

UNIVERZITET U BEOGRADU
FIZIČKI FAKULTET

Bojana M. Bokić

**DINAMIKA PROSTIRANJA EIRIJEVIH SNOPOVA
U FOTOREFRAKTIVNIM SREDINAMA**

doktorska disertacija

Beograd, 2021

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF PHYSICS

Bojana M. Bokić

**DYNAMICS OF AIRY BEAMS PROPAGATION IN
PHOTOREFRACTIVE MEDIA**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2021

Mentor:

- **dr Branislav Jelenković**, naučni savetnik,
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

Komentor:

- **dr Dragana Jović Savić**, naučni savetnik,
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

Članovi komisije:

- **Prof. dr Bratislav Obradović**, redovni profesor,
Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu
- **Prof. dr Đorđe Spasojević**, redovni profesor,
Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu
- **Prof. dr Goran Poparić**, redovni profesor,
Fizički fakultet, Univerzitet u Beogradu
- **dr Dragana Jović Savić**, naučni savetnik,
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu
- **dr Branko Kolarić**, naučni savetnik,
Institut za fiziku, Univerzitet u Beogradu

Datum odbrane:

SPISAK RADOVA KORIŠĆENIH U DISERTACIJI

- Falko Diebel, **Bojana M. Bokić**, Martin Boguslawski, Aleksandra Piper, Dejan V. Timotijević, Dragana M. Jović, Cornelia Denz, „Control of Airy-beam self-acceleration by photonic lattices”, *Physical Review A* **90**, br. 3, (2014).
- Falko Diebel, **Bojana M. Bokić**, Dejan V. Timotijević, Dragana M. Jović Savić, Cornelia Denz, “Soliton formation by decelerating interacting Airy beams”, *Optics Express* **23**, br. 19, str. 24351-24361, (2015).

RADOVI KOJI NISU U VEZI SA DISERTACIJOM

- D. Pantelić, S. Ćurčić, S. Savić-Šević, A. Korać, A. Kovačević, B. Ćurčić, and **B. Bokić**, “High angular and spectral selectivity of purple emperor (*Lepidoptera: Apatura iris* and *A. ilia*) butterfly wings”, *Optics Express* **19**, 5817, (2011).
- N. M. Lučić, **B. M. Bokić**, D. Ž. Grujić, D. V. Pantelić, B. M. Jelenković, A. Piper, D. M. Jović, D. V. Timotijević, “Defect-guided Airy beams in optically induced waveguide arrays”, *Physical Review A* **88**, br. 6, (2013).
- A. G. Kovačević, S. M. Petrović, **B. M. Bokić**, B. M. Gaković, M. T. Bokorov, B. Z. Vasić, R. B. Gajić, M. S. Trtica, B. M. Jelenković, „Surface nanopatterning of Al/Ti multilayer thin films and Al single layer by a low-fluence UV femtosecond laser beam“, *Applied Surface Science* **326**, str. 91-98, (2015).
- Monika M. Živković, Milesa Ž. Srećković, Tomislav M. Stojić, **Bojana M. Bokić**, “Influence of electromagnetic and nuclear radiation in medicine for therapy and diagnosis through processes, facts and statistical analysis”, *Nuclear Technology and Radiation Protection* **32**, br.1, pp. 91-98, (2017).
- M. Remy, M. Cormann, W. Kubo, **B. Bokic**, Y. Caudano and B. Kolaric, „Transmission of entangled photons studied by quantum tomography: do we need plasmonic resonances?“, *Journal of Physics Communications* **3**, 065011, (2019).
- D. Mara, F. Artizzu, J. Goura, M. Jayendran, **B. Bokić**, B. Kolaric, T. Verbiest and R. V. Deun, „Molecular dysprosium complexes for white-light and near-infrared emission controlled by the coordination environment“, *Journal of Luminescence* **243**, 118646, (2022).

Sažetak disertacije

Tema ove teze je izučavanje fenomena koji su vezani za prostiranje dvodimenzionalnih Eirijevih svetlosnih snopova u nelinearnoj fotorefraktivnoj sredini. Istraživanje obuhvata proučavanje dinamike prostiranja više superponiranih dvodimenzionalnih Eirijevih snopova raspoređenih u simetrične konfiguracije od dva i četiri snopa, sa istim ili različitim faznim distribucijama, u linearnom i nelinearnom režimu kao i proučavanje prostiranja pojedinačnog dvodimenzionalnog Eirijevog snopa u optički indukovanoj kvadratnoj fotonskoj rešetci sa i bez optičkih defekata.

Disertacija je podeljena u sedam poglavlja, a sadržaj pojedinačnih poglavlja je dat u nastavku teksta.

U uvodnom poglavlju dat je pregled dosadašnjih rezultata u oblasti kompleksne svetlosti i nelinearne fotonike povezanih sa nedifragujućim snopovima uopšte a posebno u vezi sa samoubrzavajućim Eirijevim snopovima kao posebnom klasom nelinearno propagirajućih nedifragujućih snopova.

U drugom poglavlju opisan je detaljno koncept nedifragujućih snopova, a posebno klasa samoubrzavajućih Eirijevih snopova. Počevši od nedisperzivnog rešenja Šredingerove jednačine u domenu kvantne mehanike i analogije sa paraksijalnom talasnom jednačinom dolazi se do realizacije kvazi-nedifragujućih optičkih Eirijevih snopova u jednoj a zatim i u dve dimenzije.

U sledećem poglavlju opisan je koncept fotonskih struktura sa posebnim osvrtom na optički indukovane fotonske rešetke i tehniku optičke indukcije koja koristi koncept nedifragujućih snopova. Dat je i kratak uvid na značaj postojanja defekata u fotonskoj strukturi i mogućnosti koje nam takva struktura pruža za manipulaciju svetlošću, kao i metod multipleksiranja kojim se tehnikom optičke indukcije pomoću nekoherentne superpozicije više nedifragujućih snopova mogu realizovati optički defekti u dvodimenzionalnim optički indukovanim fotonskim rešetkama.

U četvrtom poglavlju prikazan je teorijski model za opisivanje i modelovanje propagacije dvodimenzionalnog Eirijevog snopa u nelinearnom materijalu. Teorijski model obuhvata propagaciju više Eirijevih snopova kroz nelinearni materijal kao i propagaciju pojedinačnog dvodimenzionalnog Eirijevog snopa kroz optički indukovanu kvadratnu fotonsku rešetku u nelinearnom materijalu. Ovo poglavlje sadrži i objašnjenje fotorefraktivnog efekta i modulacije indeksa prelamanja u fotorefraktivnom materijalu stroncijum barijum niobata (SBN). Nakon toga dat je detaljniji uvid u samu tehniku optičke indukcije i opisan numerički model za modelovanje linearnog i nelinearnog prostiranja Eirijevih snopova kroz SBN kristal sa i bez upisane fotonske strukture.

U petom poglavlju prikazane su eksperimentalne metode za ispitivanje dinamike prostiranja Eirijevog snopa u fotorefraktivnim sredinama. Poglavlje je podeljeno na dva dela. Prvi deo se odnosi na ispitivanje linearne i nelinearne interakcije više superponiranih dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u fotorefraktivnom SBN kristalu. Drugi deo se odnosi na ispitivanje dinamike prostiranja jednog dvodimenzionalnog Eirijevog snopa kroz optički indukovanu fotonsku rešetku sa i bez defekata.

U šestom poglavlju prikazani su rezultati eksperimentalnog i teorijskog istraživanja. Ovo poglavlje je takođe podeljeno na više celina. U prvoj celini dati su rezultati linearne interakcije dva i četiri superponirana Eirijeva snopa. U slučaju linearne interakcije dva snopa kada su snopovi u fazi usled konstruktivne interferencije dolazi do formiranja fokusa u preseku trajektorija dva snopa. Kada snopovi nisu u fazi dolazi do vertikalne separacije uzrokovane destruktivnom

interferencijom. U oba slučaja mogu se jasno identifikovati parabolične trajektorije snopova. Kod ispitivanja linearne interakcije četiri superponirana Eirijeva snopa situacija je slična sa razlikom što ovde dolazi do formiranja jačeg fokusa jer je sada u pitanju interferencija četiri snopa. U drugoj celini dati su rezultati nelinearne interakcije dva i četiri superponirana Eirijeva snopa. U slučaju nelinearne interakcije povećavajući snagu probnog snopa možemo videti prelaz od linearne interferencione slike do dobro lokalizovanog solitarnog stanja za veće vrednosti nelinearnosti. U slučaju kada su faze snopova pomerene za π , ne dolazi do spajanja glavnih lobova već se usled destruktivne interferencije javljaju dva lokalizovana solitarna stanja. U slučaju nelinearne interakcije četiri snopa, kada su snopovi u fazi, situacija je ista kao i kod interakcije dva snopa. Situacija je totalno drugačija kada su snopovi pomerenih faza. Nasuprot ostalim slučajevima ovde ne dolazi do formiranja solitarnih stanja. Pošto su sva četiri snopa različitih faza u ovom slučaju ne dolazi do dovoljno velikog inteziteta koji bi usled interferencije mogao da formira solitarno stanje. Kod ispitivanja prostiranja pojedinačnog Eirijevog snopa u kristalu sa upisanom fotonskom rešetkom dobijeni su sledeći rezultati. Kako modulacija indeksa prelamanja rešetke raste interakcija Eirijevog snopa sa rešetkom postaje jača i kao posledica toga dolazi do usporavanja Eirijevog snopa. U zavisnosti od jačine rešetke javljaju se različite diskretne strukture sve dok sa pojačanjem rešetke ne dođe do kompletnog potiskivanja ubrzanja Eirijevog snopa. U slučaju defekata u jednom kanalu fotonske rešetke, situacija je sledeća. Jačina defekata kao i jačina fotonske rešetke dramatično utiču na oblik i transversalno ubrzanje Eirijevog snopa. U slučaju pozitivnog defekta dolazi do povećanja lokalizacije u tom kanalu rešetke dok u slučaju negativnog defekta dolazi do delokalizacije polja Eirijevog snopa.

U poslednjem poglavlju sumirani su rezultati istraživanja i njihova potencijalna primena u drugim srodnim oblastima. Prikazana je prva eksperimentalna i numerička studija o nelinearnoj interakciji više dvodimenzionalnih Eirijevih snopova. Kao najvažniji rezultat, demonstrirana je izgradnja solitarnih struktura iz nelinearne interakcije više ubrzanih snopova. Ispitivanjem nelinearne dinamike superponiranih Eirijevih snopova za različite konfiguracije (broj snopova, fazne relacije), može se u zavisnosti od intenziteta demonstrirati formiranje pravolinijskih propagirajućih solitarnih stanja ili parova. Ovi eksperimentalni rezultati i metode omogućavaju dalje ispitivanje interakcije ostalih tipova nedifragujućih snopova i povrh toga nalaze primene u modernim optičkim arhitekturama za procesuiranje informacija. Takođe, u drugom delu disertacije, po prvi put je ispitivana i analizirana dinamika propagacije samoubrzavajućih dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u dvodimenzionalnim fotonskim rešetkama uključujući defekte, teoretski i eksperimentalno. Ovi rezultati se takođe mogu generalizovati i na druge tipove optički indukovanih rešetki i tipove defekata, uključujući i nešto kompleksnije ili čak i trodimenzionalne rešetke. Isto tako, i druge klase samoubrzavajućih optičkih snopova se mogu kontrolisati koristeći prezentovane ideje i metode.

Ključne reči: Eirijevi snopovi, fotorefraktivni kristal, transversalno ubrzanje, solitarna stanja, optički indukovane fotonske rešetke, optički indukovani defekti, protok energije, diskretna difrakcija, lokalizacija energije, delokalizacija energije.

Naučna oblast: Fotonika i laseri

Uža naučna oblast: Nelinearna fotonika

Abstract of dissertation

The main topic of this thesis is the study of phenomena related to the propagation of two-dimensional Airy light beams in a nonlinear photorefractive medium. The research includes the study of the propagation dynamics of several superimposed two-dimensional Airy beams arranged in symmetrical configurations of two and four beams, with the same or different phase distributions, in linear and nonlinear regime, as well as the study of the propagation of a single two-dimensional Airy beam in an optically induced square photonic lattice with and without optical defects.

The dissertation is divided into seven chapters, and the content of the individual chapters is given below.

The introductory chapter provides an overview of previous results in the field of complex light and nonlinear photonics related to non-diffracting beams in general and in relation to self-accelerating Airy beams as a special class of nonlinear propagating non-diffracting beams.

The second chapter describes in detail the concept of non-diffracting beams, and especially the class of self-accelerating Airy beams. Starting from the non-dispersive solution of the Schrödinger equation in the domain of quantum mechanics and analogy with the paraxial wave equation, the realization of quasi-non-diffracting optical Airy beams in one and then in two dimensions is realized.

The following chapter describes the concept of photonic structures with special reference to optically induced photonic lattices and the optical induction technique that uses the concept of non-diffracting beams. A brief insight is given into the importance of the existence of defects in the photonic structure and the possibilities that such a structure provides for light manipulation, as well as the multiplexing method by which optical defects can be realized in two-dimensional optically induced photonic lattices by incoherent superposition of several non-diffracting beams.

The fourth chapter presents a theoretical model for describing and modeling the propagation of a two-dimensional Airy beam in nonlinear material. The theoretical model includes the propagation of several Airy beams through a nonlinear material as well as the propagation of a two-dimensional Airy beam through an optically induced square photonic lattice in a nonlinear material. This chapter also contains an explanation of the photorefractive effect and the modulation of the refractive index in the photorefractive material strontium barium niobate (SBN). After that, a more detailed insight into the optical induction technique itself is given and a numerical model for modeling the linear and nonlinear propagation of Airy beams through an SBN crystal with and without an inscribed photonic structure is described.

In the fifth chapter, experimental methods for examining the dynamics of Airy beam propagation in photorefractive media are presented. The chapter is divided into two parts. The first part deals with the investigation of the linear and nonlinear interaction of several superimposed two-dimensional Airy beams in a photorefractive SBN crystal. The second part refers to the investigation of the dynamics of propagation of a two-dimensional Airy beam through an optically induced photonic lattice with and without defects.

The sixth chapter presents the results of experimental and theoretical research. This chapter is also divided into several sections. In the first part, the results of the linear interaction of two and four superimposed Airy beams are given. In the case of linear interaction of two beams when the beams are in phase due to constructive interference, a focus is formed in the intersection of the trajectory of the two beams. When the beams are not in phase, vertical separation caused by destructive interference occurs. In both cases, parabolic beam trajectories can be clearly identified.

When examining the linear interaction of the four superimposed Airy beams, the situation is similar with the difference that a stronger focus is formed here because the interference of the four beams is now in question. In the second part, the results of nonlinear interaction of two and four superimposed Airy beams are given. In the case of a nonlinear interaction, increasing the strength of the probe beam, we can see the transition from a linear interference image to a well - localized solitary state for higher values of nonlinearity. In the case when the phases of the beams are shifted by π , the main lobes do not merge, but due to destructive interference, two localized solitary states occur. In the case of nonlinear interaction of four beams, when the beams are in phase, the situation is the same as in the interaction of two beams. The situation is totally different when the beams are shifted phases. In contrast to other cases, there is no formation of solitary states here. Since all four beams are of different phases, in this case there is not a large enough intensity that could form a solitary state due to the interference. When examining the propagation of a single Airy beam in a crystal with an inscribed photonic lattice, the following results were obtained. As the modulation of the lattice refractive index increases, the interaction of the Airy beam with the grid becomes stronger and as a consequence the Airy beam slows down. Depending on the strength of the lattice, different discrete structures appear until the acceleration of the Airy beam is completely suppressed with the reinforcement of the lattice. In the case of defects in one channel of the photonic lattice, the situation is as follows. The strength of the defects as well as the strength of the photonic lattice dramatically affects the shape and transverse acceleration of the Airy beam. In the case of a positive defect, there is an increase in the localization in that channel of the lattice, while in the case of a negative defect, there is a delocalization of the Airy beam field.

The last chapter summarizes the research results and their potential application in other related fields. The first experimental and numerical study on the nonlinear interaction of several two-dimensional Airy beams is presented. As the most important result, the construction of solitary structures from the nonlinear interaction of several accelerated beams is demonstrated. By examining the nonlinear dynamics of superimposed Airy beams for different configurations (number of beams, phase relations), the formation of rectilinear propagating solitary states or pairs can be demonstrated, depending on the intensity. These experimental results and methods enable further investigation of the interaction of other types of non - diffracting beams and, in addition, find applications in modern optical architectures for information processing. Also, in the second part of the dissertation, the dynamics of propagation of self - accelerating two - dimensional Airy beams in two - dimensional photonic lattices, including defects, is investigated and analyzed for the first time, theoretically and experimentally. These results can also be generalized to other types of optically induced lattices and types of defects, including somewhat more complex or even three-dimensional lattices. Likewise, other classes of self-accelerating optical beams can be controlled using the ideas and methods presented.

Keywords: Airy beams, photorefractive crystal, transverse acceleration, solitary states, optically induced photonic lattices, optically induced defects, energy flow, discrete diffraction, energy localization, energy delocalization.

Scientific field: Photonics and lasers

Research area: Nonlinear photonics

Zahvalnica

Sadržaj

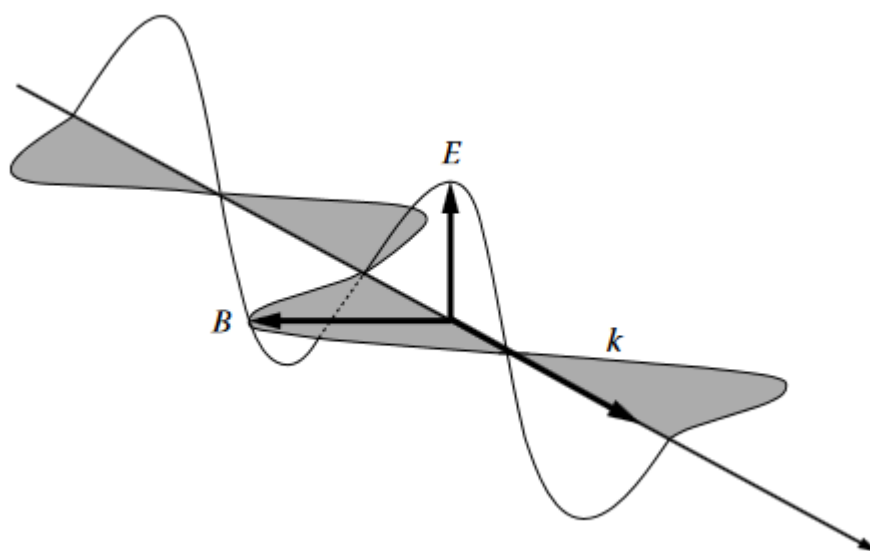
1	Uvod i motivacija	1
2	Nedifragujući snopovi	5
2.1	Koncept nedifragujućih snopova	5
2.1.1	Eirijeva funkcija i samoubrzavajući talasni paketi	6
2.2	Idealni Eirijev snop beskonačne energije	7
2.3	Optički Eirijev snop konačne energije	9
2.3.1	Dvodimenzionalni Eirijev snop konačne energije	10
3	Fotonske strukture	12
3.1	Optički indukovane fotonske rešetke	14
3.2	Optički indukovane fotonske strukture sa defektima	15
4	Teorijski model	17
4.1	Osnovne jednačine prostiranja svetlosti u nelinearnom fotorefraktivnom medijumu	17
4.2	Fotorefraktivni efekat	20
4.2.1	Linearni elektrooptički efekat i osobine SBN kristala	21
4.3	Tehnika optičke indukcije u fotorefraktivnom SBN kristalu	23
4.4	Numerički metod za rešavanje propagacione jednačine	24
5	Eksperimentalne metode za ispitivanje dinamike prostiranja Eirijevih snopova u fotorefraktivnim sredinama	26
5.1	Interakcija dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u fotorefraktivnom kristalu	26
5.1.1	Linearna interakcija više Eirijevih snopova	27

5.1.2 Nelinearna interakcija više Eirijevih snopova	29
5.2 Dinamika prostiranja Eirijevog snopa kroz optički indukovanu fotonsku rešetku	30
5.3 Dinamika prostiranja Eirijevog snopa u fotonskoj rešetci sa različitim defektima	32
6 Rezultati i diskusija	34
6.1 Linearna interakcija dvodimenzionalnih Eirijevih snopova	34
6.1.1 Linearna interakcija dva Eirijeva snopa	34
6.1.2 Linearna interakcija četiri Eirijeva snopa	36
6.2 Nelinearna interakcija dvodimenzionalnih Eirijevih snopova	38
6.2.1 Nelinearna interakcija dva Eirijeva snopa	38
6.2.2 Nelinearna interakcija četiri Eirijeva snopa	42
6.3 Dvodimenzionalni Eirijevi snopovi u fotonskim rešetkama	46
6.4 Propagacija Eirijevog snopa u fotonskoj rešetci sa različitim defektima	48
7 Zaključak	50
Literatura	52

Poglavlje 1

Uvod i motivacija

Svetlost na jedinstveni način povezuje infinitno sa infinitezimalnim, prenoseći istovremeno informacije o beskrajno velikim galaktičkim strukturama i događajima koji su se desili posle *Velikog praska* [1] kao i informacije iz mikro i nano sveta, sveta atoma, molekula i kristala [2]. Integracija tih informacija dovela je do koherentnog opisa interakcija između polja i materije, interakcija koje opisuju veliki deo nama poznate fizike i hemije.



Slika 1.1 Šema elektromagnetnog talasa. [3]

Svetlost najčešće opisujemo kao vektor elektromagnetnog polja koji ima svoj intenzitet i pravac prostiranja (polarizaciju), frekvenciju i brzinu (Slika 1.1). Interakcija svetlosti sa materijom dovodi do difrakcije, refleksije, apsorpcije i disperzije, pojava koje su dobro poznate vekovima i prepoznate kao ključni elementi u umetnosti (Slika 1.2) ili kao ključni a nekada i ograničavajući faktori u mnogim modernim industrijskim i tehnološkim aplikacijama zasnovanim na kontroli elektromagnetnih talasa [4]. Uz pomoć svetlosti, otkriveno je i opisano mnoštvo fizičkih pojava, od optičke komunikacije visokog propusnog opsega do polarizovanih sunčanih naočara, fotosinteze u biljkama do primarnih molekulskih procesa kod čula vida.

Difrakcija (interakcija svetlosti sa materijom/preprekom) modifikuje prostiranje svetlosnog talasa. Interakcija sa materijom povezana je i sa disperzijom koja je posledica zavisnosti indeksa

prelamanja materijala od frekvencije i koja dovodi do toga da se svaka spektralna komponenta prostire različitom faznom brzinom [5].

Poznato je da difrakcija i disperzija mogu biti ozbiljno ograničenje za primene u kojima je veoma poželjno da snop ili impuls zadrži svoju transverzalnu lokalizaciju i/ili širinu u vremenu tokom propagacije [6-11]. Kao posledica toga, razvoj metoda kojima bi se ublažili efekti degradacije signala izazvane od strane ova dva efekta je od presudnog značaja.



Slika 1.2. *Likurgov pehar* (Iz doba starog Rima IV vek). Pehar od stakla sa primesama nanočestica zlata i kalaja (tehnologija razvijena u Antičkom Rimu) nije samo umetnički predmet već i objekat koji pokazuje složenost interakcije svetlosti sa materijom. Kada se posmatra u reflektovanom svetlu, na primer na dnevnom svetlu, izgleda zeleno. Međutim, kada se svetlo ubaci u šolju i prenese kroz staklo, pehar izgleda crveno. [12]

Laseri kao izvori koherentnog zračenja doveli su do revolucije u modernoj tehnologiji od hemije do optike. Prostiranje laserskih snopova predmet je aktivnog istraživanja već više od 50 godina, ali je tek pre nešto više od 20 godina doživelo značajan pomak sa razvojem novih metoda za opisivanje i karakterizaciju laserskih zraka. Paralelno, tehnike oblikovanja laserskog snopa napredovale su zbog povećane snage računara i mogućnosti izrade difrakcionih optičkih elemenata standardnim litografskim tehnikama. Poslednjih godina oblikovanje laserskih snopova je dodatno napredovalo zahvaljujući primeni tehnologije na bazi tečnih kristala [13]. Takva tehnologija omogućila je stvaranje laserskih snopova specifične strukture pomoću kompleksne modulacije svetlosti. Istraživanja su dovela do novih otkrića o laserskim snopovima i njihovim svojstvima prostiranja, uključujući orbitalni ugaoni momenat svetlosti, nedifrakcionu prirodu svetlosti, svetlost koja se prostire zakrivljenim putevima i rekonstruiše nakon prepreka [14]. Takvi laserski snopovi primenjeni su u mnogim disciplinama, od fizike do biologije, od klasičnih do kvantnih studija.

Novi pravac istraživanja, takozvano polje kompleksne (ili strukturirane) svetlosti, opisuje apstraktna topološka svojstva svetlosti - tj. snopove posebno dizajniranog intenziteta, polarizacije i faze - i upravo ta svojstva uvode renesansu u mnogim oblastima optičke nauke i tehnologije i predstavljaju centralnu tačku za fundamentalne proboje u optici. Napredak u fundamentalnom razumevanju, zajedno sa najnovijim dostignućima u proizvodnji svetlosti kompleksne strukture, translira se i na niz različitih i interdisciplinarnih primena koje obuhvataju mikroskopiju [15,16], komunikaciju sa velikim brzinama prenosa podataka [17], optičko zarobljavanje [18] i kvantnu optiku [19]. Može se očekivati i više primena u budućnosti, jer istraživači nastoje da manipulišu i kontrolišu brzinu prostiranja kompleksnih svetlosnih snopova, a javljaju se i egzotičnije mogućnosti koje pruža kompleksna svetlost u eksperimentima kvantnih uvezanih stanja.

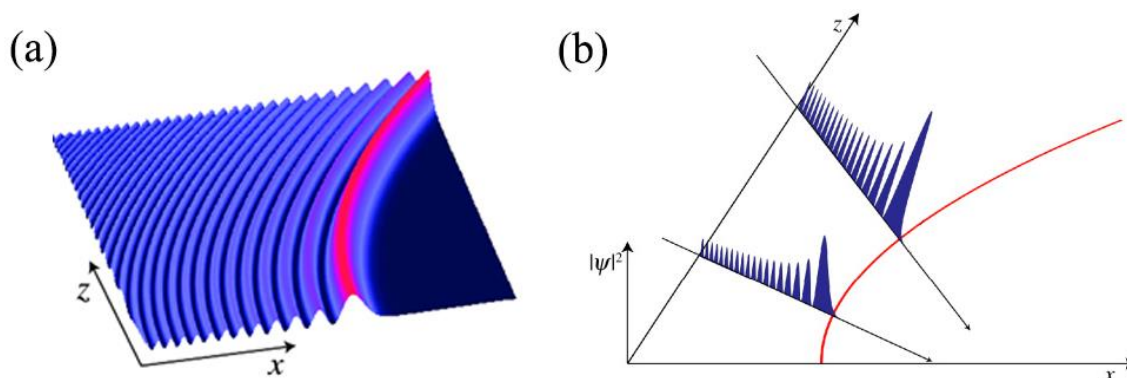
Lokalizovani talasni paketi, poznati i kao nedifragujući talasi, nastali su u početku kao pokušaj da se dobiju snopovi i impulsi sposobni da se odupru difrakciji u slobodnom prostoru na velikim udaljenostima. Takvi talasi su u početku dobijeni teoretski kao rešenja talasne jednačine početkom 1940-ih [20], a eksperimentalno su demonstrirani 1987. [21]. Danas, lokalizovani talasi predstavljaju

rastuću i dinamičnu oblast istraživanja, ne samo u vezi sa nedisperzivnim slobodnim prostorom (ili vakuumom), već i za disperzivne, nelinearne i medije bez gubitaka.

Najpoznatiji talasni paket bez difrakcije je Beselov snop koji su prvi uveli J. Durnin i saradnici [21,22]. Ovaj pionirski rad otvorio je put otkriću drugih nedifragujućih rešenja [23], uključujući Matjeove i parabolične Veberove snopove, kao i Matjeove i Beselove snopove viših redova.

U poslednje vreme, samoubrzavajući talasni paketi koji se mogu prostirati po zakrivljenoj putanji privukli su veliko interesovanje. Među njima, posebno Eirijev snop (ili impuls) (Slika 1.3), koji se prostire duž parabolične putanje bez ikakve difrakcije (ili disperzije) [24,25]. Za razliku od konvencionalnog laserskog snopa koji se prostire po pravoj liniji, Eirijev snop koji sam ubrzava ima karakteristiku da prati zakrivljenu putanju u linearnom homogenom medijumu, čime se uvodi pojam transverznog ubrzanja. Za razliku od drugih nedifragujućih snopova, Eirijev talasni paket takođe može postojati i u jednoj dimenziji.

Eirijevi snopovi predstavljaju prvu eksperimentalno proučavanu klasu samoubrzavajućih optičkih talasa. Teorija Eirijevih snopova je razvijena na osnovu geometrijske optike i morfologije kaustičnih površina određenih na osnovu bifurkacione teorije dinamičkih sistema, poznate kao teorija katastrofe [26,27]. Kaustična površina, na koju su zraci fokusirani, je envelope familije parcijalnih zraka i ona predstavlja sam Eirijev snop. Kaustične površine su zakrivljene čak iako su zraci pravolinijski. Kaustična površina opisana Eirijevom funkcijom (Slika 1.3a) jedna je od sedam elementarnih prirodnih katastrofa – tzv. „nabor“ katastrofa (engl. *fold catastrophe*) opisana potencijalom $V(x) = \frac{1}{3}x^3 - ax$.



Slika 1.3 (a) Primer dinamike jednodimenzionalnog nedifragujućeg Eirijevog snopa [28]; **(b)** Prikaz osobine samoubrzavanja Eirijevog snopa duž parabolične trajektorije [28].

Treba naglasiti da se Eirijevi snopovi prvi put pojavljuju u domenu kvantne mehanike 1979. kao nedisperzivno rešenje Šredingerove jednačine koja opisuje kretanje slobodne čestice konačne mase [40]. Analogija između Šredingerove jednačine i paraksijalne talasne jednačine bila je inspiracija za dobijanje optičkih Eirijevih snopova, koji su eksperimentalno realizovani prvi put tek 2007. godine [41].

