

Základy technologie

fotonických vlnodných struktur

úfe

Některé významnější technologie

Iontová výměna ve skleněných podložkách (ion exchange)

Pasivní, případně aktivní struktury (dopované Er^{3+})

Silica on silicon ($\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2:\text{Ge,P}/\text{SiO}_2$)

chemické depozice, hydrolýza plamenem (IO „vlákno“)

Měrný útlum řádu 0.001 dB/cm

Pasivní součástky, termooptické, **aktivní** (dotované Er^{3+})

Polymery

Termooptické (elektrooptické?) modulátory a přepínače

Ti:LiNbO₃, APE LiNbO₃ (annealed proton exchange)

Elektrooptické, akustooptické, aktivní (dotované Er^{3+}),

nelineární optické prvky (kaskádní procesy χ^2 : χ^2)

Polovodiče III-V ($\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_y\text{As}_{1-x-y}$, $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$)

MOCVD, MBE, CBE

Lasery, polovodičové zesilovače, elektroabsorpční modulátory, spektrální de/multiplexory, detektory,...

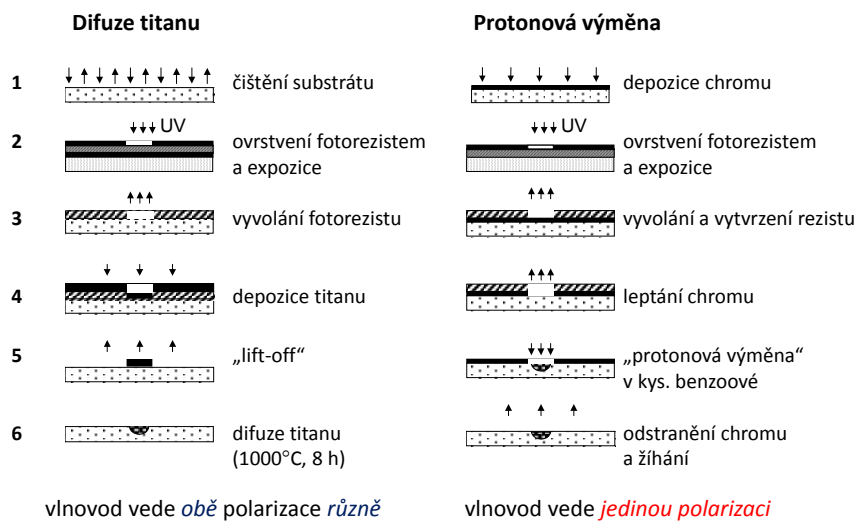
Silicon on Insulator ($\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Si}$)

(„wafer bonding“, extrémní kontrast indexu lomu 3,5 : 1,

extrémní hustota součástek)

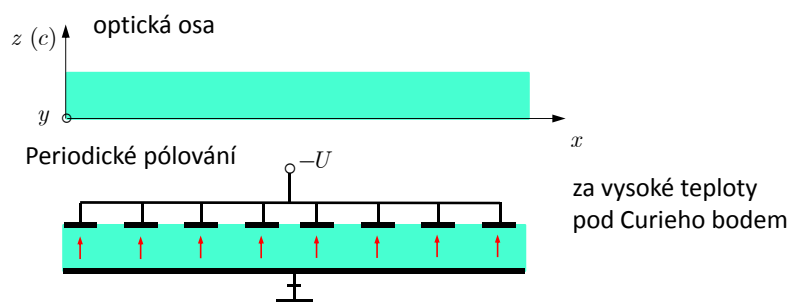
úfe

Příprava vlnodů v LiNbO_3

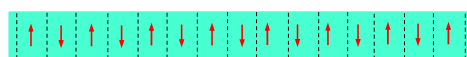


Periodické pólování krystalu LiNbO_3

Monokrystal LiNbO_3

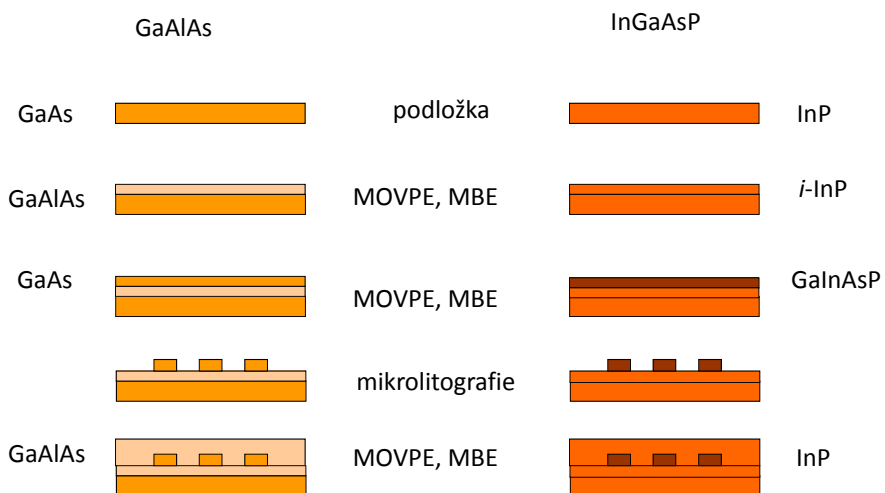


Výsledek:



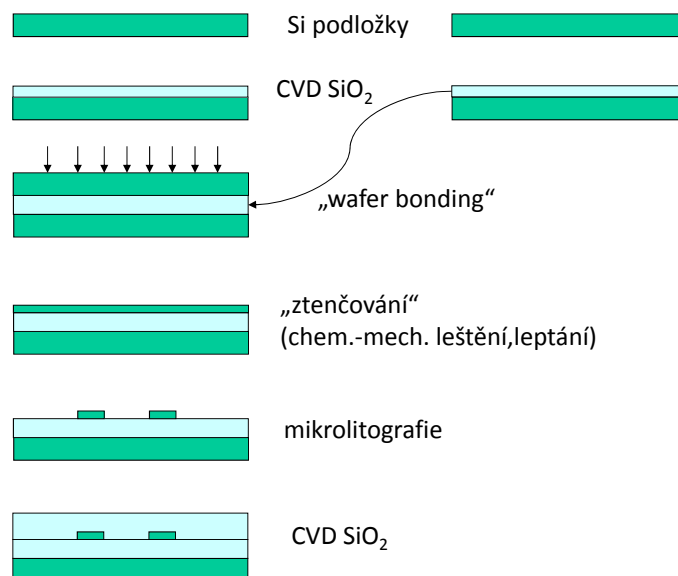
Periodické střídání orientace optické osy =>
změna znamének všech tenzorů 3. řádu ($\chi^{(2)}$, \tilde{r} , \tilde{e} apod.)

Příprava polovodičových vlnodů $A^{III}B^V$



úfe

Příprava vlnodů SOI (silicon on insulator)



úfe

Příprava masek na elektronovém litografu

1. Modelování a návrh struktury vlnodů a elektrod
2. Příprava dat pro elektronový litograf (digitalizace?)
3. Skleněná (křemenná) podložka s cca 50-100 nm Cr („matný chrom“)
4. Depozice elektronového rezistu odstředivkou (roztok PMMA)
5. Expozice rezistu elektronovým svazkem
6. „Vyvolání“ fotorezistu (odstranění exponovaných míst)
7. Iontové leptání chromové vrstvy

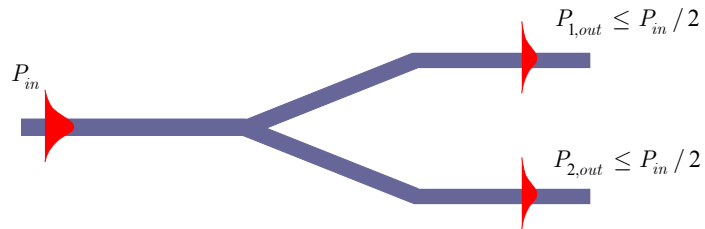
úfe

Pasivní fotonické vlnodné struktury

úfe

Vlnodné rozvětvení 1x2

1. Jednovidové rozvětvení buzené do společné větve



Výkon se dělí rovnoměrně do obou výstupních větví z důvodů symetrie

UFe

Symetrické rozvětvení buzené v opačném směru

2. Současné buzení do obou větví se vzájemným fázovým posuvem $\Delta\varphi$

$$e_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s + e_a),$$

$$e_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s - e_a)$$

$$E_{out} \cong e_1 e^{i\Delta\varphi/2} + e_2 e^{-i\Delta\varphi/2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s + e_a) e^{i\Delta\varphi/2} + \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s - e_a) e^{-i\Delta\varphi/2} =$$

