



Универзитет у Крагујевцу
Природно-математички факултет

Љубица М. Кузмановић

**Моделовање фотонско кристалних
оптичких влакана са W индексом
преламања**

докторска дисертација

Крагујевац, 2021.



University of Kragujevac
Faculty of Science

Ljubica M. Kuzmanović

Modelling of Photonic Crystal Fibers with W-shaped Refractive Index Profile

doctoral dissertation

Kragujevac, 2021.

Идентификациона страница докторске дисертације
Аутор
<i>Име и презиме:</i> Љубица Кузмановић
<i>Датум и место рођења:</i> 06.03.1988. Крагујевац
<i>Садашње запослење:</i> асистент на Природно-математичком факултету, Универзитета у Крагујевцу
Докторска дисертација
<i>Наслов:</i> Моделовање фотонско кристалних оптичких влакана са W индексом преламања
<i>Број страница:</i> 120
<i>Број слика:</i> 40
<i>Број библиографских података:</i> 150
<i>Установа и место где је рад израђен:</i> Природно-математички факултет, Крагујевац
<i>Научна област (УДК):</i> физика (53), оптичка влакна (621.391.6 (043.3)), теорија сигнала (666.189.21:666.22 (043.3))
Ментор: др Милан Ковачевић, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу
Оцена и одбрана
<i>Датум пријаве:</i>
<i>Број одлуке и датум прихватања теме докторске дисертације:</i> IV-01-1207/6 (11.01.2018.)
<i>Комисија за оцену научне заснованости теме и испуњености услова кандидата:</i> 1. др Дејан Пантелић, научни саветник, Институт за физику у Београду 2. др Светислав Савовић, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу 3. др Ана Симовић, научни сарадник, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу
<i>Комисија за оцену и одбрану докторске дисертације:</i> 1. др Дејан Пантелић, научни саветник, Институт за физику у Београду 2. др Светислав Савовић, редовни професор, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу 3. др Ана Симовић, научни сарадник, Природно-математички факултет, Универзитет у Крагујевцу
<i>Датум одбране дисертације:</i>

Захвалнице

Ова докторска дисертација је у целини рађена на Институту за физику Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу, под менторством проф. др Милана Ковачевића.

Желела бих да изразим велику захвалност свом ментору, др Милану Ковачевићу, на стрпљењу и несебичној помоћи, не само при изради ове дисертације, већ током мог целокупног академског образовања.

Такође, захваљујем се члановима комисије проф. др Дејану Панетлићу, проф. др Светиславу Савовићу и др Ани Симовић, који су својим сугестијама и коментарима значајно допринели унапређењу квалитета ове дисертације.

Желим да се захвалим и својим пријатељима и колегама који су ме увек бодрили.

Највећу захвалност дугујем својој породици која ме је у свему неизмерно подржавала и веровала у мене.

Љубица Кузмановић

Крагујевац, 2021.

Сажетак

Коришћењем временски независне и временски зависне једначине протока снаге, испитиване су преносне карактеристике фотонско кристалног оптичког влакна са W профилем индекса преламања. За различите комбинације одабраних структурних параметара фотонско кристалног влакна са W индексом преламања одређене су дужине на којима се успостављају стационарна и равнотежна расподела модова, потом губици који настају услед спрезања модова, пропусни опсег и фреквентни одзив. Испитиван је и утицај таласне дужине и различитих услова побуђивања светлости на улазу у влакно на простирање светлости и губитке цурећих модова. За једномодно фотонско кристално влакно W типа је испитиван утицај структурних параметара на слабљење сигнала услед Рејлијевог расејања. Све испитиване параметре је значајно познавати приликом моделовања и дизајнирања влакна за одређену врсту примене.

кључне речи:

фотонско кристална оптичка влакна

фотонско кристално влакно са W индексом преламања

једначина протока снаге

губици цурећих модова

пропусни опсег

Рејлијево расејање

Abstract

Using the time-independent and time-dependent power flow equation, transient characteristics of W-type photonic crystal fiber were investigated. For different combinations of values of selected structural parameters of W-type photonic crystal fiber, we have determined: the lengths of the fiber at which stationary and equilibrium mode distributions are established, coupling losses, bandwidth and frequency response. Also, the influence of wavelength and different light excitations on light transmission and leaky mode losses was examined. The influence of structural parameters on losses due to Rayleigh scattering was investigated for singlemode W-type photonic crystal fiber. All of the examined parameters are significant for modelling and designing a fiber for a specific application.

keywords:

photonic crystal optical fibers

W-type photonic crystal fiber

power flow equation

leaky mode losses

bandwidth

Rayleigh scattering

Садржај

Списак слика	8
Списак табела	11
Појмови и симболи	12
Скраћенице	14
Увод	15
1 Фотонско кристална оптичка влакна	19
1.1 О фотонским решеткама	19
1.2 Фотонско кристална влакна	21
1.3 Фабрикација фотонско кристалних оптичких влакана	25
1.4 Простирање светлости у фотонско кристалним влакнима	27
1.5 Влакна са индексним вођењем	27
1.6 ФКВ са Браговим расејањем	33
1.6.1 ФКВ са Браговим расејањем са шупљим језгром	33
1.6.2 Фотонско кристална PBG влакна са пуним језгром	34
1.7 Хибридна ФКВ	35

1.8	ФКВ допирана флуидом	36
1.9	Неке примене ФКВ	37
1.10	Једномодно микроструктурирано полимерно оптичко влакно	38
1.11	Предности микроструктурираног полимерног оптичког влакна	39
2	Оптичко влакно са W профилем индекса преламања	42
2.1	Конвенционална оптичка влакна	42
2.2	Оптичка влакна са W профилем индекса преламања	43
2.3	Најважније преносне карактеристике влакна са W профи- лом индекса преламања	45
2.4	Моделовање W -влакна - концепт SC референтног влакна .	46
2.5	Коментар о вишемодном W -влакну	47
2.6	ФКВ са W индексом преламања	49
2.7	Дизајн W -ФКВ	53
3	Моделовање W-ФКВ	55
3.1	Једначина протока снаге	55
3.1.1	Апроксимација континуума	55
3.1.2	Једначина протока снаге	56
3.1.3	Временски независна једначина протока снаге за влакна са W профилем индекса преламања	57
3.1.4	Временски зависна једначина протока снаге за влакна са W профилем индекса преламања	66
3.2	Моделовање W -ФКВ таласном теоријом	71
3.2.1	Одређивање губитака услед Рејлијевог расејања у једномодном W -ФКВ	71

4 Нумерички резултати	80
4.1 Опис испитиваног W-ФКВ	80
4.2 Утицај параметара влакна на угаону расподелу снаге мо- дова код вишемодног W-ФКВ са чврстим језгром	81
4.3 Рачунање пропусног опсега W-ФКВ помоћу временски за- висне једначине протока снаге	86
4.4 Контролисање слабљења цурећих модова у вишемодном W-ФКВ у инфрацрвеном домену таласних дужина	91
4.5 Одређивање губитака услед Рејлијевог расејања у фотон- ско кристалним оптичким влакнима са W профилем ин- декса преламања	94
Закључак	101
Библиографија	106
Биографија кандидата	121

Списак слика

1.1	Шематски приказ кристалне решетке и функције потенцијала, и фотонске решетке и функције диелектричне константе	20
1.2	Примери једно-, дво- и тродимензионалних кристала	21
1.3	Константа простирања β у влакну	22
1.4	Различити типови фотонско кристалних влакана	23
1.5	Микрофотографије добијене оптичким и скенирајућим електронским микроскопом	24
1.6	Припрема паковања капиlara	25
1.7	Поступак припреме паковања и извлачења ФКВ.	26
1.8	Влакно са индексним вођењем	28
1.9	Попречни пресек ФКВ са језгом од чистог стакла	29
1.10	ФКВ са шупљим језгром које је испуњено ваздухом	33
1.11	ФКВ са језгром од чистог стакла	35
1.12	Фотографије попречног пресека ФКВ	35
1.13	Хибридно фотонско кристално влакно	36
2.1	Простирање светлости кроз степ-индекс оптичко влакно	43
2.2	Профили индекса преламања светлости код неких оптичких влакана	44

СПИСАК СЛИКА

2.3	Попречни пресек и профил индекса преламања W-влакна	44
2.4	Модел који се користи за квалитативно описивање W-влакна	46
2.5	Релативни проток снаге ван језгра вишемодног W-влакна	50
2.6	Попречни пресек вишемодног ФКВ са два омотача и одговарајући профил индекса преламања	51
3.1	Мрежа за експлицитни метод коначних разлика	62
3.2	Простирање вођених и цурећих модова у W-влакну	64
3.3	Попречни пресек и профил индекса преламања ФКВ са два омотача	75
4.1	Ефективни индекс преламања унутрашњег омотача у функцији односа λ/Λ	82
4.2	Губици цурећих модова у W-ФКВ са два и четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу	83
4.3	Дужина z_s у функцији пречника шупљина у унутрашњем омотачу d_q	83
4.4	Дужина z_s у функцији пречника шупљина у унутрашњем омотачу d_q за четири пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача d_p за θ_p ексцитацију.	84
4.5	Дужина z_s у функцији пречника шупљина у унутрашњем омотачу d_q за четири пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача d_p за θ_q ексцитацију.	85
4.6	Промена нормализоване угаоне расподеле снаге на излазу са дужином влакна за случај са два прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу ($\delta = 0,24$) за уску θ_p ексцитацију и пречник шупљина у спољашњем омотачу $d_p = 1 \mu\text{m}$	86
4.7	Пропусни опсег у функцији растојања које светлост прелази за различите пречнике ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу и за θ_p ексцитацију, за фиксирани пречник шупљина у спољашњем омотачу.	87

СПИСАК СЛИКА

- 4.8 Пропусни опсег у функцији растојања које светлост прелази за различите пречнике ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу и за θ_q ексцитацију, за фиксирани пречник шупљина у спољашњем омотачу. 88
- 4.9 Пропусни опсег у зависности од дужине трансмисије за различите пречнике d_p и фиксирану вредност d_q за θ_p ексцитацију 89
- 4.10 Пропусни опсег у зависности од дужине трансмисије за различите пречнике d_p и фиксирану вредност d_q за θ_q ексцитацију 89
- 4.11 Пропусни опсег у зависности од губитака услед спрезања модова 90
- 4.12 Слабљење цурећих модова при различитим таласним дужинама за $\delta = 0,24$, $d_p = 1 \mu\text{m}$ и различите пречнике d_p . . . 91
- 4.13 Слабљење цурећих модова при различитим таласним дужинама за $\delta = 0,48$, $d_p = 1 \mu\text{m}$ и различите пречнике d_p . . . 92
- 4.14 Угаоне расподеле снаге за $d_p = 1 \mu\text{m}$, $d_q = 2 \mu\text{m}$, $\delta = 0,24$, $D = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$ и за θ_q ексцитацију, за различите таласне дужине 94
- 4.15 Угаоне расподеле снаге за $d_p = 1 \mu\text{m}$, $d_q = 2 \mu\text{m}$, $\delta = 0,48$, $D = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$ и за θ_q ексцитацију, за различите таласне дужине 95
- 4.16 Дужина z_s у зависности од таласне дужине за пречник ваздушних шупљина у спољашњем омотачу $d_p = 1 \mu\text{m}$ и различите пречнике ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу d_q , за (а) два и (б) четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу 96
- 4.17 Губици услед Рејлијевог расејања у функцији пречника ваздушних шупљина 97
- 4.18 Губици услед Рејлијевог расејања у функцији пречника ваздушних шупљина за различите таласне дужине и различита растојања међу шупљинама у унутрашњем омотачу W-ФКВ 98

Списак табела

3.1	Коефицијенти у једначини 3.66	78
3.2	Коефицијенти у једначини 3.68	79
4.1	Ефективни индекси преламања n_q , релативна разлика индекса преламања Δ_q и одговарајући критични углови θ_q који одговарају различитим пречницима ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу	81
4.2	Ефективни индекси преламања n_p , релативна разлика индекса преламања Δ_p и одговарајући критични углови θ_p који одговарају различитим пречницима ваздушних шупљина у спољашњем омотачу	81

Појмови и симболи

основни испуњујући мод фундаментални мод бесконачног фотонско кристалног омотача влакна када нема језгра

ПММА поли(метил метакрилат); акрил или акрилно стакло; провидна термопластика, често се користи зато што је лакша и отпорнија на ломљење од обичног стакла

A_0 коефицијент Рејлијевог расејања у чисто кварцном стаклу

A_i коефицијент Рејлијевог расејања у i -том слоју

a полупречник језгра

$D(r)$ концентрација примеса

$D(\theta)$ коефицијент спрезања модова

d_p пречник ваздушних шупљина у спољашњем омотачу влакна

d_q пречник ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу влакна

k_0 таласни број у вакууму $k_0 = 2\pi/\lambda$

n_0 индекс преламања језгра

n_{fsm} ефективни индекс преламања основног испуњујућег мода

n_p ефективни индекс преламања спољашњег омотача

n_q ефективни индекс преламања унутрашњег омотача

P_m снага m -тог мода

U нормализована трансверзална фаза

V ефективни параметар

W нормализована константа слабљења

$P(\theta, z)$ снага мода изражена у зависности од угла θ и дужине влакна

$\alpha(\theta)$ модално слабљење

β константа простирања

Γ_1 фактор задржавања фундаменталног мода LP_{01}

Δ релативна разлика индекса преламања

$\Delta(r)$ нормализована разлика индекса преламања

Δ_p релативна разлика индекса преламања спољашњег омотача и језгра

Δ_q релативна разлика индекса преламања унутрашњег омотача и језгра

δ нормализована ширина унутрашњег омотача

Λ растојање међу ваздушним шупљинама

λ таласна дужина светлости

$\tau(\alpha)$ модална дисперзија

θ угао простирања мода дуж влакна у односу на осу влакна

θ_p критични угао за спољашњи омотач

θ_q критични угао за унутрашњи омотач

Скраћенице

ГУРР губици услед Рејлијевог расејања

ИЦ инфрацрвено

МПОВ микроструктурирано полимерно оптичко влакно

ПОВ полимерно оптичко влакно

ФКВ фотонско кристално влакно

FSM енг. *fundamental space-filling mode* (основни испуњујући мод)

PBG енг. *photonic band gap* (фотонски забрањена зона; фотонски процеп)

PBGF енг. *photonic band gap fiber* (влакно које светлост води ефектом фотонски забрањене зоне)

PCF енг. *photonic crystal fiber* (фотонско кристално влакно)

SC енг. *single-clad* (влакно са једним омотачем)

SI енг. *step-index* (степенести индекс преламања)

W-ФКВ фотонско кристално влакно са W профилем индекса преламања

Увод

Савремено информационо доба захтева све брже комуникационе системе. Ово је довело до наглог развоја технологије оптичких влакана која данас представљају стандард оптичких комуникационих система. Главни предуслов за развој комуникација какве данас познајемо су била оптичка влакна које је Чарлс Као¹ изумео шездесетих година XX века. Оптичка влакна се могу дефинисати као проводници електромагнетних таласа (таласних дужина од видљивог спектра до блиског инфрацрвеног спектра) дуж транспарентне диелектричне структуре, при чему се провођење заснива на тоталној унутрашњој рефраксији.

Према материјалу од којих се праве оптичка влакна, може се направити груба подела на пластична и стаклена оптичка влакна. Пластична (полимерска) оптичка влакна обично имају веће губитке него стаклена што ограничава њихову примену. За израду стаклених оптичких влакана најчешће се користе силицијум-диоксид (кварц; SiO_2), фосфатна стакла (P_5O_2), као и неоксидна стакла као што су флуоридно стакло и халкогенидно^{2 3} стакло. Стандардна стаклена оптичка влакна (код којих је језгро од чистог или допираног силицијум-диоксида, дужи низ година имају кључну улогу у развоју телекомуникационих мрежа које се кори-

¹Чарлс К. Као (Charles Kuen Kao) је 2009. добио половину Нобелове награде за физику за открића која су поставила темеље технологије оптичких влакана, која се данас као најефикаснија користи за скоро све типове комуникације у свету. Другу половину Нобелове награде те године поделили су Вилард Стерлинг Бојл (Villard Sterling Boyle) и Џорџ Елвуд Смит (George Elwood Smith) за откриће дигиталног оптичког сензора – CCD (Charge-Coupled Device), који данас чини основни део скоро сваког дигиталног фотоапарата или дигиталне камере.

²Халкогениди су хемијска једињења која се састоје од бар једног анјона халкогена и бар још једног електропозитивног елемента. Многе руде метала су халкогениди

³Халкогени су елементи 16. групе периодног система елемената, познати и под називом кисеоникова група (O, S, Se, Te, Po, Lv). Израз халкогениди чешће подразумева сулфиде, селениде и телуриде, а оксиди се обично не убрајају у халкогениде.

сте за пренос сигнала на велика и средња растојања. У последње време се пуно ради и на примени на технологије оптичких влакана у комуникацијама на кратким растојањима. Осим што су постала неизбежна у комуникационим технологијама, оптичка влакна су нашла примену и у медицини, инжењерству, дијагностици, ауто и авио-индустрији, грађевинарству, различитим сензорима, ласерима и појачавачима, итд. У зависности од примене се бира влакно одговарајућег профила индекса преламања, односно најпогоднији тип влакна. Најчешће су у употреби: степенести, градијентни, W, комбинација степенастог и градијентног профила индекса преламања, и др.

У стандардним влакнима, стакленим или пластичним, светлост се, захваљујући чињеници да језгро има већи индекс преламања него околни материјал (омотач), кроз језгро преноси помоћу тоталне унутрашње рефлексије на граници језгро/омотач. Оптичка влакна са степенастим или градијентним индексом преламања имају неизбежно слабљење енергије светлости (сигнала), које је веће код дужих влакана. Експериментални резултати су показали да се губици у оптичким влакнима највећим делом јављају услед апсорпције и расејања светлости на нечистоћама у градивном материјалу самог влакна. Лабораторије широм света покушавају да смање укупне губитке у обичним стакленим, односно пластичним оптичким влакнима. Филип Расел⁴ и група истраживача са Универзитета у Бату⁵ су 1996. године почели да развијају нови тип оптичких влакана са шупљином у средини (шупљим језгром) тзв. шупље влакно (енг. *holey fiber*), и влакно са пуним језгром и шупљикавим омотачем, у којима су губици знатно смањени у поређењу са стандардним оптичким влакнима. Раселова група је дизајнирала влакна која светлост воде помоћу „фотонски забрањене зоне” тј. фотонског процепа (енг. *photonic bandgap*). Ово влакно је познато под називом микроструктурирано влакно (енг. *microstructured fiber*), а може имати шупље или пуно језгро, и омотач који се састоји од великог броја ваздушних шупљина периодично распоређених у правилну, најчешће хексагоналну, структуру. Шупљине у омотачу се простиру дуж целог влакна и обезбеђују да индекс преламања омотача буде мањи од индекса преламања пуног језгра.

Феномене који се испољавају при простирању светлости кроз средину с периодичном променом индекса преламања увидео је Рејли⁶ још 1887. године. Испитујући комад стакла чија је површина услед некоришћења

⁴Philip Russell

⁵University of Bath

⁶John William Strutt, 3rd Baron Rayleigh

и хемијске реакције са околином имала измењена оптичка својства, Рејли је приметио да се од површине стакла одбио мањи део светлости у поређењу са случајем када је употребио потпуно ново стакло. Комбинујући више оваквих стакала дизајнирао је систем којим је било могуће управљати светлошћу, тј. претечу данашњих структура које називамо фотонским кристалима. Фотонски кристали представљају специјалну врсту оптичких таласовода са периодичном променом индекса преламања, у којима је могуће потпуно контролисати простирање светлости променом параметара система. као што су индекс преламања и период решетке. Њихов састав, геометрија и периодичност су реда величине таласне дужине светлости. Фотонски кристали правилном микроструктуром знатно мењају оптичке особине материјала у који су уграђени. Међутим, иако је за науку ово релативно ново откриће, фотонски кристали су већ били присутни у природи. Многи организми, и животињски и биљни, своје боје не дугују пигментима већ фотонским кристалима који се налазе њиховим површинама. Они су обојени захваљујући феноменима интерференције, одбијања и дифракције светлости на структурним променама површинског слоја ових организама, при чему су димензије тих промена реда величине таласне дужине упадне светлости. Састав, геометрија, периодичност и димензије њихових површина утичу на тип интеракције са светлошћу, што даје веома уске опсеге фреквенција пропуштене светлости чиме се постиже висока чистоћа боје и сјај. Примери природних фотонских кристала су седефасти унутрашњост шкољке, крила и тело неких инсеката, перје више врста птица (голуб, паун), крљушт риба, чекиње морског миша, површина неких бобица (нпр. *pollia condensata*), кристали и полудраго камење попут опала и др. По угледу на природне фотонске кристале, са развојем технологије направљене су и вештачке фотонске структуре, чиме је отворено ново поље у области оптичких влакана. Типични представници вештачких фотонских кристала су фотонско кристална влакна⁷ (ФКВ) која су и тема ове докторске дисертације. ФКВ могу имати различите геометрије и бити направљена од различитих материјала. Такође, широк је опсег фреквенција светлости, чак до области THz, која се може простирати кроз ФКВ. Ова влакна представљају нову револуцију у области оптичких влакана, пре свега због њихове флексибилности која им допушта велику слободу у дизајнирању, изради и примени. Истовремено, ово их чини доста сложенијим у структурном погледу, што знатно усложњава поступке теоријског проучавања преносних карактеристика ових влакана. Развијено је више метода за испитивање њихових преносних карактеристика. Најчешће коришћени

⁷енг. *photonic crystal fibers* (PCF)

приступу су геометријски, таласни и испитивање применом једначине протока снаге. Циљ овог рада је дизајнирање новог типа фотонско кристалног оптичког влакна са W индексом преламања, и теоријско испитивање његових преносних карактеристика применом једначине протока снаге. Поред поменутог приступа са применом једначине протока снаге, коришћена је и таласна теорија која се базира на решавању једначина поља и модалној анализи.

Рад је организован на следећи начин.

У првој глави рада описана су фотонско кристална оптичка влакна, типови и њихова геометрија, са посебним освртом на унутрашњу микроструктуру ФКВ. Изложени су основни принципи вођења светлости, као и неки примери примене ових влакана.

Друга глава се бави дизајнирањем и испитивањем преносних карактеристика фотонско кристалног влакна са W индексом преламања. Овде се описује структура самог влакна и уводе параметри којима се оно описује.

У трећој глави је објашњено моделовање простирања светлости применом, у првом делу временски-независне и временски-зависне једначине протока снаге, а у другом делу таласне теорије. Приказан је нумерички метод решавања једначина протока снаге код фотонско кристалног оптичког влакна са W индексом преламања.

У четвртој глави су приказани резултати добијени применом модела ефективног индекса преламања. Нумерички резултати указују на значајан утицај структурних параметара фотонског влакна (периода фотонске решетке, пречника ваздушне шупљине и радијуса језгра) на фреквентни одзив, пропусни опсег, спрезање таласних модова и губитке у овој врсти оптичких влакана. Добијени резултати се могу користити за оптимизацију параметара предложеног влакна.

На крају је дат закључак дисертације.

Глава 1

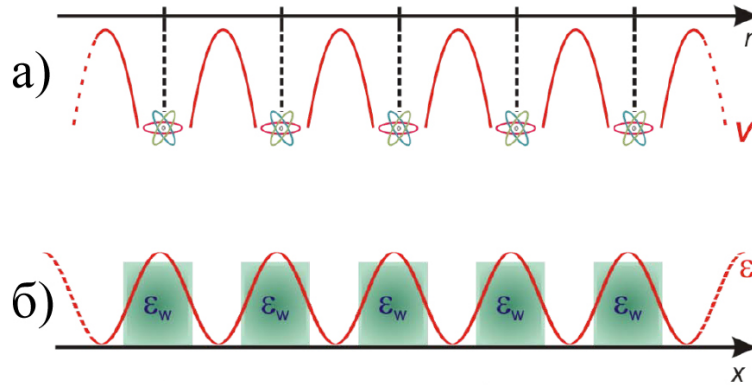
Фотонско кристална оптичка влакна

1.1 О фотонским решеткама

Периодично уређење структуре налазимо у различитим областима физике. Типичан пример је кристална решетка метала и полупроводника са правилним распоредом атома или молекула у решетки. За електрон који се креће кроз кристалну решетку, кристална решетка представља периодичан потенцијал, при чему особине проводљивости кристала зависе и од елемената који чине кристал и од геометрије саме решетки.

Квантна механика објашњава зашто се у проводном кристалу електрони крећу као дифузиони гас слободних честица, и како електрони не бивају расејани на елементима кристалне решетки. Одговор лежи у чињеници да се електрони простиру као таласи, а таласи се под одређеним условима могу простирати без расејања кроз периодични потенцијал (иако ће се расејавати на дефектима и нечистоћама). Такође, могу постојати процепи у енергетској (зонској) структури кристала, што значи да електронима са одређеним енергијама није дозвољено да се простиру у одређеним правцима. Уколико је потенцијал решетки довољно велики, процеп може покривати све могуће правце простирања, стварајући потпуни процеп односно забрањену зону. На пример, полупроводник има забрањену зону између валентне и проводне енергетске зоне.

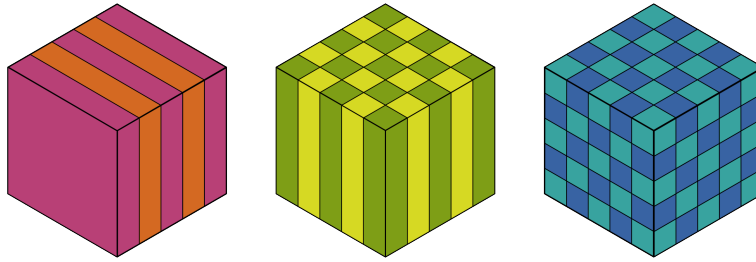
Оптички аналогон кристалној решетки је фотонска решетка. Фотон-



Слика 1.1: Шематски приказ (а) кристалне решетке и функције потенцијала који је последица Кулонових сила између атома у решетки и (б) фотонског кристала и функције диелектричне константе као оптичког параметра слојева фотонске решетке

ска решетка представља периодичну решетку која се карактерише периодичном променом диелектричне константе ϵ_r у одређеним правцима. У односу на обичну кристалну решетку, атоми или молекули су замењени макроскопским материјалима који имају различите диелектричне константе (индексе преламања), док је потенцијал замењен периодичном диелектричном функцијом. Као последица периодичности система могу се дефинисати одговарајуће зонске структуре са дозвољеним и забрањеним зонама за простирање светлости, сличне оним које се јављају у физици чврстог стања за електроне који се крећу кроз кристалну решетку. У фреквентном спектру фотонских кристала могу се видети одређени фреквентни процепи. Електромагнетни таласи који имају фреквенцију која припада забрањеној зони се не могу простирати кроз фотонски кристал. Дакле, једно решење проблема контроле простирања светлости је постојање фотонске структуре (решетке) са фотонски забрањеним зонама (фреквентним процепима), које у одређеним правцима спречавају простирање светлости одређених фреквенција (тј. одређеног опсега таласних дужина). У зависности од тога да ли се диелектрична константа мења у једном, два или три независна правца, фотонски кристали могу бити једнодимензионални (1D), дводимензионални (2D) или тродимензионални (3D) (Слика 1.2).

Фотонски кристал има микро- или наноструктуру са периодичном променом индекса преламања при чему префикси микро- и нано- указују на то да је реч о структурама чије су димензије упоредиве са тала-



Слика 1.2: Једноставни примери једно-, дво- и тродимензионалних кристала. Различите боје представљају материјале са различитим диелектричним константама. Особина која дефинише фотонски кристал је периодичност диелектричног материјала дуж једне или више оса.

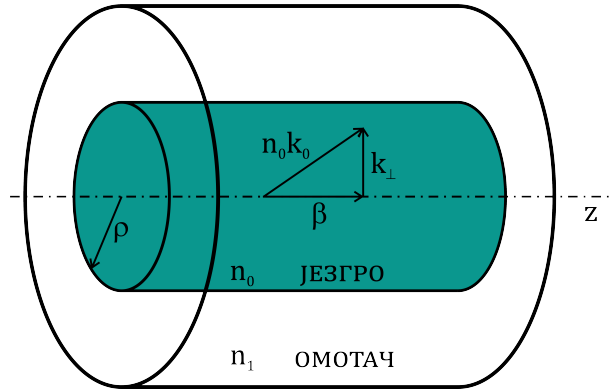
сном дужином светлости, а крећу се од неколико стотина микрона на ниже. Типични представник 2D фотонских кристала су фотонско кристална оптичка влакна која су већ дуже време у фокусу истраживача због многобројних примена у фотоници. Поступак производње фотонско кристалних, шупљикавих, влакана је доста сложен. Најједноставније речено, поступак се своди на паковање стаклених цевчица (или пуних стаклених цилиндара) у шестоугаону структуру након чега се такво паковање загрева до високих температура на којима се стаклене цевчице стапају, остављајући шупљине испуњене ваздухом. На тај начин се добија материјал са измењеним ефективним индексом преламања у поређењу са стаклом од којег су цевчице направљене.

1.2 Фотонско кристална влакна

Стандардна стаклена или пластична оптичка влакна, са степенастим или градијентним индексом преламања, воде светлост по принципу тоталне унутрашње рефлексije која се одиграва на граничној површи језгро-омотач. Да би се светлост простирала дуж влакна индекс преламања језгра (n_1) мора бити већи од индекса преламања омотача (n_2), тј. $n_1 > n_2$. Светлост која на једном крају уђе у влакно, погађа граничну површ језгро-омотач, тотално се рефлектује и тако напредује ка другом крају влакна. Таласна природа светлости намеће услов да простирање светлости постоји само под одређеним угловима, тј. постоји коначан број таласних мода који се могу простирати кроз дато влакно. За одређени таласни мод у оптичком влакну, компонента таласног вектора у правцу простирања (константа простирања; $\beta = nk \sin \theta$), остаје непромењена у

1. Фотонско кристална оптичка влакна

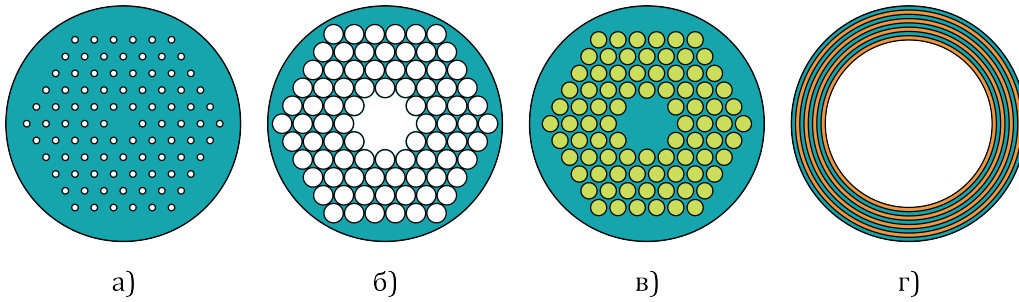
току простирања датог мода кроз језгро влакна. Уколико се кроз влакно може простирати само један таласни мод, реч је о једномодном оптичком влакну.



Слика 1.3: Константа простирања β у влакну. Таласни вектор за светлост таласне дужине λ у средини индекса преламања n је $n\vec{k}$, при чему је $k = 2\pi/\lambda$ интензитет таласног вектора у вакууму (таласни број); β је пројекција таласног вектора на осу влакна која се поклапа са правцем простирања светлости кроз влакно.

Уколико је омотач влакна периодична структура, на пример фотонска решетка, јављају се нови режими функционисања влакна, и такво влакно је познато као фотонско кристално влакно. У литератури ова влакна се још називају микроструктурирана (енг. *microstructured*) или шупљикава, односно шупља, (енг. *holey*) влакна. ФКВ се могу сматрати и подгрупом микроструктурираних влакана код којих се светлост води помоћу структурних промена, а не само помоћу разлике индекса преламања. Постоје различити дизајни фотонско кристалних влакана. На слици 1.4 дат је шематски приказ основних типова фотонско кристалних влакана. Језгро фотонско кристалног влакна може бити од стакла (чистог или допираног), или шупље (испуњено ваздухом или неким другим флуидом). Омотач ФКВ је фотонско кристална решетка најчешће састављена од стакло-ваздух структуре, али може бити и комбинација допираног стакла и ваздуха, допираног и чистог стакла, или комбинација два допирана стакла.

Прво стакло-ваздух фотонско кристално влакно је направљено 1995. године помоћу 217 стакелних цевчица (капилара) које су биле спаковане у осам прстенова око једне централне цевчице тако да су у попречном пресеку чиниле симетричну шестоугаону структуру (налик онима на слици 1.4 а), б) и в)). Првобитно, однос пречника ваздушне шупљине и пе-

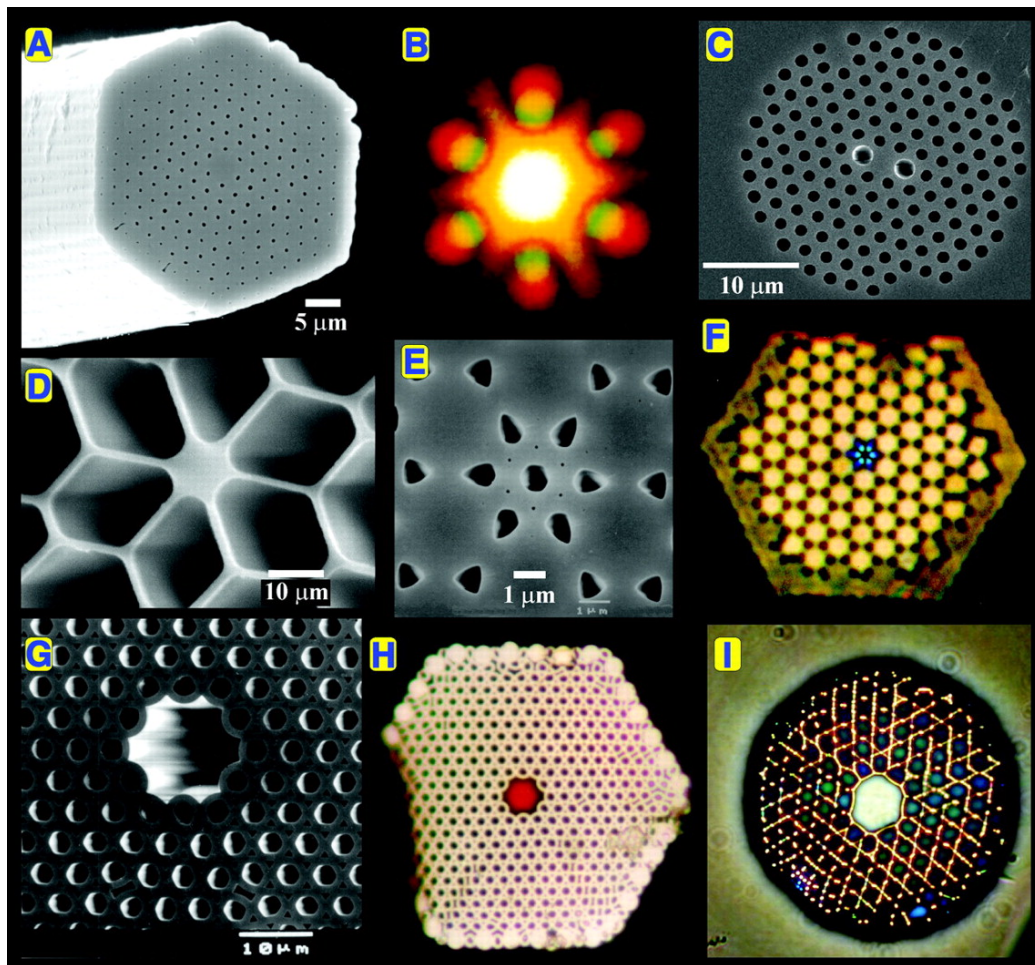


Слика 1.4: Различити типови фотонско кристалних влакана: а) једномодно фотонско кристално влакно са пуним језгром и фотонским кристаллом као омотачем чији је индекс преламања редукован ваздушним шупљинама. Светлост се простире кроз пуно језгро; б) фотонско кристално влакно са шупљим језгром и омотачем који представља ваздух-стакло фотонски кристал. Светлост се простире кроз шупље језгро (ваздух); в) фотонско кристално влакно са пуним језгром мањег индекса преламања од ефективног индекса преламања омотача, код кога су ваздушне шупљине испуњене материјалом већег индекса преламања у односу на силицијум; г) шупље влакно са омотачем који се састоји из више концентрично распоређених цилиндричних слојева који чине периодичну структуру. На овим сликама су белом бојом означене ваздушне шупљине, плава боја означава силицијум, а зелена и наранџаста материјале већег индекса преламања од индекса преламања чистог силицијума, нпр. силицијум допиран германијумом.

