

12 SOLITÓNOVÉ SYSTÉMY

Dr.h.c. Prof. Ing. RNDr. Ján Turán, DrSc.

12 Úvod

- **Solitónový prenos v OV je určený disperziou a nelinearitou**
- **Zvláštne impulzy svetla – Solitóny**
môžu sa šíriť bez podstatného skreslenia na extrémne veľké vzdialenosti (tisícky kilometrov)
- **Solitóny sú založené na presnej kompenzácii disperzie prostredníctvom nelinearít**
- **Tlmenie OV kompenzované optickými zosilňovačmi**

12.1 VÝHODY SOLITÓNOVÝCH SYSTÉMOV

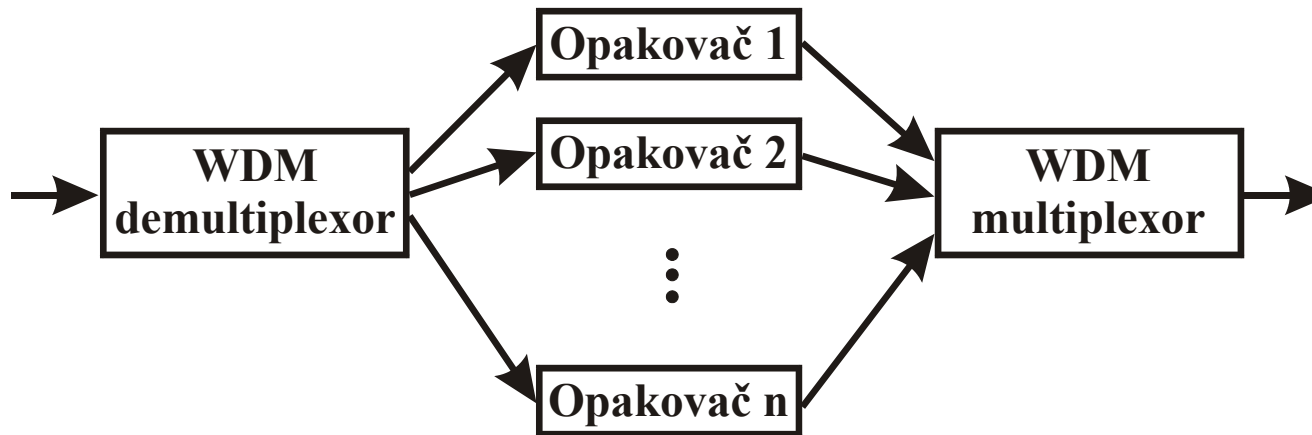
- **Klasické optické vláknové systémy** určené na prenos na veľké vzdialenosti využívajú **opakovač – R (Repeater)**
- **Táto technika má niekoľko nevýhod**
 - a) **Opakovače majú určitú prenosovú rýchlosť**
 - b) **Opakovače nie sú kompatibilné s WDM, resp. OFDM technológiou**
 - a) **Opakovače sú jednosmerné**
- **Alternatívna architektúra využíva optické zosilňovače – OA - Optical Amplifier**

Výhody optických zosilňovačov

- a) Nezávisia od prenosovej rýchlosti**
- b) Sú kompatibilné s technológiou WDM, resp. OFDM**
- c) Sú obojsmerné**
- d) Nízka cena (špeciálne pre EDFA) v porovnaní s cenou opakovača**



(a)



(b)



(c)

Obr. 12.1 Architektúry optických vláknových komunikačných systémov: (a) s opakovačmi, (b) s WDM, (c) s optickými zosilňovačmi.

Solitónové systémy

- 1) Systémy s veľkou prenosovou vzdialenosťou preferujú ASK oproti PSK a FSK
- 2) Ak je zvolený modulačný formát ASK
 - ❑ Prenos na vlnovej dĺžke λ_0
 - ❑ Solitónové prenosy
- 3) Solitóny sú extrémne robustné voči známym defektom praktických prenosových systémov – odolnosť voči starnutiu a vplyvu teplotných zmien

12.2 ODVODENIE SOLITÓNOV

- Optické vlákna sú **slabo nelineárne** – malá nelinearita v spojení s lineárnou disperziou umožňuje **vznik solitónov**
- **Solitón** musí mať (nieť) určitú **prahovú hodnotu energie**
- **Pre solitóny je potrebná aplikácia optických zosilňovačov**
- **Diferenciálne rovnice pre solitóny**
 - a) **Pre nelineárny materiál bez disperzie**
 - b) **Pre disperzívny materiál bez nelinearity**
 - c) **Pre nelineárny a disperzívny materiál**

12.2.1 NELINEÁRNY A NEDISPERZÍVNY MATERIÁL

- **Vlnovou rovnica** pre rovinnú vlnu šíriacu sa v smere osi z

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (n^2 E)}{\partial t^2} \quad (12.2.1)$$

c je rýchlosť svetla vo vákuu, E je intenzita elektrického poľa, t – čas a n – index lomu prostredia

- **Index lomu n závisí od intenzity svetla**

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (12.2.2)$$

- Intenzita elektrického poľa má pomaly premennú obálku $\phi(z,t)$

$$E(z,t) = \phi(z,t) \exp\{j(\omega_0 t - \beta_0 z)\} \quad (12.2.3)$$

- Fázová konštanta šírenia

$$\beta_0 = n_0 \omega_0 / c \quad (12.2.4)$$

ω_0 je kruhová frekvencia vlny, obálka $\phi(z,t)$ má rozmer V/m

- Dostaneme relatívne zložitú rovnicu, ktorú možno zjednodušiť
 - a) Členy, v ktorých sa vyskytuje druhá derivácia funkcie $\phi(z,t)$ možno zanedbať
 - b) n_2^2 možno zanedbať
 - c) Z produktov druhej derivácie podľa času $\partial^2(n^2E)/\partial t^2$ sa ponechá len vedúci člen úmerný - $|\phi|^2\phi$
- Použitím týchto aproximácií

(12.2.5)

(12.2.6)

