

Mjerenje temperature hladnog atomskog plina apsorpcijskim oslikavanjem

Petrinović, Toma

Master's thesis / Diplomski rad

2020

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:217:285121>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-08-15**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Toma Petrinović

Mjerenje temperature hladnog atomskog plina
apsorpcijskim oslikavanjem

Diplomski rad

Zagreb, 2020.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Toma Petrinović

Diplomski rad

**Mjerenje temperature hladnog
atomskeg plina apsorpcijskim
oslikavanjem**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Ticijana Ban

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2020.

Zahvalio bih mentorici dr. sc. Tacijani Ban na podršci, strpljenju i susretljivosti tijekom provođenja diplomskog rada. Zahvaljujem na brojnim savjetima i razgovorima koji su mi pomogli u pisanju rada.

Zahvalio bih kolegama iz Laboratorija za hladne atome Instituta za fiziku koji su mi sa svojim savjetima pomogli u razumijevanju gradiva i asistirali u postupku mjerenja.

Zahvalio bih kolegama s faksa koji su mi tijekom godina pomagali u razumijevanju gradiva brojnih kolegija.

I na kraju, zahvalio bih Heleni i obitelji na podršci tijekom studija i brojnim savjetima.

Sažetak

U ovom radu je postavljen, optimiziran i karakteriziran postav za apsorpcijsko oslikavanje oblaka hladnih atoma rubidija. Mjereni su parametri oblaka hladnih atoma kao što su optička debljina, broj atoma, veličina oblaka i temperatura za različite parametre postava. Promotreno je kako se optička debljina, broj atoma te veličina oblaka mijenja tijekom balističke ekspanzije oblaka. Iz ovisnosti veličine oblaka o vremenu ekspanzije određena je temperatura hladnih atoma. Razmotreno je ponašanje oblaka ovisno o vremenu koliko dugo se stvara oblak i o snazi apsorpcijske zrake. Mjerena je ovisnost parametra oblaka ovisno o snazi i pomaku frekvencije lasera za hlađenje. Za kraj rada uspoređena je temperatura, broj atoma te omjer signala i šuma apsorpcijske i fluorescentne metode oslikavanja o snazi i pomaku frekvencije lasera za hlađenje.

Ključne riječi: Lasersko hlađenje, Doppler i sub-Doppler teorija hlađenja, apsorpcijsko i fluorescentno oslikavanje

Determination of cold atom temperature by absorption imaging

Abstract

In this paper, an absorption based system for imaging cold rubidium atoms is set up, optimized and characterized. The optical density, atom number, cloud size and temperature of cold rubidium atoms are measured for different parameters of the experimental setup. The time dependency of the optical density, atom number and cloud size is determined. The temperature of the atoms is determined from the time dependency of the cloud size. The cloud properties are observed as a function of the cloud creation time and the power of the absorption beam. The dependency of the cloud variables is determined as a function of the cooling laser frequency and beam power. At the end of this paper, the temperature, atom number and signal-to-noise ratio is measured and compared for fluorescence and absorption imaging techniques as a function of the cooling laser frequency and beam power.

Keywords: Laser cooling, Doppler and sub-Doppler cooling theory, absorption and fluorescent imaging

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorija laserskog hlađenja	2
2.1	Međudjelovanje svjetlosti s atomom i oblik spektralne linije	2
2.1.1	Einsteinovi koeficijenti	2
2.1.2	Oblik spektralne linije	3
2.2	Lasersko hlađenje i magneto-optička stupica	6
2.2.1	Lasersko hlađenje atoma	6
2.2.2	Optička melasa	7
2.2.3	Magneto-optička stupica	9
2.3	Temperaturna ograničenja	10
2.3.1	Doppler ograničenje	10
2.3.2	Sub-Doppler hlađenje	12
2.4	Teorijska pozadina apsorpcijskog oslikavanja	13
3	Eksperimentalni postav	15
3.1	Eksperimentalni postav za hladne atome	17
3.1.1	Laserski sustavi	17
3.1.2	Stabilizacija lasera i promjena frekvencije	19
3.1.3	Fluorescentna metoda oslikavanja	20
3.2	Postav za apsorpcijsko oslikavanje	21
3.3	Kalibriranje AOM-a i <i>double pass</i>	25
4	Rezultati mjerenja apsorpcijskim oslikavanjem	27
4.1	Ovisnost optičke debljine oblaka o frekvenciji lasera za apsorpcijsko oslikavanje	27
4.2	Mjerenje tehnikom vremena proleta	28
4.2.1	Balističko širenje oblaka i određivanje temperature	29
4.2.2	Ovisnost optičke debljine o vremenu proleta	30
4.2.3	Ovisnost broja atoma o vremenu proleta	31
4.3	Određivanje pogreške parametra oblaka	33
4.3.1	Pogreška širine oblaka	33
4.3.2	Pogreška temperature	33

4.4	Utjecaj snage lasera za oslikavanje na parametre oblaka	34
4.4.1	Ovisnost temperature oblaka o snazi lasera za oslikavanje . . .	34
4.4.2	Ovisnost optičke debljine oblaka o snazi lasera za oslikavanje .	35
4.4.3	Ovisnost broja atoma o snazi lasera za oslikavanje	36
4.5	Ovisnost parametra oblaka o vremenu stvaranja oblaka	37
4.5.1	Ovisnost temperature o vremenu stvaranja oblaka	37
4.5.2	Ovisnost optičke debljine o vremenu stvaranja oblaka	38
4.5.3	Ovisnost broja atoma o vremenu stvaranja oblaka	39
4.6	Ovisnost parametra oblaka o pomaku frekvencije i snazi lasera za hlađenje	40
4.6.1	Ovisnost broja atoma i optičke debljine o pomaku frekvencije lasera za hlađenje	40
4.6.2	Ovisnost broja atoma i optičke debljine o snazi lasera za hlađenje	41
4.7	Analiza gubitka atoma	43
5	Usporedba fluorescentne i apsorpcijske metode oslikavanja	44
5.1	Ovisnost temperature oblaka o pomaku frekvencije lasera za hlađenje .	44
5.2	Ovisnost temperature oblaka o snazi lasera za hlađenje	46
5.3	Broj atoma ovisno o pomaku frekvencije te snazi lasera za hlađenje . .	48
5.4	Omjer signala naspram šuma	48
6	Zaključak	51
	Dodaci	52
A	Uklanjanje rubova slike	52
B	Skaliranje veličine slike (engl. <i>cropping</i>)	56
C	Izgladivanje slike (engl. <i>binning</i>)	59
	Literatura	61

1 Uvod

Od izuma prvog lasera do danas laseri se pojavljuju u skoro svim granama znanosti i tehnologije te nas okružuju u svakodnevnom životu. Početkom 1970-tih godina, laseri se počinju sve više koristiti u svrhu manipulacije atoma sve do godine 1975. kada su Hänsch i Schawlow predložili princip laserskog hlađenja neutralnih atoma [1]. Demonstrirali su kako je moguće ohladiti rijetki plin atoma obasjavanjem jakim kvazi-monokromatskim laserom s frekvencijom manjom od atomskog prijelaza.