риода решетке, d/Λ , је износио око 0,2, што је, како је касније теорија показала, недовољно да би фотонско влакно са шупљим језгром водило светлост. Одмах потом развијено је фотонско кристално влакно са пуним језгром од чистог стакла (SiO_2) и омотачем кога чини фотонски кристал са 216 ваздушних шупљина. Након овога, долази до интензивног развоја технологије производње разних типова шупљикавих влакана. Тако су, у периоду од 1998. до 2000. године направљена ФКВ са великом површином модала (енг. *large mode area*), ФКВ са контролисаном дисперзијом, шупља ФКВ са двојним преламањем (енг. *birefringent PCF*), ФКВ са више језгара, и многа друга.

На слици 1.5 је приказан попречни пресек фотонско кристалних влакана [1]. Ове фотографије њихове микроструктуре су добијене оптичким и електронским скенирајућим микроскопом.

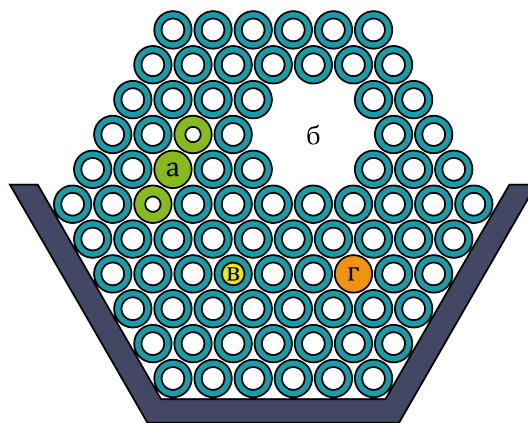
1. Фотонско кристална оптичка влакна



Слика 1.5: Микрофотографије добијене оптичким и скенирајућим електронским микроскопом [1]. А) Бесконечно једномодно ФКВ са језгром од чистог силицијума. В) Расподела интензитета светлости на екрану удаљеном од излаза, односно поље у далекој зони (енг. *far-field*) за влакно са слике (А) када је оно ексцитовано црвеним и зеленим ласером. С) Фотонско кристално влакно са двојним преламањем. Д) Фотонско кристално језгро са изузетно малим пуним језгром (800 nm) које карактерише ултрависока нелинеарност и нулта дисперзија на таласној дужини од 500 nm. Е) Прво фотонско кристално влакно са шупљим (ваздушним) језгром и шупљикавим омотачем у графену. Ф) Интензитет светлости на самом излазу влакна, односно поље у блиској зони (енг. *near-field*) снимљено за влакно на слици (Е) када је оно ексцитовано плавим ласером. Г) Фотонско кристално влакно са шупљим језгром. Н) Поље у блиској зони снимљено за шупље фотонско кристално влакно када је ексцитовано црвеним ласером. И) Фотонско кристално влакно са омотачем кога чини тзв. кагоме решетка.

1.3 Фабрикација фотонско кристалних оптичких влакана

Фотонско кристална влакна се данас производе у многим лабораторијама широм света применом различитих техника. Ова влакна се лако дизајнирају и углавном се праве коришћењем само једног материјала, одређеног стакла или полимера. На тај начин се елиминише потреба за два термално, хемијски и/или оптички компатибилна стакла која би чинила језгро и омотач код стандардних једномодних или вишемодних стаклених или пластичних влакана. Најчешће коришћен поступак израде фотонско кристалних влакана је тзв. техника „паковање-и-извлачење” (енг. *stack-and-draw*) коју је развила група истраживача са Универзитета у Бату под руководством професора Најта⁸. Процедура подразумева да се најпре произведу врло уски капилари спољашњег пречника око 1 mm. Они се углавном добијају термалним извлачењем од једне полазне стаклене цеви направљене од стакла високе чистоће чији је пречник око 20 mm. Однос спољашњег и унутрашњег пречник полазне цеви треба да буде у интервалу од 0,3 до 0,9, и он касније одређује однос d/Λ код финалног ФКВ. Промене пречника капилара не смеју премашивати 1% почетне вредности пречника капилара. Следећи корак је припрема предформе, односно иницијалног „паковања” (енг. *preform*) – макро верзије планиране микроструктуре ФКВ (Слика 1.6).

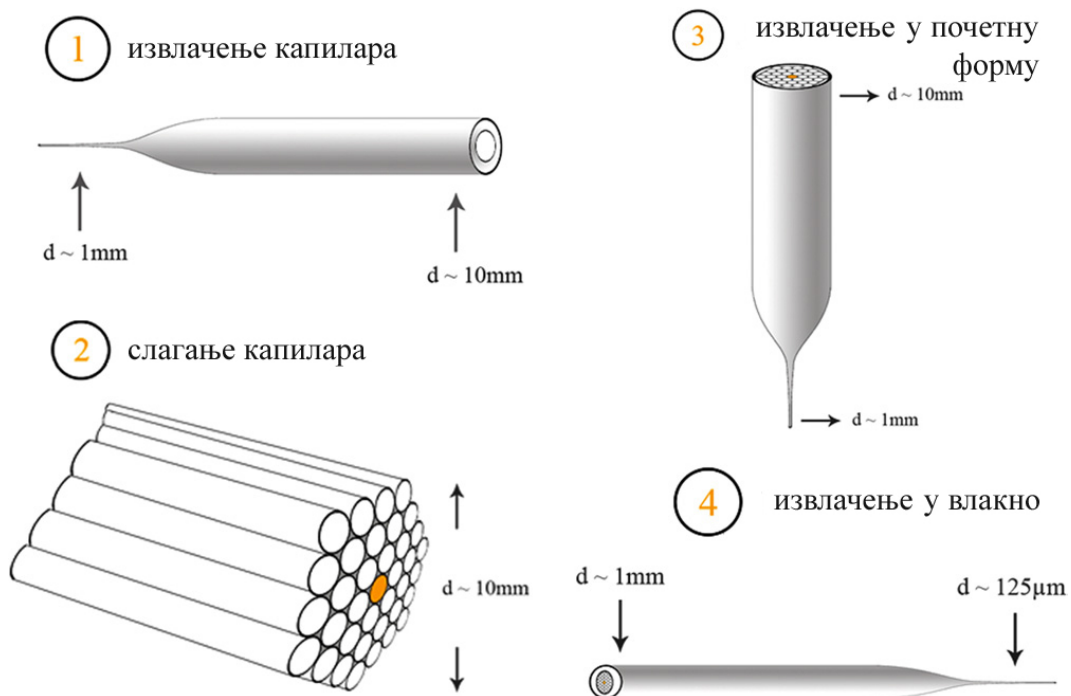


Слика 1.6: Припрема паковања капилара (а) за ФКВ са двојним преламањем, (б) за шупље ФКВ, (в) за ФКВ са допираним језгром, (г) за ФКВ са пуним језгром. Пречник капилара је око 1 mm, а дужина иде и до 1 m.

⁸Донатан Најт (Jonathan Knight)

1. Фотонско кристална оптичка влакна

Метарски стаклени капилари са спољашњим пречником од око 1 mm се хоризонтално пакују у специјално направљен калуп тако да у попречном пресеку формирају жељени, углавном хексагонални периодични дизајн за ФКВ. Тако распоређени капилари се затим обезбеђују посебно направљеним прстеном који омогућава да паковање задржи жељену хексагоналну структуру. Приликом припремања паковања неминовно се убацују разне нечистоће које је неопходно уклонити пре завршног чина стапања капилара. Посебно је штетан статички електрицитет који се углавном елиминише јаким електричним пољем тј. млазом јона који неутралише статички електрицитет. У припреми паковања се могу користити и допирана стакла у зависности да ли се жели добити ФКВ са више језгара или неки други тип ФКВ. (Слика 1.6). Припремљено паковање се убацује у специјалну цев која има прикључак за вакуум којим се контролише притисак у цеви. Тако припремљен узорак се ставља у пећ у којој се температура креће у интервалу од 1900 °С до 2100 °С. У процесу термалне обраде, односно стапања капилара, јако важну улогу игра прецизно котролисање притиска, температуре, брзине спуштања узорка у пећ. Сви ови фактори имају велики утицај на квалитет финалног производа, односно облик ФКВ. На крају процеса се извлачи влакно које се намотава на специјално припремљен калем.



Слика 1.7: Поступак припреме паковања и извлачења ФКВ.

1.4 Простирање светлости у фотонско кристалним влакнима

Постоје два основна механизма помоћу којих се светлост простире у ФКВ: модификована тотална рефлексивност и ефекат фотонског процепца Браговим расејањем. Који ће механизам бити доминантан зависи од материјала који чини језгро и карактеристика фотонске структуре омотача. Језгро ФКВ може бити од чистог силицијум-диоксида, допираног силицијум-диоксида или стакла са јако израженим нелинеарним особинама. Тако, према механизму провођења светлости, фотонско кристална оптичка влакна се могу поделити у две групе:

1. ФКВ са индексним вођењем (енг. *index-guiding PCF*) - светлост воде механизмом модификоване тоталне унутрашње рефлексивности.
2. ФКВ са шупљим језгром (енг. *hollow-core PCF*) - светлост воде ефектом фотонски забрањене зоне (енг. *Photonic Band Gap (PBG) effect*).

Као посебне подгрупе ФКВ са шупљим језгром, издвајају се:

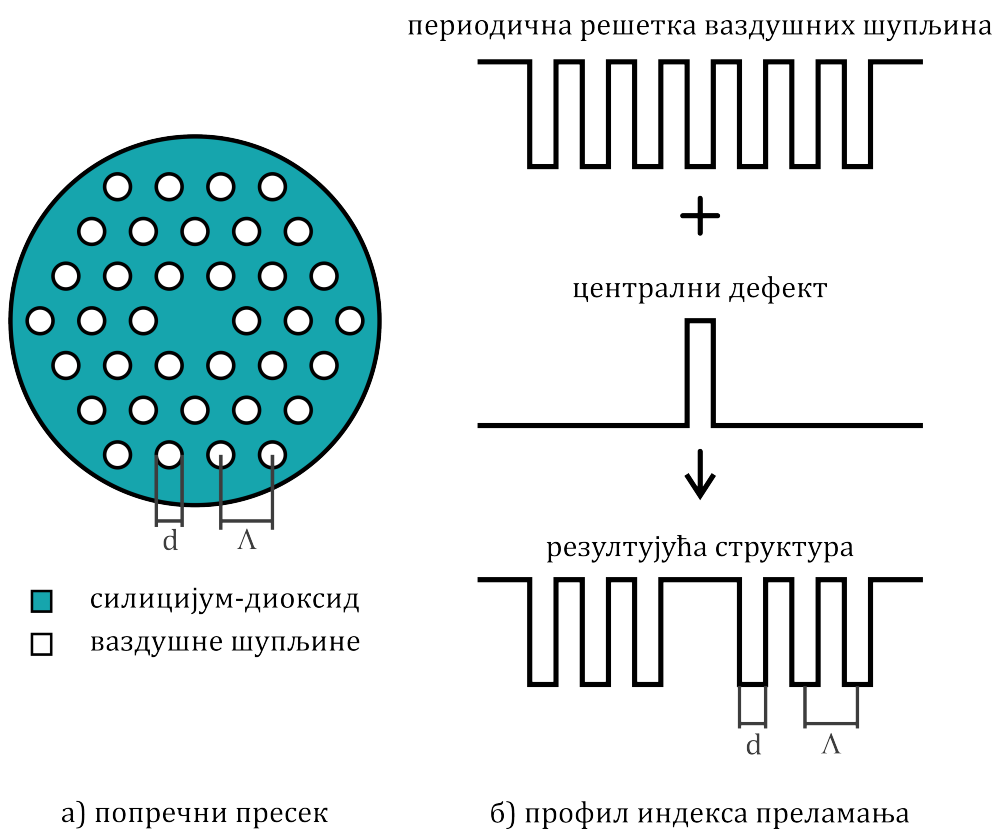
- ФКВ са пуним језгром, али мањег индекса преламања од ефективног индекса преламања фотонског кристала омотача (енг. *all-solid PBGF*) - светлост воде ефектом фотонски забрањене зоне
- Хибридна ФКВ (енг. *hybrid PCF*) - воде светлост механизмом тоталне унутрашње рефлексивности и механизмом фотонског фреквентног процепца.

1.5 Влакна са индексним вођењем

Влакна са индексним вођењем представљају најједноставнији, а истовремено и најчешћи тип фотонско кристалних влакана. Кроз њих се светлост простире по принципу модификоване тоталне унутрашње рефлексивности. Као што је приказано на Слици 1.8 (а), ова влакна имају пуно језгро, које може бити од чистог или допираног силицијум-диоксида. Језгро је окружено дводимензионалним фотонским кристалом који чини

1. Фотонско кристална оптичка влакна

омотач влакна. Овај фотонски кристал се састоји од низа шупљина испуњених ваздухом, које се простиру дуж целог влакна. Те ваздушне шупљине се налазе на микрометарском међусобном растојању, а најчешће су распоређене тако да образују хексагоналну шему у попречном пресеку. Ако се посматра попречни пресек влакна, односно фотонског кристала, чврсто језгро заправо представља тзв. дефект фотонске решетке, јер централна шупљина недостаје у шеми. На слици 1.8 је шематски приказ ове врсте фотонског кристалног влакна (попречни пресек), као и профил његовог индекса преламања.

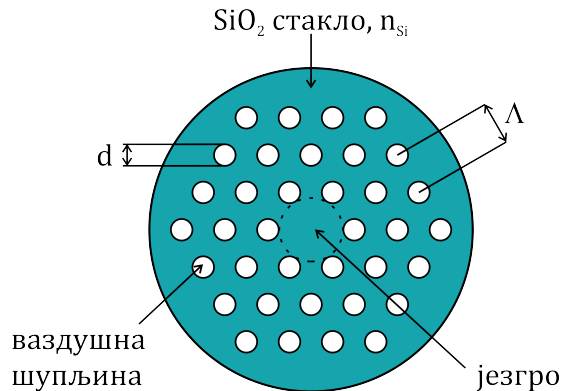


Слика 1.8: Влакно са индексним вођењем. Језгро и омотач су од истог материјала, али је индекс преламања омотача, због присуства низа шупљина, мањи од индекса преламања језгра.

Разлика између индекса преламања језгра и омотача у ФКВ са индексним вођењем је много већа него код стандардних влакана, и обично износи 1 – 2%. Основни геометријски параметри влакана са индексним вођењем су пречник шупљине у омотачу влакна (d), растојање између шупљина у омотачу (Λ), које се још назива и период решетке, и број слојева (низова) ваздушних шупљина. Фотонски кристал омотача влакна

1. Фотонско кристална оптичка влакна

се често описује уделом ваздуха тј. количником d/Λ који може бити од неколико процената, па чак до 90%. Важан фактор, који такође одређује преносне карактеристике ФКВ, је растојање између шупљина у фотонском кристалу омотача, а које се креће у интервалу од $1\ \mu\text{m}$ до $20\ \mu\text{m}$. Мењањем ових параметара, мења се константа простирања, а самим тим и дисперзија и нелинеарне особине влакна. На слици 1.9 је илустрован попречни пресек ФКВ са пуним језгром.



Слика 1.9: Попречни пресек ФКВ са језгром од чистог стакла. Омотач се састоји од низа шупљина испуњених ваздухом, које се простиру дуж целог влакна.

Ефективни индекс преламања омотача, кога чине ваздушне шупљине организоване у периодичну хексагоналну мрежу, једнак је ефективном индексу најнижег таласног мода који се може простирати у омотачу, који се назива основни испуњујући мод⁹ (FSM¹⁰). Ефективни индекс се дефинише као $n_{eff} = \beta_{FSM}/k$, где је β_{FSM} константа простирања FSM, а $k = 2\pi/\lambda$ таласни број у вакууму. Таласни модови за које важи услов $n_{eff} < \beta/k < n_{co}$ простиру се као вођени модови у језгру влакна; n_{co} представља индекс преламања језгра, а β је константа простирања датог мода. По аналогији са стандардним влакном, ефективни индекс се може користити као индекс преламања омотача у анализи особина ФКВ. Квалитативна анализа поља у влакну је показала да ако ФКВ у омотачу има ваздушне шупљине врло малог пречника, или ако је велика таласна дужина светлости, тј. $\lambda \gg d$, омотач влакна се може апроксимирати као хомогени материјал са индексом преламања који је једнак средњој

⁹Основни испуњујући мод представља фундаментални мод бесконачног фотонско кристалног омотача када нема језгра.

¹⁰енг. *fundamental space-filling mode*

вредности индекса преламања ваздуха и стакла. Међутим, за краће таласне дужине светлости или већи пречник ваздушних шупљина, када је $\lambda \sim d$, поље може да продре и у омотач влакна. Ово доводи до повећања ефективног индекса преламања, а самим тим се смањује разлика између индекса преламања језгра и омотача влакна. Ефективни индекс јако зависи од таласне дужине светлости, и ова особина чини ФКВ фундаментално различитим од стандардних оптичких влакана са степенастим индексом преламања. За оптичка влакна са степенастим индексом преламања, број таласних модова који се могу простирати кроз језгро влакна је одређен помоћу V параметара:

$$V_{SI} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad (1.1)$$

где је a полупречник језгра влакна, а λ таласна дужина светлости у вакууму; индекс „SI” означава да се ради о влакну са степенастим индексом преламања¹¹. Влакно је једномодно ако је $V \leq 2,405$. Разлика између индекса преламања језгра и омотача може се контролисати у току фабрикације влакна са степенастим индексом преламања, тако да је једномодни режим влакна са степенастим индексом преламања лимитиран на језгро полупречника 15 μm за светлост таласне дужине око 1 μm . Једномодни режим простирања за ФКВ је различит у односу на стандардно једномодно стаклено или пластично влакно са степенастим индексом. Параметар V се дефинише као

$$V_{PCF} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} \quad (1.2)$$

где је n_{co} у највећем броју случајева индекс преламања стакла; индекс „PCF” указује да је реч о фотонско кристалном влакну. Код ФКВ, услов за једномодни режим није да V_{PCF} буде мањи од 2,405, као што је то био случај за оптичка влакна са степенастим индексом преламања, јер ефективни индекс n_{eff} зависи од таласне дужине светлости. Тако, када $\Lambda/\lambda \rightarrow \infty$ тада V_{PCF} тежи коначној вредности. Нумерички прорачун је показао да, ако је ова асимптотска вредност за V_{PCF} мања од π , ФКВ је једномодно [2]. Ово је различито у односу на влакно са степенастим индексом преламања где имамо да $V_{SI} \rightarrow \infty$ када $\lambda \rightarrow 0$, што резултира вишемодним режимом простирања. Интересантно је анализирати једномодни режим ФКВ са аспекта релативног односа d/λ . Ако d/λ расте,

¹¹енг. *step-index*

виши таласни модови постају вођени модови и као последицу имамо да је број вођених модова одређен једино геометријом омотача влакна, независно од таласне дужине светлости и полупречника језгра влакна. У раду [2] је показано да је влакно једномодно на свим таласним дужинама светлости уколико је количник d/λ мањи од 0,41. Међутим, за многе практичне примене, ФКВ са $d/\Lambda < 0,45$ се може сматрати једномодним на свим таласним дужинама. Пошто критеријум за једномодни режим зависи само од количника d/λ , полупречник језгра може бити релативно велики, једино ограничење намеће губитак светлости услед закривљености влакна [3]. У реалности, полупречник језгра је лимитиран губицима светлости услед микро- или макро закривљености [4–7]. Још једна важна карактеристика сваког влакна јесте гранична таласна дужина која одговара одсецању таласног мода. Реч је о таласној дужини светлости изнад које влакно постаје једномодно. За фундаментални таласни мод, ова таласна дужина се дефинише као таласна дужина на којој однос укупне снаге светлости у језгру и снаге фундаменталног таласног мода износи 0,1 dB.

Као што је већ речено, светлост се кроз ФКВ са индексним вођењем простира по принципу модификоване тоталне унутрашње рефлексије, слично као код стандардних оптичких влакана. Велика разлика индекса преламања језгра и омотача, као и могућност манипулисања структуром фотонске кристалне решетке која чини омотач, дају велики број јединствених могућности са ФКВ које стандардна влакна не поседују. На пример, фотонско кристална влакна са индексним вођењем могу бити бесконачно једномодна, што значи да одређено ФКВ може бити увек једномодно независно од тога колика је таласна дужина светлости. Расел¹² у свом раду [1] истиче да систем ваздушних шупљина у омотачу влакна делује као филтер модова или другим речима као „сито”. Пошто светлост тежи да напусти језгро, ваздушне шупљине делују као јака баријера за то, и зато се могу посматрати као сито. Дијаметар основног таласног мода грубо износи око 2Λ , а пошто је растојање између суседних шупљина доста мање, светлост не може да уђе у омотач влакна, и светлост остаје заробљена у језгру. За више таласне модове то није случај, и они се могу наћи и у омотачу. Због тога, ФКВ са већом вредношћу количника d/Λ омогућавају да се и виши таласни модови трапирају у језгру влакна. Мортенсен¹³ [8] је у свом раду показао да је за $d/\Lambda < 0,42$ ФКВ бесконачно једномодно. Губици у ФКВ су доста редуковани у односу на прво успешно направљено влакно [9]. Тренутно, у ФКВ са индексним

¹²Philip St. John Russell

¹³Niels Asger Mortensen

вођењем, измерени су укупни губици светлости од 0,18 dB/km на таласној дужини 1,55 μm . Овај значајан резултат је добијен редуковањем ОН апсорпције светлости и формирањем ваздушних шупљина што је могуће прецизније. Треба напоменути да су сви унутрашњи губици светлости у ФКВ знатно мањи у односу на губитке у стандардним оптичким влакнима.

Изостављањем већег броја ваздушних шупљина у језгру влакна, могуће је направити једномодно ФКВ са језгром чији је пречник 50 пута већи од таласне дужине светлости у вакууму [10]. Овакво влакно се може употребити за развој фибер ласера и оптичких појачавача светлости, што је тренутно у фокусу савремене фотонице. Варирањем величина ваздушних шупљина у омотачу, ФКВ са индексним вођењем се могу дизајнирати тако да особина двојног преламања буде изузетно изражена [11]. Показало се да је двојно преламање код ових влакана око десет пута интензивније него код једномодних стаклених влакана, а уз то и не зависи од температуре као стандардна влакна која одржавају поларизацију (попут оних са „лептир машна” и елиптичним језгром).

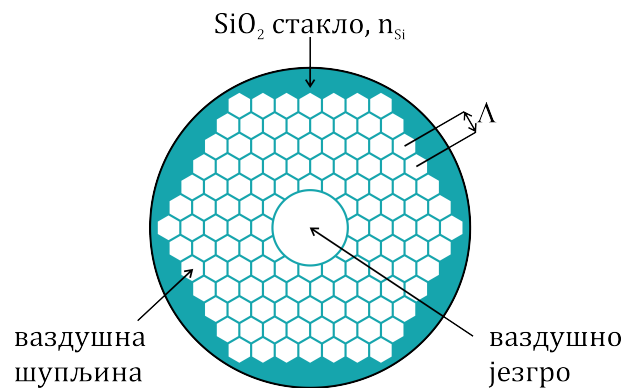
Једна важна карактеристика ФКВ уопште, јесте могућност подешавања дисперзије влакна. Тако, у ФКВ са индексним вођењем, могуће је манипулисати хроматском дисперзијом подешавањем таласоводне дисперзије. Мењањем пречника ваздушних рупа, растојања између њих и пречника језгра влакна могуће је знатно утицати на параметар дисперзије D и нагиб дисперзије S_0 . Осим овога, употребом ФКВ значајно се могу побољшати нелинеарне карактеристике, и то на два начина: јако конфинирајућим таласним модом, који онда појачава оптичку интеракцију светлости са материјалом влакна, и прављењем ФКВ од материјала које има високе унутрашње нелинеарности. Такви материјали су стакла са разним примесама [12–15]. Захваљујући овим јединственим особинама, ФКВ су довела до праве револуције у нелинеарној оптици. Потенцијална примена ФКВ укључује четворталасно мешање [16, 17], вишемодно фазно подешавање [18], сабијање импулса [19], и формирање ултрашироког суперконтинуума [20].

1.6 ФКВ са Браговим расејањем

ФКВ која воде светлост на принципу Браговог¹⁴ расејања су влакна која имају језгро чији је индекс преламања нижи од индекса преламања омотача. Ова влакна се још називају и фотонска влакна са фреквентним процепом или влакна са фотонски забрањеном зоном. Постоје две врсте ових влакана, ФКВ са шупљим језгром, и влакна са пуним језгром, али нижег индекса преламања у односу ефективни индекс омотача влакна.

1.6.1 ФКВ са Браговим расејањем са шупљим језгром

На слици 1.10 је приказан попречни пресек влакна са шупљим језгром. Језгро влакна је испуњено ваздухом, а омотач влакна је фотонски кристал са периодом Λ . Основни параметри који дефинишу геометрију влакна су период решетке Λ , релативни однос ваздух:стакло у омотачу влакна, и индекс преламања стакла n_{Si} . Браговим расејањем светлост се води кроз језгро влакна.



Слика 1.10: ФКВ са шупљим језгром које је испуњено ваздухом

Фотонско кристалну структуру омотача чини низ шупљина испуњених ваздухом (удео ваздуха је и до 90%). Језгро влакна је гас, чији је индекс преламања мањи од индекса преламања омотача, у овом случају ваздух, па није могућа тотална рефлексија светлости на граничној површи језгро-омотач. Светлост се води механизмом кохерентног Браговог расејања. Помоћу овог механизма светлост чија је таласна дужина из

¹⁴Sir William Lawrence Bragg

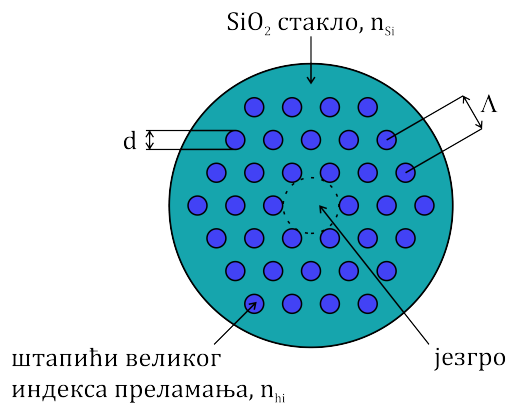
интервала фотонски забрањене зоне (фотонског процепа), остаје у језгру и тако се простире кроз влакно. У фотонски забрањеним зонама фотонски кристал се понаша као огледало, и више од 99% светлосне снаге се налази у ваздушном језгру влакна [21]. Према томе, светлост таласних дужина које одговарају фотонски забрањеним зонама, остаје трапирана у језгру и са врло малим губицима се простире кроз влакно. Шупље језгро код ове класе ФКВ се формира уклањањем 7 или 19 централних капиlara у иницијалном паковању. Да би дошло до простирања светлости, неопходно је да низ шупљина у омотачу у високом проценту буде испуњен ваздухом и да растојање између шупљина тј. период решетке буде што мањи. На почетку развоја ФКВ, веровало се да је за оваква влакна неопходан омотач са идентичним шупљинама. Међутим, касније је Скибина¹⁵ [22] показала да се могу направити ФКВ са шупљим језгром и шупљинама чији дијаметар опада или расте дуж радијалног правца. Влакна са шупљим језгром су посебно интересантна као влакна са малим губицима, јер светлост углавном путује кроз шупље језгро, односно ваздух. Оптималним дизајном влакна, губици се могу умањити, па се постиже слабљење реда 0,1 dB/km (много мање него код најбољих конвенционалних влакана) [23].

1.6.2 Фотонско кристална PBG влакна са пуним језгром

На слици 1.11 приказан је попречни пресек ФКВ са пуним језгром које функционише на принципу Браговог расејања.

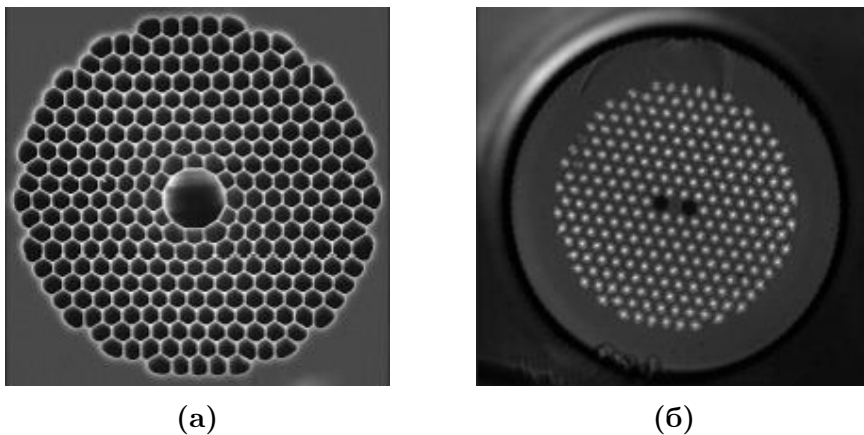
Главни параметри за дизајнирање оваквог влакна су пречник допираних стаклених штапића d , период фотонске решетке омотача Λ , индекс преламања матрице тј. чистог стакла n_{si} , и индекс преламања допираног стакла n_{hi} . Дакле, фотонски омотач влакна се формира заменом одређеног броја, или свих капиlara штапићима допираног стакла, углавном силицијум-диоксида допираног германијумом [24]. Фотонски забрањене зоне су обично последица велике разлике индекса преламања језгра и омотача, али код PBG влакана то није случај, јер су она направљена тако да је разлика индекса преламања стакленог језгра и стаклених штапића допираних германијумом само 1% [25]. Основне карактеристике PBG влакана са чврстим (пуним) језгром су мали губици, лака производња, вођење светлости у одређеним опсезима фреквенција и необична диспер-

¹⁵Julia S. Skibina



Слика 1.11: ФКВ са језгром од чистог стакла: омотач је фотонски кристал који се састоји од низа цилиндара направљених од стакла допираног германијумом

зиона својства. На слици 1.12 приказане су фотографије попречног пресека а) ФКВ са шупљим језгром које је испуњено ваздухом, и б) ФКВ са Браговим расејањем, али које има пуно језгро.

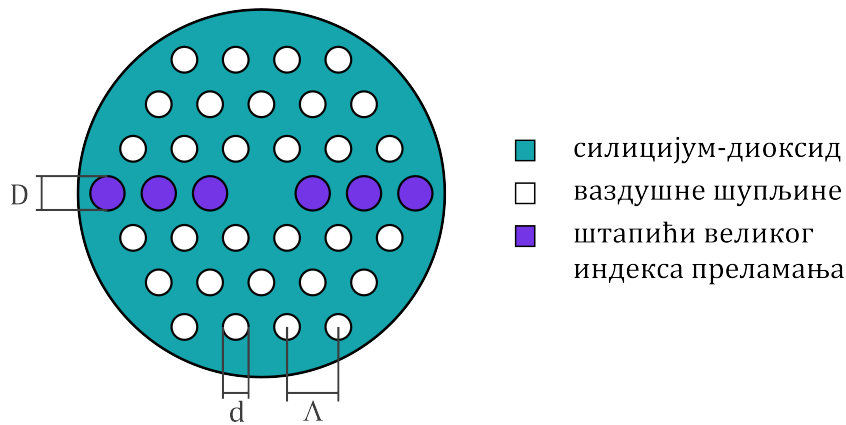


Слика 1.12: Фотографије попречног пресека ФКВ са (а) шупљим језгром, (б) са пуним језгром и Браговим расејањем [26]

1.7 Хибридна ФКВ

Хибридна ФКВ имају омотач са ваздушним шупљинама, а истовремено су неке ваздушне шупљине замењене стакленим цилиндрима са примесом германијума (Слика 1.13). Ваздушне шупљине су хексаго-

нално распоређене, као код влакана са индексним вођењем, али су штапићи чији је индекс преламања већи од индекса преламања чистог силицијум-диоксида, заменили ред ваздушних шупљина дуж пречника влакна, формирајући дуж те осе једнодимензионалну фотонски забрањену зону [27]. Поред већ уведених параметара који описују ФКВ, овде се уводи још један - пречник штапића допираног силицијум-диоксида, D . Простирање светлости кроз хибридно ФКВ могло би се описати на следећи начин: дуж y -осе језгро има већи индекс преламања од ефективног индекса преламања омотача, па се дуж ове осе светлост може простирати тоталном унутрашњом рефлексијом (као код влакна са индексним вођењем); дуж x -осе тотална унутрашња рефлексија није могућа, јер штапићи допираног стакла имају већи индекс преламања од језгра. У овом случају, само светлост одређених опсега таласних дужина, који одговарају фотонски забрањеним зонама, се простире кроз влакно.



Слика 1.13: Хибридно фотонско кристално влакно

1.8 ФКВ допирана флуидом

Неоспорно је да ФКВ пружа додатне степене слободе у смислу подешавања модалних, дисперзионих и нелинеарних особина влакна. Величина и положај ваздушних шупљина, које су иницијално одређене процесом фабрикације, могу се мењати и касније. То се постиже на различите начине [28], као на пример: техником сужавања влакна¹⁶ [29], убацивањем флуида (течности или гасова) у језгро и/или ваздушне шупљине омотача [30,31], или чак инкорпорирањем квантних тачака [32]. Пуњење

¹⁶енг. *fiber tapering*

ваздушних шупљина флуидом се може извести на два начина: први је да се све шупљине пуне истом врстом течности или гаса, а други да се шупље језгро и шупљине у омотачу пуне течностима које имају различите индексе преламања¹⁷.

1.9 Неке примене ФКВ

Потенцијална поља за примену фотонско кристалних влакана су разноврсна. Њихова примена се пре свега базира на омогућавању нових начина вођења светлости и развијања нових могућности за манипулацију светлошћу. Посебно је значајна њихова примена као фибер сензора који на бази ФКВ постају поузданији и прецизнији [33, 34]. Тако на пример, у литератури налазимо температурне сензоре [18, 35, 36], сензор напрезања [35], сензор притиска [37], сензор електричног поља [38], сензор закривљености [39], биосензор [34], гасни сензори [40] и многе друге.

