

# Optička kvantna memorija temeljena na elektromagnetski induciranoj transparentiji

---

Đujić, Marin

Master's thesis / Diplomski rad

2022

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:595862>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2025-03-31**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Marin Đujić

OPTIČKA KVANTNA MEMORIJA TEMELJENA  
NA ELEKTROMAGNETSKI INDUCIRANOJ  
TRANSPARENCIJI

Diplomski rad

Zagreb, 2022.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Marin Đujić**

Diplomski rad

**Optička kvantna memorija temeljena  
na elektromagnetski induciranoj  
transparentiji**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Ticijana Ban

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2022.

*Zahvaljujem svojoj mentorici dr. sc. Ticijani Ban što je pronašla vremena za mene usred svih svojih obaveza i pažljivo i strpljivo pomogla oblikovati ovaj diplomski rad u njegov konačan oblik.*

*Hvala Danijelu Buhinu što me naučio apsolutno svemu vezanom za eksperiment. Ne mogu zamisliti koliko bi mi trebalo da pohvatam sve konce da nije bilo tebe.*

*Zahvaljujem i svim ostalim članovima Grupe za kvantne tehnologije što su me prihvatili otvorenih ruku i upoznali sa svakodnevnicom znanstvenika.*

*Hvala obitelji i prijateljima što su me motivirali i podržali kroz studij. Povrh svega, zahvaljujem stanovitom C, čija prisutnost me često bacala u očaj, ali u svijetlim trenucima i nasmijavala do suza.*

## Sažetak

Sigurna komunikacija na velike udaljenosti je u modernom svijetu postala važnija no ikad. Kvantna komunikacija predstavlja način na koji bi se moglo doći do fizikalno savršeno sigurne komunikacije. Važna prepreka na putu do njene tehnološke ostvarivosti jest postojane dugotrajne kvantne memorije. U ovom radu istražujemo zbog kojih sve faktora dolazi do gubljenja informacija tijekom zadržavanja pulsa unutar medija. Predstavljena je teorijska podloga pojave elektromagnetski inducirane transparencije (EIT-a), koja je ključna za ostvarenje optičke kvantne memorije. Osim toga, izračunata je i teorijska procjena dekoherencijskih učinaka. Opisane su eksperimentalne metode ostvarivanja stanja EIT-a koristeći hiperfine nivoe  $^{85}\text{Rb}$  uz pomoć lasera kontinuiranog zračenja. Izmjereni su parametri EIT-a za ćelije s atomskim medijem u različitim uvjetima, koji su zatim uspoređeni s teorijskim vrijednostima. Ove vrijednosti su uspoređene s onima za svojstva optičke kvantne memorije kako bi se ustanovio odnos između dva sustava. Konačno, sustav je testiran na višim temperaturama kako bi se usporedio sa sličnim izvedenim eksperimentima.

Ključne riječi: EIT, kvantna memorija, dekoherencija, kvantna komunikacija, kvantni internet

# Optical quantum memory based on electromagnetically induced transparency

## Abstract

Long distance secure communication is more important than ever in the modern world. Quantum communication presents a way to achieve physically perfectly secure communication. An important obstacle to a technological availability of such a thing is the existence of a long term quantum memory. The goal of this thesis is to explore all the factors that lead to information loss during pulse storage in atomic medium. A theoretical background of electromagnetically induced transparency (EIT) is presented, which is key in achieving optical quantum memory. Furthermore, a theoretical estimate of decoherence effect is performed. The experimental methods of realising the state of EIT using hyperfine levels of  $^{85}\text{Rb}$  and with a continuous wave laser are described. We measure the EIT parameters for atomic medium cells with different internal conditions, which we then compare to the theoretical values. The measured values are then compared to the ones obtained for the properties of optical quantum memories to determine the relation between the two systems. Finally, the system is tested on higher temperatures in order to compare our design with similar experiments done around the world.

Keywords: EIT, quantum memory, decoherence, quantum communication, quantum internet

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
1.1	Elektromagnetski inducirana transparentcija . . . . .	2
1.2	Spora svjetlost i optička kvantna memorija . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Teorijski uvod</b>	<b>5</b>
2.1	Elektromagnetski inducirana transparentcija . . . . .	5
2.2	Teorijski opis EIT-a . . . . .	6
2.3	Kvantna memorija . . . . .	14
2.4	Rubidij kao atom s tri energijske razine . . . . .	16
2.5	Analiza mehanizama dekoherencije . . . . .	18
2.5.1	Vrijeme preleta atoma za rijetku atmosferu . . . . .	18
2.5.2	Sudari između atoma medija . . . . .	19
2.5.3	Vrijeme preleta atoma uz dodatak inertnog plina . . . . .	20
2.5.4	Dopplerovo širenje . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Eksperimentalni postav</b>	<b>22</b>
3.1	Laser . . . . .	22
3.2	Saturacijska spektroskopija . . . . .	23
3.3	Elektro-optički modulator i stabilizacija na optički rezonator . . . . .	26
3.4	Akusto-optički modulator . . . . .	28
3.5	Detekcija signala . . . . .	30
3.6	<sup>85</sup> Rb ćelije . . . . .	31
3.7	Magnetski štit . . . . .	31
3.8	Grijač . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Mjerenja i rezultati</b>	<b>35</b>
4.1	EIT . . . . .	35
4.1.1	Mjerenje EIT-a . . . . .	35
4.1.2	Analiza mjerenja EIT-a . . . . .	37
4.1.3	Rezultati mjerenja EIT-a . . . . .	37
4.2	Kvantne memorije . . . . .	41
4.2.1	Mjerenje kvantnih memorija . . . . .	41
4.2.2	Analiza kvantnih memorija . . . . .	43



4.2.3	Rezultati mjerenja kvantne memorije na sobnoj temperaturi . .	44
4.2.4	Testiranje sustava na višim temperaturama . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>51</b>
	<b>Literatura</b>	<b>52</b>

# 1 Uvod

Kvantna optika je područje koje proučava kvantne učinke proizašle iz međudjelovanja materije i svjetlosti i pokušava ih ugraditi u tehnologije budućnosti. Ovo brzorastuće polje je na glavnoj fronti čovjekova pokušaja da obuzda kvantnu informaciju i iskoristi je za nove arhitekture računala i načine komunikacije. Kvantne tehnologije su sve bliže dostupnosti široj populaciji, uvelike zahvaljujući naprecima upravo u polju kvantne optike.

Jedan od osnovnih gradivnih materijala kvantnih tehnologija jest memorija koja omogućuje spremanje i čitanje kvantne informacije, tzv. optička kvantna memorija. Ovaj uređaj omogućuje spremanje informacija sadržanih u svjetlosnim pulsevima i otporan je na spontane načine gubljenja informacija. Jedna od primjena optičke kvantne memorije je kvantni repetitor (eng. *quantum repeater*), uređaj koji služi povećanju udaljenosti na koju se kvantna informacija može prenijeti. Kvantni repetitor je ključni dio u konstruiranju kvantnog interneta, načina komunikacije koji se oslanja na kvantnu informaciju.

Privlačnost kvantnog interneta leži u činjenici da je informacija koju šaljemo savršeno sigurna. Klasično slanje informacija podrazumijeva enkriptiranu poruku čiji ključ znaju samo pošiljatelj i primatelj. Kako se moderna komunikacija odvija vrlo brzo i između mnogo sudionika, enkripcijski ključ se šalje zajedno s podacima. Ukoliko netko uspije presresti poruku, ima sve dostupne informacije da uz dovoljno vremena i truda otkrije poslanu poruku, bez znanja ljudi koji su sudjelovali u komunikaciji. S druge strane, kvantna informacija je valna funkcija koja postoji u superpoziciji više stanja. Ukoliko netko pokuša presresti poruku spremljenu u kvantni val, superpozicija će se urušiti u jedno od mogućih stanja. Presretač je ovime uništio kvantno stanje sustava i sad je u nemogućnosti otkriti početnu poruku. Uz to, primatelj i pošiljatelj su svjesni da je došlo do presretanja jer se komunikacijski kanal urušio presretanjem.

Kvantne memorije većinom koriste učinak usporavanja svjetla (eng. *slow light*). Usporavanje svjetla se postiže jakom promjenom indeksa loma oko frekvencije svjetlosti koju želimo usporiti. Ukoliko bi došlo do usporavanja brzine svjetlosti na brzinu jednakoj nuli, mogli bismo neograničeno dugo zadržavati kvantnu informaciju unutar medija. Međutim, zbog svojstava atomskih sustava može doći do spontanog

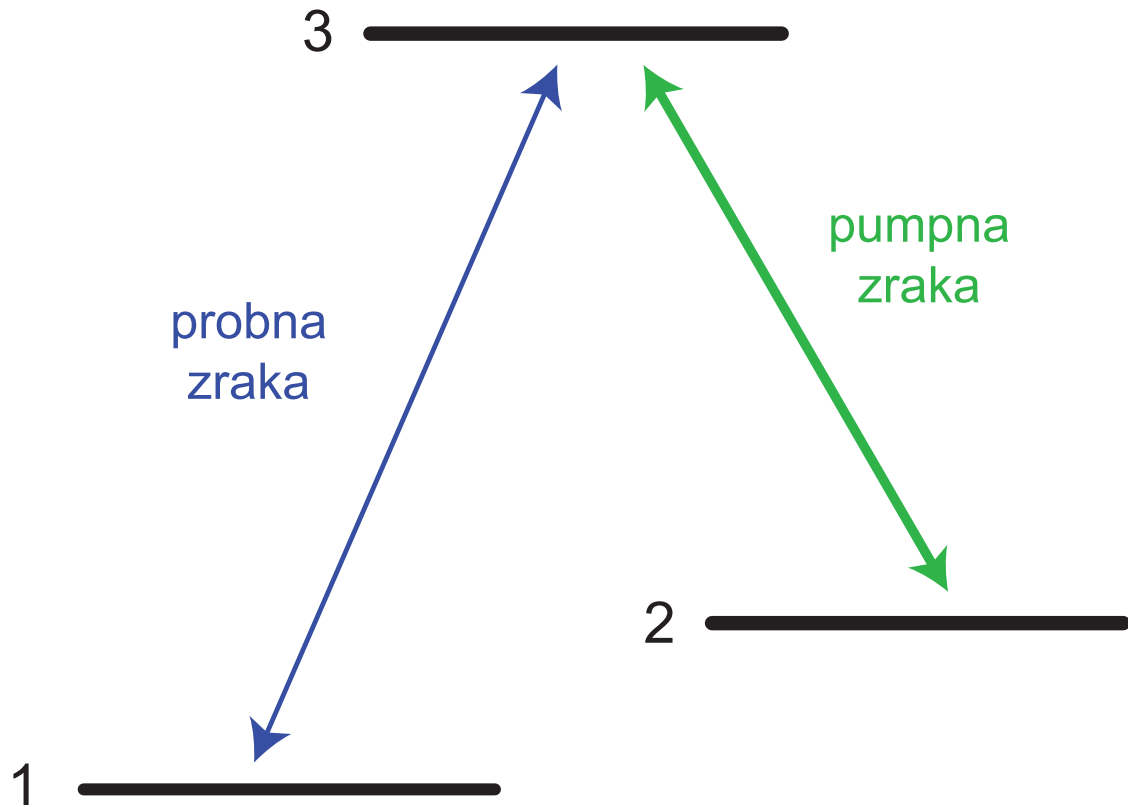
gubljenja pohranjene informacije. Da bismo produljili vrijeme spremanja informacije, trebamo potpuno razumjeti sve mehanizme koje doprinose gubljenju podataka i naći način kako ih zatomiti.

U ovom radu istražujemo svojstva kvantnih memorija koristeći tople pare rubidija. Tople pare rubidija je relativno lako i jeftino pripremiti kao medij za spremanje kvantnih podataka, što ga čini vjerojatnim kandidatom za korištenje u komercijalnim kvantnim repetitorima. Atomski medij trebamo moći zadržati unutar određenog prostora, za što koristimo staklenu ćeliju. Kroz rad ćemo usporediti ćelije različitih svojstava te vidjeti kako ona utječu na svojstva kvantnih memorija. Prvo poglavlje rada predstavlja motivaciju i uvodi koncepte koje ćemo koristiti. Drugo poglavlje daje matematičku podlogu pojava koje koristimo te uvodi predviđene mehanizme gubljenja podataka. U trećem poglavlju predstavljamo eksperimentalni postav i objašnjavamo dijelove koji su nam bitni da ostvarimo uvjete za kvantnu memoriju. Poglavlje broj četiri prikazuje dobivena mjerenja i daje objašnjenje izmjenjenog, a peto poglavlje daje zaključak čitavog rada uz pogled na budućnost ovog istraživanja.

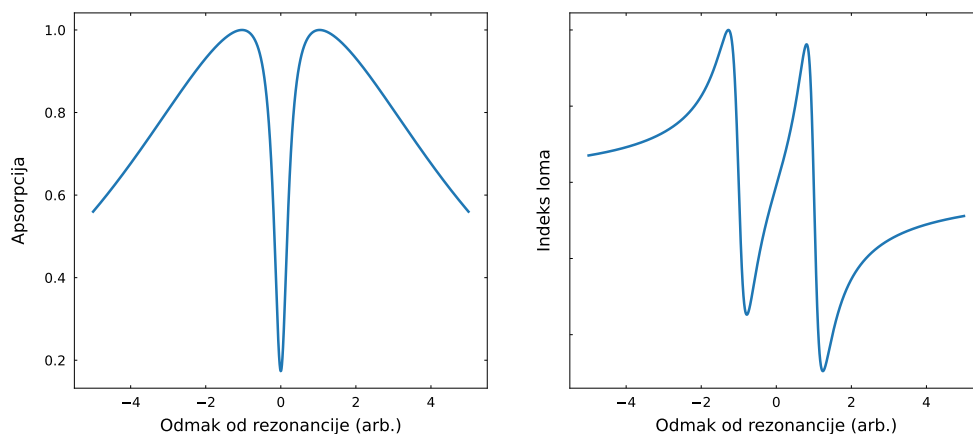
## ***1.1 Elektromagnetski inducirana transparentija***

Ključna pojava koja omogućuje spremanje kvantnih informacija u atomskom mediju je elektromagnetski inducirana transparentija (eng. *electromagnetically-induced transparency*, EIT). Do EIT-a dolazi unutar atoma koji ima specifično postavljene energijske razine (slika 1.1). Dva osnovna stanja pobuđujemo u isto gornje stanje koristeći dvije rezonantne laserske zrake koje nazivamo pumpna i probna zraka. Pobuđenje atoma ovim načinom dovodi do više mogućih načina pobude atoma, koji destruktivno interferiraju i uzrokuju da se svjetlost transmitira kroz medij unatoč rezonantnoj pobudi. Spektar transmisije EIT-a dan je na slici 1.2.

EIT kao pojavu su prvu primjetili Alzetta i suradnici 1976. tijekom njihovog istraživanja na parama natrija [1]. Teorijski izvod EIT-a ostvaren je deset godina kasnije u radu Kočarovskaje i Kanina [2]. Godine 1991. Harris i suradnici objavili su rezultate prvog eksperimenta dizajniranog specifično za dobivanje EIT-a [3] koristeći stroncij kao atomski medij. U današnje doba EIT ima mnogo različitih primjena, koji se većinom baziraju na pojavi spore svjetlosti.



Slika 1.1: Prikaz sheme energijskih nivoa kojom se postiže EIT. Brojevi 1 i 2 označavaju osnovna stanja među kojima je dipolno zabranjen prijelaz. Pumpna i probna zraka pobuđuju ta stanja u zajedničko više stanje.



Slika 1.2: Prikaz spektra apsorpcije (lijevo) i indeksa loma (desno) kada je sustav u stanju EIT-a. Primjećujemo naglu promjenu indeksa loma oko frekvencije rezonancije.

### 1.2 Spora svjetlost i optička kvantna memorija

Ono što čini EIT zanimljivim nije sama pojava transparencije, već činjenica da je prozor EIT-a vrlo uzak. Iz Kramers-Kronigovih relacija znamo da anomalna promjena u

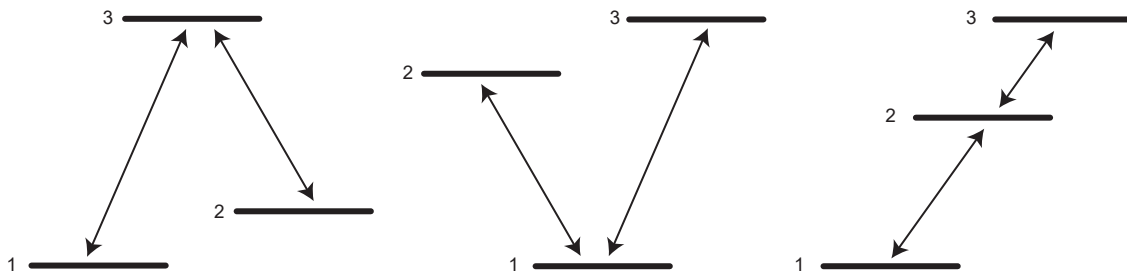
spektru apsorpcije isto tako uzrokuje anomalnu promjenu u disperziji medija (slika 1.2). Disperzija EIT-a je vrlo strma oko frekvencije rezonancije. Nagla promjena u disperziji dovodi do velikog smanjenja grupne brzine svjetlosti, što je pojava poznata kao spora svjetlost. Prvi eksperimenti s usporevanjem svjetlosti ostvarili su se u laboratoriju Stevea Harrisa 1992. [4]. Ovaj eksperiment je unaprijeđen i 1999. je izmjerena brzina svjetlosti od 17 m/s u ultrahladnim natrijevim atomima [5]. Te iste godine, u Berkeleyu je izmjerena brzina spore svjetlosti od čak 8 m/s, i to u parama  $^{85}\text{Rb}$  na sobnoj temperaturi [6]. Sljedeće pitanje koje se postavljalo jest može li svjetlost biti zaustavljena, što bi otvorilo put optičkim kvantnim memorijama.

Puls svjetlosti prilikom ulaska u atomski medij u stanju EIT-a biva komprimiran radi promjene u grupnoj brzini. Ukoliko u tom trenutku ugasimo pumpnu zraku, svjetlost će se upiti u medij u obliku koherentnog spinskog vala. Paljenjem pumpe zrake pobuđujemo atomski medij i ispuštamo pohranjenu svjetlost. Ovaj postupak čini osnovu kvantne memorije. U realnim uvjetima dolazi do problema u vidu međudjelovanja u atomskom mediju koji mogu uzrokovati gubitak dijela pohranjene informacije. Kako je problem gubljenja informacije kompleksan, razvoj kvantne memorije, a u sklopu toga i kvantnog repetitora, napreduje u tri smjera. Najdulje trenutačno izmjereno vrijeme spremanja informacija u optičkom atomskom mediju jest oko jedne minute [7]. Nažalost, da bi kvantni repetitori postali stvarnost, potrebno je minimalno vrijeme spremanja od 340 sekundi [8]. Sljedeća bitna grana istraživanja je postizanje najveće moguće učinkovitosti, tj. omjer površine izlaznog i ulaznog pulsa. Ova vrijednost mora biti što viša kako bi se prijenos podataka mogao izvoditi na većim udaljenostima, a trenutačno maksimalna vrijednost učinkovitosti iznosi 49% [9]. Zadnja os napretka jest smanjivanje broja fotona koja je potrebna za rad kvantne memorije, gdje je konačni cilj moći pohraniti i iščitati informaciju koristeći samo jedan foton. Ova fronta istraživanja je nedavno dobila zamaha i već postoje članci koji pokazuju uspješno ostvarenu kvantnu memoriju s jednofotonskim izvorima [10]. Kvantna memorija koja bi mogla ujediniti sva tri navedena svojstva uz relativno jeftinu izvedbu bi vjerojatno otvorila mogućnost komercijalnog korištenja kvantnih tehnologija.

## 2 Teorijski uvod

### 2.1 Elektromagnetski inducirana transparentcija

Elektromagnetski inducirana transparentcija (eng. *electromagnetically-induced transparency*, EIT) je koherentna optička nelinearnost koja čini atomski medij transparentnim unutar uskog spektralnog raspona oko apsorpcijske linije. Paralelno sa smanjenjem apsorpcije unutar EIT spektralnog prozora dolazi i do iznimno velike promjene indeksa loma. Navedeno rezultira u širenju svjetlosti kroz inače neproziran medij. EIT se postiže upotrebom dva koherentna izvora svjetlosti koji vežu tri energijska stanja u atomu. Na slici 2.1. prikazane su tipične konfiguracije energijskih razina atoma korištene za demonstraciju EITa.



Slika 2.1: Konfiguracije sustava energijskih razina atoma u kojima je demonstriran EIT. Slijeva nadesno: lambda-stanje, V-stanje, stanje oblika ljestvi. Svjetlosti jedne frekvencije možemo pobuditi prijelaz između neka dva energijska stanja i zasititi pobuđeno energijsko stanje. Ukoliko svjetlost druge frekvencije odgovara prijelazu iz nekog drugog energijskog stanja u sada ispunjeno stanje, neće doći do apsorpcije te svjetlosti.

