

Diskretna difrakcija na optički induciranim rešetkama u parama atoma rubidija

Gabrijela Galić

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička cesta 32

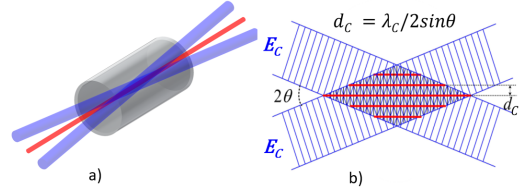
Mentor: doc.dr.sc. Damir Aumiler

Institut za fiziku, Bijenička 46, Zagreb

U ovom radu bavimo se proučavanjem diskretne difrakcije na optički induciranim rešetkama koje postizemo u parama atoma rubidija. U eksperimentu uočavamo uzorak diskretne difrakcije probnog lasera u koherentnom višerazinskom atomskom mediju (pari atoma rubidija). Možemo kontrolirati razne parametre i promatrati utjecaj istih na uzorak difrakcije. Mijenjali smo dvofotonski frekventni pomak, temperaturu, snagu pumpnog lasera i probnog lasera.

I. TEORIJSKI UVOD

Periodične dielektrične strukture, kao što su fotončki kristali, proučavaju se zbog svoje mogućnosti kontroliiranja ponašanja svjetlosti, čime otvaraju mogućnost razvoja novih optičkih uređaja [1]. Fotonski kristali potaknuli su i interes za novim područjem istraživanja – fotonskom topologijom [2]. U tipičnim čvrstim fotončkim materijalima nije moguće mijenjati optička svojstva, stoga je od velikog praktičnog interesa razvoj periodičkih fotončkih struktura s podesivim optičkim svojstvima. Koherentni atomski medij (atomska para ili oblak atoma) se u tome kontekstu pokazao fleksibilnim i refigurabilnim sustavom.

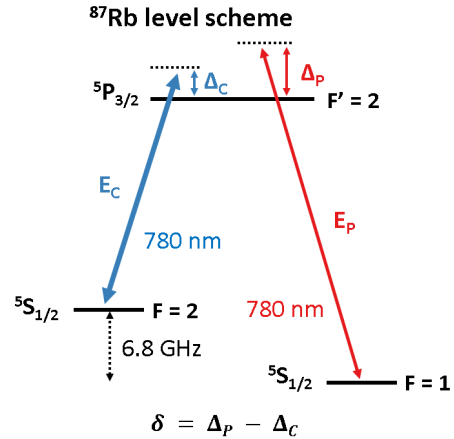


Slika 1. a) Prikaz prolaska laserskih zraka kroz staklenu ćeliju s parom atoma rubidija. Ljubičastom bojom označene su pumpne zrake koje stvaraju interferencijski uzorak, a crvenom bojom probni laser. b) Prikaz interferencije pumpnih laserskih zraka i pojave interferencijskog uzorka. Konstanta rešetke određena je kutom između dvije pumpne zrake i valnom duljinom svjetlosti: $\lambda = \frac{d}{2 \sin \theta}$.

A. Periodički indeks loma

Optički inducirana rešetka postiže se interferencijom dva snažna laserska snopa (dvije pumpne laserske zrake) u atomskoj pari rubidija. Optički odgovor atoma rubidija razlikuje se za različite intenzitete pumpne svjetlosti. U našem slučaju stvaramo induciranu rešetku okomito na smjer propagacije slabog probnog lasera kako bismo mogli uočiti uzorak diskretne difrakcije. Kroz tako pripremljen optički medij širi se probna laserska zraka i osjeća periodičnu disperziju i apsorpciju, što rezultira promjenom profila laserske zrake nakon izlaska iz medija. Periodični kompleksni indeks loma ovisi o intenzitetu pumpnih i probne zrake, kao i o njihovom frekventnom pomaku od atomske rezonancije.

Za teorijski opis optičkog odgovora para atoma rubidija koriste se optičke Blochove jednačbe koje omogućuju uvid u makroskopski odgovor atomske pare na lasersku pobudu. Kao primjer razmatramo pojednostavljeni sustav atoma rubidija (^{87}Rb), koji uključuje hiperfine razine osnovnog stanja ($5S_{1/2}$, $F = 1$ i $F = 2$) te hiperfinu razinu pobuđenog stanja ($5P_{3/2}$, $F' = 2$).



Slika 2. Prikaz prijelaza u atomu rubidija ^{87}Rb za pobude pumpnim i probnim laserom.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -\frac{i\mu_{13}E_p}{\hbar}(\sigma_{13} - \sigma_{31}) + \Gamma_{13}\rho_{33}, \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= -\frac{i\mu_{23}E_C}{\hbar}(\sigma_{23} - \sigma_{32}) + \Gamma_{23}\rho_{33}, \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= \frac{i\mu_{13}E_p}{\hbar}(\sigma_{13} - \sigma_{31}) + \frac{i\mu_{23}E_C}{\hbar}(\sigma_{23} - \sigma_{32}) - (\Gamma_{13} + \Gamma_{23})\rho_{33}, \\ \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial t} &= -\frac{i\mu_{23}E_C}{\hbar}\sigma_{13} + \frac{i\mu_{13}E_p}{\hbar}\sigma_{32} + [i(\Delta_C - \Delta_p) - \gamma_{12}]\sigma_{12} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_{13}}{\partial t} &= \frac{i\mu_{13}E_p}{\hbar}(\rho_{33} - \rho_{11}) - \frac{i\mu_{23}E_C}{\hbar}\sigma_{12} \\ &\quad - \left[i\Delta_p + \frac{\gamma_{13} + \Gamma_{13}}{2} + \frac{\Gamma_{23}}{2} \right] \sigma_{13}, \\ \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial t} &= \frac{i\mu_{23}E_C}{\hbar}(\rho_{33} - \rho_{22}) - \frac{i\mu_{13}E_p}{\hbar}\sigma_{21} \\ &\quad - \left[i\Delta_C + \frac{\gamma_{23} + \Gamma_{13}}{2} + \frac{\Gamma_{23}}{2} \right] \sigma_{23}.\end{aligned}$$

ρ_{11} , ρ_{22} i ρ_{33} su populacije razina $5S_{1/2} F = 1$, $F = 2$ i $5P_{3/2} F' = 2$. σ_{12} , σ_{13} i σ_{23} su sporo varirajuće anvelope koherencija. μ_{13} i μ_{23} su dipolni momenti prijelaza. E_p i E_C su amplitude električnih polja laserskih zraka za probu i pumpu, gdje su električna polja probe i pumpe dana sa:

$$E_p(t) = E_p e^{i\omega_{Lp}t} + c.c. \quad i \quad E_C(t) = E_C e^{i\omega_{LC}t} + c.c.$$