Друга значајна могућност примене ФКВ је у средњој и далекој инфрацрвеној (ИЦ) области. Распон од 2 μm до 10 μm , који припада средњој и далекој ИЦ области електромагнетног спектра, је тренутно у фокусу интересовања због развоја нових ласерских извора. Многи гасови испољавају веома јаку апсорпцију на таласним дужинама у интервалу од 3 μm до 3,5 μm . Тако, у материјалу чија је основа силицијум, на таласној дужини 3 μm , губици могу износити и преко 60 dB/m, а губици могу бити и већи у конвенционалним једномодним влакнима [41]. За практичну примену ово значи да стандардна стаклена влакна нису погодна за примену у интервалу таласних дужина који одговара средњем или далеком инфрацрвеном делу спектра. Напори истраживача су усмерени ка проналажењу погодних влакана за примену у ИЦ домену фокусирајући се пре свега на друге материјале као што су халкогенидна стакла [42]. Показало се да технологија ФКВ представља добро решење за примену у ИЦ области таласних дужина [43–47]. Октагонално ФКВ са индексним вођењем направљено од сребро-халкогенида, поликристалног материјала, показало је веома интересантне особине за примену у ИЦ домену [44].

Врло значајна примена ФКВ је и у области THz зрачења, у интервалу таласних дужина од 10 mm до 3 mm, које је битно за примену у медицини, имицингу, спектроскопији и комуникационој технологији [48]. Већина

¹⁷енг. *liquid based PCFs*

THz система за вођење и манипулацију THz импулсима је габаритина, захтева доста простора и компликована је за употребу. Такође, недостак погодних материјала за вођење таласа са THz фреквенцијама, представља додатни проблем за бројне потенцијалне THz примене. Материјали као што су стакла и полимери су погодни за употребу са оптичким таласима, али у THz режиму испољавају високе апсорпционе губитке. Чо и сарадници [49] су направили пластично ФКВ са индексним вођењем са релативно високим двојним преламањем [49]. Било је то ФКВ елиптичног језгра окруженог фотонским кристалом као омотачем. Ово влакно и њему слична, налазе интересантне примене у поларизационо осетљивим уређајима, филтерима и изолаторима који раде у THz домену фреквенција.

Појава фибер ласера као конкуренције чврстим ласерима, отворила је нове могућности за примену ФКВ и у овом пољу [50, 51]. Један од првих фибер ласера базираних на употреби ФКВ налазимо у раду Вадсворта¹⁸ и сарадника у којем се описује ласер са ФКВ чије је језгро допирано итербијумом [52]. Због својих јединствених особина, ФКВ се користи као медијум за појачавање светлости у ласерима, и њихова примена и развој за коришћење у фибер ласерима иде у више праваца, и то: фибер ласер који користи ФКВ са индексним вођењем и великом нумеричком апертуром [53], фибер ласер базиран на ФКВ са два слоја омотача [54], фибер ласер са ФКВ са Браговом рефлексијом [55], фибер ласер са ФКВ код кога су шупљине испуњене гасом [56], насумични фибер ласер са шупљим ФКВ [57, 58] и многи други.

1.10 Једномодно микроструктурирано полимерно оптичко влакно

Прво микроструктурирано полимерно оптичко влакно (МПОВ) су 2001. године развили истраживачи из Центра за технологију оптичких влакана на Универзитету у Сиднеју [59]. МПОВ нуди многе предности у односу на конвенционална полимерна влакна. Такође, ова влакна показују и неке предности у односу на стаклена ФКВ. Као прву, аутори истичу нижу цену производње МПОВ и хемијску флексибилност које пружају широк спектар коришћења у комуникационим мрежама на растојањима реда 100 m и за развој нових полимерских фибер оптичких компоненти.

¹⁸W. J. Wadsworth

Ово ново ПОВ је од велике важности, јер потенцијално решава све недостатке конвенционалног ПОВ.

1.11 Предности микроструктурираног полимерног оптичког влакна

Микроструктурирана влакна су дуго прављена само од стакла, што обично подразумева паковање кружних стаклених капилаара који формирају предформу са хексагоналним распоредом ваздушних шупљина. Оваква техника не допушта лако формирање алтернативних геометрија и облика ваздушних шупљина. На овом аспекту микроструктурирано полимерно влакно има бројне предности. Ниже температуре потребне за обраду полимера и могућност велике контроле процеса полимеризације стварају услове за много различитих начина израде полимерске предформе. Уместо процеса слагања капилаара, полимерске предформе се могу добити техникама попут истискивања, изливања полимера, полимеризације у калупима и инјекционим бризгањем. Са таквим техникама на располагању није тешко добити различите попречне пресеке предформе, са шупљинама произвољних облика и величина, и у било ком распореду.

Заправо, постоје многе примене влакана, попут микроструктурираног влакна које одржава поларизацију, код којих је пожељно да шупљине имају одређени, често елиптичан, облик [60, 61]. Формирање шупљина одређеног облика у стакленом микроструктурираном влакну је захтевно, јер равнотежа између вискозности и површинског притиска мења структуру шупљине током процеса извлачења, па се структура у влакну често знатно разликује од оне у предформи [11, 62]. Уз то, температура потребна за процес извлачења стакленог микроструктурираног влакна представља кључни параметар; температурне промене од пар процената могу довести до значајних промена у микроструктури влакна. Код МПОВ није опажен тај проблем, па је опсег температура при којима се ова влакна могу извлачити врло широк. На пример, могуће је, без значајне промене структуре влакна, мењати температуру у распону од 150 °C до 200 °C за ПММА (поли(метил метакрилат)) влакно [59]. Код оваквих влакана, између структуре предформе и коначне структуре влакна нема већих одступања. Разлог за то лежи у процесу обраде полимера. Поступак извлачења се подударара са полимерским ланцима, па је коначно добијени материјал анизотропан дуж осе влакна и има побољшане осо-

бине које утичу на преношење снаге [63]. Након извлачења добијено влакно се може прекалити како би се смањила унутрашња напрезања, а да се притом одржи микроструктура влакна.

У стакленим влакнима су могућности за мењање карактеристика допирањем ограничене високим температурама обраде које доводе до декомпозиције многих материјала, и задовољавањем услова којима се избегава раздвајање фаза, односно компонената материјала. За разлику од стакала, својство полимера је да им се структура може лако мењати; могуће је дизајнирати и произвести полимере који у себи садрже било које атоме, молекуларне компоненте, дисперговане молекуле и дисперговане фазе. На пример, технике као што су калемљење функционалних група на полимер и кополимеризација омогућавају постизање много већих концентрација жељеног адитива него применом технике допирања. Поред тога, коришћењем сурфактаната¹⁹ или блок-кополимера²⁰, могуће је добити довољне количине инклузија²¹. Примери врста материјала који се могу користити у МПОВ су: полимери са побољшаном нелинеарношћу, електро- или магнетним оптичким ефектима, инклузије од метала или метала ретких земаља²², дволомни материјали попут течних кристала, фоторефрактивни и фотохромни²³ материјали, боје, полимери који се користе за детекцију одређених једињења и порозни материјали. Полимери се могу посебно конструисати тако да је могуће направити одређене фибер-оптичке компоненте које се заснивају на МПОВ.

Микроструктурирана полимерна оптичка влакна у односу на уобичајена полимерна оптичка влакна имају бројне значајне предности. МПОВ се могу направити од једног полимера без додавања примеса. На овај начин се елиминишу ограничења наметнута високим температурама потребним за прелазе стакала, као и употреба полимеризације преко слободних радикала која је неопходна код стандардних полимерних влакана са градијентним индексом. Као резултат се добија много већи избор по-

¹⁹Сурфактанти или тензиди су супстанце које снижавају површински напон између две течне, гасовите и течне, или између чврсте и течне фазе. Реч сурфактант потиче од енглеског назива за површински активне супстанце (енг. *surface-active agent*).

²⁰Блок-кополимери су полимери који су изграђени од наизменичних сегмената различитих полимерних композиција, које су повезане преко својих реактивних крајева.

²¹Страно тело у нпр. кристалу.

²²У тзв. елементе ретких земаља (енг. *rare-earth elements*) се убраја 17 елемената: лантаниди, итријум и скандијум.

²³Фотохромни материјали су углавном прозачни материјали који имају особину да потамне приликом излагања светлости довољно високе фреквенције, најчешће ултраљубичастом зрачењу. Када се извор активационе светлости уклони, материјал се враћа у првобитно стање, односно поништавају се настале промене оптичких особина.

1. Фотонско кристална оптичка влакна

лимера који се могу користити за прављење МПОВ, укључујући кондензационе полимере, полимере који се формирају катализом, биополимере, сол-гел²⁴ полимере и ланчане адиционе полимере. То даје велики потенцијал за смањење апсорпционих губитака у материјалу влакна, чиме се повећава дужина искористивости полимерних оптичких влакана на више од 200 m, а уз то се и проналази замена за скупе флуорополимере. Поред тога, у обзир треба узети и потенцијално изузетно ниску цену израде која се везује за производњу микрострутуираних полимерних влакана. Како су влакна направљена од само једног полимерног материјала, није потребна комплексна хемија, па се могу производити велике количине по приступачним ценама, при чему се може укључити и екструзија односно истискивање полимера у жељену предформу.

²⁴Сол-гел је хемијски процес који подразумева формирање неорганске колоидне суспензије (сол) и желирање тог раствора у непрекидну течну фазу (гел) како би се добила тродимензионална структура мреже.

Глава 2

Оптичко влакно са W профилом индекса преламања

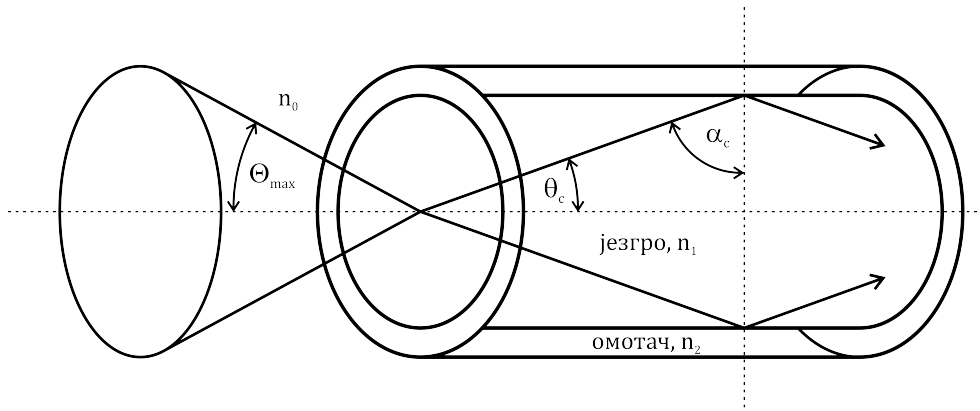
2.1 Конвенционална оптичка влакна

Конвенционална оптичка влакна се састоје од три цилиндрична слоја диелектрика који налажу један на други. Централни слој је језгро влакна (енг. *core*) и оно води светлост у виду вођених електромагнетних таласа (енг. *guided modes*). Други слој диелектрика око језгра представља омотач влакна (енг. *cladding*). Ова двослојна структура обавијена је слојем који има улогу заштитног омотача (енг. *jacket*) који се не разматра приликом испитивања преносних карактеристика оптичких влакана. Светлост се највећим делом простире кроз језгро влакна, а само незнатан део светлости се простире кроз омотач. Материјали од којих се праве оптичка влакна могу бити стакло, мешавине стакла и полимера, или само полимери тј. пластика.

Ако индекс је преламања језгра n_1 , а омотача n_2 , онда, да би дошло до тоталне унутрашње рефлексије, мора бити задовољен услов $n_1 > n_2$. Стандардна стаклена или пластична оптичка влакна могу имати степенасти и/или градијентни профил индекса преламања. На слици 2.1 је приказан попречни пресек оптичког влакна са степенастим профилом индекса преламања код кога се на граничној површини језгро-омотач скоковито мења индекс преламања светлости.

Код градијентног оптичког влакна, индекс преламања светлости се

2. Оптичко влакно са W профилем индекса преламања



Слика 2.1: Простирање светлости кроз степ-индекс оптичко влакно; Θ_{max} - максимални прихватни угао, α_c - критични угао за тоталну унутрашњу рефлексiju, θ_c - комплемент критичног угла

мења постепено од осе влакна ка периферији, при чему је највећа вредност индекса преламања светлости на осе влакна. Аналитички се промена индекса преламања светлости обично описује следећом једначином:

$$n(r) = n_1 \left[1 - \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^q \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

где је $\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2$ релативна разлика индекса преламања језгра и омотача; вредност ове разлике је обично у интервалу од 0,01 до 0,02; r представља радијалну компоненту чије су вредности у опсегу $0 < r < a$, при чему је a полупречник језгра влакна. Експонент q у изразу за индекс преламања светлости одређује конкретан облик функције $n(r)$.

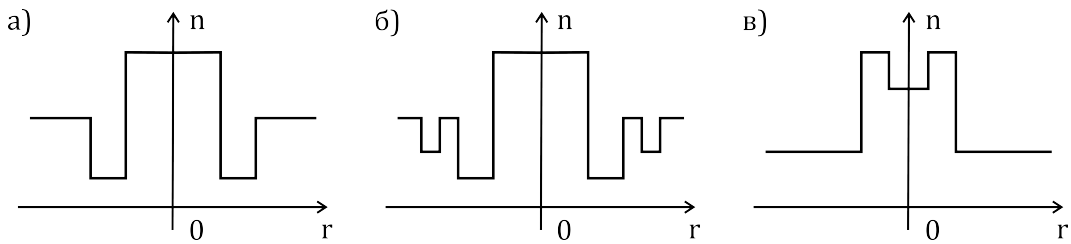
У погледу режима рада оптичка влакна могу бити *једномодна*, она у којима се кроз језгро влакна простире светлост практично само једне фреквенције, или *вишемодна*, она која могу преносити читав низ фреквенција.

2.2 Оптичка влакна са W профилем индекса преламања

Поред стандардних степ и градијентних оптичких влакана, данас се производе и влакна са сложенијим профилима индекса преламања. То

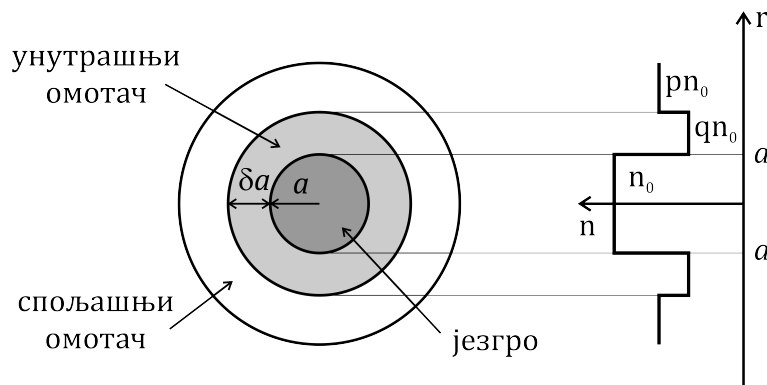
2. Оптичко влакно са W профилем индекса преламања

су најчешће оптичка влакна са језгром у центру око кога се налазе два омотача (енг. *double-clad*), при чему унутрашњи омотач има мањи индекс преламања од спољашњег, тзв. влакна са W индексом преламања. Примарна намена ових влакана је била за употребу у фибер ласерима и фибер појачивачима. Поред ових, актуелна су и влакна са три омотача као и влакна са удубљењем у језгру. На слици 2.2 су приказани профили индекса преламања светлости поменутих влакана.



Слика 2.2: Профил индекса преламања светлости код оптичких влакана са (а) два омотача, (б) три омотача и (в) удубљењем у средини језгра

Непрестана је тежња да се повећава преносни капацитет влакана, али и да се пренос информација врши са што мањим губицима. Један од начина да се побољшају преносне карактеристике оптичких влакана је промена дизајна индекса преламања. Могуће решење представља влакно са W индексом преламања (слика 2.2а) [64–68]. Ово влакно чине језгро, чији је индекс преламања n_0 , и два омотача, унутрашњи омотач индекса преламања qn_0 и спољашњи омотач индекса преламања pn_0 (слика 2.3), уз претпоставку да параметри q и p задовољавају услов $1 > p > q$. Назив за овај тип влакна потиче из чињенице да облик њиховог профила индекса преламања подсећа на латинично слово W.



Слика 2.3: Попречни пресек и профил индекса преламања W-влакна. Полу-пречник влакна је a , а ширина унутрашњег омотача је δa

2. Оптичко влакно са W профилем индекса преламања

Индекс преламања W-влакна се може записати у следећем облику:

$$n = \begin{cases} n_0 & 0 < r < a \\ n_q & a < r < a + \delta a \\ n_p & r > a + \delta a \end{cases} \quad (2.2)$$

где је n_0 индекс преламања језгра, $n_q = qn_0$ индекс преламања унутрашњег омотача, $n_p = pn_0$ индекс преламања спољашњег омотача, a полупречник језгра, δa ширина унутрашњег омотача, а δ нормализована ширина унутрашњег омотача.

2.3 Најважније преносне карактеристике влакна са W профилем индекса преламања

Један од корака ка оптимизацији индекса преламања омотача је креирање структуре W-влакна са два омотача. Као најважније предности W-влакна у поређењу са конвенционалним оптичким влакнима са једним омотачем (енг. *Single Clad - SC*), могу се истаћи следеће [69]:

1. Структура W-влакна обезбеђује бољу везаност вођених таласних модова у језгру влакна, а то за последицу има смањење модалне дисперзије у влакну [70]. Посебно се, у случају W-влакна са једномодним режимом рада, опажа да је поље фундаменталног таласног мода HE_{11} спрегнутије у језгру у поређењу са SC једномодним влакном. Ово значајно редукује оптичко слабљење услед нехомогености на граници језгро-омотач као и апсорпцију светлости у омотачу.
2. Могуће је дизајнирати W оптичко влакно са аномалном дисперзијом у једномодном режиму рада. У том случају групна брзина расте са фреквенцијом. Ова таласоводна дисперзија компензује дисперзију највећег броја оптичких стакала и редукује укупну дисперзију у блиском инфрацрвеном спектру таласних дужина.
3. Нормализована фреквенција одсецања другог најнижег таласног мода за уобичајена влакна је 2,405, што је прва нула Беселове функције $J_0(x)$, док код W-влакна са јачим конфинирањем ова

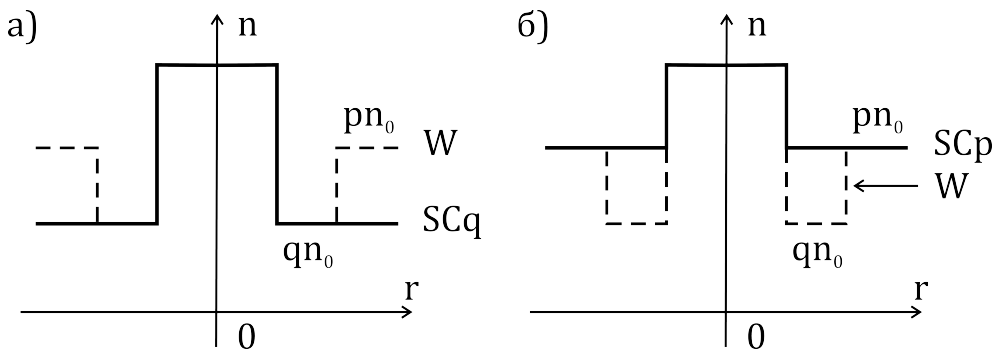
2. Оптичко влакно са W профилом индекса преламања

фреквенција износи 3,832 и представља прву нулу Беселове функције $J_1(x)$ (нормализована фреквенција W -влакна се дефинише као $n_0 k_0 a (1 - p^2)^{1/2}$).

4. Пропусни опсег стакленог SC влакна износи око $30 \text{ MHz} \cdot \text{km}$, а стакленог W -влакна $40 \text{ MHz} \cdot \text{km}$; пропусни опсег код пластичних SC влакана је $15 \text{ MHz} \cdot \text{km}$, а код пластичних влакана са W индексом преламања $200 \text{ MHz} \cdot \text{km}$ [71, 72].

2.4 Моделовање W -влакна - концепт SC референтног влакна

У квалитативној анализи W -влакна најчешће се користи концепт референтног SC влакна. У овом приступу W -влакно се моделује као систем који чини референтно SC влакно са степенастим профилом индекса преламања, које може бити SCp или SCq, окружено материјалом индекса преламања n_0 (слика 2.4).



Слика 2.4: Модел који се користи за квалитативно описивање W -влакна

На слици 2.4 приказана су два референтна влакна: SCq влакно које се добија када дебелина унутрашњег омотача тежи бесконачности ($\delta \rightarrow \infty$), и SCp влакно које се добија када у W -влакну пустимо да дебелина унутрашњег омотача тежи нули ($\delta \rightarrow 0$). Нормализована фреквенција SCq влакна се може дефинисати на следећи начин [73]:

$$\hat{v} = n_0 k_0 a (1 - q^2)^{1/2} \quad (2.3)$$

2. Оптичко влакно са W профилом индекса преламања

где је $k_0 = 2\pi/\lambda$ таласни број у вакууму. Ако вредност нормализоване фреквенције расте, онда:

- а) Електромагнетно поље произвољног вођеног таласног мода је јаче везано у језгру влакна.
- б) Ефективни индекс преламања сваког таласног мода, који се дефинише као β/k_0 , тежи вредности n_0 (у близини фреквенције одсецања, индекс β/k_0 приближно износи qn_0).
- в) Број вођених таласних модова се повећава.

Када је SC влакно спрегнуто са диелектриком који га окружује, а чији је индекс преламања pn_0 , нижи таласни модови чији су индекси већи од qn_0 остају вођени модови. Ови модови се карактеришу добро конфинираном снагом у језгру влакна. Супротно, виши таласни модови са $qn_0 < \beta/k_0 < pn_0$ су трансформисани у цуреће таласне модове. Стога је, квалитативно, било који вођени таласни мод у W-влакну чврсто конфиниран.

Укупан број вођених модова је одређен нормализованом фреквенцијом SCp влакна, и дат је изразом [73]:

$$v = n_0 k_0 a (1 - p^2)^{1/2} \quad (2.4)$$

Очигледно је да пресудан утицај на карактеристике W-влакна имају параметри p , q и δ . Тако, број вођених таласних модова зависи од односа $(1 - p)/(1 - q)$. Константа слабљења цурећих модова зависи од броја модова, нормализоване фреквенције и дебљине унутрашњег омотача. Што је унутрашњи омотач дебљи, константа слабљења је мања. На тај начин се мењањем дебљине унутрашњег омотача у W-влакно може вршити утицај на слабљење цурећих модова.

2.5 Коментар о вишемодном W-влакноу

Ако је нормализована фреквенција $v \gg 1$ влакно је вишемодно. Група брзина v_g вођеног таласног мода W-влакна са степенастим индексом преламања задовољава услов $pn_0(\varepsilon_0\mu_0)^{1/2} < v_g^{-1} < n_0(\varepsilon_0\mu_0)^{1/2}$

2. Оптичко влакно са W профилом индекса преламања

са ретким изузетком за LP_{0n} или LP_{1n} модове који су близу одсецања. Другим речима, максимална брзина оптичког импулса који се може про-стирати је обрнуто пропорционална разлици $(1 - p)$.

Познато је да су губици у вишемодном влакну са једним омотачем осетљиви на спољашње утицаје као што су начин инсталације заштитног омотача и паковања влакана у кабл, као и од спољашњих сила којима је изложено влакно приликом намотавања на калем, посебно ако је разлика у индексима преламања јазгра и омотача мала. Губици услед закривљености могу бити доста редуковани ако је поље јаче конфинирано унутар језгра влакна, што се код W-влакна успешно постиже уметањем слоја нижег индекса преламања између језгра и спољашњег омотача.

Фактор конфинирања, односно нормализована снага (енг. *confinement factor*) за одређени вођени таласни мод се дефинише као

$$\eta = \frac{P_0}{P_0 + P_1 + P_2} \quad (2.5)$$

где су светлосне снаге у појединачним слојевима P_0 , P_1 и P_2 (индекси 0, 1 и 2 одговарају језгру, унутрашњем и спољашњем омотачу, редом).

За вођене таласне модове у случају вишемодног W-влакна, најчешће се користи Снајдерово²⁵ решење за SC влакно [74]:

$$u = u_\infty e^{-1/\hat{v}} \quad (2.6)$$

где је u_∞ m -ти корен функције $J_{n-1}(x)$ за HE_{nm} таласни мод (нпр. за HE_{11} је $u_\infty = 2,405$). Тако, ако се претпостави да сви таласни модови „носе” исту светлосну снагу, средња вредност фактора $\bar{\eta}$ се израчунава помоћу интеграла

$$\bar{\eta} = \int \rho(u_\infty) \eta(u_\infty) du_\infty \quad (2.7)$$

где је $\rho(u_\infty)$ густина вођених таласних модова. Ако је број вођених мо-дова велики, $\rho(u_\infty)$ се апроксимира континуумом, и при томе је $\rho(u_\infty)$ пропорционално u_∞ . Онда се густина вођених модова може изразити као

²⁵Allan Whitenack Snyder, коаутор књиге *Optical Waveguide Theory*,

$$\rho(u_\infty) = \frac{2u_\infty}{u_{\max}^2 - u_{\min}^2} \quad (2.8)$$

Вредност интеграла 2.7, уколико су његове границе од u_{\max} до u_{\min} , једнака је једици. Овде су u_{\max} и u_{\min} максимална и минимална вредност величине u_∞ , редом, и одговарају највишем и најнижем вођеном моду, при чему за највиши таласни мод важи једнакост $u = v$. Стога се из једначине 2.6 добија

$$u_{\max} = \left(\frac{1 - p^2}{1 - q^2} \right)^{1/2} \hat{v} e^{1/\hat{v}} \quad (2.9)$$

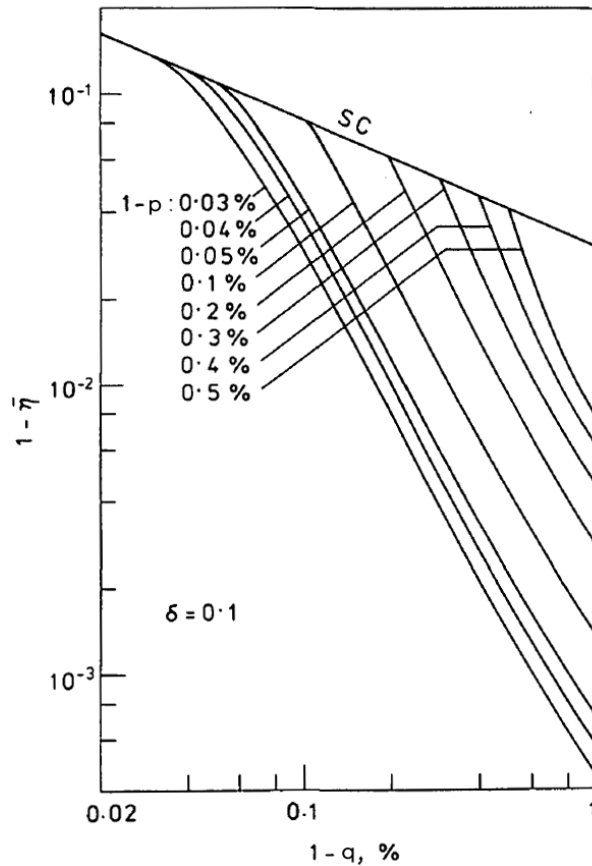
Најнижи таласни мод је увек HE_{11} , тако да је $u_{\min} = 2,405$. На слици 2.5 је приказана функција $1 - \bar{\eta} = f(1 - q)$, где је $1 - \bar{\eta}$ средња вредност релативног протока светлосне снаге изван језгра W-влакна, односно у унутрашњем и спољашњем омотачу [73].

Као што се види са слике 2.5, фактор $1 - \bar{\eta}$ се знатно смањује са порастом вредности $1 - q$, а при константној вредности $1 - p$. Ово указује на то да су вођени модови чвршће везани, тј. конфинирани у језгру W-влакна у поређењу са стандардним SC вишемодним влакном, за исту вредност $1 - p$, све док су цурећи модови потпуно пригушени.

2.6 ФКВ са W индексом преламања

Неки од могућих метода за дизајнирање степенастог профила индекса преламања код стандардних једномодних или вишемодних оптичких влакана су селективно слагање материјала различитих индекса преламања, и хемијско допирање. Други метод подразумева постојање микроструктуре коју чини мрежа врло малих шупљина које се простиру целом дужином оптичког влакна, а које могу бити испуњене ваздухом или неким другим флуидом. Овакво влакно је познато као тзв. „шупљикаво”, микроструктурирано или фотонско кристално влакно (ФКВ). Као што је већ речено у Глави 1, ФКВ може имати чврсто језгро и шупљикав омотач, и као такво је аналогон SC оптичком влакну са степенастим профилем индекса преламања. Присуство шупљина углавном редукује ефективни индекс преламања омотача, што омогућава влакну да води светлост по принципу тоталне унутрашње рефлексije. Међутим, ФКВ може имати

2. Оптичко влакно са W профилом индекса преламања

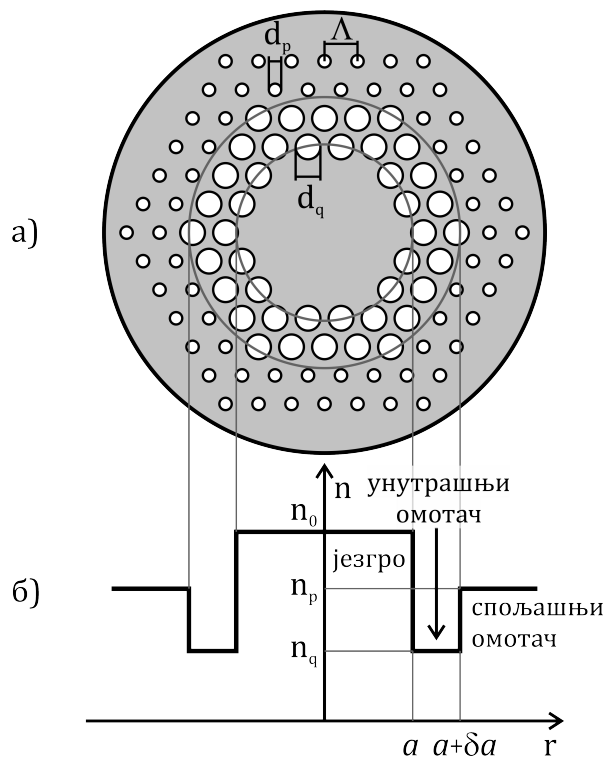


Слика 2.5: Релативни проток снаге ван језгра вишемодног W-влакна [73]

шупље (ваздушно) језгро нижег индекса преламања у односу на омотач, па такво влакно води светлост по принципу тзв. ефекта забрањених зона (енг. *band gap*). Очигледо је да се одговарајућим распоредом шупљина у омотачу (променом броја шупљина, растојања између суседних шупљина, као и променом пречника ваздушних шупљина) у процесу израде ФКВ може дизајнирати жељени профил индекса преламања (Слика 2.6).

На слици 2.6 се може видети да фотонско кристално влакно са W профилом индекса преламања (W-ФКВ) има два омотача, унутрашњи и спољашњи, са два различита индекса преламања. Индекс преламања језгра је n_0 , унутрашњи омотач има индекс преламања n_q , а спољашњи омотач индекс преламања n_p , при чему важи $n_q < n_p < n_0$. Микроструктура влакна пружа велику флексибилност у дизајнирању профила индекса преламања ФКВ пре свега у погледу прилагођавања дубине и

2. Оптичко влакно са W профилем индекса преламања



Слика 2.6: (а) Попречни пресек вишемодног ФКВ са два омотача (W-тип влакна), са чврстим језгром и два прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, где Λ представља растојање између две шупљине (корак решетке тј. кристала), d_q и d_p су пречници ваздушних шупљина у унутрашњим и спољашњим прстеновима, респективно. Сива позадина представља чист кварц, а беле површине представљају ваздушне шупљине, (б) профил индекса преламања описаног W-ФКВ

ширине унутрашњег омотача. Пошто је индекс преламања језгра већи од индекса преламања омотача, светлост се простире по принципу модификоване тоталне рефлексије. Генерално, важи да ако је већи пречник ваздушних шупљина у материјалу (нпр. SiO_2), ефективни индекс преламања те средине је мањи. У предложеном влакну са слике 2.6, са шупљинама већег пречника у унутрашњем омотачу, и шупљинама мањег пречника у спољашњем омотачу, добија се степенести W профил индекса преламања налик на влакно описано у референци [75]. Могућност подешавања геометријских параметара W-ФКВ (d_q , d_p и Λ) даје већу флексибилност приликом дизајнирања од оне која постоји код стандардних влакана W-типа, чиме се омогућава боља контрола дисперзије.

Велику пажњу у истраживањима привлаче преносне карактеристике

2. Оптичко влакно са W профилем индекса преламања

ФКВ као што су дисперзија, губици и, нарочито, пропусни опсег. Јединица којом се мери пропусни опсег је МНз·км. Она показује максималну брзину преноса сигнала у влакну дугом 1 км. Фактор који највише ограничава пропусни опсег је међумодална дисперзија. Модови језгра се простиру сопственим, међусобно различитим, групним брзинама, што доводи до временског ширења импулса како се растојање од улазног краја влакна повећава. Иако су ФКВ интересантна због комуникације широког опсега, до сада је разматран само дизајн са шест [76] хексагонално распоређених шупљина [77]. Вршена су мерења широког пропусног опсега код ФКВ са градијентним профилем индекса преламања [78]. Очигледно је да ФКВ постижу велику вишемодност, без потребе за компликованим техникама допирања карактеристичним за стандардна влакна. Ефективни индекс преламања за одређени таласни мод n_{eff} , одређује хроматску дисперзију D (укључена је и материјална дисперзија, тако да D одговара укупној дисперзији у ФКВ), као и губитак CL [dB/m] (енг. *confinement loss*) [79]:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \operatorname{Re}(n_{eff})}{d\lambda^2} \quad (2.10)$$

$$CL = \frac{20}{\ln(10)} \frac{2\pi}{\lambda} \operatorname{Im}(n_{eff}) \quad (2.11)$$

где је $\operatorname{Re}(n_{eff})$ реални део ефективног индекса n_{eff} , λ таласна дужина светлости, c брзина светлости у вакууму, а $\operatorname{Im}(n_{eff})$ је имагинарни део ефективног индекса преламања.

ФКВ са W профилем индекса преламања су показала одређене особине које се не могу упоредити са стандардним влакнима [1, 3, 9, 80–83]. На пример, „бесконечно једномодна” ФКВ имају само основни мод на широком опсегу таласних дужина [3]. Слично, ФКВ могу имати шупље језгро. Вођење ефектом фотонски забрањених зона [24, 84–86] у шупљикавом влакну дозвољава да „ваздушно језгро” има нижи индекс преламања него материјал који чини омотач [87, 88]. Међу многим применама ФКВ су оне које се тичу дисперзије [89–91], двоструког преламања [92], генерисања суперконтинуума [17, 93, 94], конверзије таласне дужине [95, 96], оптофлуидности [97] и сензора [98].