Atomi koji se nalaze u osnovnim stanjima  $|1\rangle$  i  $|2\rangle$  mogu se pobuditi u stanje  $|3\rangle$  ukoliko apsorbiraju svjetlost frekvencije koja odgovara prijelazu  $|1\rangle - |3\rangle$  u prvom slučaju ili  $|2\rangle - |3\rangle$  u drugom slučaju. U slučaju da dođe do istovremene pobude oba osnovna stanja u stanje  $|1\rangle$ , dolazi do destruktivne interferencije između amplituda vjerojatnosti za prijelaze  $|1\rangle - |3\rangle$  i  $|2\rangle - |3\rangle$ , stoga je mogućnost prijelaza znatno smanjena. Nadalje, prijelaz između osnovnih stanja  $|1\rangle$  i  $|2\rangle$  treba biti dipolno zabranjen, što znači da se zbog određenih dipolnih pravila prijelaz ne može radijativno ostvariti.

Teorijski opis EIT-a započinje postavljanjem hamiltonijana atoma s tri energijske razine u međudjelovanju s elektromagnetskim poljem dva lasera, nakon čega se promatra vremenska evolucija sustava koristeći Schrödingerovu jednažbu. Potpuni opis

sustava uključuje i spontanu emisiju stanja, stoga se prelazi na formalizam matrice gustoće. Ovim načinom možemo izračunati naseljenosti stanja i njihove koherencije, što nam omogućuje računanje apsorpcije i indeksa loma sustava. Ovaj račun ne uzima termalno gibanje atoma u obzir, pa se na kraju dodaje korekcija koja upotpunjava opis EIT-a na temperaturama iznad apsolutne nule. Izvod prezentiran u ovom diplomskom radu uglavnom prati izvod prikazan u [11].

## 2.2 Teorijski opis EIT-a

U teoriji se koristi poluklasični pristup, gdje će atom biti prikazan kvantnomehanički, a svjetlost koja utječe na njega kao klasično elektromagnetsko polje. Ako izrazimo valnu funkciju atoma kao  $|\psi\rangle$ , njezina vremenska evolucija može se izraziti Schrödingerovom jednačinom:

$$i\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = H |\psi\rangle. \quad (2.1)$$

$H$  predstavlja ukupni hamiltonijan sustava, kojeg možemo zapisati kao sumu osnovnog hamiltonijana atoma  $H_0$  i vanjskog polja  $V$ :

$$H = H_0 + V. \quad (2.2)$$

Vanjsko djelovanje na atom opisuje međudjelovanje atoma i elektromagnetskog zračenja iz lasera. Energiju ove interakcije možemo opisati kao energiju inducirano dipola  $\vec{d}$  u elektromagnetskom polju  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ :

$$V = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -\vec{d} \cdot \vec{E}(t). \quad (2.3)$$

Ovdje primijenjujemo dugovalnu aproksimaciju, što podrazumijeva da je atom na kojeg djeluje elektromagnetski val puno manji od njegove valne duljine, pa je prostorna ovisnost elektromagnetskog polja približno konstantna.

Ukupnu valnu funkciju atoma možemo napisati kao linearnu kombinaciju svih svojstvenih stanja:

$$|\psi\rangle = \sum_n a_n(t) |n\rangle, \quad \sum_n |a_n|^2 = 1, \quad (2.4)$$

gdje  $|n\rangle$  predstavlja  $n$ -to svojstveno stanje atoma, a  $a_n(t)$  je koeficijent tog stanja. Radi jednostavnosti, možemo redefinirati energijska stanja tako da je energija osnovnog

stanja jednaka nuli.

$$H_0 |1\rangle = E_1 |1\rangle = 0. \quad (2.5)$$

S obzirom da se apsorpcijom fotona pobuđuju energijski prijelazi, razliku između dva energijska stanja možemo napisati kao:

$$E_m - E_n = \hbar\omega_{mn}, \quad (2.6)$$

gdje je  $\omega_{mn}$  frekvencija koja odgovara prijelazu između svojstvenih stanja  $|m\rangle$  i  $|n\rangle$ .

Nakon što smo detaljnije opisali sustav, možemo prijeći na rješavanje Schrödingrove jednadžbe napisane pod 2.1. Ako ju proširimo s danim izrazima i projiciramo na  $\langle m|$ , dobivamo sljedeći izraz:

$$i\hbar \sum_n \dot{a}_n(t) \langle m|n\rangle = \sum_n a_n(t) \langle m|H_0|n\rangle + \sum_n a_n(t) \langle m|V|n\rangle. \quad (2.7)$$

Koristeći svojstva ortogonalnosti svojstvenih vektora te poznato djelovanje operatora neperturbiranog hamiltonijana na vlastito svojstveno stanje, iz ove jednadžbe možemo dobiti sustav jednadžbi za koeficijente vremenske evolucije:

$$\dot{a}_1 = -\frac{i}{\hbar} a_3 V_{13} \quad (2.8)$$

$$\dot{a}_2 = -i\omega_{21} a_2 - \frac{i}{\hbar} a_3 V_{23} \quad (2.9)$$

$$\dot{a}_3 = -i\omega_{31} a_3 - \frac{i}{\hbar} a_2 V_{32} - \frac{i}{\hbar} a_1 V_{31}, \quad (2.10)$$

uz

$$V_{mn} = \langle m|V|n\rangle. \quad (2.11)$$

Osim općenito poznatih svojstava, u jednadžbama 2.8 - 2.10 iskoristili smo svojstvo sustava da djelovanje perturbacije mijenja stanje sustava ( $V_{nn} = 0$ ), kao i da je prijelaz između  $|1\rangle$  i  $|2\rangle$  zabranjen ( $V_{12} = 0$ ).

Sljedeći korak zahtijeva preciznije definiranje vanjskog električnog polja. Možemo ga napisati kao kombinaciju električnog polja pumpne i probne zrake na sljedeći



način:

$$\vec{E}_t = \vec{E}_c + \vec{E}_p = \frac{1}{2}\hat{\epsilon}_c E_c e^{-i\omega_c t} + \frac{1}{2}\hat{\epsilon}_p E_p e^{-i\omega_p t} + c.c. \quad (2.12)$$

gdje  $\vec{E}_c$  označava električno polje pumpne zrake,  $\vec{E}_p$  električno polje probne zrake,  $\hat{\epsilon}_c$  jedinični vektor električnog polja pumpne zrake,  $\hat{\epsilon}_p$  jedinični vektor električnog polja probne zrake,  $\omega_c$  frekvencija pumpne zrake,  $\omega_p$  frekvencija probne zrake, a c.c. označava kompleksno konjugiranu vrijednost prethodnih članova. Nadalje, definiramo Rabijske frekvencije za polja pumpne i probne zrake:

$$\Omega_p = \frac{\vec{d}_{31} \cdot \hat{\epsilon}_p E_p}{\hbar} \quad (2.13)$$

$$\Omega_c = \frac{\vec{d}_{32} \cdot \hat{\epsilon}_c E_c}{\hbar}. \quad (2.14)$$

Dobivene izraze 2.12 - 2.14 možemo ubaciti u jednadžbe vremenske evolucije uz korištenje jednadžbe 2.3:

$$\dot{a}_1(t) = i\Omega_p^* a_3(t) (e^{i\omega_p t} + e^{-i\omega_p t}) \quad (2.15)$$

$$\dot{a}_2(t) = -i\omega_{21} a_2(t) + i\Omega_c^* a_3(t) (e^{i\omega_c t} + e^{-i\omega_c t}) \quad (2.16)$$

$$\dot{a}_3(t) = -i\omega_{31} a_3(t) + i\Omega_c a_2(t) (e^{i\omega_c t} + e^{-i\omega_c t}) + i\Omega_p a_1(t) (e^{i\omega_p t} + e^{-i\omega_p t}). \quad (2.17)$$

Oscilatorni članovi koji su se pojavili ovom supstitucijom mogu se eliminirati pametnim izborom koordinatnog sustava. Uvodimo nove koeficijente  $c_n(t)$  koji predstavljaju koeficijente vremenske evolucije u rotirajućem koordinatnom sustavu:

$$a_1(t) = c_1(t) e^{i\omega_p t} \quad (2.18)$$

$$a_2(t) = c_2(t) e^{i\omega_c t} \quad (2.19)$$

$$a_3(t) = c_3(t). \quad (2.20)$$

Uvođenjem ovih supstitucija u jednadžbe vremenske evolucije dobivamo članove koji prate rotaciju sustava, ali i članove koji osciliraju dvostrukom frekvencijom u odnosu na sustav. Ovdje možemo iskoristiti aproksimaciju rotirajućeg vala (eng. *rotating wave approximation*), gdje koristimo činjenicu da vrlo brzo oscilirajuće komponente ne možemo detektirati, tako da se vrijednost tih komponenti u realnom mjerenju svede na nulu. Jednadžbe vremenske evolucije tada glase:

$$\dot{c}_1(t) = -i\omega_p c_1(t) + i\Omega_p^* c_3(t) \quad (2.21)$$

$$\dot{c}_2(t) = -i(\omega_c + \omega_{21}) c_2(t) + i\Omega_c^* c_3(t) \quad (2.22)$$

$$\dot{c}_3(t) = i\Omega_p c_1(t) + i\Omega_c c_2(t) - i\omega_{31} c_3(t). \quad (2.23)$$

Iz sustava jednadžbi 2.21 - 2.23 možemo zapisati hamiltonijan sustava koristeći zapis Schrödingerove jednadžbe:

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_p & 0 & -\Omega_p^* \\ 0 & \omega_c + \omega_{21} & -\Omega_c^* \\ -\Omega_p & -\Omega_c & \omega_{31} \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Kako su energijske razine unutar Hamiltonijana relativne, dodavanje jedinične matrice pomnožene nekim faktorom Hamiltonijanu ne mijenja fizikalne rezultate. Ako dodamo  $-\hbar\omega_p \mathbf{1}$  Hamiltonijanu, dobivamo:

$$\hat{H} = -\hbar \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_p^* \\ 0 & \Delta_p - \Delta_c & \Omega_c^* \\ \Omega_p & \Omega_c & \Delta_p \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Kao dodatno pojednostavljenje, u Hamiltonijan smo uveli dvije supstitucije,  $\Delta_p$ , koja označava frekventni odmak (eng. *detuning*) za probnu zraku i  $\Delta_c$ , koja označava

frekventni odmak za pumpnu zraku, za koje vrijedi:

$$\Delta_p = \omega_p - \omega_{31} \quad (2.26)$$

$$\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}, \quad (2.27)$$

koristeći i činjenicu da:

$$\omega_{21} = \omega_{31} - \omega_{32}. \quad (2.28)$$

Matricu 2.25 možemo dodatno izraziti i bra-ket formalizmom:

$$\hat{H} = \hbar (\Delta_p - \Delta_c) |2\rangle \langle 2| + \hbar \Delta_p |3\rangle \langle 3| + \hbar \Omega_p |3\rangle \langle 1| + \hbar \Omega_c |3\rangle \langle 2| + h.c. \quad (2.29)$$

Slova h.c. ovdje označavaju hermitski konjugirane članove.

U nastavku izvoda želimo uključiti spontane emisije. Njen doprinos se uvodi fenomenološki preko formalizma matrice gustoće. Definicija matrice gustoće glasi:

$$\rho_{ij} = |\psi\rangle \langle \psi|. \quad (2.30)$$

Za sustav atoma s tri razine, matricu gustoće možemo zapisati na sljedeći način:

$$\rho = \hbar \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* & c_1 c_3^* \\ c_2 c_1^* & |c_2|^2 & c_2 c_3^* \\ c_3 c_1^* & c_3 c_2^* & |c_3|^2 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Dijagonalni članovi predstavljaju naseljenosti pojedinih stanja, a nedijagonalne članove nazivamo koherencijama zbog ovisnosti o fazama između stanja. Možemo promatrati vremensku evoluciju gustoće pojedinih stanja koristeći Schrödingerovoj jednadžbi analogan oblik Liouville - von Neumannove jednadžbe:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\rho, \hat{H}], \quad (2.32)$$

Spontanu emisiju možemo uvesti prateći [12], što nam daje sljedeće izraze za koherencije i populacije:

$$\frac{d\rho_{ii}}{dt} = -\gamma_{ii}\rho_{ii} \quad (2.33)$$

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt} = -\frac{\gamma_{ij}}{2}\rho_{ij}. \quad (2.34)$$

Faktori  $\gamma_{ij}$  određeni su vremenom života stanja  $T_{ij}$  preko izraza  $\gamma_{ij} = 1/T_{ij}$ . Matricu spontanijh emisija uvodimo u Liouville - von Neumannovu jednadžbu na sljedeći način:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\rho, \hat{H}] + \begin{pmatrix} -2\gamma_{gd}\rho_{11} + \Gamma_{ed}\rho_{33} & -\gamma_{gd}\rho_{12} & -\Gamma_{ed}\rho_{13} \\ -\gamma_{gd}\rho_{21} & -2\gamma_{gd}\rho_{22} + \Gamma_{ed}\rho_{33} & -\Gamma_{ed}\rho_{23} \\ -\Gamma_{ed}\rho_{31} & -\Gamma_{ed}\rho_{32} & -2\Gamma_{ed}\rho_{33} \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Ovdje smo polovicu raspada populacije i dekoherencije iz stanja  $|3\rangle$  u ostala dva stanja označili slovom  $\Gamma_{ed}$ , a iz stanja  $|1\rangle$  i  $|2\rangle$  slovom  $\gamma_{gd}$ . Nadalje, spontana emisija iz stanja  $|3\rangle$  događa se u jednakoj mjeri u oba osnovna stanja, drugim riječima s faktorom  $\Gamma_{ed}$ .

Jednadžbe koje dobijemo raspisom Liouville - von Neumannove jednadžbe s dodanim spontanijh emisijama sustava nazivamo optičke Blochove jednadžbe. Ove jednadžbe opisuju vremensku evoluciju naseljenosti i koherencija sustava. Za izvod su relevantne samo vremenske evolucije koherencija iz osnovnih u pobuđeno stanje, čije jednadžbe glase:

$$\dot{\rho}_{21} = i(\Delta_c - \Delta_p + i\gamma_{gd})\rho_{21} + i\Omega_c^*\rho_{31} - i\Omega_p\rho_{23}, \quad (2.36)$$

$$\dot{\rho}_{31} = -i(\Delta_p - i\Gamma_{ed})\rho_{31} + i\Omega_c\rho_{21} + i\Omega_p\rho_{11} - i\Omega_p(1 - \rho_{11} - \rho_{22}). \quad (2.37)$$

Ovdje smo iskoristili činjenicu da vrijedi  $\rho_{33} = 1 - \rho_{11} - \rho_{22}$ .

EIT se postiže u konfiguraciji jake pumpe i slabe probe pa se može koristiti tzv. aproksimacija slabe probne zrake (eng. *weak probe approximation*), gdje možemo pretpostaviti da gotovo nijedan atom nije u stanju  $|2\rangle$ . Drugim riječima, za naš sustav vrijedi  $\rho_{11} \approx 1$ ,  $\rho_{22} \approx 0$  i  $\rho_{23} \approx 0$ . Ako se sustav nalazi u ovom stanju dovoljno dugo, možemo pretpostaviti da smo došli u ravnotežno stanje (eng. *steady state*), pa možemo dobiti jednadžbu za  $\rho_{31}$ :

$$\rho_{31,ss} = \frac{-\Omega_p(\Delta_c - \Delta_p + i\gamma_{gd})}{(\Delta_c - \Delta_p + i\gamma_{gd})(\Delta_p - i\Gamma_{ed}) + |\Omega_c|^2}. \quad (2.38)$$

Razlog zbog kojeg nas specifično zanima ovaj član jest izračun atomske polarizabilnosti za probnu zraku. Kao početni korak izrazimo polarizaciju, čiju očekivanu vrijednost možemo dobiti računanjem očekivane vrijednosti dipolnog momenta:

$$\langle \vec{p} \rangle = \langle \psi | \vec{d} | \psi \rangle = \alpha \vec{E}_p. \quad (2.39)$$

S obzirom na dipolno zabranjeni prijelaz  $|1\rangle - |2\rangle$  te pretpostavku o naseljenosti u ravnotežnom stanju sustava, očekivana vrijednost atomske polarizabilnosti probne zrake svest će se na:

$$\langle \vec{p} \rangle = c_1^* c_3 \vec{d}_{13} + c.c. = \rho_{31} e^{-i\omega_p t} \vec{d}_{13} + c.c. \quad (2.40)$$

Korištenjem jednadžbe 2.13, sada možemo izraziti atomsku polarizabilnost kao:

$$\alpha = \frac{|\mu_{13}|^2}{\hbar} \frac{-(\Delta_c - \Delta_p + i\gamma_{gd})}{(\Delta_c - \Delta_p + i\gamma_{gd})(\Delta_p - i\Gamma_{ed}) + |\Omega_c|^2}, \quad (2.41)$$

gdje smo uveli:

$$|\mu_{13}|^2 = \left| \vec{d}_{13} \cdot \hat{\epsilon}_p \right|^2, \quad (2.42)$$

tzv. dipolni matrični element, koji je izravno povezan s Clebsch-Gordanovim koeficijentima.

Apsorpcija se može izračunati na sljedeći način:

$$a(\omega_p) = \frac{2n_i \omega_p}{c}, \quad (2.43)$$

gdje  $n_i$  označava imaginarni dio indeksa loma  $n$ . Ako za indeks loma vrijedi:

$$n = \sqrt{1 + \frac{N\alpha}{\epsilon_0}}, \quad (2.44)$$

onda  $n_i$  možemo aproksimirati sljedećim izrazom:

$$n_i = \frac{N\alpha_i}{2\epsilon_0}. \quad (2.45)$$

Preostaje nam izračunati imaginarni dio polarizacije iz jednadžbe 2.41:

$$a(\omega_p) = \frac{\omega_p N |\mu_{13}|^2}{c \epsilon_0 \hbar} \frac{\Gamma_{ed}(\gamma_{gd}^2 + (\Delta_c - \Delta_p)^2) + \gamma_{gd} |\Omega_c|^2}{(\gamma_{gd}^2 + (\Delta_c - \Delta_p)^2)(\Gamma_{ed}^2 + \Delta_p^2) + 2(\gamma_{gd} \Gamma_{ed} + (\Delta_c - \Delta_p) \Delta_p) |\Omega_c|^2 + |\Omega_c|^4}, \quad (2.46)$$

i postaviti frekventni odmak probne zrake  $\Delta_p$  na nulu:

$$a(\Delta_c) = \frac{\omega_p N |\mu_{13}|^2}{c \epsilon_0 \hbar \Gamma_{ed}} \left[ 1 - \frac{|\Omega_c|^2 / \Gamma_{ed} (\gamma_{gd} + |\Omega_c|^2 / \Gamma_{ed})}{\Delta_c^2 + (\gamma_{gd} + |\Omega_c|^2 / \Gamma_{ed})^2} \right]. \quad (2.47)$$

Ova jednadžba opisuje ponašanje apsorpcije ovisno o frekventnom pomaku pumpne zrake. Iz prethodne jednadžbe vidljivo je da apsorpcija ima oblik Lorentzijana, čiji se centar nalazi na vrijednosti  $\Delta_c = 0$ . Analizom jednadžbe 2.47 možemo odrediti apsorpciju, tj. kontrast EIT rezonancije:

$$\Delta a = \frac{|\Omega_c|^2 / \Gamma_{ed}}{\gamma_{gd} + |\Omega_c|^2 / \Gamma_{ed}}, \quad (2.48)$$

i širinu EIT rezonancije (eng. *full width at half maximum, FWHM*):

$$\Gamma_{EIT} = 2 \left( \gamma_{gd} + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_{ed}} \right). \quad (2.49)$$

Model opisan u ovom potpoglavlju oslanja se na sustav atoma s tri razine koji je zatvoren. U stvarnosti, radi spektralne širine lasera koji djeluju na sustav, kao i činjenice da se atomi gibaju brzinama opisanim Maxwell-Boltzmannovom raspodjelom, prilikom međudjelovanja može doći do pobude drugih energijskih razina atoma. Ovu pojavu vidimo kao povećanu ukupnu apsorpciju, što ujedno znači i manji kontrast EIT rezonancije. S druge strane, smanjenjem kontrasta EIT rezonancije dolazi do međudjelovanja s manjim brojem atoma, što rezultira užom širinom EIT rezonancije. U literaturi [13] nalazimo da se ovaj doprinos modelira veličinom zvanom optička debljina, za koju vrijedi:

$$d = \frac{L_c}{L_{abs}} = \frac{2 \left( g \sqrt{N} \right)}{\Gamma_{ed} c} L_c \quad (2.50)$$

gdje  $L_c$  predstavlja duljinu atomskog medija, odnosno ćelije,  $L_{abs}$  predstavlja duljinu apsorpcije, a  $g = \sqrt{\omega_p \frac{|\mu_{13}|^2}{2\epsilon_0 \hbar}}$  označava vezanje atoma i polja i ovisi isključivo o svojstvima sustava. Koristeći optičku debljinu, možemo izmijeniti jednadžbu 2.49 na

sljedeći način:

$$\Gamma_{EIT} = 2 \left( \gamma_{gd} + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_{ed}\sqrt{d}} \right). \quad (2.51)$$

### 2.3 Kvantna memorija

Elektromagnetski inducirana transparentnost omogućava kontrolu optičkih svojstava atomskog medija. U prošlom potpoglavlju izveden je izraz za atomsku polarizabilnost u sklopu izvoda za apsorpciju atomskog medija u EIT-u:

$$\alpha = \frac{|\mu_{13}|^2}{\hbar} \frac{-(\Delta_c - \Delta_p + i\gamma_{gd})}{(\Delta_c - \Delta_p + i\gamma_{gd})(\Delta_p - i\Gamma_{ed}) + |\Omega_c|^2}, \quad (2.52)$$

