

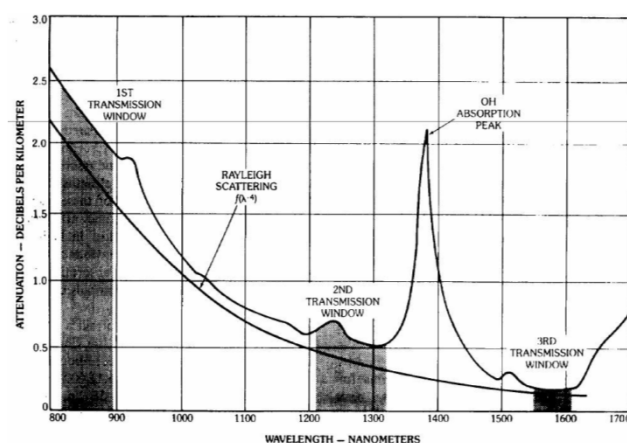
Vláknové zesilovače

- Úvod
- Vlákenné zesilovače dopované prvky vzácných zemin
- Základy spektroskopie prvků vzácných zemin
- Model vláknového zesilovače dopovaného erbiem
- Ramanovské zesilovače
- Použití vláknových zesilovačů v optických komunikacích

1

Úvod

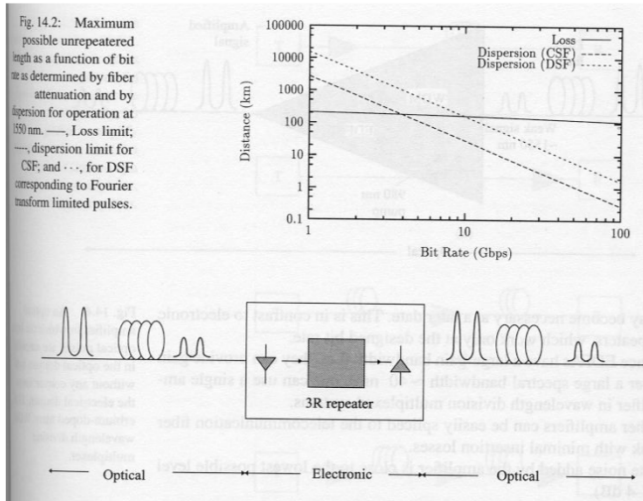
Přenosová kapacita vlákna je omezena útlumem a disperzí signálů



O (Original)	1260-1310 nm	C (Conventional)	1530-1565 nm
E (Extended)	1360-1460 nm	L (Long wavelength)	1565-1625 nm
S (Short wavelength)	1460-1530 nm	U (Ultra)	> 1625 nm

2

První transatlantický kabel

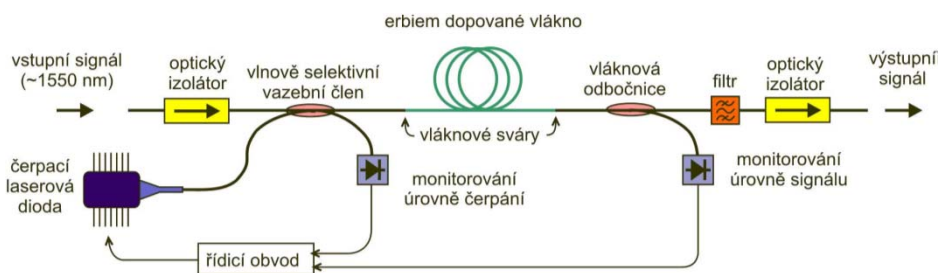


První transatlantický optický kabel měřil 6700 km a na trase muselo být 95 elektronických regenerátorů (tj. asi po 70 km).

3

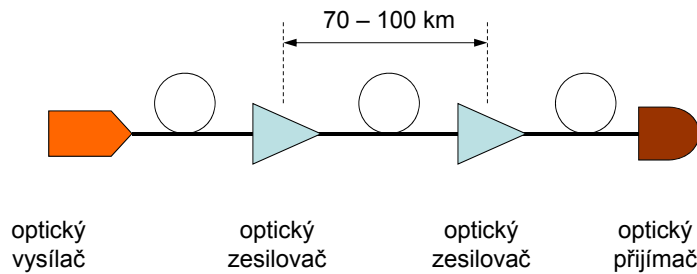
Optický vláknový zesilovač dopovaný erbiem