Таласоводна дисперзија је мања код W-влакана него код влакана са једним омотачем. Уз то, W-влакна је лакше спајати. Имају шири пропусни опсег трансмисије и мање губитке при савијању него одговарајућа

2. Оптичко влакно са W профилом индекса преламања

влакна са једним омотачем, јер је број вођених модова у W-влакну редукован. По аналогији са влакнима W-типа која имају двоструки омотач (што укупно чини три оптичка слоја), на други омотач у ФКВ се може утицати мењањем распореда шупљина [99]. Средњи слој се на Слици 2.6 опажа као прстенаста трака са шупљинама већим него у остатку омотача (пречник већих шупљина је d_q , а мањих d_p). Према томе, профил ефективног индекса преламања резултујућег влакна има три различите вредности као што је приказано на дну Слике 2.6 – што и јесте карактеристика влакна са W профилом индекса преламања.

Ширина стакла између шупљина у омотачу (тј. удео ваздуха) одређује нумеричку апертуру NA ФКВ. Обично је ограничена на $NA \approx 0,55 - 0,60$, пошто је непрактично правити влакна са већом NA , јер то захтева веће шупљине и мање материјала међу њима [100, 101]. Примери ФКВ које треба поменути су влакна оксида тешких метала [102] или влакна са шупљим језгром испуњеним течномшћу [103]. Код ФКВ са великом NA су забележене изузетне резолуције фокусирања без сочива [104].

Концепт W-ФКВ је први пут демонстриран у [75] код влакна које је имало унутрашњи омотач испуњен ваздушним шупљинама које су веће него у остатку омотача.

2.7 Дизајн W-ФКВ

Ваздушне шупљине су обично константне величине и образују троугаону мрежу у омотачу ФКВ. Као што је већ речено, у W-ФКВ је ово мало измењено, јер постоји средњи слој у омотачу у којем су величина (d) или корак (Λ) изабрани тако да се добија жељени ефективни индекс преламања у том слоју. Дисперзија и друге особине влакна се могу предвидети додатним параметрима, пре свега растојањем између шупљина и величином шупљина, као и ширином средњег слоја у којем се налазе модификоване шупљине (ширина овог слоја је одређена бројем прстенова модификованих ваздушних шупљина). Како су шупљине у таквом унутрашњем омотачу веће него у остатку омотача, добија се W-ФКВ са профилом индекса преламања као на Слици 2.6. Упркос униформним особинама материјала дуж влакна, средишњи део без шупљина има највећи индекс преламања n_0 ; шупљине у спољашњем омотачу смањују ефективну вредност тог индекса; веће и гушће распоређене шупљине у унутрашњем омотачу још више смањују ефективну вредност индекса

2. Оптичко влакно са W профилем индекса преламања

преламања. У нашем моделу, сматра се да су ова три слоја изолатори и да се спољашњи омотач простире у бесконачност. Редом, a и δa на Слици 2.6, означавају полупречник језгра и ширину средњег слоја, односно унутрашњег омотача.

Глава 3

Моделовање W-ФКВ

3.1 Једначина протока снаге

3.1.1 Апроксимација континуума

За описивање карактеристика простирања светлости кроз вишемодна оптичка влакна може се применити једначина протока снаге, коју је Глоге²⁶ извео 1972. године. У случајевима када влакно подржава велики број модова, уместо посматрања појединачних таласних модова могуће је извршити апроксимацију континуума модова. Тада се претпоставља и да између суседних модова долази до спрезања. На основу ове претпоставке и апроксимације континуума, Глоге је у свом раду [105] извео диференцијалну једначину која описује расподелу снаге у функцији дужине влакна и континуалног модалног параметра θ који представља угао простирања мода дуж влакна у односу на осу влакна. Коришћењем ове једначине добија се угаона расподела снаге светлости на крају влакна у функцији од улазне расподеле снаге светлости на почетку влакна и дужине влакна.

²⁶Detlef Gloge, немачки инжењер комуникација, аутор књиге *Optical fiber technology*

3.1.2 Једначина протока снаге

Код оптичких влакана са W профилем индекса преламања преносне карактеристике зависе од модалног слабљења, модалне дисперзије и спрезања модова. Модално слабљење је слабљење сигнала које зависи од угла под којим се мод простире у односу на осу влакна. Модална дисперзија представља временско ширење сигнала због различитих дужина пута које прелазе различити модови крећући се кроз влакно под различитим угловима у односу на осу влакна. Спрезање модова представља процес преноса енергије између модова. Овај процес је првенствено последица унутрашњих пертурбационих ефеката који настају услед присуства нехомогености и нечистоћа у влакну које се јављају у току производње влакна, због микроскопских закривљања, неправилности на граници језгро-омотач и промене индекса преламања. Услед спрезања модова долази до промене угаоне расподеле светлости улазног снопа. Спрезање модова се дешава до одређене карактеристичне дужине влакна L_c на којој се остварује равнотежна расподела модова, односно до дужине влакна z_s на којој долази до стационарне расподеле модова [106]. Спрезање модова смањује модалну дисперзију, али повећава губитке у закривљеним влакнима [107].

Код W-влакана се, због постојања два омотача, опажају другачије преносне карактеристике у поређењу са влакнима са једним омотачем. Разлог томе су цурећи модови који се јављају у унутрашњем омотачу W-влакана. Пренос енергије између модова је узрокован спрезањем модова. То за последицу има појаву виших модова на излазу из влакна, иако су на улазу у влакно побуђени само нижи модови. Појавом виших модова се смањује пропусни опсег влакна, па је потребно дизајнирати профил индекса преламања који ће умањити групно кашњење између модова [108].

Пошто спрезање модова, модално слабљење и модална дисперзија имају велики утицај на преносне карактеристике W-влакана, потребно је наћи метод којим ће ова слабљења испитати. Један од начина испитивања процеса спрезања модова и модалног слабљења је испитивање угаоне расподеле снаге светлости у функцији дужине влакна и структурних параметара влакна. Угаона расподела снаге светлости на излазу влакна се може одредити теоријски и експериментално. Могући начини теоријског одређивања расподеле снаге су примена Глогеове једначине протока снаге и примена приступа геометријске оптике [105, 109].

Једначина протока снаге може бити временски независна и временски зависна. Помоћу временски независне једначине се добија угаона расподела снаге светлости на излазу влакна, а одатле се могу израчунати дужина спрезања и дужина на којој се успоставља стационарна расподела модова. Временски зависна једначина протока снаге код влакана са W профилем индекса преламања се може решити експлицитним методом коначних разлика. На овај начин се могу одредити фреквентни одзив и пропусни опсег влакна.

3.1.3 Временски независна једначина протока снаге за влакна са W профилем индекса преламања

Приликом извођења једначине протока снаге Глоге је предложио да се не посматрају појединачни модови, већ да се уведе апроксимација континуума модова, под условом да је њихов број довољно велики [105]. У случају великог броја модова параметри који карактеришу суседне модове се врло мало разликују, па се зато њихове дискретне вредности могу заменити континуалним променљивама. У свом раду Глоге је претпоставио да се спрезање дешава само између суседних модова. Овакво понашање код реалних вишемодних влакана је и експериментално доказано [110,111]. Уз ове претпоставке Глоге је извео парцијалну диференцијалну једначину. Ова једначина описује расподелу снаге светлости у функцији дужине влакна и угла θ , при чему овај угао представља угао простирања мода дуж влакна у односу на осу влакна.

Разлика између суседних модова је [105]

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{4an_0} \quad (3.1)$$

где је a полупречник језгра влакна, λ таласна дужина светлости у вакууму, а n_0 индекс преламања језгра влакна. Како је индекс преламања вакуума једнак јединици, овај угао у вакууму износи $\Delta\theta = \lambda/(4a)$. Промена снаге m -тог мода по дужини влакна је

$$\frac{dP_m}{dz} = -\alpha_m P_m + d_m (P_{m+1} - P_m) + d_{m-1} (P_{m-1} - P_m) \quad (3.2)$$

где је P_m снага m -тог мода, α_m слабење m -тог мода, а d_m коефицијент

3. Моделовање W-ФКВ

спрезања модова реда m и $m + 1$.

До промене снаге m -тог мода долази због расипања и расејања, што описује члан $-\alpha_m P_m dz$, и спрезања са суседним модовима, што описују преостала два члана у једначини 3.2. Како апроксимација континуума захтева да се разлика снаге између модова запише у облику диференцијала, онда имамо

$$\frac{P_{m+1} - P_m}{\theta_{m+1} - \theta_m} = \frac{dP_m}{d\theta} \quad (3.3)$$

Пошто је $\theta_m - \theta_{m-1} = \Delta\theta$, једначину 3.2 можемо записати на следећи начин

$$\frac{dP_m}{dz} = -\alpha_m P_m + \Delta\theta \left(d_m \frac{dP_m}{d\theta} - d_{m-1} \frac{dP_{m-1}}{d\theta} \right) \quad (3.4)$$

Због апроксимације континуума и разлика $\left(d_m \frac{dP_m}{d\theta} - d_{m-1} \frac{dP_{m-1}}{d\theta} \right)$ захтева прелазак на облик диференцијала, па имамо:

$$d_m \frac{dP_m}{d\theta} - d_{m-1} \frac{dP_{m-1}}{d\theta} = \Delta\theta \frac{d}{d\theta} \left(d_m \frac{dP_m}{d\theta} \right) \quad (3.5)$$

Ако индекс m заменимо функционалном зависношћу од θ , добићемо једначину протока снаге у облику [105]

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -\alpha(\theta) P(\theta, z) + (\Delta\theta)^2 \frac{\partial}{\partial \theta} \left(d(\theta) \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right) \quad (3.6)$$

Код цилиндричног оптичког влакна индекс m означава групу од m модова. Да би се добила једначина протока снаге за m -ту групу модова потребно је извршити сумирање свих чланова у једначини 3.6. Пошто коефицијенти α_m и d_m зависе само од m , онда су они исти за све чланове. До спрезања нижих модова долази само између $m - 1$ чланова, па имамо:

$$m \frac{dP_m}{dz} = -m\alpha_m P_m + m d_m (P_{m+1} - P_m) + (m - 1) d_{m-1} (P_{m-1} - P_m) \quad (3.7)$$

3. Моделовање W-ФКВ

Користећи једначину 3.3 и понављајући аналогну процедуру као и за једначину 3.5, добија се

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -\alpha_m P_m + (\Delta\theta)^2 \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(m d_m \frac{\partial P_m}{\partial \theta} \right) \quad (3.8)$$

Пошто је $\Delta\theta = m\lambda / (4an_0)$, добија се да је

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -\alpha(\theta) P(\theta, z) + (\Delta\theta)^2 \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta d(\theta) \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right) \quad (3.9)$$

при чему је: $P(\theta, z)$ угаона расподела снаге светлости, θ угао простирања светлости у односу на осу влакна, z растојање које светлост прелази дуж влакна, $d(\theta)$ коефицијент спрезања, а $\alpha(\theta)$ модално слабљење.

Коефицијент модалног слабљења $\alpha(\theta)$ се може записати као функција [105]

$$\alpha(\theta) = \alpha_0 + A\theta^2 + \dots \quad (3.10)$$

при чему члан α_0 описује губитке који су заједнички за све модове. Касније се, множењем коначног решења изразом $e^{-\alpha_0 z}$, ови губици узимају у обзир. Члан $A\theta^2$ описује губитке који се јављају на граничној површини језгро-омотач. Коефицијент спрезања $d(\theta)$ се такође мора написати у облику развоја у ред по θ , тј. $d(\theta) = d_0 + A\theta^2 + \dots$, где је A иста она константа која се јавља у развоју 3.10. У овом развоју узима се само члан нултог реда, док се чланови вишег реда занемарују. Тако добијамо

$$d(\theta) = d_0 \quad (3.11)$$

или

$$D = (\Delta\theta)^2 d_0 = \left(\frac{\lambda}{4an_0} \right)^2 d_0 \quad (3.12)$$

Величина D се назива константа спрезања и након њеног увођења, једначина 3.9 за оптичко влакно постаје

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -A\theta^2 P(\theta, z) + \frac{D}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right) \quad (3.13)$$

При решавању ове једначине за оптичко влакно треба узети у обзир и граничне услове:

$$P(\theta_c, z) = 0, \quad D \frac{\partial P}{\partial \theta} \Big|_{\theta=0} = 0 \quad (3.14)$$

где је θ_c критични угао за тоталну унутрашњу рефлексију у влакно. Први гранични услов означава да модови са углом простирања већим од критичног угла ($\theta \geq \theta_c$) не преносе снагу, док други услов значи да је спрезање модова ограничено само на модове са $\theta > 0$.

3.1.3.1 Нумерички метод решавања временски независне једначине протока снаге

Временски независна једначина протока снаге је парцијална диференцијална једначина параболичког типа. За одређивање нумеричког решења користе се стандардни методи попут метода коначних елемената, метода коначних разлика и нодално-интегралног метода [109, 112, 113]. Ако се простирање светлости кроз влакно посматра као тродимензионални проблем, онда је метод коначних елемената најефикаснији. Међутим, када се простирање светлости моделује у једној димензији као у случају једначине протока снаге, онда метод коначних разлика представља оптималан избор.

Равноправно се користе и имплицитни и експлицитни метод коначних разлика. Показало се да је имплицитни метод коначних разлика стабилнији од експлицитног и дозвољава веће кораке интеграције чиме се скраћује време потребно рачунару да реши задати проблем. Ово се не одражава на већу ефикасност имплицитног метода коначних разлика, јер се у сваком рачунском кораку мора манипулисати изузетно великим матрицама. Због тога се може рећи да је експлицитни метод коначних разлика једноставнији и ефикаснији од имплицитног метода коначних разлика, без обзира на то што је осетљивији са аспекта стабилности нумеричке шеме. Из овог разлога се све чешће користи експлицитни метод коначних разлика.

3. Моделовање W-ФКВ

Да би се применио експлицитни метод, једначину протока снаге је потребно записати у облику

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -A\theta^2 P(\theta, z) + \frac{D}{\theta} \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} + D \frac{\partial^2 P(\theta, z)}{\partial \theta^2} \quad (3.15)$$

Користећи шему за централне разлике извода $\partial P(\theta, z) / \partial \theta$ и $\partial^2 P(\theta, z) / \partial \theta^2$ [109, 114]

$$\left(\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right)_{i,j} = \frac{P_{i+1,j} - P_{i-1,j}}{2\Delta\theta} + O(\Delta\theta)^2 \quad (3.16)$$

$$\left(\frac{\partial^2 P(\theta, z)}{\partial \theta^2} \right)_{i,j} = \frac{P_{i+1,j} - 2P_{i,j} + P_{i-1,j}}{(\Delta\theta)^2} + O(\Delta\theta)^2 \quad (3.17)$$

и шему предње разлике за извод $\partial P(\theta, z) / \partial z$

$$\left(\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right)_{i,j} = \frac{P_{i,j+1} - P_{i,j}}{\Delta\theta} + O(\Delta z) \quad (3.18)$$

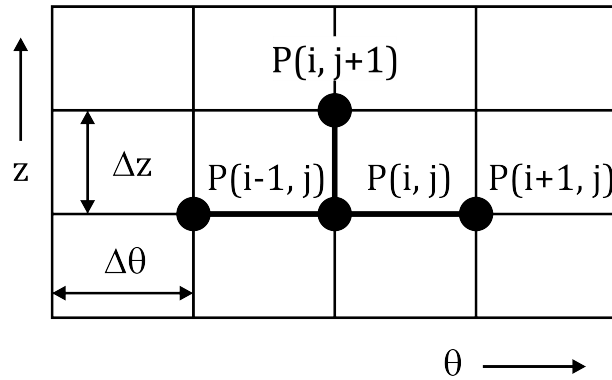
једначина 3.15 се може записати у облику

$$\begin{aligned} P_{i,j+1} = & \left(\frac{\Delta z D}{\Delta\theta^2} - \frac{\Delta z D}{2\theta_i \Delta\theta} \right) P_{i-1,j} + \left(1 - \frac{2\Delta z D}{\Delta\theta^2} - \Delta z A\theta_i^2 \right) P_{i,j} \\ & + \left(\frac{\Delta z D}{2\theta_i \Delta\theta} + \frac{\Delta z D}{\Delta\theta^2} \right) P_{i+1,j} \end{aligned} \quad (3.19)$$

при чему индекси i и j означавају дискретне кораке $\Delta\theta$ и Δz за угао θ и дужину z , респективно. Ово је израз за $P_{i,j+1}$ у $(i, j+1)$ -тој тачки мреже у функцији познатих вредности за угаону расподелу снаге дуж j -те врсте мреже (слика 3.1). Грешка при одређивању $P_{i,j+1}$ помоћу једначине 3.19 је реда $O(\Delta z, \Delta\theta^2)$ [109].

Сада гранични услови 3.14 имају облик [115]

$$P_{N,j} = 0 \quad P_{0,j} = P_{1,j} \quad (3.20)$$



Слика 3.1: Мрежа за експлицитни метод коначних разлика [106]

где је $N = \theta_c / \Delta\theta$ димензија мреже у θ правцу. Да би се избегао сингуларитет у тачки $\theta = 0$, користи се израз [113]

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) = 2 \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta=0} \quad (3.21)$$

Расподела снаге светлосног снопа на улазу у влакно, која је у облику функције $f(\theta)$ се може записати као

$$P(\theta) = f(\theta) \quad (3.22)$$

при чему $f(\theta)$ најчешће има облик Гаусове функције.

Временски независна једначина протока снаге је довољна за описивање излазне угаоне расподеле снаге светлости у оптичком влакну. Познајући излазну расподелу светлости у влакну, могуће је одредити величине као што су дужина спрезања и дужина влакна на којој расподела постаје стационарна. Применом ове једначине се може одредити и константа спрезања D [114, 116].

3.1.3.2 Примена временски независне једначине протока снаге на оптичка влакна са W индексом преламања

Применом временски независне једначине протока снаге може се добити излазна угаона расподела светлости за различите структурне параметре влакна, коефицијенте спрезања и карактеристике улазног снопа

код влакана са W индексом преламања. Могу се одредити дужине на којима се успоставља стационарна расподела модова и како на те дужине утичу промена ширине унутрашњег омотача и коефицијента спрезања. Такође се може испитивати и утицај дубине унутрашњег омотача на угаону расподелу светлости и стационарну дужину. Поред тога, могуће је испитивати и утицај угла улазног снопа светлости и ширине угаоне расподеле улазног снопа на дужине на којима се успостављају равнотежна L_c и стационарна z_s расподела модова, при промени ширине и дубине унутрашњег омотача и коефицијента спрезања.

3.1.3.3 Нумерички метод решавања временски независне једначине протока снаге код влакана са W индексом преламања

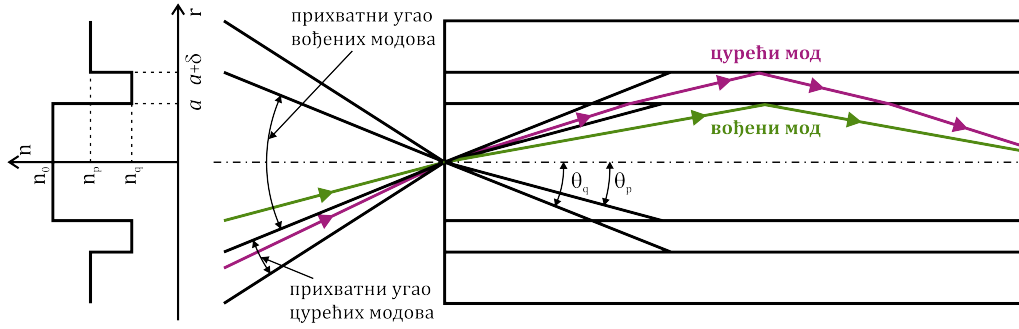
Профил индекса преламања W-влакна је приказан на слици 2.4 (б). Полупречник језгра влакна је a , ширина унутрашњег омотача δa , при чему је δ нормализована ширина унутрашњег омотача, а индекси преламања језгра, унутрашњег и спољашњег омотача су редом n_0 , n_q , n_p . Узима се да је $n_q < n_p < n_0$. Поред ових величина, потребно је увести још две величине:

$$\Delta_q = \frac{n_0 - n_q}{n_q} \quad \Delta_p = \frac{n_0 - n_p}{n_p} \quad (3.23)$$

Ове величине представљају разлике индекса преламања за одговарајућа степ-индекс референтна влакна са једним омотачем SC_q и SC_p , респективно. Ова референтна влакна представљају W-влакно у случају када ширина унутрашњег омотача тежи бесконачности ($\delta \rightarrow \infty$), односно нули ($\delta \rightarrow 0$), респективно.

Влакно које има W профил индекса преламања се може представити као систем сачињен од SC_q влакна и омотача индекса преламања n_p [117]. У влакну су вођени сви модови који се простиру под углом θ_q који представља критични угао SC_q влакна. Обавијањем SC_q влакна омотачем чији је индекс преламања n_p , настаје влакно са W профилем индекса преламања (W-влакно), а сви модови који се простиру под углом који је мањи од критичног угла θ_p за SC_p влакно, остају вођени дуж влакна. Они модови се простиру између углова θ_p и θ_q постају цурећи модови [118] (слика 3.2).

3. Моделовање W-ФКВ



Слика 3.2: Простирање вођених и цурећих модова у W-vlakну

Ако претпоставимо да је $\Delta_p < \Delta_q \ll 1$, онда се дискретан спектар модова може апроксимирати континуумом модова у функцији угла θ , који са осом влакна заклапа мод који се простире кроз влакно [118]. Под претпоставком да се спрезање дешава само између суседних модова, може се користити временски независна једначина протока снаге у облику:

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -\alpha(\theta)P(\theta, z) + \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta D(\theta) \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right) \quad (3.24)$$

Ова једначина се може написати и у облику:

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -\alpha(\theta)P(\theta, z) + \frac{D(\theta)}{\theta} \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} + D(\theta) \frac{\partial^2 P(\theta, z)}{\partial \theta^2} \quad (3.25)$$

У претходном изразу $P(\theta, z)$ представља угаону расподелу снаге светлости на растојању z од улаза у влакно, θ је угао простирања светлости у односу на осу влакна, $D(\theta)$ је коефицијент спрезања модова (сматра се константним због претпоставке да се спрезање дешава само између суседних модова, $D(\theta) = D$) [110, 119] и $\alpha(\theta)$ је модално слабљење. Модално слабљење се може преставити као збир $\alpha(\theta) = \alpha_0 + \alpha_d(\theta)$, где су α_0 губици услед апсорпције и расејања, а $\alpha_d(\theta)$ представља модално слабљење. Ови губици се касније могу узети у обзир множењем коначног решења изразом $e^{-\alpha_0 z}$, па се α_0 може тренутно занемарити.

Константа слабљења цурећих модова (простиру се између $\theta_p \approx \sqrt{2\Delta_p}$ и $\theta_q \approx \sqrt{2\Delta_q}$) има облик [120]:

3. Моделовање W-ФКВ

$$\alpha_L(\theta) = \frac{4(\theta^2 - \theta_p^2)^{1/2} \theta^2 (\theta_q^2 - \theta^2)}{a(1 - \theta^2)^{1/2} \theta_q^2 (\theta_q^2 - \theta_p^2)} \exp \left[-2\delta a n_0 k_0 (\theta_q^2 - \theta^2)^{1/2} \right] \quad (3.26)$$

где је k_0 таласни вектор у вакууму. Експериментални резултати показују да слабљење код влакана са једним омотачем (SC) остаје константно у области вођених модова, и да се постепено повећава у области израчених (радијационих) модова [121]. Сходно томе, код W-влакана модално слабљење можемо записати као

$$\alpha_d = \begin{cases} 0 & \theta \leq \theta_p \\ \alpha_L & \theta_p < \theta \leq \theta_q \\ \infty & \theta \geq \theta_q \end{cases} \quad (3.27)$$

Гранични услови за једначину 3.25 су [119]:

$$P(\theta_m, z) = 0 \quad D \frac{\partial P}{\partial \theta} = 0 \quad (3.28)$$

Угао θ_m представља максимални угао под којим се светлост може протирати у влакну.

Пошто не постоји аналитичко решење за једначину протока снаге 3.25 са константом слабљења цурећих модова 3.26, мора се тражити нумеричко решење.

Када применимо шему централне разлике за изводе $(\partial P(\theta, z))/\partial \theta$ и $(\partial^2 P(\theta, z))/\partial \theta^2$ (једначине 3.16 и 3.17) и шему предње разлике за извод $(\partial P(\theta, z))/\partial z$ (израз 3.17) [109], једначину 3.25 можемо представити у следећем облику:

$$P_{k,l+1} = \left(\frac{\Delta z D}{\Delta \theta^2} - \frac{\Delta z D}{2\theta_k \Delta \theta^2} \right) P_{k-1,l} + \left(1 - \frac{2\Delta z D}{\Delta \theta^2} - (\alpha_d)_k \Delta z \right) P_{k,l} \\ + \left(\frac{\Delta z D}{2\theta_k \Delta \theta} - \frac{\Delta z D}{\Delta \theta^2} \right) P_{k+1,l} \quad (3.29)$$

У једначини 3.29 индекси k и l , редом, означавају дискретне кораке $\Delta \theta$ и Δz за угао θ и дужину z .

Израз за коефицијент модалног слабљења је

$$\alpha_a(\theta) = \begin{cases} 0 & \theta \leq \theta_p \\ \frac{4(\theta_k^2 - \theta_p^2)^{1/2}}{a(1 - \theta_k^2)^{1/2}} \frac{\theta_k^2(\theta_q^2 - \theta_k^2)}{\theta_q^2(\theta_q^2 - \theta_p^2)} \exp \left[-2\delta a n_0 k_0 (\theta_q^2 - \theta_k^2)^{1/2} \right] & \theta_p < \theta \leq \theta_q \\ \infty & \theta \geq \theta_q \end{cases} \quad (3.30)$$

Сада су гранични услови $P_{N,l} = 0$ и $P_{0,l} = P_{1,l}$, где је $N = \theta_q/\Delta\theta$ димензија мреже у θ правцу.

Релација

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{1}{\theta} \left(\theta \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) = 2 \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta=0} \quad (3.31)$$

се користи како би се избегао проблем сингуларности у тачкама мреже $\theta = 0$ [115].

Решавањем временски независне једначине протока снаге 3.25 се добијају угаоне расподеле снаге светлости на различитим дужинама влакна са W профилем индекса преламања, чија је ширина унутрашњег омотача δa , а дубина $\theta_q - \theta_p$ [122].

3.1.4 Временски зависна једначина протока снаге за влакна са W профилем индекса преламања

3.1.4.1 Примена временски зависне једначине протока снаге на оптичка влакна са W индексом преламања

Дужине на којма долази до равнотежне и стационарне расподеле мода се могу одредити уколико је позната излазна угаона расподела светлости у посматраном влакну. Угаону расподелу снаге светлости у влакну добијамо решавањем временски независне једначине протока снаге. Уколико желимо да одредимо фреквентни одзив и пропусни опсег влакна, не можемо користити временски независну једначину протока снаге, већ морамо прећи на временски зависан облик ове једначине.

3.1.4.2 Нумерички метод решавања временски зависне једначине протока снаге код влакна са W индексом преламања

Као што је већ показано, временски независна једначина протока снаге има облик [105]

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = -\alpha(\theta) P(\theta, z) + (\Delta\theta)^2 \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\theta d(\theta) \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right] \quad (3.32)$$

Коефицијент спрезања се може написати у облику [123, 124]:

$$d(\theta) = d_0 \left(\frac{\theta_c}{\theta} \right)^{2q} \quad (3.33)$$

где су d_0 и q константе за одређено влакно. Када је $q = 0$ и $d(\theta) = D$, једначина 3.32 има облик

$$dP(\theta, z) = -\alpha(\theta) P(\theta, z) dz + \frac{D}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right) dz \quad (3.34)$$

Ако снага P није само функција угла θ и дужине z , већ и времена, онда пишемо [125]

$$dP(\theta, z, t) = \frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial z} dz + \frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial t} dt \quad (3.35)$$

Када се изједначе десне стране једначина 3.34 и 3.35 и потом поделе са dz , добија се

$$\frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial z} + \frac{dt}{dz} \frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial t} = -\alpha(\theta) P(\theta, z, t) + \frac{D}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial \theta} \right) \quad (3.36)$$

Ово је временски зависна једначина протока снаге.

Група брзина мода који се простире под углом θ је дата изводом dz/dt . Преко односа између угла θ и трансверзалног таласног броја $u =$

3. Моделовање W-ФКВ

$nk\theta$, могуће је одредити ову брзину за све модове изузев малог броја оних који се налазе у непосредној близини фреквенције одсецања [105]:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{c}{n \left(1 + \frac{\theta^2}{2}\right)} \quad (3.37)$$

На овај начин је брзина мода повезана са брзином светлости у вакууму, која је подељена индексом преламања n и чланом $\theta^2/2$. Овај други члан је последица повећања оптичке дужине пута у односу на дужину влакна, што је узроковано изломљеном путањом зрака. Реципрочна вредност брзине мода dt/dz , која се јавља у једначини 3.36, представља укупно кашњење мода по јединици дужине. Занемаривањем кашњења заједничког за све модове (n_{co}/c), релативно кашњење мода се може изразити као [125]:

$$\tau(\theta) = \frac{n_0}{c} \frac{1}{\cos(\theta)} \cong \frac{n_0}{c} \left(1 + \frac{\theta^2}{2}\right) = \tau_0 + \tau_d(\theta) \quad (3.38)$$

Како је члан τ_0 исти за све модове, он се може занемарити, па се у обзир узима само члан $\tau_d(\theta)$.

Да би се добила једначина 3.39 која описује простирање светлости у W-оптичком влакну помоћу три функције које представљају главне карактеристике вишемодних влакана: модално-зависно слабљење $\alpha(\theta)$, модална дисперзија $\tau(\theta)$ и спрезање модова $D(\theta)$, потребно је једначину 3.38 заменити у 3.36 [125].

$$\frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial z} + \tau(\theta) \frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial t} = -\alpha(\theta) P(\theta, z, t) + \frac{D}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\theta \frac{\partial P(\theta, z, t)}{\partial \theta} \right] \quad (3.39)$$

Када се на једначину 3.39 примени Фуријеова трансформација

$$p(\theta, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\theta, z, t) e^{-j\omega t} dt \quad (3.40)$$

где је $\omega = 2\pi f$ угаона фреквенција, добија се временски зависна једначина протока снаге

3. Моделовање W-ФКВ

$$\frac{\partial p(\theta, z, \omega)}{\partial z} + j\omega\tau(\theta)p(\theta, z, \omega) = -\alpha(\theta)p(\theta, z, \omega) + \frac{D}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial p(\theta, z, \omega)}{\partial \theta} \right) \quad (3.41)$$

Ова једначина се решава рачунањем преносне функције система. Након примене Фуријеове трансформације, извод $\partial P/\partial t$ је прешао у члан $j\omega$, а из једначине 3.41 су елиминисани изводи по времену, па она садржи само изводе по z и θ .

Гранични услови за једначину 3.41, у којима је θ_c критични угао, су:

$$p(\theta_c, z, \omega) = 0 \quad D \frac{\partial p(\theta, z, \omega)}{\partial \theta} \Big|_{\theta=0} = 0 \quad (3.42)$$

Први израз нам говори да модови који се простиру под углом $\theta \geq \theta_c$ не преносе снагу, а други да је спрезање модова ограничено само на оне модове који се простиру под углом $\theta > 0$.

Како је $p(\theta, z, \omega)$ комплексно, може се раздвојити на реални део и имагинарни део, p^r и p^i , респективно:

$$p(\theta, z, \omega) = p^r(\theta, z, \omega) + jp^i(\theta, z, \omega) \quad (3.43)$$

Сада једначину (3.41) можемо писати као две спрегнуте диференцијалне једначине

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^r(\theta, z, \omega)}{\partial z} = -\alpha p_r + \frac{D}{\theta} \frac{\partial p^r(\theta, z, \omega)}{\partial \theta} + D \frac{\partial^2 p^r(\theta, z, \omega)}{\partial \theta^2} \\ + \omega\tau p^i(\theta, z, \omega) \end{aligned} \quad (3.44a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^i(\theta, z, \omega)}{\partial z} = -\alpha p_i + \frac{D}{\theta} \frac{\partial p^i(\theta, z, \omega)}{\partial \theta} + D \frac{\partial^2 p^i(\theta, z, \omega)}{\partial \theta^2} \\ + \omega\tau p^r(\theta, z, \omega) \end{aligned} \quad (3.44b)$$

Ове једначине су решене експлицитним методом коначних разлика, користећи шему централне разлике за изводе $(\partial p(\theta, z, \omega))/\partial \theta$ и $(\partial^2 p(\theta, z, \omega))/\partial \theta^2$, односно шему предње разлике за извод $(\partial p(\theta, z, \omega))/\partial z$ [109, 114]:

$$\left(\frac{\partial p(\theta, z, \omega)}{\partial \theta}\right)_{k,l} = \frac{p_{k+1,l} - p_{k-1,l}}{2\Delta\theta} + O(\Delta\theta)^2 \quad (3.45a)$$

$$\left(\frac{\partial p^2(\theta, z, \omega)}{\partial \theta^2}\right)_{k,l} = \frac{p_{k+1,l} - 2p_{k,l} + p_{k-1,l}}{(\Delta\theta)^2} + O(\Delta\theta)^2 \quad (3.45b)$$

$$\left(\frac{\partial p(\theta, z, \omega)}{\partial z}\right)_{k,l} = \frac{p_{k,l+1} - p_{k,l}}{\Delta z} + O(\Delta z) \quad (3.46)$$

Сада једначине 3.44 добијају следећи облик:

$$\begin{aligned} p_{k,l+1}^r &= \left(\frac{\Delta z D}{\Delta\theta^2} - \frac{\Delta z D}{2\theta_k \Delta\theta}\right) p_{k-1,l}^r + \left(1 - \frac{2\Delta z D}{\Delta\theta^2} - (\alpha_d)_k \Delta z\right) p_{k,l}^r \\ &+ \left(\frac{\Delta z D}{2\theta_k \Delta\theta} - \frac{\Delta z D}{\Delta\theta^2}\right) p_{k+1,l}^r + \frac{\omega n_0 \Delta z}{2c} \theta_k^2 p_{k,l}^i \end{aligned} \quad (3.47a)$$

$$\begin{aligned} p_{k,l+1}^i &= \left(\frac{\Delta z D}{\Delta\theta^2} - \frac{\Delta z D}{2\theta_k \Delta\theta}\right) p_{k-1,l}^i + \left(1 - \frac{2\Delta z D}{\Delta\theta^2} - (\alpha_d)_k \Delta z\right) p_{k,l}^i \\ &+ \left(\frac{\Delta z D}{2\theta_k \Delta\theta} - \frac{\Delta z D}{\Delta\theta^2}\right) p_{k+1,l}^i - \frac{\omega n_0 \Delta z}{2c} \theta_k^2 p_{k,l}^r \end{aligned} \quad (3.47b)$$

где су индекси k и l дискретни кораци $\Delta\theta$ и Δz , за угао θ и дужину z , респективно, односно $p_{k,l}^r = p_r(\theta_k, z_l, \omega)$ и $p_{k,l}^i = p_i(\theta_k, z_l, \omega)$. Модално слабење се за различите вредности угла θ може дефинисати као

$$\alpha_d(\theta) = \begin{cases} 0 & \theta \leq \theta_p \\ \frac{4(\theta_k^2 - \theta_p^2)^{1/2}}{a(1 - \theta_k^2)^{1/2}} \frac{\theta_k^2(\theta_q^2 - \theta_k^2)}{\theta_q^2(\theta_q^2 - \theta_p^2)} \exp\left[-2\delta a n_0 k_0 (\theta_q^2 - \theta_k^2)^{1/2}\right] & \theta_p < \theta \leq \theta_q \\ \infty & \theta \geq \theta_q \end{cases} \quad (3.48)$$

3. Моделовање W-ФКВ

θ_p и θ_q су критични углови референтних влакана са једним омотачем, SC_p и SC_q .

