

Istraživanje nerezonantne sheme elektromagnetski inducirane transparencije za pohranu svjetlosti

Tomislav Danielov*

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička cesta 32, Zagreb

mentor: dr. sc. Ticijana Ban†

Sažetak

U radu se istražuju svojstva optičke memorije u nerezonantnoj shemi elektromagnetski inducirane transparencije (EIT). Specifično, mjere se efikasnost i vrijeme skladištenja fotona za različite odmake lasera od rezonantnog prijelaza. Pokazano je da efikasnost optičke EIT memorije raste odmicanjem od frekvencije rezonantnog prijelaza. Rad je strukturiran na sljedeći način. U prvom poglavlju dan je opis fizičkih mehanizama na kojima se temelji proces pohranjivanja svjetlosti u atomskom mediju, potom je objašnjen eksperimentalni postav korišten za promatranje optičke memorije, kao i nužni koraci kojima se postiže optička memorija. U konačnici, predstavljeni su i diskutirani rezultati. Ovaj je rad u cijelosti održan u grupi za kvantne tehnologije, Centru za napredne laserske tehnike (CALT) na Institutu za fiziku.

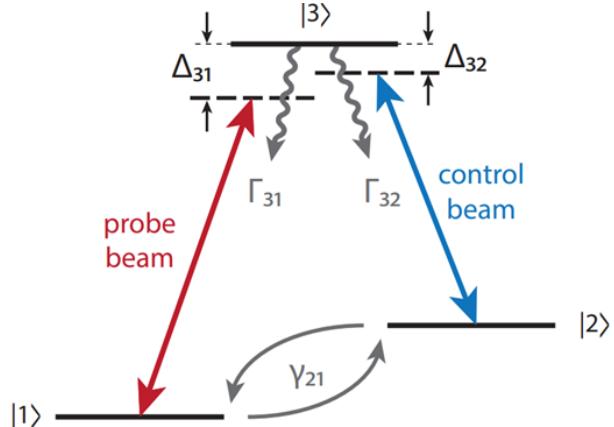
1 Teorijski uvod

1.1 Elektromagnetski inducirana transparencija i spora svjetlost

U specifičnoj konfiguraciji međudjelovanja atoma s tri energijske razine i dva vanjska elektromagnetska polja laserskog zračenja (Slika 1) dolazi do transmisije jedne od zraka kroz inače neproziran medij [1].

*tdanielo.phy@pmf.hr

†ticijana@ifc.hr

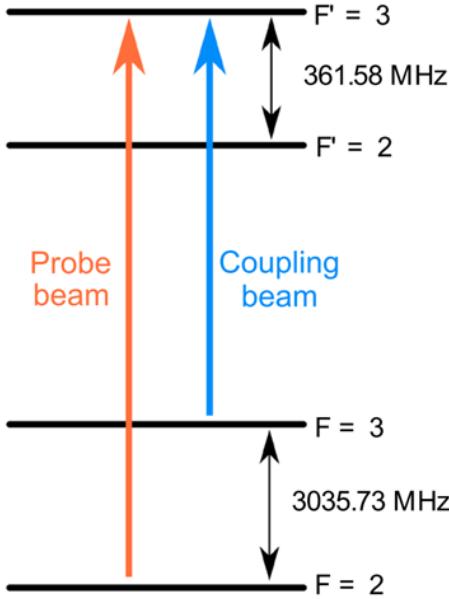


Slika 1: Shematski prikaz atoma s tri energijske razine i dva vanjska elektromagnetska polja. Preuzeto iz [2].

Ta pojava naziva se elektromagnetski inducirana transparencija (EIT) i može biti realizirana u raznim atomskim sustavima. U ovom radu koristi se lambda shema koju čine dva hiperfina nivoa 1S_0 osnovnog elektronskog stanja atoma rubidija 85 i jedan hiperfini nivo $^1P_{1/2}$ pobuđenog elektronskog stanja:

Hamiltonian sustava u tzv. aproksimaciji rotirajućeg vala možemo zapisati matrično na sljedeći način [4]:

$$\hat{H}_R = \begin{pmatrix} -\hbar\Delta_1 & 0 & -\mu_{13}\tilde{E}_1 \\ 0 & -\hbar\Delta_2 & -\mu_{23}\tilde{E}_2 \\ -\mu_{13}\tilde{E}_1^* & -\mu_{23}\tilde{E}_2^* & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$



Slika 2: Relevantni prijelazi za EIT optičku memoriju u ^{85}Rb izotopu. Preuzeto iz [3].