Isti izraz možemo iskoristiti i za izračun brzine svjetlosti u atomskom mediju pripremljenom na način da zadovoljava EIT uvjete. Kada pričamo o brzini valova, možemo se referirati na dvije različite definicije: onu za faznu brzinu, koja označava brzinu kretanja neke odabrane točke vala:

$$v_p = \frac{c}{n}, \quad (2.53)$$

gdje je  $n$  indeks loma,  $i$  grupnu brzinu, koja označava brzinu kretanja valnog paketa, odnosno energije:

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}}. \quad (2.54)$$

Kako bismo ustanovili odnose između ove dvije brzine u našem sustavu, potreban nam je izraz za realni dio indeksa loma sustava u EIT-u. S obzirom da je naš sustav u plinovitom stanju, možemo ga aproksimirati iz jednadžbe 2.44 na sljedeći način:

$$n_r \approx 1 + \frac{N\alpha_r}{2\epsilon_0}. \quad (2.55)$$

Iz relacije 2.51 može se izračunati realni dio polarizabilnosti, pa se za jednadžbu 2.54 dobije:

$$n_r(\omega_p) = 1 - \frac{N|\mu_{13}|^2}{2\epsilon_0\hbar} \frac{(\gamma_{gd}^2 + (\Delta_c - \Delta_p)^2)\Delta_p + (\Delta_c - \Delta_p)|\Omega_c|^2}{(\gamma_{gd}^2 + (\Delta_c - \Delta_p)^2)(\Gamma_{ed}^2 + \Delta_p^2) + 2(\gamma_{gd}\Gamma_{ed} + (\Delta_c - \Delta_p)\Delta_p)|\Omega_c|^2 + |\Omega_c|^4}. \quad (2.56)$$

Prvi način pojednostavljivanja ovog izraza jest da postavimo frekventni odmak pumpe zrake na nulu,  $\Delta_c = 0$ , što je lako izvedivo eksperimentalno. Osim toga, zbog

svojstva sustava u stanju EIT-a možemo pretpostaviti i da je dekoherencija između osnovnih stanja jako mala i da vrijedi  $\gamma_{gd} \ll \Gamma_{ed}, \Omega_c$ . Ove pretpostavke svode izraz 2.55 na:

$$n_r(\omega_p) = 1 + \frac{N |\mu_{13}|^2}{2\epsilon_0 \hbar} \frac{\Delta_p (\gamma_{gd}^2 + \Delta_p^2 + |\Omega_c|^2)}{(-\Delta_p^2 + \gamma_{gd} \Gamma_{ed} + |\Omega_c|^2)^2 + \Gamma_{ed}^2 \Delta_p^2}. \quad (2.57)$$

Za jednadžbu 2.53 trebamo izračunati derivaciju  $n_r$  po  $\omega_p$ , nakon čega možemo postaviti frekventni odmak probne zrake na nulu za konačni izraz:

$$\frac{dn_r}{d\omega_p} (\Delta_p = 0) = \frac{N |\mu_{13}|^2}{2\epsilon_0 \hbar} \frac{|\Omega_c|^2}{(\gamma_{gd} \Gamma_{ed} + |\Omega_c|^2)^2}. \quad (2.58)$$

Ukoliko iskoristimo isto pojednostavljenje za jednadžbu 2.54, vidimo da se jednadžba svode na jednostavan izraz  $n_r = 1$ . Vidimo da se izraz slaže s teorijskom pretpostavkom da dolazi do potpune transparentije atomskog medija u stanju EIT-a, stoga je fazna brzina svjetlosti jednaka brzini svjetlosti u vakuumu. S druge strane, za grupnu brzinu dobivamo sljedeći izraz:

$$v_g = \frac{c \Gamma_{EIT}^2 \Gamma_{ed}}{\Gamma_{EIT}^2 \Gamma_{ed} + \omega_p \frac{N |\mu_{13}|^2}{2\epsilon_0 \hbar} |\Omega_c|^2}. \quad (2.59)$$

Pojednostavljanjem ovog izraza uz pomoć izraza 2.49 i pretpostavke da je  $\gamma_{gd}$  jako malen dobivamo poznati izraz iz literature [14]:

$$v_g = \frac{c}{1 + \frac{g^2 N}{|\Omega_c|^2}}. \quad (2.60)$$

gdje  $g^2 = \omega_p \frac{|\mu_{13}|^2}{2\epsilon_0 \hbar}$  označava vezanje atoma i polja i ovisi isključivo o svojstvima sustava. Vidimo da grupna brzina ne odgovara faznoj brzini i da ovisi o snazi pumpne zrake, koja je proporcionalna s  $|\Omega_c|^2$ . Štoviše, postavljanjem snage pumpne zrake na nulu dobivamo da bi i grupna brzina svjetlosti pala na nulu, nešto što bi efektivno označavalo spremanje svjetlosti u medij na neodređeno vrijeme. Nažalost, prilikom izvoda smo u jednom trenutku zanemarili vrijednost dekoherencije osnovnih stanja, čija prisutnost stavlja ograničenje na vrijeme spremanja.

Saznanja koja smo dobili ovim izvodom nam pružaju neke nove mogućnosti praktičnog korištenja EIT-a. Mogli bismo pripremiti neki puls kao nosioc informacije, kojega bismo zarobili unutar atomskog medija i propustili jednom kad želimo izvući in-



formaciju pohranjenu u puls. Ovakav sustav nalikuje načinu spremanja informacija u elektroničkim memorijama, stoga mu je dano ime kvantna memorija. Promotrimo koja svojstva trebamo zadovoljiti da bismo ostvarili analogon trenutačno dostupnim memorijama.

Informaciju iz svjetlosti pohranjujemo u medij tj. u koherenciju spinskih stanja. Ulazni svjetlosni puls treba biti dugačak toliko da se u potpunosti može pohraniti u medij, tako da njegovu duljinu vrijedi:

$$L_p = T_p v_g < L_c, \quad (2.61)$$

gdje je  $T_p$  vremensko trajanje pulsa, a  $L_c$  duljina medija, odnosno ćelije u kojoj se medij nalazi. Osim toga, koristeći relaciju 2.50, možemo zaključiti da je međudjelovanje pulsa i sustava je veća što je veći omjer  $L_c$  i  $L_{abs}$ , iz čega možemo zaključiti da je za eksperiment poželjno imati  $d \gg 1$ . Ovaj uvjet možemo kombinirati s relacijom 2.61 u jedan uvjet na optičku debljinu:

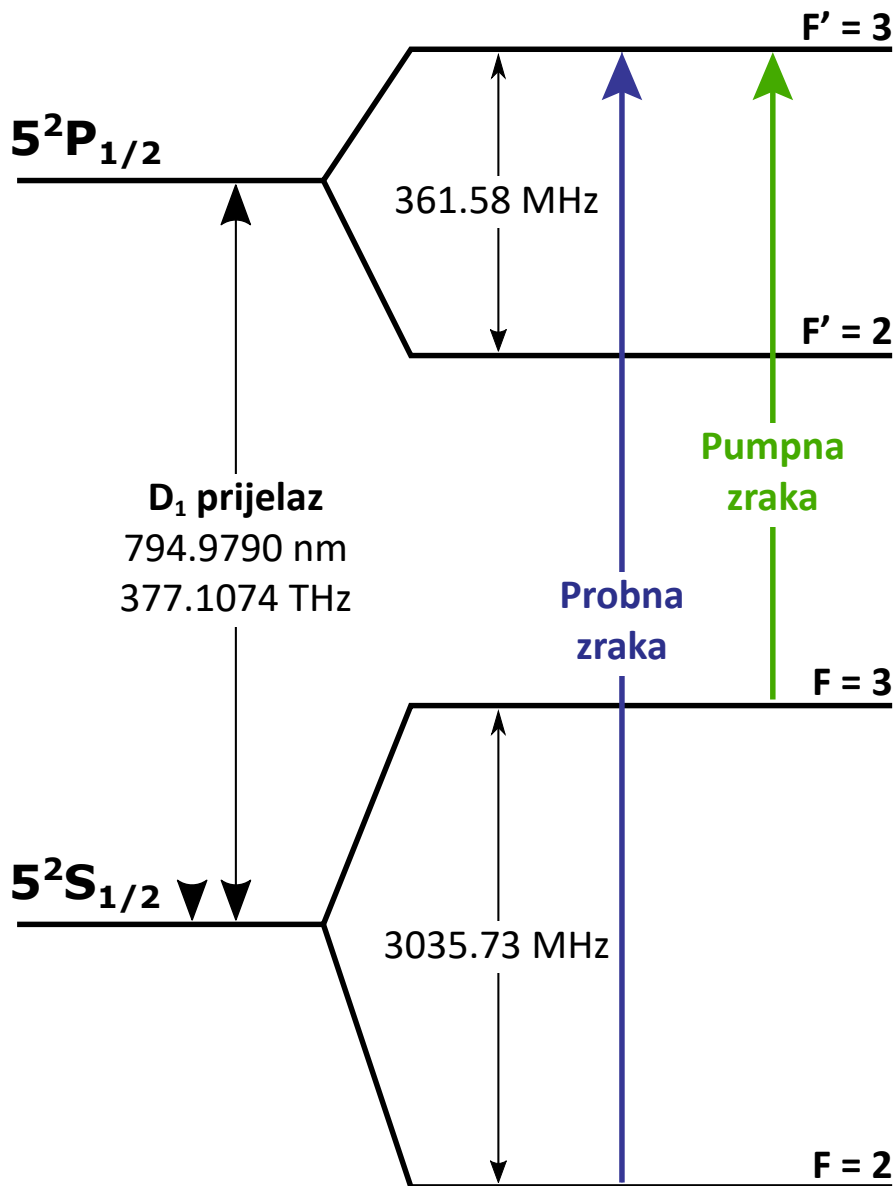
$$\sqrt{d} \ll \frac{|\Omega_c|}{\gamma_{gd}} T_p < d \quad (2.62)$$

Ovaj uvjet ne može biti zadovoljen ukoliko vrijedi  $d < 1$ , stoga da bi svi uvjeti bili optimalno ispunjeni mora vrijediti  $\sqrt{d} \gg 1$ . U eksperimentu, promjenom temperature ćelije možemo promijeniti koncentraciju rubidija, a time i optičku debljinu sustava.

## 2.4 Rubidij kao atom s tri energijske razine

Rubidij je alkalijski metal srebrnobijele boje. Temperatura taljenja mu je 39,3 °C [15]. Na Zemlji ga možemo naći u dva izotopa: 72% stabilnog izotopa  $^{85}\text{Rb}$  i 28% blago radioaktivnog izotopa  $^{87}\text{Rb}$ . Elektronska konfiguracija rubidija jest  $[\text{Kr}]5s^1$ , što znači da je elektronski angularni moment  $J$  vezan samo uz valentni elektron. Energijski spektar njegovog prijelaza se nalazi u bliskom infracrvenom području, za koji postoje komercijalno dostupni laseri kojima možemo obavljati spektroskopiju i pobuđivanje stanja. U eksperimentu smo odlučili koristiti  $^{85}\text{Rb}$ .

Kao kandidati za postizanje EIT-a nameću se tzv. prijelazi D linije (eng. *D line transitions*), kod kojih dolazi do promjene orbitalnog angularnog momenta  $L = 0 \rightarrow L = 1$ . Ovaj prijelaz se razdvaja u dvije komponente, D1 liniju ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ) i D2



Slika 2.2: Shema energijskih razina na D1 prijelazu. Prijelazi na koje su postavljene probna i pumpna zraka označeni su strelicama.

liniju ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ). Zbog vezanja ukupnog angularnog momenta i spinskog angularnog momenta jezgre preko  $F = J + I$ , svako od spomenutih stanja se cijepa na dodatne hiperfine nivoe. Koristeći dobivene hiperfine nivoe, možemo naći konfiguraciju koja zadovoljava uvjet EIT-a. Dva nivoa donjeg stanja  $5^2S_{1/2}$ ,  $|F = 2\rangle$  i  $|F = 3\rangle$  su dipolno zabranjena, što je ključan uvjet za EIT. Nadalje, razlika u frekvenciji između njih jest 3,035 GHz, veličina koja je puno veća od Dopplerovog širenja prijelaza na sobnoj temperaturi. Što se tiče gornjeg stanja, imamo izbor između D1 i D2 linije. Za D2 liniju imamo ukupno 4 prijelaza, koji su raspoređeni unutar frekventnog pojasa od 213,41 MHz. S druge strane, D1 linija nam daje dva prijelaza s frekventnom raz-

likom od 361,58 MHz. Kao ključan kriterij izbora koristimo Dopplerovo širenje linije, koje se računa na sljedeći način:

$$\Gamma_D = \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{mc^2}} f_0, \quad (2.63)$$

gdje  $k$  označava Boltzmannovu konstantu, a  $f_0$  frekvenciju prijelaza. Za prijelaze koji odgovaraju D1 i D2 liniji već na sobnoj temperaturi dobivamo  $\Gamma_D \approx 500$  MHz, što je spektralno veće od frekventne razlike između dostupnih prijelaza. S obzirom da su dva hiperfina stanja u D1 prijelazu ujedno i najviše udaljena, odlučili smo koristiti energijsku razinu  $|5^2 P_{1/2}, F' = 3\rangle$ .

## 2.5 Analiza mehanizama dekoherencije

Ako se vratimo na pojednostavljeni izraz za širinu EIT rezonancije 2.49, vidimo da širina EIT rezonancije ovisi o dva parametra dekoherencije.  $\Gamma_{ed}$  označava dekoherenciju između pobuđenog i osnovnog stanja, dok  $\gamma_{gd}$  označava dekoherenciju između dva osnovna stanja. Do dekoherencije  $\Gamma_{ed}$  dolazi primarno zbog spontane emisije pobuđenog elektrona, što je pojava svojstvena sustavu na koju ne možemo utjecati. Nama je zanimljivija dekoherencija  $\gamma_{gd}$  zbog činjenice da je prijelaz između dva osnovna stanja dipolno zabranjen. U ovom potpoglavlju ću raspravljati o čimbenicima koji utječu na širinu linije, a time i dekoherenciju, te napraviti procjenu utjecaja svakog od njih na  $\gamma_{gd}$ . Tih čimbenika ima mnogo, međutim ovdje ću izdvojiti one koji su relevantni za eksperiment koji izvodimo.

### 2.5.1 Vrijeme preleta atoma za rijetku atmosferu

Međudjelovanja atoma i lasera su ograničenog vremena trajanja, što dovodi do proširenja linije. Ovo vrijeme ograničeno je širinom profila probne zrake te termalnom brzinom atoma medija. Ukoliko je koncentracija atoma unutar ćelije vrlo niska, širinu linije zbog vremena preleta atoma možemo izračunati na sljedeći način:

$$\Gamma_{int} = \frac{1}{\tau_{int}} = \frac{\sqrt{2} \ln 2 v_t}{2r_p}, \quad (2.64)$$

gdje  $\tau_{int}$  označava vrijeme interakcije,  $r_p$  polumjer probne zrake, a  $v_t$  jednodimenzionalnu brzinu atoma srednje kinetičke energije koju računamo kao:

$$v_t = \sqrt{\frac{k_b T}{m}}. \quad (2.65)$$

Ukoliko iskoristimo vrijednosti iz našeg eksperimenta ( $T = 22 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $r_p = 2,75 \text{ mm}$ ,  $v_t \approx 170 \text{ m/s}$ ), za  $^{85}\text{Rb}$  dobivamo  $\Gamma_{int} \approx 30 \text{ kHz}$ .

Atomi se nakon završetka međudjelovanja s laserom sudaraju sa zidovima, prilikom čega može doći do gubljenja koherencije atoma. Kako bi se smanjila količina neželjenih sudara sa zidovima, na unutarnji zid ćelije se mogu postaviti posebni premazi. Utjecaj njihovog djelovanja možemo promatrati kao povećanje vremena interakcije, što možemo zapisati na sljedeći način:

$$\Gamma_{int-p} = \frac{2\pi}{K \cdot \tau_{int}}, \quad (2.66)$$

gdje  $K$  označava faktor povećanja vremena interakcije u odnosu na slučaj bez pre-maza.

### 2.5.2 Sudari između atoma medija

Sudari između atoma mogu dovesti do dekoherencije preko sličnih mehanizama kao i sudari sa zidovima. Frekvenciju sudara između atoma medija možemo izračunati kao:

$$\gamma_{col} = C_m \sigma \bar{v}, \quad (2.67)$$

gdje  $C_m$  označava koncentraciju medija,  $\sigma$  udarni presjek, a  $\bar{v}$  je srednja brzina atoma za koju vrijedi:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi m}}. \quad (2.68)$$

Kako bismo izračunali vrijednosti za koncentraciju, koristili smo vrijednosti za tlak para rubidija  $p$  iz [15], koje smo zatim iskoristili u jednadžbi idealnog plina:

$$C = \frac{p}{k_b T}. \quad (2.69)$$

Za računanje udarnog presjeka uzeli smo aproksimaciju da se atomi ponašaju kao kuglice određenog radijusa, što nam daje sljedeći izraz:

$$\sigma = \pi (r_A + r_B)^2, \quad (2.70)$$

gdje  $r_A$  i  $r_B$  označavaju radijuse dvaju atoma koji se sudaraju. Iz prijašnjih dviju jednadžbi dobili smo da na sobnoj temperaturi vrijedi  $C_{Rb} \approx 7 \cdot 10^{15}$  atoma/m<sup>3</sup> i  $\sigma_{Rb} \approx 1.15 \cdot 10^{-18}$  m<sup>2</sup>, pa frekvencija sudara između atoma rubidija iznosi oko  $\gamma_{col} \approx 0,5$  Hz i stoga nije relevantna za daljnja razmatranja.

### 2.5.3 Vrijeme preleta atoma uz dodatak inertnog plina

U ćeliju s atomskim medijem možemo dodati određenu količinu inertnog plina. Uloga inertnog plina je smanjenje srednjeg slobodnog puta atomskog medija, što dovodi do povećanog vremena međudjelovanja atoma i lasera. Proširenje linije u ovakvim uvjetima možemo procijeniti na sljedeći način [16]:

$$\Gamma_{diff} = 2.405^2 \frac{D}{2\pi r_p^2} \frac{1}{1 + 6.8/(rC_i\sigma_{m-i})}, \quad (2.71)$$

gdje  $C_i$  predstavlja koncentraciju inertnog plina,  $\sigma_{m-i}$  označava udarni presjek atoma medija i atoma inertnog plina, a  $D$  konstantu difuzije za koju vrijedi:

$$D = \frac{1}{3} \frac{\bar{v}}{C_i\sigma_{m-i}}. \quad (2.72)$$

Srednja brzina  $\bar{v}$  se u ovom slučaju odnosi na srednju brzinu svih atoma unutar ćelije, stoga masu  $m$  mijenjamo reduciranom masom  $\mu$ , koja se može izračunati na sljedeći način:

$$\mu = \frac{m_m m_i}{m_m + m_i}. \quad (2.73)$$

Vrijednosti korištene u eksperimentu ( $C_{Ne} \approx 1.6 \cdot 10^{23}$  atoma/m<sup>3</sup>,  $\sigma_{m-i} \approx 4 \cdot 10^{-19}$  m<sup>2</sup>) daju nam širenje od  $\Gamma_{diff} \approx 400$  Hz, što je znatno manje od slučaja rijetke atmosfere.