Nakon otkrića laserskog hlađenja, tehniku su unaprijedili Chu i suradnici te 1985. demonstrirali hlađenje duž sve tri dimenzije [2]. Tehniku su usavršili Chu, Cohen-Tannoudji i Phillips, a za svoj su rad 1997. dobili su Nobelovu nagradu. Korištenjem kružnih polarizacija laserskih snopova te prostornog gradijenta magnetskog polja [3], oblak atoma se mogao zarobiti i na taj način detaljnije promatrati. Usavršavanjem tehnike hlađenja, pokazalo se da Doppler teorija hlađenja nije dovoljno dobar teorijski opis budući da se temperatura oblaka spustila s nekoliko stotina mikrokelvina na samo nekoliko mikrokelvina.

Daljnijim smanjivanjem temperature oblaka, po prvi put je eksperimentalno potvrđeno postojanje Bose-Einsteinovog kondenzata [4]. Za to otkriće su Cornell, Ketterle i Wieman 2001. godine dobili Nobelovu nagradu. Osim za postizanje Bose-Einsteinovog kondenzata, lasersko hlađenje se koristi u svrhu laserske spektroskopije, atomskih satova te posljednjih godina za manipulaciju pojedinih atoma i proizvodnju kvantnih računala temeljenih na hladnim atomima.

Cilj ovog rada je uspostaviti metodu apsorpcijskog oslikavanja za određivanje osnovnih svojstva hladnog plina atoma rubidija kao što su temperatura, gustoća te broj atoma. U tu svrhu, postav za oslikavanje bilo je potrebno karakterizirati za različite parametre lasera za hlađenje i lasera za oslikavanje. Dobiveni rezultati uspoređeni su s rezultatima metode fluorescentnog oslikavanja koje se standardno koristi u laboratoriju.

2 Teorija laserskog hlađenja

2.1 Međudjelovanje svjetlosti s atomom i oblik spektralne linije

2.1.1 Einsteinovi koeficijenti

Atom koji se nalazi u elektromagnetskom polju može apsorbirati fotone uz uvjet da je energija fotona jednaka razlici energije gornjeg E_i i donjeg E_k energijskog stanja u atomu [5]:

$$h\nu = E_i - E_k, \quad (2.1)$$

gdje je ν valna duljina fotona, a h Planckova konstanta. Ako polje ima spektralnu gustoću energije $\omega_\nu(\nu)$, vjerojatnost po sekundi da atom apsorbira foton dana je relacijom:

$$\frac{dP_{ki}^{abs}}{dt} = B_{ki}\omega_\nu(\nu). \quad (2.2)$$

Vjerojatnost će ovisiti o spektralnoj gustoći energije polja, tj. što je energija veća to će vjerojatnost apsorpcije biti veća. Faktor proporcionalnosti B_{ki} naziva se Einsteinov koeficijent apsorpcije. Kada se atom nalazi u pobuđenom stanju on se može relaksirati nazad u osnovno uz emisiju fotona jednake energije. Vjerojatnost za spontanu emisiju fotona po sekundi dana je relacijom:

$$\frac{dP_{ik}^{sp.em.}}{dt} = A_{ik}. \quad (2.3)$$

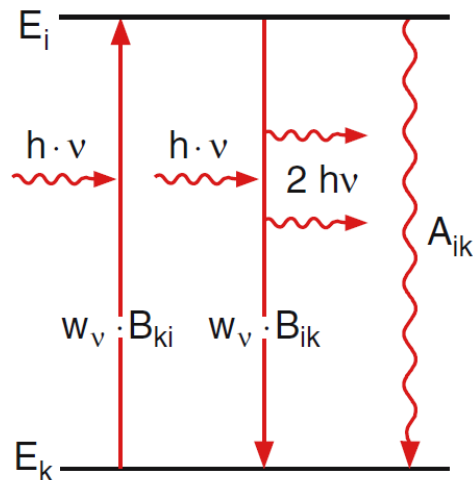
Faktor A_{ik} naziva se Einsteinov koeficijent spontane emisije. Vjerojatnost za spontanu emisiju ne ovisi o polju već samo o valnim funkcijama stanja $|i\rangle$ i $|k\rangle$. Osim spontanom emisijom fotona, atom se može relaksirati i putem stimulirane emisije. Kada foton energije $h\nu$ međudjeluje s atomom u pobuđenom stanju, postoji vjerojatnost da će foton potaknuti stimuliranu emisiju fotona iz pobuđenog atoma. Ova vjerojatnost dana je relacijom:

$$\frac{dP_{ik}^{ind.em.}}{dt} = B_{ik}\omega_\nu(\nu). \quad (2.4)$$

Faktor proporcionalnosti B_{ik} naziva se Einsteinov koeficijent stimulirane emisije. Na slici 2.1 prikazana su sva tri procesa. Za Einsteinove koeficijente vrijede sljedeće relacije:

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki}, \quad A_{ik} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ik}. \quad (2.5)$$

Veličina $g = 2J + 1$ je statistička težina energijskog stanja i ovisit će o ukupnom angularnom momentu J . Ako su statističke težine iste, vjerojatnost apsorpcije i stimulirane emisije će biti ista.



Slika 2.1: Proces koji se javlja prilikom međudjelovanja atoma s elektromagnetskim poljem. Gledano s lijeva na desno, ilustrirani procesi su: apsorpcija fotona, inducirana emisija fotona, spontana emisija fotona. Preuzeto iz [5].

2.1.2 Oblik spektralne linije

Kada atom apsorbira ili emitira foton, frekvencija fotona neće uvijek biti strogo monokromatska kako je to definirano s jednadžbom 2.1. Postoje tri mehanizma koja su odgovorna za širinu spektralne linije pri procesu apsorpcije i/ili emisije: prirodna širina linije, Doppler širenje linije i sudarno širenje linije. Budući da se eksperiment vrši u vakuumskoj komori, doprinos od sudarnog širenje će biti bitno manji od prva dva doprinosa.