γ_{12} , γ_{13} i γ_{23} su konstante gušenja koherencija, dok Γ_{13} i Γ_{23} definiraju spontanu emisiju. Frekventni pomaci pumpe i probe od pripadajućih rezonancija definirane su kao:

$$\Delta_p = \omega_{Lp} - \omega_{13} \quad i \quad \Delta_c = \omega_{LC} - \omega_{23}$$

Dvofotonsko frekventni pomak Λ sustava dan je s

$$\Delta_p - \Delta_C.$$

Posebno nas zanima σ_{13} jer definira odziv sustava na probni laser. Susceptibilnost se može dobiti izrazom $\chi = \frac{2N\mu_{13}}{\varepsilon_0 E_p} \sigma_{13}$ [3]. Korištenjem $n = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{\chi}{2}$, indeks loma može se zapisati kao $n = n_0 + n_{Re} + in_{Im}$, gdje se realni i imaginarni dijelovi indeksa loma mogu zapisati kao $n_{Re} = \frac{N\mu_{13}}{\varepsilon_0 E_p} \text{Re}(\sigma_{13})$ i $n_{Im} = \frac{N\mu_{13}}{\varepsilon_0 E_p} \text{Im}(\sigma_{13})$, dok je $n_0 = 1$ pozadinski indeks loma medija.

Na slici 2 prikazani su prijelazi za pumpni laser i probni laser, pri čemu je njihova valna duljina 780 nm. E_p odnosi se na probni laser, a E_C na pumpni laser. δ na shemi predstavlja dvofotonski frekventni pomak.

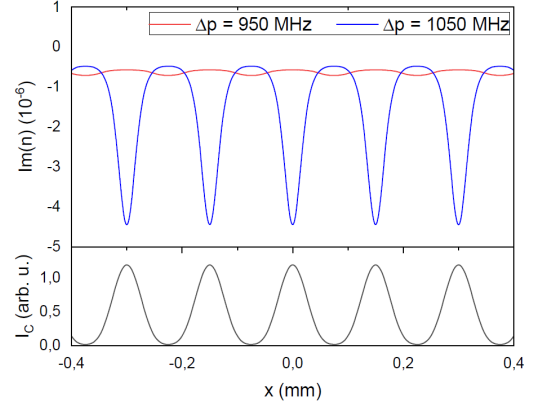
Realni dio indeksa loma govori koliko je svjetlosti raspršeno, dok imaginarni dio govori o apsorpciji. Slike 3 i 4 prikazuju prostornu ovisnost indeksa loma, tj. ovisnost indeksa loma o intenzitetu pumpnog lasera (inducirane optičke rešetke), za dvije različite frekvencije probnog lasera. Jasno se vidi da, ukoliko imamo različit frekventni pomak probnog lasera, taj laser ujedno osjeća i različiti indeks loma. Numeričku simulaciju za promjenu profila probne zrake tijekom propagacije kroz optičku rešetku možemo dobiti rješavanjem paraksijalne jednadžbe propagacije:

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = \frac{1}{2ik} \left(\frac{\partial^2 E_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_p}{\partial y^2} \right) - i\Delta n k E_p, \quad (1)$$

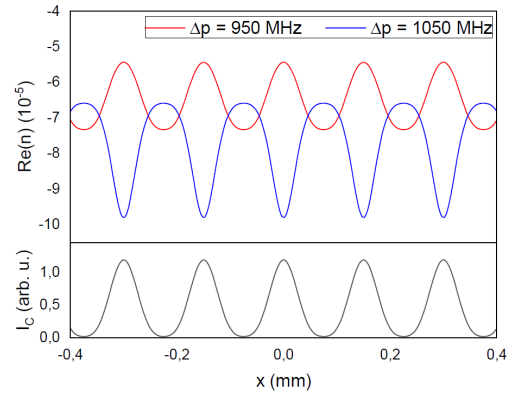
gdje je Δn promjena indeksa loma u odnosu na okolni indeks loma, definirana kao $n = n_0(1 + \Delta n)$.

Jednadžba se rješava numerički koristeći split-step Fourierovu metodu [4]. Ova metoda dijeli propagaciju u

male korake, naizmjenično rješavajući difrakcijski član u prostornoj domeni i nelinearni član u vremenskoj domeni.



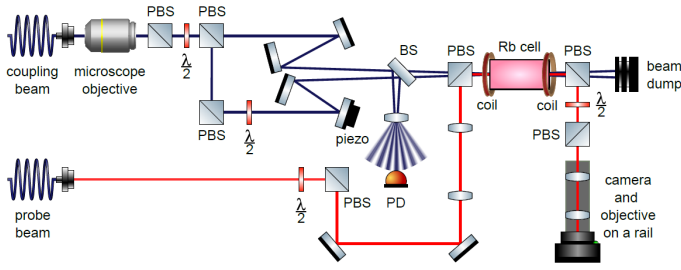
Slika 3. Simulacija prostorne raspodjele imaginarnog dijela indeksa loma (gornji panel) i intenziteta pumpnog lasera (donji panel) za $\Delta_C = 1000$ MHz.



Slika 4. Simulacija prostorne raspodjele realnog dijela indeksa loma (gornji panel) i intenziteta pumpnog lasera (donji panel) za $\Delta_C = 1000$ MHz.

II. EKSPERIMENTALNI POSTAV

Na slici 5 nalazi se eksperimentalni postav. Za pumpni laser korišten je titan safir laser, koji omogućuje korištenje frekvencija iz širokog dijela spektra (marke Sirah Matisse CR), a za probni laser korišten je diodni laser (marke Toptica DL100). Za stabilizaciju lasera korišten je lambdametar Wavelength Meter Menlo - 100 MC čija rezolucija iznosi 10 MHz. Oba lasera provedena su kroz optičko vlakno kako bismo dobili što pravilniji profil laserskih zraka. Pumpna zraka kolimirana je mikroskopskim objektivom kako bi se izbjegle sferične aberacije i pritom zadržao promjer zrake. U eksperimentalnom postavu, staklena ćelija s atomima rubidija zagrijavana je do 100°C i do 120°C. Temperaturom kontroliramo koncentraciju atoma rubidija u pari, a indeks loma je direk-



Slika 5. Shematski prikaz eksperimentalnog postava. Skraćenice korištene u shemi: pumpni laser (*engl. coupling beam*), probni laser (*engl. probe beam*), mikroskopski objektiv (*engl. microscope objective*), PBS (*engl. Polarization Beam Splitter*) – polarizacijski djelitelj snopa, $\lambda/2$ pločica koja služi za mijenjanje stanja polarizacije svjetlosti koja prolazi kroz nju, BS (*engl. Beam Splitter*) – djelitelj snopa, zavojnice (*engl. coil*), zaustavljač snopa (*engl. beam dump*), piezo – piezoelektrični translator, PD (*engl. photodiode*) – fotodioda, kamera (*engl. camera*), linearni translator (*engl. rail*).

