

Vedecká rada Fakulty matematiky, fyziky a informatiky
Univerzity Komenského v Bratislave

RNDr. Martin Koyš

Autoreferát dizertačnej práce

**GENERÁCIA SUPERKONTINUA
V DVOJJADROVÝCH MIKROŠTRUKTÚRNYCH
VLÁKNACH**

na získanie vedecko-akademickej hodnosti

philosophiae doctor

v odbore doktorandského štúdia

4.1.4. Kvantová elektronika a optika

Bratislava 2010

Dizertačná práca bola vypracovaná v dennej forme doktorandského štúdia na Katedre experimentálnej fyziky Univerzity Komenského v Bratislave a v Medzinárodnom laserovom centre v Bratislave

Predkladateľ: RNDr. Martin Koyš
Katedra experimentálnej fyziky
Fakulta Matematiky, fyziky a informatiky
Mlynská Dolina
842 48 Bratislava

Školiteľ: Doc. RNDr. Vladimír Mesároš, CSc.

Oponenti: Prof. Ing. Jozef Jasenek, CSc.
KTEE FEI STU, Bratislava

Dr. Rer. Nat. Peter Šiffalovič, PhD.
FÚ SAV, Bratislava

Ing. Daniel Káčik, PhD.
EF Žilinskej Univerzity, Žilina

Autoreferát bol rozoslaný:

Obhajoba dizertačnej práce sa koná
dňa ohod.

pred komisiou pre obhajobu dizertačnej práce v odbore doktorandského štúdia vymenovanou
predsedom spoločnej odborovej komisie vo vednom odbore 4.1.4. Kvantová elektronika a optika

Predseda spoločnej odborovej komisie:

prof. RNDr. Pavel Veis, CSc.
FMFI UK
Mlynská Dolina
84248 Bratislava

1. Úvod

Predkladaná práca sa zaoberá skúmaním nelineárnych optických javov v dvojjadrových mikroštruktúrnych vláknach. Mikroštruktúrne vlákna majú namiesto klasického obalu s menším indexom lomu ako jadro 2D fotonickú štruktúru. Fotonická štruktúra vo všeobecnosti môže byť ľubovoľná periodická štruktúra s periódou na úrovni vlnovej dĺžky použitého žiarenia. Fotonickú štruktúru je možné definovať na základe periodicity indexu lomu. Periodicitu indexu lomu je možné prirovnať k mriežkovej konštante v kryštáloch. Mriežková konštanta v kryštáloch určuje vlastnosti pohybu elektrónov v materiáli a vytvára zakázané pásy, pričom to isté platí aj pre fotóny vo fotonickej štruktúre. Na základe tejto podobnosti vznikol názov fotonický kryštál. Optické vlastnosti fotonických kryštálov sú preto definované nielen materiálovými vlastnosťami, ale aj samotnou štruktúrou. Fotonické kryštály môžu byť vo všeobecnosti periodické v jednom, dvoch alebo všetkých troch rozmeroch, preto hovoríme o 1D, 2D alebo 3D fotonických kryštáloch.

Výroba fotonických kryštálov je pomerne náročný proces, vzhľadom na to, že ide o výrobu prvkov s rozmermi na úrovni použitej vlnovej dĺžky. Obzvlášť v prípade 3D fotonických kryštálov je proces komplikovaný. Keďže svetlo má vlnovú dĺžku rádovo v stovkách nanometrov, 3D kryštály sa v súčasnosti vyrábajú skôr pre mikrovlnnú oblasť, kde nie je technologicky až tak náročné vyrobiť štruktúru v materiáli. V prírode sa však fotonické kryštály vyskytovali dávno pred tým, ako ich človek objavil. Známy prírodný fotonický kryštál je napríklad opál, ktorý sa vyznačuje opalescenciou. Podobná štruktúra je aj na pávích perách. V prírode však fotonické štruktúry nemajú len okrasný charakter ale aj veľmi funkčný. Napríklad plesnivce majú na povrchu jemné štetinky, ktoré ich chránia jednak pred vysušovaním, ale aj pred nebezpečným UV žiarením v oblasti približne 300-400nm [1], ktoré absorbujú a neprepúšťajú do živého tkaniva. UV žiarenie ohrozuje živé organizmy všeobecne, plesnivce rastúce vo vysokohorských polohách sú mu vystavené v obzvlášť vysokých intenzitách. Štetinky odrážajú a rozptyľujú svetlo vlnových dĺžok nad 400nm takmer nezávisle od uhla dopadu a vlnovej dĺžky, preto sa tieto štetinky javia ako biele.

a)



b)

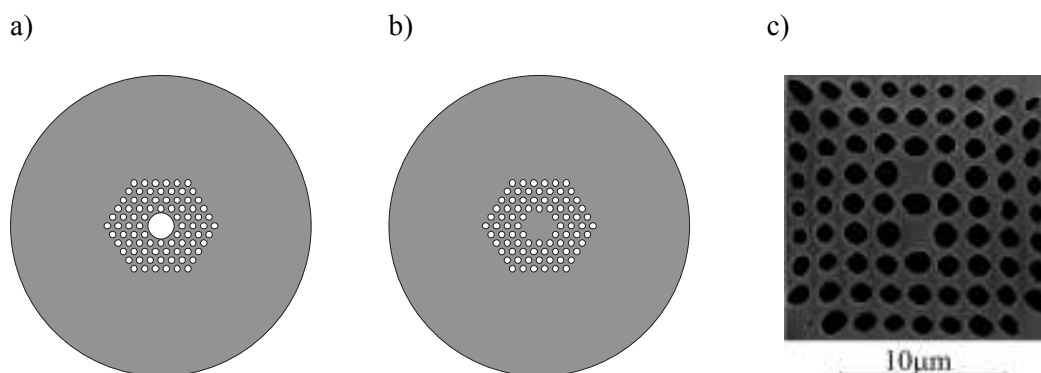


c)



