

### 3 PRENOSOVÉ CHARAKTERISTIKY OPTICKÝCH VLÁKIEN

Pre použitie OV ako prenosového média (kanálu) je potrebné podrobnejšie vyšetriť niektoré jeho vlastnosti, ako napr. tlmenie, šírku pásma, disperziu signálu a pod., ktoré podstatne ovplyvňujú praktické aplikácie OV.

#### 3.1 TLMENIE

Tlmenie alebo prenosové straty sú jednou z najdôležitejších prenosových charakteristík OV. OV začali byť široko aplikované pre komunikačné účely, keď ich prenosové straty boli menšie, ako prenosové straty kovových vedení (t.j. menšie ako 5 dB.km<sup>-1</sup>).

Celkové tlmenie signálu  $\alpha_T$ (dB), definované pre určitú vlnovú dĺžku sa vyjadruje vzťahom

$$\alpha_T (dB) = 10 \log \frac{P_i}{P_o} \quad (3.1.1)$$

kde  $P_i$  je vstupný a  $P_o$  výstupný optický výkon optickej trasy. Tlmenie OV sa väčšinou vyjadruje v jednotkách dB.km<sup>-1</sup> podľa vzťahu

$$\alpha_{dB} = \frac{10}{L} \log \frac{P_i}{P_o} = \frac{\alpha_T}{L} \quad (3.1.2)$$

kde L je dĺžka OV. Tlmenie OV je spôsobené celým radom fyzikálnych mechanizmov (materiálové absorbné straty, lineárny a nelineárny rozptyl, ohybové straty). Tieto mechanizmy závisia od zloženia materiálu OV, technológie jeho výroby a čistenia, od technológie výroby a štruktúry OV.

#### 3.1.1 MATERIÁLOVÉ ABSORBČNÉ STRATY

Sú to útlmové mechanizmy spojené so zložením materiálu a technológiou výroby OV, pri ktorých sa stratový optický výkon mení na teplo pohltené v objeme OV. Absorbancia svetla môže byť:

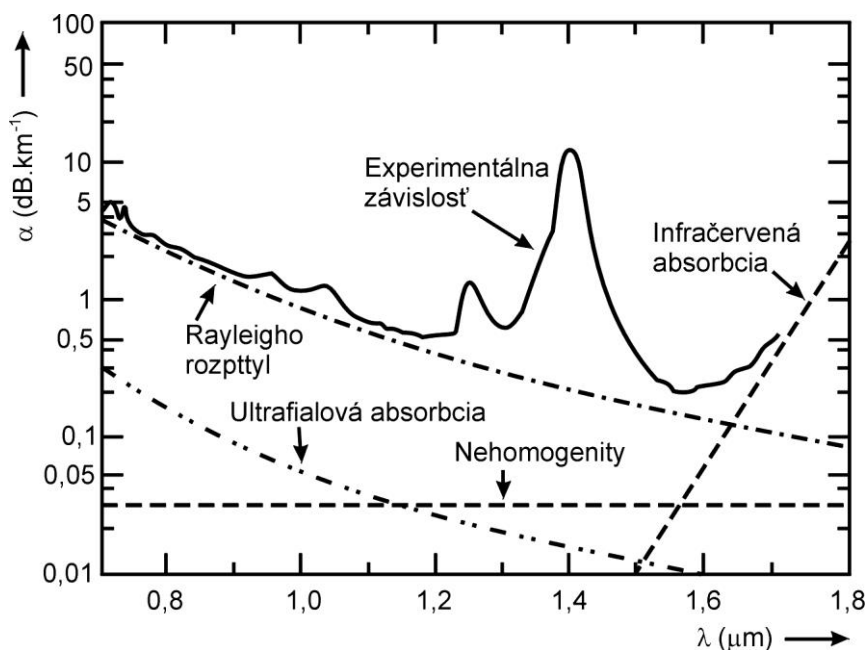
##### a) Intrinzičná (vlastná) absorpcia

Aj absolútne čisté sklo má v blízkej infračervenej oblasti určitú vlastnú absorpciu. V oblasti vlnových dĺžok 0,8 až 1,7  $\mu\text{m}$  (**obr. 3.1**) má tento mechanizmus dve zložky: ultrafialovú absorpciu spôsobenú elektrónovými prechodmi v skle a infračervenú absorpciu spôsobenú interakciou fotónov s vibračným spektrom molekúl skla. Maximá týchto interakcií sú mimo uvedenej oblasti vlnových dĺžok, kde zasahujú len ich okraje. Napríklad silné absorbné pásma vznikajú v dôsledku kmitov štruktúrnych prvkov skla, ako sú Si-O (9,2  $\mu\text{m}$ ), P-O (8,1  $\mu\text{m}$ ), B-O (7,2  $\mu\text{m}$ ) a Ge-O (11,0  $\mu\text{m}$ ). Preto nad vlnovou dĺžkou 1,5  $\mu\text{m}$  okraje týchto pásiem spôsobujú podstatnú časť vlastnej absorpcie skla.

Vplyv týchto procesov možno minimalizovať vhodnou voľbou zloženia materiálu jadra a plášťa OV. Napríklad pre niektoré fluoridové a chloridové sklá vzniká maximum infračervenej absorpcie pri omnoho väčších vlnových dĺžkach (až okolo 50  $\mu\text{m}$ ), čo umožňuje posunúť minimum tlmenia do oblasti dlhších vlnových dĺžok ako pre oxidové sklá.

##### b) Extrinzičná (nevlastná) absorpcia

Táto absorpcia je spojená s absorpciou najmä na kovových nečistotách (Cr, Cu, Fe, V, Ni, Mn) a na hydroxilových molekulách (OH) zvyškovej vody v skle.



Obr. 3.1  
Tlmenie OV na báze SiO<sub>2</sub>.

Kovové nečistoty vnikajú do skla najmä pri konvenčných metódach jeho výroby tavením. Potom predstavujú jeden z hlavných mechanizmov tlmenia optického signálu. Najčastejšie kovové nečistoty a ich príspevok k tlmeniu pri koncentrácii 1 častica z  $10^9$  častíc sú v **tab. 3.1**. Spektrálne charakteristiky tohto tlmenia sú na obr. 3.2. Pripomeňme, že niektoré nečistoty ako Cr<sup>2+</sup>, Cu<sup>2+</sup> a Fe<sup>2+</sup> môžu vyvolať v blízkej infračervenej oblasti tlmenia väčšie ako 1 dB.km<sup>-1</sup>. Zdokonalené technológie prípravy skla, ako napr. **usadzovanie z plynovej fázy**, umožňujú redukovať koncentráciu nečistôt na úroveň 1 častica z  $10^{10}$  častíc, čo vo väčšine prípadov úplne eliminuje pôsobenie týchto kovových nečistôt na tlmenie OV. Podstatná časť nevlastnej absorpcie vzniká teda vplyvom absorpcie na OH molekulách. Absorbčné maximá vznikajú pri vlnových dĺžkach 2,7 až 4,2 μm v závislosti od štruktúrneho umiestnenia OH molekuly v skle. V OV však vznikajú absorbčné maximá tiež vplyvom vyšších harmonických zložiek základných kmitov OH molekúl pri vlnových dĺžkach 1,38; 0,95 a 0,72 μm.

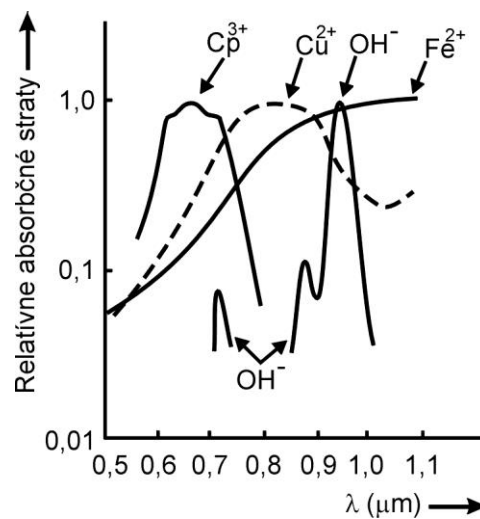
Kombináciou základných a vyšších harmonických kmitov OH molekúl a kmitov molekuly SiO<sub>2</sub> potom vznikajú absorbčné maximá pri vlnových dĺžkach 1,24; 1,13 a 0,88 μm. Tieto maximá prispievajú k tlmeniu OV (**obr. 3.1**), druhou harmonickou zložkou kmitov OH molekuly pri 0,95 μm, ktorá vnáša tlmenie ~1 dB.km<sup>-1</sup> na ppm (ppm – part per milion, t.j. na jednu časť z milióna). V oblasti väčších vlnových dĺžok prispieva prvá harmonická zložka pri 1,38 μm s tlmením ~2 dB.km<sup>-1</sup> na ppm a jej postranné pásmo pri 1,24 μm s tlmením ~4 dB.km<sup>-1</sup> na ppm. Pretože tieto absorpcie majú rezonančný charakter, v spektrálnej charakteristike OV (**obr. 3.3**) vznikajú úzke minimá tlmenia okolo 1,3 a 1,55 μm, kde vplyv absorpcie OH molekúl je zanedbateľný. Toto umožňuje dosiahnuť maximálne hodnoty tlmenia OV pri  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$  ~0,18 dB.km<sup>-1</sup>.