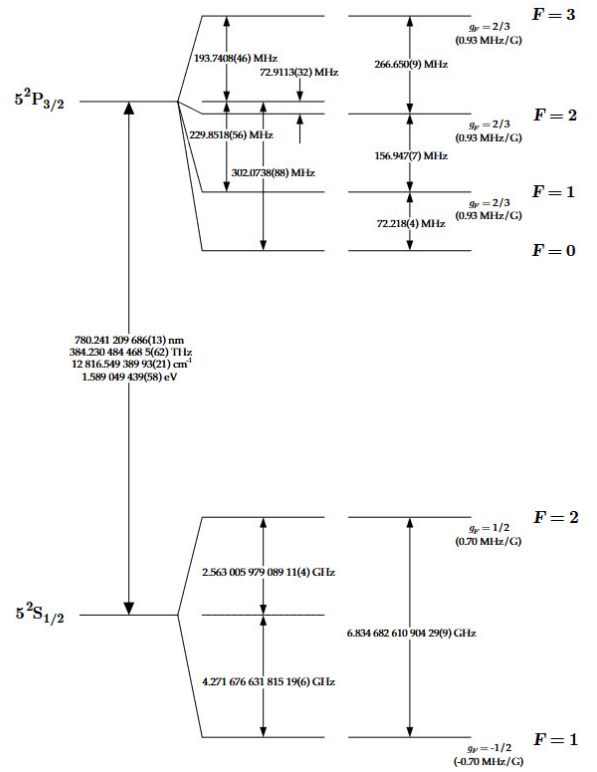
tno proporcionalan koncentraciji atoma. Dvije identične pumpne zrake sijeku se pod malim kutom, formirajući interferencijske pruge unutar staklene ćelije.

Prostornu raspodjelu intenziteta svjetlosti probne zrake snimamo kamerom. Kamera je smještena na linearni translator pomakom kojeg kamera može snimati prostornu raspodjelu intenziteta svjetlosti probne zrake duž propagacije u staklenoj ćeliji. Pored staklene ćelije imamo zavojnice kojima prolazi struja i kojima generiramo magnetsko polje. Efekte magnetskog polja Zemlje potrebno je kompenzirati unutar staklene ćelije kako bismo spriječili zakretanje polarizacije svjetlosti pri propagaciji u pari. Kako bismo aktivno stabilizirali interferencijski uzorak (tj. induciranu optičku rešetku), odvodimo ga na fotodiodu. Laserske zrake su razdvojene prije staklene ćelije s atomima rubidija i interferiraju u leći, gdje dolazi do povećanja uzorka interferencije, tako da je svijetla pruga šira od fotodiodnog aktivnog područja. Kako bismo zaključali signal s fotodiode, korišten je Newport LB1005-S servo upravljač koji je povezan s piezo translatorom, koji se nalazi na postolju sa zrcalom. Translator pomiče zrcalo u optičkoj putanji jedne od laserskih zraka kako bi sustav zaključao u stabilnu točku (na rubu interferencijske pruge). Snaga pumpnog lasera tri je reda veličine veća od snage probnog lasera stoga ne želimo vidjeti rešetku na kameri jer ne bismo mogli vidjeti probu. Probni i pumpni laser imaju različite polarizacije pa pumpni laser možemo spojiti prije i ukloniti nakon staklene ćelije pomoću PBS-a. Dodavanjem $\lambda/2$ i PBS-a dodatno poboljšavamo filtraciju pumpnog lasera. Kako bismo umanjili šum mjerenja i nepotrebno svjetlo, koristimo se tehnikom snimanja fotografije probe i bez probe (tj. pozadine), kontrolirajući gašenje i paljenje probe preko akusto - optičkog modulatora (AOM - *engl. Acousto-optic modulator*). Kontroliranje AOM-a i kamere vrši se preko Labjack T4 DAQ uređaja, ko-

jim upravljamo koristeći Python skriptu. Probni laser također je potrebno fokusirati na početak staklene ćelije. Probni laser fokusiran je pomoću dvije THORLABS leće žarišnih duljina 75 i 50 mm.

Pri mjerenju diskretne difrakcije, kameru pomičemo pomoću linearnog translatora i snimamo profil probne zrake duž staklene ćelije s parom atoma rubidija. Kameru pomičemo od 0 do 50 mm. U koracima po milimetar okidamo fotografiju s i bez probe. U obradi podataka u Pythonu sumiramo po y smjeru kako bismo dobili 1D raspodjelu intenziteta probne zrake pri propagaciji u z smjeru tj. duž staklene ćelije.

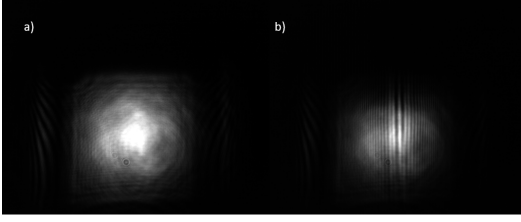
Za promatranje diskretnih solitona više ne mičemo kameru, nego promatramo kako izgleda izlazni profil probe dok mijenjamo snagu probe i dvofotonski frekventni pomak.



Slika 6. Prikaz hiperfinih stanja unutar atoma ^{87}Rb s frekvencijama prijelaza [5].

III. REZULTATI I DISKUSIJA

Nakon što se postavi eksperimentalni postav, provjeravamo kako na kameri izgleda proba, ukoliko koristimo ili ne koristimo interferencijske zrake za dobivanje rešetke (slika 7). Kamera je na položaju 50 mm, odnosno fotografiramo probnu zraku na izlazu iz staklene ćelije. Laseri, kako bi pogodili rezonanciju odnosno kako bi atomi prešli iz jednog hiperfinog stanja u drugo, moraju točno pogoditi frekvenciju prijelaza (slika 6). Frekvencija prob-



Slika 7. Slika probe nakon propagacije kroz paru atoma rubidija bez rešetke (a) i s rešetkom (b).