Obr. 1. Fotonické kryštály v prírode – opál (a) [2], pávie pero (b) [3], plesnivec (c) [4]

V mikroštruktúrnych vláknach sa využíva 2D štruktúra, keďže štruktúra sa pozdĺž vlákna nemení, ale mení sa len v priečnom smere na vlákno. Výroba 2D fotonickej štruktúry nie je natoľko náročná ako 3D štruktúry, vďaka čomu je možné vyrobiť prvky 2D štruktúry aj v submikrometrových rozmeroch. V princípe je možné mikroštruktúrne vlákna rozdeliť do dvoch skupín podľa spôsobu vedenia svetla na vlákna vedúce pomocou zakázaných pásov a vlákna vedúce pomocou modifikovaného úplného odrazu. Štandardné vlákna vedú svetlo na princípe úplného odrazu svetla. Podobne vedú svetlo aj mikroštruktúrne vlákna vedúce svetlo na základe modifikovaného úplného odrazu svetla. V oboch prípadoch ide o vlákna, ktorých jadro má vyšší index lomu ako obal, v prípade mikroštruktúrnych vlákien hovoríme o efektívnej hodnote indexu lomu obalu. Príklad takejto štruktúry je na obr. 2b. Vlákna vedúce svetlo pomocou zakázaných pásov môžu mať naopak jadro s nižším indexom lomu (môžu byť duté, ale nemusia). Svetlo do danej štruktúry nebude vyvedené a bude udržiavané v jadre, ak štruktúra v obale má pre danú spektrálnu oblasť zakázaný pás. Keďže zakázané pásy sú štandardne spektrálne pomerne úzke (niekoľko desiatok nm), mikroštruktúrne vlákna vedúce svetlo pomocou zakázaných pásov musia byť vyrobené na požadovanú vlnovú dĺžku. Príklad štruktúry dutého vlákna je na obr. 2a. Štruktúra vyšetřovaného dvojjadrového vlákna získaná z elektrónového mikroskopu je na obr. 2c. Na základe štruktúry je hneď možné vidieť, že ide o vlákno s pevným jadrom vedúce svetlo pomocou modifikovaného úplného odrazu.



Obr. 2. Príklady štruktúry mikroštruktúrneho vlákna – duté vlákno (a), vlákno s pevným jadrom (b) a štruktúra vyšetřovaného dvojjadrového vlákna (c)

Cieľom predkladanej práce je skúmať a analyzovať nelineárne javy v dvojjadrovom mikroštruktúrnem vlákne teoreticky aj experimentálne. Cieľom je tiež preskúmať možnosti využitia prezentovaného dvojjadrového vlákna ako zdroj superkontinua alebo ako nelineárny smerovací prvok. Dizertačná práca je rozdelená na štyri základné časti. Prvá časť veľmi stručne opisuje súčasné poznatky z rôznych oblastí vláknovej optiky ako výroba, vlastnosti a rôzne aplikácie klasických optických vlákien. Prvá časť tiež obsahuje stručný opis vlastností fotonických kryštálov a špecifiká mikroštruktúrnych vlákien, základný opis vlastností a teóriu nelineárnych javov špeciálne vo vláknach a tiež teóriu viazaných vlnovodov potrebnú pre analýzu dvojjadrových vlákien. Prvá časť je trochu obširnejšia so zámerom, aby mohla poslúžiť aj ako základný prehľadový materiál pre potenciálnych

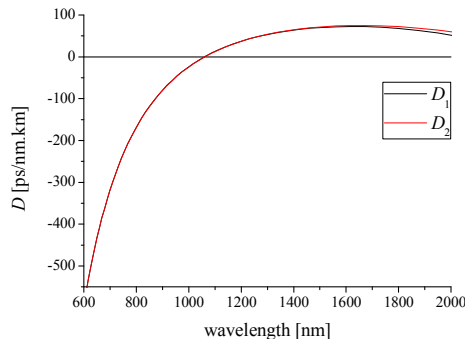
budúcich študentov. Druhá časť pomerne komplexne opisuje použitý teoretický model split-step a jeho vlastnosti. V tretej časti sú zosumarizované teoretické výstupy práce. Ide hlavne o odvodenie viazaných GNLSE, úpravu split-step metódy pre použitie v dvojjadrových vláknach a analýzu jednotlivých javov a výsledkov modelu. Štvrtá časť obsahuje experimentálne výsledky a porovnanie so simuláciami.

