

# Lasersko hlađenje pomoću frekventnog češlja i optičkog rezonatora

---

**Babić, Bruno**

**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:217:315542>

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

*Download date / Datum preuzimanja:* **2025-03-15**



*Repository / Repozitorij:*

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Bruno Babić

LASERSKO HLAĐENJE POMOĆU  
FREKVENTNOG ČEŠLJA I OPTIČKOG  
REZONATORA

Diplomski rad

Zagreb, 2022

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Bruno Babić**

Diplomski rad

**Lasersko hlađenje pomoću  
frekventnog češlja i optičkog  
rezonatora**

Voditelj diplomskog rada: doc. dr. sc. Damir Aumiler

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

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

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

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

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

Zagreb, 2022

Zahvaljujem cijeloj grupi za kvantne tehnologije na pomoći pri izradi ovog rada prenošenjem svog znanja i iskustva. Posebno zahvaljujem mentoru doc. dr. sc. Damiru Aumileru i mag. phys. Mateu Kruljcu.

## Sažetak

U ovome diplomskom radu eksperimentalno se istraživala interakcija hladnog oblaka atoma rubidija  $^{87}\text{Rb}$  sa svjetlosti unutar optičkog rezonatora visoke finese, te mogućnost rezonatorskog hlađenja u procesima analognim sub-Dopplerovom hlađenju atoma pomoću kontinuiranih lasera. Atomski oblak, predhlađen na sub-Dopplerove temperature, pomoću standardnih tehnika hlađenja s kontinuiranim laserima u magneto optičkoj stupici, uveden je u centar optičkog rezonatora a potom je ispušten iz stupice kako bi slobodno interagirao s optičkim potencijalom unutar rezonatora. Interakcija je ispitivana slikanjem fluorescencije oblaka u metodi vremena proleta. Ispitivanja interakcije u režimu longitudinalnog pumpanja s kontinuiranim laserom, blizu frekvencije prijelaza atoma, pokazala su efekt djelomičnog zatočenja atoma iz oblaka, no neovisnost o pomaku frekvencije lasera od linije rezonatora upućuje na odsustvo dodatnog efekta hlađenja. Eksperiment je ponovljen s pumpanjem rezonatora frekventnim češljem blizu atomske rezonancije rubidija. Opažen je potpis interakcije atoma u rezonatoru i frekventnog češlja, no u fluorescenciji oblaka nije zabilježen efekt hlađenja atoma multimodnim pobuđenjem rezonatora frekventnim češljem.

Ključne riječi: Dopplerov hlađenje, radijativna sila, magneto-optička stupica, sub-Dopplerovo hlađenje, hlađenje gradijentom polarizacije, rubidijevi atomi, optički rezonator, dipolna sila, dressed stanja, hlađenje u optičkom rezonatoru, sub Doppler temperatura, frekventni češalj, femtosekundni laser, frekventna stabilizacija.

# Laser cooling using a frequency comb and an optical cavity

## Abstract

In this thesis, we experimentally tested the interactions of cold clouds of rubidium atoms  $^{87}\text{Rb}$  with light inside a high-finesse optical resonator, and the possibility of resonator cooling in processes analogous to sub-Doppler cooling of atoms using continuous wave lasers. An atomic cloud, pre-cooled to sub-Doppler temperatures, using standard continuous laser cooling techniques in a magneto-optical trap, was introduced into the center of the optical resonator and then released from the trap to interact freely with the optical potential inside the resonator. The interaction was examined by imaging of cloud fluorescence in the time of flight method. Tests of the interaction, in the longitudinal pumping regime, with a continuous wave laser near atomic resonance have shown the effect of partial trapping of atoms from the cloud, but lack of sensitivity on laser detuning from the resonator line indicates the absence of additional cooling effects. The experiment was repeated by pumping the cavity with a frequency comb with frequency near rubidium atomic resonance. Signature of comb-atom interaction in the cavity was recorded, but no cooling effect on the atoms by multimode comb excitation of the cavity was observed in the cloud fluorescence.

Keywords: Doppler cooling, radiation force, magneto-optical trap, sub-Doppler cooling, polarization gradient cooling, rubidium atoms, optical cavity, dipole force, dressed states, cavity cooling, sub-Doppler temperature, frequency comb, femtosecond laser, frequency stabilization.

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Lasersko hlađenje</b>	<b>2</b>
2.1	Dopplerovo hlađenje . . . . .	2
2.2	Temperatura . . . . .	9
2.3	Sub-Dopplerovo hlađenje . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Optički rezonator</b>	<b>15</b>
3.1	Stabilnost . . . . .	15
3.2	Spektar rezonatora . . . . .	17
3.3	Hlađenje u optičkom rezonatoru . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Eksperimentalni postav</b>	<b>24</b>
4.1	Laserski sustavi . . . . .	24
4.1.1	Diodni laseri s vanjskim rezonatorom . . . . .	24
4.1.2	Frekventni češalj . . . . .	25
4.2	Akusto-optički modulator . . . . .	28
4.3	Metode frekventne stabilizacije . . . . .	29
4.3.1	Saturacijska-apsorpcijska spektroskopija . . . . .	29
4.3.2	Polarizacijska spektroskopija . . . . .	32
4.3.3	Frekventno modulacijska spektroskopija . . . . .	34
4.3.4	Pound-Drever-Hall tehnika . . . . .	35
4.3.5	Stabilizacija femtosekundnog lasera . . . . .	38
4.4	Vrijeme proleta . . . . .	40
4.5	Eksperimentalni proces i Rezultati . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>52</b>
	<b>Literatura</b>	<b>53</b>



# 1 Uvod

Kako bi proučavali kvantna svojstva atomskih sustava moramo postići vrlo niske temperature. Uz standardne metode hlađenja pomoću kriogenih tekućina, krajem prošlog stoljeća javila se nova tehnika tzv. laserskog hlađenja koja rutinski postiže temperature reda veličine  $\mu\text{K}$ . Pojava raznih metoda laserskog hlađenja dovela je do revolucionarnog napretka u atomskoj i molekularnoj fizici, što je stvorilo puno mogućnosti u daljnjim istraživanjima kvantnih efekata i razvijanju kvantnih tehnologija.

Hlađenje atoma pomoću lasera zasniva se na interakciji atoma s električnim poljem laserske svjetlosti. Posljedica interakcije atoma sa svjetlosti lasera je pojava dvije sile. Prva sila na atome je disipativna i uzrokuje smanjenje brzine atoma. Ova sila je odgovorna za Dopplerovo hlađenje u magneto-optičkoj stupici. Druga sila je dipolna sila koja se javlja u stojnim elektromagnetskim valovima. Ona je konzervativna te uzrokuje nakupljanje atoma u minimume optičkog potencijala. Interakcija atoma i svjetlosti se bitno mijenja ako se atomi nađu u stojnom elektromagnetskom valu unutar optičkog rezonatora visoke finese. Zbog višestrukog odbijanja fotona od zrcala optičkog rezonatora dolazi do vezanja atoma i električnog polja unutar rezonatora. Za određene uvjete frekvencijskih pomaka pobuđenog lasera od modova rezonatora i atomskih prijelaza opaža se novi mehanizam hlađenja koji nije ovisan o energijskoj strukturi samih atoma pa se može primijeniti i za hlađenje energetski vrlo kompleksnih struktura poput molekula i nanočestica koje ne možemo hladiti standardnim laserskim tehnikama. Nadalje minimum temperature određen je s kvalitetom zrcala optičkog rezonatora pa se u rezonatorima visoke finese potencijalno mogu postići i sub Dopplerove temperature.

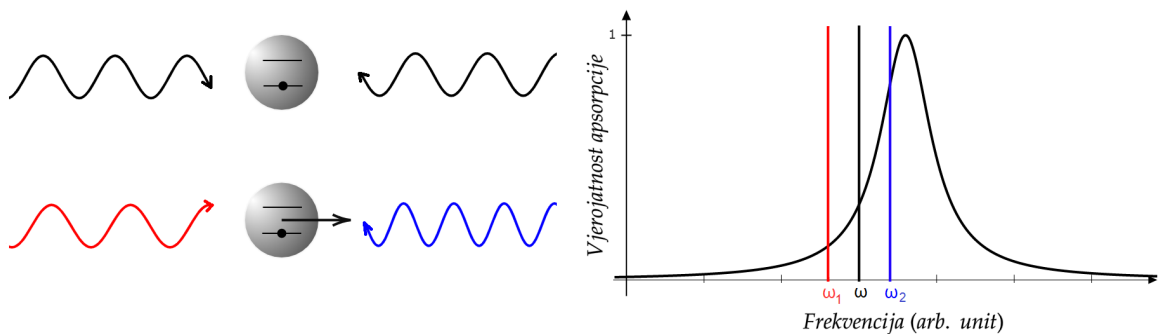
U ovom radu se teorijski i eksperimentalno proučavao proces laserskog hlađenja atoma pomoću optičkog rezonatora visoke finese u cilju buduće primjene. Uz interakciju atoma s jednomodno pobuđenim optičkim rezonatorom koristeći kontinuirani laser, proučavala se i interakcija s multimodno pobuđenim rezonatorom koristeći optički frekventni češalj koji bi zbog svoje specifične spektralne strukture potencijalno mogao ostvariti jači efekt hlađenja u rezonatoru.

## 2 Lasersko hlađenje

### 2.1 Dopplerovo hlađenje

Temeljni mehanizam laserskog hlađenja atoma je Dopplerovo hlađenje. Obasjamo li atome svjetlošću, odgovarajuće valne duljine u blizini frekvencije prijelaza, atom može apsorbirati foton svjetlosti. Vjerojatnost da se apsorpcija dogodi ovisi o valnoj duljini odnosno frekvenciji fotona. Frekvenciju pri kojoj je vjerojatnosti apsorpcije maksimalna nazivamo rezonantnom  $\omega_o$ . Promotrimo što se događa s atomom plina koji se kreće, jednostavnosti radi, u jednoj dimenziji, između dvije laserske zrake suprotnoga smjera frekvencija  $\omega < \omega_o$ . Zbog relativnog gibanja atoma u odnosu na svjetlost lasera, kao posljedica Dopplerova efekta, atom ne vidi jednu frekvenciju  $\omega$  već dvije različite frekvencije  $\omega_2 > \omega > \omega_1$ . (slika 2.1)

Kako je frekvencija bila manja od  $\omega_o$ , sada je iz perspektive atoma  $\omega_2$  bliže  $\omega_o$  od



Slika 2.1: ilustracija procesa Dopplerovog hlađenja.

$\omega_1$  što znači da će vjerojatnost apsorpcije fotona koji putuje ususret atomu biti veća, te će se prilikom apsorpcije fotona smanjiti impuls atoma. Postavimo li dvije zrake koje propagiraju u suprotnim smjerovima atom će apsorbirati fotone samo od zrake koja se giba njemu ususret. Dakle atom će apsorbirajući fotone lasera smanjiti svoju brzinu u osi laserske zrake. Potom atom prolazi kroz spontanu emisiju, ali za razliku od apsorpcije koja se događa samo u smjeru osi lasera, spontana emisija se događa nasumično u svim smjerovima podjednako. Srednja vrijednost promjene momenta nakon nasumičnog odboja je nula pa se kako vrijeme protječe efektivno atomu smanjuje impuls u smjeru osi propagacije lasera na što gledamo kao hlađenje atoma. Trodimenzionalni slučaj zahtjeva šest zraka na svakoj osi po dvije suprotno propagirajuće.

U svrhu teorijskog opisa radijativne sile na atome promatramo slučaj dvo razinskog atoma s osnovnim stanjem  $|g\rangle$  i pobuđenim stanjem  $|e\rangle$ . Općenito stanje atoma tada možemo opisati kao superpoziciju oba stanja [3]:

$$|\psi(t)\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_e(t)e^{-i\omega_a t}|e\rangle \quad (2.1)$$

A ukupni hamiltonijan je sastavljen od atomskog hamiltonijana  $\hat{H}_o$  sa svojstvenim stanjima  $|e\rangle$  i  $|g\rangle$ , i hamiltonijana interakcije  $\hat{H}'$

$$\hat{H} = \hat{H}_o + \hat{H}' = \hat{H}_o - e\vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{r} \quad (2.2)$$

Kako je elektromagnetski val velik u odnosu na dimenzije neutralnog atoma, član interakcije elektromagnetskog polja i atoma smo u prvom redu aproksimirali preko električne dipolne aproksimacije gdje se električno polje izražava preko klasične formule:

$$\vec{E} = \hat{\epsilon}E_o \cos(kz - \omega_l t) \quad (2.3)$$

$\omega_l$  označava frekvenciju a  $\hat{\epsilon}$  polarizaciju svjetlosti. Korištenjem ovog hamiltonijana možemo evoluirati općenitu valnu funkciju atoma pomoću Schrödingerove jednadžbe iz čega slijede izrazi za koeficijente  $c_e$  i  $c_g$ .

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dc_g}{dt} &= c_e e^{-i\omega_a t} \langle g|H'|e\rangle \\ i\hbar \frac{dc_e}{dt} &= c_g e^{i\omega_a t} \langle e|H'|g\rangle \end{aligned} \quad (2.4)$$

Uvođenjem veličine koju nazivamo Rabi frekvencija  $\Omega \equiv -\frac{eE_o}{\hbar} \langle e|\vec{r}|g\rangle$ , nedijagonalne elementi  $\langle g|H'|e\rangle$  i  $\langle e|H'|g\rangle$  možemo napisati kao:

$$\langle e|H'|g\rangle = \langle g|H'|e\rangle^* = \hbar\Omega \cos(kz - \omega_l t) \quad (2.5)$$

U sljedećem koraku pozivamo se na dipolnu aproksimaciju i zanemarujemo prostornu ovisnost električnog polja tako jednadžbe za koeficijente postaju:

$$\begin{aligned} \frac{dc_g}{dt} &= \frac{-i}{2} c_e \Omega^* \left( e^{-i(\omega_l + \omega_a)t} + e^{i(\omega_l - \omega_a)t} \right) \\ \frac{dc_e}{dt} &= \frac{-i}{2} c_g \Omega \left( e^{i(\omega_l + \omega_a)t} + e^{-i(\omega_l - \omega_a)t} \right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Kako im je frekvencija vrlo visoka u odnosu na drugi član, prekriženi elementi u gornjoj jednadžbi se mogu zanemariti u aproksimaciji rotirajućih valova s argumentom da se uprosječe na nulu. Razlika frekvencija  $\Delta \equiv \omega_l - \omega_a$  je mjera raštimanosti (eng. *detuning*) odnosno pomaka frekvencije lasera  $\omega_l$  od atomskog prijelaza  $\omega_a$ .

Za rješavanje ovog problema standardno se koristi zapis preko matrice gustoće  $\rho = |\psi(t)\rangle\langle\psi|$  te njene vremenske evolucije dane s von Neumannovom jednadžbom  $i\hbar\frac{d\rho}{dt} = [H, \rho]$ . Rezultat su optičke Blochove jednadžbe (eng. *Optical Bloch equations* - OBE) koje opisuju ovaj sustav [1]:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho_{gg}}{dt} &= \Gamma\rho_{ee} + \frac{i}{2}(\Omega^*\tilde{\rho}_{eg} - \Omega\tilde{\rho}_{ge}) \\ \frac{d\rho_{ee}}{dt} &= -\Gamma\rho_{ee} - \frac{i}{2}(\Omega^*\tilde{\rho}_{eg} - \Omega\tilde{\rho}_{ge}) \\ \frac{d\tilde{\rho}_{ge}}{dt} &= -\left(\frac{\Gamma}{2} + i\Delta\right)\tilde{\rho}_{ge} + \frac{i}{2}\Omega^*(\rho_{ee} - \rho_{gg}) \\ \frac{d\tilde{\rho}_{eg}}{dt} &= -\left(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta\right)\tilde{\rho}_{eg} - \frac{i}{2}\Omega(\rho_{ee} - \rho_{gg})\end{aligned}\tag{2.7}$$

Gdje su  $\tilde{\rho}_{ge}$  i  $\tilde{\rho}_{eg}$  pokrate dane sa  $\tilde{\rho}_{ge} = \rho_{ge}e^{i\Delta t}$ ,  $\tilde{\rho}_{eg} = \tilde{\rho}_{ge}^*$ . Efekti spontane emisije dodani su rukom u vidu članova  $\Gamma$  i  $\Gamma/2$  koji predstavljaju eksponencijalno gušenje elementa matrice gustoće  $\rho$ . Rješavanjem jednadžbi u stacionarnom stanju dobivamo izraze za naseljenosti osnovnog i pobuđenog stanja:

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s_o}{1 + s_o + 4\Delta^2/\Gamma^2}; \quad \rho_{gg} = 1 - \rho_{ee}\tag{2.8}$$

Te ne dijagonalne članove:

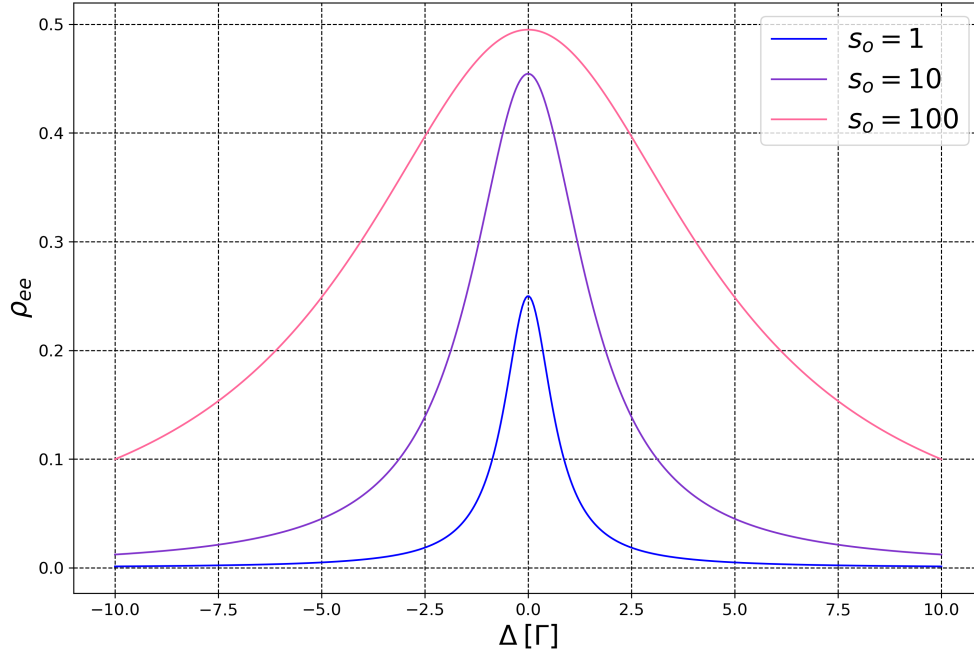
$$\tilde{\rho}_{ge} = -\frac{\Omega^*}{2i} \frac{\rho_{ee} - \rho_{gg}}{i\Delta + \Gamma/2}\tag{2.9}$$

$s_o$  se naziva saturacijskim parametrom i iznosi  $s_o \equiv 2|\Omega|^2/\Gamma^2$ . On se također može povezati s intenzitetom svjetlosti kao  $s_o = 3\lambda^3 I/\pi\hbar c\Gamma = I/I_o$ .

Kako bi pronašli izraz za silu na dvo razinske atome polazimo od Ehrenfestovog teorema definirajući silu kao vremensku derivaciju očekivanja momenta.

$$F = \frac{d}{dt}\langle p_z \rangle = -\frac{1}{i\hbar}\langle [H, p_z] \rangle\tag{2.10}$$

Može se lako pokazati da je komutator u gornjoj jednadžbi jednak  $[H, p_z] = i\hbar\frac{\partial H}{\partial z}$ . Konačno izvrednjavamo očekivanu vrijednost u slici matrice gustoće iz čega nam slijedi konačan izraz za silu izražen preko derivacije Rabi frekvencije  $\Omega$  i ne dijagonalnih



Slika 2.2: Ovisnost naseljenosti pobuđenog stanja  $\rho_{ee}$  o frekventnom pomaku  $\Delta$  za različite saturacijske parametre

članova matrice gustoće  $\rho_{eg}$  [1]:

$$F = \hbar \left( \frac{\partial \Omega}{\partial z} \rho_{eg}^* + \frac{\partial \Omega^*}{\partial z} \rho_{eg} \right) \quad (2.11)$$

Kako je  $\Omega$  kompleksna veličina ovu jednadžbu možemo još razdvojiti na realni i imaginarni dio što nam daje dvije različite sile [1]. Prva komponenta je disipativna i naziva se radijativna sila odnosno sila hlađenja, ona je dana preko jednadžbe:

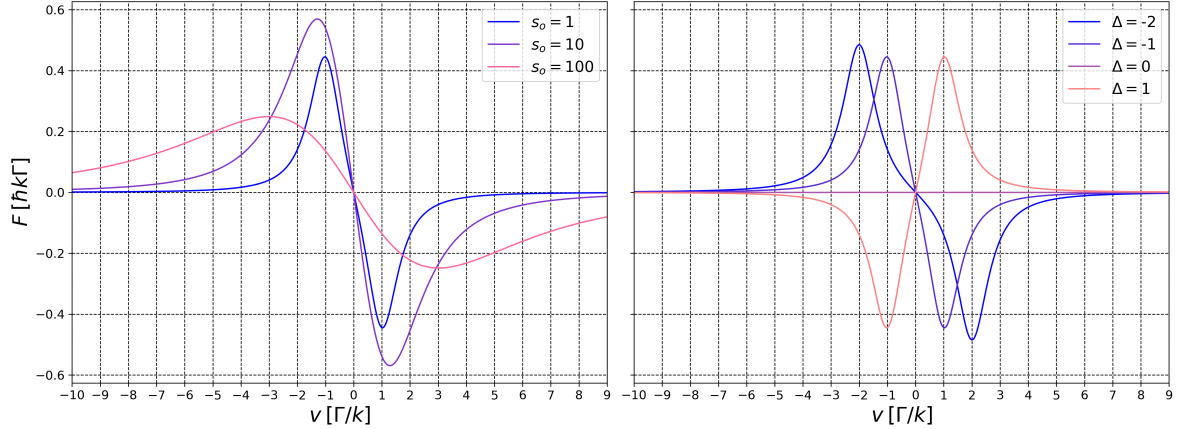
$$F_{sp} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \rho_{ee} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad (2.12)$$

Na slici 2.2 možemo vidjeti ovisnost  $\rho_{ee}$  o frekventnom pomaku  $\Delta$  za različite saturacijske parametre. Ova sila će, kao što joj ime govori, biti odgovorna za osnovni mehanizam hlađenja. No sama sila nije dovoljna da zaustavi atome jer ne diskriminira smjer brzine. Kao što je u uvodu spomenuto u ovo razmatranje potrebno je uključiti Dopplerov efekt koji će promijeniti frekventni pomak za  $\Delta \pm \vec{k} \cdot \vec{v}$  ovisno o kretanju atoma. Ako uvedemo još jednu suprotno propagirajuću zraku i uvrstimo ove

promjene u prethodni izraz za radijativnu silu dobivamo:

$$F_{sp} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left( \frac{s_o}{1 + s_o + 4(\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 / \Gamma^2} - \frac{s_o}{1 + s_o + 4(\Delta + \vec{k} \cdot \vec{v})^2 / \Gamma^2} \right) \quad (2.13)$$

Na slici 2.3 se može vidjeti kako se ova sila ponaša ovisno o brzini atoma. Uvođenjem



Slika 2.3: Ovisnost radijativne sile  $F_{sp}$  o brzini atoma za različite saturacijske parametre  $s_o$  (lijevo), za različite frekventne pomake  $\Delta$  u jedinicama  $\Gamma$  (desno)

Dopplerovog pomaka radijativna sila postaje diskriminatorna te atomi koji se kreću u negativnom smjeru apsorbiraju više svjetlosti od zrake koja propagira prema njima. Na ovaj način atomima se smanjuje brzina i atomi se hlade. No problem je što ti atomi i dalje mogu vrlo lako izaći iz područja koje obuhvaćaju zrake i pritom si u interakcijama povećati brzinu. Kako bi doskočili tome problemu moramo na neki način zarobiti atome unutar laserskih zraka.