Ovdje $\tilde{E}_{1,2}$ predstavljaju amplitude pojedinih laserskih polja, a $\Delta_i = \nu_i - \omega_{i3}$ frekventne odmake pojedinog polja od frekvencije prijelaza. Konstante μ_{13} i μ_{23} označavaju dipolne matrične elemente prijelaza. Vrijednosti frekvencija prijelaza poznate su i navedene u [5].

Smetnja se u sustav uvodi pomoću dvije laserske zrake. Pritom se jedna zraka ugađa na frekvenciju prijelaza $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ i nju nazivamo **probna**, a druga na prijelaz $|F=3\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ i nju nazivamo **pumpna** (slika 2). Pumpna zraka služi kao kontrolna, a probnu oblikujemo u signal koji želimo spremiti u medij.

1.2 Opis EIT-a matricom gustoće

Da bismo dobili potpuni kvalitativni prikaz EIT-a, koristimo Maxwell-Blochovu jednadžbu koja opisuje evoluciju matrice gustoće u prisutstvu mehanizama dekoherencije [6]:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_R, \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{L}}_\Gamma[\hat{\rho}] \quad (2)$$

$\hat{\mathcal{L}}_\Gamma$ označava Lindbladov superoperator, čija je funkcija uključiti razne dekoherencijske efekte. Doprinosi raznih procesa dekoherencije detaljno su opisani u radu [7].

U ovom radu promatramo najčešće korišteni režim pumpe i probe, tj. aproksimaciju slabe probe, u kojoj je odziv sustava linearan u intenzitetu probe. Ta aproksimacija uz pretpostavku zatvorenog atomskog sustava svodi sustav od šest vezanih diferencijalnih jednadžbi [4] na samo dvije:

$$0 = -\Gamma_{12}\rho_{21} + i\Omega_c^*\rho_{31} \quad (3)$$

$$0 = -\Gamma_{13}\rho_{31} + i\Omega_c\rho_{21} + i\Omega_p \quad (4)$$

U gornjim jednadžbama Ω_p i Ω_c predstavljaju Rabi frekvencije probne i pumpne zrake. Uz njih definiramo konstante: $\Gamma_{12} = \gamma_{12} - i\delta$, $\Gamma_{13} = \gamma_{13} - i\Delta_1$. Pritom su γ_{12} i γ_{13} fenomenološki uvedene konstante koje upisuju dekoherencije, a $\delta = \Delta_1 - \Delta_2$ je tzv. two-photon detuning. Konačno dobivamo linearnu susceptibilnost atomskog medija s N atoma po jedinici volumena kao funkciju Δ_1 i δ :

$$\chi_p(\Delta_1, \delta) = i \frac{N\mu_{13}^2}{\hbar\epsilon_0} \frac{\Gamma_{12}}{\Gamma_{12}\Gamma_{13} + |\Omega_c|^2} \quad (5)$$

Susceptibilnost ovisi o modulu kvadrata Rabijeve frekvencije pumpe, koja je proporcionalna intenzitetu te o frekventnim odmacima od rezonancije.

$$|\Omega_c|^2 = \frac{|\mu_{23}|^2 \tilde{E}_2^2}{\hbar^2} \quad (6)$$

Širina EIT rezonancije proporcionalna je intenzitetu pumpne zrake [7]. Iz linearne susceptibilnosti dobivamo indeks loma [8]:

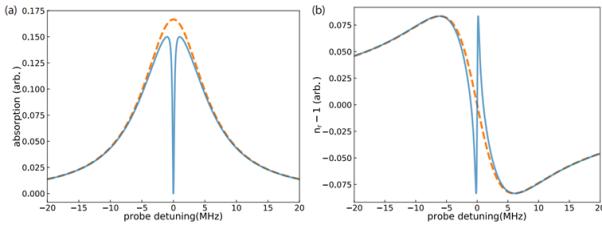
$$n = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}\{\chi_p\} \quad (7)$$

