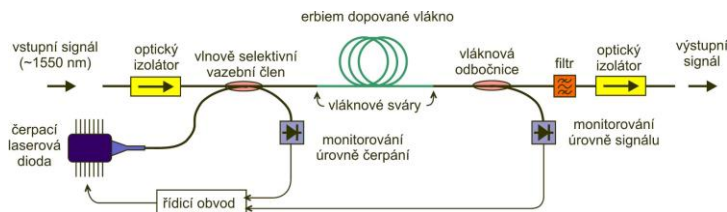


# EDFA I.



## Obsah:

- ◆ Typické parametry EDFA, energetické hladiny erbia
- ◆ Rychlostní rovnice tříhladinového zesilovače a rovnice šíření, překryvový faktor
- ◆ Simulace zesilovače podrobným modelem: populační inverze, zesílení signálu, generace ASE podél zesilovače.
- ◆ Optimalizace délky vlákna, saturace zesilovače, optimalizace vlnovodných parametrů a oblasti dopování, Srovnání čerpání na 980 a 1480 nm.

## Další modely EDFA:

- ◆ Model s uvažováním střední inverze populace (*length averaged inversion population model*)
- ◆ Modelování pomocí naměřených Gilesových parametrů
- ◆ Analytický model pro dvouhladinový systém (Salehův model)

1



## Typické parametry EDFA

koncentrace Er  $\approx$  100-1000 ppm  
 délka vlákna  $\approx$  10-50 m  
 čerpání  $\approx$  50-300 mW  
 zesílení  $\approx$  20-40 dB  
 satureovaný výst. výkon  $P_{\text{sat}} \approx$  10-23 dBm  
 kvantová konverzní účinnost  $\eta \approx$  100 %  
 koeficient zesílení  $\approx$  6-11 dB/mW  
 3 dB pásmo zesílení  $\approx$  10-30 nm  
 Šumové číslo NF  $\approx$  3-8 dB  
 hostitelský materiál: křemenné, fluoridové,  
 aluminosilikátové optické vlákno

## Užitečné definice:

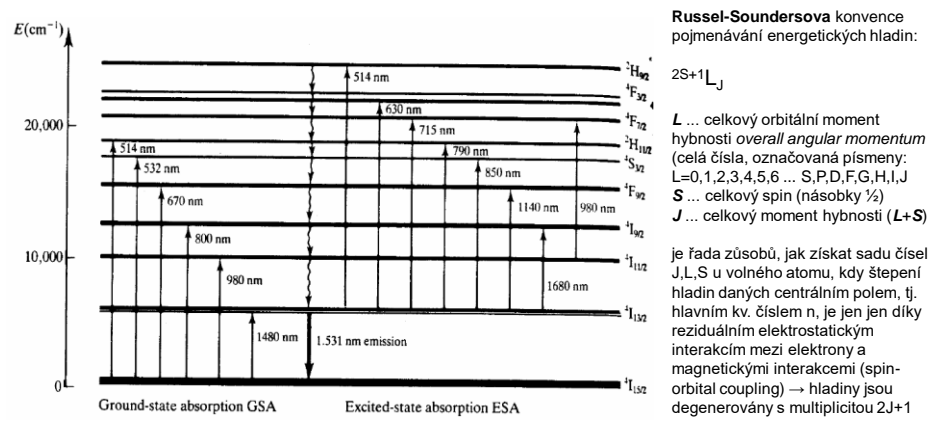
**Zesílení (gain):**  $Gain(dB) = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{OUT}}{P_{IN}} \right)$   
 1 dB  $\rightarrow \times 1.26$  (0.1 dB  $\rightarrow \times 1.023$ )  
 3 dB  $\rightarrow \times 2$  (-1 dB  $\rightarrow \times 0.79$ )  
 10 dB  $\rightarrow \times 10$   
 30 dB  $\rightarrow \times 1000$

**dBm:**  $P(dBm) = 10 \log_{10} P(mW)$   
 0 dBm  $\rightarrow$  1 mW  
 1 dBm  $\rightarrow$  1.26 mW  
 10 dBm  $\rightarrow$  10 mW  
 30 dBm  $\rightarrow$  1 W

**Šumové číslo (Noise figure)**  $F = \frac{(SNR)_{input}}{(SNR)_{output}}$

2

# Energetické hladiny erbia



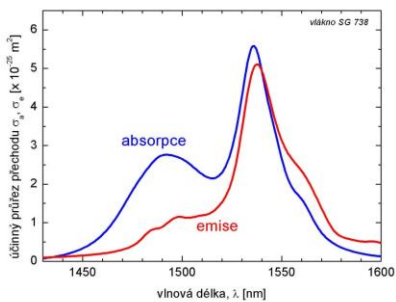
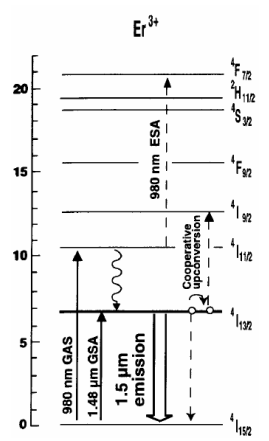
zářivé přechody jsou mezi energetickými hladinami ve slupce 4f. Erbium se může nacházet ve 14 různých energetických stavech. Každý z těchto stavů je vlastně soubor kvantových stavů se stejnou energií (u iontu v plynném stavu) → jde o degenerované stavy/hladiny.

**Nezářivé přechody** - excitovaný iont ztratí energii např. ve formě tepla předaného mřížce hostitelského materiálu (přechod s pomocí fononů, tj. kmitů mřížky)

V pevné látce dochází ke štěpení (Stark splitting) hladin vlivem lokálního pole mřížky → z čarového spektra hladin se stanou energetické pásy

Významná je **ESA @790 nm**. Nelze proto použít tuto jinak slibnou vlnovou délku pro čerpání.

## Významné hladiny erbia pro EDFA



absorpční a emisní spektrum přechodu  $^4I_{15/2} \leftrightarrow ^4I_{13/2}$  u erbiu dopovaného, fosfosilikátového optického vlákna vyrobeného v ÚFE

Erbiové ionty v křemenné matici mohou být přibližně popsány jako tříhladinový systém. Ale: energetické přechody jsou popsány absorpčním a emisním průřezem, jejichž spektrální průběh se liší. Ionty erbia v křemenné matici mají energetické hladiny rozštěpeny díky elektrickému poli mřížky hostitelského materiálu (Starkův jev). Mezi Starkovými podhladinami jsou jen malé energetické rozdíly a díky rychlé termalizaci v rámci daného pásu dojde k téměř konstantnímu rozdělení populace Starkových podhladin v rámci pásu. Proto je energetický pás možné považovat za jednu energetickou hladinu. Ovšem energetické přechody z této hladiny jsou popsány rozdílnými emisními a absorpčními průřezy.

Energetické hladiny, resp. pásy, významné pro zesilování optického signálu v pásmu 1,5  $\mu$ m

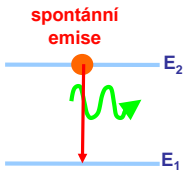
Doporučené hodnoty koncentrací s ohledem na párové zhášení: <900 ppm (Ge/Al EDF), <90 ppm (Ge EDF)  
Párové zhášení je "škodlivější" než samotná vzestupná frekvenční konverze.  
ESA @980 nm je slabá díky krátké době života  $^4I_{11/2}$ .

# Teoretické modelování EDFA

Výpočet zesílení EDFA spočívá v řešení vázaných rovnic popisujících obsazení atomových hladin (rychlostní rovnice) a šíření světla vláknem (rovnice šíření).

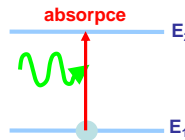
5

## Rychlosti přechodu a účinné průřezy



$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_2 - E_1}$$
$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 = -\frac{N_2}{\tau_{sp}}$$

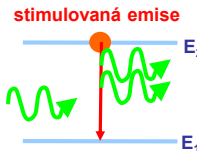
$A_{21}$  .. Einsteinův A koeficient (radiative decay rate),  
 $\tau_{sp}$  .. doba života hladiny  $E_2$   
 $N_2$  .. počet excitovaných iontů v jednotkovém objemu (koncentrace iontů)



dopadající plošná hustota fotonového toku:  $\Phi_\nu = \frac{I_\nu}{h\nu}$  (počet fotonů procházející jednotkovou plochou za jednotkový čas)

$W_a$  ... rychlost absorpce  
z  $E_1$  do  $E_2$  je úměrná  $\Phi_\nu$ :  $\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_a = -W_a N_1 = -\sigma_a(\nu)\Phi_\nu N_1 = -\sigma_a(\nu)\frac{I_\nu}{h\nu}N_1$

konstanta úměrnosti  $\sigma_a$  se nazývá absorpční **účinný průřez** [m<sup>2</sup>]  
např.  $\sigma_a(1480\text{ nm}) \approx 3 \times 10^{-25}\text{ m}^2$

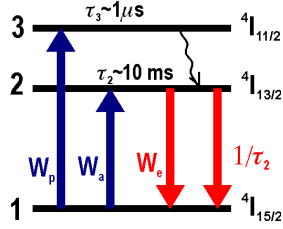


$W_e$  ... rychlost stimulované emise  
z  $E_2$  do  $E_1$  je úměrná  $\Phi_\nu$ :  $\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st.em} = -W_e N_2 = -\sigma_e(\nu)\frac{I_\nu}{h\nu}N_2$

konstanta úměrnosti  $\sigma_e$  je emisní **účinný průřez** [m<sup>2</sup>], pro izolované atomy s nedegenerovanými hladinami platí  $\sigma_e(\nu) = \sigma_a(\nu) = \sigma(\nu)$   
Vztah s Einsteinovými koef. B:  $\sigma(\nu) = B_{12} g(\nu) h\nu / c$ ,  $B_{12} = B_{21}$

6

## Rychlostní rovnice



rychlostní rovnice:

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

$$N_1 = N_{tot}^{Er} - N_2.$$

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

V optickém vlákně není intenzita záření konst. po průřezu, je funkcí i souřadnic  $(r, \varphi)$ . Uvažujeme monochromatické čerpání na  $\lambda_p$ .  
 $I$  [W/m<sup>2</sup>],  $I_\lambda$  [W/(m<sup>2</sup>·nm)]

$$W_p(r, \varphi, z, t) = \sigma_p(\lambda) \frac{I(r, \varphi, z, t, \lambda_p)}{h\nu_p}, \quad A = \frac{1}{\tau_2}$$

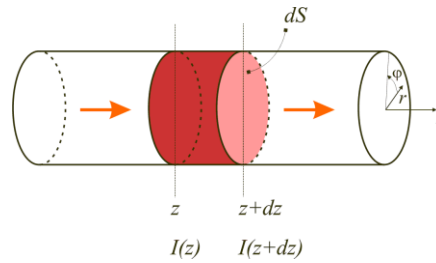
$$W_a(r, \varphi, z, t) = \int_0^\infty \sigma_a(\lambda) \frac{I_\lambda(r, \varphi, z, t, \lambda)}{h\nu} d\lambda$$

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

7

## Rovnice šíření monochromatického signálu

Rovnice šíření signálu  $I_s(r, \varphi, z, t, \lambda_s)$  lze odvodit z infinitesimální změny optického výkonu v elementu vlákna o tloušťky  $dz$  a průřezu  $dS$ :



V elementu  $dSdz$  je počet iontů ve stavu  $E_1$  a  $E_2$ :  $N_1 dSdz$ ,  $N_2 dSdz$

... počet absorpcí za jednotku času:  $\frac{I_s}{h\nu_s} \sigma_a N_1 dSdz$

... a počet stimulovaných emisí za jednotku času:  $\frac{I_s}{h\nu_s} \sigma_e N_2 dSdz$

... a tedy celková změna energie za jednotku času (výkon):  $\frac{I_s}{h\nu_s} (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) dSdz h\nu_s = I_s (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) dSdz$

Tento výkon musí být roven celkovému výkonu vstupujícímu do elementu  $dSdz$ :  $I_s(z) dS - I_s(z+dz) dS = \left( I_s(z) - I_s(z) - \frac{dI_s}{dz} dz \right) dS = -\frac{dI_s}{dz} dSdz$

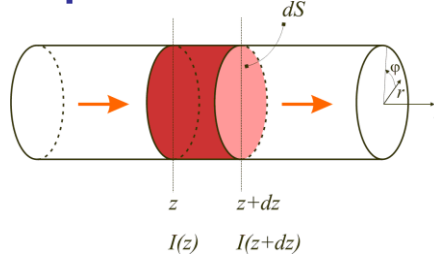
8

## Rovnice šíření monochromatického signálu, ASE a čerpání

výsledná rovnice šíření monochromatického signálu:

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

Při šíření vláknem je intenzita signálu  $I_s(r, \varphi, z, t, \lambda_s)$  ovlivněna nejen absorpcí a stimulovanou emisí ale i spontánní emisí (ta přispívá k šumu EDFA).  
Její generace a zesilování je popisována zvlášť:



ASE (amplified spontaneous emission)

v dopředném směru ( $f_\lambda(r, \varphi, \lambda)$  je norm. intenzita):  $\frac{dI_\lambda^{ASE+}(z, \lambda)}{dz} = (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) I_\lambda^{ASE+} + 2Mh\nu \Delta\nu \sigma_e N_2 f_\lambda$

ASE je širokopásmový signál v intervalu cca 1450-1650 nm

→ popisujeme ho pomocí parciálních vln o šířce pásma  $\Delta\nu$ .