### 2.5.4 Dopplerovo širenje

U eksperimentu koristimo dvije zrake koje interagiraju s medijem na određenoj temperaturi. S obzirom da se atomi kreću proizvoljnom brzinom tijekom interakcije s zrakom, dolazi do promjene frekvencije potrebne za željenu interakciju preko Dopplerovog učinka. Za slučaj interakcije dvije zrake s atomom, frekvencija zraka će biti različita iz referentnog sustava atoma ovisno o kutu između puta zrake i smjera atoma, što širi raspon mogućih frekvencija za stanje EIT-a. Kopropropagacija dviju zraka mora biti savršena da bi se potpuno eliminirao doprinos Dopplerovog širenja, što je vrlo teško postići u realnom eksperimentu. Možemo procijeniti ovaj doprinos koristeći aproksimaciju malih kuteva:

$$\Gamma_{DB} = |\vec{q}_c - \vec{q}_p| v_a, \quad (2.74)$$

gdje  $\Gamma_{DB}$  označava Dopplerovo širenje,  $\vec{q}_c$  i  $\vec{q}_p$  označavaju valni vektor za pumpnu i probnu zraku respektivno, a  $v_a$  označava brzinu atoma. S obzirom da su valne frekvencije zraka korištenih u eksperimentu jako bliske, možemo dalje pojednostaviti ovaj izraz:

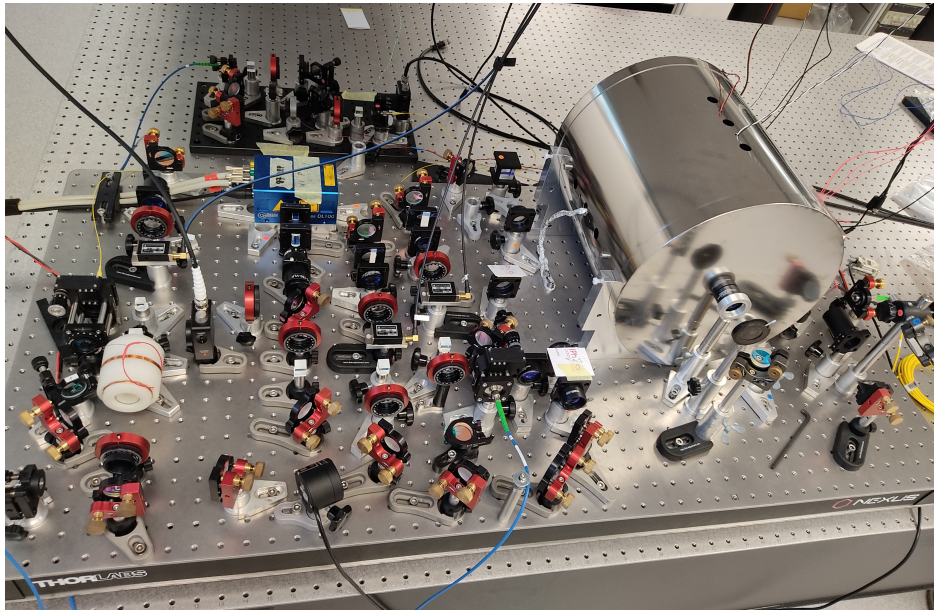
$$\Gamma_{DB} = \frac{2\pi}{\lambda} v_a \Theta = \Gamma_D \Theta. \quad (2.75)$$

Već smo izračunali da za naš eksperiment na sobnoj temperaturi vrijedi  $\Gamma_D \approx 500$  MHz, što znači da bi za jako mali kut, naprimjer  $\Theta = 1$  mrad, imali i dalje veliki doprinos širenju od oko 500 kHz. Ovaj doprinos zasjenjuje sve ostale doprinose širenju linije, stoga je vrlo važno dobro kopropagirati pumpnu i probnu zraku. Kao što je već spomenuto, dodavanjem inertnog plina dolazi do povećanja vremena međudjelovanja atoma i lasera. Atom je zadržan unutar prostora zrake zahvaljujući mnoštvu sudara s atomima inertnog plina, zbog čega se djelovanje Dopplerovog širenja uprosječuje. Ovaj učinak se zove Dickeovo skupljanje (eng. *Dicke narrowing*) [17] i njegov utjecaj na širinu EIT rezonancije možemo modelirati na sljedeći način [11]:

$$\Gamma_{DB} = \Gamma_D \Theta^2. \quad (2.76)$$

Iz ove relacije vidimo da Dopplerovo širine sada ima kvadratnu ovisnost o kutu, što znači da je utjecaj ovog načina širenja zanemariv za dovoljno male kuteve između pumpne i probne zrake.

### 3 Eksperimentalni postav



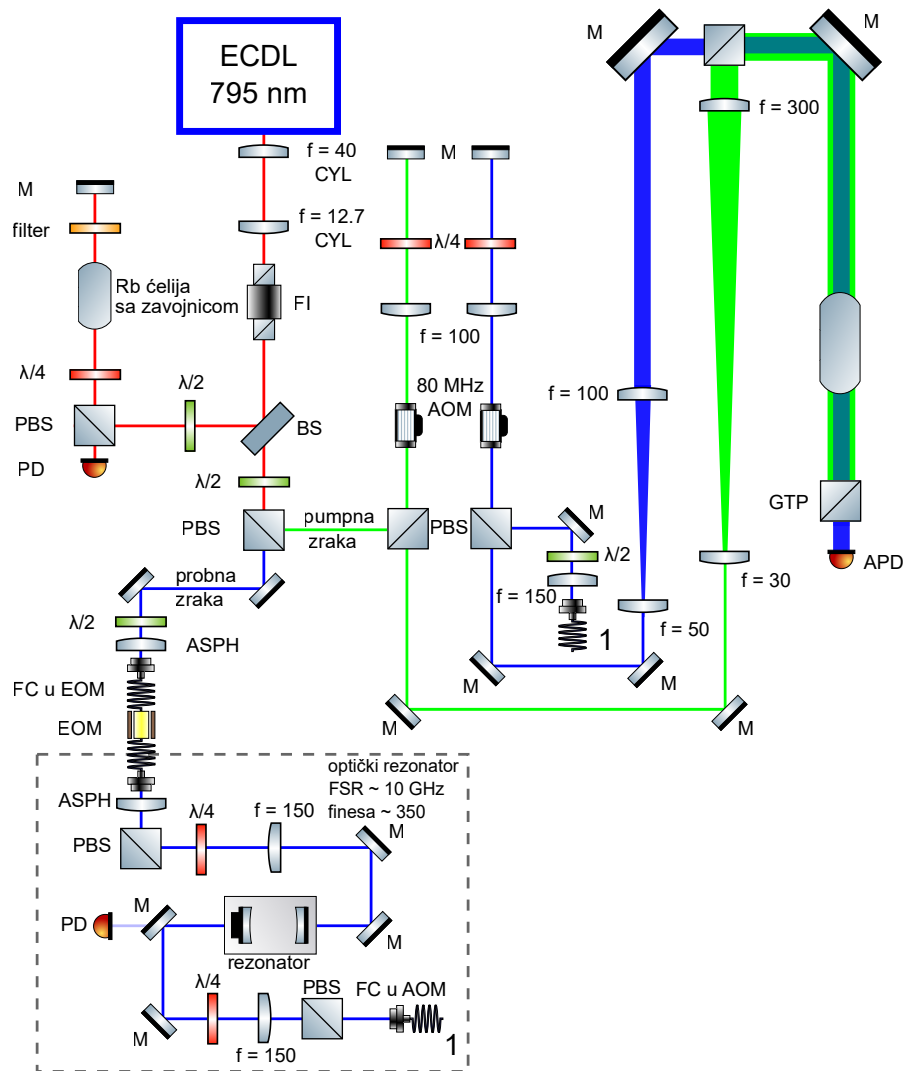
Slika 3.1: Eksperimentalni postav.

Ovaj eksperiment se proveo u Grupi za kvantne tehnologije u CALT odsjeku na Institutu za fiziku u okviru istraživačkog slovensko-hrvatskog projekta naziva *Razvoj gradivnih blokova za novu europsku kvantnu komunikacijsku mrežu* u suradnji s Institutom Ruđer Bošković, a čiji je cilj ostvariti kvantni repetitor koji funkcionira na razini pojedinačnih fotona. Postav je dizajniran tako da se preko njega može mjeriti i stanje EIT-a i svojstva kvantne memorije, bez dodatnih modifikacija.

#### 3.1 Laser

Kako bismo postigli EIT uvjet, trebamo koristiti dva koherentna svjetlosna polja, jedno koje služi kao kontrolna zraka (pumpna zraka) i jedno koje koristimo kao signal (probna zraka) (slika 1.1). Najjednostavniji način ostvarivanja tih uvjeta je korištenje jednog lasera čiju zraku podijelimo. Naš eksperiment upogonjen je laserom Toptica DL100, u koji smo montirali lasersku diodu Qphotonics QLD-795-150S, valne duljine 795 nm i optičke snage 150 mW. Ova dioda emitira blago eliptičnu zraku, stoga je ispred izlaza iz lasera postavljen cilindrični teleskop kako bismo dobili kružni profil i nešto veći radijus zrake.

Frekvencija emitirane laserske svjetlosti ovisi o temperaturi laserske diode i o struji koja teče kroz lasersku diodu. Da bi se izbjegle promjene frekvencije zbog pro-



Slika 3.2: Shema eksperimentalnog postava. CYL - cilindrična leća, FI - Faradayev izolator, BS - djeljitelj zraka, PBS - polarizacijska kocka, PD - fotodioda, FC - vezanje u optičko vlakno, ASPH - asferična leća, EOM - elektro-optički modulator, AOM - akusto-optički modulator, GTP - Glan-Thompsonov polarizator.

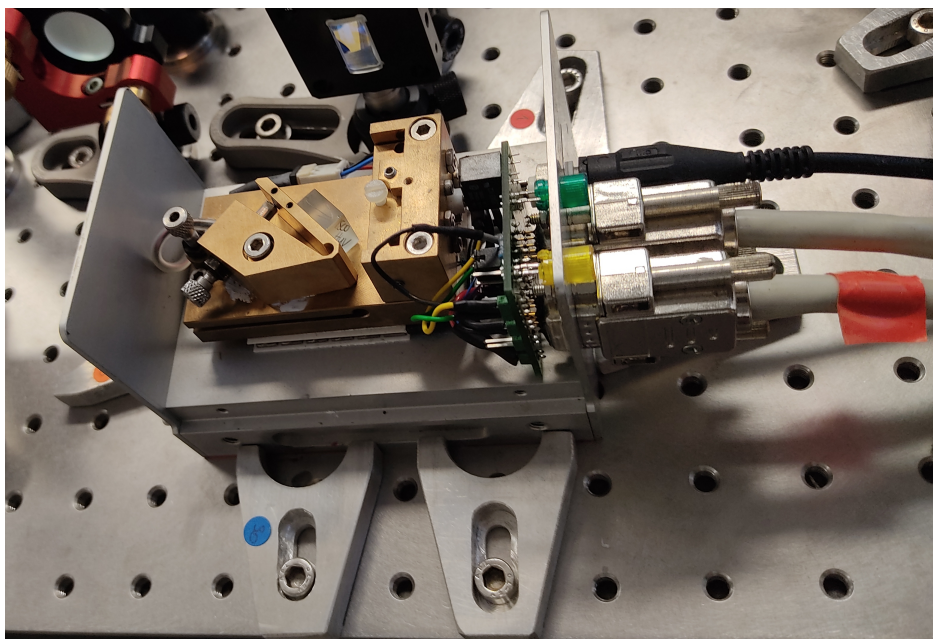
mjena struje i temperature laserska dioda se spaja na temperaturni i strujni kontroler.

Laserski rezonatori su vrlo osjetljivi na svjetlost reflektiranu natrag u diodu (eng. feedback), stoga na put zrake stavljamo Faradayev izolator. Ovaj element koristi Faradayev efekt kako bi propustio svjetlost samo u jednom smjeru. Kao dodatna predostrožnost, Faradayev izolator je nagnut pod malim kutem u odnosu na optički put kako bi se izbjegla refleksija ulazne zrake od elementa.

### 3.2 Saturacijska spektroskopija

Spektar emitirane svjetlosti ovisi o eksperimentalnim parametrima, poput temperature laserske diode, struje kroz lasersku diodu, duljine laserskog rezonatora kao



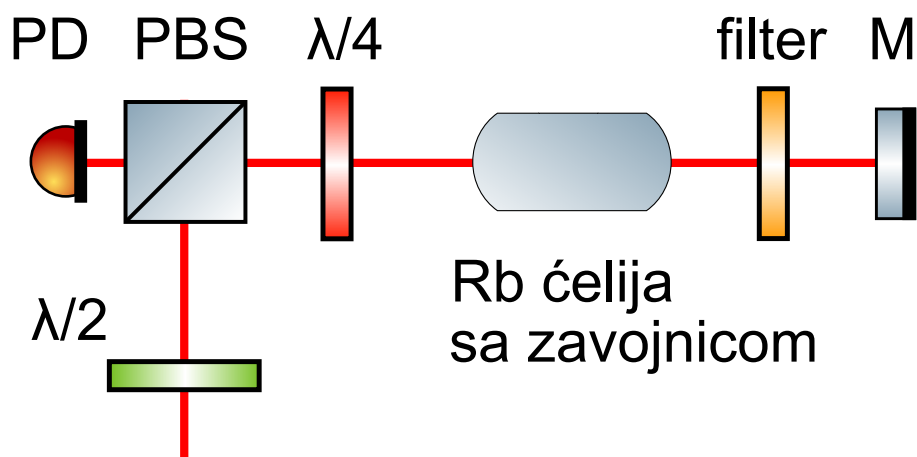


Slika 3.3: Laser Toptica DL100 koji koristimo u eksperimentu bez poklopca.

i temperature u laboratoriju i mehaničkih vibracija. Da bi uspješno vršili pobudu atoma  $^{85}\text{Rb}$  kojeg koristimo u eksperimentu, potrebno je lasersku svjetlost ugoditi na frekvenciju promatranog prijelaza te ju frekventno stabilizirati. S obzirom da radimo eksperiment koristeći D1 prijelaz u atomu  $^{85}\text{Rb}$ , potrebno je stabilizirati frekvenciju lasera na frekvenciju tog prijelaza. U tu svrhu koristimo eksperimentalnu tehniku saturacijske spektroskopije.

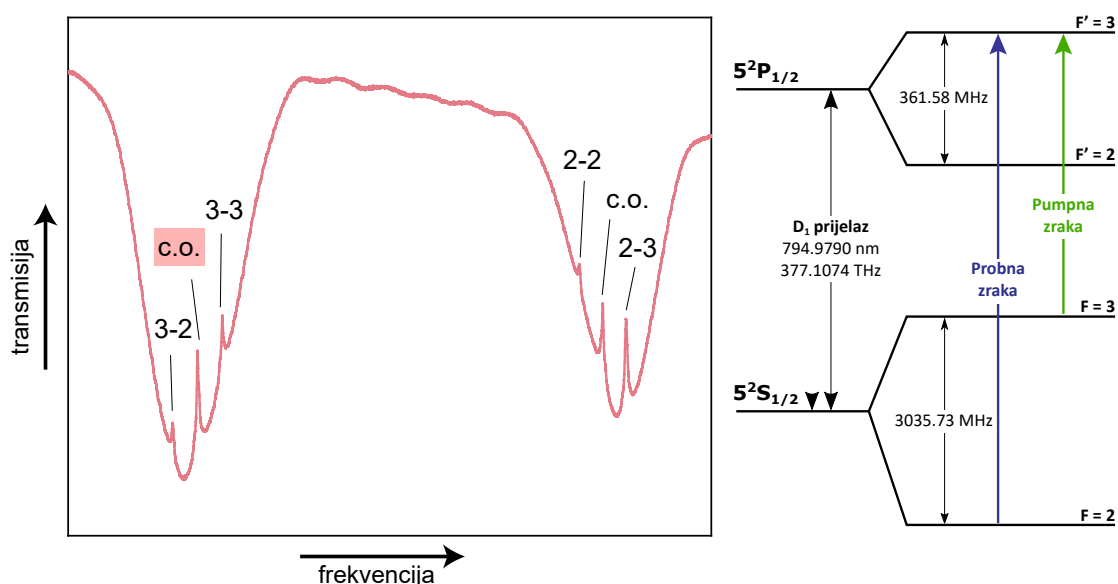
Saturacijska spektroskopija (eng. *saturation absorption spectroscopy, SAS*) je postupak razlučivanja hiperfine strukture atoma u spektru proširenom Dopplerovim učinkom. Ova tehnika se temelji na korištenju dvije suprotno propagirajuće zrake koje prolaze kroz ćeliju s atomima čiji spektar želimo razaznati. Jedna zraka je pumpna i služi promjeni naseljenosti osnovnog i pobuđenog stanja, a druga zraka je probna i služi detekciji promjena nastalih u atomskom mediju. Obje zrake su iste frekvencije i suprotno propagirajuće, zbog čega međudjeluju isključivo s brzinskom grupom atoma čije frekvencije prijelaza odgovaraju frekvenciji lasera. Ovakvo međudjelovanje uzrokuje smanjenu apsorpciju na tim frekvencijama, stoga možemo očitati linije tih prijelaza iz spektra proširenog Dopplerovim učinkom. Ukoliko postoji više pobuđenih frekvencija prijelaza na atomima, ovom tehnikom dolazi i do pojave linija čije frekvencije odgovaraju aritmetičkoj sredini frekvencija prijelaza (eng. *crossover*). Detaljniji opis saturacijske spektroskopije dan je u radu [18].

Signal dobiven saturacijskom spektroskopijom (slika 3.5) daje nam uvid u spektar



Slika 3.4: Shema postava za saturacijsku spektroskopiju. PD - fotodioda, PBS - polarizacijska kocka, M - ogledalo.

rubidija, međutim on sam nije dovoljan za stabilizaciju lasera. Iz tog signala generiramo signal greške (eng. *error signal*), koji zapravo predstavlja derivaciju originalnog signala. Način generiranja signala greške opisan je u [18]. Kao točku stabilizacije u našem eksperimentu koristimo *crossover* između prijelaza  $|F\rangle = 3 \rightarrow |F'\rangle = 2$  i  $|F\rangle = 3 \rightarrow |F'\rangle = 3$ .



Slika 3.5: Izgled rubidijevog spektra dobiven saturacijskom spektroskopijom (lijevo) uz shemu energijskih razina na D1 prijelazu u atomu  $^{85}\text{Rb}$ . Točka stabilizacije (tekst u blijedom crvenom) nalazi se na *crossoveru* između prijelaza hiperfinskih nivoa  $|F\rangle = 3 \rightarrow |F'\rangle = 2$  i  $|F\rangle = 3 \rightarrow |F'\rangle = 3$  unutar D1 prijelaza u  $^{85}\text{Rb}$ .

### 3.3 Elektro-optički modulator i stabilizacija na optički rezonator

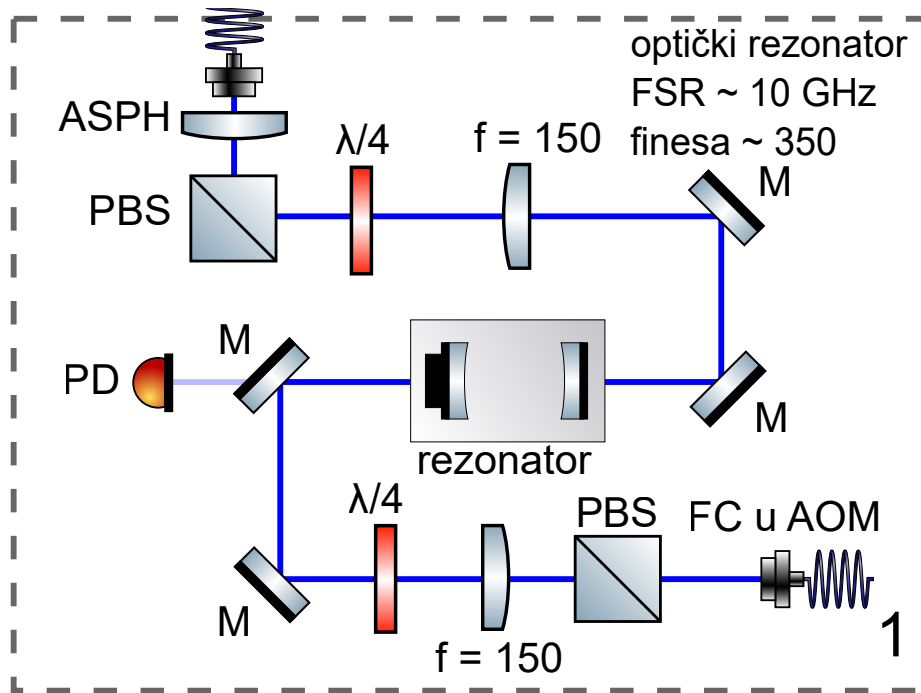
Nakon što smo odvojili dio zrake za spektroskopiju, ostatak zrake prolazi kroz još jednu polarizacijsku kocku, gdje dolazi do odvajanja probne od pumpne zrake. Cilj nam je zadovoljiti uvjet slabe probe, tako da vrijedi  $P_p \ll P_c$ , gdje  $P_p$  označava snagu probne zrake, a  $P_c$  probne zrake. Da bismo ostvarili uvjet EIT-a, pumpnu i probnu zraku ugađamo na određenu frekvenciju. U našem eksperimentu, probnu zraku ugađamo na D1 prijelaz  $^{85}\text{Rb}$  između hiperfinskih nivoa  $|F\rangle = 2 \rightarrow |F'\rangle = 3$ , a pumpnu na isti fini prijelaz, ali između hiperfinskih nivoa  $|F\rangle = 3 \rightarrow |F'\rangle = 3$  (slika 3.3). Zbog velike razlike u frekvencijama između hiperfinskih nivoa osnovnog stanja  $|F\rangle = 2$  i  $|F\rangle = 3$  od 3,035 GHz, frekvenciju probne zrake ugađamo na frekvenciju  $|F\rangle = 2 \rightarrow |F'\rangle = 2$  koristeći elektro-optički modulator (eng. *electro-optical modulator*; *EOM*). EOM je kristal čiji indeks loma ovisi o jačini električnog polja. U postavu, EOM je spojen na polarizacijski stabilno jednomodno optičko vlakno, koje služi tome da očuva polarizaciju ulazne zrake. Prolaskom svjetlosti kroz EOM na koji je nari-nuto oscilirajuće polje frekvencije  $\Omega$  dolazi do fazne modulacije svjetlosnog vala, što se može opisati na sljedeći način:

$$E_{EOM} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)}, \quad (3.1)$$

gdje  $\beta$  označava amplitudu modulacije,  $E_0$  originalno elektromagnetsko polje svjetlosnog vala, a  $\omega$  njegovu frekvenciju. Za male amplitude modulacije možemo razviti gornji izraz u red koristeći Besselove funkcije:

$$\begin{aligned} E_{EOM} &\approx E_0 (J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin(\Omega t)) e^{i\omega t} \\ &= E_0 (J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Osim svjetlosti frekvencije  $\omega$ , svjetlost koja prođe kroz EOM sadrži i dodatne frekventne komponente koje su od osnovne frekvencije  $\omega$  simetrično pomaknute na manje i veće frekvencije i to za iznos frekvencije modulacije  $\Omega$  (eng. *sidebands*) (slika 3.7). Iako je samo jedna od komponenti *sidebandova* rezonantna s traženim prijelazom, korisno nam je imati oba *sidebanda* prvog reda, jer osim mjerenja koje obavljamo dok smo u EIT konfiguraciji, želimo moći izmjeriti i referentni signal kada svjetlost ne međudjeluje s atomima. Stabilizaciju na jedan od novodobivenih *side-*



Slika 3.6: Shema dijela eksperimenta gdje se obavlja stabilizacija na optički rezonator.