2. Výsledky teoretickej časti práce

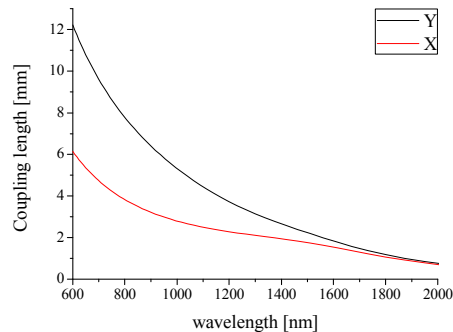
Analýza výsledkov teoretickej časti je omnoho jednoduchšia, ako v prípade experimentálnych výsledkov, preto sme sa v nej zamerali aj na zhodnotenie možnosti použitia skúmaných dvojjadrových vlákien ako zdroj superkontinua alebo ako nelineárny smerovací prvok.

Pre skúmanie nelineárnych vlastností je dôležité najprv poznať lineárne vlastnosti vlákna ako disperziu a väzbovú dĺžku. Disperziu skla sme získali od R. Buczynského z Varšavskej Univerzity. Na základe snímky z elektrónového mikroskopu a disperzie skla bola použitím programu Mode Solutions, založenom na FDTD algoritme, určená disperzia aj spektrálna závislosť väzbovej dĺžky. Výsledky sú v grafoch na obr. 3. Nulový bod disperzie grupovej rýchlosti je v oboch jadrách približne 1060nm.

a)



b)



Obr. 3. Vypočítané spektrálne závislosti skúmaného vlákna parameter disperzie D pre polarizáciu Y v oboch jadrách (a), spektrálna závislosť väzbovej dĺžky pre obe polarizácie (b) (Y polarizácia je rovnobežná s jadrami, X je kolmá)

Šírenie svetla vo vlákne je možné opísať skalárnou vlnovou rovnicou, z ktorej je odvodená zahrnutím nelineárnej interakcie zovšeobecnená nelineárna Schrödingerova rovnica (GNLSE).

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = \sum_{p \geq 2} \frac{i^{p+1}}{p!} \beta_p \frac{\partial^p A(z, T)}{\partial T^p} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[A(z, T) \left(R(T) * |A(z, T)|^2 \right) \right] \quad 1$$

kde $R(T) * |A(z, T)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |A(z, T - T')|^2 dT'$ je konvolúcia. Jednotlivé veličiny a výrazy

z rovnice sú zhrnuté v tabuľke 1.

Tab. 1. Súhrn veličín z nelineárnej Schrödingerovej rovnice

Veličina	Opis	Rovnica
$A(z, T)$	obálka elektrického poľa vyjadrená cez degenerovaný čas, normovaná na intenzitu	$I(x, y, z, T) = \frac{ F(x, y) ^2}{\int_{-\infty}^{\infty} F(x, y) ^2 dx dy} A(z, T) ^2$
F	priečne rozloženie poľa módu	
T	degenerovaný čas	$T = t - \beta_1 z$
β_p	koeficienty Taylorovho rozvoja konštanty vedenia, každý určuje disperziu p -teho rádu	$\beta_p = \left(\frac{d^p \beta}{d\omega^p} \right)_{\omega=\omega_0}$
γ	nelineárny parameter, v podstate nultá derivácia z Taylorovho rozvoja nelineárneho parametra	$\gamma = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}}$
A_{eff}	efektívna plocha módu	$A_{eff} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F ^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F ^4 dx dy}$
$\frac{\gamma}{\omega_0}$	aproximácia derivácie prvého rádu Taylorovho rozvoja nelineárneho parametra, výraz opisuje efekt samozostrenia impulzu	$\gamma_1 = \frac{d\gamma}{d\omega} \approx \frac{n_2}{c A_{eff}} = \frac{\gamma}{\omega_0}$
$R(T)$	funkcia odozvy materiálu obsahujúca okamžitú Kerrovskú a oneskorenú Ramanovskú odozvu	$R = (1 - f_R) \delta(T) + f_R h_R(T)$
f_R	Ramanovský fragment – určuje relatívny príspevok stimulovaného Ramanovho efektu ku koeficientu n_2	
$h_R(T)$	Ramanovská funkcia odozvy – definuje stimulovaný Ramanov rozptyl	$h_R(T) \approx \exp\left(-\frac{T}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{T}{\tau_1}\right)$
τ_1	Ramanovský koeficient – inverzná hodnota ($1/\tau_1$) určuje frekvenciu emitovaného fonónu	v kremennom skle $\tau_1 = 12.2\text{fs}$
τ_2	Ramanovský koeficient – inverzná hodnota ($1/\tau_2$) určuje šírku generovanej Lorentzovskej čiary	v kremennom skle $\tau_2 = 32\text{fs}$

