobré shodě s naměřenými hodnotami, tab. 5.9 a 5.10 [P2] [P3].

Tab. 5.9 Konstanty pro výpočet diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  a měrného diferenciálního zisku  $g_{\lambda}^*$ .

vzorek/šarže	$N_{tot}^{Er}$ [at/cm <sup>3</sup> ]	$N_{tot}^{Bi}$ [at/cm <sup>3</sup> ]	$N_1/N_{tot}^{Er}$ [-]	$N_1/N_{tot}^{Bi}$ [-]	$\Gamma$ [-]
T41-X/ MIX 3	2,539 10 <sup>18</sup>	3,82 10 <sup>18</sup>	0,75	0,56	0,95

Tab. 5.10 Vypočítané parametry optických vlnovodů dotovaných erbiem a bizmutem na vlnové délce 1550 nm

vzorek/šarže	$\sigma_e$ ( $\lambda$ ) [cm <sup>2</sup> ]	$\sigma_a$ ( $\lambda$ ) [cm <sup>2</sup> ]	Dif. zisk $G_{dB}^*$ [dB]	Měrný dif. zisk $g_{\lambda}^*$ [dB/cm]	Čerpání $P_p$ [dBm]
T25-X/ MIX 3	4,44 10 <sup>-20</sup>	5,07 10 <sup>-20</sup>	1,25	0,5	25
T41-X/ MIX 3	3,85 10 <sup>-20</sup>	3,98 10 <sup>-20</sup>	0,5	0,2	25
T49-X/ MIX 3	3,24 10 <sup>20</sup>	3.57 10 <sup>-20</sup>	0,4	0,16	25

Tab. 5.11 Vypočítané parametry optických vlnovodů dotovaných erbiem a bizmutem na vlnové délce 1660 nm

vzorek/šarže	$\sigma_e (\lambda)$ [cm <sup>2</sup> ]	$\sigma_a (\lambda)$ [cm <sup>2</sup> ]	Dif. Zisk $G_{dB}^*$ [dB]	Měrný dif. zisk $g_\lambda^*$ [dB/cm]	Čerpání $P_p$ [dBm]
T25-X/ MIX 3	4,44 10 <sup>-20</sup>	5,07 10 <sup>-20</sup>	0,1	0,04	25
T41-X/ MIX 3	2,84 10 <sup>-19</sup>	3,35 10 <sup>-19</sup>	0,5	0,2	25
T49-X/ MIX 3	2,78 10 <sup>-19</sup>	3,28 10 <sup>-19</sup>	0,4	0,16	25

## 5.7 Zhodnocení a výsledky

V této klíčové kapitole celé práce je prezentována původní free – space časová impulzní metoda pro stanovení přesného chemického složení dvoupásmových opticky aktivních křemičitých a křemičito-germaničitých skel, realizovaných na VŠCHT pro rychlé ověření optické aktivity a stanovení měrného diferenciálního zisku  $g_\lambda^*$ , nebo měrného přenosového zisku  $g_\lambda$  v různých optických pásmech NIR a optimalizaci jejich technologie. V našem případě byly odměřeny různé varianty opticky aktivních skel GZ 4 - Mix 3, dotovaných Er a Bi, které byly upraveny do formy optických trámečkových vlnovodů. Jako sklo s nejvyšším ziskem bylo odměřeno sklo šarže Mix 3 – T41.

Měřením byl prokázán měrný diferenciální zisk pro pásmo C až  $g_\lambda^* = 0,44$  dB/cm a pro pásmo U až  $g_\lambda^* = 0,2$  dB/cm, viz tab. 5.7, 5.8. Klíčové výsledky našeho výzkumu na dvoupásmových sklech budou publikovány v [P7]. Tyto výsledky a metoda byly ověřeny výpočtem diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  z matematického modelu [P2], [P3], využívajícího rychlostních rovnic, viz tab. 5.9, 5.10 a také měřením optického diferenciálního zisku  $G_{dB}^*$  konektorovaných opticky aktivních difuzních vlnovodů a optického rozbočovače na příbuzném sklu GZ4 Mix 1 a Mix 2 touto časovou a spektrální metodou, viz tab. 5.2 až 5.5 [P1], [P5], [P6].

## 6. Závěr, výsledky a diskuse

Disertační práce se zabývá výzkumem vlastností nových skelných křemičitých a křemičito-germaničitých materiálů a optických aktivních planárních struktur, s erbiovémi, ytterbiovémi a bizmutovými aktivátory dopované modifikátorem zinku pro aktivní jedno a dvoupásmové optické planární prvky.

V předložené práci je prezentován výzkum, který vedl ke stanovení nového složení opticky aktivních křemičitých skel optimalizovaného složení pro planární jednopásmové struktury a křemičito-germaničitých skel pro dvoupásmové opticky aktivní vlnovody vhodné pro realizaci jednopásmových a dvoupásmových vlnovodných optických zesilovačů a výkonových děličů pracujících v C a U optickém pásmu ve spolupráci s VŠCHT Praha, pracovištěm anorganické chemie. Charakterizace těchto nových struktur byla provedena měřením spektrální luminiscence a optického zisku [P1], [P4], [P5], [P6], [P7]. Výsledky byly podpořeny vytvořením původního fyzikálního modelu s využitím rychlostních rovnic [P2], [P3].

### 6.1 Výzkum optimálního složení jednopásmového křemičitého opticky aktivního skla s ionty $\text{Er}^{3+}$ , $\text{Yb}^{3+}$ pro optické difuzní vlnovody a metod pro měření diferenciálního zisku těchto vlnovodů

V první části našeho výzkumu byla provedena optimalizace technologie vzorků aktivních optických difuzních vlnovodů, vyrobených z křemičitého skla dopovaného ionty  $\text{Er}^{3+}$  a  $\text{Yb}^{3+}$  s modifikátorem Zn. Byla navržen spektrální a impulsní metoda pro stanovení diferenciálního zisku opticky aktivních difuzních vlnovodů s výměnou iontů  $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Ag}^+$  a dalších opticky aktivních planárních součástek, zhotovených z tohoto skla iontovou výměnou. Výsledkem jsou skla šarží Mix 1 a Mix 2, jejichž složení je uvedeno v tabulce 2.2. Vlastnosti těchto skel byly ověřeny měřením optického diferenciálního zisku spektrální a impulsní metodou na vlnové délce 1550 nm, kde byl zjištěn měrný zisk 1,25 dB/cm při čerpání 100 mW a až 1,78 dB/cm pro čerpání 200 mW na vlnové délce 980 nm. Sklo nejevilo žádnou tendenci k saturaci zisku. Výsledky byly publikovány v lit. [P6], [P5].

## **6.2 Realizace a měření diferenciálního zisku nové planární aktivní optické výkonové rozbočnice Y**

Následně byla z výše uvedeného skla byla realizována nová aktivní planární optická výkonová rozbočnice Y typu 1:2 s difuzními vlnovody realizovanými výměnou iontů  $\text{Ag}^+$ - $\text{Na}^+$ , jejíž diferenciální optický zisk byl na výstupech 1,7 dB a 2,1 dB na vlnové délce 1550 nm, při čerpání 200 mW vlnovou délkou 980 nm. Výsledky výzkumu byly publikovány v impaktovaném časopise [P1].

## **6.3 Výzkum nového složení křemičito – germaničitého skla s ionty $\text{Er}^{3+}$ a BAC – Ge centry pro dvoupásmové planární optické součástky a zesilovače**

Klíčovou kapitolou první částí našeho výzkumu je optimalizace chemického složení viz kapitola 2, tab. 2.4 nového křemičito-germaničitého skla s dotací Er a Bi šarže Mix 3 - T15 až T63 pro dvoupásmové optické aktivní planární struktury nově navrženou reflexní spektrální metodou na zařízení Horiba a navržení speciální metody hodnocení těchto skel měřením jejich diferenciálního zisku impulsní metodou. Složení těchto skel je uvedeno v tabulce 2.4.

