Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Radomír Vacek

Optická vlákna

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 43 (1998), No. 1, 29--38

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/138474

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1998

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.

This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* http://project.dml.cz

[16] M. A. MORRISON, J. BRILLHART: *A method of factorization and the factorization of* F_7. Math. Comp. *29* (1975), 183–205.
[17] A. M. ODLYZKO: *The future of integer factorization.* CryptoBytes (The technical newsletter of RSA Laboratories), *1* (1995) 2, 5–12.
[18] C. POMERANCE (ed.): *Cryptology and computational number theory.* Proc. Sympos. Appl. Math., vol. *42*, Amer. Math. Soc., Providence, RI 1990.
[19] C. POMERANCE: *The number field sieve.* In: *Mathematics of Computation 1943-1993, Fifty Years of Computational Mathematics* (W. Gautschi, ed.), Proc. Sympos. Appl. Math., vol. *48*, Amer. Math. Soc., Providence, RI 1994, 465–480.
[20] C. POMERANCE: *On the role of smooth numbers in number theoretic algorithms.* In: Proc. Internat. Congr. Math., Zurich, Switzerland, 1994, vol. 1 (S. D. Chatterji, ed.), Birkhauser-Verlag, Basel 1995, 411–422.
[21] C. POMERANCE, J. W. SMITH, R. TULER: *A pipeline architecture for factoring large integers with the quadratic sieve algorithm.* SIAM J. Comput. *17* (1988), 387–403.
[22] O. SCHIROKAUER, D. WEBER, T. DENNY: *Discrete logarithms: The effectiveness of the index calculus method.* Algorithmic Number Theory, Second Internat. Sympos., ANTS-II, to appear.
[23] H. C. WILLIAMS, J. O. SHALLIT: *Factoring integers before computers.* In: *Mathematics of Computation 1943–1993, Fifty Years of Computational Mathematics* (W. Gautschi, ed.), Proc. Sympos. Appl. Math. *48*, Amer. Math. Soc., Providence, RI 1994, 481–531.

Optická vlákna

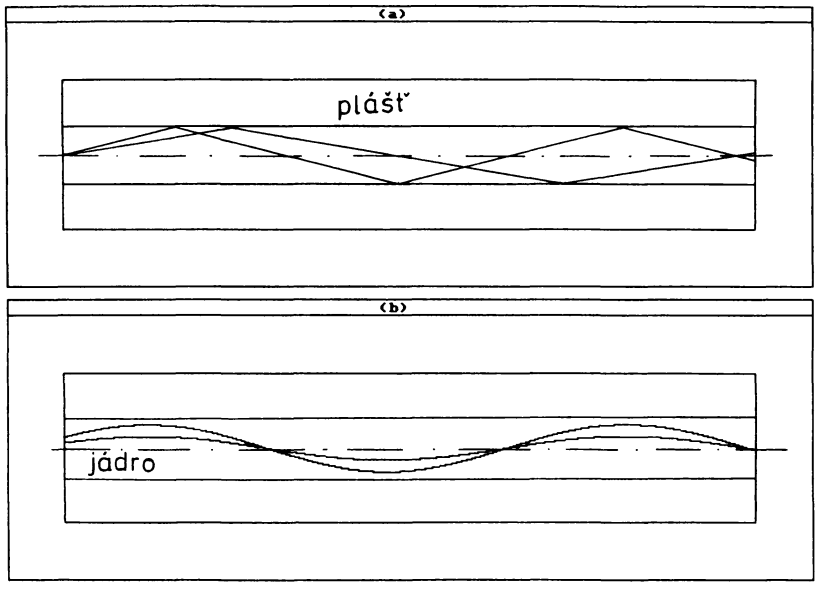
Radomír Vacek, Praha

S rozvojem lidské společnosti došlo v posledním století k obrovskému rozvoji techniky, který s sebou přináší potřebu přenosu a zpracování stále většího množství informací. Nosnou elektromagnetickou vlnu sloužící jako přenosový prostředek je zapotřebí modulovat stále vyšší a vyšší rychlostí. Rychlost této modulace určuje významným způsobem kapacitu přenosového systému. S požadavky na vyšší kapacitu se postupně přešlo od využívání dlouhých, středních, krátkých, velmi krátkých a ultrakrátkých elektromagnetických vln do centimetrové, milimetrové a submilimetrové oblasti spektra. Jako nosné elektromagnetické vlny se během několika posledních desetiletí začaly využívat i infračervené záření a světlo.