EDFA – Erbium Doped Fiber Amplifier



4

Typické využití: linkový optický zesilovač

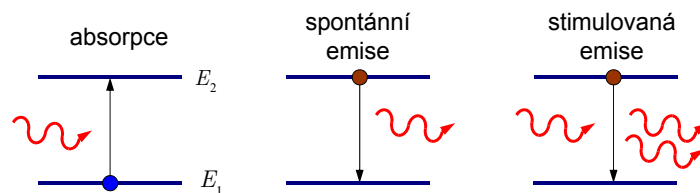


Další časté aplikace:

- nízkošumový předzesilovač
- výkonový zesilovač (např. pro CATV)

5

Základy interakce optického záření s atomy (ionty)



obsazení energetických hladin při tepelné rovnováze: $E_1 < E_2$
Boltzmannovo rozdělení:

$$P(E) \sim \exp(-E / kT)$$

V nerovnovážných podmínkách (optické čerpání) může dojít k inverznímu obsazení hladin → stimulovaná emise převažuje nad absorpcí → zesílení signálu.

M. Planck (absorpce), A. Einstein (emise, 1917)
Schawlow & Townes, Basov & Prochorov: generace záření stimulovanou emisí (1958)
T. Maiman (rubínový laser, 16. května 1960)

6

První vláknový optický zesilovač: 1960

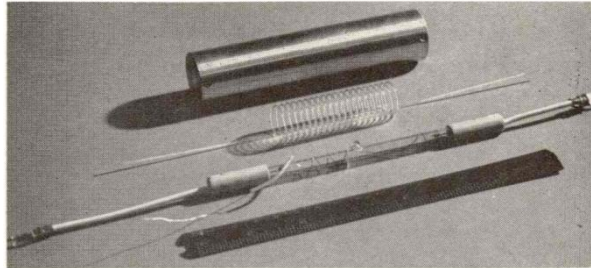


Fig. 1. Coiled fiber laser. From the top the components are: cavity, fiber laser, flashtube, and 18 cm scale

Elias Snitzer: Amplification in a fiber laser, Applied Optics, No. 10, p. 1182, 1964

Jádro: bariové korunové sklo dopované 6.3 % wt Nd_2O_3 ,
průměr 10 μm , index lomu 1.531

Plášť: korunové sklo, průměr 0,75 až 1,5 mm, index lomu 1.51

Odrazy od čel vlákna: 4.4 %

Délka vlákna 1 m, za tepla bylo vlákno zformováno do spirály.

7

Vlastnosti EDFA

Výhody

- transparentní pro různé přenosové rychlosti a formáty
- široké pásmo zesílení EDFA umožňuje současné zesilování signálů na různých vlnových délkách (WDM)
- nezávislost na polarizaci signálu (aktivní ionty jsou náhodně orientovány ve skleněné matici)
- malý přeslech mezi spektrálními kanály
- nízké šumové číslo - je blízké teoretickému limitu 3 dB
- vynikající kompatibilita se standardními komunikačními optickými vlákny a dalšími vláknově optickými součástkami

Nevýhody:

- zesilují převážně v pásmech C a L, v dalších pásmech je nutné používat fluoridová vlákna (Pr: O-pásmo, Tm: S-pásmo) nebo ramanovské zesilovače;
- problematická miniaturizace

8

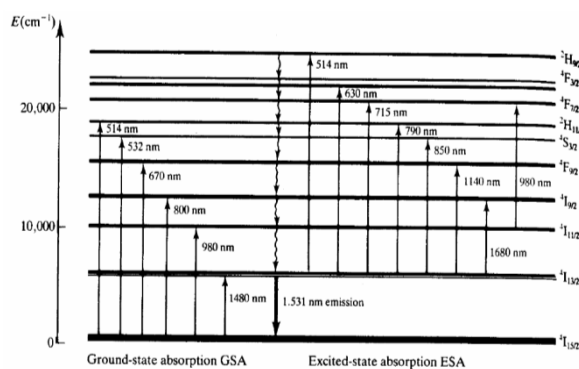
Typické parametry vláknových zesilovačů



Koncentrace Er	$\approx 100 \div 1000$ ppm
délka vlákna	$\approx 10 \div 50$ m
čerpací výkon	$\approx 50 \div 300$ mW
zesílení	$\approx 20 \div 40$ dB
saturovaný výst. výkon P_{sat}	$\approx 10 \div 23$ dBm
kvantová konverzní účinnost	≈ 100 %
koeficient zesílení	$\approx 6 \div 11$ dB/mW
3 dB pásmo zesílení	$\approx 10 \div 30$ nm
šumové číslo $(S/N)_{\text{in}}/(S/N)_{\text{out}}$	$\approx 3 \div 8$ dB
hostitelský materiál:	křemenné, fluoridové, aluminosilikátové optické vlákno