Ze spektrálních reflexních měření těchto skel vplynuly tyto závěry:

a) Vzorky křemičitých skel Mix 3 s malým obsahem Ge šarže T13 až T27 s ionty  $\text{Er}^{3+}$  vykazovala pouze jednopásmovou spektrální aktivitu v pásmu C, vlnové délky 1540 až 1560 nm s šířkou FWHM = 20 nm. Dotace Bi u těchto skel optickou aktivitu v pásmu U nevyvolala.

b) Spektrální luminiscenční aktivita křemičito-germaničitých skel T41 a T49 s vysokým obsahem germania vykazovala dvoupásmovou spektrální aktivitu v pásmu C vlnové délky 1540 až 1560 nm a v pásmu U vlnové délky 1630 až 1680 nm při optickém čerpání 1480 nm. Skla obsahovala vyvážený obsah jednotlivých aktivátorů iontů  $\text{Er}^{3+}$  a center BAC-Ge.

c) Pro čerpání vyšší optickou intenzitou kolimovaným zářením řádu 1000 mW/cm<sup>2</sup> je nárůst maximální amplitudy u center BAC-Ge oproti iontům

$\text{Er}^{3+}$  řádově nižší. Tento jev lze vysvětlit nižší velikostí saturace zisku u center BAC-Ge oproti  $\text{Er}^{3+}$ .

d) Neúspěšná měření luminiscenční odezvy u vzorků T63 a T69 v obou pásmech C a U dokazuje, že vznik luminiscence BAC-Ge je podmíněn přítomností iontů  $\text{Er}^{3+}$ , z čehož vyplývá, že aktivní centra BAC-Ge jsou pravděpodobně těmito ionty dočerpávána a bez aktivátoru  $\text{Er}^{3+}$  k luminiscenci nedochází.

#### **6.4 Vytvoření kvantového modelu optického aktivního vlnovodu s aktivátory Er a BAC-Ge**

Ve druhé části byly na základě odměřených spektrálních charakteristik skel Mix 3 T41 stanoveny emisní průřezové koeficienty  $\sigma_e$  pro nově vytvořený kvantový model využívající rychlostních rovnic a rovnice šíření pro optické aktivátory Er, a BAC – Ge skel zkoumaného složení. Absorpční průřezové koeficienty  $\sigma_a$  byly pak vypočítány na základě znalosti luminiscenčních průřezových koeficientů dle Mc Cumberovy teorie. Výsledkem řešení bylo určení vztahu pro diferenciální zisk zkoumaných skel. Vypočítané a měřené diferenciální zisky skel byly porovnány a jsou v dobré shodě viz kapitola 5, tab. 5.7 až 5.10.

#### **6.5 Měření diferenciálního zisku trámečkových vlnovodů křemičito-germaničitých skel s aktivátory Er a BAC-Ge**

Klíčovou kapitolou druhé části práce je změřené diferenciální zisku trámečkových dvoupásmových vlnovodů z vybraných opticky aktivních křemičito-germaničitých skel šarží Mix 3 – T25, T41, T49 s aktivátory ionty  $\text{Er}^{3+}$  a centry BAC – Ge nově využitou impulsní metodou. Byl určen diferenciální optický zisk měřených skel a tento zisk porovnán s výsledky simulací s využitím matematického modelu sestaveného s využitím rychlostních rovnic a rovnice šíření.

Výsledky výzkumu je možné rekapitulovat v těchto následujících bodech:

a) Šarže Mix 3-T25 s velkou koncentrací Er a Bi, ale s obsahem GeO<sub>2</sub> sníženým na 18 hm % (SiO<sub>2</sub> bylo 63 hm%) vykazovala výrazný měrný diferenciální zisk v pásmu C -0,44 dB/cm, ale velmi malý zisk v pásmu U-0,04 dB/cm (Přehled spektrální polohy pásem C a U viz kapitola 1, obr. 1.11). Z toho vyplývá, že koncentrace komplexů BAC-Ge byla malá a tato skutečnost se projevila i ve spektrálních luminiscenčních měřeních, kde se optická aktivita neprojevila, viz kapitola 4, obr. 4.13.

b) Šarže Mix 3-T41, 49 s o dva řády nižší koncentrací Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ale s obsahem GeO<sub>2</sub> navýšeným na 56 hm % (SiO<sub>2</sub> bylo 32 hm%) vykazovala zisk v pásmu C -0,16 dB/cm, a také v pásmu U-0,2 dB/cm. Z toho vyplývá, že koncentrace komplexů BAC-Ge se již vytvořila a tato skutečnost se projevila i ve spektrálních luminiscenčních měřeních, viz kapitola 4, obr. 4.14 a další.

c) Měření ukázala velmi dobrou citlivost navržené impulsní metody měření zisku, protože při reflexních spektrálních měřeních nebyla luminiscence BAC-Ge patrná, ale impulsní metoda ji vyhodnotila, i když nízkou úrovní.

d) Z impulzních měření diferenciálního zisku vzorků Mix3 – T25, T41, T49 vyplývá závěr, že pro vytvoření bizmutových aktivních center musí být sklo germaničito-křemičité, jinak optická aktivita center BAC-Ge bude malá. Optická aktivita aktivátorů BAC-Ge nezáleží tolik na vlastní koncentraci Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> a Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub> jako na povaze vlastní matrice skla.

Výzkum, týkající se reflexního měření optických dvoupásmových skel a měření jejich diferenciálního zisku včetně matematického modelu bude publikován v připravované publikaci [P7].

## **6.6 Hlavní původní vědecké přínosy disertační práce:**

Optimalizovaný návrh složení opticky aktivních germaničito-křemičitých skel dopovaných Er a Bi pro dvoupásmové optické planární struktury dosud nepublikovaného složení a charakterizace unikátních luminiscenčních vlastností reflexní a impulsní měřicí metodou. Matematicko-experimentální stanovení velikostí průřezových koeficientů pro aktivátory – ionty Er<sup>3+</sup> a centra BAC – Ge, využití pro výpočet diferenciálního zisku jednotlivých dvoupásmových skel. Vytvoření matematického modelu, který umožňuje stanovit diferenciální zisk

výše uvedených skel. Vědecky významné jsou také skutečnosti uvedené v kapitole 6, odstavce 6.3d a 6.5d.

### **6.7 Závěry pro další rozvoj vědy a realizaci v praxi:**

Výsledky této práce mají vysoký potenciál pro další výzkum a další rozvoj vědy v oblasti optických planárních aktivních vlnovodů pro širokopásmové struktury nové generace jako jsou aktivní dvoupásmové optické rozbočnice a optické vlnovodové zesilovače současně pracující v telekomunikačním pásmu C a U. V tomto směru bude veden výzkum v oblasti návrhu a realizace nových planárních součástí na naší katedře, která byla v nedávné době vybavena novými technologickými aparaturami jako je ALD nebo DRIE a dalšími. Náš výzkum bude také pokračovat ve spolupráci s kolektivem doc. Pavly Nekvindové PhD z VŠCHT ústavem anorganické chemie, především optimalizací složení germaničito-křemičitých skel, a to z hlediska koncentrací germania v matici, tak aktivátorů Er a center BAC – Ge tak, aby bylo dosaženo maximálního diferenciálního zisku. Dále v prokázání nové skutečnosti, že ionty  $\text{Er}^{3+}$  vnitřně dočerpávají centra BAC – Ge a tedy, že pro vznik luminiscence na centrech BAC – Ge v pásmu U je třeba přítomnost Er ve skle, čerpaného na vlnové délce 1480 nm.



