

Dinamika hladnih atoma rubidija zarobljenih u magneto-optičkoj stupici

Nekić, Nikolina

Master's thesis / Diplomski rad

2014

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://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:414118>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-05-18**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Nikolina Nekić

DINAMIKA HLADNIH ATOMA RUBIDIJA ZATOČENIH U
MAGNETO-OPTIČKOJ STUPICI

Diplomski rad

Zagreb, 2014.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: ISTRAŽIVAČKI SMJER

Nikolina Nekić

Diplomski rad

**Dinamika hladnih atoma rubidija zatočenih u
magneto-optičkoj stupici**

Voditelj diplomskog rada: dr. Ticijana Ban

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2014.

Najviše hvala dr.Ticijani Ban na svom uloženom trudu, strpljenju i susretljivosti. Hvala za brojne savjete, razgovore i rasprave koji su mi uvelike pomogli.

Hvala Nevenu Šantiću, bez čije bi pomoći sve išlo puno sporije. Puno hvala na korisnim raspravama i prenesenom znanju, a posebno na poticaju da dođem u grupu.

Hvala Damiru Aumileru na pomoći s Matlabom zbog koje sam izbjegla sate, a možda i dane muke.

I na kraju, veliko hvala obitelji i prijateljima na podršci.

Sažetak

U ovom diplomskom radu proučavani su mehanizmi Dopplerovog i sub-Dopplerovog hlađenja atoma rubidija zarobljenih u magneto-optičkoj stupici (MOT). Razvijena je i implementirana tehnika vremena proleta koja zahtjeva vrlo preciznu i brzu kontrolu lasera i magnetskog polja. Promatrana je ovisnost temperature o intenzitetu lasera za hlađenje i o pomaku frekvencije lasera za hlađenje. Izmjerene vrijednosti pokazale su ponašanje predviđeno teorijskim modelom sub-Dopplerovog hlađenja. Najniža izmjerena temperatura je $T = 21.95 \mu K$. U drugom dijelu rada mjeren je pomak centra mase zbog djelovanja sile zračenja lasera za guranje u ovisnosti o frekvenciji tog lasera. Ispitivana je nova metoda za mjerenje AC Starkovog pomaka zbog utjecaja lasera (engl. *light shift*). Zbog osjetljivosti o velikom broju faktora kada se radi s tako visokim rezolucijama i niskim temperaturama, pokazalo se da predložena metoda za mjerenje *light shifta* zahtjeva dodatno usavršavanje eksperimentalnog postava.

Dinamics of cold rubidium atoms in the magneto-optical trap

Abstract

In this thesis Doppler and sub-Doppler cooling mechanisms were studied. Time of flight technique that requires very fast and precise laser and magnetic field control was developed and implemented. Temperature dependence on the intensity and frequency of the cooling laser is observed. The measured values showed a good agreement with the theoretical model for sub-Doppler cooling. The lowest temperature we measured was $T = 21.95 \mu K$. Center of mass movement due to the radiation pressure force from the pushing laser was measured in dependence of the laser frequency. A new method for measuring light shift was tested. It was concluded that more work on the experimental setup is needed, due to the very big sensitivity on many factors when dealing with such low temperatures and high resolution.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijska pozadina	2
2.1	Lasersko hlađenje atoma	2
2.1.1	Optičke melase	2
2.1.2	Magneto-optička stupica	5
2.1.3	Rubidijev atom	8
2.2	Dopplerova temperatura	9
2.3	Sub-Dopplerovo hlađenje	11
2.3.1	$\sigma^+ - \sigma^-$ konfiguracija	11
2.3.2	Lin $\perp$ lin konfiguracija - Sizifov efekt	15
3	Eksperiment	18
3.1	Eksperimentalni postav	18
3.2	Kontrola eksperimenta	22
3.2.1	Akusto-optički modulatori	22
3.2.2	Vremenska kontrola eksperimenta	26
4	Rezultati	27
4.1	Snimanje oblaka tehnikom vremena proleta	27
4.2	Mjerenje temperature	31
4.3	Mjerenje pomaka centra mase hladnog oblaka pod utjecajem vanjske sile . .	34
5	Zaključak	45

1 Uvod

Princip laserskog hlađenja neutralnih atoma predložili su 1975. T. W. Hänsch i A. L. Schawlow [1]. Prvi koji su demonstrirali optičke melase hlađenjem duž sve tri dimenzije bili su S. Chu i njegovi suradnici [2,3]. Za razvijanje i usavršavanje tih tehnika su 1997. godine Chu, Cohen-Tannoudji i Philips bili nagrađeni Nobelovom nagradom.

Ubrzo su se uz optičke melase počele koristiti magneto-optičke zamke, što je omogućavalo hlađenje i zarobljavanje atoma, koristeći šest cirkularno polariziranih zraka i magnetsko polje. U početku, temperature koje su postizali u eksperimentima, bile su par stotina mikrokelvina. No već nakon par godina, došlo je do neočekivanog napretka koji je dramatično snizio temperature i unaprijedio razumijevanje efekata hlađenja [4].

Hlađenje ispod Dopplerovog limita, tj. sub-Dopplerovo hlađenje uz uvođenje evaporativnog hlađenja, dovelo je do prvog eksperimentalnog postizanja Bose-Einsteinovog kondenzata [5]. To je bilo još jedno veliko postignuće za koje su A. Cornell, W. Ketterle i C. E. Wieman 2001. godine dobili Nobelovu nagradu. Osim toga, bez razumijevanja sub-Dopplerovih efekata, ni nova generacija atomskih satova - atomskih fontana, ne bi bila moguća.

Diplomski rad je usmjeren na upoznavanje sub-Dopplerovih mehanizama hlađenja te mjerenje temperatura hladnih atoma rubidija. Temperature su mjerene tehnikom vremena proleta. Mjeren je i pomak centra mase hladnog oblaka zbog djelovanje sile zračenja lasera. Testirana je nova metoda za mjerenje AC Starkovog pomaka zbog djelovanja laserskog svjetla.

2 Teorijska pozadina

Za lasersko hlađenje i zarobljavanje atoma odgovorno je međudjelovanje laserskog svjetla (fotona) i atoma. Prilikom usmjerene apsorpcije fotona dolazi do prijenosa impulsa s fotona na atom. Spontanom emisijom se impuls atoma ponovno mijenja, ali u nasumičnom smjeru. Nakon velikog broja ciklusa apsorpcije i spontane emisije, atomi čija je brzina suprotnog smjera od smjera propagacije laserske zrake će usporavati zbog sile zračenja. Ako na atome djeluju dvije suprotno propagirajuće zrake, ukupna sila će biti proporcionalna brzini, kao da se nalaze u viskoznom mediju. Zbog toga je ta tehnika hlađenja dobila ime optička melasa (engl. *optical molasses*). Da bi se atomi hladili u sve tri dimenzije, koriste se tri okomita para suprotno propagirajućih zraka, a presjecište tih zraka predstavlja područje hlađenja atoma. Takve 3D optičke melase prvi put su promatrali Chu i Hollberg 1985. godine [2].

U optičkim melasama neutralni atomi se usporavaju, ali nisu prostorno zatočeni te mogu nakon nekog vremena izaći iz područja hlađenja. Da bi se atomi zarobili koristi se magneto-optička stupica (engl. *magneto-optical trap*, MOT). Detaljniji teorijski opis optičkih melasa i zarobljavanja atoma u MOT-u može se naći u udžbenicima [6,7].

2.1 Lasersko hlađenje atoma

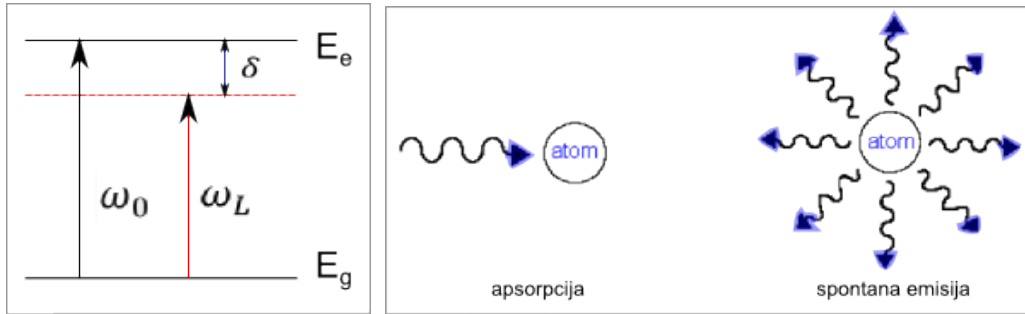
2.1.1 Optičke melase

Sila zračenja se temelji na apsorpciji i spontanoj emisiji fotona, te zbog disipativnog karaktera može hladiti atome. Osim sile zračenja (engl. *radiation pressure force*), u literaturi se može naići i na nazive sila hlađenja (engl. *cooling force*) ili optička sila (engl. *optical force*).

Krenimo za početak od modela atoma s dva nivoa. Atom se nalazi u laserskom zračenju frekvencije ω_L i valnog vektora $\mathbf{k}$. Frekvencija lasera manja je od frekvencije atomskog prijelaza ω_0 , definirane kao $\omega_0 = \frac{E_e - E_g}{\hbar}$, gdje su E_g i E_e energije osnovnog (engl. *ground*) i pobuđenog (engl. *excited*) stanja atoma (slika 2.1.1). Kada bi frekvencija lasera bila $\omega_L = \omega_0$, tada bi i atomi koji miruju bili pobuđeni, što nam nije u interesu ako želimo ohladiti atome. Pomak frekvencije lasera u crveno iznosi $\delta = \omega_L - \omega_0 < 0$. Zbog Dopplerovog pomaka, samo atomi koji imaju brzinu suprotnog smjera od $\mathbf{k}$ apsorbiraju lasersko zračenje.

Prilikom svake apsorpcije impuls tih atoma se smanjuje za iznos impulsa fotona pa možemo definirati brzinu odboja atoma:

$$v_r = \frac{\hbar \mathbf{k}}{m} \quad (2.1.1)$$



Slika 2.1.1: Model atoma s dva energijska nivoa. Prikazana je frekvencija atomskog prijelaza ω_0 i frekvencija lasera ω_L pomaknuta u crveno za δ (lijevo). Slikoviti prikaz apsorpcije i spontane emisije (desno).

Nakon nekog vremena dolazi do spontane emisije. Budući da se spontana emisija odvija u nasumičnom smjeru, prosječna ukupna promjena momenta atoma je duž impulsa $\hbar \mathbf{k}$. Kao posljedica apsorpcije, sila zračenja jednaka je impulsu po fotonu pomnoženom brojem emitiranih fotona u vremenu $\Gamma \rho_{ee}$:

$$\mathbf{F}_{zr} = \frac{dp}{dt} = \hbar \mathbf{k} \Gamma \rho_{ee} \quad (2.1.2)$$

gdje je Γ prirodna širina linije. Naseljenost pobuđenog stanja ρ_{ee} dana je izrazom [6]:

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.1.3)$$

gdje je parametar saturacije $s_0 = \frac{2|\Omega|^2}{\Gamma^2} = \frac{I}{I_{sat}}$. I je intenzitet lasera, I_{sat} saturacijski intenzitet, a Ω Rabijska frekvencija. Za velike intenzitete dolazi do saturacije sile na vrijednost $\hbar k \Gamma / 2$. Sila ima oblik Lorentzijana, što je prikazano na slici (2.1.2) iscrtkanim linijama. U 1D optičkim melasama dvije suprotno propagirajuće zrake s valnim vektorima $\pm \mathbf{k}$ djeluju na atom u gibanju pa ukupna sila na atom iznosi $\mathbf{F}_{OM} = \mathbf{F}_{zr}^+ + \mathbf{F}_{zr}^-$, i prikazana je punom linijom na slici 2.1.2.

Za atom koji se giba brzinom v , u izrazu za silu treba uzeti u obzir Dopplerov pomak zbog

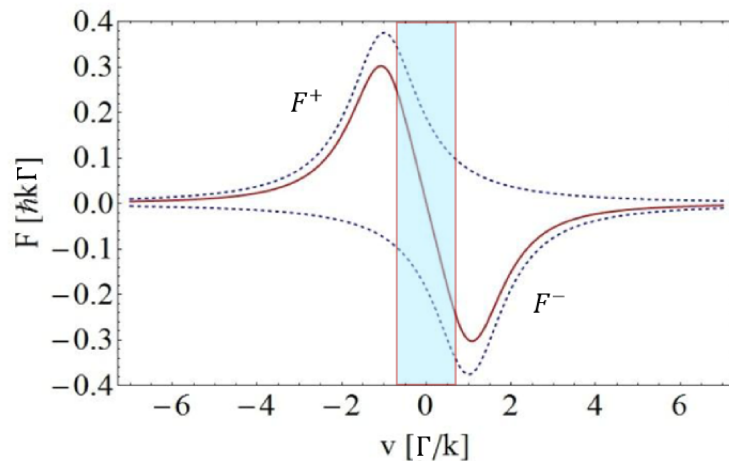
brzine $\omega_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, odnosno pomak frekvencije lasera treba zamijeniti novim izrazom $\delta \rightarrow \delta + \omega_D$, gdje je:

$$\mathbf{F}_{\pm}^{\pm} = \pm \frac{\hbar \mathbf{k} \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + [2(\delta \mp |\omega_D|)/\Gamma]^2} \quad (2.1.4)$$

Ukupna sila F_{OM} na atom u mirovanju je nula, no za male brzine atoma vrijedi $kv \ll \delta, \Gamma$ (na slici plavo obojano područje). Prethodni izraz može se razviti u red pa je sila u optičkim melasama jednaka:

$$\mathbf{F}_{OM} \approx \frac{8\hbar k^2 \delta s_0}{\Gamma[1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} \mathbf{v} \equiv -\beta \mathbf{v} \quad (2.1.5)$$

Za male brzine i negativne pomake frekvencije ($\delta < 0$) sila usporava atom te je proporcionalna brzini kao da na atome djeluje viskozno trenje. Postavljanjem tri para suprotno propagirajućih zraka u sva tri smjera, dobiju se optičke melase u 3D.

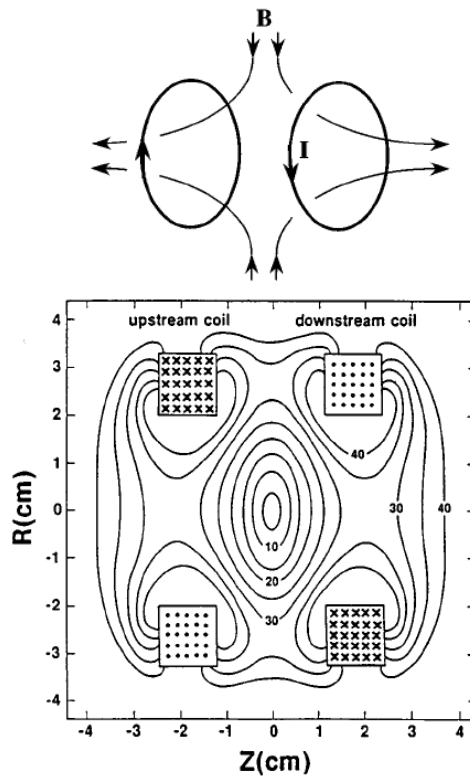


Slika 2.1.2: Sila u ovisnosti o brzini. Plavim kvadratom je označeno područje malih brzina gdje vrijedi linearna ovisnost.

2.1.2 Magneto-optička stupica

U prethodnom poglavlju opisali smo optičke melase koje se koriste za dobivanje hladnih atoma. Da bismo dobili veću gustoću i zarobili atome u manji volumen, koristit ćemo optičke melase u kombinaciji s magnetskim poljem, odnosno magneto-optičku stupicu. Princip je analogan hlađenju kod optičkih melasa, no ovdje se atomi pomiču u prostoru.

Za tu svrhu koristi se magnetsko polje para zavojnica u anti-Helmholtz konfiguraciji (slika 2.1.3 preuzeta iz [8]), odnosno dvije paralelne zavojnice kroz koje teče struja u suprotnim smjerovima (magnetski kvadrupol). Uz tri okomita para suprotno propagirajućih zraka cirkularnih polarizacija $\sigma^\pm$, zavojnice u anti-Helmholtz konfiguraciji postavljaju se tako da je u centru presjecišta zraka magnetsko polje nula, a povećava se udaljavanjem od centra.



Slika 2.1.3: Anti-Helmholtz konfiguracija zavojnica (gore). Vrijednosti magnetskog polja izražene u mT (dolje). Slika preuzeta iz [8].