9

Spektroskopické vlastnosti iontu Er^{3+}



Russelova-Saundersova konvence
označování energetických hladin:
 $2S+1L_J$

L ... celkový orbitální moment
hybnosti (celá čísla, označovaná
písmeny:

$L=0,1,2,3,4,5,6,7,\dots \rightarrow S,P,D,F,G,H,I,J,\dots$

S ... celkový spin (násobky $\frac{1}{2}$)

J ... celkový moment hybnosti

U volného atomu dochází v důsledku
reziduálních interakcí mezi
magnetickými dipólovými momenty
jednotlivých elektronů a magnetickým
momentem vznikajícím obíháním
elektronu kolem jádra (spin-orbital
coupling). Energetické hladiny jsou tak
degenerovány s multiplícitou $2J+1$.

K zářivým přechodům dochází mezi energetickými hladinami ve slupce 4f. Ionty erbia se mohou nacházet v různých energetických stavech. Každý z těchto stavů je vlastně souborem kvantových stavů s (téměř) stejnou energií (degenerované stavy/hladiny).

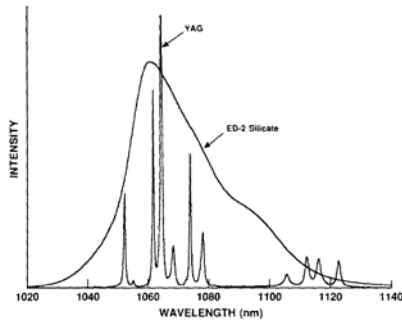
Při nezářivých přechodech excitovaný iont ztrácí energii např. ve formě tepla předaného mřížce hostitelského materiálu (přechod s pomocí fononu, tj. kmitu mřížky).

V pevné látce dochází ke štěpení hladin vlivem lokálního pole mřížky (Starkův jev); z čárového spektra hladin se stanou energetické pásy

10

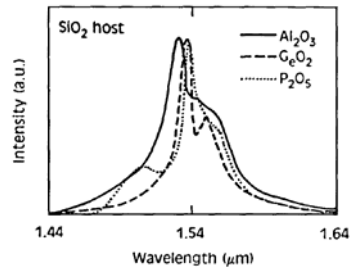
Vliv hostitelského materiálu (krystal × sklo)

U iontů vzácných zemin je nehomogenní a homogenní rozšíření přechodů typicky mnohem menší v krystalech než ve sklech. Starkovo rozštěpení hladin (vlivem elektrického pole) je jedním z nejdůležitějších mechanismů rozšíření čar těchto prvků. V krystalech je dokonce možné rozlišit jednotlivé Starkovy přechody. Krystaly proto nejsou vhodné pro širokopásmové zesilování. Statistické fluktuace složení skla způsobují nehomogenity vnitřního elektrického pole, které tak přispívají ke vzniku široké, spojité emisní čáry. Některé dopanty (např. hliník) emisní čáru dále rozšiřují.



Nd^{3+} v krystalu YAG a v silikátovém skle

W.J. Miniscalco, "Optical and electronic properties of rare earth ions in glass", in Rare earth doped fiber lasers and amplifiers, M. J. F. Digonnet, ed. (Marcel Dekker 1993)

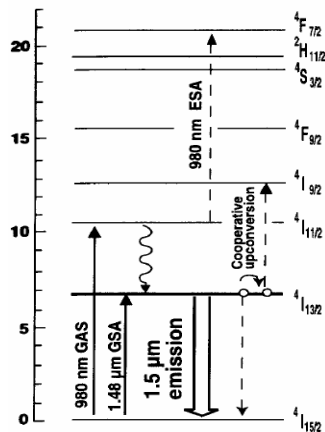


Er^{3+} v SiO_2 s obsahem oxidů Al, Ge, P

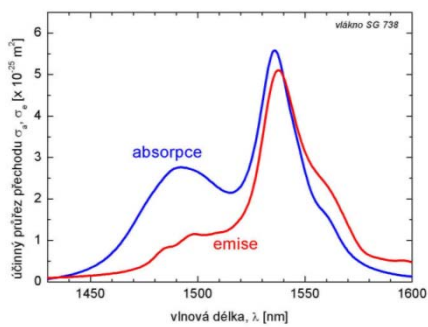
E. Desurvire, Erbium doped fiber amplifiers - principles and applications, John Wiley & Sons, 1994