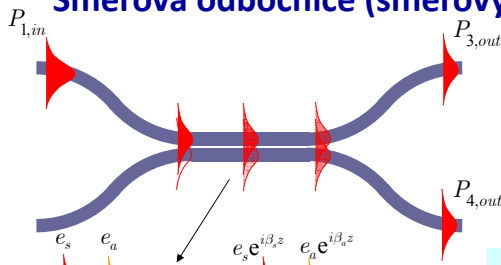
$$= \sqrt{2} e_s \cos \frac{\Delta\varphi}{2} + \sqrt{2} i e_a \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \rightarrow (e_1 + e_2) \cos \frac{\Delta\varphi}{2} = E_{in} \cos \frac{\Delta\varphi}{2}$$

$$P_{out} \leq P_{in} \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2} = P_{in} \cos^2 \left(\frac{\pi u}{2 U_{\pi}} \right)$$

Relativní změnou fáze vidů ve vstupní větvi je možno měnit výstupní výkon

UFe

Směrová odbočnice (směrový vazební člen)



$$P_{3,out} = P_{1,in} \cos^2(\kappa L),$$

$$P_{4,out} = P_{1,in} \sin^2(\kappa L),$$

$$\kappa = \frac{\beta_s - \beta_a}{2} = \frac{\pi}{2L_c},$$

$$L_c = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_a}$$

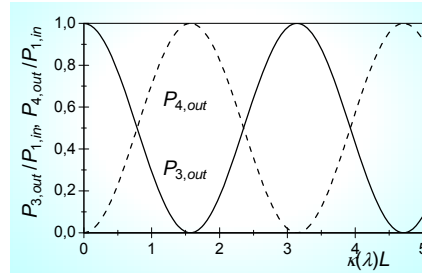
$$e_s \approx (e_1 + e_2) / \sqrt{2}, \quad e_1 \approx (e_s + e_a) / \sqrt{2},$$

$$e_a \approx (e_1 - e_2) / \sqrt{2}, \quad e_2 \approx (e_s - e_a) / \sqrt{2}.$$

$$E(0) = e_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s + e_a),$$

$$E(z) = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_s e^{i\beta_s z} + e_a e^{i\beta_a z}) = \frac{1}{2}[(e_1 + e_2)e^{i\beta_s z} + (e_1 - e_2)e^{i\beta_a z}]$$

$$\approx e_1 e^{i(\beta_s + \beta_a)z/2} \cos \frac{\beta_s - \beta_a}{2} z + i e_2 e^{i(\beta_s + \beta_a)z/2} \sin \frac{\beta_s - \beta_a}{2} z$$

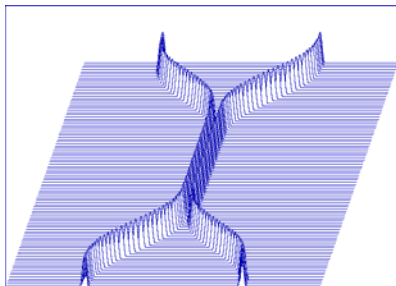


UFe

Spektrální vlastnosti směrové odbočnice

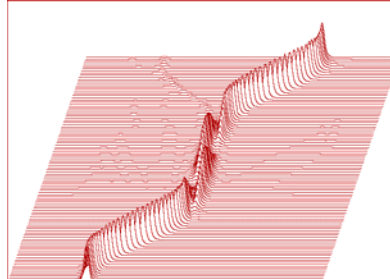
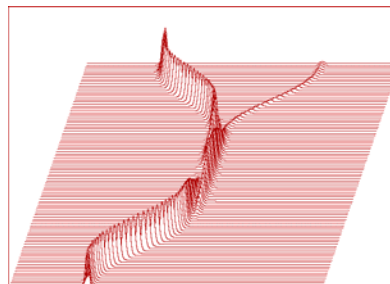
Rozložení indexu lomu

$\lambda = 1.3 \mu\text{m}$



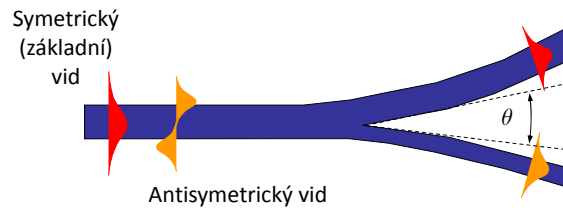
$\lambda = 1.55 \mu\text{m}$

Rozložení optického záření



UFe

Asymetrické vlnovodné rozvětvení jako oddělovač vidů

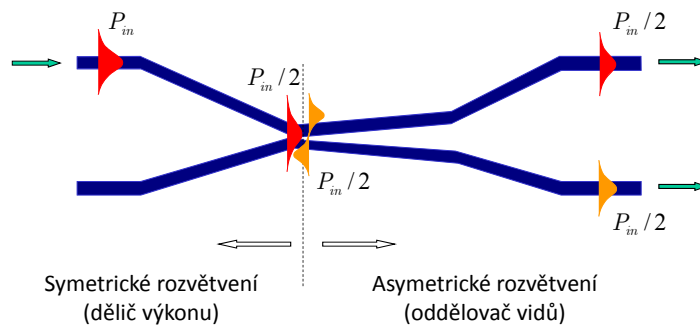


$$\frac{\Delta N_{eff}}{\sqrt{n_s^2 - N_{eff}^2} \theta} \begin{cases} > 1, & \Rightarrow \text{asymetrické Y, oddělovač vidů} \\ < 0.1, & \Rightarrow \text{symetrické Y, dělič výkonu} \end{cases}$$

Pokud je výstupní úhel θ velmi malý ($\theta < 0,2^\circ$) a výstupní větve asymetrické, chová se rozvětvení Y jako **oddělovač vidů**, nikoli jako dělič výkonu

úfe

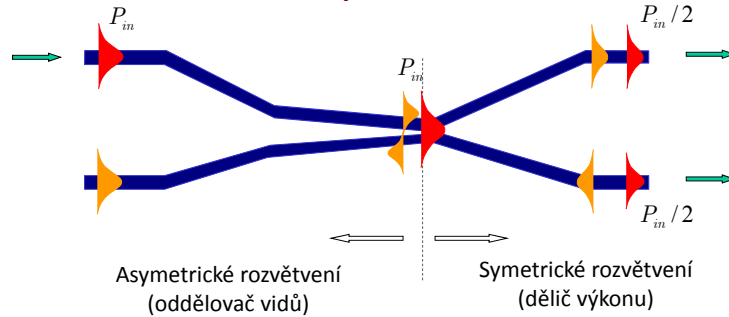
Spektrálně nezávislá odbočnice 2x2



Odbočnice může pracovat v celém intervalu 1,25 – 1,6 μm ; omezení je dáno **oblastí jednovidového režimu** vlnovodů

úfe

Spektrálně nezávislá odbočnice 2x2 šíření v opačném směru

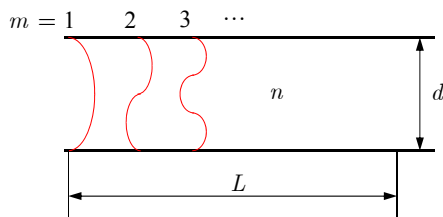


Odbočnice může pracovat v celém intervalu 1,25 – 1,6 μm ;
omezení je dáno **oblastí jednovidového režimu** vlnovodů

úfe

Děliče s mnohovidovou interferencí

Elementární teorie kovového dvoudeskového vlnovodu



Konstanty šíření „šířivých“ vidů:

$$\beta_m = \sqrt{k_0^2 n^2 - \left(\frac{m\pi}{d}\right)^2},$$

$$m = 1, 2, \dots, M, \quad M = \left\lfloor \frac{k_0 n d}{\pi} \right\rfloor = \left\lfloor \frac{2nd}{\lambda} \right\rfloor.$$