Zbog Zeemanovog efekta dolazi do cijepanja atomskih nivoa. Za prijelaz $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$, pobuđeni nivo (J_e) ima tri Zeemanove komponente, čija cijepanja ovise linearno o jačini magnetskog polja. Frekvencija lasera pomaknuta je u crveno za $\delta = \omega_0 - \omega_L$, što je na slici prikazano isprekidanom crnom linijom. Po izbornim pravilima za cirkularno polariziranu svjetlost, dopušteni prijelaz za σ^- polariziranu zraku je $\Delta M = M_e - M_g = -1$, a za σ^+ zraku $\Delta M = +1$. U točki z' prijelaz $\Delta M = -1$ se nalazi bliže frekvenciji lasera, nego prijelaz $\Delta M = +1$, što je prikazano na slici 2.1.4. Sa slike se vidi da je $\delta_- < \delta_+$. Upravo zato atomi

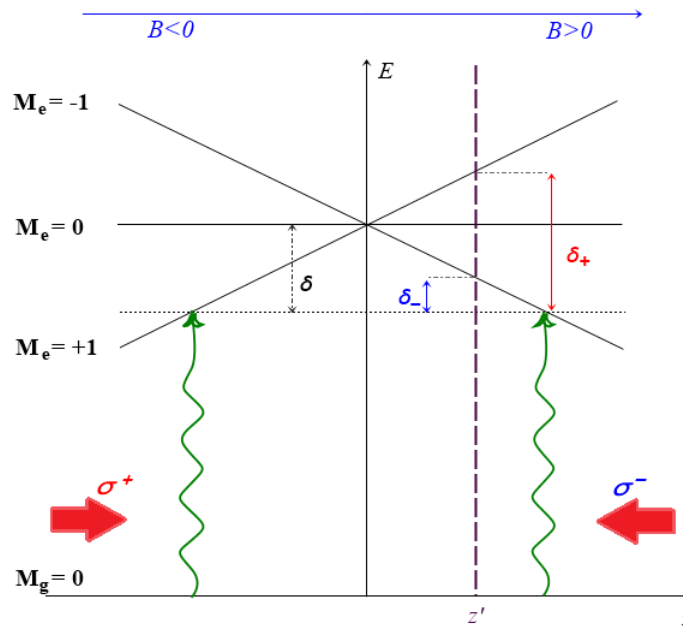
u točki z' više apsorbiraju σ^- zraku, nego σ^+ , te kao posljedicu osjećaju silu prema centru stupice, gdje je magnetsko polje nula. Prostorno ovisna sila na atome iznosi:

$$\mathbf{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar \mathbf{k} \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta_{\pm}/\Gamma)^2} \quad (2.1.6)$$

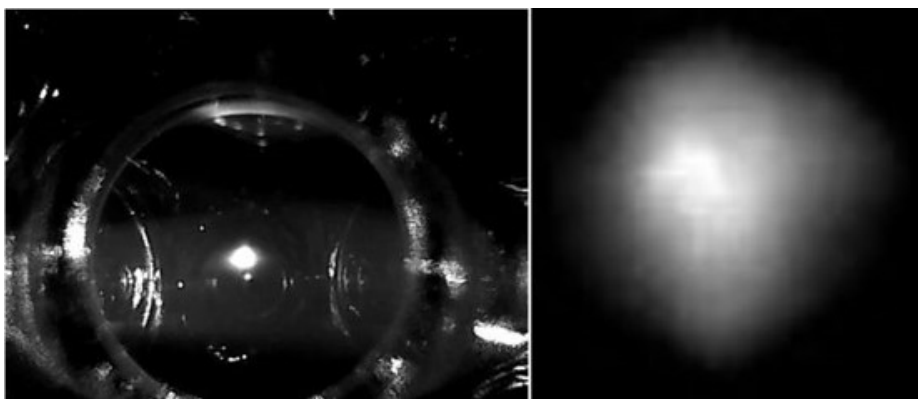
gdje je $\delta_{\pm} = \delta \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \pm \frac{\mu' B}{\hbar}$ ukupni frekvencijski pomak lasera od atomske rezonancije, a $\mu' = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ efektivni magnetski moment prijelaza, μ_B magnetska permeabilnost, g_g i g_e Landéovi g-faktori za elektron u osnovnom i pobuđenom stanju.

Koristeći Dopplerov i magnetski pomak zajedno, svjetlo će istovremeno hladiti atome i gurati ih prema centru stupice.

Fotografija fluorescencije hladnog oblaka atoma u MOT-u snimljena web-kamerom, u Laboratoriju za femtosekundnu spektroskopiju na Institutu za fiziku, nalazi se na slici 2.1.5 [9].



Slika 2.1.4: Cijepanje energijskih nivoa atoma u magneto-optičkoj stupici. U točki z' se zbog Zeemanovog efekta, prijelaz iz $M_g = 0 \rightarrow M_e = -1$ nalazi bliže frekvenciji lasera koja je pomaknuta u crveno za δ , od prijelaza $M_g = 0 \rightarrow M_e = +1$. Zbog izbornih pravila atomi više apsorbiraju σ^- zraku koja dolazi s desna, nego σ^+ s lijeva pa osjete silu koja ih gura prema centru zamke.

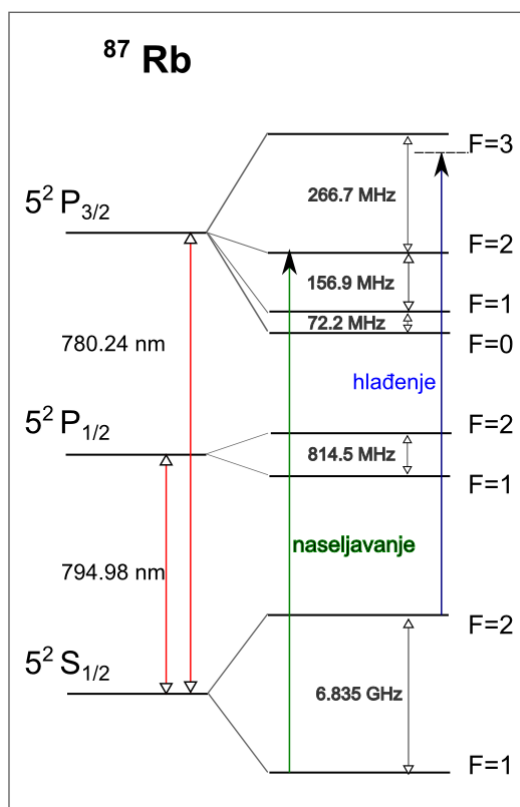


Slika 2.1.5: Fluorescencija hladnog oblaka snimljena web-kamerom i uvećana slika samog oblaka. Slika je preuzeta iz [9].

2.1.3 Rubidijev atom

U eksperimentu mjerimo temperaturu hladnog oblaka rubidijevih atoma. Rubidij je alkalijski metal elektronske konfiguracije $[Kr]5s^1$. U prirodi se nalazi kao mješavina dva izotopa: ^{85}Rb i ^{87}Rb , u omjeru $n_{87} : n_{85} = 1 : 2.57$. Mi ćemo hladiti atome izotopa ^{87}Rb . Dosad smo promatrali model atoma s dva nivoa, ali u stvarnom eksperimentu se susrećemo s kompliciranijom strukturom alkalijskih atoma. Energijski dijagram hiperfine strukture ^{87}Rb prikazan je na slici 2.1.6. Laserom za hlađenje (engl. *cooling laser*) pobuđuje se prijelaz $5^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F'=3)$. Radi se o zatvorenom prijelazu, jer se zbog izbornih pravila [10] ($\Delta F = \pm 1$) elektron može relaksirati samo natrag u $5^2S_{1/2}(F=2)$ stanje iz kojeg biva ponovno pobuđen u $5^2P_{3/2}(F'=3)$ stanje. Zbog pomaka u frekvenciji lasera za hlađenje, pri pobuđenju postoji nezanemarivo pobuđenje stanja $5P_{3/2}(F'=2)$, što znači da će dio elektrona prijeći u to stanje, iz kojeg se relaksiraju u $5^2S_{1/2}(F=1)$ stanje koje nije obuhvaćeno laserom za hlađenje pa time izlaze iz zatvorenog ciklusa.

Iz tog razloga nam treba još jedan laser - laser za naseljavanje (engl. *repump laser*), koji pobuđuje prijelaz $5^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F'=2)$, te time vraća atome u zatvoreni ciklus.



Slika 2.1.6: Energijski dijagram s hiperfinom strukturom ^{87}Rb . Prikazani su prijelazi koji se pobuđuju laserom za hlađenje i laserom za naseljavanje.

2.2 Dopplerova temperatura

Za određivanje Dopplerove temperature koristi se 1D model optičkih melasa s dvije suprotno propagirajuće zrake. Atomi iz pozadinske koncentracije ulijeću u područje melasa te se pod utjecajem sile zračenja (zbog apsorpcije) smanjuje njihova brzina. U termodinamičkoj ravnoteži temperatura se za idealan plin definira preko srednje kinetičke energije mnoštva čestica. Uzimajući to u obzir, jasno je da se u području melasa smanjenjem brzine, smanjuje i temperatura plina rubidija.

Apsorpcija svjetla ne prestaje kada se brzina atoma približava nuli, što doprinosi povećanju brzine pojedinog atoma, tj. povećanju temperature oblaka. Svaka apsorpcija je praćena spontanom emisijom s energijom odboja $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m = \hbar \omega_r$, zbog čega se atom nikada neće u potpunosti zaustaviti. Promjena energije u jednom ciklusu apsorpcije ($\omega_{aps} = \omega_a + \omega_r$) i spontane emisije ($\omega_{emit} = \omega_a - \omega_r$) je $\Delta E = \hbar(\omega_{aps} - \omega_{emit}) = 2\hbar\omega_r = 2E_r$. Budući da se izmjena energije događa za svako raspršenje fotona, promjenu energije grijanja u vremenu možemo prikazati kao [11]:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{grijanje} = 2\Gamma_{sc} \frac{\hbar^2 k^2}{m} \quad (2.2.1)$$

gdje je $\Gamma_{sc} = \mathbf{F}^{zr} / \hbar \mathbf{k} = \Gamma_{\rho ee}$ raspršenje u jedinici vremena pod djelovanjem jedne laserske zrake. Faktor dva dolazi od dvije suprotno propagirajuće zrake.

U stacionarnom stanju atoma promjena energije hlađenja i grijanja u jedinici vremena u optičkim melasama su jednake. Promjena energije hlađenja iznosi:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{hlađenje} = \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}_{OM} \rangle = \langle \beta v^2 \rangle \quad (2.2.2)$$

Iz ekviparticijskog teorema slijedi da svaka varijabla o kojoj energija ovisi kvadratično, daje doprinos $kT/2$ unutarnjoj energiji. Za slobodni jednoatomni plin u 1D je tada:

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} k_B T \quad (2.2.3)$$

Izjednačavanjem izraza (2.2.1) i (2.2.2), uvrštavanjem (2.1.3), (2.1.5) i (2.2.3), te uzimajući u obzir da se radi o niskim intenzitetima ($s_0 \ll 1$), može se dobiti temperatura:

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{4} \left(\frac{2|\delta|}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2|\delta|} \right) \quad (2.2.4)$$

Minimalna temperatura dobiva se za $\delta = -\Gamma/2$ i naziva se Dopplerova temperatura:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (2.2.5)$$

koja za atom rubidija iznosi $145.57 \mu K$ [12]. Iako su se prve eksperimentalno izmjerene temperature optičkih melasa slagale s ovom granicom, danas se lako postižu temperature puno niže od T_D , što će biti i pokazano u eksperimentalnom dijelu rada. Očito jednostavna slika atoma s dva nivoa nije dovoljno dobra za izračunavanje točne temperature u optičkim melasama te se javlja potreba za novim modelima koji opisuju realne atome.

Ako su moguća hlađenja ispod Dopplerove granice, postavlja se pitanje koje su najniže temperature koje se mogu postići. Teorijski, to je temperatura odboja (engl. *recoil limit*). Pri svakom procesu apsorpcije i emisije fotona, atom dobiva brzinu odboja $v_r = \hbar k/m$. Odgovarajuća promjena energije se može povezati s temperaturom pa se temperatura odboja definira kao: $k_B T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{m}$. Za rubidij je $T_r = 361.96 nK$. Iako se često spominje kao najniža temperatura koja se može postići optičkim procesima hlađenja, postoji par načina da se hladi čak i ispod te granice [13].

2.3 Sub-Dopplerovo hlađenje

Eksperimentalnim opažanjem temperatura koje se nalaze ispod Dopplerove temperature (engl. *SubDoppler cooling*) pokazalo se da je model baziran na interakciji laserskog svjetla i atoma s dva nivoa prejednostavan. Izmjerene niske temperature mogu se objasniti novim modelima koji uključuju realna atomska stanja s mnoštvom energijskih podnivoa (npr. hiperfina struktura, Zeemanova struktura).

Dva mehanizma sub-Dopplerovog hlađenja opisana u ovom odjeljku baziraju se na gradijentu polarizacije laserske svjetlosti i vrijede za niske intenzitete ($\Omega \ll \Gamma$). Opisane su dvije konfiguracije suprotno propagirajućih zraka - kružno i linearno polariziranih svjetlosti. Različite prirode hlađenja su posljedica različitog mijenjanja polarizacije u ta dva slučaja.

Uz gradijent polarizacije, pomak energija atomskih nivoa u interakciji s laserom ključan je za sub-Dopplerove mehanizme hlađenja. Osim što uzrokuje prijelaze između atomskih nivoa, interakcija između laserskog svjetla i atoma uzrokuje i pomak u energiji atoma. Radi se o tipičnom AC-Stark efektu, tj. pomaku energijskih nivoa atoma zbog električnog polja lasera (engl. *light shift*). U granici niskih intenziteta s dvije laserske zrake intenziteta $s_0 I_s$, pomak energija osnovnih magnetskih stanja (E_g) je [6]:

$$\Delta E_g = \frac{\hbar \delta s_0 C_{ge}^2}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.3.1)$$

Clebsch-Gordanovi koeficijenti C_{ge} opisuju vezanje atoma i polja lasera, a kako za različite vrste polarizacije vrijede drugačija izborna pravila, Clebsch-Gordanovi koeficijenti će biti različiti, što rezultira različitim AC-Stark pomakom.

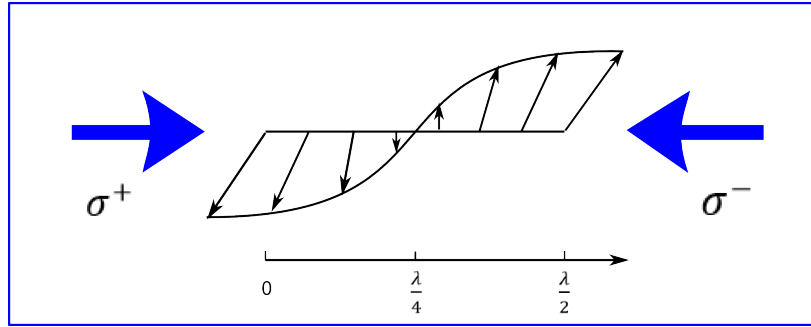
2.3.1 $\sigma^+ - \sigma^-$ konfiguracija

U MOT-u se za hlađenje koriste parovi suprotno propagirajućih laserskih zraka koje imaju $\sigma^\pm$ polarizaciju. Ako promatramo dvije laserske zrake frekvencije ω_L , amplitude električnog polja E_0 , σ^+ i σ^- polarizacija koje se propagiraju duž $+\hat{z}$ i $-\hat{z}$ osi, ukupno električno polje iznosi:

$$\mathbf{E} = 2E_0 \cos \omega_L t [\hat{x} \cos kz + \hat{y} \sin kz] \quad (2.3.2)$$

Budući da nema vremenske fazne razlike između dva smjera polarizacije $\hat{x}$ i $\hat{y}$, izraz (2.3.2) predstavlja linearno polarizirano polje čiji je smjer vektora polarizacije stalan u vremenu, ali rotira jednoliko u prostoru duž osi z (slika 2.3.1). Za takvu konfiguraciju pomak energija

podnivoa osnovnog stanja zbog električnog polja ostaje konstantan dok se atomi gibaju duž z-osi, jer je intenzitet lasera jednak i polarizacija u svakoj točki z-osi linearna.



Slika 2.3.1: Gradijent polarizacije u 1D melasama za $\sigma^+ - \sigma^-$ konfiguraciju.