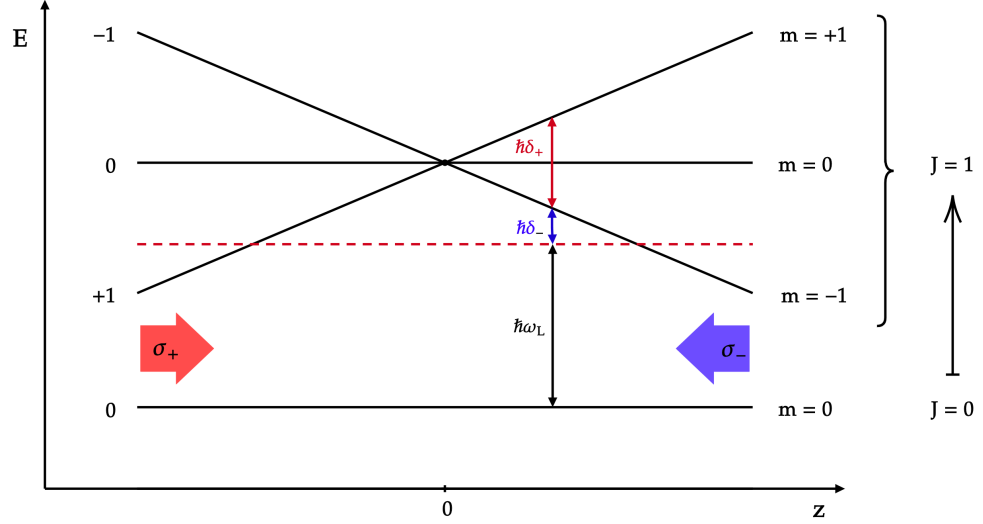
Postoji više načina na koji se to može ostvariti a najčešći jest pomoću magneto-optičke stupice (eng. *magneto optical trap* - MOT). Kod atoma u vanjskom magnetskom polju uz spin-orbit interakcije i dolazi do interakcije s vanjskim magnetskim poljem. Zeemanov efekt opisuje kako energetske nivoe ovise o vanjskom magnetskom polju. Tu interakciju opisujemo dodavanjem novog člana atomskom hamiltonijanu  $H_o$ :

$$\hat{H} = \hat{H}_o + \frac{e\hbar}{2m_e c} (\hat{l} + 2\hat{s}) B_{ext} \quad (2.14)$$

Ako je ovo vezanje relativno malo možemo o iskoristiti račun smetnje da dođemo do izraza za promjene u energetske nivoe uzrokovane Zeemanovim cijepanjem:

$$\Delta E = \mu_{BGL}(s, l, j) m_j B_{ext} \quad (2.15)$$

Izraz  $g_L$  u formuli naziva se Landee g-faktor, a  $m_j$  je projekcija ukupnog momenta na z os. Dakle postavljanjem atoma u magnetsko polje dolazi do cijepanja nivoa koje ovisi o  $B_{ext}$  i projekciji  $m_j$  (slika 2.4). Ideja magneto optičkog zatočenja je da



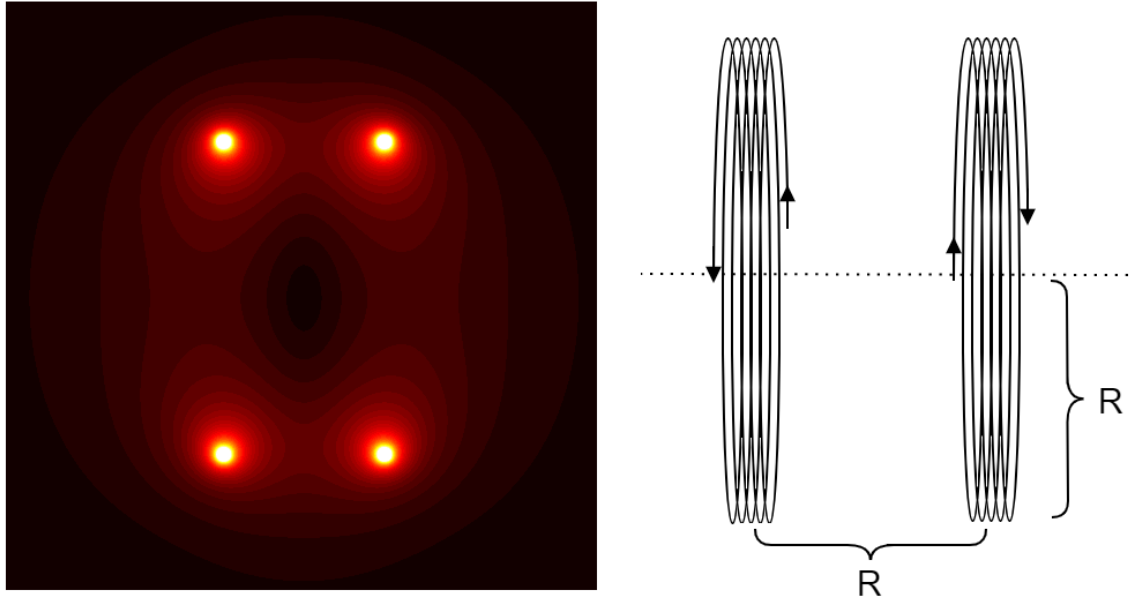
Slika 2.4: Ilustracija cijepanja energetskih nivoa za dvorazinski atom u gradijentu polja anti Helmholtzovih zavojnica.

atome postavimo u gradijent magnetskog polja stvorenim od para velikih zavojnica spojenih u tzv. anti Helmholtzovu konfiguraciju (slika 2.5). Na ovaj način polje uzrokuje različito cijepanje nivoa u različitim točkama prostora. Konačno kako bi to iskoristili obasjavamo atome s parovima ne linearno već kružno polariziranih ( $\sigma^\pm$ ) zraka kao na slici 2.4. Kružno polarizirana svjetlost  $\sigma^\pm$  pobuđuje atome iz osnovnog  $j = 0, m_j = 0$  u pobuđeno stanje  $j = 1, m_j = \pm 1$ . Atomi koji se nađu s desne strane će zbog Zeemanovog efekta preferencijalno apsorbirati svjetlost koja dolazi s desna i samim time će osjećati silu koja ih gura u centar. Izraz za silu dobivamo uvrštavanjem Zeemanovog pomaka u izraz za radijativnu silu  $\Delta_\pm = \Delta \mp kv \pm \mu B/\hbar$  [1]:

$$F_\pm = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left( \frac{s_o}{1 + s_o + 4(\Delta \mp kv \pm \mu B/\hbar)^2/\Gamma^2} \right) \quad (2.16)$$

Ukupna sila se, u limesu malih brzina i odmaka od centra stupice, može aproksimirati izrazom za gušeni harmonički oscilator [1]:

$$F_{tot} \approx - \underbrace{\left[ -8\hbar k^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \frac{s_o}{(1 + s_o + 4(\Delta/\Gamma)^2)^2} \right]}_{\equiv \beta} \cdot \dot{z} - \underbrace{\left[ -8\hbar \mu \partial_z B k \frac{\Delta}{\Gamma} \frac{s_o}{(1 + s_o + 4(\Delta/\Gamma)^2)^2} \right]}_{\equiv \kappa} \cdot z \quad (2.17)$$



Slika 2.5: Simulacija intenziteta magnetskog polja u x, z ravnini anti-Helmholtzove konfiguracije zavojnica, [2]

Na ovaj način je jednostavno vidjeti da se atomi skupljaju i hlade u centru MO stupice. U analogiji gušenog harmoničkog oscilatora Dopplerova komponenta radijativne sile se ponaša kao viskozni medij koji usporava atome pa se često naziva i optičkom melasom (viskozni šećerni sirup; eng. *Optical molasses*) a Zeemanova komponenta kao opruga koja vraća atome u centar stupice.

Osim radijativnog doprinosa sili na atom, izraz 2.11 sadrži još jedan član tzv. dipolnu silu. Ovaj član se pojavljuje kada se atom ne obasja s putujućim valom nego kada se isti nađe u stojnom elektromagnetskom valu kao onome koji se pojavljuje u optičkom rezonatoru. Sama sila se u limesu malih saturacija ( $s_o \ll 1$ ) može opisati sa [1]:

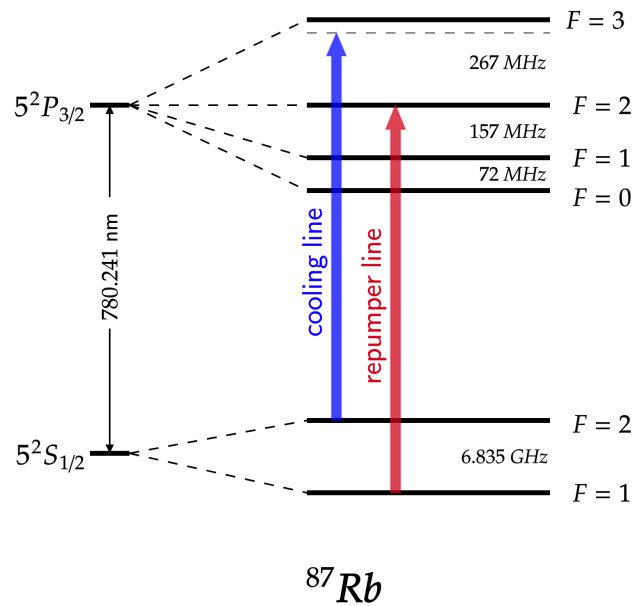
$$F_{dip} = \frac{2\hbar k \Delta s_o \sin(2kz)}{1 + 4s_o \cos^2(kz) + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad (2.18)$$

Ova sila je konzervativna i asocira se s dipolnim potencijalom  $U_{dip}$

$$U_{dip} = \frac{\hbar \Delta}{2} \log \left[ 1 + \frac{4s_o \cos^2(kz)}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} \right] \quad (2.19)$$

Za  $\Delta > 0$  potencijal je privlačan i tjera atome koji se u njemu nađu u oscilatorno gibanje. No kako se radi o konzervativnoj sili ona ne može direktno sudjelovati u hlađenju atomskog oblaka.





Slika 2.6: Shema hiperfinih nivoa rubidija  $^{87}\text{Rb}$  s naznačenim prijelazima za hlađenje (*cooling*) i naseljavanje (*repumping*), [4]

U ovom eksperimentu hladimo atome rubidija  $^{87}\text{Rb}$  koji imaju kompleksniju strukturu od ranije diskutirane slika 2.6. Jedan od hiperfinih prijelaza ( $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ ) koristimo za hlađenje i cijela teorija hlađenja gore opisana vrijedi i dalje. No postojanje drugog osnovnog stanja ( $F_g = 1$ ) predstavlja problem jer se atomi mogu relaksirati i u to stanje. Ako koristimo samo zrake za hlađenje atomi će vrlo brzo izaći iz ciklusa hlađenja prelazeći u to drugo osnovno stanje te će postati nevidljivi za lasersku zraku. Ovaj problem se rješava uvođenjem dodatnog lasera tzv. lasera za naseljavanje koji će biti točno na frekvenciji prijelaza ( $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ ) i atome će pumpati nazad u ciklus hlađenja. Intenzitet ovog lasera generalno je mali jer ne sudjeluje u procesu samog hlađenja.

## 2.2 Temperatura

Kako bi razumjeli što mislimo pod pojmom lasersko hlađenje važno je dobro definirati pojam temperature. U eksperimentima kojima se bavimo koristimo male količine para alkalijskog metala Rubidija  $^{87}\text{Rb}$  koji se zarobljava laserima u centru vakuumirane komore. No takav sustav koji konstantno apsorbira i emitira lasersku svjetlost nije u termičkom ekvilibriju sa svojom okolinom pa ne možemo definirati temperaturu na standardan način. Temperatura u pogledu laserskog hlađenja se promatra

kao mjera energije odnosno momenta čestica. Ograničena je procesom hlađenja silom zračenja i grijanja nasumičnim odbojem zbog spontane emisije, te se njen minimum nalazi upravo u ravnoteži ova dva procesa.

U procesu hlađenja opisanog u prethodnom odjeljku možemo odrediti teoretski minimum temperature kojeg možemo postići tzv. Dopplerovu granicu. Energija koja je utrošena na hlađenje atoma jednaka je radu kojeg radijativna sila vrši na atom:

$$E_{hladenje} = \vec{F}_r \cdot \vec{r} \quad (2.20)$$

$F_r$  je radijativna sila kojom laserska svjetlost djeluje na atom, a  $r$  je položaj atoma. Snagu hlađenja možemo dobiti jednostavno kao derivaciju gornjeg izraza. Ako za silu uzmemo samo član gušenja koji uzrokuje smanjenje brzine, i uz pretpostavku da je sila približno konstantna u malom vremenskom periodu dobivamo [3]:

$$P_{hladenje} = \frac{d}{dt} \langle \vec{F}_r \cdot \vec{r} \rangle = \beta \langle v^2 \rangle \quad (2.21)$$

Snaga grijanja od odboja u procesu spontane emisije odvija se brzinom  $2\Gamma\rho_{ee}$  i pritom atom prima energiju jednaku emitiranom fotonu:

$$P_{grijanje} = 2\Gamma\rho_{ee} \frac{\hbar^2 k^2}{m} \quad (2.22)$$

Kada su ove dvije snage jednake imamo stacionarni slučaj. Odavde slijedi izraz za srednju brzinu [3]

$$\langle v^2 \rangle = -\frac{\hbar\Gamma}{2mk_B} \frac{1 + s_o + 4\Delta^2/\Gamma^2}{4\Delta/\Gamma} \quad (2.23)$$

Primjenom ekviparticijskog teorema za idealni plin možemo povezati temperaturu i srednju brzinu kao

$$\frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle = \frac{1}{2}k_B T \quad (2.24)$$

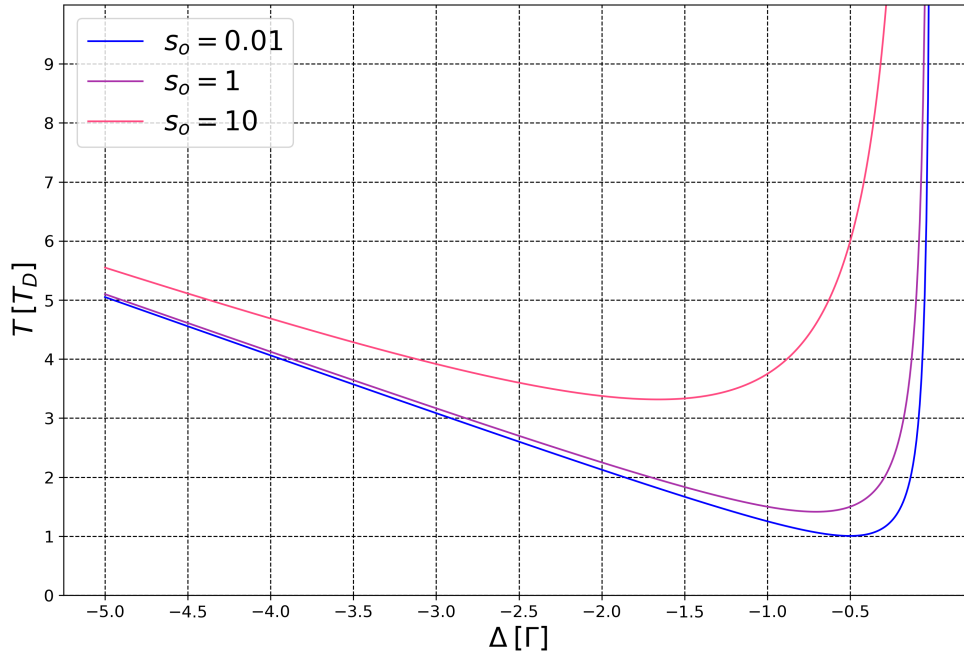
Iz toga slijedi ovisnost minimalne temperature o  $\Delta$  za proces Dopplerovog hlađenja.

$$T = -\frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \frac{1 + s_o + 4\Delta^2/\Gamma^2}{4\Delta/\Gamma} \quad (2.25)$$

Na slici 2.7 grafa ovisnosti  $T$  o  $\Delta$  jasno se vidi da ova funkcija postiže minimum za  $s_o \ll 1$  i  $\Delta = -\Gamma/2$  što tada daje apsolutni minimum koji se može postići:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.26)$$

Ova temperatura naziva se Dopplerova temperaturna granica i označava minimalnu



Slika 2.7: Ovisnost temperature  $T$  o frekventnom pomaku lasera za hlađenje  $\Delta$  za različite vrijednosti parametara saturacije

temperaturu koja se može postići u procesu hlađenja. Za atome Rubidija ona iznosi oko  $140 \mu K$ , a za sve temperature postignute ispod Dopplerove odgovoran je neki drugi mehanizam hlađenja koje zajedno nazivamo sub-Dopplerovim hlađenjem.

Kako je proces spontane emisije nasumičan i diskretan možemo na atome gledati kao na nasumične šetače te distribuciju položaja i momenata  $W(x, p, t)$  opisati preko Fokker-Planckove jednadžbe:

$$\frac{\partial}{\partial t} W = -\frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} W - \frac{\partial}{\partial p} (F \cdot W) + \frac{\partial^2}{\partial p^2} (D \cdot W) \quad (2.27)$$

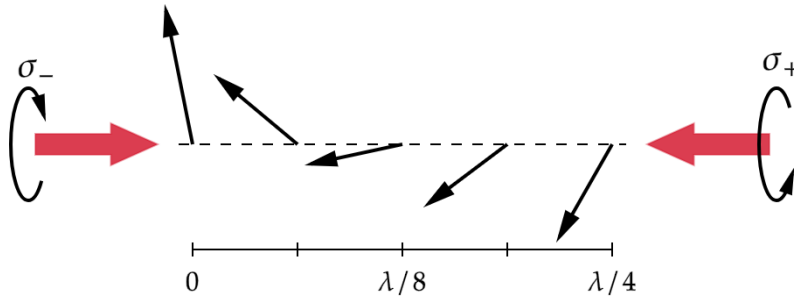
Gdje  $D$  predstavlja koeficijent difuzije, a  $F$  silu na atome. U aproksimaciji gušenog harmoničkog oscilatora ( $F = -\kappa x - \beta v$ ), gdje ni sila ni difuzija ne ovise eksplicitno

o vremenu, rješenje gornje jednadžbe je u stacionarnom slučaju dano sa:

$$W(x, p) \sim \exp\left(-\frac{\beta\kappa x^2}{2D} - \frac{\beta p^2}{2Dm}\right) \quad (2.28)$$

Kao što se može vidjeti stacionarno rješenje odgovara Maxwell-Boltzmannovoj distribuciji što opravdava definiranje pojma temperature za ovakav sustav. Također upravo pokazana formula distribucije je posebno bitna u mjerenju temperature pomoću metode proleta i proučavanju interakcije atoma s laserima i rezonatorom.

### 2.3 Sub-Dopplerovo hlađenje



Slika 2.8: Shematski prikaz gradijenta polarizacije koji se javlja u interakciji dviju kružno polariziranih zraka

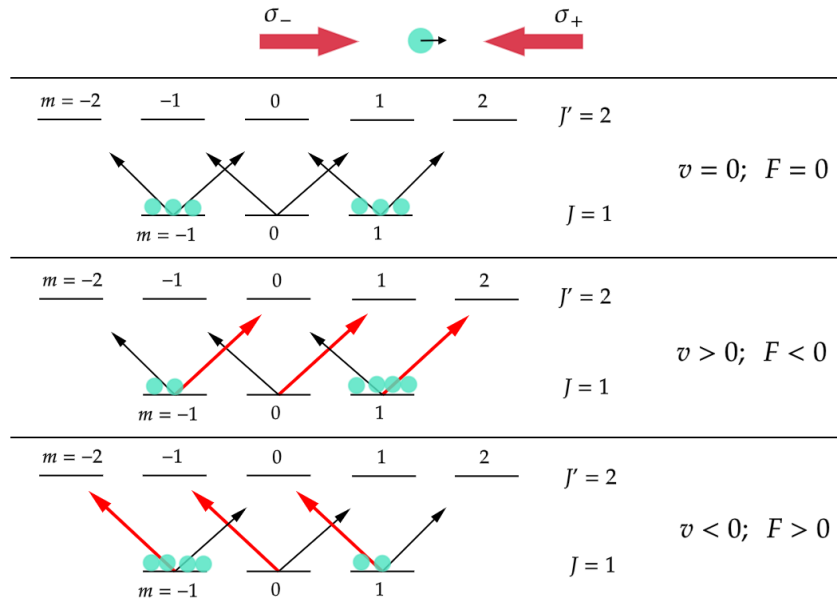
Kako bi spustili temperaturu u sustavu atoma ispod Dopplerove granice koristimo činjenicu da se radi o kompleksnijem sustavu od prethodno razmatranog. Naime ako atom ima više osnovnih stanja kao  $^{87}\text{Rb}$  tada je moguće koristiti tehniku polarizacijskog gradijenta. Za hlađenje u MOT-u koristimo suprotno propagirajuće kružno polarizirane laserske zrake. Prolazeći jedna preko druge iste generiraju stojni val (slika 2.8) a njegovo električno polje je dano sa [1]:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\sigma_+} + \vec{E}_{\sigma_-} = 2E_o \cos(\omega t) \left[ \cos(kz)\hat{x} + \sin(kz)\hat{y} \right] \quad (2.29)$$

Kao što se može vidjeti novonastali stojni val ima u svakoj točki prostora linearnu polarizaciju koja rotira oko osi propagacije. Zbog toga se ova metoda naziva metoda polarizacijskog gradijenta u  $\sigma_- - \sigma_+$  konfiguraciji.