Zřejmě $\beta_m L = L \sqrt{k_0^2 n^2 - \left(\frac{m\pi}{d}\right)^2} \approx k_0 n L \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m\pi}{k_0 n d}\right)^2 \right].$

Pokud $\frac{k_0 n L}{2} \left(\frac{m\pi}{k_0 n d}\right)^2 = \frac{m^2 \pi^2 L}{2k_0 n d^2} = q_m \pi, \quad q_m = \frac{m^2 \pi L}{2k_0 n d^2} \dots \text{celé}, \quad \frac{\pi L}{2k_0 n d^2} \dots \text{celé},$

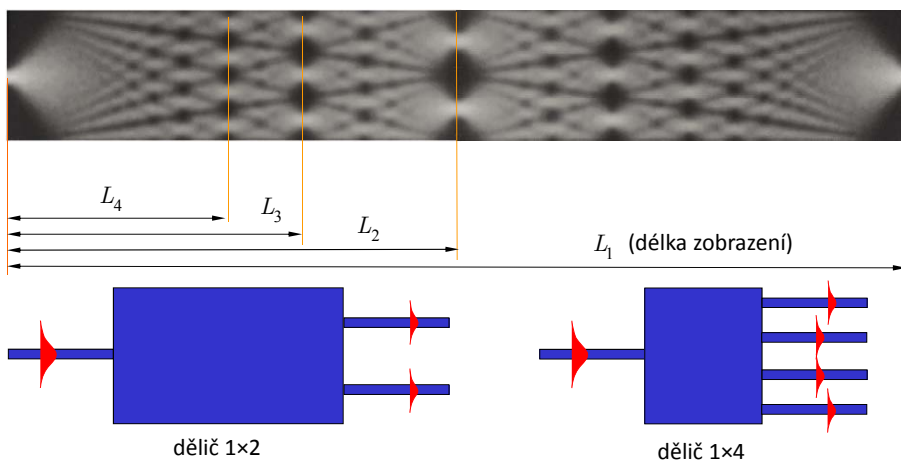
$$L = \frac{2k_0 n d^2}{\pi} = \frac{4nd^2}{\lambda} \approx Md, \text{ liší se } \beta_m L \text{ o sudé násobky } \pi \Rightarrow \text{zobrazení}$$

Realita: Konečný počet vidů; diel. vlnovod – *fázová chyba* (neplatí kvadr. závislost), *nedokonalé zobrazení*

úfe

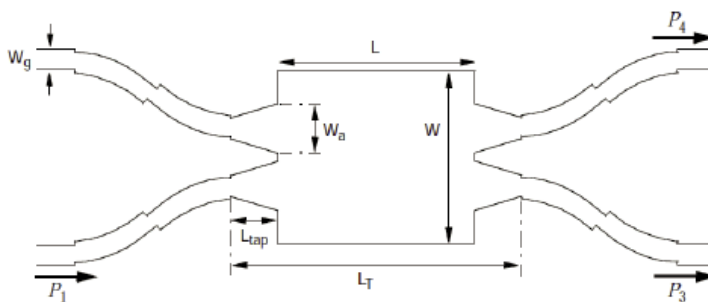
Děliče s mnohovidovou interferencí

Princip: Interference vidů v **mnohovidovém** planárním vlnovodu (~1978)



úfe

Vazební člen 2x2 s úpravou pro zmenšení fázové chyby (snížení počtu potřebných vidů) a redukcí ztrát v ohybech

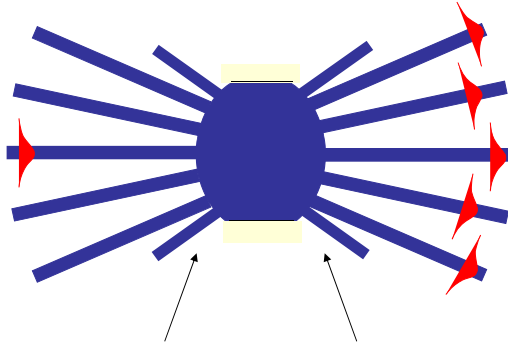


M.T.Hill, J. Lightwave Technol. **21**, 2305-2313, 2003

struktura děliče 2x2 včetně vstupních a výstupních vlnovodů

úfe

Hvězdicový difrakční vazební člen M×N



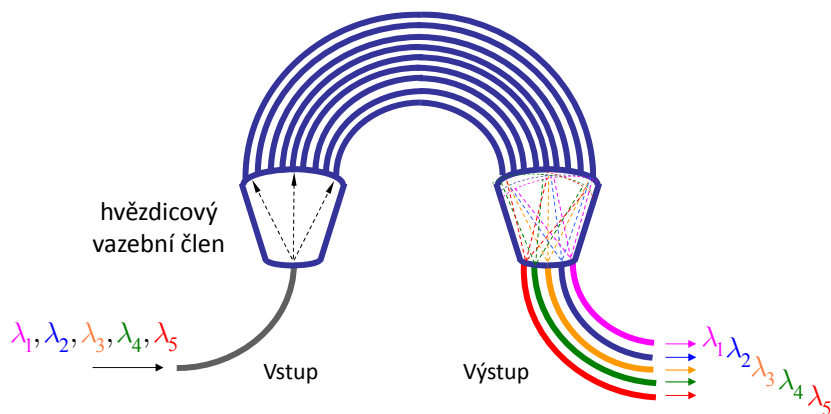
„Jalové“ vlnovody pro zlepšení rovnoměrnosti rozdělení výkonu

Umožňuje rovnoměrně navázat záření do velkého počtu (až několika desítek) vlnovodů

úfe

Spektrální demultiplexor s fázovanou řadou vlnovodů („Phasar“, AWG – arrayed waveguide grating demux)

Fázovaná řada (několika desítek) vlnovodů

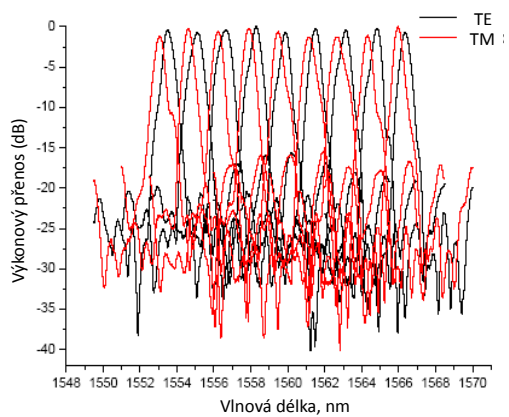
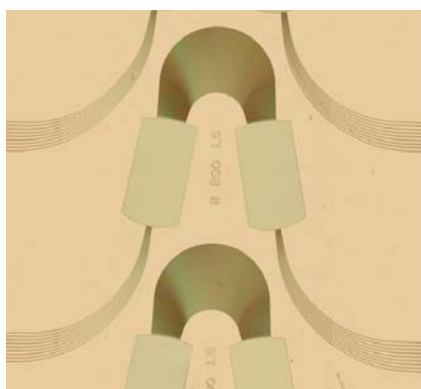


M. K. Smit, 1987; dnes asi nejpůlárnější součástka

úfe

Příklady AWG demultiplexorů - 1

SOI, Institute of Microstructural Sciences, NRC, Ottawa, 2004



Life

Dynamické a nelineární fotonické vlnovodné prvky

Life

Poruchová metoda výpočtu konstanty šíření „slabě modifikovaného“ vlnovodu

Zjednodušená rovnice „vázaných vln zanedbávající zpětné vlny:

$$\frac{da_\mu(z)}{dz} = i\beta_\mu a_\mu(z) + i\sum_\nu K_{\mu\nu}^{++}(z)a_\nu(z).$$

Pro slabou *homogenní* poruchu (nezávislou na z) přibližně platí

$$\frac{da_\mu(z)}{dz} \approx i\beta_\mu a_\mu(z) + iK_{\mu\mu}^{++} a_\mu(z), \quad \text{neboli} \quad \frac{da_\mu(z)}{dz} \approx i(\beta_\mu + K_{\mu\mu}^{++}) a_\mu(z), \quad \text{a}$$