Da bismo opisali prvi mehanizam sub-Doppler coolinga, koristi ćemo za primjer $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ atomski prijelaz. Prvo razmotrimo atom u mirovanju. Clebsch-Gordanovi koeficijenti za prijelaze $|1, m\rangle \rightarrow |2, m'\rangle$ se nalaze na slici 2.3.2 [6]. Kvadrat tih koeficijenata daje vjerojatnost odgovarajućih prijelaza.

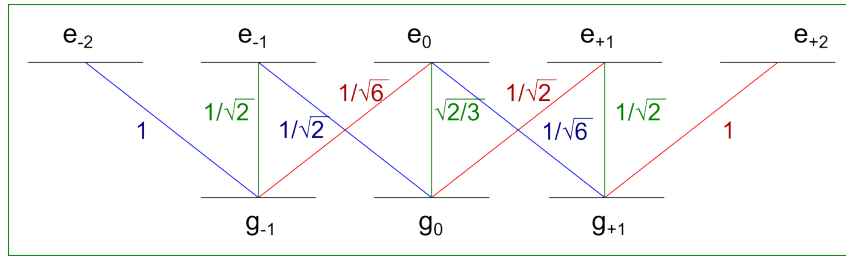
Izborna pravila za linearno polariziranu svjetlost dopuštaju samo pobuđenja za koja vrijedi $m = m'$. Vjerojatnost za prijelaz $|1, 0\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$ je $\frac{2}{3}$, dok je za prijelaze $|1, \pm 1\rangle \rightarrow |2, \pm 1\rangle$ vjerojatnost $\frac{1}{2}$. Vjerojatnost da atomi nakon ciklusa apsorpcije i emisije promijene m iznosi:

$$|1, 0\rangle \rightarrow |2, 0\rangle \rightarrow |1, \pm 1\rangle : \left(\sqrt{\frac{2}{3}}\right)^2 \left(\sqrt{\frac{1}{6}}\right)^2 = \frac{1}{9} \quad (2.3.3)$$

$$|1, \pm 1\rangle \rightarrow |2, \pm 1\rangle \rightarrow |1, 0\rangle : \left(\sqrt{\frac{1}{2}}\right)^2 \left(\sqrt{\frac{1}{2}}\right)^2 = \frac{1}{4} \quad (2.3.4)$$

Iz toga slijedi da je za atome u mirovanju veća vjerojatnost da završe u $|1, 0\rangle$ stanju, nego u $|1, \pm 1\rangle$.

Omjeri populacija u stacionarnom stanju za $|1, 0\rangle$ i $|1, \pm 1\rangle$ odnose se kao 9:4.



Slika 2.3.2: Shema atomskih stanja i Clebsch-Gordanovi koeficijenti za $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ prijelaz.

Promotrimo sad atom koji se giba brzinom v duž z -osi. U sustavu atoma polarizacija je linearna i rotira. Korisno je uvesti referentni sustav koji rotira tako da polarizacija ima stalno isti smjer. Kao rezultat rotacije tog sustava, pojavit će se inercijalno polje koje izgleda kao (fiktivno) magnetsko polje paralelno rotacijskoj osi z .

Fiktivno polje uzrokuje vezanje proporcionalno kv između $|1, 0\rangle$ i $|1, \pm 1\rangle$ stanja. Dalibard i Tannoudji [14] su pokazali da takvo vezanje uzrokuje neravnotežu u naseljenosti između $|1, +1\rangle$ i $|1, -1\rangle$ stanja:

$$\Pi_{+1} - \Pi_{-1} \sim \frac{kv}{\Delta_0} \quad (2.3.5)$$

gdje su $\Pi_{\pm}$ populacije u stacionarnom stanju, a Δ_0 pomak u energiji $|1, 0\rangle$ stanja zbog električnog polja. Promatramo konfiguraciju u kojoj σ^+ zraka dolazi s lijeva, a σ^- s desna. Za atom koji se giba prema $z > 0$, tako da je $v > 0$, a frekvencija lasera je pomaknuta u crveno $\delta < 0 \Rightarrow \Delta_0 < 0$, slijedi $\Pi_{-1} > \Pi_{+1}$. Iz Clebsch-Gordanovih koeficijenata na slici 2.3.2 možemo vidjeti da je šest puta veća vjerojatnost da atom u $|1, -1\rangle$ stanju apsorbira σ^- foton, nego σ^+ . Dakle, sile zračenja zbog apsorpcije zraka σ^+ i σ^- neće biti izjednačene. Budući da atomi ostaju u $|1, -1\rangle$ stanju nakon apsorpcije σ^- zračenja i spontane emisije, atomi koji se gibaju u pozitivnom smjeru z osi, kroz više ciklusa apsorbirat će više σ^- svjetlosti što rezultira promjenom impulsa atoma u smjeru suprotnom od gibanja. Analogno, za atome koji se gibaju u negativnom smjeru z osi, naseljenije stanje će biti $|1, +1\rangle$ te će atomi više apsorbirati σ^+ fotone.

Bitno je primijetiti da sila nastaje kao rezultat nejednolike apsorpcije σ^+ i σ^- zraka, ali ne zbog Dopplerovog efekta, već kao posljedica različitih populacija u magnetskim podnivoima osnovnog stanja.

Ravnotežna temperatura definirana za $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ sistem u 1D, iznosi:

$$k_B T = \frac{\hbar \Omega^2}{|\delta|} \left[\frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{\Gamma^2/4}{\delta^2 + (\Gamma^2/4)} \right] \quad (2.3.6)$$

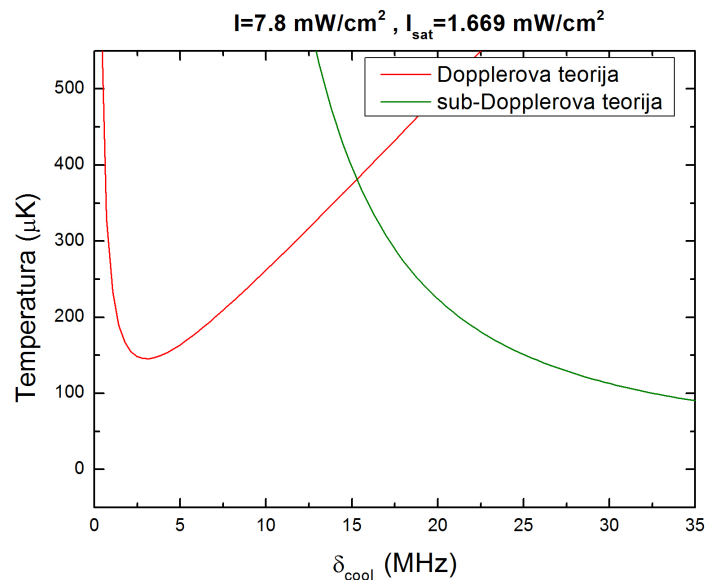
Detalji izračuna nalaze se u već spomenutom članku [14].

Rabijeva frekvencija može se prikazati u ovisnosti o intenzitetu svjetla:

$$\Omega = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_{sat}}} \quad (2.3.7)$$

Temperatura raste linearno s povećanjem intenziteta zrake. Osim toga, uz konstantan intenzitet, za veći pomak frekvencije lasera za hlađenje od rezonantne frekvencije prijelaza atoma δ , dobivaju se niže temperature (slika 2.3.3). Sub-Dopplerovo hlađenje opaženo u eksperimentu može se opisati tim modelom, a nastaje zbog $\sigma^\pm$ polarizacija zraka za hlađenje.

Usporedba ponašanja temperature u Dopplerovoj i sub-Dopplerovoj teoriji prikazana je na slici 2.3.3. Za procjenu temperatura u ovisnosti o pomaku frekvencije lasera za hlađenje korišten je intenzitet $I = 7.8 \text{ mW/cm}^2$ i saturacijski intenzitet $I_0 = 1.669 \text{ mW/cm}^2$. Model sub-Dopplerove temperature odnosi se na $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ prijelaz u 1D melasama.



Slika 2.3.3: Usporedba Dopplerovog i sub-Dopplerovog modela za temperature atoma u optičkim melasama.

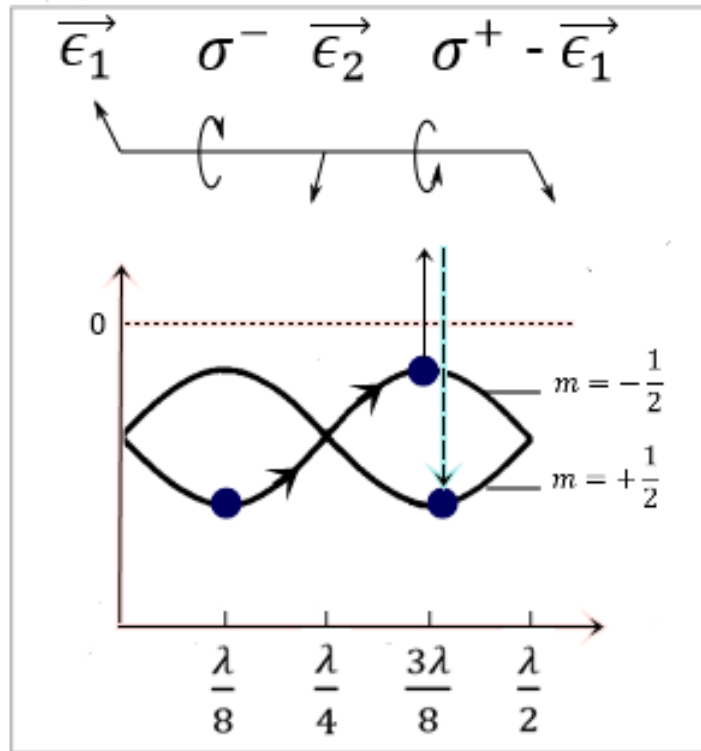
2.3.2 Lin $\perp$ lin konfiguracija - Sizifov efekt

Radi potpunosti opisana je i lin $\perp$ lin konfiguracija laserskih zraka i takozvano Sizifovo hlađenje do kojeg dolazi u tom slučaju. Ta druga vrsta hlađenja ispod Dopplerove temperature objašnjava se potpuno drugačijim mehanizmom. Ovaj puta razmatramo slučaj dvije suprotno propagirajuće zrake međusobno okomitih linearnih polarizacija.

Ukupno električno polje je suma dvije zrake:

$$\mathbf{E} = E_0 \hat{\mathbf{x}} \cos(\omega_l t - kz) + E_0 \hat{\mathbf{y}} \cos(\omega_l t + kz) = E_0 [(\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}}) \cos \omega_l t \cos kz + (\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{y}}) \sin \omega_l t \sin kz] \quad (2.3.8)$$

Polarizacija se mijenja od linearne do kružne (σ^-), okomite linearne pa suprotno kružne (σ^+) i to sve u pola valne duljine. Na slici 2.3.1 prikazana je promjena polarizacije duž osi z.



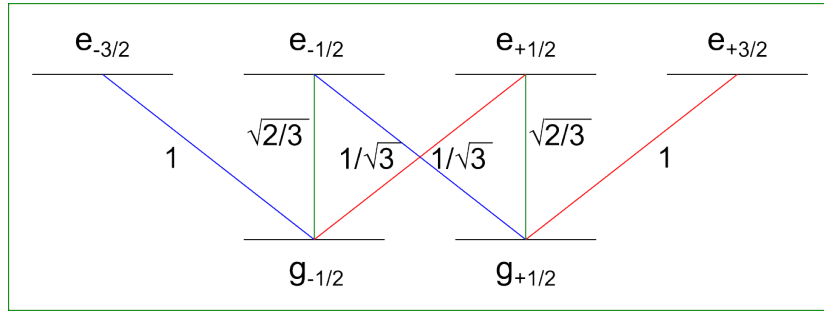
Slika 2.3.4: Gradijent polarizacije u 1D melasama za lin $\perp$ lin konfiguraciju i optičko cijepanje nivoa.

Za objašnjavanje efekta takvog polarizacijskog gradijenta na atome, koristi se prijelaz $J_g = \frac{1}{2} \rightarrow J_e = \frac{3}{2}$.

Pomak energijskih nivoa zbog svjetla se mijenja duž z-osi prateći promjenu polarizacije. Clebsch-Gordanovi koeficijenti koji opisuju interakciju atoma s elektromagnetskim zračen-

jem se mijenjaju kako idemo od $lin \rightarrow \sigma^- \rightarrow lin \rightarrow \sigma^+$ polarizacije, te kao rezultat dolazi do periodičnog pomaka energijskih nivoa.

Kada se atom nalazi na položaju gdje je polarizacija σ^- , bit će optički pumpan u $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ stanje. Pomak energijskih nivoa za $|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ će, zbog CG-koeficijenata u formuli 2.3.1, biti tri puta veći nego za $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ stanje [6] (slika 2.3.5). Suprotno se događa za σ^+ polarizaciju. U slučaju linearne polarizacije, CG-koeficijenti su jednaki za okomite linearne polarizacije pa je i AC-Stark pomak nivoa jednak.



Slika 2.3.5: Shema atomskih stanja i Clebsch-Gordanovi koeficijenti za $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$

Atomi koji kreću iz $z = \lambda/8$ i nalaze se u $m = -1/2$ stanju, penju se uz brdo potencijala prema $z = 3\lambda/8$ (slika 2.3.4). Tada su zbog σ^+ polarizacije optički pobuđeni pa nakon spontane emisije završe u $m = +1/2$ stanju. Brzina atoma mora biti takva da atom prijeđe $\frac{\lambda}{4}$ bez da bude optički pobuđen. Svaka apsorpcija je niže frekvencije nego spontana emisija, čime se dio energije rasipa u zračenje. Taj ciklus se ponavlja dok kinetička energija atoma ne postane premala za penjanje na slijedeće brdo.

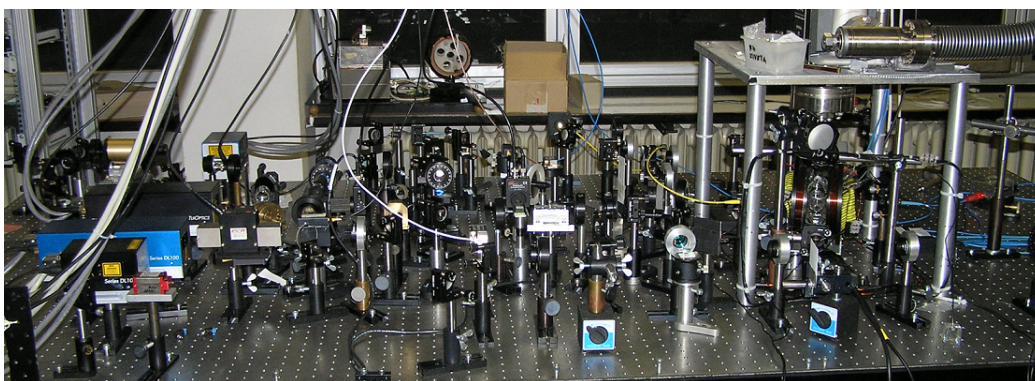
Opisani proces podsjeća na sudbinu lika iz grčke mitologije, Sizifa. On je bio osuđen da gura veliki kamen uz planinsku strminu, no svaki put kad bi se našao na vrhu, kamen bi se opet otkotrljao do podnožja planine. Upravo ta priča je razlog za popularan naziv ove tehnike - Sizifovo hlađenje.

Kao rezultat hlađenja zbog gradijenta polarizacije, atomima se smanjuje brzina te se postižu temperature i do $20 \mu K$ za ^{87}Rb .

Objašnjenja dva sub-Dopplerova mehanizma hlađenja dana u ovom poglavlju vrijede u 1D za najjednostavnije prijelaze ($J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ i $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$). Prva razlika je da rubidij ima hiperfinu strukturu drugačiju od spomenutih prijelaza. Osim toga, u eksperimentu imamo 3D melase i MOT. Postoje radovi u kojima je 1D model proširen na hiperfinu strukturu za općenite prijelaze [15] i računati su koeficijenti trenja i difuzije koji se mogu dobiti iz 1D modela množeći nekim skalirajućim faktorom [16,17]. Važno je imati na umu da je unutarnja

dinamika MOT-a u realnosti puno kompliciranija, nego što se čini iz ovog osnovnog teorijskog uvoda.