11

Důležité hladiny Er^{3+} pro vláknové zesilovače



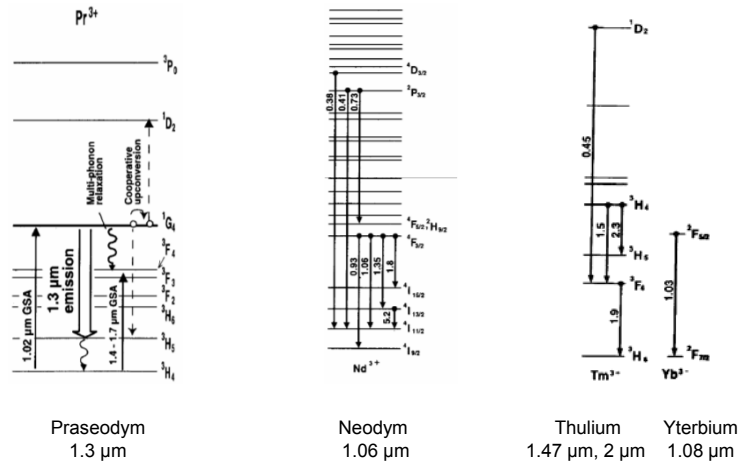
Energetické hladiny resp. pásy významné pro zesilování optického signálu v okolí 1,53 μm



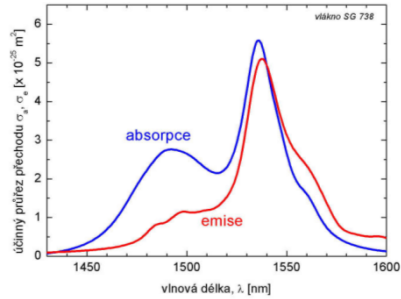
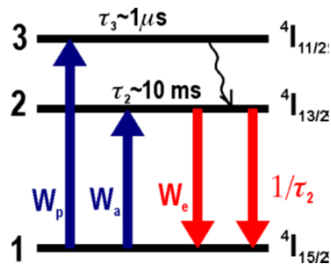
Absorpční a emisní spektrum přechodu $4I_{15/2} \leftrightarrow 4I_{13/2}$ u silikátového optického vlákna s obsahem fosforu dopovaného Er^{3+} vyrobeného v ÚFE AV ČR (Ing. V. Matějec, CSc., Ing. P. Peterka, Ph.D.)

12

Energetické hladiny dalších vzácných zemin



Účinné průřezy erbia

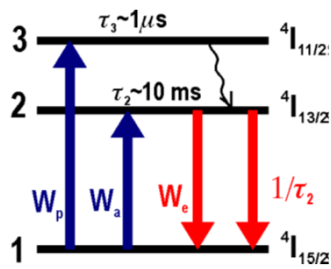


Erbiové ionty v křemenné matici mohou být přibližně popsány jako tříhladinový systém. Energetické přechody jsou ale popsány absorpčním a emisním průřezem, jejichž spektrální průběhy se liší.

$$W_\alpha = \sigma_\alpha(\nu)\Phi_\nu, \quad \alpha = a, e, p$$

15

Rychlostní rovnice



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

$$N_1 + N_2 = N_{tot}^{Er}, \quad A_{21} = \frac{1}{\tau_2}.$$

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

absorpce

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

emise

$$W_p(r, \varphi, z, t) = \int_0^\infty \sigma_p(\lambda) \frac{I_\lambda(r, \varphi, z, t, \lambda)}{h\nu} d\lambda$$

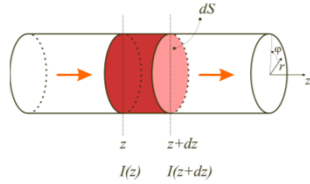
čerpání

Rychlosti absorpce a emise pro reálný případ vlákna dopovaného erbiem, kdy spektrální průběh emise a absorpce je nenulový v jistém spektrálním intervalu a oba průběhy se liší.

V optickém vlákne není navíc intenzita záření konstantní po průřezu, je funkcí r a φ .