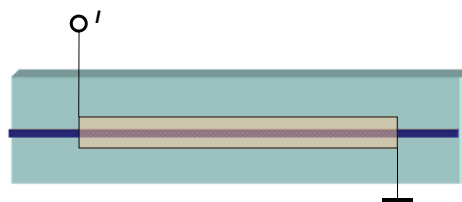
$$a_\mu(z_0 + \Delta z) \approx \exp\left[i(\beta_\mu + K_{\mu\mu}^{++})\Delta z\right] a_\mu(z_0).$$

„Porucha“ tedy (v prvním přiblížení) způsobí změnu konstanty šíření o hodnotu

$$\Delta\beta = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \frac{|\beta_\mu|}{\beta_\mu} \iint_S \left[\epsilon(x,y) - \epsilon^{(0)}(x,y) \right] \left[\left| \mathbf{e}_{\mu\perp}^*(x,y) \right|^2 + \frac{\epsilon^{(0)}(x,y)}{\epsilon(x,y)} \left| e_{\mu z} \right|^2 \right] dx dy.$$

úfe

Termooptický jev



$$\varphi = k_0 NL$$

fázový posun
při šíření vlny

$$\Delta\varphi = \frac{d\varphi}{dT} \Delta T = \underbrace{\frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial T}}_{\text{vlastní termooptický jev}} + \cancel{\frac{\partial\varphi}{\partial L} \frac{\partial L}{\partial T}}_{\text{tepelná roztažnost}}$$

- Jednoduchý jev – existuje ve všech materiálech
- při vhodné konstrukci časové konstanty řádu ms až μs !

úfe

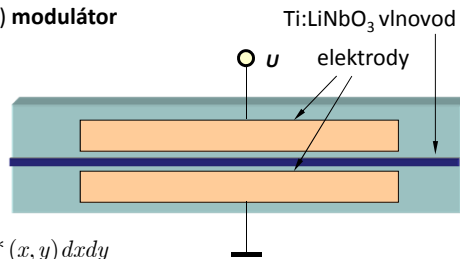
Elektrooptický jev

změna indexu lomu (tenzoru optické permitivity)
vlivem vnějšího elektrického pole

$$\Delta(\epsilon^{-1}) = \tilde{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_v; \quad \Delta\epsilon \cong -\epsilon \cdot (\tilde{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_v) \cdot \epsilon$$

malá změna permitivity \Rightarrow teorie vázaných vln

Typická aplikace: **elektrooptický (fázový) modulátor**



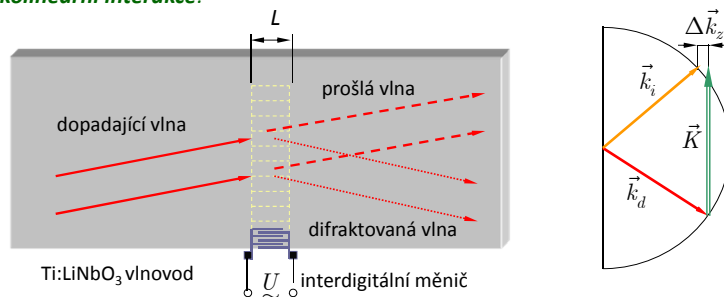
$$\begin{aligned} \Delta\beta &\approx \frac{k_0}{2} \iint_S \mathbf{e}(x,y) \cdot \Delta\epsilon \cdot \mathbf{e}^*(x,y) dx dy \\ &= -\frac{k_0}{2} \iint_S \mathbf{e}(x,y) \cdot \epsilon \cdot [\tilde{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_v(x,y)] \cdot \epsilon \cdot \mathbf{e}^*(x,y) dx dy \end{aligned}$$

úfe

Akustooptický jev

difrakce na (povrchové) akustické vlně
jako na dynamické optické difrakční mřížce

Nekolineární interakce:



$$\Delta(\bar{\epsilon}^{-1}) = \bar{\mathbf{p}} : \bar{\mathbf{S}}; \quad \Delta\epsilon = -\bar{\epsilon} \cdot (\bar{\mathbf{p}} : \bar{\mathbf{S}}) \cdot \bar{\epsilon}, \quad \bar{\mathbf{S}} = \bar{\mathbf{S}}_0 e^{i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \Omega_a t)}$$

"piezoelektricky zpevněný"
elastooptický tenzor

v piezoelektrických materiálech $\Delta(\bar{\epsilon}^{-1}) = \bar{\mathbf{p}} : \bar{\mathbf{S}} + \tilde{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_p = \overbrace{(\bar{\mathbf{p}} - \tilde{\mathbf{r}} \cdot \bar{\epsilon}^{-1} \cdot \hat{\mathbf{e}})}^{\text{piezoelektrický tenzor}} : \bar{\mathbf{S}}$

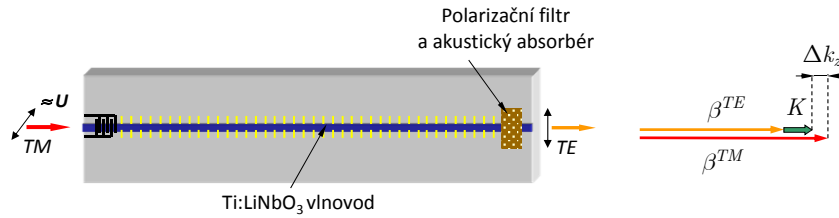
$\omega_d = \omega_i \pm \Omega_a$, zákon zachování energie

$\mathbf{k}_d \cong \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K}$ zákon zachování (kvazi)impulsu

úfe

Akustooptický jev

Kolineární interakce



Účinnost akustooptické interakce

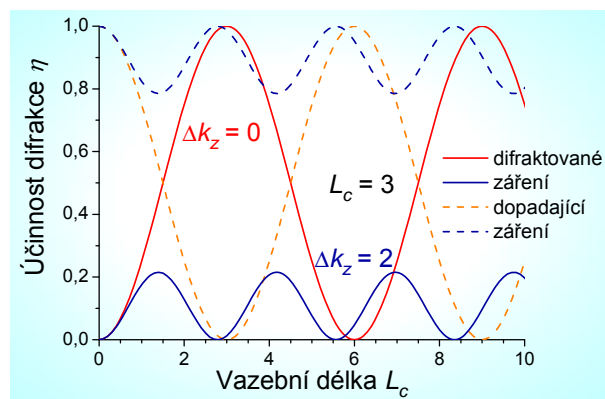
$$\eta = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\Delta k_z / 2)^2} \sin^2 \left(\sqrt{\kappa^2 + (\Delta k_z / 2)^2} L \right),$$

$$\kappa \approx \frac{k_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}^{TM}(x, y) \cdot \Delta \boldsymbol{\varepsilon}(x, y) \cdot \mathbf{e}^{TE}(x, y) dx dy = \frac{\pi}{2L_c}$$

ÚFe

Účinnost akustooptické interakce

$$\eta = \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + (\Delta k_z / 2)^2} \sin^2 \left(\sqrt{\kappa^2 + (\Delta k_z / 2)^2} L \right),$$



ÚFe

Vliv koncentrace volných nosičů náboje na optické vlastnosti polovodičového materiálu

“Volné” elektrony ve vodivostním pásu v homogenním elektrickém poli

$$m_e^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} - qE_0 e^{-i\omega t} = 0, \quad \gamma - \text{fenomenologická konstanta tlumení}$$

Ustálené řešení je $x_0 = \frac{q}{m_e^* \omega^2 + i\gamma\omega} E_0$ – amplituda výchylky z rovnovážné polohy

Elektrická polarizace: $\Delta P = -qn_e x_0 = -\frac{q^2 n_e}{m_e^* \omega^2 + i\gamma\omega} E_0$

n_e – koncentrace elektronů

$$\Delta \varepsilon = \Delta P / (\varepsilon_0 E_0) = -\frac{q^2 n_e}{\varepsilon_0 (m_e^* \omega^2 + i\gamma\omega)} \approx -\frac{q^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e^* \omega^2} + i \frac{q^2 n_e \gamma}{\varepsilon_0 (m_e^*)^2 \omega^3}$$