## Dodatek A: Emisní a absorpční účinné průřezy opticky aktivních materiálů

Emisní účinné průřezy byly stanoveny na základě Fuchtbauerova-Landenburgova vztahu, mezi naměřenými luminiscenčními charakteristikami a emisními účinnými průřezy  $\sigma_e$ . Fuchtbauerova –Landenburgova rovnice vychází ze vztahu mezi Einsteinovými koeficienty A a B které vyjadřují pravděpodobnosti elementárních procesů rezonanční interakce mezi elektromagnetickým zářením a kvantovou soustavou. Tyto procesy se označují jako spontánní emise  $A_{nm}$ , absorpce  $B_{mn}$ , stimulovaná emise  $B_{nm}$ . Platí pro ně vztahy:

$$\left(\frac{dN_n}{dt}\right)_{\text{spontánní}} = - A_{nm}N_n \quad (\text{A1})$$

$$\left(\frac{dN_n}{dt}\right)_{\text{absorpce}} = - B_{mn}N_m \varrho(\nu_{mn}) \quad (\text{A2})$$

$$\left(\frac{dN_n}{dt}\right)_{\text{stymul.emise}} = - B_{nm}N_n \varrho(\nu_{nm}) \quad (\text{A3})$$

Kde  $N_n$  je populační hustota na hladině n (počet atomů na  $\text{cm}^3$ )

$\varrho(\nu_{nm})$  je spektrální výkonová hustota energie záření při přechodu mezi hladinami n,m

V termodynamické rovnováze, kdy se počet atomů v jednotlivých hladinách z časem nemění platí pro Einsteinovy koeficienty rovnice

$$0 = A_{nm}N_n + B_{nm}N_n \varrho(\nu_{nm}) - B_{mn}N_m \varrho(\nu_{mn}) \quad (\text{A4})$$

Pro spektrální výkonovou hustotu v termodynamické rovnováze platí Planckův vyzařovací zákon

$$\varrho(\nu, T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (\text{A5})$$

Z uvedených rovnic plynou vzájemné vztahy pro Einsteinovy koeficienty:

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \quad (\text{A6})$$

Doba života kvantové soustavy na hladině je nepřímo úměrná Einsteinovu koeficientu spontánní emise z této hladiny obecně tedy  $\tau_n = 1/A_{nm}$

Vztahy mezi Einsteinovými koeficienty v souboru dvou hladinových kvantových soustav při termodynamické rovnováze opticky aktivních materiálů pak vyplývají z výše uvedených rovnic:

$$B_{21} = B_{12}, \quad A_{21} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} B_{21}, \quad A_{21} \sim \nu^3 \quad (A7)$$

Pro emisní účinný průřez stimulované emise lze psát  $\sigma_e(\nu) = B_{21}h\nu/c$

$$\text{Tedy } B_{21} = \frac{\sigma_e(\nu)c}{h\nu} \quad (A8)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \frac{\sigma_e(\nu)c}{h\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \frac{\sigma_e(\nu)}{1} \quad (A9)$$

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \sigma_e(\nu) \text{ což je inverzní zápis doby života fotonu } \tau_{rad} \text{ záření (A10)}$$

Princip určení emisního účinného průřezu  $\sigma_e(\nu)$  je založen na analýze luminiscenčního spektra související se zářivým přechodem atomu aktivátoru. Intenzita luminiscence je závislá na vlnové délce vyzařování  $\lambda$  a v podstatě je v určitém vlnovém pásmu úměrná velikosti emisního účinného průřezu  $\sigma_e$  a násobku třetí mocniny optické frekvence  $\nu^3$ .

V případě, kdy provádíme analýzu luminiscenčního spektra s dostatečně úzkou šířkou pásma luminiscenčního spektra, kdy lze předpokládat výše uvedený faktor za konstantní, pak lze intenzitu luminiscence považovat jednoduše úměrnou průřezům emise. Dále se předpokládá, že spektrální tvar změřeného luminiscenčního záření není modifikován např. jinou vlnově selektivní absorpcí a amplifikačními procesy v aktivním materiálu. Zatímco spektrální tvar luminiscenčního spektra je relativně dobře měřitelný, je mnohem náročnější měřit absolutní hodnoty, protože k tomu je nutné znát některé další parametry jako je koncentrace dopantu aktivátoru, stupeň elektronové excitace, účinnost sběru a účinnost detekce apod. Proto se absolutní měřítko získaného průřezového spektra často určuje jiným způsobem. Füchtbauer-Ladenburgova metoda využívá předpoklad, že kvantová účinnost z laserového (zářivého)

elektronového přechodu je blízká jedné. To ale znamená, že celková efektivní doba života elektronů  $\tau$  v excitovaném stavu je blízká době života generovaných fotonů  $\tau_{rad}$ , která je sama o sobě určena emisními průřezovými koeficienty  $\sigma_e$  pro přechody na nižší energetické hladiny. Tato skutečnost je kvantitativně popsána rovnicí pro inverzní zápis doby života fotonu  $\tau_{rad}$  záření (A9):

Rovnici po inverzní zápis života fotonu lze rozšířit a přepsat pomocí vlnové délky záření:

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_e(\nu) d\nu = 8\pi n^2 c \int d\lambda \frac{\sigma_e(\lambda)}{\lambda^4} \quad (\text{A.11})$$

kde  $n$  je index lomu aktivního materiálu

$c$  je rychlost světla ve vakuu

$\sigma_e(\nu)$  je frekvenčně závislý emisní účinný průřez

Výše uvedená rovnice je vlastně derivací vztahu mezi Einsteinovými koeficienty A a B (A9).

Pro úzkou emisní šířku pásma, kde nedochází k příliš velkým změnám vlnové délky lze vlnovou délku  $\lambda$  považovat za konstantu a lze ji vytknout před integrál:

$$\frac{1}{\tau_{rad}} \approx \frac{8\pi c n^2}{\lambda^4} \int \sigma_{em}(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.12})$$

tak že přibližně platí:

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{8\pi c n^2}{\lambda^4} \int \sigma_e(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.13})$$

kde ve vztahu A.13 se uvažuje střední vlnová délka uvažovaného pásma. S přihlédnutím k tomu, že intenzita luminiscence  $I(\lambda)$  v užším spektrálním pásmu je úměrná emisnímu účinnému průřezu, pak pro emisní účinný průřez lze psát

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^4}{8\pi c n^2 \tau_{rad}} \frac{I(\lambda)}{\int I(\lambda) d(\lambda)} \quad (\text{A.14})$$

To je Fuchtbauer-Ladenburgova rovnice. [73]

Za předpokladu, že skutečné naměřené emisní spektrum aproximujeme pomocí Gaussovy funkce můžeme pro emisní účinný průřez  $\sigma_e(\lambda)$  pak přibližně psát rovnici (A.15)

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^2}{4\pi c n^2 \tau_{rad} \Delta\nu} \sqrt{\ln 2 / \pi} \quad (\text{A.15})$$

kde  $\lambda_{smax}$  je centrální vlnová délka BAC emisního spektra [ nm ]

$\Delta\nu$  je FWHM emisní šířka pásma BAC [  $\text{cm}^{-1}$  ]

$\tau_{rad}$  je doba života fotonů pro BAC luminiscenci [ ms ]

$n$  je index lomu aktivního materiálu

$c$  je rychlost světla ve vakuu [ m/s ]

