

INTEGROVANÁ FOTONIKA

DOC. ING. JIŘÍ ČTYROKÝ, DRSc.

ÚSTAV RADIOTECHNIKY A ELEKTRONIKY AKADEMIE VĚD ČR

.CTYROKY@URE.CAS.CZ

Úvod

V r. 1969 vyšlo v časopise Bellových laboratoří v USA několik článků poukazujících na možnost vytvořit určitou optickou analogii integrovaných elektronických obvodů, které v té době zažívaly prudký rozvoj. První z těchto článků, napsaný S. E. Millerem, nesl přitažlivý název „Integrated Optics: and Introduction“. V této přednášce se pokusíme stručně vysvětlit základní fyzikální principy využívané v integrované optice (nyní často nazývané rovněž „integrovaná fotonika“) a přiblížit její nejvýznamnější aplikace v optickém sdělování.

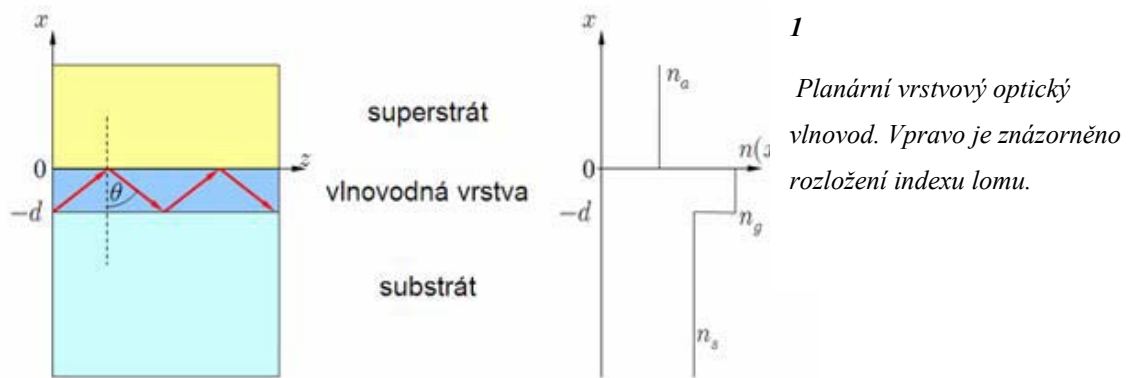
Jestliže *elektroniku* můžeme (při troše velkorysosti) označit za obor zabývající se generováním, přenosem, zpracováním, uchováváním atd. *elektrických signálů*, tj. signálů přenášených prostřednictvím elektronů, pak *fotoniku* můžeme považovat za obor zabývající se podobnými procesy s tím rozdílem, že signály jsou přenášeny prostřednictvím *fotonů*. Současná fotonika pracuje převážně s elektromagnetickým zářením v oblasti *optických kmitočtů*, tj. v oblasti vlnových délek kolem $1\ \mu\text{m}$ (připomeňme, že viditelné záření zahrnuje interval vlnových délek v rozmezí zhruba $0,4 - 0,7\ \mu\text{m}$).

V elektronických integrovaných obvodech se elektrony pohybují po kovových vodičích, přičemž „technicky zajímavé funkce“ (např. zesilování, spínání, ukládání informace a pod.) se provádějí pomocí kombinací pasivních součástek – kapacitorů a rezistorů – s aktivními prvky, např. tranzistory. V integrované fotonice roli vodičů převzaly *optické vlnovody*, a „technicky zajímavé funkce“ lze vytvářet s pomocí různých typů fotonických struktur. *Pasivní součástky* umožňují např. dělení optického výkonu v požadovaném poměru do dvou nebo více větví, uplatňují se jako spektrální filtry, konvertory polarizace apod. Typickými představiteli tzv. *dynamických součástek*, v nichž je procházející optické záření ovlivňováno (řízeno) vnějším

signálem, nejčastěji elektrickým, jsou např. optické modulátory a přepínače, laditelné spektrální filtry apod. Do skupiny *aktivních součástek* patří zejména (vlnovodné) zdroje a zesilovače optického záření. Součástky využívající *nelineárních optických jevů* můžeme považovat za určitý druh dynamických součástek, jejichž řídicím signálem je optické záření. Nejvýznamnější aplikace nachází integrovaná fotonika v optickém sdělování a senzorech.

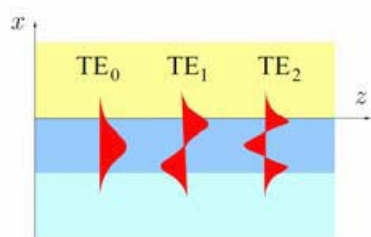
Optické vlnovody

Nejednodušším typem optického vlnovodu je *planární vrstvý optický vlnovod* znázorněný na obr. 1.



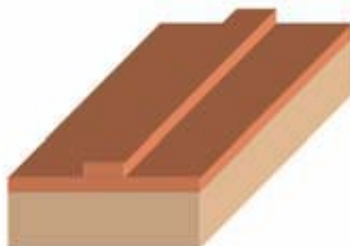
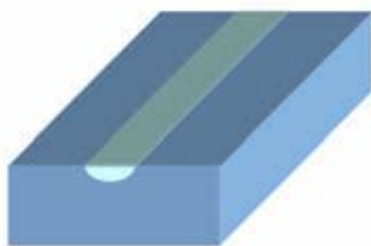
Vlnovod je tvořen vlnovodnou vrstvou obklopenou optickými prostředími, tzv. substrátem a superstrátem, jejichž indexy lomu jsou menší než má vlnovodná vrstva. Zavedeme-li do vlnovodné vrstvy vlnu pod dostatečně velkým úhlem dopadu θ (viz obr. 1), nastává na obou rozhraních totální odraz. Energie šířící se vlny tak nemůže z vlnovodné vrstvy uniknout. Zmenšujeme-li tloušťku vrstvy d tak, až se stává srovnatelnou s vlnovodou délkou optického záření, přestává být splnění podmínek totálního odrazu dostatečnou podmínkou k tomu, aby se vlna ve vlnovodné vrstvě mohla šířit. Začnou se totiž plně projevat vlnové vlastnosti optického záření, které vyžadují, aby při odrazech od rozhraní docházelo ke konstruktivní interferenci vln. Jinak se jednotlivé příspěvky po mnohonásobných odrazech vzájemně zruší. Podmínka konstruktivní interference je splněna pouze pro některé diskrétní hodnoty úhlu dopadu θ . Vzniklá výsledná vlna tvoří tzv. vlnovodný vid (mód). Každý vid je charakterizován příčným rozložením pole ve vlnovodu, které se při šíření vlnovodem nemění. Různé úhly dopadu odpovídající různým vidům pak způsobují, že se jednotlivé vidy šíří s různou fázovou rychlostí, a v důsledku toho i s různou grupovou rychlostí. Podrobnější rozbor ukazuje, že se ve vlnovodu mohou šířit vlny s různou