1.3 Spora svjetlost

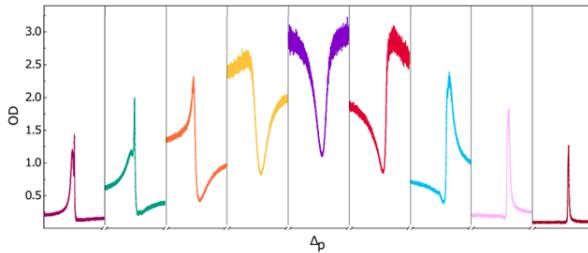
Imaginarni dio linearne susceptibilnosti jednak je apsorpciji atomskog medija, a realni indeks loma. Poznavajući indeks loma, možemo odrediti grupnu brzinu svjetlosti unutar atomske pare:

$$v_g = \frac{c}{1 + \nu_p \frac{dn}{d\nu_p}} \quad (8)$$

Budući da su atomska polarizabilnost i indeks loma povezane Kramers-Kronig relacijama, možemo iz oblika apsorptivne linije odrediti frekventnu domenu u kojoj možemo opaziti sporu svjetlost u atomskoj pari. Primjer grafova imaginarnog i realnog dijela linearne susceptibilnosti dan je na slici 3.



Slika 3: (a) Imaginarni i (b) realni dio linearne susceptibilnosti probe u ovisnosti o frekventnom odmaku probe od rezonantne frekvencije prijelaza, predstavljeni plavom punom linijom. Narančasta isprekidana linija predstavlja iste veličine u slučaju odsutstva pumpne zrake. Preuzeto iz [2].



Slika 4: Prikaz EIT spektra u ovisnosti o frekventnom odmaku (detuningu) pumpne zrake od frekven- cije prijelaza u rasponu od -800 MHz do 800 MHz. Preuzeto iz [3].

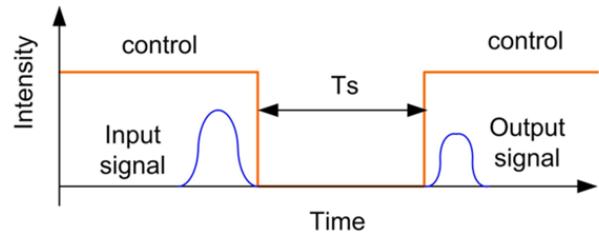
1.4 Optička memorija

Naša optička memorija koristi EIT efekt za pohranu svjetlosnih pulseva. Eksperimentalni protokol za demonstraciju optičke memorije, tj. za pohranu svjetlosnog pulsa u atomski medij i njegovo otpuštanje iz medija na zahtjev je sljedeći [9]:

1. Pumpnu zraku šaljemo u atomski medij konstantnim intenzitetom, a probnu oblikujemo u svjetlosni puls.

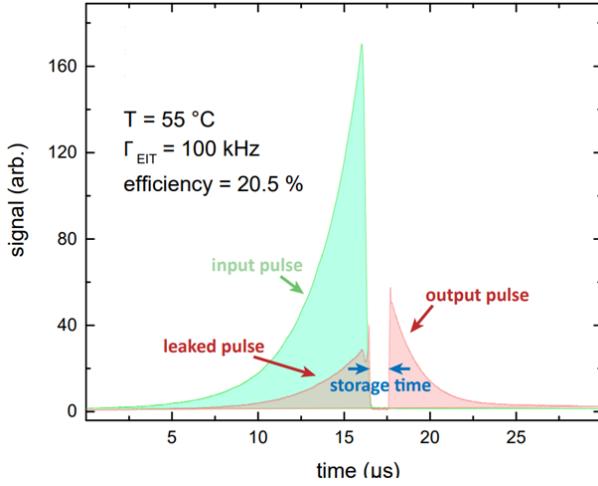
2. Ugasimo obje laserske zrake.

3. Nakon određenog vremena koje nazivamo vrijeme spremanja, palimo pumpnu zraku na konstantan intenzitet. Uz signal pumpe, iz atomskog medija izade i spremljeni signal probe.



Slika 5: Protokol EIT optičke memorije. Preuzeto iz [9].

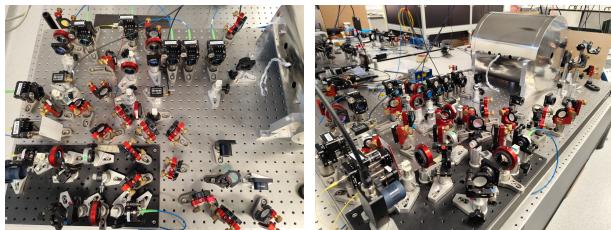
Na slici 5 vidljivo je smanjenje površine ispod probnog signala. Omjer površina ulaznog i izlaznog signala naziva se efikasnost i ovisi o brojnim faktorima (temperatura atomske pare, vrijeme pohrane, frekventni odmak pumpe i probe od frekvencije prijelaza, intenzitet pumpne zrake [3]). U ovom radu istražit ćemo ovisnost o frekventnom odmaku za fiksne vrijednosti temperature i vremena spremanja. Primjer signala optičke EIT memorije je na slici:



Slika 6: Primjer izmjerенog signala memorije pri temperaturi od 55°C i širini EIT rezonancije od 100 kHz . Zeleni signal odgovara ulaznom probnom pulsu, a rozi odgovara izlaznom pulsu nakon pohrane u atomskom mediju i pulsu koji prokrije zbog neoptimalnih uvjeta eksperimenta. Preuzeto iz [2].