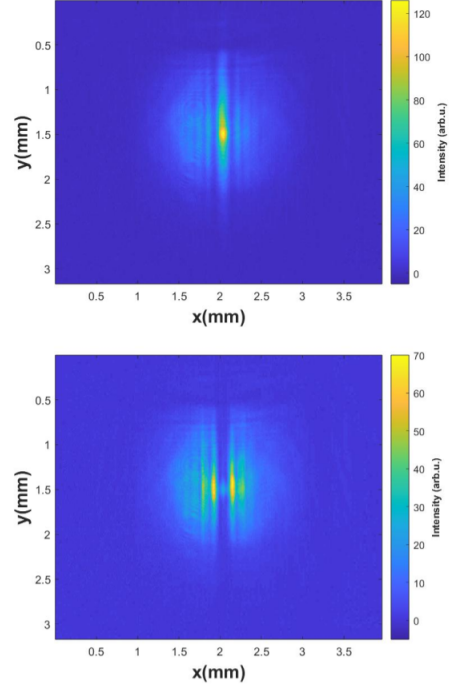
nog lasera iznosi 384.234683 THz, dok je pumpni laser na prijelazu od 384.227848 THz. Frekventni pomak pumpe je 1000 MHz, dok je dvofotonski frekventni pomak za ovo mjerenje (slika 7) bio na 30 MHz. U slučaju bez inducirane rešetke, probna zraka koja je fokusirana na početku staklene ćelije jednostavno se proširi na izlazu staklene ćelije. Formiranjem optički inducirane rešetke profil probe postaje diskretiziran i vidimo efekt zbog prisutnosti rešetke.

A. Diskretna difrakcija

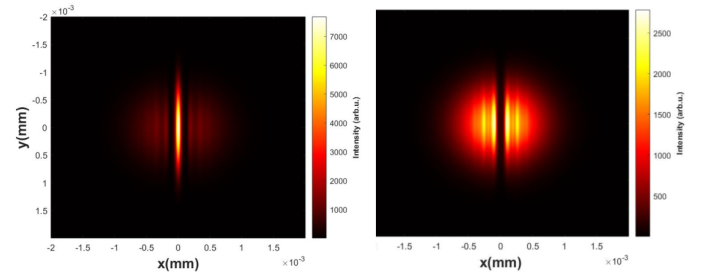
Probu možemo fokusirati u svijetlu ili tamnu prugu rešetke. Na slici 8 fokusirali smo probu u svijetlu prugu te pogledali kako izgleda profil probne zrake ovisno o crvenom ili plavom dvofotonskom pomaku. Usporedba rezultata mjerenja s numeričkim simulacijama (slika 9) pokazuje jako dobro slaganje. Ponovo fokusiramo probu, ali ovaj put na tamnu prugu. Vidimo da (slika 10) se sasvim suprotno ponaša od prethodnih slika, odnosno centralni maksimum probne zrake je izražen za plavi dvofotonski frekventni pomak. Također, numeričke simulacije (slika 11) odgovaraju eksperimentalnim rezultatima.

Ove pojave možemo objasniti indeksom loma koji ovisi o snazi pumpnog lasera (tj. interferencijskom uzorku dvije pumpne zrake) i dvofotonskom pomaku (slika 3 i slika 4). Proba s crvenim frekventnim pomakom fokusirana u svijetlu prugu ima realni indeks loma veći od probe s plavim frekventnim pomakom. Naša mjerenja podudaraju se s numeričkom simulacijom indeksa loma. Na slici 8 jasno vidimo da su eksperimentalni rezultati u skladu s predviđanjima s grafa indeksa loma (slike 3 i 4). Na slikama 3 i 4 promatramo probu usmjerenu na tamnu prugu, područje u kojem je intenzitet pumpnih zraka približno nula zbog destruktivne interferencije. Vidimo da proba s plavim frekventnim pomakom ima imaginarni indeks loma manji od probe s crvenim frekventnim pomakom, a realni dio indeksa loma probe s plavim frekventnim pomakom je veći od probe s crvenim frekventnim pomakom. Na slici 10 vidimo upravo ono što je objašnjeno, maksimalnu svijetlu liniju pri plavom dvofotonskom pomaku probe s fokusom u tamnoj pruzi i očekivani minimum ukoliko imamo probu s crvenim frekventnim pomakom fokusiranu u tamnu prugu. Drugim riječima, optički inducirana rešetka ovisi ne samo o in-

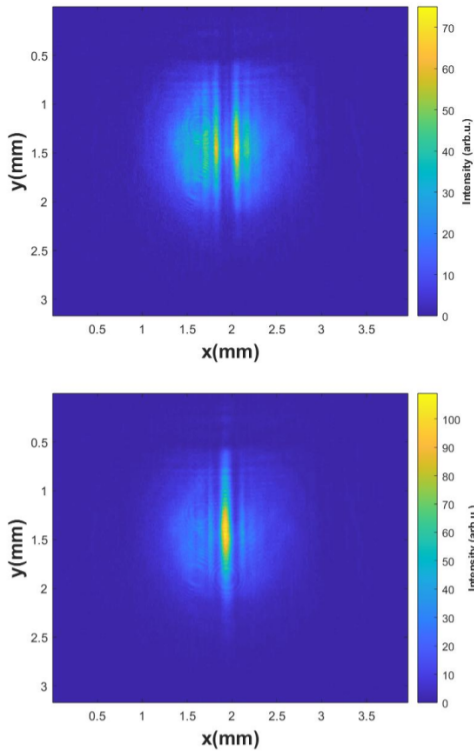
tenzitetu interferencijskog uzorka pumpnih zraka, već i o dvofotonskom frekventnom pomaku odnosno frekventnom pomaku pumpnog i probnog lasera od pripadajućih rezonancija.