V konstantním poli $\gamma \frac{dx}{dt} = qE$, t.j. $v = \frac{dx}{dt} = \frac{q}{\gamma} E = \mu_e E$, μ_e – pohyblivost elektronu

$$\varepsilon + \Delta \varepsilon = (n + \Delta n)^2 \doteq \varepsilon + 2n\Delta n + \cancel{(\Delta n)^2}$$

pak

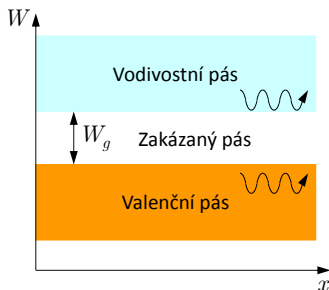
$$\Delta n' \approx -\frac{q^2 n_e \lambda^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 n m_e^* c^2}, \quad \alpha = k_0 \Delta n'' \approx \frac{q^3 n_e \lambda^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 n m_e^* \mu_e c^2}$$

$$\Delta n' \approx 10^{-3} \div 10^{-2} (!), \quad b \approx 1 \text{ dB/cm}$$

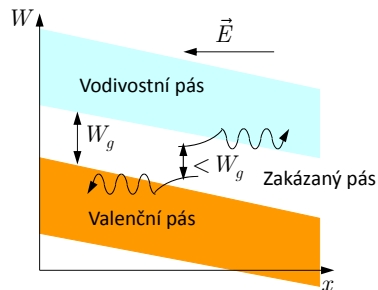
úfe

Elektroabsorpce a elektrorefrakce v polovodičích

Pásový energetický diagram polovodiče



Pásový energetický diagram polovodiče s přiloženým napětím (el. polem)



$$\varepsilon'(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \mathbf{P} \int_0^\infty \frac{\omega' \varepsilon''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

Elektroabsorpční jev \Rightarrow změna spektrální závislosti absorpce

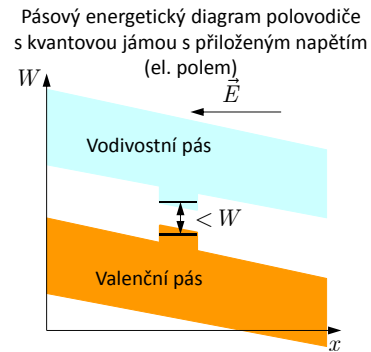
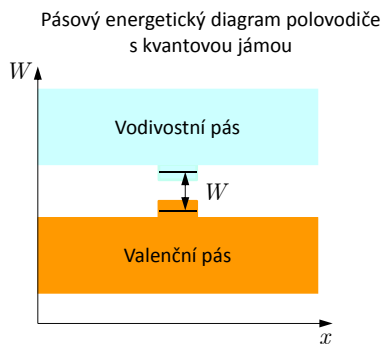
$$\varepsilon''(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \mathbf{P} \int_0^\infty \frac{\varepsilon'(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

\Downarrow
Kramersovy-Kronigovy relace \Rightarrow Elektrorefrakční jev

„Zesílení“ excitonovými efekty v kvantových jamách;
QCSE (Starkův jev v kvantově ohraničených strukturách)

úfe

Starkův jev v kvantově ohraničených strukturách (QCSE)



$$\varepsilon'(\omega) - 1 = \frac{2}{\pi} \mathbf{P} \int_0^{\infty} \frac{\omega' \varepsilon''(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \mathbf{P} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon'(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

Elektroabsorpční Starkův jev (QCSE) \Rightarrow

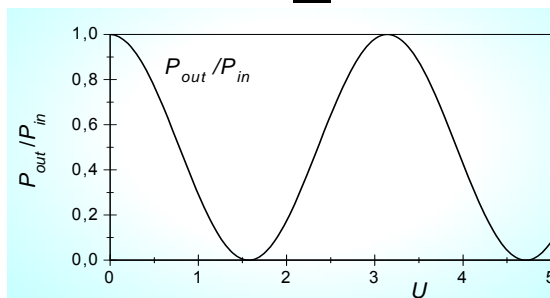
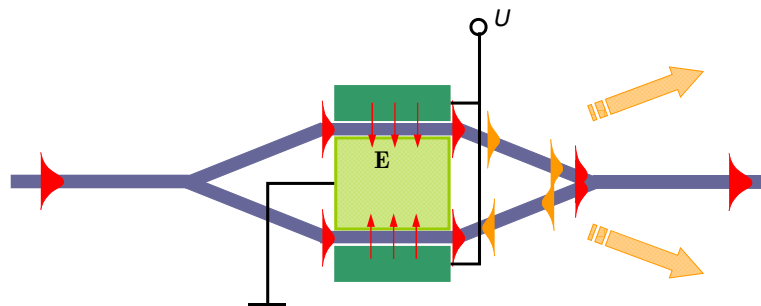
Kramersovy-Kronigovy relace \Rightarrow

Elektrorefrakční Starkův jev (QCSE)

Excitonové jevy v kvantových jamách zvýrazňují QCSE (strmější absorpční hrana)

UFe

Machův-Zehnderův interferometrický modulátor



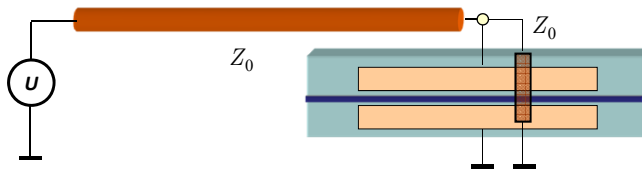
$$P_{out} = P_{in} \cos^2 \left(\frac{\pi U}{2 U_{\pi}} \right)$$

$$= \frac{P_{in}}{2} \left[1 + \cos \left(\pi \frac{U}{U_{\pi}} \right) \right]$$

UFe

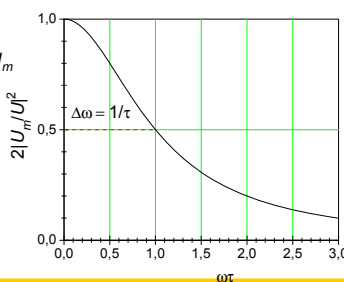
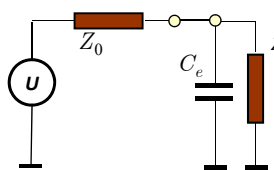
Modulační rychlost elektrooptických modulátorů I

Standardní modulátor s elektrodami „se soustředěnými parametry“



Ekvivalentní elektrický obvod

$$U_m = \frac{1}{2(1 + j\omega\tau)} U, \quad \tau = \frac{Z_0 C_m}{2}, \quad C_m = C_e L_e$$



$$B = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau}$$

$$B \cdot L_e = \frac{1}{\pi C_e Z_0}$$

$$C_e = 2 \text{ pF/cm},$$

$$Z_0 = 50 \Omega,$$

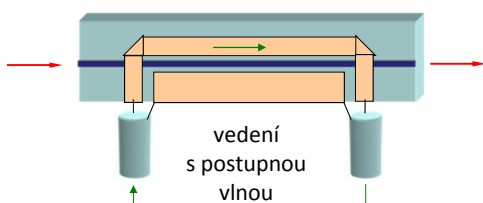
$$B \cdot L_e \approx 3 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$$

$$\left| \frac{U_m}{U} \right| = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$$

úfe

Modulační rychlost elektrooptických modulátorů II

Modulátor s elektrodami s postupnou vlnou



Elektrody tvoří součást mikrovlnného koplanárního vedení \Rightarrow neuplatní se kapacita elektrod, kritický je **rozdíel rychlostí šíření optické a modulační elektrické vlny.**

Elektrická modulační „vlna“:

$$E_{\text{mod}} = E_m \exp[j\Omega(t - N_\mu z / c)]$$

Účinnost modulace elektrodami délky L :

$$\eta_{\text{mod}} \sim \left[\frac{\sin \frac{\Omega}{2c} (N_\mu - N)L}{\frac{\Omega}{2c} (N_\mu - N)L} \right]^2;$$

Šířka pásma (pro pokles účinnosti modulace o 4 dB) je

$$B \cdot L \approx \frac{\Omega_{\text{max}}}{2\pi} L = \frac{c}{2(N_\mu - N)}$$

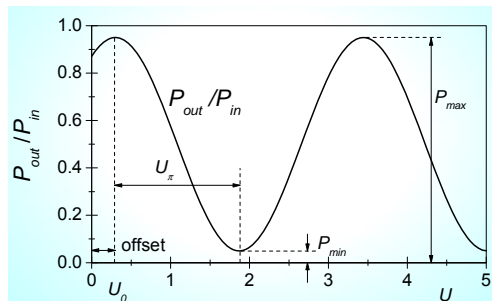
Pro $N_\mu \approx 4.2, N \approx 2.2$

$$B \cdot L \approx 10 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$$

úfe

Technické parametry reálných elektrooptických modulátorů

Typická modulační charakteristika



„Offset“ v přepínací charakteristice je důsledkem rozdílu v optické dráze ramen interferometru. Je ho možno kompenzovat napětím. U rychlých modulátorů se proto vytváří sada kompenzačních elektrod.