12.2.2 LINEÁRNY A DISPERZÍVNY MATERIÁL

- **Rovinná vlna**

$$E_p = A \exp\{j(\omega t - \beta z)\} \quad (12.2.7)$$

- Impulz je superpozícia rovinných vln

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) \exp\{j(\omega t - \beta z)\} d\omega \quad (12.2.8)$$

- Možno aproximovať radom

$$(12.2.9)$$

$$a \quad (12.2.10)$$

- Dosadením

$$E = \phi(z, t) \exp\{j(\omega t - \beta_0 z)\} \quad (12.2.11)$$

kde $u = \omega - \omega_0$

$$(12.2.12)$$

- Funkcia $\phi(z, t)$ je riešením nasledujúcej diferenciálnej rovnice

$$(12.2.13)$$

- **Táto rovnica exaktne opisuje látku s prvým rádom disperzie**

12.2.3 NELINEÁRNY A DISPERZÍVNY MATERIÁL

- **Ľavé strany** opisujú šíriaci sa impulz s ľubovoľným tvarom
- **Pravá strana** modifikuje tento impulz vzhľadom na nelinearitu a vzhľadom na disperziu
- **Obidva efekty** sú v **OV** relatívne slabé, teda možno ich súčasné pôsobenie považovať za aditívne

(12.2.14)

- **Táto rovnica vedie k solitónovému riešeniu**

- Normovaný tvar

•

(12.2.15)

- Normovaná obálka

(12.2.16)

- Veličina τ_0 súvisí so **šírkou solitónového impulzu**

- Rovnica zapísaná pomocou normovaných premenných τ , ξ a Ψ

(12.2.17)

- Najjednoduchšie riešenie je **solitón prvého rádu**

(12.2.18)

12.3 ZÁKLADNÉ PARAMETRE SOLITÓNU

- Dosadenie

(12.3.1)

Amplitúda solitónu

(12.3.2)

- $|\Psi_1|^2$ nemení svoj tvar ani šírku ako sa solitón pohybuje v danej látke (optickom vlákne)
- Amplitúdy solitónov nie sú ľubovoľné, sú jednoznačne určené nelinearitou, disperziou a šírkou impulzu
- Interakcia nelinearity a disperzie pre vznik solitónov musí pracovať v správnom smere a v správnej miere
- n_2 je pre kremíkové **OV** pozitívne => vlákno musí pracovať na vlnových dĺžkach väčších ako je vlnová dĺžka nulovej disperzie
- Šírka solitónového impulzu $\Delta t = 1,76\tau_0$

(12.3.3)

- Pre výpočet energie solitónu integrujeme $|\Psi_1|^2$ cez čas a výsledok násobíme A_{ef} (efektívna plocha vidu) (12.3.4)

- Maximálny výkon solitónu $P_{\text{max}} = \frac{W_s}{2\tau_0}$ (12.3.5)

- Súčin $W_s\tau_0$ je konštantný, teda kratšie solitóny potrebujú väčšiu energiu

- Priestorová dĺžka solitónu, zodpovedá dĺžke z_0 , na ktorej sa zmení fáza solitónu o $\pi/4$ (45°)

$$az_0 = \pi / 4 \quad (12.3.6)$$

$$z_0 = \frac{\pi}{4a} = 0,322 \frac{\pi^2 c (\Delta t)^2}{\lambda^2 D} \quad (12.3.7)$$

- Pre $\Delta t = 50$ ps, $D = 1$ ps/nm.km a $\lambda = 1,55$ μm je $z_0 = 1000$ km

- Maximálny výkon solitónu

$$(12.3.8)$$

- **Odhad parametrov solitónu**

Pre $\Delta t = 50$ **ps**, $\lambda = 1,55$ μm , $A_{\text{ef}} = 78,5$ μm^2 , $n_2 = 6,1 \cdot 10^{-19}$ cm^2/V^2 a $D = 1$ **ps/nm.km** .