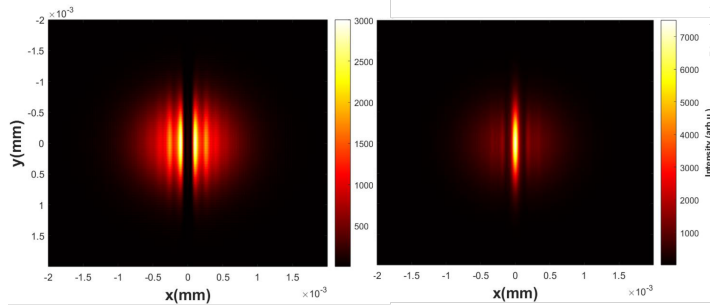
Slika 8. Probna zraka na izlasku iz staklene ćelije u slučaju kada je proba fokusirana u svijetlu prugu, za crveni dvofotonski pomak $\Delta_p - \Delta_C = -9$ MHz (gornji panel), i za plavi dvofotonski pomak $\Delta_p - \Delta_C = 61$ MHz (donji panel), $\Delta_C = 1000$ MHz, snaga pumpnog lasera = 2 x 100 mW, snaga probnog lasera = 50 μ W, veličina rešetke = 140 μ m.



Slika 9. Simulacija probne zrake na izlasku iz staklene ćelije u slučaju kada je proba fokusirana u svijetlu prugu, za crveni dvofotonski pomak $\Delta_p = 950$ MHz (lijevi panel) i za plavi dvofotonski pomak $\Delta_p = 1050$ MHz (desni panel), $\Delta_C = 1000$ MHz, snaga pumpnog lasera = 2 x 100 mW, snaga probnog lasera = 50 μ W, veličina rešetke = 140 μ m.

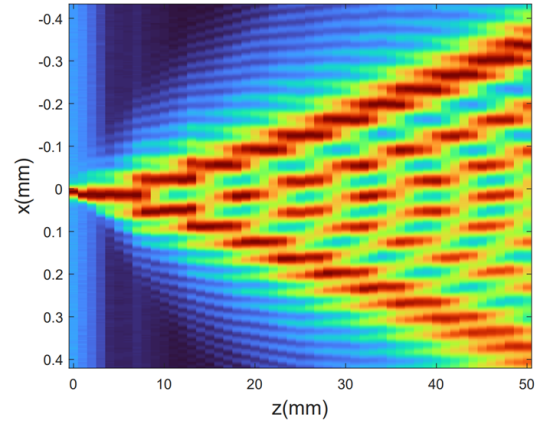


Slika 10. Probna zraka na izlasku iz staklene ćelije u slučaju kada je proba fokusirana u svijetlu prugu, za crveni dvofotonski pomak $\Delta_p - \Delta_C = -10$ MHz (gornji panel), i za plavi dvofotonski pomak $\Delta_p - \Delta_C = 61$ MHz (donji panel), $\Delta_C = 1000$ MHz, snaga pumpnog lasera = 2×100 mW, snaga probnog lasera = $50 \mu\text{W}$, veličina rešetke = $140 \mu\text{m}$.



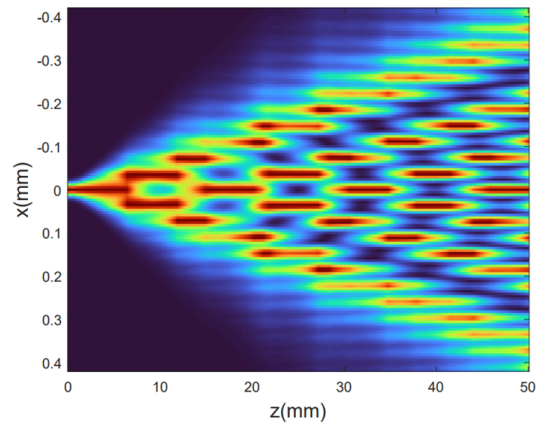
Slika 11. Simulacija probne zrake na izlasku iz staklene ćelije u slučaju kada je proba fokusirana u svijetlu prugu, za crveni dvofotonski pomak $\Delta_p = 950$ MHz (lijevi panel) i za plavi dvofotonski pomak $\Delta_p = 1050$ MHz (desni panel), $\Delta_C = 1000$ MHz, snaga pumpnog lasera = 2×100 mW, snaga probnog lasera = $50 \mu\text{W}$, veličina rešetke = $140 \mu\text{m}$.

Sada promatramo kako se mijenja profil probne zrake pri propagaciji kroz atomsku paru. Probna zraka je fokusirana na ulazu u staklenu ćeliju (0 mm), a slika 14 prikazuje probnu zraku za različite duljine propagacije 0, 10, 20, 30, 40 i 50 mm. Polumjer laserskog snopa probnog lasera na ulasku u staklenu ćeliju je $20 \mu\text{m}$. Na početku staklene ćelije jasno vidimo kako imamo fokusiranu probu

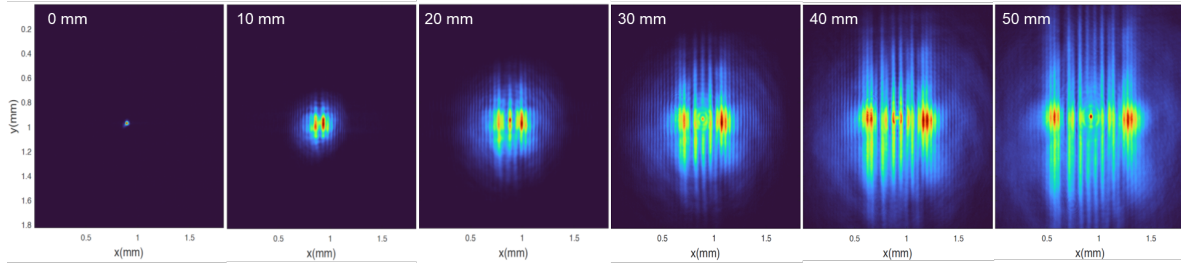


Slika 12. Diskretna difrakcija probnog lasera za optički induciranu rešetku od $37 \mu\text{m}$, probu fokusiranu u svijetlu prugu te dvofotonski pomak od $\Delta_p - \Delta_C = 80$ MHz, snaga probnog lasera je $50 \mu\text{W}$ dok je snaga pumpnih lasera 2×200 mW.