2 Eksperiment

Eksperimentalni rad izrađen je u laboratoriju na Institutu za fiziku, CALT odsjek. Eksperimentalni postav može se vidjeti na slici 7.



Slika 7: Eksperimentalni postav.

2.1 Laser

U eksperimentu se rabi kontinuirani laser koji koristi titan safir kristal (Ti:sapph) za postizanje laserske emisije (Matisse CR, Sirah). Ti:sapph je laser koji

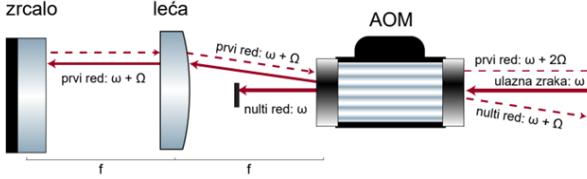
koristi kristal kao aktivni medij (eng. solid state laser). Zbog svog širokog spektralnog područja emisije [10] i mogućnosti preciznog namještanja frekvencije on omogućava mjerenje svojstava optičke memorije kao funkciju odmaka od atomske rezonancije. Softverski paket omogućava da kontrolom raznih elemenata unutar lasera, kao što su birefringenent filter, thin etalon i piezo etalon namjestimo frekvenciju lasera na 377.106061 THz , tj. točno na frekvenciju prijelaza između $5^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{P}_{1/2}$ nivoa u ^{85}Rb [5]. Koristeći $\lambda/2$ pločicu i polarizacijski djelitelj snopa (PBS), možemo namjestiti koji udio snage izlaznog signala želimo koristiti u eksperimentu. Lasersku svjetlost vežemo u jedan kraj jednomodnog optičkog vlakna dok se drugi kraj namješta na eksperiment.

2.2 Eksperimentalni postav

Budući da pumpu i probu moramo ugoditi na različite frekvencije prijelaza, potrebno ih je razdvojiti PBS-om i odvojeno manipulirati njima.

Nakon razdvajanja, pumpnoj zraci treba promijeniti frekvenciju za 180.79 MHz (Slika 2). Taj pomak u frekvenciji postiže se akusto-optičkim modulatorom (AOM-om) modela Gooch & Housego 3080 – 125. AOM uređaj je koji koristi vanjski napon da bi piezoelektrikom stvorio visokofrekventno RF polje koje u kristalu stvara difrakcijsku rešetku. Svjetlost koja prolazi kroz kristal ogiba se na toj rešetci. Područje rada AOM-a korištenog u eksperimentu je ($50 - 130$) MHz. U eksperimentu koristimo Moglabs XRF synthesizer da bismo postavili frekvenciju AOM-a na 90 MHz i dvostrukim prolazom lasera kroz kristal AOM-a postižemo željenu promjenu frekvencije. Na putu AOM-a nalazi se plankonveksna leća i zrcalo, pri čemu su zrcalo i AOM na fokalnoj udaljenosti od leće (slika 8). U prvom prolasku kroz AOM, prostorno filtriramo multi red zrake dok se prvi odbija od zrcala i ponovno prolazi kroz AOM. Time je konačna frekvencija lasera upadne frekvencije ω nakon dvostrukog prolaza $\omega + 2\Omega$, gdje je Ω RF frekvencija AOM-a. Sustav dvostrukog prolaza kroz AOM primjenjujemo na obje zrake.