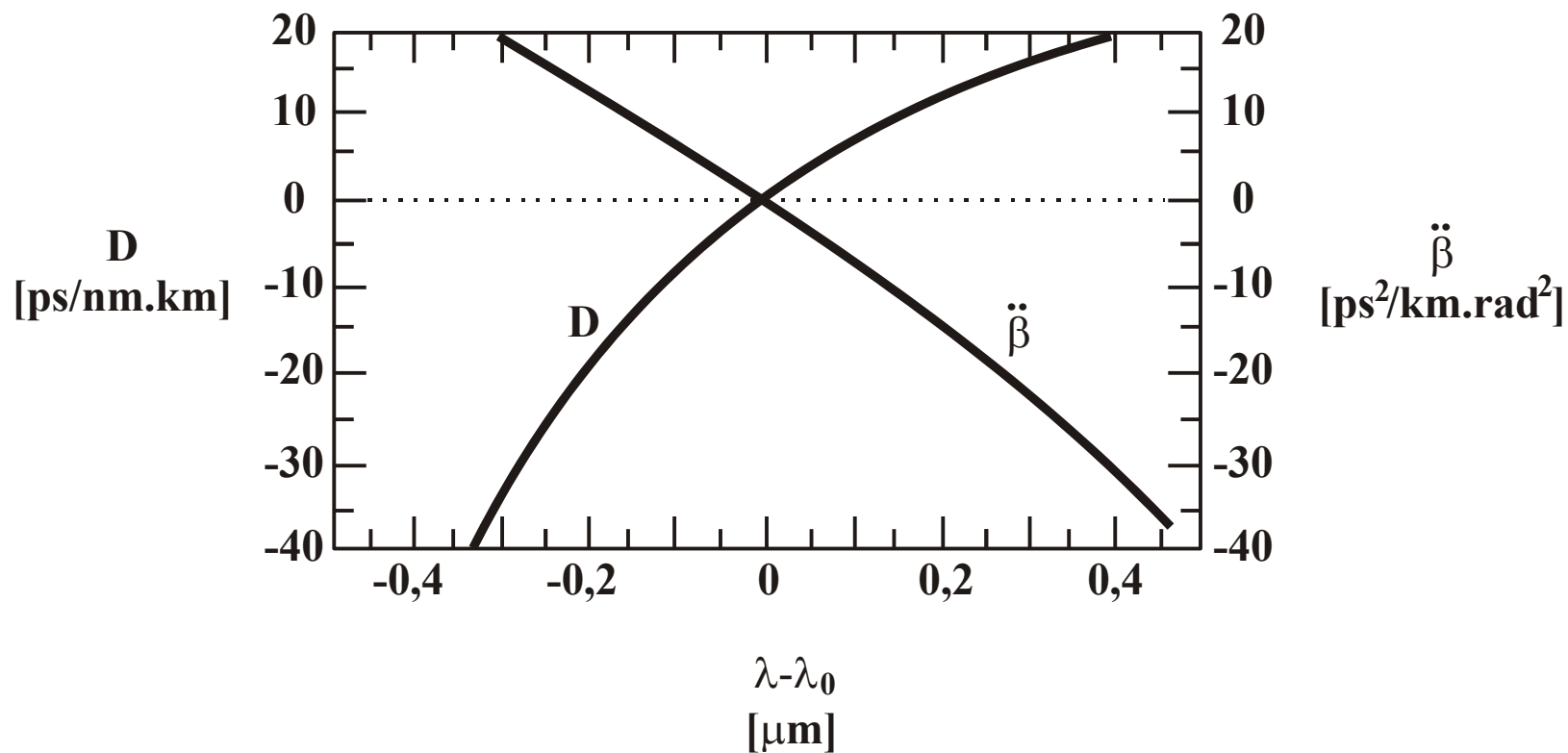
- **Potom solitón bude mať tieto**

parametre: čas $\tau_0 = 28,4$ **ps**, priestorovú dĺžku $z_0 = 1000$ **km**, výkon $P_{\text{max}} = 1,3$ **mW** a energiu $W_s = 73,8$ **fJ**

- **Solitóny vyšších rádov** sa vybudia ak sa do vlákna injektuje **veľmi veľká energia**

12.4 VÝKONOVÉ VYBUDENIE SOLITÓNŮV

- Výkon potrebný na vybudenie solitónu závisí od n_2 a D
- Pre kremenné **OV** je $n_2 = 6,1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{V}^2$
- Ak uvažujeme efektívnu plochu s polomerom $r = 5 \mu\text{m}$, potom $A_{\text{ef}} = \pi r^2 = 7,85 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$, $\gamma = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $n_0 = 1,46$, $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ a $\beta_0 = 6,12 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$
- Potom pre šírku impulzu $\Delta t = 10 \text{ ps}$, pre **maximálny výkon solitónového impulzu** dostaneme **$P_{\text{max}} = 375 \text{ mW}$**
- Pre $\Delta t = 100 \text{ ps}$ bude **$P_{\text{max}} = 3,75 \text{ mW}$**
- Ak posunieme λ , bližšie k λ_0 dostaneme $\gamma = -1 \text{ ps}^2/\text{km}$ a potom pre $\Delta t = 10 \text{ ps}$ bude potrebný výkon **len $P_{\text{max}} = 19 \text{ mW}$**
- Tvar budiaceho impulzu **nemusí mať presne tvar ideálneho solitónu** požaduje sa aby sa k nemu blížil



Obr. 12.2 Disperzné krivky typického OV.

- **Priestorová dĺžka solitónu**

(12.4.1)

- **EDFA za distribuovaný zosilňovač nemožno považovať**

- Káblované **OV** vykazujú polarizačnú disperziu, ktorú možno charakterizovať pomocou $\Delta\beta$, kde $\Delta\beta$ je rozdiel medzi konštantami šírenia dvoch ortogonálnych vlastných vidov a l je dĺžka **OV**

- Solitón je odolný voči vplyvu polarizačnej disperzie ak je splnená nerovnosť

$$\frac{\Delta\beta}{\sqrt{l}} \leq \sqrt{\frac{D}{10}} \quad (12.4.2)$$

- D je disperzia **OV**. Pre **DSF** je $\Delta\beta / \sqrt{l} < 0,2 \text{ ps} / \sqrt{\text{km}}$ Potom pre **OV** s $D \geq 0,5 \text{ ps/nm.km}$ je solitónový prenos zabezpečený.

12.5 ŠUM V SOLITÓNOVÝCH SYSTÉMOCH

- Pretože výkon prijatého optického signálu v takýchto systémoch je veľmi veľký, šum fotodetektora je nepodstatný v porovnaní s **ASE** (Amplified Spontaneous Emission – zosilnená spontánna emisia)
- Spektrálna hustota ASE na výstupe z posledného optického zosilňovača kaskády

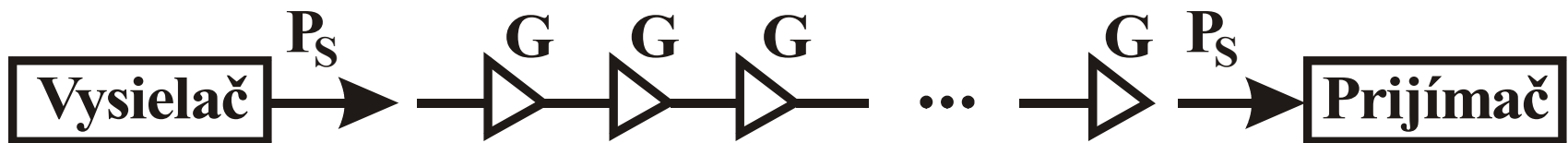
$$P(\nu) = \alpha_f L h \nu n_{sp} \frac{G-1}{\ln G} \quad (12.5.1)$$

- Kde α_f je tlmenie **OV**, L – dĺžka systému, $h\nu$ - energia fotónu, n_{sp} – spontánny emisný faktor zosilňovača a G – zisk zosilňovača