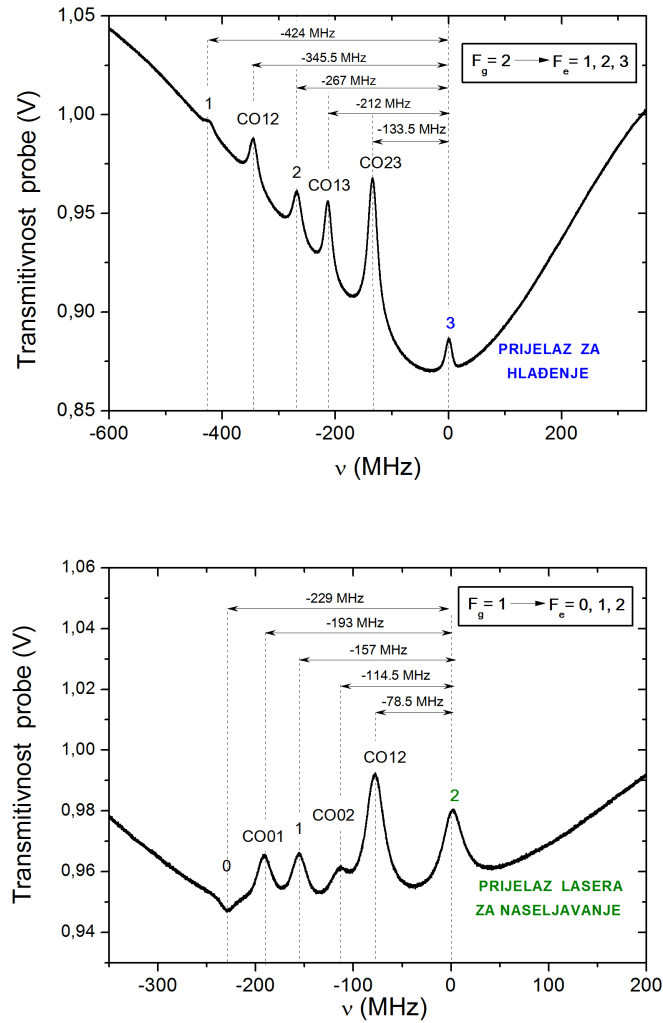
3 Eksperiment



Slika 3.0.1: Slika eksperimentalnog postava.

3.1 Eksperimentalni postav

Za magneto-optičku stupicu potrebni su laser za naseljavanje i laser za hlađenje (detaljnije opisani u poglavlju 2.1.3). Laserom za hlađenje pobuđuje se prijelaz $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$, a laserom za naseljavanje prijelaz $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 2)$. Osim spomenuta dva, u eksperimentu je korišten još jedan laser frekvencije 780 nm za guranje oblaka, kako bi se izmjerio pomak centra mase u ovisnosti o $\delta = \omega_L - \omega_0$. Svi korišteni laseri su poluvodički diodni laseri u konfiguraciji vanjskog rezonatora (engl. *external cavity diode laser*, ECDL) proizvođača Toptica Photonics DL100. Za određivanje frekvencije lasera te frekventnu stabilizaciju korištena je tehnika saturacijske spektroskopije. Apsorpcijski spektri dobiveni saturacijskom spektroskopijom prikazani su na slici 3.1.1 preuzetoj iz [9]. Spektri se sastoje od široke Dopplerove linije iz koje se izdižu pikovi (engl. *Doppler free peaks*) koji odgovaraju pojedinim hiperfinim prijelazima i engl. *cross over* (CO) rezonancijama.



Slika 3.1.1: Saturacijska spektroskopija lasera za hlađenje (gore) i lasera za naseljavanje (dolje) [4].

Magnetsko polje stvaraju dvije zavojnice u anti-Helmholtz konfiguraciji. Polumjer zavojnice je $R_{AH} = 5.9 \text{ cm}$, imaju 423 navoja i spojene su u seriju. Maksimalna struja kroz zavojnice je $I_{AH} = 2 \text{ A}$. Pri struji $I_{AH} = 1 \text{ A}$ u $z = 0$ gradijent polja iznosi $\partial B / \partial z = 13 \text{ G cm}^{-1}$.

Za kontrolu magnetskog polja koristi se relej proizvođača *Crydom*. Relej se povezuje s *LabView* programom te se na taj način kontrolira magnetsko polje. Dovođenjem TTL signala na relej moguće je ostvariti brzo paljenje i gašenje magnetskog polja. Vrijeme paljenja i gašenja releja je $100 \mu\text{s}$.

Na slici 3.1.2 prikazana je shema eksperimenta i optički put lasera za naseljavanje i lasera za hlađenje. Nakon optičkih izolatora koji sprječavaju povratnu refleksiju zrake natrag u diodu, zrake se djeliteljem snopa (BS- engl. *beam splitter*) odvajaju na dva dijela- jedan dio za saturacijsku spektroskopiju, a drugi nastavlja put do komore.

Dio zrake lasera za hlađenje prolazi kroz AOM1 koji se nalazi na fiksnoj frekvenciji od $F = 80 \text{ MHz}$ te osim što mijenja frekvenciju laserske zrake, služi za brzo prekidanje zrake. Drugi dio prolazi kroz AOM2 na kojem se namješta frekvencija zrake te nastavlja dalje na saturacijsku spektroskopiju. Saturacijsku spektroskopiju koristimo za određivanje frekvencije lasera, jer je na taj način moguće eliminirati Dopplerovo širenje linija te odrediti pojedine hiperfine prijelaze.

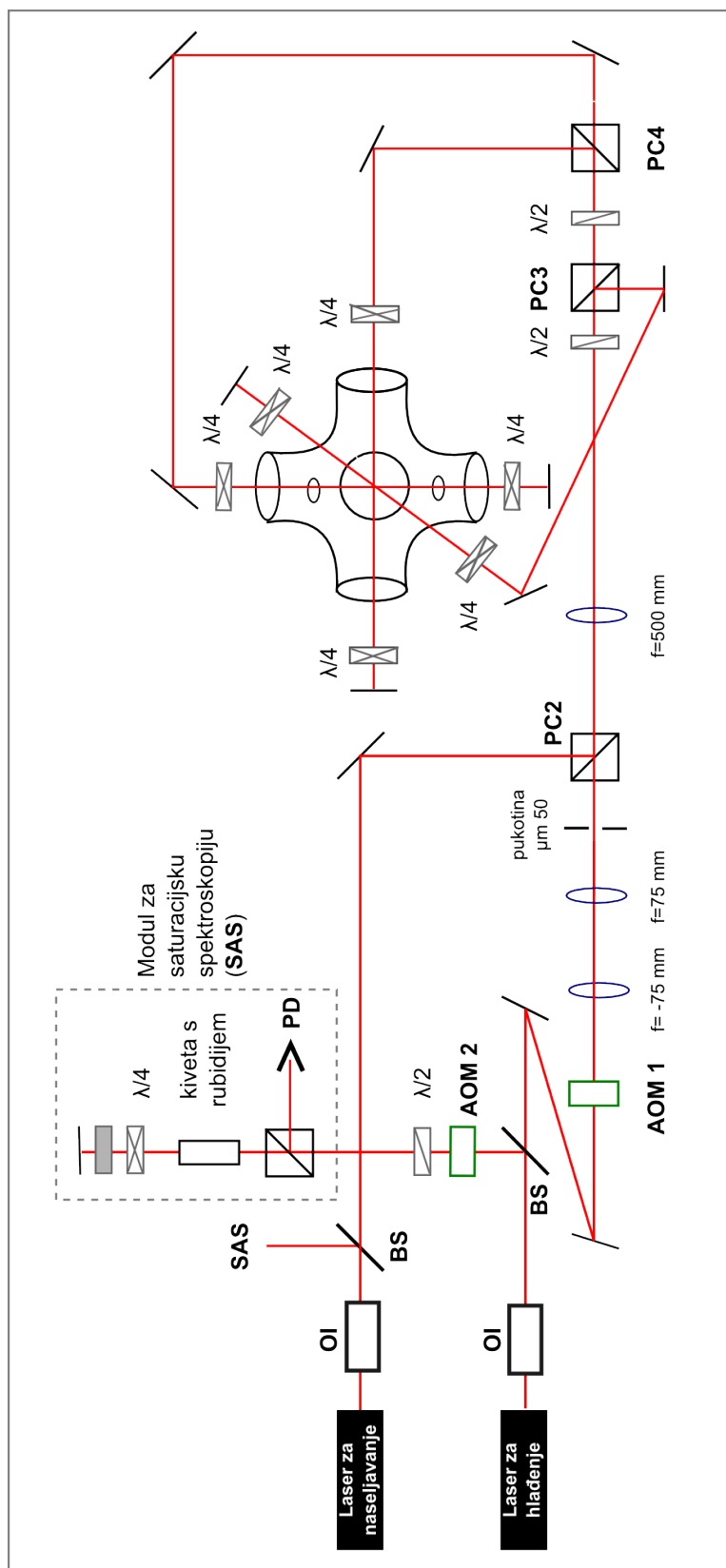
Polarizacijska kocka PC2 reflektira zraku lasera za naseljavanje tako da nastavlja put do komore zajedno sa zrakom lasera za hlađenje. PC3 dijeli zraku na dva dijela, od kojih jedan dio ulazi u komoru u x smjeru, drugi dio odlazi na PC4 gdje se dijeli na još dvije zrake koje ulaze u komoru u y i z smjeru. Prije polarizacijskih kocaka nalaze se $\frac{\lambda}{2}$ pločice, koje služe za namještanje omjera intenziteta pojedinih grana.

Prije ulaska u komoru sve tri zrake prolaze kroz $\frac{\lambda}{4}$ pločicu pa svjetlo postaje cirkularno polarizirano. Nakon izlaska iz komore prolaze kroz još jednu $\frac{\lambda}{4}$ pločicu, reflektiraju se od zrcala natrag i ponovno prolaze kroz $\frac{\lambda}{4}$ pločicu, zbog čega je povratna zraka također cirkularno polarizirana, ali u suprotnom smjeru.

Hladni oblak atoma rubidija generira se unutar staklene komore koja je spojena na ionsku pumpu, što omogućava održavanje visokog vakuuma u iznosu od $3 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$. Rubidij se dovodi preko dispnzera koji su ugrađeni u komoru te otpuštaju rubidij u izotropnom omjeru. Puštanjem struje do $I = 3.5 \text{ A}$ kroz dispnzere, stvara se dovoljna koncentracija rubidija za dobivanje hladnog oblaka. Staklena komora ima šest prozora kroz koje ulazi šest ortogonalnih zraka za hlađenje atoma te tri manja prozora.

Detaljna karakterizacija eksperimenta i hladnog oblaka atoma rubidija se može pronaći u dipl.radu N.Šantića [18].

Oblak je slikan CCD kamerom proizvođača IDS, model UI-3240CP-NIR, rezolucije 1280×1024 piksela. Fokalna duljina leće je $f = 40 \text{ mm}$. Kvantna efikasnost kamere za 780 nm je 58% [19]; to označava postotak upadnih fotona na kameru koji proizvode nosioce naboja. Kamera se nalazi ispod staklene komore i snima hladni oblak odozdo, što nam omogućava promatranje ekspanzije oblaka i pomicanje pri guranju laserom paralelno površini stola, ali ne i vertikalnog pada zbog gravitacijske sile.



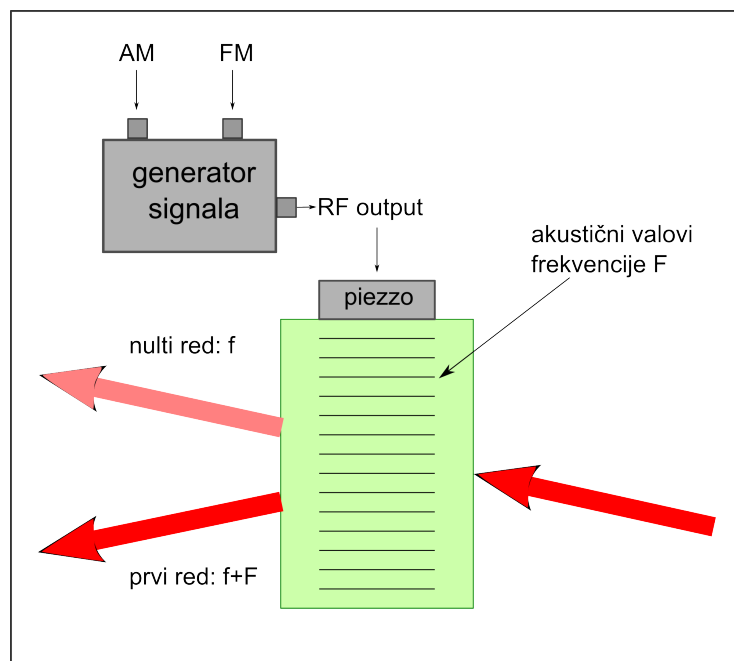
Slika 3.1.2: Shematski prikaz puta laserskih zraka. AOM: akusto-optički modulator, BS: djeliteľ snopa (engl. beam splitter), PC: polarizacijska kocka (engl. polarization cube), PD: fotodioda, SAS: saturacijska spektroskopija.

3.2 Kontrola eksperimenta

Za mjerenje temperature hladnog oblaka atoma jako je važna dobra kontrola lasera i magnetskog polja u eksperimentu. Kod mjerenja tehnikom vremena proleta bitno je brzo paljenje/gašenje lasera, za što se koristi akusto-optički modulator (AOM1). Istovremeno treba gasiti i magnetsko polje te dobro podesiti vrijeme ponovnog paljenja, jer ne želimo da magnetsko polje djeluje silom na atome tijekom vremena proleta. Također, snimanje fluorescencije se treba izvesti odmah nakon paljenja lasera, kako bi se smanjio utjecaj sile tlaka zračenja lasera na atome.

3.2.1 Akusto-optički modulatori

Akusto-optički modulator (AOM) je uređaj koji se koristi za kontroliranje snage, frekvencije i optičkog puta laserske zrake. Vanjski RF izvor (generator signala) stvara oscilirajući električni signal koji se šalje na piezoelektrični pretvornik. Električni signal se pretvara u vibracije piezo pretvornika koje se kao zvučni valovi prenose kroz kristal. Zvučni valovi u kristalu uzrokuju prostorno ovisne promjene indeksa loma, zbog čega dolazi do difrakcije svjetlosti (slika 3.2.1). Kristal je u našem slučaju TeO_2 model *AOMO 3100–125* proizvođača "Crystal Technology", s odgovarajućim izvorom RF signala.



Slika 3.2.1: Princip rada akusto-optičkog modulatora. AM: amplitudna modulacija- dovođenjem DC napona mijenja se izlazna snaga RF vala pa time i intenzitet lasera. FM: frekventna modulacija- dovođenjem DC napona mijenja se frekvencija RF vala, a time i frekvencija lasera.

Difrakcija se može opisati jednačbom [20]:

$$\sin\theta = \frac{n\lambda}{2\Lambda} \quad (3.2.1)$$

gdje je θ kut difrakcije, n red difrakcije (...-1,0,1...), λ valna duljina lasera, a Λ valna duljina zvučnih valova.

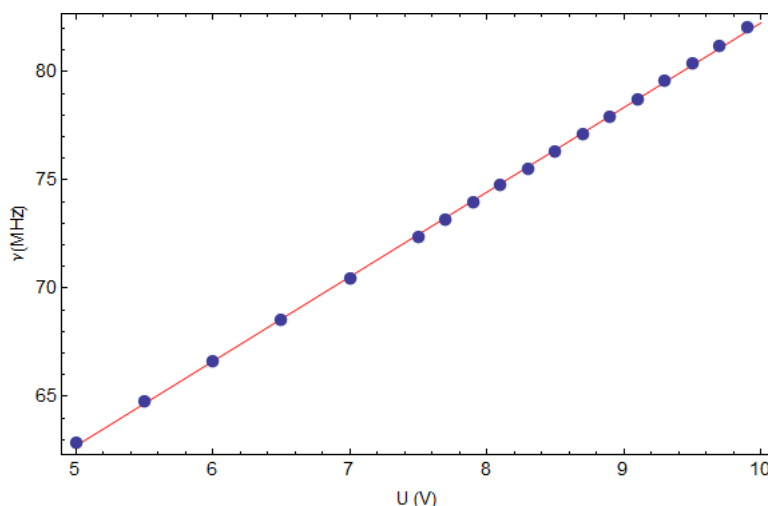
U eksperimentu se koriste dvije vrste akusto-optičkih modulatora. Jedan fiksne frekvencije od 80 MHz, koji koristimo za brzo prekidanje laserske zrake (AOM1 na slici 3.1.2), a drugi s promjenjivom frekvencijom (AOM2), čime se kontrolira pomak frekvencije lasera za hlađenje. Mijenjanjem frekvencije na AOM2 u rasponu od 80 – 110 MHz, postiže se δ u rasponu od 0 – 5 Γ .