Нови облик граничних услова 3.42 је:

$$p_{N,l}^r = p_{N,l}^i = 0 \quad (3.49a)$$

$$p_{0,l}^r = p_{1,l}^r \quad p_{0,l}^i = p_{1,l}^i \quad (3.49б)$$

$N = \theta_q/\Delta\theta$ представља димензију мреже у θ правцу. Да би се у тачкама $\theta = 0$ избегао сингуларитет користимо следећу граничну вредност

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = 2 \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta=0} \quad (3.50)$$

Коначно, након што су величине p^r и p^i одређене, из наредне једначине можемо добити фреквентни одзив

$$H(z, \omega) = \frac{2\pi \int_0^{\theta_c} \theta [p^r(\theta, z, \omega) + jp^i(\theta, z, \omega)] d\theta}{2\pi \int_0^{\theta_c} \theta [p^r(\theta, 0, \omega) + jp^i(\theta, 0, \omega)] d\theta} \quad (3.51)$$

3.2 Моделовање W-ФКВ таласном теоријом

3.2.1 Одређивање губитака услед Рејлијевог расејања у једномодном W-ФКВ

У оптичким влакнима губици услед расејања се јављају због микроскопских промена у густини и структури материјала. Главни узрок флукуација у структури стакла представља чињеница да је стакло састављено од насумично повезане мреже молекула и неколико оксида

(нпр. SiO_2 , GeO_2 и P_2O_5). Три различита процеса расејања се могу јавити у оптичким влакнима: Раманово²⁷, Брилуиново²⁸ и Рејлијево²⁹ расејање [126]. До Рејлијевог расејања углавном долази због малих локализованих промена индекса преламања материјала језгра и омотача. Уз апсорпцију инфрацрвеног зрачења, Рејлијево расејање представља главни фактор при одређивању преносних губитака у оптичким влакнима. Слабљење од око $0,8 \text{ dB/km}/\mu\text{m}^4$ услед Рејлијевог расејања је измерено у чисто кварцним (SiO_2) влакнима [127]. Минимални коефицијент расејања у влакнима са кварцним језгром износи око $0,774 \text{ dB/km}/\mu\text{m}^4$, а укупни губици су око $0,1484 \text{ dB/km}$ на таласној дужини од 1570 nm [128]. За мерење губитака услед Рејлијевог расејања (α_R) предложено је пар техника: микрокалориметрија [129–132], интеграционе сфере [133] или коцке [134, 135], и поређење Брилуиновог и Рејлијевог расејања [136]. Поред овога, за одређивање губитака у вишемодним влакнима, се може користити компонента спектралног слабљења која зависи од λ^{-4} [137]. Рејлијево расејање се проучава како у једномодним тако и у вишемодним оптичким влакнима. У једномодним оптичким влакнима Рејлијево расејање представља доминантан механизам оптичких губитака који доводи до слабљења светлости. За влакна са неколико модова је развијен општи модел који омогућава прорачунавање временски зависне, по модовима раздвојене снаге Рејлијевог расејања, укључујући расејање унапред и уназад, као и унутар-модалне и међумодалне случајеве [138].

Идеја да се оптичка влакна користе као део сензора стара је скоро колико и идеја да се влакна користе за пренос података. Сензори засновани на оптичким влакнима имају низ изузетних особина, а она која их чини јединственим јесте могућност континуалног просторног праћења промена посматраног физичког поља дуж влакна. Овакви дистрибуирани фибер-оптички сензори (енг. *distributed optical fiber sensors*) функционишу користећи процесе расејања који потичу од интеракције светлости и материјала. Фибер-оптички сензори који су засновани на Рејлијевом расејању користе три основне особине светлости: интензитет, фазу и поларизацију [139]. Испитиван је и утицај деловања топлоте на Рејлијево расејање у кварцном стаклу и кварцним влакнима у односу на фиктивну температуру као и могућност смањења оптичких губитака који зависе од Рејлијевог расејања у кварцним влакнима [140]. Губици услед Рејлијевог расејања (ГУРР) у фотонско кристалним оптичким влакнима зависе од профила индекса преламања влакна и параметара као што су пречници

²⁷Raman

²⁸Brillouin

²⁹Rayleigh

ваздушних шупљина и растојање између две суседне шупљине.

3.2.1.1 Губици у влакну

Претпоставља се да укупном губитку у силицијумским влакнима доприносе: губици услед Рејлијевој расејања (α_R), губици због апсорпције у инфрацрвеном делу спектра (α_{IR}), губици због несавршености између језгра и омотача (α_{IM}), и апсорпциони губици услед других нечистоћа (α_{im}) [141]. Спектрални губитак у оптичком влакну се може записати као:

$$\alpha = \alpha_R + \alpha_{IR} + \alpha_{OH} + \alpha_{UV} + \alpha_{IM} + \alpha_{im} \quad (3.52)$$

Са напретком техника израде влакана постало је могуће смањити оптичке губитке [142]. Губици α_{OH} су значајно смањени дехидрационим процесима [143], а са тренутним достигнућима техника фабрикации, α_{IM} је скоро занемарљиво. Како би се додатно смањили губици услед несавршености предложена је техника усклађивања вискозности, па се користе GeO_2 и F допанти да би се добило подударане вискозности језгра и омотача [144]. Занемарљиви су и α_{im} губици, а α_{UV} се може занемарити у опсегу таласних дужина од 1260 nm до 1460 nm (O и E опсег). Према томе, модел за процењивање оптичких губитака влакна се може изразити, са задовољавајућом тачношћу, као укупни губитак α_T који је једнак збиру α_R и α_{IR} :

$$\alpha_T = \alpha_R + \alpha_{IR} \quad (3.53)$$

Губици услед Рејлијевог расејања су пропорционални λ^{-4} и интензитету светлости која се простире кроз влакно и дати су као:

$$\alpha_R = \frac{1}{\lambda^4} \frac{\int_0^{+\infty} A(r)P(r) r dr}{\int_0^{+\infty} P(r) r dr} \quad (3.54)$$

где је $P(r)$ интензитет светлости, а $A(r)$ представља коефицијент Рејлијевог расејања на радијалном растојању r .

ГУРР зависе од материјала влакна и профила индекса преламања. Они су одговорни за већину оптичких губитака у О и Е опсегу, као и у С опсегу (1530 nm – 1565 nm) [145]. Губици услед апсорпције у инфрацрвеном (ИЦ) делу спектра апсорпције су дати изразом:

$$\alpha_{IR} = C \exp\left(-\frac{D}{\lambda}\right) \quad (3.55)$$

где коефицијенти C и D зависе од материјала, а не зависе од количине примеса.

3.2.1.2 Коефицијент Рејлијевог расејања у степ-влакнима са GeO₂ и F примесама

Коефицијенти Рејлијевог расејања почетних форми направљених VAD методом (енг. *VAD – vapor-phase axial deposition* – осно таложење испарења) су мерени спектрофотометром динамичког светлосног расејања DLS-700 [145]. Коефицијент Рејлијевог расејања зависи од релативне разлике индекса преламања, настале додавањем примеса GeO₂ и F кварцу

$$A(r) = \begin{cases} A_0 (1 + 0.41 |\Delta(r)|) & \text{за стакло са додатком F} \\ A_0 (1 + 0.44 |\Delta(r)|) & \text{за стакло са додатком GeO}_2 \end{cases} \quad (3.56)$$

где је A_0 коефицијент Рејлијевог расејања у чисто кварцном стаклу, а $\Delta(r)$ представља нормализовану разлику индекса преламања повезану са додавањем GeO₂ и F примеса. Веза између релативне разлике индекса преламања $\Delta(r)$ и концентрације примеса $D(r)$ се може изразити као:

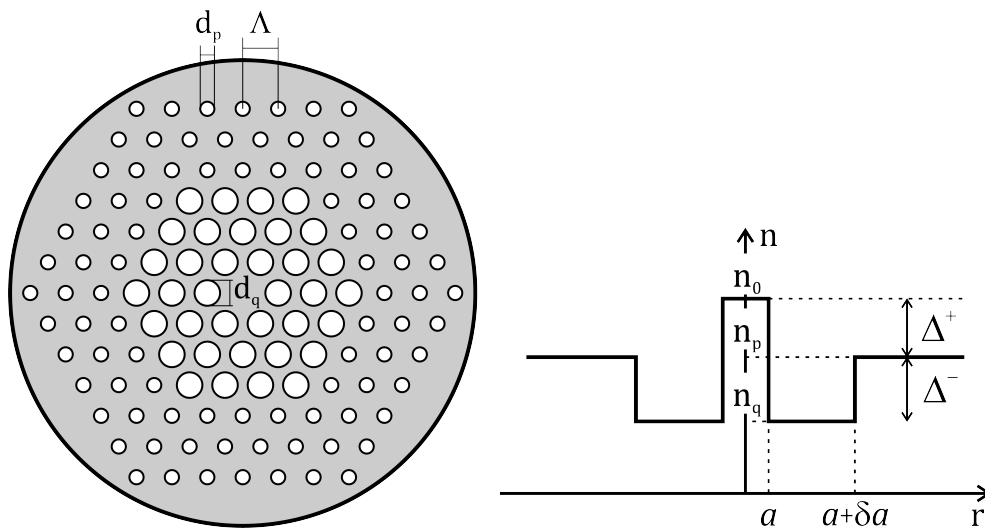
$$\Delta(r) = C_0 D(r) + C_1 \quad (3.57)$$

где $D(r)$ представља концентрацију примеса германијум-диоксида или флуора, а константе C_0 и C_1 зависе од примеса. Утврђено је да се коефицијент Рејлијевог расејања повећава са повећањем концентрације при-

3. Моделовање W-ФКВ

месе и да је зависност иста за стакло са примесом GeO_2 и стакло са примесом F. Разлог за овакво понашање коефицијента Рејлијевог расејања је што се флукуације концентрације повећавају када је кварцу додата већа количина примесе. За влакна са примесом GeO_2 индекс преламања се повећава са повећањем концентрације GeO_2 . Са друге стране, индекс преламања влакана са примесом F се смањује са повећањем концентрације F.

3.2.1.3 Модел за одређивање Рејлијевог расејања у једномодном ФКВ са W индексом преламања



Слика 3.3: (а) Попречни пресек предложеног ФКВ са два омотача. Λ је растојање између две шупљине, а d_1 и d_2 су пречници шупљина унутрашњег и спољашњег омотача, редом. Сива површина означава чист кварц, а беле површине означавају ваздушне шупљине; (б) Профил индекса преламања описаног влакна

Таласоводна структура предложеног ФКВ са W индексом преламања је шематски приказана на Слици 3.3(а), а њен профил индекса преламања је приказан на Слици 3.3(б). На основу једначине 3.54 се може увести параметар \bar{A} као средња вредност коефицијента Рејлијевог расејања за посматрано влакно, који се дефинише као

$$\bar{A} \equiv \frac{\int_0^{+\infty} A(r)P(r) r dr}{\int_0^{+\infty} P(r) r dr} \quad (3.58)$$

Посматрајући оптичко влакно са степ-профилом индекса преламања, коефицијенти Рејлијевог расејања ће бити различити у сваком слоју због различитих примеса. Средња вредност коефицијента Рејлијевог расејања за дато влакно се може извести из једначине 3.58 и записати у облику суме

$$\begin{aligned} \bar{A} &= \frac{\int_0^{r_1} A_1(r)P(r) r dr + \int_{r_1}^{r_2} A_2(r)P(r) r dr + \dots + \int_{r_{m-1}}^{+\infty} A_m(r)P(r) r dr}{\int_0^{+\infty} P(r) r dr} \\ &= \frac{A_1 \int_0^{r_1} P(r) r dr}{\int_0^{+\infty} P(r) r dr} + \frac{A_2 \int_{r_1}^{r_2} P(r) r dr}{\int_0^{+\infty} P(r) r dr} + \dots + \frac{A_m \int_{r_{m-1}}^{+\infty} P(r) r dr}{\int_0^{+\infty} P(r) r dr} \\ &\equiv \sum_{i=1}^m A_{ii} \end{aligned} \quad (3.59)$$

где i означава i -ти слој од језгра влакна ($i = 1$) ка споља, ка омотачима ($i = m$); A_i је коефицијент Рејлијевог расејања у i -том слоју, може се добити из једначине 3.57 и претпоставља се да је константан за сваки слој. На основу једначине 3.59 средња вредност коефицијента Рејлијевог расејања за влакно са чисто кварцним језгром и два омотача - спуштеним (енг. *depressed*) унутрашњим и спољашњим, се може записати као

$$\begin{aligned}\bar{A} &= A_0\Gamma_1 + A_0(1 + 41|\Delta^+ - \Delta^-|)\Gamma_2 + A_0(1 + 41|\Delta^+|)\Gamma_3 \\ &\approx A_0[1 + 41|\Delta^+ - \Delta^-|(1 - \Gamma_1)]\end{aligned}\quad (3.60)$$

Фактор задржавања снаге фундаменталног мода LP₀₁ у језгру (Γ_1) зависи од структурних параметара влакна a и Δ , и од константе простирања β . За степ-влакно са једним омотачем, Γ_1 се може записати у облику

$$\Gamma_1 = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{e}_z r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{e}_z r dr d\varphi} = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_0^2}{k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_0^2} \left[1 + \frac{J_0^2(U)}{J_1^2(U)} \right] \quad (3.61)$$

где су \vec{E} и \vec{H} електрично и магнетно поље, респективно; \vec{e}_z означава јединични вектор дуж лонгитудиналног правца влакна; $k_0 = 2\pi/\lambda$ је таласни број у вакууму; $U^2 = a^2 [k_0^2 n_0^2 / (1 - 2\Delta) - \beta^2]$; релативна разлика индекса преламања је дефинисана као $\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2$; $J_i(U)$ ($i = 0, 1$) је Беселова функција прве врсте i -тог реда. Коефицијент Рејлијевог расејања за степ-влакно са једним омотачем се сада може изразити као:

$$\bar{A} = A_0 + 44A_0W^2 \frac{1 - 2\Delta}{2k_0^2 n_0^2 a^2} \left[1 + \frac{J_0^2(U)}{J_1^2(U)} \right] \quad (3.62)$$

где је $W^2 = a^2 (\beta^2 - k_0^2 n_0^2)$. Трећи члан на десној страни једначине ?? се занемарује, јер је фактор задржавања снаге у спољашњем омотачу врло мали. ФКВ се може третирати као влакно са степ-индексом са параметрима a и $\Delta \equiv |\Delta^+ - \Delta^-|$. Као резултат добија се израз за средњу вредност коефицијента Рејлијевог расејања.

$$\bar{A} = A_0 + \frac{41A_0}{2k_0^2 n_0^2 a^2} \left[U^2 - \frac{W^2 J_0^2(U)}{J_1^2(U)} \right] \quad (3.63)$$

где је $U^2 = a^2 [k_0^2 n_0^2 - \beta^2]$, $W^2 = a^2 (\beta^2 - k_0^2 n_0^2 (1 - 2\Delta))$, $\Delta = (n_0^2 - n_2^2) / 2n_0^2$, $n_1 \equiv n_q$ и $n_2 \equiv n_p$. За ФКВ са ваздушним шупљинама распоређеним у

3. Моделовање W-ФКВ

троугаону мрежу, ефективни индекс преламања омотача n_{fsm} се може добити помоћу ефективног параметра V [146]

$$V = \frac{2\pi a_{eff}}{\lambda} \sqrt{n_0^2 - n_{fsm}^2} = \sqrt{U^2 + W^2} \quad (3.64)$$

где је n_0 индекс преламања језгра (од чистог кварца). Ефективни индекс преламања омотача n_{fsm} се дефинише као ефективни индекс преламања тзв. основног испуњујућег мода у троугаоној мрежи шупљина, а $a_{eff} = \Lambda/\sqrt{3}$; параметри U и W су нормализована трансверзална фаза и константа слабљења. Ефективни параметар V се може израчунати из:

$$V \left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda} \right) = A_1 + \frac{A_2}{1 + A_3 \exp \left(\frac{A_4 \lambda}{\Lambda} \right)} \quad (3.65)$$

са параметрима фитовања A_i ($i = 1, 2, 3, 4$)

$$A_i = a_{i0} + a_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^{b_{i1}} + a_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^{b_{i2}} + a_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^{b_{i3}} \quad (3.66)$$

при чему су коефицијенти a_{i0} до a_{i3} и b_{i1} до b_{i3} ($i = 1, 2, 3, 4$) дати у Табели 3.1

Табела 3.1: Коефицијенти у једначини 3.66 [146]

	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	$i = 4$
a_{i0}	0,54808	0,71041	0,16904	-1,52736
a_{i1}	5,00401	9,73491	1,85765	1,06745
a_{i2}	-10,43248	47,41496	18,96849	1,93229
a_{i3}	8,22992	-437,50962	-42,4318	3,89
b_{i1}	5	1,8	1,7	-0,84
b_{i2}	7	7,32	10	1,02
b_{i3}	9	22,8	14	13,4

Ефективни параметар W се може израчунати помоћу израза:

3. Моделовање W-ФКВ

$$W\left(\frac{\lambda}{\Lambda}, \frac{d}{\Lambda}\right) = B_1 + \frac{B_2}{1 + B_3 \exp\left(\frac{B_4 \lambda}{\Lambda}\right)} \quad (3.67)$$

са параметрима фитовања B_i ($i = 1, 2, 3, 4$):

$$B_i = c_{i0} + c_{i1} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i1}} + c_{i2} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{c_{i2}} + c_{i3} \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^{d_{i3}} \quad (3.68)$$

при чему су коефицијенти c_{i0} до c_{i3} и d_{i1} до d_{i3} ($i = 1, 2, 3, 4$) дати у Табели 3.2.

Табела 3.2: Коефицијенти у једначини 3.68 [146]

	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	$i = 4$
c_{i0}	-0,0973	0,53193	0,24876	5,29801
c_{i1}	-16,70566	6,70858	2,72423	0,05142
c_{i2}	67,13845	52,04855	13,28649	-5,18302
c_{i3}	-50,25518	-540,66947	-36,80372	2,7641
d_{i1}	7	1,49	3,85	-2
d_{i2}	9	6,58	10	0,41
d_{i3}	10	24,8	15	6

Глава 4

Нумерички резултати

4.1 Опис испитиваног W-ФКВ

У радовима [147–150], који чине основу ове дисертације, испитивано је стаклено фотонско кристално влакно са W профилем индекса преламања. Анализирано влакно је сачињено од стакла SiO_2 индекса преламања 1,45 на таласној дужини $\lambda = 850 \text{ nm}$, што одговара индексу преламања језгра $n_0 = 1,45$, чији је полупречник $a = 25 \mu\text{m}$, а коефицијент спрезања $D = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$, што представља типичну вредност за влакна са стакленим језгром [120]. Вредности индекса преламања унутрашњег n_q и спољашњег n_p омотача су мање у односу на индекс преламања језгра n_0 због присуства ваздушних шупљина. Уколико је удео ваздуха у одређеном слоју влакна већи, ефективни индекс преламања тог слоја влакна је мањи. Растојање између суседних шупљина у унутрашњем и спољашњем омотачу износи $\Lambda = 3 \mu\text{m}$. У унутрашњем омотачу испитивани пречници ваздушних шупљина су $d_q = (2,0 \mu\text{m}, 2,1 \mu\text{m}, 2,2 \mu\text{m}, 2,3 \mu\text{m})$, а у спољашњем $d_p = (1,0 \mu\text{m}, 1,1 \mu\text{m}, 1,2 \mu\text{m}, 1,3 \mu\text{m})$. Посматране су две ширине унутрашњег омотача: $\delta a = 6 \mu\text{m}$ ($\delta = 0,24$) и $\delta a = 12 \mu\text{m}$ ($\delta = 0,48$). Параметар δ се назива нормализована ширина унутрашњег омотача. Када је $\delta = 0,24$ унутрашњи омотач се састоји од два прстена ваздушних шупљина, а када је $\delta = 0,48$ унутрашњи омотач чине четири прстена ваздушних шупљина.

У табелама 4.1 и 4.2 приказане су вредности ефективних индекса преламања (n_q, n_p), релативних индекса преламања (Δ_q, Δ_p) и критичних

4. Нумерички резултати

углова (θ_q, θ_p) за одговарајуће вредности пречника унутрашњих и спољашњих шупљина (d_q, d_p), редом, за таласну дужину светлости 850 nm.

Табела 4.1: Ефективни индекси преламања n_q , релативна разлика индекса преламања Δ_q и одговарајући критични углови θ_q који одговарају различитим пречницима ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу

d_q [μm]	2,0	2,1	2,2	2,3
n_q	1,423679	1,418848	1,412813	1,405174
Δ_q	0,018	0,021	0,026	0,031
θ_q	10,87°	11,74°	13,07°	14,25°

Табела 4.2: Ефективни индекси преламања n_p , релативна разлика индекса преламања Δ_p и одговарајући критични углови θ_p који одговарају различитим пречницима ваздушних шупљина у спољашњем омотачу

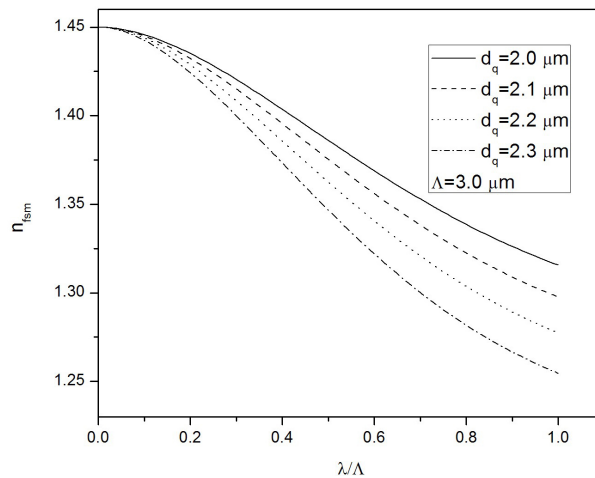
d_p [μm]	1,0	1,1	1,2	1,3
n_p	1,443717	1,442797	1,441759	1,440576
Δ_p	0,004	0,005	0,006	0,0065
θ_p	5,12°	5,73°	6,28°	6,53°

На слици 4.1 се види ефективни индекс преламања унутрашњег омотача $n_q \equiv n_{fsm}$ као функција односа λ/Λ за $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ и различите вредности пречника шупљина унутрашњег омотача d_q .

4.2 Утицај параметара влакна на угаону расподелу снаге модова код вишемодног W-ФКВ са чврстим језгром

Применом временски независне једначине протока снаге, испитана је промена угаоне расподеле снаге, као и расподела модова која одговара стационарном стању за спрезање вођених и цурећих модова при промени

4. Нумерички резултати



Слика 4.1: Ефикасни индекс преламања унутрашњег омотача у функцији односа λ/Λ

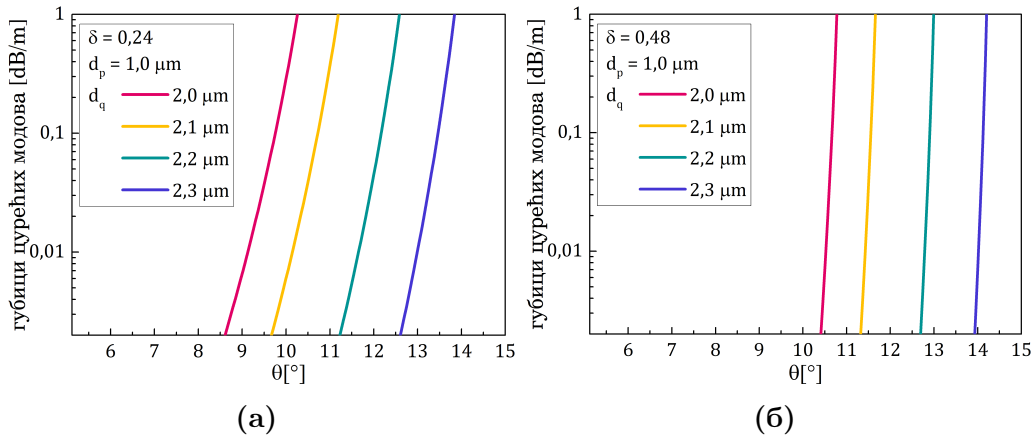
параметара вишемодног W-ФКВ са чврстим језгром [147]. Добијене су дужине влакна на којима се успоставља стационарна расподела модова z_s . Испитани су губици цурећих модова $\alpha_L(\theta)$ са променом ширине δa и дубине Δ_q унутрашњег омотача. Нормализоване ширине унутрашњег омотача $\delta = 0,24$ и $\delta = 0,48$, постигнуте су са два односно четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, респективно.

Промена дубине унутрашњег омотача постигнута је променом пречника шупљина у том омотачу $d_q = (2,0 \mu\text{m}, 2,1 \mu\text{m}, 2,2 \mu\text{m}, 2,3 \mu\text{m})$ за фиксну вредност пречника шупљина у спољашњем омотачу $d_p = 1 \mu\text{m}$. Испитан је и утицај пречника шупљина у спољашњем омотачу d_p на дужину на којој се успоставља стационарна расподела модова z_s .

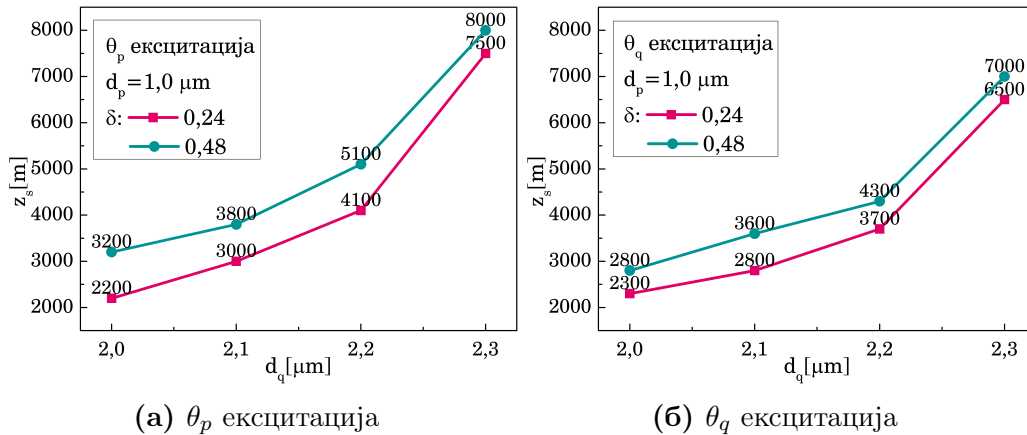
За унутрашњи омотач са два или четири прстена ваздушних шупљина слике 4.2а и 4.2б приказују губитке цурећих модова $\alpha_L(\theta)$ за различите вредности шупљина у унутрашњем омотачу d_q . Упоредивањем случајева са два и четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, опажамо да су губици већи када су присутна само два прстена, односно када је унутрашњи омотач ужи. Такође, губици цурећих модова расту са смањењем пречника d_q , тј. када се смањује дубина средњег слоја.

Одређена је дужина z_s на којој се успоставља стационарна расподела модова за различите параметре влакна у случају када су побуђени само вођени, или и цурећи и вођени модови, θ_p и θ_q ексцитацијом, респективно. Слика 4.3а приказује график на коме је дужина z_s дата као

4. Нумерички резултати



Слика 4.2: Губици цурећих модова у W-ФКВ са (а) два и (б) четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу за различите пречнике ваздушних шупљина d_q



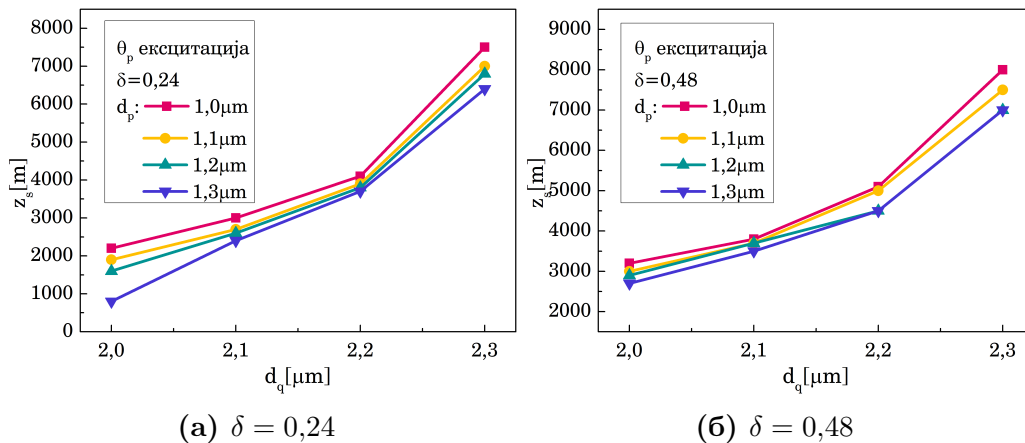
Слика 4.3: Дужина z_s у функцији пречника шупљина у унутрашњем омотачу d_q за случајеве са два ($\delta = 0,24$) и са четири ($\delta = 0,48$) прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу.

функција пречника ваздушних шупљина d_q у унутрашњем омотачу за случајеве када се у том омотачу налазе два ($\delta = 0,24$), односно четири ($\delta = 0,48$) прстена ваздушних шупљина, у случају θ_p ексцитације. Са слике се може приметити да се дужина z_s повећава са повећањем пречника ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу (d_q), односно са повећањем дубине средњег слоја W-vlakна (Δ_q). Ово је последица смањења губитака цурећих модова код влакана са већим пречником ваздушних шупљина у унутрашњем слоју. Када су ваздушне шупљине унутрашњег омотача веће, односно када је већа дубина средњег слоја W-vlakна, снага

4. Нумерички резултати

дуже остаје вођена у вишим цурећим модовима одлажући успостављање стационарне расподеле модова. Даље, са графика 4.3 се може видети да повећање ширине унутрашњег слоја δ утиче на смањење губитака цурећих модова, због чега су потребне веће дужине z_s да би се успоставила стационарна расподела модова. Поређење графика 4.3а и 4.3б показује да се стационарна расподела модова успоставља на мањим дужинама за ширу улазну ексцитацију (θ_q), јер су у том случају цурећи модови побуђени на улазу у влакно и не настају накнадно приликом простирања светлости, па се спрезање модова брже завршава.

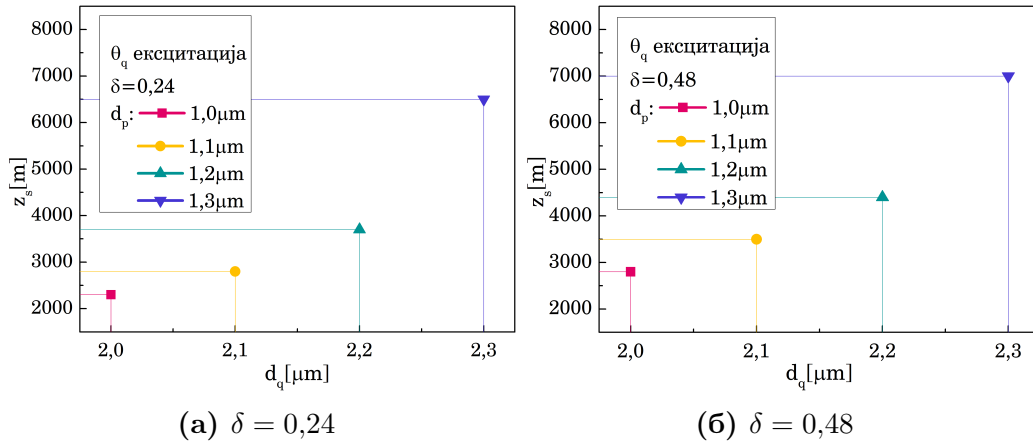
Слике 4.4а и 4.4б приказују, за θ_p ексцитацију (када су на улазу влакна побуђени само вођени модови), дужину влакна z_s у функцији пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача за случајеве са (а) два ($\delta = 0,24$) и (б) четири ($\delta = 0,48$) прстена ваздушних шупљина. Са слике 4.4 се види да се са повећањем пречника d_p , за фиксирано d_q , смањује дужина z_s за успостављање стационарне расподеле. Ово се дешава зато што се повећава вредност критичног угла за вођене модове θ_p , због чега се повећава број вођених, а смањује број цурећих модова. Смањење броја цурећих модова смањује дужину на којој се успоставља расподела стационарног стања.



Слика 4.4: Дужина z_s у функцији пречника шупљина у унутрашњем омотачу d_q за четири пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача d_p за θ_p ексцитацију.

Одговарајући графици за θ_q ексцитацију су приказани на слици 4.5, са које се види да на карактеристичну дужину z_s не утиче полупречник ваздушних шупљина у спољашњем омотачу, d_p . Разлог за овакво понашање је тај што су цурећи модови у овом случају побуђени на улазном

4. Нумерички резултати



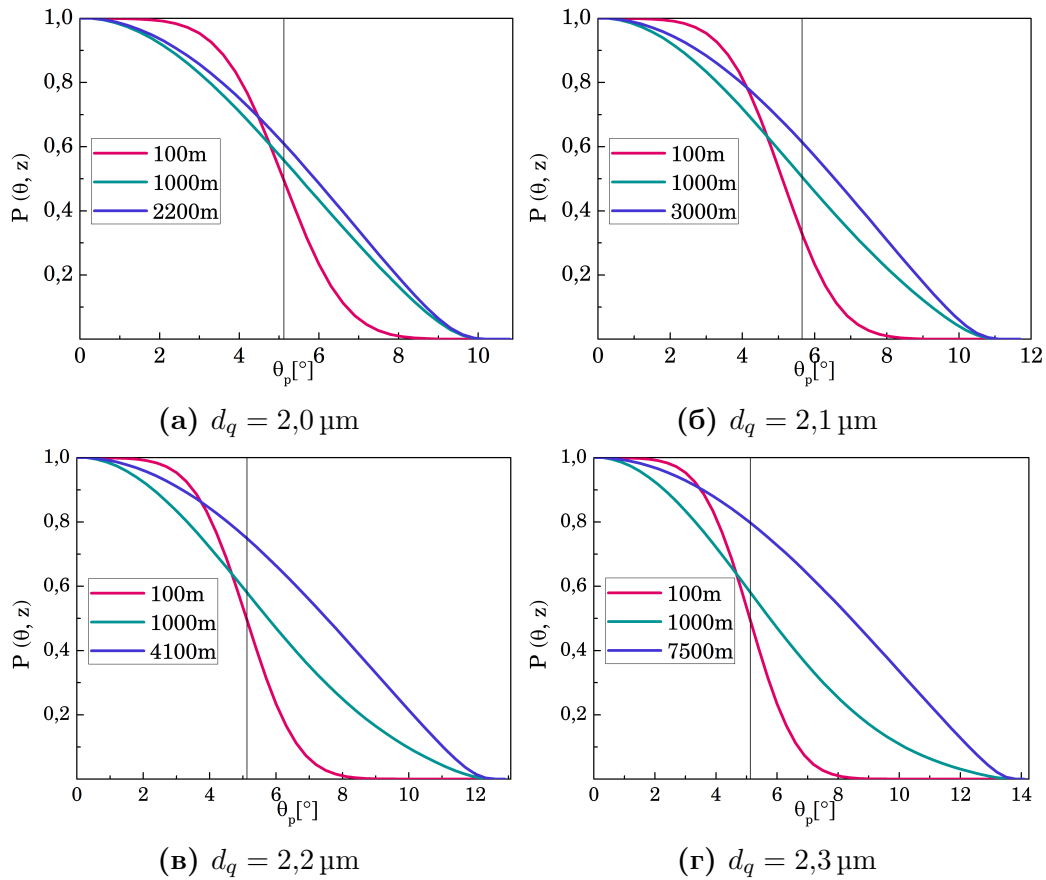
Слика 4.5: Дужина z_s у функцији пречника шупљина у унутрашњем омотачу d_q за четири пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача d_p за θ_q експитацију.