Na zníženie vplyvu nevlastnej absorpcie treba pre výrobu OV použiť veľmi čisté sklá s veľmi malou koncentráciou zvyškovej (kryštalickej) vody (pod 1 častica z  $10^7$ ) a kovových nečistôt (pod 1 častica z  $10^{10}$ ). V dôsledku prenikavého zlepšenia technológií výroby OV v poslednom období problém zvyškovej vody bol prakticky odstránený a klasické uvažovanie o prenosových oknách OV na báze SiO<sub>2</sub> prakticky stratilo zmysel.

Tabuľka 3.1

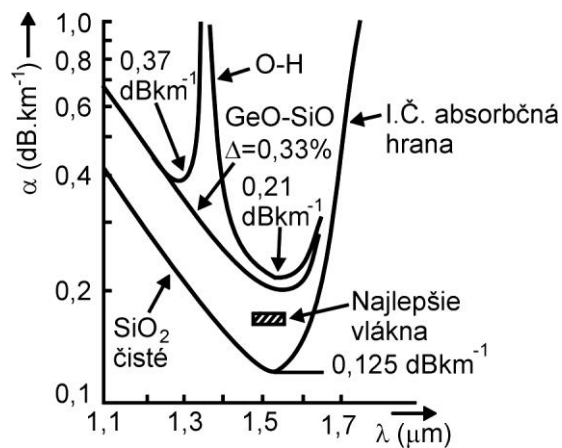
## ABSORBČNÉ STRATY VPLYVOM KOVOVÝCH NEČISTÔT

Nečistota (ión)	Maximum pri $\lambda$ (nm)	Tlmenie pri koncentrácii 1 častica z $10^9$ ( $\text{dB km}^{-1}$ )
$\text{C}^{3+}$	625	1,6
$\text{C}^{2+}$	685	0,1
$\text{Cu}^{2+}$	850	1,1
$\text{Fe}^{2+}$	1100	0,68
$\text{Fe}^{3+}$	400	0,15
$\text{Ni}^{2+}$	650	0,1
$\text{Mn}^{3+}$	460	0,2
$\text{V}^{4+}$	725	2,7



Obr. 3.2

Spektrálne charakteristiky nevlastnej absorpcie na kovových nečistotách a molekulách OH.



Obr. 3.3

Detail spektrálnej charakteristiky kvalitných OV.

### 3.1.2 STRATY LINEÁRNYM ROZPTYLOM

Sú to útlmové mechanizmy spôsobené lineárnym prechodom časti alebo celého optického výkonu z jedného vedeného vidu do iného vidu. Tento proces môže zvyšovať tlmenie OV tým, že prechod sa môže uskutočniť z vedených vidov do vyžiarených alebo vytekajúcich vidov, čím sa stráca optický výkon prenášaného signálu. Lineárny rozptyl možno rozdeliť do dvoch skupín:

- a) **Rayleighov rozptyl** je spôsobený nehomogenitami v materiáli OV, ktorých rozmery sú menšie ako vlnová dĺžka prenášaného svetla. Tieto nehomogenity sa prejavujú ako fluktuácie indexu lomu a sú dôsledkom nehomogenít hustoty a zloženia skla pri jeho tuhnutí. Nehomogenity zloženia možno redukovať zlepšením technológie výroby OV. Nehomogenity hustoty materiálu OV sú principiálneho charakteru a nemožno ich odstrániť. Preto Rayleighov rozptyl podstatne prispieva k tlmeniu OV (**obr. 3.1**).

Príspevok Rayleighovho rozptylu k celkovému tlmeniu OV dĺžky L možno vyjadriť vzťahom

$$\alpha_{TR} = \exp\{-\gamma_R L\} \quad (3.1.3)$$

kde  $\gamma_R$  je koeficient Rayleighovho rozptylu

$$\gamma_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 \beta_c K T_F \quad (3.1.4)$$

kde  $\lambda$  je vlnová dĺžka,  $n$  je index lomu prostredia (jadra OV),  $p$  je stredná hodnota fotoelastického koeficientu,  $\beta_c$  je koeficient izotermálnej stlačiteľnosti pri fiktívnej teplote  $T_F$  a  $K$  je Boltzmanova konštanta. Fiktívna teplota  $T_F$  je definovaná ako teplota, pri ktorej sklo dosiahne stav tepelnej rovnováhy. Táto teplota úzko súvisí s teplotou tuhnutia skla. Vzhľadom na to, že tlmenie vplyvom Rayleighovho rozptylu (3.1.4) je úmerné  $1/\lambda^4$ , možno ho podstatne redukovať zvolením najvyššej možnej pracovnej vlnovej dĺžky OV.

- b) **Mieho rozptyl** vzniká na nehomogenitách, ktorých rozmery sú porovnateľné, alebo väčšie ako vlnová dĺžka prenášaného signálu. Tieto sú spôsobené najmä nedokonalou geometriou OV, poruchami rozhrania jadro-plášť, zmenami priemeru jadra, trhlinami a bublinami v OV. Vhodnou technológiou výroby OV však možno zabrániť vzniku takýchto nehomogenít a tým zmenšiť straty vplyvom Mieho rozptylu na zanedbateľnú úroveň.

### 3.1.3 STRATY NELINEÁRNYM ROZPTYLOM

Sú to nelineárne útlmové mechanizmy, ktoré vznikajú najmä pri vyšších hustotách optického výkonu v OV. Nelineárny rozptyl spôsobuje prechod optického výkonu z jedného vidu do iného vidu, ktorý sa šíri rovnakým alebo opačným smerom a pri inej frekvencii. Nelineárny rozptyl silne závisí od hustoty optického výkonu v OV a vzniká len nad určitou prahovou hodnotou tohto výkonu. Možno ho pozorovať pri veľkých hustotách optických výkonov najmä v dlhých jednovidových OV. Najdôležitejšími typmi nelineárneho rozptylu sú:

- a) **Brillouinov rozptyl**, ktorý možno považovať za moduláciu svetla tepelnými vibráciami molekúl v OV. Rozptýlené svetlo vzniká ako horné a dolné postranné pásmo, oddelené od pôsobiaceho svetla modulačnou frekvenciou. Dopadajúci fotón pri tomto rozptylovom mechanizme vytvorí fonón s akustickou frekvenciou a rozptýlený fotón, ktorý spôsobí posunutie frekvencie optického signálu. Posunutie frekvencie závisí od uhla rozptylu, je maximálne pre spätný smer a nulové v priamom smere. Preto je Brillouinov rozptyl spätný rozptylový proces. Prahová hodnota naviazaného optického výkonu do jednovidového OV, pri ktorej vzniká Brillouinov rozptyl, je určená vzťahom

$$P_B = 4,4 \cdot 10^{-3} d^2 \lambda^2 \alpha_{dB} \delta \lambda \quad (W) \quad (3.1.5)$$

kde  $d$  je priemer jadra OV,  $\lambda$  je pracovná vlnová dĺžka,  $\alpha_{dB}$  je tlmenie OV v  $\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}$  a  $\delta \lambda$  je spektrálna šírka zdroja svetla (lasera) v GHz. Typická hodnota  $P_B$  je  $\sim 80$  mW.

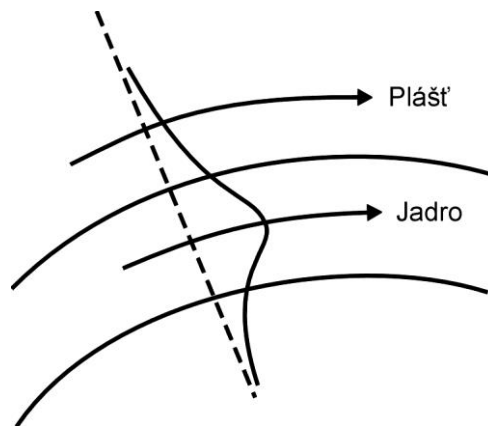
- b) **Ramanov rozptyl** je podobný proces ako Brillouinov rozptyl s tým rozdielom, že pri ňom vzniká s väčšou pravdepodobnosťou fotón z horného postranného pásma ako fonón. Tiež Ramanov rozptyl je spätný proces a má prahovú hustotu optického výkonu až o dva – tri rády vyššiu ako Brillouinov rozptyl. Prahová hodnota naviazaného optického výkonu do jednovidového OV, pri ktorej vzniká Ramanov rozptyl, je určená vzťahom

$$P_R = 5,9 \cdot 10^{-2} d^2 \lambda \alpha_{dB} \quad (W) \quad (3.1.6)$$

kde použité veličiny  $d, \lambda, \alpha_{dB}$  majú rovnaký význam ako vo vzťahu (3.1.5). Typická hodnota  $P_R$  je nad 1,3 W.