1) Prirodna širina linije

Prirodna širina linije posljedica je konačnog vremena života pobuđenog stanja atoma. Iz Heisenbergove relacije neodređenosti moguće je izračunati neodređenost u ener-

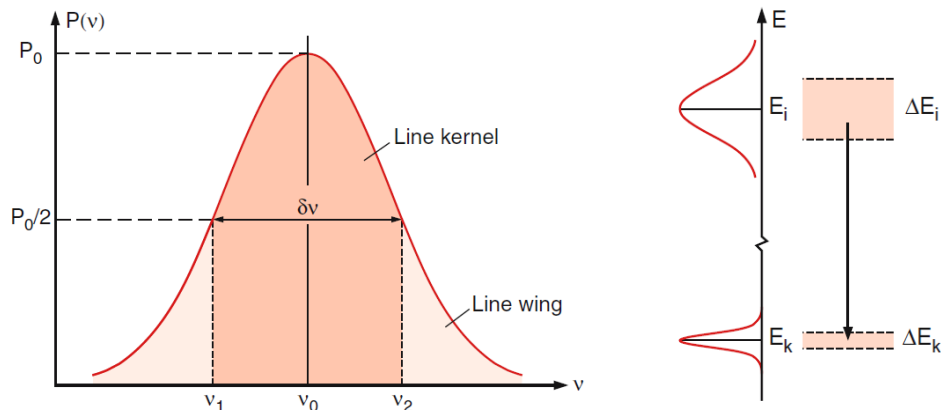
giji stanja atoma kao posljedica konačnog vremena života. Ako se atom relaksira iz gornjeg stanja $|i\rangle$ energije E_i i vremena života τ_i u donje stanje $|k\rangle$ energije E_k te vremena života τ_k , spektralna širina Γ na pola visine (engl. *full width at half maximum*) iznositi će:

$$\Gamma = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} \right). \quad (2.6)$$

Prirodna širina linije opisuje se Lorentzianom:

$$f(\nu) = \frac{\frac{\Gamma}{2\pi}}{4\pi^2(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}, \quad (2.7)$$

gdje je Γ prirodna širina linije, a ν_0 frekvencija prijelaza. Na slici 2.2 prikazana je prirodna širina linije koja nastaje kao posljedica neodređenosti u energiji atomskog stanja.



Slika 2.2: Prirodno širenje linije (lijevo). Neodređenost energijskih nivoa koji nastaju kao posljedica konačnog vremena života (desno). Preuzeto iz [5].

2) Doppler širenje linije

Drugi efekt javlja se kad se atom giblje brzinom \mathbf{v} u odnosu na foton. Zbog Dopplerovog efekta, atom više neće vidjeti foton s frekvencijom ν_0 , već:

$$\nu = \nu_0 + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{2\pi}, \quad (2.8)$$

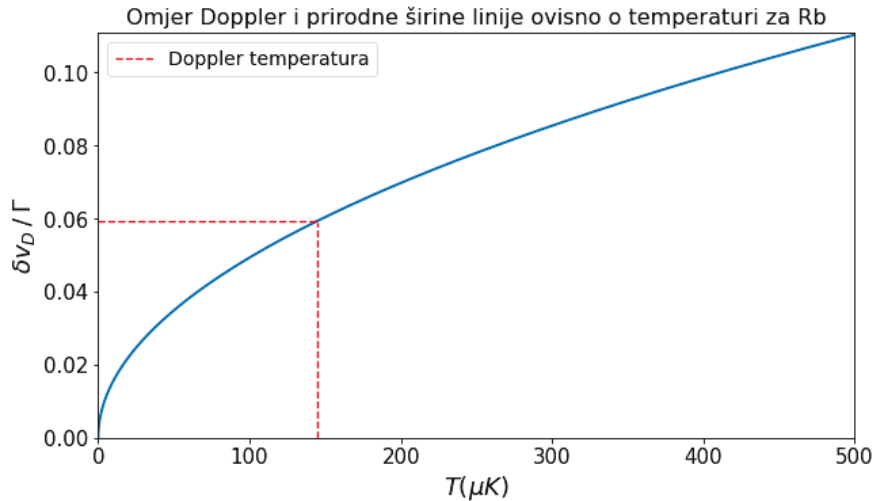
gdje je \mathbf{k} valni vektor fotona. Doppler efekt uzrokovat će širenje linije Gaussijanskog oblika:

$$f(\nu) = \exp\left(-\left(\frac{\nu - \nu_0}{0.6\delta\nu_D}\right)^2\right). \quad (2.9)$$

Širina spektralne linije δv_D ovisit će o masi atoma m , frekvenciji prijelaza ν_0 te temperaturi T na način:

$$\delta v_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{N_A m}} \ln 2. \quad (2.10)$$

Na sobnoj temperaturi Doppler širina će biti par redova veličine veća od prirodne širine linije. Za atom rubidija mase $m = 1.419 \cdot 10^{-25}$ kg, prirodne širine linije $\Gamma = 6.065$ MHz, frekvencije prijelaza $\nu_0 = 384.230$ THz i temperature $T = 300$ K, Doppler širina iznosi ~ 500 MHz. S druge strane, kada je temperatura atoma blizu Doppler limitu, Doppler širina će biti red veličine manja od prirodne širine linije. Za temperaturu $T = 300$ μ K, Doppler širina iznosi ~ 0.5 MHz. Na slici 2.3, prikazana je ovisnost omjera Doppler i prirodne širine linije o temperaturi.



Slika 2.3: Omjer Doppler i prirodne širine linije ovisno o temperaturi za ^{87}Rb .

Konačni oblik spektralne linije bit će tzv. Voigt profil koji je dan sa konvolucijom Gaussijana i Lorentziana:

$$V(\nu, \Gamma, \delta v_D) = \int L(\nu', \Gamma) G(\nu', \delta v_D) d\nu'. \quad (2.11)$$

Ovisno o širinama Γ i δv_D , prevladavat će ili Lorentzian ili Gaussijan. Za velike temperature dominantno će doprinositi Gaussijan, dok za niske temperature spektralni oblik linije će biti Lorentz oblika. Kako bi se smanjio doprinos Doppler širenja, koristi se magneto-optička stupica koja se sastoji od lasera za hlađenje i zavojnica u anti-Helmholtzovoj konfiguraciji čime se mogu postići temperature i do par mikrokelvina kada je Doppler širina zanemariva.