крају влакна ($z = 0$), а нису генерисани дуж влакна у процесима који зависе од d_p .

Слике 4.6 приказују промену нормализоване угаоне расподеле на излазу са дужином влакна за W-ФКВ са два прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу ($\delta = 0,24$) за $d_p = 1 \mu\text{m}$, за различите пречнике ваздушних шупљина $d_q = (2,0 \mu\text{m}, 2,1 \mu\text{m}, 2,2 \mu\text{m}, 2,3 \mu\text{m})$, и за θ_p експитацију. На слици 4.6 се види да се ширина расподеле мења дуж влакна до постизања стационарне расподеле модова на дужини z_s . Овај процес зависи од дубине и ширине унутрашњег слоја W-ФКВ, као и од услова побуђивања светлости на улазу. Растојање z_s је мање за влакна са два ($\delta = 0,24$) него за влакна са четири ($\delta = 0,48$) прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу. Пошто су губици цурећих модова мањи у влакну са четири унутрашња прстена (слике 4.2), снага остаје у цурећим модовима дуже, па је промена расподеле снаге спорија у таквом влакну.

Утицај ширине улазне експитације (θ_p или θ_q) на дужину z_s зависи од структурних параметара влакна. За мали промер ваздушне шупљине d_q у унутрашњем омотачу, утицај врсте експитације на улазу је занемарљив због великих губитака цурећих модова. Губици цурећих модова се смањују са повећањем d_q , што доводи до израженијег утицаја експитације. Ширина стационарне расподеле је ближа ширини θ_q него θ_p експитације, због чега се постиже мања дужина z_s (слика 4.3) [147].

4. Нумерички резултати



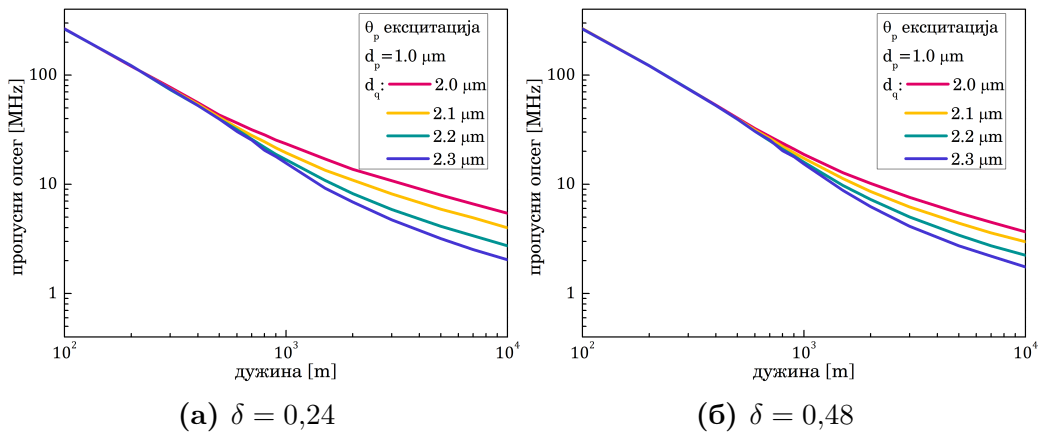
Слика 4.6: Промена нормализоване угаоне расподеле снаге на излазу са дужином влакна за случај са два прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу ($\delta = 0,24$) за уску θ_p ексцитацију и пречник шупљина у спољашњем омотачу $d_p = 1 \mu\text{m}$

4.3 Рачунање пропусног опсега W-ФКВ помоћу временски зависне једначине протока снаге

У овом случају је експлицитним методом коначних разлика решавана временски зависна једначина протока снаге 3.39. Да би се испитао утицај пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача на пропусни опсег и губитке услед спрезања модова, анализирани су случајеви за $d_q = (2,0 \mu\text{m}, 2,1 \mu\text{m}, 2,2 \mu\text{m}, 2,3 \mu\text{m})$, за фиксиране пречнике шупљина у спољашњем омотачу $d_p = (1,0 \mu\text{m}, 1,1 \mu\text{m}, 1,2 \mu\text{m}, 1,3 \mu\text{m})$ [148].

4. Нумерички резултати

Слика 4.7 приказује зависност пропусног опсега од дужине влакна за различите пречнике ваздушних шупљина d_q и фиксни пречник $d_p = 1 \mu\text{m}$, за случајеве W-ФКВ са два ($\delta = 0,24$) и четири ($\delta = 0,48$) прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу за θ_p ексцитацију. Може се видети да се пропусни опсег на већим дужинама влакна повећава када се пречник унутрашњих шупљина d_q смањује. Ово је последица смањења губитака цурећих модова са повећањем пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача d_q [147], јер снага остаје у вишим цурећим модовима дуже, због чега се повећава модална дисперзија и смањује пропусни опсег. На мањим дужинама влакна за θ_p ексцитацију (када се побуђују само вођени модови), цурећи модови се скоро уопште не простиру кроз влакно и утицај d_q на пропусни опсег је занемарљив. Услед спрезања модова, на већим дужинама влакна долази до појаве цурећих модова чиме је утицај d_q на пропусни опсег израженији. Пропусни опсег W-ФКВ је већи код влакна са два него код влакна са четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу (слике 4.7 и 4.8). Пошто су губици цурећих модова мањи у влакну са четири унутрашња прстена [147], снага остаје у цурећим модовима дуже вођена, што повећава модалну дисперзију и смањује пропусни опсег.

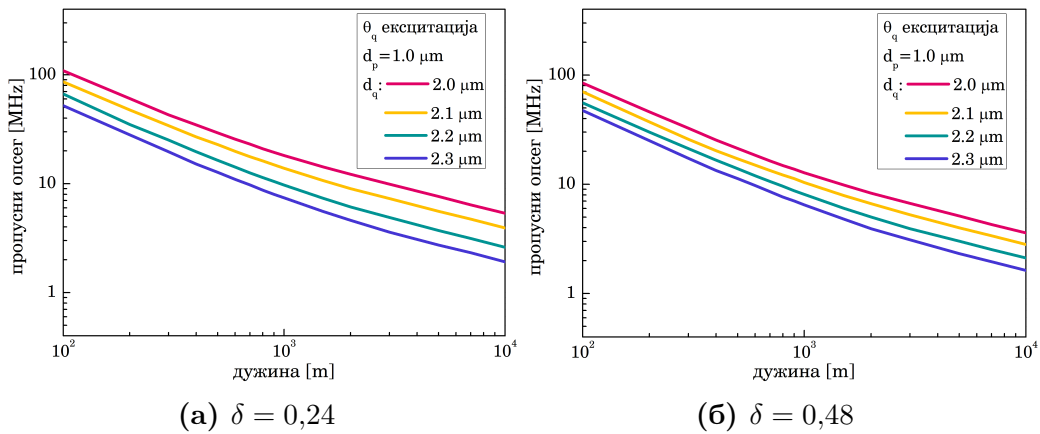


Слика 4.7: Пропусни опсег у функцији растојања које светлост прелази за различите пречнике ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу и за θ_p ексцитацију када постоје (а) два прстена и (б) четири прстена ваздушних шупљина, за фиксирани пречник шупљина у спољашњем омотачу $d_p = 1 \mu\text{m}$.

За различите пречнике ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу $d_q = (2,0 \mu\text{m}, 2,1 \mu\text{m}, 2,2 \mu\text{m}, 2,3 \mu\text{m})$ и фиксирани пречник $d_p = 1 \mu\text{m}$ у спољашњем омотачу, Слика 4.8 приказује, при θ_q ексцитацији, како дужина преноса утиче на пропусни опсег када су присутна два или четири пр-

4. Нумерички резултати

стена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу. Пропусни опсег је већи у случају ужег улазног снопа светлости, када су побуђени само вођени модови (θ_p екситација, Слика 4.7), него у случају ширег улазног снопа (θ_q екситација; побуђени су и вођени и цурећи модови). Побуђивањем и вођених и цурећих модова се повећава модална дисперзија што смањује пропусни опсег. На већим дужинама влакна, након постизања стационарне расподеле модова, утицај улазне екситације је занемарљив [147]. Код θ_q екситације, за разлику од θ_p екситације, утицај d_q на пропусни опсег је очигледан и на мањим дужинама због појаве цурећих модова на малим дужинама.

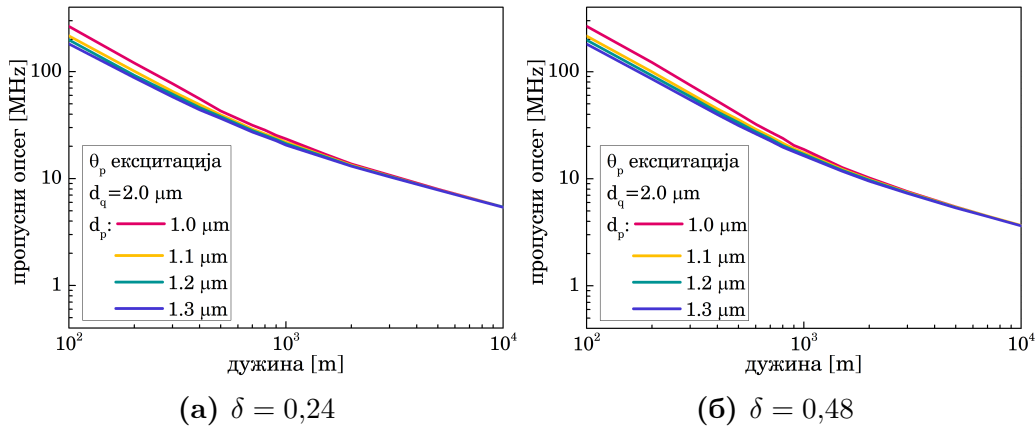


Слика 4.8: Пропусни опсег у функцији растојања које светлост прелази за различите пречнике ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу и за θ_q екситацију када постоје (а) два прстена и (б) четири прстена ваздушних шупљина, за фиксирани пречник шупљина у спољашњем омотачу $d_p = 1 \mu\text{m}$.

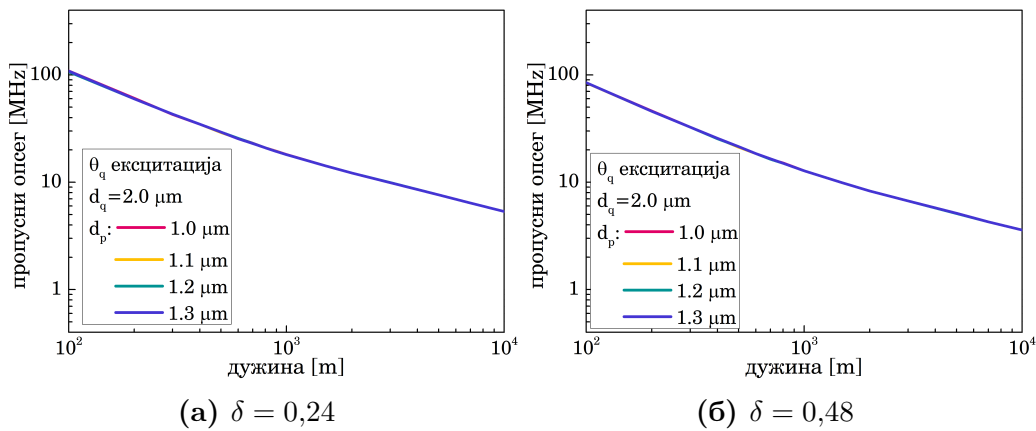
Слике 4.9 и 4.10 приказују утицај трансмисионе дужине на пропусни опсег за различите пречнике ваздушних шупљина у спољашњем омотачу $d_p = (1,0 \mu\text{m}, 1,1 \mu\text{m}, 1,2 \mu\text{m}, 1,3 \mu\text{m})$ и фиксирану вредност у унутрашњем омотачу $d_q = 2 \mu\text{m}$, за W-ФКВ са два или четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, и за θ_p и θ_q екситацију, респективно. При θ_p екситацији и мањим дужинама влакна, пропусни опсег се смањује са повећањем пречника шупљина у спољашњем омотачу d_p (тј. са повећањем критичног угла θ_p). Када се критични угао θ_p повећава, расте број вођених модова, због чега се повећава модална дисперзија и смањује пропусни опсег. На већим дужинама влакна утицај пречника шупљина у спољашњем омотачу је занемарљив. У случају θ_q екситације су (слика 4.10) видимо да на пропусни опсег не утиче пречник шупљина у спољашњем омотачу. Разлог лежи у томе што су у овом случају цурећи модови

4. Нумерички резултати

побуђени на улазу у влакно $z = 0$, а не генерисани дуж влакна у процесу који зависи од пречника ваздушних шупљина у спољашњем омотачу.

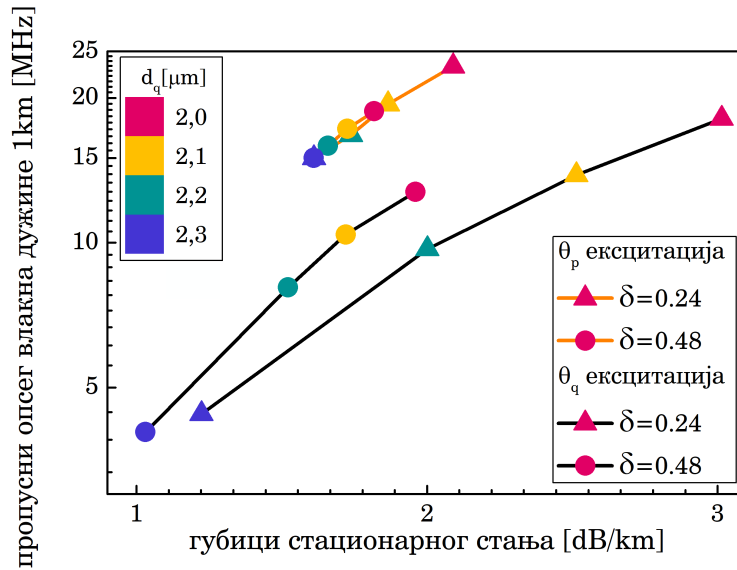


Слика 4.9: Пропусни опсег у зависности од дужине трансмисије за различите пречнике d_p и фиксирану вредност $d_q = 2 \mu\text{m}$, за θ_p ексцитацију када у унутрашњем омотачу постоје (а) два прстена и (б) четири прстена ваздушних шупљина



Слика 4.10: Пропусни опсег у зависности од дужине трансмисије за различите пречнике d_p и фиксирану вредност $d_q = 2 \mu\text{m}$, за θ_q ексцитацију када у унутрашњем омотачу постоје (а) два прстена и (б) четири прстена ваздушних шупљина

Слика 4.11 приказује однос између пропусног опсега и губитака услед спрезања модова за $\delta = 0,24$ и $\delta = 0,48$, за θ_p и θ_q ексцитацију. Може се приметити да се губици услед спрезања модова повећавају за мањи пречник унутрашњих шупљина d_q , због већих губитака цурећих модова (за обе ширине δ и обе ексцитације θ). Утицај пречника d_q на губитке

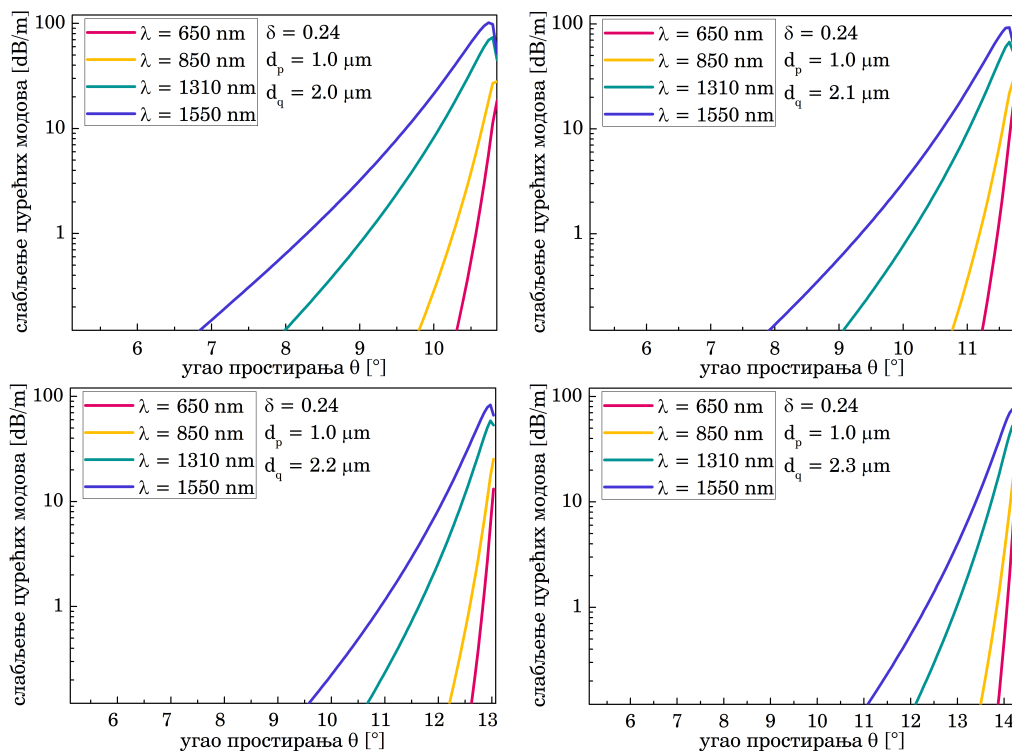


Слика 4.11: Пропусни опсег у зависности од губитака услед спрезања модова, однос $\delta = 0,24$ и $\delta = 0,48$, за θ_p (сива линија) и θ_q (црна линија) експитацију за влакно дужине 1 km

услед спрезања модова је израженији код θ_q него код θ_p експитације, јер већи број цурећих модова остаје вођен дуж влакна. Види се да се, у зависности од улазне експитације и структурних параметара влакна, може постићи већа вредност пропусног опсега за исте вредности губитака који настају услед спрезања модова. Оптимална вредност трансмисионе дужине се може одредити разматрањем односа између пропусног опсега и губитака услед спрезања модова на одређеној дужини влакна (као што је приказано на Сlici 4.11 за влакно дужине 1 km).

Разматрањем претходних резултата се види да се пропусни опсег може побољшати смањењем броја прстенова ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, смањењем пречника унутрашњих ваздушних шупљина, или побуђивањем само вођених модова. У пракси, приликом дизајнирања оптималног W-ФКВ мора се наћи компромис између пропусног опсега и губитака услед спрезања модова. Такође, установљено је да број прстенова у спољашњем омотачу нема значајан утицај на пропусни опсег [148].

4.4 Контролисање слабљења цурећих модова у вишемодном W-ФКВ у инфрацрвеном домену таласних дужина

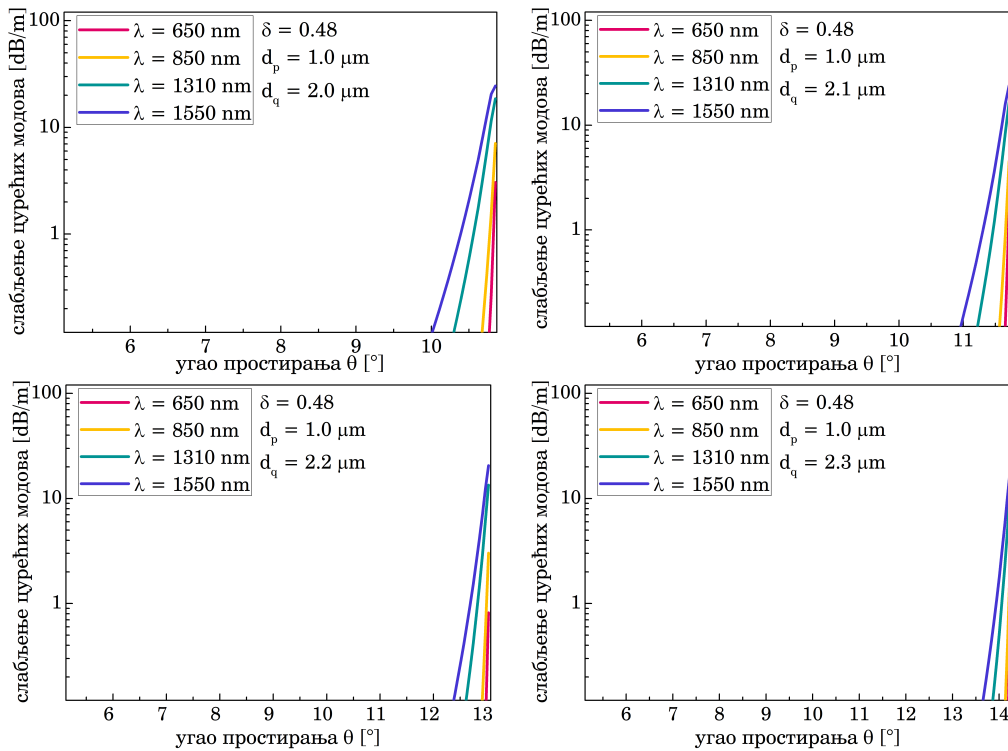


Слика 4.12: Слабљење цурећих модова при различитим таласним дужинама за $\delta = 0,24$, $d_p = 1 \mu\text{m}$ и различите пречнике d_q

Погледајмо сада како, у истом W-ФКВ (слика 3.3), са истим карактеристикама, таласна дужина пропуштене светлости утиче на губитке цурећих модова и дужину на којој се успоставља стационарна расподела [149]. Решавањем временски независне једначине протока снаге 3.24 експлицитним методом коначних разлика добијају се вредности губитака цурећих модова и дужина на којима се успоставља стационарна расподела. Овага пута у обзир узимамо и таласне дужине примењене светлости, односно електромагнетног зрачења (разматране таласне дужине се налазе у инфрацрвеном делу електромагнетног спектра). Пошто слабљење и дисперзија у влакнима зависе од таласне дужине пропуштеног сигнала, важно је водити рачуна која ће се таласна дужина применити у влакну које се користи. Постоје таласне дужине на којима су

4. Нумерички резултати

расејање и апсорпција сигнала најмањи и то су тзв. трансмисиони прозори. Трансмисиони прозори од значаја за оптичка влакна су 650 nm, 850 nm, 1310 nm и 1550 nm. При чему су таласне дужине 650 nm и 850 nm карактеристике пластичних влакана, а 850 nm, 1310 nm и 1550 nm су карактеристике стаклених влакана. Таласне дужине 850 nm и 1310 nm се користе у вишемодним влакнима, а таласне дужине 1310 nm и 1550 nm у једномодним влакнима. Ове вредности су одређене пре свега за стандардна влакна. Како код ФКВ трансмисиони прозори зависе од дизајна структуре влакна, односно распореда и величине шупљина у омотачу, испитивано је понашање на свим таласним дужинама на којима се бележе ниски губици код стандардних влакана.



Слика 4.13: Слабљење цурећих модова при различитим таласним дужинама за $\delta = 0,48$, $d_p = 1 \mu\text{m}$ и различите пречнике d_p

Слике 4.12 и 4.13 приказују утицај таласне дужине на губитке цурећих модова за W-ФКВ са различитим пречницима ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, и са два или четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, респективно. Може се видети да се губици цурећих модова повећавају са повећањем таласне дужине, а ово повећање је веће у случају ужег унутрашњег омотача ($\delta = 0,24$). Када се повећава

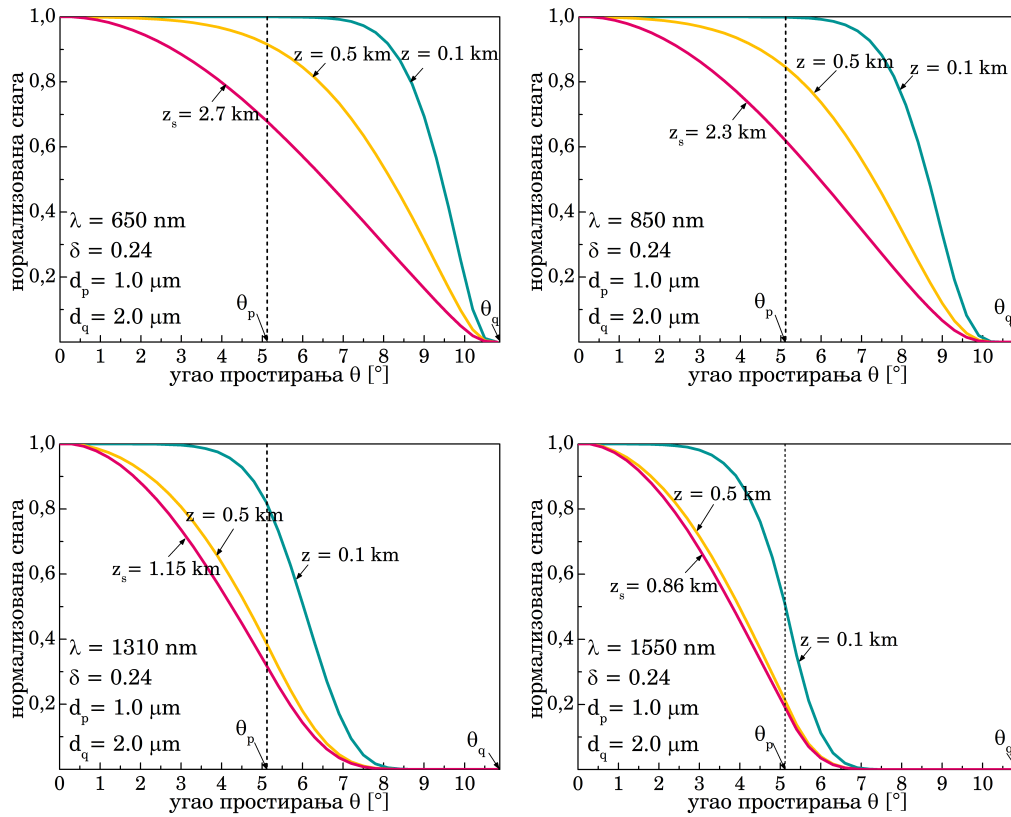
4. Нумерички резултати

пречник ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, повећава се број цурећих модова на улазу у влакно, што резултира тиме да се повећањем d_q смањују губици цурећих модова за све анализирание таласне дужине.

Дужине на којима се успоставља стационарна расподела су добијене решавањем једначине протока снаге 3.24 за θ_q ексцитацију (када су на улазном крају влакна побуђени и цурећи и вођени модови). Сlike 4.14 и 4.15 приказују утицај таласне дужине на угаону расподелу снаге за W-ФКВ са параметрима $d_p = 1 \mu\text{m}$, $d_q = 2 \mu\text{m}$ и $D = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{rad}^2/\text{m}$, у случају када постоје два (слика 4.14) и четири (слика 4.15) прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу. Очигледно је да се за обе ширине унутрашњег омотача број цурећих модова смањује са повећањем таласне дужине. За обе проучаване ширине унутрашњег омотача, дужина на којој се успоставља стационарна расподела је мања на већим таласним дужинама, због мањег броја цурећих модова који учествују у спрезању. Када је унутрашњи омотач шири ($\delta = 0,48$), виши цурећи модови остају вођени на већим таласним дужинама, због чега су веће дужине на којима се успоставља стационарна расподела него у случају ужег унутрашњег омотача ($\delta = 0,24$).

На слици 4.16 се, за различите структурне параметре W-ФКВ, види утицај таласне дужине на дужину z_s на којој се успоставља стационарна расподела. Са повећањем таласне дужине, дужина z_s се за све промене структурних параметара смањује. Број вођених цурећих модова се смањује са повећањем таласне дужине, због чега су мање дужине на којима се завршава процес спрезања. Упоредивањем слика 4.16а и 4.16б види се да је утицај таласне дужине на дужину z_s , за све пречнике d_q , израженији у случају ужег унутрашњег омотача ($\delta = 0,24$). Због израженије зависности цурећих модова од таласне дужине за $\delta = 0,24$, израженија је и зависност дужине z_s од таласне дужине. У случају када је $\delta = 0,48$, утицај таласне дужине на цуреће модове је мањи на мањим таласним дужинама, а повећава се са повећањем таласне дужине, па z_s видно опада на највећим анализираним инфрацрвеним таласним дужинама 1310 nm и 1550 nm. У случају ужег унутрашњег омотача ($\delta = 0,24$), са смањењем пречника d_q број цурећих модова који остају вођени се смањује, па је мањи утицај таласне дужине на дужину на којој се успоставља стационарна расподела [149].

4. Нумерички резултати

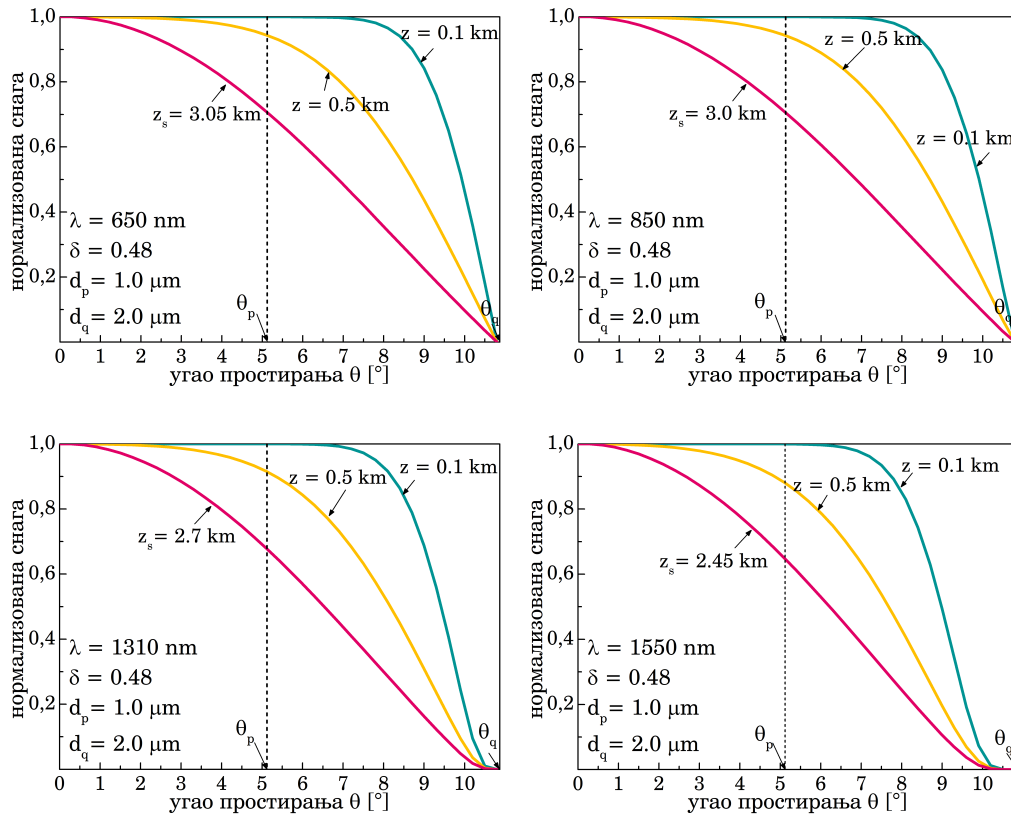


Слика 4.14: Угаоне расподеле снаге за $d_p = 1 \text{ }\mu\text{m}$, $d_q = 2 \text{ }\mu\text{m}$, $\delta = 0,24$, $D = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ rad}^2/\text{m}$ и за θ_q ексцитацију, за различите таласне дужине

4.5 Одређивање губитака услед Рејлијевог расејања у фотонско кристалним оптичким влакнима са W профилем индекса преламања

Као што је већ речено у Глави 2 (одељак 2.4), за квалитативну анализу W влакана често се користи концепт референтног SC влакна. Ради лакшег праћења, поновићемо да се у овом приступу W влакно моделује као систем који чини SC влакно (влакно са једним омотачем), које може бити SC_p или SC_q (слика 2.4). При чему су разлике индекса преламања језгра и омотача $\Delta_p \equiv \Delta_+$ и $\Delta_q \equiv \Delta_-$ [120, 147].

4. Нумерички резултати

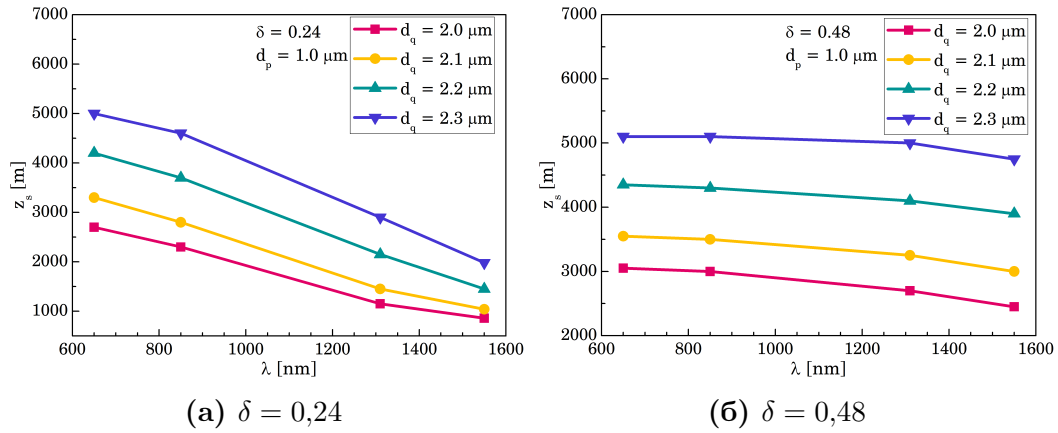


Слика 4.15: Угаоне расподеле снаге за $d_p = 1$ μm , $d_q = 2$ μm , $\delta = 0.48$, $D = 2,3 \cdot 10^{-6}$ rad^2/m и за θ_q ексцитацију, за различите таласне дужине

Испитивали смо Рејлијево расејање у већ описаном једномодном W-ФКВ са чврстим језгром и два омотача [150]. Пошто средња вредност коефицијента Рејлијевог расејања показује велику зависност од разлике индекса преламања, очекује се да слабљење услед Рејлијевог расејања у W-ФКВ зависи од пречника ваздушних шупљина у троугаоној мрежи у унутрашњем омотачу.