Např. ASE 1450-1650 nm : 200 parciálních vln o šířce 1 nm.

M je počet módů šířících se vláknem na dané vlnové délce.

V dalším uvažujeme jednomódový režim,  $M=1$ .

obdobně ASE ve zpětném směru:

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

a čerpání:

(@980 nm)

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = -\sigma_a N_1 I_p$$

Intenzita signálu  $I_\lambda$ , populace  $N_1$  a  $N_2$  i rychlosti  $W_a$ ,  $W_e$ ,  $W_p$  jsou stále funkcemi  $(r, \varphi, z, t)$ !

9

## Rovnice šíření - překryvový faktor

Zjednodušení modelu: integrace rovnic šíření a rychlostních rovnic v příčném směru.

Další výhoda: zesílení signálu v optickém vlákně je názornější popisovat spíše opt. výkonem než intenzitami.

Vztah pro intenzitu pomocí

příčného rozložení pole  $f_\lambda(r, \varphi)$ :

Pokud signál, ASE i čerpání se šíří jen

v základním módu, je příčné rozložení jen funkcí  $r$

$$I_\lambda(r, \varphi, z, t) = P_\lambda(z, t) \cdot f_\lambda(r, \varphi), \quad \iint_{r, \varphi} f_\lambda(r, \varphi) r dr d\varphi = 1$$

Vyjádření populací na jednotlivých

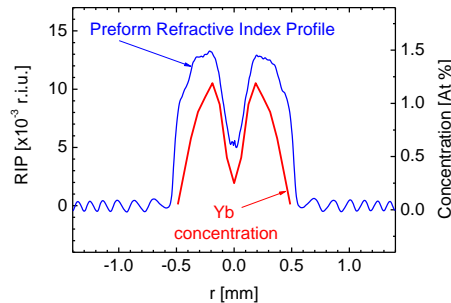
hladinách pomocí normovaného

koncentračního profilu:

(předpokládáme rotačně symetrický profil dopování,  $N_1$  a  $b$  jsou ekvivalentní, resp. střední koncentrace a poloměr dopování,  $N(r)$  je změřený koncentrační profil)

$$N_1(r, \varphi, z, t) = N_1(z, t) \frac{N(r)}{N_i},$$

$$2\pi \int_r N(r) r dr = N_i \pi b^2$$

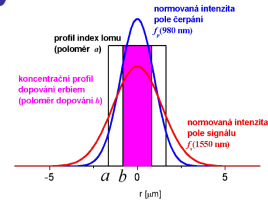


10

## Rovnice šíření - překryvový faktor

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

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



$$PS: \int_S (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) dS = 2\pi \int_r P_s(z,t) \cdot f_s(r) \left( \sigma_e N_2(z,t) \frac{N(r)}{N_t} - \sigma_a N_1(z,t) \frac{N(r)}{N_t} \right) r dr =$$

$$= P_s(z,t) \cdot (\sigma_e N_2(z,t) - \sigma_a N_1(z,t)) \cdot 2\pi \int_r f_s(r) \frac{N(r)}{N_t} r dr$$

**Γ**  
překryvový integrál, faktor  
(overlap factor) nezávisí na z

Rovnice šíření s překryvovým faktorem:

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

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -P_p \sigma_a N_1 \Gamma_p$$

$$\frac{dP_\lambda^{ASE\pm}(z, \lambda)}{dz} = \pm P_\lambda^{ASE\pm} \Gamma_\lambda (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) \pm 2h\nu \Delta\nu \sigma_e N_2 \Gamma_\lambda$$

Další fyzikální význam **Γ**:

s jeho pomocí lze vyjádřit efektivní průměrnou intenzitu v oblasti dopovaného erbiem takto:

$$I(z) = \frac{P(z)\Gamma}{\pi b^2}$$

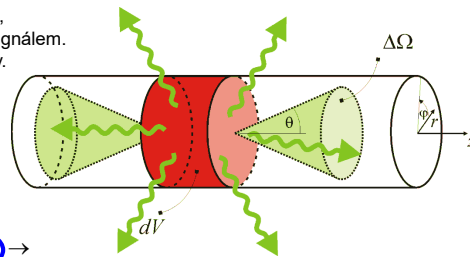
11

## Zesílená spontánní emise

Amplified Spontaneous Emission (ASE)

Excitované ionty  $\text{Er}^{3+}$  mohou emitovat fotony spontánně, přičemž tyto fotony nejsou koherentní se zesilovaným signálem. Přispívají k šumu zesilovače. Mohou být dále zesilovány.

Počet fotonů  $dn$  (s náhodnou polarizací) emitovaných spontánně mezi  $\nu$  a  $\nu+\delta\nu$  v objemu  $dV$  a vedených vláknem:



$$dn(\nu) = \underbrace{A_{21} g(\nu)}_{\text{pravděpodobnost spontánní emise}} \underbrace{\delta\nu \frac{\Delta\Omega}{4\pi}}_{\text{část fotonů SE vedených vláknem}} \underbrace{IV \int_r \int_\varphi N_2(r, \varphi) f_s(r, \varphi) r dr d\varphi}_{\text{překryv pole s aktivním prostředím}} \rightarrow dP_{SE} = h\nu dn(\nu)$$

tvář čáry:

$$g(\nu) = \frac{8\pi^2 \sigma_e(\nu)}{A_{21} \lambda^2}$$

vyjádření prostorového úhlu  $\Delta\Omega$  pomocí módu vyzařovaného černým tělesem [Kogelnick64]:

$$\Delta\Omega = \frac{\lambda^2}{n^2 \pi w^2}, \quad dV = \pi w^2 dz$$

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta) \approx \frac{2\pi \theta^2}{2} = \frac{\pi \lambda^2}{\pi^2 w^2 n^2}$$

$$NA = 0.4 \rightarrow \theta = 23^\circ \rightarrow \Delta\Omega/4\pi = 4\%$$

n ... index lomu  
w ... stopa pole

$$\text{Rovnice šíření ASE: } \frac{dP_\lambda^{ASE\pm}(z, \lambda)}{dz} = \pm P_\lambda^{ASE\pm} \Gamma_\lambda (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) \pm 2h\nu \Delta\nu \sigma_e N_2 \Gamma_\lambda$$

H. Kogelnick and A. Yariv, "Considerations of noise and schemes for its reduction in laser amplifiers", Proc. IEEE. February 1964, p. 165.  
E. Desurvire, Erbium-doped fiber amplifiers, principles and applications. John Wiley & Sons, New York, 1994.

12

## Rychlostní rovnice s překryvovým faktorem

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

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

$$PS: \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} W_p N_1(z, r, \varphi, t) r dr d\varphi + \dots = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \sigma_p \frac{P_p(z, t) f(r)}{h\nu_p} N_1(z, t) \frac{N(r)}{N_t} r dr d\varphi + \dots =$$

$$= \sigma_p \frac{P_p(z, t)}{h\nu_p} \Gamma N_1(z, t) + \dots$$

Rychlostní rovnice mají (po vydělení  $\pi b^2$ ) formálně stejný tvar, ale rychlosti přechodů  $W$  mezi hladinami jsou nyní:

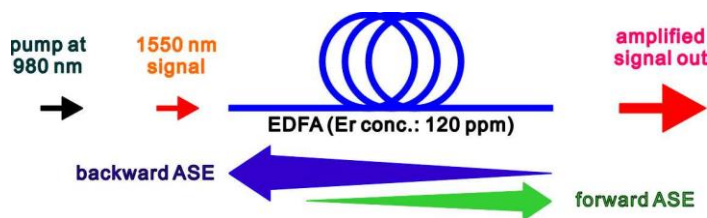
$$W_p(z, t) = \sigma_p \frac{P_p(z, t) \Gamma_\lambda}{h\nu \pi b^2},$$

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

Bylo ukázáno, že lze pro  $b < a$  lze s výbornou přesností zjednodušit příčné i podélné prostorově rozlišený model pomocí překryvového faktoru  $\Gamma$  na pouze podélně prostorově rozlišený model. JLT 9:271, 1991

13

## Teoretický model EDFA



rychlostní rovnice:

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

$$N_1 = N_{tot}^{Er} - N_2,$$

$$W_p = \frac{\sigma_p \Gamma_p P_p}{\pi b^2 h\nu_p}, W_a = \dots, W_e = \dots,$$

rovnice šíření signálu, ASE a čerpání:

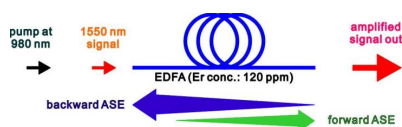
$$\frac{dP_s}{dz} = (N_2 \sigma_e - N_1 \sigma_a) \Gamma P_s$$