Myšlenka využít světlo (obecněji optické záření) k přenosu informace není nikterak nová. Již ve středověku byl v klimaticky příznivých podmínkách Středomoří používán tzv. sluneční telegraf konstruovaný pomocí soustavy zrcadel a sloužící k předávání krátkých zpráv. V minulém století si otec klasického telefonu Bell nechal patentovat

Ing. RADOMÍR VACEK, CSc. (1953), katedra chemické fyziky a optiky, Matematicko-fyzikální fakulta Karlovy univerzity, Ke Karlovu 3, 121 16 Praha 2.

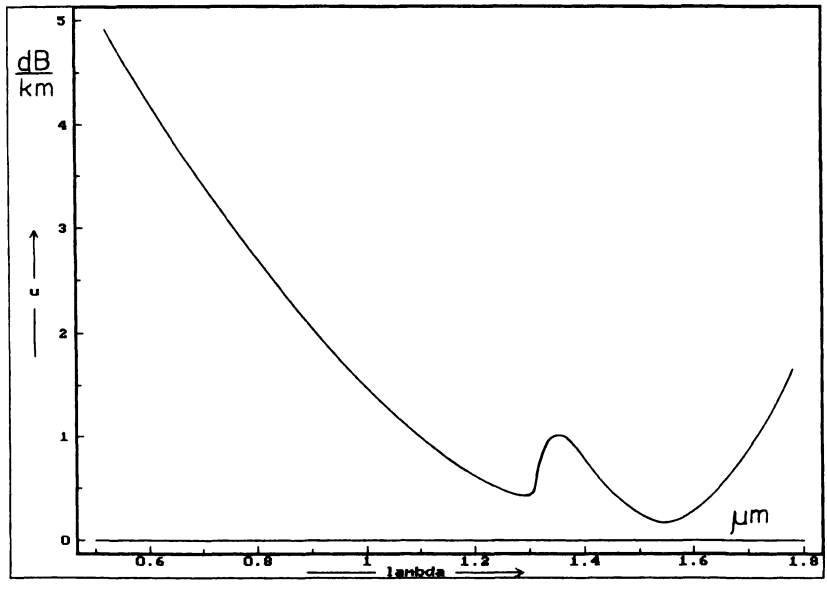
nejprve tzv. fotofon — světelný telefon, který pracoval na principu detekce akustické vlny, jež je v absorpčním prostředí generována v důsledku dopadu dostatečně intenzivního světla. K jeho účinnému využití však nebyly k dispozici vhodné zdroje optického záření. Obrovský rozvoj optických komunikací umožnil teprve objev laseru, ke kterému došlo počátkem šedesátých let tohoto století.



Obr. 1. Podélný řez optickým vláknem — trajektorie paprsků (a) v mnohomodovém vlákně se skokovou změnou indexu lomu a (b) v mnohomodovém gradientním vlákně.

Další nutnou podmínkou pro úspěšnou realizaci optického komunikačního systému je dostupnost vhodného přenosového prostředí. Nejprve byly prováděny experimenty s šířením laserového svazku přímo v atmosféře. Její fluktuace a znečištění (sníh, déšť, prach, mlha, smog atd.) však výrazně snižovaly spolehlivost takového přenosového systému. Objevila se tendence uzavírat laserový svazek do nějaké části prostoru s přesně definovanými vlastnostmi. Vzhledem k tomu, že při běžném šíření laserového svazku homogenním prostředím dochází k jeho divergenci, svazek se zpětně fokusuje pomocí spojných čoček. Takový čočkový vlnovod představuje konstrukčně komplikovaný systém, nehledě na to, že jednou postavený má pouze specifické aplikace. Dnes se prakticky využívá pouze v laboratorních sestavách. Nabízí se však možnost zavést optický svazek do nějaké transparentní tyče nebo vlákna, které je obklopeno prostředím s nižší hodnotou indexu lomu — např. vzduchem. Pomocí mnohonásobných vnitřních totálních odrazů na rozhraní vlákna a vnějšího prostředí lze potom svazek vláknem úspěšně vést. Tento jev jako první demonstroval Tyndall již v minulém století, kdy před Královskou společností v Londýně předvedl názorný experiment, při kterém se kolimovaný svazek světla šířil prostřednictvím totálních odrazů zakřiveným proudem tekoucí vody. Takové prostředí se obecně nazývá dielektrický vlnovod. Jeho teoretickou analýzu jako první nastínili ve dvacátých letech tohoto století Hondros a Debye.