Ono zbog čega su posebno zanimljivi su njihove specifične osobine: nedifragujuć su snopovi, kreću se po zakrivljenoj paraboličnoj putanji, tj. imaju sposobnost samoubrzanja u transverznoj ravni prostiranja kao i mogućnost samorekonstrukcije ukoliko naiđu na prepreku. Otkriće optičkih Eirijevih snopova otvorilo je široko polje istraživanja njihovih potencijalnih primena u različitim oblastima fizike, teoretski i eksperimentalno [29-31], počevši od mikromanipulacije česticama i ćelijama, kao optički raspršivači [32], laserske mikroobrade materijala [33], optičkih rutera [34], autofokusirajućih snopova [35], pa do ultrabrzih samoubrzavajućih impulsa [36].

Glavni cilj ove disertacije je izučavanje propagacije i lokalizacije dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u fotorefraktivnim sredinama, da se sagleda u kojoj meri možemo da kontrolišemo prostiranje nedifragujućeg Eirijevog snopa radi potencijalne buduće primene u naprednim optičkim i informacionim tehnologijama.

Od svoje prve demonstracije, raste interesovanje za Eirijeve snopove i njihove moguće primene. Poznato je da je kontrolisanje osobina prostiranja svetlosti samom svetlošću ključna za realizaciju naprednih potpuno optičkih tehnologija. Postoji mnogo načina koji se mogu koristiti kako bi se one unapredile. Jedan od obećavajućih pristupa ovom cilju koji se predlaže u ovoj disertaciji jeste primena Eirijevih snopova i mogućnost da se modulacijom transverznog ubrzanja Eirijevih snopova kontroliše prostiranje svetlosti u fotorefraktivnom materijalu. U ovom istraživanju to je rađeno na dva načina.

Jedan od njih se zasniva na formiranju optičkih solitona [37], koji predstavljaju lokalizovane strukture koje održavaju svoj oblik balansirajući između efekata difrakcije i nelinearnog samofokusiranja. Ideja i motivacija u ovoj disertaciji je bila da se koherentnom superpozicijom više Eirijevih snopova modulišu njihova transverzalna ubrzanja tako da dođe do formiranja solitona ili solitarnih struktura. U ovom delu disertacije je rađeno ispitivanje i analiza linearne i nelinearne interakcije dva i četiri dvodimenzionalna Eirijeva snopa u nelinearnom materijalu, kao i potencijalne primene dobijenih efekata.

Drugi način je kontrolisanje prostiranja Eirijevih svetlosnih snopova pomoću fotonskih rešetki. Poznato je da prisustvo diskretnih fotonskih struktura u fotorefraktivnom materijalu dramatično menja dinamiku propagacije svetlosti [38]. Zato, jedan od obećavajućih pristupa ovom cilju jeste mogućnost modulisanja transverznog ubrzanja Eirijevih snopova koristeći fotonske rešetke. Fotonske rešetke su jedan od načina realizacije fotonskih kristala i predstavljaju optičke talasovode sa periodičnom promenom indeksa prelamanja sredine u kojima se fotoni ponašaju poput elektrona u poluprovodniku. Zbog svojih osobina pogodan su optički sistem za manipulaciju i kontrolu prostiranja svetlosti. Fotonske rešetke se mogu kreirati modulacijom indeksa prelamanja sredine što uključuje direktno lasersko upisivanje, optičku litografiju ili tehniku bušenja. Veoma praktična metoda je tehnika optičke indukcije [39] u fotorefraktivnom materijalu korišćenjem nedifragujućih zraka, koja stvara trajne, reverzibilne fotonske strukture reprezentovane profilom intenziteta nedifragujućeg svetlosnog polja. U drugom delu disertacije rađeno je ispitivanje i analiza dinamike prostiranja dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u optički indukovanoj fotonskoj rešetci sa i bez različitih optičkih defekata, kao i ispitivanje njihove postojanosti u funkciji od modulacije indeksa prelamanja fotonske rešetke.

Poglavlje 2

Nedifragujući snopovi

U ovom poglavlju dat je pregled naučnog koncepta nedifragujućih snopova sa posebnim akcentom na nelinearno propagirajuće Eirijeve snopove, u oblasti kvantne mehanike gde su se prvobitno pojavili a kasnije i u optici, gde su sa izvesnim modifikacijama idealnih Eirijevih snopova realizovani kvazi-nedifragujući Eirijevi svetlosni snopovi. Na kraju su predstavljeni dvodimenzionalni optički Eirijevi snopovi koji predstavljaju glavni predmet istraživanja prikazanog u ovoj doktorskoj disertaciji.

2.1 Koncept nedifragujućih snopova

Polazna tačka za proučavanje "nedifragujućih" snopova (pri čemu razlikujemo linearno i nelinearno propagirajuće) je skalarna Helmholtcova jednačina:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} u = 0 \quad (2.1)$$

Ova jednačina opisuje prostiranje monohromatskih talasa, gde je c brzina talasa, ω monohromatska ugaona frekvencija posmatranog talasa i u jedna od komponenti elektromagnetnog polja.

Prvo je opisan slučaj *linearno propagirajućih nedifragujućih snopova* i specifična forma te vrste svetlosnih snopova. Radi praktičnosti, za smer prostiranja bira se z -osa. U ovom slučaju, linearno polarizovana svetlost duž x -smera se može opisati postavljanjem da je $u = E_x$.

Rešenje Helmholtcove jednačine je ravanski talas

$$u(x, y, z) = e^{-ik_z z - ik_t(x \cos(\phi) + y \sin(\phi))} \quad (2.2)$$

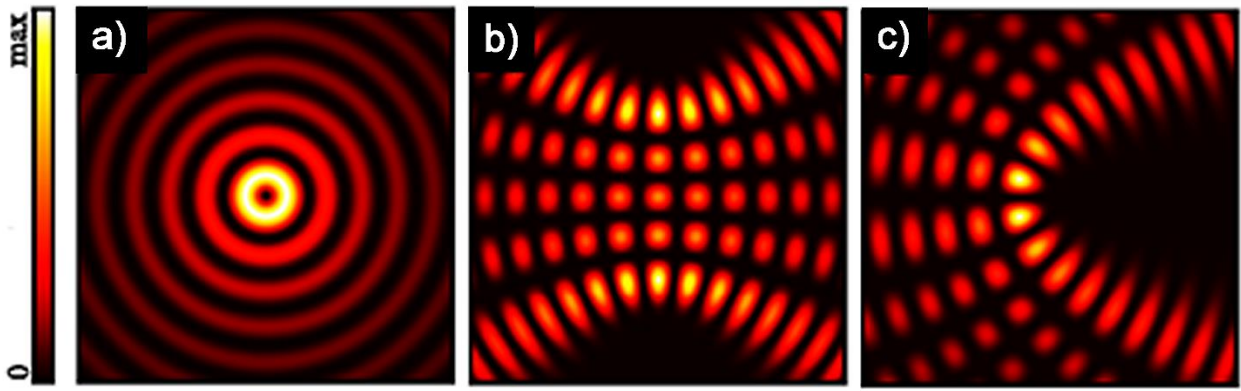
pod uslovom da je $\omega^2 = c^2 k^2 = c^2 k_z^2 + c^2 k_t^2$ uslov ispunjen. Ovde, k_z predstavlja aksijalnu komponentu talasnog vektora dok k_t odgovara transverzalnoj komponenti talasnog vektora. Azimutalni ugao ϕ definiše ugao ravnog talasa u odnosu na z -osu. Razmatraju se superpozicije više ravnih talasa od kojih svi imaju isti aksijalni talasni vektor. Ova superpozicija definiše "nedifragujuće" snopove koji se mogu opisati preko Vitakerovog integrala

$$u(x, y, z) = e^{-ik_z z} \int_0^{2\pi} d\phi g(\phi) e^{-ik_t(x \cos(\phi) + y \sin(\phi))} \quad (2.3)$$

gde kompleksna funkcija $g(\phi)$ definiše fazu i amplitudu različitih ravanskih talasa koji formiraju određeni “nedifragujući” snop.

Vitakerov integral ima sledeću interpretaciju. “Nedifragujući” snop je određen superpozicijom višestrukih ravanskih talasa čiji se transversalni vektori k_t nalaze na kružnici. Bilo koja kompleksna funkcija $g(\phi)$ definiše nedifragujući snop, međutim, samo za određene funkcije $g(\phi)$ se Vitakerov integral može opisati analitički.

U zavisnosti od koordinatnog sistema u kojima su opisani, postoje generalno četiri familije nedifragujućih snopova [42]. Prvu familiju predstavljaju snopovi opisani u Dekartovom koordinatnom sistemu, koji se nazivaju ravni talasi. U cilindričnom koordinatnom sistemu su opisani Beselovi snopovi (Slika 2.1a), u eliptično-cilindričnom Matjeovi (Slika 2.1b) a u parabolično-cilindričnom koordinatnom sistemu Veberovi snopovi (Slika 2.1c). Pored nedifragujućeg karaktera, ovi snopovi se odlikuju i svojom robusnošću i sposobnošću samorekonstrukcije.



Slika 2.1. Primeri a) Beselovog, b) Matjeovog, i c) Veberovog nedifragujućeg snopa [42].

2.1.1 Eirijeva funkcija i samoubrzavajući talasni paketi

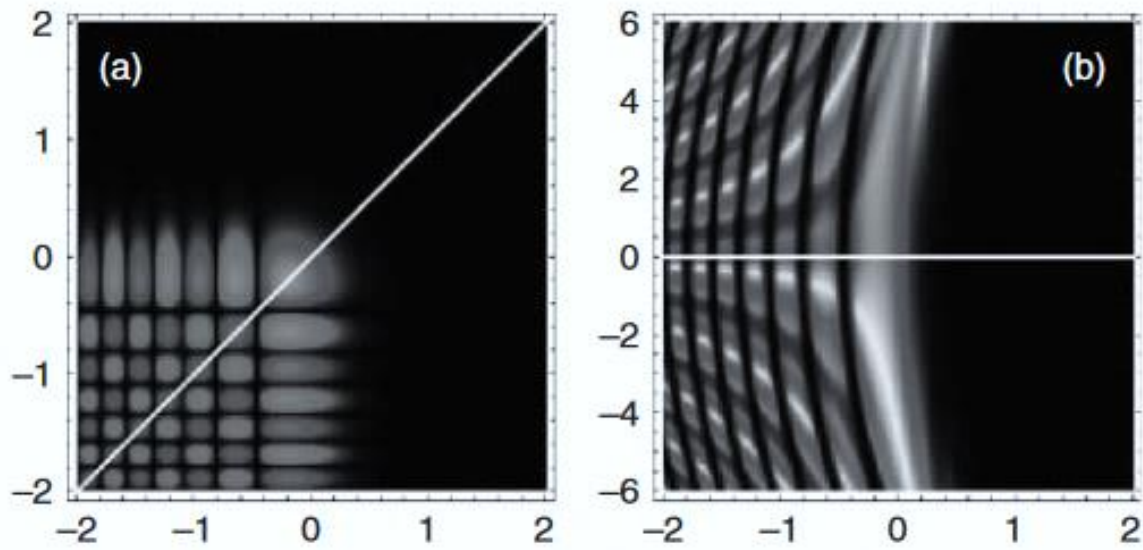
Nelinearno propagirajući “nedifragujući” snopovi, koji se još nazivaju ubrzavajući ili samoubrzavajući nedifragujući snopovi, su takođe rešenja paraksijalne Helmholtzove jednačine (2.1) koja uzimaju u obzir sporo promenljiva rešenja prostiranja u jednom pravcu. To su snopovi koji se prostiru duž parabolične putanje. Ako nam je z -osa pravac prostiranja onda imamo sledeći izraz

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

gde k predstavlja dužinu talasnog vektora i $u(x, y, z)$ sporo promenljivu envelopu nosećeg talasa $\exp(i(\omega t - kz))$. Birajući $x - z$ ravan za ravan formiranja nelinearno ubrzavajuće parabolične trajektorije, može se definisati nedifragujuće rešenje integrala u formi

$$u(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_y Ai \left(\frac{x}{x_0} + x_0^2 k_y^2 - \frac{z^2}{4k^2 x_0^4} \right) g(k_y) e^{-ik_y y + \frac{ixz}{(2kx_0^3)} - \frac{iz^3}{(12k^3 x_0^6)}} \quad (2.5)$$

gde $Ai(x)$ predstavlja Eirijevu funkciju, x_0 karakterističnu skalu dužine koja daje transversalno ubrzanje snopa i $g(k_y)$ koje predstavlja bilo koju kompleksnu funkciju. Ako ova funkcija ima Dirakovu distribuciju $g(k_y) = \delta(k_y)$ dobija se standardni Eirijev snop (Slika 2.2) dok se za sve ostale varijante dobijaju daleko komplikovaniji snopovi: pri čemu svi ti snopovi predstavljaju nedifragujuće snopove koji se kreću paraboličnom putanjom. Integral (2.5) ima sličnu interpretaciju kao Vitakerov integral. Ovde, integral unosi lateralni pomeraj definisan izrazom $\delta_x = -x_0^3 k_y^2$. Ovaj pomeraj, zajedno sa izrazom za relativnu fazu i amplitudu $g(k_y)e^{-ik_y Y}$ definiše iskošene Eirijeve snopove koji imaju identično ubrzanje i interferiraju na isti način duž parabolične putanje. Ovaj argument je identičan onom argumentu u slučaju Vitakerovog integrala koji opisuje linearno propagirajuće nedifragujuće snopove.



Slika 2.2 (a) Transverzalni i **(b)** longitudinalni poprečni presek Eirijevog snopa. [43]

2.2 Idealni Eirijev snop beskonačne energije

Eirijeve funkcije, u obliku talasnog rešenja, se prvi put pojavljuju 1979. u radu Berija i Balaža [40], koji su pokazali da jednodimenzionalna Šredingerova jednačina (2.6), koja opisuje kretanje slobodne čestice, mase m , ima nedisperzivno rešenje u formi idealne Eirijeve funkcije (2.7),

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\psi(x, t) = Ai \left[\frac{B}{\hbar^{2/3}} \left(x - \frac{B^3 t^2}{4m^2} \right) \right] e^{\left(\frac{iB^3 t}{2m\hbar} \right) \left[x - \left(\frac{B^3 t^2}{6m^2} \right) \right]} \quad (2.7)$$

gde je x – prostorna koordinata, t – vreme, m – masa slobodne čestice, $\hbar$ – redukovana Plankova konstanta, Ai – Eirijeva funkcija, B – konstanta veća od nule. Takvo rešenje predstavljalo je talasni paket koji ima osobinu da ne menja svoj oblik u transversalnoj ravni i da se kreće po zakrivljenoj

putanji, tj. da ubrzava. Izraz „samoubrzavajući“ korišćen je iz razloga što takav talasni paket ima osobinu ubrzanja bez prisustva spoljašnjeg potencijala.

Za realizaciju optičkih Eirijevih snopova, istraživači [41] su iskoristili korespondenciju između kvantno-mehaničke Šredingerove jednačine i paraksijalne talasne jednačine koja se koristi u optici.

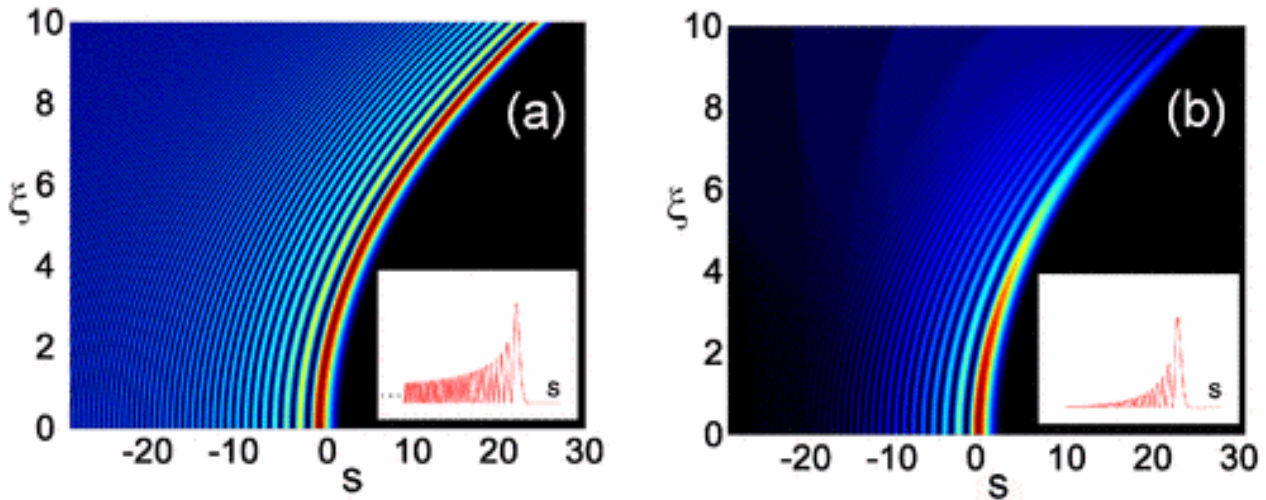
Analiza počinje od normalizovane jednodimenzionalne paraksijalne Helmholtzove jednačine koja opisuje dinamiku prostiranja envelope električnog polja $\varphi(s, \xi) = E(s, \xi)$ optičkog snopa:

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} = 0 \quad (2.8)$$

gde $s = x/x_0$ i $\xi = z/k_0 n_0 x_0^2$ označavaju normalizovane transversalne i longitudinalne koordinate, k_0 je talasni broj u vakuumu, i x_0 arbitrarna skala dužine. Ova jednačina pretpostavlja da je ugao između ose prostiranja i talasnih vektora dovoljno mali da talas ne odstupa značajno od njega. Rešenje jednačine (2.8) je nedifragujući Eirijev snop [40, 41]:

$$\varphi(s, \xi) = Ai \left[s - \frac{\xi^2}{4} \right] \exp \left(i s \frac{\xi}{2} \right) \exp \left(-i \frac{\xi^3}{12} \right) \quad (2.9)$$

gde Ai označava Eirijevu funkciju [44] a $\varphi(s, 0) = Ai(s)$ envelopu električnog polja na početku ($\xi = 0$). Jednačina (2.9) pokazuje da je rešenje u obliku Eirijeve funkcije bez difrakcije, i da se kod njega javlja transversalni pomeraj duž parabolične krive ($s = \xi^2/4$) tokom prostiranja (Slika 2.3a). Idealni Eirijev snop karakteriše asimetrični profil amplitude, formiran od značajno intenzivnijeg glavnog loba i oscilirajućeg repa sastavljenog od sublobova čije vrednosti amplitude opadaju veoma sporo za negativne vrednosti s , (tj. $Ai(-s) \approx \pi^{-1/2} s^{-1/4} \sin(2/3 s^{3/2} + \pi/4)$ za $s \rightarrow +\infty$) [44].



Slika 2.3 Dinamika propagacije Eirijevog snopa. Prostorna evolucija intenziteta Eirijevog snopa (a) beskonačne energije, i (b) konačne energije. Crvenom bojom je prikazan odgovarajući profil intenziteta na ulazu. [53]

Za pozitivne vrednosti s , Eirijevo rešenje opada eksponencijalno. Interpretacija procesa nelinearnog ili ubrzanog prostiranja je objašnjena od strane D. Greenberger-a preko principa ekvivalencije [45]. Ostala fizička objašnjenja se odnose na poreklo zakrivljenog prostiranja kao posledice interferencije pravolinijskih parcijalnih zraka u kaustičnu površinu [46-50]. Osobina prostiranja bez difrakcije je esencijalno povezana sa činjenicom da ovakav profil snopa (Slika 2.3a)

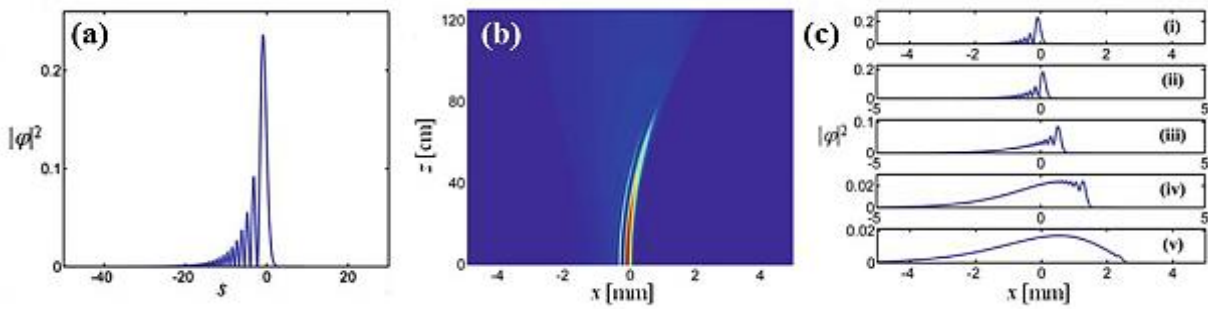
posедуje beskonačnu energiju. Zapravo, Eirijev snop nije kvadratno integrabilan ($\int_{-\infty}^{+\infty} |Ai(s)|^2 ds \rightarrow +\infty$), i kao posledica toga ne može mu se definisati centar mase. Ovo znači da se samoubrzanje ne suprotstavlja Erenfestovoj teoremi [51], koja opisuje kretanje centra mase. U praksi, “idealni” Eirijev snop je nemoguće eksperimentalno realizovati, pošto bi to zahtevalo neograničenu količinu energije. Eirijev snop je ipak moguće sintetizovati pomoću korišćenja funkcije koja bi predstavljala neki vid aperture i tako omogućila realizaciju Eirijevog snopa konačne energije (Slika 2.3b) [24-25,52].

2.3 Optički Eirijev snop konačne energije

Kao što je već pomenuto, jedini način dobijanja Eirijevog snopa konačne energije je uvođenjem funkcije eksponencijalne aperture na ulazu u sistem [41,53]:

$$\varphi(s, 0) = Ai(s) \exp(\alpha s) \quad (2.10)$$

gde $\alpha > 0$ predstavlja faktor trunkacije/zarubljivanja (Slika 2.4a).



Slika 2.4 Dinamika propagacije Eirijevog snopa konačne energije. **(a)** Profil intenziteta snopa kao funkcija normalizovane transversalne koordinate s . **(b)** Distribucija intenziteta Eirijevog snopa konačne energije. **(c)** Profili intenziteta Eirijevog snopa kao funkcija transversalne koordinate x na selektovanim dužinama propagacije z ((i) $z = 0$ cm, (ii) 31.4 cm, (iii) 62.8 cm, (iv) 94.3 cm, i (v) 125.7cm). [41]

Rešenje jednačine (2.5) sa početnim uslovima jednačine (2.10) je sledeći izraz:

$$\varphi(s, \xi) = Ai \left[s - \frac{\xi^2}{4} + i\alpha\xi \right] \exp \left(\alpha s - \alpha \frac{\xi^2}{2} \right) \exp \left(-i \frac{\xi^3}{12} + i\alpha^2 \frac{\xi}{2} + i s \frac{\xi}{2} \right) \quad (2.11)$$

koji može da se redukuje na idealni slučaj kada je $\alpha = 0$. Za razliku od idealnog slučaja, ukupna snaga koju nosi ovaj zarubljeni Eirijev snop ima konačnu vrednost koja zavisi od parametra α na sledeći način:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |Ai(s) \exp(\alpha s)|^2 ds = \sqrt{\frac{1}{8\pi\alpha}} \exp \left(\frac{2\alpha^3}{3} \right) \quad (2.12)$$

I pored inicijalne eksponencijalne aperture, ovakav Eirijev snop konačne energije i dalje poseduje osobine idealnog Eirijevog snopa. Nastoji da samoubrzava duž iste parabolične trajektorije sa kvazi-nedifragujućim prostiranjem.

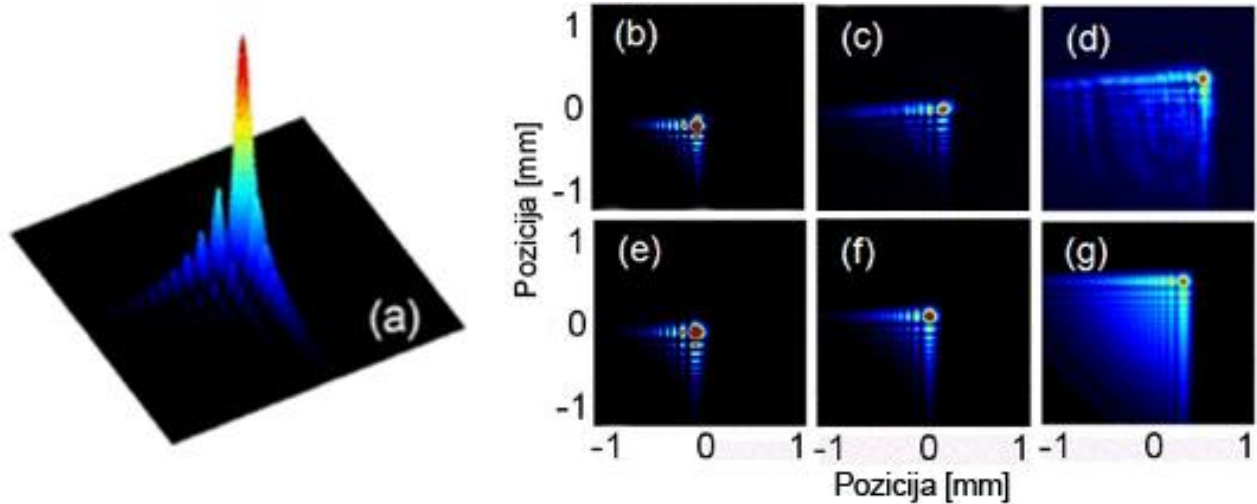
2.3.1 Dvodimenzionalni Eirijev snop konačne energije

Rezultati dobijeni za jednodimenzionalne Eirijeve snopove su lako generalizovani i na dve dimenzije. U ovom slučaju, rešenje se nalazi rešavanjem normalizovane dvodimenzionalne paraksijalne jednačine:

$$i \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial s_x^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial s_y^2} = 0 \quad (2.13)$$

gde $\hat{\phi}(s_x, s_y, \xi)$ predstavlja envelopu električnog polja, $s_x = x/w_0$ i $s_y = y/w_0$ su, respektivno, normalizovane transversalne koordinate (sa w_0 faktorom skaliranja) duž x i y pravaca, i $\xi = z/k_0 n_0 x_0^2$ označava normalizovanu longitudinalnu koordinatu. α_x i α_y su parametri trunkacije duž x i y . Lak način za pronalaženje dvodimenzionalnog Eirijevog snopa se dobija proizvodom dva jednodimenzionalna Eirijeva snopa, respektivno duž x i y pravaca na sledeći način:

$$\hat{\phi}(s_x, s_y, 0) = Ai(s_x)Ai(s_y)\exp(\alpha_x s_x)\exp(\alpha_y s_y) \quad (2.14)$$



Slika 2.5 Dinamika propagacije dvodimenzionalnog Eirijevog snopa konačne energije. (a) Šematski prikaz dvodimenzionalnog Eirijevog paketa. Distribucija transversalnog intenziteta dvodimenzionalnog Eirijevog snopa konačne energije na rastojanju od (b) $z = 0$ cm, (c) $z = 10$ cm, i (d) $z = 20$ cm. Odgovarajući teoretski prikaz za ista rastojanja, (e) $z = 0$ cm, (f) $z = 10$ cm, i (g) $z = 20$ cm. [53]

Evolucija dvodimenzionalnog Eirijevog snopa prikazana je sledećim izrazom:

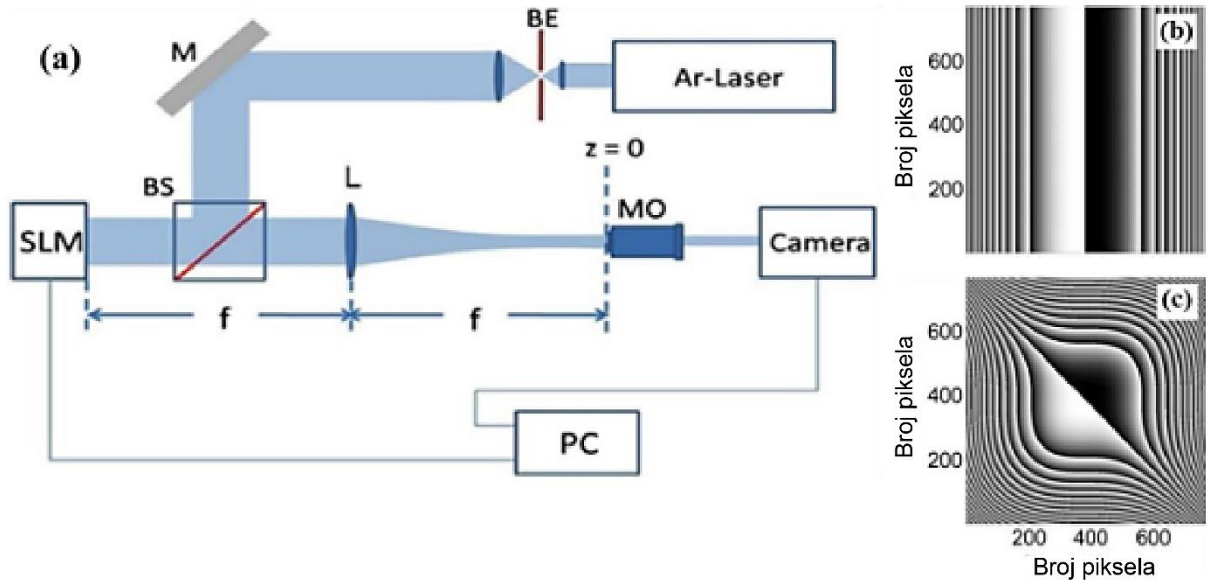
$$\hat{\phi}(s_x, s_y, \xi) = \phi(s_x, \xi)\phi(s_y, \xi) \quad (2.15)$$

gde $\varphi(s_i, \xi)$ ($i = x$ ili y) predstavljaju jednodimenzionalne profile električnog polja (2.11). Ovaj dvodimenzionalni Eirijev snop ima asimetrični profil intenziteta sastavljen od visoko-konfinirane tačke glavnog loba u $(x - y)$ ravni, i dva dugačka repa (Slika 2.5).