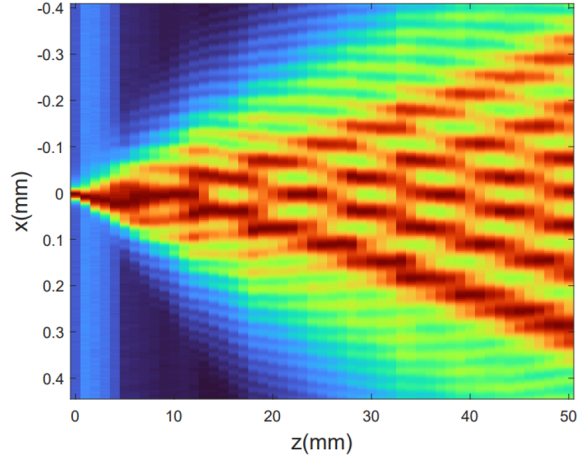
koja upada na ulazni dio staklene ćelije; ukoliko ne bismo imali induciranu rešetku, snop svjetlosti samo bi se proširio i njen oblik na kraju bio bi samo proširena mrlja, onako kako bi se i očekivalo. No sada, zbog optički inducirane rešetke, probni laser osjeća periodički indeks loma koji nam rezultira difraktiranom svjetlošću na izlaznom dijelu staklene ćelije. Svaku fotografiju pretvaramo u matricu, nakon čega sumiramo y smjer. To radimo jer nam je rešetka u 1D pa nas y smjer ne zanima. Promatrali smo kako izgleda difrakcijski uzorak, ukoliko fokusiramo probu u svijetlu ili tamnu prugu. Nakon svakog eksperimentalnog mjerenja napravljena je usporedba s numeričkim simulacijama.



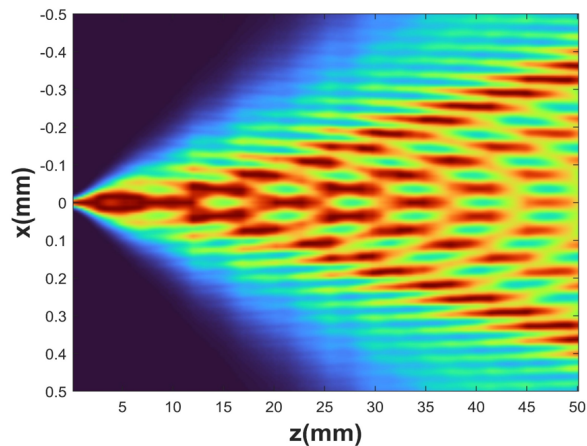
Slika 13. Simulacija diskretne difrakcije probnog lasera za optički induciranu rešetku od $37 \mu\text{m}$, probu fokusiranu u svijetlu prugu te dvofotonski pomak od $\Delta_p - \Delta_C = 80$ MHz, snaga probnog lasera je $50 \mu\text{W}$ dok je snaga pumpnih lasera 2×200 mW.



Slika 14. Slika probe za različite duljine propagacije kroz optički induciranu rešetku od $37 \mu\text{m}$ u pari atoma rubidija. Na 0 mm vidimo probu na ulasku u staklenu ćeliju, a na 50 mm probu na izlasku iz staklene ćelije.



Slika 15. Diskretna difrakcija probnog lasera za optički induciranu rešetku od $37 \mu\text{m}$, probu fokusiranu u tamnu prugu te dvofotonski pomak od $\Delta_p - \Delta_C = 80 \text{ MHz}$, snaga probnog lasera je $50 \mu\text{W}$ dok je snaga pumpnih lasera $2 \times 200 \text{ mW}$.



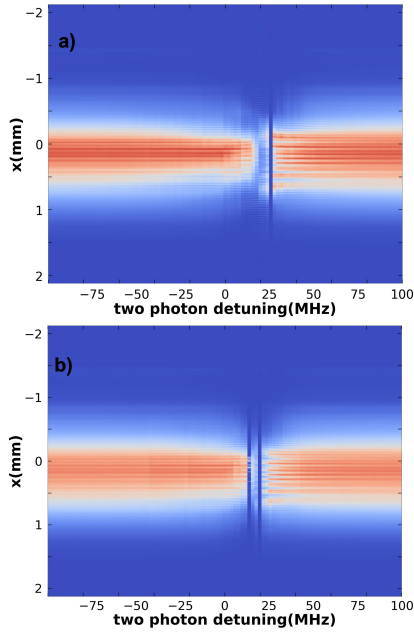
Slika 16. Simulacija diskretne difrakcije probnog lasera za optički induciranu rešetku od $37 \mu\text{m}$, probu fokusiranu u tamnu prugu te dvofotonski pomak od $\Delta_p - \Delta_C = 80 \text{ MHz}$, snaga probnog lasera je $50 \mu\text{W}$ dok je snaga pumpnih lasera $2 \times 200 \text{ mW}$.

Slika 12 i slika 15 prikazuju eksperimentalne rezultate propagacije probe kroz staklenu ćeliju ovisno o tome je li pruga fokusirana u svijetlu, odnosno tamnu prugu. Odmah možemo uočiti kako, ukoliko smo fokusirani u svijetlu prugu imamo različit odziv napram odziva probe kada je fokusirana u tamnu prugu. Na slici 12 jasna linija vidi se do 5 mm, dok se na slici 15 linija počinje razdvajati na 15 mm. Eksperimentalni rezultati se dobro slažu s teorijskim simulacijama.

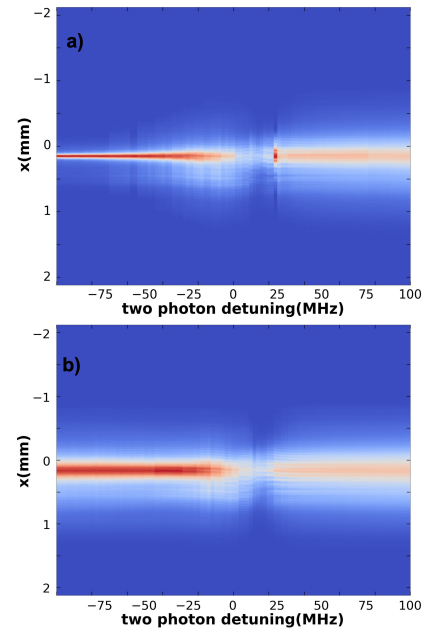
B. Diskretni solitoni

U ovom slučaju kameru ne pomičemo, već promatramo probu samo na izlasku iz staklene ćelije. Mijenjamo frekventni pomak probe, odnosno kontroliramo dvofotonski frekventni pomak da bismo vidjeli kako se proba propagira s obzirom na različite vrijednosti frekvencija. Također, snaga probe utječe na njenu propagaciju, te se sama mjerenja rade pri različitim vrijednostima snage probe ovisno o dvofotonskom frekventnom pomaku.