polarizací optického záření, tzv. příčně elektrické (TE) a příčně magnetické (TM) vidy, které mají vzájemně velmi podobné rozložení pole, ale poněkud odlišnou fázovou i grupovou rychlost šíření. V souřadnicovém systému na obr. 1 má vektor intenzity elektrického pole TE vidů jedinou složku ve směru osy y (kolmou k nákresně), zatímco dominantní složka intenzity elektrického pole vidů TM leží v rovině dopadu a je rovnoběžná se souřadnicovou osou x . rozložení pole optického záření několika nejnižších vidů je schematicky znázorněno na obr. 2.



2 Rozložení pole optického záření tří nejnižších TE vidů v planárním vlnovodu.

V planárním vlnovodu se optické záření může šířit všemi směry v rovině vlnovodné vrstvy; říkáme, že je lokalizováno v rovině vlnovodu. Pokud chceme optické záření vést jedním směrem, používáme k tomu některý z typů *kanálkového vlnovodu*. Dva z nich – difúzní a žebrový – jsou znázorněny na obr. 3.



3 Optický kanálkový vlnovod difúzní (vlevo) a žebrový (vpravo).

Aby se záření mohlo v kanálkovém vlnovodu šířit, musí vlnovod v příčném průřezu obsahovat oblast s indexem lomu vyšším než má okolní prostředí. V kanálkovém vlnovodu se může šířit konečný počet *vedených vidů* charakterizovaných příčným rozložením pole, které se při šíření zachovává, a fázovou a grupovou rychlostí šíření. Pro praktické aplikace se nejčastěji využívají vlnovody jednovidové, v nichž se na dané vlnové délce šíří pouze jeden vid. Přesněji řečeno, v těchto vlnovodech se zpravidla šíří *dva vidy* s podobným rozložením pole, ale s různou polarizací. Důležitou charakteristikou vlnovodu je jeho *činitel útlumu*; kvalitní vlnovody mají činitel útlumu řádu desetin dB/cm nebo méně (poznamenejme, že útlum 3 dB znamená pokles výkonu na polovinu).

„Klasické“ struktury integrované fotoniky

Od součástek integrované fotoniky určených pro optické sdělování se očekává, že umějí „dobře spolupracovat“ s optickými vlákny. Jinými slovy, optické zařízení vedené ve vláknech musí být možno zavést („navázat“) do kanálkových vlnovodů s velkou účinností, tj. s malými ztrátami. Z fyzikálního hlediska to znamená, že rozložení pole vedeného vidu musí být blízké rozložení vidu optického vlákna. Toho nejnázorněji dosáhneme tehdy, když vláknový i kanálkový vlnovod mají velmi podobný profil indexu lomu. Optická vlákna pro komunikační účely patří mezi tzv. slabě vedoucí vlnovodné struktury charakterizované malým kontrastem indexu lomu v příčném průřezu. Rozdíl indexů lomu jádra a pláště standardního jednovidového vlákna je obvykle menší než 0,01. Podobně je tomu tak i ve slabě vedoucích vlnovodech integrované fotoniky, které představují základ současné generace těchto součástek. Několik nejvýznamnějších nyní stručně popíšeme.

Typickými představiteli *pasivních* fotonických vlnovodných součástek jsou *děliče výkonu* optického záření. Jedním z nejjednodušších způsobů dělení výkonu optického záření na dvě stejné části je použití vlnovodného děliče tvaru Y schematicky znázorněného na obr. 4.

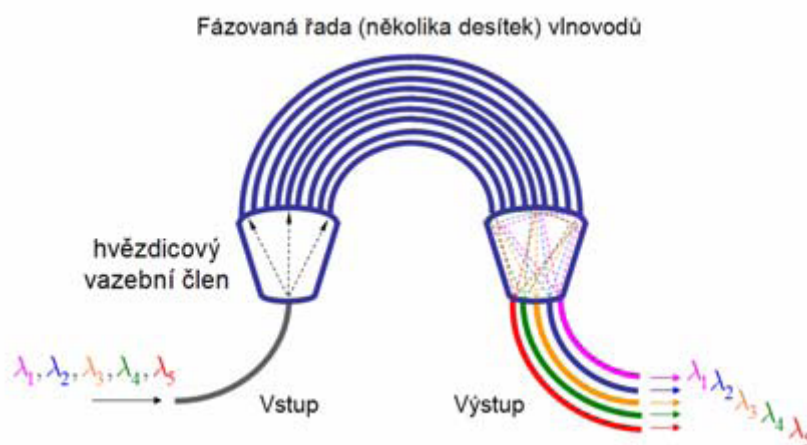


4

Dělič optického záření typu Y.