POMICANJE FREKVENCIJE LASERA

Difrakcija u AOM-u se odvija na pomičnim ravninama. Rezultat toga je pomicanje frekvencije zrake f , n -tog reda. Frekvencija 1. reda će biti pomaknuta točno za frekvenciju zvučnog vala $F : f \rightarrow f + nF$. Odnosno, mijenjanjem frekvencije zvučnih valova koje proizvodi AOM može se mijenjati frekvencija lasera u rasponu od 50 – 100 MHz. Na izvoru RF signala podešavanjem napona, mijenja se frekvencija zvučnog vala po kalibracijskoj krivulji, prikazanoj na slici 3.2.2.

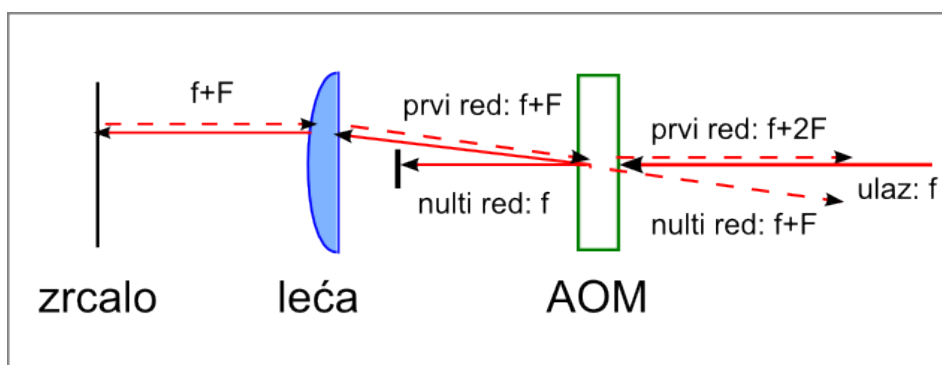
BRZO PREKIDANJE LASERSKE ZRAKE

Zraka n -tog reda, osim što je pomaknute frekvencije u odnosu na ulaznu lasersku zraku, ima i drugačiji optički put. Nekad u eksperimentu to predstavlja problem koji se rješava postavom dvostrukog prolaza zrake kroz AOM, opisanom dalje u tekstu. S druge strane, u nekim situacijama, to svojstvo nam ide u korist. Jednostavnim paljenjem i gašenjem izvora zvučnih valova, AOM će djelovati kao prekidač svjetla. Nulti red se blokira postavljanjem neke prepreke na put propagacije. Kako bi se prekidanje odvijalo što brže, na AOM1 se dovodi TTL signal. Paljenjem se 85% upadne zrake difraktira u zraku 1. reda u samo 200 ns, na koju je dalje namješten eksperiment. Time smo postigli da se paljenjem i gašenjem AOM1 kontrolira paljenje i gašenje lasera za hlađenje.



Slika 3.2.2: Kalibracijska krivulja ovisnosti frekvencije zvučnih valova AOM-a o naponu na FM ulazu.

Kut difrakcije se mijenja ovisno o frekvenciji modulacije, što uzrokuje prostorno pomicanje zrake i stoga predstavlja smetnju za eksperiment. Da bi se izbjegle promjene u optičkom putu zrake, u drugom dijelu eksperimenta se koristi postav u kojem zraka prolazi kroz AOM dva puta (engl. *double pass*). AOM se nalazi u fokusu plano-konveksne leće fokalne duljine $f = 250 \text{ mm}$, kako bi se dobila paralelna zraka neovisno o kutu difrakcije (slika 3.2.3). Nakon prvog prolaza kroz AOM, 0. red se blokira, a +1. red prolazi kroz leću i reflektira se od zrcala natrag. Drugim prolaskom kroz AOM, zraka je paralelna upadnoj zraci neovisno o frekvencijskoj modulaciji. Raspon frekvencija za dvostruki prolaz je dva puta veći nego za jednostruki prolaz.

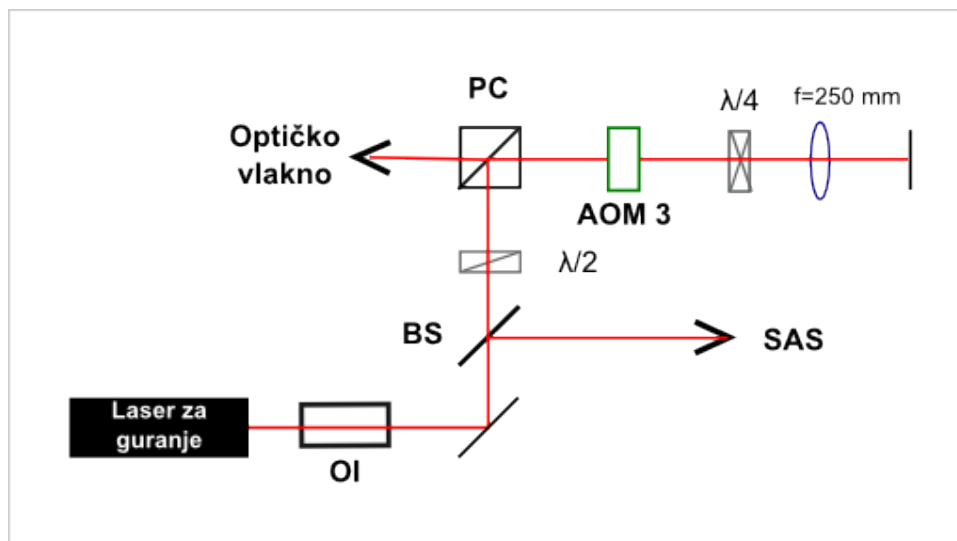


Slika 3.2.3: Postav u kojem zraka prolazi kroz AOM dva puta. Zraka nakon dvostrukog prolaska ima frekvenciju pomaknutu za $2F$.

Shema postava s optičkim putem zrake lasera za guranje prikazana je na slici 3.2.4. Laserska zraka prolazi kroz optički izolator da bi se spriječila povratna refleksija lasera u diodu, te se dio zrake odvaja na saturacijsku spektroskopiju gdje se određuje frekvencija lasera.

Drugi dio laserske zrake nastavlja put kroz $\frac{\lambda}{2}$ pločicu, koju namjestimo da zakreće polarizaciju svjetlosti tako da se na polarizacijskoj kocki u potpunosti reflektira. Nakon polarizacijske kocke laserska zraka prolazi kroz AOM3, $\frac{\lambda}{4}$ pločicu i već spomenutu leću i reflektira se od zrcala natrag istim putem. Dvostruki prolazak kroz $\frac{\lambda}{4}$ pločicu ima isti učinak kao prolazak kroz $\frac{\lambda}{2}$ pločicu - polarizacija laserske zrake sada je zakrenuta za $\frac{\pi}{2}$. Iz tog razloga će, nakon prolaska kroz AOM3, zraka proći ravno kroz polarizacijsku kocku gdje se nalazi optičko vlakno koje vodi svjetlost do staklene komore. Na taj način smo odvojili ulaz i izlaz laserske zrake.

Laser se stabilizira pomoću SAS modula na CO23 rezonanciju udaljenu za 133.5 MHz od $2 \rightarrow 3$ hiperfinog prijelaza. Frekvencija AOM3 se mijenja u rasponu od $63 - 77\text{ MHz}$, što lasersku zraku nakon dvostrukog polaza kroz AOM3 pomiče za -7.5 do $+20.5\text{ MHz}$ u odnosu na $2 \rightarrow 3$ rezonanciju.

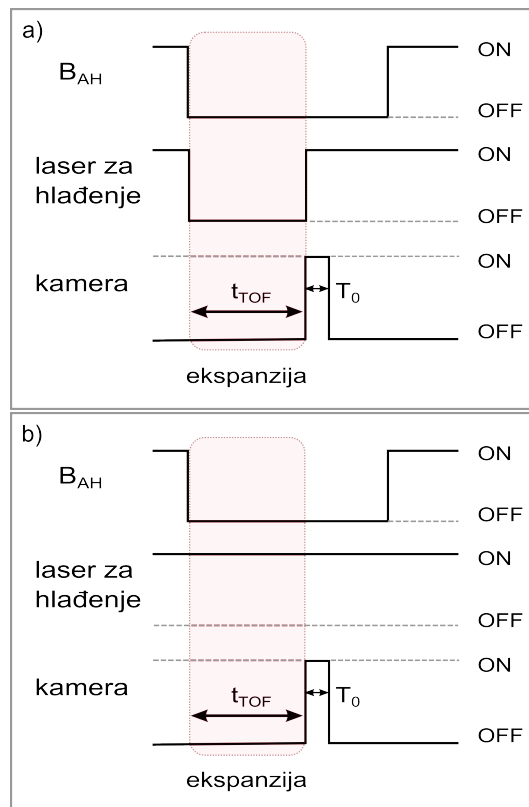


Slika 3.2.4: Shema postava za drugi dio eksperimenta.

3.2.2 Vremenska kontrola eksperimenta

Osim paljenja i gašenja laserske zrake, vrlo je bitno imati dobru kontrolu nad gašenjem magnetskog polja stupice. Za snimanje oblaka tehnikom vremena proleta magnetsko polje se gasi u isto vrijeme kada i laser za hlađenje, a pali se opet prije drugog ciklusa kako bi se ponovno uspostavila mageto-optička stupica te oblak napunio atomima. Vrijeme ekspanzije oblaka zovemo vrijeme proleta $t_{TOF} = \Delta t$ (engl. *time of flight*). U n -tom ciklusu produljuje se vrijeme ekspanzije, odnosno kamera i laser za hlađenje se pale nakon $t_{TOF} = n\Delta t$, gdje je Δt korak koji određujemo pri mjerenju, a $n = 1, 2, \dots$ redni broj ciklusa. Svaki slijedeći ciklus, oblak ekspandira duže prije nego se uslika. Broj slika koji odlučimo napraviti označava broj ciklusa, tj. koliko će se puta oblak pustiti da ekspandira gašenjem magnetskog polja i lasera za hlađenje te uslikati paljenjem kamere i lasera. Najčešće je korišteno $\Delta t = 0.5\text{ ms}$, što znači da u svakom slijedećem ciklusu oblak ekspandira za 0.5 ms duže. Vrijeme između dva ciklusa je 4 s , što je dovoljno vremena da se ponovno uspostavi MOT.

Paket za grafičko programiranje virtualnih instrumenata *LabView* korišten je za kontrolu i usklađivanje magnetskog polja, kamere i lasera. Shema vremenske kontrole eksperimenta nalazi se na slici 3.2.5.



Slika 3.2.5: Shema paljenja i gašenja magnetskog polja, kamere i lasera za hlađenje u slučaju: a) gašenja lasera za hlađenje (cool_off) i b) upaljenog lasera za hlađenje (cool_on). T_0 je vrijeme ekspozicije i iznosi $220\text{ }\mu\text{s}$.

4 Rezultati

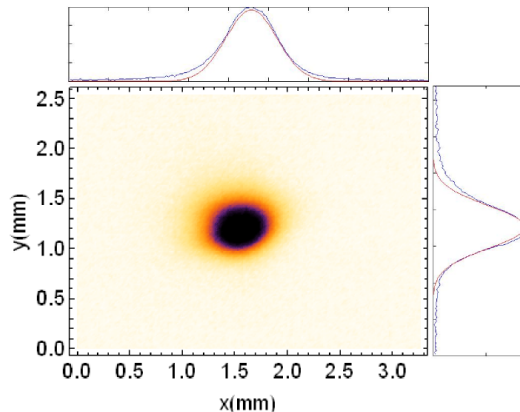
4.1 Snimanje oblaka tehnikom vremena proleta

Jedan od načina određivanja temperature atoma u oblaku je tehnika vremena proleta (engl. “time of flight”-TOF). Atomi se puštaju da balistički ekspandiraju gašenjem lasera i magnet-skog polja. Nakon određenog vremena ponovno se pali laser i kamerom snima koliko se promijenio radijus oblaka.

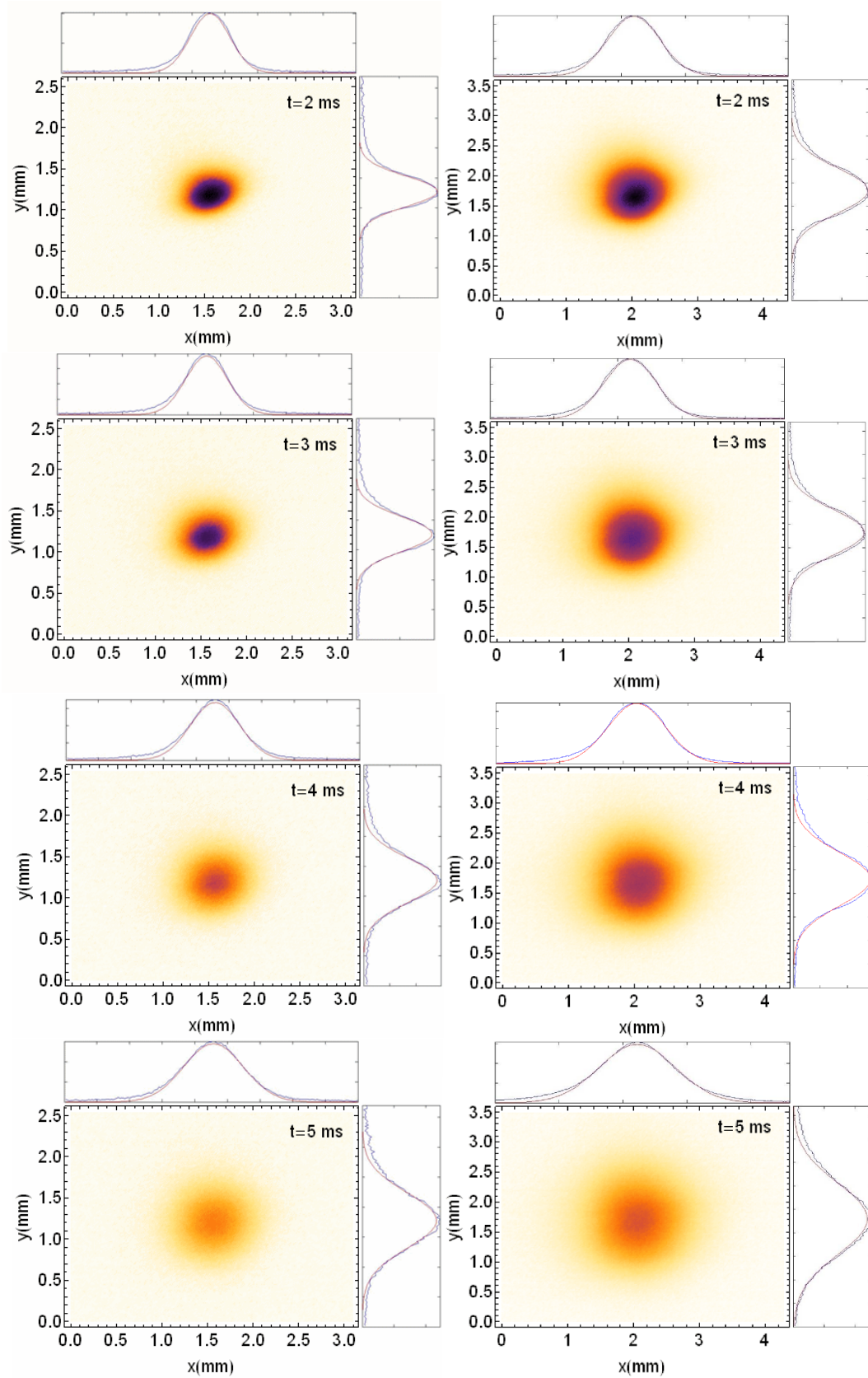
U ovom eksperimentu koristi se CCD kamera koja snima 2D fotografije atomske fluorescen-cije odmah nakon što se upali laser za hlađenje, kako bi se snimila distribucija hladnih atoma prije nego sila zračenja lasera počne opet djelovati na atome. Snima se niz slika za različite t_{TOF} . Za svaku sliku određuje se centar mase i dimenzije oblaka prilagodbom raspodjele gustoće na 2D Gaussijan po formuli:

$$P(x, y) = A \exp \left[-\frac{(x - c_x)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - c_y)^2}{2\sigma_y^2} \right] \quad (4.1.1)$$

gdje je A amplituda, c_x i c_y pozicije centra raspodjele (odnosno očekivane vrijednosti), σ_x i σ_y standardne devijacije, odnosno $1/e^2$ širine oblaka u x i y smjeru. Koordinate centra mase čine (c_x, c_y) , a za polumjer oblaka uzimamo (σ_x, σ_y) .