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{2} \left[1 + m \cos \left(\pi \frac{U - U_0}{U_\pi} \right) \right], \quad m < 1$$

Spínací poměr (extinkce, extinkční poměr)

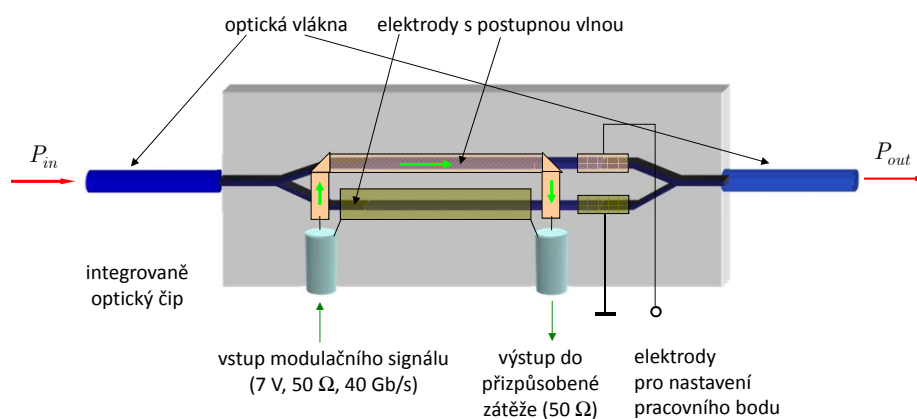
$$E = 10 \log \frac{P_{max}}{P_{min}} = 10 \log \frac{1+m}{1-m}$$

Vložný útlum $IL = 10 \log \frac{P_{in, fibre}}{P_{max, fibre}}$

U kvalitních modulátorů $E \geq 20 \text{ dB}$, $IL \leq 3 \text{ dB}$

úfe

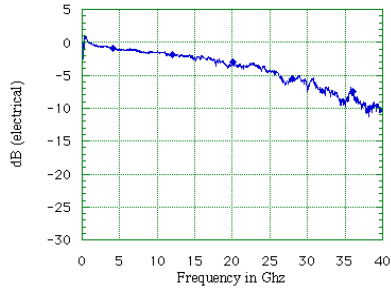
Elektroopticky řízený Machův-Zehnderův interferometrický modulátor s postupnou vlnou



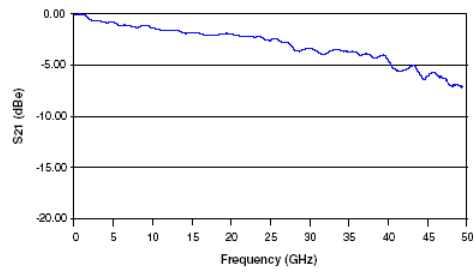
úfe

Komerční elektrooptické modulátory

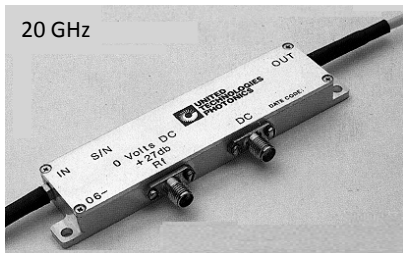
VELOCITY MATCHED MODULATOR
SWEPT FREQUENCY RESPONSE



Frequency Response



20 GHz

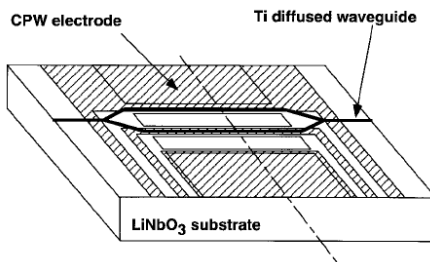


40 GHz

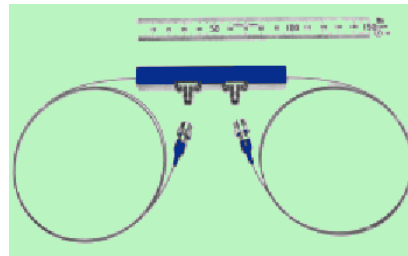
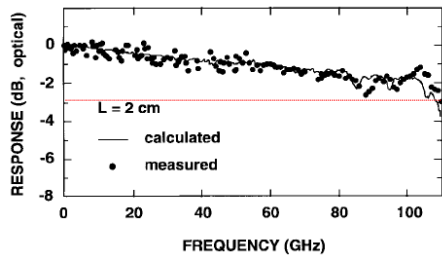
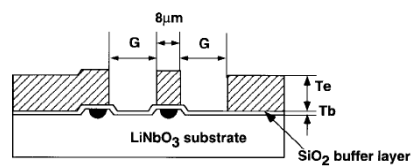


Life

100 GHz LiNbO₃ modulátor s ovládacím napětím 5,1 V



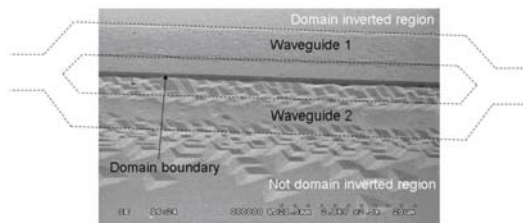
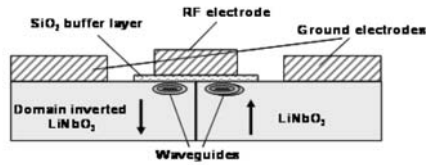
(NTT, 1998)



Life

Modulátor využívající inverzi domén v LiNbO_3

Zjednodušení elektrodové struktury:



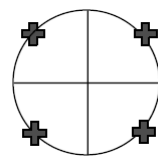
Valerio Pruneri et al.,
Avanex Corporation, Italy
ICFO, Spain
ICREA, Spain, 2007

life

Modulátor pro kvadrurní fázovou modulaci (QPSK)

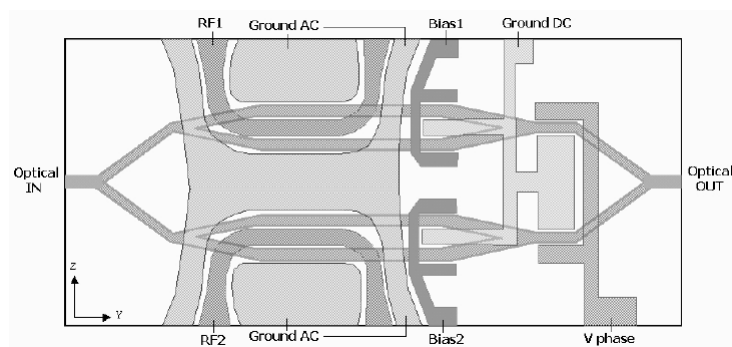
Imaginary axis

Modulační formát přenášející 2 bity/symbol



Real axis

Realizace v LiNbO_3



life

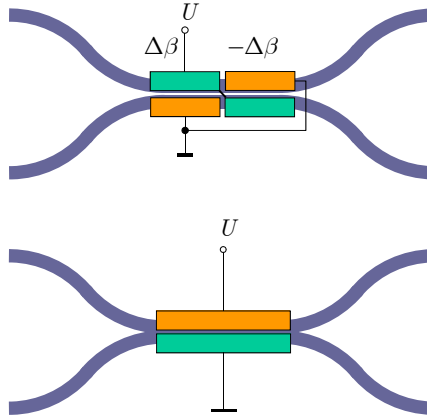
Elektrooptické vlnovodné přepínače

Elektroopticky řízená
směrová odbočnice
2 nebo více sekcí
opačně napájených
„ $\Delta\beta$ – reversal“