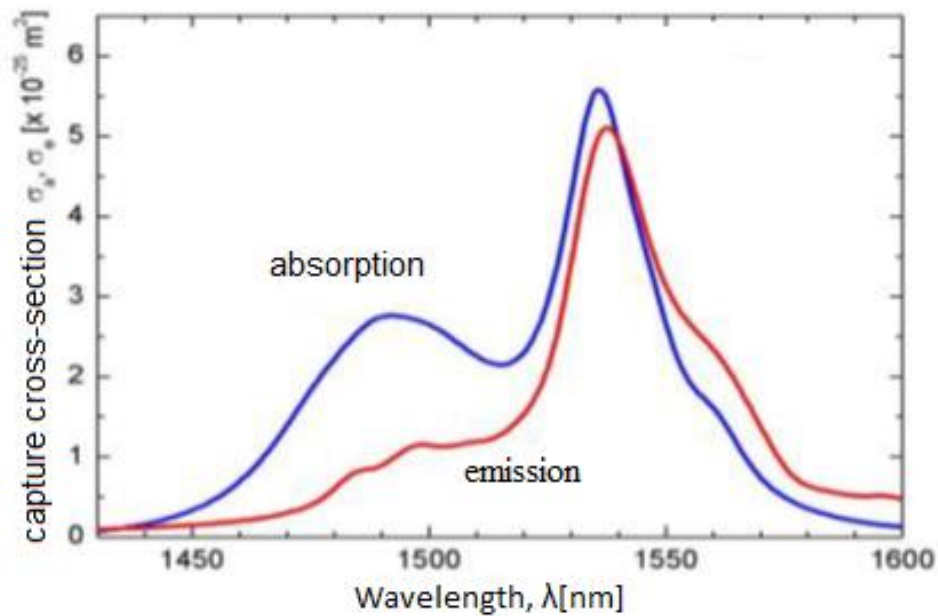
$\sigma_e(\lambda)$  je emisní účinný průřez [  $\text{cm}^2$  ]

### Absorpční účinné průřezy optických aktivních materiálů

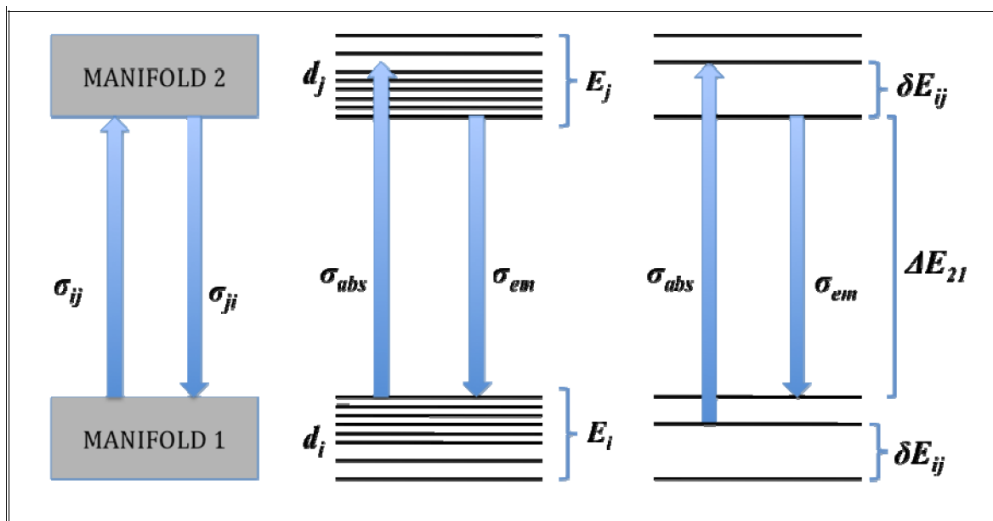
Energetické přechody v erbium - ytterbiovém komplexu nebo erbium bizmutovém komplexu s příslušnými modifikátory jsou popsány pomocí absorpčních a emisních účinných průřezů. Pro izolované atomy s nedegenerovanými hladinami platí  $\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) = \sigma(\nu)$  (A.16)

Pro izolované atomy s nedegenerovanými hladinami tedy platí, že absorpční a emisní účinný průřez je stejný. V reálném systému jsou ale energetické hladiny vždy degenerované, a proto se absorpční a emisní spektrální průběhy liší viz. obr. A.1

$$\sigma_e(\nu) \neq \sigma_a(\nu) \quad (\text{A.17})$$



Obr. A.1 absorpční a emisní spektrum optického vlnovodu  $\text{Er}^{3+}$



Obr. A.2 Energetické degenerované hladiny reálného kvantového systému [73]

Einstein předpověděl, že kvantový dvouhladinový systém může mít rozdílný stupeň degenerace energetických hladin. Pak platí  $d_1\sigma_a = d_2\sigma_e$  (A.18)

Kde  $d_1, d_2$  značí stupeň degenerace energetických hladin spodní a horní úrovně.

Vztah mezi absorpčním  $\sigma_a$  a emisním  $\sigma_e$  účinným průřezem řeší McCumberrova teorie. Vyzářenou nebo absorbovanou energii při přechodu mezi dvěma libovolnými hladinami v kvantovém systému lze vyjádřit vztahem

$E_j - E_i = h\nu - E_{z1}$  kde  $E_{z1}$  je zero line energy - základní (referenční) energie mezi nejnižšími Stárkovými hladinami (Starkovo rozštěpení energetických hladin) .  
 a  $\nu$  je frekvence emitované nebo absorbované elektromagnetické vlny při přechodu mezi hladinami. Vztah mezi emisním  $\sigma_e$  a absorpčním  $\sigma_a$  účinným průřezem lze popsat vztahem:

$$\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) \exp\left(\frac{\varepsilon - h\nu}{kT}\right) \quad \text{což je McCumberův vztah [73]} \quad (\text{A.19})$$

Kde  $k$  je Boltzmannova konstanta  $k = 1,380\,649 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$

»  $h$  je redukovaná Planckova konstanta  $\hbar = h / 2\pi = 1,054 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

$T$  je teplota v kelvinech

$\varepsilon$  je na teplotě závislá excitační energie, která se vypočítá pomocí vztahu:

$$\frac{N_j}{N_i} = \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{N_j}{N_i} = \exp\left(\frac{\Delta E_{21}}{kT}\right) \frac{1 + \sum_{j=2}^{d_2} \exp\left(-\frac{\delta E_{2j}}{kT}\right)}{1 + \sum_{j=2}^{d_1} \exp\left(-\frac{\delta E_{1j}}{kT}\right)}, \quad (\text{A.21})$$

kde  $\Delta E$  je energetický rozdíl mezi nejnižší úrovní každé hladiny,  $\delta E_{ij}$  je rozdíl mezi  $i$  tou úrovní a nejnižší  $j$  tou úrovní rozštěpení energetických hladin. Použití této rovnice tedy vyžaduje podrobnou znalost kompletní elektronové struktury což může být zejména u erbium-bizmutových komplexů problém.

Proto byla vyvinuta alternativní aproximativní metoda pro výpočet poměru populace částic dílčích úrovní při tepelné rovnováze. Výsledkem je přibližná rovnice pro výpočet populací poměru počtu částic (A.22) s omezeným počtem nezbytných parametrů pro výpočet. [73]

$$\frac{N_j}{N_i} = \exp\left(\frac{-\Delta E_{21}}{kT}\right) \frac{1 - \exp(-\delta E_1/kT)}{1 - \exp(-\delta E_2/kT)} \frac{1 - \exp(-d_j \delta E_2/kT)}{1 - \exp(-d_i \delta E_1/kT)} \quad (\text{A.22})$$

Absorpční účinné průřezy lze také stanovit z transmisních charakteristik.