- **SNR pre solitóny** $\bar{P}(\nu) = \alpha_f L h \nu n_{sp} F(G)$ (12.5.2)

$$F(G) = \frac{(G-1)^2}{G(\ln G)^2} \quad (12.5.3)$$

- Prídavný **ASE šum** zvyšuje **chybovosť** – **BER** (**Bit Error Rate**) systému prostredníctvom dvoch rôznych mechanizmov:
 - **Konvenčného aditívneho šumového javu,**
 - **Zmenou rýchlosti šírenia solitónov.** Tento jav vedie k jitteru v čase príchodu solitónov a je známy ako **Gordonov-Hausov jav**



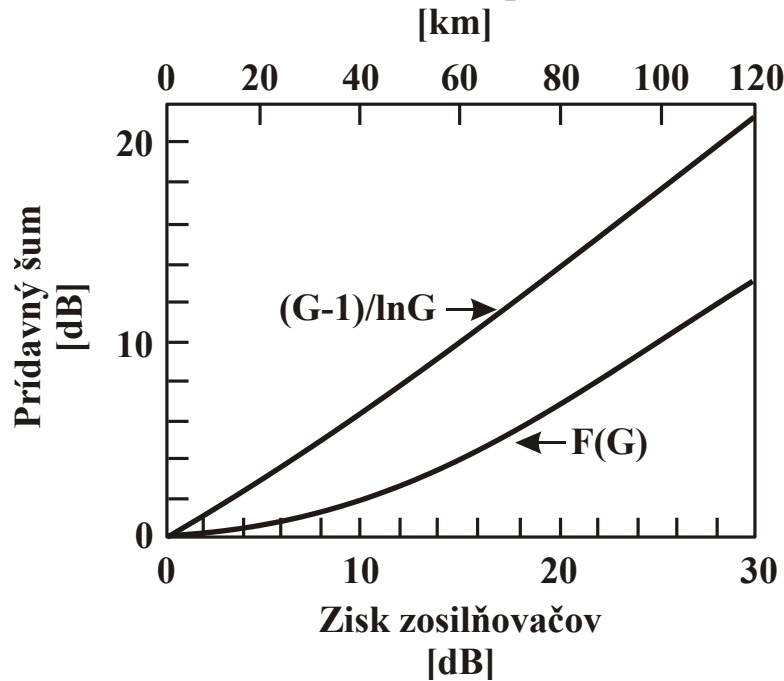
Obr. 12.3 Celooptický solitónový komunikačný systém s optickými zosilňovačmi.

- Teória **Gordonovho-Hausovho** javu ukazuje, že **ASE** mení rýchlosti šírenia sa solitónov tak, že po prechode cez systém s dĺžkou L , čas príchodu solitónov vyhovuje Gaussovej distribúcii s varianciou (strednou kvadratickou odchýlkou)

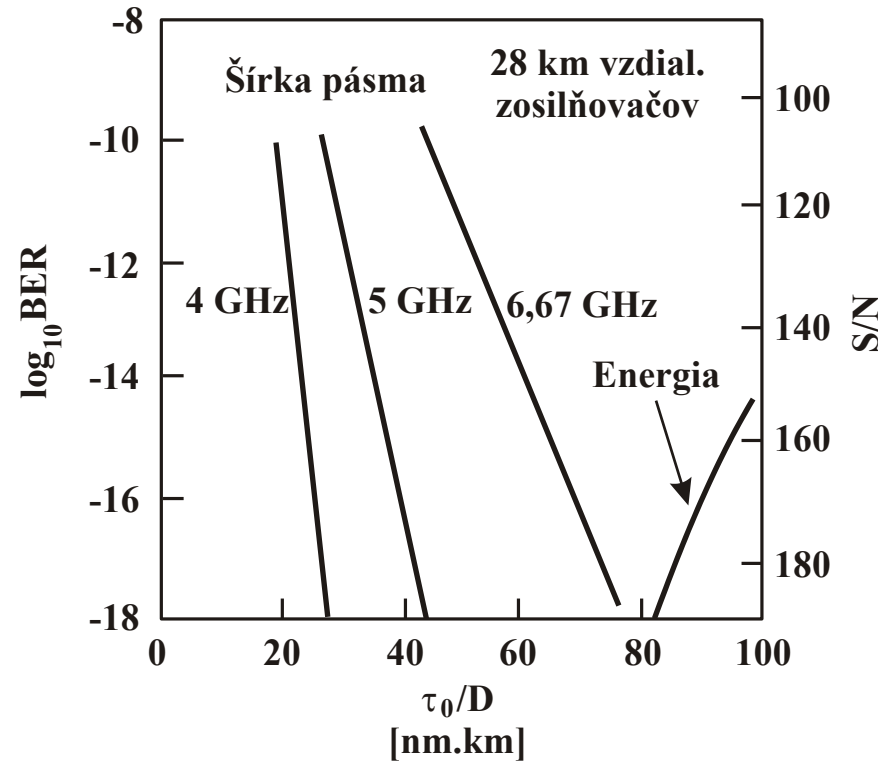
$$\sigma^2 = 4138n_{sp}F(G)\frac{\alpha_f}{A_{ef}}\frac{D}{\tau_0}L^3 \quad (12.5.4)$$

- Kde α_f je konštanta tlmenia [**km⁻¹**] a D – disperzia [**ps/nm.km**], L – dĺžka systému [1000 km], τ_0 [ps] a A_{ef} [**μm²**]
- Numerickú hodnotu σ možno určiť z nasledujúcich parametrov systému : $\tau_0 = 50$ **ps**, $D = 1$ **ps/nm.km**, $A_{ef} = 35$ **μm²**, $\alpha_f = 0,0576$ **km⁻¹** = 0,25 **dB/km**, $F = 1,24$ ($L_A = 28$ **km**), $n_{sp} = 1,5$. Ak uvažujeme $L = 9$ (t.j. $L = 9000$ **km**), potom $\sigma = 13,6$ **ps**
- Optimálny návrh systému pre systém s prenosovou rýchlosťou 6,67 **Gbit/s** je hodnota $\tau_0/D = 80$ **nm.km**

Vzdialenosť zosilňovačov (pri $\alpha_f = 0,25$ dB/km)