Brillouinov a Ramanov rozptyl vzniká len v jednovidových OV pri veľkých hustotách naviazaného optického výkonu, ktoré v praxi optických vláknových komunikácií sa v súčasnosti ešte nevyužívajú. Brillouinov a Ramanov rozptyl sa v mnohovidových OV väčšinou nepozorujú, pretože vzhľadom na veľký priemer jadra týchto OV sú prahové hustoty výkonu pre ich vznik extrémne vysoké. Tiež vhodnou voľbou parametrov OV možno podľa vzťahov (3.1.5) a (3.1.6) vylúčiť možnosť vzniku týchto rozptylových mechanizmov aj v jednovidových OV.

### 3.1.4 STRATY OHYBOM OPTICKÉHO VLÁKNA



Obr. 3.4  
Vznik strát ohybom v optickom vlákne.

Vznikajú v dôsledku porušenia podmienok šírenia svetla na ohnutom úseku OV.

Časť elektromagnetického poľa, ktorá je na vonkajšej strane ohnutia OV, si vyžaduje šírenie pri väčšej rýchlosti ako časť na vnútornej strane (aby bola zachovaná kolmosť vlnoplochy na smer šírenia). Preto časť elektromagnetického poľa vidu v jadre OV by sa mala pohybovať rýchlosťou väčšou ako je rýchlosť svetla v jadre OV. Toto však nie je možné, preto energia spojená s touto časťou vidu sa vyžiarí. Straty ohybom OV možno vo všeobecnosti vyjadriť v tvare

$$\alpha_r = c_1 \exp\{-c_2 R\} \quad (3.1.7)$$

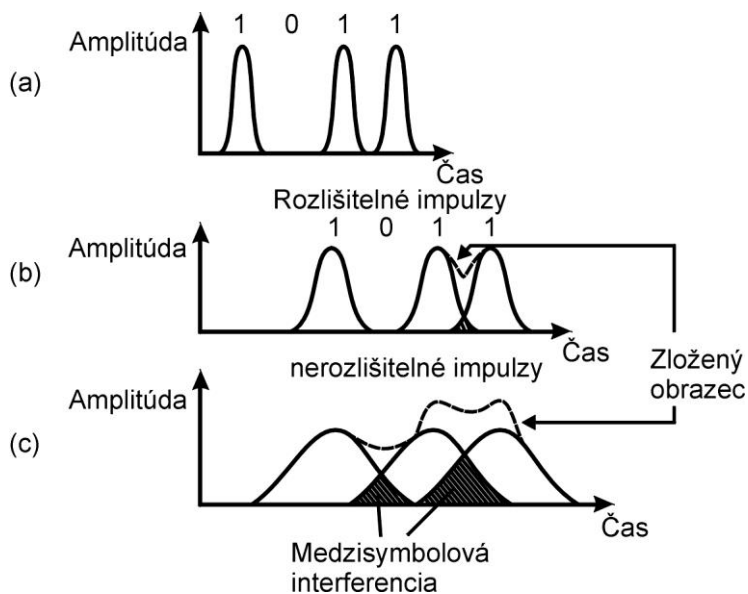
kde  $c_1, c_2$  sú konštanty a  $R$  polomer ohybu OV. Veľké straty ohybom vznikajú pri ohnutí do krivky s kritickým polomerom

$$R_c = \frac{3n_1^2}{4\pi\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \tag{3.1.8}$$

Straty ohybom teda možno redukovať zväčšením relatívneho rozdielu indexu lomu jadra a plášťa OV, voľbou čo najkratšej pracovnej vlnovej dĺžky. Kritické polomery sú v praxi veľmi malé od  $1 \mu\text{m}$  až po  $1 \text{ mm}$ . Musíme si však uvedomiť, že vlny, ktoré sa šíria v podmienkach blízkyh kritickej frekvencii, môžu byť vyžiarené aj pri ohnutiach OV pri omnoho väčších polomeroch. Tlmenie OV môžu podstatným spôsobom zvýšiť periodické zakrivenia s polomerom blízkyh priemeru OV, tzv. mikroohyby, ktoré môžu vznikáť pri procese káblovania OV. Mikroohyby sa tiež využívajú v optických vláknových senzoch tlaku, sily, posunutia a pod.

### 3.2 DISPERZIA

Disperzia optického signálu šíriaceho sa v OV spôsobuje poruchu číslicového aj analógového prenosu. Pri číslicovom prenose, ktorý je najrozšírenejší, spôsobuje disperzia rozšírenie impulzov (obr. 3.4) ktoré vedú k medzisymbolovej interferencii, čím sa zvyšuje chybovosť prenosu. Chybovosť je okrem toho funkciou tlmenia signálu a pomeru signál / šum (SNR) v prijímači, túto závislosť tu nebudeme analyzovať, sústredíme sa len na ohraňenie prenosu vplyvom disperzie. Disperzia signálu ohraňuje maximálnu využiteľnú šírku pásma dosiahnuteľnú pre určité OV.



Obr. 3.5  
 Ilustrácia vplyvu disperzie na rozšírenie impulzov a vznik medzisymbolovej interferencie: (a) vstupný signál, (b) signál na výstupe OV dĺžky  $L_1$  a (c) signál na výstupe OV dĺžky  $L_2 > L_1$ .

Aby sme mohli spoľahlivo rozlíšiť jednotlivé rozšírené optické impulzy (**obr. 3.5**), možno číslicový signál cez OV prenášať len do istej maximálnej prenosovej rýchlosti  $B_T$  ( $\text{bit} \cdot \text{s}^{-1}$ ) ohraňenej nerovnosťou

$$B_T \leq \frac{1}{2\tau} \tag{3.2.1}$$

kde uvažujeme, že rozšírenie impulzu vplyvom disperzie v OV je  $\tau$  a šírka impulzu je tiež  $\tau$  (uvažujeme ideálny prípad pravouhlých impulzov). Maximálnu prenosovú rýchlosť možno určiť aj presnejšie, ak predpokladáme, že optické impulzy majú **Gaussov tvar** so strednou kvadratickou odchýlkou  $\sigma$ , potom platí

$$B_{T(\max)} \cong \frac{0,2}{\sigma} \quad (\text{bit s}^{-1}) \quad (3.2.2)$$

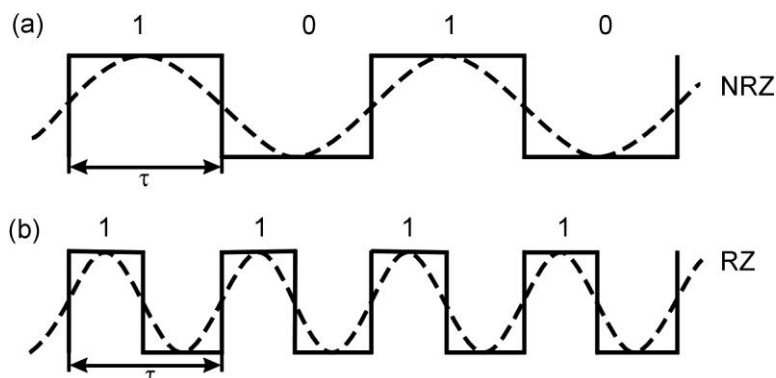
Táto rovnica dobre vyhovuje v praxi aj pre iné tvary rozšírenia impulzov, ktoré vznikajú v OV vplyvom rôznych mechanizmov disperzie. Tiež  $\sigma$  možno určiť ako strednú kvadratickú odchýlku impulznej odozvy prenosového kanálu (tvoreného OV).

Prevod prenosovej rýchlosti  $\text{bit.s}^{-1}$  na šírku pásma v Hz závisí od použitého číslicového kódu. Pre kovové vodiče, kde používame **kód bez návratu k nule** (NRZ – No Return to Zero), potom 2 bity za sekundu (obr. 3.6a) zodpovedajú perióde jednej vlnovej dĺžky (t.j. jednému Hz) a preto maximálna šírka pásma  $B$  je polovica prenosovej rýchlosti

$$B_{T(\max)} = 2B \quad (3.2.3)$$

V OV používame **kód s návratom k nule** (RZ – Return to Zero), potom jeden bit (obr. 3.6b) zodpovedá len časti, obvyčajne polovici vlnovej dĺžky a prenosová rýchlosť sa potom rovná šírke pásma

$$B_{T(\max)} = B \quad (3.2.4)$$



Obr. 3.6

Vzťah medzi prenosovou rýchlosťou a vlnovou dĺžkou pre:

(a) kódy bez návratu k nule (NRZ)

(b) kódy s návratom k nule (RZ).

Šírka pásma  $B$  pre kovové vodiče je obvyčajne definovaná tzv. **elektrickými 3 dB** bodmi (t.j. rozdielom frekvencií, pre ktoré elektrický výkon poklesne na polovicu svojej maximálnej hodnoty). **Optická šírka pásma**  $B_{\text{opt}}$  pre OV, definovaná tzv. **optickými 3 dB bodmi**, je podstatne širšia ako zodpovedajúca elektrická 3 dB šírka pásma. Súvisí to s tým, že optické zdroje pracujú až k oblasti jednosmerného signálu, preto pri definícii optickej šírky pásma uvažujeme pásmo od nulovej frekvencie až po 3 dB bod s vyššou frekvenciou.