2.2 Lasersko hlađenje i magneto-optička stupica

2.2.1 Lasersko hlađenje atoma

Kako bi se mogla promatrati dinamika atoma s velikom vremenskom rezolucijom, potrebno je značajno smanjiti njihovu brzinu. Plin atoma na sobnoj temperaturi može se promatrati kao idealni plin koji poštuje Maxwell-Boltzmann statistiku. Najvjerojatnija brzina atoma mase m na danoj temperaturi T dana je s:

$$v_p = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (2.12)$$

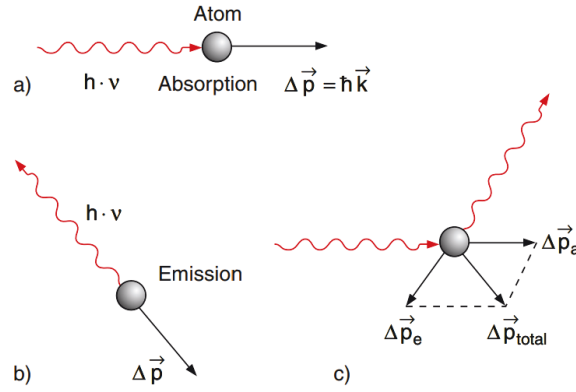
Za atome rubidija mase $m = 1.419 \cdot 10^{-25}$ kg na sobnoj temperaturi $T = 300$ K, najvjerojatnija brzina iznosi 240 ms^{-1} . Usporavanje atoma se može ostvariti međudjelovanjem fotona s atomom. Ako se atom mase m giba brzinom v u z smjeru, te apsorbira foton momenta $\hbar k$ koji se giba u $-z$ smjeru, smanjit će mu se brzina na:

$$v' = v - \hbar k/m. \quad (2.13)$$

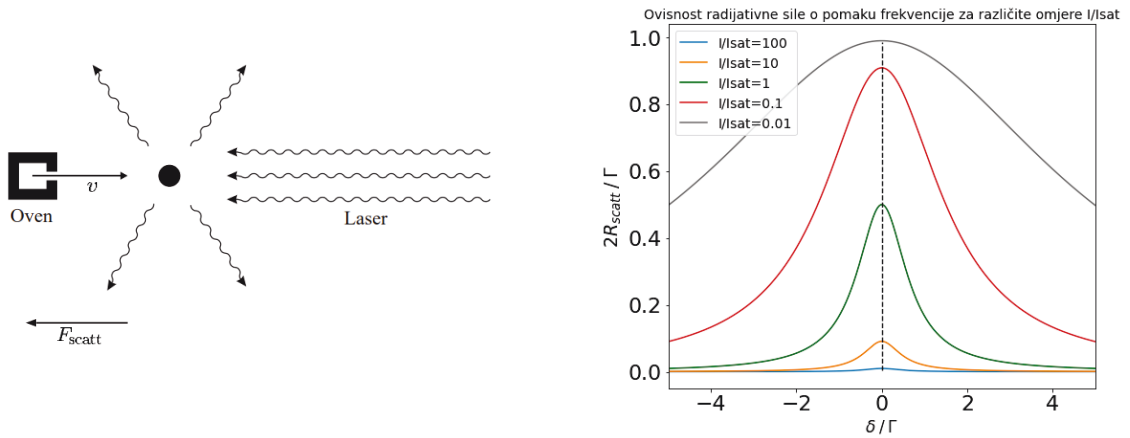
Promjena brzine $\Delta v = \hbar k/m = h\nu/mc$ je vrlo mala te za atome rubidija i prijelaz valne duljine od 780 nm iznosi 6 mm/s. Lasersko hlađenje se temelji na procesu prijenosa momenta s fotona na atom. Ako se atom giba prema laserskom snopu, moment koji foton prenese na atom prilikom apsorpcije će uvijek biti u suprotnom smjeru gibanja atoma. S druge strane, spontana emisija fotona neće imati preferirani smjer (slika 2.4), te u prosjeku nakon velikog broja emisija, srednja vrijednost momenta od emisije iščezava. Sila koju laserski snop vrši na atom (slika 2.5 lijevo) bit će proporcionalna momentu fotona $\hbar k$ i vjerojatnosti apsorpcije R_{scatt} (engl. *scattering rate*) [6]:

$$F_{scatt} = \hbar k R_{scatt} = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2}}. \quad (2.14)$$

Ova sila naziva se radijativna sila (engl. *radiation pressure force*). Sila ovisi o prirodnoj širini Γ , intenzitetu laserskog snopa I , saturacijskom intenzitetu I_{sat} te pomaku frekvencije lasera $\delta = \omega - \omega_0$ (engl. *detuning*). Ovisnost ove sile o δ i intenzitetu laserskog snopa I je prikazana na slici 2.5 (desno). Porastom intenziteta, amplituda Lorentziana raste prema maksimumu $F_{max} = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma$ za $I \rightarrow \infty$ uz povećanje širine linije.



Slika 2.4: Promjena momenta atoma prilikom: a) apsorpcije fotona; b) emisije fotona; c) ukupna promjena momenta. Preuzeto iz [5].



Slika 2.5: Hlađenje atoma s laserskim snopom (lijevo, preuzeto iz [6]). Ovisnost sile o pomaku frekvencije δ za različite omjere I/I_{sat} (desno).