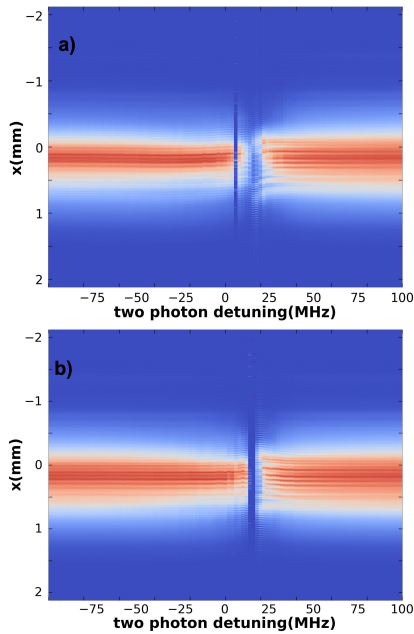
Na slikama 17 i 18 prvenstveno promatramo kako se svjetlost širi ukoliko temperaturu držimo konstantnom i mijenjamo frekventni pomak pumpe. Slika 17 prikazuje frekventni pomak pumpe od 1100 MHz (a) i frekventni pomak pumpe 1300 MHz (b). Vidimo da na obje slike pri temperaturi od 100°C imamo jasnu difrakciju tijekom širenja probnog lasera. Na frekventnom pomaku pumpe od 1100 MHz vidimo apsorpciju (istaknuta linija bez prisustva svjetlosti) na dvofotonskom pomaku od oko 25 MHz. Ukoliko pomaknemo frekventni pomak pumpe na 1300 MHz, vidimo i dalje prisutnu difrakciju kroz cijeli spektar od -100 do 100 MHz, no sada jasan potpis apsorpcije vidimo na frekvencijama ispod 25 MHz i malo poviše 25 MHz. Na slici 18 za temperaturu od 120°C ponašanje uzorka je veoma slično, apsorpcija pri frekventnom pomaku pumpe od 1100 MHz pojavljuje se blizu nule, dok se za frekventni pomak pumpe od 1300 MHz apsorpcija pojavljuje blizu 25 MHz.



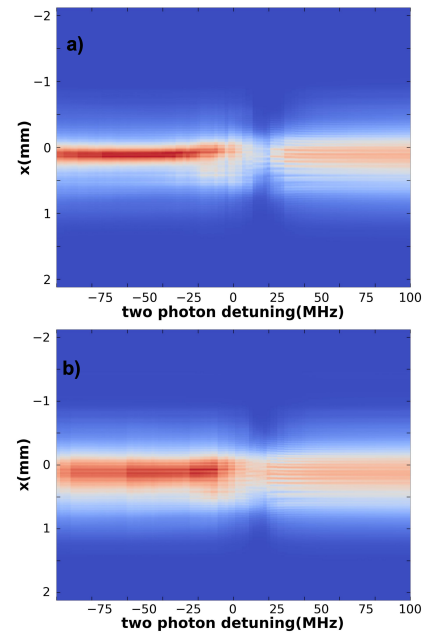
Slika 17. Ovisnost 1D raspodjele intenziteta probnog lasera nakon izlaska iz staklene ćelije o frekvenciji probnog lasera, za $\Delta_C = 1100$ MHz (a) i $\Delta_C = 1300$ MHz (b), snaga probe je 1.5 mW, snaga pumpnih lasera je 2 x 200 mW, veličina rešetke je 35 μm , temperatura je 120 $^{\circ}\text{C}$.



Slika 19. Ovisnost 1D raspodjele intenziteta probnog lasera nakon izlaska iz staklene ćelije o frekvenciji probnog lasera, za $\Delta_C = 1100$ MHz (a) i $\Delta_C = 1300$ MHz (b), snaga probe je 6 mW, snaga pumpnih lasera je 2 x 200 mW, veličina rešetke je 35 μm , temperatura je 120 $^{\circ}\text{C}$.

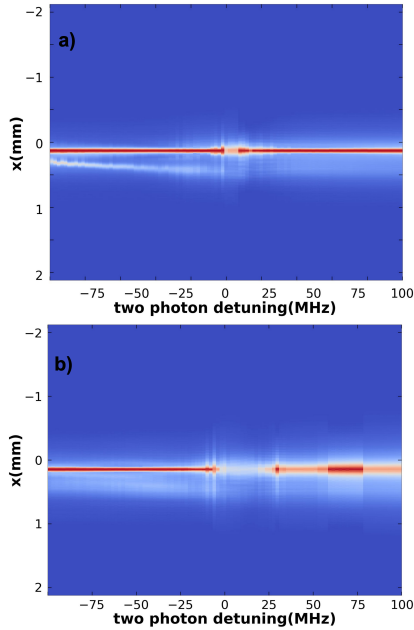


Slika 18. Ovisnost 1D raspodjele intenziteta probnog lasera nakon izlaska iz staklene ćelije o frekvenciji probnog lasera, za $\Delta_e = 1100$ MHz (a) i $\Delta_e = 1300$ MHz (b), snaga probe je 1.5 mW, snaga pumpnih lasera je 2 x 200 mW, veličina rešetke je 35 μm , temperatura je 100 $^{\circ}\text{C}$.



Slika 20. Ovisnost 1D raspodjele intenziteta probnog lasera nakon izlaska iz staklene ćelije o frekvenciji probnog lasera, za $\Delta_C = 1100$ MHz (a) i $\Delta_C = 1300$ MHz (b), snaga probe je 6 mW, snaga pumpnih lasera je 2 x 200 mW, veličina rešetke je 35 μm , temperatura je 100 $^{\circ}\text{C}$.