Ak je šírka pásma OV určená jeho disperziou, hovoríme o optickej šírke pásma  $B_{\text{opt}}$ . Pre OV sa väčšinou uvažuje RZ – kód, a preto sa šírka pásma číselne rovná prenosovej rýchlosti (3.2.4).

Mierou disperzie OV je rozšírenie impulzu v čase na jednotku dĺžky OV, obvyčajne sa vyjadruje v  $\text{ns.km}^{-1}$ . Preto počet optických impulzov, ktoré môžu byť prenášané v určitej danej perióde, t.j.

prenosová kapacita optického vlákna je ohraničená disperziou impulzu na jednotku dĺžky. Ak neuvažujeme vplyv väzby alebo filtrácie vĺdov, potom rozšírenie impulzov vplyvom disperzie je priamo úmerné dĺžke  $L$  OV a teda šírka pásma  $B_{opt}$  je nepriamo úmerná dĺžke  $L$  OV. Vzhľadom na to sa na určenie prenosovej kapacity OV používa veličina  $B_{opt} \cdot L$ , ktorá sa nazýva **súčin šírky pásma a dĺžky optického vlákna**, tzv. kvalita optického vlákna. Typické hodnoty súčinu  $B_{opt} \cdot L$  optických vlákien sú: 20 MHz km pre SI-MM, 1 GHz km pre GI-MM a 100 GHz km pre SI-SM optické vlákno.

Disperzia v OV môže byť spôsobená rôznymi mechanizmami, ktoré možno rozdeliť na **vnútrovidovú a medzividovú disperziu**.

### 3.2.1 VNÚTROVIDOVÁ DISPERZIA

**Vnútrovidová alebo chromatická disperzia** môže vzniknúť vo všetkých typoch OV a je dôsledkom konečnej šírky pásma zdrojov svetla. Rôzne spektrálne zložky signálu sa šíria s rôznym oneskorením v OV, čo spôsobuje rovnaké rozšírenie každého vĺdov, t.j. vnútrovidovú disperziu. Rozdiely v oneskorení jednotlivých spektrálnych zložiek signálu môžu byť spôsobené disperznými vlastnosťami materiálu OV (materiálová disperzia) a tiež disperznými vlastnosťami štruktúry OV (vlnová disperzia):

- a) **Materiálová disperzia** vzniká v dôsledku rôznych skupinových rýchlostí jednotlivých spektrálnych zložiek signálu. Vzniká v takých materiáloch, v ktorých je fázová rýchlosť vlny nelineárnou funkciou vlnovej dĺžky, tzn. keď platí, že  $d^2n/d\lambda^2 \neq 0$ . Rozšírenie impulzu vplyvom materiálovej disperzie možno vypočítať zo skupinového oneskorenia obálky signálu  $\tau_g$  OV, ktoré je reciprokom hodnotou skupinovej rýchlosti  $v_g$

$$\tau_g = \frac{1}{v_g} = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \left( n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) \quad (3.2.5)$$

kde  $n_1$  je index lomu jadra OV. Potom oneskorenie impulzu  $\tau_m$  pôsobením materiálovej disperzie v OV dĺžky  $L$  je

$$\tau_m = \frac{L}{c} \left( n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) \quad (3.2.6)$$

Pre zdroj svetla s efektívnou spektrálnou šírkou  $\sigma_\lambda$ , možno efektívne rozšírenie impulzu pôsobením materiálovej disperzie  $\sigma_m$  vyjadriť v tvare Taylorovho radu

$$\sigma_m = \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} + \sigma_\lambda \frac{2d^2\tau_m}{d\lambda^2} + \dots \quad (3.2.7)$$

V tomto rozvoji sa v praxi (najmä pre oblasť vlnových dĺžok 0,8 až 0,9  $\mu\text{m}$ ) možno uspokojiť s prvým členom

$$\sigma_m \cong \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} \quad (3.2.8)$$

Zo vzťahu (3.2.6) vypočítame

$$\frac{d\tau_m}{d\lambda} = -\frac{L\lambda}{c} \frac{d^2n_1}{d\lambda^2} \quad (3.2.9)$$



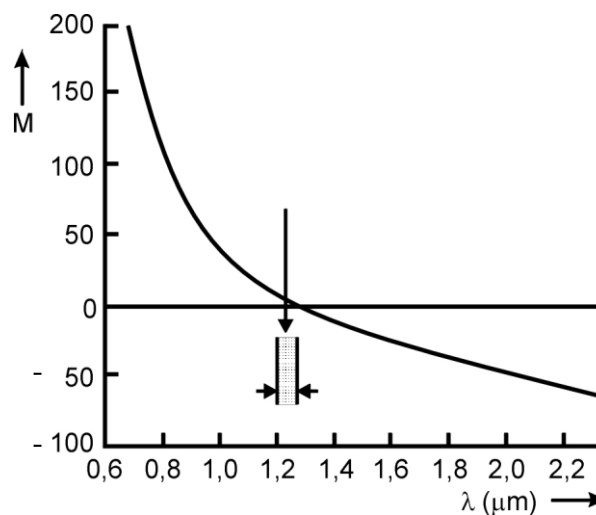
Dosadením do (3.2.8) dostaneme efektívne rozšírenie impulzu pôsobením materiálovej disperzie

$$\sigma_m \cong \frac{\sigma_\lambda L \lambda}{c} \left| \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right| \quad (3.2.10)$$

kde uvažujeme absolútnu hodnotu zápornej derivácie. Materiálová disperzia OV sa často vyjadruje tzv. **parametrom materiálovej disperzie**

$$M = \frac{1}{L} \frac{d\tau_m}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad (3.2.11)$$

ktorý sa určuje v jednotkách  $\text{psnm}^{-1} \text{km}^{-1}$ . Na **obr. 3.7** je spektrálna závislosť parametra materiálovej disperzie pre čisté  $\text{SiO}_2$ . Vidíme, že materiálová disperzia je v okolí  $\lambda=1,3\mu\text{m}$  nulová. Materiálovú disperziu (3.2.10) možno tiež podstatne redukovať použitím zdroja svetla s malou efektívnou spektrálnou šírkou  $\sigma_\lambda$  (lasera).



Obr. 3.7

Závislosť parametra materiálovej disperzie pre  $\text{SiO}_2$  od vlnovej dĺžky.

- b) **Vlnovodová disperzia** vzniká v dôsledku rôznej skupinovej rýchlosti jednotlivých vidov. Vlnovodová disperzia vzniká ak  $d^2\beta/d\lambda^2 \neq 0$ . Pre mnohovidové OV, kde sa šíri mnoho vidov, vzdialených od kritickej frekvencie, možno vlnovú disperziu zanedbať vzhľadom na materiálovú disperziu ( $0,1$  až  $0,2 \text{ nskm}^{-1}$ ). Pre jednovidové OV ju však musíme uvažovať.

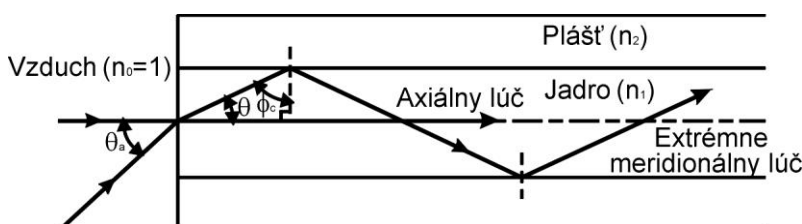
### 3.2.2 MEDZIVIDOVÁ DISPERZIA

**Medzividová disperzia**, často jednoducho nazývaná vidová disperzia, vzniká v dôsledku rôzneho oneskorenia jednotlivých vidov v mnohovidovom OV. Optický impulz prenášaný v OV pomocou rôznych vidov môže byť rozšírený v dôsledku rôzneho oneskorenia jednotlivých vidov. V stupňovitom mnohovidovom OV prichádza najrýchlejší vid na jeho koniec s oneskorením (**obr. 3.8**)

$$T_{MIN} = \frac{Ln_1}{c} \quad (3.2.12)$$

a najpomalší vid s oneskorením

$$T_{MAX} = \frac{Ln_1}{c \sin \theta_c} = \frac{Ln_1^2}{cn_2} \quad (3.2.13)$$



Obr. 3.8

Dráha najrýchlejšieho a najpomalšieho vidu v SI-MM optickom vlákne.

Potom pre rozdiel oneskorení  $\delta T_s$  medzi najpomalším a najrýchlejším vidom dostaneme vzťah

$$\delta T_s = T_{MAX} - T_{MIN} = \frac{Ln_1^2}{cn_1} \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1} \right) \cong \frac{Ln_1 \Delta}{c} \cong \frac{L(NA)^2}{2n_1 c} \quad (3.2.14)$$

kde sme použili vzťahy (2.3.6) a (2.3.7). Vzťah (3.2.14) možno použiť na výpočet odhadu maximálnej hodnoty rozšírenia impulzu s pôsobením medzividovej disperzie mnohovidových stupňovitých OV. Musíme však pripomenúť, že táto jednoduchá analýza uvažuje len s rozšírením impulzu pôsobením meridionálnych lúčov a neuvažuje pôsobenie šikmých lúčov s akceptačnými uhlami  $\theta_{as} > \theta_a$ .