2.2.2 Optička melasa

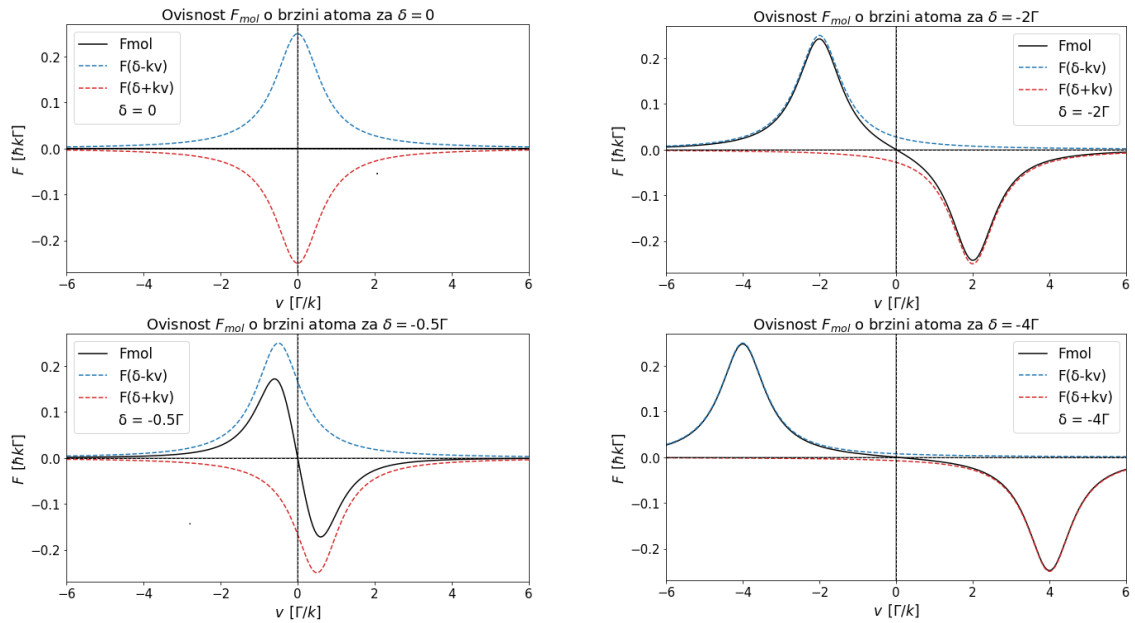
U prošlom potpoglavlju opisan je postupak jednodimenzionalnog usporavanja atoma koji se giba prema laserskom snopu. Međutim u realnoj situaciji radi se o plinu čiji atomi imaju komponente brzine duž sve tri koordinatne osi. Budući da lasersko hlađenje usporava atome samo duž osi lasera, da bi se ohladio atomski plin u tri dimenzije potrebno je koristiti ukupno 6 laserskih zraka usmjerenih duž $\pm x, \pm y$ i $\pm z$ osi. Atom koji se giba brzinom v može apsorbirati fotone u frekvencijskom rasponu $\omega = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \pm \Gamma$. Ako se promotri atom koji se giba duž jedne dimenzije (npr. x) prema jednom laseru (i od drugog), sila na atom, za male brzine $kv \ll \Gamma$, može se aproksimirati kao [6]:

$$F_{mol} = F_{scatt}(\omega - \omega_0 - kv) - F_{scatt}(\omega - \omega_0 + kv) \simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv. \quad (2.15)$$

Budući da sila pojedinih lasera na atom nije jednaka, postojat će rezultanta sila koja ne iščezava. Ova sila će za male brzine biti proporcionalna s njom te usporavati atome:

$$F_{mol} = -\alpha v, \quad \alpha = 2k \frac{\partial F}{\partial \omega} = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{-2\delta/\Gamma}{(1 + (2\delta/\Gamma)^2)^2}. \quad (2.16)$$

Faktor α naziva se koeficijent gušenja i ovisi o pomaku frekvencije δ te intenzitetu laserske zrake. U sili je zanemaren član $I/I_{sat} \ll 1$ u nazivniku budući da se u tehnici optičke melase često koriste intenziteti manji od I_{sat} . Da bi rezultanta sila usporavala atome, koeficijent gušenja α mora biti pozitivan, pa pomak frekvencije lasera mora biti negativan $\delta < 0$, tj. laser se mora pomaknuti u crveno prema manjim frekvencijama. Na slici 2.6 prikazana je sila F_{mol} ovisno o brzini atoma za različite pomake frekvencije δ . Kako se povećava pomak frekvencije, tako se smanjuje koeficijent gušenja α (nagib pravca oko $v = 0$), pa samim time i sila na atome.



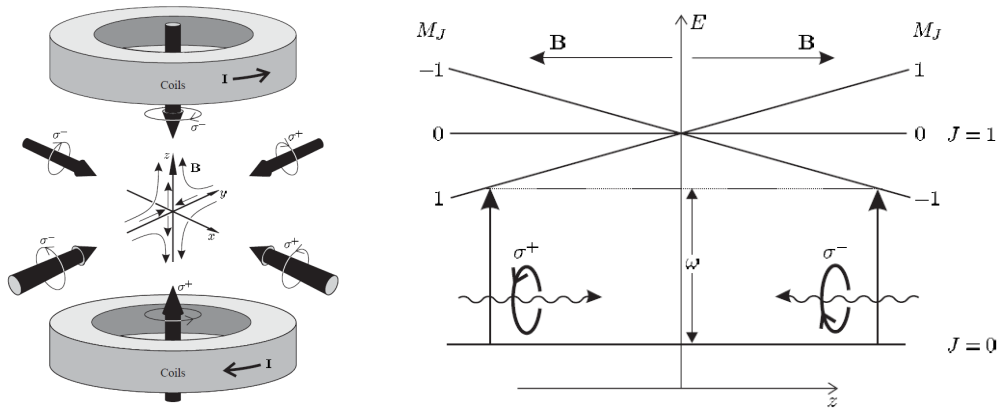
Slika 2.6: Ovisnost sile F_{mol} o brzini atoma za različite pomake frekvencije lasera za hlađenje δ .

2.2.3 Magneto-optička stupica

Radijativna sila će smanjivati brzine atoma u oblaku, međutim ne može zarobiti atome. Kako bi se smanjio volumen oblaka ohlađenih atoma, koriste se zavojnice u anti-Helmholtzovoj konfiguraciji koje stvaraju magnetsko polje koje je linearno s pomakom oko $r=0$:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{3\mu_0 I a R^2}{2(R^2 + a^2)^{5/2}} \left(-\frac{x}{2}\hat{i} - \frac{y}{2}\hat{j} + z\hat{k} \right), \quad (2.17)$$

gdje je I struja kroz zavojnice, a udaljenost zavojnica od centra te R radijus zavojnica. Daljnji izvod je napravljen za z smjer ($B(z) = bz$), međutim vrijedi i za druge dvije dimenzije. Zarobljavanje proizlazi od različite sile lasera koji dolaze iz suprotnih smjerova na gibajući atom. Kako bi se ilustrirao efekt zarobljavanja putem gradijenta magnetskog polja, promotren je jednostavan slučaj $J = 0 \rightarrow J = 1$ prijelaza. Kako se atom udaljava od centra polja $z=0$, energijski nivo $J = 1$ će se rascijepati u tri različita energijska nivoa $M_J = -1, 0, +1$ zbog učinka Zeemanovog efekta. Što je atom udaljeniji od centra, to će cijepanje nivoa biti veće (slika 2.7 desno). Laserski snopovi imaju cirkularnu polarizaciju, jedan pozitivnu, a drugi negativnu. Pozitivna polarizacija će preferencijalno uzrokovati $\Delta M_J = +1$ prijelaz u području $z < 0$ dok će negativna uzrokovati $\Delta M_J = -1$ prijelaz u $z > 0$. Zbog Zeemanovog efekta, frekvencijski pomak će biti modificiran za faktor $\beta_z = \frac{g_J \mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z$. Veličina $g_J \mu_B = (g_e M_{J_e} - g_g M_{J_g}) \mu_B$ je efektivni magnetski moment prijelaza, μ_B Bohrov magneton te g_e i g_g Landeov faktor osnovnog i pobuđenog stanja.