Pored ove analitičke i numeričke studije, eksperimentalno je demonstrirana i prva generacija optičkih Eirijevih snopova koristeći pristup pomoću Furijeove transformacije [54], ilustrovan na Slici 2.6a. Ovaj metod se zasniva na osobinama Furijeovog prostornog spektra Eirijevog snopa, opisanim izrazom (2.10):

$$\Phi(k, 0) = \exp(\alpha k^2) \exp\left(\frac{i}{3}(k^3 - 3\alpha^2 k - i\alpha^3)\right) \quad (2.16)$$

Ovakav spektar poseduje amplitudu Gausovog snopa i uključuje i kubnu spektralnu fazu.



Slika 2.6 Eksperimentalna demonstracija jednodimenzionalnog i dvodimenzionalnog Eirijevog snopa. (a) Šema eksperimentalne postavke. [55] (b, c) Kubne fazne maske pomoću kojih se moduliše Gausov snop i dobija (b) jednodimenzionalni, i (c) dvodimenzionalni Eirijev snop. [53]

Kao rezultat, Eirijev snop se lako može generisati fazno modulisanim Gausovim snopom sa distribucijom kubne faze u Furijeovom prostoru (Slika 2.6b,c), i zatim proračunavanjem njegove inverzne Furijeove transformacije. Isti princip se može generalizovati i za dvodimenzionalne Eirijeve snopove koji su korišćeni u ovoj tezi. Spektar koji određuje envelope polja određen je izrazom:

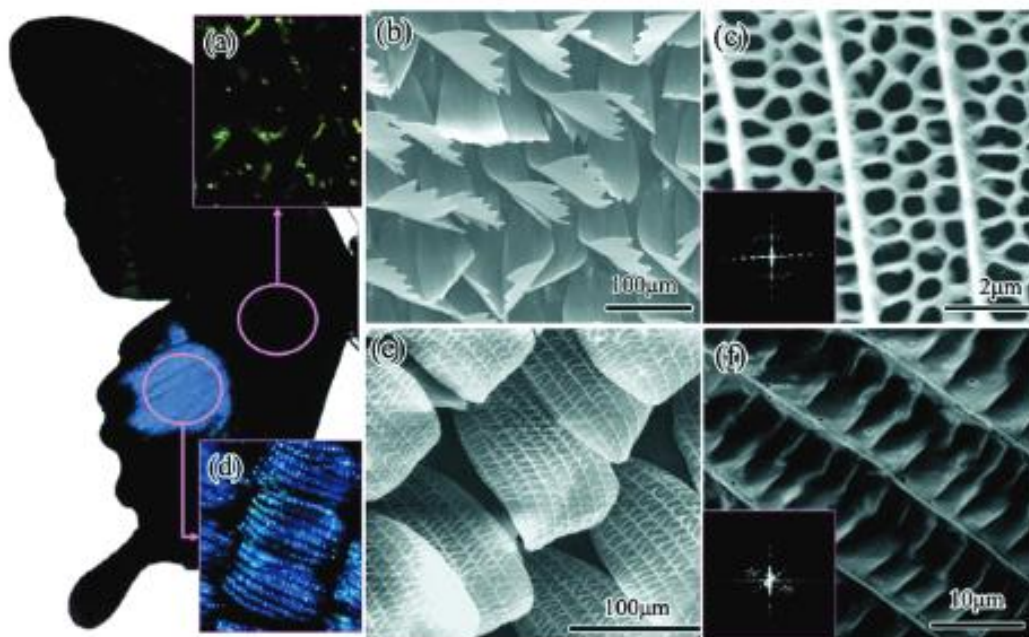
$$\hat{\Phi}(k_x, k_y, 0) = \Phi(k_x, 0)\Phi(k_y, 0) \quad (2.17)$$

Iz izraza se vidi da se dvodimenzionalni Eirijev snop takođe može generisati fazno modulisanim Gausovim snopom sa distribucijom dvodimenzionalne kubne faze u Furijeovom prostoru (Slika 2.6c).

Poglavlje 3

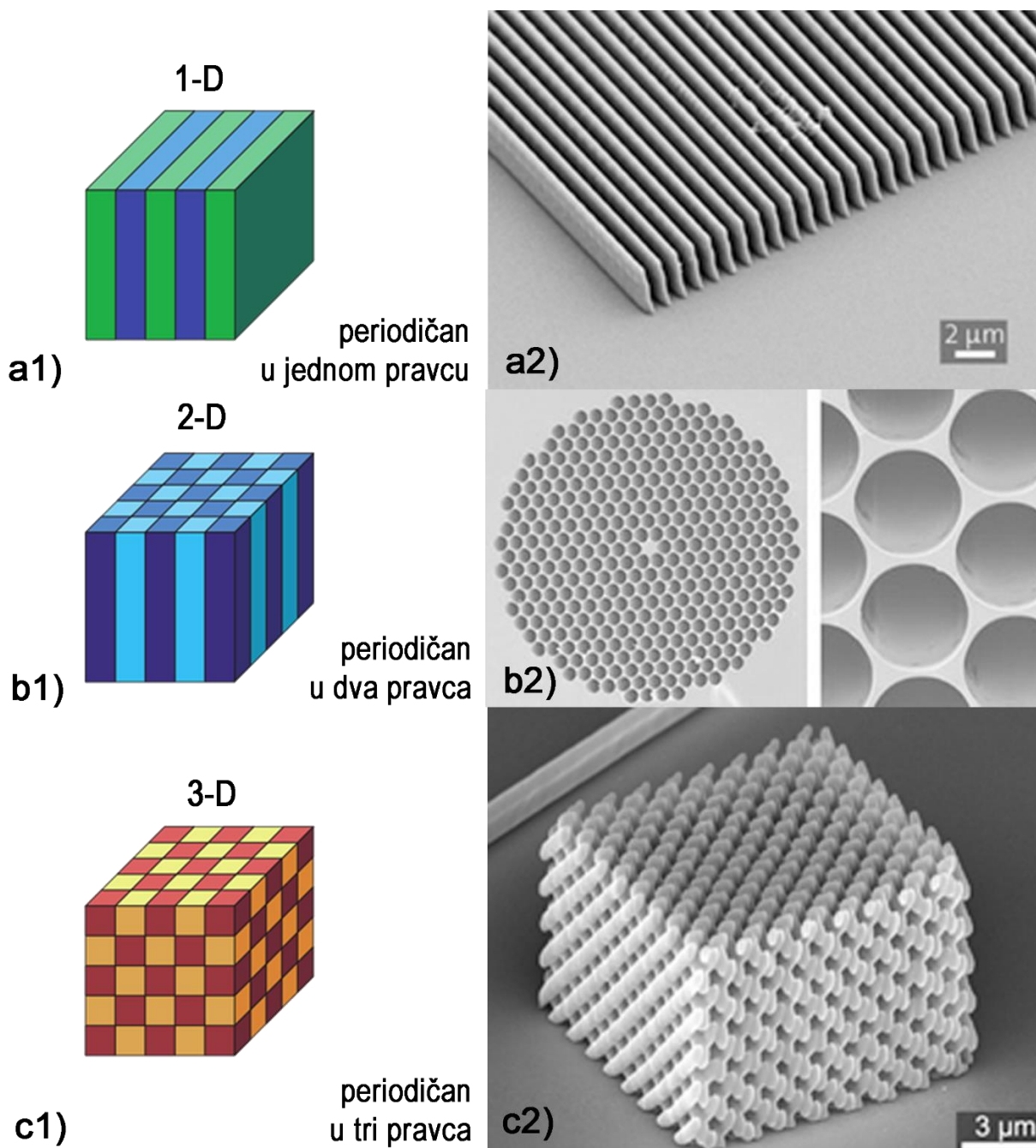
Fotonske strukture

Fotoni su odličan medijum za prenos informacija. Prednosti fotona leže u velikom kapacitetu i brzini prenosa. Jedan od ciljeva fotonske tehnologije je postići izuzetno brzu obradu informacija i potpuno optičko računanje zasnovano na mikro/nano-fotonskim uređajima [56]. Kontrola i modulacija informacija pomoću fotonskih struktura ima izuzetan fundamentalan i praktičan značaj i zbog toga fotoniku kao granu fizike možemo smestiti u sam centar tehnološke revolucije u oblasti telekomunikacija i informacionih tehnologija.



Slika 3.1 Morfo leptir - amblem prirodne fotonike. Na slici su prikazani uvećani delovi krila sa crno (a, b, c) i plavo (d, e, f) obojene površine sa različitim uvećanjima. Slike pokazuju da su različite boje uzrokovane različitim nanostrukturama. [57]

Fotonski kristali su najstariji i najpoznatiji materijali koji se koriste za pasivnu i aktivnu modulaciju svetlosti [58]. Od davnina su ljudska bića bila fascinirana izuzetnim optičkim svojstvima koloidnih kristala. Mistični opali i insekti koji pokazuju prelive boja (Slika 3.1), nerazumljivi za naše pretke, pretvorili su se u modele za proučavanje fotonskih kristala.



Slika 3.2 (1) Jednostavan prikaz jednodimenzionalnog (a1), dvodimenzionalnog (b1) i trodimenzionalnog (c1) fotonskog kristala. Različite boje predstavljaju materijale sa različitim dielektričnim konstantama. [38] (2) Primeri izrade fotonskih kristala u jednoj (a2), dve (b2) i tri (c2) dimenzije [60].

Fotonski kristali su zapravo dielektrične strukture sa periodičnom modulacijom indeksa prelamanja i smatraju se optičkim analogonom poluprovodnika. Dielektrične strukture koje po dimenziji odgovaraju talasnoj dužini svetlosti raspoređene su u 1D, 2D i 3D konfiguracijama (Slika 3.2), periodično različitih (visokih i niskih) dielektričnih konstanti duž jedne, dve ili tri ose. Fotoni se

prostiru kroz takvu strukturu ili ne, u zavisnosti od njihove talasne dužine. Talasne dužine koje se mogu prostirati kroz određeni fotonski kristal nazivaju se modovima, a grupa dozvoljenih modova formiraće fotonski pojas kristala (engl. **band**). Pojasevi talasnih dužina koje ne mogu proći kroz fotonski kristal čine fotonske pojasne procepe (engl. **photonic band gaps**) i fizički odgovaraju difrakcionom piku kristala.

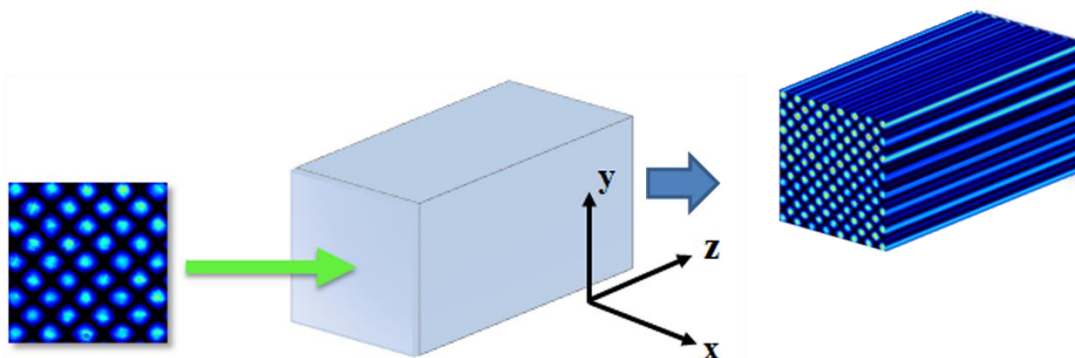
Analogno poluprovodničkim materijalima i njihovoj ulozi u kontroli kretanja elektrona, fotonski kristali predstavljaju materijale koji su u mogućnosti da kontrolišu mnoge aspekte prostiranja elektromagnetnih talasa [59].

U jednodimenzionalnoj konfiguraciji fotonski kristali imaju već široku primenu u obliku tankih filmova, nisko i visoko reflektivnih slojeva na sočivima i ogledalima, kao Bragg-ove rešetke, zatim farbe i mastila promenljivih boja itd. Što se tiče dvodimenzionalne konfiguracije prvi komercijalni proizvodi bili su rupičasti fiberi specifične mikrostrukture, a u pogledu trodimenzionalne konfiguracije još uvek nema komercijalne primene upravo zbog teškoća u tehnologiji njihove izrade a jedna od potencijalnih primena bi bila u oblasti optičkih kompjutera. Za fotonske kristale pravljene za talasne dužine iz vidljivog dela spektra reč je o strukturama od par stotina nanometara što sa stanovišta tehnologije izrade nije ni malo lak zadatak. U zavisnosti od dimenzije periodičnosti postoje različite tehnike izrade fotonskih kristala [60].

3.1 Optički indukovane fotonske rešetke

Fotonske rešetke predstavljaju jedan način realizacije koncepta dvodimenzionalnih fotonskih kristala s tim što je razlika u modulacijama indeksa prelamanja između susednih dielektričnih slojeva jako mala (< 0.01). Fotonske rešetke se mogu kreirati modulacijom indeksa prelamanja sredine što uključuje direktno lasersko upisivanje, optičku litografiju ili tehniku bušenja.

Tehnikom optičke indukcije [39], koja će biti detaljnije opisana u narednom poglavlju, dobijaju se takozvane **optički indukovane fotonske rešetke**. Ovakva vrsta fotonskih rešetki omogućava kontrolu svetlosti samom svetlošću, a pored toga one poseduju značajne prednosti u odnosu na klasične fotonske kristale. Na primer, optički indukovane fotonske rešetke, u različitim konfiguracijama i veličinama, se mogu upisati (i izbrisati) bez ikakvih teškoća, jednostavnim osvetljavanjem kristala belom svetlošću. Zatim, mogu interagovati sa propagirajućim snopovima. U njima se mogu demonstrirati mnogi fenomeni prostiranja talasa [61] uključujući fenomene fizike čvrstog stanja kao što su Blohove oscilacije, Zenerovo tunelovanje i Andersenova lokalizacija.



Slika 3.3 Šema realizacije fotonske rešetke tehnikom optičke indukcije pomoću koncepta nedifragujućih snopova (primer fotonske rešetke korišćene u ovoj tezi).

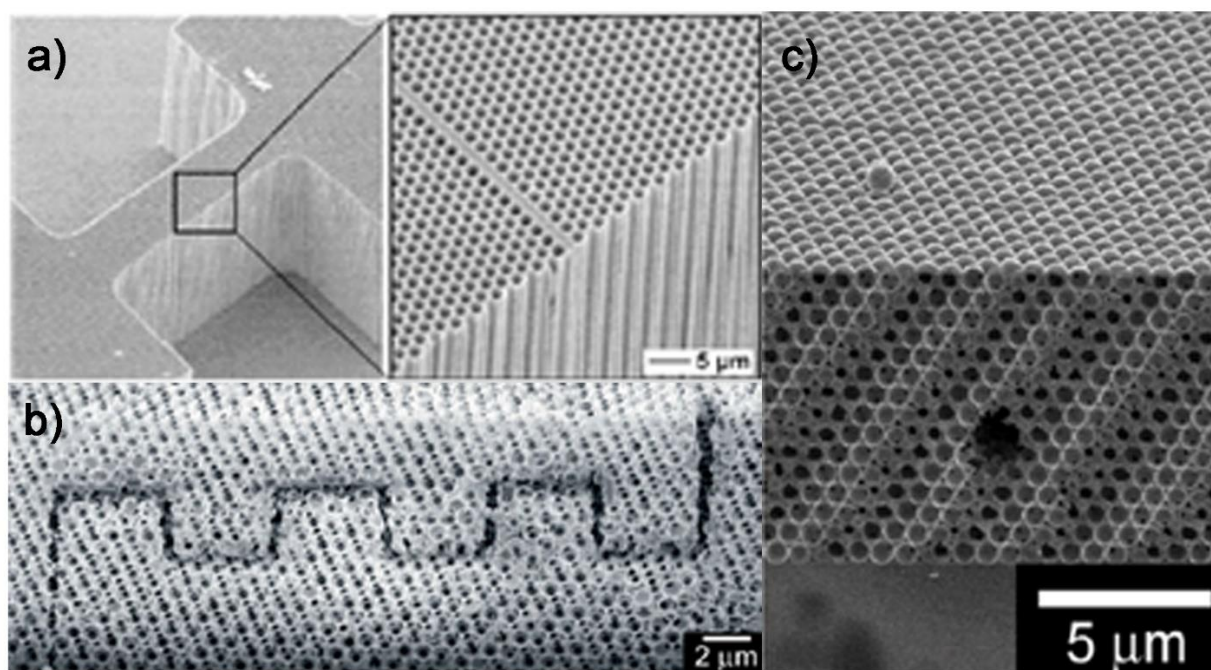
Koristeći nedifragujuće talase optička indukcija u fotorefraktivnom materijalu predstavlja pogodan način za kreiranje nelinearnih, rekonfigurabilnih fotonskih rešetki (Slika 3.3) za fundamentalna ispitivanja propagacije talasa u periodičnim strukturama. Osnovna ideja je da se modifikuje indeks prelamanja u zapreminskom nelinearnom materijalu propuštanjem svetlosnog snopa nepromenljivog intenziteta u transversalnoj ravni propagacije. Ako je svetlosni snop periodičan u prostoru, u materijalu će doći do periodične modulacije indeksa prelamanja što predstavlja fotonski kristal [39].

3.2 Optički indukovane fotonske strukture sa defektima

Fotonski kristali kao i fotorefraktivni materijali nalaze mnogobrojne primene u optičkim tehnologijama, uključujući lasere niskog praga [62], talasovode sa malim gubicima, [63–65] optička kola na čipu [66], optička vlakna [67,68] itd.

Većina ovih primena ne zahteva samo fotorefraktivni materijal, već i precizno, kontrolisano ugrađivanje unapred projektovanih defekata. Ovi defekti remete periodičnost kristala, stvarajući optička stanja unutar inače zabranjenih frekvencija pojasnog procepa. Stoga, spajanje svetlosti sa ovim stanjima može biti lokalizovano unutar defektnih regiona, a projektovanjem geometrije i pozicije defekata u fotorefraktivnom materijalu u mogućnosti smo da manipulišemo svetlošću.

Napravljeni su veliki pomaci u kontrolisanoj inkorporaciji defekata u fotonske kristale, čime je proširena njihova funkcionalnost i održivost za primene zasnovane na fotonskom pojasnom procepu. Defekti se ugrađuju u fotonske kristale različitim tehnikama, uključujući samoorganizaciju, holografiju, kontrolisano graviranje i litografske procedure (Slika 3.4) [60]. Razvoj reproduktivnih tehnika za proizvodnju visokokvalitetnih fotonskih kristala koji bi sadržali kontrolisane defekte otvara vrata novoj eri u kojoj će se mikrofotonski uređaji kombinovati sa, ili čak zameniti trenutne mikroelektronske uređaje.



Slika 3.4 SEM fotografije različitih defekata u fotonskim strukturama [60].

Pored uticaja fotonske kvadratne rešetke, upisane u kristal SBN:Ce, na prostiranje dvodimenzionalnog Eirijeovog snopa, u ovoj disertaciji ispitivana je i dinamika prostiranja Eirijeovog snopa u sistemu sa pozitivnim i negativnim defektom u jednom kanalu rešetke. U ovoj tezi za realizaciju *optički indukovanih defekata* korišćena je tehnika optičke indukcije i metod multipleksiranja [69-71]. Cela procedura biće detaljnije opisana u nastavku teksta u Poglavlju 5 gde se opisuju eksperimentalne metode korišćene u ovoj disertaciji.

Poglavlje 4

Teorijski model

U ovom poglavlju prikazan je teorijski model za opisivanje i modelovanje propagacije dvodimenzionalnog Eirijevog snopa u nelinearnom materijalu. Teorijski model obuhvata propagaciju više Eirijevih snopova kroz nelinearni materijal kao i propagaciju pojedinačnog dvodimenzionalnog Eirijevog snopa kroz optički indukovanu kvadratnu fotonsku rešetku u nelinearnom materijalu. Ovo poglavlje sadrži i objašnjenje fotorefraktivnog efekta i modulacije indeksa prelamanja u fotorefraktivnom materijalu stroncijum barijum niobata (SBN). Nakon toga dat je detaljniji uvid u samu tehniku optičke indukcije i opisan numerički model za modelovanje linearnog i nelinearnog prostiranja Eirijevih snopova kroz SBN kristal sa i bez upisane fotonske strukture.

4.1 Osnovne jednačine prostiranja svetlosti u nelinearnom fotorefraktivnom medijumu

Teorijsko razmatranje prostiranja svetlosnog talasa u nelinearnom fotorefraktivnom medijumu kreće od Maksimalovih jednačina, osnovnih jednačina talasne optike:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (4.4)$$

U nemagnetnom materijalu, električno $\mathbf{E}$ i magnetno polje $\mathbf{H}$ su povezani poljem dielektričnog pomeraja $\mathbf{D}$ i magnetne indukcije $\mathbf{B}$ na sledeći način:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (4.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (4.6)$$

gde ϵ_0 predstavlja dielektričnu konstantu vakuuma, permitivnost, i $\mathbf{P}$ indukovanu polarizaciju materijala. Pošto nas interesuju rešenja ovih jednačina za slučaj kada u materijalu nema slobodnih nosilaca naelektrisanja a samim tim i struja, pretpostavićemo da su $\rho = 0$ i $\mathbf{j} = 0$. Uvodeći brzinu svetlosti u vakuumu kao $c = 1/\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ i kombinovanjem (4.3)-(4.6) dolazimo do opšte talasne jednačine:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (4.7)$$

U ovoj jednačini, odziv materijala na električno polje je povezan sa upadnim svetlosnim talasom određenim polarizacijom $\mathbf{P}$. Za linearni dielektrični materijal polarizacija se može prikazati sledećim izrazom

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \quad (4.8)$$

gde $\chi^{(1)}$ predstavlja (linearnu) električnu susceptibilnost medijuma. Iako se često može tretirati kao skalarna konstanta u slučaju propagacije kroz anizotropni medijum, $\chi^{(1)}$ predstavlja tenzor ranga 2. Zamenom (4.8) u (4.5) dobijamo sledeći izraz

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \mathbf{E} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} \quad (4.9)$$

sa dielektričnom permitivnošću ϵ . U slučaju da električno polje upadnog svetlosnog talasa postane uporedivo sa poljem unutar kristala, linearna relacija (4.8) prestaje da bude validna. U tom slučaju, polarizaciju predstavljamo razvojem u Tejlrov red

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots) \quad (4.10)$$

gde $\chi^{(i)}$ sa $i \geq 2$ predstavlja nelinearnu susceptibilnost n-tog reda. Nelinearni izrazi u (4.10) dovode do niza zanimljivih fenomena [72]. Na primer, susceptibilnost drugog reda je odgovorna za generaciju drugog harmonika ili zbira i razlike frekvencija dok u slučaju susceptibilnosti trećeg reda javljaju se fenomeni kao što je generacija trećeg harmonika ili optička fazna konjugacija.

Radi pogodnosti izraz (4.10) se prikazuje kao

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi_{eff} \mathbf{E} \quad (4.11)$$

sa efektivnom, zavisnom od intenziteta susceptibilnošću $\chi_{eff} (I \equiv |E|^2)$. Koristeći ovu relaciju i uvodeći izraz za efektivni indeks prelamanja $n(I) = \sqrt{1 + \chi_{eff}}$, Helmholtcova jednačina se može dobiti iz izraza (4.7):

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.12)$$

U ovom izvođenju, korišćena je relacija $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ zajedno sa činjenicom da je izraz $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$ jako mali i može se zanemariti [72]. U sledećem koraku, indeks prelamanja se može podeliti na njegovu vrednost u odsustvu svetlosti n_0^2 i svetlošću indukovanu promenu vrednosti indeksa prelamanja $\Delta n^2(I)$:

$$n^2 = n_0^2 + \Delta n^2(I) \quad (4.13)$$

Štaviše, razmatra se talas linearno polarizovan u x-pravcu koji se prostire duž z-pravca, tj.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r})e^{i(k_z z - \omega t)} \cdot \mathbf{e}_x \quad (4.14)$$

sa $\mathbf{r} = (x, y, z)$ i $k_z = n_o \omega / c$. U standardnoj paraksijalnoj aproksimaciji, pretpostavlja se da envelope polja $A(x, y, z)$ varira sa z na skali mnogo većoj od talasne dužine. U ovom slučaju, drugi izvod po z se može zanemariti tako da ubacivanjem izraza (4.14) u (4.12) dolazimo do *dvodimenzionalne nelinearne paraksijalne Šredingerove jednačine*

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2k_z} \nabla_{\perp}^2 A + \frac{k_z}{2n_0^2} \Delta n^2(I) A = 0 \quad (4.15)$$

sa $\nabla_{\perp}^2 = (\partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2)$. Uvođenjem bezdimenzionih varijabli $x' = x/x_0$, $y' = y/y_0$ i $z' = z/k_z x_0^2$ sa transversalnim faktorom skaliranja x_0 dobija se

$$2i \frac{\partial A}{\partial z'} + \nabla_{\perp'}^2 A + \frac{k_z^2 x_0^2}{n_0^2} \Delta n^2(I) A = 0 \quad (4.16)$$

sa $\nabla_{\perp'}^2 = (\partial^2 / \partial x'^2 + \partial^2 / \partial y'^2)$.

Za modelovanje propagacije Eirijevih snopova u nelinearnom materijalu sa i bez fotonske rešetke u ovoj disertaciji, polazi se od skalirane paraksijalne jednačine difrakcije (4.16) električnog polja dvodimenzionalnog Eirijevog snopa $A(\mathbf{r})$.

Propagaciona jednačina (4.16) se koristi i za ispitivanje interakcije superponiranih dvodimenzionalnih Eirijevih snopova kao i za modelovanje interakcije Eirijevog snopa sa optički indukovanom kvadratnom fotonskom rešetkom sa i bez defekata. Razlika je samo u članu $\Delta n^2(I)$, tj. nelinearnoj promeni indeksa prelamanja u zavisnosti od indukovanog intenziteta I ukupnog električnog polja.

U prvom slučaju kada je reč o interakciji više Eirijevih snopova $I = |A|^2$, envelope električnog polja $A(\mathbf{r})$ predstavlja koherentnu superpoziciju više snopova iste ili različite fazne distribucije, tj. $A = \sum_i A_i e^{i\varphi_i}$.

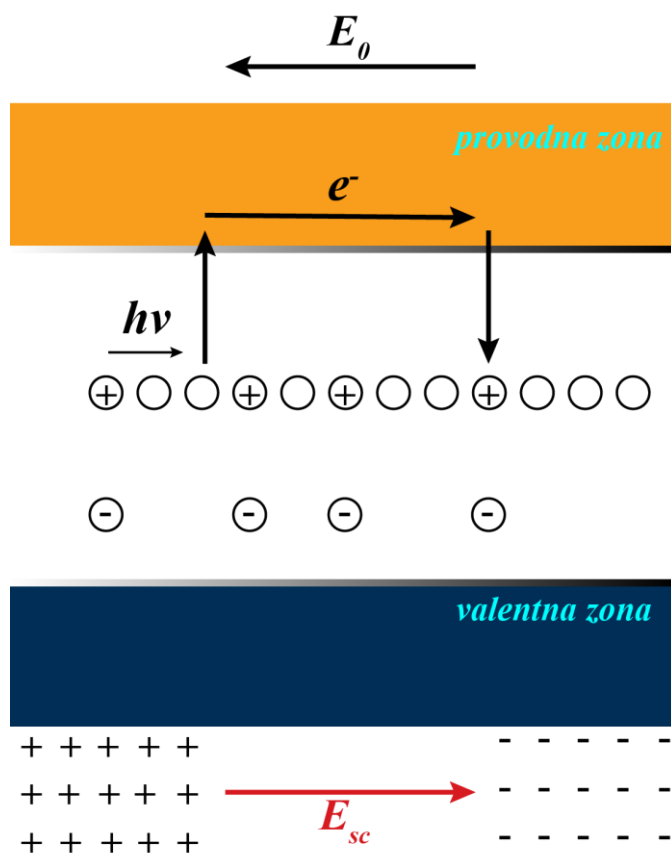
Kada se modeluje interakcija Eirijevog snopa sa kvadratnom fotonskom rešetkom $I = |A_{latt}|^2 + |A|^2$, tj. sabiraju se intenziteti Eirijevog snopa i snopa kojim se formira kvadratna rešetka, pri čemu se envelope električnog polja snopa kvadratne rešetke može prikazati sledećim izrazom

$$A_{latt}(x, y, z) = \sum_{n=1}^4 A_n e^{ik_t(x \cos \varphi_n + y \sin \varphi_n)} e^{ik_z z} \quad (4.17)$$

sa $\varphi_n = \frac{\pi}{4}(2n + 1)$ i $k^2 = k_t^2 + k_z^2$, gde je k_t – longitudinalni talasni vektor.

4.2 Fotorefraktivni efekat

Fotorefraktivni efekat je veoma značajan efekat u nelinearnoj optici. Efekat opisuje fenomene povezane sa prostiranjem laserskih zraka u nelinearnim fotorefraktivnim materijalima. Uglavnom su to transparentni i anizotropni feroelektrični kristali, čisti ili sa određenim primesama, čija se energetska stanja nalaze između valentne i provodne zone kristala. Prime se specifičnih elemenata nazivaju se akceptorima ili donorima u kristalu. Kada se kroz fotorefraktivni materijal pošalje prostorno-modulisani intenzitet elektromagnetnog polja (laserski zrak) nosioci naelektrisanja se pobuđuju fotojonizacijom i dolazi do njihove redistribucije pod uticajem spoljašnjeg električnog polja. Neki od elektrona ili šupljina koji potiču od donora ili akceptora se fotojonizuju i podižu iz valentne u provodnu zonu (Slika 4.1). U osvetljenim oblastima kristala se tada stvaraju slobodni elektroni i šupljine, a naelektrisanja koja su prešla u provodnu zonu se onda kreću pod uticajem difuzije ili drifta.



Slika 4.1 Šematska ilustracija transporta naelektrisanja u fotorefraktivnom kristalu.

Prilikom difuzije, naelektrisanja se rekombinuju sa suprotnim nosiocem naelektrisanja (donorima ili akceptorima). Tokom procesa rekombinacije stvara se statičko polje prostornog naelektrisanja E_{sc} koje moduliše indeks prelamanja materijala pomoću linearnog elektro-optičkog efekta (Pokelsovog efekta). Jačina modulacije indeksa prelamanja zavisi od intenziteta osvetljenja upadne svetlosti i intrinzičnih parametara kristala.