Da bismo opisali ovaj mehanizam sub-Dopplerovog hlađenja gledamo jednostavni slučaj atomskog prijelaza iz  $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ . Ako se atom giba, u sustavu u kojemu

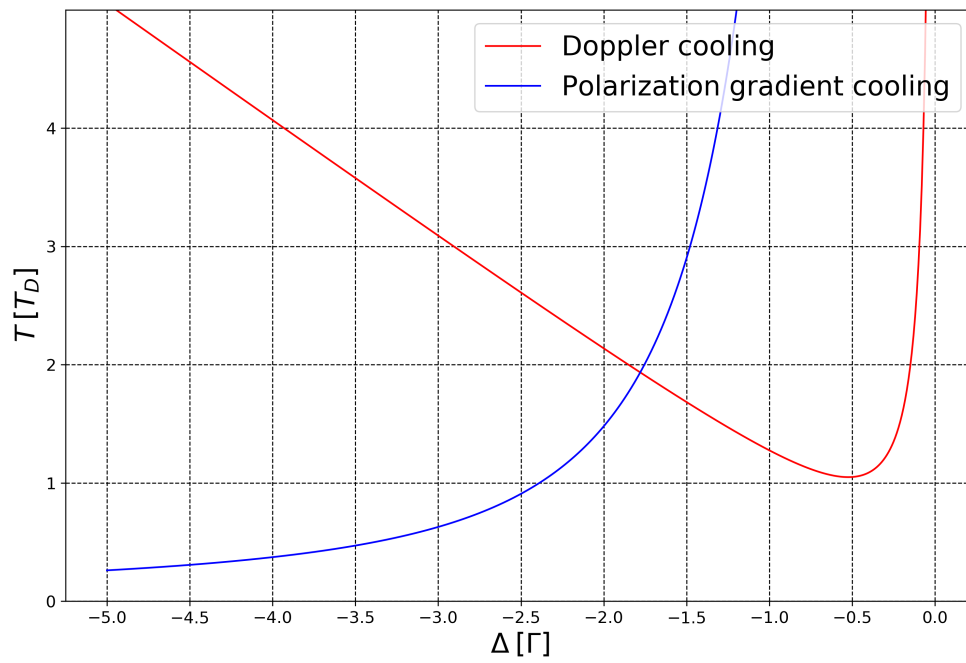
je polarizacija konstantna javlja se fiktivna interakcija koja nalikuje na interakciju s magnetnim poljem i proporcionalna je brzini atoma  $\hat{H}_{rot} \propto kv$ . Ova interakcija uzrokuje vezanje osnovnih stanja i razliku naseljenosti proporcionalnu s brzinom i pomakom frekvencije (slika 2.9)  $\Delta_o$  [5]. Nadalje ovo uzrokuje da atom ovisno o



Slika 2.9: Shematski prikaz sub-Dopplerovog mehanizma

gibanju preferencijalno apsorbira jednu od zraka, kao i prije to rezultira pojavom dodatne viskozne sile. Bitno je naglasiti da sila koja nastaje zbog nejednolike apsorpcije  $\sigma_-$  i  $\sigma_+$  zraka, nije posljedica Dopplerovog efekta nego razlike u populacijama u podnivojima osnovnog stanja. Kako ova sila ne nastaje zbog Dopplerovog efekta ona može ohladiti atome značajno ispod Dopplerove granice (slika 2.10). Temperature koje se mogu dobiti u sub-Dopplerovom režimu za  $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$  prijelaze dane su s formulom [5]:

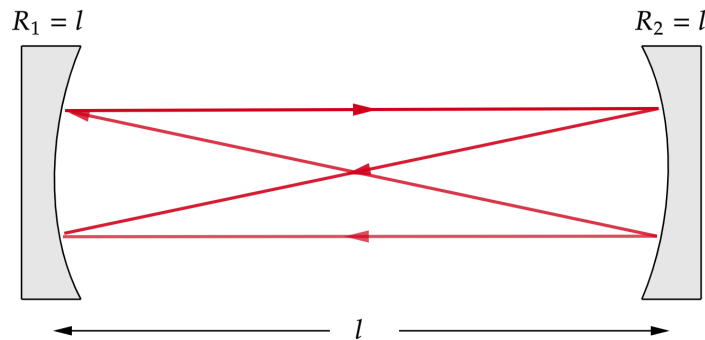
$$T = \frac{\hbar\Omega^2}{k_B\Delta} \left[ \frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{\Gamma^2/4}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \right] \quad (2.30)$$



Slika 2.10: Graf ovisnosti minimalne temperature o frekventnom pomaku lasera za hlađenje za Dopplerov i sub-Dopplerov režim

### 3 Optički rezonator

Optički rezonator (eng. *optical cavity/resonator*) je naziv koji se koristi za bilo koju konfiguraciju zrcala između kojih svjetlost stvara stojni val. Najjednostavnija izvedba rezonatora je s dva paralelno postavljena zrcala (slika 3.1), ovakva konfiguracija naziva se Fabry-Perot rezonator. Ovakva jednostavna konfiguracija postiže veliki intenzitet transmisije.



Slika 3.1: Shema Fabry-Perot rezonatora sačinjenog od dva sferična zrcala visoke kvalitete u konfokalnoj konfiguraciji.

#### 3.1 Stabilnost

Kako bi dva zrcala smatrali stabilnim rezonatorom on mora omogućavati svjetlosti da nakon puno refleksija zraka ostaje blizu optičke osi te da se ne širi van domene zrcala čime će biti izgubljena. Za kvalitetna ravna zrcala stabilnost je skoro nemoguće postići jer i najmanje ne poravnanje s osi rezonatora dovodi do brzog divergiranja zrake već nakon par refleksija. Zato se u praktičnoj izvedbi rezonatora koriste konkavna zrcala pomoću kojih je puno lakše postići stabilni rezonator.

Uobičajena metoda za brzu provjeru stabilnosti rezonatora se radi pomoću ABCD matrica i praćenja zraka (eng. *ray tracing* [6]). U tom formalizmu definiramo optičku os koja povezuje centre zrcala i vektor zrake oblika:  $\begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix}$ , koji opisuje udaljenost zrake od optičke osi  $r$  i nagib smjera propagacije  $r'$ . Zrcala su opisana  $2 \times 2$  matricom oblika:  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$ , gdje je  $R$  radijus zakrivljenosti zrcala. Propagacija zrake na udaljenosti  $L$  između dva zrcala je opisana matricom:  $\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ . Dakle uz gornje izraze, položaj zrake

u rezonatoru nakon jednog punog ciklusa opisujemo sa [6]:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

U svakom ciklusu u rezonatoru vektor zrake se promjeni, te nakon  $n$  ciklusa vektor zrake je:

$$\begin{bmatrix} r \\ r' \end{bmatrix}_{n+1} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r \\ r' \end{bmatrix}_n \quad (3.2)$$

Rješenje ovog sustava se svodi na rješavanje rekurzivne jednadžbe:

$$r_{n+2} - 2\left(\frac{A+D}{2}\right)r_{n+1} + r_n = 0 \quad (3.3)$$

Pretpostavkom rješenja oblika  $r_n = r_o e^{in\theta}$  dobivamo konačno jednostavan uvjet:

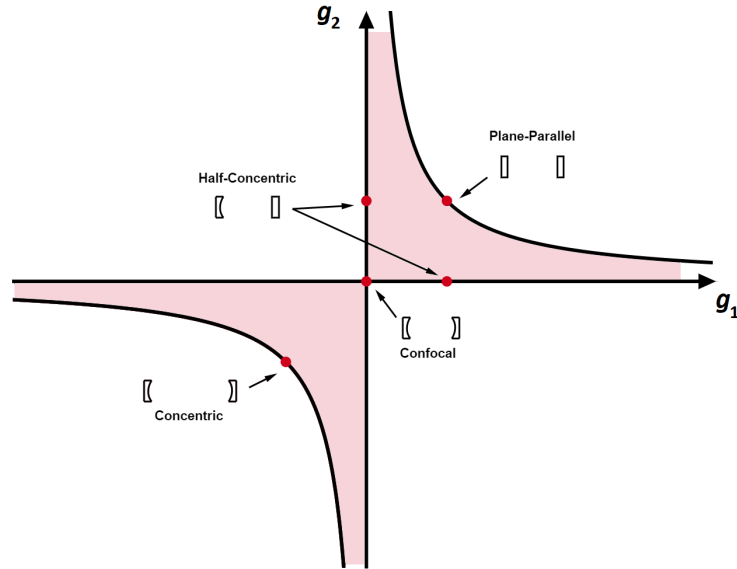
$$e^{i\theta} = \frac{A+D}{2} \pm i \underbrace{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}_{>0} \rightarrow 0 < \frac{A+D+2}{4} < 1 \quad (3.4)$$

Uvrštavanjem koeficijenata  $A$  i  $D$  iz jednadžbe za rezonator s dva zrcala ovaj izraz postaje [6]:

$$0 < \underbrace{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right)}_{g_1} \underbrace{\left(1 - \frac{L}{R_2}\right)}_{g_2} < 1 \rightarrow < g_1 g_2 < 1 \quad (3.5)$$

$g_{1,2}$  se u literaturi nazivaju parametrima stabilnosti te su u potpunosti određeni geometrijom rezonatora. Na slici 3.2 možemo vidjeti kako se ponaša stabilnost za različite oblike zrcala. U našem eksperimentu koristimo stabilnu konfokalnu konfiguraciju dva identična konkavna zrcala gdje zrcala imaju radijuse zakrivljenosti jednake udaljenost među njima ( $g_1 = g_2 = 0$ ). Ova konfiguracija je izrazito stabilna i generalno pokazuje visoku neosjetljivost na poravnanje s osi (slika 3.1).





Slika 3.2: Dijagram stabilnosti optičkih rezonatora. Osjenčana područja u dijagramu predstavljaju područja stabilnosti. [6]

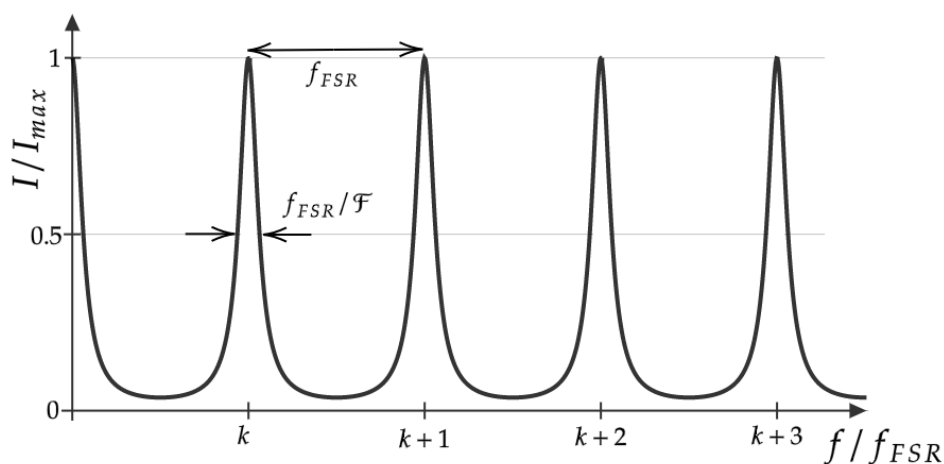
### 3.2 Spektar rezonatora

Zbog rubnih uvjeta pri refleksijama u rezonatoru su dozvoljeni samo neki modovi svjetlosti, npr. u slučaju ravnih zrcala valna duljina i frekvencija  $n$  tog dozvoljenog moda bi bila dana preko udaljenosti zrcala  $L$  na sljedeći način:

$$\begin{aligned} \lambda_n &= \frac{2L}{n} & f_n &= n \frac{c}{2L} \\ f_{FSR} &= f_{n+1} - f_n = \frac{c}{2L} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Kao što možemo vidjeti i na slici 3.3 spektar optičkog rezonatora se sastoji od niza uskih spektralnih linija udaljenih za  $f_{FSR}$  (eng. *Free spectral range*). Prostorno gledano osim Gaussovog moda svjetlosti u optičkom rezonatoru postoje i viši modovi proizašli iz paraksijalne Helmholtzove jednadžbe kao potpuni skupovi rješenja (slika 3.4). Tako  $TEM_{00}$  ili Gaussov mod zraka svjetlosti nije jedini tip svjetlosti koji rezonator podržava. Zakrivljenost zrcala modificira frekvencije pojedinih modova, pa za općeniti stabilni rezonator, frekvencije različitih modova zraka svjetlosti  $TEM_{mn}$ -Hermit-Gauss i  $TEM_{lp}$ -Lagere-Gauss (slika 3.4) modova su različite, no u slučaju konfokalnog rezonatora grupirane su u dva skupa degeneriranih frekvencija. U slučaju hermit Gaussovih modova frekvencije su dane sa:

$$f_{k,mn} = f_{FSR} \left( k + \frac{1+m+n}{2} \right)$$

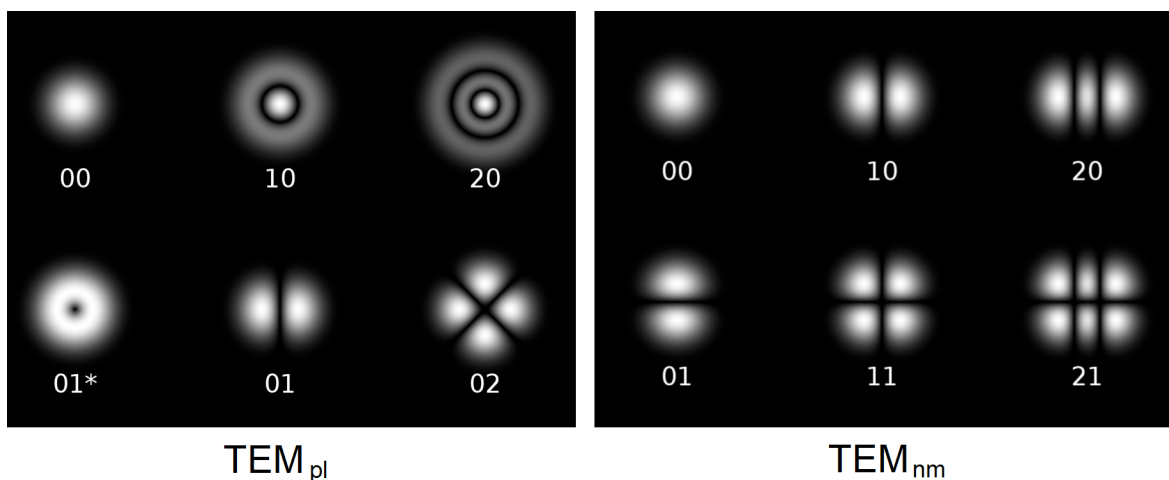


Slika 3.3: Dijagram frekventnog spektra rezonatora danog preko intenziteta transmittirane svjetlosti

A u slučaju Laggere-Gauss modova:

$$f_{k,pl} = f_{FSR} \left( k + \frac{1 + 2p + l}{2} \right)$$

Na slici 3.1 vidimo efekt stabilnosti u činjenici da se neovisno o početnom položaju



Slika 3.4: Profili intenziteta različitih modova zraka svjetlosti u optičkom rezonatoru  $TEM_{lp}$  Laggere-Gauss (lijevo)  $TEM_{mn}$  Hermit-Gauss modova (desno), adaptirano sa [7]

zraka nakon dva ciklusa vraća u početni položaj. Zbog tog puta efektivna duljina rezonatora je dvostruko duža ( $f_{FSR} = c/4L$ ). U eksperimentima je poželjno imati Gaussovu zraku ( $TEM_{00}$ ) čiji je  $f_{FSR} = c/2L$ . Idealno slučaju spektar rezonatora bi bio sačinjen od beskonačno tankih vrhova no u spektru realnog rezonatora vrhovi imaju konačnu širinu koja je rezultat nesavršenosti zrcala. Kako bi opisali širinu gledamo jednostavni model u kojem zrcala imaju koeficijente refleksije  $r < 1$ , tada

nakon svakog ciklusa refleksija na zrcalima električno polje svjetlosti se smanji za faktor  $r$  kao  $E_{n+1} = re^{2Lki} E_n$ . Ukupno polje nakon velikog broja refleksija možemo lako pronaći analitički:

$$E = \sum_{n=0}^{\infty} \left( re^{2Lki} \right)^n E_o = \frac{E_o}{1 - re^{2Lki}} \quad (3.7)$$

Kvadriranjem gornjeg člana, i uz malo sređivanja dolazimo do izraza za ukupni intenzitet:

$$I(f) = \frac{I_o}{\left| 1 - re^{2Lki} \right|^2} = \frac{\frac{I_o}{(1-r)^2}}{1 + \frac{2r}{(1-r)^2} \sin^2 \left( \frac{\pi f}{f_{FSR}} \right)} \quad (3.8)$$

U literaturi [6] se ovi izrazi uređuju dodatno uvođenjem pojmova maksimalnog intenziteta  $I_{max}$  i finese  $\mathcal{F}$  na sljedeći način:

$$I_{max} = \frac{I_o}{(1-r)^2}; \quad \frac{2\mathcal{F}}{\pi} = \frac{2\sqrt{r}}{1-r} \quad (3.9)$$

Udaljenost linija  $f_{FSR}$  i novo uvedeni parametar finese  $\mathcal{F}$  u potpunosti određuju spektar rezonatora (slika 3.3).

### 3.3 Hlađenje u optičkom rezonatoru

Konvencionalne metode laserskog hlađenja temelje se na pobuđenju i relaksaciji atoma zbog utjecaja električnog polja svjetlosti, te Dopplerovog efekta kako je objašnjeno u ranijem poglavlju što dovodi do stvaranja disipativne sile na atome. No ove metode značajno ovise o energijskoj strukturi atoma i imaju granicu do koje mogu raditi. Metode koje koriste dvije suprotno propagirajuće zrake tvore stojni val te se stvara konzervativna dipolna sila no kao što je napomenuto ranije ona može zarobiti ali ne i klasično ohladiti atome.

Kada su obasjani laserom čija je frekvencija pomaknuta u crveno od rezonatora ( $\Delta_c < 0$ ), atomi u rezonatoru preferiraju emitirati fotone na frekvencijama pomaknutim u plavo od lasera u smjeru osi rezonatorskih zrcala. Energija potrebna za taj pomak frekvencije fotona u plavo dolazi direktno kroz gubitak kinetičke energije atoma u procesima ne elastičnog raspršenja. Ovom vrlo jednostavnom slikom može se protumačiti snažan efekt hlađenja u optičkom rezonatoru [8]. Slično kao u razmatranjima Dopplerovog hlađenja moguće je procijeniti maksimalnu silu hlađenja kao:

$$F_{max} = \hbar k \Gamma' \quad (3.10)$$

$\hbar k$  predstavlja moment emitiranog fotona, a  $\Gamma'$  brzinu relaksacije atoma u rezonatoru. Omjer sila hlađenja u rezonatoru i Dopplerovom režimu dan je omjerom brzina relaksacije atoma u rezonatoru i u vakuumu [8]:

$$\eta_o = \frac{\Gamma'}{\Gamma} = 2\mathcal{F} \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi^2} \quad (3.11)$$

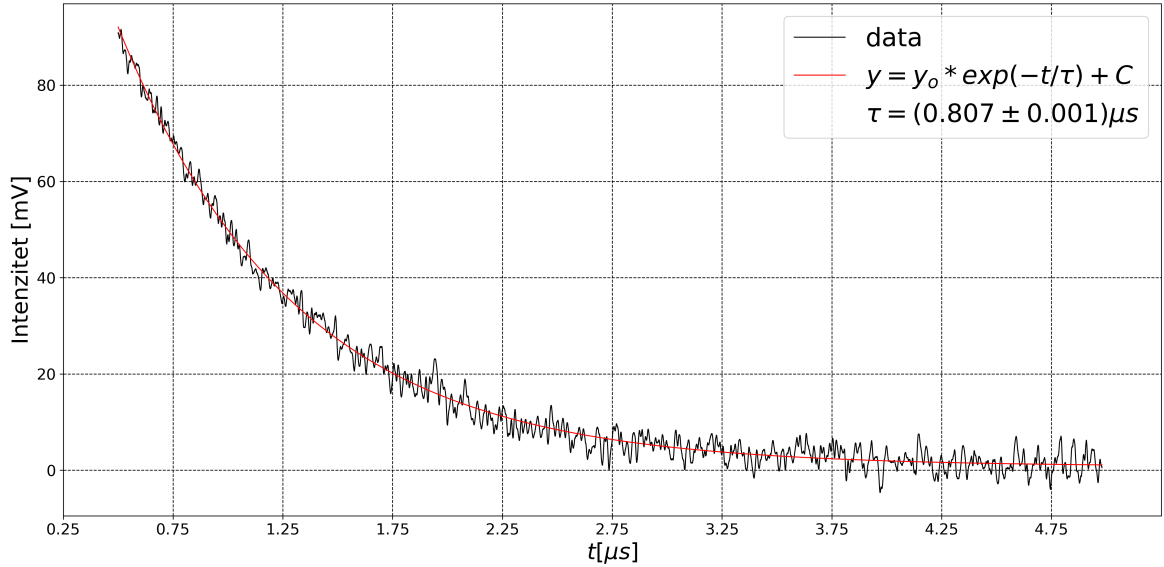
Gdje je  $\Gamma$  brzina relaksacije u vakuumu,  $\Delta\Omega$  prostorni kut te  $\mathcal{F}$  finesa optičkog rezonatora. Ukupni omjer sila ovisi i o frekventnom pomaku  $\Delta$  emitiranog svjetla i rezonatora [8]:

$$\eta(\Delta) = 2\mathcal{F} \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi^2} \frac{1}{1 + (\Delta/\Gamma_c)^2} \quad (3.12)$$

$\Gamma_c$  predstavlja konstantu relaksacije atoma u rezonatoru. Ova sila može ohladiti atome do sub Dopplerovih temperatura. Ovisno o parametrima rezonatora imamo dva režima hlađenja u kojim minimalne temperature koje se mogu postići iznose:

$$\begin{aligned} k_B T &\approx \frac{\hbar\Gamma_c}{\eta_o} \quad \eta_o < 1 \\ k_B T &\approx \hbar\Gamma_c \quad \eta_o > 1 \end{aligned} \quad (3.13)$$

Međutim, slika vrijedi samo u režimu slabog vezanja atoma s poljem rezonatora. Kada reapsorpcija fotona počne biti nezanemariva, što se događa u rezonatorima visoke finese, mehanizam hlađenja se bitno mijenja. Primjerice u rezonatoru koji koristimo u eksperimentu izmjerili smo finesu *ringdown* metodom u kojoj smo ugasili zrake lasera i gledali kako transmisija svjetlosti iz rezonatora trne u vremenu (slika 3.5). Dobiveno vrijeme života fotona u rezonatoru za valnu duljinu 852 nm odgovara finesi od  $\mathcal{F} \approx 8000$ , a za zraku koju koristimo za hlađenje na 780 nm finesa iznosi oko  $\mathcal{F} \approx 12000$ . U terminima broja refleksija, foton se u našem sustavu u prosjeku reflektira nekoliko tisuća puta prije nego se apsorbira ili izađe iz rezonatora. Zbog velikog broja refleksija fotoni dugo ostaju zarobljeni između zrcala rezonatora, pa atom može duže interagirati s pojedinačnim fotonom što dovodi do vezanja atoma i polja. Za određene uvjete frekventnih odmakata od linija atoma i rezonatora, i malog intenziteta svjetlosti dolazi do novog mehanizma hlađenja. Teorijski modeli predviđaju kako ovaj tip hlađenja ne ovisi o unutarnjoj energijskoj strukturi samih atoma koje



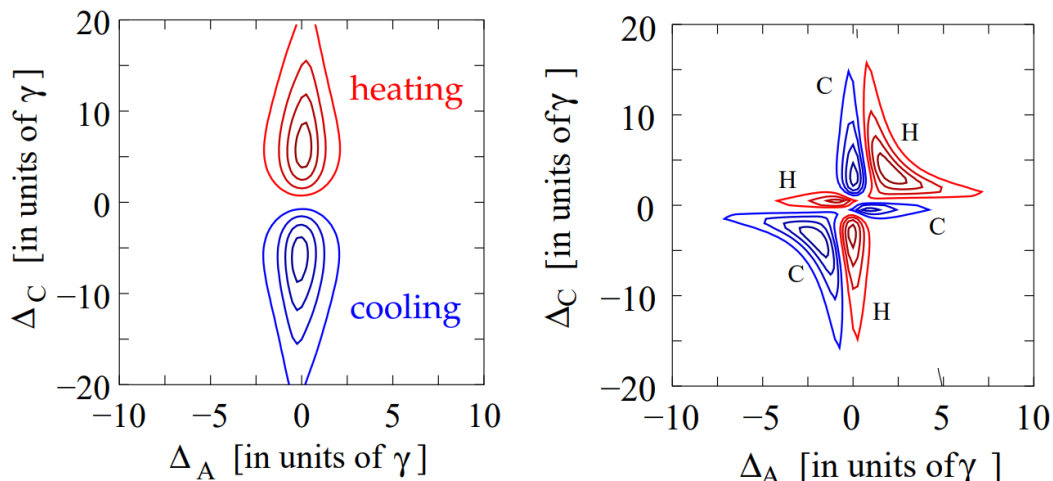
Slika 3.5: Mjerenje finese zrcala na valnoj duljini Cezijevog prijelaza (852.347 nm) pomoću ringdown metode

hladimo već samo o relativnom položaju frekvencije lasera i rezonatora od atomskog prijelaza (slika 3.6). Kao što se može vidjeti na slici 3.6 u slučaju optičkog rezonatora male finese hlađenje postižemo tako da frekvenciju lasera pomaknemo u crveno od moda rezonatora  $\Delta_c < 0$ , a u slučaju visoke finese imamo puno kompleksniju ovisnost o frekventnim pomacima. U eksperimentu ćemo postaviti frekvenciju lasera u područje gdje je  $\Delta_a < 0$ , pa za  $\Delta_c < 0$  predviđamo hlađenje a za  $\Delta_c > 0$  grijanje atoma.