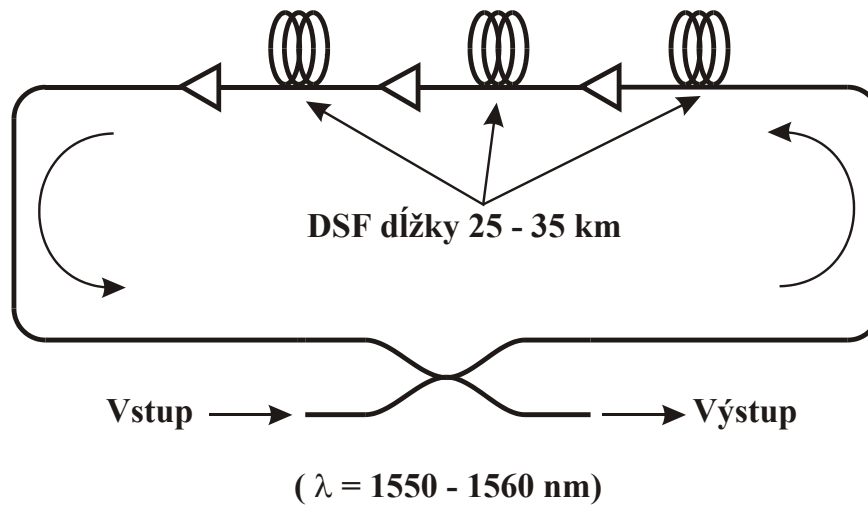
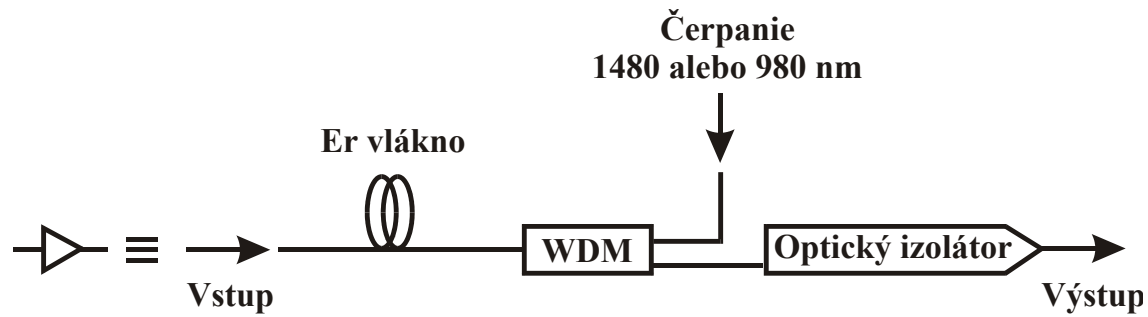
Obr. 12.4 Závislosť prídavného šumu od zisku zosilňovačov.



Obr. 12.5 Závislosť chybovosti (BER) od τ_0/D .

12.6 SOLITÓNOVÉ EXPERIMENTY S VYUŽITÍM RECIRKULAČNÝCH SLUČIEK

- **Experimenty s prenosom solitónov s využitím recirkulačných slučiek**
- **Dĺžka OV slučky - 7,5 km**
- **Šírenie solitónov na vzdialenosti väčšie ako 10 000 km**
- Parametre experimentu: $\tau_0 = 50 \text{ ps}$; $D = 1,38 \text{ ps/nm.km}$; ;
 $P_{\text{sol}}(\text{max}) = 1,8 \text{ mW}$; (pre 2,5 **Gbit/s**); **ASE šum** = $0,8 \text{ }\mu\text{W}$;
SNR = 250 $\bar{P}_{\text{sol}}(\text{bit}) = 250 \text{ }\mu\text{W}$
- **Výsledky**
 - a) **Meraný jitter ukázal dobrý súhlas s teóriou**
 - b) **Meraný SNR ≈ 250 je viac ako dostatočný pre spoľahlivý digitálny prenos**
 - c) **Nie je merateľná polarizačná závislosť**
 - d) **Nie je merateľná interakcia medzi solitónmi oddelenými časovým intervalom $\geq 5\tau_0$**



Obr. 12.6 Solitónový experiment so slučkou OV.

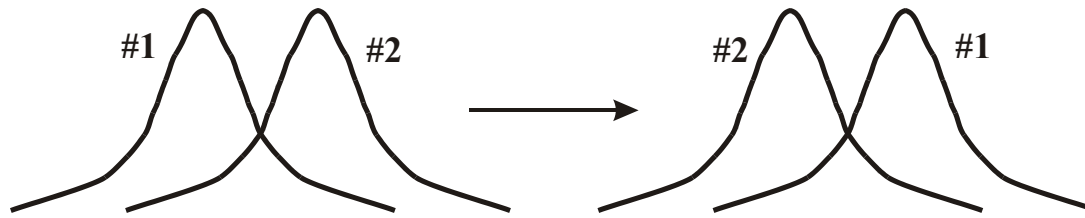
12.7 WDM V SOLITÓNOVÝCH SYSTÉMOCH

- **WDM** umožňuje zvýšiť prenosovú kapacitu solitónových systémov
- Solitóny z kanálu s väčšou frekvenciou sa pohybujú rýchlejšie ako solitóny z kanálu s menšou frekvenciou - dochádza k tzv. **kolízii solitónov**
- **Kolízna dĺžka solitónov** L_{col}

$$L_{col} = 0,6298 \frac{z_0}{\tau_0 \Delta f} = \frac{2\tau_0}{D\Delta f} \quad (12.7.1)$$
- Napríklad pre : $\tau_0 = 50$ **ps**, $D = 1$ **ps/nm.km**, $\Delta f = 0,125$ **THz** ($\Delta\lambda = 1$ **nm** pri $\lambda = 1,55$ **μm**) je **$L_{col} = 100$ km**
- L_{col} zodpovedajúca veličina v časovej oblasti **t_{col}** sa nazýva **kolízny čas solitónov**
- Ak dva (alebo aj viac) solitóny sú v kolízii, ich kombinovaný výkon presahuje prahový výkon solitónu - v oblasti kolízie sa oba solitóny pohybujú rýchlejšie
- V dôsledku kolízie **vzniká časový posun**