Jeho funkce se zdá být intuitivně samozřejmá. Je-li struktura symetrická vůči své podélné ose, pak záření zavedené do jednovidového vstupního vlnovodu se rovnoměrně rozdělí do obou výstupních (jednovidových) větví. Pokud je úhel rozvětvení dostatečně malý, jsou malé i přídavné ztráty vyzařováním a rozptylem optického záření. Podívejme se však, jak se bude součástka chovat, když zavedeme optické záření do *jedné z výstupních větví*. Z Maxwellových rovnic pro elektromagnetické pole ve většině pasivních struktur vyplývá velmi obecný *vztah reciprocity* (vzájemnosti). Jedním z jeho důsledků je, že přenos výkonu záření mezi jakýmkoli vstupním a výstupním portem se nezmění, zaměníme-li vstup za výstup a naopak. Výkonový přenos v recipročních strukturách totiž nezávisí na směru šíření. Bezprostředním důsledkem této zákonitosti je, že z kteréhokoli výstupního portu se do vstupního portu přenesou *nejvýše polovina výkonu*, zatímco druhá polovina se vyzáří mimo vlnovod. Děliče výkonu tohoto typu není proto vhodné používat pro *slučování* výkonů, pokud jednoduchost spojená s relativně nízkou cenou součástky nevyváží ztráty.

V moderních optických komunikačních systémech se ke zvyšování přenosové kapacity stále častěji používá přenosu signálů po jednom vlákně na více vlnových délkách současně. Jednotlivé vlnové délky („nosné“) jsou od sebe vzdáleny relativně velmi málo – v pásmu 1,55 μm většinou o pouhých 0,8 nm. Pro kvalitní slučování nebo oddělování takto hustého spektra vlnových délek jsou zapotřebí součástky s velmi silnou disperzí, tzv. spektrální multiplexory resp. demultiplexory. Technicky velmi zajímavým a v poslední době také velmi hojně používaným typem spektrálního demultiplexoru je demultiplexor s fázovanou řadou vlnovodů označovaný jako „phasar“ nebo AWG („arrayed waveguide grating“). Jeho uspořádání je schématicky znázorněno na obr. 5.

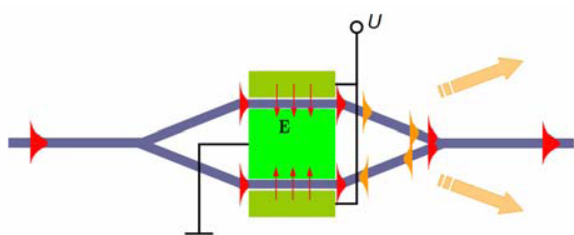


5

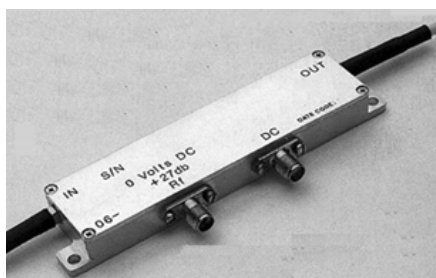
Schematické uspořádání demultiplexoru s fázovanou řadou vlnovodů.

Vstupní (jednovlnový) kanálový vlnovod ústí do úseku planárního vlnovodu, kde se chová v podstatě jako bodový zdroj. Z něho se záření v planárním vlnovodu rozbíhá a vytváří kruhovou vlnoplochu. Na protější straně jsou rozmístěna ústí řady kanálových vlnovodů, která záření zachytávají. Do všech kanálků tak vstupuje záření se stejnou fází. Soustava je uspořádána tak, že na střední vlnové délce demultiplexoru se optické délky kanálků vzájemně liší o celočíselné násobky vlnové délky. Na této vlnové délce vystupuje tedy optické záření z kanálků ve výstupním úseku planárního vlnovodu de facto se stejnou fází (fázový rozdíl odpovídající sudému násobku π se neprojeví). Výstupní ústí řady vlnovodů tvoří tedy ekvifázovou plochu podobně jako na vstupu kanálků. Záření se proto ve výstupním planárním úseku soustředí do ústí prostředního výstupního vlnovodu. Při malé změně vlnové délky se fázové posuvy mezi jednotlivými kanálky na výstupu změní tak, že se výsledná výstupní ekvifázová plocha pootočí o úhel úměrný změně vlnové délky, a záření se soustředí do jiného výstupního kanálku. Tak dochází k oddělení vlnových délek. Zařízení je možno použít „v opačném směru“ rovněž ke slučování vlnových délek z různých zdrojů do jednoho výstupního vlákna.

Z *dynamických součástek* je patrně nejrozšířenější elektrooptický vlnovodný modulátor na obr. 6. Je tvořen dvěma jednovodnými vlnovodnými rozvětvenými Y spojenými dvojicí vlnovodů. Vlnovody jsou vytvořeny v materiálu, jehož index lomu lze ovlivňovat přiloženým elektrickým polem. Nejčastěji používaným materiálem vykazujícím lineární elektrooptický jev je např. monokrystal niobičnanu lithného LiNbO_3 . Kvalitní optické vlnovody v něm lze vytvořit vysokoteplotní difúzí titanu nebo nízkoteplotním procesem, tzv. protonovou výměnou (částečnou výměnou iontů Li^+ za ionty H^+ , tedy protony). Přiložením napětí U na elektrody dochází v horním a dolním vlnovodu k opačné změně indexu lomu, a tedy k opačnému fázovému posuvu. Výstupní rozvětvení je pak napájeno do obou větví současně s různou fází. Pokud je fáze optického záření v obou větvích stejná, vznikne při jeho šíření výstupním rozvětvením ve výstupním vlnovodu rozložení pole odpovídající základnímu vidu, který se vlnovodem může šířit, a záření modulátorem prochází s minimálními ztrátami. Přiložíme-li takové napětí, že fáze v jednotlivých větvích se liší o π , vznikne ve výstupním rozvětvení rozložení záření odpovídající vyššímu, antisymetrickému vidu, který se v jednovodném výstupním vlnovodu nemůže šířit, a záření se vyzáří mimo výstupní vlnovod; modulátor je tak ve stavu „vypnuto“.



a)



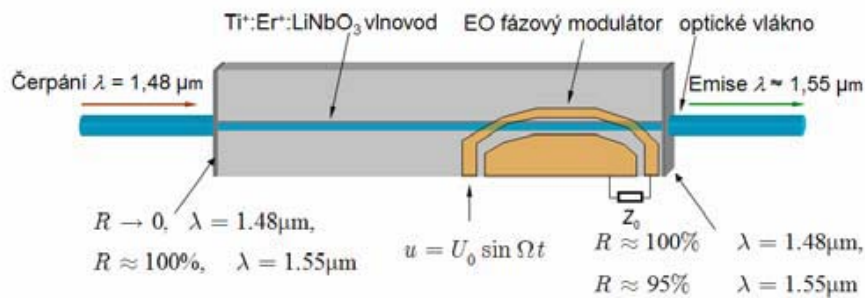
b)

6

Princip činnosti amplitudového vlnovodného elektrooptického modulátoru (a) a jeho komerční realizace (b).