Vypočítajme efektívne rozšírenie impulzu pôsobením medzividovej disperzie v mnohovidovom stupňovitom OV. Uvažujme, že vstupom OV je ideálny impulz  $p_i(t)$  s jednotkovou plochou, znázornený na **obr. 3.9**. Potom platí, že  $p_i(t)$  ma konštantnú amplitúdu  $1/\delta T_s$  na intervale  $-\delta T_s/2 \leq t \leq \delta T_s/2$  a integrál

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p_i(t) dt = 1 \quad (3.2.15)$$

Efektívnu hodnotu rozšírenia impulzu na výstupe OV vplyvom medzividovej disperzie pre mnohovidové stupňovité OV  $\sigma_s$  možno vyjadriť vzťahom

$$\sigma_s^2 = M_2 - M_1^2 \quad (3.2.16)$$

kde

$$M_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} t p_i(t) dt \quad (3.2.17)$$

je časový moment prvého rádu impulzu  $p_i(t)$  (t.j. stredná hodnota času preletu impulzu cez vlákno) a

$$M_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 p_i(t) dt \quad (3.2.18)$$

je časový moment druhého rádu impulzu  $p_i(t)$  (t.j. stredná kvadratická hodnota času preletu impulzu cez vlákno). Pretože stredná hodnota  $M_1$  impulzu s jednotkovou plochou je nulová (**obr. 3.9**), zo vzťahov (3.2.16) až (3.2.18) dostaneme

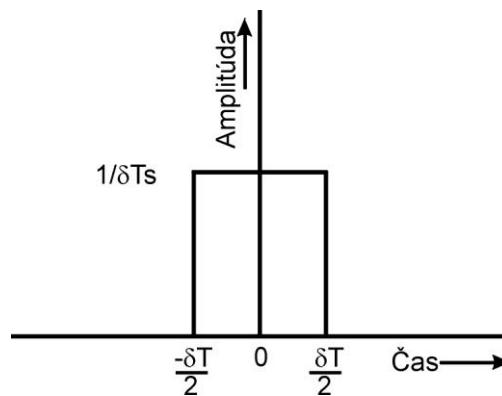
$$\sigma_s^2 = M_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 p_i(t) dt \quad (3.2.19)$$

Dosadením za  $p_i(t)$  a integráciou dostaneme vzťah

$$\sigma_s^2 = \int_{-\delta T_s/2}^{+\delta T_s/2} \frac{1}{\delta T_s} t^2 dt = \frac{1}{3} \left( \frac{\delta T_s}{2} \right)^2 \quad (3.2.20)$$

Dosadením  $\delta T_s$  zo vzťahu (3.2.14) dostaneme

$$\delta_s \cong \frac{L n_1 \Delta}{2\sqrt{3}c} = \frac{L(NA)^2}{4\sqrt{3}n_1 c} \quad (3.2.21)$$



Obr. 3.9  
Ideálny impulz s jednotkovou plochou.

Tento vzťah umožňuje výpočet efektívnej hodnoty rozšírenia impulzu pôsobením medzividovej disperzie v mnohovidovom optickom vlákne, ak uvažujeme rovnomerné rozloženie vidov v intervale  $0 \leq \theta \leq \theta_a$ . Vidíme, že rozšírenie impulzu vplyvom medzividovej disperzie možno v stupňovitých OV zmenšiť zmenšením hodnoty  $\Delta$  resp. dĺžky  $L$  OV. Medzividová disperzia v reálnych stupňovitých OV sa tiež zmenšuje prostredníctvom mechanizmu šírenia svetla v OV. Je to v dôsledku rôzneho tlmenia rôznych vidov. Vidí vyšších rádo (t.j. pomalšie vidy) prenikajú viac do plášťa OV, kde sa v dôsledku porúch (nepravidielnosti) rozhrania jadro-plášť tlmia. Dôsledkom tohto procesu je sústredovanie energie signálu do vidov nižších rádo (t.j. do rýchlejších vidov) a tým zmenšenie medzividovej disperzie. Iným fyzikálnym mechanizmom zmenšenia medzividovej disperzie v reálnych (neideálnych) mnohovidových stupňovitých OV je **väzba vidov**. Vplyvom väzby medzi vidmi dochádza k prenosu energie z najrýchlejších a najpomalších vidov do vidov, ktoré sa šíria strednou rýchlosťou, čo redukuje rozdiel oneskorení medzi najpomalším a najrýchlejším vidom. Potom pre rozdiel oneskorení  $\delta T_{SC}$  medzi najpomalším a najrýchlejším vidom reálneho stupňovitého OV dostaneme vzťah

$$\delta T_{SC} = \frac{n_1 \Delta}{c} \sqrt{\frac{L}{L_C}} \quad (3.2.22)$$

kde  $L_C$  je tzv. **charakteristická dĺžka OV**, ktorá vyjadruje stupeň väzby vidov.

Podstatným spôsobom však možno redukovat' medzividovú disperziu použitím gradientných mnohovidových OV. Pre parabolický profil indexu lomu ( $\alpha=2$ ) sa jednotlivé vidy pozdĺž OV šíria po sínusovitých trajektóriách (**obr. 2.2**) s rôznou dĺžkou. Pretože skupinová rýchlosť je nepriamo úmerná indexu lomu, vidy, ktoré sa šíria po dlhších sínusovitých dráhach (vzdialenejších od osi OV), sa šíria väčšou rýchlosťou ako vidy, ktoré sa šíria po kratších dráhach v blízkosti osi OV. Tento mechanizmus má pri vhodnej voľbe profilu indexu lomu (parabolický, resp. blízky k parabolickému) za dôsledok

podstatné zmenšenie rozdielu oneskorení medzi najpomalším a najrýchlejším vidom, čo pre takúto OV redukuje medzividovú disperziu a tým zvyšuje šírku prenášaného pásma. Použitím teórie geometrickej optiky možno pre rozdiel oneskorení  $\delta T_g$  gradientného mnohovidového OV odvodiť vzťah

$$\delta T_g \cong \frac{Ln_1\Delta^2}{2c} \cong \frac{(NA)^4}{8n_1^3c} \quad (3.2.23)$$

Použitím presnejšej analýzy s využitím teórie elektromagnetického poľa možno pre toto oneskorenie odvodiť presnejší vzťah

$$\delta T_g = \frac{Ln_1\Delta^2}{8c} \quad (3.2.24)$$

Pre gradientné mnohovidové OV s približne parabolickým profilom indexu lomu dochádza aj k zmenšeniu efektívneho rozšírenia impulzu.

$$\sigma_g = \frac{\Delta}{D} \sigma_s \quad (3.2.25)$$

kde D je konštanta medzi 4 až 10, ktorej hodnota závisí od dodržania a presnej voľby optimálneho (parabolického) profilu indexu lomu. Teoretický optimálny profil indexu lomu je určený vzťahom

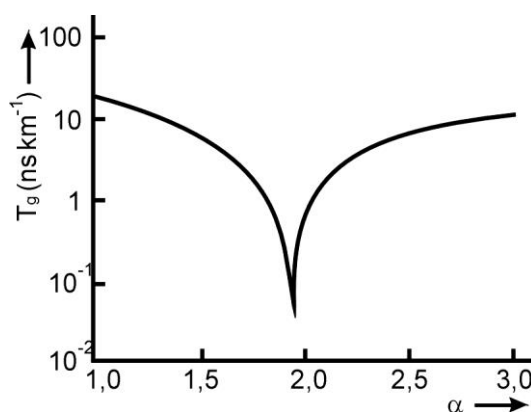
$$\alpha_{op} = 2 - \frac{12\Delta}{5} \quad (3.2.26)$$

z čoho pre efektívne rozšírenie impulzu dostaneme

$$\sigma_g = \frac{Ln_1\Delta^2}{20\sqrt{3}c} \quad (3.2.27)$$

Treba pripomenúť, že zmenšenie rozšírenia impulzu v optimálnom gradientnom mnohovidovom OV môže byť až  $10^3$  násobné. V praxi ho však možno len veľmi ťažko dosiahnuť, pretože už malá odchýlka od ideálneho profilu indexu lomu (**obr. 3.10**) podstatne zvyšuje hodnotu  $\delta T_g$  a teda aj medzividovú disperziu. V praxi dosahované hodnoty rozšírenia impulzu v gradientných OV sú rádovo 0,2 až 1 ns km<sup>-1</sup>, čo zodpovedá súčinu šírky pásma a dĺžky OV medzi 0,5 až 2,5 GHz.km pri použití lasera a optimálneho priebehu indexu lomu.

Pripomeňme, že v jednovidových OV, ktoré sú využívané s jednovidovými laserovými zdrojmi svetla, medzividová disperzia nevzniká (**obr. 2.2c**).



Obr. 3.10

Závislosť veličiny  $\delta T_g$  od parametra profilu  $\alpha$  gradientného OV s  $\Delta=1\%$ .