Pro absorpční účinné průřezy platí:

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\ln\left(\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right)}{LN} = \frac{2.303A(\lambda)}{LN} \quad (\text{A.23})$$

Kde  $N$  je počet atomů na jednotku objemu [ $\text{at}/\text{cm}^3$ ]

$L$  je délka opticky aktivního materiálu [ $\text{cm}$ ]

$I_0$  je intenzita záření na vstupu vlnovodu [ $\text{w}/\text{cm}^2$ ]

$I$  je intenzita záření na délce  $L$  vlnovodu [ $\text{w}/\text{cm}^2$ ]

$A(\lambda)$  je velikost DIPu v transmisní spektrální charakteristice na vlnové délce

## Dodatek B: Odvození vztahů pro výpočet přenosového zisku aktivního vlnovodu z rychlostních rovnic a rovnice šíření monochromatického signálu

V kapitole 3 bylo ukázáno že šíření monochromatického signálu optickým vlnovodem lze obecně popsat vztahem: [25]

$$\frac{dI_s}{dz} = I_s (\sigma_e(\nu)N_2 - \sigma_a(\nu)N_1) \quad (\text{B.1})$$

Kde  $I_s$  je intenzita signálu

$N_1, N_2$  jsou hustoty populací na jednotlivých hladinách E1, E2 resp. počet iontů v jednotkovém objemu (koncentrace iontů)

Analogicky lze vyjádřit šíření čerpacího záření ve vlnovodu jako:

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = \sigma_e(\nu)N_1I_p \quad (\text{B.2})$$

V [72] bylo ukázáno zavedení tzv. překryvového integrálu pomocí kterého lze zesílení signálu ve vlnovodu vyjádřit pomocí optického výkonu. Vztah pro záření lze rozdělit na dvě složky z nichž jedna je závislá jen na souřadnici  $z$  a druhá na  $\mathbf{r}, \varphi$  (pokud se totiž signál i čerpání šíří jen v základním modu, je příčné rozložení pole jen funkcí  $r$ ):  $I_\lambda(\mathbf{r}, \varphi, z, t) = \mathbf{P}_\lambda(z, t) \cdot \mathbf{f}_\lambda(\mathbf{r}, \varphi)$  (B.3)

$$\iint_{\mathbf{r}, \varphi} \mathbf{f}(\mathbf{r}, \varphi) r dr d\varphi = \mathbf{1} \quad (\text{B.4})$$

populaci na jednotlivých hladinách lze vyjádřit pomocí normovaného koncentračního profilu jako:

$$N_1(\mathbf{r}, \varphi, z, t) = N_1(z, t) \frac{N(r)}{N_t} \quad (\text{B.5})$$

$$2\pi \int_r N(r) r dr = N_t \pi b^2, \quad (\text{B.6})$$

kde  $N_t$  a  $b$  jsou ekvivalentní, resp. střední koncentrace a poloměr dopování,  $N(r)$  je změřený koncentrační profil) Dále předpokládejme rotačně symetrický profil dopování erbiem a bizmutem



Přeintegrujeme tedy rovnici pro šíření signálu přes plochu vlnovodu S

$$\frac{dI_s}{dz} = N_1 I_s (\sigma_e(\nu) N_2 - \sigma_a(\nu) N_1) / \int_S dS$$

$$\text{LS: } \int_S \frac{d(P_s(z,t) \cdot f_s(r))}{dz} dS = \frac{dP_s(z)}{dz} 2\pi \int_r f_s(r) r dr = \frac{dP_s(z)}{dz}$$

$$\begin{aligned} \text{PS: } \int_S I_s (\sigma_e(\nu) N_2 - \sigma_a(\nu) N_1) dS &= \\ &= 2\pi \int_r P_s(z,t) \cdot f_s(r) \left[ \sigma_e N_2(z,t) \frac{N(r)}{N_t} - \sigma_a N_2(z,t) \frac{N(r)}{N_t} \right] r dr = \\ &= P_s(z,t) \cdot [\sigma_e N_2(z,t) - \sigma_a N_1(z,t)] \cdot 2\pi \int_r f_s(r) \frac{N(r)}{N_t} r dr \end{aligned}$$

Kde  $2\pi \int_r f_s(r) \frac{N(r)}{N_t} r dr = \Gamma$  je překryvový integrál (překryvový faktor-overlap factor) [72]

S pomocí překryvového integrálu  $\Gamma$  lze vyjádřit efektivní průměrnou intenzitu záření v oblasti dopované erbiem a bizmutem:  $I(z) = \frac{P(z)\Gamma}{\pi b^2}$

Rovnice šíření signálu vyjádřené pomocí překryvového integrálu pak vypadají takto:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s \Gamma_s (\sigma_e(\nu) N_2 - \sigma_a(\nu) N_1) \text{ (signál)} \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -P_p \Gamma_p \sigma_p(\nu) N_1 \text{ (čerpání)} \quad (\text{B.8})$$

Dále provedeme integraci diferenciálních rychlostních rovnic přes příčnou plochu vlnovodu:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_1 + W_a N_1 - \frac{N_2}{\tau_2} - W_e N_2 / \int_S dS$$

$$\text{LS: } \frac{d}{dt} \left( \int_0^{2\pi} \int_0^\infty N_2(z,t) \frac{N(r,\varphi)}{N_t} r dr d\varphi \right) = \pi b^2 \frac{dN_2(z,t)}{dt} \text{ protože } 2\pi \int_r N(r) r dr = N_t \pi b^2$$

$$\begin{aligned} \text{PS: } \int_0^{2\pi} \int_0^\infty W_p N_1(z,r,\varphi,t) r dr d\varphi + \int_0^{2\pi} \int_0^\infty W_a N_1(z,r,\varphi,t) r dr d\varphi + \\ - \frac{N_2(z,t)}{\tau_2} \int_S dS - \int_0^{2\pi} \int_0^\infty W_e N_2(z,r,\varphi,t) r dr d\varphi = \sigma_p \frac{P_p(z,t)}{h\nu} \Gamma N_1(z,t) + \\ + \int_0^\infty \sigma_a(\lambda) \frac{P_\lambda(z,t,\lambda)}{h\nu} \Gamma_\lambda N_1(z,t) - \frac{N_2(z,t)}{\tau_2} \pi b^2 - \int_0^\infty \sigma_e(\lambda) \frac{P_\lambda(z,t,\lambda)}{h\nu} \Gamma N_2(z,t) / \\ 1 / \pi b^2 \end{aligned}$$

Rychlostní rovnice mají formálně stejný tvar jako před integrací, ale rychlosti přechodů  $W$  jsou nyní pouze funkcí podélné souřadnice  $z$  a času [72]:

$$W_p(z, t) = \sigma_p \frac{P_p(z, t)}{h\nu\pi b^2} \Gamma \quad (\text{B.9})$$

$$W_a(z, t) = \int_0^\infty \sigma_a(\lambda) \frac{P_\lambda(z, t, \lambda)}{h\nu\pi b^2} \Gamma_\lambda d\lambda \quad (\text{B.10})$$

$$W_e(z, t) = \int_0^\infty \sigma_e(\lambda) \frac{P_\lambda(z, t, \lambda)}{h\nu\pi b^2} \Gamma_\lambda d\lambda \quad (\text{B.11})$$