Poněvadž odezva elektrooptického materiálu na přiložené napětí je velmi rychlá (řádu desítek femtosekund), umožňuje tento princip velmi rychlou modulaci optického záření relativně malým ovládacím napětím o velikosti několika voltů. Tyto modulátory se používají v optických komunikačních systémech s nejvyššími přenosovými rychlostmi několika desítek gigabitů za sekundu.

Zajímavou kombinací aktivní součástky a elektrooptického modulátoru představuje Er:Ti:LiNbO_3 vlnovodný laser se synchronizací vidů znázorněný na obr. 7.



7

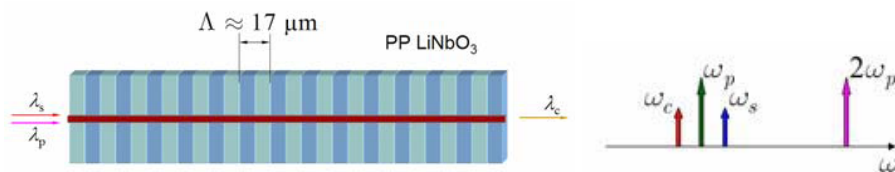
Vlnovodný Er:Ti:LiNbO₃ laser se synchronizací vidů.

Kanálkové vlnovody mohou být dopovány laserově aktivními ionty vzácných zemin podobně jako optická vlákna. Ve spektrálním pásmu v okolí nové délky 1,55 μm využívané v optickém sdělování je nejvíce používaným iontem Er³⁺. Kanálkové vlnovody vytvořené v různých typech *skel* dopovaných erbiem lze využít k optickému zesilování (podobně jako optická vlákna). Ionty erbia zabudované do matrice monokrystalu LiNbO₃ vykazují čárové emisní spektrum, a proto jsou vhodnější ke konstrukci laserů než optických zesilovačů. Laser na obr. 7 je tvořen kanálovým vlnovodem vytvořeným difúzí titanu do krystalu LiNbO₃ povrchově dopovaného erbiem. Na čelních plochách vlnovodu jsou vakuovou depozicí tenkých vrstev vytvořena zrcadla. Levé propuští čerpací záření o vlnové délce 1,48 μm a úplně odráží generovanou vlnovou délku 1,55 μm , pravé (výstupní) zrcadlo dokonale odráží čerpací vlnovou délku a částečně propouští vlnovou délku 1,55 μm . Uvnitř laserové „dutiny“ je umístěn elektrooptický modulátor tvořený kovovými elektrodami, kterým lze nastavit režim synchronizace vidů. Kontinuálně čerpaný laser generuje krátké pikosekundové impulsy o opakovací frekvenci v oblasti jednotek až desítek GHz, které lze použít jako hodinové impulsy v optickém komunikačním systému.

Při současném přenosu signálů po více vlnových délkách vzniká často potřeba přenést modulaci z jedné nosné vlnové délky na jinou (tzv. konverze vlnové délky). Nelineární optika umožňuje tento proces uskutečnit nezávisle na typu modulace, aniž by bylo nutno optický signál detekovat, tj. konvertovat na elektrický a opět namodulovat na jinou vlnovou délku. Jeden z možných přístupů – fyzikálně velmi „elegantní“ – využívá dva nelineární optické procesy druhého řádu v kaskádě „za sebou“. V prostředí s nenulovou nelineární kvadratickou susceptibilitou, např. v krystalu LiNbO₃, může docházet ke generování součtové a rozdílové optické frekvence. Je-li signál přenášen na vlnové délce λ_s , tj. na frekvenci $f_s = c / \lambda_s$, kde c je rychlost světla ve vakuu, a chceme-li modulaci přenést na jinou nosnou vlnovou délku λ_c (tj. na frekvenci $f_c = c / \lambda_c$), můžeme k tomu použít generování rozdílové frekvence podle vztahu $f_c = f_{2p} + f_s$, kde $f_{2p} = f_s + f_c$ je frekvence silného „čerpacího“ záření. Poněvadž se obě frekvence f_s a f_c liší relativně velmi málo – jednotlivé přenosové kanály jsou od sebe vzdáleny typicky o stovky GHz, tj. řádově o 10¹¹ Hz, přičemž hodnota těchto frekvencí je přibližně

2×10^{14} Hz – musí být čerpací kmitočet přibližně dvojnásobný než signálový. Jinými slovy, jeho vlnová délka musí být blízká poloviční vlnové délce signálu, tj. $\lambda_{2p} \approx 775$ nm.

Poněvadž nelineární optické jevy jsou velmi slabé, pro účinnou interakci je zapotřebí vysoká hustota optického záření. V optických vlnovodech, které mají malý průřez, se dá dosáhnout velké výkonové hustoty i při relativně nízkém přenášeném optickém výkonu. V kanálovém vlnovodu, který je na signálové vlnové délce jednovidový, se však na poloviční vlnové délce čerpacího záření zpravidla může šířit několik vidů. Nelineární interakce je velmi citlivá na fázové odchylky mezi jednotlivými interagujícími vlnami, a poněvadž se každý vid šíří jinou fázovou rychlostí, je šíření čerpacího záření ve více vlnovodných videch velmi nežádoucí. Pokud ale zavedeme do vlnovodu dostatečně intenzivní záření na poloviční frekvenci než je potřebné čerpací záření, tj. na frekvenci $f_p = (f_s + f_c)/2$, kde je vlnovod jednovidový, vznikne ve vlnovodu vlivem nelinearity záření o dvojnásobné frekvenci $f_{2p} = 2f_p$, a z důvodů zachování symetrie se bude šířit v základním vidu. Překvapivě jednoduché experimentální uspořádání vlnovodného konvertoru vlnových délek je znázorněno na obr. 8.