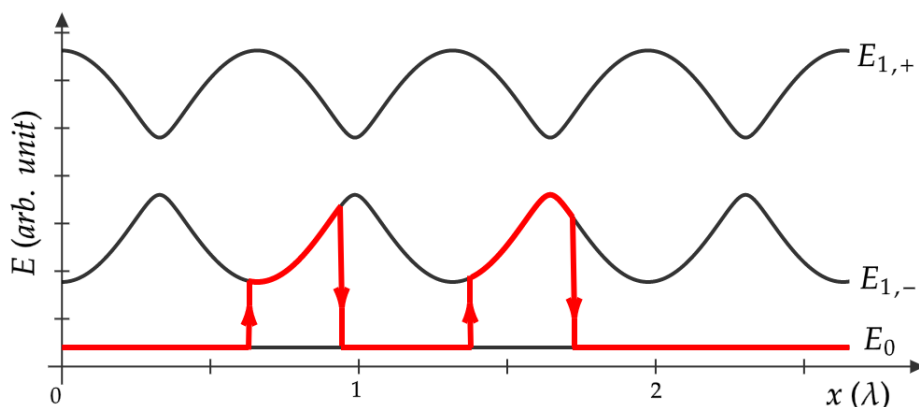
Zbog neosjetljivosti o pojedinostima energijske strukture atoma koje hladimo ova se metoda hlađenja optičkim rezonatorom potencijalno može primjenjivati i za hlađenje energetski kompleksnih struktura poput molekula i nanočestica koje ne možemo jednostavno hladiti standardnim laserskim tehnikama. Nadalje kako je minimum temperature određen s kvalitetom zrcala rezonatora, u rezonatorima visoke finese se potencijalno mogu postići i sub Dopplerove temperature. Dinamički učinak hlađenja atoma može se interpretirati u frekventnoj domeni pomoću Sizifovog mehanizma [9]. Sam model korišten za objašnjavanje mehanizma hlađenja je standardni Jaynes–Cummings model (JC) interakcije jednog dvorazinskog atoma s poljem rezonatora [9]:

$$\hat{H} = -\Delta_a \hat{\sigma}_z - \Delta_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + i\Omega(x)(\hat{\sigma}_+ \hat{a} + \hat{\sigma}_- \hat{a}^\dagger) \quad (3.14)$$

Gdje je  $\Delta_a = \omega_l - \omega_a$  razlika frekvencije lasera i atomskog prijelaza,  $\Delta_c = \omega_l - \omega_c$  raz-



Slika 3.6: Dijagram područja laserskog hlađenja (plavo) i grijanja (crveno) unutar rezonatora u ovisnosti o frekventnom pomaku laserske svjetlosti od atoma  $\Delta_A$  i frekventnom pomaku laserske svjetlosti od moda rezonatora  $\Delta_C$ . Lijevo je režim niske finese a desno visoke. Preuzeto iz [10]



Slika 3.7: Dijagram ovisnosti energija vezanih stanja atoma i rezonatora o položaju

lika frekvencije lasera i rezonatora i konstante vezanja  $\Omega(x)$ . U ovoj slici interakcije dolazi do vezanja atoma i polja u svojstvena stanja Jaynes–Cummings hamiltonijana. Svojstvena stanja moguće je opisati u potpunoj bazi  $|n, g\rangle, |n, g\rangle$  s pripadnim energijama [9]:

$$E_{\pm} = -n\Delta_c - \frac{\Delta - \Delta_c}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta - \Delta_c)^2 + 4\Omega(x)^2 n} \quad (3.15)$$

U energije ovih stanja ulazi prostorna ovisnost preko konstante vezanja koja je zbog proporcionalnosti s amplitudom električnog polja nasljeđuje oscilatorno ponašanje  $\Omega(x) = \Omega_o \cos(kx)$ .

Kako bi opisali mehanizam hlađenja pratimo atom u osnovnom stanju  $|0, g\rangle$  koji se

giba u desno (slika 3.7). Atom koji se giba na desno pobudit će se u stanje energije  $E_-$ , što će se dogoditi preferencijalno oko minimuma potencijala. Atom se zatim nastavlja kretati po potencijalnom brdu i pritom mu se smanjuje kinetička energija. U nekom kasnijem trenutku atom se relaksira spontanom emisijom a emitirani foton ima veću energiju od apsorbiranog te time umanjuje energiju atoma. Kroz nekoliko ciklusa atom gubi dovoljno energije da biva zarobljen u blizini jednog potencijalnog minimuma u kojemu oscilira. Ova shema je analogna Sizifovom mehanizmu u sub Dopplerovom laserskom hlađenju.

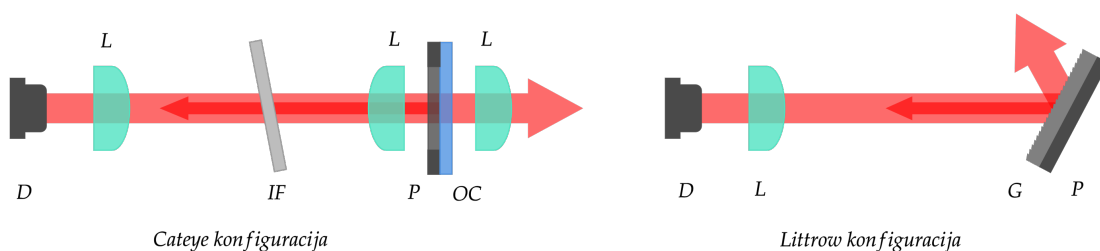
Do sada se razmatrala pobuda atoma u rezonatoru samo jednim laserom tj. samo jednom laserskom frekvencijom. Dinamika atoma u rezonatoru u slučaju multimodnog pobuđenja je dosta kompliciranija. Za razliku od jednomodnog pobuđenja u kojemu optički potencijal poprima jednostavno oscilatorno ponašanje, optički potencijal koji nastaje prilikom multimodnog pobuđenja, npr. primjenom optičkog frekventnog češlja, ima puno kompleksniju prostornu strukturu. U slučaju multimodnog pobuđenja, dio prostora gdje električno polje poprima značajnu amplitudu i gradijent je veći. A kako je djelovanje sile hlađenja u rezonatoru ograničeno upravo na mjesta velike amplitude i gradijenta polja multimodno pobuđenje bi moglo rezultirati jačim odnosno bržim hlađenjem atoma. Pobuđenje dodatnih modova efektivno povećava konstantu vezanja između atoma i polja što prema prijašnjem mehanizmu također upućuje na potencijalno jači efekt hlađenja.

## 4 Eksperimentalni postav

### 4.1 Laserski sustavi

#### 4.1.1 Diodni laseri s vanjskim rezonatorom

Valna duljina diodnih lasera primarno ovisi o temperaturi i struji kroz lasersku diodu. Tako se mijenjanjem temperature i struje kroz lasersku diodu može kontinuirano mijenjati valna duljina laserske svjetlosti. Valnu duljinu lasera se može mijenjati za  $\pm 10$  nm, no jednomodna svjetlost (svjetlost samo jedne frekvencije) se dobiva samo u uskim frekventnim područjima te ovisi i o tipu same laserske diode. Laserski sustavi koji se sastoje od laserske diode, te uređaja za stabilizaciju temperature i struje čine diodni laser (eng. *free-running laser*). Nedostatak ovakvih lasera je velika spektralna širina linije te postojanje nestabilnosti odnosno preskakivanja modova u kojem laser emitira multimodno zračenje.



Slika 4.1: Shematski prikaz dvije najčešće izvedbe lasera s vanjskim rezonatorom, CatEye (lijevo) i Littrow konfiguracija (desno).

D-laserska dioda, L-leća, M-zrcalo, P-piezo pretvarač, IF-interferencijski filtar, OC-polupropusno zrcalo, G-optička rešetka

U našem eksperimentu koristimo diodne lasere sustave s vanjskim rezonatorom (eng. *external cavity diode laser* - ECDL). Spektralne karakteristike ovih sustava su značajno poboljšane u odnosu na obične diodne lasere. Vanjski rezonator uspostavlja se optičkom povratnom vezom između laserske diode i vanjskog optičkog elementa, najčešće optičke rešetke (*Littrow* konfiguracija), ili kombinacijom polupropusnog zrcala i interferencijskog filtera (*cat-eye* konfiguracija) (slika 4.1). Kada se svjetlost iz laserske diode reflektira na odgovarajućem elementu dio svjetlosti koji ima željenu frekvenciju se odvaja i vraća nazad u diodu čime se formira vanjski rezonator. Valna duljina emitirane svjetlosti ugađa se promjenom temperature i struje kroz diodu, te položajem vanjskog elementa, na primjer u slučaju Littrow konfiguracije radi se o upadnom



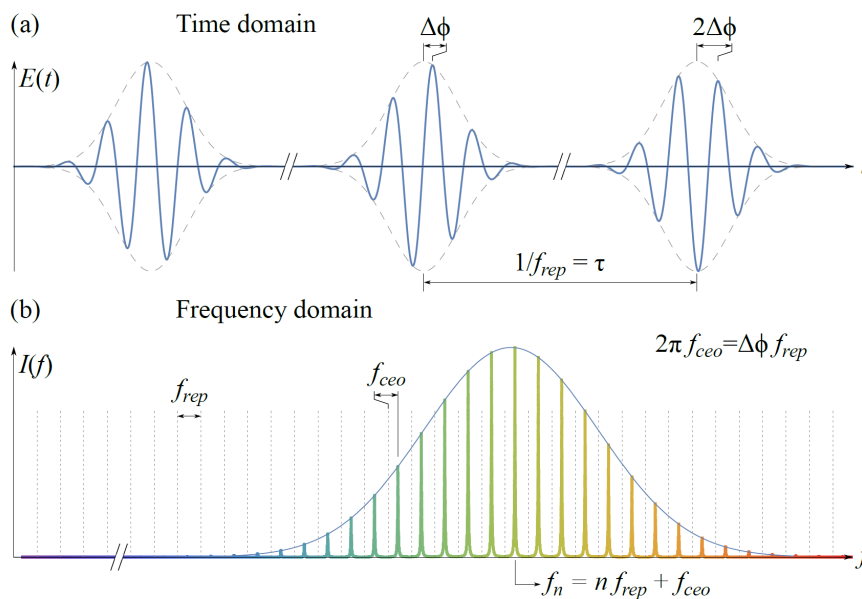
kutu između zrake i optičke rešetke. Kontinuirano mijenjanje valne duljine bez pre-  
skakivanja modova postiže se finim zakretanjem rešetke pomoću piezo pretvarača  
ugrađenog u nosač rešetke. ECD-Laseri postižu znatno uže spektralne linije i puno  
su stabilniji od običnih lasera.

#### 4.1.2 Frekventni češalj

Frekventni češalj je naziv za frekventni spektar femtosekundnih lasera sa spregnutim  
modovima (eng. *femtosecond mode-locked laser*). koji sadrži niz uskih spektralnih  
linija konstantnog razmaka. Kako bi razumjeli njegovu strukturu pogledajmo ideali-  
zirani slučaj. Zamislimo puls koji cirkulira u optičkom rezonatoru lasera duljine  $L$  i  
frekvencije vala nositelja  $\omega_c$ . Tada izlaz ovakvog lasera čini niz pulseva udaljenih za  
period određen duljinom optičkog rezonatora lasera te grupnom brzinom pulsa u re-  
zonatoru  $T = 2L/v_g$  (slika 4.2). Svaki od tih pulseva može se opisati preko envelope  
 $A(t)$  i vala nositelja  $e^{-i\omega_c t}$  kao:

$$E(t) = \text{Re} [A(t)e^{-i\omega_c t}] \quad (4.1)$$

Repeticiju pulseva namećemo zahtjevom periodičnosti envelope  $A(t) = A(t+T)$ . Ra-



Slika 4.2: pojednostavljeni prikaz ultra kratkih pulseva u a) vremenskoj domeni i b) frekventnoj domeni gdje tvore optički frekventni češalj, preuzeto iz [11]

zvojem u Fourierov red električno polje možemo zapisati kao:

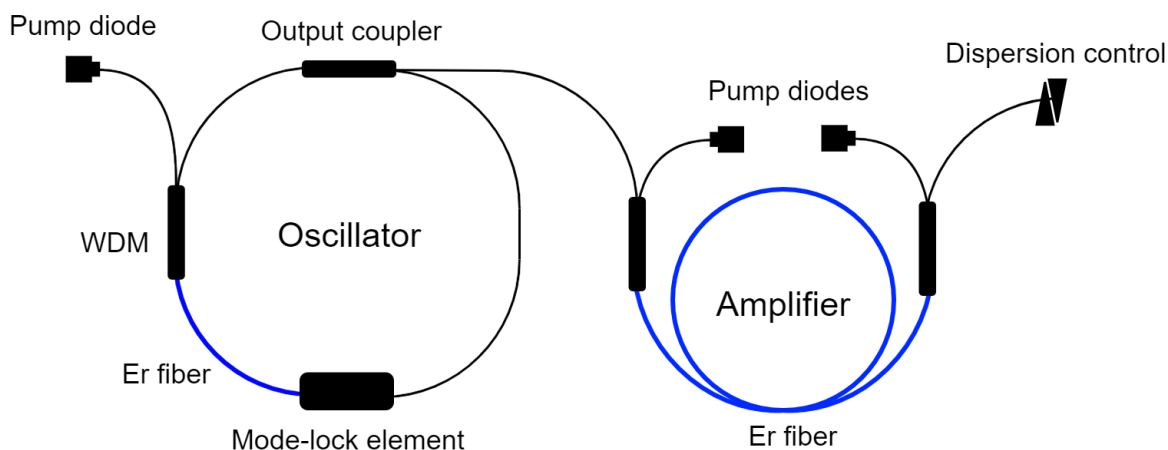
$$E(t) = \text{Re} \left[ \sum A_n e^{-i(\omega_c + n\omega_{rep})t} \right] \quad (4.2)$$

Gdje su  $A_n$  Fourierovi koeficijenti. Ova jednadžba nam pokazuje da se pretpostavkom periodičnosti envelope pulsa spektar sastoji od niza vrlo uskih linija nalik češlju koje su međusobno razmaknute za  $T$ . Kako  $\omega_c$  nije nužno cjelobrojni višekratnik od  $\omega_{rep}$  modovi su pomaknuti za  $\omega_o$  od pravih harmonika (slika 4.2).

$$\omega_n = n\omega_{rep} + \omega_o \quad (4.3)$$

budući da su frekvencije modova vrlo precizno definirane, frekventni češalj koristi se u spektroskopiji za mjerenje optičkih frekvencija. također, kako se radi o ultrakratkim pulsevima, moguće je nelinearnim tehnikama lasersku svjetlost pomaknuti u druga spektralna područja, npr. duboko ultraljubičasto ili srednje infracrveno. Za naš je eksperiment bitno da frekventni češalj osigurava koherentnu multimodalnu svjetlost. Ako je to ostvareno, longitudinalnim pumpanjem u optički rezonator dobit ćemo puno kompleksniju strukturu optičkog potencijala od one razmatrane s kontinuiranim (CW) laserom.

Specifično u našem eksperimentu koristimo femtosekundni laser sa spregnutim modovima i optičkim vlaknom: Toptica FFS i SHG jedinicu za udvostručenje frekvencije. Laser s optičkim vlaknom (eng. *fiber laser* je tip lasera u kojem je laserski medij optičko vlakno dopirano elementima rijetkih zemalja kao što su Erbiji ili Iterbiji. U ovom slučaju silikonsko optičko vlakno služi kao rezonator lasera dok atomi Erbija  $\text{Er}^{3+}$  u jezgri vlakna kao laserski medij. Vlakno tj. aktivni medij se pumpa laserskom diodom valne duljine 974 nm a laseriranje se dobiva na 1550 nm. Prednost lasera s vlaknima u odnosu na druge vrste lasera je u tome što se laserska svjetlost generira unutar optičkog vlakna, što omogućuje generaciju i transfer laserske svjetlosti bez širenja u slobodnom prostoru (slika 4.3) lasersko svjetlo i generira i isporučuje pomoću fleksibilnog medija. Još jedna prednost je velika izlazna snaga u usporedbi s drugim vrstama lasera (slika 4.3). Geometrija vlakna omogućuje očuvanje intenziteta laserske svjetlosti duž cijelog aktivnog medija koji može biti vrlo dugačak. Također veliki omjer površine i volumena vlakana omogućuje učinkovito hlađenje. Zbog svoje



Slika 4.3: shematski prikaz femtosekundnog lasera s optičkim vlaknom korištenog u eksperimentu [12]

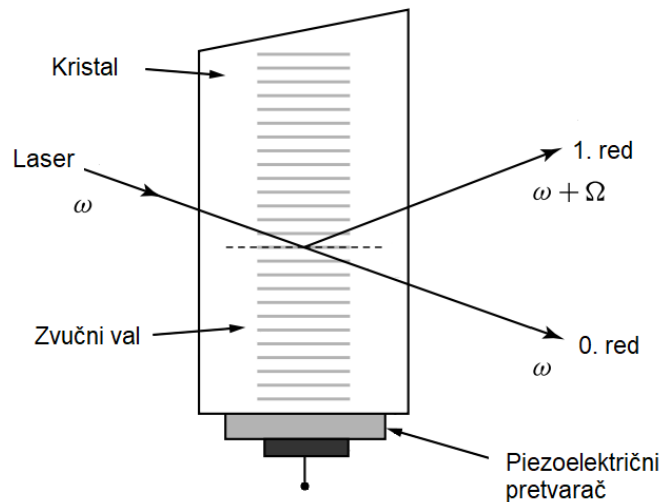
značajne temperaturne i vibracijske stabilnosti laseri s optičkim vlaknom mogu proizvesti vrlo kvalitetne zrake visokih intenziteta.

Za nastanak ultrakratkih pulseva i spektra frekventnog češlja potrebno je spregnuti modove laserskog rezonatora što se u našem laseru odvija pasivnim sprežanjem modova pomoću efekta nelinearne polarizacijske rotacije [13]. Stabilizacija repeticije pulseva se radi u praznom prostoru (eng. *free space*) koji se nalazi između dva kraja vlakna. Mijenjanjem tog razmaka pomoću piezo pretvornika i koračnog motora [12] možemo mijenjati frekvenciju repeticije  $f_{rep}$ . Ovi elementi će nam kasnije služiti za stabilizaciju lasera.

Kao što je gore rečeno, Erbijeve laser s optičkim vlaknom emitira svjetlost na valnim duljinama oko 1550 nm što je dvostruko više od valne duljine Rubidijevog prijelaza koja nam treba u eksperimentu. Kako bi priskočili ovome problemu koristimo SHG jedinicu (eng. *Second harmonic generation* - SHG) koja udvostručuje frekvenciju upadne svjetlosti koristeći nelinearne efekte u kristalu primjerice Litijevog Niobata  $\text{LiNbO}_3$ .

## 4.2 Akusto-optički modulator

Akusto-optički modulator (AOM) je uređaj koji koristi akusto-optički efekt za mijenjanje nekih parametara svjetlosti koja kroz njega prolazi kao što su frekvencija, smjer i snaga laserske svjetlosti. U laserskim tehnologijama koriste se za Q-switching, za modulaciju signala, te u spektroskopiji za kontrolu frekvencije lasera u koju svrhu ćemo ga i koristiti [14]. Princip njegovog rada se može vidjeti na slici 4.4. Piezoelek-



Slika 4.4: Shematski prikaz Akusto-optičkog modulatora

trični pretvarač (eng. *piezoelectric transducer*) pričvršćen je na komad kristala kroz kojeg propuštamo svjetlost. Slanjem radiofrekventnog električnog signala pretvarač potičemo na vibriranje, što stvara zvučne valove u kristalu. Kako je indeks loma povezan s efektivnom gustoćom medija, svjetlost vidi periodične oscilacije u indeksu loma:

$$n(z, t) = n_o + \Delta n \sin(\Omega t - Kz) \quad (4.4)$$

Laserska zraka frekvencije  $\omega$  ulazi u kristal te se raspršuje na zvučnim valovima frekvencije  $\Omega$ , analogno Braggovoj difrakciji. Iz kristala tada izlazi nekoliko zraka. Ovisno o difrakcijskom redu  $m$  zrake imaju različite frekvencije  $\omega' = \omega + m\Omega$  i izlaze pod različitim kutevima. Što se može potkrijepiti i teoretski u električnom polju transmittirane zrake iz kristala duljine  $L$ :

$$E_t = E_o e^{i\omega t} e^{-ikz} \rightarrow E_o e^{i\omega t} e^{-i\phi_o + i\phi_1 \sin(\Theta)} \quad (4.5)$$

Pokrate u gornjem izrazu su redom  $\phi_o = 2\pi nL/\lambda_o$ ,  $\phi_1 = 2\pi\Delta nL/\lambda_o$ ,  $\Theta = \Omega t - Kz$ . Ako razvijemo izraz sa  $\phi_1$  u gornjoj jednadžbi po Besselovim funkcijama dobivamo konačni izraz za zrake:

$$E_t = E_o e^{i\omega t - \phi_o} \left[ J_o(\phi_1) - J_1(\phi_1)e^{-i\Theta} + J_1(\phi_1)e^{i\Theta} + \dots \right] \quad (4.6)$$

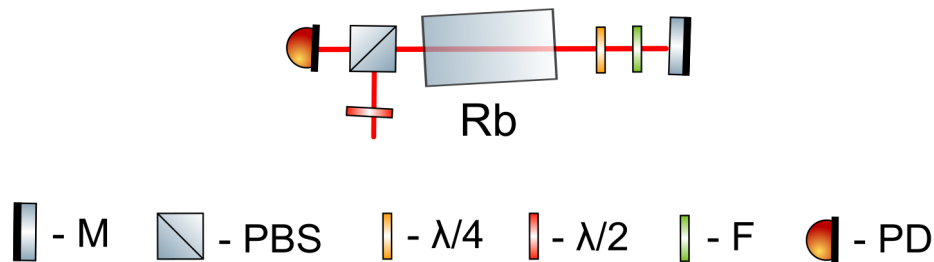
Prvi član je zraka nultog reda s frekvencijom  $\omega$ , druga dva člana su zrake prvog i minus prvog reda s frekvencijama  $\omega \pm \Omega$ . U praksi se promjenom upadnog kuta i snage signala koji šaljemo na piezoelektrični pretvarač može mijenjati omjer snaga u dobivenim redovima. U procesu laserskog hlađenja nužno je ugoditi frekvenciju lasera u crveno u odnosu na atomski prijelaz za hlađenje. Precizno ugađanja frekvencije lasera u odnosu na atomske prijelaze postiže se upravo korištenjem akusto-optičkog modulatora

### 4.3 Metode frekventne stabilizacije

Kako je ranije objašnjeno male promjene u okolini lasera mogu uzrokovati frekventnu nestabilnost i pomak frekvencije laserske svjetlosti (eng. *Frequency drift*). Kako je u eksperimentu laserskog hlađenja vrlo bitno imati točno određene frekvencije laserske svjetlosti potrebno je frekventno stabilizirati laser na neku vanjsku referencu. Kako bi se omogućila stabilizacija lasera oni u sebi, na jednom kraju rezonatora, sadrže piezoelektrični pretvarač. Tako se naponom primijenjenim na piezoelektrik može mijenjati duljina rezonatora pa samim time i frekvenciju lasera. Na ovaj način se u upravljačkim jedinicama lasera ostvaruje opcija skeniranja frekvencije tj. frekvencija lasera se pomiče od neke minimalne frekvencije do maksimalne što nam omogućava traženje rezonantnih prijelaza u spektru nekog uzorka. Koristeći neku lasersku spektroskopsku tehniku možemo stabilizirati laser na frekvenciju željene spektralne linije prijelaza.