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

$$\frac{dP_{pump}}{dz} = -N_1 \sigma_a^{pump} \Gamma P_{pump}$$

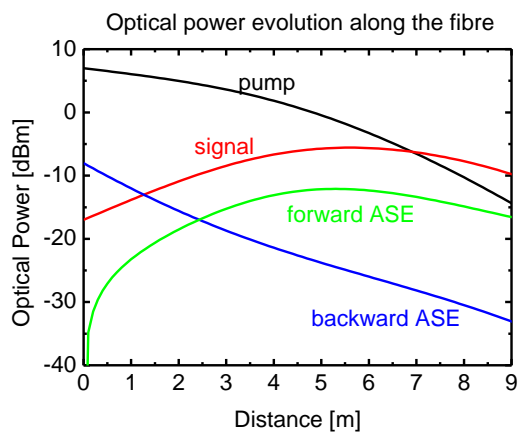
14

## Teoretický model EDFA



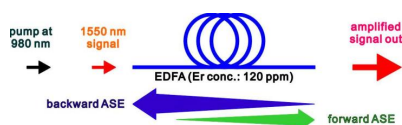
**parametry Er-dopovaného vlákna:**

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



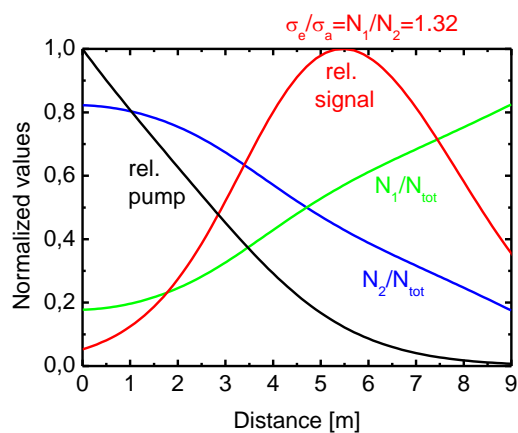
15

## Teoretický model EDFA



**parametry Er-dopovaného vlákna:**

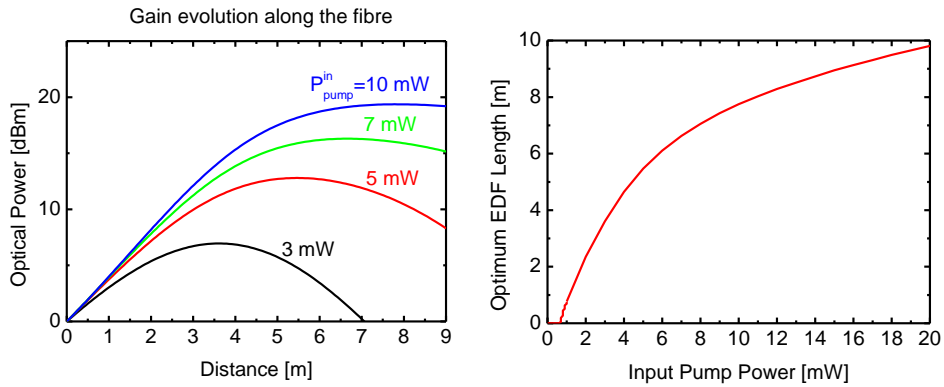
$a=b=1,64 \mu\text{m}$   
 $NA=0,21$  ( $\Delta n=15 \times 10^{-3}$ )  
 $\tau=12 \text{ ms}$   
 $N_t=6,8 \times 10^{-24} \text{ m}^{-3}$  ( $\sim 120 \text{ ppm}$ )  
 $\lambda_s=1550 \text{ nm}$ ,  $P_{s0}=20 \mu\text{W}$   
 $\lambda_{\text{pump}}=980 \text{ nm}$ ,  $P_{p0}=5 \text{ mW}$



16

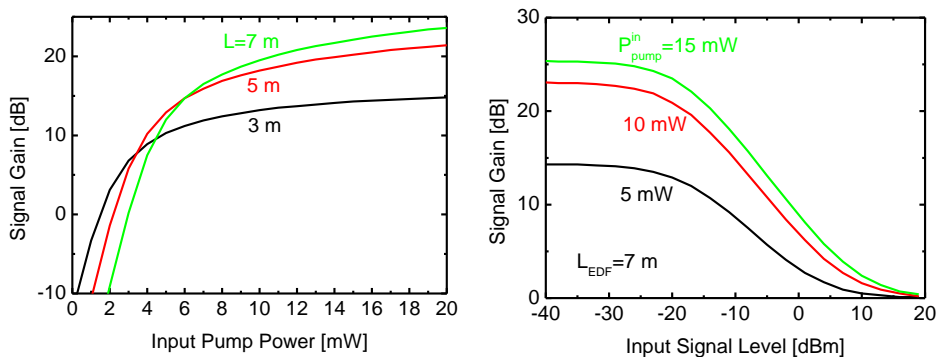


## EDFA - optimální délka vlákna



17

## EDFA - saturace zesílení



### Saturace zesílení kvůli čerpání.

Jak roste čerpací výkon, více a více iontů  $Er$  je excitováno na vyšší hladinu až pro vysoké čerpání je téměř celé vlákno invertováno. Protože inverze populace již dále neroste, neroste ani zisk.

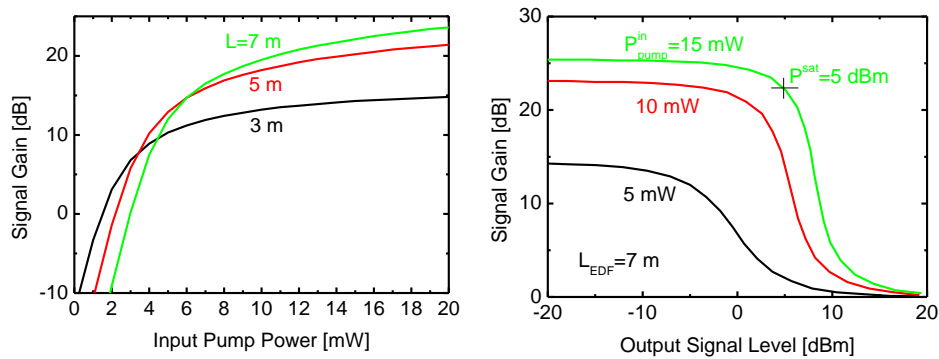
### Saturace zesílení signálem.

Vysoká úroveň vstupního signálu, resp. vysoké zesílení, vede k snížení inverzní populace a tedy k saturaci zesílení.

Silná BASE na začátku 7 m vlákna způsobuje při stejném čerpání menší zisk než mají kratší vlákna.  
Prahový čerpací výkon (threshold pump power,  $G=0$ ) roste díky BASE s délkou vlákna

18

## EDFA - saturace zesílení



### Saturace zesílení kvůli čerpání.

Jak roste čerpací výkon, více a více iontů Er je excitováno na vyšší hladinu až pro vysoké čerpání je téměř celé vlákno invertováno. Protože inverze populace již dále neroste, neroste ani zisk.

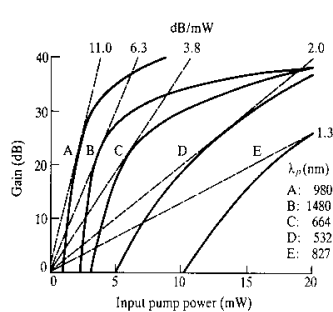
### Saturace zesílení signálem.

Vysoká úroveň vstupního signálu, resp. vysoké zesílení, vede k snížení inverzní populace a tedy k saturaci zesílení. Při **saturačním výstupním výkonu** zesilovače poklesne malosignálové zesílení o 3 dB.

19

## EDFA - srovnání čerpání na různých $\lambda$

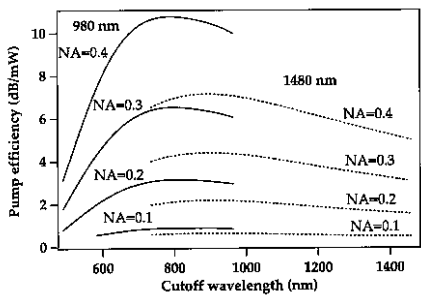
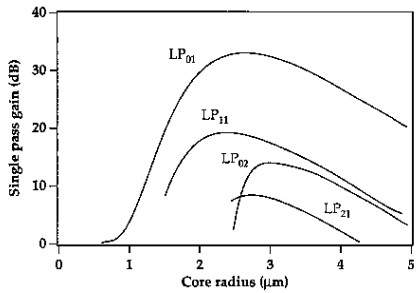
Fig. 14.20: Dependence of gain on input pump power for different pump wavelengths. The largest gain coefficient of 11 dB/mW corresponds to a 980-nm pump. [After Desurvire (1994).]



The largest value of the ratio of gain to pump power is referred to as the *gain coefficient* and is measured in dB/mW. This is one of the figures of merit of an amplifier and depends on the pump laser wavelength. Figure 14.20 shows the variation of gain with pump power corresponding to different pump laser wavelengths and shows that the maximum gain efficiency of 11 dB/mW has been achieved with a 980-nm pump laser. The maximization of gain coefficient can be achieved through proper optimization of the fiber parameters (core radius and NA) and confinement of Er ions within the fiber core.

# Optimalizace vlnovodných parametrů

Již z oboru pevnolátkových laserů je známo, že pro jejich efektivní činnost velmi závisí na překryvu efektivního objemu pole čerpání a signálu s oblastí obsahující aktivní médium.



## Poloměr jádra

Pro široká jádra klesá intenzita v jádře → klesá i zesílení. Pro malá jádra zase značná část čerpání zasahuje do pláště → klesá  $\Gamma$  a tím i zisk.

## Numerická apertura

čerpací účinnost zesílení (pump gain efficiency) [dB/mW]: maximální poměr zesílení vs. čerpání pro určitou úroveň čerpání. Délka vlákna je optimalizována pro tuto úroveň čerpání.

Čerpací účinnost roste s rostoucí NA, díky možnosti plně inverze je čerpací účinnost lepší pro čerpání @980 nm.

Vyššího **malosignálového zesílení** lze dosáhnout u vláken s velkou NA a malým jádrem.

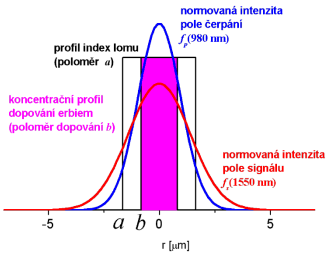
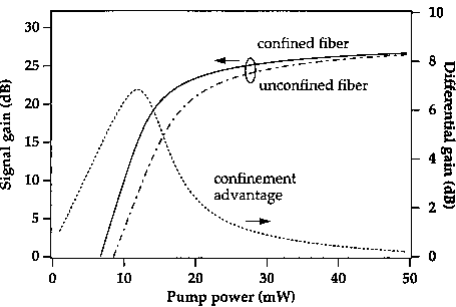
Vlákno s  $NA=0.4$ ,  $a=1.3 \mu m$  má 3× větší malosignálové zesílení než vlákno s  $NA=0.1$ ,  $a=4.5 \mu m$  (~SSMF).

Pro **výkonové zesilovače** je důležitějším parametrem výkonová konverzní účinnost, používají se vlákna s širším jádrem a menší NA (větší akumulace energie, menší nelineární jevy, menší párové zhášení).

21

# Optimalizace parametrů dopování

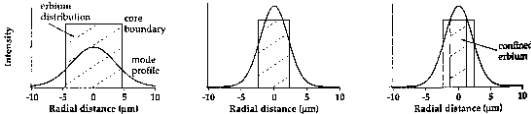
Inverze populace lze dosáhnout nejnázne v oblasti s vysokou intenzitou v ose jádra vlákna pro základní mód LP01. Aktivní médium  $Er^{3+}$  je možné čerpat efektivněji, pokud ve vnějších oblastech jádra nebude. Lepšího malosignálového zesílení lze dosáhnout v EDF kde  $b < a$ . Při vysokém čerpání jsou vybudeny i erbiové ionty dále od osy vlákna, není třeba soustředit  $Er^{3+}$  k ose.



Postupná optimalizace návrhu účinného EDF: od zúžení pole čerpání (střední obr.) k soustředění erbia k ose jádra

## Vliv soustředění $Er^{3+}$ na malosignálové zesílení EDFa

Čerpání @980 nm,  
plná čára:  $a=2 \mu m$ ,  $b=1 \mu m$ , délka vlákna 37 m  
přerušovaná čára:  $a=b=2 \mu m$ , délka vlákna 12 m



22

## EDFA - spektrum zesílení vs. inverze populace

Rovnice šíření signálu v přiblížení rovnoměrně excitovaných iontů erbia podél vlákna:

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s \Gamma_s (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1), \quad \int_0^L dz$$

$$\overline{N_2} L = \int_0^L N_2(z) dz, \quad \overline{N_1} = N_{tot}^{Er} - \overline{N_2}.$$

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

Řešení:  $P_{sL} = P_{s0} e^{\Gamma_s N_{tot}^{Er} \left( (\sigma_e + \sigma_a) \frac{\overline{N_2}}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right) L}$ ,  $G_{dB}(\lambda) = 4.34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left( (\sigma_e + \sigma_a) \frac{\overline{N_2}}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right) L$

Spektrální průběh zesílení je lineární kombinací absorpčního a emisního průřezu.

Jediný parametr (relativní obsazení metastabilní hladiny:  $N_2/N_{tot}^{Er}$ ) určuje tvar spektra zesílení !