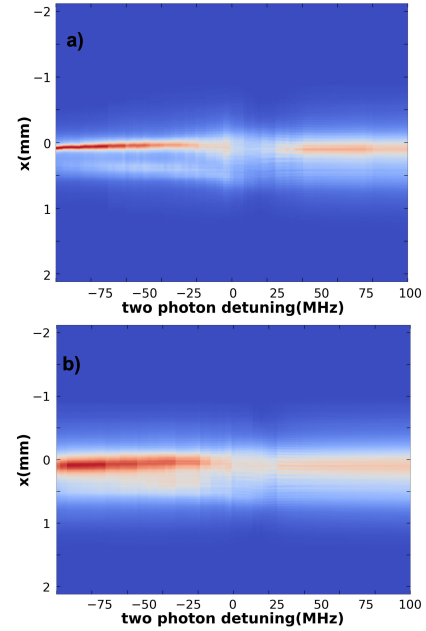
No, kao i u mjeranjima s probom od 1.5 mW, ovdje možemo vidjeti kako pri istoj snazi probe od 6 mW drugi parametri utječu na širenje snopa. Na slikama 19 i 20 vidimo da povećanjem frekventnog pomaka na 1300 MHz efekt difrakcije postaje bolje uočljiv. Apsorpcijski dio može se vidjeti negdje između 0 i 25 MHz, osim u slučaju slike 20 pod b), gdje svjetlost pri frekventnom pomaku pumpe od 1100 MHz ne biva apsorbirana, nego ipak prolazi. Konačno, na kraju podižemo snagu probe do 20 mW i promatramo propagaciju snopa probe. Na slici 21, pri temperaturi od 120°C, snop za oba frekventna pomaka pumpe zadržava svoj oblik i propagira se kao soliton. Slika 21 b) prikazuje apsorpciju na intervalu od 0 do 25 MHz pri frekventnom pomaku pumpe od 1300 MHz. Usporedimo li slike 21 i 22; mijenjanjem parametra temperature uzorak difrakcije također se mijenja. Pri nižoj temperaturi od 100 °C uočljiviji je difrakcijski uzorak.



Slika 21. Ovisnost 1D raspodjele intenziteta probnog lasera nakon izlaska iz staklene ćelije o frekvenciji probnog lasera, za $\Delta_C = 1100$ MHz (a) i $\Delta_C = 1300$ MHz (b), snaga probe je 20 mW, snaga pumpnih lasera je 2×200 mW, veličina rešetke je $35 \mu\text{m}$, temperatura je 120 °C.

Povećanjem snage probnog lasera, snop ima tendenciju širiti se kao soliton, odnosno zadržavati svoj oblik. Na samom početku mjerenja, pri snazi probnog lasera od 1.5 mW, efekt difrakcije je najuočljiviji. Interakcija između probnog lasera i interferencijskih zraka pobuđujućeg lasera, kojima stvaramo periodični indeks loma, najjača je ukoliko imamo slabu snagu probe. Povećanjem snage probe, očekivano, dobivamo izlazni snop koji je fokusiran i vrlo malo difraktiran. Snaga probnog lasera utječe

na način na koji će se svjetlost propagirati kroz staklenu ćeliju.



Slika 22. Ovisnost 1D raspodjele intenziteta probnog lasera nakon izlaska iz staklene ćelije o frekvenciji probnog lasera, za $\Delta_C = 1100$ MHz (a) i $\Delta_C = 1300$ MHz (b), snaga probe je 20 mW, snaga pumpnih lasera je 2×200 mW, veličina rešetke je $35 \mu\text{m}$, temperatura je 100 °C.

IV. ZAKLJUČAK

U ovom radu proučavana je optički inducirana rešetka u parama atoma rubidija. Nakon propuštanja slabe probe kroz interferencijske zrake pumpnog lasera, dobivamo difrakcijski uzorak. Fokusiranjem probe s crvenim frekventnim pomakom u svijetlu prugu dobivamo očekivani maksimum, a za probu s plavim frekventnim pomakom dobivamo očekivani minimum. Za fokusiranje u tamnu prugu dobivamo obratno ponašanje; maksimum za probu s plavim frekventnim pomakom i minimum za probu s crvenim frekventnim pomakom. Diskretnu difrakciju na rešetci veličine $37 \mu\text{m}$ dobili smo na dvofotonskom pomaku od 80 MHz. Mjerenja su obavljena pri fokusiranju u svijetlu i tamnu prugu, te se poklapaju s numeričkim simulacijama. Diskretna difrakcija ovisi o veličini rešetke. Diskretne solitone u ovisnosti o dvofotonskom pomaku promatramo pri snazi probe od 1.5 mW, 6 mW i 20 mW. Mjerimo na 100°C te zatim na 120°C u rasponu od -100 do 100 MHz dvofotonskog pomaka. Na početku staklene ćelije puštena je fokusirana proba, te smo promatrali kako izgleda proba na kraju staklene ćelije u ovisnosti o navedenim parametrima. U određenim uvjetima možemo uočiti diskretizaciju probe, solitonsku propagaciju bez mijenjanja oblika i pojavu ap-

sorpcije. Uz kompleksnije sheme energijskih nivoa i pobudnih lasera te geometrije laserskih zraka, optički inducirane rešetke u atomskoj pari pružaju svestranu i prilagodljivu eksperimentalnu podlogu za istraživanje kom-

pleksnih kvantnih i optičkih fenomena, kao što su PT - simetrični potencijali [6], nehermitska fizika [7] i Aubry – André lokalizacija [8].

-
- [1] X. Zhang and Z. Liu, Superlenses to overcome the diffraction limit, *Nature materials* **7**, 435 (2008).
 - [2] T. Ozawa, H. M. Price, A. Amo, N. Goldman, M. Hafezi, L. Lu, M. C. Rechtsman, D. Schuster, J. Simon, O. Zeitler, *et al.*, Topological photonics, *Reviews of Modern Physics* **91**, 015006 (2019).
 - [3] J. Sheng, M.-A. Miri, D. N. Christodoulides, and M. Xiao, $\mathcal{PT}$ -symmetric optical potentials in a coherent atomic medium, *Phys. Rev. A* **88**, 041803 (2013).
 - [4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, New York, 1989).
 - [5] D. A. Steck, Rubidium 87 D Line Data (2004), dostupno online na <https://steck.us/alkalidata/>.
 - [6] Z. Zhang, Y. Zhang, J. Sheng, L. Yang, M.-A. Miri, D. Christodoulides, B. He, Y. Zhang, and M. Xiao, Observation of parity-time symmetry in optically induced atomic lattices, *Physical Review Letters* **117** (2016).
 - [7] S. Xia, D. Kaltsas, D. Song, I. Komis, J. Xu, A. Szameit, H. Buljan, K. G. Makris, and Z. Chen, Nonlinear tuning of pt symmetry and non-hermitian topological states, *Science* **372**, 72 (2021).
 - [8] Y. Lahini, R. Pugatch, F. Pozzi, M. Sorel, R. Morandotti, N. Davidson, and Y. Silberberg, Observation of a localization transition in quasiperiodic photonic lattices, *Physical Review Letters* **103**, 10.1103/physrevlett.103.013901 (2009).