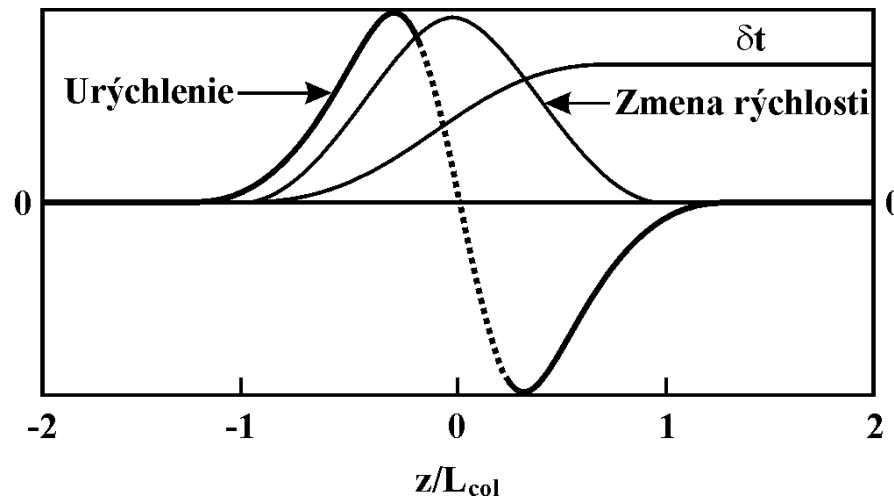
$$\Delta t = 0,1786 \frac{1}{\tau_0 (\Delta f)^2} \quad (12.7.2)$$

Pre $\tau_0 = 50$ **ps** a $\Delta f = 0,03$ **THz** ($\Delta\lambda = 0,25$ **nm** pri $\lambda = 1,55$ **μm**) je $\Delta t = 4$ **ps**



Kanál #1 je pri $f_0 + \Delta f$; kanál #2 je pri f_0 .

Obr. 12.7 Kolízia solitónov.



Obr. 12.8 Urýchlenie a zmena rýchlosti kolidujúcich solitónov.

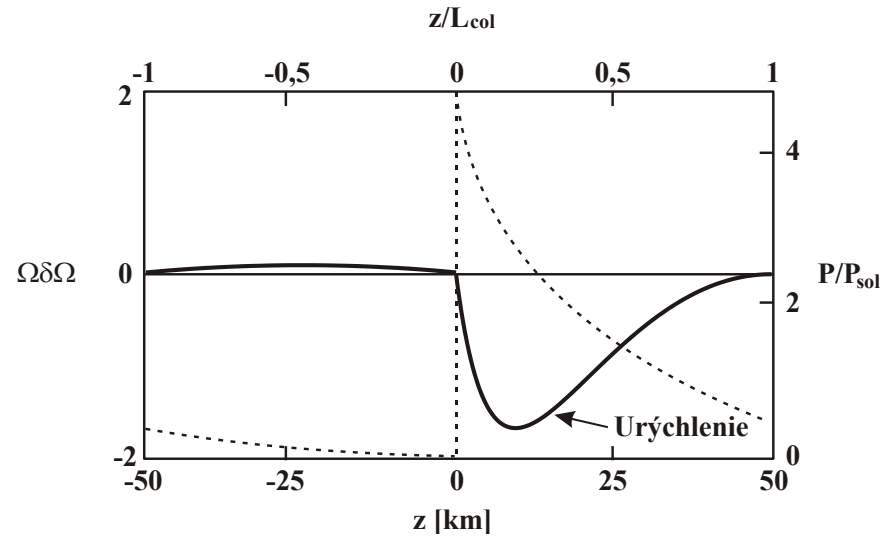
- Vplyv kolízie je najhorší ak sa realizuje na vstupe zosilňovača
- **Vzdialenosť** medzi zosilňovačmi $L_A = 100 \text{ km}$,
čo zodpovedá pomeru $P_{\max}/P_{\min} = 4,7$
- Relatívna zmena rýchlosti je 0,3% - ide o zmenu na jednu kolíziu
- Môže dôjsť k mnohým kolíziám, vplyv týchto sa sčítava
a v dôsledku toho môže dôjsť k podstatnej odchýlke času príchodov
jednotlivých solitónov, t.j. k podstatnému zväčšeniu veličiny σ
- **Detailná analýza systémov ukazuje, že vplyv degradácie
systému pôsobením kolízie solitónov je malý ak**

$$L_{col} \geq 2L_A \quad (12.7.3)$$

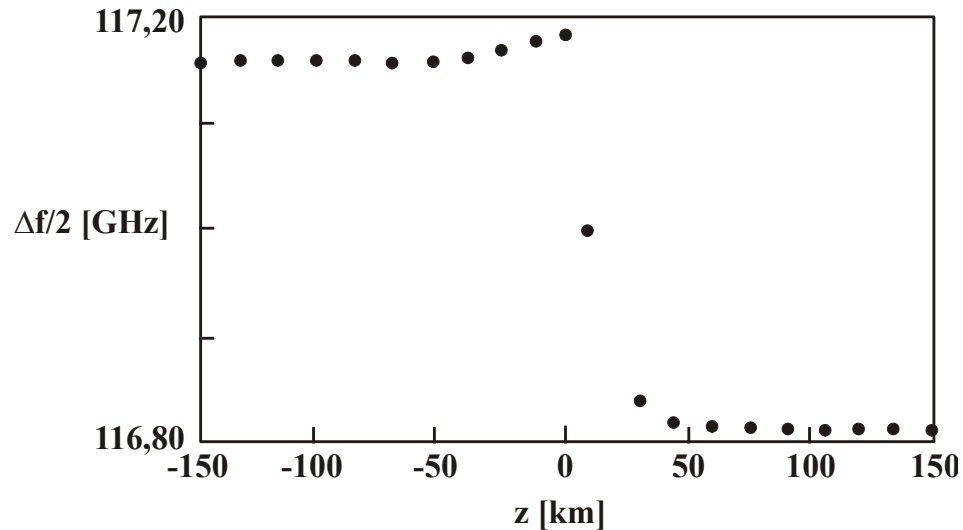
- Maximálna **dovolená vzdialenosť medzi kanálmi**

$$\Delta f_{\max} = 0,31 \frac{z_0}{\tau_0 L_A} \quad \text{alebo} \quad \Delta \lambda_{\max} = \frac{\tau_0}{DL_A} \quad (12.7.4)$$

- Tieto vzťahy **určujú maximálnu vzdialenosť** kanálov a nie
minimálnu - to je rozdiel od konvenčných **WDM** systémov, kde
fyzikálne zákony určujú len minimálnu vzdialenosť medzi kanálmi



Obr. 12.9 Urýchlenie kolidujúcich solitónov s kolíziou v zosilňovači.