Budući da probnoj zraci moramo znatno više promijeniti frekvenciju, za nju nije dovoljno koristiti AOM. Za dodatnu promjenu frekvencije od 3.035GHz [5] ko-

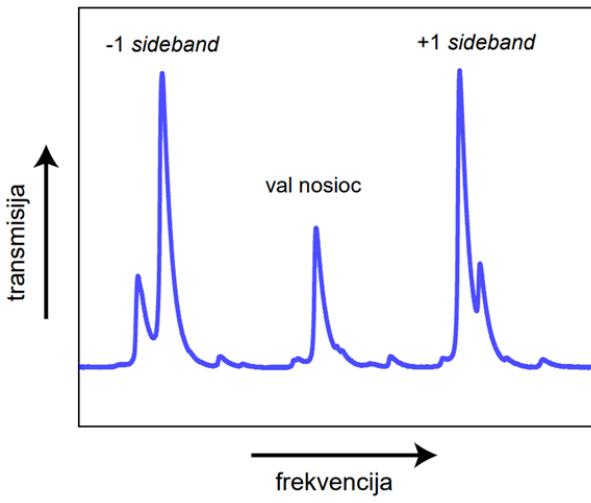


Slika 8: Shema dvostrukog prolaza kroz AOM. Preuzeto iz [7].

ristimo elektro-optički modulator (EOM), kristal čiji indeks loma ovisi o jakosti električnog polja. Prolaskom kroz EOM, svjetlost biva fazno modulirana na sljedeći način:

$$E_{\text{EOM}} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))} \quad (9)$$

gdje je ω frekvencija ulazne svjetlosti, β amplituda modulacije, a Ω RF frekvencija modulacije. Posljedica je da se uz val originalne frekvencije (val nosioca) javljaju i dodatni valovi odmaknuti od nosioca za frekvenciju modulacije (sidebandovi). Primjer izlaznog signala nakon prolaska kroz EOM dan je na slici 9.



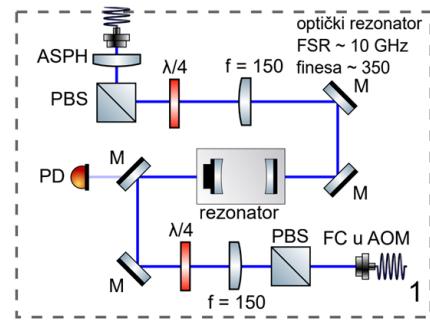
Slika 9: Signal nakon prolaska kroz EOM. Preuzeto iz [7].

Uz sidebandove prvog reda, na slici su vidljivi i

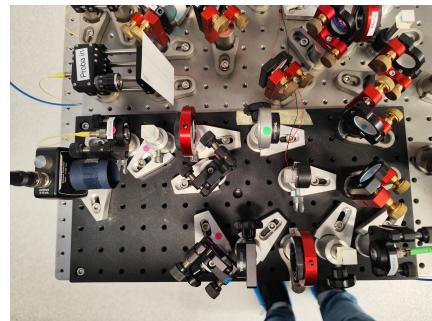
efekti viših redova u obliku dodatnih vrhova na sidebandovima. Budući da za eksperiment treba $+1$ sideband, potrebno je profiltrirati neželjene signale. To se radi daljnjim propuštanjem svjetlosti kroz optički rezonator. Ovisno o duljini rezonatora, u njemu će konstruktivno interferirati samo frekvencije koje zadovoljavaju uvjet:

$$\omega_q = q\pi \frac{c}{L} \quad (10)$$

Jedan je kraj rezonatora spojen na piezoelektrik, pa mijenjanje njegove duljine omogućava odabir sidebanda koji propuštamo. Stabilizacija se vrši koristeći New Focus LB1005 servo kontroler, a signal možemo promatrati na fotodiidi spojenoj na osciloskop. Prikaz ovog dijela postava dan je na slikama 10, 11.



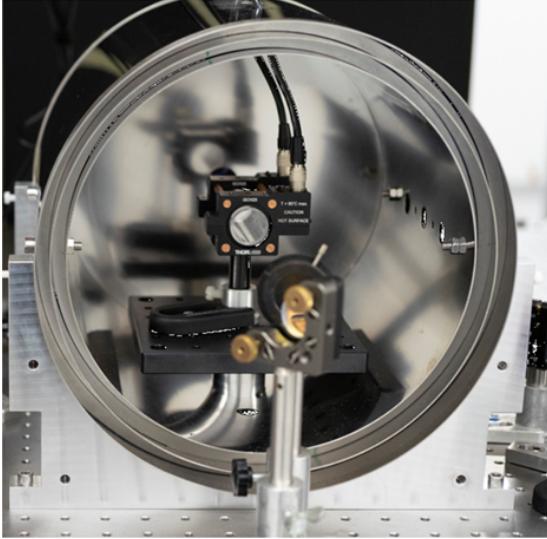
Slika 10: Shematski prikaz dijela eksperimenta u kojem svjetlost prolazi kroz optički rezonator. Preuzeto iz [7].