Drugi mehanizam za modulaciju indeksa je drift. Nasuprot difuziji, drift se javlja samo ako se na kristal primeni spoljašnje električno polje. Pobuđeni elektroni i šupljine se ubrzavaju spoljašnjim poljem i kreću, sve dok sila stvorena spoljašnjim poljem ne bude kompenzovana unutrašnjim poljem, koje je stvoreno rezultujućom nehomogenom raspodelom naelektrisanja.

Fotorefraktivni efekat koji opisuje lokalnu promenu indeksa prelamanja u materijalu koja nastaje kao rezultat optički indukovane redistribucije nosilaca naelektrisanja je efekat visoke osetljivosti. Može se uočiti pri niskim intenzitetima svetlosti a zavisi od više faktora kao što su intenzitet svetlosti, pokretljivost naelektrisanja dopiranog elementa kao i intenziteta spoljašnjeg polja primenjenog na kristal. Modulacija indeksa prelamanja je obično veoma postojana u mraku. Takođe, može se izbrisati homogenim osvetljenjem poput LED svetla ili visoke temperature, bez oštećenja kristala.

Fotorefraktivni efekat je prvi put posmatran 1966. u vidu distorzije talasnog fronta koherentnog svetlosnog snopa koji se prostirao kroz kristal Litijum Niobata (LiNbO_3) [73]. Od tada, ovaj efekat je posmatran i u mnogim drugim materijalima kao što su Barijum Titanat (BaTiO_3), Litijum Tantalat (LiTaO_3), Potasium Niobat (KNbO_3), i Stroncijum Barijum Niobat (SBN) koji je izabran kao fotorefraktivni materijal u istraživanju prikazanom u ovoj tezi.

4.2.1 Linearni elektro-optički efekat

U elektro-optičkim kristalima, prisustvo stacionarnog električnog polja utiče na promenu dielektrične permitivnosti ϵ što je ekvivalentno promeni dimenzije i pravca optičke indikatriše [74]. U fotorefraktivnim materijalima, ova promena zavisi linearno od jačine indukovano polja prostornog naelektrisanja pa je zato opisana linearnim elektro-optičkim efektom (Pokelsovim efektom). Matematički ovaj efekat se opisuje kao promena tenzora impermeabilnosti

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = \sum_k r_{ijk} E_k \quad (4.18)$$

Konstante r_{ijk} su elementi elektrooptičkog tenzora a E_k predstavlja k-tu komponentu ukupnog električnog polja $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{sc}$ koje predstavlja sumu eksterno primenjenog stacionarnog električnog polja $\mathbf{E}_0$ i polje prostorog naelektrisanja $\mathbf{E}_{sc}$ generisano unutar kristala. Odgovarajuća promena dielektrične permitivnosti opisana je izrazom

$$\Delta\epsilon_{ij} = -\epsilon_0 n_i^2 n_j^2 \Delta\eta_{ij} \quad (4.19)$$

U ovoj tezi, svi eksperimenti su rađeni u kristalu Stroncijum Barijum Niobata dopiranom Cerijumom (SBN:Ce) (Slika 4.2).

SBN kristal ($\text{Sb}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, $0,25 \leq x \leq 0,75$) čist, kao i dopiran različitim elementima (Ce, Cr, Co, Fe) je odličan optički i fotorefraktivni materijal koji se često koristi u elektro-optici, akusto-optici ili fotorefraktivnoj nelinearnoj optici. Dopiranjem SBN kristala otkriveno je primetno poboljšanje njegovih fotorefraktivnih svojstava [75]. Mogućnost indukovanja reverzibilne modulacije indeksa prelamanja nehomogenim osvetljenjem (fotorefraktivnim efektom) je najvažnija karakteristika SBN kristala. Takav kristal poseduje ogromnu fleksibilnost, jer se upisane strukture lako mogu izbrisati homogenom belom svetlošću. SBN kristal je kristal sa dvojnim prelamanjem, uniaksijalni i anizotropni materijal sa tetragonalnom kristalografskom strukturom (simetrijska grupa 4mm). Za SBN kristal dominantan efekat koji dovodi do modulacije indeksa prelamanja je linearni elektro-optički efekat, gde je modulacija indeksa prelamanja povezana sa linearnim elektro-optičkim koeficijentima.

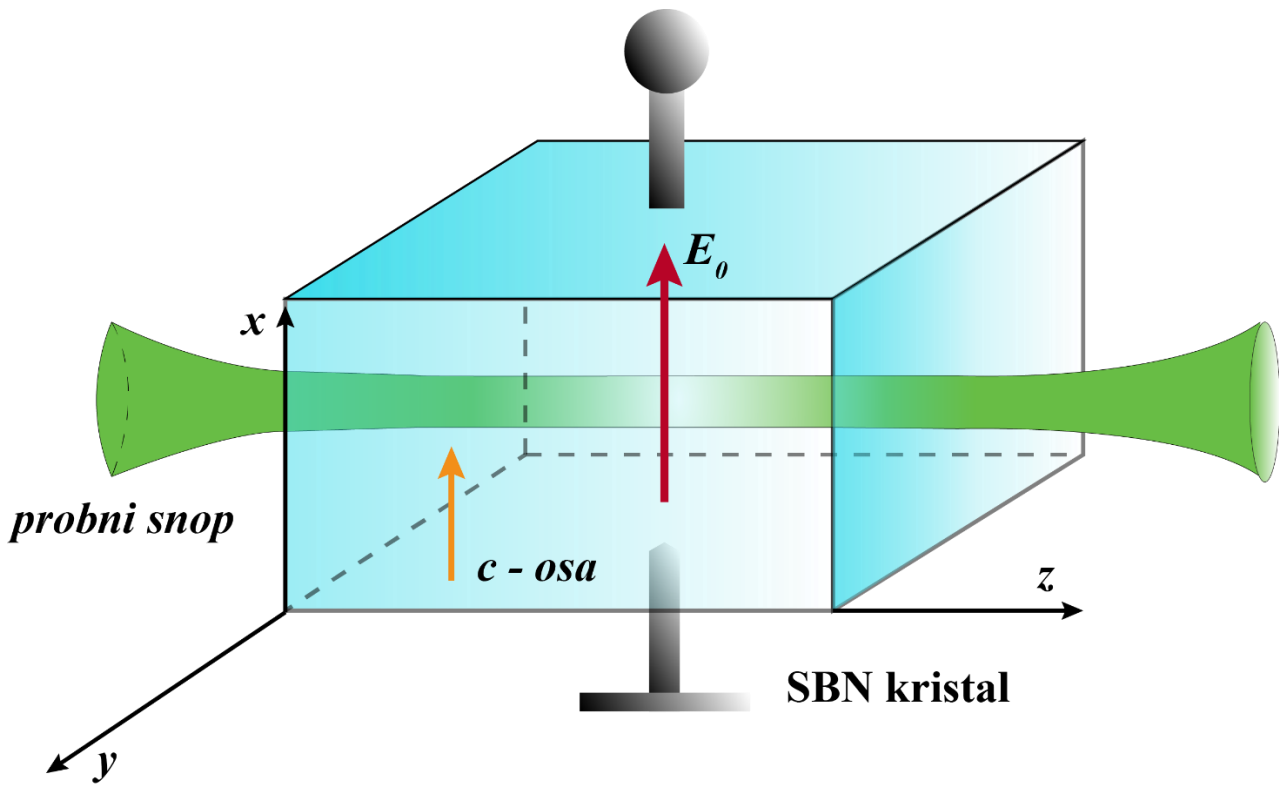
U skraćenoj notaciji, elektrooptički koeficijenti za ovu određenu klasu simetrije se mogu prikazati izrazom

$$r_{SBN} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

Za SBN kristale važi relacija $r_{33} \gg r_{13}, r_{42}$ koja nam govori da se svetlošću indukovane promene dielektrične permitivnosti ϵ mogu opisati efektivnim elektrooptičkim koeficijentom $r_{eff} = r_{33} = r_{333}$. Ako je upadna svetlost polarizovana kao neredovan zrak u odnosu na c -osu kristala, efektivna promena indeksa prelamanja je određena sledećim izrazom

$$\Delta n^2 = -n_0^4 r_{eff} \mathbf{E} \cdot \mathbf{e}_c \quad (4.21)$$

gde $\mathbf{e}_c$ predstavlja jedinični vektor duž pravca c -ose kristala.



Slika 4.2 Prikaz geometrije SBN kristala i orijentacije osa

U ovoj disertaciji za eksperimentalnu realizaciju kao i u numeričkim simulacijama korišćen je SBN ($\text{Sb}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nb}_2\text{O}_6$) kristal dopiran cerijumom (2% CeO_2), tipičnih geometrijskih dimenzija $5 \times 5 \times 20 \text{ mm}^3$. Takav kristal karakterišu neperturbovani indeksi prelamanja $n_o = 2,358$ i $n_e = 2,325$ sa odgovarajućim elektro-optičkim koeficijentima $r_{13} = 47,1 \text{ pm/V}$ i $r_{33} = 237,0 \text{ pm/V}$ za redovan i neredovan zrak [76].

4.3 Tehnika optičke indukcije u fotorefraktivnom SBN kristalu

Kao što je već pomenuto, optička indukcija u fotorefraktivnom medijumu predstavlja idealan alat za kreiranje nelinearnih, rekonfigurabilnih fotonskih rešetki za fundamentalna istraživanja prostiranja talasa u periodičnim strukturama [39].

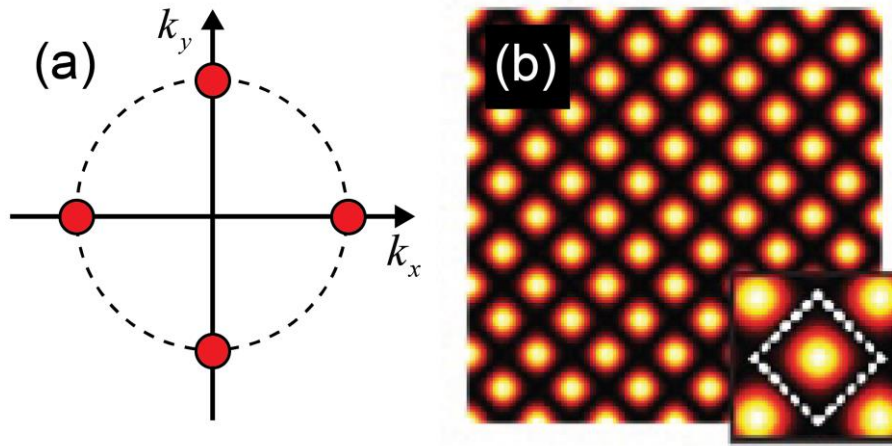
Koristeći koncept nedifragujućih talasa, ovom tehnikom se realizuju fotonske strukture unutar fotorefraktivnog medijuma. Tehnika se bazira na fotorefraktivnom efektu. Unutar fotorefraktivnog kristala, kao što je stroncijum barijum niobat dopiran cerijumom, SBN:Ce, redistribucija naelektrisanja rezultuje formiranjem reverzibilnog makroskopskog polja prostornog naelektrisanja koje moduliše indeks prelamanja pomoću elektrooptičkog Pockelsovog efekta.

Kako je reč o SBN:Ce kristalu, materijalu sa velikom fotorefraktivnom nelinearnošću (odnosno izraženoj polarizacionoj anizotropiji), sledi da se svetlošću indukovane promene mogu opisati efektivnim elektrooptičkim koeficijentom $r_{eff} = r_{33}$ i zavise od polarizacije upadne svetlosti [31].

Ako je upadna svetlost neredovan zrak (linearno polarizovani snop koji se kreće paralelno sa c-osom kristala sa pravcem prostiranja električnog polja paralelnim u odnosu na c-osu kristala) u odnosu na optičku c-osu kristala, efektivna promena indeksa prelamanja je određena izrazom (4.21). Kako Δn^2 zavisi od r_{eff} i $\vec{E}$, važno je znati kako izgleda polje prostornog naelektrisanja generisano upadnom svetlošću.

Da bi u materijalu sa nelinearnom promenom indeksa prelamanja (duž pravca neredovnog zraka u odnosu na optičku c-osu kristala) upisali fotonsku strukturu koja odgovara obliku upadnog indukcionog nedifragujućeg snopa neophodno je da se upadni snop prostire kao redovan zrak (linearno polarizovan zrak koji se kreće paralelno duž c-ose kristala sa pravcem prostiranja električnog polja normalnim u odnosu na optičku c-osu kristala) kako ne bi došlo do promene geometrije rešetke usled nelinearnih efekata. Dakle, takav upadni snop će se prostirati u linearnom režimu. Ako se intenzitet upadnog snopa dovoljno poveća dolazi do nelinearne propagacije kroz periodičnu strukturu. Dakle, u zavisnosti od intenziteta probnog snopa, moguće je proučavati i linearne i nelinearne efekte propagacije.

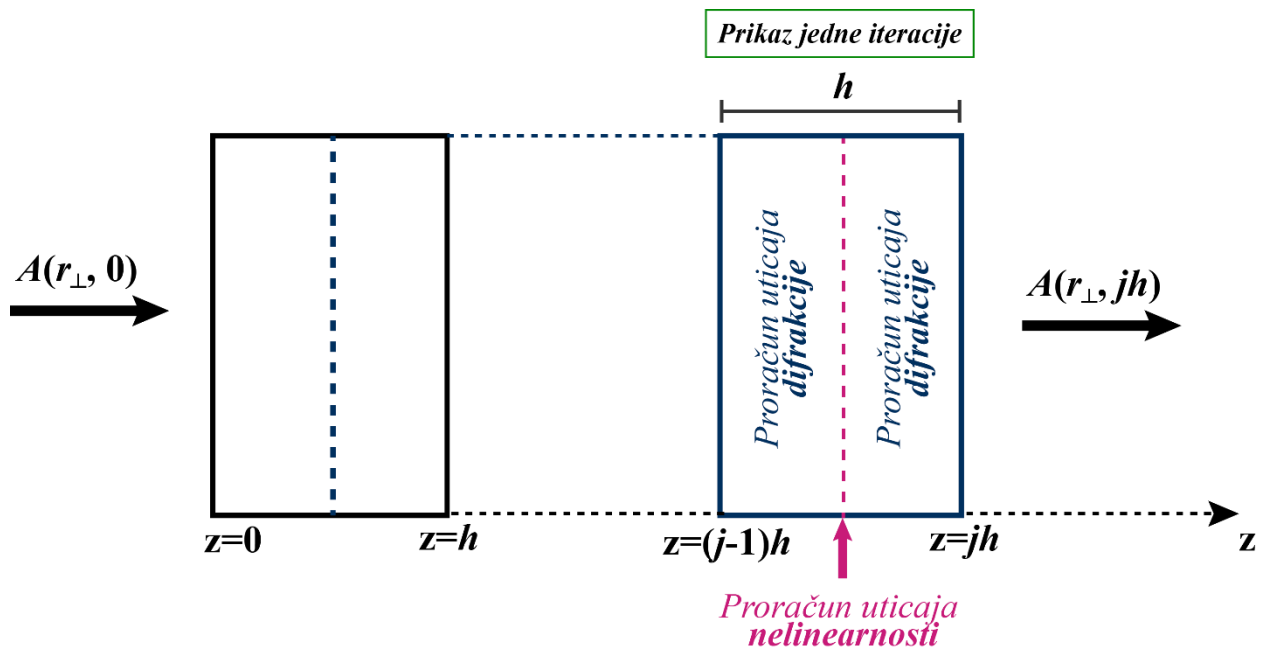
U drugoj fazi istraživanja optički je indukovana dvodimenzionalna kvadratna fotonska rešetka u SBN:Ce kristalu radi ispitivanja dinamike prostiranja dvodimenzionalnog Eirijeovog snopa. Za generisanje dvodimenzionalne fotonske rešetke potrebno je da imamo distribuciju intenziteta indukcionog snopa koja je nepromenljiva u transverzalnoj ravni propagacije. Jasno je da snop mora pripadati klasi nedifragujućih snopova. Kao što je prethodno opisano u Poglavlju 2, nedifragujući snopovi predstavljaju skalarno rešenje vremenski nepromenljive Helmholtzove jednačine i dele osobinu da u Furijeovom prostoru transverzalni vektori, k_x i k_y leže na kružnici radijusa k_t i određuju dimenzije strukture u realnom prostoru kao i period rešetke (Slika 4.3) [78]. Nedifragujući snop kojim je indukovana kvadratna fotonska rešetka formiran je superpozicijom četiri ravanska talasa. Električno polje takvog indukcionog snopa opisano je izrazom (4.17) sa $\varphi_n = \frac{\pi}{4}(2n + 1)$ i $k^2 = k_t^2 + k_z^2$, gde je k_t – longitudinalni talasni vektor.



Slika 4.3. (a) Ilustracija talasnog polja nedifragujućeg snopa kvadratne rešetke u Furijeovom prostoru; (b) Transverzalna distribucija faze nedifragujućeg snopa kvadratne rešetke - oblik snopa za upisivanje rešetke [78].

4.4 Numerički metod za rešavanje propagacione jednačine

Generalno, propagaciona jednačina (4.16) kao nelinearna parcijalna diferencijalna jednačina ne dozvoljava analitička rešenja i mora se rešiti numerički. Pored različitih pristupa rešavanju ovog tipa jednačina, numerički propagacioni metod podeljenih koraka (SSFM – *Split Step Fourier Method*) se pokazao dosta brzim i pouzdanim [79].



Slika 4.4. Prikaz šeme proračunavanja jednog koraka pomoću simetričnog Furijeovog metoda podeljenih koraka.

U ovom pristupu, aproksimativno rešenje jednačine (4.16) se dobija pod pretpostavkom da se difrakcija i nelinearni efekti mogu tretirati nezavisno za malo rastojanja propagacije h . Pod ovom pretpostavkom, propagacija od z do $z + h$ se računa u dva alternativna koraka gde se bilo difrakcioni efekti uzimaju u obzir a nelinearni zanemaruju i obrnuto (zbog čega i nosi naziv da je metod podeljenih koraka). Da bi razumeli osnovnu proceduru, zgodno je napisati propagacionu jednačinu (4.16) u sledećoj formi

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\mathbf{D} + \mathbf{N})A \quad (4.41)$$

sa dva operatora $\mathbf{D} = i\nabla_{\perp}^2/2$ i $\mathbf{N} = ik_z^2 x_0^2 \Delta n^2(I)/2$ koji se odnose na difrakciju i nelinearnost, respektivno. Formalno rešenje ove jednačine je za propagaciju od z do $z + h$ dato je izrazom

$$A(x, y, z + h) = e^{[h(\mathbf{D} + \mathbf{N})]} A(x, y, z) \quad (4.42)$$

Na osnovu ovog izraza, numerički model se izvodi primenom dobro poznate Baker—Hausdorff fomule [80]

$$e^{h\mathbf{D}} e^{h\mathbf{N}} = e^{h(\mathbf{D} + \mathbf{N}) + \frac{1}{2}h^2[\mathbf{D}, \mathbf{N}] + \dots} \quad (4.43)$$

gde $[\mathbf{D}, \mathbf{N}] = \mathbf{D}\mathbf{N} - \mathbf{N}\mathbf{D}$. Usled nekomutativne prirode operatora $\mathbf{D}$ i $\mathbf{N}$, proračun difrakcionih i nelinearnih efekata u dva koraka, tj. zamena $e^{h(\mathbf{D} + \mathbf{N})}$ sa $e^{h\mathbf{D}} e^{h\mathbf{N}}$ rezultuje lokalnom preciznošću od $\mathcal{O}(h^2)$ koja se pokazala sasvim dovoljnom u većini slučajeva. Ukoliko je potrebno, preciznost se može unaprediti uključujući izraze viših redova [79].

Difrakcija se dobija koristeći pseudospektralni metod uključujući Furijeov transform envelope na dužini propagacije z da bi se obezbedio proračun diferencijalnih operatora $\nabla_{\perp}^2 \rightarrow -(k_x^2 + k_y^2)$. Nakon toga inverzni Furijeov transform nam daje envelopu difraktovanog polja na propagacionoj udaljenosti od $z + h$. Odgovarajuća nelinearna korekcija se naknadno primenjuje u realnom prostoru tako da se proračun propagacije može sumirati na sledeći način

$$A(x, y, z + h) = e^{ik_z^2 x_0^2 \Delta n^2(I)h/2} \mathcal{F}^{-1} \left[e^{-i(k_x^2 + k_y^2)h/2} \mathcal{F}[A(x, y, z)] \right] \quad (4.44)$$

Poglavlje 5

Eksperimentalne metode za ispitivanje dinamike prostiranja Eirijevih snopova u fotorefraktivnim sredinama

U ovom poglavlju prikazane su eksperimentalne metode za ispitivanje dinamike prostiranja Eirijevog snopa u fotorefraktivnim sredinama. Poglavlje je podeljeno na dva dela. Prvi deo se odnosi na eksperimentalne metode korišćene za ispitivanje linearne i nelinearne interakcije više superponiranih dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u fotorefraktivnom SBN kristalu. Opisana je korišćena eksperimentalna postavka kao i detalji i relevantni parametri vezani za eksperiment, kao što je veličina snopa, položaj Eirijevih snopova u simetričnim konfiguracijama, njihova fazna distribucija kao i ostali detalji eksperimenta. Drugi deo se odnosi na eksperimentalne metode korišćene za ispitivanje dinamike prostiranja pojedinačnog dvodimenzionalnog Eirijevog snopa kroz optički indukovanu fotonsku rešetku sa i bez defekata. Pored eksperimentalne postavke i relevantnih parametara opisan je i metod multipleksiranja koji je korišćen za generisanje optičkih defekata.

5.1 Interakcija dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u fotorefraktivnom kristalu

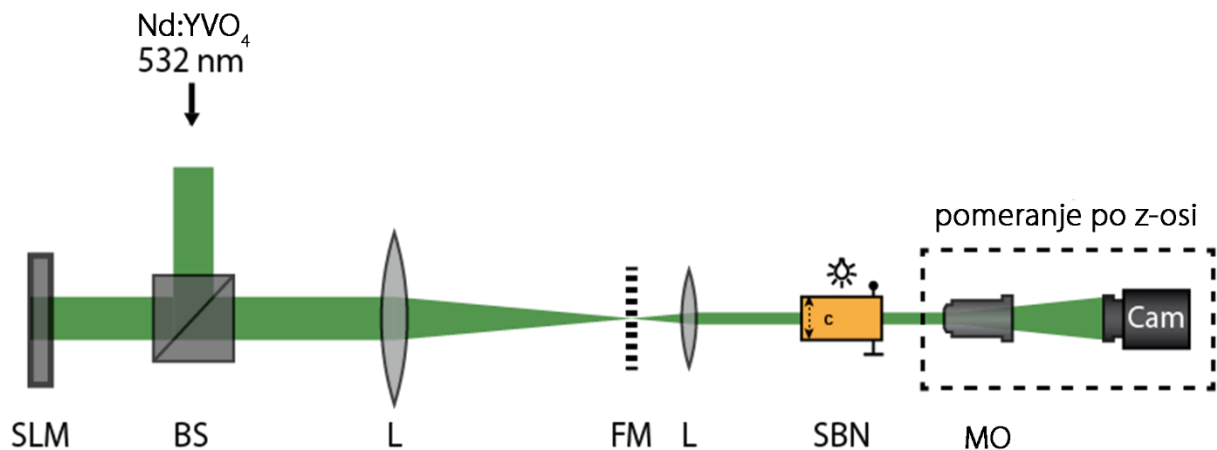
Za ispitivanje linearne i nelinearne interakcije dva i četiri Eirijeva snopa korišćena je postavka eksperimenta sa Slike 5.1.

Kao svetlosni izvor korišćen je frekvencijski-udvojen Nd:YVO₄ (neodimijum itrijum vanadat) laser koji daje kontinualnu svetlost talasne dužine $\lambda = 532\text{nm}$. Laserski snop se proširi i kolimiše tako da na prostorni modulator svetlosti (SLM) pada kao ravanski talas. SLM (*Holoeye Pluto VIS*) je programabilni reflektivni fazni modulator svetlosti visoke HD rezolucije (displeja od $1920 \times 1080 \text{ px}^2$), sa veličinom piksela od $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ i dimenzija $11.25 \times 8.64 \text{ mm}^2$.

Pomoću modulatora svetlosti se moduliše i amplituda i faza snopa [80]. Pri refleksiji dolazi do prostorne fazne modulacije Gausovog snopa koja u kombinaciji sa dva sočiva i Furijevom maskom (koja se postavlja u difrakcionu ravan i služi da snop koji je formiran posle difrakcije sa SLM očisti od svih parazitnih difrakcionih redova ostavljajući samo nulti difrakcioni red koji je najjačeg intenziteta) dovodi do željenog kompleksnog svetlosnog polja na ulazu u nelinearni fotorefraktivni medijum. Na ovaj način, realizuju se različita kompleksna svetlosna polja formirana kao superpozicija dva i četiri dvodimenzionalna Eirijeva snopa iste ili različite fazne distribucije.

Za sve konfiguracije enkodira se ukupna fazna slika i šalje na modulator svetlosti. Na kristal se primenjuje spoljašnje električno polje $E_{\text{ext}}=1000\text{V/cm}^{-1}$, a snop iz lasera se polarizuje tako da se prostire kao neredovan zrak (linearno polarizovani snop koji se kreće paralelno sa c-osom kristala sa pravcem prostiranja električnog polja paralelnim u odnosu na c-osu kristala), tj. duž efektivnog elektro-optičkog koeficijenta kristala kako bi se u kristalu obezbedila dovoljno velika nelinearnost.

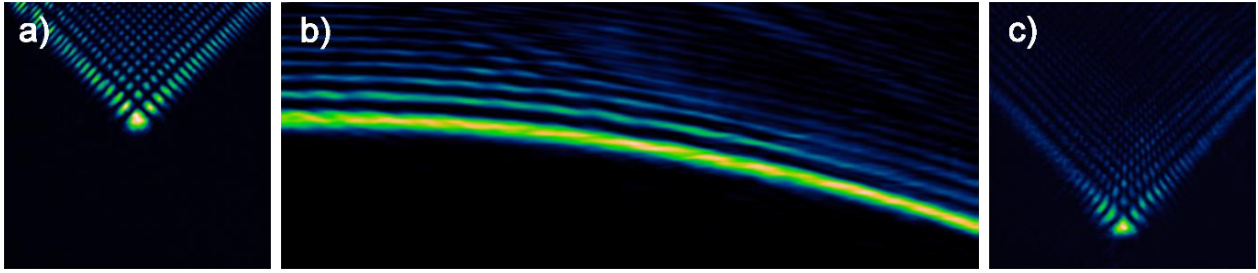
Iza SBN kristala nalazi se mikroskopski objektiv (MO) i kamera, koji nam služe za dobijanje slike intenziteta na izlazu iz kristala. Kamera se može pomerati u z-pravcu. Kako je indeks prelamanja u kristalu prostorno modulisan, u eksperimentu se ne može snimiti distribucija intenziteta kroz kristal već samo na izlazu iz kristala. Numeričke simulacije se upravo koriste da bi moglo da se predvidi određeni efekat u kristalu i da onda na osnovu poređenja slika na izlazu iz kristala iz numerike i eksperimenta možemo da znamo da li je došlo do potvrđivanja željenog efekta prethodno dobijenog u numeričkoj simulaciji. Kada se dobije dobro slaganje slika dobijenih na izlazu iz kristala između eksperimenta i numerike, može se iskoristiti numerička simulacija za prikazivanje distribucije intenziteta kroz kristal.



Slika 5.1 Eksperimentalna postavka za ispitivanje interakcije više dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u SBN kristalu. **BS**: delitelj snopova; **FM**: Furijeova maska; **L**: sočiva; **MO**: mikroskopski objektiv; **SBN**: kristal Stroncijum Barijum Niobata; **SLM**: prostorni modulatori svetlosti; **Cam**: kamera.

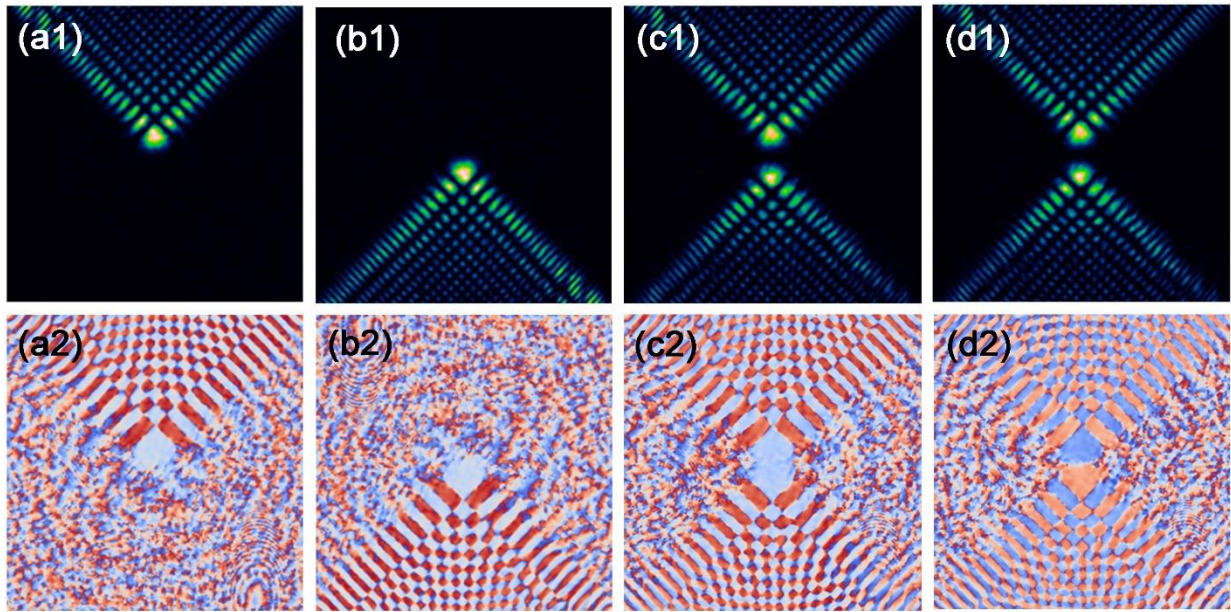
5.1.1 Linearna interakcija više Eirijevih snopova

Karakteristike propagacije samog Eirijevog snopa su bile predmet mnogih eksperimentalnih i numeričkih studija poslednjih godina, uzimajući u obzir linearne i nelinearne efekte, ili propagaciju u nehomogenom ili periodično strukturisanom medijumu. Kao što je dobro poznato, za linearnu propagaciju u homogenom okruženju Eirijevi snopovi prate paraboličnu trajektoriju tokom propagacije. Ovo ponašanje se jasno može videti iz eksperimentalno snimljenog profila intenziteta jednog Eirijevog snopa (Slika 5.2a-c) realizovanog prikazanom eksperimentalnom postavkom (Slika 5.1).