Slika 4.1.1: Graf gustoće hladnog oblaka atoma nakon 1 ms ekspanzije. Prikazana je i prilagodba na Gaussovu raspodjelu.



Slika 4.1.2: Graf gustoće oblaka za parametre $P = 12.9\text{ mW}$ i $\delta = 4\Gamma$ (lijevo), $\delta = 3\Gamma$ (desno) nakon 2 ms , 3 ms , 4 ms i 5 ms ekspanzije.

Koordinatni sustav definiramo drugačije nego u 3. poglavlju. Ravnina stola predstavlja x-y ravninu, a z-os smjer u kojem djeluje gravitacijska sila. Pretpostavlja se jednoliko gibanje u x-y ravnini dok oblak balistički ekspandira i jednoliko ubrzano gibanje u z-smjeru zbog djelovanja gravitacijske sile. Koristeći jednadžbe za jednoliko ubrzano gibanje, uz pretpostavku da je početna brzina oblaka nula, lako se izračuna da oblak u z-smjeru unutar 5 ms padne za $122.6\text{ }\mu\text{m}$. Iako postoji pomak u z-smjeru, to ne utječe na mjerenje, jer je za snimanje, odnosno dobivanje fluorescencije, potreban laser za hlađenje čiji je radijus puno širi od pomaka oblaka za vrijeme mjerenja (oko 2 cm).

Ako gledamo samo x-smjer, veza između početne i konačne pozicije atoma je: $x_k = x_p + v_x t$, gdje je v_x brzina atoma, a t vrijeme ekspanzije.

Za klasični idealni plin, jedina veličina koja karakterizira česticu je brzina. Raspodjela brzina čestica u plinu je Maxwell-Boltzmannova [21] pa pretpostavimo da je to raspodjela brzina atoma u hladnom oblaku:

$$P(v_x) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T_x} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T_x} \right) \quad (4.1.2)$$

Treba uzeti u obzir da je oblak i u početnom trenutku nezanemarivih dimenzija. Pretpostavimo da oblak ima jednoliku temperaturu pa je početna raspodjela Gaussijan:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \exp \left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} \right) \quad (4.1.3)$$

Dakle, za izotropni oblak konačne veličine, raspodjela će biti funkcija od x i v [22]:

$$N(x, v_x) dx dv_x = A \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T} \right) \times \exp \left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} \right) dx dv_x \quad (4.1.4)$$

Integracijom jednadžbe po prostoru, uz $v_x = xt$ (za detalje vidi [17]), dobije se za promjenu polumjera hladnog oblaka u vremenu :

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (4.1.5)$$

gdje je m masa atoma, σ_0 početni radijus oblaka, a $\sigma(t)$ radijus oblaka u trenutku t . Prilagodbom Gaussijana na raspodjelu atoma određuje se radijus oblaka (4.1.2). Isto se ponavlja za

različita vremena ekspanzije (t_{TOF}) pa se može nacrtati $\sigma^2 - t^2$ graf (slika 4.1.3). Vidimo da se dobije linearna ovisnost kvadrata radijusa o kvadratu vremena ekspanzije. Što su brzine veće (FWHM, tj. radijus oblaka), veća je temperatura.

Prilagodbom na pravac $y = ax + b$, gdje su $x = t^2$, $y = \sigma^2(t)$, dobije se:

$$a = \frac{k_B T}{m} = (4.45 \pm 0.06) \cdot 10^{-3} \text{ J/kg} \quad b = \sigma_0^2 = (0.041 \pm 0.002) \text{ mm}^2 \quad (4.1.6)$$

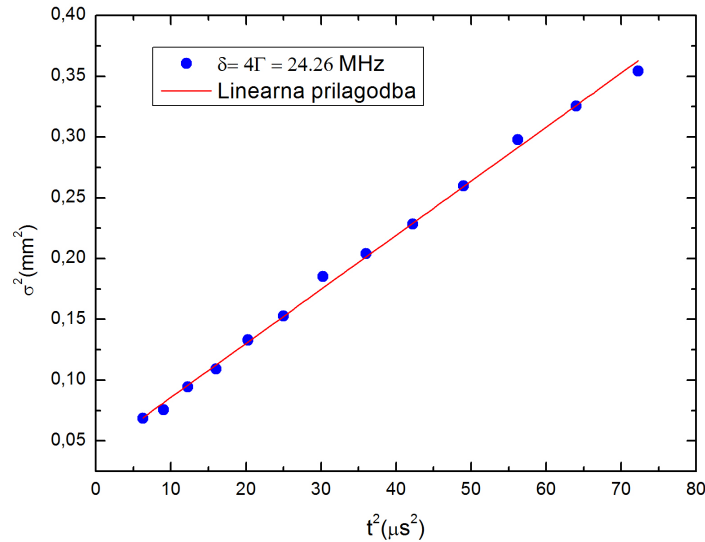
Iz nagiba pravca može se izračunati temperatura:

$$T = \frac{am}{k_B} \quad (4.1.7)$$

Dobivena temperatura iznosi $T = 46.5 \pm 0.6 \mu\text{K}$, uz pomak frekvencije lasera za hlađenje u crveno za $\delta = -4\Gamma$ te intenzitet $I = 12.75 \text{ mW/cm}^2$.

Na 4.1.2 prikazane su slike oblaka koje prikazuju gustoću nakon određenog vremena ekspanzije oblaka. Vidi se da se oblak sve više širi za veća vremena ekspanzije te da mu je gustoća sve manja. Za manji $\delta = -3\Gamma$, oblak je veći jer smanjenjem pomaka frekvencije od rezonantnog prijelaza povećava se raspršenje, a time i broj hladnih atoma.

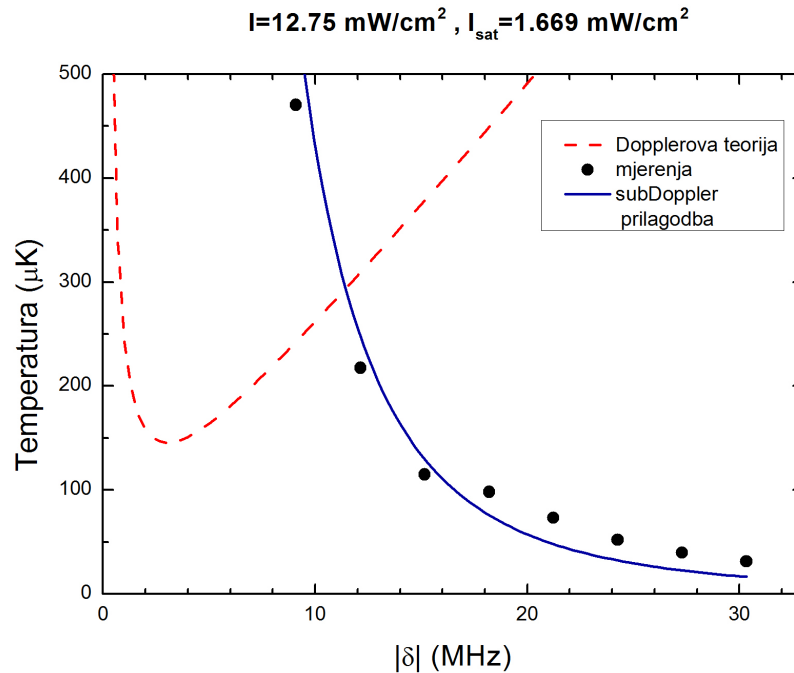
Prilikom obrade podataka, oduzeta je pozadina, kako bi se izolirala fluorescencija iz MOT-a od para rubidija koje se nalaze u vakuumskoj komori.



Slika 4.1.3: Mjerenje ekspanzije oblaka tehnikom vremena proleta. Kvadrat radijusa oblaka u ovisnosti o kvadratu vremena.

4.2 Mjerenje temperature

Temperatura je mjerena za različite iznose intenziteta lasera i različite frekvencije lasera za hlađenje. Izmjerene temperature zajedno s Dopplerovim (2.2.4) modelom prikazani su na slici 4.2.1. Saturacijski intenzitet iznosi [12]: 1.669 mW/cm^2 . Ponašanje temperatura pokazuje ponašanje predviđeno modelom hlađenja ispod Dopplerove granice - padanje temperature za veći δ . Korišteni intenzitet je $I = 12.75 \text{ mW/cm}^2$, čije je određivanje detaljno opisano u nastavku.



Slika 4.2.1: Mjerenje temperature ekspanzijom oblaka za različite frekvencijske pomake lasera za hlađenje. Izmjerene vrijednosti pokazuju očekivano ponašanje pokazano modelom subDoppler hlađenja u prethodnom poglavlju. Crvena linija označava Dopplerov model hlađenja.

Da bismo odredili koliki intenzitet dolazi do atoma, prvo mjerimo snagu lasera prije nego se podijeli u x , y i z zraku na polarizacijskoj kocki (slika 3.1.2). Snaga se mjeri mjeračem snage i iznosi u ovom slučaju 11.3 mW (engl. *powermeter*). Zbog optike koja vodi zraku do komore dio intenziteta se izgubi. Izmjerene snage zraka prije ulaska u staklenu ćeliju u x , y i z smjeru su: 2.5 mW , 2.4 mW i 1.3 mW . No to još uvijek nije intenzitet koji dolazi do atoma, jer zraka prolazi kroz prozor komore i pozadinske atome da bi došla do oblaka. Izmjerali smo snagu svake grane na drugoj strani komore te dobili da se još dodatnih 14% gubi, odnosno 7% od ulazne točke do sredine komore. To znači da je snaga koja dolazi u x smjeru na atome: $2.5 \text{ mW} \cdot 0.93 = 2.33 \text{ mW}$. Intenzitet bi trebao biti udvostručen zbog zrake koja se

reflektira natrag, no mora se opet uzeti u obzir prolazak kroz prozor komore i pozadinski plin atoma (7%). Osim toga, zraka prolazi i kroz $\frac{\lambda}{4}$ pločicu zbog čega se izgubi još 2% intenziteta. Ukupna snaga unutar MOT-a u x smjeru je $2.33 \text{ mW} + 2.33 \text{ mW} \cdot (0.93) \cdot (0.98) = 4.45 \text{ mW}$. Analogno dobijemo snagu i za preostale dvije grane. Ukupni intenzitet lasera za hlađenje na atome unutar MOT-a dobije se dijeljenjem ukupne snage (sve tri grane) s površinom mjerača snage [23] i iznosi:

$$I = 16.01 \text{ mW/cm}^2 \quad (4.2.1)$$

Za eksperiment je ukupna snaga smanjena na 9 mW , odnosno ukupni intenzitet u MOT-u od 12.75 mW/cm^2 .

Osim ovisnosti temperature o frekvencijskom pomaku lasera za hlađenje, mjerena je i ovisnost o ukupnom intenzitetu lasera za hlađenje unutar MOT-a.

Izmjereni podaci se nalaze na slici 4.2.2. Vidimo da smo dobili očekivanu linearnu ovisnost temperature o intenzitetu koju predviđa sub-Dopplerov model. Temperature su veće za manji δ , što je isto očekivano ponašanje. Za veći pomak od rezonantne frekvencije učestalost raspršenja je manja pa se atomi manje griju. Primijetimo da po tom modelu u limesu $\delta \rightarrow \infty \Rightarrow T \rightarrow 0$, što je fizikalno nemoguće, zbog postojanja granične temperature određene odbojem atoma. Treba imati na umu da se melase ni ne može postići za prevelike vrijednosti δ .

Prilagodbom podataka na pravac $y = ax + b$, gdje je $y = T$, $x = I$ dobiju se vrijednosti za nagib pravca i odsječak na osi y :

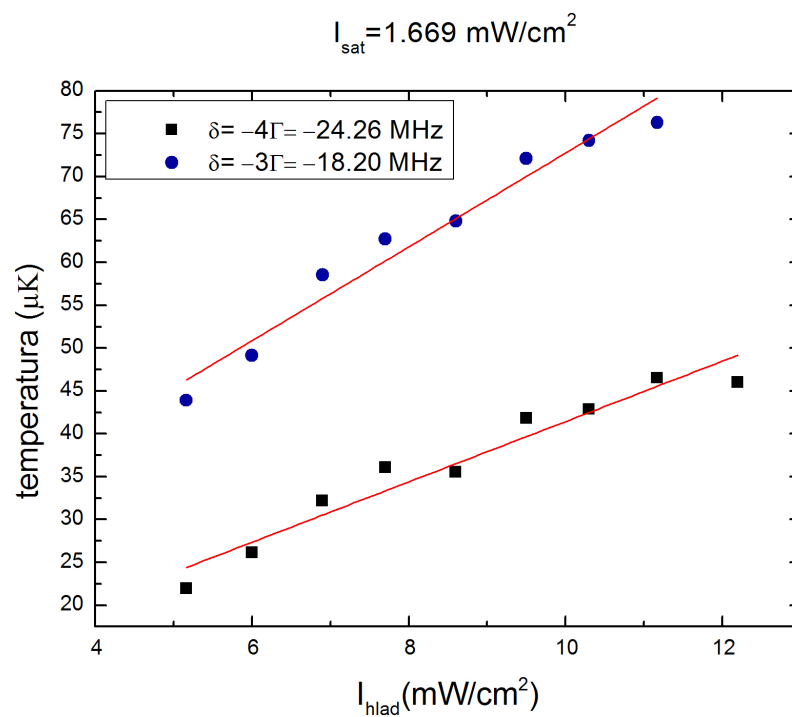
$$\delta = -3\Gamma : \quad a = (5.5 \pm 0.4) \mu\text{Kcm}^2/\text{mW}, \quad b = (18 \pm 4) \mu\text{K} \quad (4.2.2)$$

$$\delta = -4\Gamma : \quad a = (3.5 \pm 0.3) \mu\text{Kcm}^2/\text{mW}, \quad b = (6 \pm 3) \mu\text{K} \quad (4.2.3)$$

Vidimo da $b \neq 0$, odnosno postoji neki odsječak na osi y . Uzrok tome je sistematska pogreška, npr. razne refleksije od optičkih elemenata ili krivo određeni intenziteti.

Važno je napomenuti da je način mjerenja snage dosta neprecizan, jer se i za male pomake nagiba površine mjerača snage izmjereni iznos znatno mijenja. Problem predstavljaju zrake lasera za hlađenje u x i y smjeru, optički put im ide u takvom smjeru da mjerač snage nije moguće staviti na stalak, nego se mora držati rukom, što onda utječe na preciznost mjerenja.

U ovom odjeljku eksperimentalno je pokazano ponašanje temperature hladnog oblaka predviđeno sub-Dopplerovim modelom. Temperatura opada za veće pomake lasera za hlađenje od rezonantne frekvencije i ovisi linearno o intenzitetu lasera za hlađenje.



Slika 4.2.2: Ovisnost temperature o intenzitetu lasera za hlađenje.

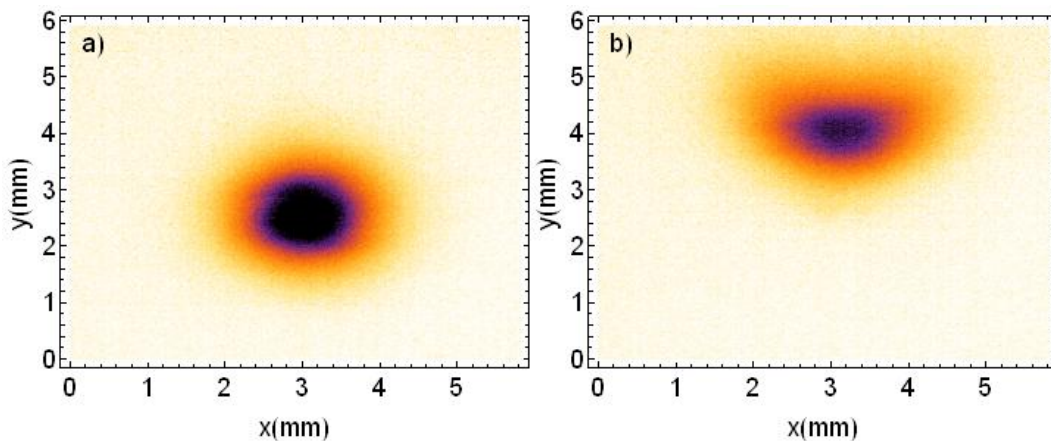
4.3 Mjerenje pomaka centra mase hladnog oblaka pod utjecajem vanjske sile

Promatrana je dinamika hladnog oblaka pod utjecajem konstantne vanjske sile u slučajevima slobodne ekspanzije oblaka i ekspanzije u polju lasera za hlađenje. Cilj je bio istražiti primjenu nove tehnike za mjerenje pomaka energijskih nivoa zbog utjecaja polja lasera (engl. *light shift*). Prednosti tehnike su jednostavnost i laka prilagodljivost na bilo koji prijelaz.