Slika 11: Dio eksperimentalnog postava za propuštanje svjetlosti kroz optički rezonator.

Nakon ugađanja obiju zraka na željene frekvencije

prijelaza, ponovno ih spajamo i šaljemo na teleskop koji služi da bismo ih prostorno uvećali. Potom zrake šaljemo u metalni štit napravljen od tri sloja mu metalna koji služi da bismo naše atome izolirali od magnetskog polja Zemlje (slika 12). Unutar metalnog štita nalazi se staklena čelija s atomima koju je moguće grijati posebno dizajniranim grijačem. Detalji o grijaču i magnetskom štitu mogu se naći u [7]. Nakon prolaska obiju zraka kroz čeliju s atomima, a na izlasku iz magnetskog štita, pumpna zraka se odvaja od probne uporabom Glan-Thompson polarizatora. Na fotodiidi spojenoj na osciloskop mjerimo transmisiju probe.



Slika 12: Metalni štit sastavljen od tri sloja mu metalna koji koristimo u eksperimentu. Preuzeto iz [7].

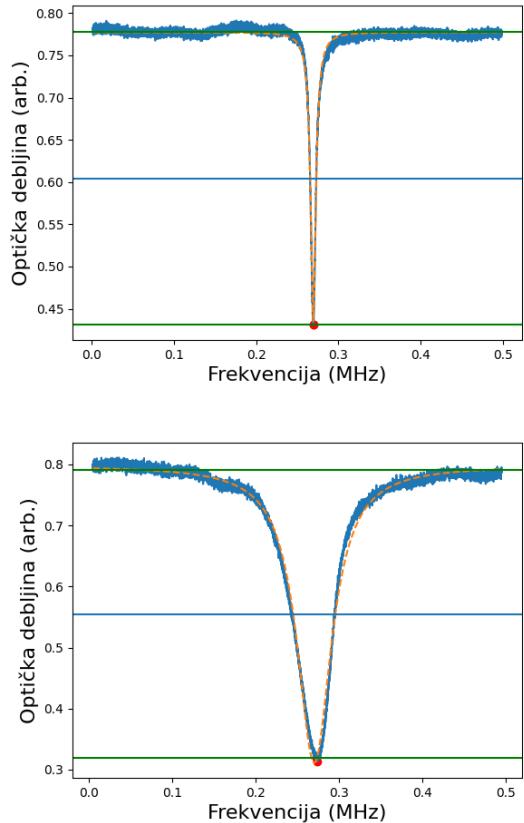
2.3 Mjerjenje

Za mjerjenje EIT-a upotrebljavamo syncray LIGHTIGO digitalni generator pulseva, koji omogućava slanje pulseva u preciznim vremenskim intervalima. On omogućava sinkronizaciju XRF uređaja pomoću Python koda. Možemo na zahtjev paliti i gasiti pumpnu i probnu zraku, čime postizemo konzistentnost mjerjenja. Mijenjanjem frekvencije probe u uskom rasponu oko frekvencije prijelaza $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, možemo dobiti izgled frekventnog spektra oko rezonancije.

nancije. Da bismo mogli izračunati apsorpciju i širinu EIT rezonancije, rabimo Beer-Lambertov zakon:

$$I = I_0 e^{-d} \quad (11)$$

gdje je I intenzitet detektiranog signala, I_0 intenzitet signala prije međudjelovanja, a d optička debljina [7]. Uz mjerjenje oko rezonancije probe, mjerimo i signal dobiven namještanjem frekvencije probe na -1 sideband EOM-a (slika 9), koji određuje intenzitet I_0 . Također mjerimo signal same pumpe koji predstavlja neželjeni doprinos te ga kasnije oduzimamo. Mjerjenje je detaljnije opisano u [7]. Iz mjerjenja možemo dobiti graf ovisnosti optičke debljine d kao funkciju odmaka od rezonancije probe:

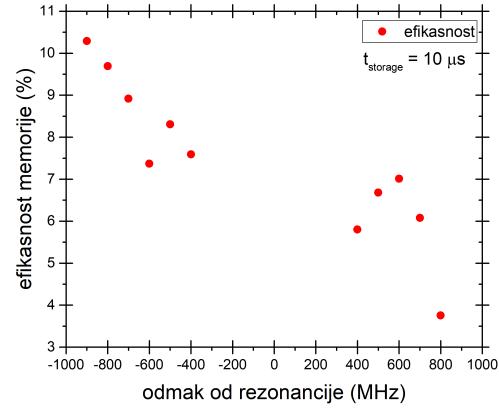


Slika 13: EIT rezonancija za snagu pumpe od 1 mW (gornja slika) i 10.1 mW (donja slika).