16

Rovnice šíření monochromatického signálu



V elementu objemu $dSdz$ je počet iontů na hladinách E_1 a E_2 $N_1 dSdz$, $N_2 dSdz$

Počet absorbovaných fotonů za jednotku času je tedy

$$\Phi_\nu \sigma_a N_1 dSdz = \frac{I_s(r, \varphi, z, t, \lambda)}{h\nu_s} \sigma_a N_1 dSdz$$

a počet stimulovaně emitovaných fotonů je analogicky

$$\Phi_\nu \sigma_e N_2 dSdz = \frac{I_s(r, \varphi, z, t, \lambda)}{h\nu_s} \sigma_e N_2 dSdz$$

Celkový přírůstek energie za jednotku času (výkon) v elementu objemu je tedy

$$\frac{I_s}{h\nu_s} (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) h\nu_s dSdz = I_s (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) dSdz$$

Ten musí být roven celkovému výkonu vstupujícímu do elementu objemu:

$$I_s(z+dz)dS - I_s(z)dS = \frac{dI_s}{dz} dSdz = I_s (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) dSdz,$$

$$\frac{dI_s}{dz} = (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) I_s.$$

17

Rovnice šíření zesílené spontánní emise

Kromě užitečného signálu se také zesílí spontánně emitované záření, a to v obou směrech.

$$\frac{dI_\lambda^{ASE\pm}}{dz} = \pm (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) I_\lambda^{ASE\pm} \pm 2h\nu \Delta\nu \sigma_e N_2 f_\lambda(r, \varphi, \lambda)$$

zesílená spontánní emise

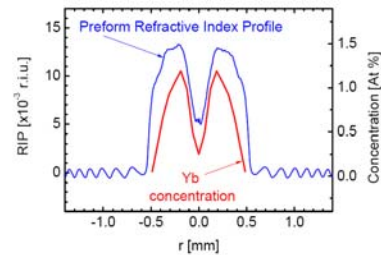
příspěvek spontánně emitovaného výkonového toku

Rovnice pro čerpací výkon (je pouze absorbován): $\frac{dI_p}{dz} = -\sigma_a N_1 I_p$

$f_\lambda(r, \varphi, \lambda)$ je normované příčné rozložení intenzity záření ve vlnododu,

$$I_\lambda(r, \varphi, z, t, \lambda) = P(z, t, \lambda) f_\lambda(r, \varphi, \lambda),$$

$$\int_0^a \int_0^{2\pi} f_\lambda(r, \varphi, \lambda) r dr d\varphi = 1$$



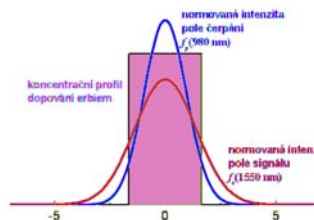
18

Překryvový integrál

Jestliže N_t je střední koncentrace erbiových iontů a

$N(r)$ koncentrační profil iontů,

$$N_1(r, \varphi, z, t) = N_1(z, t) \frac{N(r)}{N_t}, \quad \text{pak}$$



$$\iint_S I_\lambda(r, \varphi, z, t) N_1(r, \varphi, z, t) dS \approx P(z, t) N_1(z, t) \iint_S f_\lambda(r, \varphi, \lambda) \frac{N(r)}{N_t} dS = P(z, t) N_1(z, t) \Gamma_\lambda,$$

$$\Gamma_\lambda = \iint_S f_\lambda(r, \varphi, \lambda) \frac{N(r)}{N_t} dS = 2\pi \int_0^a f_\lambda(r, \lambda) \frac{N(r)}{N_t} r dr \quad \text{překryvový integrál}$$

Překryvový integrál je funkcí vlnové délky.

19

Teoretický model vláknového zesilovače



Rychlostní rovnice

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

$$N_1 + N_2 = N_{tot}^{Er}$$

$$W_p = \frac{\sigma_p \Gamma_p P_p}{h\nu_p},$$

$$W_{a,e} = \int_0^\infty \sigma_{a,e}(\lambda) \Gamma(\lambda) \frac{P^{ASE+} + P^{ASE-}}{h\nu} d\lambda + \frac{\sigma_{a,e}(\lambda_s)}{h\nu_s} \Gamma_s P_s$$

Rovnice šíření signálu, ASE a čerpaní

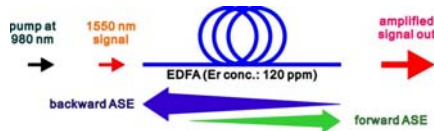
$$\frac{dP_s}{dz} = (N_2 \sigma_e - N_1 \sigma_a) \Gamma_s P_s,$$

$$\frac{dP^{ASE\pm}}{dz} = \pm (N_2 \sigma_e - N_1 \sigma_a) \Gamma_s P^{ASE\pm} \pm 2h\nu \Delta\nu N_2 \sigma_e \Gamma_s,$$