Slika 5.2 Linearna propagacija jednog dvodimenzionalnog Eirijevog snopa kroz homogeni kristal. **(a)** Distribucija intenziteta na ulazu u kristal; **(b)** Poprečni presek prostiranja snopa kroz kristal; **(c)** Distribucija intenziteta na izlazu iz kristala.

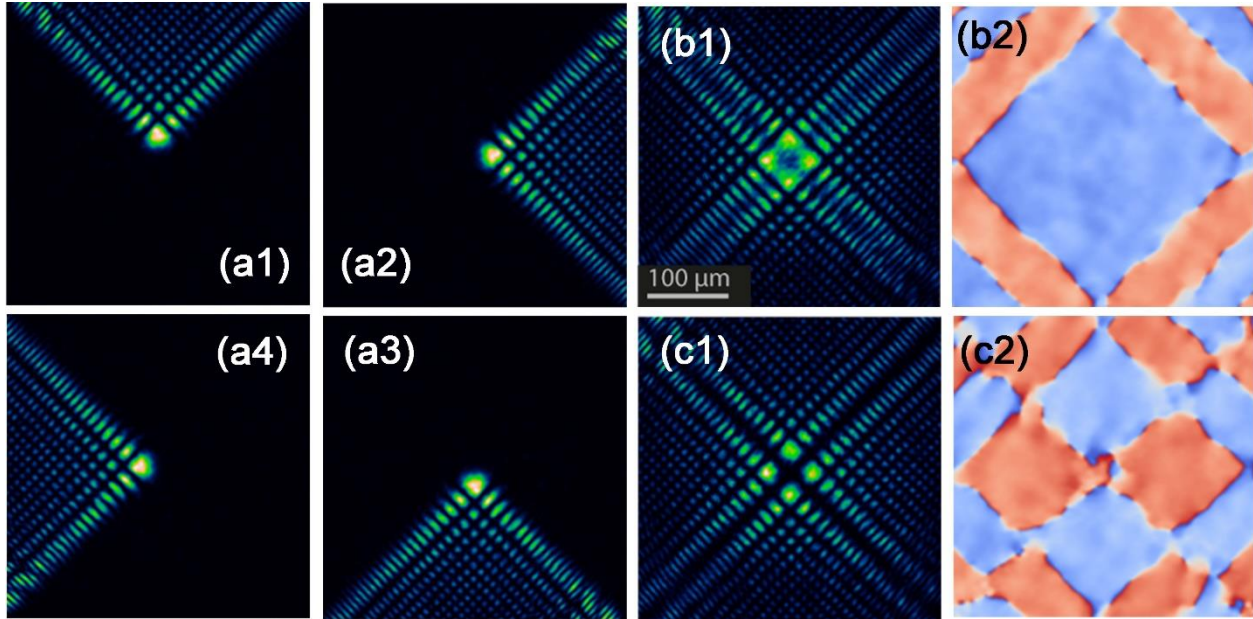
Da bi se sistematski ispitivala propagacija i interakcija više dvodimenzionalnih Eirijevih snopova, počinje se uzimajući u obzir najfundamentalniji slučaj dva kopropagirajuća Eirijeva snopa u linearnom režimu. Snopovi su koherentno superponirani sa inicijalnim rastojanjem od $d \approx 50 \mu\text{m}$ i rotirani za 180° , da bi se njihove parabolične trajektorije ukrstile tokom propagacije (Slika 5.3). Longitudinalna pozicija tačke ukrštanja strogo zavisi od krivine Eirijevog snopa koja je određena njegovom veličinom, ali takođe zavisi i od inicijalne separacije. Nastoji se da se posmatra ovo ukrštanje unutar zapremine 20mm dugog SBN kristala. Iz tog razloga, podešava se veličina Eirijevog snopa, merena kao rastojanje između glavnog loba i njegovog susednog, na $s \approx 25 \mu\text{m}$.



Slika 5.3 Superpozicija dva dvodimenzionalna Eirijeva snopa sa inicijalnim rastojanjem od $d \approx 50 \mu\text{m}$. **(a, b)** Pojedinačni Eirijevi snopovi zarotirani za 180° stepeni (intenzitet **(a1, b1)** i faza **(a2, b2)**); **(c)** Superpozicija dva Eirijeva snopa u fazi (intenzitet **(c1)** i faza **(c2)**); **(d)** Superpozicija dva Eirijeva snopa sa π faznom razlikom (intenzitet **(d1)** i faza **(d2)**).

Posle konfiguracije od dva kopropagirajuća Eirijeva snopa u linearnom režimu prelazi se na prvi sledeći složeniji simetrični slučaj, kopropagaciju četiri dvodimenzionalna Eirijeva snopa. Snopovi su takođe koherentno superponirani sa inicijalnim rastojanjem od $d \approx 50 \mu\text{m}$ i rotirani za 90° , da bi se njihove parabolične trajektorije ukrstile tokom propagacije (Slika 5.4). Longitudinalna pozicija tačke ukrštanja i u ovom slučaju strogo zavisi od krivine Eirijevog snopa koja je određena njegovom veličinom, ali takođe zavisi i od inicijalne separacije. Nastoji se da se posmatra ovo

ukrštanje unutar zapremine 20mm dugog SBN kristala. Iz tog razloga, podešava se i ovde veličina Eirijevog snopa, merena kao rastojanje između glavnog loba i njegovog susednog, na $s \approx 25 \mu\text{m}$.



Slika 5.4 Superpozicija četiri dvodimenzionalna Eirijeva snopa sa inicijalnim rastojanjem od $d \approx 50 \mu\text{m}$. **(a)** Intenzitet pojedinačnih Eirijevih snopova zarotiranih za 90° stepeni; **(b)** Superpozicija četiri Eirijeva snopa u fazi (intenzitet **(b1)** i faza **(b2)**); **(c)** Superpozicija četiri Eirijeva snopa sa π faznom razlikom (intenzitet **(c1)** i faza **(c2)**).

5.1.2 Nelinearna interakcija više Eirijevih snopova

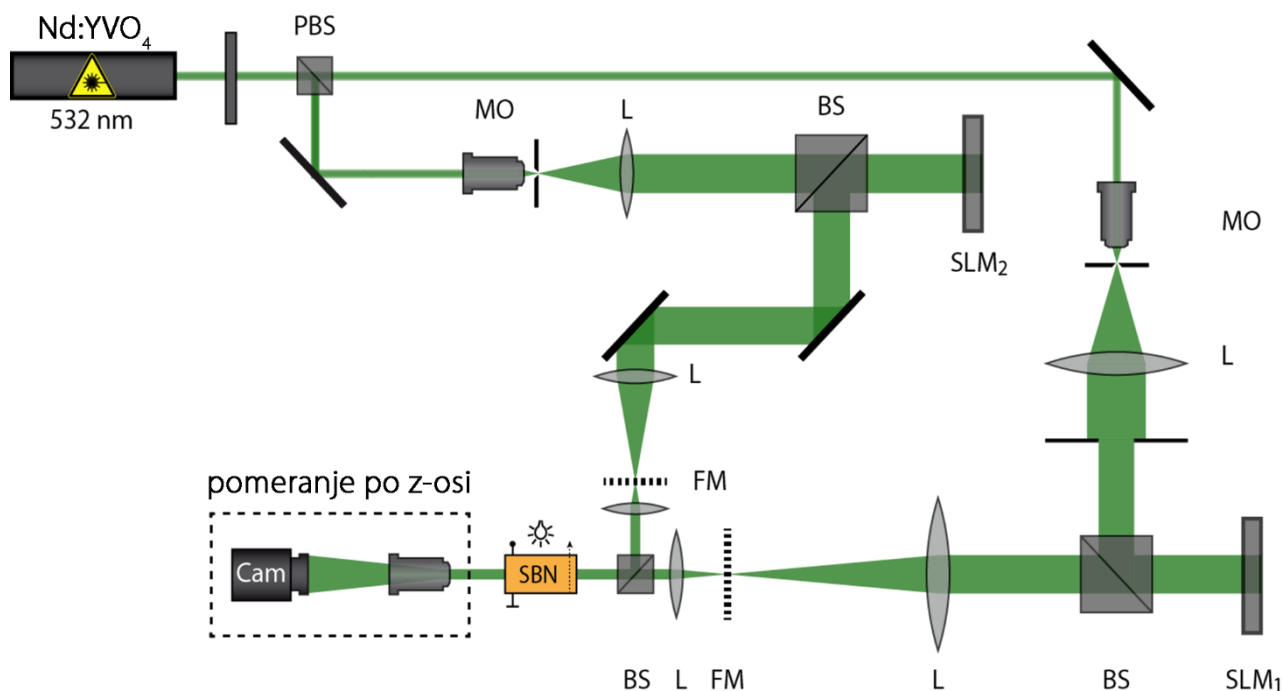
U narednom delu, ispitivaće se i analizirati nelinearna propagacija i interakcija više Eirijevih snopova u fotorefraktivnom SBN kristalu.

Ispitivanje nelinearne interakcije počinje sa fundamentalnom konfiguracijom dva razmeštena Eirijeva snopa (Slika 5.3). Korišćeni su isti parametri snopa opisani za linearni slučaj. Na ulazu, dva snopa su razdvojena za $d \approx 50 \mu\text{m}$ i orijentisana tako da ubrzavaju jedan ka drugom. Na taj način, trajektorije Eirijevih snopova će se ukrstiti i snopovi će imati jaku interakciju. Nasuprot linearnom eksperimentu, sada se povećava snaga snopa, kao i vreme upisivanja radi dobijanja dovoljno velike nelinearnosti. Da bi se posmatrala zavisnost intenziteta od dinamike propagacije podešene su četiri različite snage za probni snop: $P_{\text{in}} \approx \{237, 475, 950, 1.425\} \text{ nW}$ i izveden je eksperiment za svaku vrednost, pri čemu su svi ostali parametri ostali nepromenjeni, kao što je jačina eksterno primenjenog stacionarnog polja, vreme indukcije, i iluminacija pozadine.

Posle ispitivanja nelinearnih procesa za osnovni slučaj dva interagujuća Eirijeva snopa, sada se uzima malo komplikovanija konfiguracija, slučaj gde se sintetizuju četiri snopa. Četiri Eirijeva snopa se kombinuju na isti način kao i u slučaju propagacije četiri snopa u linearnom režimu (Slika 5.4). U osnovi, četiri snopa dozvoljavaju više od dve fazne konfiguracije, ali se uprkos tome ovde ograničava na dva slučaja: bilo da su svi snopovi u fazi, bilo da su π fazno pomereni u odnosu na susedni snop. Da bi se posmatrala zavisnost intenziteta od dinamike propagacije podešene su tri različite snage za probni snop: $P_{\text{in}} \approx \{0.5, 1.0, 3.0\} \mu\text{W}$ i izveden je eksperiment za svaku vrednost, pri čemu su svi ostali parametri ostali nepromenjeni, kao što je jačina eksterno primenjenog stacionarnog polja, vreme indukcije, i iluminacija pozadine.

5.2 Dinamika prostiranja Eirijeovog snopa kroz optički indukovanu fotonsku rešetku

Za ispitivanje dinamike prostiranja pojedinačnog dvodimenzionalnog Eirijeovog snopa u SBN:Ce kristalu sa optički indukovanom kvadratnom fotonskom rešetkom korišćena je eksperimentalna postavka prikazana na Slici 5.5.



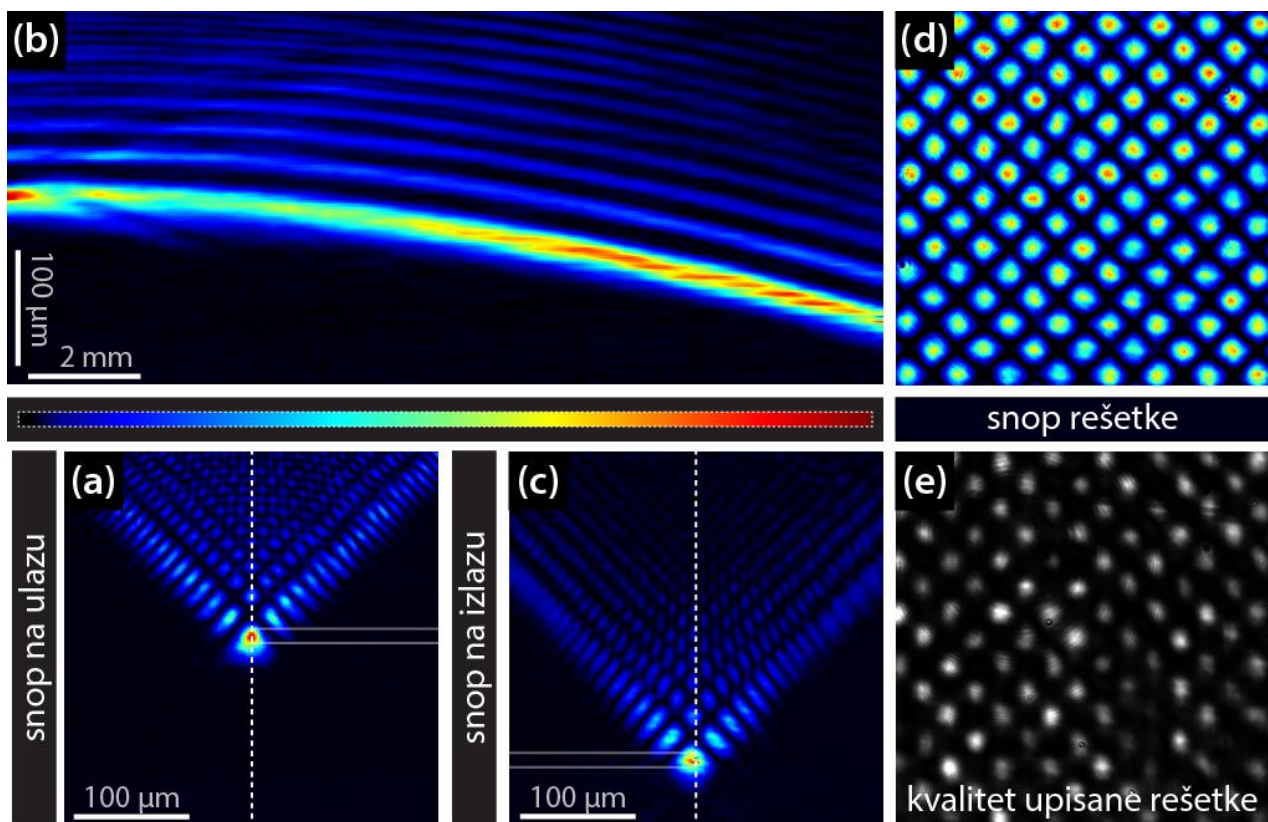
Slika 5.5 Eksperimentalna postavka za realizaciju interakcije dvodimenzionalnog Eirijeovog snopa i fotonske kvadratne rešetke. (P)BS: (polarizujući) delitelj snopa; FM: Furijeova maska; L: sočiva; MO: mikroskopski objektiv; SBN: kristal Stroncijum Barijum Niobata; SLM₁, SLM₂: prostorni modulatori svetlosti; Cam: kamera.

Laserski snop iz Nd:YVO₄ lasera, talasne dužine 532nm, deli se na dva snopa. Jedan snop služi za formiranje snopa kvadratne rešetke, pomoću prostornog modulatora svetlosti SLM₁. Modulator (SLM₁), u kombinaciji sa sočivima i Furijeovom maskom se koristi za oblikovanje nedifragujućeg snopa za indukovanje kvadratne rešetke (Slika 5.6d) tako što se proračunatom faznom slikom moduliše faza i amplituda Gausovog snopa i na taj način dobija kompleksno optičko polje nedifragujućeg snopa kvadratne rešetke [82]. Nakon toga ovaj modulirani snop pada na polarizujući delitelj snopa i kao redovan zrak (linearno polarizovan zrak koji se kreće paralelno duž c-ose kristala sa pravcem prostiranja električnog polja normalnim u odnosu na optičku c-osu kristala) pada na 20 mm dug nelinearni kristal, SBN:Ce, na koji deluje spoljašnje električno polje jačine $E_{ext}=2000V/cm$ duž optičke c-ose. Dakle, takav upadni snop će se prostirati u linearnom režimu i doći će do kvazi-linearnog upisivanja rešetke.

Drugi snop koji dolazi na modulator SLM₂ se koristi za generisanje dvodimenzionalnog Eirijeovog snopa (Slika 5.6a) tako što se na SLM₂ šalje proračunata fazna slika kompleksnog optičkog polja, pa Gausov snop posle difrakcije sa SLM₂ nastavlja prostiranje modulisan u formi dvodimenzionalnog Eirijeovog snopa. Posle prolaska kroz Furijeovu masku izdvaja se nulti difrakcioni

red snopa koji dalje pada na polarizacioni delitelj snopa i kao neredovan zrak u odnosu na c-osu kristala pada na nelinearni SBN:Ce kristal.

Slika 5.6d pokazuje snimljenu distribuciju intenziteta eksperimentalno realizovanog nedifragujućeg snopa koji se koristi za optičku indukciju dvodimenzionalne kvadratne rešetke. Period rešetke $\Lambda = \pi / k_t \approx 25\mu\text{m}$ je odabran tako da se direktno poklapa sa veličinom Eirijevog snopa (rastojanje između glavnog i njemu susednog loba Eirijevog snopa). Da bi se realizovale rešetke različite jačine Δn , korišćena je činjenica da optički indukovana modulacija indeksa prelamanja u SBN:Ce kristalu raste ako se poveća vreme iluminacije kristala. Osvetljavanjem kristala intenzitetom snopa rešetke za različita vremena trajanja iluminacije dobijene su fotonske rešetke različite jačine. Da bi se verifikovalo da je u kristal upisana odgovarajuća rešetka kristal se osvetljava ravanskim talasom. Prvobitno homogeni intenzitet ravnanskog talasa se redistribuira upisanom prostornom modulacijom indeksa prelamanja (optički indukovanom rešetkom) u materijalu koji se zatim lokalizuje u delovima kristala sa većim indeksom prelamanja (Slika 5.6e).



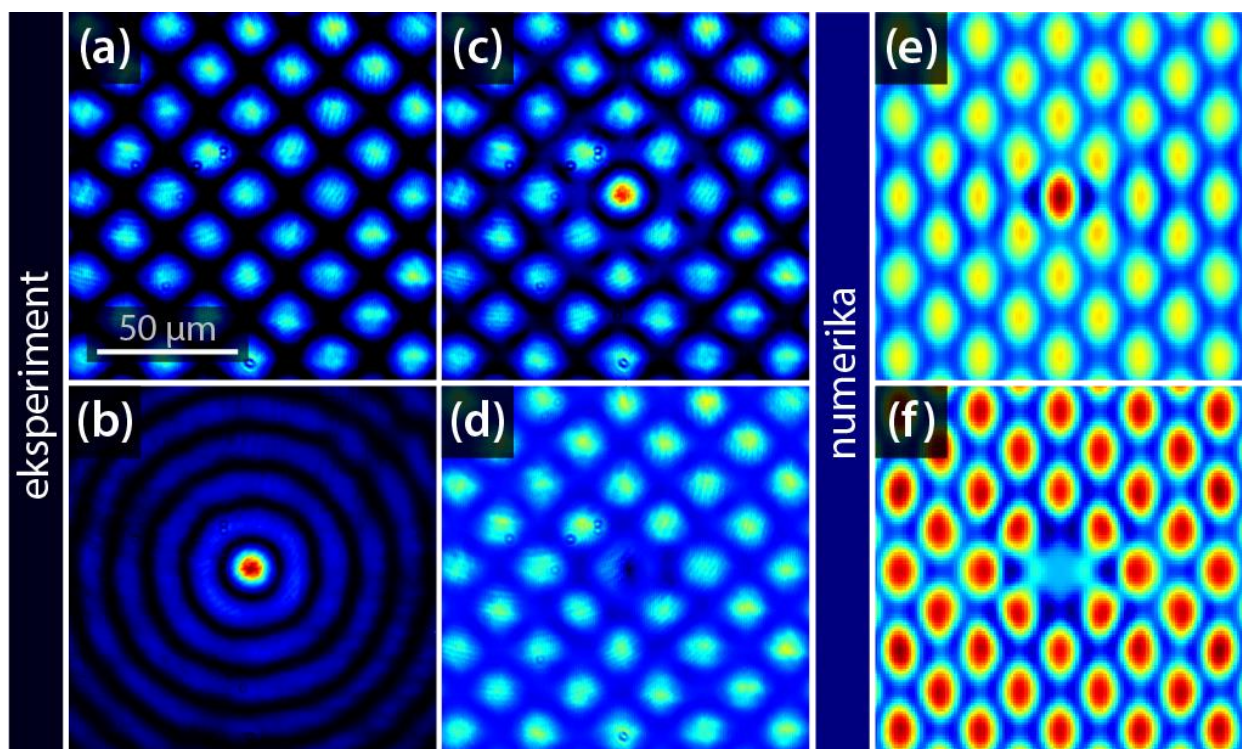
Slika 5.6 Eksperimentalna realizacija interakcije dvodimenzionalnog Eirijevog snopa i fotonske kvadratne rešetke. **(a)** Distribucija intenziteta Eirijevog snopa na ulazu u kristal; **(b)** Eksperimentalno snimljen profil snopa tokom propagacije kroz kristal; **(c)** Distribucija intenziteta Eirijevog snopa na izlasku iz kristala; **(d)** Intenzitet snopa rešetke; **(e)** Slika indukovano indeksa prelamanja u kristalu dobijena kada se kroz upisanu rešetku propusti svetlosni snop.

Da bi dva snopa u kristalu bila precizno preklapljeni, delitelj snopa se postavlja direktno ispred kristala. Ozračavanjem kristala homogeno belom svetlošću, moguće je izbrisati indukovanu modulaciju indeksa prelamanja u celoj zapremini kristala. Pomoću kamere montirane na translacionom postolju snimana je distribucija intenziteta Eirijevog snopa u transverzalnoj ravni na izlasku iz kristala.

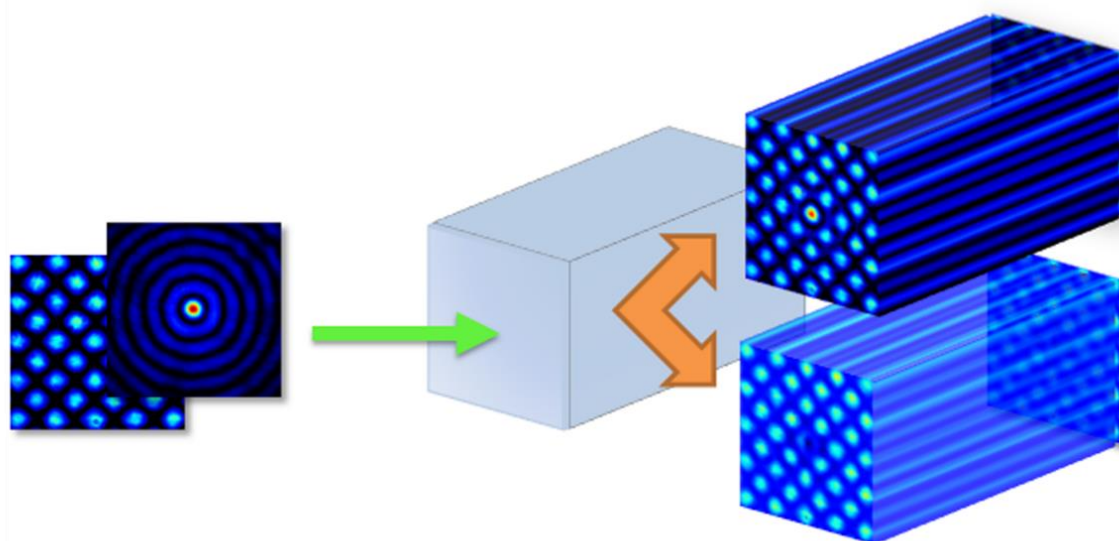
5.3 Dinamika prostiranja Eirijeovog snopa u fotonskoj rešetci sa različitim defektima

Pored uticaja fotonske kvadratne rešetke, upisane u kristal SBN:Ce, na prostiranje dvodimenzionalnog Eirijeovog snopa, ispitivana je i dinamika snopa u sistemu sa pozitivnim i negativnim defektom u jednom kanalu rešetke. Za realizaciju defekata u ovom slučaju korišćen je metod multipleksiranja [69-71] Beselovog snopa nultog reda i snopa za formiranje kvadratne rešetke, za lokalizovano povećavanje ili smanjivanje modulacije indeksa prelamanja u jednom kanalu rešetke.

Princip je sledeći: nekoherentnom superpozicijom osvetljava se kristal naizmenično diskretnim (Slika 5.7a) i Beselovim nedifragujućim snopom (Slika 5.7b). Nekoherencija je neophodna radi izbegavanja neželjenih modulacija intenziteta koji bi nastali usled koherentne superpozicije. Kod SBN:Ce kristala primenjuje se spoljašnje elektrostatičko polje duž optičke c -ose kojim se utiče na jačinu elektrooptičkog efekta, odnosno povećanje/smanjenje efektivne modulacije indeksa prelamanja u materijalu. Za razliku od modulacije Beselovim snopom koja je lokalna, modulacija električnim poljem je opšta za celu rešetku. U slučaju pozitivnog defekta primenjuje se spoljašnje elektrostatičko polje orijentacije paralelne u odnosu na c -osu kristala i multipleksiranjem snopa kvadratne rešetke i Beselovog snopa postiže se fokusirajuća nelinearnost/modulacija indeksa prelamanja u određenom kanalu rešetke ($n_{defekta} = n_{rešetke} + \Delta n$), dok u slučaju negativnog defekta spoljašnje elektrostatičko polje se orijentiše antiparalelno u odnosu na c -osu kristala i dobija se defokusirajuća nelinearnost ($n_{defekta} = n_{rešetke} - \Delta n$).



Slika 5.7 Generisanje defekata u optički indukovanoj fotonskoj rešetci. **(a)** Eksperimentalna realizacija kvadratne fotonske rešetke; **(b)** Beselovog snopa; **(c)** pozitivnog defekta rešetke, i **(d)** negativnog defekta rešetke. Numerička realizacija **(e)** pozitivnog i **(f)** negativnog defekta.



Slika 5.8 Šema generisanja defekata u optički indukovanoj fotonskoj rešetci pomoću nedifragujućih snopova.

Slika 5.8 ilustruje osnovnu šemu realizacije defekta koristeći multipleksirane nedifragujuće snopove. Regularna rešetka se indukuje distribucijom intenziteta prikazanom na Slici 5.7a. Simultano, intenzitet Beselovog snopa prikazan na Slici 5.7b povećava ili smanjuje indukovani indeks prelamanja u jednom talasovodu rešetke, u zavisnosti od pravca primenjenog električnog polja. Rezultujuća efektivna distribucija intenziteta za pozitivni i negativni defekt rešetke prikazana je na Slici 5.7c i 5.7d, respektivno. Slike 5.7e i 5.7f prikazuju numerički proračunate modulacije indeksa prelamanja za oba tipa rešetke sa defektom.

Kada se jednom realizuje rešetka sa defektom, može se ispitivati kako različiti defekti utiču na propagaciju i ubrzanje Eirijevog snopa. Ovde su takođe zadržavani svi parametri iz prethodnih eksperimenata i samo menjan znak defekta, za pozitivni kao i za negativni. Eirijev snop je pozicioniran sa glavnim lobom tačno lociranim na mesto defekta. Za različite defekte, snimljeni su profili intenziteta propagacije Eirijevog snopa na izlazu iz kristala i posmatran je procenat snage Eirijevog snopa vođene u centralnom talasovodu.

Poglavlje 6

Rezultati i diskusija

U ovom poglavlju prikazani su rezultati eksperimentalnog i teorijskog istraživanja. Poglavlje je podeljeno na više celina. U prvoj i drugoj celini prikazani su rezultati međusobne interakcije više dvodimenzionalnih Eirijevih snopova. U prvoj celini dati su rezultati **linearne interakcije** dva i četiri superponirana Eirijeva snopa dok su u drugoj celini prikazani rezultati **nelinearne interakcije** takođe dva i četiri superponirana Eirijeva snopa.

U trećoj i četvrtoj celini prikazani su rezultati interakcije pojedinačnog Eirijevog snopa sa fotonskim strukturama upisanim u SBN kristalu. U trećoj celini dati su rezultati ispitivanja prostiranja pojedinačnog Eirijevog snopa u SBN kristalu sa upisanom kvadratnom fotonskom rešetkom. U četvrtoj celini dati su rezultati ispitivanja prostiranja pojedinačnog Eirijevog snopa u SBN kristalu sa upisanom fotonskom rešetkom u kojoj je indukovani pozitivni kao i negativni optički defekt. Pokazano je da jačina defekata kao i jačina fotonske rešetke dramatično utiče na oblik i transversalno ubrzanje Eirijevog snopa.