Nízké ovládací napětí,
komplikovaná spínací
charakteristika,
napětím lze korigovat
tolerance parametrů

Přepínač s dvouvidovou
interferencí
„two-mode interference coupler“

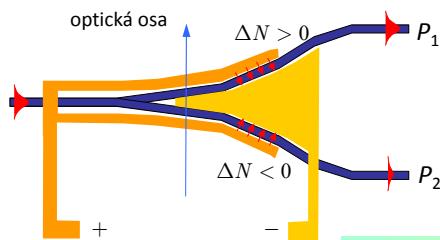
Nízké ovládací napětí,
sinusová spínací charakteristika



Střední část vlnovodné struktury je dvouvidová.
Symetrický vid má ve štěrbině mezi elektrodami maximum,
antisymetrický vid minimum \Rightarrow vidy jsou ovlivňovány různě.
Tím dojde k *fázovému posuvu* mezi nimi \Rightarrow **přepínání**.
Oba tyto elektrooptické přepínače jsou **polarizačně závislé**.

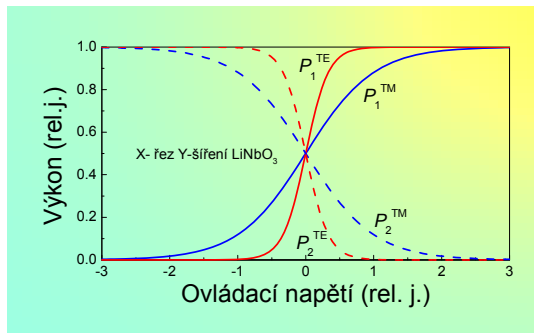
úfe

Polarizačně nezávislý „digitální“ optický přepínač (DOS) v LiNbO_3



Symetrické rozvětvení
s elektroopticky indukovanou
asymetrií

Přepínací charakteristika

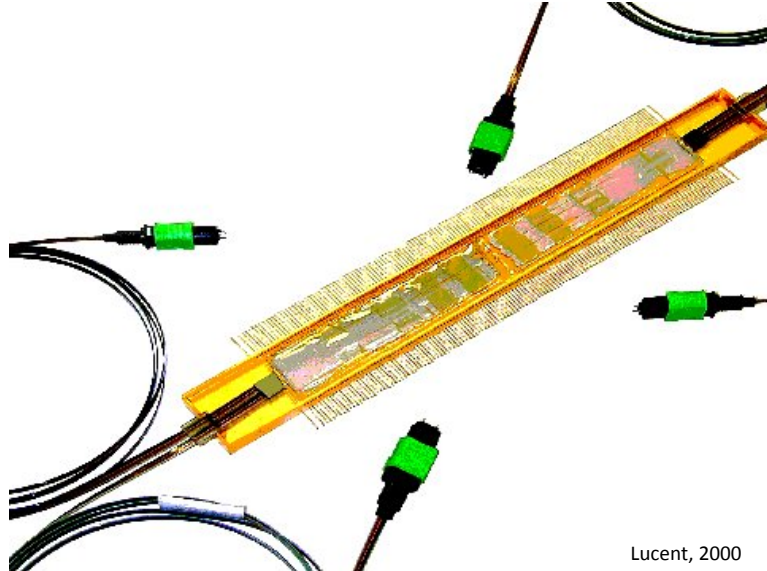


Vlastnosti přepínače DOS:
polarizační nezávislost,
velmi výhodný (skokovitý) tvar
přepínací charakteristiky;
velké ovládací napětí (± 60 V)

úfe

Elektrooptický přepínač 16×16 v Ti:LiNbO₃ (2×20×5 mm)

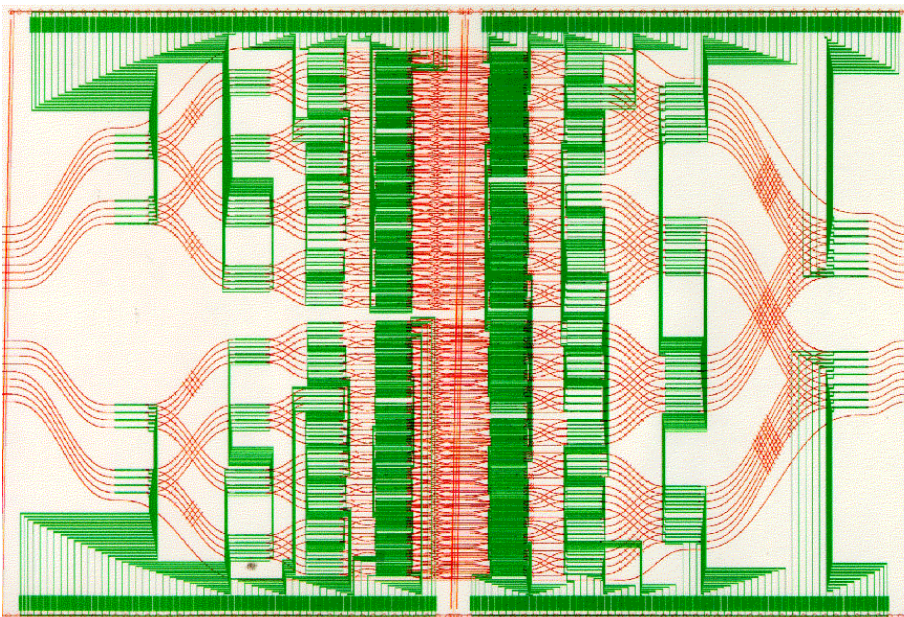
„Neblokující“ architektura, 480 DOS přepínačů. $U = \pm 45$ V, $IL < 15$ dB,
 $\tau \cong 5$ ns, kompenzace PMD křemennou $\lambda/2$ destičkou (PMD < 1 ps)



Lucent, 2000

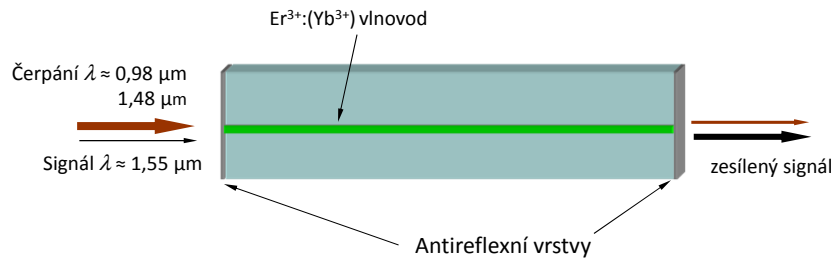
Life

„Layout“ optických vlnovodů a elektrodové struktury přepínače



Life

Vlnodné optické zesilovače a lasery (EDWA, EDWL)



Vlnovody z různých materiálů: (fosfátové) sklo, Al_2O_3 , LiNbO_3 , ...
zesílení ≈ 10 dB

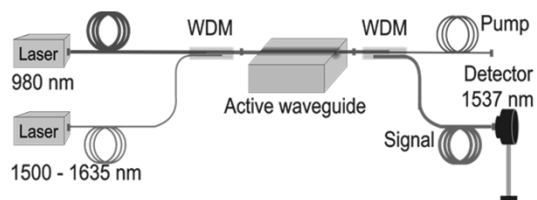
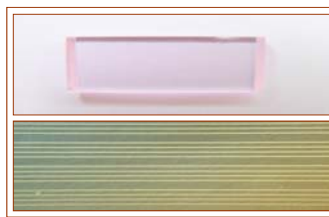
Výhody: malé rozměry, možnost současného zesilování signálů
na různých „nosných“ vlnových délkách
možnost integrace s pasivními součástkami na jednom čipu
("zero-dB splitter")