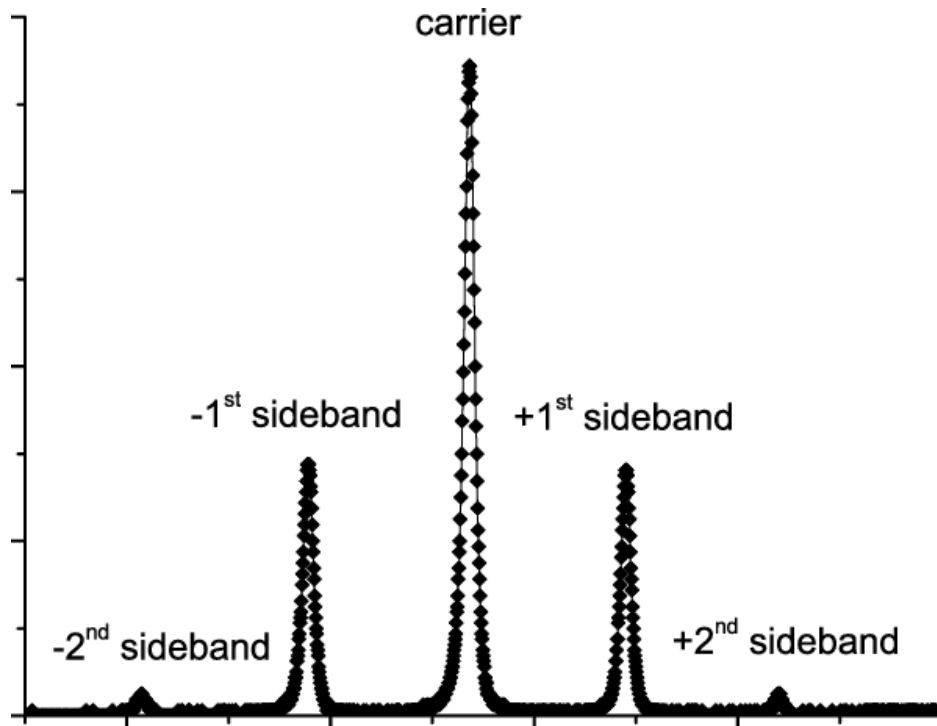
bandova ostvarujemo koristeći optički rezonator (slika 3.6). Optički rezonator je sustav dvaju zrcala koji može služiti kao filtar za svjetlost točno određenih frekvencija. Unutar optičkog rezonatora dolazi do konstruktivne interferencije samo onih fotona čija frekvencija zadovoljava uvjet:

$$\omega_q = q\pi \frac{c}{L}; \quad q = 1, 2, 3... \quad (3.3)$$

gdje  $L$  označava duljinu rezonatora. Razliku između dvije susjedne frekvencije koje zadovoljavaju ovaj uvjet nazivamo FSR (eng. *free spectral range*), koji glasi:

$$f_{FSR} = \frac{\omega_{q+1} - \omega_q}{2\pi} = \frac{c}{2L}. \quad (3.4)$$

Frekvenciju koja konstruktivno interferira unutar optičkog rezonatora možemo mijenjati promjenom duljine optičkog rezonatora, što u eksperimentu postizemo postavljanjem jednog od zrcala na piezoelement. Kako bismo se stabilizirali na frekvenciju *sidebandova* dobivenih EOM-om, koristimo činjenicu da su strane njihovih vršaka približno linearnog oblika (eng. *side of resonance discriminant*). Linearnost signala nam omogućuje jednostavno raspoznavanje odmak od frekvencije na koju se stabiliziramo. U eksperimentu je potrebna što veća snaga u *sidebandovima* jer se pomoću

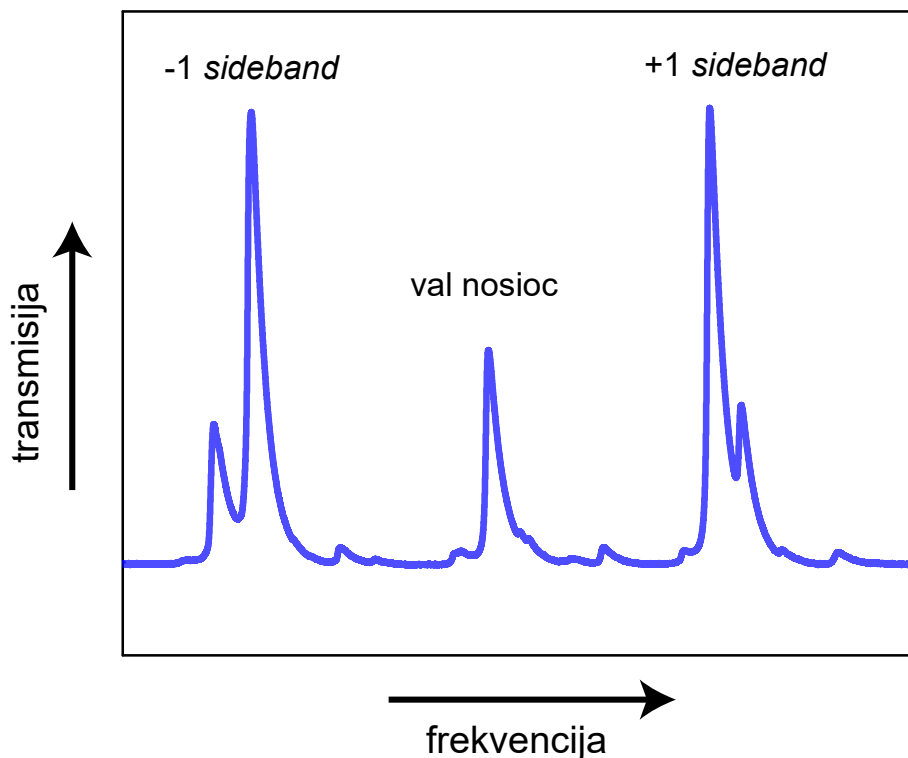


Slika 3.7: Signal generiran prolaskom svjetlosti kroz EOM. *Sidebandovi* su udaljeni od vala nosioca za frekvenciju  $\Omega$ . Preuzeto iz [21].

njih vrši eksperiment, zbog čega aproksimacija 3.2 ne vrijedi i dolazi do pojave *sidebandova* višeg reda. Ova stabilizacija se u eksperimentu ostvaruje očitavanjem signala dobivenog iz transmisije kroz optički rezonator preko fotodiode Thorlabs DET36A2. Signal (slika 3.8) promatramo preko osciloskopa i tako odlučujemo na koji vršak signala se stabiliziramo. Stabilizaciju izvršava New Focus LB1005 servo kontroler, čija je uloga mijenjati duljinu optičkog rezonatora ukoliko dođe do promjene frekvencije kako bi transmisija ostala optimalna.

### 3.4 Akusto-optički modulator

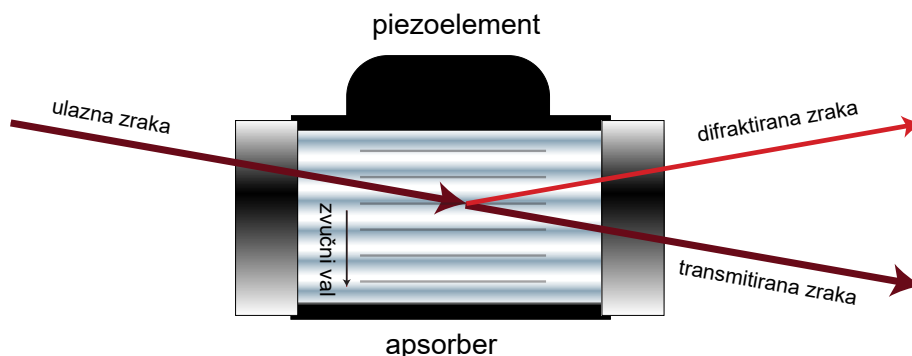
Nakon prolaska kroz EOM i optički rezonator, probna zraka je ugođena na prijelaz između hiperfinih nivoa  $|F\rangle = 2 \rightarrow |F\rangle = 3$ . Da bismo ostvarili uvjet EIT-a prikazan na slici 3.5, trebamo pomaknuti frekvenciju i pumpne i probne zrake za frekventnu razliku između *crossovera* i hiperfinog nivoa  $|F'\rangle = 3$ . Kako je ovaj pomak relativno malen u usporedbi s onim ostvarenim EOM-om, u eksperimentu koristimo akusto-optički modulator (eng. acousto-optical modulator, AOM). AOM je uređaj koji služi kontroli snage, frekvencije i optičkog puta laserske zrake. Sastoji se od kristala čiji se indeks loma mijenja pod utjecajem mehaničkih vibracija i piezoelementa. Vanj-



Slika 3.8: Spektar svjetlosti nakon prolaska kroz EOM. Na slici su vidljivi *sidebandovi* koje odgovaraju prvom redu razvoja jednadžbe 3.2. Vidljivo je i da su vršci *sidebandova* prvog reda značajno viši od vrška vala nosioca. Dodatni vršci uz *sidebandove* dolaze od ograničenog raspona frekvencija na kojima optički rezonator radi.

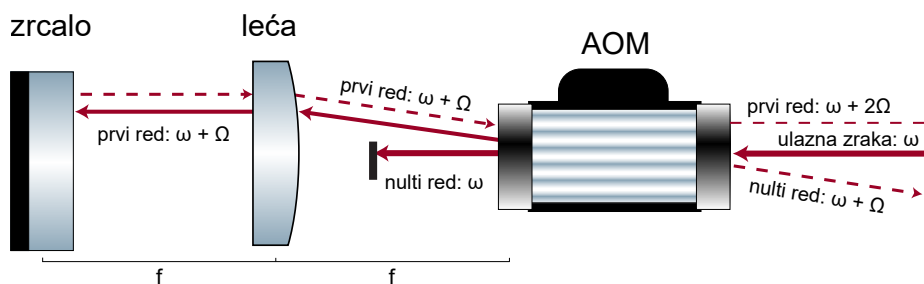
skim generatorom električnog signala na piezoelementu stvaramo visokofrekventnu mehaničku vibraciju koja se širi kroz kristal, tako ga pretvarajući u optičku rešetku (slika 3.9). Svjetlost se na toj rešetki rasipa te joj se mijenja frekvencija ovisno o difrakcijskom redu. Kristali unutar AOM-a imaju raspon frekvencija na kojima najbolje rade. U našem slučaju, radi se o AOM kristalima modela Gooch & Housego 3080-125, čija je osnovna frekvencija 80 MHz uz mogućnost promjene frekvencije unutar raspona od 50 MHz. Kako je razlika između točke stabilizacije i prijelaza negdje oko 180 MHz, AOM postavljamo na frekvenciju od 90 MHz te koristimo konfiguraciju dvostrukog prolaza (eng. *double pass*).

Na putu zrake nakon AOM-a nalazi se plankonveksna leća i zrcalo. Leća je postavljena tako da su joj AOM i zrcalo u fokusu. Nakon prvog prolaska kroz AOM, prostorno filtriramo nulti red zrake, dok prvi red prolazi kroz leću i reflektira se natrag u AOM. Drugim prolaskom kroz AOM dobivamo zraku dvostruke frekvencije u



Slika 3.9: Geometrija zraka kroz AOM. Zraka ulazi u kristal i difraktira se na vibracijom stvorenoj optičkoj rešetki. Prilagođeno iz [19].

odnosu na ulaznu zraku koja je paralelna upadnoj zruci zahvaljujući položaju leće. Novu zraku uvodimo u eksperiment parom zrcala.



Slika 3.10: Postav dvostrukog prolaza laserske zrake kroz AOM. Originalna frekvencija označena je slovom  $\omega$ , a frekvencija dodana AOM-om slovom  $\Omega$ . Leća je postavljena tako da su joj i AOM i zrcalo u fokusu, što omogućuje izdvajanje zrake frekvencije  $\omega + 2\Omega$ . Prilagođeno iz [20].

Ovaj postupak primijenjujemo na pumpnu i na probnu zraku, ali koristimo dvije odvojene konfiguracije dvostrukog prolaza. Time se omogućuje nezavisna kontrola frekvencije svake pojedinog lasera. Nakon dvostrukog prolaza kroz AOM, radijus pumpne i probne zrake se mijenja lećom kako bi se ispunio što veći dio ćelije, tako da je radijus pumpne zrake 15,5 mm, a radijus probne zrake 2,75 mm. Zrake se zatim spajaju na polarizacijskoj kocki kako bi se kopropagirale u ćeliju.

### 3.5 Detekcija signala

U eksperimentu se mjeri intenzitet probne zrake nakon prolaska kroz ćeliju uz prisutnost pumpne zrake, gdje su obje zrake postavljene u EIT konfiguraciju prikazanu na slici 3.5. S obzirom da se probna i pumpna zraka šire u istom smjeru, potrebno je geometrijski izdvojiti probnu zraku čiji je intenzitet dva reda veličine manji od inten-

zitetu pumpne zrake. U tu svrhu koristimo Glan-Thompson polarizator, koji propušta svjetlost točno određene polarizacije, u našem slučaju onu probne zrake. Međutim, zbog nesavršenosti polarizacije svjetlosti pumpne zrake ne dolazi do potpunog izdvajanja svjetlosti probne zrake. Stoga se, osim kroz Glan-Thompson polarizator, ulazna zraka propušta i kroz prostorni filtar u obliku irisa, koji fizički zaustavlja većinu pumpne zrake. Probna zraka koja prođe kroz iris i polarizator zatim ulazi u Thorlabs APD430A/M fotodiodu, čiji izlazni signal vodi na osciloskop koji nam služi za prikaz i mjerenje rezultata eksperimenta.

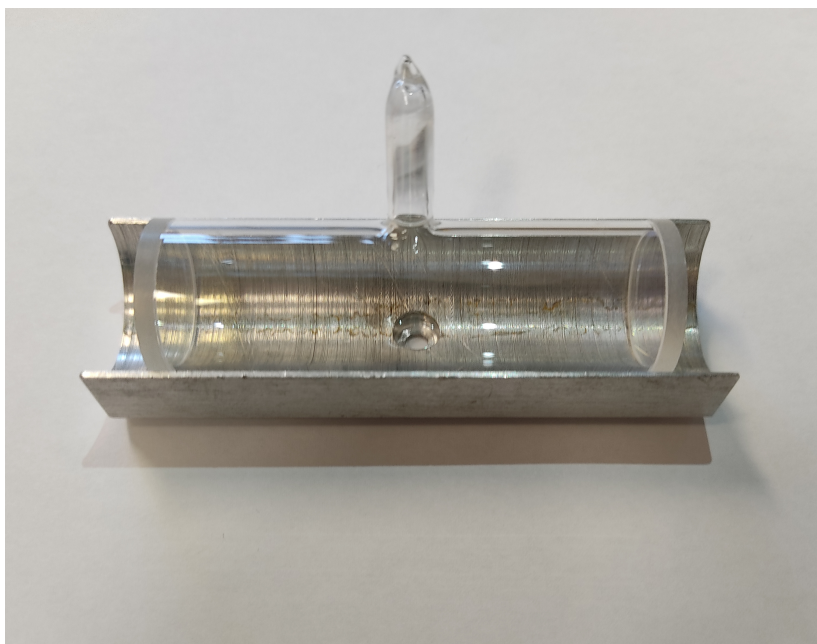
### **3.6 $^{85}\text{Rb}$ ćelije**

U eksperimentu su korištene tri staklene ćelije punjene jednakom količinom  $^{85}\text{Rb}$  atoma (slika 3.11). Sve tri ćelije su valjkastog oblika, uz duljinu 75 mm i promjer 25 mm. Unutarnji zid jedne ćelije je obložen slojem parafina, unutarnji zid druge ćelije je obložen slojem alkena, a unutarnji zid zadnje ćelije je obložen slojem parafina, a uz to sama ćelija sadrži 5 torra neona. Sve ćelije na svom plaštu posjeduju zatvoreni pipac, čija je originalna svrha bila dopremanje atoma u ćeliju, a u eksperimentu može poslužiti kao hladnije područje zagrijane ćelije u kojemu će doći do taloženja rubidija nakon završetka grijanja. Dodatno, na prozorima svih ćelija postoji sloj antirefleksivnog premaza. Premazi korišteni u kivetama zadržavaju svoja svojstva do temperature od 80 °C.

### **3.7 Magnetski štiti**

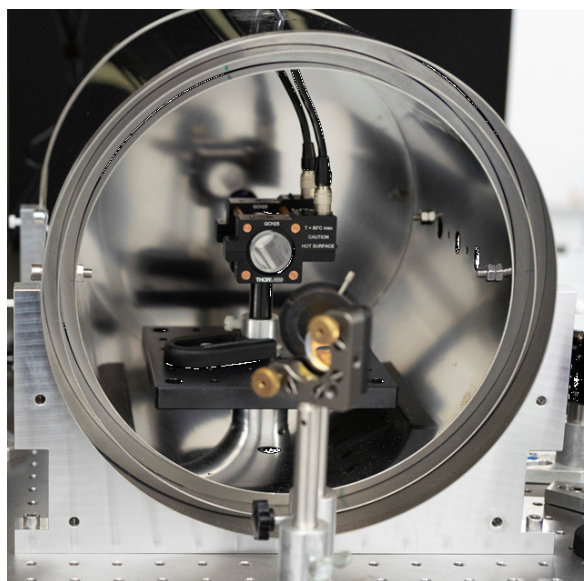
Bilo kakvo neželjeno širenje spektralnih linija u eksperimentu može dovesti do gubitaka zbog apsorpcije zrake u energijsko stanje koje ne koristimo u eksperimentu. Jedna od stvari koja doprinosi širenju linija jest magnetsko polje. Magnetsko polje uzrokuje cijepanje energijskih nivoa, što ujedno povećava i širinu linije. Kako bismo spriječili utjecaj bilo kakvog vanjskog magnetskog polja na atome u ćeliji, oko nje postavljamo magnetski štiti izrađeni od mu-metala. Mu-metal je posebna slitina kojoj je specifičnost da ima vrlo visoku magnetsku permeabilnost, zbog čega magnetne silnice putuju uz materijal umjesto da prolaze kroz njega. U literaturi [22] dokazano je da je magnetski štiti učinkovitiji ukoliko postoji više slojeva ovog metala nego kada postoji samo jedan sloj veće debljine. U eksperimentu smo koristili magnetski štiti





Slika 3.11: Jedna od ćelija koju koristimo u eksperimentu.

izrađen od tri sloja mu-metala (slika 3.12).



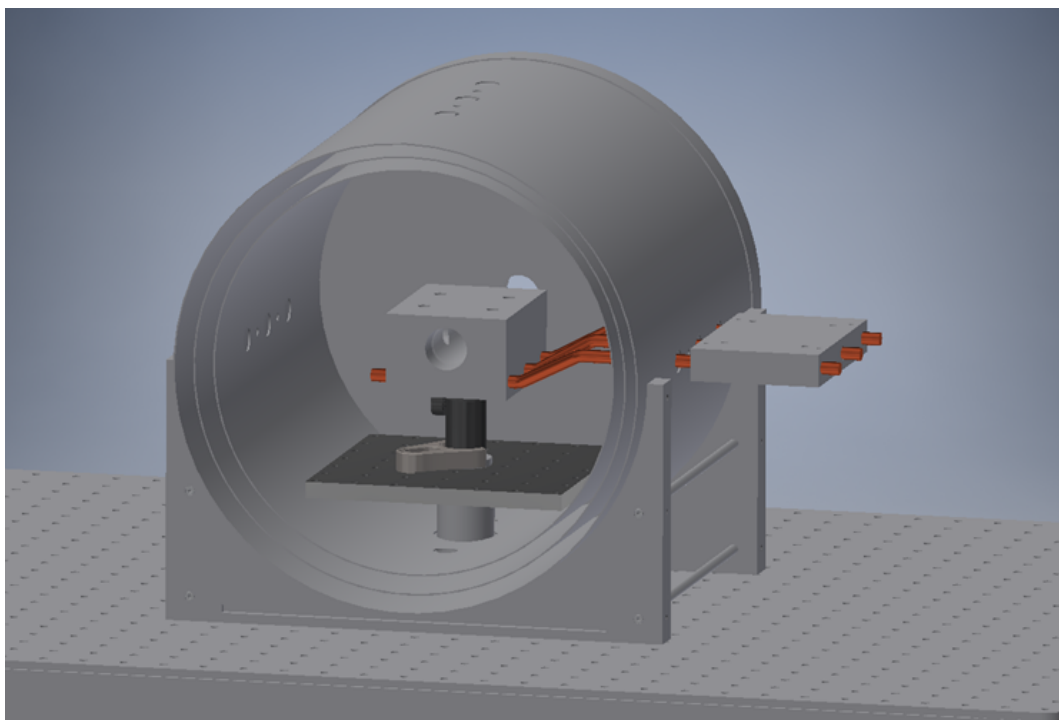
Slika 3.12: Fotografija magnetskog štita korištenog u eksperimentu (fotografija: Hrvoje Hiršl)

Naš magnetski štiti se sastoji od tri sloja mu-metala koji su složeni u valjke različitih radijusa s uklonjivim poklopcima. Vanjski sloj ima duljinu 30 cm i promjer 29 cm, srednji duljinu 28 cm i promjer 27 cm, a unutarnji duljinu 26 cm i promjer 25 cm. Kroz sva tri sloja napravljene su rupe koje omogućuju učvršćivanje postava i držača za kivetu, prolazak laserskih zraka te provođenje kabela. Štiti je položen u držač koji se može vijcima pričvrstiti za optički stol i tako osigurati stabilnost postava.