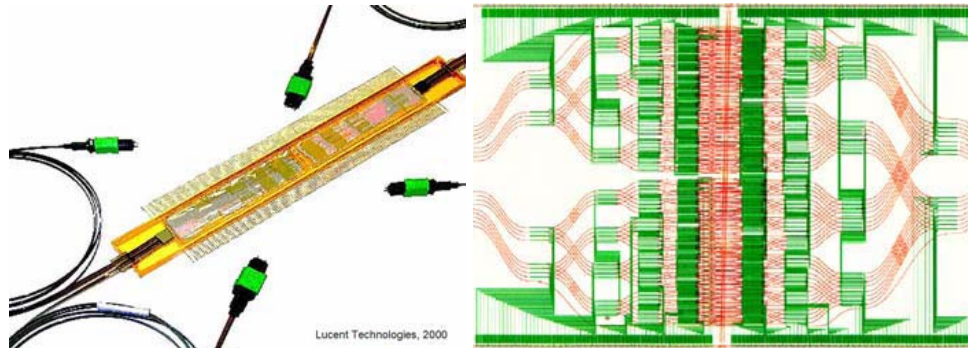


8 *Vlnovodný konvertor vlnových délek v periodicky pólovaném (PP) krystalu LiNbO₃ využívající kaskádní nelineární optickou interakci druhého řádu. Vpravo frekvenční osa se schematicky vyznačenými frekvencemi jednotlivých vln.*

V krystalu LiNbO₃, který má potřebné nelineární optické vlastnosti a současně umožňuje vytvářet kvalitní vlnovody, se vlny různých frekvencí šíří s různými fázovými rychlostmi. K dosažení fázového synchronismu mezi nimi se proto používá periodická struktura vytvořená opačně orientovanými doménami feroelektrického krystalu LiNbO₃ (tzv periodicky pólovaný krystal). Opačně orientované domény jsou nerozlišitelné svými lineárními optickými vlastnostmi (indexy lomu), ale mění se znaménko nelineární konstanty druhého řádu. Konvertor vlnových délek pak tvoří několik centimetrů dlouhý úsek jednovidového vlnovodu vytvořeného v periodicky pólovaném krystalu LiNbO₃. Poněvadž frekvence konvertovaného signálu je určena vztahem $f_c = 2f_p - f_s$, lze ji snadno měnit pouhou změnou

čerpací frekvence f_p . Ke konverzi vlnových délek s účinností řádu desítek procent přitom postačuje čerpací záření o výkonu několika set miliwattů.

Jako příklad integrovaného fotonického obvodu s vysokým stupněm integrace je na obr. 9 uveden elektrooptický polarizačně nezávislý přepínač, který umožňuje přepnout signál z kteréhokoli z 16 vstupních vláken do kteréhokoli ze 16 výstupních vláken s časovou konstantou 5 ns. Přepínač obsahuje 480 jednotlivých přepínačů 1×2 , potřebné ovládací napětí je ± 60 V, vložný útlum je menší než 15 dB, rozměry čipu jsou 5×40 mm².



a)

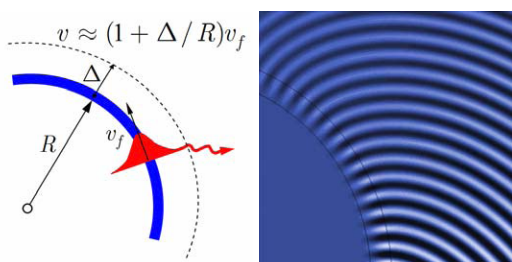
b)

9 Elektrooptický vlnovodný přepínač 16×16 . a) nezapouzdřený optický čip, b) schematické uspořádání vlnovodů (červeně) a elektrod (zeleně).

Struktury s velkým kontrastem indexu lomu

Vlnovodné struktury, kterými jsme se dosud zabývali, mohou najít široké uplatnění v přístupových a metropolitních optických sítích. Čím blíže je „optická vrstva“ systému k uživateli, tím větší počet takových součástek je zapotřebí, ale tím nižší musí být také jejich cena. Nízkou cenu může zajistit pouze hromadná výroba, a ta vyžaduje výraznou miniaturizaci součástek, aby jich bylo možno na jeden čip umístit co nejvíc. Vzniká tak fyzikálně zajímavá otázka, jaké nejmenší rozměry mohou fotonické vlnovodné struktury mít.

Jedním z důležitých faktorů ovlivňujících jejich rozměry je vyzařování ze zakřivených vlnovodů. V každém dielektrickém vlnovodu, který není ideálně přímý, totiž nutně dochází k vyzařování z ohybů. Kvalitativní představa o vyzařování je zachycena na obr. 10.



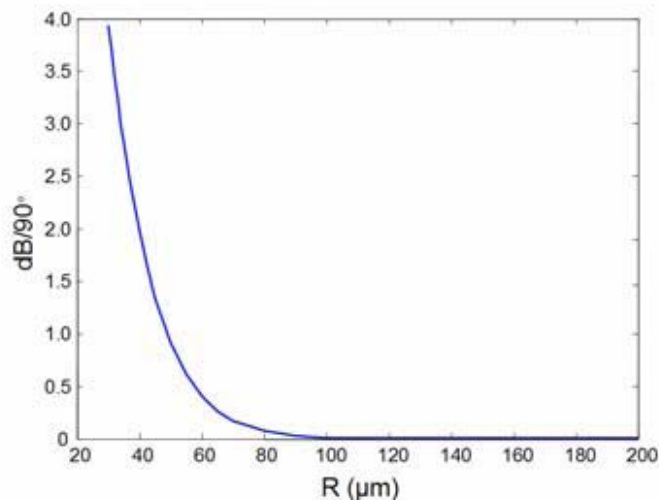
a) b)