Iz slike 13 vidljiva je ovisnost širine EIT rezonan- cije o intenzitetu pumpne zrake. Za mjerjenje optičke memorije koristimo Python kod. Njime oblikujemo ulazni puls i definiramo vrijeme pohranjivanja. Sig- nal ulazne i izlazne probe možemo očitati na os- ciloskopu (slika 6). Efikasnost mjerimo kao omjer površina između izlaznog i ulaznog eksponencijalnog signala. Ulazni signal mjerimo na nerezonantnom si- debandu EOM-a, čime se eliminiraju učinci apsorp- cije na rezonanciji koji uzrokuju gubitak informacije [7]. Izlazni signal mjerimo na rezonanciji, a također mjerimo i signal samo pumpne zrake kojeg oduzi- mamo od izlaznog signala. Da bismo postigli sman- njenje šuma i time veću točnost mjerjenja, za zadano vrijeme spremanja i trajanje ulaznog pulsa spremamo 5000 mjerena na osciloskop te uzimamo njihovu pro- sječnu vrijednost. Nakon spremanja, koristimo drugi Python kod kojim računamo površinu ispod ulaznog ili izlaznog pulsa. Računanjem omjera površine is- pod izlaznog i ulaznog pulsa možemo dobiti efikas- nost optičke memorije za zadane parametre sustava (temperatura atoma, snaga pumpne zrake, vrijeme spremanja, duljina trajanja ulaznog pulsa).

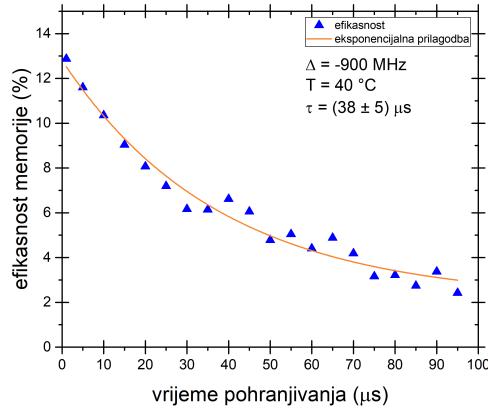
3 Rezultati i diskusija

Pokazano je da efikasnost memorije u slučaju nerezonantne pumpe postiže maksimum na temperaturi od 45°C [3]. Toliko visoka temperatura u blizini rezonancije uzrokuje uvećanu apsorpciju koja znatno otežava mjerjenje memorije. Zato smo zagrijali staklenu ćeliju na temperaturu 40°C prije početka mjere- nja, čime smo umanjili efekte apsorpcije u blizini rezonancije, ali i povećali efikasnost u nerezonantnom režimu. Potom smo mijenjali frekventni odmak od rezonancije u rasponu od -1000 MHz do 1000 MHz i za fiksnu vrijednost vremena spremanja i duljine trajanja pulsa odredili efikasnost kao funkciju odmaka od rezonancije. Ova ovisnost vidljiva je na slici 14.



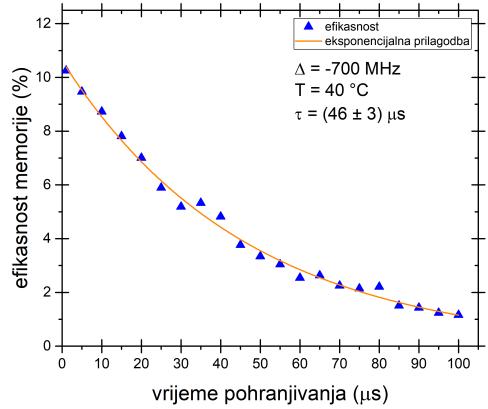
Slika 14: Ovisnost efikasnosti optičke EIT memorije o frekventnom odmaku od rezonancije za vrijeme spre- manja od $10 \mu\text{s}$. Može se vidjeti da efikasnost pada približavanjem rezonanciji.