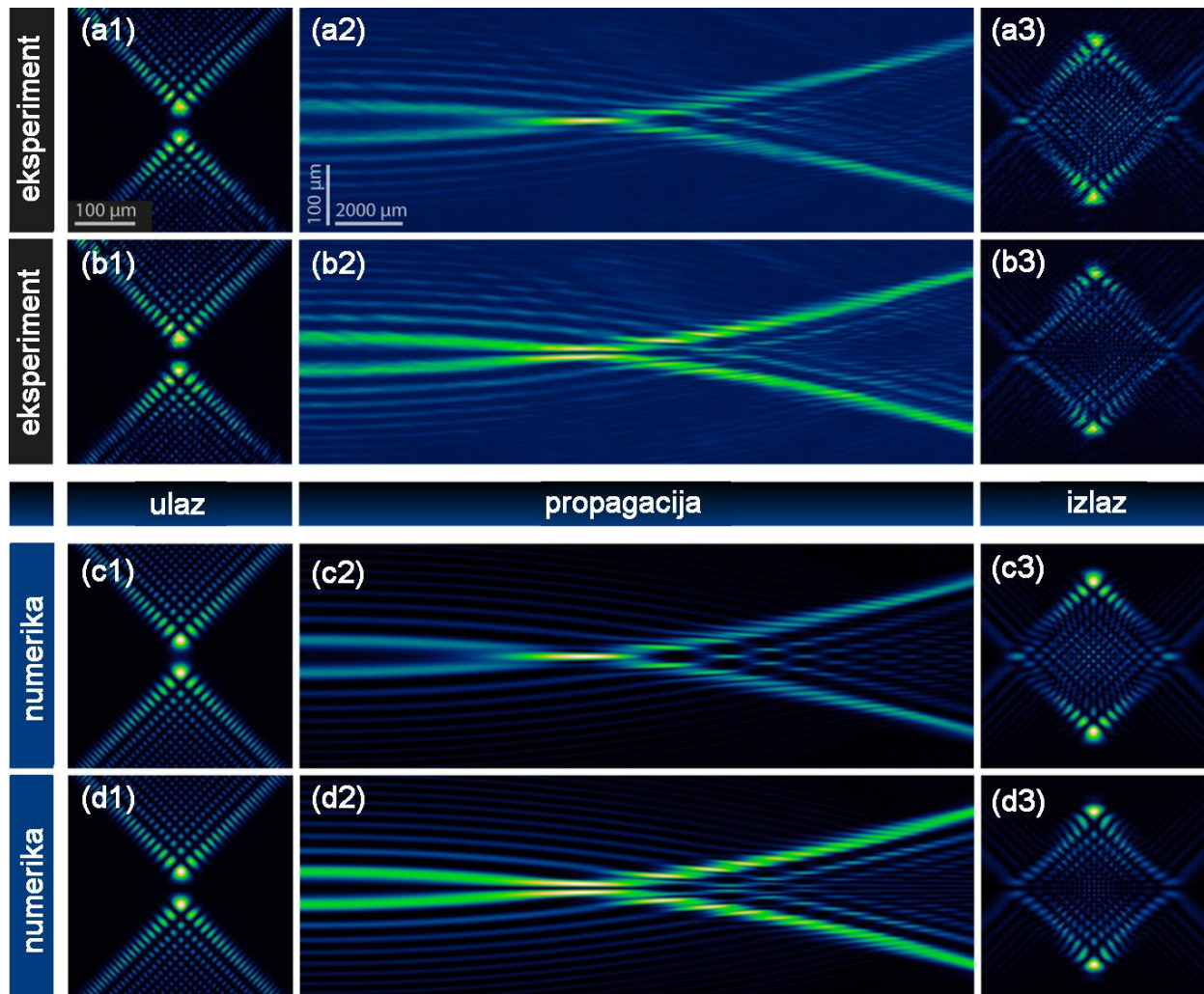
6.1 Linearna interakcija više dvodimenzionalnih Eirijevih snopova

Kao što je dobro poznato, za linearnu propagaciju u homogenom okruženju Eirijevi snopovi prate paraboličnu trajektoriju tokom propagacije. Ovde se sada može videti šta se dešava ako se izvrši simetrična superpozicija više Eirijevih snopova u različitim konfiguracijama.

6.1.1 Linearna interakcija dva Eirijeva snopa

Polazi se prvo od najjednostavnijeg slučaja, linearne interakcije dva Eirijeva snopa. Razmatramo dva slučaja gde su snopovi bilo u fazi, ili za π izvan faze. Ovi različiti inicijalni uslovi rezultuju različitim transversalnim profilima intenziteta tokom propagacije usled interferencije. Eksperimentalni rezultati za dva Eirijeva snopa prikazani su na Slikama 6.1a, 6.1b, sa odgovarajućim numeričkim simulacijama na Slikama 6.1c, 6.1d. Za konfiguraciju „u fazi“, oslikanu na Slikama 6.1a, 6.1c, jako izražen fokus se formira konstruktivnom interferencijom snopova u oblasti ukrštanja obe parabolične trajektorije. Ovo svojstvo veoma visokog lokalnog intenziteta u poređenju sa okolinom je prethodno opisano kao ključna prednost tzv autofokusirajućih snopova. Za slučaj „ π fazne razlike“, prikazanom na Slikama 6.1b, 6.1d, fazna razlika od π između snopova na ulazu dovešće do vertikalne separacije tamnom linijom destruktivne interferencije koja je očuvana tokom cele propagacije. U oba slučaja, parabolične trajektorije dva superponirana Eirijeva snopa se jasno mogu identifikovati. Kako

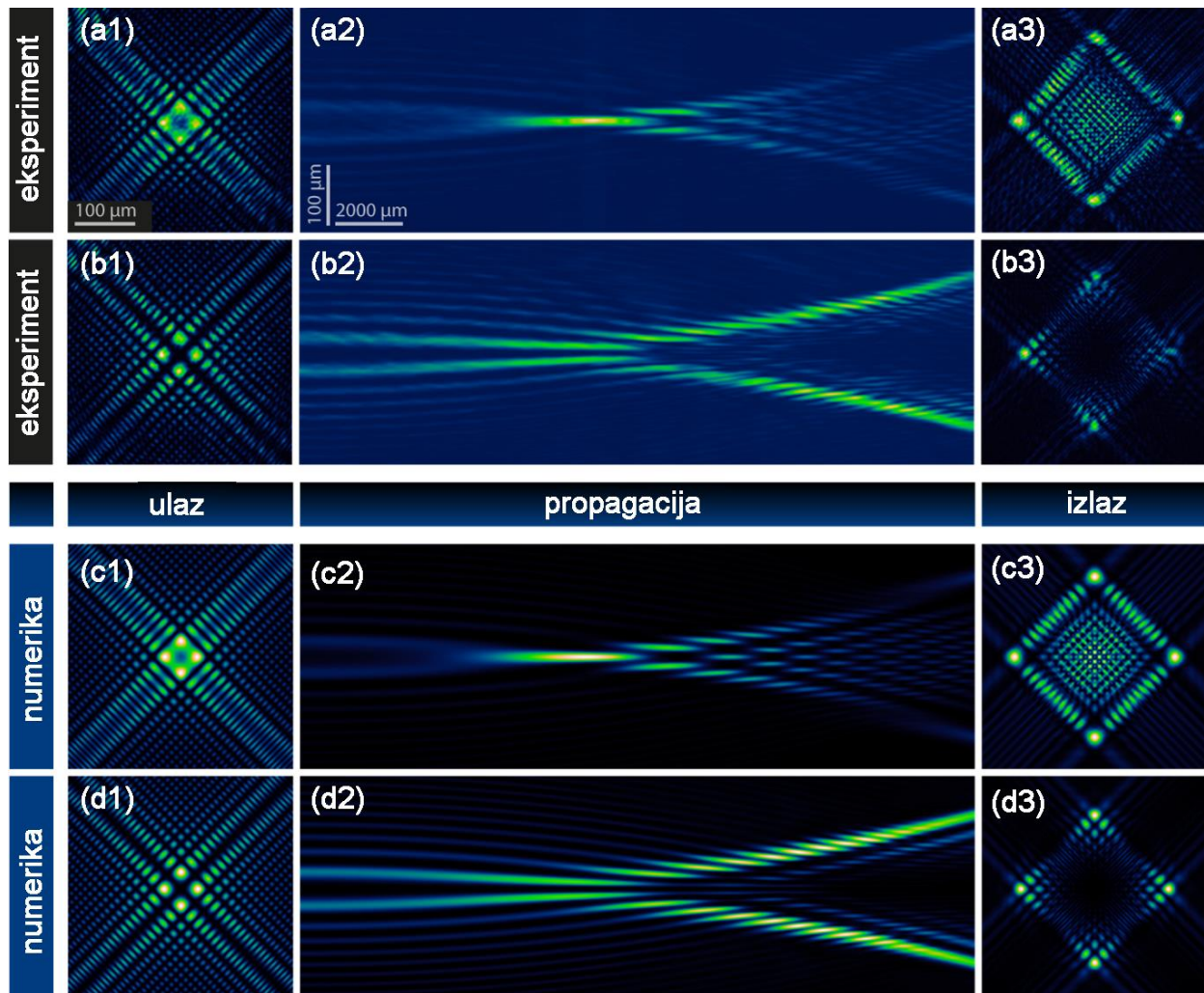
je za sada propagacija kompletno linearna, kompleksni paterni intenziteta su rezultat samo interferencije, ali snopovi ne interaguju i ne utiču jedan na drugog. Iz tog razloga, njihove inicijalne osnovne parabolične trajektorije su očuvane iako se trajektorije snopova ukrštaju.



Slika 6.1 Linearna interakcija dva Eirijeva snopa u homogenom linearnom medijumu. **(a)** Eksperimentalni rezultati interferencije dva Eirijeva snopa u fazi - [(**a1**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (**a2**) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (**a3**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa na izlazu iz kristala]; **(b)** Eksperimentalni rezultati interferencije dva Eirijeva snopa sa π faznom razlikom - [(**b1**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (**b2**) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (**b3**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa na izlazu iz kristala]; **(c)** Numerički rezultati interferencije dva Eirijeva snopa u fazi - [(**c1**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (**c2**) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (**c3**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa na izlazu iz kristala]; **(d)** Numerički rezultati interferencije dva Eirijeva snopa sa π faznom razlikom - [(**d1**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (**d2**) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (**d3**) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa na izlazu iz kristala].

6.1.2 Linearna interakcija četiri Eirijeva snopa

Povećanjem broja superponiranih snopova, sledeća simetrična konfiguracija se može konstruisati sa četiri razmeštena Eirijeva snopa, gde je svaki zarotiran za 90° , kao što je prikazano na Slikama 6.2a1 i 6.2c1.



Slika 6.2 Linearna interakcija četiri Eirijeva snopa u homogenom linearnom medijumu. **(a)** Eksperimentalni rezultati interferencije četiri Eirijeva snopa u fazi - [(a1) intenzitet superpozicije dva Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (a2) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (a3) intenzitet superpozicije četiri Eirijeva snopa na izlazu iz kristala]; **(b)** Eksperimentalni rezultati interferencije četiri Eirijeva snopa sa π faznom razlikom - [(b1) intenzitet superpozicije četiri Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (b2) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (b3) intenzitet superpozicije četiri Eirijeva snopa na izlazu iz kristala]; **(c)** Numerički rezultati interferencije četiri Eirijeva snopa u fazi - [(c1) intenzitet superpozicije četiri Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (c2) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (c3) intenzitet superpozicije četiri Eirijeva snopa na izlazu iz kristala]; **(d)** Numerički rezultati interferencije četiri Eirijeva snopa sa π faznom razlikom - [(d1) intenzitet superpozicije četiri Eirijeva snopa u fazi na ulazu u SBN kristal, (d2) prikaz propagacije kroz 20mm dug SBN kristal, (d3) intenzitet superpozicije četiri Eirijeva snopa na izlazu iz kristala].

U principu postoji više mogućnosti za postavku relativnih faza snopova, ali je istraživanje ograničeno na sledeća dva slučaja: ili su snopovi u fazi (Slike 6.2a, 6.2c), ili su susedni snopovi sa π faznom razlikom (Slike 6.2b, 6.2d). Dok transversalni profili intenziteta sada izgledaju dosta drugačije u poređenju sa situacijom gde su dva snopa superponirana, longitudinalni poprečni preseki otkrivaju slično ponašanje tokom propagacije. Opet, dolazi do formiranja fokusa velikog intenziteta u oblasti gde četiri Eirijeva snopa koja su u fazi konstruktivno interferiraju, dok se tamna linija destruktivne interferencije javlja kao separator snopova u slučaju π fazne razlike. Usled činjenice da sada četiri snopa interferira, relativna jačina fokusa za konstruktivnu interferenciju je mnogo veća nego kod dva snopa. Broj interferirajućih Eirijevih snopova se može dalje povećavati dok se kontrast između fokalnog intenziteta i pozadine kontinualno povećava do granice koja se postiže radijalnom distribucijom Eirijevih snopova.

Svi prikazani eksperimentalni rezultati su podržani odgovarajućim numeričkim simulacijama. Za propagaciju više Eirijevih snopova u linearnom režimu numerički rezultati se savršeno poklapaju sa eksperimentalnim merenjima.

6.2 Nelinearna interakcija više dvodimenzionalnih Eirijevih snopova

Iz gore navedenih rezultata vidi se da tokom linearne propagacije više Eirijevih snopova sama interferencija već vodi do zanimljivih distribucija intenziteta, čak iako snopovi ne interaguju i ne utiču jedni na druge. Prema teoretskim modelima i eksperimentima pri nelinearnoj interakciji svetlosti i materije mogu se očekivati zanimljivi novi efekti kao što je na primer formiranje solitona, što je i predviđeno na osnovu numeričkih rezultata [83, 84].

Ova kompleksna nelinearnost značajno menja dinamiku propagacije Eirijevih snopova i dovodi do fascinantnih novih tipova evolucije snopa koje za razliku od linearnog režima zavise i od broja superponiranih snopova, njihove relativne faze i intenziteta. U ovoj sekciji prikazani su eksperimentalni i numerički rezultati za nelinearnu interakciju dva i četiri superponirana dvodimenzionalna Eirijeva snopa.

6.2.1 Nelinearna interakcija dva Eirijeva snopa

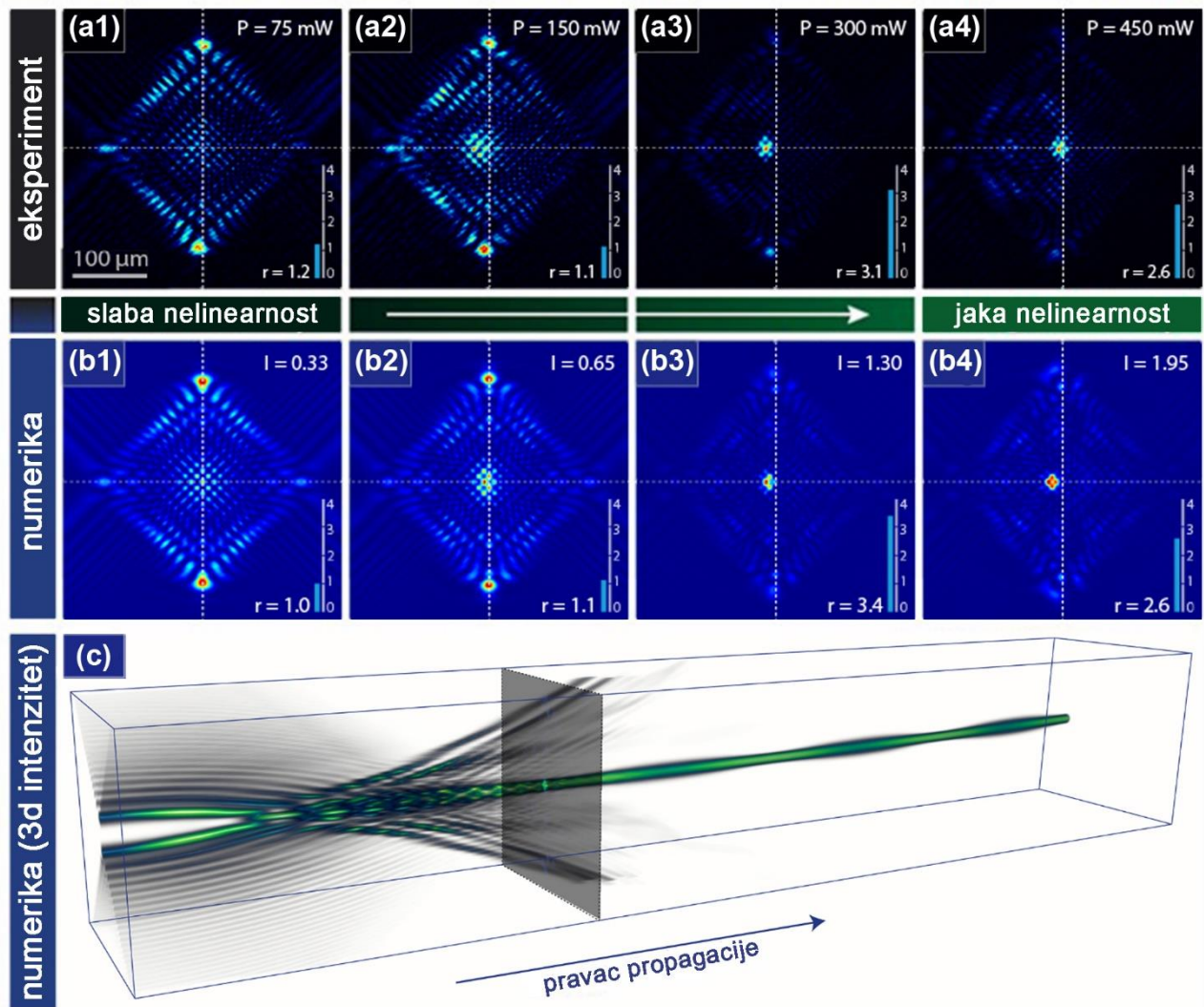
Kao i u slučaju linearne interakcije polazi se od najjednostavnije konfiguracije, tj. dva snopa, i posmatraju slučajevi sa različitim faznim distribucijama. Eksperimentalni i numerički rezultati za snopove “u fazi” prikazani su na Slici 6.3. U eksperimentu, Slika 6.3a, prilikom povećavanja snage probnog snopa, $P_{in} \approx \{237, 475, 950, 1.425\}$ nW (Slike 6.3a1-a4, respektivno), može se videti prelaz sa gotovo linearnog paternu interferencije (Slika 6.3a1) na dobro lokalizovano, solitarno stanje izlaza za veće nelinearnosti (Slike 6.3a3 i 6.3a4). Ovo lokalizovano stanje potiče od tačke ukrštanja trajektorija snopova, gde se javlja konstruktivna interferencija Eirijevih snopova “u fazi”. Interferencija dovodi do strogo lokalizovanog i pojačanog intenziteta. Posle toga, propagacija je gotovo nepromenjena, osim malog oscilovanja, usled kompenzacije difrakcije i nelinearnog samofokusiranja. Ovo spojeno lokalizovano stanje dalje propagira ravno očigledno bez bilo kakvog transverznog momenta zaostalog od inicijalnih snopova sa paraboličnom putanjom. Nelinearnost dovodi do toga da za ovu kompleksnu interakciju između dva snopa kao posledica dolazi do kompenzacije ubrzanja. Intenzitet pika rezultujućeg stanja na izlazu je naravno veći nego na ulazu gde se individualni snopovi ne preklapaju značajno. Faktor $r = I_{max,out}/I_{max,in}$ predstavlja odnos između maksimalnog intenziteta na izlazu i ulazu, respektivno. Kako u ovom eksperimentu nije moguće imati uvid u distribuciju intenziteta kroz nehomogeni medijum, dostupan nam je samo intenzitet na izlazu iz kristala. Faktor r nam pomaže u kvantitativnoj komparaciji eksperimenta i numerike. U slučaju eksperimenta faktor intenziteta je iznosio $r = \{1.2, 1.1, 3.1, 2.6\}$ (Slike 6.3a1-a4, respektivno).

Poređenje između eksperimentalnih rezultata (Slika 6.3a) i numeričke simulacije prikazane na Slici 6.3b i 6.3c pokazuje veoma dobro ukupno slaganje. Prema različitim snagama probnog snopa u eksperimentu, simulirana je nelinearna propagacija za odgovarajuće ulazne intenzitete $I_{in} \approx \{0.33, 0.65, 1.30, 1.95\}$ (Slike 6.3b1-b4, respektivno). Izlazni profili, kao i faktor intenziteta, koji u slučaju numerike iznosi $r = \{1.0, 1.1, 3.4, 2.6\}$ (Slike 6.3b1-b4, respektivno) savršeno se slažu sa realnom obzervacijom u eksperimentu. Ovo verifikuje da implementirane numeričke metode egzaktno opisuju realnu situaciju i opravdavaju uključivanje numeričkih simulacija radi dobijanja detalja o tome do kakve dinamike dolazi prilikom nelinearne propagacije u SBN kristalu. Kao što je i prethodno navedeno, u eksperimentu ovi podaci nisu dostupni usled osnovnih fizičkih razloga.

Slika 6.3c prikazuje zapreminsko renderovanje numerički dobijenih distribucija intenziteta tokom nelinearne propagacije. Formacija solitarnog stanja je jasno vidljiva. Dok se tokom procesa izgradnje mogu primetiti modulacije u obliku i intenzitetu solitarnog stanja (usled prolaženja ostalih susednih lobova inicijalnih Eirijevih snopova), posle nekog rastojanja propagacije situacija se stabilizuje i solitarno stanje propagira gotovo nepromenjeno osim malog oscilovanja. Označena ravan

na Slici 6.3c odgovara dužini SBN kristala (20 mm) i slikama intenziteta na izlazu iz kristala (Slike 6.3a i 6.3b).

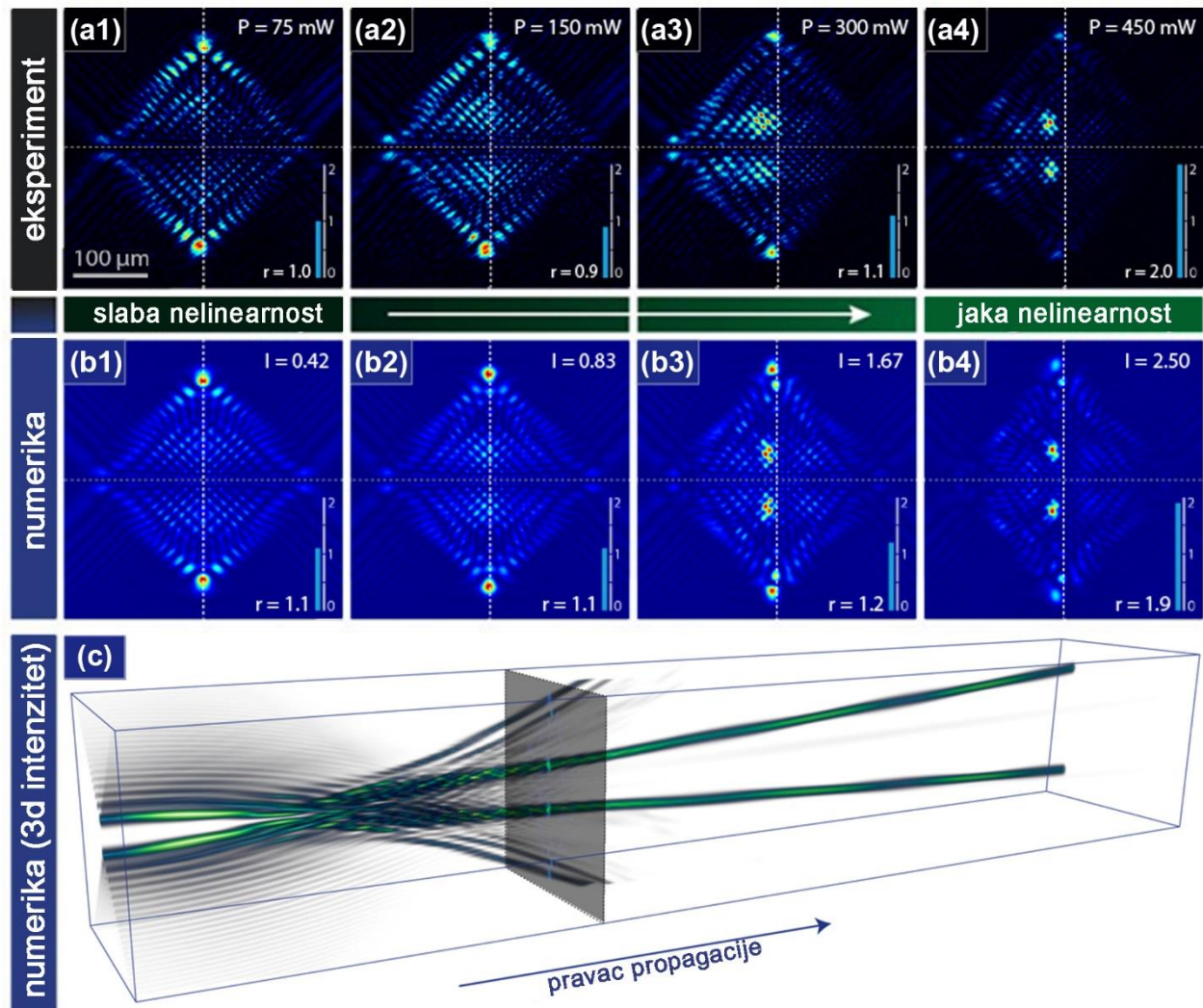
Slično ponašanje lokalizacije se javilo i u numerici za jednostavne idealizovane izotropne Kerove i saturabilne Kerove nelinearnosti [83]. Za prikazane eksperimentalne i numeričke rezultate u realističnom fotorefraktivnom SBN kristalu, situacija je mnogo više komplikovana, usled anizotropne, saturabilne i drift-dominantne nelinearnosti. Neznatni pomeraj pikova intenziteta u horizontalnom pravcu se može objasniti dodatnim uzimanjem u obzir i dufuzionih efekata u numeričkom modelu.



Slika 6.3 Nelinearna interakcija dva Eirijeva snopa u fazi. **(a)** Eksperimentalni rezultati za različite vrednosti snage probnog snopa P_{in} i faktora intenziteta r , [(a1) $P_{\text{in}} \approx 237 \text{ nW}$ i $r = 1.2$; (a2) $P_{\text{in}} \approx 475 \text{ nW}$ i $r = 1.1$; (a3) $P_{\text{in}} \approx 950 \text{ nW}$ i $r = 3.1$; (a4) $P_{\text{in}} \approx 1,425 \text{ nW}$ i $r = 2.6$] **(b)** Rezultati iz odgovarajućih numeričkih simulacija za različite vrednosti intenziteta snopa I_{in} i faktora intenziteta r , [(b1) $I_{\text{in}} \approx 0.33$ i $r = 1.0$; (b2) $I_{\text{in}} \approx 0.65$ i $r = 1.1$; (b3) $I_{\text{in}} \approx 1.30$ i $r = 3.4$; (b4) $I_{\text{in}} \approx 1.95$ i $r = 2.6$] **(c)** trodimenzionalni prikaz numerički proračunate distribucije intenziteta za nelinearnost pri kojoj dolazi do formiranja solitarnog stanja.

Eksperimentalni i numerički rezultati za snopove različitih faznih distribucija, sa π faznom razlikom, prikazani su na Slici 6.4. Prilikom povećavanja snage probnog snopa u eksperimentu, $P_{\text{in}} \approx \{237, 475, 950, 1.425\} \text{ nW}$ (Slike 6.4a1-a4, respektivno) situacija se kompletno menja. Dva glavna

loba se ne preklapaju usled linije separacije destruktivne interferencije u sredini između snopova. Kao posledica toga, grade se dva lokalizovana solitarna stanja i stabilno propagiraju kao par tokom velikih rastojanja. Nelinearnost dovodi do toga da za ovu kompleksnu interakciju između dva snopa kao posledica dolazi do kompenzacije ubrzanja. U slučaju eksperimenta faktor intenziteta je iznosio $r = \{1.0, 0.9, 1.1, 2.0\}$ (Slike 6.4a1-a4, respektivno).



Slika 6.4 Nelinearna interakcija dva Eirijeva snopa sa π faznom razlikom. **(a)** Eksperimentalni rezultati za različite vrednosti snage probnog snopa P_{in} i faktora intenziteta r [(a1) $P_{\text{in}} \approx 237 \text{ nW}$ i $r = 1.0$; (a2) $P_{\text{in}} \approx 475 \text{ nW}$ i $r = 0.9$; (a3) $P_{\text{in}} \approx 950 \text{ nW}$ i $r = 1.1$; (a4) $P_{\text{in}} \approx 1.425 \text{ nW}$ i $r = 2.0$] **(b)** Rezultati iz odgovarajućih numeričkih simulacija za različite vrednosti intenziteta snopa I_{in} i faktora intenziteta r , [(b1) $I_{\text{in}} \approx 0.42$ i $r = 1.1$; (b2) $I_{\text{in}} \approx 0.83$ i $r = 1.1$; (b3) $I_{\text{in}} \approx 1.67$ i $r = 1.2$; (b4) $I_{\text{in}} \approx 2.50$ i $r = 1.9$] **(c)** trodimenzionalni prikaz numerički proračunate distribucije intenziteta za nelinearnost pri kojoj dolazi do formiranja stanja solitarnog para.

Poređenje između eksperimentalnih rezultata (Slika 6.4a) i numeričke simulacije prikazane na Slici 6.4b i 6.4c pokazuje veoma dobro ukupno slaganje. Prema različitim snagama probnog snopa u eksperimentu, simulirana je nelinearna propagacija za odgovarajuće ulazne intenzitete $I_{\text{in}} \approx \{0.42, 0.83, 1.67, 2.50\}$ (Slike 6.4b1-b4, respektivno). Izlazni profili, kao i faktor intenziteta, koji u slučaju numerike iznosi $r = \{1.1, 1.1, 1.2, 1.9\}$ (Slike 6.4b1-b4, respektivno) savršeno se slažu sa realnom obzervacijom u eksperimentu. Ovo verifikuje da implementirane numeričke metode i u ovom slučaju

egzaktno opisuju realnu situaciju i opravdavaju uključivanje numeričkih simulacija radi dobijanja detalja o tome do kakve dinamike dolazi prilikom nelinearne propagacije u SBN kristalu. Kao što je i prethodno navedeno, u eksperimentu ovi podaci nisu dostupni usled osnovnih fizičkih razloga.

Slika 6.4c prikazuje zapreminsko renderovanje numerički dobijenih distribucija intenziteta tokom nelinearne propagacije. Formacija dva lokalizovana stanja, solitarnog para, je jasno vidljiva. Dok se tokom procesa izgradnje mogu primetiti modulacije u obliku i intenzitetu kod oba solitarna stanja (takođe usled prolaženja ostalih susednih lobova inicijalnih Eirijeve snopova), posle nekog rastojanja propagacije situacija se stabilizuje i solitarni par propagira gotovo nepromenjeno osim malog oscilovanja. Označena ravan na Slici 6.4c odgovara dužini SBN kristala (20 mm) i slikama intenziteta na izlazu iz kristala (Slike 6.4a i 6.4b).