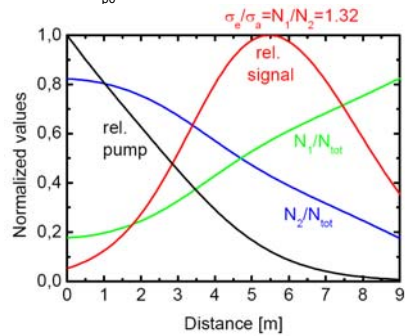
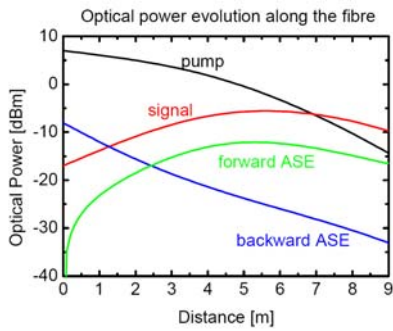
$$\frac{dP_p}{dz} = -\sigma_p \Gamma_p P_p$$

20

Teoretický model zesilovače s ionty Er³⁺

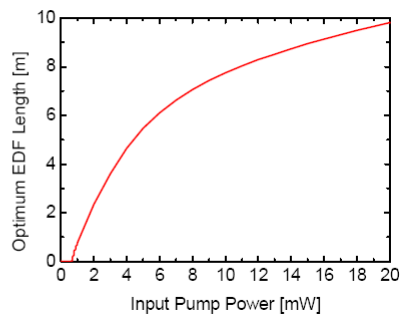
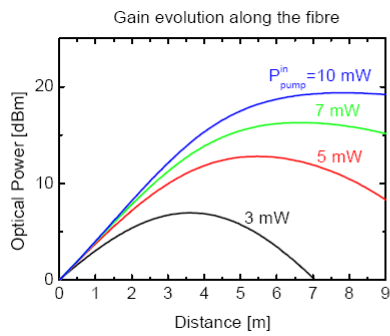


Parametry vlákna dopovaného Er³⁺
 $a = b = 1,64 \mu\text{m}$
 $NA = 0,21 (\Delta n = 15 \times 10^{-3})$
 $\tau = 12 \text{ ms}$
 $N_t = 6,8 \times 10^{-24} \text{ m}^{-3} (\sim 120 \text{ ppm})$
 $\lambda_s = 1550 \text{ nm}, P_{s0} = 20 \mu\text{W}$
 $\lambda_{\text{pump}} = 980 \text{ nm},$
 $P_{p0} = 5 \text{ mW}$



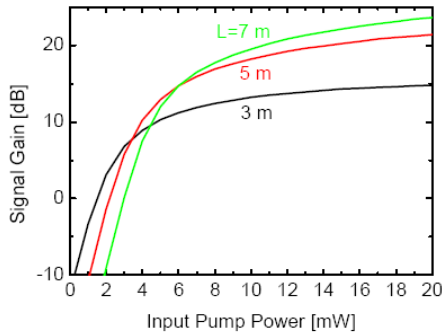
21

Optimální délka vlákna



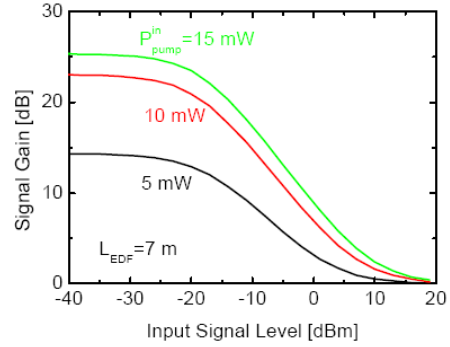
22

Saturace zesílení



Saturace zesílení čerpacím výkonem

S růstem čerpacího výkonu je stále více iontů erbia excitováno na vyšší hladinu. Při intenzivním čerpání je téměř celé vlákno invertováno. Protože inverze populace již dále nemůže růst, neroste ani zisk



Saturace zesílení signálem

Vysoká úroveň vstupního signálu, resp. vysoké zesílení, vede k snížení inverzní populace a tedy k saturaci zesílení. Při *saturačním výstupním výkonu* je zisk o 3 dB menší než při malém vstupním signálu.