### 3.2.3 CELKOVÁ DISPERZIA OPTICKÉHO VLÁKNA

Celková disperzia mnohovidových OV je určená vnútrovidovou aj medzividovou disperziou. Potom pre celkové efektívne rozšírenie impulzu dostaneme vzťah

$$\sigma_T^{MM} = \sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_n^2} \quad (3.2.28)$$

kde  $\sigma_c$  je vnútrovidové (chromatické) a  $\sigma_n$  medzividové rozšírenie impulzu (t.j.  $\sigma_n = \sigma_s$  pre mnohovidové stupňovité a  $\sigma_n = \sigma_g$  pre mnohovidové a gradientné OV).  $\sigma_c$  je vnútrovidová disperzia vplyvom materiálovej a vlnovodovej disperzie. Vzhľadom na to, že vlnovodová disperzia je v praxi väčšinou zanedbateľná  $\sigma_c \cong \sigma_m$ .

Celková disperzia jednovidových OV je určená len vnútrovidovou disperziou, pretože sa v OV šíri len jeden vid. Preto šírka pásma OV je obmedzená spektrálnou šírkou zdroja svetla. Skupinové oneskorenie impulzu na jednotku dĺžky OV možno vyjadriť vzťahom

$$\tau_g = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk} \quad (3.2.29)$$

kde  $k$  je vlnové číslo,  $c$  je rýchlosť svetla a  $\beta$  je konštanta šírenia. Vláknó má vnútrovidovú disperziu, ak  $\beta$  je nelineárne závislé od  $\lambda$ . Zo vzťahu (2.5.66) možno konštantu šírenia  $\beta$  vyjadriť v tvare

$$\beta = kn_1 \sqrt{1 - 2\Delta(1 - b)} \quad (3.2.30)$$

Použitím vzťahu (3.2.29) pre celkové efektívne rozšírenie impulzu po prechode OV dĺžky  $L$  dostaneme

$$\sigma_T^{SM} = \sigma_\lambda L \left| \frac{d\tau_g}{d\lambda} \right| = \frac{\sigma_\lambda L 2\pi}{c\lambda^2} \frac{d^2\beta}{dk^2} \quad (3.2.31)$$

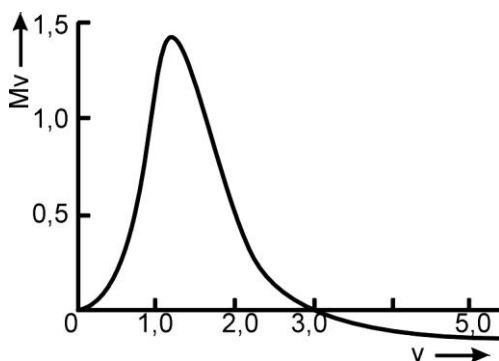
kde  $\sigma_\lambda$  je efektívna spektrálna šírka zdroja svetla emitujúceho na strednej vlnovej dĺžke  $\lambda$ .

Zo vzťahu (3.2.30) a (3.2.31) možno ukázať, že v jednovidových OV ovplyvňujú celkovú disperziu tri dominantné parametre:

- parameter materiálovej disperzie  $M$  definovaný ako  $\lambda/c \left| \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right|^2$ , kde  $n = n_1$  alebo  $n_2$
- parameter vlnovodovej disperzie  $M_v$  definovaný ako  $v d^2(bv)/dv^2$ , kde  $v$  je normovaná frekvencia
- parameter profilovej disperzie  $M_p$ , ktorý je úmerný  $d\Delta/d\lambda$ .

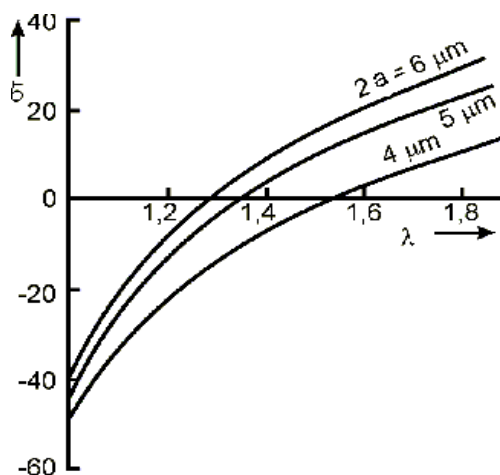
Na obr. 3.7 sme ukázali, že materiálóvá disperzia čistého  $\text{SiO}_2$  je nulová v okolí  $\lambda = 1,27 \mu\text{m}$ . Vhodným dopovaním  $\text{SiO}_2$  možno nulovú hodnotu materiálóvej disperzie voliť z oblasti  $\lambda = 1,2$  až  $1,4 \mu\text{m}$ . Pri nulovej materiálóvej disperzii je dominujúca vlnovodová disperzia (obr. 3.11). Zmeny parametrov OV (priemeru jadra) a pracovnej vlnovej dĺžky vplyvajú na hodnotu  $v$  a tým ovplyvňujú aj veľkosť vlnovodovej disperzie. Celková disperzia jednovidového OV teda môže byť minimalizovaná vhodnou voľbou materiálu aj geometrických rozmerov OV (obr. 3.12).

Najmenšia hodnota rozšírenia impulzu pre jednovidové OV na báze  $\text{SiO}_2$  je  $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$  pri  $\lambda = 1,273 \mu\text{m}$ . Vplyv nedokonalosti OV (eliptičnosti, mechanických pnutí, dvojlomu a pod.) spôsobuje disperziu okolo 2 až  $40 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ . Pre porovnanie uvedme, že minimálna hodnota rozšírenia impulzu pri  $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$  je okolo  $100 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ .



Obr. 3.11

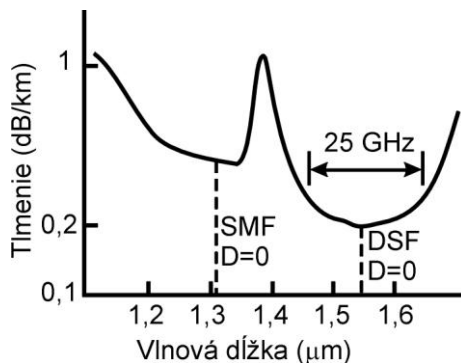
Parameter vlnovodovej disperzie  $M_v$  ako funkcia normovanej frekvencie  $v$ .



Obr. 3.12

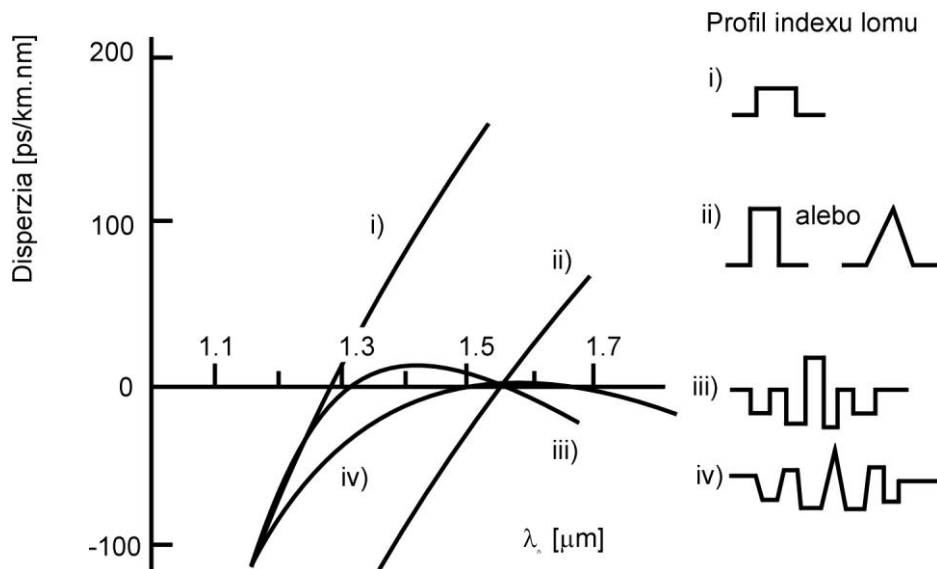
Celková vnútroviodová disperzia ako funkcia vlnovej dĺžky  $\lambda$  pre jednoviodové OV s priemerom jadra 4,5 a 6  $\mu\text{m}$ .

Z hľadiska optimálneho využitia výhodných vlastností jednoviodových OV na báze  $\text{SiO}_2$  sú v súčasnosti široko využívané tzv. jednoviodové OV s posunutou disperziou – DSF (Dispersion Shifted Fibers), ktoré majú oblasť nulovej materiálovej disperzie posunutú do oblasti minima celkového tlmenia optického vlákna (**obr. 3.13**). Okrem DSF sa využívajú a výskum sa venuje aj konštrukcii jednoviodových OV s tzv. plochou disperziou – DFF (Dispersion Flateded Fibers) (**obr. 3.14**).