Dalšího zjednodušení matematického modelu lze dosáhnout v přiblížení rovnoměrně excitovaných iontů erbia a bizmutu podél vlnovodu: rovnici šíření signálu přeintegrujeme přes délku vlnovodu  $L$ :

$$\begin{aligned} \frac{dP_s(z)}{dz} &= P_s \Gamma_s (\sigma_e(\nu) N_2 - \sigma_a(\nu) N_1) / \int_0^L dz \\ LN_2^- &= \int_0^L N_2 dz \\ \int_0^L \frac{dP_s(z)}{dz} dz &= \int_0^L P_s \Gamma_s (\sigma_e(\nu) N_2 - \sigma_a(\nu) N_1) dz = \int_0^L (P_s \Gamma_s \sigma_e(\nu) N_2 - \\ &P_s \Gamma_s \sigma_a(\nu) N_1) dz = \int_0^L P_s \Gamma_s \sigma_e(\nu) N_2 dz - \int_0^L P_s \Gamma_s \sigma_a(\nu) N_1 dz = \\ &P_s \Gamma_s \sigma_e(\nu) \int_0^L N_2(z) dz - \\ &P_s \Gamma_s \sigma_a(\nu) \int_0^L (N_{tot}^{Er} - N_2) dz = P_s \Gamma_s \sigma_e(\nu) N_2^- L - P_s \Gamma_s \sigma_a(\nu) N_{tot}^{Er} \int_0^L dz + \\ &+ P_s \Gamma_s \sigma_a(\nu) \int_0^L N_2(z) dz = P_s \Gamma_s \sigma_e(\nu) N_2^- L - P_s \Gamma_s \sigma_a(\nu) N_{tot}^{Er} L + \\ &P_s \Gamma_s \sigma_a(\nu) N_2^- L = \\ &= P_s \Gamma_s (\sigma_e(\nu) N_2^- - \sigma_a(\nu) (N_{tot}^{Er} - N_2^-)) L \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Tak že } \int_0^L \frac{dP_s(z)}{dz} dz &= P_s \Gamma_s (\sigma_e(\nu) N_2^- - \sigma_a(\nu) (N_{tot}^{Er} - N_2^-)) L / 1/P_s \\ \int_0^L \frac{1}{P_s(z)} \frac{dP_s(z)}{dz} dz &= \int_{P_{s0}}^{P_{sL}} \frac{1}{P_s(z)} dP_s(z) = \Gamma_s (\sigma_e(\nu) N_2^- - \sigma_a(\nu) (N_{tot}^{Er} - N_2^-)) L = \\ &= \Gamma_s N_{tot}^{Er} [(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu)] L \end{aligned}$$

$$\ln\left(\frac{P_{sL}}{P_{s0}}\right) = \Gamma_s N_{tot}^{Er} [(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu)] L$$

$$P_{sL} = P_{s0} e^{\Gamma_s N_{tot}^{Er} [(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu)] L}$$

Zisk vlnovodu je tedy:

$$g(\lambda) = \frac{P_{sL}}{P_{s0}} = e^{\Gamma_s N_{tot}^{Er} [(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu)] L} \quad (\text{B.12})$$

Vyjádření zisku v [dB]:

$$\begin{aligned}
 G_{dB}(\lambda) &= 10 \log_{10} \left( \frac{P_{sL}}{P_{s0}} \right) = 10 \log_{10} \left( e^{\Gamma_s N_{tot}^{Er} [(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu)] L} \right) = \\
 &= 10 \log_{10}(e) \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} [(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu)] L = \\
 &= 4,34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} [(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \frac{N_2^-}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\nu)] L \quad (B.13)
 \end{aligned}$$

V tomto přiblížení je spektrální průběh zesílení lineární kombinací absorpčního a emisního účinného průřezu.

### Dodatek C: Výpočet transmisních a reflexních ztrát

Ztráty se skládají z Fresnelových ztrát reflexí a ze ztrát totálního odrazu.

Označme: T = transmise, R = reflexe a musí platit T + R = 1

$$T = 1 - R = 1 - \left( \frac{n_s - n_a}{n_s + n_a} \right)^2 = \frac{(n_s + n_a)^2 - (n_s - n_a)^2}{(n_s + n_a)^2} = \frac{4n_s n_a}{(n_s + n_a)^2} \quad (C1)$$

Celkový vyzářený výkon:

$$\Phi_s = 2 \int_0^{\pi/2} I_{s0} \cos\theta 2\pi \sin\theta d\theta = 2\pi I_{s0} \quad (C2)$$

Část, která nesplňuje podmínku totálního odrazu spočívá v tom, že dojde ke změně integračních mezí (integruje se od 0 do úhlu totálního odrazu  $\Phi_c$ , tak že

$$\Delta\Phi_c = 2\pi I_{s0} \int_0^{\Phi_c} I_{s0} \cos\theta 2\pi \sin\theta d\theta = \pi I_{s0} \sin^2 \Phi_c \quad (C3)$$

Vnější kvantová účinnost:

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi_s} = \frac{1}{2\pi I_{s0}} \frac{\pi I_{s0} \sin^2 \Phi_c}{2\pi I_{s0}} = \frac{1}{2} \sin^2 \Phi_c = \frac{1}{2} \frac{n_a^2}{n_s^2} \quad (C4)$$

Celková transmise:

$$\begin{aligned} T' &= \frac{\Delta\Phi}{\Phi_s} T = \frac{1}{2} \frac{n_a^2}{n_s^2} \left( 1 - \left( \frac{n_s - n_a}{n_s + n_a} \right)^2 \right) = \\ &= \frac{(n_s + n_a)^2 - (n_s - n_a)^2}{n_s^2 (n_s + n_a)^2} = \frac{1}{2} \frac{4n_s n_a}{n_s^2 (n_s + n_a)^2} = \frac{2n_s}{n_s^2 (n_s + 1)^2} \end{aligned} \quad (C5)$$

kde  $\frac{\Delta\Phi}{\Phi_s}$  je totální odraz

T je frenelova transmise

$\left( \frac{n_s - n_a}{n_s + n_a} \right)^2$  je reflexe

Pro vzorek T41 platí  $n_s = 1,57$ ,  $n_a = 1$  pak je  $\Delta$

$$T = \frac{4n_s n_a}{(n_s + n_a)^2} = \frac{4 \times 1,57}{(1,57 + 1)^2} = 0,95 \text{ tak že } 5 \% \text{ záření se odrazí} \quad (C6)$$

## Použitá literatura:

- [1] D.A. Chapman, „Erbium-doped fibre amplifiers: the latest revolution in optical communications”, IEE Electronics & Communication Engineering Journal, vol. 6, No. 2, April 1994, pp. 59-66.
- [2] S. Namiki and Y. Emori, „Ultrabroad-band raman amplifiers pumped and gain equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes” IEEE J. of Selected Topics Quantum Electronics, vol. 7, pp. 3-16, Jan.-Feb. 2001.
- [3] J. Hansryd et al., „Fiber-Based Optical Parametric Amplifiers and Their Applications”, IEEE J. of Selected Topics Quantum Electronics, vol. 8, No. 3, 2002.
- [4] S. V. Firstov et al., „Wideband bismuth and erbium codoped optical fiber amplifier for C + L + U telecommunication band” Laser Phys. Lett., vol. 14, 110001, 2017.
- [5] N.K. Thipparapu et al., „Bi-doped fiber amplifiers and lasers” Optical Materials Express, vol. 9, No. 6, 2019, pp. 2446 – 2465.
- [6] Becker-Erbium-Doped\_Fiber\_Amplifiers, Academic Press, San Diego, 1997.
- [7] P.G. Kik, A. Polman: MRS Bulletin, April, 1998, p.48-54.
- [8] K. Vhu, S. Madden, „Tellurium dioxide Erbium doped planar rib waveguide amplifiers with net gain 2,8 dB/cm internal gain.”, Optics Express, vol. 18, No. 18, pp. 19192 - 19197, 2010.
- [9] G. Della Valle et al., „Compact high gain erbium-ytterbium doped waveguide amplifier fabricated by Ag-Na ion exchange”, Electron. Letters, vol. 42, No. 11, pp. 632-633, 2006.
- [10] Y.C. Yan et al., „Erbium-doped phosphate glass waveguide on silicon with 4,1 dB/cm gain at 1535 nm”, Apply Physics Letters, vol. 70, No. pp. 2922, 1997.
- [11] F. Ondráček et al. „Er-Yb Waveguide Amplifiers in Novel Silicate Glasses”, IEEE J. of Quantum Electronics, vol. 44, No. 6, 2008, pp. 536 – 541.
- [12] P. Čapek, „Erbium doped planar waveguides in dielectric materials”, Disertační práce, ČVUT FEL, Praha, 2004.
- [13] S. Park, R.S. Webb, J. Phys. Chem. Solids, vol. 34, pp. 85, 1973.
- [14] Y. Fujimoto, M. Nakatsuka, „Infrared luminescence from Bismuth-doped silica glass”, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 40, No 3B, 2001, pp. 279-281.
- [15] Y. Fujimoto, M. Nakatsuka, „Optical amplification in Bismuth-doped silica glass”, Appl. Phys. Letters, vol. 82, No 19, 2003, pp. 3325-3326.
- [16] Y. Seo et al., „Simultaneous amplification at two wavelengths near 1300 nm in a 6,5cm-long Bismuth-doped silica glass”, vol. 18, No 18, 2006, pp. 1901-1903.