#### 4.3.1 Saturacijska-apsorpcijska spektroskopija

Za stabilizaciju lasera za naseljavanje koristimo metodu saturacijske apsorpcijske spektroskopije [15]. Saturacijska apsorpcijska spektroskopija nam omogućuje da odredimo spektralne linije hiperfinskih prijelaza u Rubidiju i izdvojimo ih iz Doppler proširenog spektra. Upadna laserska zraka (slika 4.5) najprije prolazi kroz  $\lambda/2$



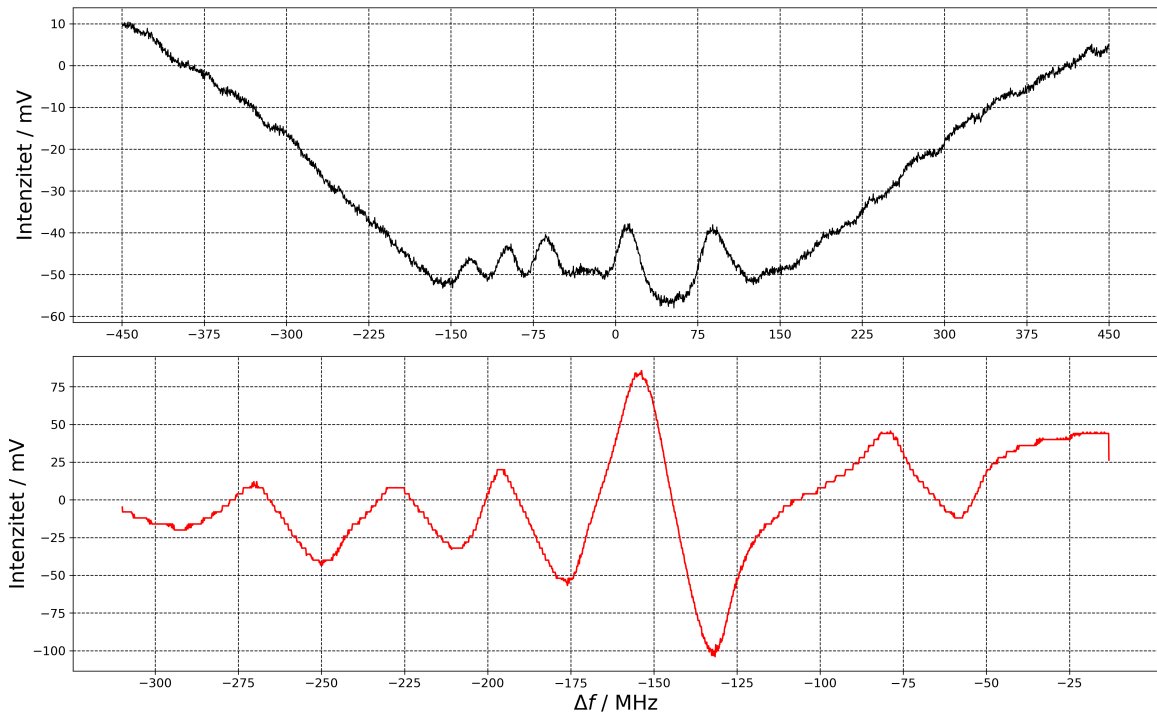
Slika 4.5: Shema postava za Saturacijsku-apsorpcijsku spektroskopiju

pločicu i polarizacijski djelitelj snopa (eng. *polarization beam splitter* - PBS). Polarizirana svjetlost upada na PBS prilikom čega se komponente polarizacija dijele u dvije grane, jednostavnim podešavanjem osi polarizacije pomoću  $\lambda/2$  pločice reguliramo intenzitet zrake koju šaljemo u spektroskopiju. Prolaskom kroz kivetu, zraka „pumpa“ atome u više stanje i uzrokuje razliku naseljenosti. Pumpna zraka se kružno polarizira prolaskom kroz  $\lambda/4$  pločicu. Smanjuje joj se intenzitet pomoću filtra (F) te se reflektira od zrcala (M). Zraka koja se reflektira od zrcala se naziva probna zraka. Probna zraka ponovnim prolaskom kroz  $\lambda/4$  pločicu postaje ortogonalno polarizirana u odnosu na pumpnu zraku. Pumpna i probna zraka sada istovremeno interagiraju samo s onim atomima koji se jednako gibaju u sustavima obje zrake, kako probna zraka propagira u suprotnom smjeru, brzina tih atoma je nula. Probna zraka će se zbog optičkog pumpanja uzrokovanog pumpnom zrakom manje apsorbirati u blizini frekvencije atomskih prijelaza. Konačno kako je polarizacija probe ortogonalna na pumpnu, transmitira se kroz polarizacijski razdjelnik (PBS) u foto diodu (PD) koja registrira intenzitet probne zrake.

Na slici 4.6 spektra dobivenog saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom primjećujemo postojanje dodatnih linija koji ne odgovaraju hiperfinim prijelazima rubidija. Možemo primijetiti da se ove linije pojavljuju simetrično na pola puta između bilo koje dvije linije hiperfinih prijelaza. Tako se npr. pojavljuje linija  $\text{CO}_{23}$  između linija hiperfinih prijelaza u  $F_e = 2$  i  $F_e = 3$ . Te se linije nazivaju crossover linije i nusprodukt su same spektroskopske metode. Nama su one posebno zanimljive jer su dobro definirane apsolutne frekvencije, a tipično su izraženije od samih linija prijelaza pa se laseru za naseljivanje može zaključati frekvencija i na jednu od njih. Na primjer, najintenzivnija linija u saturacijskom spektru  $^{87}\text{Rb}$   $\text{CO}_{12}$  je udaljena za 78.5 MHz od linije prijelaza koji služi za naseljavanje ( $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ ). Prema

tome ako stabiliziramo laser na ovu crossover frekvenciju AOM-om možemo pomaknuti frekvenciju lasera za naseljavanje na željeni prijelaz time osigurati i frekventnu stabilnost lasera za naseljavanje.

Za frekventnu stabilizaciju odnosno zaključavanje frekvencije lasera koristimo LIR 100 lock-in jedinicu. Ona generira tzv. 'Error signal' (slika 4.6), daje informaciju laseru o tome koliko se odmaknuo od optičke reference definirane saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom. Princip lock-in metode je da moduliramo lasersku



Slika 4.6: Saturacijska apsorpcijska spektroskopija D2 prijelaza ( $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ )  $^{87}\text{Rb}$  (gore), i odgovarajući error signal dobiven korištenjem LIR 100 jedinice korišten za stabilizaciju lasera za naseljavanje(dolje)

frekvenciju  $\omega_o$  dodavanjem malog frekventnog pomaka kroz modulaciju struje na laserskoj diodi:

$$\omega(t) = \omega_o + \Delta\omega \sin(\omega_{mod} t) \quad (4.7)$$

gdje  $\omega_{mod}$  predstavlja frekvenciju modulacije, a  $\Delta\omega$  njezinu amplitudu. Signal  $S$  koji dobivamo s foto diode na saturacijskoj spektroskopiji može se opisati moduliranim signalom:

$$S(t) = S_o + S'(\omega_o)\Delta\omega \sin(\omega_{mod} t) \quad (4.8)$$

Kako bi dobili signal koji možemo iskoristiti za stabilizaciju frekvencije lasera, modulirani signal s foto diode se mora prvo demodulirati. Ova demodulacija se odvija

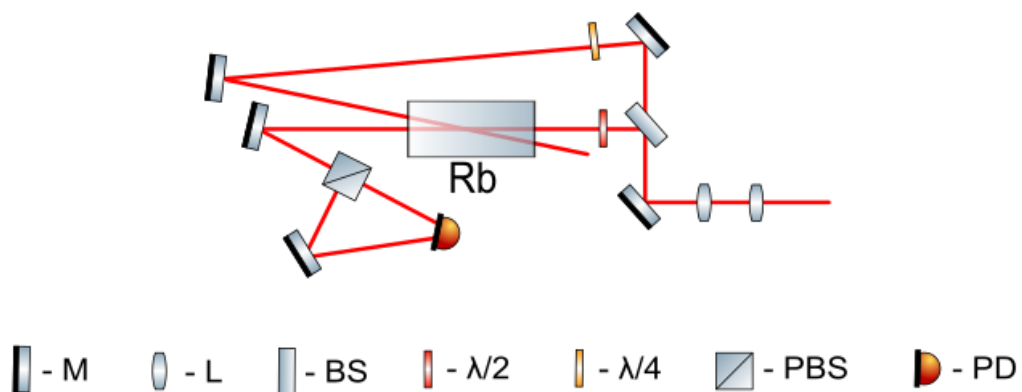
korištenjem električnog miksera koji množi signale sa spektroskopije sa signalom same modulacije:

$$\begin{aligned}
 S(t)^* &= S(t) \cdot \sin(\omega_{mod} t) \\
 &= S_o \sin(\omega_{mod} t) + S'(\omega_o) \Delta\omega \sin^2(\omega_{mod} t) \\
 &= \frac{1}{2} S'(\omega_o) \Delta\omega + S_o \sin(\omega_{mod} t) - \frac{1}{2} S'(\omega_o) \Delta\omega \cos(2\omega_{mod} t)
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

Konačno signal koji izlazi iz miksera se filtrira niskopropusnim filterom kako bi izdvojili samo istosmjernu DC komponentu. Na slici 4.6 možemo vidjeti originalni signal s foto diode na spektroskopiji i error signal dobiven procesom modulacije i demodulacije. Pri završetku ovoga procesa generirani se error signal šalje u PID (eng. *Proportional-Integral-Derivative*) jedinici koja korigira frekvenciju lasera tvoreći povratnu vezu. Nedostatak ove tehnike stabilizacije je činjenica da se zbog strujne modulacije umjetno proširuje (modulira) frekvencija stabiliziranog lasera.

### 4.3.2 Polarizacijska spektroskopija

Za stabilizaciju lasera za hlađenje koristimo metodu polarizacijske spektroskopije koja se zasniva na efektu inducirane dvolomnosti odnosno zakretanja ravnine polarizacije lasera koji prolazi kroz medij u kojemu je stvorena anizotropna naseljenost atomskih stanja. Polariziranu zraku lasera (slika 4.7) povećavamo sustavom leća

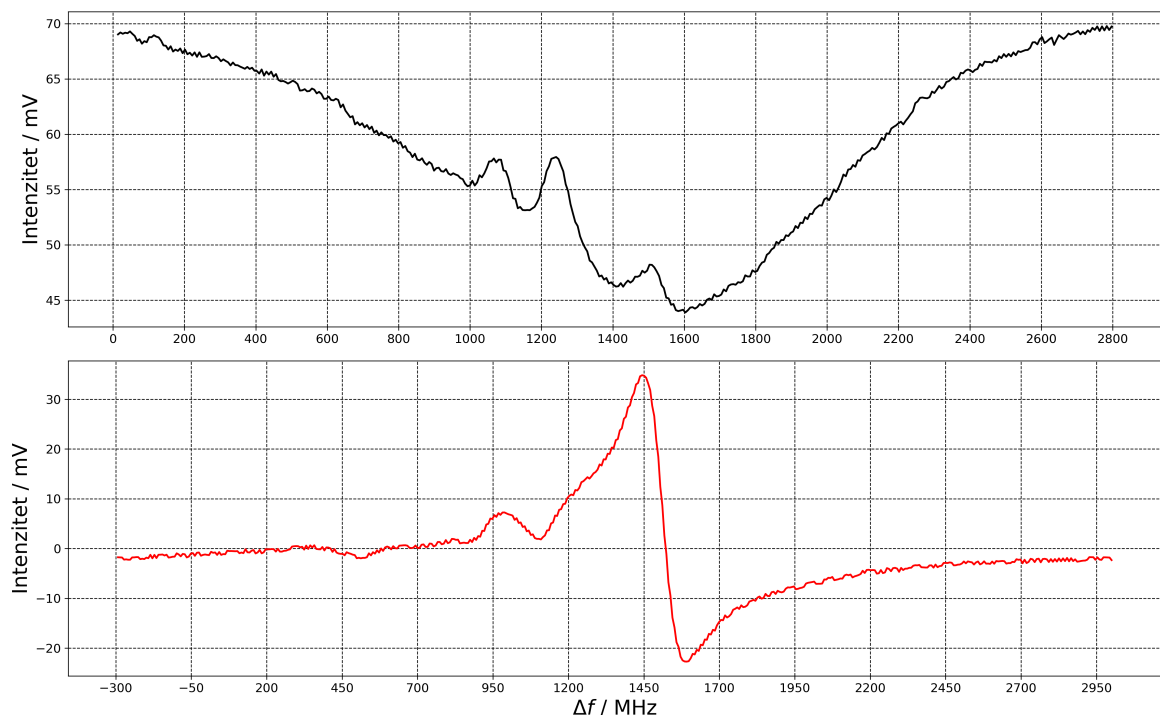


Slika 4.7: Shema postava za polarizacijsku spektroskopiju

te je potom dijelimo na polupropusnom zrcalu (eng. *beam splitter* - BS). Probna zraka prolazi kroz  $\lambda/2$  pločicu kojom reguliramo njezinu os polarizacije. Zraka zatim prolazi kroz Rubidijevu kivetu. Prije ulaska na foto diodu (PD) postavljen je polariza-



cijski djelitelj snopa (PBS) kojime rastavljamo dvije komponente polarizacije probne zrake koje se zatim sakupljaju zasebno s diferencijalnoj fotodiodi. Ukoliko nema pumpne zrake, na foto diodi vidimo jednaku količinu svjetlosti za obje polarizacije. Donja pumpna zraka prolaskom kroz  $\lambda/4$  pločicu postaje kružno polarizirana. Pumpna zraka prolaskom kroz kivetu uzrokuje promjenu naseljenosti stanja rubidijevih atoma preferencijalno pumpajući atome u stanja sa zatvorenim prijelazima. Zbog te anizotropije populacije stanja u kivetu stvara se razlika u brzinama propagacije za lijevo i desno kružno polariziranu svjetlost. Kada linearno polarizirana probna zraka ulazi u kivetu, u kojoj je pumpnom zrakom uzrokovana populacijska anizotropija, dolazi do efekta zakretanja osi polarizacije što se očituje na signalima pojedinih komponenata na foto diodi. Oduzimanjem pristiglih signala dobivamo Error signal sa sto do tisuću puta većom osjetljivošću od saturacijske spektroskopije [15] bez potrebe za prethodnom modulacijom što ga čini vrlo dobrom tehnikom za stabilizaciju lasera. Error signal kao i prije koristimo kao uputu za upravljačku jedinicu, na kojoj



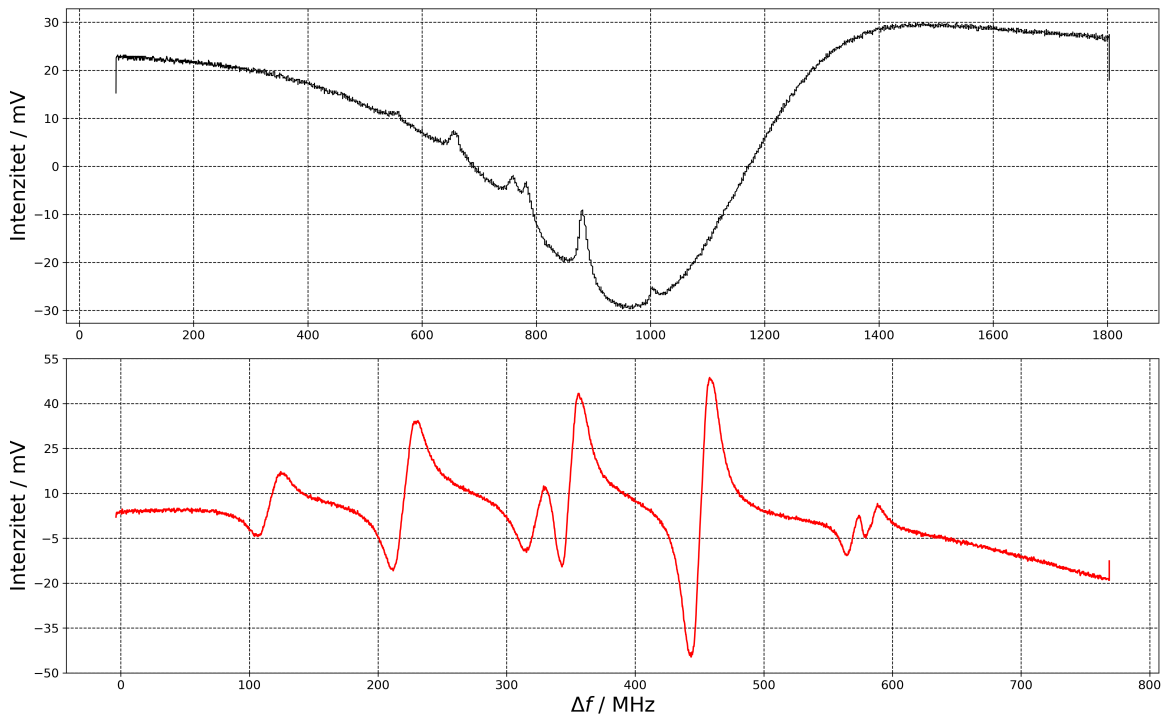
Slika 4.8: Polarizacijska spektroskopija D2 prijelaza ( $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ )  $^{87}\text{Rb}$  dobivene primjenom polarizacijske spektroskopije(gore), i odgovarajući error signal korišten za stabilizaciju lasera za hlađenje(dolje)

frekvenciji želimo imati laser. Kako u procesu laserskog hlađenja treba pomaknuta frekvencija lasera u odnosu na atomsku rezonanciju, stabilizaciju lasera za hlađenje radimo na liniji hlađenja ( $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ ) a zatim prvim dvostrukim prolaskom

kroz AOM umanjujemo frekvenciju za  $-2 \times 90$  MHz pa je potom drugim dvostrukim prolaskom povećavamo za  $+2 \times 80$  MHz. Dakle laser je stabiliziran na liniji prijelaza a potom mu je korištenjem dvije AOM konfiguracije frekvencija pomaknuta u crveno za otprilike 20 MHz od linije hlađenja.

### 4.3.3 Frekventno modulacijska spektroskopija

Frekventno modulacijska spektroskopija je još jedna bitna tehnika koju smo koristili za stabilizaciju optičkog rezonatora. Rezonator koji koristimo na sebi, kao aktivnu komponentu, ima samo piezo element koji nema dovoljno brz odziv da sam stabilizira rezonator. Kako bi to riješili dodali smo još jedan laser koji emitira svjetlost na 852 nm što odgovara D2 prijelazu Cezija 133 [16], što je daleko od rubidijevih prijelaza i zbog toga ima zanemariv utjecaj na oblak. Ovom laseru se modulira frekvencija unošenjem brze modulacije od 10 MHz direktno modulacijom struje na laserskoj diodi, ali za razliku od lock-in metode modulacija ima visoku frekvenciju modulacije što će uzrokovati pojavu sporednih spektroskopskih linija (eng. *sideband*). Električno polje svjetlosti koja izlazi iz lasera može se opisati sa



Slika 4.9: Linije  $^{133}\text{Cs}$  u D2 prijelazu  $Fg = 4$  dobivene saturacijskom apsorpcijskom spektroskopijom (gore) i odgovarajući error signal (dolje)

$$E_t = E_o e^{i\omega t} e^{-ikz} \rightarrow E_o e^{i\omega t} e^{-i\phi_o + i\beta \sin(\Omega t)} \quad (4.10)$$

Pokrata u gornjem izrazu  $\phi_o = 2\pi nL/\lambda_o$  ista je kao u raspisu za AOM, Koeficijent  $\beta$  se naziva dubina modulacije. Ako sada razvijemo izraz sa  $\beta$  u gornjoj jednadžbi po Besselovim Funkcijama dobivamo konačni izraz za električno polje:

$$E_t = E_o e^{i\omega t - \phi_o} \left[ J_0(\beta) - J_1(\beta) e^{-i\Omega t} + J_1(\beta) e^{i\Omega t} + \dots \right] \quad (4.11)$$

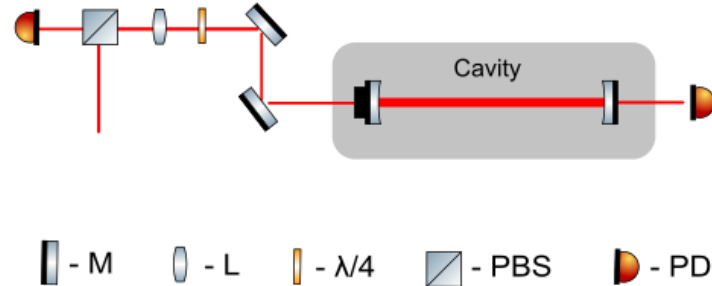
Prvi član je zraka nultog reda s frekvencijom lasera  $\omega$ , druga dva člana su komponente bočnog pojasa (eng. *Sideband*) s frekvencijama  $\omega \pm \Omega$ . Isto kao u slučaju frekventne stabilizacije pomoću saturacijske spektroskopije, modulirani signal s fotodiode množimo pomoću miksera sa signalom modulacije koji smo poslali na laser. Zatim korištenjem nisko propusnog filtera izdvajamo error signal. Kroz više pokušaja traženja optimalnih parametara zaključili smo da je za naš laser nagib error signala za frekvencije iznad 10 MHz obrnuto proporcionalan s frekvencijom modulacije. Ovaj error signal ćemo koristiti za stabilizaciju duljine optičkog rezonatora, jednom kada se laser stabilizira na rezonator PDH tehnikom.