10

Vyzařování ze zakřiveného vlnovodu.

a) základní vid vlnovodu, jeho ekvifázová plocha a fázová rychlost šíření. b) rozložení optického záření v silně zakřiveném vlnovodu

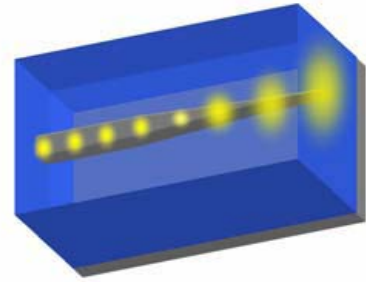
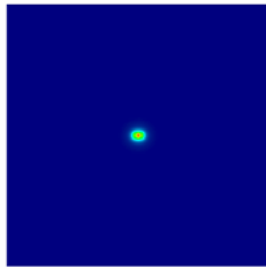
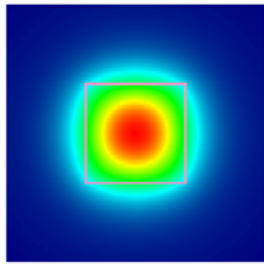
Vid se šíří vlnovodem rychlostí v_f určenou jeho tzv. efektivním indexem lomu N_{eff} podle vztahu $v_f = c / N_{\text{eff}}$. Se vzdáleností od osy vlnovodu ale rychlost lineárně vzrůstá, ve vzdálenosti označené na obr. 10a jako Δ dosahuje rychlosti šíření světla v okolním prostředí, a pro větší poloměry by ji přesáhla. Proto se tato část záření od vlnovodu „odpoutá“ – vyzáří do vnějšího prostředí. Obr. 10b znázorňuje skutečné rozložení pole v silně zakřiveném vlnovodu získané přesným numerickým výpočtem. Pole optického záření i vně vlnovodné vrstvy (vyznačené černými kružnicemi) je v důsledku vyzařování velmi silné. Pokles výkonu vyzařováním se projevuje na obr. 10b postupně slábnoucím kontrastem ve směru šíření.



11

Útlum optického vlnovodu v ohybu o 90° na poloměru zakřivení. Vlnovodná vrstva o indexu lomu 1,7 je obklopena prostředím s indexem lomu 1,6, vlnová délka záření je $1,55 \mu\text{m}$.

Jak je patrné z obr. 11, útlum vlnovodu vlivem vyzařování z ohybů mimořádně silně závisí na poloměru zakřivení. Z obr. 9b vidíme, že se zakřivení vlnovodů na čipu lze jen velmi obtížně vyhnout. Aby byly ztráty v ohybech přijatelně malé, nesmí klesnout poloměr zakřivení pod určitou mez, která u slabě vedoucích vlnovodů činí několik milimetrů. Řešení problému je teoreticky velmi jednoduché – stačí dostatečně zvýšit kontrast indexu lomu vlnovodu, a ztráty poklesnou na zanedbatelnou hodnotu. Tak např. vlnovod vytvořený ve vrstvě krystalického křemíku vnořené do SiO_2 (kontrast indexu lomu na vlnové délce $1,55 \mu\text{m}$ je přibližně 3,5:1,5) má zanedbatelné ztráty vyzařováním i při poloměru jen několika mikrometrů, tj. o 4 řády nižším. Kromě velmi prudce vzrůstajících nároků na přesnost při realizaci takových struktur vniká však další problém – jak zajistit účinný přenos výkonu mezi standardním optickým vláknem, jichž je již ve světě instalováno mnoho milionů kilometrů, a těmito vlnovodnými strukturami. Srovnání příčného rozložení optického záření ve skleněném vlnovodu s malým kontrastem indexu lomu $\Delta n \approx 0,02$, které lze navázat na standardní optické vlákno s vysokou účinností, a křemíkovým vlnovodem s kontrastem indexu lomu $\Delta n = 2$ ukazuje obr. 12.



a)

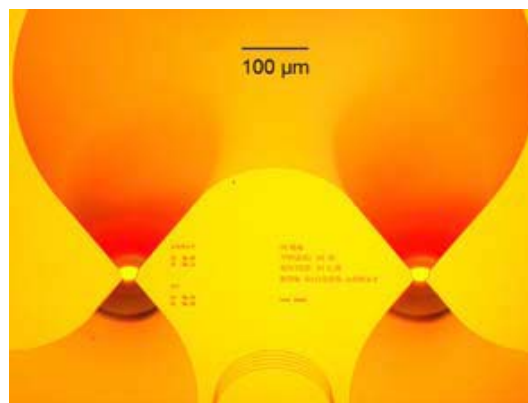
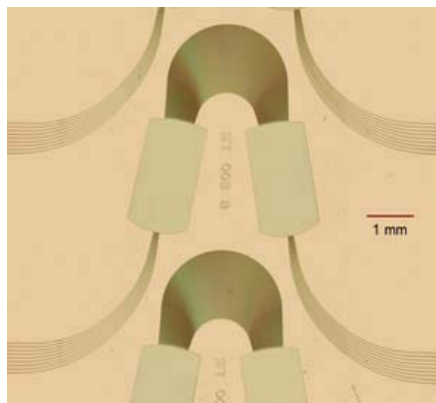
b)

12 Rozložení pole základního vidu ve skleněném vlnovodu (a) a v křemíkovém vlnovodu (b).

13 Klínový přechod zlepšující účinnost vzájemné vazby mezi vlnovody s velmi rozdílným rozložením pole

Jednou z možností, jak zvýšit účinnost výkonového přenosu mezi natolik odlišnými vlnovody, je využít tzv. obrácený klínový přechod mezi vlnovody naznačený na obr. 13 (hrot klínu směřuje k vlnovodu s velkým průřezem pole!). Pro účinnou vazbu musí mít klín na užším konci příčné rozměry jen několika desítek nanometrů.