Dielektrické světlovody se zpočátku používaly například v lékařství jako endoskopy, kde sloužily k zavedení světla do nějaké části lidského těla a k jeho pozorování. Byly zhotovovány z křemenného skla získávaného z přírodních surovin. Tento materiál má ve viditelné a blízké infračervené oblasti spektra široký pás propustnosti, který je na krátkovlnné straně ohraničen absorpcí způsobenou elektronovými přechody a na dlouhovlnné straně infračerveným absorpčním pásem. Možnost využití skleněných vlnovodů jako komunikačního prostředí výrazně vzrostla až po objevu laseru. Při totálních odrazech na rozhraní vlákna s okolním prostředím však docházelo k velkým ztrátám. Část výkonu přenášené optické vlny totiž zasahovala i do vnějšího prostředí, kde mohly být přítomny nečistoty atd. Tento problém odstranil v šedesátých letech Kapany, který navrhl obalit vnitřní jádro kruhového průřezu o poloměru a vnějším skleněným pláštěm s nižší hodnotou indexu lomu, viz obr. 1. Pole přenášené vlny se tak prakticky nedostane na vnější okraj pláště.



Obr. 2. Spektrální závislost koeficientu útlumu u [dB · km^{-1}] typického optického vlákna zhotoveného z SiO_2.

Vlastní absorpce materiálu vlákna, který se získával z přírodních surovin a obsahoval značné množství kationtů některých kovů, však měla za následek velké ztráty výkonu přenášené optické vlny. Tyto ztráty se popisují pomocí tzv. útlumu, jehož koeficient je definován vztahem

$$u = \frac{1}{L} \log_{10} \frac{P_1}{P_2}, \qquad [\mathrm{dB} \cdot \mathrm{km}^{-1}]$$

kde L je délka vlákna [km] a P_1 a P_2 je výkon optické vlny na vstupu a výstupu vlákna [W]. Útlum těchto vláken však dosahoval hodnot řádově až jednotek tisíc dB · km^{-1}. Koncem šedesátých let předpověděli Kao a Hockham, že pokud se podaří snížit útlum na hodnotu několika dB · km^{-1}, nastane obrovský rozvoj optických komunikačních

systémů, srovnatelný s revolucí, kterou v elektronice způsobil objev tranzistoru. A již v roce 1970 oznámili pracovníci americké společnosti Corning Glass Works dosažení útlumu pod hodnotu 20 $\mathrm{dB} \cdot \mathrm{km}^{-1}$. Tohoto pokroku bylo dosaženo pomocí nových technologických postupů přípravy syntetického oxidu křemičitého depozicí z plynné fáze chloridu křemičitého (tzv. metody CVD — chemical vapour deposition). Prakticky se tak zcela vyloučila přítomnost kationtů kovů ve skle. Dnes nejnižší dosahované hodnoty útlumu optických vláken z SiO_2 jsou v podstatě na teoretickém minimu (útlum $0{,}16\,\mathrm{dB} \cdot \mathrm{km}^{-1}$na vlnové délce $\lambda = 1{,}55\,\mu\mathrm{m}$), které je dáno Rayleighovým rozptylem procházejícího světla na vnitřní struktuře materiálu, viz obr. 2.

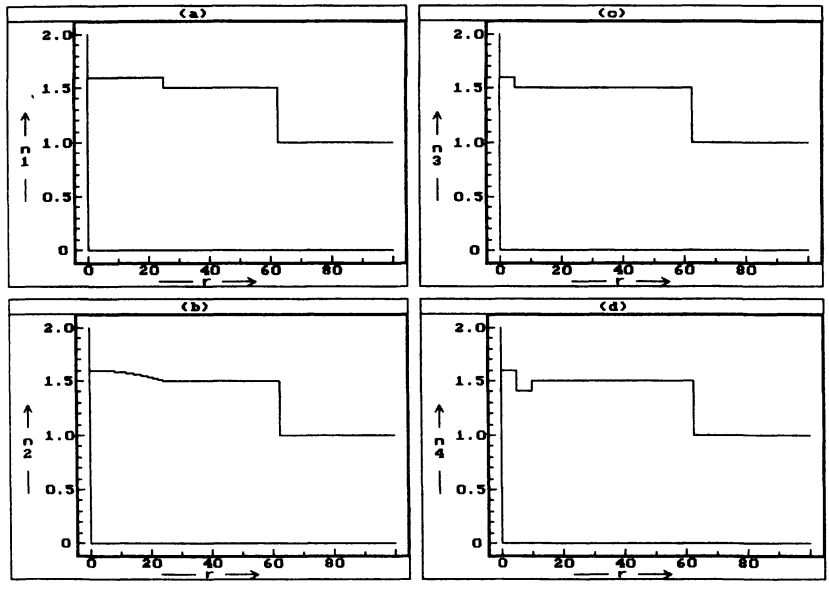
Představíme-li si například, že by byl Mariánský příkop v Tichém oceánu vyplněn takto čistým sklem, uvidíme velice dobře až na dno (intenzita světla prošlého od hladiny na dno a zpět by poklesla asi na polovinu).