- [17] J. Ruan et al., „Enhanced broadband near-infrared luminescence and optical amplification in Yb-Bi codoped phosphate glasses“, *Appl Phys. Lett.*, vol. 92, No. 101121, 2008, pp. 1-3.
- [18] X.S. Cheng et al., „Wide-band Bismuth-based Erbium-doped fiber amplifier with flat-gain characteristic“, *IEEE Photonics Journal*, vol. 1, No. 5, 2009, pp. 259-264.
- [19] Z. Li et al., „Extreme short wavelength operation of silica-based thulium-doped fiber amplifier“, OFC, Los Angeles, California, USA, paper Tu2C.1, 22-26 March 2015.
- [20] J. Šmejcký et al., „Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> doped active optic Y splitter realized by diffusion waveguides with Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion Exchange, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 58, No. 8, 2021, pp. 1-13.
- [21] T.Kasamatsu, Y.Yano: „1.49- $\mu$ m-Band Gain-Shifted Thulium-Doped Fiber Amplifier for WDM Transmission Systems *IEEE J. of Lightwave Technology*, vol.20, N 10, 2002, p.1826-1837
- [22] B. Yan et al., „Performance comparison of bismuth/erbium co-doped optical fibre by 830 nm and 980 nm pumping“, *Journal of Optics*, vol. 18, 105705, 2016, pp. 1-9.
- [23] Charles Kittel, „Introduction to Solid State Physics“, New York, John Wiley & Sons Inc, 2018.
- [24] J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: *Fyzikální a matematické tabulky*, SNTL, Praha, 1980.
- [25] M. Karásek, „Optical fibre amplifiers“, studijní materiály UFE, Praha, 2018.  
cs/sites/default/files/karasek/fjfi/vla-studijni\_materialy.zip
- [26] P. Peterka, „Spektroskopie prvků vzácných zemin (rare –earth elements)“, studijní materiály UFE, Praha, 2018.
- [27] M.J.F. Digonnet, „Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers“, New York, Marcel Dekker, Inc., 2001.
- [28] O. Barkman, „Nové opticky aktivní struktury realizované na vlnovodu s gradientním profilem indexu lomu“, *Disertační práce, ČVUT FEL, Praha, 2018.*
- [29] B. Švecová, „Studium vztahů mezi složením a vlastnostmi optických vrstev připravených různými metodami“, *Disertační práce, VŠCHT Praha, 2010.*
- [30] S. Staněk, „Vývoj erbity-ytterbitého silikátového skla pro konstrukci planárního optického zesilovače“, *Disertační práce, VŠCHT Praha, 2018*
- [31] Infinera inc. All You Ever Wanted to Know About Optical Transmission Bands, dostupné z [www: https://www.infinera.com/blog/all-you-ever-wanted-to-know-about-optical-transmission-bands/tag/optical/](https://www.infinera.com/blog/all-you-ever-wanted-to-know-about-optical-transmission-bands/tag/optical/)
- [32] Optictimes eshop, dostupné z [www: http://cz.runzfiber.com/cable-tv-equipment/edfa/edfa-1550nm-amplifier-with-wdm.html](http://cz.runzfiber.com/cable-tv-equipment/edfa/edfa-1550nm-amplifier-with-wdm.html)

- [33] I.A. Bufetov et al., „Bi-doped optical fibers and fiber lasers”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics”, vol. 20, No. 5, pp. 111-125, 2014.
- [34] S. V. Firstov et al., „A 23-dB bismuth doped optical fiber amplifier for a 1700 nm band”, Nature- Scientific report, 26. January 2016.
- [35] D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, and J.-E. BrNoquin, „Realization of a 980-nm/1550-nm pump-signal (de)multiplexer made by ion exchange on glass using a segmented asymmetric Y-junction,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 19, no. 9, pp. 698–700, May 2007.
- [36] G. C. Righini, S. Pelli, and M. Ferrari, “Er-doped silica-based waveguides prepared by different techniques: RF-sputtering, sol-gel and ion exchange,” Opt. Quantum Electron., vol. 34, pp. 1151–1166, 2002.
- [37] Zigang, Z., Duan, X. „Integrated waveguide splitter fabricated by Cs + -Na + ion-exchange,” Optics Communications, 2006, vol. 266, no. 1, pp. 129–13. 2006.
- [38] J. Jágerská, F. Ondráček, L. Salavcová, M. Míka, J. Špírková, and J. Čtyroký, „Er–Yb waveguide amplifiers in novel silicate glasses,” presented at the 13th Eur. Conf. Integrated Optics ECIO 2007, Copenhagen, Apr. 25–27, 2007, Paper ThG14.
- [39] M. Míka, O. Kolek, J. Špírková, P. Čapek, S. Berneschi, M. Brenci, G. N. Conti, S. Pelli, S. Sebastiani, and G. C. Righini, „The effect of Ca<sup>2+</sup>, Mg<sup>2+</sup>, and Zn<sup>2+</sup> on optical properties of Er doped silicate glass,” Proc. SPIE, vol. 5723, pp. 63–70, 2005.
- [40] Vytykacova S., Stanek S., et al., „The effect of zinc content on the enhancement Er–Yb luminescence properties in the silicate glass matrix”, 2018, Ceramics-Silikaty- open-access journal 10.13168/cs.2018.0011
- [41] Choo P.Y, Frantz J. A., „Measurement and modeling of ion-exchange parameters for IOG-10 glass”, Optical Engineering, 2003.
- [42] B. R. West, „Modeling and analysis of ion-exchanged photonic devices“, Dissertation, University of Arizona, 2004.
- [43] Barkman, O., „Návrh optických kanálkových difuzních rozbočnic na skleněných podložkách“, Diplomá práce, ČVUT, 2011.
- [44] Švecová B., Disertační práce, 2011, VŠCHT Praha, Praha,
- [45] Málek J, Diplomová práce, 2009 VŠCHT Praha, Praha,
- [46] Vytykacova S., Stanek S., et al., „The effect of zinc content on the enhancement Er–Yb luminescence properties in the silicate glass matrix”, 2018, Ceramics-Silikaty- open-access journal. DOI 10.13168/cs.2018.0011
- [47] B. Svecova, P. Nekvindova, et al., Materials Science and Engineering, B 149, 2008, pp.177-180.
- [48] Salavcova, L., Mackova A., Oswald J., Svecova B., Janakova B., Spirkova J., Míka, M., Journal of Physics and Chemistry of Solids 68, 2007, pp. 891-895