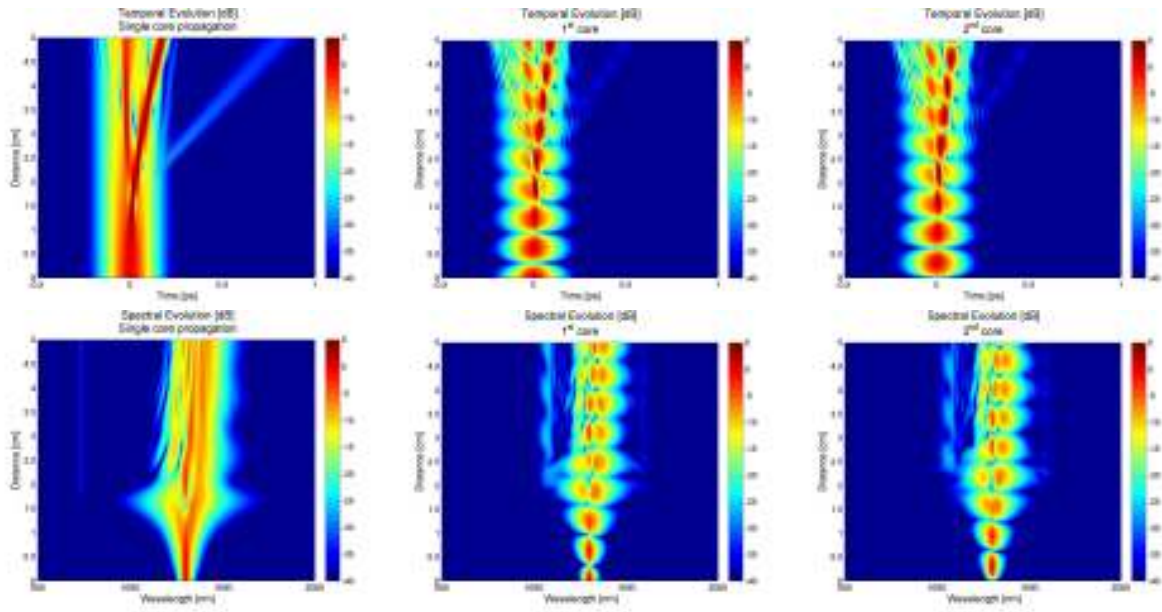
Keďže cieľom práce je skúmanie vlastností dvojjadrových vlákien, bolo potrebné odvodiť viazané GNLSE

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} = & i\delta_0 A_1 - \delta_1 \frac{\partial A_1}{\partial T} + \sum_{p \geq 2} \frac{i^{p+1}}{p!} \beta_p^{(1)} \frac{\partial^p A_1}{\partial T^p} + \sum_{q \geq 0} \frac{i^{q+1}}{q!} \kappa_q^{(1)} \frac{\partial^q A_2}{\partial T^q} + \\ & + i\gamma_1 \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) [A_1 R * |A_1|^2] \end{aligned} \quad 2$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_2}{\partial z} = & -i\delta_0 A_2 + \delta_1 \frac{\partial A_2}{\partial T} + \sum_{p \geq 2} \frac{i^{p+1}}{p!} \beta_p^{(2)} \frac{\partial^p A_2}{\partial T^p} + \sum_{q \geq 0} \frac{i^{q+1}}{q!} \kappa_q^{(2)} \frac{\partial^q A_1}{\partial T^q} + \\ & + i\gamma_2 \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) [A_2 R * |A_2|^2] \end{aligned} \quad 3$$

kde $\delta_p = \frac{1}{2}(\beta_p^{(1)} - \beta_p^{(2)})$ pre $p = 0, 1$ a $\kappa_q^{(1,2)}$ sú koeficienty Taylorovho rozvoja väzbovej konštanty.

Rovnice majú započítanú asymetriu jadier cez konštanty δ_p a nerovnaké väzbové koeficienty pre jednotlivé jadrá. Aby bolo možné riešiť problém viazaných GNLSE, bolo tiež potrebné upraviť split-step Fourier metódu. Riešenie problému viazaných rovníc tiež zahŕňa aj naprogramovanie vypracovaného algoritmu a analýzu výstupov z programu. Použité GNLSE ponúkajú možnosť obsiahnuť väčšinu bežne pozorovaných javov vo vláknach. Z lineárnych javov ide o disperziu a väzbu až do ľubovoľného rádu. Z nelineárnych javov sú zahrnuté samomodulácia fázy, samozostrenie impulzu a stimulovaný Ramanov rozptyl. Komplexnosť modelu umožňuje opísať zložité solitónové javy vyskytujúce sa v anomálnej oblasti disperzie ako generácia solitónov vyššieho rádu, rozpad solitónov vyššieho rádu, generácia disperzných vln, či stimulovaným Ramanovským rozptylom indukovaný spektrálny posun solitónov ďalej do IČ oblasti. Výsledkom viazaných rovníc sú okrem spomenutých javov ešte aj párované solitóny. Teória párovaných solitónov opisuje jav presmerovania solitónov medzi jadrami. Vplyv disperzie grupovej rýchlosti (GVD) je v prípade solitónov kompenzovaný cez samomoduláciu fázy a podobným spôsobom je kompenzovaná aj spektrálna závislosť väzbovej dĺžky (alebo väzby). Preto solitóny môžu prechádzať z jedného jadra do druhého a späť bez toho, aby boli porušené spektrálnou závislosťou väzbovej dĺžky. Výstup modelu je možné zobrazit' ako spektrálny aj časový vývoj pozdĺž vlákna (obr. 4.). Na obr. 4. je v prvom riadku časový vývoj, v druhom riadku spektrálny vývoj impulzu. Ako prvé resp. druhé jadro je označené horné resp. dolné jadro z obr. 2c. V prvom stĺpci je vývoj impulzu v jednojadrovom vlákne s vlastnosťami prvého jadra, v zvyšných dvoch stĺpcoch je vývoj impulzu v jednotlivých jadrách.