Jak již bylo uvedeno, dnešní komunikační optická vlákna se připravují na bázi oxidu křemičitého. Požadovaného příčného profilu indexu lomu se přitom dosáhne přidáním vhodného dopantu (např. GeO_2, P_2O_5 nebo B_2O_3) do materiálu jádra vlákna. Tato vlákna mají nejnižší hodnotu útlumu pro vlnovou délku 1,55 μm, viz obr. 2. Ve střední infračervené oblasti spektra se však v experimentálních optických komunikačních systémech s optickými vlákny začínají používat materiály, které mají mnohem menší hodnoty útlumu než křemenné sklo. Jsou to fluoridová skla s těžkými kovy, krystaly obsahující halogeny a chalkogenní skla (As_2Se_3). V těchto materiálech je totiž posunut ve srovnání s křemennými skly infračervený absorpční pás směrem k větším vlnovým délkám. Ve střední infračervené oblasti se potom projeví ztráty způsobené především Rayleighovým rozptylem (který klesá s $1/\lambda^4$). U vláken zhotovených z fluoridových skel pracujících v oblasti od 2 do 4 μm lze dokonce očekávat útlum až $0{,}001\,\mathrm{dB} \cdot \mathrm{km}^{-1}$. Tato hodnota reprezentuje pokles výkonu přenášené optické vlny na jednu polovinu vstupního výkonu až po proběhnutí vzdálenosti 300 km!

Další významnou přenosovou vlastností komunikačního systému je jeho kapacita vyjadřující množství informace, které můžeme takovým kanálem přenést. Přenosová kapacita je dána maximální rychlostí, s kterou můžeme optickou vlnu dané nosné frekvence modulovat. U systémů pracujících v analogovém režimu hovoříme o maximální možné šířce přenášeného pásma. Udává se v gigahertzích na jednotku délky přenosové trasy a jednotku spektrální šířky zdroje. U digitálních systémů, u kterých dochází k přenosu signálu v pulsním režimu (vyjádřeného posloupností nul a jednotek), se zavádí maximální rychlost přenosu diskrétního signálu a ta se udává v gigabitech na jednotku délky a jednotku spektrální šířky.

Takovým vlnovodem, který optické vlákno představuje, se může obecně šířit velký počet charakteristických vln — tzv. modů (vidů). Vzhledem k jejich různým rychlostem šíření dochází k tzv. modové (mezimodové či intermodové) disperzi. Představíme-li si, že na vstupu vlákna vybudíme krátký puls optického záření, jehož energie je rozdělena mezi jednotlivé mody, dojde na výstupu vlákna v důsledku modové disperze k časovému rozšíření přenášeného pulsu. Disperze tedy omezuje maximální frekvenci vysílání jednotlivých pulsů. Při vyšších frekvencích, než je jistá kritická hodnota, dojde k překrývání jednotlivých pulsů a ke ztrátě přenášené informace. Nabízí se možnost zvýšit přenosovou kapacitu odstraněním modové disperze. To se skutečně podařilo,

a to dvěma způsoby. Především lze při malém poloměru jádra vlákna a při malých hodnotách rozdílu indexu lomu mezi jádrem a pláštěm dosáhnout toho, že se vláknem šíří pouze jediný mod, hovoříme o tzv. jednomodovém vláknu. Druhý způsob potlačení modové disperze spočívá ve vhodné volbě příčného profilu indexu lomu, který je v ose jádra maximální a směrem k plášti postupně klesá — tzv. gradientní vlákno. Zhruba při parabolickém profilu se střední rychlosti šíření jednotlivých modů, které můžeme v přiblížení geometrické optiky reprezentovat jednotlivými paprsky, téměř vyrovnají. Trajektorie paprsků vyšších modů jsou sice delší, ale zasahují také dále od osy, kde je nižší index lomu a tedy vyšší okamžitá rychlost šíření, viz obr. 1(b) a 3(b).



Obr. 3. Příčné profily indexu lomu nejčastěji používaných optických vláken: (a) mnohomodové vlákno se skokovou změnou indexu lomu, (b) gradientní mnohomodové vlákno, (c) jednomodové vlákno a (d) jednomodové vlákno s posunutou disperzí.