Slika 2.7: Ilustracija magneto-optičke stupice (lijevo). Zeeman cijepanje energetskih nivoa (desno). Preuzeto iz [6].

Ukupna sila na atom može se aproksimirati kao [6]:

$$F_{MOT} = F_{scatt}^{\sigma^+}(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\omega + kv - (\omega_0 - \beta z)) \quad (2.18)$$

$$\simeq -2\frac{\partial F}{\partial \omega}kv + 2\frac{\partial F}{\partial \omega_0}\beta z.$$

Član $\omega_0 + \beta z$ je rezonantna frekvencija za $\Delta M_J = +1$ prijelaz, dok $\omega_0 - \beta z$ za $\Delta M_J = -1$. Sila ovisi o pomaku frekvencije lasera za hlađenje $\delta = \omega - \omega_0$, pa se derivacija po ω_0 može zamijeniti s derivacijom po ω , $\partial F/\partial \omega_0 = -\partial F/\partial \omega$. Uvrštavanjem ovog izraza u jednadžbu 2.18 dobije se ukupna sila na atom u magneto-optičkoj stupici:

$$F_{MOT} = -2\frac{\partial F}{\partial \omega}(kv + \beta z) = -\alpha v - \frac{\alpha\beta}{k}z. \quad (2.19)$$

Ova sila će uzrokovati prigušene oscilacije atoma oko centra zamke:

$$\ddot{z} + \frac{\alpha}{m}\dot{z} + \frac{\alpha\beta}{mk}z = 0. \quad (2.20)$$

Kombinacijom laserskog hlađenja te korištenjem magnetskog polja, resultantna sila usporava atome i zarobljava ih oko centra zamke gdje mogu biti promatrani.

2.3 Temperaturna ograničenja

2.3.1 Doppler ograničenje

U prošlim potpoglavljima je pokazano da je moguće usporiti atom međudjelovanjem sa svjetlošću. Postavlja se pitanje, koliko se može ohladiti oblak atoma, odnosno da li postoji ograničenje u temperaturi ispod koje lasersko hlađenje ne funkcionira? Na atome djeluje radijativna sila koja ih usporava i sila koja se javlja pri spontanoj emisiji fotona. Energija atoma će padati zbog radijativne sile te rasti zbog spontane emisije fotona [6]:

$$E = \frac{1}{2}m\frac{dv_z^2}{dt} = (1 + \eta)E_r(2R_{scatt}) - \alpha v_z^2. \quad (2.21)$$

Faktor $\eta = \langle \cos^2\theta \rangle$ je geometrijski faktor prilikom emisije fotona, a $E_r = \frac{1}{2}mv_r^2$ energija koju foton preda atomu prilikom spontane emisije, engl. *recoil energy*. Jednadžba 2.21 opisuje ravnotežu između grijanja zbog spontane emisije i hlađenja od dvaju laserskih zraka. U ravnotežnoj situaciji derivacija s lijeve strane iščezava, pa se može

odrediti srednja vrijednost kvadrata brzine atoma:

$$\overline{v_z^2} = 2E_r \frac{2R_{scatt}}{\alpha}. \quad (2.22)$$

Pomoću ekviparticijskog teorema, temperatura oblaka može se povezati s kinetičkom energijom kao $\frac{1}{2}m\overline{v_z^2} = \frac{1}{2}k_B T$. Ako se uvrsti α i R_{scatt} , dobije se jednadžba koja povezuje temperaturu oblaka i frekvencijski pomak δ [6]:

$$k_B T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + (2\delta/\Gamma)^2}{-2\delta/\Gamma}. \quad (2.23)$$

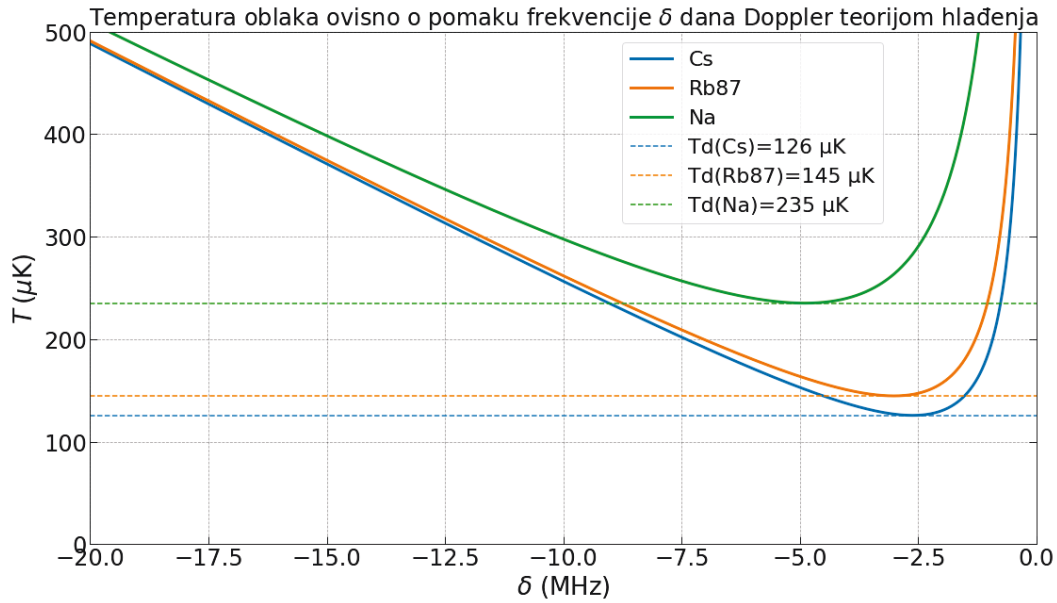
Na slici 2.8 prikazana je ovisnost temperature o pomaku frekvencije δ za tri različita atoma. Izraz 2.23 može se zapisati kao kombinacija dva doprinosa, linearnog člana i člana obrnuto proporcionalnom pomaku frekvencije:

$$T \sim -\frac{\Gamma}{2\delta} - \frac{2\delta}{\Gamma}. \quad (2.24)$$

Smanjenjem δ prema nuli, temperatura naglo raste prema beskonačnosti, dok s druge strane za velike δ , temperatura linearno raste s porastom δ što je upravo i režim rada magneto-optičkih zamki. Minimum temperature se postiže kada je pomak frekvencije $\delta = -\Gamma/2$ i on iznosi:

$$k_B T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2}. \quad (2.25)$$

Temperatura T_D naziva se Doppler temperatura i ona predstavlja najmanju temperaturu na koju se može ohladiti oblak u ovakvom modelu opisa međudjelovanja atoma s laserom. Na slici 2.8 su označene Doppler temperature za Rb, Cs i Na. U realnim eksperimentima su izmjerene temperature znatno niže od Dopplerove, a razlog tome je činjenica da atomi nemaju jednostavnu energijsku strukturu s dva nivoa, već mogu imati razne hiperfine energijske nivoe. Sub-Doppler temperature mogu se postići pomoću raznih metoda od kojih su najpoznatije evaporativno hlađenje i Sisyphus hlađenje.



Slika 2.8: Ovisnost temperature atoma o pomaku frekvencije lasera za hlađenje δ na prvom rezonantnom prijelazu za Cs ($\Gamma = 5.234$ MHz), ^{87}Rb ($\Gamma = 6.065$ MHz) i Na ($\Gamma = 9.795$ MHz).

2.3.2 Sub-Doppler hlađenje

Iz eksperimentalnih razmatranja, utvrđeno je da se oblak atoma može ohladiti do vrijednosti daleko ispod Doppler temperature (2.25). Razlog za odstupanje od Doppler teorije je neispravna pretpostavka da atom ima jednostavnu strukturu s osnovnim i pobuđenim stanjem. U praksi, atomi mogu imati vrlo kompleksne energijske strukture (npr. hiperfina struktura rubidija koja je opisana u 3.1.1). Za razliku od Dopplerove temperature, koja predstavlja graničnu temperaturu samo za takav opis međudjelovanja atoma sa svjetlošću, postoji temperatura koja predstavlja apsolutnu granicu koja se može postići s laserskim hlađenjem. Ova granična vrijednost T_r ograničena je porastom temperature atoma zbog spontane emisije fotona, a dana je izrazom:

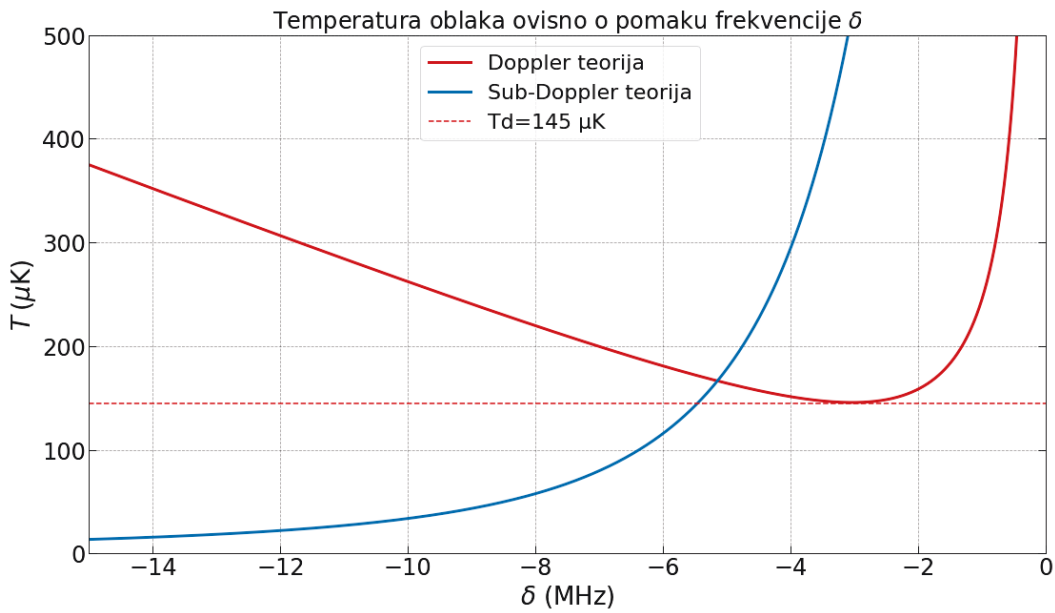
$$k_B T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (2.26)$$

gdje je m masa atoma a k valni broj fotona. Za veliku većinu atoma, ova vrijednost će biti vrlo mala (za atom rubidija iznosi 348.66 nK). Sub-Doppler hlađenje se može postići pravilnim odabirom polarizacija lasera za hlađenje duž jedne osi. Postoje dva odabira polarizacije zraka koje dolaze iz suprotnih smjerova: tzv. $lin \perp lin$

konfiguracija gdje su obje polarizacije linearne i okomite jedna na drugu, te $\sigma^+ - \sigma^-$ konfiguracija (slika 2.7, lijevo). Kao što je objašnjeno u 2.2.3, u eksperimentu se koristi druga navedena konfiguracija. Detalji mehanizma hlađenja atoma s ovom konfiguracijom su opisani u [7]. Temperatura oblaka u ovom modelu će ovisiti i o intenzitetu zrake lasera za hlađenje I :

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma^2}{2|\delta| I_{sat}} \left[\frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{\Gamma^2/4}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \right]. \quad (2.27)$$

Ova jednadžba je izvedena za jednostavni slučaj $J = 1 \rightarrow J = 2$ prijelaza, međutim dovoljno dobro opisuje i ponašanje temperature atoma rubidija koji je hlađen na $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$ prijelazu. Na slici 2.9 prikazana je usporedba ovisnosti temperature o pomaku frekvencije lasera za hlađenje za Doppler i sub-Doppler teoriju hlađenja.



Slika 2.9: Ovisnost temperature atoma o pomaku frekvencije lasera za hlađenje δ dana Doppler i sub-Doppler teorijom za ^{87}Rb .