Obr. 4. Časový a spektrálny vývoj impulzu v anomálnej oblasti disperzie v 5cm dlhom vlákne, pri 1300nm centrálnej vlnovej dĺžke impulzu, s 80fs FWHM v časovej oblasti a 6,25kW špičkovým výkonom. V prvom stĺpci je impulz samostatne v prvom jadre bez väzby, v druhom a treťom stĺpci je zobrazené šírenie v jednotlivých jadrách dvojjadrového vlákna.

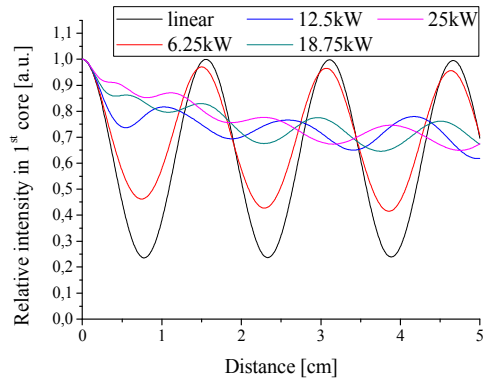
V prípade jednojadrového šírenia je pozorovateľná výrazná disperzná vlna. Taktiež je možné v časovej oblasti pozorovať solitón, ako výrazný pík, ktorý mešká za centrálnou časťou spektra, preto musí byť posunutý ďalej do IČ oproti pôvodnej vlnovej dĺžke 1300nm. V spektrálnej oblasti tento jav nie je ešte výraznejšie pozorovateľný, pretože stále dochádza k pulzovaniu solitónu. Vtedy sa ešte okamžitá fáza pozdĺž solitónu mení a nie je konštantná, preto v spektre nie je výrazný jeden pík. Keď sa však solitón šíri ďalej, vďaka stimulovanému Ramanovmu rozptylu stráca stále viac energie a zároveň sa spojitne presúva do oblasti s vyššou disperziou, čím sa amplitúda jeho kmitov znižuje. Potom sa aj v spektre vytvorí výrazný pík.

V dvojjadrových vláknoch je intenzita generovanej disperznej vlny nižšia kvôli výrazne väčšej efektívnej ploche módu. Z toho dôvodu sú aj všetky nelineárne efekty slabšie pri rovnakej intenzite. Ako však možno vidieť v spektre sa objavujú zložky, ktoré sa v jednojadrovom vlákne nevyskytovali. Z toho dôvodu môžeme povedať, že spektrum generované v dvojjadrovom vlákne je širšie. V dvojjadrovom vlákne však nedochádza k tak výraznému spektrálnemu posunu do IČ oblasti, keďže stimulovaný Ramanovský efekt je slabší.

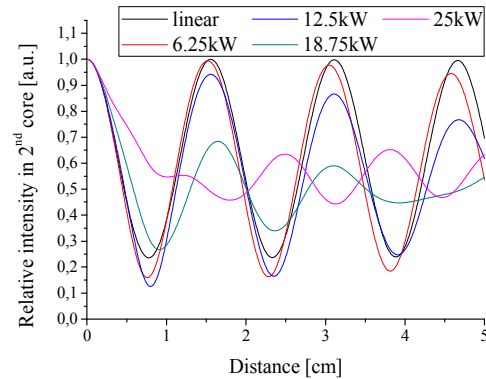
V normálnej oblasti disperzie nedochádza ku generácii solitónov a disperzia spolu so samomoduláciou fázy spôsobujú len časové rozšírenie impulzu. Z tohto dôvodu je použitie fs impulzov v normálnej oblasti limitované na kratšie vzdialenosti. Vzhľadom na asymetriu medzi jadrami dochádza k zníženiu efektívnosti presmerovania žiarenia medzi jadrami. Keďže však Kerrov optický jav zväčšuje efektívnu hodnotu indexu lomu v jednotlivých jadrách, tak potenciálne by bolo možné nelineárnym efektom ovplyvniť efektívnosť presmerovania medzi jadrami. Na základe tejto myšlienky

bola analyzovaná efektívnosť presmerovania pre rôzne hodnoty špičkových výkonov pre naviazanie do oboch jadier. Výsledky sú na obr. 5.

a)



b)



Obr. 5. Porovnanie efektivity previazania medzi jadrami v závislosti od vstupnej intenzity pri naviazaní do prvého (horného) jadra (a), a pri naviazaní do druhého (dolného) jadra (b)