I když odstraníme modovou disperzi, existují další, i když ne tak výrazné disperzní vlivy. Každý reálný zdroj optického záření má totiž nenulovou šířku spektrální čáry. V důsledku materiálové disperze, jež je dána frekvenční závislostí indexu lomu materiálu vlákna, se jednotlivé frekvenční složky (i jediného modu) opět šíří různou rychlostí. Kromě této materiálové disperze, jež rovněž omezuje přenosovou kapacitu, existuje v důsledku nenulové spektrální šířky zdroje ještě tzv. vlnovodná disperze, jež souvisí s tím, že každá spektrální složka přenášené vlny v podstatě „vidí" vlnovod jiných rozměrů. Materiálová a vlnovodná disperze vytvářejí dohromady tzv. chromatickou disperzi (intramodovou disperzi), jež je u jednomodových a gradientních mnohomodových optických vláken rozhodujícím faktorem omezujícím přenosovou kapacitu vlákna. V okolí vlnové délky 1,3 μm (přesně pro hodnotu 1,312 μm) se u běžných vláken zhotovovaných z oxidu křemičitého vlivy materiálové a vlnovodné disperze vzájemně vykompenzují a přenosová kapacita extrémně vzroste. Optické komunikace

pracující na této vlnové délce mají ve srovnání s dříve používanou vlnovou délkou (0,87 μm) mnohem vyšší přenosovou schopnost. Pro $\lambda = 1{,}312\,\mu$m však nemají tato vlákna nejnižší hodnotu útlumu. Té se dosáhne v okolí vlnové délky 1,55 μm. Proto byly navrženy a realizovány speciální příčné profily indexu lomu, které umožňují posunout minimum chromatické disperze do oblasti 1,55 μm (tzv. vlákna s posunutou disperzí), nebo takové profily s vhodným rozložením příslušných dopantů, u nichž je velmi malá disperze v oblasti mezi oběma posledně jmenovanými vlnovými délkami (tzv. vlákna s vyhlazenou disperzí). Od prvního optického pásma, které představovala vlnová délka 0,87 μm, se tak postupně dostáváme k optickým komunikačním systémům druhé (1,3 μm) a třetí generace (1,55 μm), od mnohomodových vláken se skokovou změnou indexu lomu na hranici jádra a pláště k vláknům mnohomodovým gradientním, od mnohomodových gradientních vláken k jednomodovým, případně jednomodovým se speciálními profily indexu lomu, viz obr. 3 (n_1, n_2, n_3 a n_4 jsou odpovídající profily indexu lomu, r je vzdálenost od osy vlákna v μm).

Jednomodová vlákna se vyrábějí s hodnotou průměru jádra několik mikrometrů, typická komunikační mnohomodová vlákna mají průměr jádra 50 nebo 200 μm. Vnější průměr pláště je přitom několik desetin milimetru. Relativní rozdíl indexu lomu mezi jádrem a pláštěm vlákna činí obvykle několik promile nebo procent.

Kromě uvedené aplikační oblasti optických komunikací umožňují optická vlákna i další využití. Díky jejich stále se zlepšujícím přenosovým vlastnostem se podařilo vytvořit přenosové prostředí s přesně definovanými parametry. Vlivem řady fyzikálních vlivů lze tyto parametry měnit a vyhodnocováním změn prošlého optického záření přesně stanovit působení vnějšího fyzikálního pole. Tak byla realizována měřicí čidla — senzory s optickými vlákny, umožňující měřit řadu fyzikálních veličin obvykle s vyšší přesností a citlivostí, než dovolovala stávající čidla. Jako příklady můžeme uvést vláknová čidla pro měření tlaku, teploty, vzdálenosti, indexu lomu, chemické koncentrace některých látek v ovzduší, či Sagnacův interferometr, který je tvořen cívkou jednomodového vlákna, ve které obíhají v opačných směrech dvě optické vlny. Otáčí-li se tato cívka, vznikne mezi oběma vlnami dráhový (tj. také časový nebo fázový) rozdíl, který je dán rychlostí rotace. Tyto interferometry představují základní prvek současných gyroskopů používaných v navigačních systémech na palubách lodí, raket i letadel (např. Boeing 777). Běžná optická vlákna však v důsledku modové degenerace transverzálně elektrických (TE) a transverzálně magnetických (TM) modů způsobují depolarizaci procházejícího záření. Konstanty šíření příslušných modů obou polarizačních stavů (TE a TM) jsou totiž přibližně stejné, a tudíž během šíření dochází k jejich vzájemné energetické interakci. To je nevýhodné zejména při některých senzorových aplikacích. Byla proto navržena a realizována optická vlákna zachovávající polarizační stav přenášeného záření. Toho lze dosáhnout např. ve vlákně, jehož jádro má místo kruhového příčného průřezu průřez eliptický, nebo ve vlákně, u něhož během výroby dosáhneme vhodným technologickým postupem vytvoření rozdílného pnutí ve dvou příčných vzájemně ortogonálních směrech. V důsledku elastooptického jevu potom v obou směrech pozorujeme různé hodnoty indexu lomu jádra. V obou těchto případech se potom budou konstanty šíření polarizací TE a TM významně lišit —