Kod balističke ekspanzije oblaka, gledali smo kako se oblak slobodno širi bez utjecaja vanjskih sila. Da bismo mogli pomicati, odnosno gurati oblak, moramo dodati još jedan laser-laser za guranje, u y-smjeru. Frekvencija tog lasera namještena je na $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$ prijelaz, a zraka je cirkularno polarizirana. Pomoću AOM3 (slika 3.2.4) mijenjamo frekvenciju lasera za guranje i gledamo kako to utječe na pomak centra mase hladnog oblaka u ovisnosti o $\Delta f = f_{guranje} - f_{2 \rightarrow 3}$. Shema mijenjanja frekvencije lasera za guranje opisana je u poglavlju 3.

Laser za hlađenje se gasi zajedno s magnetskim poljem, a na oblak silom zračenja djeluje laser za guranje, zbog čega se oblak giba jednoliko ubrzano u +y smjeru.

Očekujemo da će se oblak najviše pomaknuti na rezonantnoj frekvenciji tog prijelaza, zbog toga što je sila pa i apsorpcija (2.1.2) najveća za rezonantnu frekvenciju ($\Delta f = 0$). Mjeri se pomak oblaka nakon 7 ms ekspanzije u dva slučaja- s uključenim i isključenim laserom za hlađenje. Shema uključivanja magnetskog polja, kamere i lasera za hlađenje u oba slučaja prikazana je na slici 3.2.5 u poglavlju 3. Slika 4.3.1 prikazuje oblak nakon 7 ms ekspanzije sa i bez lasera za guranje.



Slika 4.3.1: Pomicanje centra mase oblaka. Oblak nakon 7 ms ekspanzije a) bez lasera za guranje, b) laser za guranje s postavljenom frekvencijom $\Delta f = 2.56 \text{ MHz}$.

Laser za guranje predstavlja konstantnu vanjsku silu koja atome translacija duž y-osi (ako je koordinatni sustav postavljen tako da je x-y ravnina paralelna ravnini optičkog stola). Pomak centra mase mjeren je tako što se oblak pustio da ekspandira gašenjem magnetskog polja i lasera za hlađenje, dok je laser za guranje upaljen. Ponovnim paljenjem lasera za hlađenje i kamere snimljen je položaj oblaka nakon $t_{TOF} = 7 \text{ ms}$. Izmjerena je ovisnost pomaka centra mase oblaka o pomaku frekvencije lasera za guranje, Δf .

Sila je proporcionalna naseljenosti pobuđenih stanja, odnosno apsorpciji (2.1.2). Ako pretpostavimo da je sila približno konstantna, tada je proporcionalna pomaku za stalan t_{TOF} . Zato očekujemo maksimalan pomak na $\Delta f = f_{guranje} - f_{2 \rightarrow 3} = 0$, kada je laser za guranje na rezonantnoj frekvenciji prijelaza i apsorpcija maksimalna. Mjerenjem pomaka se na taj način može direktno mjeriti rezonantni $2 \rightarrow 3$ prijelaz u hladnim atomima.

Dobiveni oblik linije bi trebao biti Lorentzijan, jer je to prirodan oblik apsorpcijske linije.

Prilagodbom eksperimentalnih podataka na Lorentzian dobije se centar raspodjele $x_c = (2.56 \pm 0.02) \text{ MHz}$, a širina $w = (9.8 \pm 0.1) \text{ MHz}$.

Prirodna širina linije za ^{87}Rb je $\Gamma = 6.0666(18) \text{ MHz}$ [12], iz čega zaključujemo da je izmjerena linija dodatno proširena. Mogući uzroci širenja linije su velika snaga lasera (engl. *power broadening*), okolno magnetsko polje i poluširina samog lasera.

Mjerenjem magnetskog polja u blizini komore, zaključili smo da osim Zemljinog magnetskog polja, ionska pumpa koja se nalazi iznad komore također stvara nezanemarivo magnetsko polje.

Mogući uzroci pomaka centra linije su: magnetsko polje, nepreciznosti u određivanju frekvencije lasera i Dopplerov pomak.

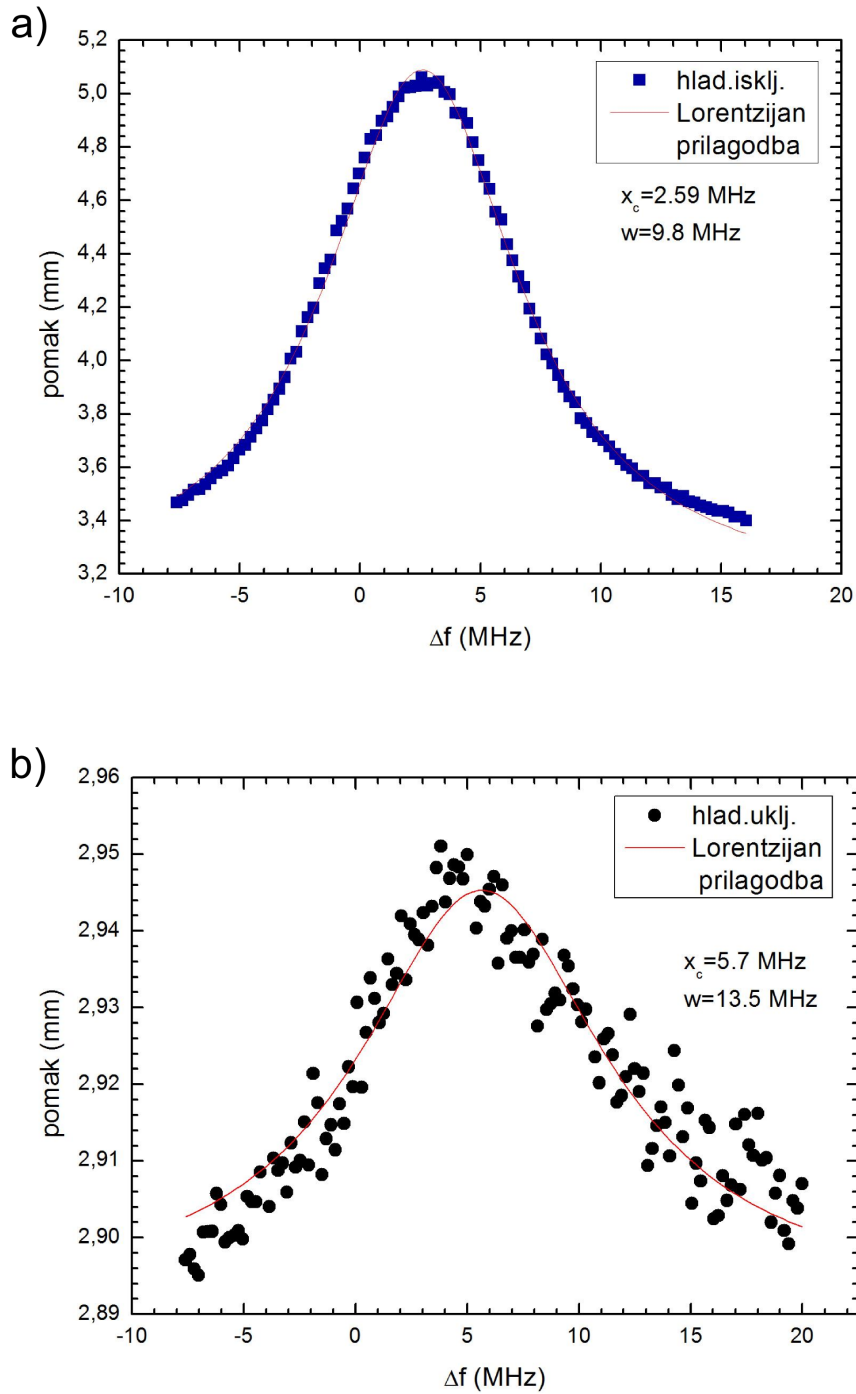
Osim što utječe na širinu linije, nehomogeno magnetsko polje može biti uzrok pomaka centra raspodjele, međutim razmatranjem energija cijepanja hiperfinskih nivoa zaljučili smo da to nije dominantan efekt. Pretpostavljamo da je glavni uzrok pomicanja centra raspodjele nedovoljno dobro određena frekvencija lasera, što je posljedica načina stabilizacije frekvencije lasera (engl. *lock*). Postoji i određen doprinos od Dopplerovog pomaka, zbog mijenjanja brzine oblaka u raznim točkama mjerenja. Za različite frekvencije lasera za guranje, sila je drugačija što uzrokuje različite brzine nakon 7 ms ekspanzije. To znači da je i Dopplerov pomak drugačiji za svaku točku.

Na slici 4.3.2 prikazani su izmjereni pomaci centra mase hladnog oblaka za različite Δf . Zbog prirode sile zračenja, izmjerena krivulja direktno reflektira apsorpcijski profil $2 \rightarrow 3$ hiperfine linije.

Isti postupak mjerenja napravili smo i s uključenim laserom za hlađenje (slika 4.3.2 b).

Može se primijetiti da je poluširina sada puno veća, a centar raspodjele još više pomaknut u desno. Do širenja linije dolazi zbog snage lasera za hlađenje, koji je prije bio isključen. Pomaci su puno manji nego kada je laser za hlađenje isključen. Oblak se pomiče za samo

0.05 mm. Uz uključen laser za hlađenje se i očekuju manji pomaci centra mase, zbog sile zračenja kojom laser za hlađenje djeluje na hladni oblak. To se dobro vidi i iz slike 4.3.7 koja prikazuje usporedbu pomicanja hladnog oblaka za uključen i isključen laser za hlađenje. Zbog toga su kasnije pri usporedbi pomaka centra mase hladnog oblaka, za uključen i isključen laser za hlađenje, korišteni normirani pomaci (slika 4.3.5).



Slika 4.3.2: Pomak centra mase u ovisnosti o pomaku frekvencije lasera guranja od rezonantne frekvencije $2 \rightarrow 3$ prijelaza, $\Delta f = f_{2 \rightarrow 3} - f_{guranje}$ za a) isključen i b) uključen laser za hlađenje ($I = 9.16 \text{ mW/cm}^2$).

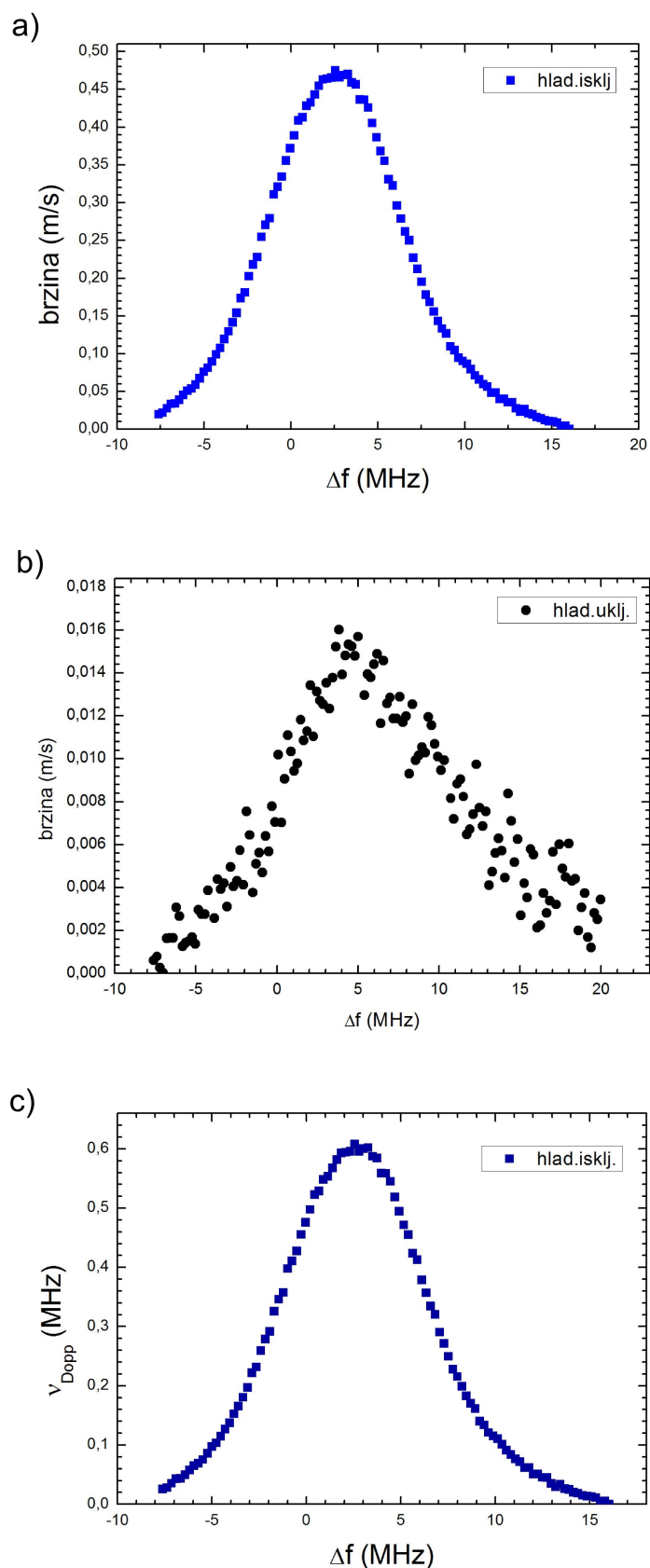
Da bismo vidjeli koliki je utjecaj Dopplerovog pomaka na mjerenje, napravili smo jednostavnu procjenu. Pretpostavljajući jednoliko ubrzano gibanje, izračunali smo brzinu v u trenutku

$t = 7 \text{ ms}$. Dopplerov pomak u frekvenciji dobije se iz izraza:

$$\omega_{Dopp} = k \cdot v \quad \Rightarrow \quad \nu_{Dopp} = \frac{v}{\lambda} \quad (4.3.1)$$

gdje je λ valna duljina lasera za guranje. Izračunate vrijednosti brzina u ovisnosti o frekvenciji lasera za guranje, uz isključeni i uključeni laser za hlađenje, nalaze se na slici a) i b) 4.3.3. Slika c) prikazuje Dopplerove pomake za isključen laser za hlađenje. Vidi se da su brzine bez hlađenja puno veće nego za uključeno hlađenje, jer osim lasera za guranje i laser za hlađenje djeluje na oblak. Ukupna sila je manja pa zbog toga i pomaci i brzine. Dopplerov pomak u frekvenciji je u tom slučaju zanemariv- za najveću brzinu od 0.016 m/s slijedi da je $\Delta\nu_{Dopp} = 0.02 \text{ MHz}$.

Kada je laser za hlađenje isključen, brzine i Dopplerov pomak su veći. Ipak, Dopplerov pomak daje samo mali doprinos u pomaku centra raspodjele od maksimalno 0.6 MHz . Zaključujemo da ostali navedeni uzroci imaju veći efekt na pomak centra raspodjele.



Slika 4.3.3: Brzine atoma u hladnom oblaku nakon 7 ms za a) isključen laser za hlađenje, b) uključen laser za hlađenje. c) Dopplerov pomak frekvencija za isključen laser za hlađenje.

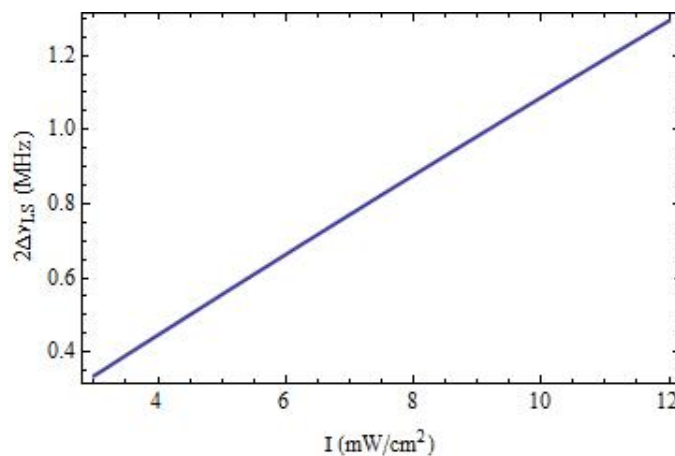
Pretpostavljamo da magnetsko polje i stabilizacija frekvencije (engl. *lock*) lasera u oba slučaja (uključen i isključen laser za hlađenje) uzrokuju jednak pomak u desno. Iz mjerenja se vidi da je pomak veći kada je laser za hlađenje uključen, nego kada je isključen.