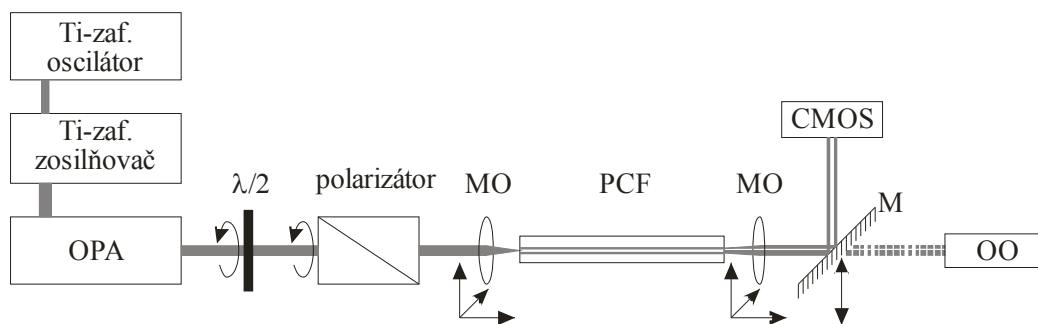
Ako je možné vidieť z výsledkov na obr. 5., nelineárny efekt ovplyvňuje efektívnosť presmerovania medzi jadrami. V lineárnom prípade bez ohľadu na to, do ktorého jadra sme naviazali vstupný impulz je efektívnosť previazania do druhého jadra na úrovni 75%, keďže jadrá nie sú identické. Ako náhle však zoberieme do úvahy nelineárny člen, tak je šírenie v jednotlivých jadrách výrazne odlišné. V prvom jadre sa efektívnosť presmerovania znižuje, čo je spôsobené tým, že nelineárny efekt len zväčšuje asymetriu medzi jadrami. Na druhej strane, keď je svetlo naviazané do druhého jadra, tak do 12,5kW špičkového výkonu sa efektívnosť presmerovania zväčšuje až na takmer 90%. Potom však tiež začne klesať. Pozorovaný efekt je spôsobený tým, že pri nižších intenzitách dochádza k znižovaniu asymetrie medzi jadrami, avšak ďalším zvyšovaním výkonu sa asymetria otočí a opäť dochádza k zníženiu efektívnosti previazania. Je možné si všimnúť, že efektívnosť nedosahuje 100% a nie je to ani možné, lebo dostatočný výkon na indukovanie zmeny indexu lomu je len v strede impulzu. Oba konce však nemajú dostatočný výkon, preto neovplyvňujú efektívnosť previazania a v konečnom dôsledku bránia dosiahnutiu 100% efektívnosti presmerovania.

V práci bol tiež skúmaný vplyv vlastností vstupného impulzu na generované superkontinuum. Z vlastností bola najviac skúmaná frekvenčná modulácia impulzu (chirp) a špičkový výkon. Takisto boli porovnávané spektrá generované v normálnej a anomálnej oblasti disperzie. Analýza sa výraznejšie nezaoberala trvaním impulzu a šumom v impulze. Šum v impulze je spôsobený tepelnými javmi v laseri a potom spontánnym Ramanovským rozptylom vo vlákne. V prípade dlhších impulzov ako 200fs dochádza v anomálnej oblasti k modulačnej nestabilite a šum na obálke impulzu ovplyvňuje generáciu superkontinua. Keďže v našich experimentoch boli použité impulzy s FWHM 80fs, týmto javom nebola venovaná výraznejšia pozornosť.

Pri analýze frekvenčnej modulácie sa ukázalo, že pozitívna lineárna frekvenčná modulácia zvyšuje generovaný špičkový výkon podobne ako zvýšenie intenzity. Navyiac podobným spôsobom ovplyvňuje aj vlnovú dĺžku generovanej disperznej vlny. Ako sa ukazuje, disperzná vlna je generovaná hlavne pri rozpade solitónu vyššieho rádu. Keď má tento vyššiu intenzitu, stimulovaným Ramanovým efektom sa presúva ďalej do IČ oblasti, preto potom generovaná disperzná vlna spĺňa odlišné kritériá na fázovú synchronizáciu.

3. Výsledky experimentálnej časti práce

V experimentálnej časti práce boli namerané spektrá generované v predstavenom dvojjadrovnom vlákne. Ako laserový zdroj bol použitý preladiteľný Ti-zafírový laserový systém, ktorý pozostával z Ti-zafírového oscilátora, Ti-zafírového zosilňovača a preladiteľnosť vlnových dĺžok umožňuje optický parametrický zosilňovač (OPA) v rozsahu približne 1110-1500nm. Schéma aparátury použitej pri vyšetovaní je na obr. 6.