Jedan od problema ove metode je taj što je laserska svjetlost modulirana tj. modulirana je frekvencija laserske svjetlosti. Alternativna metoda generiranja bočnih pojasa je korištenjem elektro optičkih modulatora koji moduliraju svjetlost koja prolazi kroz njih s nekom fiksnom frekvencijom. Kako mi koristimo ovu modulaciju za generiranje dvaju odvojenih signala za stabilizaciju, mijenjanje parametara jednog utječe na drugog. U ovom pokusu bilo je bitnije optimizirati signal za stabilizaciju lasera na rezonator, pa je samim time utjecalo na optimalnost error signala s FM spektroskopije. Nultočke error signala koje se mogu vidjeti na slici 4.9 su malo pomaknute od linija prijelaza cezija zbog neoptimalnih uvjeta, no nama je samo bitno da se one nalaze daleko od rubidijevih prijelaza.

#### 4.3.4 Pound-Drever-Hall tehnika

Pound-Drever-Hall ili PDH je tehnika koja se koristi za frekventnu stabilizaciju rezonatora. Slično prethodno razmatranim spektroskopskim tehnikama moramo imati neki način da odredimo željenu frekvenciju. Kao referentna zraka u stabilizaciji koristi se reflektirani dio zrake koju pumpamo u rezonator. Postav kojime se to radi

identičan je postavu za saturacijsku spektroskopiju (slika 4.10). Kao što ćemo vidjeti na rezonanciji intenzitet reflektirane zrake iščezava a transmitira se maksimalni intenzitet. Upadna zraka  $E_o e^{i\omega t}$  reflektira se od zrcala te joj se polje reducira za faktor



Slika 4.10: Shema postava za PDH metodu korištena u eksperimentu

refleksije  $r$ . Dio zrake koji je prošao kroz zrcalo reflektira se od drugoga zrcala i dolazi do diode pritom mu se intenzitet smanji za faktor  $rt^2$ , gdje je  $t$  faktor transmisije, i dobio je fazu  $e^{2L/c}$ . Dio zrake koji se pri povratku odbije od prvog zrcala prolazi isti proces te na kraju reflektirano električno polje iznosi:

$$E_r = E_o e^{i\omega t} (r + rt^2 e^{2L/c} + \dots) \quad (4.12)$$

Funkcija refleksije omjer je reflektiranog i ukupnog električnog polja:

$$F(\omega) = \frac{E_r}{E_o} = r \frac{e^{i\omega/\omega_{FSR}} - 1}{1 - r^2 e^{i\omega/\omega_{FSR}}} \quad (4.13)$$

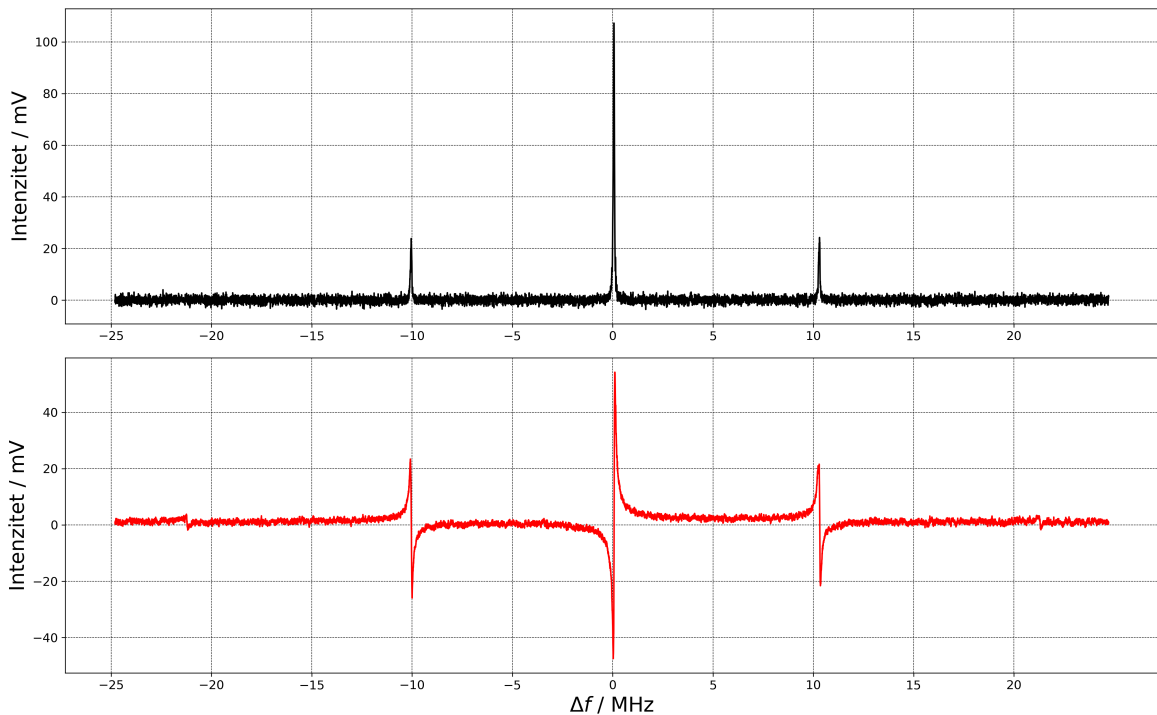
Amplituda ove funkcije simetrična je oko  $\omega_{FSR}$ , i ima oštri vrh na rezonantnoj frekvenciji  $\omega = \omega_{FSR}$ . Zbog simetrije oko rezonantne frekvencije ovaj signal ne možemo koristiti kao error signal koji nam treba za stabilizaciju. U tu svrhu uvodimo frekventnu modulaciju puštanjem radiofrekventnog signala na struju na laserskoj diodi. Kao što je opisano u prethodnom poglavlju ovo uzrokuje pojavu sekundarnih frekvencija koje su u našem slučaju odabrane da leže na  $\pm 10$  MHz od primarne linije lasera. Poznavajući izgled moduliranog signala danog izrazom (4.11), te koeficijent refleksije sada možemo izračunati električno polje reflektiranog vala koji posjeduje takvu faznu modulaciju [17]:

$$E_r = E_o e^{-\phi_o} \left[ F(\omega) J_0(\beta) - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} + \dots \right] \quad (4.14)$$

Nadalje kako u praksi baratamo s intenzitetom računamo i njega kvadrirajući gornji izraz:

$$\begin{aligned}
 P_r = & P_c |F(\omega)|^2 + P_s \left( |F(\omega - \Omega)|^2 + |F(\omega + \Omega)|^2 \right) \\
 & + 2\sqrt{P_c P_s} \operatorname{Im} \left( F(\omega) F(\omega + \Omega)^* - F(\omega)^* F(\omega - \Omega) \right) \sin(\Omega t) \\
 & + 2\sqrt{P_c P_s} \operatorname{Re} \left( F(\omega) F(\omega + \Omega)^* - F(\omega)^* F(\omega - \Omega) \right) \cos(\Omega t) + \dots
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

gdje su  $P_c$  i  $P_s$  snage u primarnoj (c) odnosno sekundarnim zrakama (s). Kako bi



Slika 4.11: Signal transmisije iz rezonatora (gore) i odgovarajući PDH error signal (dolje)

dobili error signal najprije pomnožimo signal s fotodiode sa signalom od frekventne modulacije koristeći mikser. Za dovoljno velike frekvencije imaginarni član  $F(\omega)$  je dominantan tako da nakon svega dobivamo dva člana, prvi je istosmjerna komponenta a drugi je oscilatoran s frekvencijom  $2\Omega$ . Preostaje nam samo korištenjem niskopropusnog filtera izolirati samo istosmjernu komponentu:

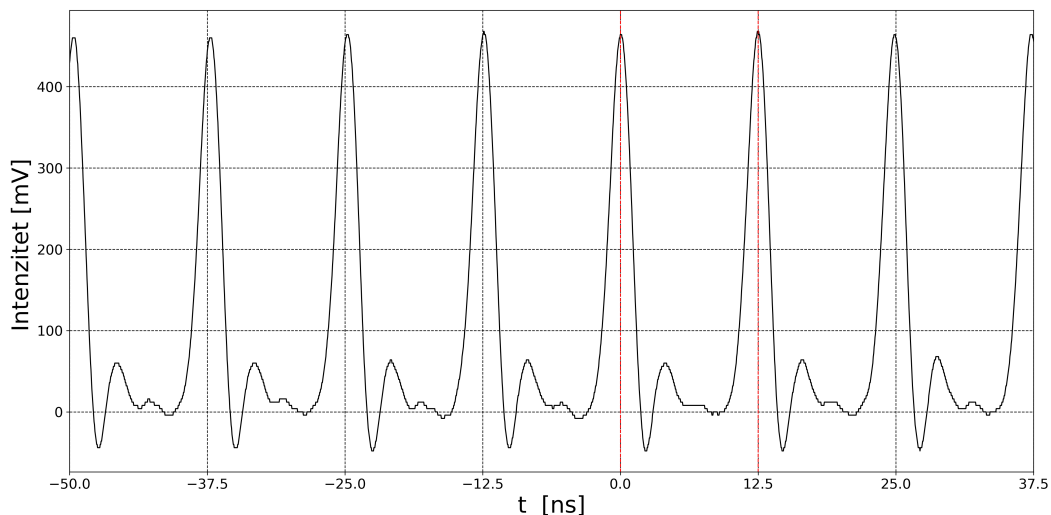
$$err = \sqrt{P_c P_s} \operatorname{Im} \left( F(\omega) F(\omega + \Omega)^* - F(\omega)^* F(\omega - \Omega) \right) \tag{4.16}$$

Ovaj signal se zbog nedovoljne brzine piezo pretvornika na rezonatoru, šalje na kontroler cezij lasera kojeg stabiliziramo na rezonator. Kvalitetu same stabilizacije

možemo pratiti na izgledu transmisije kroz rezonator jer je u uvjetu rezonancije transmisija maksimalna.

#### 4.3.5 Stabilizacija femtosekundnog lasera

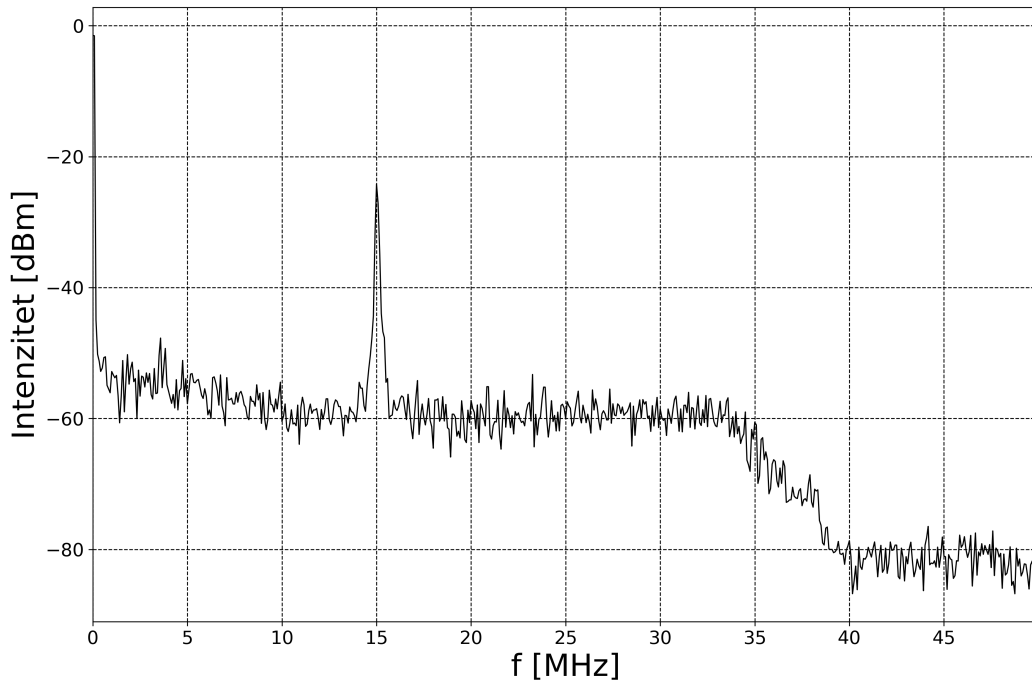
Kako je spektralna linija frekventnog češlja određena s dva parametra  $f_{rep}$  i  $f_o$ , potpuna stabilizacija se mora odvijati u dva koraka. Prvi korak jest stabilizacija n-tog moda češlja na stabilnoj optičkoj referenci, u našem slučaju radi se o prethodno stabiliziranom laseru za hlađenje. Tehnika na koju se oslanjamo pri stabilizaciji  $f_n$  se zasniva na efektu udara (eng. *beat*) koji se pojavljuje prilikom interakcije dva vala vrlo bliskih frekvencija. Kako bi ova tehnika radila potrebno je savršeno kopropagirati dvije zrake odnosno zrake se moraju preklapati, također potrebno je osigurati da se zrake nalaze u istom modu, da imaju istu os polarizacije, i naravno foto dioda mora biti dovoljno osjetljiva kako bi mogla detektirati frekvenciju jednaku razlici frekvencija dvaju lasera  $\Delta\omega$  [18]. Zrake stabiliziranog lasera za hlađenje i femtosekundnog lasera se preklapaju korištenjem polupropusnog zrcala te se svjetlost skuplja lećom na fotodiodu. Izlazni signal se potom filtrira korištenjem niskopropusnog filtera kako bi uklonili frekvencije dobivene od beat-a s drugim modovima frekventnog češlja (za naš frekventni češalj dva susjedna moda su udaljena za cca. 80.5 MHz (slika4.12)). Signal se po potrebi mora pojačati pa se dovodi do faznog detektora, uređaja koji



Slika 4.12: Signal pulseva frekventnog češlja izmjereno na unutarnjoj fotodiodi lasera, pulsevi su vidljivo prošireni zbog nedovoljne brzine fotodiode. Repeticija iznosi oko 80.5 MHz tj. 12.5 ns

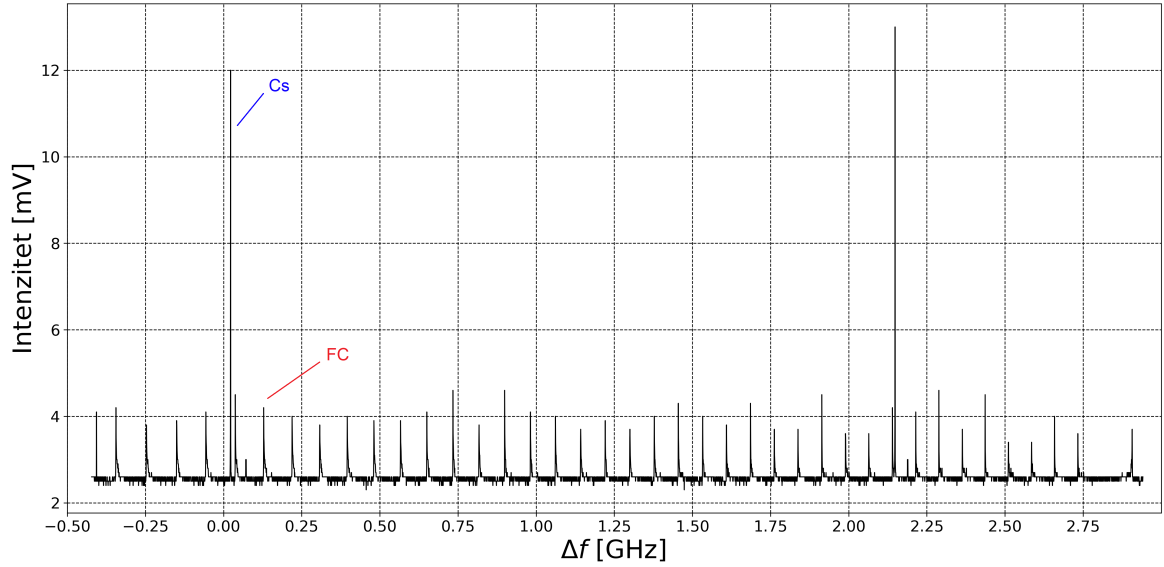
prima dva signala vrlo bliskih frekvencija i daje njihovu faznu razliku, efektivno se

ponašajući kao i mikser. Također faznom detektoru je potrebno dovesti i signal s referentnom frekvencijom, tada fazni detektor množi ova dva signala te kao izlaz daje sporo varirajući signal približno linearan s faznom razlikom ulaznih signala. Izlazni signal se tretira kao error signal i šalje se na PI servo kojime stabiliziramo frekvenciju. Ovim postupkom smo indirektno stabilizirali i  $f_o$  frekvenciju frekventnog češlja. Za



Slika 4.13: Signal udara s između frekventnog češlja i referentnog lasera. Signal je filtriran niskopropusnim filterom.

stabilizaciju repeticije  $f_{rep}$  koristimo signal s unutarnje foto diode lasera. Taj signal je na frekvenciji repeticije pulseva pa koristeći istu metodu kao ranije ovaj signal zajedno sa referentnim signalom na 80.53 MHz šaljemo u fazni detektor koji se spaja na PID servo koji se nalazi u kontroleru lasera. U našem slučaju prije stabilizacije potrebno je vezati frekventni češalj u rezonator. Naši parametri omogućavaju da se otprilike svaki 24 mod češlja spari u rezonator (slika 4.14), ali kvaliteta sparivanja ovisi o položaju frekvencije i može se pratiti po visini modova na transmisiji. Zbog toga je potrebno ručno dovesti češalj u položaj najveće transmisije. Tada se namješta frekvencija koja se šalje kao referentni signal za stabilizaciju repeticije i radi se puna stabilizacija češlja.



Slika 4.14: Signal modova frekventnog češlja (FC) i cezijeveg lasera (Cs) prikupljen na transmisiji iz rezonatora

#### 4.4 Vrijeme proleta

Kao što je ranije argumentirano hladni atomski oblak dobiven u MOT-u ima izotropnu Maxwell Boltzmannovu distribuciju brzina:

$$p(\vec{v})d^3v = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)d^3v \quad (4.17)$$

Kada se ugase laseri oblak počinje padati pod utjecajem gravitacije. Njegova prostorna distribucija se može dobiti promjenom varijabli koristeći Newtonove jednadžbe gibanja za slobodni pad:

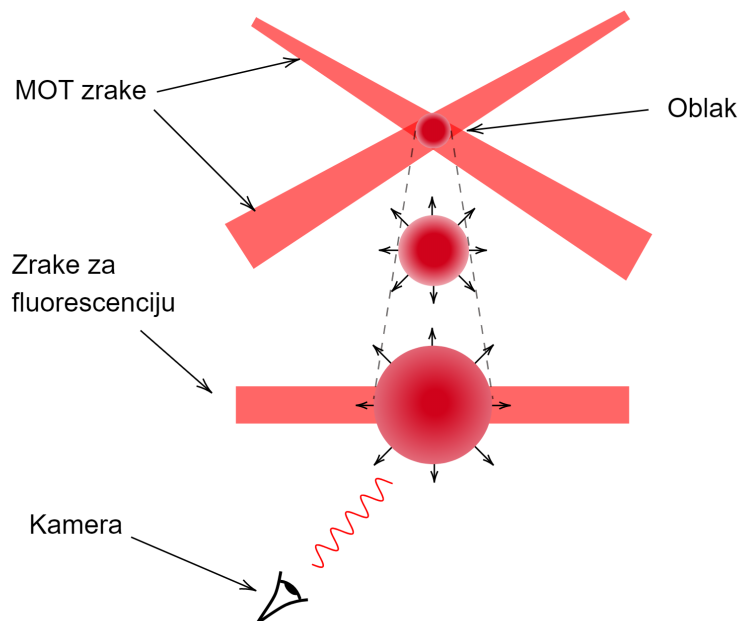
$$\begin{aligned} x &= v_x t; & y &= v_y t; & z &= v_z t - gt^2/2 \\ v_x &= x/t; & v_y &= y/t; & v_z &= z/t + gt/2 \end{aligned} \quad (4.18)$$

Distribuciju određujemo korištenjem Jacobijeve determinante kako bi prešli u novi sustav varijabli [19]:

$$p(\vec{r})d^3r = \left(\frac{m}{2\pi kTt^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z - gt^2/2)^2}{v_o^2 t^2}\right)d^3r \quad (4.19)$$

Gdje je  $v_o$  pokrata definirana sa  $v_o = \sqrt{2kT/m}$ . U vremenu proleta nas zanima kako se veličina oblaka ponaša u vremenu prilikom slobodnog pada. U trenutku  $t_o$  imamo oblak sa standardnom devijacijom  $\sigma_o^2 = kTt_o^2/m$  u nekom kasnijem trenutku  $t$  imamo



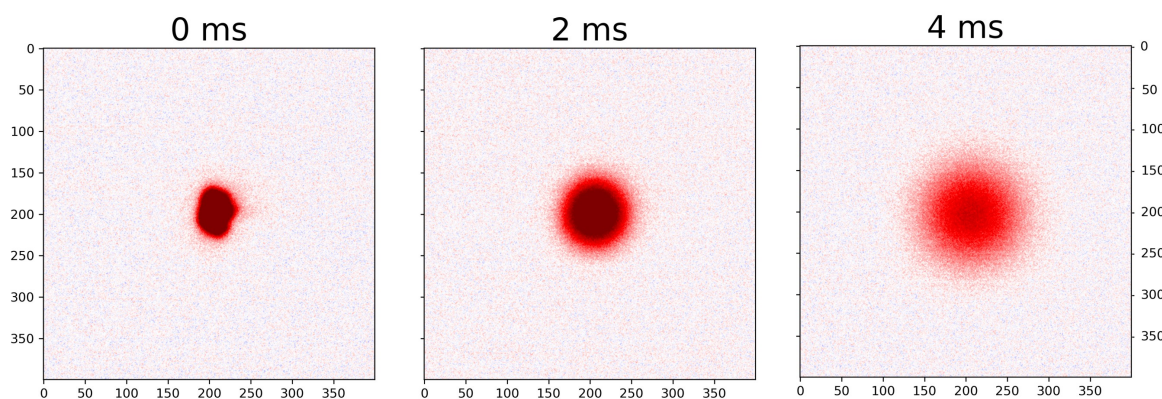


Slika 4.15: Ilustracija širenja slobodnog oblaka u metodi vremena proleta

$\sigma(t)^2 = kTt^2/m$  oduzimanjem ovih formula i postavljanjem  $t_o = 0$  dobivamo ovisnost veličine oblaka o vremenu kao:

$$\sigma(t)^2 = \sigma_o^2 + \frac{kT}{m}t^2 \quad (4.20)$$

Iz ovoga vidimo da se oblak širi kako pada te da je brzina toga širenja funkcija tem-

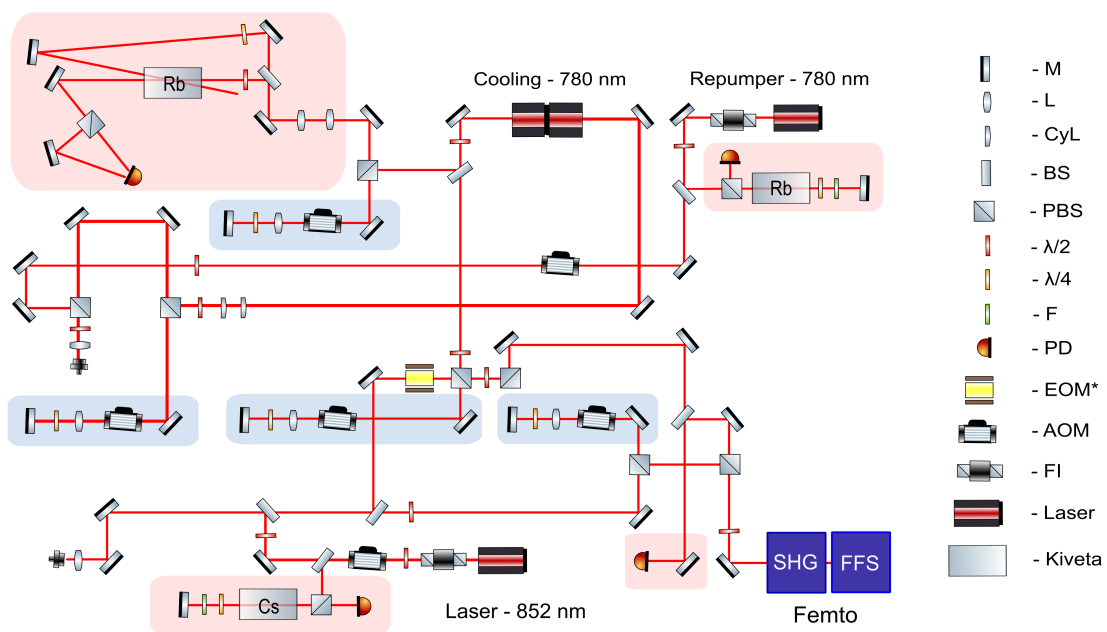


Slika 4.16: Širenje oblaka hladnih atoma temperature  $T = (70 \pm 4) \mu K$  u metodi vremena proleta

perature. U našem eksperimentu koristimo se metodom fluorescentnog oslikavanja kako bi snimili oblak kako pada. Način na koji to radimo jest sljedeći. Prvo palimo lasere za hlađenje u periodu od 2 do 3 sekunde kada se oblak stvori gasimo lasere što uzrokuje padanje oblaka, u jednakim intervalima upalimo ponovno MOT lasere

koji uzrokuju fluorescenciju oblaka koju potom skupljamo s CMOS kamerom (slika 4.15). Kako je oblak koji stvaramo veličine oko 1 mm a zrake su polumjera 1 cm nije potrebno koristiti drugi laser koji će obasjati oblak u padu već možemo koristiti kratki bljesak lasera za hlađenje. Sljedećih 20-tak milisekundi bilježimo slike fluorescencije oblaka u jednakim intervalima (slika 4.16) te iz širenja oblaka pomoću izraza (4.20) određujemo temperaturu atoma.