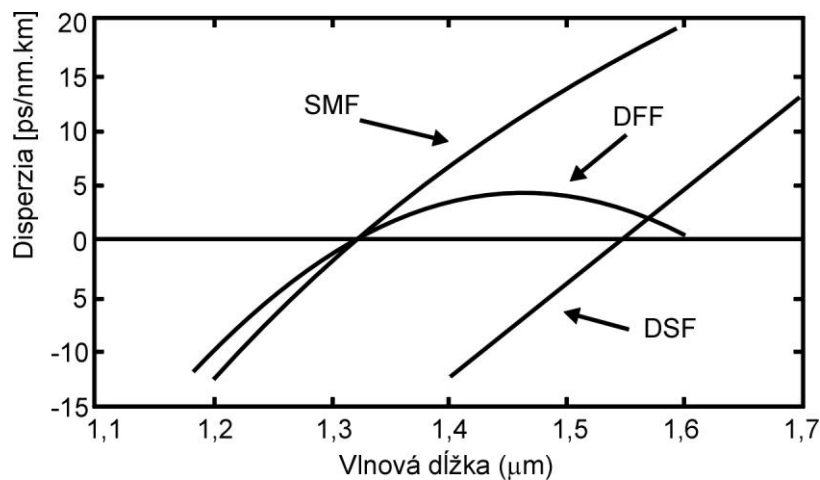
Obr. 3.13

Vymedzenie disperzných vlastností SMF a DSF.



Obr. 3.14  
Konštrukcie jednovíkových OV a ich disperzné vlastnosti

Porovnanie spektrálnych závislostí konvenčných SMF (Single Mode Fibers) a DSF resp. DFF je uvedené na obr. 3.15.



Obr. 3.15  
Spektrálna závislosť disperzie pre komerčné SMF a DSF, resp. DFF optické vlákna.

### 3.3 VÍDOVÝ ŠUM

Medzivíková disperzia v mnohovíkových OV spôsobuje vznik fluktuácií v prenášanom signále, ktorých charakteristický čas (perióda) je dlhší ako rozlišovacia doba fotodetektora. Tieto fluktuácie nepriaznivo pôsobia na prenášaný signál a nazývame ich vídovým alebo spektrálnym šumom. Interferenčný obrazec je v mnohovíkovom OV tvorený interferenciou jednotlivých vídov z koherentného zdroja vtedy, ak koherenčný čas zdroja je väčší ako medzivíkový disperzný čas  $\delta T$  v mnohovíkovom OV. Koherenčný čas pre zdroj s nekorelovaným signálom s frekvenčnou šírkou  $\delta f$  je  $1/\delta f$ . Potom vídový šum vzniká, keď platí

$$\delta_f \gg \frac{1}{\delta T} \quad (3.3.1)$$

Poruchy pozdĺž OV ako vibrácie, nehomogenity, konektory, spojky a naviazanie zdroja, resp. detektora môžu spôsobovať fluktuácie v interferenčnom obraze mnohovidového OV a teda aj vidový šum. Zvýšenie vidového šumu spôsobujú najmä tieto podmienky:

- užitie koherentného zdroja s úzkou spektrálnou šírkou a veľkou koherenčnou dĺžkou,
- nehomogenity pozdĺž OV, ktoré spôsobujú rôzne oneskorenie vidov alebo vidovú, resp. priestorovú filtráciu,
- fázová korelácia medzi vidmi.

Vidový šum možno podstatne redukovať odstránením vyššie uvedených podmienok, vhodnou voľbou a návrhom prvkov optického vláknového komunikačného systému. Redukovať vidový šum je dôležité najmä pre kvalitné širokopásmové analógové prenosové systémy.

### 3.4 POLARIZÁCIA SVETLA

Valcové OV vo všeobecnosti nezachovávajú polarizačný stav vstupného svetla na dráhe dlhšej ako niekoľko metrov. Preto sa väčšinou v optických vláknových prenosových systémoch využíva niektorý druh modulácie intenzity svetla. Optický signál je teda detekovaný fotodetektorom, ktorý nie je citlivý na polarizačný stav, resp. fázu svetelnej vlny. Existujú však aj také aplikácie OV (najmä optické vláknové senzory), kde je žiadúce zachovávať polarizačný stav svetelnej vlny šíriacej sa v OV. Takéto vlákna sú jednovidové. V jednovidovom OV s valcovou symetriou sa môžu šíriť dva navzájom ortogonálne polarizované vidy  $HE_{11}^x$  a  $HE_{11}^y$ , ktoré majú vo všeobecnosti rôzne konštanty šírenia  $\beta_x$  a  $\beta_y$  (spôsobené anizotropiou prierezu OV). Keď prierez OV nezávisí od jeho dĺžky, potom konštanta vidového dvojlomu OV je definovaná vzťahom

$$B_F = \frac{\beta_x - \beta_y}{(2\pi / \lambda)} \quad (3.4.1)$$

Svetlo polarizované pozdĺž jednej z hlavných osí zachováva svoju polarizáciu na celej dĺžke L OV. Pretože navzájom ortogonálne vidy sa šíria rôznou fázovou rýchlosťou, vzniká medzi nimi fázový rozdiel  $\phi(z)$ , ktorý závisí od dĺžky OV

$$\phi(z) = (\beta_x - \beta_y)z \quad (3.4.2)$$

Možno ukázať, že koherencia dvojlomu bude zachovaná len na dĺžke  $L_{bc}$  OV, určenej vzťahom

$$L_{bc} \cong \frac{c}{B_F \delta f} = \frac{\lambda^2}{B_F \delta \lambda} \quad (3.4.3)$$

kde  $\delta f$  je spektrálna šírka zdroja. Aj vo vzdialenosti koherenčnej dĺžky  $L_{bc}$  sa mení polarizácia prenášaného svetla periodicky z lineárnej na eliptickú a znova na lineárnu, ako je to známe z teórie elektromagnetického poľa. Táto periodická zmena polarizácie nastáva na dĺžke  $L_B$ , ktorú nazývame **fázová (záznejová) dĺžka**. Keď si uvedomíme, že zmena fázy na dĺžke  $L_B$  je  $2\pi$ , potom z (3.4.2) pre  $L_B$  dostaneme rovnicu

$$\phi(L_B) = (\beta_x - \beta_y)L_B = 2\pi \quad (3.4.4)$$

z čoho dostaneme



$$L_B = \frac{2\pi}{\beta_x - \beta_y} = \frac{\lambda}{B_F} \quad (3.4.5)$$

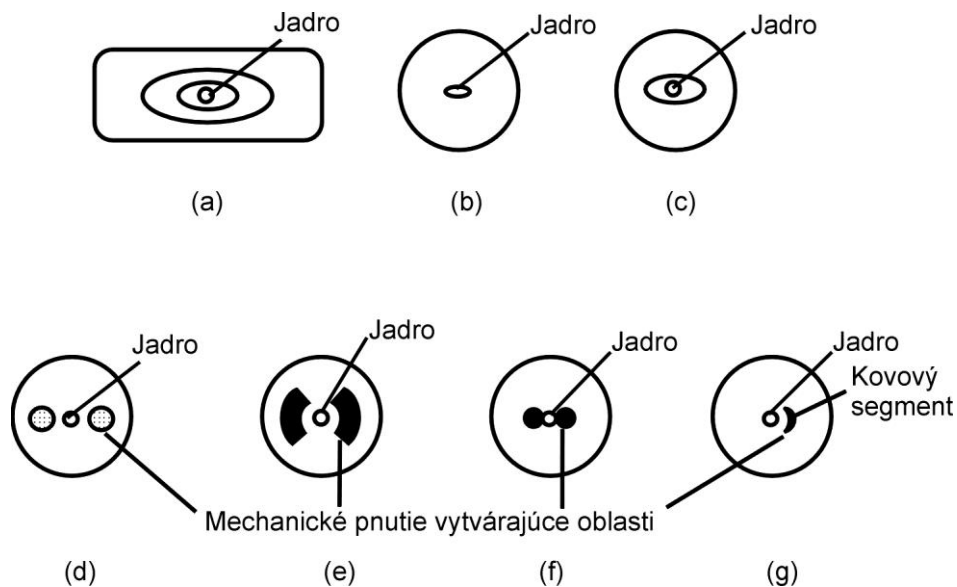
V neideálnych OV rôzne nehomogenity (zmeny geometrických rozmerov, zloženia, tlak, vibrácie) spôsobujú nekontrolovateľný prenos energie z jedného ortogonálneho vidu na druhý. Prenos energie je maximálny, keď poruchy majú periódu

$$\Lambda = \frac{\lambda}{B_E} = L_B \quad (3.4.6)$$

Prenos je minimálny, keď perióda porúch je menšia, ako medzná (kritická) perióda  $\Lambda_c$  (~1 mm). Preto polarizáciu zachovávajúce jednovidové vlákna môžu byť navrhnuté ako OV:

- s veľkým dvojlomom, čo môže byť dosiahnuté redukciou dĺžky  $L_B$  na hodnotu okolo 1 mm, alebo
- s malým dvojlomom, zvýšením hodnoty  $\Lambda_c$  pri veľkej hodnote  $L_B \sim 50$  m.