23

Spektrální závislost zesílení

Rovnice šíření signálu v přiblížení rovnoměrně excitovaných iontů erbia podél vlákna

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = \Gamma_s (N_2 \sigma_e - N_1 \sigma_a) P_s,$$

$$N_2 \approx \bar{N}_2 = \frac{1}{L} \int_0^L N_2(z) dz, \quad N_1 = N_{tot}^{Er} - N_2.$$

$$\frac{dP_s}{dz} \approx \Gamma_s \left[N_2 \sigma_e - (N_{tot}^{Er} - N_2) \sigma_a \right] P_s = \left[(\sigma_e + \sigma_a) \frac{N_2}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right] N_{tot}^{Er} \Gamma_s P_s,$$

$$P_s(L) \approx \exp \left\{ \left[(\sigma_e + \sigma_a) \frac{N_2}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right] N_{tot}^{Er} \Gamma_s L \right\} P_s(0) = 10^{G_{dB}/10} P_s(0).$$

Tedy zisk v dB je

$$G_{dB}(\lambda) \approx 10 \log e \cdot \Gamma_s(\lambda) N_{tot}^{Er} \left[(\sigma_e + \sigma_a) \frac{N_2}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right] L$$

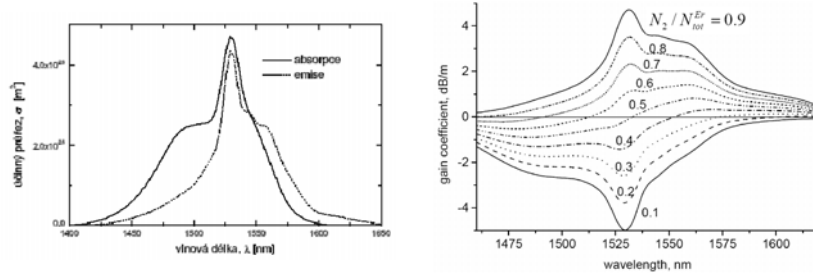
Tvar spektra zesílení je tedy přibližně určen *jediným parametrem* – relativním obsazením metastabilní hladiny N_2/N_{tot}^{Er}

24

Spektrální závislost zesílení

Spektrální průběh zesílení je tedy lineární kombinací absorpčního a emisního průřezu

$$G_{dB}(\lambda) \approx 4,343 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left[\sigma_c(\lambda) - \sigma_a(\lambda) \right] \frac{N_2}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a(\lambda) L$$



Typický absorpční a emisní účinný průřez iontů erbia v hlinito-fosfátovém skle a výsledné spektrum zesílení resp. absorpce pro různá relativní obsazení metastabilní hladiny.

Pro relativně malou inverzi je zesílení malé, ale pásmo je relativně široké (> 50 nm). S růstem čerpání (inverze) roste zesílení, ale pásmo se zužuje a posouvá ke kratším vlnovým délkám.

25

Šumové číslo zesilovače

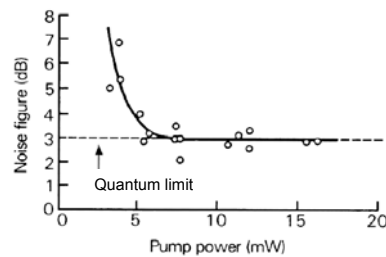
Část spontánní emise (P^{ASE+}) je navázána do základního vidu vlákna LP_{01} , šíří se spolu se signálem, je s ním zesilována a zhoršuje tak šumové vlastnosti.

$$F = \frac{(SNR)_{input}}{(SNR)_{output}} > 1, \quad F_{[dB]} = 10 \left[\log (SNR)_{input} - \log (SNR)_{output} \right],$$

Pro zesilovače s velkým zesílením platí

$$F \approx 2 \frac{N_2}{N_2 - N_1} > 2, \quad F_{[dB]} > 3 \text{ dB}.$$

Zesilovače čerpané na vln. délce 1448 nm nemohou dosáhnout tak velké inverze jako při čerpání na 980 nm, proto mají horší šumové vlastnosti.