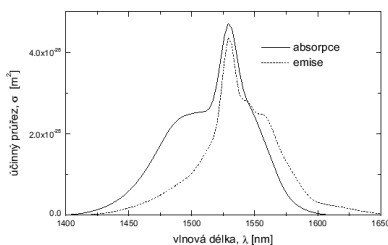
23

## EDFA - spektrum zesílení vs. inverze populace

$$G_{dB} = 4.34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left( \sigma_e \overline{N_2} - \sigma_a \overline{N_1} \right) L = 4.34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left( (\sigma_e + \sigma_a) \frac{\overline{N_2}}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right) L$$

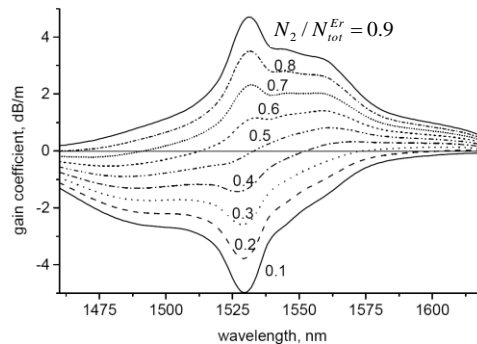
Spektrální průběh zesílení je lineární kombinací absorpčního a emisního průřezu.

Jediný parametr (relativní obsazení metastabilní hladiny:  $N_2/N_{tot}^{Er}$ ) určuje tvar spektra zesílení !



Typický absorpční a emisní účinný průřez iontu erbia v hlinito-fosfátové kompozici skla & výsledné spektrum zesílení resp. absorpce pro různá relativní obsazení metastabilní hladiny.

Pro rel. obsazení excitované hladiny  $\approx 35\%$  je dosaženo až 50nm pásma zesílení v **L-pásmu (1560-1610nm)**. Aby bylo dosaženo rozumného zesílení, je nutné použít dlouhé vlákno  $L > 150$  m. Čerpací výkon, konfigurace čerpání a jeho výkon, délka vlákna musí být pečlivě vybrána.



24

# Gilesův model - effective parameter modeling

Modelování EDFA pomocí efektivních parametrů

Modelování zesílení s uvažováním ASE lze i bez znalosti účinných průřezů (někdy je bývá obtížné přesně určit) a fluorescenční doby života  $\tau$ , pouze z měření malosignálového útlumu a zesílení, tzv. Gilesových parametrů:

$$\alpha_\lambda = \sigma_{a,\lambda} \Gamma_\lambda N_t, \quad g_\lambda^* = \sigma_{e,\lambda} \Gamma_\lambda N_t$$

Koeficient zesílení se měří na velmi krátkém vlákně, aby byla zajištěna plná inverze  $N_2 = N_{tot}^{Er}$

Dále útlumu pozadí  $\alpha_0(\lambda)$  a tzv. saturačního parametru vlákna  $\zeta$ :  
 $P_\lambda^{sat}$  ... absorbovaný výkon, při kterém se transmise (na dané vlnové délce) se zvětší  $e$ -krát.  
 Podrobněji viz Salehův model.

$$\zeta = \frac{AN_t}{\tau} = \frac{P_\lambda^{sat}(\alpha_\lambda + g_\lambda^*)}{h\nu}$$

$A = \pi b^2$  ... erbium doped area

Rychlostní rovnice:

$$\frac{N_2}{N_t} = \frac{\sum_\lambda \frac{P_\lambda(z) \alpha_\lambda}{h\nu \zeta}}{1 + \sum_\lambda \frac{P_\lambda(z) (\alpha_\lambda + g_\lambda^*)}{h\nu \zeta}}$$

Rovnice šíření:

$$\frac{dP_\lambda^\pm}{dz} = \pm (\alpha_\lambda + g_\lambda^*) \frac{N_2}{N_t} P_\lambda \pm g_\lambda^* \frac{N_2}{N_t} M h \nu \Delta \nu \mp (\alpha_\lambda + \alpha_\lambda^0) P_\lambda$$

Model s uvažováním střední inverze populace (length averaged inversion population model) upravený pomocí Gilesových parametrů:

$$G_{dB} = 4.34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left( (\sigma_e + \sigma_a) \frac{\overline{N_2}}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right) L = 4.34 \left( (\alpha_\lambda + g_\lambda^*) \frac{\overline{N_2}}{N_{tot}^{Er}} - \alpha_\lambda \right) L$$

zisk pokud uvažujeme i útlum pozadí:

$$G_{dB} = 4.34 \left( (\alpha_\lambda + g_\lambda^*) \frac{\overline{N_2}}{N_{tot}^{Er}} - (\alpha_\lambda + \alpha_{\lambda 0}) \right) L$$

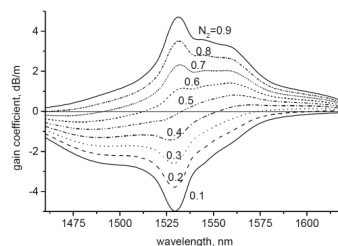
C. R. Giles, et al., "Characterization of erbium-doped fibers and application to modelling 980-nm and 1480-nm pumped amplifiers", IEEE Phot. Tech. Lett., 3(4):363-365, 1991.

25

## Gilesův model - úloha

Vypočtete spektrální závislost koeficientu zesílení [dB/m] pro různé hodnoty relativní obsazení metastabilní hladiny:  $N_2/N_{tot}^{Er} = 0.1, 0.2, \dots 0.9$  pro zadané Gilesovy parametry (v souboru v adresáři <http://www.ufe.cz/cs/pavel-peterka-pro-studenty>)

Vypočtete, jaká musí délka erbiem dopovaného vlákna, aby malosignálové zesílení @1600 nm bylo 20 dB při inverzi populace  $N_2/N_{tot}^{Er} = 0.35$ . Jaký musí být výkon čerpání @980nm, aby se dosáhlo právě této inverze populace? Spočtete tento výkon také pro vlnovou délku čerpání 1480 nm. Použijte model s uvažováním střední inverze populace upravený pomocí Gilesových parametrů. Vláknem považujte za dostatečně dlouhé, takže neabsorbovaný výkon můžete zanedbat (každý čerpací foton vede k excitaci iontu erbia jako v Salehově modelu). Při výpočtu  $N_2$  zanedbejte ASE a signál.



C. R. Giles, et al., "Characterization of erbium-doped fibers and application to modelling 980-nm and 1480-nm pumped amplifiers", IEEE Phot. Tech. Lett., 3(4):363-365, 1991.

26

## Gilesův model – poznámky k úloze

Pozor na jednotky koeficientu zesílení a absorpce [dB/m] a [m<sup>-1</sup>], např. pro zesílení:

$$P_{out}=P_{in} e^{gL} \rightarrow G_{dB}=10 \log_{10}(P_{out}/P_{in}) \rightarrow G_{dB}=10 \log_{10}(e^{gL}) \rightarrow G_{dB}=g \cdot L \cdot 10 \log_{10}(e) \rightarrow G_{dB}=4.34 \cdot g \cdot L$$

Vypočtete, jaká musí délka erbiem dopovaného vlákna, aby malosignálové zesílení @1600 nm bylo 20 dB při inverzi populace  $N_2/N_{tot}^{Er}=0.35$ . Jaký musí být výkon čerpání @980nm, aby se dosáhlo právě této inverze populace? Použijte model s uvažováním střední inverze populace upravený pomocí Gilesových parametrů. Vláknem považujte za dostatečně dlouhé, takže neabsorbovaný výkon můžete zanedbat (každý čerpací foton vede k excitaci iontu erbia jako v Salehově modelu). Při výpočtu  $N_2$  zanedbejte ASE a signál.

$$\text{Rychlostní rovnice pro Salehův model v ustáleném stavu: } N_2 = - \sum_{\lambda} \frac{\tau}{h\nu A} \frac{dP_{\lambda}}{dz}$$

Rovnici vydělíme  $N_{tot}$  a zanedbáme ASE a signál, zůstává jen čerpání, tedy zůstává jen index  $\lambda=p$

$$\frac{N_2}{N_{tot}} = - \frac{\tau}{h\nu A N_{tot}} \frac{dP_p}{dz} = - \frac{1}{h\nu \zeta} \frac{dP_p}{dz}$$

$$\text{Po integraci dostáváme: } \frac{1}{N_{tot}} \int N_2 dz = - \frac{1}{\zeta h\nu} \int dP_p$$

$$\frac{L \bar{N}_2}{N_{tot}} = - \frac{1}{\zeta h\nu} [P_p(L) - P_p(0)]$$

Veškeré čerpání se absorbuje, tedy  $P_p(L)=0$

$$\text{Výsledek: } P_p(0) = \dots$$

27

## Salehův model

Analytické řešení pro dvouhladinový systém, bez ASE

Modelování zesílení bez uvažování ASE, ESA, nezářivých přechodů. Každá změna fotonového toku vede ke změně populace:

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = - \frac{N_2}{\tau} - \sum_{\lambda} \frac{1}{h\nu \pi b^2} \frac{\partial P_{\lambda}}{\partial z}$$

$$\text{Při ustáleném stavu platí: } N_2(z) = - \frac{\tau}{\pi b^2} \sum_{\lambda} \frac{1}{h\nu} \frac{dP_{\lambda}}{dz}$$

$$\frac{dP_{\lambda}}{dz} = P_{\lambda} \Gamma_{\lambda} (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) = - \left( \alpha_{\lambda} + \frac{1}{P_{\lambda}^{sat}} \sum_{\lambda} \frac{dP_{\lambda}}{dz} \right) P_{\lambda}$$

malosignálový útlum:

$$\alpha_{\lambda} = \sigma_{a,\lambda} \Gamma_{\lambda} N_1$$

vlastní saturační výkon:

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

Rovnice šíření lze integrovat, výsledek:

kde  $P_{tot}^{in}$  je celkový vstupní výkon

$$P_{\lambda}^{out} = P_{\lambda}^{in} e^{-\alpha_{\lambda} L} e^{(P_{tot}^{in} - P_{tot}^{out}) / P_{\lambda}^{sat}}$$

Transcendentální rovnice pro výstupní výkon  $P_{\lambda}^{out}$ , pokud známe vstupní výkony,  $\alpha_{\lambda}$  a  $P_{\lambda}^{sat}$ .

Fyzikální význam  $P_{\lambda}^{sat}$ :

pokud je celkový abs. výkon  $P_{tot}^{in} - P_{tot}^{out}$  roven  $P_{\lambda}^{sat}$  zvýší se (transmise)  $P_{tot}^{out}$  e-krát.

Model lze snadno upravit i pro protisměrně se šířící vlny čerpání a signálu.

## Salehův model - úloha

Vypočtete závislost zesílení signálu @1550 nm na čerpacím výkonu v rozmezí -40 ... 10 dBm pro různé úrovně úrovně vstupního signálu: -30, -20, ... 10 dBm a pro srovnání rovněž -26.7 dBm a 0 dBm.

Parametry vlákna:

$$\alpha_{1480}=0.792 \text{ m}^{-1}, \alpha_{1550}=0.876 \text{ m}^{-1}$$

$$P_{1480}^{sat}=0.549 \text{ mW}, P_{1550}^{sat}=0.272 \text{ mW}$$

$$L=3.87 \text{ m}$$

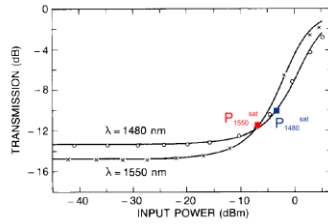


Fig. 1. Small-signal and partially bleached absorption of the 387-cm-long erbium-doped fiber at wavelengths of 1480 nm (circles) and 1550 nm (crosses). The solid lines show the fit used to obtain  $\alpha_a$  and  $P_a^{sat}$  for each wavelength using (5).