Jaké výhody můžeme získat z uplatnění tak náročné technologie? Tak např. s využitím materiálové kombinace Si/SiO₂ je možno nám již známý demultiplexor AWG zmenšit z původní velikosti několika desítek cm² na plochu několika mm² nebo i menší (obr. 14).



a)

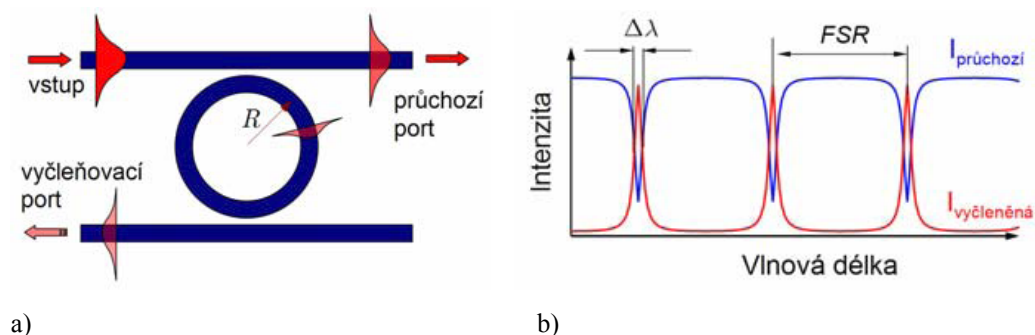
b)

14 Srovnání dvou variant AWG demultiplexoru vytvořeného ve struktuře Si/SiO₂.

a) osmikanálový demultiplexor, b) subminiaturní 100-kanálový demultiplexor. (Institute of Microstructural Sciences, NRC, Ottawa, Kanada).

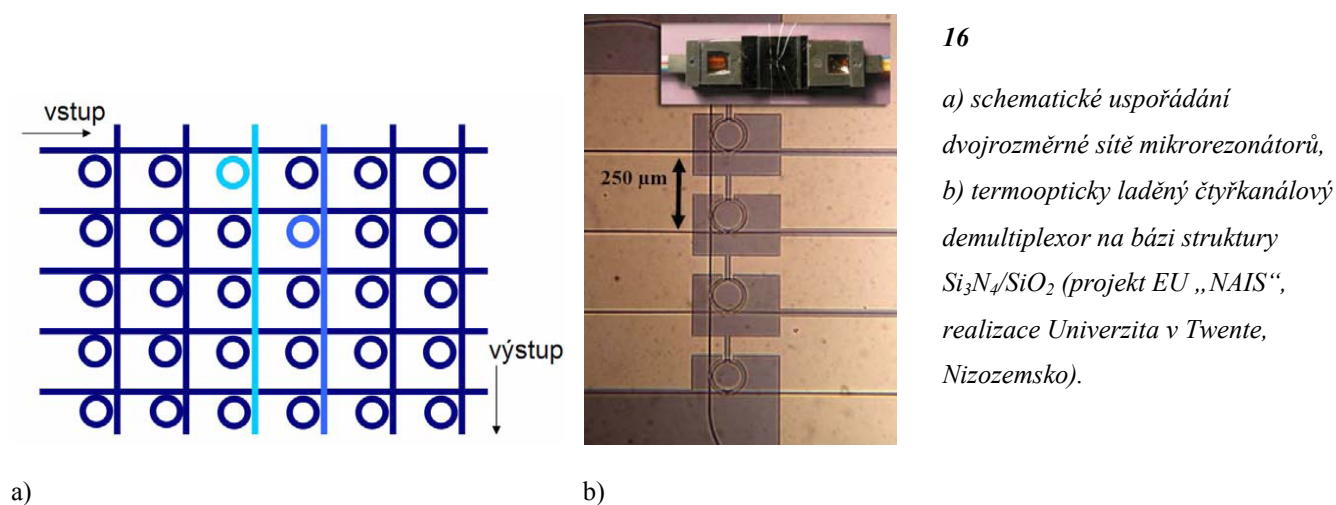
Velmi zajímavé a různorodé aplikace umožňují fotonické vlnovodné struktury s mikrorezonátory. Jejich základním stavebním prvkem je kruhový vlnovodný mikrorezonátor navázaný evanescentní vazbou na dvojici přímých vlnovodů, jak ukazuje obr. 15a.

Pokud je činitel vazby do obou přímých vlnovodů stejný a ztráty v mikrorezonátoru zanedbatelné, pro vlnové délky mimo rezonanci optický signál postupuje do průchozího portu, zatímco pro rezonanční vlnové délky do vyčleňovacího portu, jak ukazuje spektrální



15 Optický vlnovodný mikrorezonátor (a) a jeho spektrální charakteristiky (b).

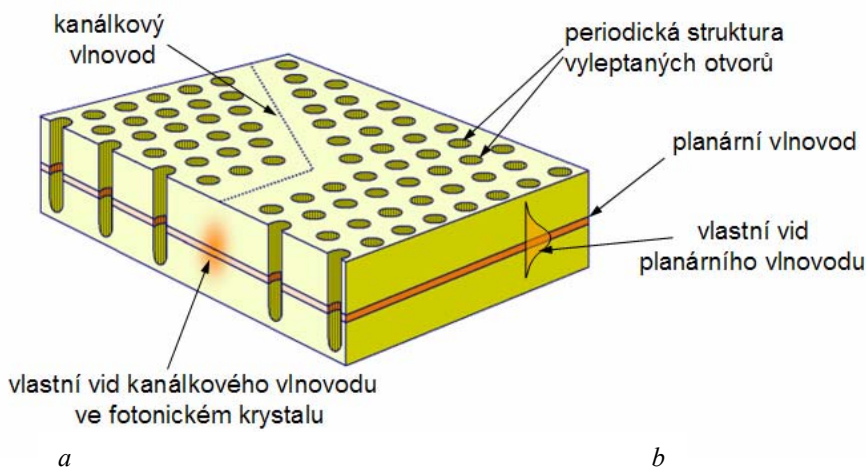
charakteristika na obr. 15b. Vzdálenost jednotlivých rezonancí (FSR, free spectral range) závisí na poloměru a indexu lomu mikrorezonátoru, spektrální šířka rezonančního maxima (zářezu) $\Delta\lambda$ na celkových ztrátách mikrorezonátoru. Mikrorezonátory je možno snadno uspořádat do jedno- nebo dvojrozměrných sítí, jak ukazuje obr. 16a. Pasivní mikrorezonátory se uplatňují jako spektrální filtry, termoopticky laděné struktury např. jako laditelné filtry nebo přepínače, elektroopticky řízené mikrorezonátory i jako modulátory. Využití jevů nelineární optiky obohacuje možnosti aplikací i o opticky ovládaná logická hradla, omezovače, tvarovače optických impulsů apod. Použití materiálové kombinace s velkým kontrastem indexu lomu ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, Si/SiO_2) umožňuje zmenšit průměr mikrorezonátorů až na jednotky mikrometrů při zanedbatelně malých ztrátách vyzařováním.