#### 4.5 Eksperimentalni proces i Rezultati

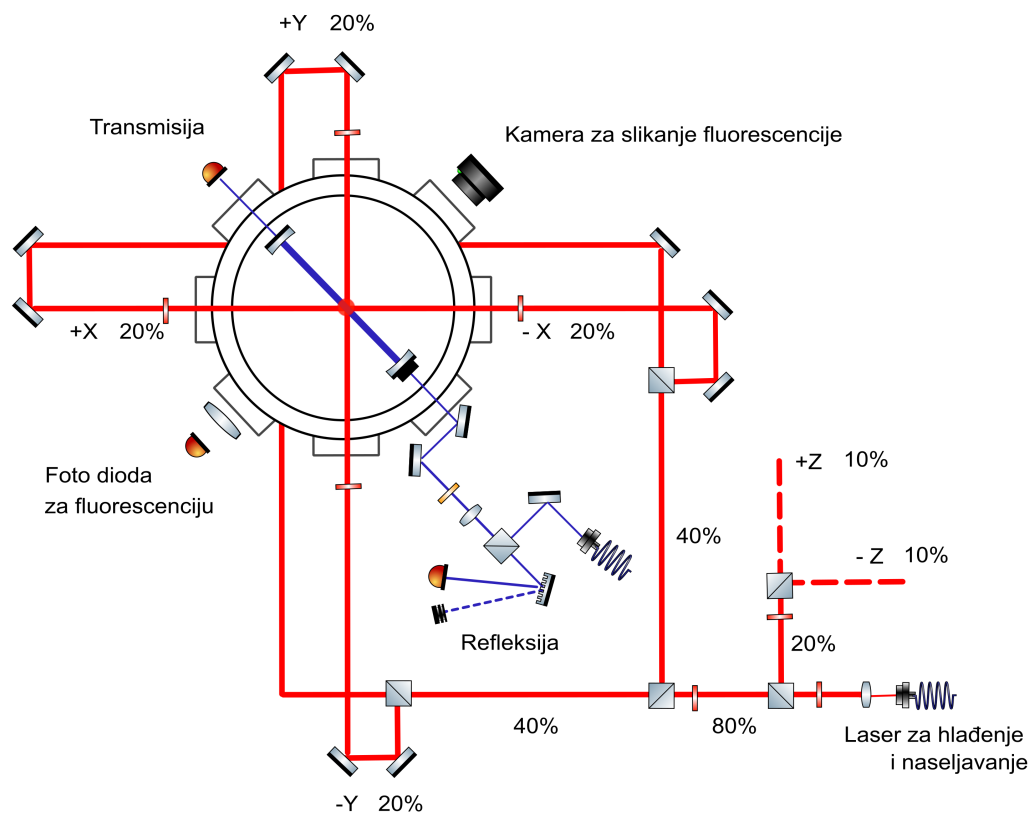


Slika 4.17: Shemu eksperimentalnog postava na prvom optičkom stolu sa svim laser-skim sustavima korištenim u eksperimentu.

Sada kada smo predstavili sve zasebne eksperimentalne metode korištene u eksperimentu možemo sagledati eksperiment u cijelosti. Na slici 4.17 nalazi se shema eksperimentalnog postava na optičkom stolu. U crvenim okvirima nalaze se razne spektroskopske tehnike koje su predstavljene u ranijim odlomcima, u plavim okvirima nalaze se dijelovi postava kojima pomoću AOM-a mijenjamo frekvencije. Uz ulogu mijenjanja frekvencije korištenje AOM-a nam omogućava i brzo gašenje MOT zraka po potrebi što je od velike koristi u TOF metodi. Postav je smješten na masivnom optičkom stolu koji je dizajniran da smanjuje utjecaje vibracija na lasere i druge optičke komponente koje koristimo u eksperimentu pogotovo prilikom stabilizacije lasera.

Laser za hlađenje ima dva izlaza prvi (jači) je dio lasera koji je prethodno prošao kroz ugrađeno optičko pojačalo (eng. *Tapered optical amplifier* [20]), pojačana snaga ovog lasera može dosezati i do nekoliko vata no nama je potrebna snaga od oko 70 – 80 mW prije komore kako ne bismo saturirali oblak. Ova grana se zajedno sa laserom za naseljavanje uvodi u optičko vlakno koje filtrira svjetlost prije dolaska do komore te dodatno smanjuje prijenos vibracija na postav preko stolova. Drugi (slabiji) je dio lasera koji je odvojen za potrebe frekventne stabilizacije na polarizacijskoj spektroskopiji, te za tehniku udara i provjeru položaja oblaka u odnosu na centar optičkog rezonatora.

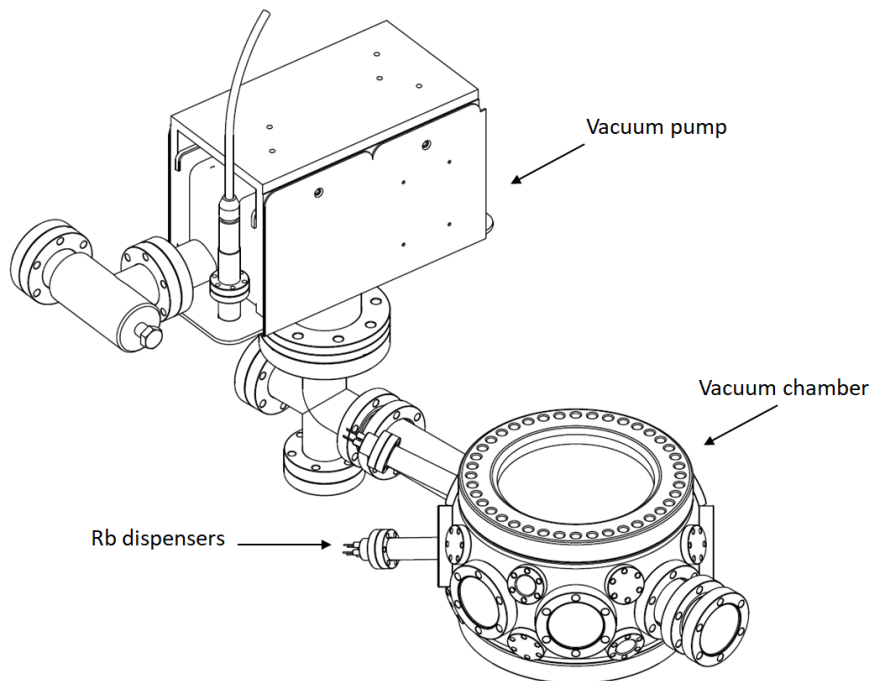
Dio koji koristimo za provjeru položaja oblaka puštamo kroz AOM u dvostrukom prolazu te zajedno sa Cezijevim laserom na 852.347 nm i frekventnim češljem uvodimo u drugo optičko vlakno koje filtrirane zrake dovodi do rezonatora. Na slici 4.18 vidimo



Slika 4.18: Shema eksperimentalnog postava na drugom optičkom stolu koji sadrži MOT komoru i rezonator.

shemu drugog optičkog stola na kojemu se nalazi komora i rezonator. Komora se kontinuirano održava na niskim tlakovima pomoću ionske pumpe. Njeno korištenje je nužno jer je uz vrlo niske tlakove  $\approx 10^{-8}$  mBar koje postiže, potpuno je nečujna te nema pokretnih dijelova koji mogu prenijeti vibracije na komoru (slika 4.19). Oko

same vakuumske komore nalazi se set primarnih zavojnica u anti Helmholtzovoj konfiguraciji koje generiraju gradijent polja od oko  $\partial_z B \approx 10 \text{ G/cm}$ . Kako kroz zavojnice propuštamo veliku struju dolazi do grijanja zavojnica pa s njima i cijele komore. Zavojnice se stoga hlade vodenim hlađenjem te ih je potrebno ostaviti upaljene neko vrijeme prije mjerenja kako bi se temperature u komori stabilizirale, u protivnom se zbog utjecaja temperature mijenjaju sve veličine uključujući i finesu rezonatora i položaj oblaka u komori. Kako bi mogli upravljati s položajem oblaka koristimo 3 para sekundarnih zavojnica u Helmholtzovoj konfiguraciji kojima se može pomicati položaj minimuma intenziteta magnetskog polja primarnih zavojnica pa samim time i oblaka. Pri izlasku MOT zraka (hlađenje i naseljavanje) iz optičkog vlakna zraka

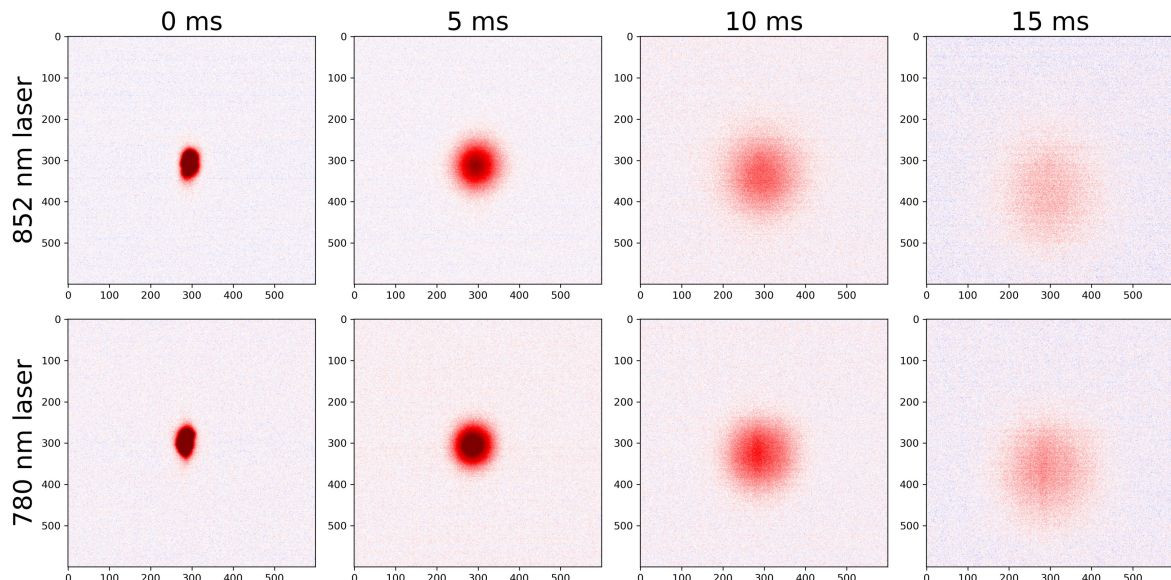


Slika 4.19: Shema vakuumske komore te ionske pumpe korištene u eksperimentu. 3D modeli preuzeti sa [21], [22] te sastavljeni u programu Fusion 360.

se kolimira prolaskom kroz leću a zatim se pomoću polarizacijskih djelitelja snopa i  $\lambda/2$  pločica regulira intenzitet u pojedinim granama. Kako je gradijent polja u z smjeru dva puta veći nego u x i y smjerovima potrebno je kompenzirati snage tako da u konačnici intenzitet u z granama bude dva puta manji nego u x i y granama, čime se osigurava sferičnost oblaka. Netom prije ulaska u komoru zrake prolaze kroz  $\lambda/4$  pločice koje ih kružno polariziraju. Na jednome od bočnih prozora postavljena je CMOS kamera kojom slikamo fluorescenciju oblaka u TOF metodi, a na drugome fotodioda kojom skupljamo fluorescenciju oblaka kako bi pratili njegovu dinamiku.

Iz drugog optičkog vlakna izlaze tri zrake koje šaljem u rezonator. Prilikom postavljanja postava vrlo je bitno savršeno namjestiti zraku u odnosu na os rezonatora. Najmanje neporavnanje u nagibu rezultira pojavom viših  $TEM_{nm}$  modova dok loše poravnanje centra struka zrake s centrom rezonatora uzrokuje pojavu viših  $TEM_{pl}$  modova [23]. Ovaj postupak se odvijao u dva koraka, prvo se na transmisiji iz rezonatora postavila kamera na kojoj smo gledali profile svjetlosnih modova u rezonatoru, grubim poravnanjem se postiglo da je glavni mod upravo Gaussov  $TEM_{00}$  mod. Potom se kamera zamijenila s fotodiodom kako bi po intenzitetu transmisije mogli eliminirati sve više modove. Također je primijećeno kako rezonator koji koristimo ima različite FSR frekvencije za različite valne duljine što dalje znači da uvjeti optimalnog poravnanja variraju od valne duljine do valne duljine. Kako u eksperimentu želimo promatrati utjecaj sa zrakom na 780 nm, zraku smo namjestili da optimizira modove na toj valnoj duljini. Na izlazu iz rezonatora postavljena je fotodioda kojom promatramo transmisiju iz rezonatora.

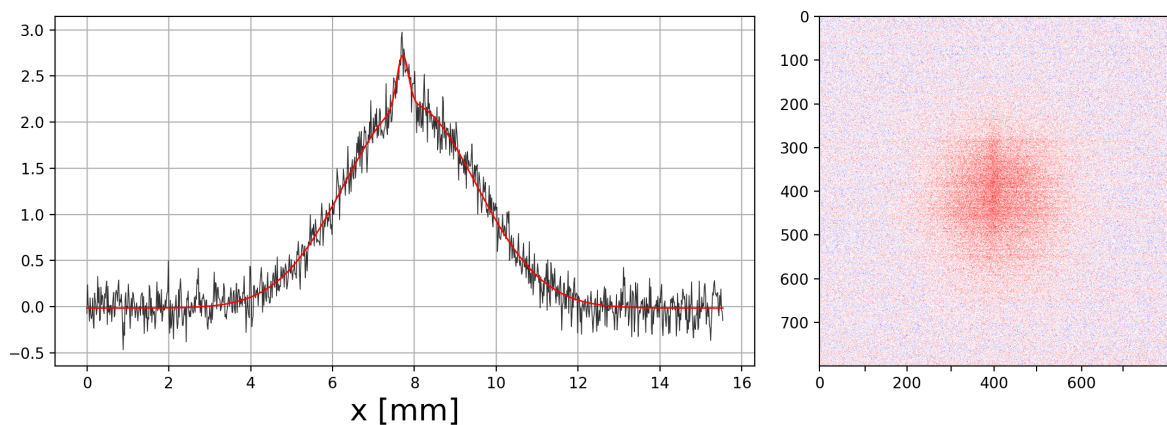
Zraka reflektirana od rezonatora će sadržavati sva tri lasera što nije dobro za stabilizaciju rezonatora. Ovaj problem rješavamo dodavanjem reflektivne optičke rešetke koja prostorno razlaže upadnu zraku ovisno o frekvencijama. Foto dioda se postavlja na put cezijeve zrake koju koristimo u procesu stabilizacije. Nakon provjera svih



Slika 4.20: Fluorescencija oblaka hladnih atoma slikana u TOF-u za cezijev laser(gore) na frekvenciji  $-33$  THz od rubidijevog prijelaza za hlađenje, i za laser za hlađenje pomaknut za  $-0.54$  GHz od istog prijelaza.

lasera u procesima stabilizacije sljedeći korak je namjestiti oblak blizu samog centra

rezonatora odnosno komore. To će nam omogućiti da bolje vidimo moguće efekte interakcije rezonatora s hladnim oblakom. Kako bi to postigli jednu granu lasera za hlađenje poslali smo u stabilizirani rezonator te pomoću AOM-a doveli ga u rezonanciju s odgovarajućim modom rezonatora što možemo pratiti na signalu transmisije iz rezonatora. Kako bi namjestili oblak koristili smo poravnanje zraka MOT-a te kompenzacijske zavojnice. Kada bi oblak došao u kontakt sa zrakom u rezonatoru vidljivo bi se smanjio jer smo bili na rezonanciji. Dodatni efekti mogli su se vidjeti i na transmisiji iz koje bi odvojena zraka lasera znala nestati ako je dovoljno atoma u oblaku. Na slici 4.20 možemo vidjeti fluorescenciju oblaka slikanu u TOF-u za dva različita lasera u rezonanciji s modom rezonatora. Oblak je ohlađen na  $\approx 70 \mu\text{K}$  korištenjem kombinacije Dopplerovog i sub-Dopplerovog hlađenja. Jasno je vidljivo da se kod zrake cezijeveog lasera ne vidi interakcija s hladnim oblakom (kao što je i očekivano). Na ovaj način smo osigurali da ta zraka neće zasjeniti moguće efekte koje će drugi laseri imati na oblak. Na donjem setu slika TOF-a za laser  $\approx -0.54 \text{ GHz}$  od rubidijevog prijelaza za hlađenje, jasno vidimo interakciju zrake s hladnim oblakom u vidu vertikalne linije koja se pojavila unutar oblaka. U konstrukciji 1D profila oblaka integriramo signal u jednom smjeru kako bi povećali omjer signala i šuma. Na slici 4.21 može se jasno vidjeti bimodalna distribucija koja je potpis linije koju opažamo na slikama fluorescencije oblaka. U ovom trenutku još nije posve jasno radi li se o

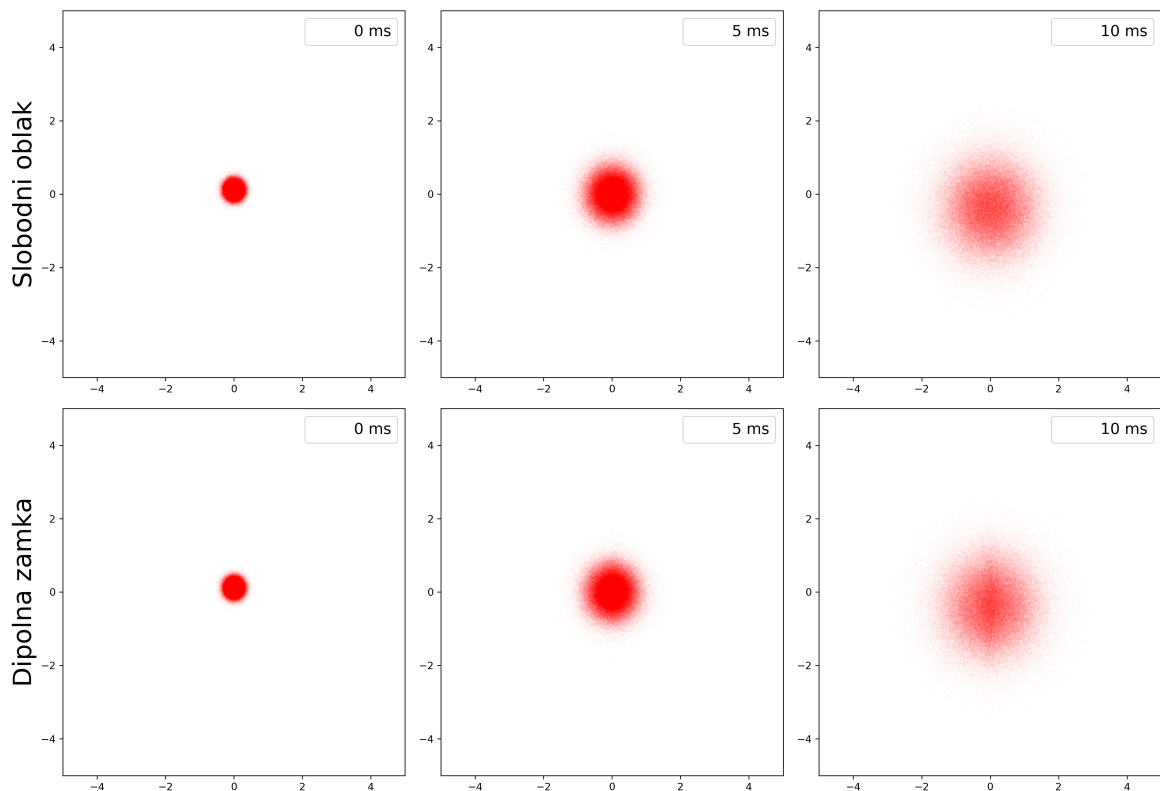


Slika 4.21: Bimodalna distribucija u presjeku slike fluorescencije oblaka unutar rezonatora. Vrijeme ekspanzije u TOF-u je 15 ms, pomak u frekvenciji od linije rezonatora je  $-100 \text{ MHz}$

efektu hlađenja ili samo jednostavnom zatočenju kroz dipolnu silu kako je opisano u uvodu. Također je zanimljivo istaknuti kako je pri snimanju ovih slika cezijeveog zraka imala oko deset puta veći ulazni intenzitet od zrake drugog lasera i neovisno o tome

i dalje nije uzrokovala vidljive promjene na oblaku. Razlog tome je veliki odmak od rezonantnog prijelaza o kojemu ovisi ukupna dubina optičkog potencijala.