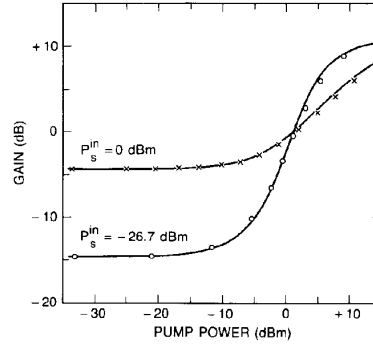


Fig. 2. Gain at 1550 nm of an erbium-doped fiber amplifier pumped at 1480 nm for two levels of input signal power: -26.7 dBm (circles) and 0.0 dBm (crosses). The solid lines show the predicted gain using (5) and parameters obtained from the absorption data shown in Fig. 1.

A. A. M. Saleh et al., "Modelling of gain in erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Phot. Tech. Lett. 2(10):714-717,1990.

29

## Salehův model – poznámky k úloze

Opět pozor na jednotky koeficientů zesílení a absorpce [dB/m] a [m<sup>-1</sup>],  $G_{dB}=4.34 \cdot g \cdot L$   
 $P$  může být v jednotkách  $W$  nebo také jako fotonový tok, počet fotonů za sekundu.

$$P_{\lambda}^{out} = P_{\lambda}^{in} e^{-\alpha_{\lambda} L} e^{(P_{tot}^{in} - P_{tot}^{out}) / P_{\lambda}^{sat}}$$

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

$$\alpha_{\lambda} = \sigma_{a,\lambda} \Gamma_{\lambda} N_t$$

$$g_{\lambda}^* = \sigma_{e,\lambda} \Gamma_{\lambda} N_t$$

$$\zeta = \frac{A N_t}{\tau}$$

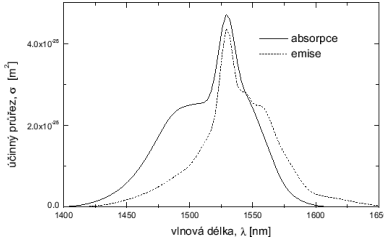
$$P_{\lambda}^{sat} = \zeta \frac{h \nu}{(N_{tot} \sigma_{e,\lambda} \Gamma_{\lambda} + N_{tot} \sigma_{a,\lambda} \Gamma_{\lambda})} = \zeta \frac{h \nu}{(g_{\lambda}^* + \alpha_{\lambda})}$$

30

## EDFA – gain spectra vs. population inversion

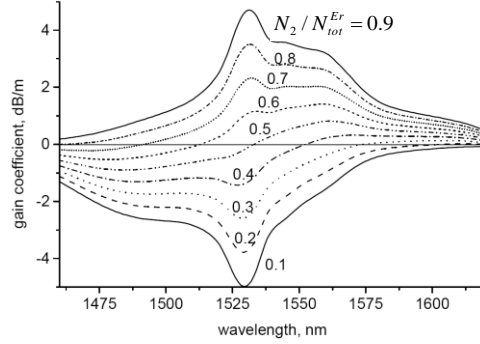
$$G_{dB} = 4.34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} (\sigma_e \bar{N}_2 - \sigma_a \bar{N}_1) L = 4.34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left( (\sigma_e + \sigma_a) \frac{\bar{N}_2}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right) L$$

Spectral shape of the EDFA gain is given by linear combination of absorption and emission cross sections. The shape of the spectral gain is given by only one parameter (relative population of the metastable level  $\bar{N}_2/N_{tot}^{Er}$ )!



Typical absorption and emission cross sections of Er ion in aluminophospho silicate glass composition & gain/loss spectra for different relative population of the metastable level.

For relative population of the excited level  $\approx 35\%$ , the 50 nm wide gain can be achieved in so-called **v L-band (1560-1610nm)**. In order to get reasonable overall gain, rather long fiber has to be used,  $L > 150$  m. Apart from fiber length, also the pump configuration and power have to be carefully optimized.



31

## Giles model

*EDFA modelling using effective parameters*

EDFA gain modelling can be done even without knowledge of the cross sections (that are sometimes difficult to determine) and fluorescence lifetime  $\tau$  of the metastable level. The gain modelling can be done using so called Giles parameters that are determined from small-signal loss and gain measurements:

$$\alpha_\lambda = \sigma_{a,\lambda} \Gamma_\lambda N_t, \quad g_\lambda^* = \sigma_{e,\lambda} \Gamma_\lambda N_t$$

gain coefficient is measured on very short fiber so that the fiber is fully inverted  $N_2 = N_{tot}^{Er}$

The model use also background loss  $\alpha_0(\lambda)$  and so called fiber saturation parameter  $\zeta$ :

$P_\lambda^{sat}$  ... absorbed pump power, that allows increase of transmission at given  $\lambda$  by factor  $e$ . see also Saleh's model.

$$\zeta = \frac{AN_t}{\tau} = \frac{P_\lambda^{sat}(\alpha_\lambda + g_\lambda^*)}{h\nu}$$

$A = \pi b^2$  ... erbium doped area

Rate equations:

$$\frac{N_2}{N_t} = \frac{\sum_\lambda \frac{P_\lambda(z) \alpha_\lambda}{h\nu \zeta}}{1 + \sum_\lambda \frac{P_\lambda(z) (\alpha_\lambda + g_\lambda^*)}{h\nu \zeta}}$$

Propagation equations:

$$\frac{dP_\lambda^\pm}{dz} = \pm (\alpha_\lambda + g_\lambda^*) \frac{N_2}{N_t} P_\lambda \pm g_\lambda^* \frac{N_2}{N_t} M h \nu \Delta \nu \mp (\alpha_\lambda + \alpha_{\lambda 0}) P_\lambda$$

Length averaged inversion population model written using Giles' parameters:

$$G_{dB} = 4.34 \cdot \Gamma_s N_{tot}^{Er} \left( (\sigma_e + \sigma_a) \frac{\bar{N}_2}{N_{tot}^{Er}} - \sigma_a \right) L = 4.34 \left( (\alpha_\lambda + g_\lambda^*) \frac{\bar{N}_2}{N_{tot}^{Er}} - \alpha_\lambda \right) L$$

gain when background losses  $\alpha_0(\lambda)$  are not neglected:

$$G_{dB} = 4.34 \left( (\alpha_\lambda + g_\lambda^*) \frac{\bar{N}_2}{N_{tot}^{Er}} - (\alpha_\lambda + \alpha_{\lambda 0}) \right) L$$

C. R. Giles, et al., "Characterization of erbium-doped fibers and application to modelling 980-nm and 1480-nm pumped amplifiers", IEEE Phot. Tech. Lett., 3(4):363-365, 1991.

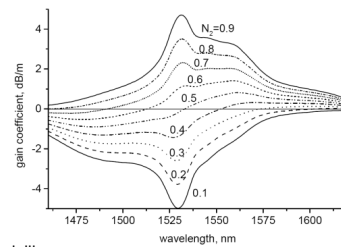
32



## Giles model – student task

Calculate spectral gain of the gain coefficient [dB/m] for various values of relative population of the metastable level:  $N_2/N_{tot}^{Er} = 0.1, 0.2, \dots, 0.9$  and for given Giles' parameters (they are in corresponding files here: <http://www.ufe.cz/cs/pavel-peterka-pro-studenty>) Create a graph similar to that shown below.

Calculate the length of erbium doped fiber so that the small signal gain @1600 nm is 20 dB for relative population of the metastable level  $N_2/N_{tot}^{Er} = 0.35$ . What is the pump power @980nm, to reach this relative population of the metastable level? Calculate the respective pump power also for the pump wavelength of 1480 nm. Use the length averaged inversion population model written using Giles' parameters. The erbium-doped fiber is so long that you can neglect the unabsorbed pump, i.e., every pump photon excite an erbium ion like in the Saleh's model. For calculation of  $N_2$ , the ASE and signal power can be neglected.



C. R. Giles, et al., "Characterization of erbium-doped fibers and application to modelling 980-nm and 1480-nm pumped amplifiers", IEEE Phot. Tech. Lett., 3(4):363-365, 1991.

33

## Saleh's model

*Analytic solution of rate and propagation equations for two-level system*

Modelling of the EDFA gain without amplified spontaneous emission, excited state absorption and non-radiative decay. In such a case every change in the photon flux lead to change of population inversion (i.e., one absorbed photon leads to one excited erbium ion):

$$\text{For steady state: } N_2(z) = -\frac{\tau}{\pi b^2} \sum_{\lambda} \frac{1}{h\nu} \frac{dP_{\lambda}}{dz} \quad \frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = -\frac{N_2}{\tau} - \sum_{\lambda} \frac{1}{h\nu\pi b^2} \frac{\partial P_{\lambda}}{\partial z}$$

$$\frac{dP_{\lambda}}{dz} = P_{\lambda} \Gamma_{\lambda} (\sigma_e N_2 - \sigma_a N_1) = -\left( \alpha_{\lambda} + \frac{1}{P_{\lambda}^{sat}} \sum_{\lambda} \frac{dP_{\lambda}}{dz} \right) P_{\lambda}$$

small signal gain:

$$\alpha_{\lambda} = \sigma_{a,\lambda} \Gamma_{\lambda} N_t$$

intrinsic saturation  
power:

$$P_{\lambda}^{sat} = \frac{h\nu\pi b^2}{\Gamma_{\lambda} (\sigma_e^e + \sigma_a^a) \tau}$$

The equation we can integrate, the result is :

$$P_{\lambda}^{out} = P_{\lambda}^{in} e^{-\alpha_{\lambda} L} e^{(P_{tot}^{in} - P_{tot}^{out}) / P_{\lambda}^{sat}}$$

where  $P_{tot}^{in}$  is the total input power

It is transcendental equation for output power  $P_{\lambda}^{out}$ , if we know input powers,  $\alpha_{\lambda}$  and  $P_{\lambda}^{sat}$ .

Physical meaning of  $P_{\lambda}^{sat}$ : If total absorbed power  $P_{tot}^{in} - P_{tot}^{out}$  is equal to  $P_{\lambda}^{sat}$  then the  $P_{tot}^{out}$  (the transmission) is increased by factor  $e$

A. A. M. Saleh et al., "Modelling of gain in erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Phot. Tech. Lett. 2(10):714-717,1990.

34

## Saleh's model – student task definition

Calculate the dependence of the gain of the signal @1550 nm on the pump power in the range of -40 ... 10 dBm for the following input signal levels: -30, -20, -10, 0, 10 dBm and for comparison with the Saleh's paper also for input signal of -26.7 dBm.

Fiber parameters:

$$\alpha_{1480}=0.792 \text{ m}^{-1}, \alpha_{1550}=0.876 \text{ m}^{-1}$$

$$P_{1480}^{sat}=0.549 \text{ mW}, P_{1550}^{sat}=0.272 \text{ mW}$$

$$L=3.87 \text{ m}$$

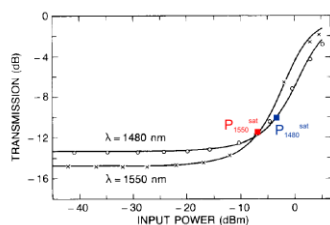


Fig. 1. Small-signal and partially bleached absorption of the 387-cm-long erbium-doped fiber at wavelengths of 1480 nm (circles) and 1550 nm (crosses). The solid lines show the fit used to obtain  $\alpha_s$  and  $P_s^{sat}$  for each wavelength using (5).

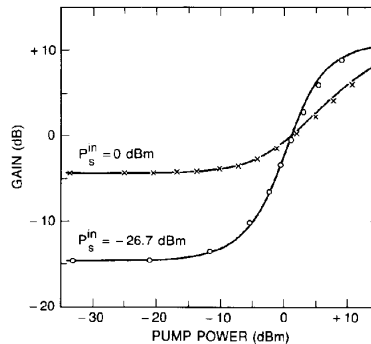
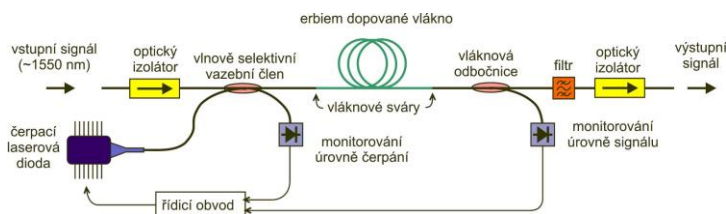


Fig. 2. Gain at 1550 nm of an erbium-doped fiber amplifier pumped at 1480 nm for two levels of input signal power: -26.7 dBm (circles) and 0.0 dBm (crosses). The solid lines show the predicted gain using (5) and parameters obtained from the absorption data shown in Fig. 1.