Obr. 12.10 Zmena rýchlosti kolidujúcich solitónov s kolíziou v zosilňovači.

- **Minimálna vzdialenosť** medzi kanálmi **WDM** solitónového systému

- Základná nerovnosť vyplývajúca z Fourierovej transformácie

$$\tau_0 \Delta f_{spec} > 1 \quad (12.7.5)$$

- τ_0 je dĺžka impulzu a Δf_{spec} je šírka výsledného spektra impulzy i-tého kanálu sú ovplyvnené radom kolízií s impulzmi j-tého kanálu

$$N_{ij} = \frac{L\tau_0}{L_{col}^{ij}T} \quad (12.7.6)$$

L je dĺžka systému a T je perióda bitu

- Rozšírenie časov príchodu impulzov okolo strednej hodnoty

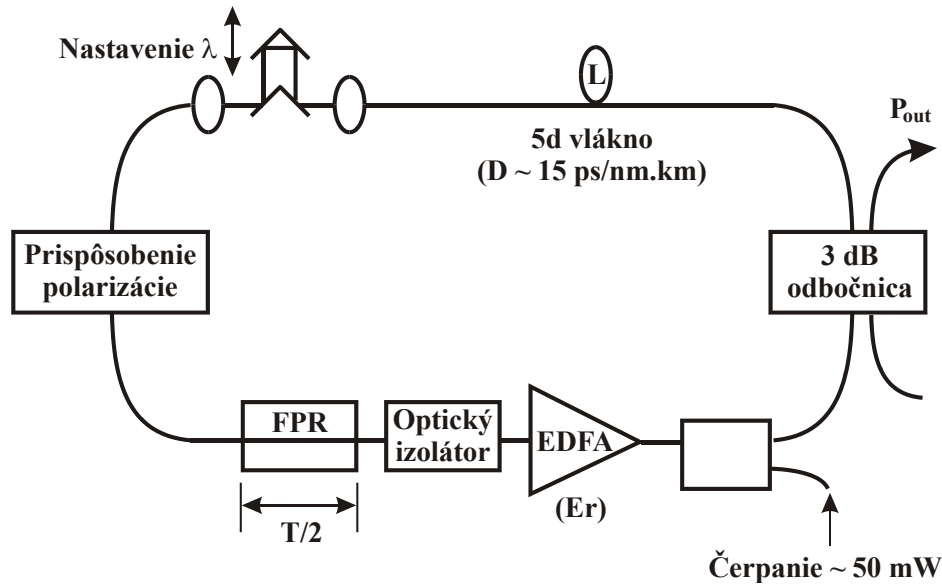
$$\Delta t_i = \pm 0,1418 \frac{L}{z_0} \frac{\tau_0}{T} \sum_{i \neq j} \frac{1}{(\Delta f)_{ij}} \quad (12.7.7)$$

12.8 ZDROJE SOLITÓNŮV

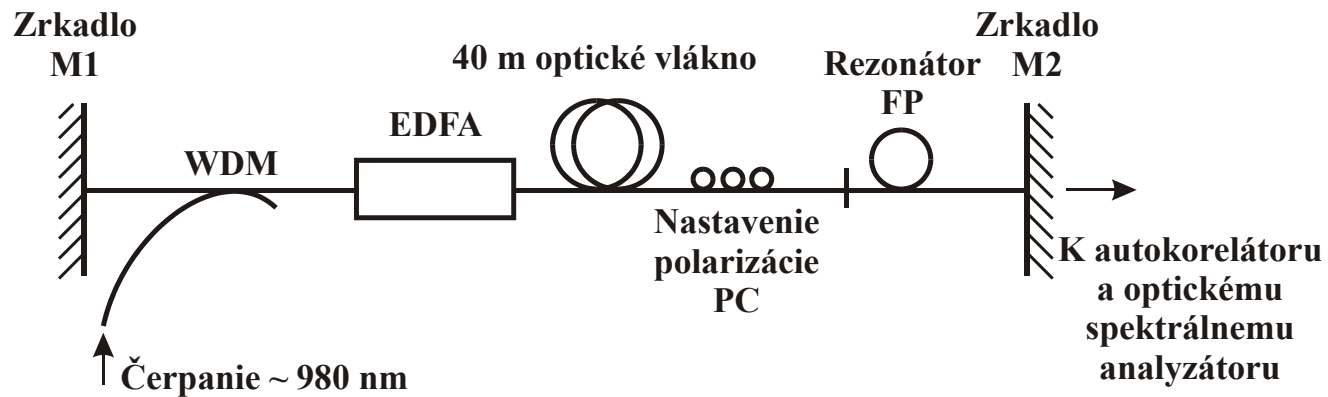
- **Ideálny solitónový impulz musí mať dobre definovaný tvar, šírku, výkon a energiu**
- 1) **Vláknové kruhové solitónové lasery**
 - a) **Vzniká v nich samomodulácia**
 - b) **Opakovacia perióda solitónov nezávisí od spektrálneho rozsahu**
 - c) **Sú disperzne laditeľné**
 - d) **Majú veľký výstupný výkon ($\geq 10\text{mW}$)**
 - e) **Šírka impulzu sa mení nepriamoúmerne**
 - f) **Vytvárajú temer ideálne solitónové impulzy tvaru sech^2**
- **Uplatnili najmä v laboratórnej výskumnej praxi**
 - **technická prax vyžaduje omnoho kompaktnejšie zdroje**

2) Fabryho-Perotov optický vláknový solitónový laser

- Používa sa **OV** s **NA** = 0,12; **D** = 17 **ps/nm.km**; $A_{ef} = 124 \mu\text{m}^2$ a $B_F = 10 \text{ m}$
- Zdroj je čerpaný Ti:zafírovým laserom pracujúcim pri $\lambda = 980 \text{ nm}$
- Ak čerpací výkon presiahne 450 **mW**, generujú sa solitónové impulzy 25 **mW**, dlhé 1,6 **ps**



Obr. 12.11 Vlákňový kruhový solitónový laser.