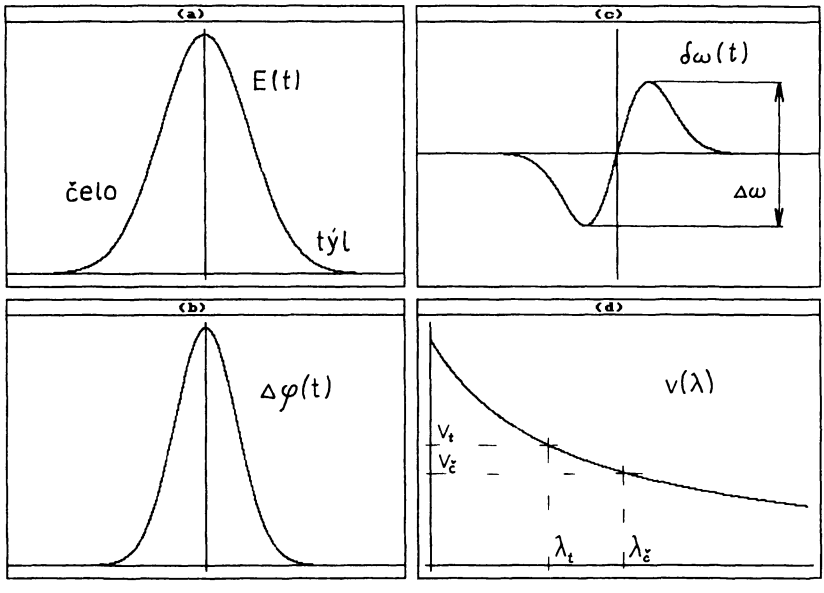
dojde k sejmutí polarizační degenerace, vzájemně ortogonální mody se budou šířit nezávisle.

Jinou významnou aplikační oblastí optických vláken je lékařství. Kromě uvedených lékařských aplikací lze také pomocí vláken přenášejících dostatečně intenzivní záření „čistit" vnitřní stěny žil a tepen. Nebo optická vlákna připravovaná na bázi chalkogenních skel umožňují operovat pomocí výkonného infračerveného záření laserů CO a CO_2.

Během několika posledních let se rozvinul nový obor nelineární optiky zabývající se studiem nelineárních jevů v optických vláknech. Ta ve srovnání s klasickými objemovými elementy mají řadu předností. Polarizace prostředí P popisující interakci záření s látkou je obecně dána vztahem

$$P = \chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + \dots,$$

kde E je intenzita vnějšího elektrického pole (tj. intenzita elektrického pole zúčastněných optických vln), jež je malá ve srovnání s intenzitou vlastního elektrického pole uvnitř krystalu či atomu, a χ_i jsou susceptibility i-tého řádu. V optických vláknech jsou studovány jak teoreticky, tak experimentálně především ty nelineární jevy, které jsou podmíněny nelineární susceptibilitou χ_3 (tzv. kubické nelineární jevy nebo také nelineární jevy 3. řádu). Nelineární susceptibilita χ_2, jež podmiňuje kvadratické nelineární jevy (tzv. nelineární jevy 2. řádu), je totiž z důvodu izotropie SiO_2 nulová. Přesto však lze za jistých podmínek pozorovat generaci druhé harmonické i v optických vláknech zhotovených z oxidu křemičitého. To je způsobeno tím, že dopanty (germanium a fosfor) umožňující vytvářet napříč jádrem požadovaný profil indexu lomu představují poruchy středové symetrie. Stimulované čtyřfotonové procesy, automodulace fáze (tj. také časové solitony) a autofokusace svazku (tj. také prostorové solitony) jsou podmíněny reálnou (nerezonanční) částí susceptibility χ_3. Stimulovaný Brillouinův rozptyl (SBS) a stimulovaný Ramanův rozptyl (SRS) jsou podmíněny imaginární (rezonanční) částí. Jak reálná, tak imaginární část je v případě oxidu křemičitého o dva až tři řády menší, než je tomu u běžných objemových materiálů, ve kterých se nelineární děje obvykle studují. Zdálo by se tedy, že nelineární jevy v optických vláknech budou o několik řádů slabší než v objemových materiálech. Ale účinnost nelineárních jevů není dána pouze těmito koeficienty, ale závisí rovněž na velikosti součinu plošné hustoty výkonu přenášeného záření a vzdálenosti, podél které dochází k interakci záření s látkou. V klasických objemových elementech, jakými je například kyveta naplněná sirouhlíkem nebo krystal KDP, dosahuje interakční délka hodnoty maximálně několika centimetrů. V optických vláknech lze však snadno dosáhnout délky až několika set či tisíc metrů. Díky výrazně delší interakční dráze lze tedy odpovídajícím způsobem snížit hodnotu výkonu optického záření, při které lze nelinearity vyšetřovat. Tak se při studiu jednotlivých dějů (SBS, SRS, automodulace fáze, čtyřvlnné směšování, časové solitony a generace druhé harmonické) dostaneme pod práh autofokusace, což přináší výhody jak při experimentech, tak i při teoretickém popisu a řešení těchto úloh (které tak zůstávají „jednorozměrně" nelineární). Solitony v optických vláknech představují významnou oblast základního výzkumu, nacházející okamžité aplikace v optických komunikacích. Jde o takové pulsy, které během šíření