- [49] Salavcová L., Švecová B., Janaková S., Kolek, O., Míka, M., Špirková, J., Langrová, A., *Ceramics-Silikáty* 49 (1), 2005, pp. 53-57
- [50] Míka M., et. al., *Optical Components and Materials I*, Proceedings of SPIE 5723, 2005, pp. 63
- [51] Švecová, et. al., *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* 20, 2009, pp. 510-513
- [52] Svecova, B., Nekvindova, P., et. al., *Journal of Non-Crystalline Solids* 356, 2010, pp. 2468-2472
- [53] Malinský P., Macková, A. J. Bočan, B. Švecová, P. Nekvindová, *Nucl. Instr. Methods B* 267, 2009, pp. 1575-1578
- [54] Svecova, B. Nekvindova, B., Mackova, A., Oswald J., Vacik, J, Grötzschel, Spirkova R., *Nucl. Instr. Methods B* 267, 2009, pp. 1332-1335
- [55] Malta O., et al., *Journal of Luminescence*, 33(3), 1985, pp. 261-272
- [56] Izawa, T., Nakagome, H. „Silver Ion-Exchange Glass Waveguides” *Appl. Phys. Lett.*,1972, Vol. 21, pp. 584-586,
- [57] B. Svecova, J. Spirkova, S. Janakova, M. Míka, „Ion-exchanged optical waveguides fabricated in novel Er<sup>3+</sup> and Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup>-doped silicate glasses: relations between glass composition, basicity and waveguide properties “, *Mater. Sci. Eng. B* 149 (2) (2008)
- [58] Bachman M., Besse P. A., Meichior H., „General Self-Imaging Properties in N x N Multimode Interference Couplers Including Phase Relations “, 1994, *Applied Optics*, Vol. 33, No. 18.
- [59] Blahut M., Kasprzak D., „Gradient Index Multimode Interference Structures- Technology and Applications“,2009, *Acta Physica Polonica*, Vol. 116, No.3.
- [60] Najafi, S.I, *Introduction to Glass Integrated Optics*, 1992, Artech House, Inc., ISBN 0-89006-547-0.
- [61] Shanying Lu, Xiaoqing Jiang, Minghua Wang, *New Compact Design of Planar 1xN Branching Splitter*, 2004, *Proc. of SPIE* Vol. 5279
- [62] B.E.A. Saleh, M.C.Teich, „Fundamentals of Photonics”, J. Wiley & Sons, Inc., New York, 1991, pp. 471.
- [63] *Beam Prop 8.1, User Guide*, RSoft Design Group, Inc., New York, 2008.
- [64] Horiba Spectroscope catalogue, dostupné z [www: https://www.horiba.com/fileadmin/uploads/Scientific/eMag/Fluorescence/Fluorolog3/pdf/Fluorolog-June-2016.pdf](https://www.horiba.com/fileadmin/uploads/Scientific/eMag/Fluorescence/Fluorolog3/pdf/Fluorolog-June-2016.pdf)



- [65] Horiba solid state detector DSS-IGA 1-9 datasheet, dostupné z [www: https://static.horiba.com/fileadmin/Horiba/Products/Scientific/Optical\\_Components\\_and\\_OEM/Single\\_Point\\_Detectors/Solid\\_State\\_Detectors/DSS-IGA\\_1-9\\_010.pdf](https://static.horiba.com/fileadmin/Horiba/Products/Scientific/Optical_Components_and_OEM/Single_Point_Detectors/Solid_State_Detectors/DSS-IGA_1-9_010.pdf)
- [66] Filmetrics optical calculators, dostupné z [www: https://www.filmetrics.com/reflectance-calculator](https://www.filmetrics.com/reflectance-calculator)
- [67] W. Han, „Study of polymeric waveguide devices“, Disertační práce, Hong Kong, 2009, pp. 166.
- [68] Z.M. Sathi, „Bismuth, Erbium and Ytterbium Co-doped Fibres for Broadband Applications, Disertační práce, New South Wales, March 2015
- [69] X. Meng, „Near infrared broadband emission of bismuth-doped glass“, Optics Express, vol. 13, No. 5, 2005, pp. 1628-1633.
- [70] Stanek, S., Nekvindova, P., Svecova, B., Vytykacova, S., Mika, M., Oswald, J., Barkman O., Spirkova J., „The Influence Of Silver Ion Exchange On The Luminescence Properties Of Er-Yb Silicate Glasses“, Optical Materials, vol. 8, 2017, pp. 183 – 189.
- [71] O. Barkman, V. Jeřábek, V. Prajzle, „Optical Splitters Based on Self-Imaging Effect in Multi-Mode Waveguide Made by Ion Exchange in Glass“, RADIOENGINEERING, VOL. 18, NO. 1, pp. 352-356, APRIL 2009.
- [72] P. Peterka, „VLA EDFA 1 a 2 “, studijní materiály UFE, Praha, 2018.
- [73] Ajay Sandeep Vemuru , „Experimental and Theoretical Investigation of Absorption and Emission Cross-Sections in Rare Earth Doped GaN Epilayers“ PhD. Thesis, Russ College of Engineering and Technology of Ohio University, August 2008.

## **Publikace autora spjaté s tématem disertační práce:**

- [P1] J. Šmejcký et al., „Er<sup>3+</sup>/Yb<sup>3+</sup> doped active optic Y splitter realized by diffusion waveguides with Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion Exchange“, Optical and Quantum Electronics, vol. 58, No. 8, 2021, pp. 1-13.
- [P2] ŠMEJCKÝ, J. a V. JEŘÁBEK. „Differential gain comparison of optical planar amplifier on silica glasses“, 30th Conference and Exhibition on OPTICAL COMMUNICATIONS 2019, Praha, ISBN 978-80-86742-52-6.dd
- [P3] ŠMEJCKÝ, J. a V. JEŘÁBEK, „Differential Gain Comparison of Optical Planar Amplifier on Silica Glasses Doped with Bi-Ge and Er, Yb Ions“, Journal of Material Science and Technology Research, 2020, vol.7, pp. 71-79, ISSN 2410-4701.

[P4] ŠMEJCKÝ, J., V. JEŘÁBEK a P. NEKVINDOVÁ, „Wideband Bismuth - Erbium Doped Optical Active Planar Waveguides“, Optické komunikace 2018, Praha, 2018-10-25/2018-10-26, ISBN 978-80-86742-50-2.dd

[P5] ŠMEJCKÝ, J., V. JEŘÁBEK a P. NEKVINDOVÁ, „Gain determination of optical active doped planar waveguides“, Photonics, Devices, and Systems VII. Photonics Prague 2017, Prague, 2017-08-28/2017-08-30. Bellingham: SPIE, 2017. Proceedings of SPIE. sv. 10603. ISSN 0277-786X. ISBN 978-1-5106-1702-5.

[P6] ŠMEJCKÝ, J. a V. JEŘÁBEK, „Optical active planar waveguide realized on a glass substrate“, Optické komunikace 2016, Prague, 2016, s. 4-8. ISBN 978-80-86742-45-8.dd

[P7] J. Šmejcký, V. Jeřábek, P. Nekvindová, „Advances in the research of silica-germanium glasses with Er and BAC-Ge activators for dual-band optical planar components“, Optical and Quantum Electronics.

## **Publikace autora nespjaté s tématem disertační práce:**

[P8] D. Mares, J. Smejcky, V. Jerabek, Y. Kalachyova and O. Lyutakov, “Design and optimization of the silver nanograting structure utilizing surface plasmon-polariton for increase of SERS sensor response,” in Photonics, Devices, and Systems VII. Photonics Prague 2017, Prague, 2017-08-28/2017-08-30. Bellingham: SPIE, Proceedings of SPIE., no.10603, 2017.

## **Granty, na kterých autor spolupracoval:**

[g1] SGS16/162/OHK3/2T/13, další řešitel, název: Inovativní optické a optoelektronické struktury pro senzorku a informatiku

[g2] SGS18/139/OHK3/2T/13, další řešitel, název: Senzorové struktury SERS a aktivní optické struktury ze vzácných zemin

[g3] RPAPS 2021, součást kolektivu řešitelů, název: Podpora výuky v oblasti optických zdrojů, detektorů a optických planárních technologií

## **Spolupráce ve výuce a přípravě laboratorních úloh:**

- Optické zdroje a detektory záření (B2B34OZD)
- Planární integrovaná optika (B2M34PIO)