Budući da je jedini promijenjeni parametar bio uključivanje lasera za hlađenje, zaključak je bio da je do pomicanja centra raspodjele došlo zbog AC-Starkovog pomaka (engl. *light shift*). Zbog interakcije s upadnim svjetlosnim poljem, dolazi do pomaka u energiji nivoa za $\Delta\nu_{LS}$. Radi se o realnim atomima koji imaju više od dva nivoa pa je važno uzeti u obzir relativne snage različitih prijelaza. U našem slučaju, promatrani prijelaz je između hiperfinskih stanja $F = 2 \rightarrow F' = 3$. AC Starkov pomak u jedinicama frekvencije je dan jednadžbom [24]:

$$\frac{1}{\hbar}(\Delta\nu_{LS}) = \frac{\Gamma}{2} \left(\left| \frac{\delta}{\Gamma} \right| - \sqrt{\frac{\delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{2I_{sat}}} \right) |c_{m_F m_{F'}}|^2 \quad (4.3.2)$$

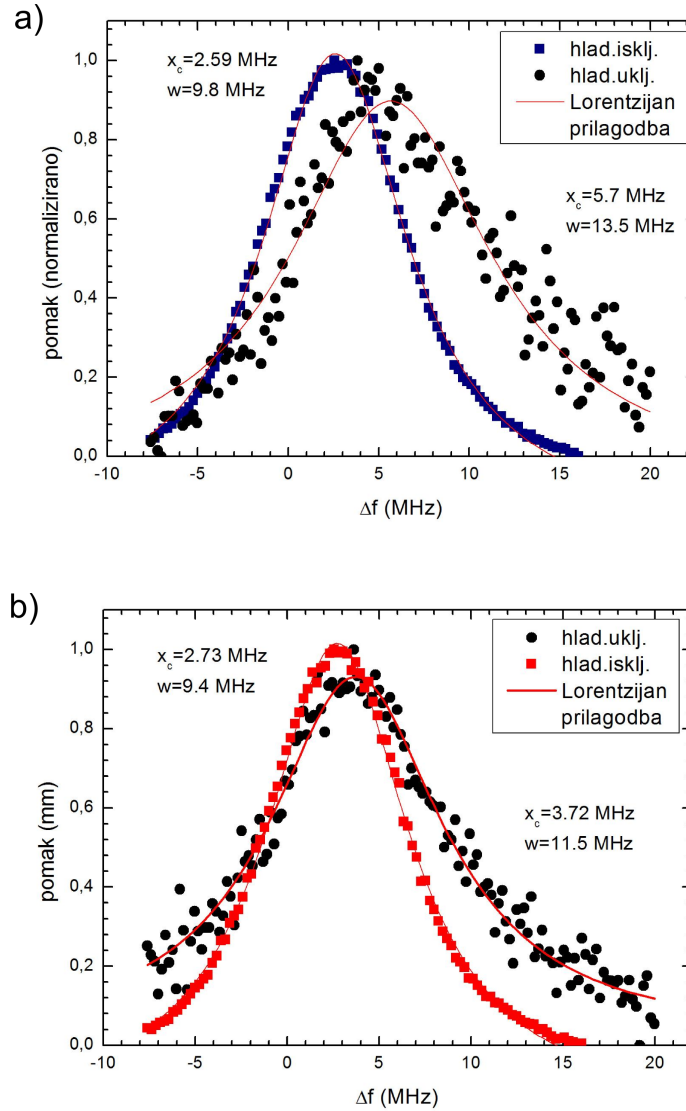
gdje je $c_{m_F m_{F'}}$ Clebsch-Gordanov koeficijent za prijelaz između osnovnog stanja m_F i pobuđenog stanja $m_{F'}$, a pomak lasera za hlađenje od rezonantne frekvencije u eksperimentu je $\frac{\delta}{\Gamma} = -4$. Intenzitet lasera za hlađenje je $I = 9.16 \text{ mW/cm}^2$. Zraka za guranje je σ^+ polarizirana i pobuđuje prijelaz $m_F = +2 \rightarrow m_{F'} = +3$. Iz literature [18] očitamo da je CG-koeficijent za taj prijelaz jednak $\sqrt{\frac{1}{2}}$. Energija nivoa osnovnog stanja pomiče se prema dolje, a pobuđenog stanja prema gore za $\delta < 0$ pa je tada ukupna promjena u energiji za promatrani prijelaz $2\Delta\nu_{LS}$.

Uz sve navedene parametre teorijski predviđeni AC Starkov pomak je $2 \cdot 0.5 \text{ MHz} = 1.0 \text{ MHz}$. Pomak frekvencija koji smo dobili eksperimentalno je 3.11 MHz , što znači da očito imamo drugih efekata koji uzrokuju pomak, odnosno da početna pretpostavka o jednakom pomaku centra raspodjele u oba slučaja nije bila točna. Graf ovisnosti pomaka o intenzitetu dan jednadžbom 4.3.2 prikazan je na slici 4.3.4.

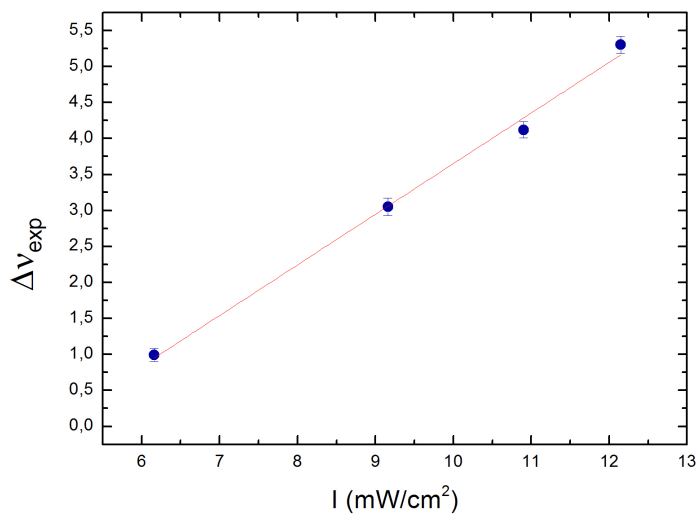


Slika 4.3.4: Ovisnost AC Stark pomaka o intenzitetu predviđen teorijom.

Imajući na umu da AC Starkov pomak ovisi o intenzitetu lasera za hlađenje, ponovili smo mjerenje za četiri različita intenziteta lasera za hlađenje. Razlika centara raspodjele dobivenih prilagodbom Lorentzijana na mjerenje pomaka centra mase hladnog oblaka uz uključen i isključen laser za hlađenje označena je s $\Delta\nu_{exp} = x_c(uklj.hlad) - x_c(isklj.hlad)$. Ovisnost $\Delta\nu_{exp}$ o intenzitetu prikazana je na slici 4.3.6.

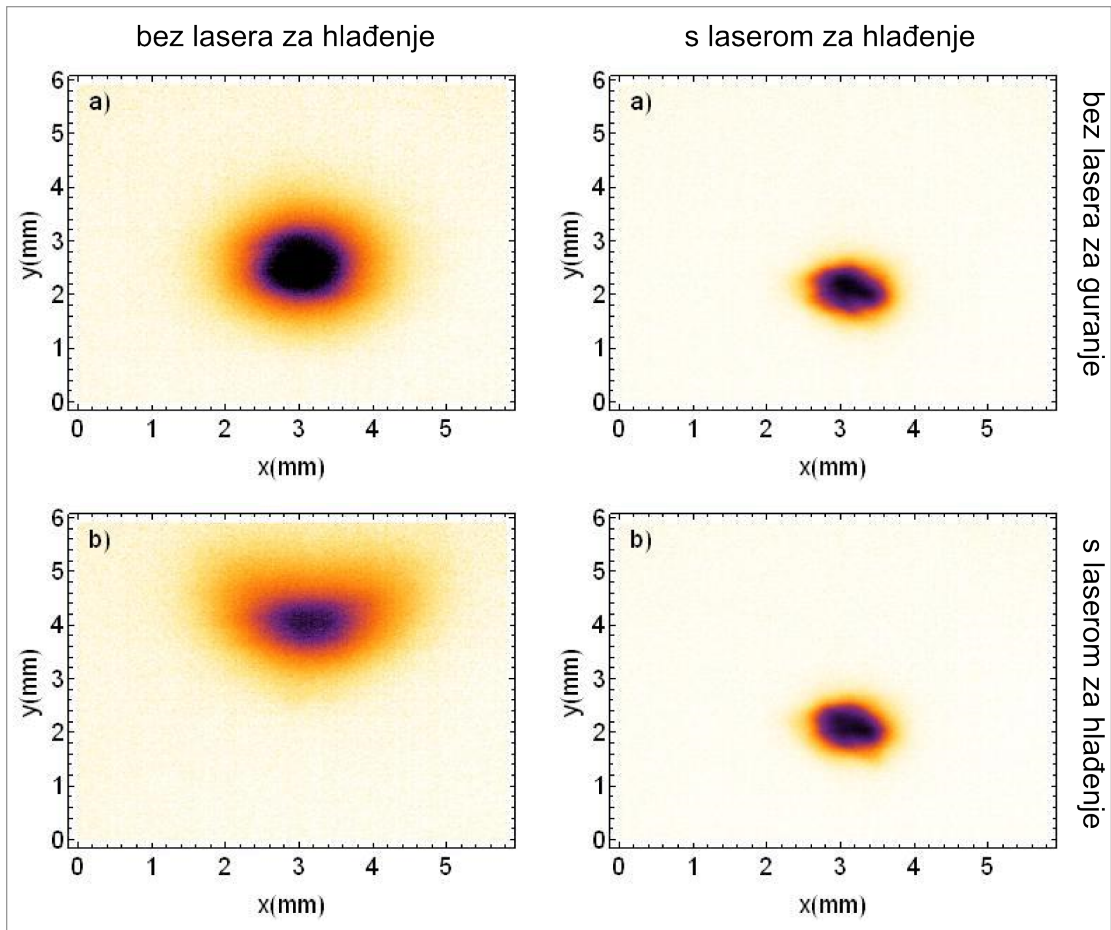


Slika 4.3.5: Usporedba pomaka centra raspodjele za dva različita intenziteta lasera za hlađenje: a) $I = 9.16 \text{ mW/cm}^2$, b) $I = 6.16 \text{ mW/cm}^2$.



Slika 4.3.6: Eksperimentalno dobiveni pomak δ_{exp} u ovisnosti o intenzitetu

Dobivena ovisnost je linearna kao što predviđa teorija, no iznosi su puno veći od očekivanog. Već pri samom promatranju oblaka, vidljivo je da se ne nalazi na istom mjestu u ta dva slučaja, odnosno da se uključanjem lasera za hlađenje oblak malo pomaknuo u smjeru -y (slika 4.3.7). To je najvjerojatnije uzrok zbog kojeg ne možemo pretpostaviti da su faktori koji uzrokuju pomicanje centra raspodjele jednaki za oba mjerenja.



Slika 4.3.7: Usporedba pomaka centra mase oblaka u $t=7\text{ms}$, kada oblak slobodno ekspandira i kada na njega tijekom ekspanzije djeluje laser za hlađenje.

Već na samoj slici oblaka 4.3.7 se može primijetiti da je ravnotežni položaj (uz isključen laser za guranje) pomaknut u -y smjeru kada je laser za hlađenje upaljen u odnosu na slučaj kada je isključen. To pomicanje je još čudnije, jer se odvija u smjeru povratne (retro) zrake koja je slabijeg intenziteta.

Moguće je da se hladni oblak pomiče jer gašenjem magnetskog polja zavojnica ostaje nehomogeno magnetsko polje ionske pumpe, u kojem se energijski nivoi zbog Zeemanovog efekta tako cijepaju da je apsorpcija povratne zrake veća. Ako pretpostavimo da je magnetsko polje u toj točki negativno, pobuđeni energijski nivo $m' = +1$ se nalazi bliže frekvenciji lasera, nego $m' = -1$. To bi značilo da je retro zraka σ^+ polarizirana i pobuđuje prijelaz iz $m = 0 \rightarrow m' = +1$ te je više apsorbirana od σ^- zrake, zbog čega se atomi u hladnom oblaku pomiču.

Takvo magnetsko polje, kao što je već spomenuto, osim što uzrokuje pomicanje oblaka, utječe i na ukupni pomak u energijskim nivoima. To je jedan od uzroka zbog kojih imamo veće pomake u energiji od pomaka predviđenih teorijom.

Iako je predložena tehnika za mjerenje *light shifta* u principu jednostavna, pokazalo se da

je sama izvedba ipak dosta zahtjevnija. Mjerenje je vrlo visoke rezolucije te zbog toga i najmanje smetnje imaju velik utjecaj. Potrebne su dorade na eksperimentalnom postavu, poput kompenzacijskih zavojnica. Osim toga, planira se provjeriti kolika je frekventna širina lasera, da bismo točno mogli znati koliko širenje linije uzrokuje.

5 Zaključak

U ovom diplomskom radu proučavan je sub-Dopplerov mehanizam hlađenja. Prvi put su u Laboratoriju za femtosekundnu lasersku spektroskopiju izmjerene temperature hladnog oblaka od $20 \mu K$. Objašnjena su dva principa sub-Dopplerovog hlađenja i eksperimentalno je pokazano ponašanje predviđeno teorijom.

Osim toga, mjerena je ovisnost pomaka centra mase oblaka o frekvenciji lasera za guranje. Izmjerena linija je šira od očekivanog, što je najviše uzrokovano okolnim magnetskim poljem i spektralnom širinom samog lasera.

Testirana je nova tehnika za mjerenje AC Starkovog pomaka zbog utjecaja lasera (*light shift*). Izmjereni pomaci pokazuju linearnu ovisnost o intenzitetu lasera za hlađenje, ali je njihov iznos veći od vrijednosti izračunatih iz jednostavnog teorijskog modela. Primjena tehnike pomaka centra mase na mjerenje *light shifta* stoga zahtjeva daljnje usavršavanje eksperimenta.

Literatura

- [1] T. Hansch, A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68, 1975.
- [2] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable i A. Ashkin, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48, 1985.
- [3] E. L. Raab, M. P. Prentiss, A. Cable, S. Chu i D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett. **59**, 23, 1987.
- [4] C. Cohen-Tannoudji i W. Phillips, *New Mechanisms for Laser Cooling*, Physics Today **43**, 10, 35, 1990.
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science, **269**, 5221, 1995.
- [6] H. Metcalf, J. i P. van der Straten, *Laser cooling and trapping*, Springer, 1999.
- [7] H. Perrin, *Les Houches lectures on laser cooling and trapping*, 2012.
- [8] W. D. Phillips, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys. **70**, 3, 1998.
- [9] G. Kregar, Doktorski rad: *Utjecaj vanjskog koherentnog zračenja na rubidijeve atome u magneto-optičkoj stupici*, U pripremi.
- [10] W. Demtröder, *Atoms, Molecules and Photons*, Springer, 2010.
- [11] L. C. Karssen, Doktorski rad: *Trapping cold atoms with ultrashort laser pulses*, 2008.
- [12] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, 2008.
- [13] M. Kasevich i S. Chu, *Laser Cooling Below a Photon Recoil with a 3-Level Atoms*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741-1744, 1992.
- [14] 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, 1989.
- [15] A. M. Steane, G. Hillenbrand i C. J. Foot, *Polarization gradient cooling in a one dimensional $\sigma^+\sigma^-$ configuration for any atomic transition*, J. Phys. B: At. Mol. Opt Phys. **25**, 4721, 1992.
- [16] K. Molmer, *Friction and diffusion coefficients for cooling of atoms in laser fields with multidimensional periodicity*, Phys. Rev. A **44**, 5829, 1991.
- [17] Y. Castin and K. Molmer, *Monte Carlo wave-function analysis of 3-S optical molasses*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3772, 1995.
- [18] N. Šantić, Diplomski rad: *Lasersko hlađenje atoma*, 2012.

-
- [19] <http://www.thorlabs.de/thorcat/25000/DCC3240N-Manual.pdf>
- [20] http://www.rp-photonics.com/acousto_optic_modulators.html
- [21] D. K. Sunko, *Statistička fizika i termodinamika*, 2011.
- [22] I. Yavin, M. Weel, A. Andreyuk i A. Kumarakrishnan, *A calculation of the time-of-flight distribution of trapped atoms*, Am. J. Phys. **70** (2), 2002.
- [23] http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3328
- [24] N. Souther, R. Wagner, P. Harnish, M. Briel i S. Bali, *Measurements of light shifts in cold atoms using Raman pump-probe spectroscopy*, Laser Phys. Lett. **7**, 4, 321–327, 2010.