Nevýhody: malá délka \rightarrow vysoká koncentrace dopantů, **malé zesílení**

ÚFE

Vlnodný optický zesilovač dopovaný erbiem

Substrátové sklo a iontová výměna: VŠCHT, litografie a charakterizace: ÚFE

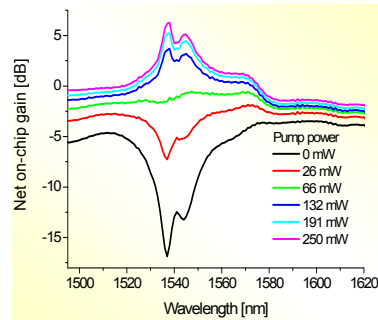


ÚFE

Vlnodný optický zesilovač dopovaný erbiem

Substrátové sklo a iontová výměna: VŠCHT, litografie a charakterizace: ÚFE

Waveguide parameters	K ⁺	Ag ⁺
Mode-field dimensions	9.6×12.9 μm	6.1×7.0 μm
Mode-field dimensions @ 980 nm	6.9×10.5 μm	3.2×4.8 μm
Scattering loss @ 1550 nm	0.18 dB/cm	0.85 dB/cm

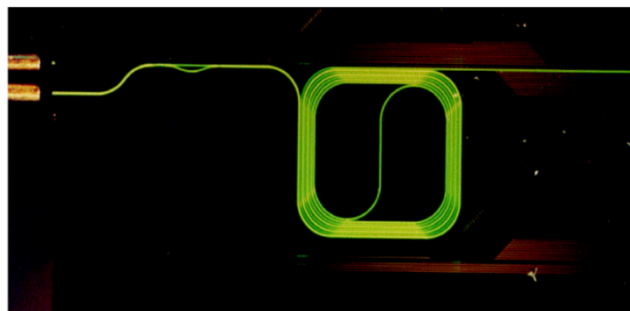


ÚFE

Vlnodný zesilovač Al₂O₃: Er³⁺ na Si/SiO₂ podložce

spirála 1×1 mm²

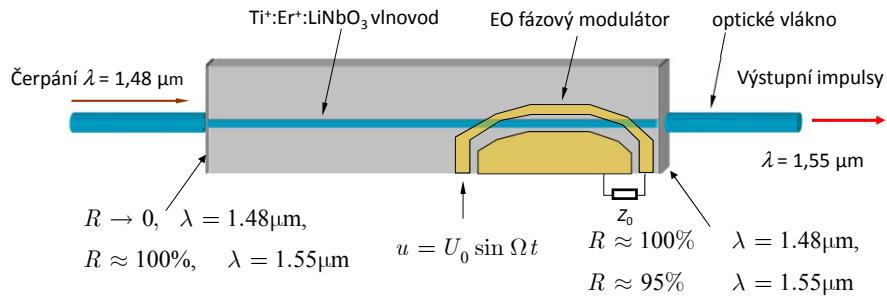
zisk 2,3 dB na λ = 1,55 μm při čerpání 10 mW na 1,48 μm



M.K. Smit et al. (TUD); Appl. Phys. Lett. **68**, 1888 (1996)

ÚFE

Vlnovodný Ti:Er:LiNbO₃ laser s integrovaným elektrooptickým modulátorem pro synchronizaci vidů



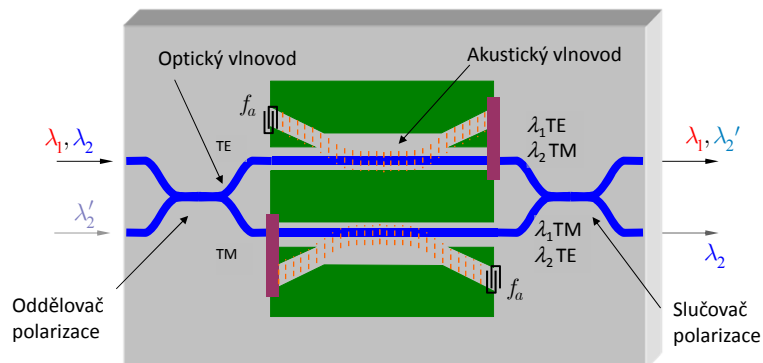
Ultrakrátké pulsy (≤ 5 ps), opakovací frekvence ≈ 20 GHz

(Univerzita Paderborn, D, 1997-2000)

úfe

Polarizačně nezávislý akustoopticky laditelný začleňovací/vydělovací demultiplexor v LiNbO₃

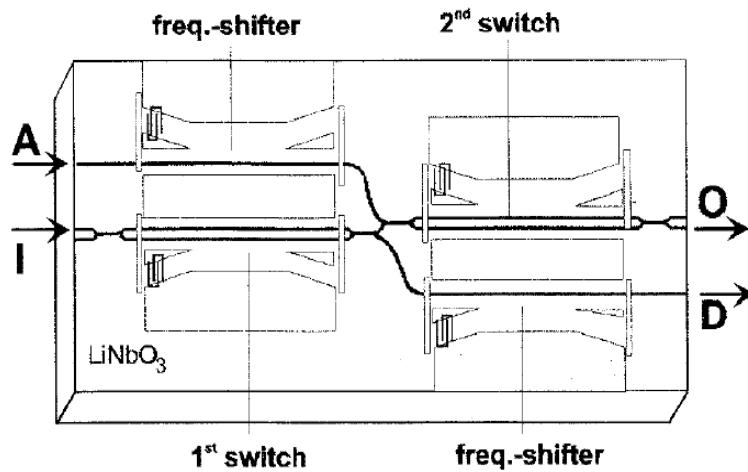
Princip: kolineární AO TE-TM konverze



Střední vlnová délka $\lambda_c = 1,55 \mu\text{m}$,
vzdálenost kanálů < 1 nm, přeladitelnost $\Delta\lambda \approx 70$ nm

úfe

Add-drop multiplexer s kaskádním řazením filtrů a kompenzací frekvenčního posuvu

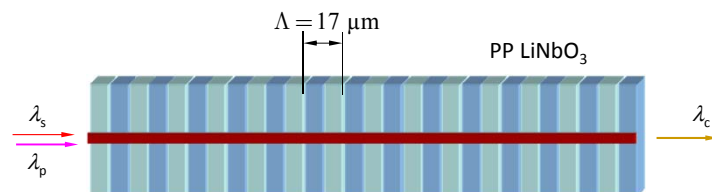


(Univerzita Paderborn 1997-2000)

úfe

Kódově transparentní konverze vlnových délek pro optické komunikační systémy

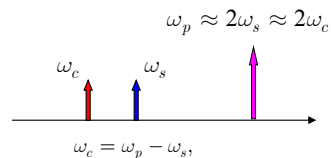
Nelineární optický jev 2. řádu – generování rozdílové frekvence



$$K = 2\pi / \Lambda; \quad k_c = k_p - k_s + K;$$

Problém: vlnovod je na $\omega_p \approx 2\omega_s$ dvou- až třívlnový \Rightarrow obtížná excitace základního vidu.

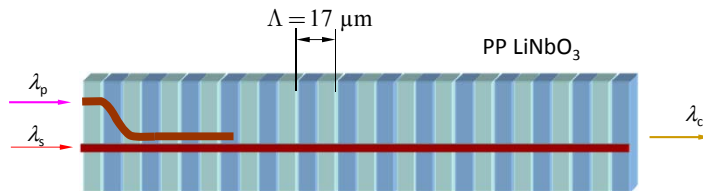
Řešení: kaskádní aplikace dvou procesů $\chi^{(2)}$



úfe

Kódově transparentní konverze vlnových délek pro optické komunikační systémy

Kaskáda dvou nelineárních třívlnových procesů (χ^2 : χ^2) v PPLN

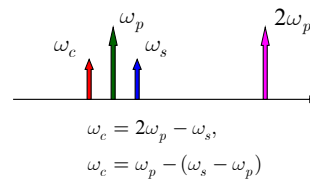


Princip

1. generování 2. harmonické
2. generování rozdílové frekvence

$$K = 2\pi / \Lambda; \quad k_{2p} = 2k_p + K;$$

$$k_c = k_{2p} - k_s - K = 2k_p - k_s \approx k_s$$



Aplikační možnosti

- Konverze vlnové délky
- Kompenzace disperze (inverze frekvenční závislosti!)
- Optické vzorkování rychlých průběhů

úfe

Konec části 3

úfe