### 3.8 Grijač

U jednadžbi 2.60 dokazano je da optimalni parametri za ostvarivanje kvantne memorije ovise o optičkoj debljini. Kako optička debljina ovisi o koncentraciji atoma rubidija, koja se povećava s temperaturom, ona se u eksperimentu mijenja promjenom temperature, odnosno grijanjem ćelije. Originalno, eksperiment je dizajniran s idejom korištenja komercijalnog grijača za ćeliju, međutim ispostavilo se da taj grijač sadrži magnetske elemente, što donekle poništava napor kojeg smo poduzeli postavljanjem magnetskog štita. Kako bismo i dalje bili u stanju zagrijavati kivetu bez uvođenja dodatnih magnetskih polja, izradili smo vlastiti grijač.

U procesu izrade grijača vodili smo se idejom da grijač mora biti nemagnetičan, sastavljen od dijelova koji su nam lako dostupni i praktičan za korištenje s obzirom na postav. Konačni dizajn može se vidjeti na slici 3.13, a sastoji se od vanjske i unutarnje jedinice koje su spojene termovodljivim cjevčicama (eng. *heatpipe*). Unutarnja jedinica se sastoji od tri dijela napravljena od aluminijske, koja služe da bi se odvojeno osigurao kontakt s termovodljivim cjevčicama i olakšala mogućnost mijenjanja ćelija za različita mjerenja. Sva tri dijela su učvršćena vijcima napravljenim od poliamida, plastike s visokom točkom tališta. Termovodljive cjevčice su cijevi malog promjera napravljene od bakra i napunjene deioniziranom vodom, čija je uloga učinkovito prenositi toplinu. Grijanje se odvija na vanjskoj jedinici, koja je sastavljena od dva aluminijska dijela koja obuhvaćuju termovodljive cjevčice i pasivnog hladnjaka (eng. *heatsink*). Između aluminijskih dijelova i hladnjaka su postavljena dva Peltier elementa spojena u seriju. Peltier elementi su poluvodički elementi sastavljeni od dva različita poluvodiča, što uzrokuje gomilanje elektrona na jednoj strani elementa i nedostatak elektrona na drugom, pa dolazi do razlike u temperaturi na različitim stranama. Učinkovitost ovih elemenata pada s povećanjem razlike temperature između strana, tako da smo s gornje strane vanjske jedinice dodali savitljivi grijaći element da pomogne s grijanjem.



Slika 3.13: Nacrt grijača izrađenog za potrebe eksperimenta s kvantnim memorijama.

## 4 Mjerenja i rezultati

Cilj eksperimenta je mjerenje EIT signala za paru rubidija u tri različite ćelije s posebnim osvrtom na mjerenje dekoherencije osnovnih stanja. Osim toga, cilj je demonstracija kvantne memorije i utjecaj različitih mehanizama dekoherencije na svojstva kvantne memorije kao što su efikasnost i vrijeme spremanja.

### 4.1 EIT

#### 4.1.1 Mjerenje EIT-a

U teorijskom uvodu pokazao sam da određivanjem poluširine EIT rezonancije možemo izravno doći do saznanja o vrijednosti dekoherencije između osnovnih stanja. U praksi, s obzirom da je frekventni pojas u kojem se opaža EIT rezonancija u području od desetak i manje kiloherca, za mjerenje EIT-a potrebno je koristiti izuzetno stabilne lasere. U eksperimentu koristimo jedan laser čija je svjetlost stabilizirana saturacijskom spektroskopijom prije odvajanja pumpne i probne zrake. Glavni doprinos promjeni frekvencije svjetlosti pumpne i probne zrake zbog toga dolazi od činjenice da im se frekvencija mijenja odvojenim AOM-ovima. Ovaj doprinos možemo dodatno smanjiti korištenjem istog izvora frekvencija za oba AOM-a, čime se osigurava da su bilo kakve neželjene promjene frekvencije konzistentne za obje zrake. U eksperimentu koristimo dvokanalni Moglabs XRF 421, koji je pogonjen čipom AD9910. Osim generiranja željene frekvencije, ovaj uređaj pruža mogućnost promjene frekvencije u intervalima od 1 Hz, što nam daje mogućnost vrlo preciznih očitavanja frekventnog spektra. U eksperimentu postavljamo pumpnu zraku na frekvenciju optičkog prijelaza  $|F\rangle = 3 \rightarrow |F\rangle = 3$ , a frekvenciju probne zrake pomičemo u vrlo uskom rasponu oko optičkog prijelaza  $|F\rangle = 2 \rightarrow |F\rangle = 3$ . Očitavanjem signala na osciloskopu možemo dobiti izgled frekventnog spektra oko vrijednosti rezonancije, što nam omogućava mjerenje svojstva EIT-a.

Signal koji mjerimo želimo moći konzistentno očitavati na osciloskopu kako bismo imali što manje varijabli prilikom obrade. U tu svrhu koristimo digitalni generator pulseva Syncray LIGHTIGO, koji može davati određeni električni signal u vrlo preciznim vremenskim intervalima. Ovakav način pokretanja pojedinačnog mjerenja ima dvojaku upotrebu: osim što signal za početak i kraj mjerenja možemo očitavati na

osciloskopu, isto tako ga možemo koristiti kao početni i završni signal za XRF uređaj. Usklađenost početka i kraja mjerenja na oba uređaja dovodi do mogućnosti dobivanja potpune informacije o signalu.

Iz izraza 2.49 vidimo da širina EIT rezonancije ima linearnu ovisnost o snazi pumpne zrake. Cilj eksperimenta je izmjeriti širine EIT rezonancija za niz snaga pumpne zrake kako bismo dobili pravac čiji je odsječak izravno vezan uz dekoherenciju osnovnih stanja. U eksperimentu se mjeri transmisija probe koja se povećava u slučaju kada je zadovoljena EIT rezonancija. Kako bismo iz mjerenja transmisije mogli izračunati apsorpciju, a iz nje i samu širinu te ostale parametre EIT rezonancije, koristimo Beer-Lambertov zakon:

$$I = I_0 e^{-d}. \quad (4.1)$$

gdje  $I$  označava intenzitet detektiranog signala,  $I_0$  označava intenzitet signala prije međudjelovanja sa sustavom, a  $d$  označava optičku debljinu, koja označava količinu apsorpcije po jedinici duljine medija. Vrijednost  $I_0$  možemo izmjeriti ukoliko frekvenciju svjetlosti probne zrake postavimo na vrijednost gdje ne dolazi do interakcije s atomima. Za ovo nerezonantno mjerenje koristimo *sideband* nastao djelovanjem EOM-a koji ne zadovoljava uvjete EIT-a. Dodatno, mjerimo i signal pumpne zrake bez probe, koji predstavlja neželjeni doprinos signalu te kojeg oduzimamo od oba prije izmjerena signala. S ovim dodatkom dobivamo konačni izraz za optičku debljinu u eksperimentu:

$$d = \ln \frac{I_0 - I_{off}}{I - I_{off}}, \quad (4.2)$$

gdje  $I_{off}$  predstavlja intenzitet samo svjetlosti pumpne zrake. Sustav koji mjerimo je vrlo osjetljiv na okolišne uvjete, kao i na fluktuacije u snazi i frekvenciji laserske zrake. Iako je eksperiment postavljen na antivibracijski stol, a laboratorij se nalazi u mraku i na stabilnoj temperaturi, ipak dolazi do malih razlika u izmjerenoj EIT rezonanciji. Kako bi se minimizirao negativni utjecaj svih mogućih čimbenika, za svaku snagu pumpne zrake radi se 30 nezavisnih mjerenja svakog od potrebna tri signala. Ovakav način mjerenja ujedno pruža i mogućnost tretiranja jednog mjerenja kao 30 nezavisnih mjerenja za svrhu analize.

### 4.1.2 Analiza mjerenja EIT-a

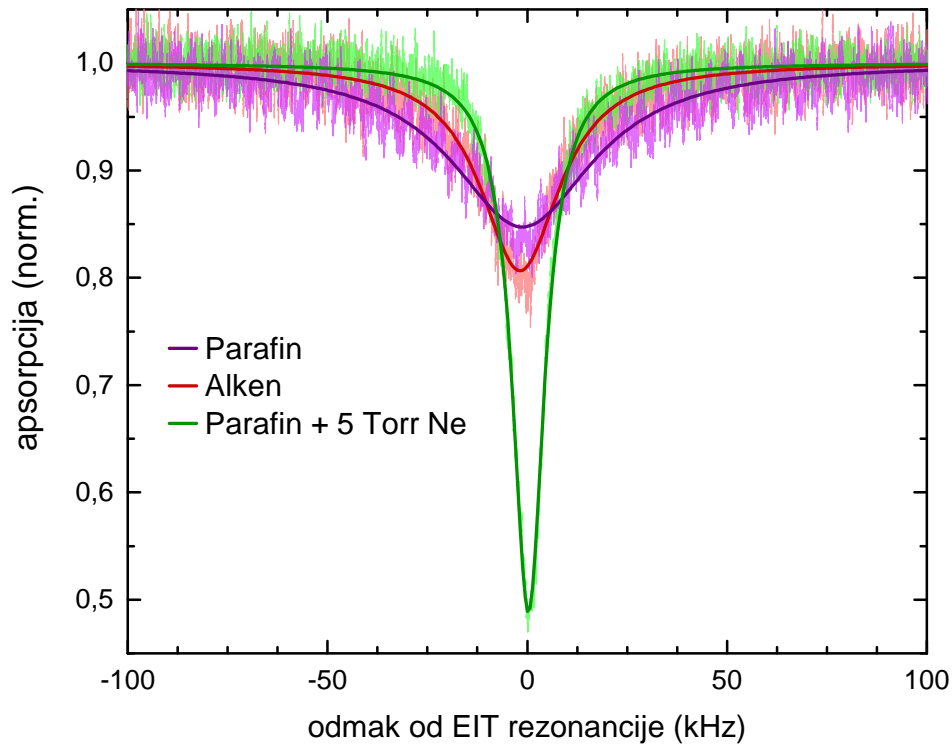
Analiza podataka odrađena je koristeći programski jezik *Python*. Signali izmjereni za male snage pumpne zrake pokazali su se jako šumoviti, stoga smo se odlučili za uprosječivanje svih izmjerenih signala prije daljnje analize. Nakon obrade podataka koristeći Beer-Lambertov zakon, dobivamo da je apsorpcija u uvjetima EIT-a nalik Lorentzijanu, kako je i predviđeno u teorijskom uvodu. Tijekom mjerenja smo ustanovili da za neka mjerenja dolazi do blage asimetrije EIT rezonancije u odnosu na Lorentzijan, stoga smo odlučili širinu EIT rezonancije određivati direktno iz izmjenog spektra. Iz nepouzdanosti signala uzrokovanog šumom izveli smo raspon u kojemu se može mjeriti širina EIT rezonancije, nakon čega smo uprosječili sve širine EIT rezonancije koje smo dobili ovim postupkom. Time smo osigurali da su sva obavljena mjerenja dosljedna.

### 4.1.3 Rezultati mjerenja EIT-a

Mjerena je širina EIT rezonancije u ovisnosti o snazi pumpne zrake za atome koji se nalaze unutar tri različite ćelije: jednoj koja ima nataložen sloj parafina, jednoj koja ima sloj alkena te jednoj koja uz sloj parafina ima dodatnih 5 torra inertnog plina neona. Za svaku ćeliju je mjeren izgled transmisijskog spektra za više različitih snaga pumpne zrake, nakon čega je izračunat apsorpcijski spektar iz kojeg se određivala širina EIT rezonancije. Sva mjerenja su ponovljena četiri puta kako bi se odredila nepouzdanost mjerenja. Već prilikom mjerenja se mogla ustanoviti razlika u širinama EIT rezonancije za svaku od ćelija, što je vidljivo na slici 4.1. Ćelija čiji su zidovi premazani parafinom, a osim atoma rubidija sadrži i 5 Torra plemenitog plina neona ima uvjerljivo najužu EIT rezonanciju, što je u skladu s očekivanjima. Osim toga, vidimo da je kod ćelija bez inertnog plina prisutan puno veći šum zbog manjeg signala, što otežava precizno određivanje svojstva vrha.

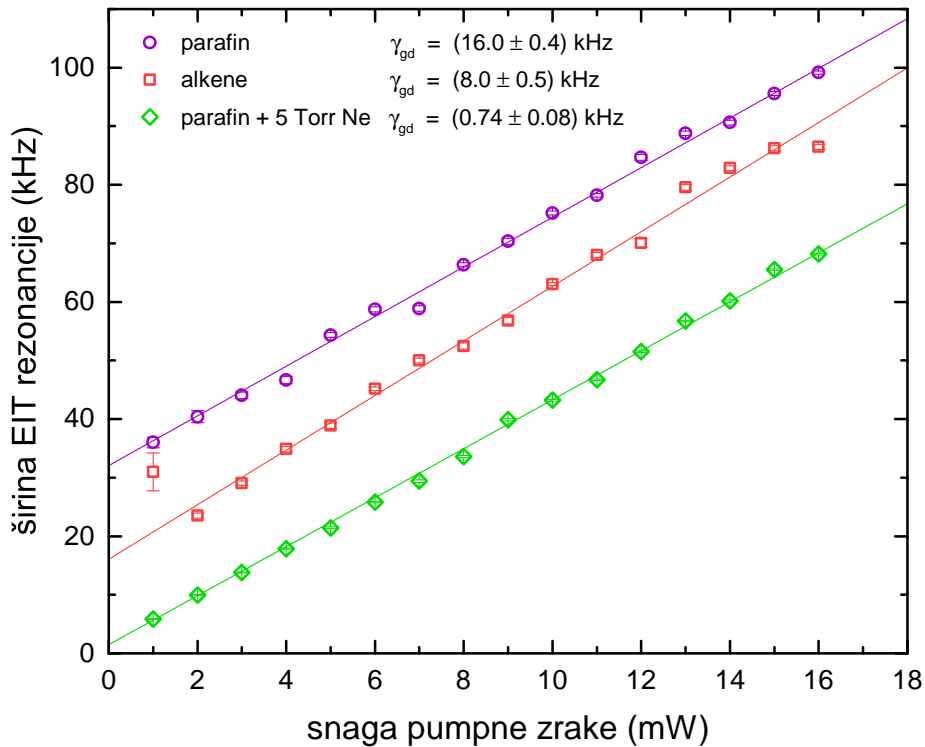
Rezultati mjerenja širine EIT rezonancija na dostupnim ćelijama s različitim snagama pumpne zrake mogu se vidjeti na slici 4.2. Mjerenja su obavljena na sobnoj temperaturi,  $T = 22$  °C. Prisjetimo se jednadžbe 2.51 koju smo dobili za širinu EIT rezonancije teorijskim razmatranjem:

$$\Gamma_{EIT} = 2 \left( \gamma_{gd} + \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_{ed}\sqrt{d}} \right), \quad (4.3)$$



Slika 4.1: Apsorpcijski spektar EIT-a triju mjenjenih ćelija za istu snagu pumpne zrake na sobnoj temperaturi. Jasno je vidljivo da je najuža EIT rezonancija ona mjerena na ćeliji koja sadrži neon i parafinski premaz. Ćelije iznutra premazane parafinom i alkenom su sličnije, ali je očito da ćelija premazana alkenom ima užu rezonanciju EIT-a.

Snaga pumpne zrake proporcionalna je kvadratu Rabijeve frekvencije za pumpnu zraku, pa je očekivano da je mjereni odnos između snage pumpne zrake i širine EIT rezonancije linearan. Ako promotrimo nagib linearne funkcije u jednadžbi za poluširinu EIT rezonancije, možemo vidjeti da ovisi o dekoherenciji između pobuđenog i osnovnog stanja te optičkoj debljini. Do dekoherencije  $\Gamma_{ed}$  dolazi zbog spontane emisije na koju ne možemo utjecati mijenjanjem vanjskih faktora. Optička debljina  $d$  je uvjetovana isključivo temperaturom na kojoj se eksperiment obavlja, što je parametar koji se kontrolira i ostavlja istim za sva mjerenja. Rezultat toga je da je nagib pravaca za sve tri ćelije vrlo sličan ( $a \approx 4$  kHz/mW), što je unutar reda veličine u odnosu na vrijednost dobivenu teorijskom analizom ( $a_{teor} \approx 0,6$  kHz/mW). Međutim, iz slike 4.2 jasno je vidljivo da pravci imaju različite odsječke. U teorijskom dijelu smo jasno ustanovili da dodavanjem inertnog plina u ćeliju znatno smanjujemo faktor dekoherencije, što je vidljivo iz izmjenjenog odsječka za ćeliju premazanu parafinom i



Slika 4.2: Ovisnost širine EIT rezonancije o snazi pumpne zrake za tri različite ćelije na sobnoj temperaturi  $T=22\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Linije na slici predstavljaju prilagodbu linearne funkcije na izmjerene vrijednosti za svaku ćeliju. Vrijednosti linearnih frekvencija izmjerenih dekoherencija izvedene su iz odsječka svakog od prilagođenih pravaca te su zapisane na gornjem rubu grafa.

ispunjenu neonom.

Štoviše, usporedbom izmjerene vrijednosti ( $\gamma_{pNe} = 0,74 \pm 0,08 \text{ kHz}$ ) i procijenjene vrijednosti ( $\Gamma_{diff} \approx 0,4 \text{ kHz}$ ) vidimo da se vrijednosti relativno slažu. Ćelije bez inertnog plina imaju međusobno slične mehanizme dekoherencije, međutim i kod njih postoji vidljiva razlika u izmjerenim odsječcima. Usporedbom njihovih odsječaka ( $\gamma_a = 8,0 \pm 0,5 \text{ kHz}$ ,  $\gamma_p = 16,0 \pm 0,4 \text{ kHz}$ ) s teorijskim vrijednostima ( $\Gamma_{int} \approx 30 \text{ kHz}$ ) vidimo da premazi imaju utjecaj na povećanje međudjelovanje atomskog medija i lasera, s time da alkeni premaz pokazuje bolja svojstva od parafinskog premaza.

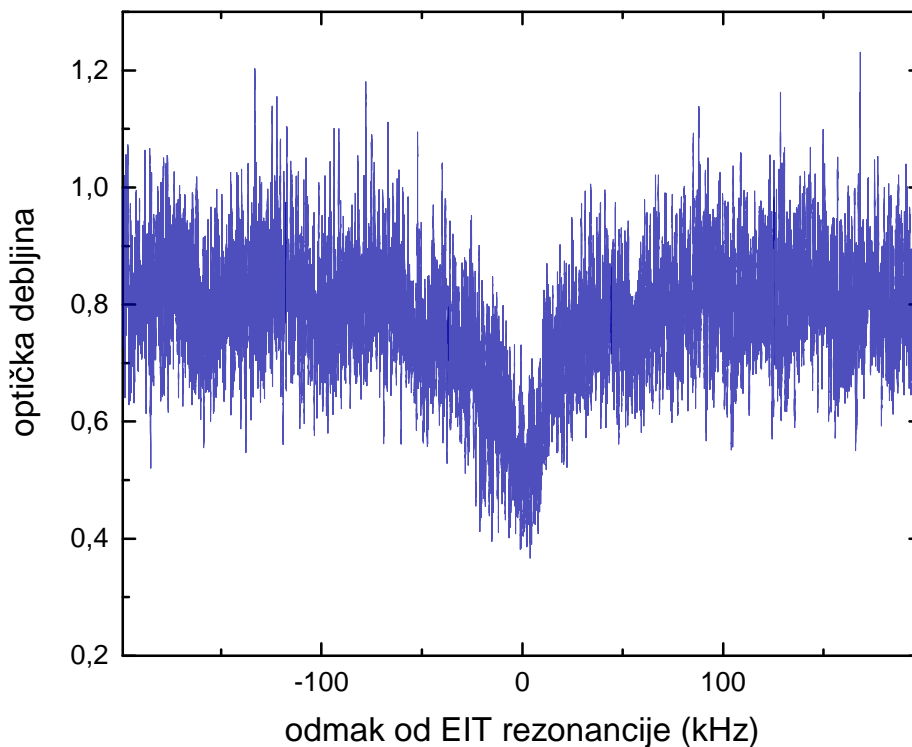
Prilikom razmatranja mehanizama dekoherencije, u obzir bi se trebalo uzeti i Dopplerovo širenje radi razlike u kutevima između zraka. Ovo svojstvo bi se trebalo jednako vidjeti na izmjerenim odsječcima za ćelije bez inertnog plina jer im je zajedničko. Kad bi vrijednost dobivena na ćeliji premazana alkenom ( $\gamma_a = 8,0 \pm 0,5 \text{ kHz}$ ) bila kompletno uzrokovana Dopplerovim širenjem, kut između pumpne i



probne zrake koji bi to uzrokovao iznosio bi  $\Theta_{teor} = 16 \mu\text{rad}$ , što je vrijednost koju je iznimno teško izmjeriti. Zbog ovoga nismo u mogućnosti napraviti pravu procjenu doprinosa povećanja vremena međudjelovanja atoma i lasera do kojeg dolazi radi dodanih premaza.