Obr. 4. (a) Časový průběh obálky pulsu $E(t)$ (na čele pulsu amplituda obálky roste, v týle pulsu klesá), (b) změna fáze nosné optické vlny podél pulsu $\Delta\varphi(t)$, (c) frekvenční modulace nosné optické vlny podél pulsu (frekvenční čerp) $\delta\omega(t)$ a (d) závislost grupové rychlosti šíření na vlnové délce $v = v(\lambda)$ (v oblasti anomální disperze).

reálným vláknem mají stále stejný tvar. Uvažujme vlákno s kerrovskou nelinearitou, jehož index lomu n závisí kvadraticky na intenzitě elektrického pole E procházejícího záření, tj.

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n_2 |E(t)|^2 ,$$

kde $E(t)$ je časový průběh obálky pulsu, který je znázorněn na obr. 4(a), (pro SiO_2 máme $n_0 \approx 1{,}5$ a $n_2 \approx 1{,}2 \cdot 10^{-22}$ m^2/V^2), a popišme kvalitativně vznik takového obálkového solitonu. V důsledku Kerrovy nelinearity dojde podél pulsu při šíření prostředím o délce L k automodulaci fáze $\Delta\varphi(t)$ nosné optické vlny [viz obr. 4(b)]

$$\Delta\varphi(t) = \frac{\pi}{\lambda} n_2 L |E(t)|^2 ,$$

kde λ je její vlnová délka ve vakuu. Fázovou modulaci $\Delta\varphi(t)$ můžeme převést na modulaci frekvence $\delta\omega(t) = -\mathrm{d}\Delta\varphi(t)/\mathrm{d}t$, tj.

$$\delta\omega(t) = -\frac{\pi}{\lambda} n_2 L \frac{\mathrm{d}|E(t)|^2}{\mathrm{d}t} .$$

Vlivem frekvenční modulace nosné optické vlny dojde k rozšíření spektrální čáry o $\Delta\omega$ a podél pulsu se objeví tzv. frekvenční čerp, který je vynesen na obr. 4(c). Na čele

pulsu dojde ke frekvenčnímu posuvu směrem k nižším frekvencím, v jeho týle se objeví frekvence vyšší. Uprostřed pulsu, kde je nulová změna původní frekvence, se frekvenční čerp mění v dostatečně široké oblasti téměř lineárně. Šíří-li se takto namodulovaný puls prostředím s anomální disperzí grupové rychlosti šíření v ($\mathrm{d}v/\mathrm{d}\lambda < 0$, tj. u vláken z SiO_2 v oblasti vlnových délek $\lambda > 1{,}3\,\mu\mathrm{m}$), pohybuje se týl pulsu rychleji než jeho čelo — při šíření takovým „prostředím" lze původní puls zkracovat. Pro stupeň spektrálního rozšíření, který je dán podílem $\Delta\omega/\Delta\omega_0$, kde $\Delta\omega_0$ je původní šířka spektrální čáry, přitom platí