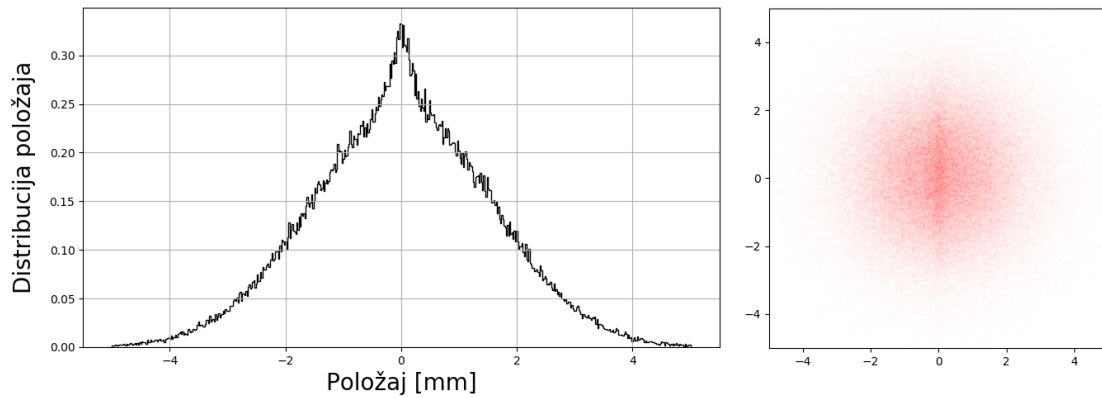
Liniju u slikama objašnjavamo činjenicom da je u režimu longitudinalnog pumpanja rezonatora optički potencijal jednodimenzionalan što dozvoljava atomima koji su dovoljno spori da se uhvate u njega, ali nakon nekog vremena će pobjeći s bočnih strana potencijala i uzrokovati pojavu linije neovisno o efektu hlađenja. Dodatno ovu tvrdnju možemo pokazati provodeći jednostavnu simulaciju sa  $N = 10^5$  čestica koje klasično interagiraju s optičkim potencijalom, koristeći aproksimaciju za dipolnu optičku silu iz [24]. Kao što se može vidjeti sa slike 4.22 jednostavna jednodimenzionalna dipolna zamka može rekreirati pojavu pruge na slikama fluorescencije koje vidimo u TOF-u. Uz izgled oblaka, u simulaciji se može pogledati i distribucija položaja



Slika 4.22: Simulacija fluorescencije oblaka u interakciji s laserskom zrakom u rezonatoru za slične parametre kao u eksperimentu (slika 4.20).

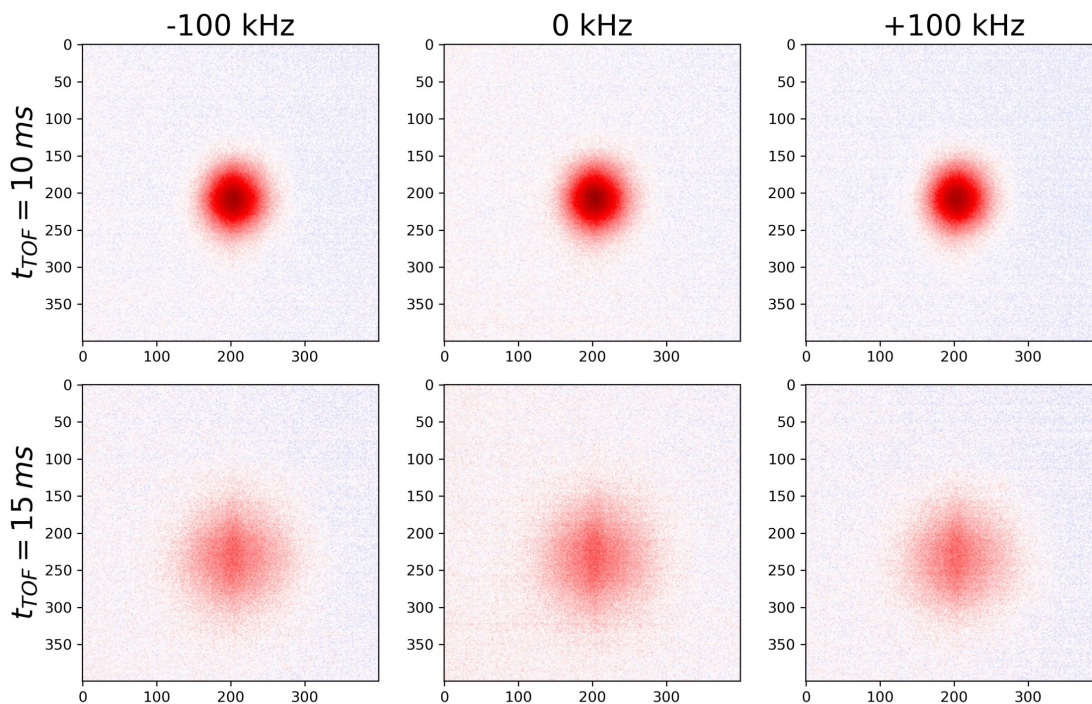
čestica gdje opažamo sličnu bimodalnu distribuciju (slika 4.23) koju smo dobili u analizi TOF slika.

U sljedećem koraku ispitivali smo radi li se doista o efektu hlađenja u rezonatoru. Kako je snaga interakcije ovisna o odnosu dubine generiranog optičkog potencijala i



Slika 4.23: Simulirana fluorescencija oblaka u TOF-u i odgovarajuća bimodalna distribucija, koje odgovaraju mjerenjima (slika 4.21).

temperature oblaka, ponovno smo pripremili oblak ovog puta na nižoj temperaturi oko  $(55 \pm 3) \mu\text{K}$  te ga spustili u zraku rezonatora. Frekvenciju zrake smo varirali u intervalu  $\pm 400$  kHz u koracima od 100 kHz od linije rezonatora. Na slici 4.24 vidimo dobivene rezultate interakcije hladnog oblaka sa zrakom za različite odmake od frekvencije rezonatora. Vidljivo je da pojava linije u oblaku ne ovisi o pomaku



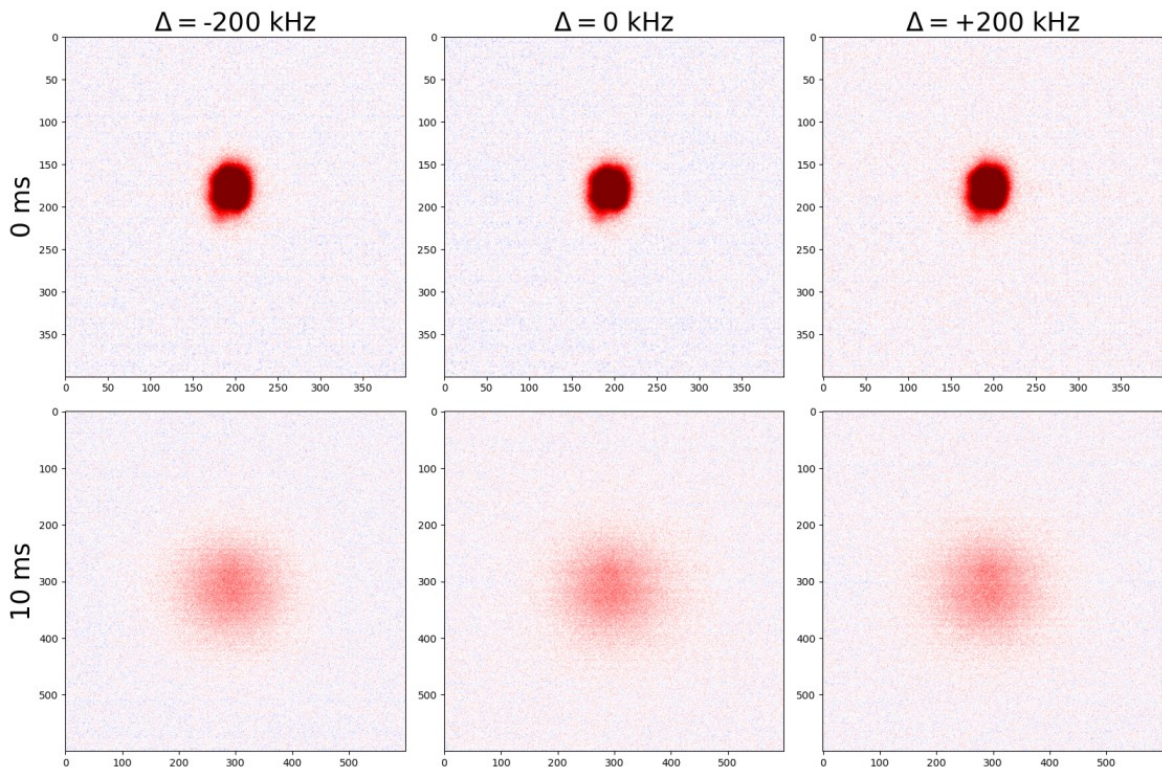
Slika 4.24: Fluorescencija oblaka hladnih atoma u TOF-u u interakciji s laserskom zrakom 555 MHz pomaknutom od rubidijevog prijelaza za hlađenje, te za frekventne pomake od  $-100$  kHz,  $0$  kHz i  $+100$  kHz od linije rezonatora.

frekvencije u odnosu na frekvenciju rezonatorske linije. Kada bi se zaista radilo o hlađenju samo pomak u crveno od linije bi trebao imati efekta, što sugerira da se ov-



dje predominantno radi samo o zarobljavanju dijela atoma u optičkom potencijalu. Vrijeme zarobljavanja može se procijeniti iz signala transmisije metodom iz [25]. Za naše parametre ono iznosi nekoliko  $\mu s$ .

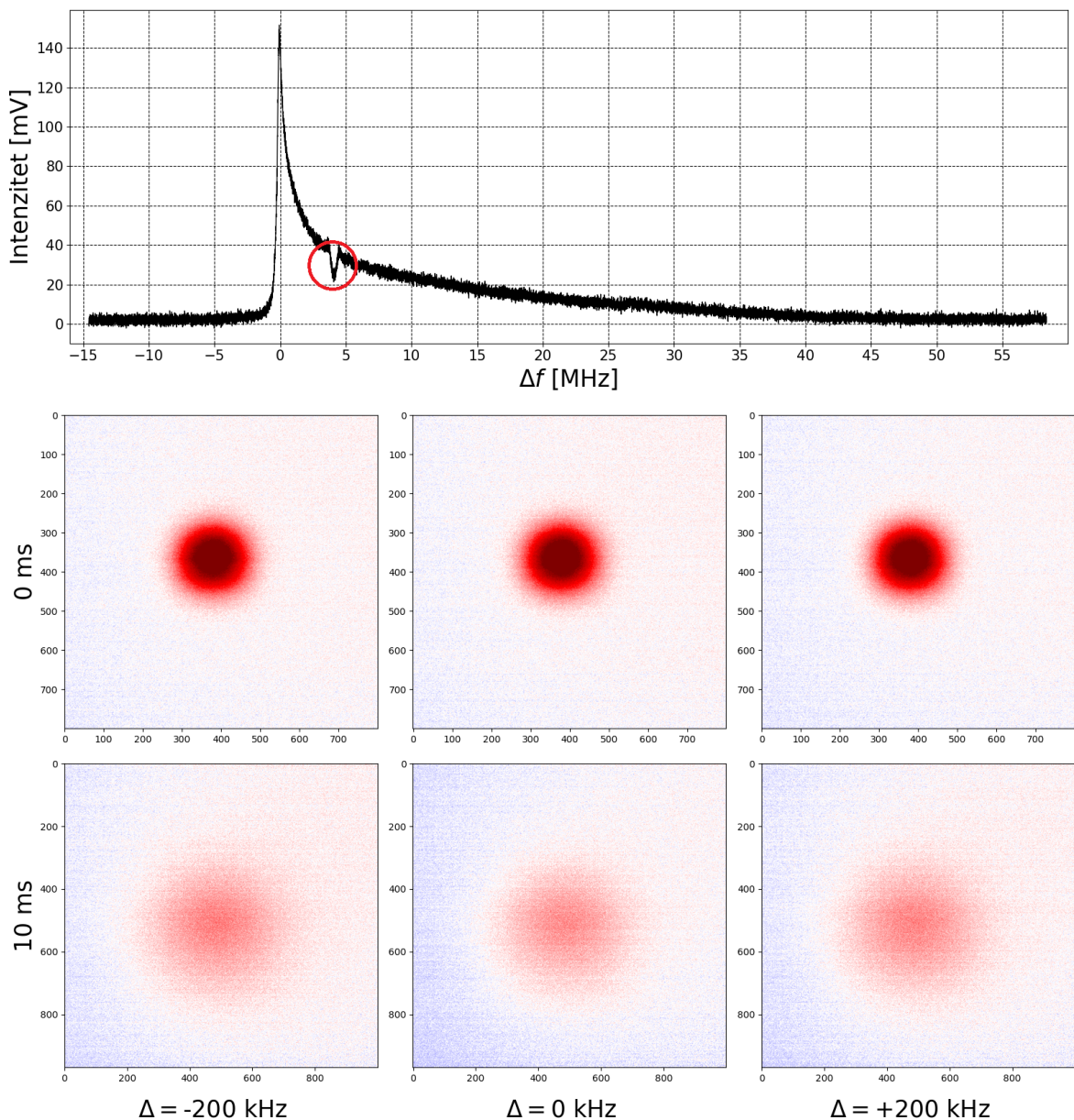
U TOF-u niti na signalima s dioda na transmisiji ili fluorescenciji oblaka nisu opaženi efekti koji bi upućivali na pojavu hlađenja u rezonatoru. Također ni u analizi temperature nije primijećeno odstupanje u temperaturama oblaka van pogreške mjerenja. Nakon testova s kontinuiranim (cw) laserima isti postupak je ponovljen sa stabiliziranim femtosekundnim laserom (frekventnim češljom). Na ulazu u rezonator izmjereno je 14 mW snage u frekventnom češlju što je značajno više u odnosu na dva lasera iz prethodnog mjerenja, ali također znatno manje gledano za svaku pojedinu liniju unutar češlja. Frekventni češalj je stabiliziran tako da bude najbolje sparen s



Slika 4.25: Fluorescencija oblaka u interakciji s optičkim frekventnim češljem prilikom maksimalnog sparivanja s modovima rezonatora

modovima rezonatora. Precizno namještanje frekvencije vršeno je pomoću AOM-a u double pass konfiguraciji. U ovom režimu napravljena su mjerenja gdje je hladni oblak ispušten da slobodno interagira s frekventnim češljem u intervalu od 10 ms te je provedena TOF analiza. Mjerenje je ponovljeno za različite frekvencije, u koracima po  $\pm 100$  kHz od vrha transmisije. Na slikama 4.25 fluorescencije oblaka nisu primijećeni značajni efekti kao ni na temperaturama oblaka u TOF-u. Činjenica da

nisu opaženi efekti može ukazivati na više potencijalnih problema. Jedan je da nema dovoljno snage po modu češlja kako bi se vidio utjecaj multimodnog potencijala na atome. Moguće je također da frekvencije modova u rezonatoru nisu odgovarajuće za procese hlađenja i zatočenja što je direktna posljedica disperzije na zrcalima rezonatora i ovisnosti FSR-a o valnoj duljini svjetlosti zbog čega nemamo potpunu kontrolu nad frekvencijama modova frekventnog češlja koji se sparuju s modovima rezonatora. Usprkos tome što nismo primijetili efekte interakcije frekventnog češlja s atomima u



Slika 4.26: Spektar transmitirane svjetlosti frekventnog češlja iz rezonatora (gore), i fluorescencije oblaka u interakciji s frekventnim češljem prilikom stabilizacije češlja oko dna rupe koja se pojavljuje u transmisiji

slikama fluorescencije, primijećeni su neki efekti hladnog oblaka u transmisiji frek-

ventnog češlja iz rezonatora u vidu rupe u transmisiji iz rezonatora koja se pojavljuje otprilike svakih 80,5 MHz (slika 4.26). Pokušali smo iskoristiti ovu značajku kako bi istražili interakciju atoma s rezonatorom, pa smo frekventni češalj stabilizirali upravo na položaju rupe. Ponovili smo postupak u kojem smo pomicali frekvencije češlja u koracima od  $\pm 100$  kHz od dna rupe (slika 4.26). Kao što se sa slike može vidjeti, ponovno je zabilježeno odsustvo efekata na oblaku, te promjena u izmjerenim temperaturama u TOF metodi. Općenito, hlađenje pomoću optičkog rezonatora u režimu longitudinalnog pumpanja je vrlo teško za demonstrirati što se potencijalno može vidjeti iz odsustva eksperimentalnih članaka na tu temu. Način na koji se može bolje istražiti efekt hlađenja u optičkom rezonatoru je primjenom transverzalnog optičkog pumpanja u kojemu se javljaju efekti samoorganizacije koji pojačavaju hlađenje, a sama metoda nije toliko osjetljiva o parametrima zrcala.

## 5 Zaključak

U ovome diplomskom radu eksperimentalno smo istražili interakciju hladnog oblaka sa svjetlosti unutar optičkog rezonatora visoke finese u režimu longitudinalnog pumpanja, te mogućnost rezonatorskog hlađenja u procesima analognim sub Dopplerovom hlađenju atoma pomoću kontinuiranih lasera. Atomski oblak predhlađen na sub-Dopplerove temperature uveden je u centar optičkog rezonatora, a potom je ispušten iz stupice kako bi slobodno interagirao s optičkim potencijalom unutar rezonatora. Interakcija ispitivana oslikanjem fluorescencije oblaka u metodi vremena proleta s kontinuiranim laserima pokazala je efekt djelomičnog zatočenja atoma iz oblaka, no ne osjetljivost o pomaku frekvencije lasera od linije rezonatora upućuje na odsustvo dodatnog efekta hlađenja.

Eksperiment je ponovljen s pumpanjem rezonatora femtosekundnim laserom blizu atomske rezonancije rubidija. Nije zabilježen efekt interakcije atoma s frekventnim češljem u fluorescenciji oblaka niti u izmjerenim temperaturama. Negativni rezultati u interakciji s multimodnim pobuđenjem rezonatora mogu ukazivati na nedostatak snage po pojedinom modu frekventnog češlja. Također je moguće da frekvencije modova u rezonatoru nisu optimalne za procese hlađenja što je posljedica disperzije na zrcalima rezonatora i ovisnosti FSR-a o valnoj duljini svjetlosti zbog čega nemamo potpunu kontrolu nad frekvencijama modova frekventnog češlja koji se sparuju s modovima rezonatora.

## Bibliography

- [1] Metcalf, Harold J. i van der Straten, Peter. *Laser cooling and trapping*. Springer, 1999.
- [2] Galina Nemova. *Field Guide to Laser Cooling Methods*. SPIE Press, 2020
- [3] Kregar, G. Doktorski rad: *Utjecaj vanjskog koherentnog zračenja na rubidijevе atome u magneto-optičkoj stupici*. Zagreb, Prirodoslovno-matematički fakultet, 2014.
- [4] Daniel A. Steck, Rubidium 87 D Line Data (14.10.2003):  
<https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.1.6.pdf>, 7.5.2022
- [5] J. Dalibard i C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. // Journal of the Optical Society of America B, Vol. 6, Issue 11. 1989. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.6.002023>
- [6] Joseph T. Verdeyen, *Laser electronics* 3rd ed. Prentice Hall, 1995.
- [7] Transverse mode:  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Transverse\\_mode](https://en.wikipedia.org/wiki/Transverse_mode), 20.5.2022.
- [8] Ramsey N. F.; Figger H., Zimmermann C., Meschede D. (eds.) *Laser Physics at the Limits* Springer, 2002 str. 305-312
- [9] Horak, P.; Hechenblaikner, G.; Gheri, K. M.; Stecher, H. and Ritsch, H. *Cavity-Induced Atom Cooling in the Strong Coupling Regime*. // Phys. Rev. Lett. vol. 79, Issue 25, str. 4974-4977(1997) <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.4974>
- [10] Ritsch, H.; Domokos, P.; Brennecke, F.; Esslinger, T. *Cold atoms in cavity generated dynamical optical potentials* // arXiv:1210.0013v2[cond-mat.quantgas] 17 Oct 2012
- [11] Šantić, N. Doktorski rad: *Sintetička Lorentzova sila za neutralne hladne atome*, Zagreb, Prirodoslovno-matematički fakultet, 2018.
- [12] Femto Fiber Scientific FFS Ultrafast Erbium Fiber laser system manual, 2006.

- [13] Nonlinear Polarization Rotation:  
[https://www.rp-photonics.com/nonlinear\\_polarization\\_rotation.html](https://www.rp-photonics.com/nonlinear_polarization_rotation.html),  
20.5.2022.
- [14] Acousto-optic Modulators:  
[https://www.rp-photonics.com/acousto\\_optic\\_modulators.html](https://www.rp-photonics.com/acousto_optic_modulators.html),  
2.4.2022.
- [15] Demtröder, W. *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation*. 3rd ed.  
Springer, 2003
- [16] Daniel A. Steck, Cesium D Line Data (14.10.2003):  
<https://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.1.6.pdf>, 10.4.2022
- [17] Drever, R.W.P., Hall, J.L., Kowalski, F.V. *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*. Appl. Phys. B 31, 97–105 (1983). <https://doi.org/10.1007/BF00702605>
- [18] Beat Note, [https://www.rp-photonics.com/beat\\_note.html](https://www.rp-photonics.com/beat_note.html), 20.5.2022.
- [19] I. Yavin, M. Weel, A. Andreyuk, and A. Kumarakrishnan: *A calculation of the time-of-flight distribution of trapped atoms*. American Journal of Physics. vol 70. issue 2, 149 (2002) <https://doi.org/10.1119/1.1424266>
- [20] Tapered Amplifiers:  
[https://www.rp-photonics.com/tapered\\_amplifiers.html](https://www.rp-photonics.com/tapered_amplifiers.html), 10.3.2022.
- [21] Kimballphysics:  
<https://www.kimballphysics.com/>, 5.4.2022.
- [22] VacIon Plus pumps 3D Models:  
<https://www.agilent.com/en/product/vacuum-technologies>, 5.4.2022.
- [23] Dana Z. Anderson. *Alignment of resonant optical cavities* // Appl. Opt. vol. 23, issue 17. str 2944-2949 (1984) <https://doi.org/10.1364/AO.23.002944>
- [24] Gorniaczyk, H. M. Diplomski rad: *A Crossed Optical Dipole Trap*, Physikalisches Institut Universität Stuttgart, 2011

- [25] Dombi A., Clark T. W., Williams F. I. B., Jessen F., Fortágh J., Nagy D., Vukics A.; Domokos P. *Collective self-trapping of atoms in a cavity.* // New J. Phys. Vol. 23, 2021 <https://doi.org/10.1088/1367-2630/ac1a3c>