26

Ramanovské zesilovače

Ramanův rozptyl – nepružný (neelastický) rozptyl optického záření v látce, při němž energie dopadajícího fotonu je přeměněna na foton s nižší energií a fonon (vibrační stav molekul materiálu). Z hlediska fyziky jde o interakci optického záření s „optickými fonony“. Při interakci se zachovává energie,

$$h\nu_{\text{dop.fot.}} = h\nu_{\text{rozpt.fot.}} + h\nu_{\text{fonon}},$$

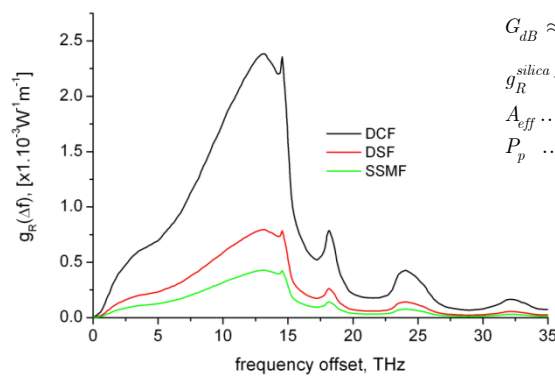
takže foton vzniklý rozptylem má nižší frekvenci (větší vlnovou délku) než dopadající foton. V křemenném vlákne má spektrum optických fononů maximum na frekvenci ~13 THz. Posun vlnových délek je tedy

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu \approx 104.4 \text{ nm} \quad \text{pro } \lambda \approx 1.55 \text{ } \mu\text{m}$$

27

Využití Ramanova rozptylu pro zesilování

Silný čerpací optický signál může při rozptylu předávat energii signálu na větší vlnové délce ($\lambda \approx 1,55 \text{ } \mu\text{m}$) vzdálené o cca 100 nm od čerpací vlnové délky (stimulovaný Ramanův rozptyl).



$$G_{dB} \approx 4.343 \frac{g_R}{A_{eff}} L_{eff} P_p,$$

$$g_{R \text{ síňca fiber}} = 0.5 \times 10^{-13} \text{ m/W},$$

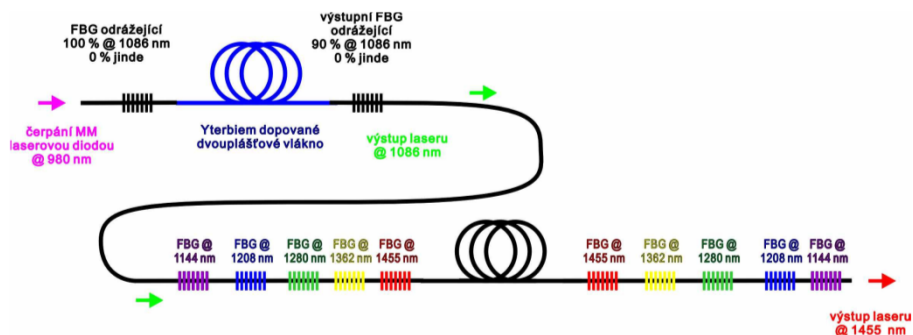
A_{eff} ... efektivní plocha vlnovodu (m^2)

P_p ... čerpací výkon (W)

28

Ramanovské lasery

Stimulovaný Ramanův rozptyl v jednovlňových optických vláknech lze využít k účinné konverzi záření laserů do optické vlny s nižší frekvencí, do tzv. Stokesovy vlny. „Zapouzdřené rezonátory“ lze použít ke generaci vlnových délek posunutých o násobky Ramanova posuvu.

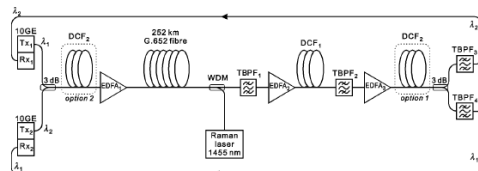


29

Maximalizace vzdálenosti přenosu 10 GE bez linkových zesilovačů po SSMF

motivace:

- většina instalovaných optických kabelů telekomunikačních operátorů obsahuje standardní jednomodová vlákna (SSMF, G.652, $\lambda_0=1310$ nm)
- díky dostupnosti vysokovýkonných EDFA se podstatně zvětšila délka trasy překlenutelná bez linkových opakovačů.
- operátoři národních výzkumných a vzdělávacích sítí jsou závislí na pronájmu "temných" vláken a upřednostňují co nejdelší přenosové vzdálenosti bez opakovačů.



- S pomocí komerčně dostupných a relativně levných komponent byl demonstrován přenos 2x10 GE kanálů až 300 km SSMF.
- Byly použity pouze standardní, komerčně dostupné komponenty (linkové karty Cisco Catalysts 6503, výkonové a nízkošumové EDFA, Ramanovský laser pro čerpání SSMF, resp. DCF)
- Všechny aktivní komponenty a DCF moduly jsou buď na vysílací nebo přijímací straně linky.

Spolupráce ÚFE AV ČR, v.v.i. a CESNET, z.s.p.o.

30