U raspravi o vrsti atoma koje koristimo u eksperimentu spomenuto je da je talište  $^{85}\text{Rb}$   $39,3 \text{ }^\circ\text{C}$  [15], međutim sva mjerenja u ovom dijelu obavljena su na sobnoj temperaturi. Za temperature na kojima smo mjerili tlak para rubidija iznosi  $P_{Rb} \approx 3 \cdot 10^{-5}$  Pa [15]. Iz tlaka para možemo dobiti koncentraciju atoma rubidija, koja iznosi  $C_{Rb} \approx 7 \cdot 10^{15}$  atoma/ $\text{m}^3$ .

Na slici 4.2 može se primjetiti da je jedno od mjerenja za manje snage na ćeliji s alkenom odudara od ostalih svojom vrijednošću i veličinom greške. Ukoliko pogledamo mjerenja za niske snage alkena (slika 4.3), vidimo da signal sadrži veliku količinu šuma, koja sakriva informaciju koju želimo izmjeriti. Naša je pretpostavka da je navedeno rezultat alkenskog premaza koji se, osim na zidove, djelomično napario i na prozore ćelije.



Slika 4.3: EIT na ćeliji premazanoj alkenom za niske snage pumpne zrake. Uočljiva je visoka razina šuma koje otežava precizno određivanje širine EIT rezonancije.

Osim širina EIT rezonancija, možemo usporediti i kontrast EIT rezonancija za tri ćelije, za koji vrijedi (jednadžba 2.48):

$$\Delta a = \frac{|\Omega_c|^2 / \Gamma_{ed}}{\gamma_{gd} + |\Omega_c|^2 / \Gamma_{ed}} = \frac{|\Omega_c|^2}{\gamma_{gd} \Gamma_{ed} + |\Omega_c|^2}, \quad (4.4)$$

Ovu jednadžbu možemo predstaviti kao omjer linearnog člana u izrazu za poluširinu EIT rezonancije i cijelog izraza za poluširinu EIT rezonancije ukoliko ne iskoristimo korekciju uvedenu optičkom debljinom. U eksperimentu smo mjerili kontrast EIT-a jednostavnom formulom:

$$\Delta a = \frac{y_{max} - y_{min}}{y_{max}} \cdot 100\%. \quad (4.5)$$

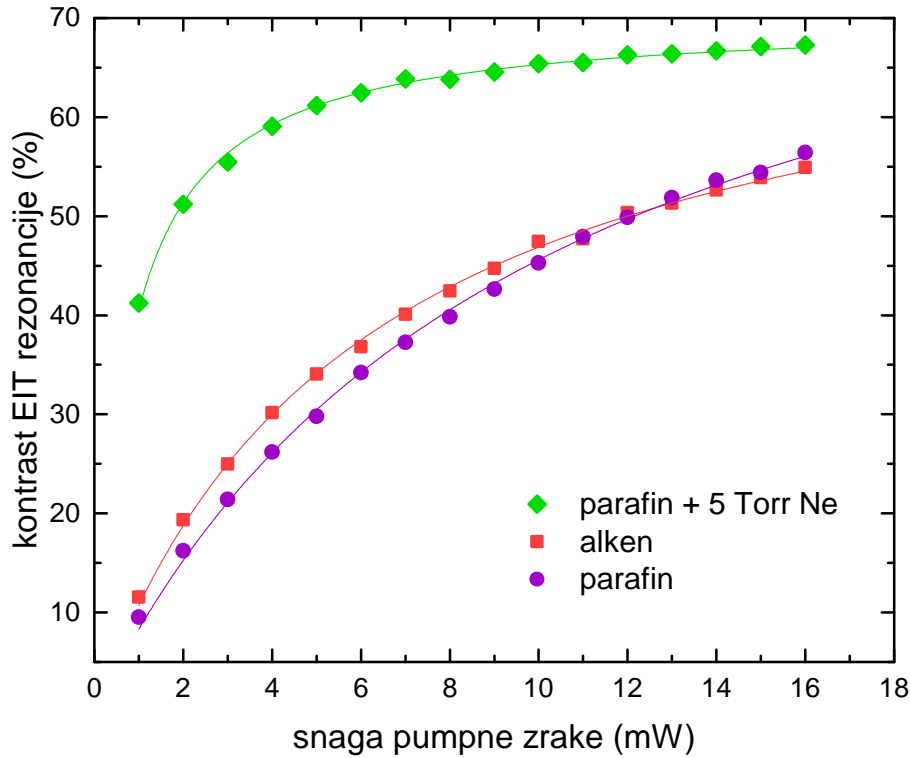
Na slici 4.4 vidimo izmjerene kontraste EIT rezonancija na dostupnim ćelijama kao funkciju snage pumpne zrake. Prilagodбом funkcije dane jednadžbom 4.4 dobivamo omjere između umnožaka dekoherencija  $((\gamma_{gd}\Gamma_{ed})_{pNe} : (\gamma_{gd}\Gamma_{ed})_a : (\gamma_{gd}\Gamma_{ed})_p = 0,73 : 6 : 9,9)$  koji približno odgovaraju onima dobivenim mjerenjem širina EIT rezonancija.

Iz ovih mjerenja jasno je da je ćelija premazana parafinom i ispunjena neonom najboljih svojstava za stvaranje EIT-a zbog najmanje dekoherencije između osnovnih stanja. U teorijskom uvodu je ustanovljeno da smanjenje dekoherencije između osnovnih stanja dovodi do boljeg vremena spremanja signala u kvantnim memori-jama. Sljedeće što nas zanima jest izmjeriti svojstva kvantnih memorija kako bismo ustanovili vrijedi li ova pretpostavka.

## 4.2 Kvantne memorije

### 4.2.1 Mjerenje kvantnih memorija

Mjerenje kvantnih memorija zahtijeva nešto drugačiju postavku eksperimenta. Umjesto pomicanja frekvencije probne zrake oko rezonancije, sada moramo istovremeno moći kontrolirati i pumpnu i probnu zrakom. Probna zraka se oblikuje u svjetlosni puls koju želimo spremiti unutar medija, a gašenjem pumpne zrake zadržavamo puls unutar medija do ponovnog paljenja pumpne zrake. Manipulaciju zraka obavljamo preko AOM-ova koji su spojeni na Moglabs XRF kontroler. Preko njegovog korisničkog sučelja možemo oblikovati ulazni puls, kao i precizno definirati vrijeme gašenja i paljenja zraka. Slijed provođenja eksperimenta koji dovodi do stvaranja kvantne me-



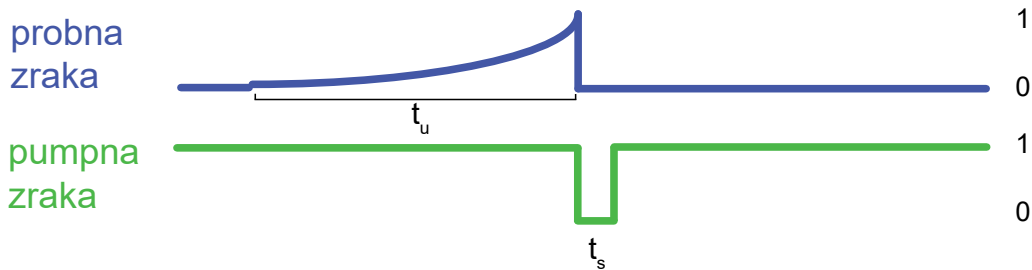
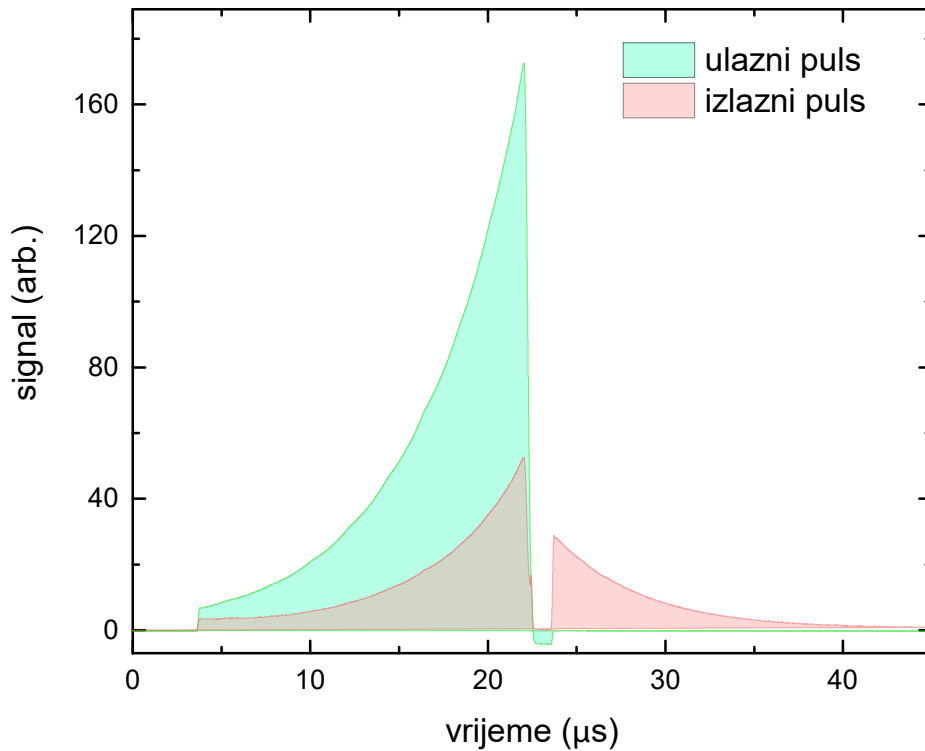
Slika 4.4: Kontrasti na različitim snagama pumpne zrake za tri različite ćelije na sobnoj temperaturi  $T = 22 \text{ }^\circ\text{C}$ . Daleko najbolji kontrast nalazimo kod ćelije s parafinom i inertnim plinom, dok kod druge dvije ćelije imamo slabiji kontrast.

morije nazivamo protokol kvantne memorije (slika 4.5).

Učinkovitost kvantne memorije mjerimo omjerom površina izlaznog i ulaznog pulsa:

$$\eta = \frac{A_{izlaz}}{A_{ulaz}} \cdot 100\%. \quad (4.6)$$

Ulazni puls mjerimo tako da iskoristimo *sideband* koji nije na rezonantnoj frekvenciji za probnu zraku i isključimo pumpnu zraku. Ovim osiguravamo da na fotodiodi poslije ćelije možemo vidjeti ulazni signal onakav kakav ulazi u ćeliju. Izlazni puls se mjeri u uvjetima EIT rezonancije i prateći protokol kvantne memorije. Tijekom mjerenja imamo dva parametra koje ugađamo: vrijeme trajanja ulaznog pulsa  $t_u$  te vrijeme spremanja pulsa  $t_s$ . Sustav mora biti postavljen u EIT, a maksimalnu učinkovitost spremanja postizemo ukoliko je frekventni pojas pulsa probne zrake manji od frekventne širine EIT rezonancije i prostorno sasvim unutar ćelije s atomskim medijem. Ovisno o postavljenom EIT-u potrebno je provjeriti idealne vrijednosti  $t_u$ . S druge



Slika 4.5: Primjer izgleda izmjerenih signala kvantne memorije za ulazni i izlazni puls zajedno s pripadnim protokolom kvantne memorije. Probnu zraku upalimo u vremenu trajanja  $t_u$  i skaliramo joj snagu eksponencijalno, nakon čega odmah gasimo prije upaljenu pumpu za vrijeme trajanja spremanja  $t_s$ . Izlazni puls ispušten prije gašenja pumpne zrake odgovara dijelu pulsa koji nije zadržan unutar atomskog medija.

strane, iz mjerenja učinkovitosti za razne  $t_s$  možemo dobiti funkciju čije parametre možemo povezati s dekoherencijom. Očekujemo da će se sustav ponašati u skladu s eksponencijalnom funkcijom.

#### 4.2.2 Analiza kvantnih memorija

Kao i u slučaju mjerenja širine EIT rezonancije, i mjerenja kvantnih memorija analizirali smo koristeći programski jezik *Python*. Rezultat za svaku pojedinačnu vrijednost

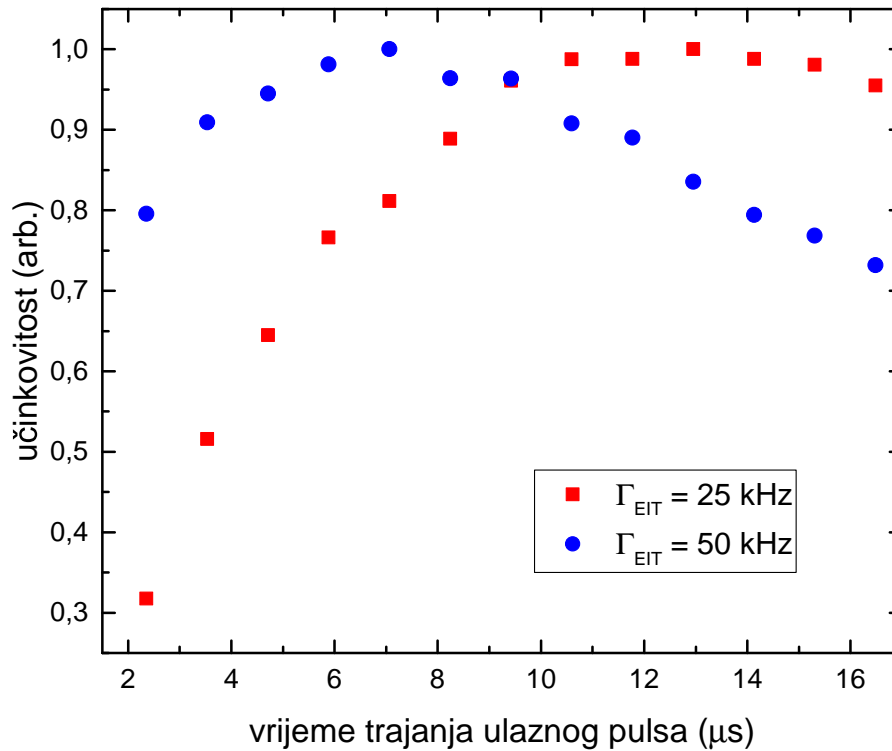
vremena spremanja zahtijevalo je postojanje tri mjerenja: jednog za ulazni puls, jednog za uvjet kvantne memorije i jednog koji je služio da zabilježimo samo pumpnu zraku prilikom postignutog uvjeta za kvantnu memoriju. Zadnje mjerenje je služilo otklanjanju bilo kakvih mogućih pojava zbog paljenja pumpne zrake nakon duljeg vremena mirovanja. Iz prvog mjerenja smo odredili površinu ulaznog pulsa, a iz razlike drugog i trećeg mjerenja smo izdvojili površinu izlaznog pulsa. Ove dvije vrijednosti smo zatim iskoristili u jednadžbi 4.6 kako bismo ustanovili učinkovitost za zadanu vrijednost vremena spremanja.

#### 4.2.3 Rezultati mjerenja kvantne memorije na sobnoj temperaturi

Prvi set mjerenja obavljali smo na tri ćelije korištene u eksperimentu na sobnoj temperaturi. Za svaku od njih smo prvo odredili širinu EIT rezonancije, nakon čega smo pristupali mjerenju svojstava kvantne memorije. Prije nego smo krenuli s mjerenjima vremena spremanja, prvo smo ustanovili optimalno vrijeme trajanja ulaznog pulsa. U tu svrhu mjerila se učinkovitost kvantne memorije za različita vremena trajanja ulaznog pulsa. Mjerenja smo obavljali na širinama EIT rezonancije od 25 i 50 kHz, i to samo na ćeliji premazanoj parafinom i ispunjenoj inertnim plinom (slika 4.6). Kako optimalno vrijeme trajanja ulaznog pulsa ovisi o širini EIT rezonancije, promjenom ćelije ne bismo dobili drugačiji rezultat. Iz dobivenih rezultata mogli smo zaključiti da je optimalno vrijeme trajanja ulaznog pulsa za neku širinu EIT rezonancije obrnuto proporcionalno širini EIT rezonancije, što je bilo i očekivano.

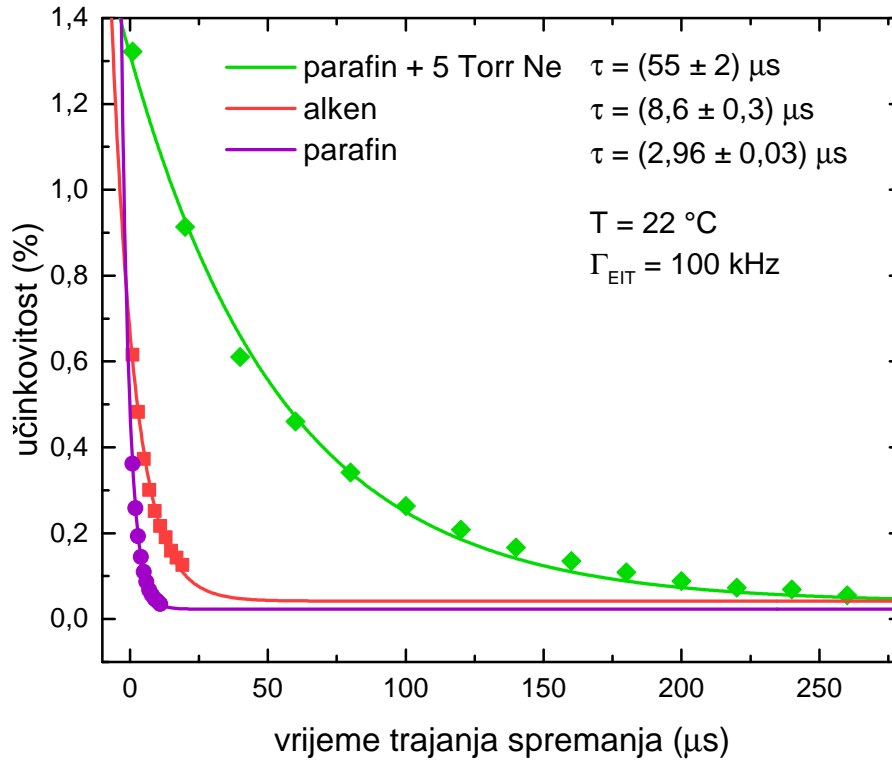
Mjerenje na ovako niskim širinama EIT rezonancije pokazalo se problematično za druge dvije ćelije. Osim činjenice da su ove širine vrlo bliske onima za male snage za te dvije ćelije, gdje je kontrast EIT rezonancije relativno malen, dodatni problem stvara i relativno velik šum na tim vrijednostima. U ostatku eksperimenta odlučili smo koristiti širine EIT rezonancije od 100 i 150 kHz, što je dovoljno da sve ćelije imaju dovoljno visok kontrast za usporediva mjerenja. Vrijednosti optimalnih vremena trajanja ulaznog pulsa za ove širine EIT rezonancije su  $3 \mu\text{s}$  za širinu od 100 kHz i  $2 \mu\text{s}$  za širinu od 150 kHz.

Graf ovisnosti učinkovitosti kvantne memorije o duljini trajanja spremanja možemo vidjeti na slikama 4.7 i 4.8. Konačno prikazani rezultati dobiveni su iz 5 nezavisnih mjerenja za svaku ćeliju. Točke koje smo dobili prate trend eksponencijalne funkcije, stoga smo na njih prilagodili eksponencijalnu funkciju i izvukli vrijeme života memo-



Slika 4.6: Usporedba učinkovitosti kvantne memorije za različita vremena trajanja ulaznog pulsa za širine EIT rezonancije od 25 i 50 kHz u ćeliji s parafinom i inertnim plinom. Možemo primjetiti da je vrijeme trajanja ulaznog pulsa za maksimalnu vrijednost učinkovitosti na širini EIT rezonancije od 25 kHz dvostruko veća od one za širinu EIT rezonancije od 50 kHz.

rije  $\tau$ . Ono što možemo odmah primijetiti jest da je učinkovitost spremanja unutar ćelije premazane parafinom i ispunjene neonom daleko najbolja ( $\tau = 51 \pm 2 \mu\text{s}$ ), s najduljim trajanjem vremena spremanja ( $t_{pNe} = 260 \mu\text{s}$ ). U skladu s vrijednostima dobivenim za dekoherenciju, ćelija s alkenom ( $\tau = 6,6 \pm 0,2 \mu\text{s}$ ) ima bolja svojstva od ćelije s parafinom ( $\tau = 2,86 \pm 0,04 \mu\text{s}$ ). Usporedbom vremena života memorije svih ćelija s dobivenim dekoherencijama, možemo primijetiti da se ponašaju u omjerima koji približno odgovaraju omjerima za dekoherencije u svakoj ćeliji. Iz ovoga zaključujemo da vrijeme života memorije možemo koristiti kao indikaciju vrijednosti dekoherencije između osnovnih stanja, što smo i pretpostavili. Dodatno, možemo vidjeti da je učinkovitost kvantne memorije i maksimalno vrijeme spremanja nešto lošije za širi EIT. Uži EIT-ovi stvaraju veću disperziju indeksa loma, zbog čega dolazi do veće promjene grupne brzine i svjetlost se više uspori. Ukoliko postignuta grupna brzina nije dovoljno niska da zadrži puls unutar kivete, dio pulsa biva izgubljen, što



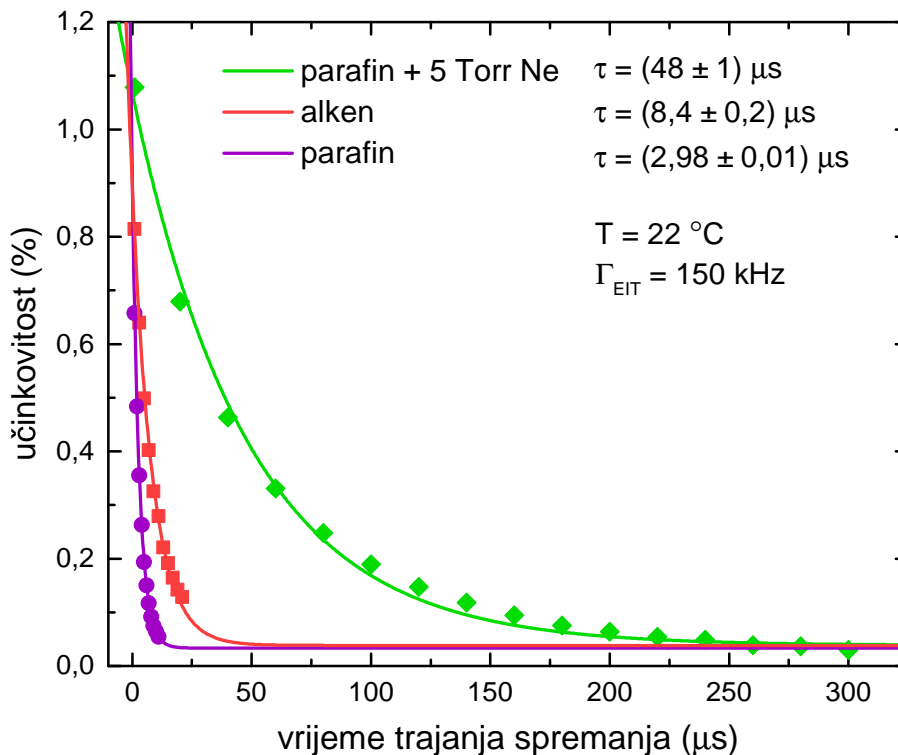
Slika 4.7: Graf ovisnosti učinkovitosti kvantne memorije o vremenu spremanja za različite ćelije na širinama EIT rezonancije od 100 kHz. Vrijednosti vremena života memorije  $\tau$  navedene su u gornjem desnom kutu. Ćelija premazana parafinom i ispunjena neonom ima uvjerljivo najbolja svojstva, dok je ćelija premazana alkenom malo boljih svojstava od one premazane parafinom.

negativno utječe na rezultat.