Uvedeni sa inicijalnom faznom razlikom, ova dva solitona takođe imaju faznu razliku od π i samim tim odbijaju jedan drugog, kao što je slučaj i kod fundamentalnih solitona [85]. Dakle, oni propagiraju na ravnim linijama ali sa malom divergencijom, kao što se može videti na Slici 6.4c. Preostali lobovi inicijalno lansiranih Eirijeve snopova dalje prate svoje parabolične trajektorije i ubrzo odlaze van zapremine kristala.

6.2.2 Nelinearna interakcija četiri Eirijeva snopa

Posle ispitivanja nelinearnih procesa za osnovni slučaj dva interagujuća Eirijeva snopa, sada se prelazi na malo složeniju konfiguraciju, slučaj gde se sintetizuju četiri snopa. Četiri Eirijeva snopa se kombinuju na način da se njihove trajektorije ukrste, kao i u linearnom režimu. U osnovi, četiri snopa dozvoljavaju više od dve fazne konfiguracije, uprkos tome istraživanje je ograničeno na dva slučaja: bilo da su svi snopovi u fazi, bilo da su π fazno pomereni u odnosu na susedni snop. Ova dva slučaja daju kompletno različite rezultate.

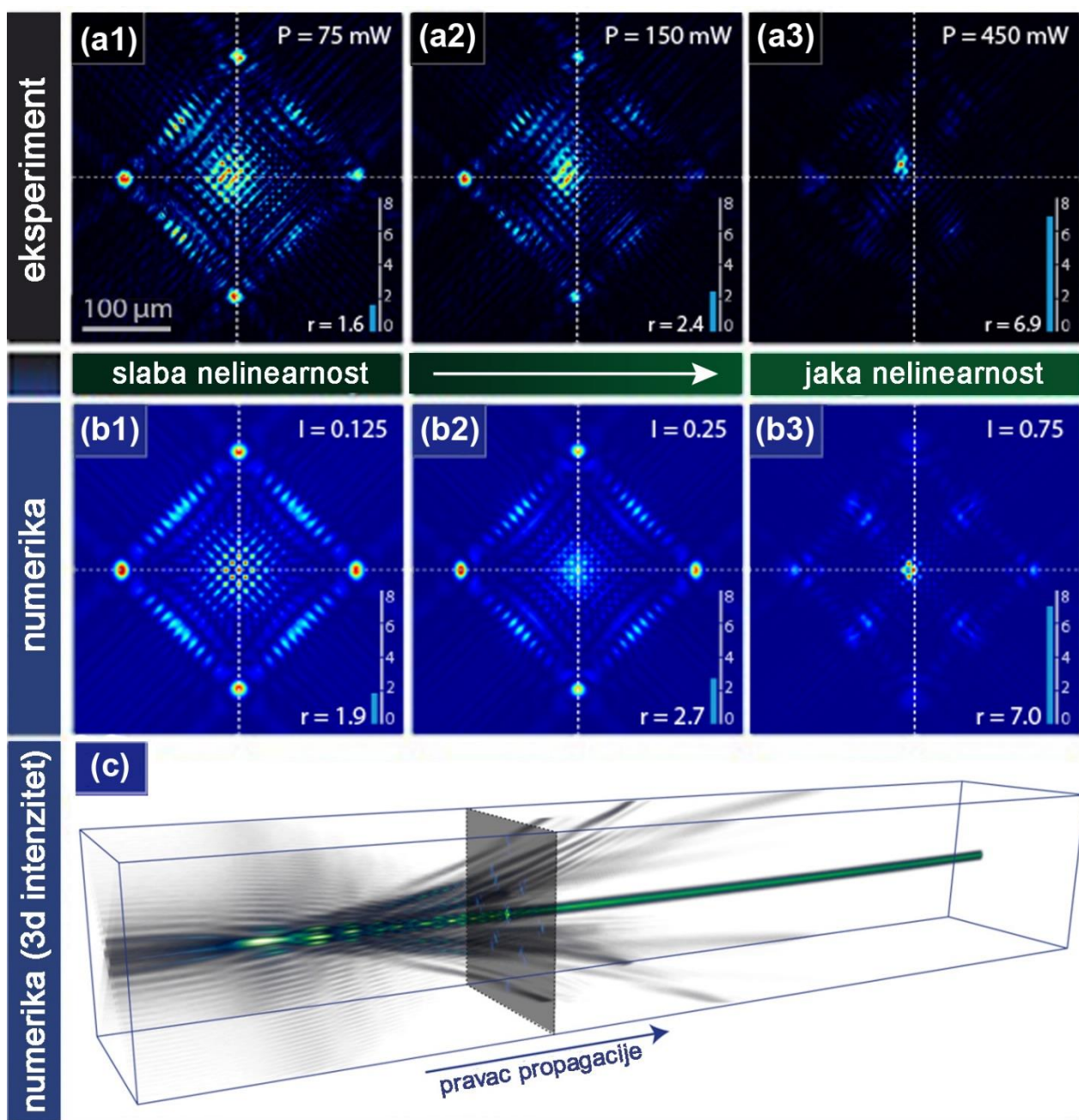
Za slučaj gde su svi snopovi u fazi, rezultati su prikazani na Slici 6.5. Iako struktura transversalnog intenziteta na izlazu iz kristala izgleda drugačije u slučaju četiri superponirana snopa, generalno, nelinearno ponašanje je jako slično slučaju sa dva Eirijeva snopa u fazi (Slika 6.3). Sa povećavanjem nelinearnosti, intenzitet se lokalizuje u sredini i formira stabilno solitarno stanje koje nastaje iz konstruktivne interferencije snopova u oblasti ukrštanja njihovih trajektorija. Eksperimentalni rezultati za tri različita intenziteta snopa $P_{in} \approx \{0.5, 1.0, 3.0\} \mu W$ (Slike 6.5a1-a3, respektivno) jasno pokazuju opisano formiranje solitarnog stanja kao prelaz od četiri odvojena Eirijeva glavna loba (Slika 6.5a1) do lokalizovanog stanja visokog intenziteta (Slika 6.5a3). Ovde, odnos r između maksimalnog intenziteta na ulazu u intenziteta pika izgrađenog solitarnog stanja je mnogo veće u poređenju sa slučajem od dva snopa, što je razumljivo jer je u pitanju spajanje četiri snopa. U slučaju eksperimenta faktor intenziteta je iznosio $r = \{1.6, 2.4, 6.9\}$ (Slike 6.5a1-a3, respektivno).

Poređenje između eksperimentalnih rezultata (Slika 6.5a) i numeričke simulacije prikazane na Slici 6.5b i 6.5c pokazuje i ovaj put veoma dobro ukupno slaganje. Prema različitim snagama probnog snopa u eksperimentu, simulirana je nelinearna propagacija za odgovarajuće ulazne intenzitete $I_{in} \approx \{0.125, 0.25, 0.75\}$ (Slike 6.5b1-b3, respektivno). Izlazni profili, kao i faktor intenziteta, koji u slučaju numerike iznosi $r = \{1.9, 2.7, 7.0\}$ (Slike 6.5b1-b3, respektivno) savršeno se slažu sa realnom observacijom u eksperimentu.

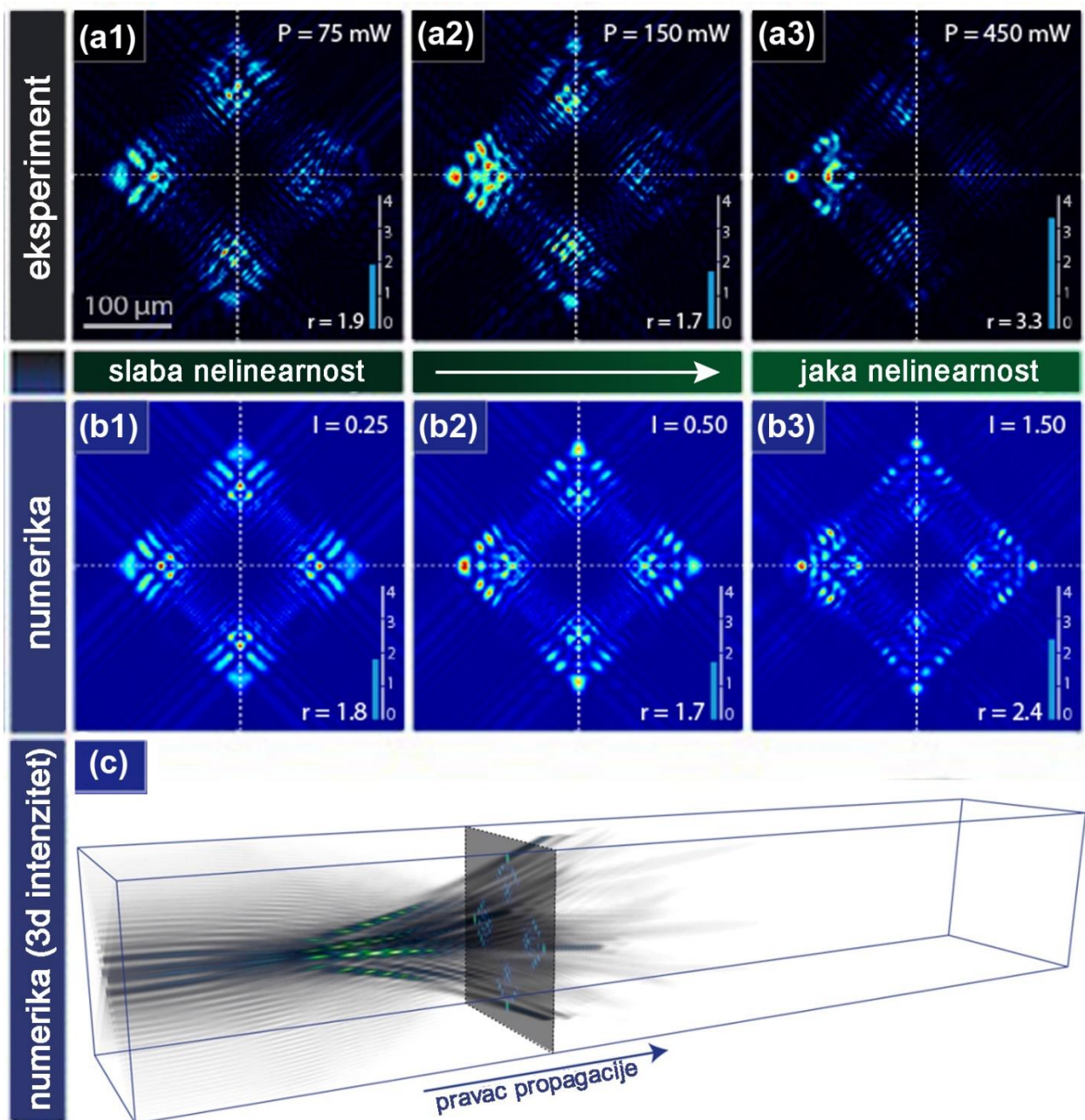
Situacija se kompletno menja za konfiguraciju četiri snopa sa π faznom razlikom između susednih snopova. Odgovarajući rezultati su prikazani na Slici 6.6. Eksperimentalni rezultati za tri različita intenziteta snopa $P_{in} \approx \{0.5, 1.0, 3.0\} \mu W$ (Slike 6.6a1-a3, respektivno) jasno pokazuju da ovde u suprotnosti sa ostalim prikazanim slučajevima, ovde ne dolazi do formiranja ni pravilnog solitona ni para ili grupe solitona. U slučaju eksperimenta faktor intenziteta je iznosio $r = \{1.9, 1.7, 3.3\}$ (Slike 6.6a1-a3, respektivno).

Poređenje između eksperimentalnih rezultata (Slika 6.6a) i numeričke simulacije prikazane na Slici 6.6b i 6.6c pokazuje veoma dobro ukupno slaganje. Prema različitim snagama probnog snopa u eksperimentu, simulirana je nelinearna propagacija za odgovarajuće ulazne intenzitete $I_{in} \approx \{0.25, 0.50, 1.50\}$ (Slike 6.6b1-b3, respektivno). Izlazni profili, kao i faktor intenziteta, koji u slučaju numerike iznosi $r = \{1.8, 1.7, 2.4\}$ (Slike 6.6b1-b3, respektivno) savršeno se slažu sa realnom observacijom u eksperimentu.

Usled faznih razlika, ne javlja se mesto visokog intenziteta usled interferencije na preseku trajektorija snopova koje bi moglo da proizvede soliton. Čak štaviše, zaostali susedni lobovi četiri Eirijeva snopa sprečavaju izgradnju solitarnog stanja ili klastera, kao što je posmatrano u prethodnom slučaju za dva snopa (Slika 6.4). Kod većih intenziteta, intenzitet teži da se lokalizuje pretežno sa jedne strane (Slika 6.6a3) i nastavlja prostiranje sve dalje od centra.



Slika 6.5 Nelinearna interakcija četiri Eirijeva snopa u fazi. **(a)** Eksperimentalni rezultati za različite vrednosti snage probnog snopa P_{in} i faktora intenziteta r , [(**a1**) $P_{\text{in}} \approx 0.5 \mu\text{W}$ i $r = 1.6$; (**a2**) $P_{\text{in}} \approx 1.0 \mu\text{W}$ i $r = 2.4$; (**a3**) $P_{\text{in}} \approx 3.0 \mu\text{W}$ i $r = 6.9$] **(b)** Rezultati iz odgovarajućih numeričkih simulacija za različite vrednosti intenziteta snopa I_{in} i faktora intenziteta r , [(**b1**) $I_{\text{in}} \approx 0.125$ i $r = 1.9$; (**b2**) $I_{\text{in}} \approx 0.25$ i $r = 2.7$; (**b3**) $I_{\text{in}} \approx 0.75$ i $r = 7.0$] **(c)** trodimenzionalni prikaz numerički proračunate distribucije intenziteta za jaku nelinearnost pri kojoj dolazi do formiranja solitarnog stanja.



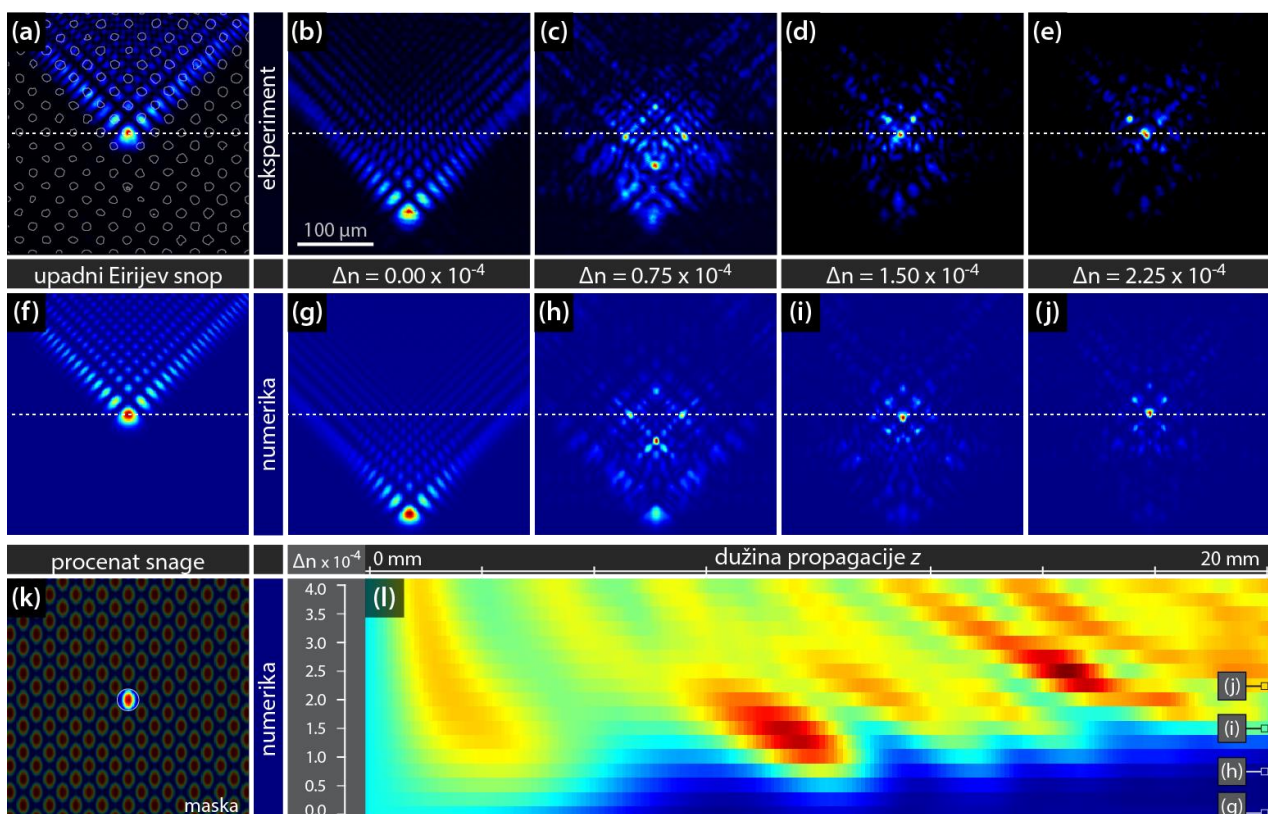
Slika 6.6 Nelinearna interakcija četiri Eirijeva snopa sa π faznom razlikom. **(a)** Eksperimentalni rezultati za različite vrednosti snage probnog snopa P_{in} i faktora intenziteta r , [(a1) $P_{\text{in}} \approx 0.5 \mu\text{W}$ i $r = 1.9$; (a2) $P_{\text{in}} \approx 1.0 \mu\text{W}$ i $r = 1.7$; (a3) $P_{\text{in}} \approx 3.0 \mu\text{W}$ i $r = 3.3$] **(b)** Rezultati iz odgovarajućih numeričkih simulacija za različite vrednosti intenziteta snopa I_{in} i faktora intenziteta r , [(b1) $I_{\text{in}} \approx 0.25$ i $r = 1.8$; (b2) $I_{\text{in}} \approx 0.50$ i $r = 1.7$; (b3) $I_{\text{in}} \approx 1.50$ i $r = 2.4$] **(c)** trodimenzionalni prikaz numerički proračunate distribucije intenziteta za jaku nelinearnost.

Ako se uporede svi rezultati nelinearne interakcije dva i četiri Eirijeva snopa, može se identifikovati tri različita tipa nelinearne dinamike. Prvo, u svim slučajevima gde se sintetizuju snopovi u fazi, interakcija vodi do **formiranja jednog stabilnog prostornog solitarnog stanja** iniciranog visokim intenzitetom koji je rezultat konstruktivne interferencije glavnih lobova. Drugi tip, **formiranje solitarnog para**, može se posmatrati ako dođe do superponiranja sa faznom razlikom od π . Za ova dva tipa ubrzanje inicijalnih Eirijevih snopova je kompenzovano, vodeći do pravolinijskih oblika propagacije. Interesantno da postoji i treći tip gde **ne dolazi do javljanja**

solitarnih struktura, čak i za iste intenzitete i nelinearnosti. Ovo se može posmatrati ako četiri Eirijeva snopa superponiramo sa π faznom razlikom kao što je urađeno u primeru. Za ovu konfiguraciju nelinearna dinamika pokazuje trend razbijanja simetrije koje zavisi kritično od malih perturbacija i asimetrija u sistemu. Usmerena difuzija slobodnih nosilaca unutar fotorefraktivnog SBN kristala uzrokuje takvu asimetriju, koja je takođe odgovorna za horizontalni pomeraj ostalih solitarnih rešenja, kao što je iznad navedeno.

6.3 Dvodimenzionalni Eirijevi snopovi u fotonskim rešetkama

U ovom delu, ispitivan je uticaj optički indukovane fotonske rešetke na transversalno samoubrzanje pojedinačnog dvodimenzionalnih Eirijevog snopa. Fokus je postavljen na kompeticiju između samo-savrtljive propagacije Eirijevih snopova i vođenja talasa i diskretnih difrakcionih efekata na fotonsku rešetku. Iz tog razloga, sukcesivno je povećavana jačina indukovane modulacije indeksa prelamanja i posmatran efekat na samoubrzanje snopa. Tokom povećavanja jačine rešetke, Eirijev snop efikasnije pobuđuje različite linearne Blohove modove rešetke koji sprečavaju transversalno samoubrzavanje Eirijevog snopa. Ovo rezultuje efektivnim smanjivanjem samoubrzanja, koje se za određenu vrednost indukovane modulacije indeksa prelamanja kompletno zaustavlja.



Slika 6.7 Prostiranje Eirijevog snopa u regularnoj kvadratnoj rešetci. **(a)** Eirijev snop na ulazu u kristal, u eksperimentu, (položaj rešetke u odnosu na snop je prikazan matricom belih kružnica); **(b)-(e)** Eksperimentalno zabeležena distribucija intenziteta na izlazu iz kristala za različite vrednosti promene indeksa prelamanja Δn . **(f)** Eirijev snop na ulazu u kristal u numerici; **(g)-(j)** Distribucija intenziteta na izlazu iz kristala za različite vrednosti promene indeksa prelamanja Δn , dobijena u numerici; **(k)** Maska za proračun procenta snage snopa koji prođe kroz centralni talasovod rešetke; **(l)** Prikaz zavisnosti procenta snage Eirijevog snopa u upadnom talasovodu rešetke od promene indeksa prelamanja Δn i dužine propagacije.

Slika 6.7 sumira rezultate u odnosu na propagaciju Eirijevog snopa unutar regularne fotonske rešetke. Gornji red (Slike 6.7a-e) sadrži eksperimentalne rezultate, dok su odgovarajuće numeričke simulacije prikazane u drugom redu (Slike 6.7f-j). Prve dve kolone predstavljaju rekapitulaciju tipičnog transversalnog pomeraja Eirijevog snopa koji propagira između prednje (Slike 6.7a i 6.7f) i zadnje strane (Slike 6.7b i 6.7g) homogenog SBN kristala. Zatim se Eirijev snop propušta kroz indukovanu fotonsku rešetku sa glavnim lobom postavljenim naspram centralnog talasovoda rešetke.

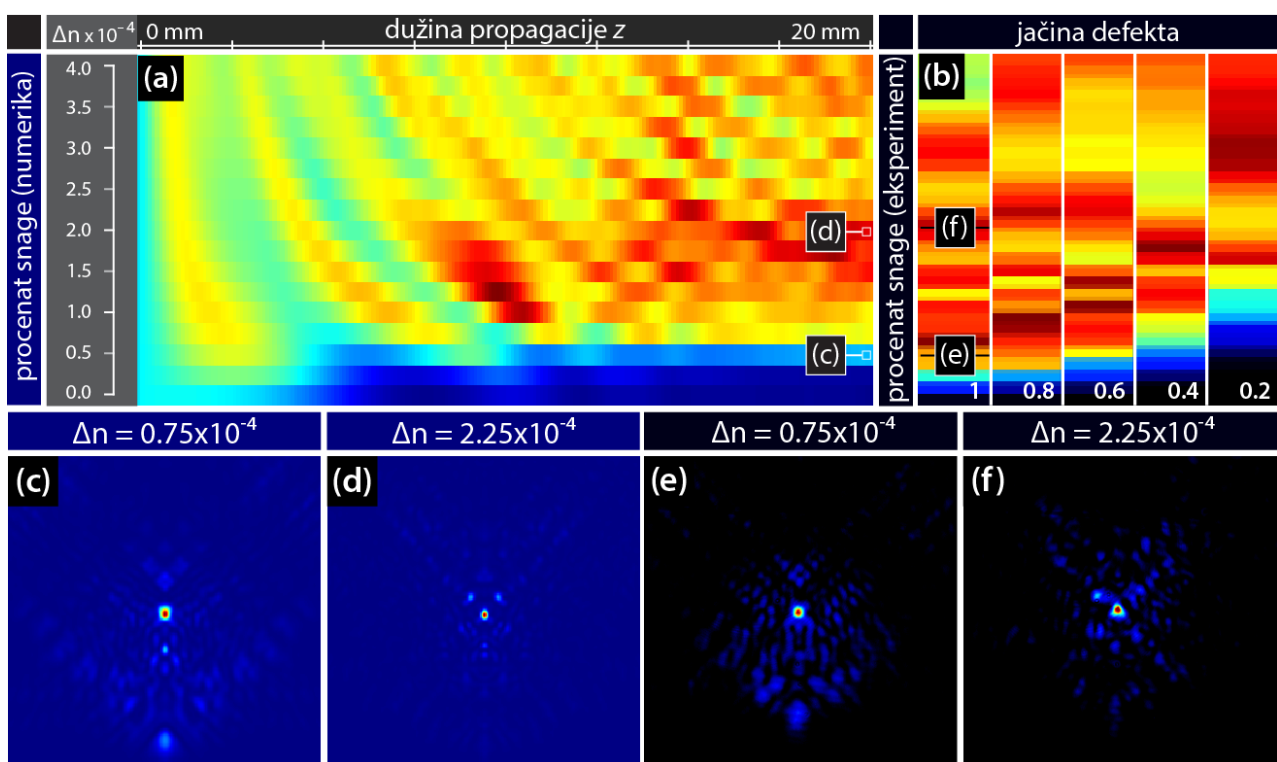
Kako modulacija indeksa prelamanja raste, interakcija Eirijevog snopa sa delovima rešetke postaje jača i kao posledica toga javlja se efekat sprečavanja savijanja snopa. Eksperimentalni rezultati (Slike 6.7c-e), kao i numerika (Slike 6.7h-j) jasno pokazuju ometanje samoubrzanja Eirijevog snopa. U zavisnosti od jačine rešetke, različite vrste diskretnih struktura se javljaju sve do onog trenutka kad jačina rešetke konačno totalno potisne samoubrzanje Eirijevog snopa.

Da bi se dobila detaljnija slika dinamike propagacije, posmatra se odnos između vođene snage u centralnom talasovodu rešetke i ukupne snage Eirijevog snopa kao funkcija jačine rešetke i dužine propagacije. Na Slici 6.7l prikazani su numerički rezultati ovog odnosa. Pomoću ove redukovane prezentacije u mogućnosti smo da prikažemo ključni potpis kompleksne evolucije Eirijevog snopa tokom propagacije za različite jačine rešetke. Ovo nam ilustruje, prostorno razlučeno, koliko energije je vođeno centralnim talasovodom rešetke i samim tim koliko jako je Eirijev snop ometen od strane rešetke. Zasenčena površina na Slici 6.7k predstavlja masku za proračun snage u centralnom talasovodu. Ovaj graf jasno demonstrira uticaj optički indukovane fotonske rešetke kao i potiskivanje samoubrzanja i savijanje Eirijevog snopa. Za određene vrednosti Δn mogu se videti oscilacije snage snopa u centralnom talasovodu duž rastojanja propagacije. Ovo se dešava usled osobine samozakretanja Eirijevog snopa i uticaja centralnog talasovoda ne samo na glavni već i na okolne lobove koji se preklapaju sa ovim određenim talasovodom tokom propagacije. Kao rezultat, javlja se deo snage koji potiče iz okolnih lobova a koji možemo da posmatramo u centralnom talasovodu za neka rastojanja propagacije. Za veće modulacije indeksa prelamanja, Δn , može se posmatrati lokalizacija velikog dela snage snopa u centralnom talasovodu pošto snop napusti kristal. Opet, da bi eksperimentalno kontrolisali dubinu modulacije indeksa prelamanja koristi se vremenska zavisnost upisivanja indukovane rešetke, koja raste monotono sa vremenom upisivanja.

Nasuprot odgovarajućoj situaciji propagacije jednodimenzionalnog Eirijevog snopa u nizu talasovoda [86], ovde lokalizacija dvodimenzionalnog Eirijevog snopa na izlazu iz kristala strogo zavisi od jačine fotonske rešetke, što se takođe može videti sa desne strane Slike 6.7l. Ovo različito ponašanje se može objasniti činjenicom da u dve dimenzije svaki talasovod rešetke ima četiri susedna talasovoda (u jednoj dimenziji samo dva). Iz tog razloga, u ovom slučaju se interakcija Eirijevog snopa koji se propušta glavnim lobom kroz centralni talasovod rešetke drugačije izražava. Ovakva zavisnost lokalizacije snopa od jačine rešetke se može iskoristiti za realizaciju brzih prekidača ili rutera za Eirijeve snopove bazirano na njihovoj polarizaciji.