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \approx \Delta\varphi(0).$$

V reálném vlákně, u něhož se neuplatní popsaný nelineární děj, dojde vždy v důsledku disperze grupové rychlosti šíření k rozšiřování přenášených pulsů. Vyšetřujeme-li však automodulaci fáze nosné optické vlny způsobenou kerrovskou nelinearitou, vidíme, že ve vhodně disperzním prostředí dojde k jejich stlačení (zúžení). Takovým vhodným prostředím může být například disperzní vedení vytvořené z dvojice difrakčních holografických mřížek nebo soustavy disperzních hranolů nebo přímo optické vlákno pracující ve zmíněné oblasti vlnových délek. Při jisté hodnotě optického výkonu a jistém tvaru pulsu nastane rovnováha mezi oběma ději — rozšíření pulsu (vyvolané lineárním dějem — disperzí grupové rychlosti) je přesně kompenzováno jeho zúžením (způsobeným nelineárním dějem — automodulací fáze), puls se vláknem šíří beze změny svého tvaru. Takový puls se nazývá časový soliton. Jednomodové optické vlákno využívající k přenosu digitálního signálu časové solitony reprezentuje prostředí dnes s prakticky nevyužitelnou přenosovou kapacitou. Případ, kdy převáží zúžení pulsu nad jeho rozšířením, se využívá při stlačování pulsů. Tak se podařilo stlačit optické pulsy původní délky několika set femtosekund až na hodnotu jednotky femtosekund (6 fs). Faktor stlačení je přitom přibližně dán stupněm spektrálního rozšíření.

Kromě běžných optických vláken zhotovovaných z pasivních materiálů se také připravují vlákna dotovaná ionty vzácných zemin. Např. na bázi erbiem dotovaných křemenných skel pro pásmo $1{,}55\,\mu\mathrm{m}$ nebo na bázi praseodymem dotovaných fluoridových skel pro oblast $1{,}3\,\mu\mathrm{m}$ se podařilo připravit vlákna, jejichž jádro představuje aktivní prostředí a která se používají jako vláknové zesilovače, jež nacházejí uplatnění především v koherentních optických komunikačních systémech, označovaných často jako komunikační systémy 4. generace. Tyto koherentní optické komunikační systémy jsou analogií klasických homodynních či heterodynních komunikačních systémů dosud používaných v radioelektronice. Přijímač takového systému obsahuje místní oscilátor (tj. laser, jehož záření je dostatečně koherentní s přijímanou vlnou). V přijímači je přijímaná vlna obsahující přenášený signál směšována s vlnou místního oscilátoru, je generována tzv. mezifrekvence, tj. vlna s frekvencí (obvykle v mikrovlnné oblasti) danou rozdílem frekvencí přijímané vlny a vlny místního oscilátoru, která se dále demoduluje.

Pokrok dosažený v oblasti teoretické analýzy šíření elektromagnetických vln v optických vláknech, návrhu jejich přípravy a technologického zvládnutí požadovaných postupů je ukázkou lidské vynalézavosti při řešení úkolů, které před lidstvem stojí v souvislosti se současnými požadavky vyplývajícími z potřeby přenášet a zpracovávat stále větší množství informací. Optická vlákna představují téměř ideální přenosové prostředí: vypracované technologie jeho přípravy umožňují dosáhnout hodnoty útlumu téměř na hranici teoretického minima a perspektivně nekladou omezující požadavky na přenosovou kapacitu optického komunikačního systému — ta je především omezena rychlostí vstupních a výstupních prvků systému, respektive těch prvků, u kterých dochází ke konverzi elektrického signálu na optický a obráceně. Pro dosažení větší přenosové kapacity systému je totiž optimální využívat zařízení pracující na čistě optickém principu — tak lze totiž dosáhnout maximálních přenosových rychlostí. Z tohoto důvodu lze v současné době vysledovat tendenci realizovat přímo v optickém vláknu i ostatní prvky komunikačního systému, jakými jsou například modulátory a demodulátory, spínače a přepínače a vazební členy, tak jak se to podařilo v případě vláknových zesilovačů.

Literatura

[1] J. Schröfel a K. Novotný: *Optické vlnovody.* SNTL, Praha 1986.
[2] A. L. Harmer: *Optické vláknové senzory.* Československý časopis pro fyziku *36* (1986), str. 1–34.
[3] W. J. Tomlinson: *Nonlinear Phenomena in Single-Mode Optical Fibers.* Physica Status Solidi (b) *150* (1988), pp. 851–862.
[4] E. M. Dianov, P. V. Mamyšev a A. M. Prochorov: *Nelinejnaja volokonnaja optika.* Kvantovaja elektronika *15* (1989), str. 5–29.
[5] A. Hasegawa: *Optical Solitons in Fibers.* Springer-Verlag, Berlin 1989.
[6] J. Turan a S. Petrik: *Optické vláknové senzory.* ALFA, Bratislava 1990.
[7] J. R. Taylor: *Optical Solitons — Theory and Experiment.* Cambridge University Press, Cambridge 1992.
[8] E. M. Dianov: *Optické solitony ve vláknech.* Československý časopis pro fyziku *43* (1993), str. 81–86.
[9] G. P. Agrawal: *Nonlinear Fiber Optics.* Academic Press, New York 1995 (2nd ed.).
[10] B. E. A. Saleh a M. C. Teich: *Základy fotoniky.* MATFYZPRESS, Praha 1996.