Користећи коефицијенте фитовања (3.1 и 3.2), решили смо емпиријске једначине 3.65 и 3.67. За разлику од претходно анализираних модела W-ФКВ, где је полупречник језгра био константан, овом приликом смо посматрали понашање W-ФКВ када се величина језгра мења. Разматрали смо три вредности полупречника језгра $a = (10$ μm , 15 μm , 20 $\mu\text{m})$, мењали удео ваздуха, односно међушупљинско растојање у унутрашњем омотачу влакна, при чему је нормализована ширина унутрашњег слоја δ представљала параметар. Поред међушупљинског растојања, за које

4. Нумерички резултати



Слика 4.16: Дужина z_s у зависности од таласне дужине за пречник ваздушних шупљина у спољашњем омотачу $d_p = 1 \mu\text{m}$ и различите пречнике ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу d_q , за (а) два и (б) четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу

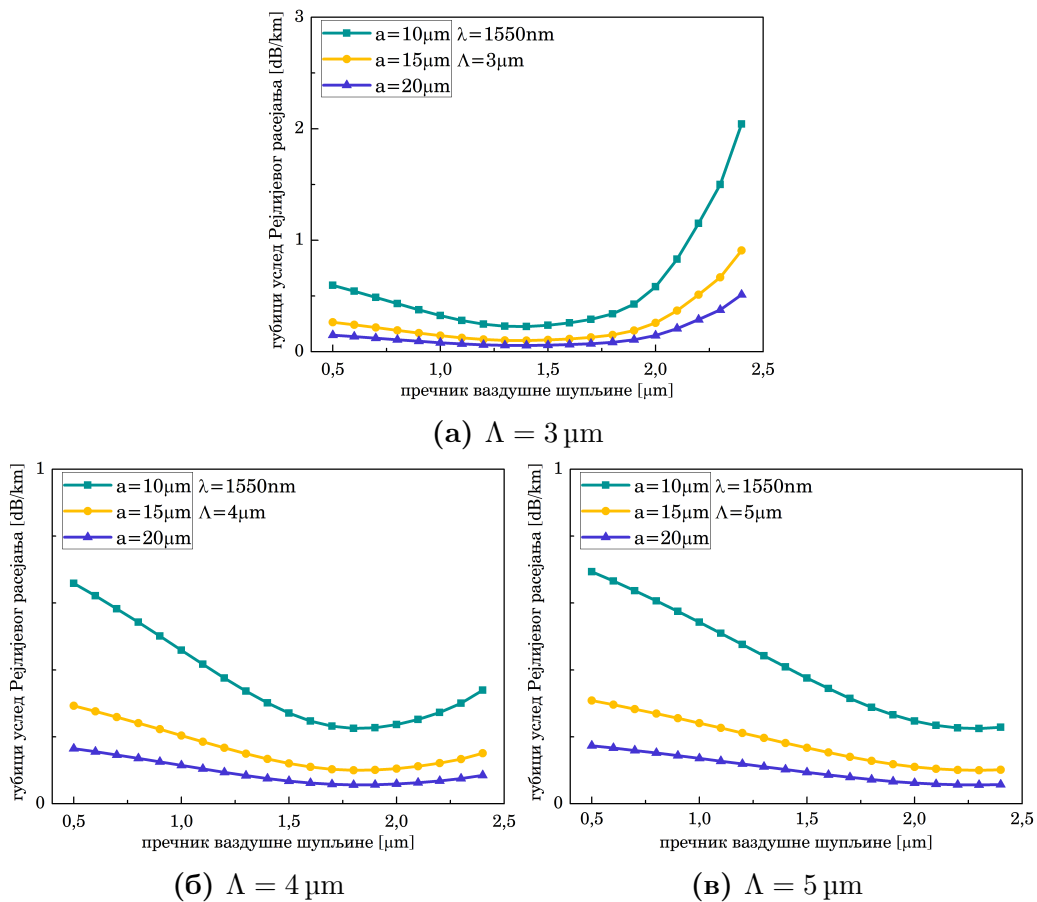
су узимане вредности $\Lambda = (3 \mu\text{m}, 4 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m})$, мењали смо и таласне дужине пропуштених сигнала. Разматране таласне дужине су, као и раније, $\lambda = (650 \text{ nm}, 850 \text{ nm}, 1310 \text{ nm}, 1550 \text{ nm})$.

Слика 4.17а приказује везу између губитака услед Рејлијевог расејања (ГУРР) и пречника ваздушне шупљине на таласној дужини 1550 nm за растојање међу шупљинама $3 \mu\text{m}$. Утврђено је да су ограничења губитака услед Рејлијевог расејања $\approx 0,15 \text{ dB/km}$ за пречник шупљине унутрашњег омотача $d_q = 1,4 \mu\text{m}$. За пречнике веће од $1,4 \mu\text{m}$ се ГУРР брзо повећавају са повећањем пречника ваздушних шупљина d_q . Треба приметити да се брзина повећања ГУРР смањује са повећањем пречника језгра.

Слика 4.17б приказује ГУРР у функцији пречника ваздушних шупљина за W-ФКВ са међушупљинским растојањем $4 \mu\text{m}$. Поређењем ових резултата са резултатима на Сlici 4.17, види се да се минимална вредност ГУРР изместила ка већим вредностима пречника ваздушних шупљина, тачније на $d_q = 1,8 \mu\text{m}$.

Слика 4.17в такође приказује везу између ГУРР и пречника ваздушних шупљина, али за међушупљинско растојање $5 \mu\text{m}$. Може се видети да ГУРР монотонно опадају са повећањем пречника ваздушних шупљина. Такође, види се и да се ГУРР повећавају са смањењем полупречника језгра. До овога долази зато што основни мод задржан у области језгра,

4. Нумерички резултати



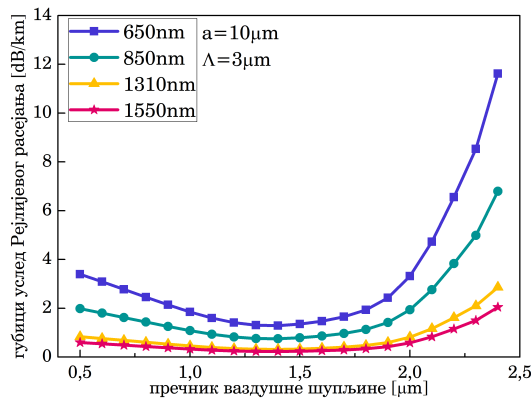
Слика 4.17: Губици услед Рејлијевог расејања у функцији пречника ваздушних шупљина за различите полупречнике језгра a и различита растојања међу шупљинама Λ у унутрашњем омотачу

које има велики (већи) индекс преламања, околни омотач од фотонског кристала доживљава као средину са ефективно нижим индексом преламања, због чега је и могућа тотална унутрашња рефлексија.

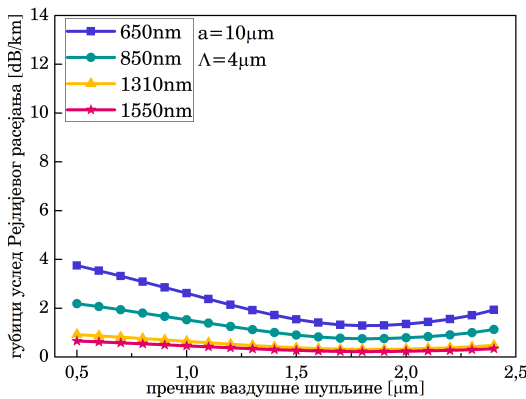
Слике 4.18 приказују графике зависности ГУРР од пречника ваздушних шупљина за влакно са језгром полупречника $10\ \mu\text{m}$ и различита међушупљинска растојања Λ . Као што је приказано, ГУРР у ФКВ W-типа са два омотача зависе од таласне дужине и то на начин да се са повећањем таласне дужине смањују ГУРР.

Анализом добијених резултата се долази до следећих опажања. За међушупљинско растојање $\Lambda = 3\ \mu\text{m}$ са порастом пречника ваздушних шупљина d_q губици услед Рејлијевог расејања полако опадају. За $d_q =$

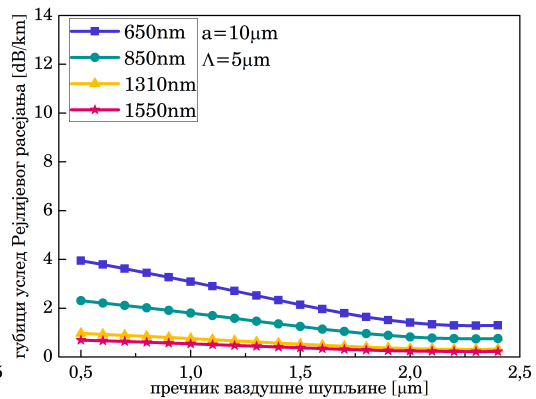
4. Нумерички резултати



(a) $\Lambda = 3 \mu\text{m}$



(б) $\Lambda = 4 \mu\text{m}$



(в) $\Lambda = 5 \mu\text{m}$

Слика 4.18: Губици услед Рејлијевог расејања за растојање међу шупљинама $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ у функцији пречника ваздушних шупљина за различите таласне дужине и различита растојања међу шупљинама у унутрашњем омотачу W-ФКВ, а за константан полупречник језгра $a = 10 \mu\text{m}$

1,4 μm слабљење због Рејлијевог расејања постиже минималну вредност, а након тога нагло расте са даљим повећањем пречника ваздушних шупљина. Губици су највећи за најмању испитивану таласну дужину ($\lambda = 650 \text{nm}$) и смањују се са повећањем таласне дужине пропуштене светлости. Облик криве која описује зависност ГУРР од пречника ваздушних шупљина је исти за све испитиване таласне дужине. Губици због Рејлијевог расејања се смањују са повећањем пречника језгра. За све вредности пречника језгра се дешава исто, губици се смањују до минималне вредности на $d_q = 1,4 \mu\text{m}$, након чега се поново повећавају. Повећање губитака је најбрже за најмањи испитивани пречник језгра $a = 10 \mu\text{m}$ и успорава са повећањем пречника језгра. Посматрано у оп-

4. Нумерички резултати

сегу испитиваних пречника ваздушних шупљина, губици услед Рејлијевог расејања су већи за крајњу вредност $d_q = 2,4 \mu\text{m}$ него за почетну $d_q = 0,5 \mu\text{m}$. Када је растојање међу шупљинама у унутрашњем омотачу $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ губици услед Рејлијевог расејања најпре опадају до минималне вредности која се бележи за пречник ваздушних шупљина унутрашњег омотача $d_q = 1,8 \mu\text{m}$. Након минимума губици се повећавају, али спорије него у случају $\Lambda = 3 \mu\text{m}$. Уколико поново посматрамо опсег испитиваних пречника ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, видимо да је сада слабење сигнала због Рејлијевог расејања мање за пречник $d_q = 2,4 \mu\text{m}$, него за $d_q = 0,5 \mu\text{m}$. Као и у претходном случају, губици су највећи за $\lambda = 650 \text{ nm}$ и смањују се са повећањем таласне дужине. Крива зависности ГУРР од пречника ваздушних шупљина унутрашњег омотача има исти облик за све таласне дужине. Са повећањем пречника језгра посматрани губици се смањују. Брзине којима вредности ГУРР опадају и повећавају се након минималне вредности се смањују са повећањем пречника језгра. У случају када је $\Lambda = 5 \mu\text{m}$ губици услед Рејлијевог расејања се смањују до минималне вредности која се постиже за пречник шупљина $d_q = 2,3 \mu\text{m}$, након чега поново расту. За растојање између шупљина $\Lambda = 5 \mu\text{m}$, губици се спорије смањују него за $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ и $\Lambda = 4 \mu\text{m}$. Са повећањем таласне дужине, као и са повећањем пречника језгра, губици услед Рејлијевог расејања се смањују.

На облик криве зависности губитака услед Рејлијевог расејања од пречника ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу највише утиче растојање између две суседне шупљине (Λ). Са повећањем Λ вредност пречника шупљине на којој се бележе најмањи ГУРР се помера ка већим вредностима. Након те вредности, са даљим повећавањем пречника шупљина, ГУРР поново расту. Како се Λ повећава тако се смањује брзина којом се губици повећавају након минималне вредности, односно, за веће Λ губици се спорије повећавају са повећањем пречника шупљина.

Губици услед Рејлијевог расејања опадају са повећањем пречника језгра и са повећањем таласне дужине. За одређену вредност растојања међу ваздушним шупљинама Λ , минимална вредност ГУРР је постиже при истој вредности пречника ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, без обзира на пречник језгра и таласну дужину. За мање таласне дужине ГУРР брже опадају и брже се повећавају.

Коначно, може се закључити да постоји велика зависност од величине и распореда ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу који влакну даје карактеристичан W облик. Различити пречници ваздушних

4. Нумерички резултати

шупљина у унутрашњем омотачу ФКВ показују различите зависности ГУРР од параметара d_q и Λ , јер је у сваком слоју фактор задржавања оптичке снаге различит. ГУРР се смањују са повећањем пречника језгра [150]. Могућност одабира параметара d_q и Λ пружа додатну флексибилност приликом дизајнирања W-ФКВ. Одабиром структурних параметара влакна могу се дизајнирати и фабриковати влакна погодна за фибер-оптичке сензоре засноване на Рејлијевом расејању, у којима се расејање може искористити за праћење и откривање ефеката простирања, што представља стварне механизме читавања код сензора.

Закључак

У овој дисертацији је испитан утицај структурних параметара вишемодног фотонско кристалног влакна са W индексом преламања на угаону расподелу светлости. Добијене су дужине на којима се успоставља стационарна расподела модова за различите структурне параметре W -ФКВ. Код ове врсте влакана стационарна расподела снаге зависи од броја прстенова ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, као и од пречника ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу. Такође, и дужина влакна на којој се завршава спрезање модова (z_s) зависи и од броја прстенова и од пречника ваздушних шупљина. Сви ови параметри заправо утичу на повећање (смањење) губитака цурећих модова, а тиме и на дужину z_s . Решавањем временски независне једначине протока снаге испитан је утицај пречника ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу на расподелу снаге тако што су анализирани случајеви у којима смо фиксирали пречник шупљина у спољашњем омотачу, а мењали вредности пречника шупљина унутрашњег омотача. Поред тога, анализиран је утицај броја прстенова у унутрашњем омотачу на константу слабљења, па су тако посматрани случајеви када постоје два, односно четири прстена ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу. Нађено је да су губици цурећих модова већи када су у унутрашњем омотачу присутна само два слоја ваздушних шупљина, као и да губици расту са смањењем пречника шупљина унутрашњег омотача. Даље, утврђено је да се дужина на којој се успоставља стационарна расподела повећава са повећањем пречника шупљина у унутрашњем омотачу, што је последица смањења губитака цурећих модова у влакнима са већим пречником ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу. Већи пречници ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, значе већу дубину унутрашњег омотача, због чега снага остаје дуже у цурећим модовима одлажући при том успостављање стационарне расподеле снаге. У дисертацији је анализиран и утицај побуђивања светлости на улазу у влакно на дужине на којима се завршава спрезање модова. Примећено је да се дужина на којој се јавља стационарна рас-

подела модова смањује са повећањем пречника шупљина унутрашњег омотача и фиксираном вредношћу пречника шупљина спољашњег омотача, када се на улазу побуђују само вођени модови. У случају када су на улазу побуђени и вођени и цурећи модови, на постизање стационарне расподеле не утиче пречник шупљина у спољашњем омотачу, јер су цурећи модови побуђени на улазу, а нису настали у процесима који зависе од пречника шупљина спољашњег омотача. Ширина расподеле се дуж влакна мења све до постизања равнотежног стања. Овај процес зависи од пречника шупљина унутрашњег омотача, растојања између шупљина унутрашњег омотача и услова побуђивања светлости на улазу у влакно. Утврђено је да су дужине на којима се остварује стационарно стање мање када се у унутрашњем омотачу налазе два слоја шупљина, него у случају када их је четири. Разлог лежи у томе што су губици цурећих модова мањи у влакнима са четири слоја шупљина, па снага дуже остаје у цурећим модовима, због чега је промена расподеле снаге спорија. Утицај врсте екситације светлости на успостављање стационарне расподеле зависи од структурних параметара влакна. Када је пречник шупљина унутрашњег омотача мањи, утицај побуђивања је занемарљив због великих губитака цурећих модова, али са повећањем овог пречника долази до смањења губитака цурећих модова и јача утицај екситације светлости.

Решавањем временски зависне једначине протока снаге одредили смо утицај пречника унутрашњих шупљина на пропусни опсег и губитке стационарног стања. Пропусни опсег се повећава на већим дужинама влакна када се пречник шупљина у унутрашњем омотачу смањује. Ово је последица смањења губитака цурећих модова са повећањем пречника шупљина унутрашњег омотача, јер тада снага дуже остаје у цурећим модовима, па се повећава модална дисперзија и смањује пропусни опсег. Када су побуђени само вођени модови утицај пречника ширине шупљина унутрашњег омотача је занемарљив на мањим дужинама влакна. Међутим, на већим дужинама овај утицај постаје израженији, јер спрезањем модова дуж влакна настају и цурећи модови. Примећено је да је пропусни опсег већи у влакнима која имају два слоја шупљина у унутрашњем омотачу. То је зато што су у влакнима са четири слоја шупљина губици цурећих модова мањи и снага се дуже задржава у овим модовима, па светлост може да пређе веће дужине, што даље узрокује већу модалну дисперзију и мањи пропусни опсег. Поново због модалне дисперзије, пропусни опсег је већи када је у питању мања ширина улазне светлости, односно када се побуђују само вођени модови. На већим дужинама, након што је успостављена стационарна расподела, утицај улазне екситације

постаје занемарљив. Код уже ексцитације светлости пропусни опсег се смањује са повећањем пречника шупљина у унутрашњем омотачу. Када критични угао уже ексцитације расте, повећава се број вођених модова, па расте модална дисперзија смањујући пропусни опсег. Примећено је да је на већим дужинама утицај величине пречника шупљина у спољашњем омотачу занемарљив. Код шире ексцитације на улазу, запажено је да величина пречника шупљина спољашњег омотача нема утицај, јер су цурећи модови ексцитовани на улазу у влакно, а не генерисани дуж влакна. За све анализиране дубине и ширине унутрашњег омотача је примећено да се губици услед спрезања модова повећавају са смањењем пречника шупљина унутрашњег омотача, јер су тада већи губици цурећих модова. Ова појава је израженија код шире ексцитације, јер је тада већи број цурећих модова вођен дуж влакна.

Пропусни опсег се може побољшати смањењем броја слојева ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу, смањењем пречника шупљина унутрашњег омотача или побуђивањем само вођених модова. У зависности од примене која је намењена датом влакну, прави се компромис између вредности пропусног опсега и губитака услед спрезања модова. Број слојева ваздушних шупљина не утиче на пропусни опсег.

Осим већ поменутих параметара влакна, посматрано је и како промена таласне дужине пропуштене светлости утиче на губитке цурећих модова и дужине на којима престаје спрезање модова и успоставља се стационарна расподела. Пошто трансмисиони прозори код фотонско кристалних влакана зависе од структуре, анализирано је простирање светлости на таласним дужинама које одговарају трансмисионим прозорима конвенционалних влакана. Утврђено је да се губици цурећих модова повећавају са повећањем таласне дужине и да је повећање веће када унутрашњи омотач има два слоја шупљина. Повећањем дубине унутрашњег омотача, односно повећањем пречника ваздушних шупљина у том слоју влакна, смањују се губици цурећих модова за све таласне дужине, јер се повећава број цурећих модова на улазу влакна. Са повећањем таласне дужине број вођених модова се смањује. Пошто се на већим таласним дужинама мањи број модова спреже, долази до успостављања стационарне расподеле на мањим дужинама влакна. Дужине влакна на којима долази до стационарне расподеле су веће код влакана са четири слоја ваздушних шупљина у унутрашњем омотачу. Са повећањем таласне дужине, дужине на којима се завршава спрезање модова се смањују, јер се смањује број цурећих модова. Утицај таласне дужине је израженији код влакана са два слоја шупљина у унутрашњем омотачу, па и

дужина на којој се успоставља стационарна расподела више зависи од таласне дужине. Код влакана са четири слоја шупљина у унутрашњем омотачу утицај таласне дужине на цуреће модове расте са порастом таласне дужине пропуштене светлости, па дужина на којој престаје спрезање модова видно опада за највеће анализирани таласне дужине. Када у унутрашњем омотачу постоје само два слоја шупљина, примећено је да, када се пречник шупљина смањује, опадају цурећи модови, па је мањи утицај таласне дужине на дужину влакана на којој се успоставља стационарно стање.

За испитивање утицаја структурних параметара влакана на губитке који настају због Рејлијевог расејања, користили смо таласни приступ коришћењем Максвелових једначина. Још једна разлика у односу на претходно посматране моделе W-ФКВ, је што је у овој анализи посматран и утицај величине језгра и растојања међу шупљинама у унутрашњем омотачу на губитке Рејлијевог расејања за трансмисионе прозоре конвенционалних влакана. Приликом анализирања губитака услед Рејлијевог расејања, примећено је да су ови губици најмањи за најниже анализирани таласне дужине и да расту са повећањем таласне дужине. Запажено је да у случају најмањег испитиваног међушупљинског растојања у унутрашњем омотачу губици услед Рејлијевог расејања расту са повећањем величине језгра, док за два већа међушупљинска растојања се ови губици смањују са повећањем пречника и таласне дужине пропуштене светлости. Брзине којом губици услед Рејлијевог расејања опадају и повећавају се након минималне вредности се смањују са повећањем пречника језгра и међушупљинског растојања у унутрашњем омотачу. За фиксирану вредност величине језгра и фиксирану вредност растојања међу шупљинама унутрашњег омотача, за све посматране таласне дужине се минимална вредност губитака бележи за исти пречник шупљина унутрашњег омотача. Са порастом растојања међу шупљинама у унутрашњем омотачу, пречник шупљина за који се остварује минимална вредност губитака услед Рејлијевог расејања, се помера ка већим вредностима. На облик криве која описује ове губитке у зависности од ширине пречника шупљина у унутрашњем омотачу највише утиче растојање међу овим шупљинама. За веће међушупљинско растојање губици услед Рејлијевог расејања се спорије повећавају са повећањем пречника шупљина унутрашњег омотача влакана. Из добијених резултата се закључује да минималне вредности губитака услед Рејлијевог расејања и брзина повећавања ових губитака након минималне вредности зависе само од растојања међу шупљинама у унутрашњем омотачу. За мање таласне дужине ови губици брже опадају и брже се повећавају.

Добијени резултати показују да се променом ширине и дубине унутрашњег омотача, као и избором одговарајуће ширине улазног снопа светлости, пропусни опсег може мењати у интервалу од $4 - 230 \text{ MHz} \cdot \text{km}$, при чему су губици услед спрезања модова у стационарном стању у интервалу од $1 - 3 \text{ dB/km}$ за анализирано W-ФКВ. Добијено је да са порастом пропусног опсега расту и губици услед спрезања модова. Пропусни опсег конвенционалних вишемодних оптичких влакана сличних карактеристика, са W профилем индекса преламања, креће се у мало ужем интервалу, од $20 - 250 \text{ MHz} \cdot \text{km}$, а губици услед спрезања модова у стационарном стању у интервалу од $0,3 - 25 \text{ dB/km}$. Показано је да постоји велика зависност губитака који потичу од Рејлијевог расејања од пречника шупљина у унутрашњем омотачу и растојања међу шупљинама у унутрашњем омотачу. Може се закључити да се уз одговарајући избор структурних параметара анализираних фотонско кристалног W влакана могу лако добити влакна чије карактеристике одговарају одређеним специфичним применама, као што је нпр. употреба у фибер-оптичким сензорима где се расејање може користити за праћење и детектовање ефеката који се јављају током простирања светлости кроз влакно.

Коначно, могућност одабира оптималних структурних параметара фотонско кристалног влакана са W профилем индекса преламања широки спектар могућности и велику флексибилност приликом дизајнирања и производње влакана погодних за одговарајућу примену.

Библиографија

- [1] Philip St. J. Russell. Photonic crystal fibers. *Science*, 299:358–362, 2003.
- [2] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, K. P. Hansen. Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 28(20):1879–1881, 2003.
- [3] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 22(13):961–963, 1997.
- [4] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg. Low-loss criterion and effective area considerations for photonic crystal fibres. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 5(3):16–1673, 2003.
- [5] M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, N. A. Mortensen. Single-mode photonic crystal fibre with effective area of $600 \mu\text{m}^2$ and low bending loss. *Electronics Letters*, 39(25):1802–1803, 2003.
- [6] M. D. Nielsen, G. Vienne, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev. Investigation of microdeformation-induced attenuation spectra in a photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 28(4):236–238, 2003.
- [7] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg. Reduced microdeformation attenuation in large-mode-area photonic crystal fibers for visible applications. *Optics Letters*, 28(18):1645–1647, 2003.
- [8] Niels Asger Mortensen. Photonic crystal fibres: mapping Maxwell’s equations onto a Schrödinger equation eigenvalue problem. *Journal of the European Optical Society: Rapid Publications*, 1, 2006.
- [9] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, 21(19):1547–1549, 1996.

- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. St. J. Russell, J.-P. de Sandro. Large mode area photonic crystal fibre. *Electronics Letters*, 34(13):1347–1348, 1998.
- [11] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, P. St. J. Russell. Highly birefringent photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 25(18):1325–1327, 2000.
- [12] T. M. Monro, Y. D. West, D. W. Hewak, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson. Chalcogenide holey fibers. *Electronics Letters*, 36(24):1998–2000, 2000.
- [13] J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. H. V. Price, Heike Ebendorff-Heidepriem, S. Asimakis, R. C. Moore, K. E. Frampton, V. Finazzi, X. Feng, T. M. Monro, D. J. Richardson. High-Nonlinearity Dispersion-Shifted Lead-Silicate Holey Fibers for Efficient 1- μm Pumped Supercontinuum Generation. *Journal of Lightwave Technology*, 24(1):183–190, 2006.
- [14] H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, S. Asimakis, V. Finazzi, R. C. Moore, K. Frampton, F. Koizumi, D. J. Richardson, T. M. Monro. Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity. *Optics Express*, 12(21):5082–5087, 2004.
- [15] V. V. Ravi Kanth Kumar, A. K. George, W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation. *Optics Express*, 10(25):1520–1525, 2002.
- [16] Arismar Cerqueira S. Jr, J. M. Chavez Boggio, A. A. Rieznik, H. E. Hernandez-Figueroa, H. L. Fragnito, J. C. Knight. Highly efficient generation of broadband cascaded four-wave mixing products. *Optics Express*, 16(4):2816–2828, 2008.
- [17] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, P. St. J. Russell. Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibers. *Optics Express*, 12(2):299–309, 2004.
- [18] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz. Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers. *Optics Letters*, 25(11):796–798, 2000.
- [19] J. C. Travers, J. M. Stone, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland, A. K. George, S. V. Popov, J. C. Knight, J. R. Taylor. Optical pulse

- compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber. *Optics Express*, 15(20):13203–13211, 2007.
- [20] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T.-P. Martin Man, P. St. J. Russell. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(9):2148–2155, 2002.
- [21] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B. J. Mangan, D. P. Williams, L. Farr, M. W. Mason, A. Tomlinson. Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres. *Optics Express*, 13(1):236–244, 2005.
- [22] J. S. Skibina, R. Iliew, J. Bethge, M. Bock, D. Fischer, V. I. Beloglasov, R. Wedell, G. Steinmeyer. A chirped photonic-crystal fibre. *Nature Photonics*, 2:679–683, 2008.
- [23] F. Yu, P. Song, D. Wu, T. Birks, D. Bird, J. Knight. Attenuation limit of silica-based hollow-core fiber at mid-IR wavelengths. *APL Photonics*, 4(8):080803, 2019.
- [24] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight, P. St. J. Russell. All-solid photonic bandgap fiber. *Optics Letters*, 29(20):2369–2371, 2004.
- [25] A. Argyros, T. A. Birks, S. G. Leon-Saval, C. M. B. Cordeiro, F. Luan, P. St. J. Russell. Photonic bandgap with an index step of one percent. *Optics Express*, 13(1):309–314, 2005.
- [26] Christina B. Olausson. *Active photonic crystal fibers for high power applications*. докторска дисертација, Technical University of Denmark, 2010.
- [27] S. Arismar Cerqueira, F. Luan, C. M. B. Cordeiro, A. K. George, J. C. Knight. Hybrid photonic crystal fiber. *Optics Express*, 14(2):926–931, 2006.
- [28] B. J. Eggleton, C. Kerbage, P. S. Westbrook, R. S. Windeler, A. Hale. Microstructured optical fiber devices. *Optics Express*, 9(13):698–713, 2001.
- [29] W. J. Wadsworth, A. Witkowska, S. G. Leon-Saval, T. A. Birks. Hole inflation and tapering of stock photonic crystal fibres. *Optics Express*, 13(17):6541–6549, 2005.

- [30] C. M. B. Cordeiro, Eliane M. dos Santos, C. H. Brito Cruz. Lateral access to the holes of photonic crystal fibers—selective filling and sensing applications. *Optics Express*, 14(18):8403–8412, 2006.
- [31] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St J. Russell. Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres. *Nature*, 434:488–491, 2005.
- [32] Z. Wu, Z. Mi, P. Bhattacharya, T. Zhu, J. Xu. Enhanced spontaneous emission at $1.55\ \mu\text{m}$ from colloidal PbSe quantum dots in a Si photonic crystal microcavity. *Applied Physics Letters*, 90:171105, 2007.
- [33] T. R. Woliński, S. Ertman, P. Lesiak, A. W. Domański, A. Czapla, R. Dąbrowski, E. Nowinowski-Kruszelnicki, J. Wójcik. Photonic liquid crystal fibers - a new challenge for fiber optics and liquid crystals photonics. *Opto-electronics Review*, 14(4):329–334, 2006.
- [34] D. Passaro, M. Foroni, F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, J. Lægsgaard, A. O. Bjarklev. All-silica hollow-core microstructured Bragg fibers for biosensor application. *IEEE Sensors Journal*, 8(7):1280–1286, 2008.
- [35] C. Chen, A. Laronche, G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, J. Albert. Sensitivity of photonic crystal fiber modes to temperature, strain and external refractive index. *Optics Express*, 16(13):9645–9653, 2008.
- [36] R. E. P. de Oliveira, C. J. S. de Matos, J. C. Knight, T. Taru, Arismar Cerqueira S. Temperature response of photonic bandgap fibers based on high-index inclusions. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, page JWA56. Optical Society of America, 2009.
- [37] W. J. Bock, J. Chen, T. Eftimov, W. Urbanczyk. A photonic crystal fiber sensor for pressure measurements. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 55(4):1119–1123, 2006.
- [38] F. Du, Y. Q. Lu, and S. T. Wu. Electrically tunable liquid-crystal photonic crystal fiber. *Applied Physics Letters*, 85(12):2181–2183, 2004.
- [39] T. Allsop, K. Kalli, K. Zhou, Y. Laia, G. Smith, M. Dubov, D.J. Webba, I. Bennion. Long period gratings written into a photonic crystal fibre by a femtosecond laser as directional bend sensors. *Optics Communications*, 281:5092–5096, 2008.

- [40] D. Monzón-Hernández, V. P. Minkovich, J. Villatoro, M. P. Kreuzer, G. Badenes. Photonic crystal fiber microtaper supporting two selective higher-order modes with high sensitivity to gas molecules. *Applied Physics Letters*, 93(8):081106, 2008.
- [41] O. Humbach, H. Fabian, U. Grzesik, U. Haken, W. Heitmann. Analysis of OH absorption bands in synthetic silica. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 203:19–26, 1996.
- [42] J. S. Sanghera, L. B. Shaw, I. D. Aggarwal. Applications of chalcogenide glass optical fibers. *Comptes Rendus Chimie*, 5(12):873–883, 2002.
- [43] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. M. B. Cordeiro, J. C. Knight, F. G. Omenetto. Over 4000 nm Bandwidth of Mid-IR Supercontinuum Generation in sub-centimeter Segments of Highly Nonlinear Tellurite PCFs. *Optics Express*, 16(10):7161–7168, 2008.
- [44] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. M. B. Cordeiro, J. C. Knight, F. G. Omenetto. Single-mode octagonal photonic crystal fibers for the middle infrared. *Applied Physics Letters*, 92(2):021112, 2008.
- [45] T. Katagiri, Y. Matsuura, M. Miyagi. Metal-covered photonic bandgap multilayer for infrared hollow waveguides. *Applied Optics*, 41(36):7603–7606, 2002.
- [46] J. D. Shephard, W. N. MacPherson, R. R. J. Maier, J. D. C. Jones, D. P. Hand, M. Mohebbi, A. K. George, P. J. Roberts, J. C. Knight. Single-mode mid-IR guidance in a hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Express*, 13(18):7139–7144, 2005.
- [47] G. J. Pearce, J. M. Pottage, D. M. Bird, P. J. Roberts, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Hollow-core PCF for guidance in the mid to far infra-red. *Optics Express*, 13(18):6937–6946, 2005.
- [48] Masayoshi Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology. *Nature Photonics*, 1:97–105, 2007.
- [49] M. Cho, J. Kim, H. Park, Y. Han, K. Moon, E. Jung, H. Han. Highly birefringent terahertz polarization maintaining plastic photonic crystal fibers. *Optics Express*, 16(1):7–12, 2008.

- [50] K. P. Hansen, J. Broeng. High-Power Photonic Crystal Fiber Lasers. *Photonics Spectra*, 40(5), https://www.photonics.com/Articles/High-Power_Photonic_Crystal_Fiber_Lasers/a25277, 2006, приступљено: 08.01.2020.
- [51] P. Roy, P. Leproux, S. Février, D. Pagnoux, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, S. Hilaire, L. Lavoute, R. Jamier, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, C. Restoin. Photonic crystal fibres for lasers and amplifiers. *Comptes Rendus Physique*, 7:224–232, 2006.
- [52] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, W. H. Reeves, P. St. J. Russell, J. Arriaga. Yb³⁺-doped photonic crystal fibre laser. *Electronics Letters*, 36(17):1452–1454, 2000.
- [53] L. Li, A. Schülzgen, V. L. Temyanko, M. M. Morrell, S. Sabet, H. Li, J. V. Moloney, N. Peyghambarian. Ultracompact cladding-pumped 35 mm-short fiber laser with 4.7 W single-mode output power. *Applied Physics Letters*, 88(16):161106, 2006.
- [54] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin. Extended single-mode photonic crystal fiber lasers. *Optics Express*, 14(7):2715–2720, 2006.
- [55] S. Février, D. D. Gaponov, P. Roy, M. E. Likhachev, S. L. Semjonov, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, M. Yu. Yashkov, V. F. Khopin, M. Yu. Salganskii, Aleksei N. Guryanov. High-power photonic-bandgap fiber laser. *Optics Letters*, 33(9):989–991, 2008.
- [56] F. Couny, F. Benabid, P. S. Light. Subwatt threshold cw Raman fiber-gas laser based on H₂-filled hollow-core photonic crystal fiber. *Physical Review Letters*, 99:143903, Oct 2007.
- [57] C. J. S. de Matos, L. de S. Menezes, A. M. Brito-Silva, M. A. Martinez Gámez, A. S. L. Gomes, C. B. de Araújo. Random fiber laser. *Physical Review Letters*, 99:153903, Oct 2007.
- [58] R. J. R. Vieira, C. J. S. de Matos, S. A. Cerqueira, F. Couny, F. Benabid, L. Gomes, N. U. Wetter. Large hollow-core fiber random dye laser. In *CLEO/Europe - EQEC 2009 - European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference*, pages 1–1, June 2009.