Vrijednosti učinkovitosti kvantne memorije dobivenih u ovom eksperimentu su relativno niske, s maksimalnom učinkovitosti neznatno većom od 1%. Iako je jedan od razloga već spomenut u vidu širine EIT rezonancije, ključniji razlog je optička debljina na sobnoj temperaturi. Tijekom teorijskog uvoda izveli smo nejednadžbu 2.63, koja govori o rasponu optimalnih vrijednosti za optičku debljinu:

$$\sqrt{d} \ll \frac{|\Omega_c|}{\gamma_{gd}} T_p < d. \quad (4.7)$$

Možemo vidjeti da je ova nejednadžba zadovoljena za vrijednosti  $\sqrt{d} \gg 1$ , međutim na sobnoj temperaturi smo uspjeli postići maksimalnu vrijednost optičke debljine od tek 0,8. Cilj eksperimenta je bio utvrditi odnos dekoherencije između osnovnih stanja i vremena spremanja kvantne memorije, tako da nije trebalo tražiti optimalne uvjete



Slika 4.8: Graf ovisnosti učinkovitosti kvantne memorije o vremenu spremanja za različite ćelije na širinama EIT rezonancije od 150 kHz. Svojstva su blago pogoršana za sve ćelije, ali omjer između vrijednosti vremena života memorije je i dalje očuvan.

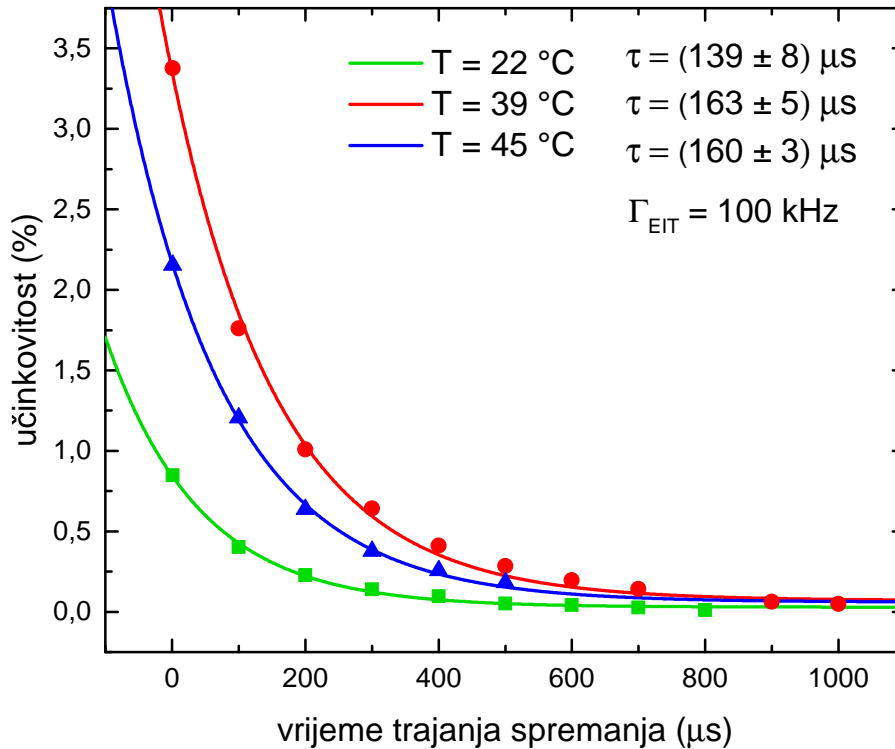
za mjerenje svojstva sustava. Iako uvjet za optimalnu vrijednost optičke debljine nije zadovoljen, ipak je moguće izmjeriti izlazni signal kvantne memorije.

#### 4.2.4 Testiranje sustava na višim temperaturama

Jednom kad smo potvrdili da eksperiment radi i pokazali utjecaj dekoherencije između osnovnih stanja na vrijeme spremanja kvantne memorije, zanimalo nas je ponašanje sustava ukoliko povećamo optičku debljinu. Prvo poboljšanje koje smo napravili bilo je povećavanje temperature sustava koristeći grijač. Na slici 4.9 nalazi se graf ovisnosti učinkovitosti kvantne memorije o vremenu spremanja za različite temperature ćelije s parafinom i inertnim plinom. Povećanjem temperature povećava se i učinkovitost kvantne memorije i maksimalno vrijeme spremanja, međutim nakon određene temperature dolazi do pada oba parametra. Kao što sam već naveo, povećavanjem temperature raste tlak pare rubidija u ćeliji, a samim time i koncentracija atoma koji međudjeluju sa svjetlosti. U jednom trenutku koncentracija atoma



postane prevelika i pumpna zraka više ne može pobuditi sve atome koji sudjeluju u međudjelovanju. Rezultat toga je da se dio signala apsorbira u ćeliji, pa je izlazni puls mnogo slabiji od ulaznog.

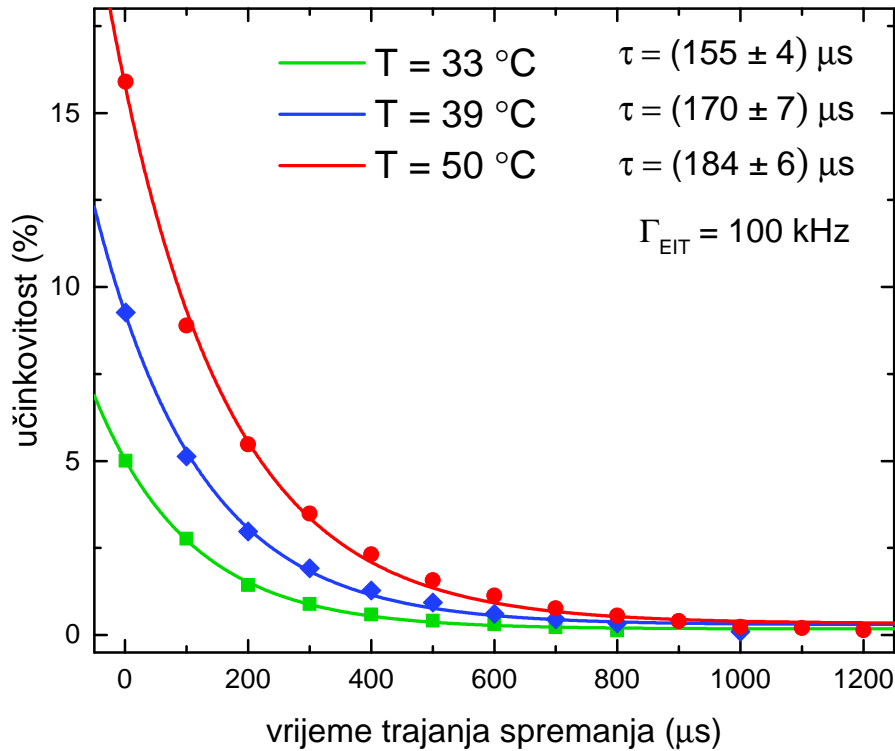


Slika 4.9: Graf ovisnosti učinkovitosti kvantne memorije o vremenu spremanja za različite temperature ćelije s parafinom i inertnim plinom na frekvenciji prijelaza. Vremena života memorije za svaku temperaturu nalaze se u gornjem desnom kutu. Najbolja svojstva dobivamo za temperaturu 39°C, gdje postizemo vremena spremanja od 1 ms.

Da bismo izbjegli problem apsorpcije, možemo iskoristiti činjenicu da povoljni uvjeti EIT-a nisu ograničeni na preciznu frekvenciju prijelaza sustava. Atomi unutar ćelije imaju brzinsku raspodjelu koja prati Maxwell-Boltzmannovu raspodjelu. Možemo iskoristiti ovu činjenicu i pomaknuti frekvenciju pumpne i probne zrake tako da odgovaraju atomima u manje brojnoj brzinskoj grupi.

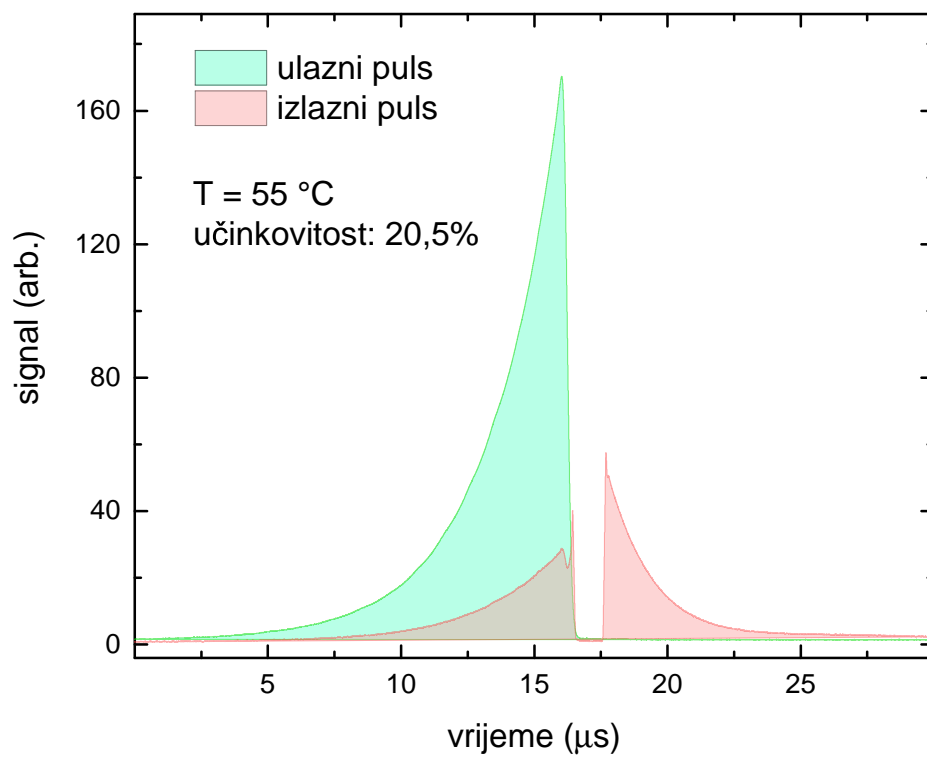
Analizom mjerenja napravljenih na isti način, ali uz povećanje frekvencije obje zrake od 580 MHz (slika 4.10), možemo ustanoviti da prije postavljena pretpostavka vrijedi. Svojstva kvantne memorije su se znatno poboljšala za više temperature, s učinkovitosti kvantne memorije od 16% i maksimalnim vremenom spremanja od 1,2  $\mu\text{s}$ . Uz odmak od frekvencije prijelaza koristili smo i još jednu tehniku zvanu opti-

mizacija pulsa. U članku [23] opisan je postupak iterativnog prilagođavanja izgleda ulaznog pulsa izlaznom radi maksimalnog očuvanja informacije. Oblikujući naš signal u eksponencijalnu krivulju s eksponencijalnim parametrom iste apsolutne vrijednosti, uspjeli smo poboljšati učinkovitost kvantne memorije do 2%.



Slika 4.10: Graf ovisnosti učinkovitosti kvantne memorije o vremenu spremanja za različite temperature ćelije s parafinom i inertnim plinom na frekvenciji koja je odmaknuta 580 MHz od prijelaza. Vremena života memorije za svaku temperaturu nalaze se u gornjem desnom kutu. Kvantna memorija pokazuje značajno bolja svojstva za više temperature.

Prilikom testiranja mogućnosti sustava, u jednom trenutku smo uspjeli postići učinkovitost kvantne memorije od čak 20,5% (slika 4.11). U literaturi možemo naći da su najviše učinkovitosti postignute na parama rubidija oko 49% [9], što naš rezultat smješta negdje ispod polovice od maksimalne dostignute učinkovitosti. Nažalost, naš sustav limitiran je činjenicom da koristimo hiperfine nivoe, na kojima dolazi do apsorpcije na višim temperaturama, kao i činjenicom da se premazi u ćelijama rastapaju na 80 °C, zbog čega nismo bili u stanju postići veće optičke debljine.



Slika 4.11: Prikaz mjerenja s najvećom postignutom učinkovitošću kvantne memorije od 20,5%.

## 5 Zaključak

U ovom diplomskom radu istražena je optička kvantna memorija bazirana na pojavi elektromagnetski inducirane transparentnosti (EIT-a) u toplim parama rubidija. U tu svrhu uspostavljen je eksperiment koji koristi laser kontinuiranog zračenja za postizanje EIT rezonancije u atomima  $^{85}\text{Rb}$  koji se nalaze unutar staklenih ćelija različitih svojstava. U prvom dijelu diplomskog rada mjerena je širina i kontrast EIT rezonancije u ovisnosti o snazi pumpne zrake za tri različite ćelije: jednu s parafinskim premazom, drugu s alkenskim premazom i treću s parafinskim premazom uz dodatak inertnog plina neona. Mjerenja su se vršila na sobnoj temperaturi. Usporedbom rezultata mjerenja i teorije bilo je moguće izvesti zaključak o iznosima dekoherencije osnovnih stanja koja, uz dekoherenciju uslijed spontane emisije, određuje širinu i kontrast EIT rezonancije. Najmanja dekoherencija od  $0,74 \pm 0,08$  kHz je izmjerena za ćeliju s parafinskim premazom s dodatkom inertnog plina, dok su za ćelije s alkenskim i parafinskim premazom izmjerene dekoherencije od  $8,0 \pm 0,5$  i  $16,0 \pm 0,4$  kHz. Analizirani su mehanizmi koji utječu na dekoherenciju osnovnih stanja te je zaključeno da je kod ćelija s parafinskim i alkenskim premazom dominantan efekt povezan uz Dopplerovo širenje. U drugom dijelu diplomskog rada proučavali smo kako dekoherencija osnovnih stanja utječe na svojstva kvantne memorije kao što je učinkovitost kvantne memorije, vrijeme života memorije te vrijeme skladištenja. Ćelija s parafinskim premazom i inertnim plinom za koju je izmjerena najmanja dekoherencija pokazala je najbolja svojstva, odnosno njezinom je upotrebom izmjereno najdulje vrijeme života memorije i vrijeme skladištenja pulseva. U svrhu optimizacije svojstava kvantne memorije, staklene ćelije su se grijale, čime se povećavala optička debljina pare rubidija. Najbolji rezultati postigli su se u ćeliji s parafinskim premazom i inertnim plinom na temperaturi od  $50\text{ }^{\circ}\text{C}$  s laserima koji su neznatno odmaknuti od atomske rezonancije kako bi se spriječila neželjena apsorpcija. U tim je uvjetima izmjerena učinkovitost memorije od 16%, s vremenom života od  $184 \pm 6\ \mu\text{s}$  i najduljim vremenom spremanja pulseva od 1,2 ms. Najveća postignuta učinkovitost memorije iznosi 20,5%, što je izmjereno na temperaturi od  $55\text{ }^{\circ}\text{C}$  i s dodatnim odmakom od atomske rezonancije.

## Literatura

- [1] Alzetta, G.; Gozzini, A.; Moi, L.; Orriols, G. An experimental method for the observation of RF transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. // *Il Nuovo Cimento B*, 36 (1976), str. 5-20.
- [2] Kocharovskaya, O. A.; Khanin, Ya. I. Population trapping and coherent bleaching of a three-level medium by a periodic train of ultrashort pulses. // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, Vol. 90 (1986), str. 1610-1618.
- [3] Boller, K.-J.; Imamoğlu, A.; Harris, S. E. Observation of electromagnetically induced transparency. // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 66, 20 (1991), str. 2593-2596.
- [4] Harris, S. E.; Field, J. E.; Kasapi, A. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency. // *Phys. Rev. A*, Vol 46, 1 (1992), str. R29-R32.
- [5] Hau, L. V.; Harris, S. E.; Dutton, Z.; Behroozi, C. H. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. // *Nature*, Vol. 397 (1999), str. 594-598.
- [6] Budker, D.; Kimball, D. F.; Rochester, S. M.; Yashchuk, V. V. Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation. // *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, 9 (1999), str. 1767-1770.
- [7] Dudin, Y. O.; Li, L.; Kuzmich, A. Light storage on the time scale of a minute. // *Phys. Rev. A*, Vol 87, 3 (2013), str. 31801-31805.
- [8] Sangouard, N.; Simon, C.; de Riedmatten, H; Gisin, N. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. // *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 83, 1 (2011), str. 33-80
- [9] Zhou, S.; Zhang, S.; Liu, C; Chen, J. F.; Wen, J.; Loy, M. M. T.; Wong, G. K. L.; Du, S. Optimal storage and retrieval of single-photon waveforms. // *Opt. Express*, Vol. 20, 22 (2012), str. 24124-24131.
- [10] Buser, G.; Mottola, R.; Cotting, B.; Wolters, J.; Treutlein, P. Single-Photon Storage in a Ground-State Vapor Cell Quantum Memory. // *PRX Quantum*, Vol. 3, 2 (2022), str. 20349-20359.

- [11] DeRose, K. Observation of slow light, stored light, and Dicke narrowing in warm alkali vapor. Doktorski rad. Miami: Miami University, 2019.
- [12] Metcalf, H. J.; van der Straten, P. Laser Cooling and Trapping. 1st ed. New York: Springer, 1999.
- [13] Lukin, M. D.; Fleischhauer, M.; Zibrov, A. S.; Robinson, H. G.; Velichansky, V. L.; Hollberg, L.; Scully, M. O. Spectroscopy in Dense Coherent Media: Line Narrowing and Interference Effects. // Phys. Rev. Lett., Vol. 79, 16 (1997), str. 2959-2962.
- [14] Odeurs, J.; Gheysen, S.; Shakhmuratov, R. Group velocity in a nuclear EIT-like  $\Lambda$  scheme and comparison with optical EIT. // Laser Physics, Vol. 17, 10 (2007), str. 1234-1239.
- [15] Rubidium 85 D Line Data, Daniel Steck, <https://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>, 25. 6. 2022.
- [16] Arimondo, E. Relaxation processes in coherent-population trapping. // Phys. Rev. A, Vol. 54, 3 (1996), str. 2216-2223.
- [17] Dicke, R. H. The Effect of Collisions upon the Doppler Width of Spectral Lines. // Phys. Rev., Vol. 89, 2 (1953), str. 472-473.
- [18] Kregar, G. Utjecaj vanjskog koherentnog zračenja na rubidijeve atome u magnetno-optičkoj stupici. Doktorski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2014.
- [19] Acousto-optical modulators, RP Photonics, [https://www.rp-photonics.com/acousto\\_optic\\_modulators.html](https://www.rp-photonics.com/acousto_optic_modulators.html), 25. 6. 2022.
- [20] Nekić, N. Dinamika hladnih atoma rubidija zatočenih u magneto-optičku stupicu. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2014.
- [21] Dotsenko, I. Raman spectroscopy of single atoms. Diplomski rad. Bonn: Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät, 2002.
- [22] Sumner, T. J.; Pendlebury, J. M.; Smith, K. F. Conventional magnetic shielding. // J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 20, 9 (1987), str. 1095-1101.

- [23] Phillips, N. B.; Gorshkov, A. V.; Novikova, I. Optimal light storage in atomic vapor. // Phys. Rev. A, Vol. 78, 2 (2008), str. 23801-23810.