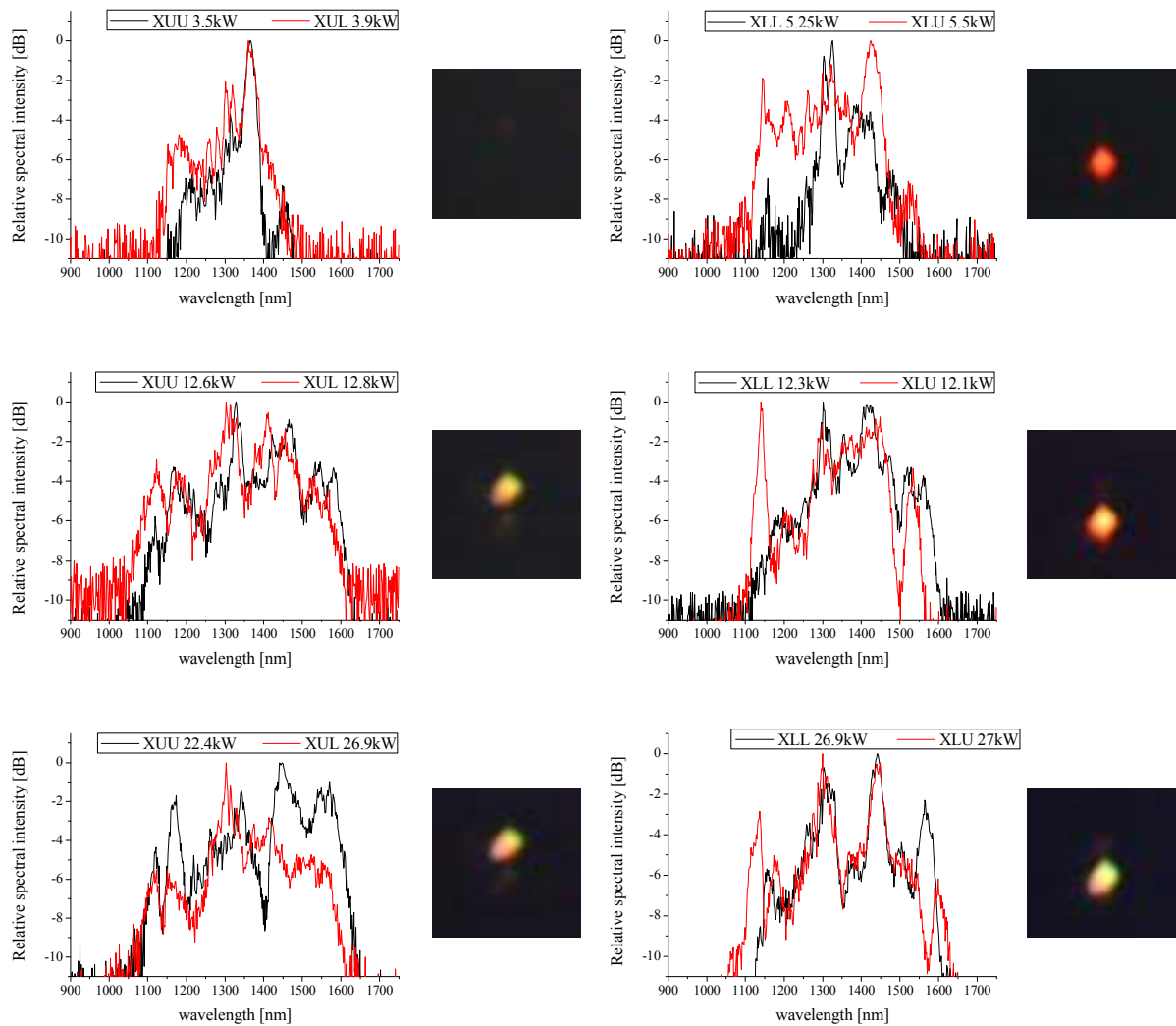


Obr. 6. Schéma experimentálnej aparátury použitej pri vyšetovaní dvojjadrového vlákna

Polvlnová doštička ($\lambda/2$) je použitá na rotáciu vstupnej polarizácie a spolu s polarizátorom umožňuje plynule meniť vstupnú intenzitu do vlákna. Polarizátor zároveň umožňuje meniť určitú vstupnú polarizáciu do vlákna. Na naviazanie svetla do vlákna a zobrazenie blízkeho poľa výstupu sú použité mikroobjektívy 40× (MO), ktoré sú umiestnené na 3D posuvných stojanoch. Výstup z vlákna je zobrazovaný buď na zberné vlákno IČ spektrálneho analyzátora Ocean Optics (OO), alebo cez zrkadlo (M) na CMOS čip, ktorý tak zaznamenáva priestorové rozloženie intenzity v blízkom poli hlavne vo viditeľnej oblasti a blízkej IČ. Vstupné čelo zberného vlákna i CMOS čip sú oba v ohnisku pre žiarenie z blízkej IČ oblasti. Použitá aparátura umožňuje selektívne meranie spektra na výstupe každého jadra. Okrem toho je možné meniť vstupné parametre – intenzitu, polarizáciu, naviazanie do jednotlivých jadier i vlnovú dĺžku. Príklad výsledkov meraní pre polarizáciu kolmo na jadrá (X) pre rôzne intenzity je na obr. 7.

X polarizácia, Horné jadro excitované

X polarizácia, Dolné jadro excitované



Obr. 7. Spektra namerané v jednotlivých jadrách pre rôzne intenzity pre vstupnú vlnovú dĺžku 1300nm

V jednom grafe sú zobrazené dve spektra s porovnateľnými hodnotami intenzity na vstupe pri rovnakom naviazaní. V označení grafov X znamená polarizáciu, druhé písmeno označuje vstupné horné (U) resp. dolné jadro (L) a tretie písmeno označuje výstupné jadro. Napravo od grafov sú zodpovedajúce rozloženia intenzity zaznamenané CMOS čipom. Viditeľná zložka spektra je generovaná disperzná vlna. Z obrázkov je viditeľný posun do kratších vlnových dĺžok pri zvyšovaní vstupnej intenzity. Efekt je spôsobený stimulovaným Ramanovým rozptylom. Zo začiatku je vo vlákne generovaný solitón vyššieho rádu, ktorý je pri väčšej vstupnej intenzite posunutý ďalej do IČ oblasti Ramanovým efektom. Z toho dôvodu sa menia podmienky fázovej synchronizácie pre generáciu disperznej vlny. Navyše vyššia intenzita dopadajúceho svetla tiež cez Kerrovský efekt ovplyvňuje fázovú synchronizáciu.

V práci bol tiež čiastočne diskutovaný šum a jeho vplyv na výsledné spektrum. Za šum je možné považovať jednak šum v rámci impulzu generovaný tepelnými javmi v laseri a vo vlákne spontánnym Ramanovým rozptylom, ale aj fluktuácie intenzity medzi jednotlivými impulzmi.