- [59] M. A. van Eijkelenborg, M. C. J. Large, A. Argyros, J. Zagari, S. Manos, N. A. Issa, I. Bassett, S. Fleming, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, N. A. P. Nicorovici. Microstructured polymer optical fibre. *Optics Express*, 9(7):319–327, 2001.
- [60] M. J. Steel, R. M. Osgood. Elliptical-hole photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 26(4):229–231, Feb 2001.
- [61] J. Broeng, D. Mogilevtsev, S. E. B. Libori, A. Jarklev. Polarization-preserving holey fibers. In *Technical Digest. CLEO/Pacific Rim 2001. 4th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (Cat. No.01TH8557)*, volume 1, pages I–I, July 2001.
- [62] M. A. van Eijkelenborg, J. Canning, T. Ryan, K. Lyytikainen. Bending-induced colouring in a photonic crystal fibre. *Optics Express*, 7(2):88–94, Jul 2000.
- [63] C. J. Goh, N. Phan-Thien. Fibre Spinning: An Optimal Control Problem. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering*, 204(2):81–86, 1990.
- [64] T. Ishigure, H. Endo, K. Ohdoko, K. Takahashi, Y. Koike. Modal bandwidth enhancement in a plastic optical fiber by W-refractive index profile. *Journal of Lightwave Technology*, 23(4):1754–1762, 2005.
- [65] K. M. Patel, S. E. Ralph. Enhanced multimode fiber link performance using a spatially resolved receiver. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(3):393–395, 2002.
- [66] J. S. Abbott, G. E. Smith, C. M. Truesdale. Multimode fiber link dispersion compensator, 2002. (US patent 6,363,195 B1).
- [67] S. Savović, A. Djordjevich. Influence of numerical aperture on mode coupling in step index plastic optical fibers. *Applied Optics*, 43(29):5542–5546, 2004.
- [68] S. Savović, B. Drljača, A. Djordjevich. Influence of launch beam distribution on bandwidth in step index plastic optical fibers. *Applied Optics*, 52(6):1117–1121, 2013.
- [69] S. Kawakami, S. Nishida. Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 10(12):879–887, 1974.

- [70] K. Mikoshiba, H. Kajioka. Transmission characteristics of multimode W-type optical fiber: experimental study of the effect of the intermediate layer. *Applied Optics*, 17(17):2836–2841, 1978.
- [71] T. Tanaka, S. Yamada, M. Sumi, K. Mikoshiba. Microbending losses of doubly clad (W-type) optical fibers. *Applied Optics*, 16(9):2391–2394, 1977.
- [72] T. Yamashita, M. Kagami. Fabrication of light-induced self-written waveguides with a W-shaped refractive index profile. *Journal of Lightwave Technology*, 23(8):2542–2548, 2005.
- [73] S. Kawakami, S. Nishida, M. Sumi. Special issue paper. Transmission characteristics of W-type optical fibres. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 123(6):586–590, 1976.
- [74] A. W. Snyder. Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of a dielectric or optical waveguide. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 17(12):1130–1138, 1969.
- [75] H. Chen, S. Chen, J. Hou, Q. Lu. Photonic crystal fiber with W-type effective refractive index profile. *Optik*, 124(16):2309–2312, 2013.
- [76] N. A. Mortensen, M. Stach, J. Broeng, A. Petersson, H. R. Simonsen, R. Michalzik. Multi-mode photonic crystal fibers for VCSEL based data transmission. *Optics Express*, 11(17):1953–1959, 2003.
- [77] M. Nielsen, J. Folkenberg, N. Mortensen, A. Bjarklev. Bandwidth comparison of photonic crystal fibers and conventional single-mode fibers. *Optics Express*, 12(3):430–435, 2004.
- [78] M. A. van Eijkelenborg, A. Argyros, A. Bachmann, G. Barton, M. C. J. Large, G. Henry, N. A. Issa, K. F. Klein, H. Poisel, W. Pok, L. Poladian, S. Manos, J. Zagari. Bandwidth and loss measurements of graded-index microstructured polymer optical fibre. *Electronics Letters*, 40(10):592–593, 2004.
- [79] G. Renversez, B. Kuhlmeij, R. McPhedran. Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses. *Optics Letters*, 28(12):989–991, 2003.
- [80] Jonathan C. Knight. Photonic crystal fibers. *Nature*, 424:847–851, 2003.

- [81] Philip St. J. Russell. Photonic-crystal fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 24(12):4729–4749, 2006.
- [82] J. C. Knight, T. A. Birks, J. Broeng, P. S. J. Russell. Photonic band gap guidance in optical fibers. *Science*, 282(5393):1476–1478, 1998.
- [83] J. C. Knight, P. S. J. Russell. Photonic crystal fibers: New ways to guide light. *Science*, 296(5566):276–277, 2002.
- [84] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, P. J. Roberts, D. C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 285(5433):1537–1539, 1999.
- [85] R. Amezcua-Correa, F. Gerome, S. G. Leon-Saval, N. G. R. Broderick, T. A. Birks, J. C. Knight. Control of surface modes in low loss hollow core photonic bandgap fibers. *Optics Express*, 16(2):1142–1149, 2008.
- [86] G. Bouwmans, L. Bigot, Y. Quiquempois, F. Lopez, L. Provino, M. Douay. Fabrication and characterization of an all-solid 2D photonic bandgap fiber with a low-loss region (< 20 dB/km) around 1550 nm. *Optics Express*, 13(21):8452–8459, 2005.
- [87] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, P. St. J. Russell. Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber. *Science*, 298(5539):399–402, 2002.
- [88] P. S. Light, F. Benabid, F. Couny, M. Maric, A. N. Luiten. Electromagnetically induced transparency in Rb-filled coated hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 32(10):1323–1325, 2007.
- [89] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, P. St. J. Russell. Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 23(21):1662–1664, 1998.
- [90] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, E. Sasaoka. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion. *Optics Express*, 11(8):843–852, 2003.
- [91] S. Lee, W. Ha, J. Park, S. Kim, K. Oh. A new design of low-loss and ultra-flat zero dispersion photonic crystal fiber using hollow ring defect. *Optics Communication*, 285(20):4082–4087, 2012.
- [92] D. Chen, M.-L. V. Tse, H. Y. Tam. Optical properties of photonic crystal fibers with a fiber core of arrays of sub-wavelength circular air holes: birefringence and dispersion. *Progress in Electromagnetics Research*, 105:193–212, 2010.

- [93] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz. Visible continuum generation in air silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics Letters*, 25(1):25–27, 2000.
- [94] K. M. Hilligsøe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen, C. K. Nielsen, K. Mølmer, S. Keiding, R. Kristiansen, K. P. Hansen, J. J. Larsen. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths. *Optics Express*, 12(6):1045–1054, 2004.
- [95] J. H. Lee, W. Belardi, K. Furusawa, P. Petropoulos, Z. Yusoff, T. M. Monro, D. J. Richardson. Four-wave mixing based 10-Gb/s tunable wavelength conversion using a holey fiber with a high SBS threshold. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(3):440–442, 2003.
- [96] T. V. Andersen, K. M. Hilligsøe, C. K. Nielsen, J. Thøgersen, K. P. Hansen, S. R. Keiding, J. J. Larsen. Continuous-wave wavelength conversion in a photonic crystal fiber with two zero-dispersion wavelengths. *Optics Express*, 12(17):4113–4122, 2004.
- [97] J. Park, D. E. Kang, B. Paulson, T. Nazari, K. Oh. Liquid core photonic crystal fiber with low-refractive-index liquids for optofluidic applications. *Optics Express*, 22(14):17320–17330, 2014.
- [98] S. H. Kassani, R. Khazaeinezhad, Y. Jung, J. Kobelke, K. Oh. Suspended ring-core photonic crystal fiber gas sensor with high sensitivity and fast response. *IEEE Photonics Journal*, 7(1):2700409, 2015.
- [99] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight, T. Birks, T. Hedley, P. St. J. Russell. Very high numerical aperture fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(3):843–845, 2004.
- [100] K. P. Hansen, J. Broeng, A. Petersson, M. D. Nielsen, P. M. W. Skovgaard, C. Jakobsen, H. R. Simonsen. High-power photonic crystal fibers. In Andrew J. W. Brown, Johan Nilsson, Donald J. Harter, and Andreas Tünnermann, editors, *Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications*, volume 6102, pages 69 – 79. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2006.
- [101] K. P. Hansen, J. Broeng, M. D. Maack, T. T. Alkeskjold, T. Nikolajsen, P. M. W. Skovgaard, M. H. Sørensen, M. Denninger, C. Jakobsen, H. R. Simonsen, C. B. Olausson, D. Noordegraaf, M. Laurila. Airlad fiber laser technology. *Optical Engineering*, 50(11):1–10, 2011.

- [102] R. Stepien, B. Siwicki, D. Pysz, G. Stepniewski. Characterization of a large core photonic crystal fiber made of lead–bismuth–gallium oxide glass for broadband infrared transmission. *Optical and Quantum Electronics*, 46:553–561, 2014.
- [103] M. M. Tefelska, S. Ertman, T. R. Wolinski, P. Mergo, R. Dabrowski. Large area multimode photonic band-gap propagation in photonic liquid-crystal fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(8):631–633, 2012.
- [104] L. V. Amitonova, A. Descloux, J. Petschulat, M. H. Frosz, G. Ahmed, F. Babic, X. Jiang, A. P. Mosk, P. St. J. Russell, P. W. H. Pinkse. High-resolution wavefront shaping with a photonic crystal fiber for multimode fiber imaging. *Optics Letters*, 41(3):497–500, 2016.
- [105] Detlef Gloge. Optical power flow in multimode fibers. *The Bell System Technical Journal*, 51(8):1767–1783, 1972.
- [106] S. Savović, A. Djordjevich. Method for calculating the coupling coefficient in step-index optical fibers. *Applied Optics*, 46(9):1477–1481, 2007.
- [107] M. A. Losada, I. Garces, J. Mateo, I. Salinas, J. Lou, J. Zubia. Mode coupling contribution to radiation losses in curvatures for high and low numerical aperture plastic optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 20(7):1160–1164, 2002.
- [108] K. Takahashi, T. Ishigure, Y. Koike. Index profile design for high-bandwidth W shaped plastic optical fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 24(7):2867–2876, 2006.
- [109] John D. Anderson Jr. *Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications*. McGraw-Hill International Editions: Mechanical Engineering. McGraw-Hill, 1995.
- [110] D. Gloge, E. L. Chinnock, R. D. Standley, W. S. Holden. Dispersion in Low-Loss Multimode Fiber Measured at Three Wavelengths. *Electronics Letters*, 8(21):527–529, 1972.
- [111] D. Gloge, E. L. Chinnock, J. Stone. Dispersion Measurements in Liquid-Core Fibers. необјављен рад.
- [112] J. Caldwell, S. Savović, Y. Y. Kwan. Nodal integral and finite difference solution of one-dimensional Stefan problem. *Journal of Heat Transfer*, 125(3):523–527, 2003.

- [113] A. Djordjevich, S. Savović. Investigation of mode coupling in step index plastic optical fibers using the power flow equation. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(11):1489–1491, 2000.
- [114] S. Savović, A. Djordjevich. Influence of initial dopant distribution in fiber core on refractive index distribution of thermally expanded core fibers. *Optical Materials*, 30(9):1427–1431, 2008.
- [115] A. Djordjevich, S. Savović. Numerical solution of the power flow equation in step index plastic optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 21(8):1437–1442, 2004.
- [116] M. Kovačević, A. Djordjevich. *Uvod u teoriju optičkih talasovoda*. Prirodno-matematički fakultet u Kragujevcu, 2013.
- [117] S. Kawakami, S. Nishida. Perturbation theory of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11(4):130–138, 1975.
- [118] T. P. Tanaka, S. Yamada. Numerical solution of power flow equation in multimode W-type optical fibers. *Applied Optics*, 9(10):1647–1652, 1980.
- [119] M. Rousseau, L. Jeunhomme. Numerical solution of the coupled-power equation in step index optical fibers. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 25(7):577–585, 1977.
- [120] T. P. Tanaka, S. Yamada. Steady-state characteristics of multimode W-type fibers. *Applied Optics*, 18(19):3261–3264, 1979.
- [121] L. Jeunhomme, M. Fraise, J.P. Pocholle. Propagation model for long step-index optical fibers. *Applied Optics*, 15(12):3040–3046, 1976.
- [122] S. Savović, A. Simović, A. Djordjevich. Explicit finite difference solution of the power flow equation in W-type optical fibers. *Optics & Laser Technology*, 44(6):1786–1790, 2012.
- [123] S. Savović, A. Djordjevich. Optical power flow in plastic clad silica fibers. *Applied optics*, 41(36):7588–7591, 2002.
- [124] Robert Olshansky. Mode coupling effects in graded-index optical fibers. *Applied Optics*, 14(4):935–945, 1975.
- [125] Detlef Gloge. Impulse response of clad optical multimode fibers. *The Bell System technical journal*, 52(6):801–816, 1973.

- [126] H. Kanamori, H. Yakota, G. Tanaka, M. Watanabe, Y. Ishiguro, I. Yoshida, T. Kakii, S. Itoh, Y. Asano, S. Tanaka. Transmission characteristics and reliability of pure-silica-core single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 4(8):1144–1150, 1986.
- [127] K. Saito, M. Yamaguchi, A. J. Ikushima, K. Ohsono, Y. Kurosawa. Approach for reducing the Rayleigh scattering loss in optical fibers. *Journal of Applied Physics*, 95(4):1733–1735, 2004.
- [128] Robert W. Boyd. *Nonlinear optics*. Academic Press, Elsevier, third edition, 2008.
- [129] Alcibiade Zaganiaris. Simultaneous measurement of absorption and scattering losses in bulk glass and optical fibers by a microcalorimetric method. *Applied Physics Letters*, 25(6):345–347, 1974.
- [130] Robert L. Cohen. Loss Measurements in Optical Fibers. 1: Sensitivity Limit of Bolometric Techniques. *Applied Optics*, 13(11):2518–2521, 1974.
- [131] R. L. Cohen, K. W. West, P. D. Lazay, J. Simpson. Loss Measurements in Optical Fibers. 2: Bolometric Measuring Instrumentation. *Applied Optics*, 13(11):2522–2524, 1974.
- [132] F. T. Stone, W. B. Gardner, C. R. Lovelace. Calorimetric measurement of absorption and scattering losses in optical fibers. *Optics Letters*, 2(2):48–50, 1978.
- [133] D.B. Keck, P.C. Schultz, F. Zimar. Attenuation of multimode glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 21(5):215–217, 1972.
- [134] A.R. Tynes. Integrating cube scattering detector. *Applied Optics*, 9(12):2706–2710, 1970.
- [135] W. A. Gambling, D. N. Payne, C. R. Hammond, S. R. Norman. Special issue paper. Optical fibres based on phosphosilicate glass. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 123(6):570–576, 1976.
- [136] T. C. Rich, D. A. Pinnow. Total optical attenuation in bulk fused silica. *Applied Physics Letters*, 20(7):264–266, 1972.
- [137] K. Tsujikawa, M. Ohashi, K. Shiraki, M. Tateda, , . 30 (4) 351-352 (1994). Scattering property of F and GeO₂ codoped silica glasses. *Electronics Letters*, 30(4):351–352, 1994.

- [138] Z. Wang, H. Wu, X. Hu, N. Zhao, Q. Mo, G. Li. Rayleigh scattering in few-mode optical fibers. *Scientific Reports*, 6:35844, 2016.
- [139] L. Palmieri, L. Schenato. Distributed optical fiber sensing based on Rayleigh scattering. *The Open Optics Journal*, 7(Suppl-1, M7):104–127, 2013.
- [140] S. Sakaguchi, S. Todoroki. Rayleigh scattering of silica core optical fiber after heat treatment. *Applied Optics*, 37(33):7708–7711, 1998.
- [141] W. Zhi, R. Guobin, L. Shuqin, J. Shuisheng. Loss properties due to Rayleigh scattering in different types of fiber. *Optics Express*, 11(1):39–47, 2003.
- [142] M. Horiguchi and H. Osanai. Spectral losses of low-OH-content optical fibres. *Electronics Letters*, 12(12):310–312, 1976.
- [143] M. Tateda, M. Ohashi, K. Tajima, K. Shiraki. Design of viscosity-matched optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(9):1023–1025, 1992.
- [144] M. Ohashi, M. Tateda, K. Shiraki, K. Tajima. Imperfection loss reduction in viscosity-matched optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(7):812–814, 1993.
- [145] M. Ohashi, K. Shiraki, K. Tajima. Optical loss property of silica-based single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 10(5):539–543, 1992.
- [146] K. Saitoh, M. Koshiba. Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers. *Optics Express*, 13(1):267–274, 2005.
- [147] M. Kovačević, Lj. Kuzmanović, A. Simović, S. Savović, A. Djordjevich. Transients of modal-power distribution in multimode solid-core W-type photonic crystal fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 35(20):4352–4357, 2017.
- [148] M. S. Kovačević, Lj. Kuzmanović, A. Simović, S. Savović, B. Drljača, A. Djordjevich. Calculation of the bandwidth of W-type photonic crystal fibers by time-dependent power flow equation. *Optics Communications*, 427:348–353, 2018.
- [149] Lj. Kuzmanović, A. Simović, M. S. Kovačević, S. Savović, and A. Djordjevich. Controlling the attenuation of leaky modes in

БИБЛИОГРАФИЈА

- multimode w-type photonic crystal fibers in the infrared wavelength domain. *Laser Physics Letters*, 16(9):095103, aug 2019.
- [150] M. S. Kovačević, Lj. Kuzmanović, A. Djordjevich. Estimation of Rayleigh scattering loss in a double-clad photonic crystal fiber. *Optical and Quantum Electronics*, 50:217, 2018.

Биографија кандидата

Љубица Кузмановић је рођена 06.03.1988. у Крагујевцу. Основну школу завршила је у Крагујевцу, а након тога и Прву крагујевачку гимназију са одличним успехом. Студије физике (општи смер) на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу уписала је 2007, а дипломирала 2012. са средњом оценом 9,05. Исте године је уписала мастер студије физике, смер општа физика, које је завршила 2013. са просечном оценом 9,7. Завршни (мастер) рад под називом „Испитивање преносних карактеристика у градијентном оптичком влакну” урадила је под менторством професора др Милана Ковачевића.

Докторске академске студије физике је уписала 2013. године на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу. Положила је све предмете предвиђене Програмом докторских студија и Статутом Факултета.

У академској 2013/2014 била је ангажована као сарадник у настави на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу. Од јуна 2015, најпре у својству истраживача-приправника, а потом истраживача-сарадника, укључена је у научно-истраживачки пројекат 171011 „Фотонске компоненте и системи” Министарства за науку и технолошки развој Републике Србије. У октобру 2019. стиче звање асистента за област Атомска, молекулска и оптичка физика у Институту за физику Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу.

Током свог досадашњег научно-истраживачког рада, објавила је девет научних радова у часописима са SCI/ISI листе, од којих четири чине основу докторске дисертације „Моделовање фотонско кристалних оптичких влакана са W индексом преламања”.

Transients of modal-power distribution in multimode solid-core W-type photonic crystal fibers

Milan S. Kovačević¹, Ljubica Kuzmanović¹, Ana Simović¹, Svetislav Savović¹, and Alexandar Djordjevich^{2*}

Abstract— Spatial transients of the modal power distribution are reported for a varied configuration of air holes in the inner cladding of multimode solid-core photonic crystal fibers. Such inner cladding forms an intermediate fiber layer seen in W-type fibers with the layer's own effective refractive index due to the distinct size and/or spacing of air holes in it. We show how the modal distribution transients along the fiber depend on the number of rings in the inner cladding containing the distinct arrangement of air holes, and on the size and spacing of such holes in addition to the type of launch condition (excitation).

Index Terms— Photonic crystal fiber, W-type fiber, Power flow equation, Steady-state distribution

I. INTRODUCTION

FIRST proposed in 1996 [1], photonic crystal fibers (PCFs) feature microstructurally modified cross-sections such as by the inclusion of numerous holes in a periodic arrangement (as in the example in Figure 1-a). PCFs can guide light in only the fundamental mode regardless of wavelength and are often referred to as endlessly single-mode fibers [2]. They can guide light in air of the included holes [3]. These properties could help overcome limitations of conventional fibers such as in terms of the single-mode bandwidth and nonlinear performance. PCFs have found many applications in and beyond telecommunications. They are useful for generation of broad supercontinua [4]. That their refractive index profile can be controlled broadly has provided much flexibility and contributed to photonic crystal fibers evolving into a distinct research field of their own. While the endlessly single-mode

fibers and the air core fibers were originally intended for telecommunications, applications include high-power fiber lasers aiming for kW-operation [5], wideband light sources [6], and more, with commercialization picking up speed [7, 8]. A large-mode area PCF has been demonstrated experimentally [9]. A variety of solid-core and hollow core PCFs have been proposed. Some rely on the photonic bandgap guidance [10, 11], which is a mechanism not requiring for the core to have a higher refractive index than the cladding – allowing thus that fibers be fabricated with air cores. Such hollow-core photonic crystal fibers (HC-PCFs) have permitted gas-laser interactions over lengths far in excess of those feasible in free space [12, 15, 16]. Photonic bandgap fibers (PBGFs) are fabricated with a cladding array of two glasses with different refractive indices – rather than of glass and air [17, 18].

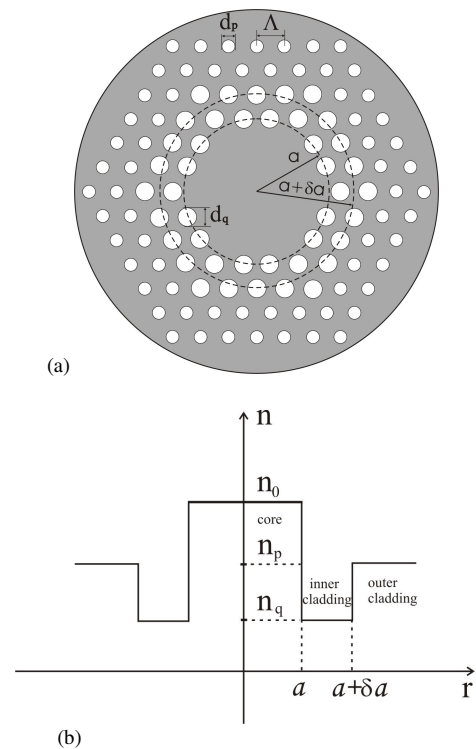


Fig. 1. (a) Cross section of doubly clad (W-type) multimode PCF with a solid-core and two rings of air holes in the inner cladding. Λ is the hole-to-hole spacing (pitch), d_q and d_p are diameters of air holes in the inner and outer rings, respectively. Gray background indicates pure silica and white area indicates air holes; (b) refractive-index profile of the referent W-type PCF

¹ University of Kragujevac, Faculty of Science, Kragujevac, Serbia

² City University of Hong Kong, Department of Mechanical and Biomedical Engineering, Kowloon, Hong Kong, China

*Corresponding author: A. Djordjevich, City University of Hong Kong, Department of Mechanical and Biomedical Engineering, Kowloon, Hong Kong, China

E-mail address: mealex@cityu.edu.hk

Acknowledgment

This work was supported in part by the grants from Serbian Ministry of Education, Science and Technological Development through the Project Nos. 171011 and 171021 and by the Strategic Research Grant of City University of Hong Kong (Project No. CityU 7004069).



Calculation of the bandwidth of W-type photonic crystal fibers by time-dependent power flow equation

Milan S. Kovačević^a, Ljubica Kuzmanović^a, Ana Simović^a, Svetislav Savović^{a,c},
Branko Drljača^b, Alexandar Djordjevich^{c,*}

^a University of Kragujevac, Faculty of Science, Department of Physics, Kragujevac, Serbia

^b University of Priština, Faculty of Science, L. Ribara 29, Kosovska Mitrovica, Serbia

^c City University of Hong Kong, Department of Mechanical and Biomedical Engineering, Kowloon, Hong Kong, China

ARTICLE INFO

Keywords:

Photonic crystal fiber
W-type fiber
Power flow equation
Bandwidth

ABSTRACT

A multimode photonic crystal fiber with a solid-core takes the characteristic W-shaped index profile upon forming an inner cladding layer with its own value of the effective refractive index corresponding to the distinct size and/or spacing of air holes in it. For various arrangements of air-holes, bandwidth is determined for such fiber by the time-dependent power flow equation. Fiber bandwidth is thus not only a function of transmission length but also of the spacing and size of air-holes as well of the number of bands with the distinct configuration of holes. These additional adjustable geometric parameters offer greater design flexibility. We have shown that bandwidth can be improved by reducing the number of rings of inner cladding air holes, decreasing the diameter of inner cladding air holes or exciting only guiding modes.

1. Introduction

This variation of refractive-index across an optical fiber has usually been achieved either by selective layering of materials or by chemical doping. Another method is by a micro-structured pattern of very small holes running the length of the “holey” or photonic crystal fibers (PCFs). A PCF may have a solid core and a holey cladding as illustrated in Fig. 1. The pattern of holes lowers the effective refractive index of the cladding, enabling the fiber to guide light. The fiber’s refractive index profile can thus be tailored during the design process by the choice of this pattern of holes in the cladding. It can be seen from Fig. 1 that W-type PCF has two distinct cladding regions which have two different refractive indices. This is the reason for calling these two cladding regions as inner and outer cladding.

As micro-structured patterning of the fiber offers an additional flexibility to affect its sectional profile at the design stage, PCFs have demonstrated performance not matched by conventional fibers [1–7]. For example, “endlessly single-mode” PCFs have been described that operate in only the fundamental mode across a very wide spectrum of wavelengths [2]. Similarly, a PCF can have a hollow core. The photonic bandgap guidance [8–11] in such a hollow fiber permits the fiber’s “air core” to have a lower refractive index than the material of the cladding [12,13]. Among the many reported applications of

PCFs are those in connection to dispersion [14–16], birefringence [17], supercontinuum generation [18–20], wavelength conversion [21,22], optofluidics [23], and sensing [24].

Waveguide dispersion is smaller in the W-type fiber than it is in the single-clad fiber. The W-type fiber is also easier to splice. It has a wide transmission bandwidth and lower bending losses compared to a corresponding single-clad fiber because the number of guided modes in the W-type fiber is reduced. By analogy to W-type fibers that have double cladding (for the total of three optical layers), the second cladding in PCFs can be affected by altering the pattern of holes [25]. An intermediate layer is thus discernible in Fig. 1 as a ring-like band with larger holes than in the rest of the cladding (diameter d_q versus d_p). Hence, the effective index profile for the resulting fiber has three distinct values as illustrated at the bottom of Fig. 1 — which is characteristic of the W-type fiber profile.

The width of the material between holes in the cladding determines the PCF’s numerical aperture, NA. It tends to be limited to $NA \approx 0.55–0.60$ by the impracticality of cleaving fibers with even larger NAs having large holes and little material remaining between [26,27]. Notable examples of PCFs to mention are a heavy metal-oxide glass fiber [28] or a hollow core fiber that is filled with liquid [29]. With high NA PCFs, lensless focusing with excellent resolution was reported [30].

* Corresponding author.

E-mail addresses: savovic@kg.ac.rs (S. Savović), mealex@cityu.edu.hk (A. Djordjevich).

Letter

Controlling the attenuation of leaky modes in multimode W-type photonic crystal fibers in the infrared wavelength domain

Lj Kuzmanović¹, A Simović¹, M S Kovačević¹, S Savović^{1,2}
and A Djordjevich²

¹ Faculty of Science, University of Kragujevac, Kragujevac, Serbia

² Department of Mechanical and Biomedical Engineering, City University of Hong Kong, Kowloon, Hong Kong, People's Republic of China

E-mail: savovic@kg.ac.rs and mealex@cityu.edu.hk

Received 22 April 2019

Accepted for publication 18 July 2019

Published 9 August 2019



CrossMark

Abstract

Leaky mode losses for a range of parameters such as the spacing and size of air holes, as well as the wavelength in W-type multimode glass photonic crystal fiber, are reported. Using an effective index approach by numerical solution of the time-independent power flow equation, we obtained that the leaky mode losses increase as the wavelength increases, and this rise of losses is greater in the case of narrower inner cladding. This user-friendly, simple approach of computing leaky losses could be used by experimentalists and system users.

Keywords: photonic crystal fiber, W-type fiber, power flow equation, leaky mode losses

1. Introduction

Guidance of light requires a variation in refractive index, which in conventional optical fibers is achieved either by chemical doping, or by the use of more than one material. Photonic crystal fibers (PCFs), also known as ‘microstructured optical fibers’ or ‘holey’ fibers, achieve light guidance through a patterning of tiny holes which run along the entire length of the fiber. In the simplest case, the core of the PCF is solid, and the light is confined in the core by total internal reflection between the solid core and the holey cladding with a lower effective refractive index. Since the effective refractive index of the holey cladding depends on the air hole arrangement and the wavelength, using the holes to produce what is effectively a step index fiber, or any other refractive index profile, is straightforward. Thanks to the flexibility for the cross-section design, PCFs have achieved excellent properties which are not observed in conventional fibers [1–7]. For example, PCFs can be made to guide light in only the fundamental mode regardless of wavelength; they are consequently

referred to as endlessly single-mode fibers [2]. PCFs have found many applications as functional fibers, such as for dispersion control [8–10], birefringence [11], supercontinuum generation [12–14], wavelength conversion [15, 16], optofluidic applications [17, 18], high sensitivity and fast response gas sensing [19]. A variety of solid- and hollow-core PCFs have been proposed. Some rely on photonic bandgap guidance [20–23]. This mechanism does not require the core to have a higher refractive index than the cladding, therefore allowing the fibers to be fabricated with air cores known as hollow core PCFs [24, 25].

By changing the pattern and/or size of air holes within a concentric ring-like region of a PCF, an additional cladding-layer can be achieved, as demonstrated in [26]. This is illustrated in figure 1(a) where a PCF with a varied pattern in the cladding emulates a W-type optical fiber (a doubly clad fiber with three optical layers and an index profile across the fiber similar to the example shown in figure 1(b)). The numerical aperture (NA) of a PCF with air-cladding depends on the width of the silica bridges between the air holes. While a



Estimation of Rayleigh scattering loss in a double-clad photonic crystal fiber

Milan S. Kovacevic¹ · Ljubica Kuzmanovic¹ · Alexandar Djordjevich²

Received: 5 October 2017 / Accepted: 24 April 2018
© Springer Science+Business Media, LLC, part of Springer Nature 2018

Abstract In this paper the effect of photonic crystal fiber's structure parameters on Rayleigh scattering was investigated. Rayleigh scattering loss (RSL) has been numerically estimated by average Rayleigh scattering coefficient based on the empirical relations for V and W parameters of double-clad photonic crystal fibers (DC PCFs). The dependence of RSL on the two structural parameters—the air hole diameter and the hole pitch was demonstrated. We have shown that RSL depends on the index profiles because of the different optical power confinement factors in every layer of DC PCF. Using these results, the RSL can be optimized by adjusting the fiber parameters—air-hole diameter as well as the air-hole pitch.

Keywords Photonic crystal fiber · Rayleigh scattering · Loss

1 Introduction

Scattering losses exist in optical fibers because of microscopic variations in the material density and composition. As glass is composed of randomly connected network of molecules and several oxides (e.g. SiO_2 , GeO_2 and P_2O_5), these are the major cause of compositional structure fluctuation. Three different scattering processes may take place in an optical fiber and can be exploited in a distributed optical fiber sensors, namely:

This article is part of the Topical Collection on Focus on Optics and Bio-photonics, Photonica 2017.

Guest Edited by Jelena Radovanovic, Aleksandar Krmpot, Marina Lekic, Trevor Benson, Mauro Pereira, Marian Marciniak.

✉ Milan S. Kovacevic
kovac@kg.ac.rs

¹ Faculty of Science, Department of Physics, University of Kragujevac, Kragujevac, Serbia

² Department of Mechanical and Biomedical Engineering, City University of Hong Kong, Kowloon, Hong Kong, China

ИЗЈАВА АУТОРА О ОРИГИНАЛНОСТИ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Ја, Љубица Кузмановић, изјављујем да докторска дисертација под насловом:

Моделовање фотонско кристалних оптичких влакана са W индексом преламања

која је одбрањена на Природно-математичком факултету Универзитета у Крагујевцу представља *оригинално ауторско дело* настало као резултат *сопственог истраживачког рада*.

Овом Изјавом такође потврђујем:

- да сам *једини аутор* наведене докторске дисертације,
- да у наведеној докторској дисертацији *нисам извршио/ла повреду* ауторског нити другог права интелектуалне својине других лица,
- да умножени примерак докторске дисертације у штампаној и електронској форми у чијем се прилогу налази ова Изјава садржи докторску дисертацију истоветну одбрањеној докторској дисертацији.

У Крагујевцу, 27.1.2021. године,


потпис аутора

ИЗЈАВА АУТОРА О ИСКОРИШЋАВАЊУ ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Ја, Љубица Кузмановић,

дозвољавам

не дозвољавам

Универзитетској библиотеци у Крагујевцу да начини два трајна умножена примерка у електронској форми докторске дисертације под насловом:

Моделовање фотонско кристалних оптичких влакана са W индексом преламања

која је одбрањена на Природно-математичком факултету

Универзитета у Крагујевцу, и то у целини, као и да по један примерак тако умножене докторске дисертације учини трајно доступним јавности путем дигиталног репозиторијума Универзитета у Крагујевцу и централног репозиторијума надлежног министарства, тако да припадници јавности могу начинити трајне умножене примерке у електронској форми наведене докторске дисертације путем *преузимања*.

Овом Изјавом такође

дозвољавам

не дозвољавам¹

¹ Уколико аутор изабере да не дозволи припадницима јавности да тако доступну докторску дисертацију користе под условима утврђеним једном од *Creative Commons* лиценци, то не искључује право припадника јавности да наведену докторску дисертацију користе у складу са одредбама Закона о ауторском и сродним правима.

припадницима јавности да тако доступну докторску дисертацију користе под условима утврђеним једном од следећих *Creative Commons* лиценци:

- 1) Ауторство
- 2) Ауторство - делити под истим условима
- 3) Ауторство - без прерада
- 4) Ауторство - некомерцијално
- 5) Ауторство - некомерцијално - делити под истим условима
- 6) Ауторство - некомерцијално - без прерада²

У Крагујевцу _____, 27.1.2021. године,


_____ потпис аутора

² Молимо ауторе који су изабрали да дозволе припадницима јавности да тако доступну докторску дисертацију користе под условима утврђеним једном од *Creative Commons* лиценци да заокруже једну од понуђених лиценци. Детаљан садржај наведених лиценци доступан је на: <http://creativecommons.org.rs/>