A. A. M. Saleh et al., "Modelling of gain in erbium-doped fiber amplifiers", IEEE Phot. Tech. Lett. 2(10):714-717,1990.

35

## EDFA II.



- ◆ Další možnosti návrhu EDFA (obousměrné čerpání, gain-flattened EDFA)
- ◆ Měření spektrálního průběhu zesílení, saturace zesílení a šumového čísla
- ◆ Erbium a yterbiem dopovaný vláknový zesilovač
- ◆ Thulium dopovaný vláknový zesilovač (TDFA)
- ◆ Praseodymem dopovaný vláknový zesilovač (PDFA)
- ◆ Příklad aplikace EDFA v komunikačních systémech
- ◆ Práce s numerickým modelem EDFA

36

## Konfigurace čerpání jednostupňových EDFA

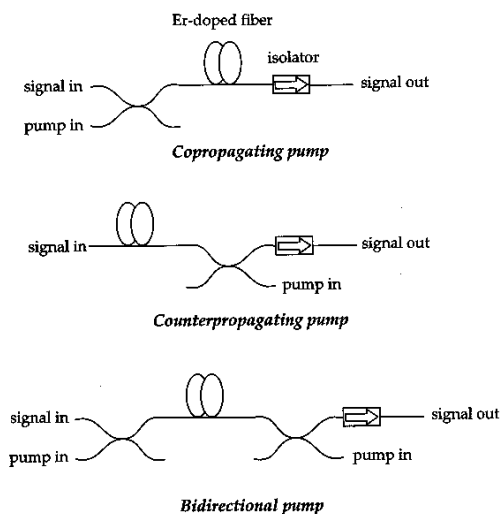


Figure 8.10: Pump configurations for a single-stage erbium-doped fiber amplifier.

37

## Konfigurace čerpání jednostupňových EDFA

krátký EDFA ⇒  
nízká ASE, vysoká  
inverze ⇒  
nezáleží na  
konfiguraci čerpání,  
nízký šum

obousměrné čerpání  
poskytuje vyšší zesílení  
pro všechny délky EDFA

velký vstupní signál ⇒ menší ASE ⇒  
téměř nezáleží na konfiguraci čerpání

jen při velmi dlouhém vlákně a zpětném  
čerpání se projeví vliv FASE

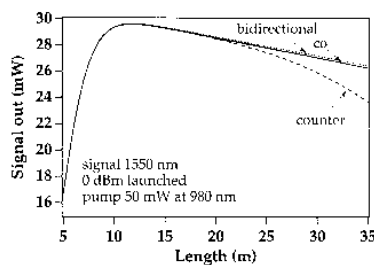
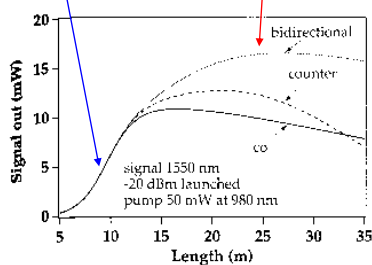
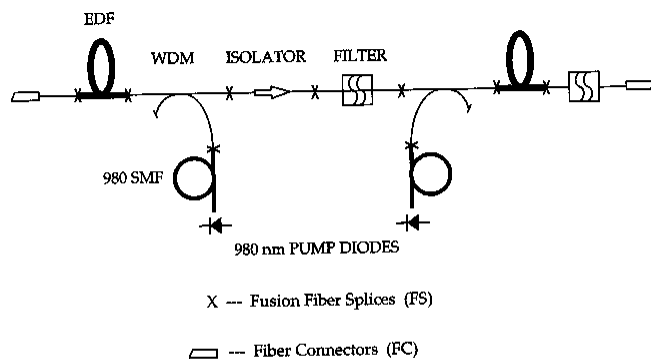


Figure 8.11: Signal output power (mW) at 1550 nm as a function of length, for erbium-doped fiber A of Chapter 6 pumped at 980 nm with 50 mW of pump power in either bidirectional, copropagating, or counterpropagating directions, from numerical simulations. The input signal power is -20 dBm (left) and 0 dBm (right).

38

## Dvoustupňový EDFA

1. stupeň optimalizován s ohledem na malé NF.
  2. stupeň optimalizován s ohledem na vysokou výkonovou konverzní účinnost.
- Mezi stupně možné vložit spektrální filtr, aby se dosáhlo ploché spektrální charakteristiky zesílení (gain flattening)



**Figure 3.1:** Typical two-stage erbium-doped fiber amplifier. The various components needed are pump lasers, isolators, wavelength division multiplexers (WDM), filters, connectors, and various types of transmission fiber.

39

## Měření zesílení EDFA

*Optical spectrum analyzer method*

$$\text{Gain[dB]} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_s^{\text{out}}}{P_s^{\text{in}}} \right)$$

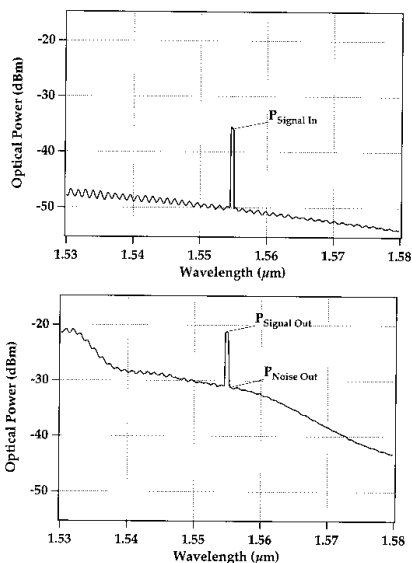
Jak odlišit ASE od zesíleného signálu?

- spektrální filtrací, např. pomocí OSA
- měřením zesíleného modulovaného signálu, např. na osciloskopu

$$\text{Gain} = 10 \log_{10} \left( \frac{(P_s^{\text{out}} + P_{\text{noise}}^{\text{out}}) - P_{\text{noise}}^{\text{out}}}{P_s^{\text{in}}} \right)$$

$$\text{Gain} = 10 \log_{10} \left( \frac{8.04 \mu\text{W} - 0.76 \mu\text{W}}{0.27 \mu\text{W}} \right) =$$

$$= 14.34 \text{ dB}$$



**Figure 8.1:** Amplifier input (top) and output (bottom) spectra, measured with an optical spectrum analyzer with a 0.5 nm spectral bandpass.

$P_{\text{noise}}^{\text{out}}(\lambda_s) = P_{\text{ASE}}(\lambda_s)$  = určité proložení křivky ASE v okolí měřené vlnové délky  $\lambda_s$  vhodnou analytickou funkcí

40

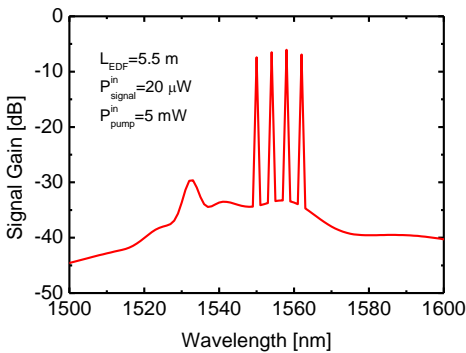
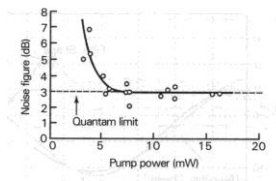
# EDFA - šumové číslo

Část spontánní emise je navázána do módu LP01, šíří se spolu se signálem, je s ním zesilována (ASE) a interferuje se signálem na fotodetektoru => zhoršuje šumové vlastnosti EDFA.

$$F = \frac{(SNR)_{input}}{(SNR)_{output}}$$

Pro EDFA s velkým zesilením platí:

$$F \cong 2 \frac{N_2}{(N_2 - N_1)} \qquad F = \frac{P_{ASE}}{\Delta \nu G h \nu} + \frac{1}{G}$$



Při čerpání přímo na metastabilní hladinu ( $\lambda_p=1480\text{ nm}$ ) nelze dosáhnout plné inverze ( $N_2 \cong N_{tot}$ ), proto EDFA čerpaná na 980 nm má lepší šumové vlastnosti.

$P_{ASE}(\lambda_s)$  určíme proložení křivky ASE v okolí měřené vlnové délky  $\lambda_s$  vhodnou analytickou funkcí  $\Delta \nu$  vypočteme z FWHM zesíleného signálu

41

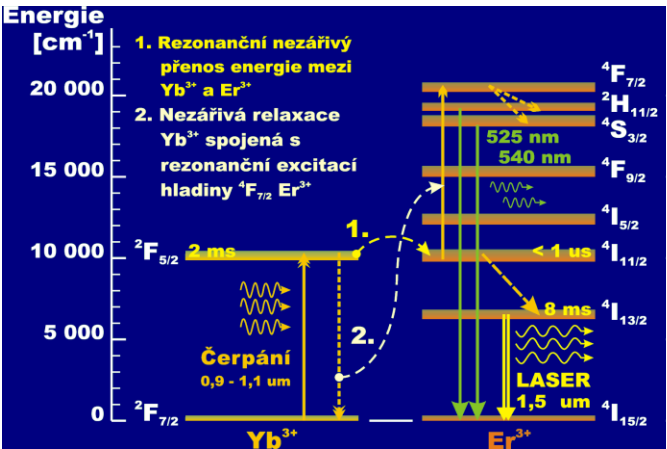
# Er/Yb dopovaný vláknový zesilovač

Výhody kodopování Yb:  
vyšší a širší absorpční účinný průřez, menší riziko shlukování Er iontů vyšší dopování, kratší zesilovač.