OV s veľkým dvojlomom, tzv. polarizačne citlivé vlákna sa vyrábajú vytvorením jadra eliptického prierezu (**obr. 3.16a,b,c**) a vnútorného asymetrického pnutia v OV použitím materiálov s rôznou teplotnou rozťažnosťou (**obr. 3.16d,e,f**) a použitím kovového segmentu (**obr. 3.16g**). Takéto OV môžu zachovávať polarizáciu na dĺžke väčšej ako 1 km. Veľký dvojlom majú OV so špeciálnou geometriou prierezu, napr. prierez typu motýlika (**obr. 3.16e**) a prierez typu panda (**obr. 3.16d**), ktoré sa využívajú aj v praxi pre komunikačné a senzorové systémy. Pre návrh OV s malým dvojlomom je potrebné odstrániť všetky nehomogenity vznikajúce pri výrobe, obalovaní a káblovaní.

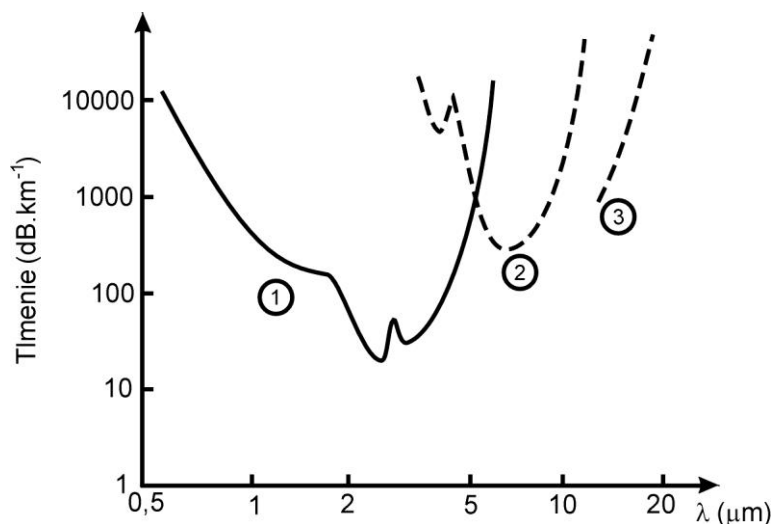


Obr. 3.16

Štruktúra polarizáciu zachovávajúcich OV:  
 (a) eliptický plášť, (b) eliptické jadro, (c) eliptický plášť,  
 (d) PANDA, (e) Motýlik, (f) tunnel, (g) kovový segment

### 3.5 TLMIENIE NEKREMÍKOVÝCH OPTICKÝCH VLÁKIEN

Je treba si uvedomiť, že vyššie uvedené vlastnosti OV platia pre vlákna na báze  $\text{SiO}_2$ . Vlastnosti OV vyrobených z iných materiálov sa budú teda podstatne líšiť. Ako ilustráciu uvádzame typické spektrálne závislosti tlmenia nekremíkových OV (**obr. 3.17**), kde krivka 1 je pre fluoridové sklá, krivka 2 pre chalkogénne sklá a krivka 3 pre vlákna na báze AgBr/Tl.



Obr. 3.17

Spektrálne závislosti tlmenia nekremíkových OV:  
(1) fluoridové sklá, (2) chalkogénne sklá a (3) AgBr/Tl.

### 3.6 CELOPLASTOVÉ A POLYMER – PLÁŠŤ – KREMÍK OPTICKÉ VLÁKNA

Celoplastové – POF (Plastic Optical Fiber)

Polymér – plášť – kremík – PCS (Polymer Clad Silica)

Materiály:

1. Polymetylmetakrylát (PMMA – Perspex)

- lepšie mechanické vlastnosti
- odolnosť voči chemickému pôsobeniu

2. Polystyrén (PS)

Plášť – fluorokarbónový polymér – silikónový polykarbonát (PC)

- ľahšia výroba
- nepotrebuje inicializátor
- menej hygroskopický

Výhodné vlastnosti

- veľmi lacné
- ľahko sa spájajú
- ľahko sa s nimi pracuje
- veľký priemer 0,5 – 1 mm
- veľká numerická apertúra 0,54
- relatívne veľké tlmenie a disperzia
- menia svoje vlastnosti s teplotou
- horný teplotný limit

Minimálne tlmenie v oblasti vlnových dĺžok 0,5 - 0,8 μm.

Vlákna s jadrom PC

Vlákna s jadrom PMMA

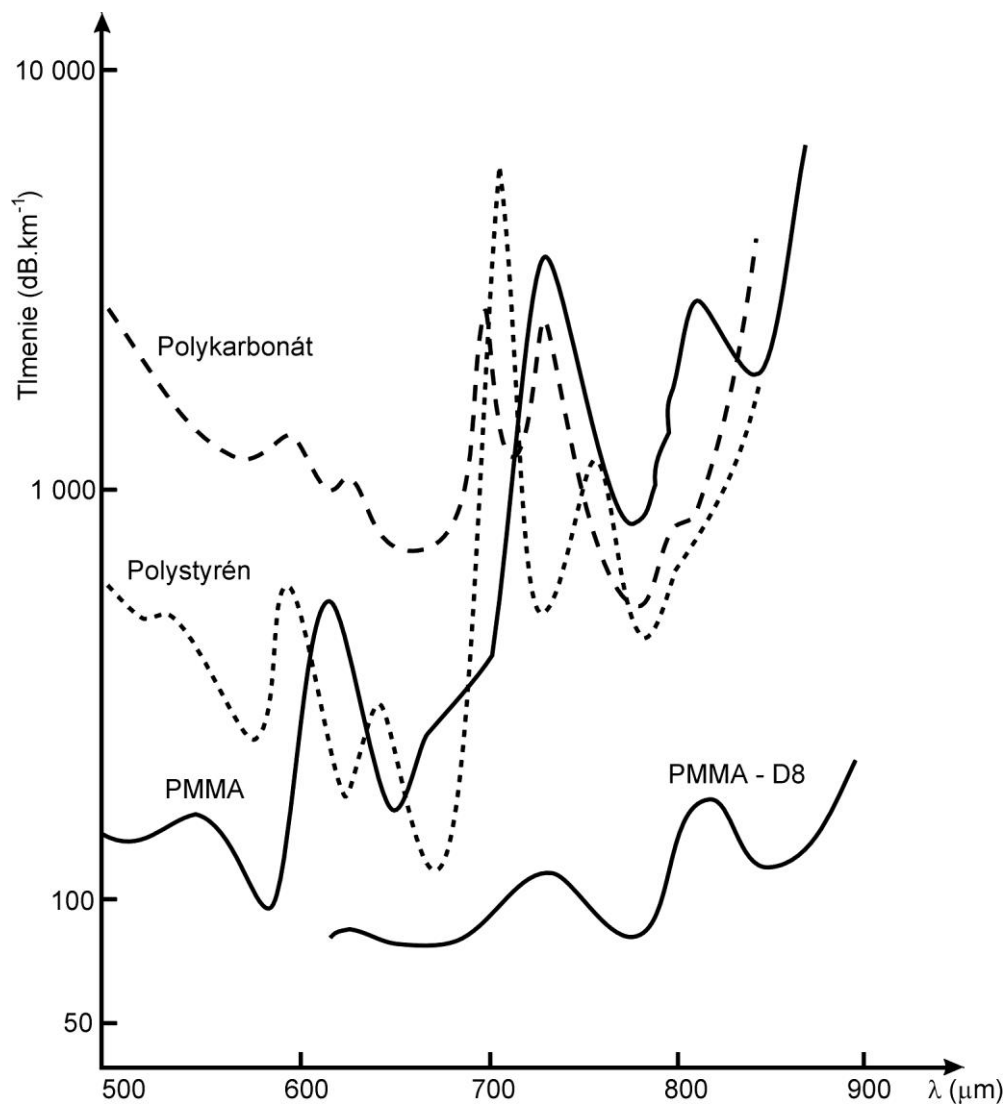
Vlákna s jadrom PS

Ak vymeníme vodík H za deutérium, dostaneme PMMA-D<sub>2</sub> vlákno.

Vlákna PMMA

### 3. PCS vlákna

Typické vlastnosti POF a PCS vlákien sú uvedené v tab. 3.2 a na obr. 3.18 sú spektrálne charakteristiky tlmenia týchto vlákien.



Obr. 3.18  
Spektrálne charakteristiky tlmenia celoplastových  
OV pre jadro z rôznych materiálov.

Tabuľka 3.2

## TYPICKÉ VLASTNOSTI POF a PCS VLÁKIEN

Parameter	POF				PCS
	PMMA 1,49	PS 1,59	PS 1,59	PC 1,586	
JADRO: materiál index lomu	PMMA 1,49	PS 1,59	PS 1,59	PC 1,586	Kremík 1,46
PLÁŠŤ: materiál index lomu	Fluorokarbón 1,39	PMMA 1,49	Silikónová živica 1,40	Lak 1,491	Silikónová živica 1,40
Numerická apertúra	0,54	0,55	0,75	0,54	0,41
Disperzia [ns/km.nm]	340	340	640	340	200
Šírka pásma [Mbit/s.km]	3	3	1,5	3	3
$\alpha_f$ [dB/km]	55	114	150	700	8