Također, zbog apsorpcije pada intenzitet pumpe pa se mijenjaju uvjeti EIT-a, stoga mjerjenje nije us- pješno izvršeno u rasponu od -300 MHz do 300 MHz. Maksimumi su postignuti za odmak od -900 MHz i 600 MHz. Pri odmacima od -1000 i 900 MHz nije bilo moguće izmjeriti efikasnost memorije, stoga je mjerjenje zaustavljeno na odmacima od -900 i 800 MHz. Moguć razlog za nagli pad efikasnosti je što su to frekvencije koje izlaze van iz širine Dopplerove linije pri 40°C . Unutar ćelije ne postoje atomi br- zinske skupine u kojima bi bili ostvareni EIT uvjeti. Također može se vidjeti da efikasnost nije parna funk- cija odmaka od rezonancije. Da bi se optimizirala efikasnost memorije, potrebno je za svaki odmak od rezonancije odabrati optimalne ulazne parametre, tj. trajanje i strminu pulsa. Mjeranjem efikasnosti u više vrijednosti frekventnog pomaka može se točnije odre- diti ovisnost efikasnosti o frekventnom odmaku od re- zonancije. Nakon što smo ustanovili da je efikasnost maksimalna za odmak od rezonancije od -900 MHz, izmjerili smo efikasnost u ovisnosti o vremenu pohra- njivanja pri toj vrijednosti odmaka. Rezultati su na slići 15:



Slika 15: Ovisnost efikasnosti optičke EIT memorije o vremenu spremanja pri frekventnom odmaku od -900 MHz .

Iz parametra τ eksponencijalne prilagodbe $e^{-t/\tau}$ možemo odrediti vrijeme poluživota memorije. U promatranom slučaju on iznosi $\tau = (38 \pm 5) \mu\text{s}$. Potom smo izmjerili istu ovisnost za odmak od -700 MHz (slika 16).



Slika 16: Ovisnost efikasnosti optičke EIT memorije o vremenu spremanja pri frekventnom odmaku od -700 MHz .

Eksponencijalnom prilagodbom dobili smo parametar $\tau = (46 \pm 3) \mu\text{s}$. Uočeno je da su vremena poluživota usporediva za različite odmake od rezonancije.

4 Zaključak

U ovom radu istražena je optička memorija temeljena na elektromagnetski induciranoj transparenciji (EIT) na toplim parama atoma rubidija 85. Promatran je nerezonantni režim EIT-a u kojem je frekvencija lasera odmaknuta od frekvencije rezonancije. Proučena je ovisnost efikasnosti optičke memorije o frekventnom odmaku pri konstantnoj temperaturi atomske pare i vremenu spremanja i uočen je rast efikasnosti s odmakom, pri čemu je maksimalna efikasnost za zadane parametre (vrijeme pohranjivanja od $10 \mu\text{s}$, temperatura atoma od $40 \text{ }^\circ\text{C}$) postignuta za frekventni odmak od -900 MHz . Potom je za odmake od -900 i -700 MHz izmjerena ovisnost efikasnosti memorije o vremenu pohranjivanja iz čega je statističkom analizom extrapolirano vrijeme života memorije koje u slučaju frekventnog odmaka od -700 MHz iznosi $(46 \pm 3) \mu\text{s}$.

Literatura

- [1] Stephen E. Harris. „Electromagnetically Induced Transparency”. *Physics Today* 50.7 (srpanj 1997.), str. 36–42.
- [2] D. Buhin. „Simultaneous laser cooling of multiple atomic species using a frequency comb”. Disertacija. Sveučilište u Zagrebu, 2022.
- [3] M. Đujić, D. Buhin, N. Šantić, D. Aumiler i T. Ban. „Comparative analysis of light storage in antirelaxation-coated and buffer-gas-filled alkali vapor cells”. *Scientific Reports* 14.1 (lipanj 2024.).
- [4] Ran Finkelstein, Samir Bali, Ofer Firstenberg i Irina Novikova. „A practical guide to electromagnetically induced transparency in atomic vapor”. *New Journal of Physics* 25.3 (ožujak 2023.), str. 035001.
- [5] Daniel A. Steck. *Rubidium 85 D Line Data*. Svibanj 2024. URL: <http://steck.us/alkalidata>.
- [6] Marlan O. Scully i M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1997.
- [7] Marin Đujić. „Utjecaj učinaka dekoherencije na svojstva optičkih kvantnih memorija”. Mag. rad. Sveučilište u Zagrebu, 2022.
- [8] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. 3rd ed. Wiley, 1999.
- [9] Lijun Ma, Oliver Slattery i Xiao Tang. „Optical quantum memory based on electromagnetically induced transparency”. *Journal of Optics* 19.4 (veljača 2017.), str. 043001.
- [10] Wolfgang Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons: An Introduction to Atomic Molecular and Quantum Physics*. Siječanj 2006.