6.4 Propagacija Eirijevog snopa u fotonskoj rešetci sa različitim defektima

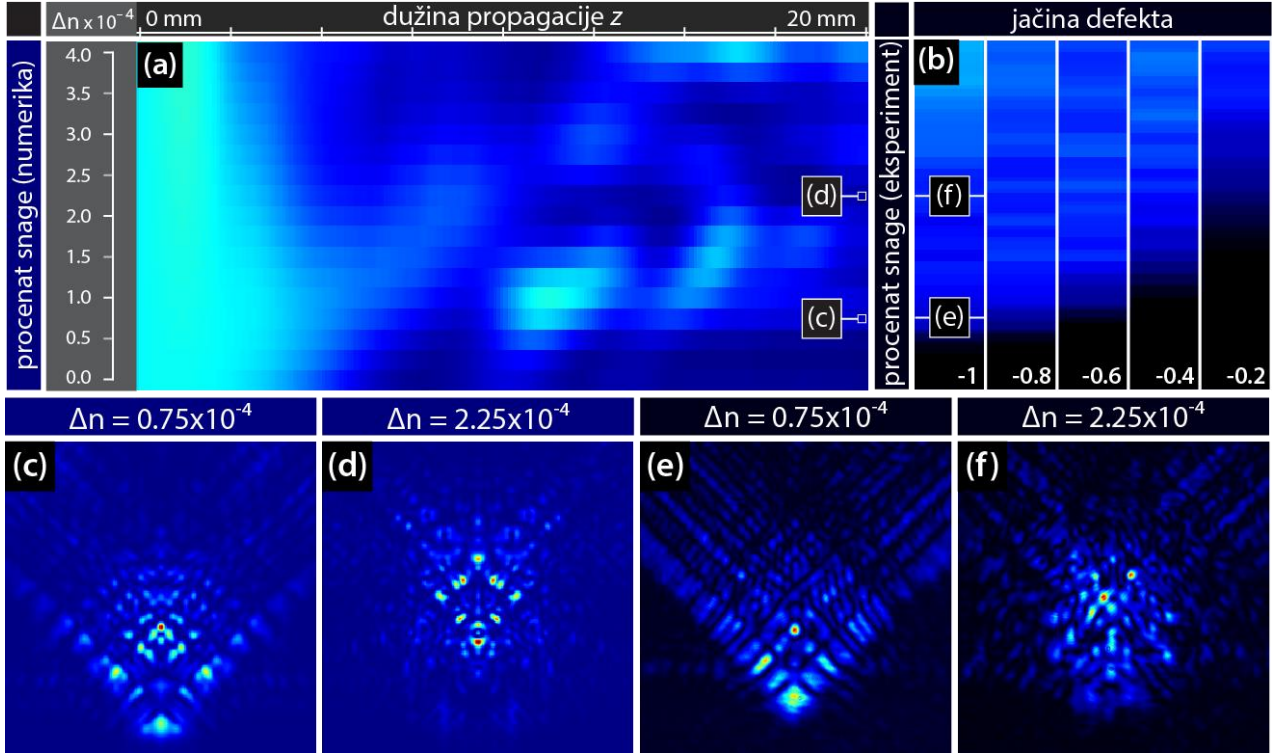
Na Slikama 6.8 i 6.9 prikazani su eksperimentalni i numerički rezultati prostiranja pojedinačnog dvodimenzionalnog Eirijevog snopa kroz SBN kristal sa optički indukovanom kvadratnom rešetkom sa pozitivnim ili negativnim optičkim defektom u centralnom talasovodu rešetke. Numerički rezultati za procenat snage u centralnom talasovodu rešetke kao funkcija dužine propagacije z i modulacije indeksa prelamanja Δn prikazani su kao paneli na Slikama 6.8a i 6.9a. Izabrane su dve vrednosti promene indeksa prelamanja u centralnom talasovodu (optičkog defekta), $\Delta n = 0.75 \times 10^{-4}$ (Slika 6.8c i 6.9c) i $\Delta n = 2.25 \times 10^{-4}$ (Slika 6.8d i 6.9d) i za njih je prikazan profil intenziteta Eirijevog snopa na izlazu iz kristala. Pozicije koje odgovaraju ovim profilima intenziteta su označene slovima (c) i (d) na grafiku procenta snage (Slike 6.8a i 6.9a).



Slika 6.8 Prostiranje Eirijevog snopa kroz rešetku sa različitim jačinama pozitivnih optičkih defekata. **(a)** Numerički rezultati ispitivanja zavisnosti snage Eirijevog snopa u određenom defektu od promene indeksa prelamanja Δn i dužine propagacije z ; **(b)** Eksperimentalno posmatran procenat snage Eirijevog snopa kroz određeni defekt kao funkcije promene indeksa prelamanja Δn i jačine defekta S_d ; **(c, d)** Numerički rezultati distribucije intenziteta Eirijevog snopa na izlazu iz kristala za dve jačine defekta; **(e, f)** Eksperimentalni rezultati distribucije intenziteta na izlazu iz kristala za odgovarajuće dve jačine defekta.

Pošto u eksperimentu nije moguće snimiti longitudinalni intenzitet unutar i duž nehomogenog SBN kristala ograničenje je samo na profilima intenziteta snopa na izlasku iz kristala. Na Slikama 6.8b i 6.9b prikazan je eksperimentalno mereni odnos snage na izlazu iz kristala prikazan u funkciji modulacije indeksa prelamanja i jačine defekta. Eksperiment je ponovljen za pet različitih jačina defekata i to za obe vrste defekata, pozitivne i negativne, i snimljen profil intenziteta Eirijevog snopa na izlazu iz kristala. Moduo jačine defekta S_d je dat preko odnosa intenziteta pika diskretnog (snopa za formiranje kvadratne rešetke) i Beselovog nedifragujućeg snopa, dok je znak određen pravcem

primenjenog električnog polja. U eksperimentu su selektovane dve reprezentativne jačine rešetke Δn kako bi se pokazao profil intenziteta Eirijeovog snopa na izlazu iz kristala (paneli (e) i (f)). Njihove pozicije u plotu eksperimentalno dobijenog odnosa snage (Slike 6.8b i 6.9b) označene su slovima (e) i (f).



Slika 6.9 Prostiranje Eirijeovog snopa kroz rešetku sa različitim jačinama negativnih optičkih defekata. **(a)** Numerički rezultati ispitivanja zavisnosti snage Eirijeovog snopa u određenom defektu od promene indeksa prelamanja Δn i dužine propagacije z ; **(b)** Eksperimentalno posmatran procenat snage Eirijeovog snopa kroz određeni defekt kao funkcija promene indeksa prelamanja Δn i jačine defekta S_d . **(c, d)** Numerički rezultati distribucije intenziteta Eirijeovog snopa na izlazu iz kristala za dve jačine defekta. **(e, f)** Eksperimentalni rezultati distribucije intenziteta na izlazu iz kristala za odgovarajuće dve jačine defekta.

Ovi rezultati ilustruju jaku zavisnost propagacije i osobina Eirijeovog snopa, pre svega transversalnog ubrzanja, od dubine rešetke, kao i jačine defekata. Pozitivni defekat (Slika 6.8a) strogo pojačava lokalizaciju snage Eirijeovog snopa u talasovodu defekta, dok u slučaju negativnog defekta (Slika 6.9a) dolazi do redukcije snage snopa i totalne delokalizacije za dovoljno veliku jačinu defekta.

Poglavlje 7

Zaključak

Istraživanje interakcije svetlosti sa materijom dovelo je do mogućnosti dizajniranja snopova sa kontrolisanom fazom, polarizacijom i intenzitetom i do rađanja nove discipline fizike, *fizike kompleksne svetlosti*.

Otkriće Eirijevih snopova i mogućnost njihove manipulacije otvorilo je široko polje istraživanja potencijalnih primena Eirijevih snopova u različitim oblastima fizike, počevši od mikromanipulacije česticama i ćelijama, kao optički raspršivači, laserske mikroobrade materijala, optičkih rutera, autofokusirajućih snopova, pa do ultrabrzih samoubrzavajućih impulsa.

Poznato je da je kontrolisanje propagacije svetlosti samom svetlošću (nelinearnom interakcijom) ključan faktor za realizaciju naprednih potpuno optičkih tehnologija. Jedan od obećavajućih pristupa ovom cilju koji je bio i jedan od osnovnih ciljeva istraživanja opisanih u ovoj tezi jeste primena Eirijevih snopova i mogućnost da se modulacijom transverznog ubrzanja Eirijevih snopova kontroliše prostiranje svetlosti u fotorefraktivnom materijalu.

Rezultati opisani u ovoj tezi predstavljaju originalni doprinos istraživanjima kompleksne svetlosti u modernoj linearnoj i nelinearnoj fotonici kao i u fizici optičkih materijala. U uvodu ove teze objašnjene su osnovne osobine kompleksne svetlosti i nedifragujućih talasa i dat je pregled dosadašnjih istraživanja u ovoj oblasti. Posle detaljnog opisa koncepta nedifragujućih snopova i posebne klase samoubrzavajućih Eirijevih snopova kao i kratkog osvrt na značaj fotonskih kristala u istraživanjima nelinearne optike, teorijskog modela i eksperimentalnih metoda korišćenih u opisanim eksperimentima, dat je prikaz rezultata.

U prvom delu prikazanih rezultata disertacije, predstavljena je prva eksperimentalna i numerička studija o nelinearnoj interakciji više dvodimenzionalnih Eirijevih snopova. Kao najvažniji rezultat, demonstrirana je mogućnost dizajniranja kompleksnih solitarnih struktura kontrolišući nelinearne interakcije više ubrzanih snopova. Ispitivanje nelinearne dinamike superponiranih Eirijevih snopova za različite konfiguracije (broj snopova, fazne relacije, intenzitet), otvorilo je mogućnost kontrole formiranja pravolinijskih propagirajućih solitarnih stanja ili parova.

U drugom delu prikazanih rezultata disertacije, opisano je ispitivanje dinamike propagacije samoubrzavajućih dvodimenzionalnih Eirijevih snopova u dvodimenzionalnim fotonskim rešetkama sa i bez defekata. Eksperimentalno je otkriveno a teorijskim modelom i potvrđeno da povećanje modulacije indeksa prelamanja ("dubine" rešetke – globalne promene indeksa prelamanja rešetke reda veličine 10^{-4}) redukuje ubrzanje Eirijevog snopa i dovodi do formiranja diskretnih snopova rešetke (što predstavlja dvodimenzionalni Eirijev snop usporen pod uticajem modulacije indeksa prelamanja na mestu upisane kvadratne fotonske rešetke u SBN:Ce kristalu).

Takođe je potvrđeno da optički defekti (koji predstavljaju lokalnu promenu indeksa prelamanja rešetke) značajno utiču na promenu dinamike snopa. Za pozitivne defekte ($n > n_{rešetke}$), lokalizacija je značajno povećana, dok se kod negativnih defekata ($n < n_{rešetke}$), situacija menja i dolazi do značajnog slabljenja intenziteta Eirijevog snopa (snage) duž pravca optičkog defekta.

Izuzetno je značajno da se rezultati dobijeni i opisani u ovoj tezi mogu generalizovati i na druge tipove optički indukovanih rešetki i defekata, uključujući i nešto kompleksnije ili čak i trodimenzionalne rešetke. Isto tako, i druge klase samoubrzavajućih nedifragujućih optičkih snopova se mogu kontrolisati koristeći prezentovane ideje i metode, što prikazane rezultate čini posebno značajnim i atraktivnim.

Prikazani eksperimentalni rezultati i metode nisu samo osnova za dalja fundamentalna ispitivanja interakcije ostalih tipova nedifragujućih snopova već takođe nude praktično neograničene mogućnosti za kontrolu, obradu i prenos informacija u modernim optičkim tehnologijama.

Pored toga, opisani rezultati su značajni i za druge oblasti fizike kao što je kvantna gravitacija gde bi mogli da pomognu u ispitivanju postojanja nelinearne samointerakcije (opisane Šredinger-Njutnovom jednačinom) kao i u kvantnoj holografiji, spektroskopiji i fizici materijala (interakciji kompleksne svetlosti sa materijom).

Mogućnost kontrolisanja talasnog fronta, tzv. strukturiranja svetlosti i njene propagacije kroz materijalnu sredinu predstavlja jedno od najznačajnijih dostignuća ljudskog duha u modernoj fotonici i fizici optičkih materijala. Ova teza predstavlja jedan od prvih koraka ka dubljem razumevanju propagacije posebne klase Eirijevih snopova, samoubrzavajućih nedifragujućih snopova, njihove međusobne interakcije kao i njihove interakcije sa materijom u linearnom i nelinearnom režimu.

Literatura

- [1] THE FERMI-LAT COLLABORATION, “A gamma-ray determination of the Universe’s star formation history”, *Science*, Vol **362**, Issue 6418, pp. 1031-1034, (2018).
- [2] M. V. Trushin, “Light-mediated “conversation” among microorganisms”, *Microbiological Research*, Volume **159**, Issue 1, 2004, Pages 1-10, ISSN 0944-5013, (2004).
- [3] T. Verbiest, K. Clays, V. Rodriguez, ***Second-Order Nonlinear Optical Characterization Techniques: An introduction***, (Taylor & Francis, 2009).
- [4] R. Bansal, ***Fundamentals of Engineering Electromagnetics*** 1st Edition, (CRC Press, 2006).
- [5] M. Born and E. Wolf, ***Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light***, 6th ed., (Cambridge University Press, 1998).
- [6] H. A. Willebrand and B. S. Ghuman, “Fiber optics without fiber”, *IEEE Spectrum* 38(8) (2001).
- [7] J. W. Goodman, ***Introduction to Fourier Optics***, 2nd ed., (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [8] S. Okazaki, “Resolution limits of optical lithography”, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 2829–2833 (1991).
- [9] T. Ito and S. Okazaki, “Pushing the limits of lithography”, *Nature* **406**, 1027–1031 (2000).
- [10] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, “Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles”, *Opt. Lett.* **11**, 288–290 (1986).
- [11] J. E. Curtis, B. A. Koss, and D. G. Grier, “Dynamic holographic optical tweezers”, *Opt. Commun.* **207**, 169–175 (2002).
- [12] <https://www.britishmuseum.org>
- [13] Iam-Choon Khoo, Bahaa E. A. Saleh, ***Liquid Crystals***, 2nd Edition, (Wiley, 2007).
- [14] Dr Jeff Secor, Prof Robert Alfano, Dr Solyman Ashrafi, ***Complex Light***, (IOP Publishing Ltd 2017).
- [15] Klar T. A., Jakobs S., Dyba M., Egner A. and Hell S. W., “Fluorescence microscopy with diffraction resolution barrier broken by stimulated emission”, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **97** 8206–10, (2000).

- [16] M. G. L. Gustafsson, “Nonlinear structured-illumination microscopy: wide-field fluorescence imaging with theoretically unlimited resolution”, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **102** 13081–6, (2005).
- [17] A. E. Wilner et al, “Optical communications using orbital angular momentum beams”, *Adv. Opt. Photonics* **7** 66–106, (2015).
- [18] M. Padgett and R. Bowman, “Tweezers with a twist”, *Nat. Photonics* **5** 343, (2011).
- [19] K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori and A. V. Zayats, “Spin–orbit interactions of Light”, *Nat. Photonics* **9**, 796–808, (2015).
- [20] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, (McGraw-Hill, New York, 1941).
- [21] J. Durnin, J. J. Miceli i J. H. Eberly, „Diffraction-free beams“, *Phys. Rev. Lett.*, Vol **58**, str. 1499–1501, (1987).
- [22] J. Durnin, “Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory”, *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, 651 (1987).
- [23] Z. Bouchal, “Nondiffracting optical beams: physical properties, experiments, and applications”, *Czechoslovak Journal of Physics*, **53**, 537 (2003).
- [24] G. A. Siviloglou and D. N. Christodoulides, “Accelerating finite energy Airy beams,” *Opt. Lett.* **32**, 979-981 (2007).
- [25] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, “Observation of accelerating Airy beams,” *Phys. Rev. Lett.* **99**, 213901, (2007).
- [26] M. V. Berry and C. Upstill, „IV catastrophe optics: morphologies of caustics and their diffraction patterns,“ *Progress in optics* **18**, 257-346, (1980).
- [27] Y. A. Kravtsov and Y. I. Orlov, *Caustics, Catastrophes and Wave Fields*, (Springer, Berlin, 1999).
- [28] N. K. Efremidis, Z. Chen, M. Segev, and D. N. Christodoulides, “Airy beams and accelerating waves: an overview of recent advances”, *Optica* **6**, 686-701, (2019).
- [29] J. Broky, G. A. Siviloglou, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, „Self-healing properties of optical Airy beams,“ *Opt. Express* **16**, 12880-12891, (2008).
- [30] Z. Bouchal, J. Wagner, and M. Chlup. “Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam,” *Opt. Commun.* **151**, 207-211, (1998).
- [31] X. Chu, “Evolution of Airy beam in turbulence,” *Opt. Lett.* **36**, 2701-2703 (2011).
- [32] J. Baumgartl, M. Mazilu, and K. Dholakia, „Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets,“ *Nat. Photon.* **2**, 675 (2008).
- [33] A. Mathis, F. Courvoisier, L. Froehly, L. Furfaro, M. Jacquot, P. Lacourt, and J. Dudley, “Micromachining along a curve: Femtosecond laser micromachining of curved profiles in diamond and silicon using accelerating beams,” *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012).

- [34] P. Rose, F. Diebel, M. Boguslawski, and C. Denz, "Airy beam induced optical routing" Appl. Phys. Lett. **102**, 101101 (2013).
- [35] N. K. Efremidis, "Airy trajectory engineering in dynamic linear index potentials," Opt. Lett. **36**, 3006-3008 (2011).
- [36] A. Chong, W. H. Renninger, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Airy-Bessel wave packets as versatile linear light bullets," Nat. Photonics **4**, 103 (2010).
- [37] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, (Academic Press, San Diego, 2003).
- [38] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals: Molding the Flow of Light*, 2nd ed. (Princeton University, 1995).
- [39] N. K. Efremidis, S. Sears, D. N. Christodoulides, J. W. Fleischer and M. Segev, "Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices", Phys. Rev. E, **66**, 046602, (2002).
- [40] M. V. Berry and N. L. Balazs, "Nonspreading wave packets", Am. J. Phys. **47**, 264 (1979).
- [41] G. A. Siviloglou and D. N. Christodoulides, "Accelerating finite energy Airy beams," Opt. Lett. **32**, 979-981 (2007).
- [42] P. Rose et. al., Nonlinear lattice structures based on families of complex nondiffracting beams, New Journal of Physics **14**, 033018(2012).
- [43] H. E. Hernandez-Figueroa, E. Recami, and M. Zamboni-Rached, *Non-diffracting Waves*, (Wiley, 2014).
- [44] O. Vallée and M. Soares (eds), *Airy functions and applications to physics*, (Imperial College Press, 2004).
- [45] D. M. Greenberger, American Journal of Physics **48**, 256 (1980).
- [46] L. Froehly, F. Courvoisier, A. Mathis, M. Jacquot, L. Furfaro, R. Giust, P. A. Lacourt, and J. M. Dudley, "Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions," Optics Express **19** (17), 16455-16465 (2011).
- [47] Y. Hu, D. Bongiovanni, Z. Chen, and R. Morandotti, "Multipath multicomponent self-accelerating beams through spectrum-engineered position mapping," Physical Review A **88**, 043809 (2013).
- [48] Y. Kaganovsky and E. Heyman, "Wave analysis of Airy beams," Optics Express **18** (8), 8440-8452 (2010).
- [49] I. D. Chremmos, Z. Chen, D. N. Christodoulides, and N. K. Efremidis, "Abruptly autofocusing and autodefocusing optical beams with arbitrary caustics," Physical Review A **85**, 023828 (2012).

- [50] E. Greenfield, M. Segev, W. Walasik, and O. Raz, "Accelerating Light Beams along Arbitrary Convex Trajectories," *Physical Review Letters* **106**, 213902 (2011).
- [51] L. I. Schiff, *Quantum Mechanics* 3rd, (New York: M cGraw-Hill, 1968).
- [52] M. Zamboni-Rached, K. Z. Nóbrega, and C. A. Dartora, "Analytic description of Airy-type beams when truncated by finite apertures," *Optics Express* **20** (18), 19972-19977 (2012).
- [53] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, "Observation of Accelerating Airy Beams," *Physical Review Letters* **99**, 213901 (2007).
- [54] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*. (Mc-Graw-Hill, New York, 1996).
- [55] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, "Ballistic dynamics of Airy beams," *Optics Letters* **33** (3), 207-209 (2008)
- [56] Q. Gong, X. Hu, *Photonic Crystals: Principles and applications*, (Taylor & Francis, 2013).
- [57] W. Zhang, D. Zhang, T. Fan, J. Gu, J. Ding, H. Wang, Q. Guo, H. Ogawa, „Novel photoanode structure templated from butterfly wing scales”, *Chem. Mater.* **21**, 33, (2009).
- [58] L. Gonzales-Urbina, K. Baert, B. Kolaric, J. Perez-Mreno, and K. Clays, „Linear and Nonlinear Optical Properties of Colloidal Photonic Crystals“, *Chem. Rev.* **112**, 2268-2285, (2012).
- [59] A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystals, Propagation and Control of Laser Radiation*, (Wiley, 2002).
- [60] P. V. Braun et al., “Introducing defects in 3D photonic crystals: state of the art“, *Adv. Mater.* **18**, 2665, (2006).
- [61] F. Lederer, G. I. Stegeman, D. N. Christodoulides, G. Assanto, M. Segev, Y. Silberberg, ”Discrete solitons in optics”, *Physics Reports* **463**, 1–126, (2008).
- [62] E. Yablonovitch, ”Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059, (1987).
- [63] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, K. Kash, “Novel applications of photonic band gap materials: Low-loss bends and high Q cavities”, *J. Appl. Phys.* **75**, 4753, (1994).
- [64] S. H. Fan, J. N. Winn, A. Devenyi, J. C. Chen, R. D. Meade, J. D. Joannopoulos, “Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides”, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1267, (1995).
- [65] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. H. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, “High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3787, (1996).

- [66] S. John, T. Quang, “Collective switching and inversion without fluctuation of two-level atoms in confined photonic systems”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1888, (1997).
- [67] Y. Fink, J. N. Winn, S. H. Fan, C. P. Chen, J. Michel, J. D. Joannopoulos, E. L. Thomas, “A dielectric omnidirectional reflector”, *Science* **282**, 1679, (1998).
- [68] P. Russell, “Photonic crystal fibers”, *Science* **299**, 358, (2003).
- [69] F. Diebel, D. Leykam, M. Boguslawski, P. Rose, C. Denz, and A. Desyatnikov, “All-optical switching in optically induced nonlinear waveguide couplers”, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 261111 (2014).
- [70] M. Boguslawski, A. Kelberer, P. Rose, and C. Denz, “Multiplexing complex two-dimensional photonic superlattices”, *Opt. Express* **20**, 27331 (2012).
- [71] M. Boguslawski, A. Kelberer, P. Rose, and C. Denz, “Photonic ratchet superlattices by optical multiplexing”, *Opt. Lett.* **37**, 797 (2012).
- [72] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (Academic press, Elsevier 2008).
- [73] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, K. Nassau, “Optically induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃”, *Appl. Phys. Lett.* **9**, 72 (1966).
- [74] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, (Wiley, New York, 1993).
- [75] K. Megumi, H. Kozuka, M. Kobayashi, Y. Furuhashi, „High-sensitive holographic storage in Ce-doped SBN”, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 631 (1977).
- [76] D. Kip, S. Aulkemeyer, K. Buse, F. Mersch, R. Pankrath, E. Krätzig, “Refractive Indices of Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb₂O₆ Single Crystals”, *Phys. Stat. Sol. A*, 154, K5 (1996).
- [77] U. B. Dorfler, R. Piechatzek, T. Woike, M. K. Imlau, V. Wirth, L. Bohaty, T. Volk, R. Pankrath, and M. Wohlecke, „A holographic method for the determination of all linear electrooptic coefficients applied to Ce-doped strontium-barium-niobate,” *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **68**, 843 (1999).
- [78] M. Boguslawski, P. Rose, and C. Denz, „Increasing the structural variety of discrete nondiffracting wave fields,” *Phys. Rev. A* **84**, 013832 (2011).
- [79] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (2nd ed.) (Academic press, San Diego, 1995).
- [80] J. A. Davis, D. M. Cottrell, J. Campos, M. J. Yzuel, I. Moreno, „Encoding amplitude information onto phase-only filters”, *Applied Optics* **38**, 5004 (1999).
- [81] G. H. Weiss, A. A. Maradudin, “The Baker-Hausdorff formula and a problem in crystal Physics”. *J. Math. Phys.* **3**, 771–777 (1962).
- [82] J. A. Davis, E. Carcole, and D. M. Cottrell, “Nondiffracting interference patterns generated with programmable spatial light modulators,” *Appl. Opt.* **35**, 599-602 (1996).
- [83] Y. Zhang, M. R. Belic, Z. Wu, H. Zheng, K. Lu, Y. Li, and Y. Zhang, “Soliton pair generation

in the interactions of Airy and nonlinear accelerating beams,” *Opt. Lett.* **38**, 4585–4588 (2013).

- [84] Y. Zhang, M. R. Belic, H. Zheng, H. Chen, C. Li, Y. Li, and Y. Zhang, “Interactions of Airy beams, nonlinear accelerating beams, and induced solitons in Kerr and saturable nonlinear media,” *Opt. Express* **22**, 7160–7171 (2014).
- [85] W. Królikowski, C. Denz, A. Stepken, M. Saffman, and B. Luther-Davies, “Interaction of spatial photorefractive solitons,” *Quantum Semiclassical Opt. J. Eur. Opt. Soc. Part B* **10**, 823 (1998).
- [86] N. M. Lucic, B. M. Bokic, D. Z. Grujic, D. V. Pantelic, B. M. Jelenkovic, A. Piper, D. M. Jovic, and D. V. Timotijevic, “Defect-guided Airy beams in optically induced waveguide arrays,” *Phys. Rev. A* **88**, 63815 (2013).

Biografija

Kandidat Bojana Bokić rođena je u Beogradu 05.07.1981. Osnovnu školu i gimnaziju, prirodno-matematički smer, završila je u Negotinu 2000. godine. Iste godine upisuje Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu. Diplomira 2008. godine na studijskom programu Elektrotehnika i računarstvo – modul Nanoelektronika, optoelektronika i laserska tehnika, odbranivši diplomski rad na temu *Primena lasera u medicini – Dijagnostičke tehnike*, čime stiče zvanje diplomiranog inženjera elektrotehnike. 2010. godine završava Master akademske studije na Elektrotehničkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, na studijskom programu Elektrotehnika i računarstvo – modul Biomedicinski i ekološki inženjering, odbranivši master rad na temu *Primena lasera i drugih snopnih tehnika u dijagnostičke i terapijske svrhe u biomedicini*.

Od 1.oktobra 2010. je zaposlena u Centru za fotoniku Instituta za fiziku, kao istraživač-pripravnik u Laboratoriji za atomsku i kvantnu optiku, sa angažovanjem na projektu osnovnih istraživanja OI171038 Ministarstva prosvete, nauke i tehnološkog razvoja pod nazivom *Holografske metode generisanja specifičnih talasnih frontova za efikasnu kontrolu koherentnih efekata u interakciji atoma i lasera*, pod rukovodstvom dr Dejana Pantelića. 2011. godine kandidat upisuje Doktorske akademske studije na Fizičkom fakultetu Univerziteta u Beogradu, na smeru Kvantna optika i laseri, pod mentorstvom dr Branislava Jelenkovića. Od 2013-2014. godine bila je angažovana na bilateralnom projektu sa Saveznom Republikom Nemačkom pod nazivom *Propagacija i lokalizacija svetlosti u sistemima sa kompleksnim fotoničnim rešetkama* pod rukovodstvom dr Dragane Jović Savić.

Njena oblast istraživanja je kvantna optika sa posebnim interesovanjem za nelinearnu fotoniku i primenu kompleksnih struktura u istraživanjima iz oblasti fizike materijala i optičkih telekomunikacija. Rezultate svog istraživanja publikovala je u šest radova kategorije M21, dva rada kategorije M23, šest saopštenja sa međunarodnog skupa kategorije M33 i M34, i tri saopštenja sa skupa od nacionalnog značaja kategorije M64.

Izjava o autorstvu

Ime i prezime autora **Bojana Bokić**

Broj indeksa **8001/2019**

Izjavljujem

da je doktorska disertacija pod naslovom

Dinamika prostiranja Eirijevih snopova u fotorefraktivnim sredinama

- rezultat sopstvenog istraživačkog rada;
- da disertacija u celini ni u delovima nije bila predložena za sticanje druge diplome prema studijskim programima drugih visokoškolskih ustanova;
- da su rezultati korektno navedeni
- da nisam kršio/la autorska prava i koristio/la intelektualnu svojinu drugih lica.

Potpis autora

U Beogradu, _____

Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada

Ime i prezime autora **Bojana Bokić**

Broj indeksa **8001/2019**

Studijski program **Fotonika i laseri**

Naslov rada **Dinamika prostiranja Eirijevih snopova u fotorefraktivnim sredinama**

Mentor **dr Branislav Jelenković**

Izjavljujem da je štampana verzija mog doktorskog rada istovetna elektronskoj verziji koju predao/la radi pohranjivanja u **Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Beogradu**.

Dozvoljavam da se objave moji lični podaci vezani za dobijanje akademskog naziva doktora nauka, kao što su ime i prezime, godina i mesto rođenja i datum odbrane rada.

Ovi lični podaci mogu se objaviti na mrežnim stranicama digitalne biblioteke, u elektronskom katalogu i u publikacijama Univerziteta u Beogradu.

Potpis autora

U Beogradu, _____

Izjava o korišćenju

Ovlašćujem Univerzitetsku biblioteku „Svetozar Marković“ da u Digitalni repozitorijum Univerziteta u Beogradu unesu moju doktorsku disertaciju pod naslovom:

Dinamika prostiranja Eirijevih snopova u fotrefraktivnim sredinama

koja je moje autorsko delo.

Disertaciju sa svim prilogima predao/la sam u elektronskom formatu pogodnom za trajno arhiviranje.

Moju doktorsku disertaciju pohranjenu u Digitalnom repozitorijumu Univerziteta u Beogradu i dostupnu u otvorenom pristupu mogu da koriste svi koji poštuju odredbe sadržane u odabranom tipu licence Kreativne zajednice (Creative Commons) za koju sam se odlučio/la.

Autorstvo (CC BY)

1. Autorstvo – nekomercijalno (CC BY-NC)
2. Autorstvo – nekomercijalno – bez prerada (CC BY-NC-ND)
3. Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima (CC BY-NC-SA)
4. Autorstvo – bez prerada (CC BY-ND)
5. Autorstvo – deliti pod istim uslovima (CC BY-SA)

(Molimo da zaokružite samo jednu od šest ponuđenih licenci. Kratak opis licenci je sastavni deo ove izjave).

Potpis autora

U Beogradu, _____

1. **Autorstvo.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence, čak i u komercijalne svrhe. Ovo je najslobodnija od svih licenci.
2. **Autorstvo – nekomercijalno.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.
3. **Autorstvo – nekomercijalno – bez prerada.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela. U odnosu na sve ostale licence, ovom licencom se ograničava najveći obim prava korišćenja dela.
4. **Autorstvo – nekomercijalno – deliti pod istim uslovima.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca ne dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada.
5. **Autorstvo – bez prerada.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, bez promena, preoblikovanja ili upotrebe dela u svom delu, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela.
6. **Autorstvo – deliti pod istim uslovima.** Dozvoljavate umnožavanje, distribuciju i javno saopštavanje dela, i prerade, ako se navede ime autora na način određen od strane autora ili davaoca licence i ako se prerada distribuira pod istom ili sličnom licencom. Ova licenca dozvoljava komercijalnu upotrebu dela i prerada. Slična je softverskim licencama, odnosno licencama otvorenog koda.