4. Zhrnutie

Na tejto krátkej ploche nie je možné rozobrať detailne všetky výstupy práce tak, aby boli zrozumiteľné. V stručnosti hlavným výstupom práce je vypracovanie numerického modelu opisujúceho pomerne komplexne nelineárnu interakciu svetla v dvojjadrovom vlákne. Tento model poskytuje široké možnosti na analýzu javov v dvojjadrových vláknach. Takisto umožňuje analyzovať vplyv vlastností vstupného impulzu na generované žiarenie. Porovnaním výsledkov experimentálnej časti a modelu sa podarilo nájsť niektoré paralely, ktoré umožňujú využitie dvojjadrového vlákna jednak ako zdroj superkontinua ako aj nelineárneho smerovacieho člena. Pre využitie v praxi je však nevyhnutné upraviť vlastnosti vlákna v závislosti od aplikácie, k čomu môže napomôcť prezentovaný model.

5. Literatúra

1. J. P. Vigneron, M. Rassart, Z. Vértesy, K. Kertész, M. Sarrazin, L. P. Biró, D. Ertz, and V. Lousse – Optical structure and function of the white filamentary hair covering the edelweiss bracts, *PHYS. REV. E* 71, 011906 (2005)
2. http://outernode.pir.sa.gov.au/__data/assets/image/0003/80760/Opal_Andamooka.JPG
3. <http://kisses4cuddles.deviantart.com/art/Peacock-Feather-51730710>
4. <http://fantaisieimpromptu.files.wordpress.com/2009/03/edelweiss.jpg>

6. Zoznam publikácií

Publikácie v zahraničných karentovaných časopisoch:

M. Koys, I. Bugar, D. Lorenc, R. Buczynski, D. Pysz and F. Uherek – Higher-Order Mode Investigations by Intermodal Interference in a Dual-Core Photonic Crystal Fiber, *Las. Phys.*, Vol. 18, pp. 1153–1158, (2008)

I. Bugar, I. V. Fedotov, A. B. Fedotov, M. Koys, R. Buczynski, D. Pysz, J. Chlpik, F. Uherek and A. M. Zheltikov – Polarization-Controlled Dispersive Wave Redirection in Dual-Core Photonic Crystal Fiber, *Las. Phys.*, Vol. 18, pp. 1420–1428, (2008)

Publikácie v recenzovaných zborníkoch:

I. Bugar, J. Chovan, M. Koys, R. Buczynski, A. Fedotov, A. Zheltikov, F. Uherek – Nonlinear and coupling performance of multicomponent glass double core photonic crystal fiber, In: Anniversary International Conference on Transparent Optical Networks. - New York, IEEE, (2008)

M. Koys, I. Bugar, R. Buczynski, D. Pysz, M. Michalka, F. Uherek – Supercontinuum generation in dual core photonic crystal fibre, In: International Conference on Transparent Optical Networks. - New York : IEEE, (2009)

Príspevky na konferenciách/abstrakty:

M. Koys, V. Mesaros, D. Senderakova – Model of light interference to test suitability of crystals for electrooptical modulation, In: 16th Czech-Polish-Slovak Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics. - Wroclaw : Wroclaw University of Technology, (2008)

D. Senderakova, M. Koys, V. Mesaros, A. Strba – Education in our laboratory of coherent optics, In: Photonics Prague 2008. - Praha : Czech & Slovak Society for Photonics, (2008)

7. Summary

Presented work is focused on analysis of nonlinear effects in dual core photonic crystal fiber. The analysis is performed both theoretically and experimentally. Theoretical approach is based on GNLSE commonly solved numerically by the split-step Fourier method. The equation includes complete dispersion curve (all orders of dispersion), SPM, self-steepening and stimulated Raman scattering. In the anomalous dispersion region equation describes effects like high order soliton formation, soliton fission, dispersion wave generation or soliton self-frequency shift. Applied model allows definition of various input pulse properties including shape, central frequency, intensity (or peak power), duration, chirp or intrapulse noise caused by thermal effects in laser and then spontaneous Raman scattering in fiber. In order to analyze dual core fibers, coupled GNLSEs have been derived. For that purpose, split-step Fourier method was modified to be used with coupled equations. Most of the effects were analyzed and applied in dual core fibers.

Simulation results indicate possibility to use dual core fiber as a supercontinuum source and also as a nonlinear coupler. According to the results, supercontinuum generated in dual core fiber is flatter with less distinctive peaks than single core generated supercontinuum with comparable dispersion curve. Simulation results also show a potential of using a dual core fiber as nonlinear coupler in both normal and anomalous dispersion regions.

In experimental part of the work obtained spectra were presented and analyzed. As experimental work is pioneering, experimental setup must have been designed and developed. Utilized experimental setup allows to change input intensity, polarization, frequency and adjust selective coupling. Comparison of experimental and simulation results revealed discrepancies. Experimental data have a significant noise arising mainly from a low output intensity and thus low spectral sensitivity of spectrometer. Therefore recorded noise in spectra is caused by spectrometer, not by the effects in the fiber. Experimental spectra are also flatter with less distinctive peaks. The effect is caused by input laser fluctuations blurring output spectrum. As one measurement takes into account 10000 pulses, averaging makes spectra flatter. Inclusion of fiber loss into simulations would also improve the similarity of simulation results to recorded spectra. Summarizing results it seems reasonable to utilize dual core PCF with lower loss for both studied applications – supercontinuum source and nonlinear coupler.