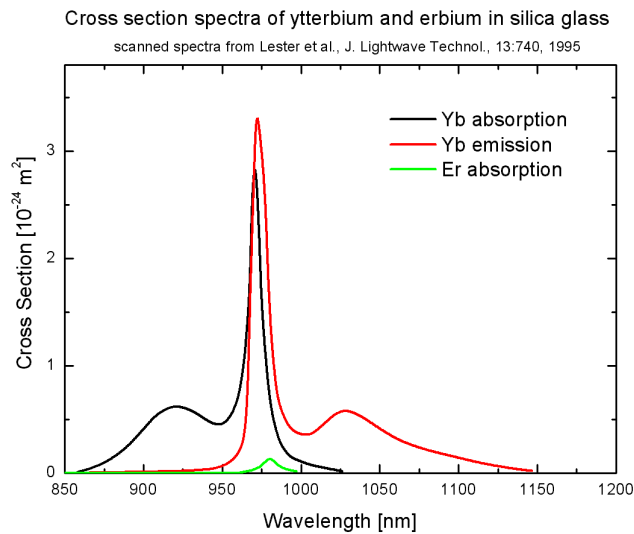
zeleně svítící up-converse

Schéma energetických hladin iontů Er a Yb



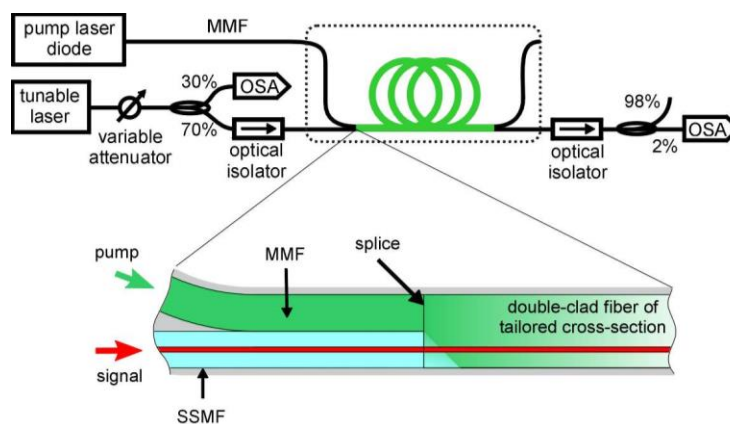
42

## Účinné průřezy Er a Yb v okolí 980 nm



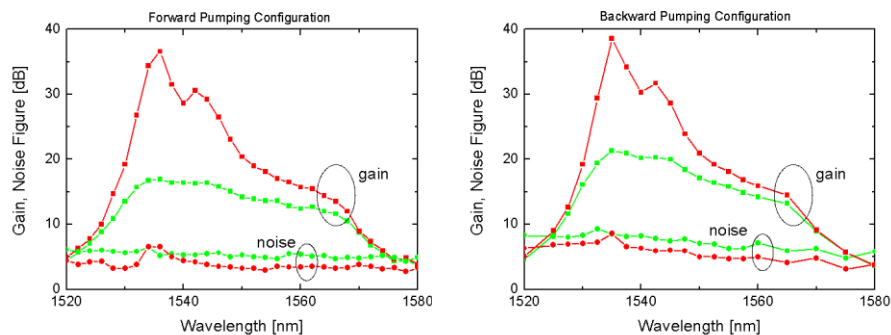
43

## Schéma měření zesílení a šumového čísla EYDFA



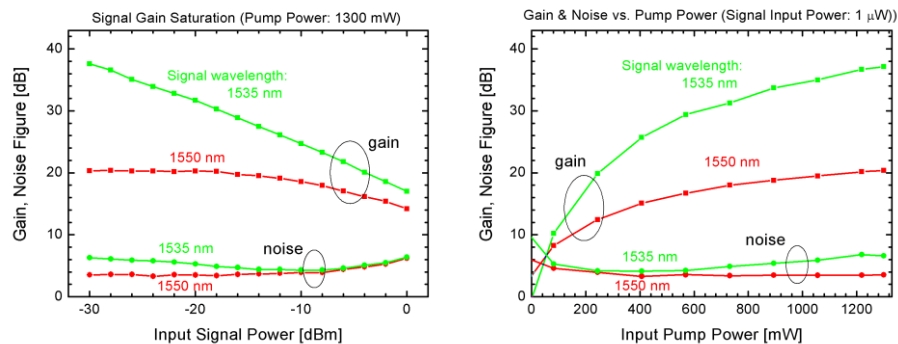
P. Peterka, I. Kašík, V. Matějčec, M. Karásek, J. Kaňka, P. Honzátko, V. Kubeček, "Amplifier Performance ...", Optical Fiber Communication conference OFC'07, paper JWA12, Anaheim, California, USA, March 25-29, 2007.

# Měření zesílení a šumového čísla EYDFA pro slabý (1 $\mu$ W) a silný (1 mW) vstupní signál



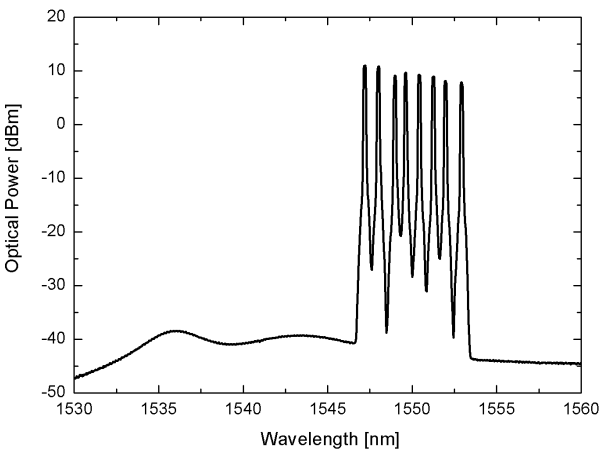
Bylo dosaženo maximální malosignálové zesílení téměř 40 dB a výstupní výkon 22.6 dBm (186 mW) při relativně nízkém čerpání 1.3 W. Nejlepší šumové charakteristiky byly dosaženy pro malosignálový režim se sousměrným čerpáním. I pro velkosignálový režim bylo šumové číslo menší než 6 dB.

## Zesílení a šumové číslo vs. čerpací výkon



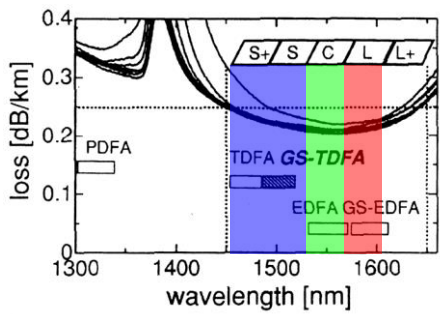
# EYDFA

Demonstration of the amplifier performance in a WDM system with eight channels separated by 100 GHz.

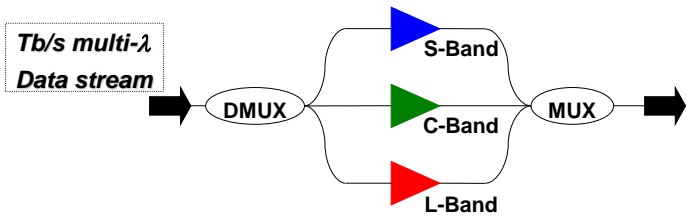


47

## Thuliem dopovaný vláknový zesilovač - TDFA



S-band: 1460-1530 nm  
C-band: 1530-1565 nm  
L-band: 1570-1610 nm



48

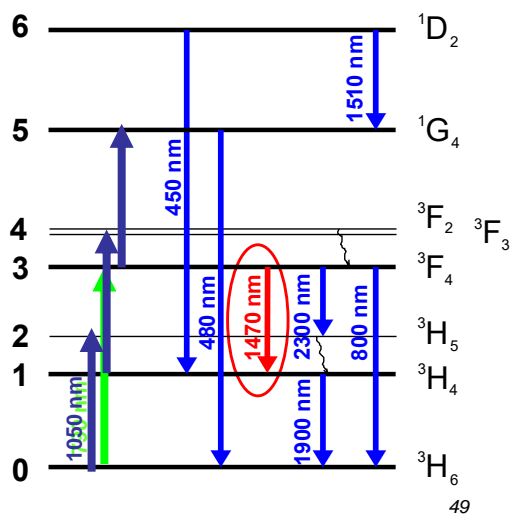


erbium 68 <b>Er</b> 167.259(3)	thulium 69 <b>Tm</b> 168.93421(2)	ytterbium 70 <b>Yb</b> 173.04(3)
---	--	---

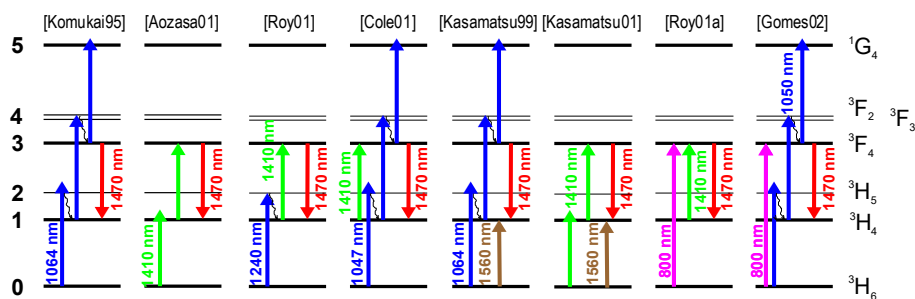
## TDFA: známé radiační přechody

Two main problems with the transition  ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{F}_4$ :

1. The host glass must have low phonon energy in order to avoid multiphonon transition from  ${}^3\text{F}_4$  to  ${}^3\text{H}_5$ .
2. The lifetime of the upper amplifying level ( ${}^3\text{F}_4$ ) is cca 10 times shorter than the lifetime of the lower level ( ${}^3\text{H}_4$ ).



## Upconversion pumping schemes



[Komukai95] T. Komukai et al., IEEE J. Quantum Electron., 31(11):1880-1888, 1995

[Aozasa01] S. Aozasa et al., El. Lett. 37(19): 1157-8, 2001

[Roy01] F. Roy et al., OFC'01 PD2-1-3 vol.4, 2001

[Cole01] B. Cole and M. L. Dennis, OFC'01, Anaheim, USA, 2001, TuQ3

[Kasamatsu99] T. Kasamatsu et al. Opt. Lett., 24(23):1684-1686, 1999

[Kasamatsu01] T. Kasamatsu, et al., IEEE Photonics Technol. Lett., 13(5):433-435, 2001

[Roy01a] F. Roy and A. Le Sauze and D. Vallart, In Tech. Digest of OAA'01, Stresa, Italy, July 1-4, paper PD4, 2001

[Gomes03] A. S. L. Gomes et al., IEEE Photonics Technol. Lett., 15(2):200-202, 2003

## Suitable & reliable host material

Majority of the TDFA modules is based on fluoride Tm-doped fibres.

It results in difficulties with:

- Fusion splicing to standard telecommunication fibre
- Fabrication
- Robustness (hygroscopicity) and aging

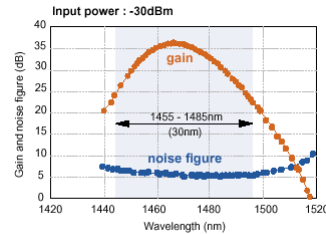


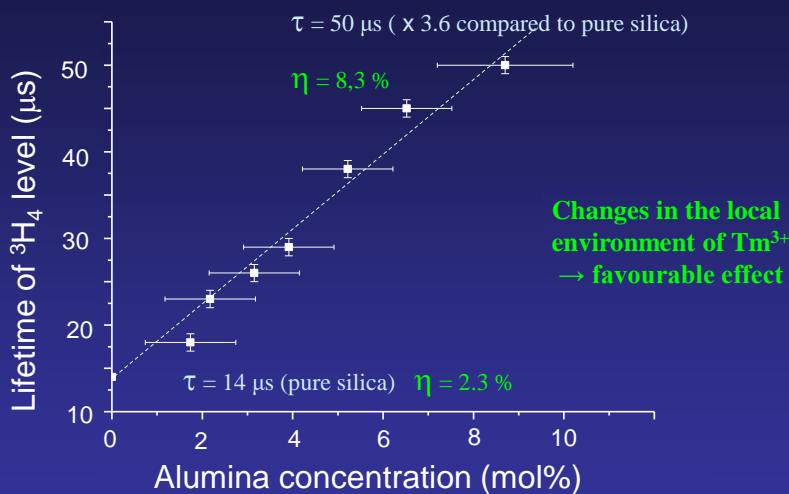
Figure A  
AMP-FL8201: Gain Profile and Noise Figure

Motivation to develop the silica based TDFA:

- Compatibility with standard telecommunication fibre.
- Environmental stability.
- Potentially easy fabrication.
- Gain of 12 dB [Cole01, Ohara02] and 20 dB [Samson00] in silicate fibres were reported experimentally.