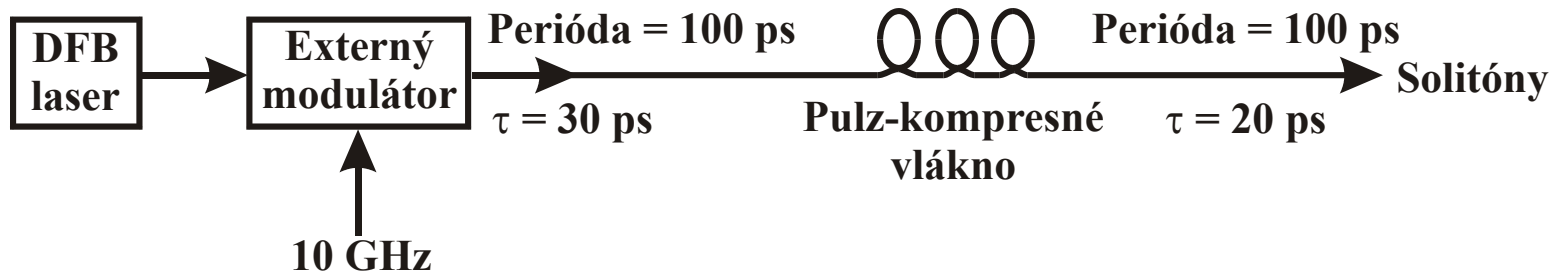
Obr. 12.12 Fabryho-Perotov optický vlákňový solitónový laser.

3) DFB laser s externým modulátorom

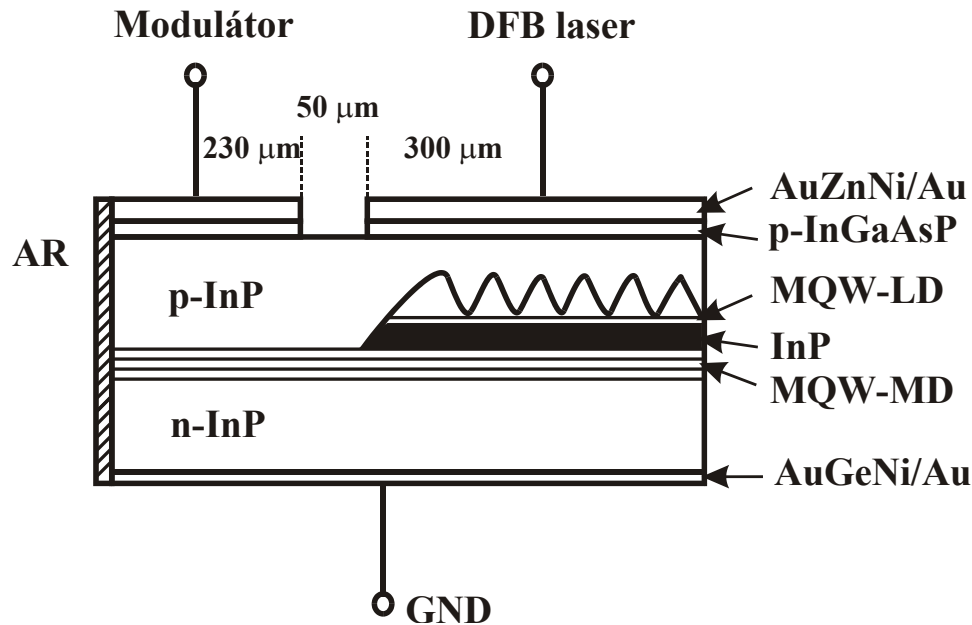
- Jeden z najjednoduchších solitónových zdrojov
- Využíva externý (**LiNbO₂**) modulátor na nastavenie požadovanej dĺžky (30 **ps**) a požadovanej periódy (100 **ps**) impulzov
- Kompresia a odstránenie chirpu sa realizuje 4 **km** dlhým konvenčným jednovidovým **OV** s disperziou
 $D = 17 \text{ ps/nm.km}$ pri $\lambda = 1,557 \text{ }\mu\text{m}$

4) DFB laser s integrovaným modulátorom

- Je to temer ideálny zdroj solitónových impulzov - vznikol integráciou modulátora a DFB lasera
- Modulačná sekcia je v podstate **PIN** štruktúra
- **DFB** laserová sekcia je tvorená dvomi **MQW** vrstvami : **laserová aktívna vrstva** a **vrstva jadra modulátora**
- Prahový prúd prvku je 20 **mA**, pracuje s jedným pozdĺžnym vidom
- Výstupný výkon je 5 **mW** pri injektovanom prúde 100 **mA** a pri predpätí modulátora **0 V**
- Na generáciu veľmi krátkych impulzov je laser budený prúdom 60 **mA** čomu zodpovedá výstupný výkon na úrovni **0 dBm (1 mW)**
- Modulátor sa budí 20 **GHz** rádiovfrekvenčným signálom s amplitúdou špička-špička 3,2 **V**
- Generované impulzy majú šírku 14 **ps** a opakovaciu periódu 7 **ps**



Obr. 12.13 Zdroj solitónov s využitím DFB lasera s externým modulátorom.



Obr. 12.14 Zdroj solitónov s DFB laserom a integrovaným optickým modulátorom.