16
a) schematické uspořádání dvojrozměrné sítě mikrorezonátorů,
b) termoopticky laděný čtyřkanálový demultiplexor na bázi struktury $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (projekt EU „NAIS“, realizace Univerzita v Twente, Nizozemsko).

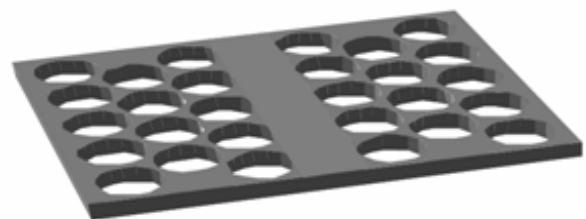
I v tomto velmi stručném přehledu nemůžeme opomenout velmi aktuální problematiku uplatnění *fotonických krystalů* ve vlnovodné optice. Fotonický krystal je jedno-, dvoj- nebo

trojrozměrná optická *periodická struktura* vytvořená kombinací dvou nebo více optických materiálů s vysokým kontrastem indexu lomu. Její prostorová perioda je srovnatelná s vlnovou délkou šířícího se optického záření, zpravidla je poněkud menší. Při dostatečně velkém kontrastu indexu lomu se krystal chová pro určitá pásma optických frekvencí jako braggovská difrakční mřížka, na níž dochází k úplnému odrazu dopadajícího záření. Záření se proto nemůže uvnitř periodického prostředí šířit a totálně se odráží. Tohoto efektu je možno použít ke konstrukci fotonických vlnodů s celou řadou specifických vlastností jako je velmi silná nebo naopak velmi malá disperze, zpětný odraz na podélné periodicitě vlnodů ap. Příklady vlnodů ve dvojrozměrných fotonických krystalech tvořených planárními vlnodami s trojúhelníkovou sítí vyleptaných mikrootvorů znázorňuje obr. 17. I přes technologickou náročnost se už útlum těchto vlnodných struktur blíží hranici technické použitelnosti. Bohatství fyzikálních jevů v těchto strukturách je zatím odkrýváno jen postupně.



17

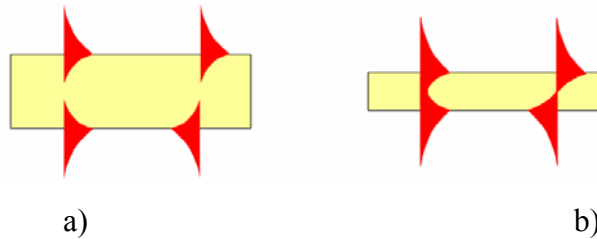
„Kanálkové vlnodovy ve dvojrozměrném fotonickém krystalu: a) v planárním vlnodě, b) v křemíkové membráně (projekt EU „PICCO“).“



Fotonické krystaly lze např. „dopovat“ (zaplňovat vyleptané otvory) materiály s různými optickými vlastnostmi – např. laserově aktivními, s výraznými elektrooptickými nebo nelineárními vlastnostmi (kapalné krystaly) apod.

K realizaci subminiaturních fotonických vlnodných struktur s nanometrovými charakteristickými rozměry může vést i uplatnění povrchových plazmonů – speciálních vln

kteře se mohou šířit na rozhraní mezi dielektrikem a některými typy kovů (zlato, stříbro, hliník) v blízké infračervené a viditelné oblasti spektra.



18 *Rozložení pole povrchových plazmonů na rozhraní kovové vrstvy a dielektrika: a) zřejmě nezávislé povrchové plazmony na tlusté kovové vrstvě, b) vázané plazmony na tenké kovové vrstvě.*

Tyto vlny jsou velmi silně lokalizovány v okolí rozhraní s hloubkou vniku řádu několika desítek nanometrů do kovu a několika stovek nanometrů do dielektrika a mohou tak být použity k vedení optického záření. I když se šíří s poměrně velkým útlumem vlivem ztrát v kovu, při malých rozměrech fotonických součástek to nemusí zabránit jejich aplikovatelnosti. V současnosti jsou povrchové plazmony využívány v některých typech fotonických biochemických senzorů, o jejich dalších aplikacích teprve rozhodne další vývoj.

Závěr

V tomto stručném příspěvku jsme chtěli upozornit na zajímavé vlnodivé fotonické struktury s aplikacemi především v optickém sdělování. Snažili jsme se popsat principy jejich funkce bez zbytečných teoretických detailů. Podrobnější teoretické základy je možno najít např. v následujících pramenech:

Doporučená literatura:

B.E.A. Saleh a M.C. Teich, Fundamentals of photonics, New York: J.Wiley & Sons 1991, český překlad Základy fotoniky, Matfyzpress 1995.

J. Čtyroký, I. Hüttel, J. Schröfel, L. Šimánková, Integrovaná optika. SNTL Praha 1986.

J.D.Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn, Photonic crystals:molding the flow of light. Princeton 1995.

G. Guekos, ed., Guided-wave photonics: how to model and measure, Springer 1998.

G. Lifante, Integrated Photonics: Fundamentals. Wiley 2003.