51

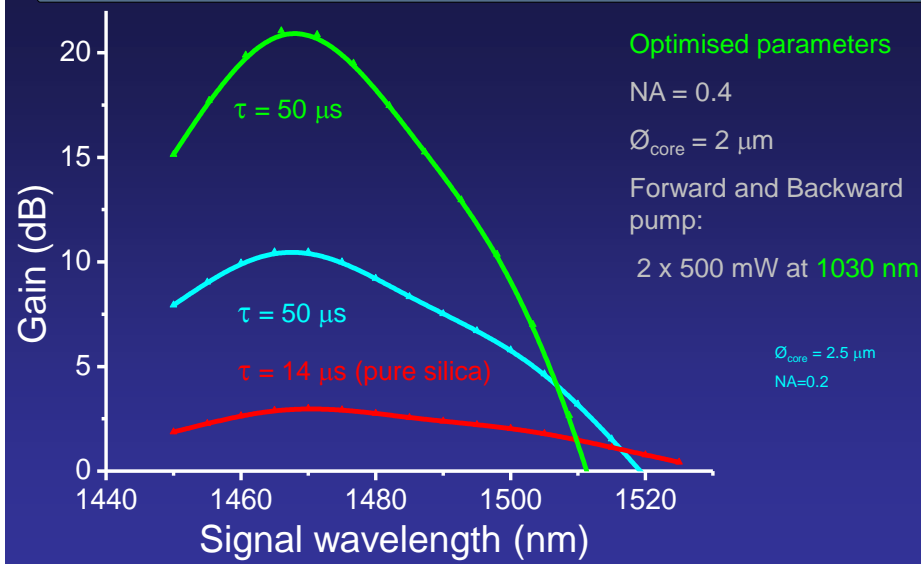
## Results of aluminum co doping



B. Faure, W. Blanc, B. Dussardier, G. Monnom and P. Peterka, In Proc Optical Amplifiers and their Application OAA'04, San Francisco USA, June 27-30, paper OWC2, 2004.

52

# Gain : numerical simulation



53

## Experimentální TDFA s Tm dopovaným křemenným vláknem

OPTICAL PARAMETERS OF Tm-DOPED SILICA-GLASS FIBER
Core diameter = 3.5 $\mu m$
Attenuation = 1.8 dB/m @1064 nm and 0.36 dB/m@1470 nm
Index difference = 0.02
Measured cutoff wavelength ~ 950 nm
GeO <sub>2</sub> concentration ~ 13.6 mole%
Al concentration ~ 21 $\times 10^{25}$ ions/m <sup>3</sup>
Tm concentration ~ 7 $\times 10^{25}$ ions/m <sup>3</sup>
Fluorescence lifetime = 33 $\mu s$ for <sup>3</sup> H <sub>4</sub> and 370 $\mu s$ for <sup>3</sup> F <sub>4</sub>

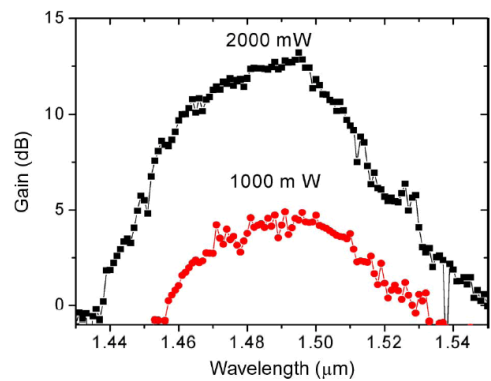


Fig. 2. Measured gain spectrum of Tm-doped silica-glass fiber upon pumping at 1064 nm at different pump powers. Fiber length was 10 m.

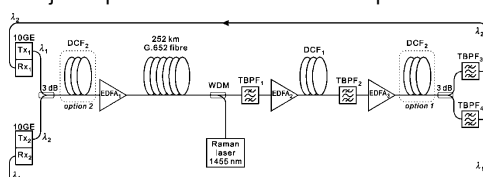
P. R. Watekar and S. Ju and W. T. Hu, "Experimental realization of silica-glass Tm-doped fiber amplifier with 11.3 dB gain", IEEE Photonics Technol. Lett., 19(19):1478-1480, 2007.

54

## Maximalizace vzdálenosti přenosu 10 GE bez linkových zesilovačů po SSMF

### motivace:

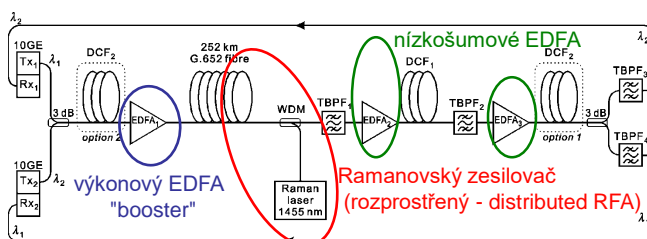
- většina instalovaných optických kabelů telekomunikačních operátorů obsahuje standardní jednomodová vlákna (SSMF, G.652,  $\lambda_0=1310$  nm)
- díky dostupnosti vysokovýkonných EDFA se podstatně zvětšila délka trasy překlenutelná bez linkových opakovačů.
- operátoři národních výzkumných a vzdělávacích 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.

55

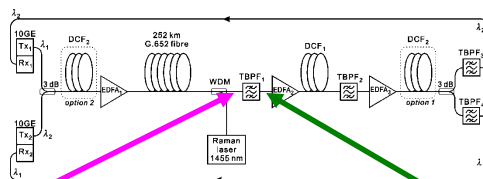
## 2x10 GE přes 252 km SSMF blokové schéma



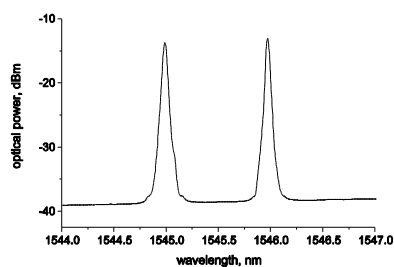
- DCF<sub>1</sub> představuje dva moduly s celkovou GVD -2727,7 ps/nm a DCF<sub>2</sub> modul má disperzi -946 ps/nm, útlum DCF vláken je 0,37 dB/km na  $\lambda=1550$  nm.
- Byla zkoušena dvě kompenzační schémata: post-kompenzační schéma, kde jak DCF<sub>1</sub>, tak DCF<sub>2</sub> jsou umístěny na přijímací straně (varianta 1), tak před a post-kompenzační schéma, kde DCF<sub>2</sub> je umístěn před výkonovým zesilovačem EDFA<sub>1</sub> (varianta 2).
- Přenosové vlákno bylo čerpáno protisměru šíření signálu zářením na vlnové délce 1455 nm navázaným WDM vazebním členem.
- Do trasy byly vloženy dva přeladitelné pásmové filtry s FWHM = 1 nm, aby se zamezilo saturaci následných EDFA zesílenou spontánní emisí (ASE) generovanou v předchozích EDFA a Ramanovském zesilovači.

56

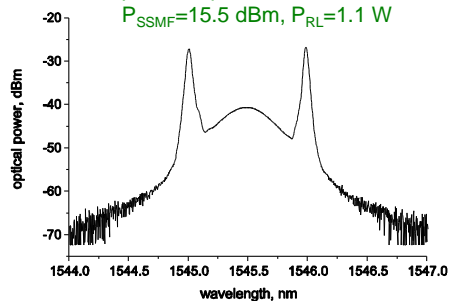
## 2x10 GE přes 252 km SSMF



Optický výkon na výstupu WDM pro  
post-kompenzační schéma:  
 $P_{SSMF}=15.5$  dBm,  $P_{RL}=1.1$  W

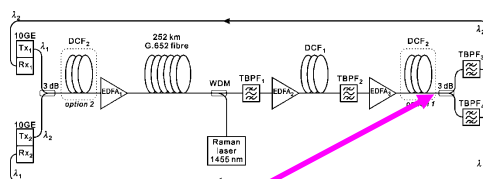


Optický výkon na výstupu TBP2 pro  
post-kompenzační schéma:  
 $P_{SSMF}=15.5$  dBm,  $P_{RL}=1.1$  W

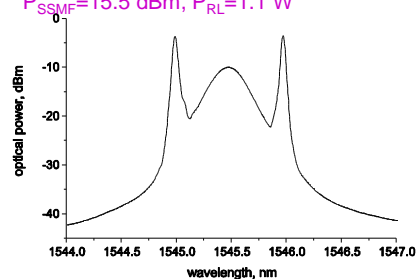


57

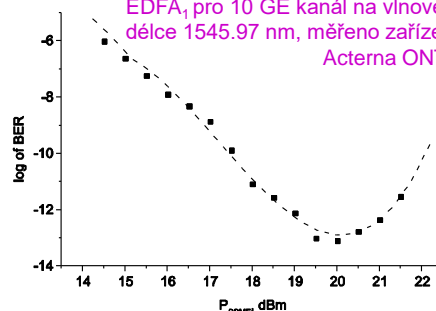
## 2x10 GE přes 252 km SSMF



Optický výkon na výstupu DCF2 pro  
post-kompenzační schéma:  
 $P_{SSMF}=15.5$  dBm,  $P_{RL}=1.1$  W

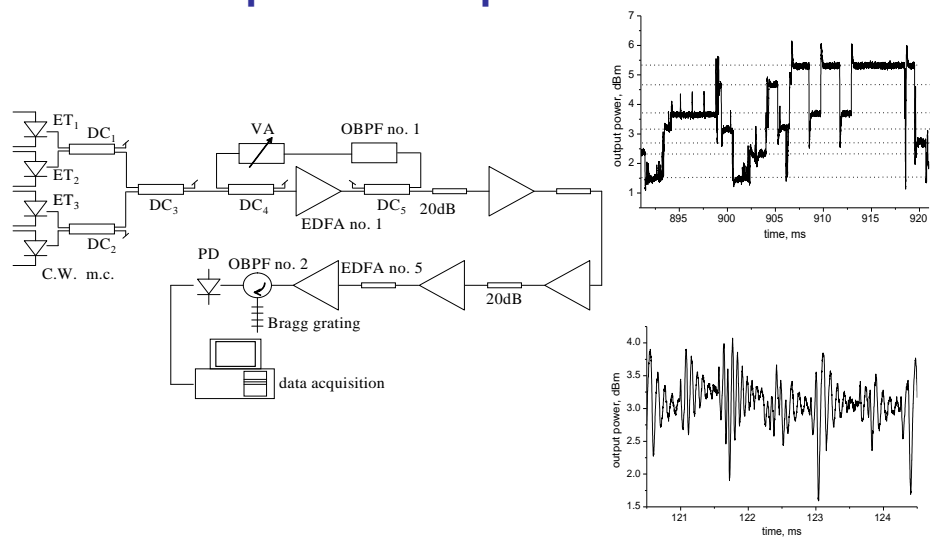


závislost BER na výstupním výkonu  
EDFA1 pro 10 GE kanál na vlnové  
délce 1545.97 nm, měřeno zařízením  
Acterna ONT-50



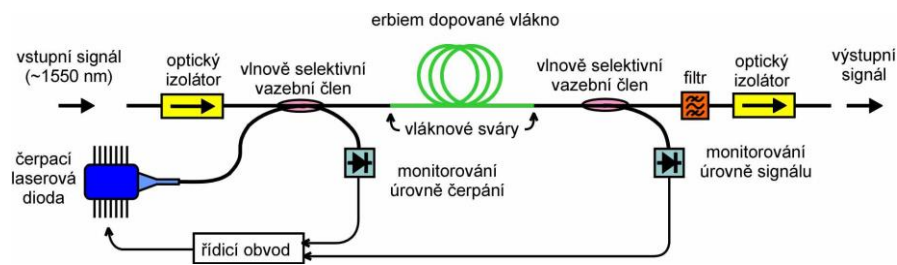
58

# Kolísání výkonu v kaskádě EDFA při paketovém provozu



59

## Orientační cena optovláknových součástek pro erbiem dopovaný vláknový zesilovač (EDFA)



2007:

isolator Thorlabs	7 247 Kč
WDM 980/1550 Thorlabs	5 672 Kč
fused fiber coupler (1 % tap) Thorlabs	2 979 Kč
<a href="#">LD @ 980nm, 200mW, Thorlabs</a>	34 775 Kč
Liekki Er30 4-125, price of 20 m	12 031 Kč
EDFA bez elektroniky a filtru	<b>75 623 Kč</b>

levnější varianty:	
isolator Opneti China	2 011 Kč
WDM 980/1550 Opneti China	1 893 Kč

2012: cena komponent do 1000 \$

60