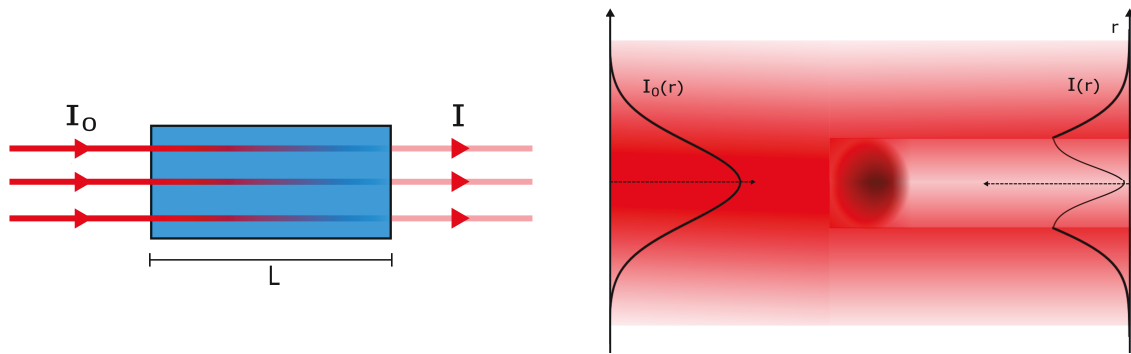
2.4 Teorijska pozadina apsorpcijskog oslikavanja

Apsorpcijska metoda oslikavanja temeljena je na osvjetljavanju oblaka hladnih atoma s laserskom zrakom čija je frekvencija blizu atomskog prijelaza. Atomi će pri obasjavanju apsorbirati fotone te će se smanjiti ukupni intenzitet zrake. Količina svjetlosti koju apsorbira oblak dana je Beer-Lambertovim zakonom te ovisi o njegovoj optičkoj

debljini OD na način [8]:

$$I = I_0 e^{-OD}, \quad (2.28)$$

gdje je I_0 intenzitet zrake prije oblaka, a I intenzitet zrake nakon prolaska kroz oblak. Na slici 2.10 (lijevo) prikazan je pad intenziteta zrake prolaskom kroz medij optičke debljine OD . U slučaju lasera i oblaka s Gaussijanskom distribucijom, profil zrake nakon prolaska će biti nalik intenzitetu $I(r)$ na slici 2.10 (desno).



Slika 2.10: Pad intenziteta laserske zrake prolaskom kroz medij.

Ako je ulazni intenzitet manji od saturacijskog intenziteta, jednadžba se može napisati u ovisnosti o gustoći stupca $n(x,y) = \int \rho(x,y,z) dz$, gdje je ρ gustoća atoma i apsorpcijskog udarnog presjeka σ :

$$I = I_0 e^{-n(x,y)\sigma}. \quad (2.29)$$

Apsorpcijski udarni presjek ovisi o pomaku frekvencije δ i ulaznom intenzitetu I_0 te je opisan Lorentzianom:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I_0}{I_{sat}}}, \quad (2.30)$$

gdje je Γ prirodna širina linije, I_{sat} saturacijski intenzitet te σ_0 apsorpcijski udarni presjek na rezonanci dan s:

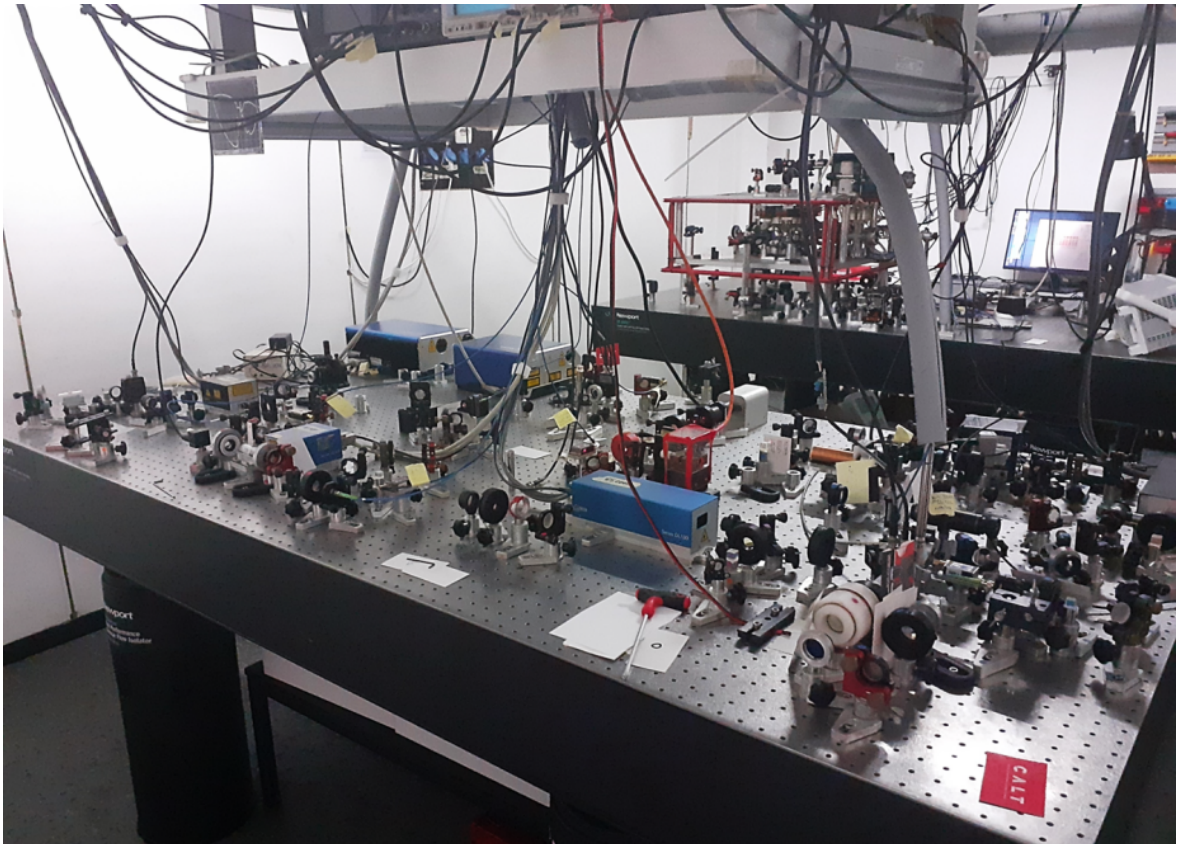
$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{sat}}. \quad (2.31)$$

Ako se usporede jednadžbe 2.28 i 2.29, može se odrediti broj atoma preko relacije:

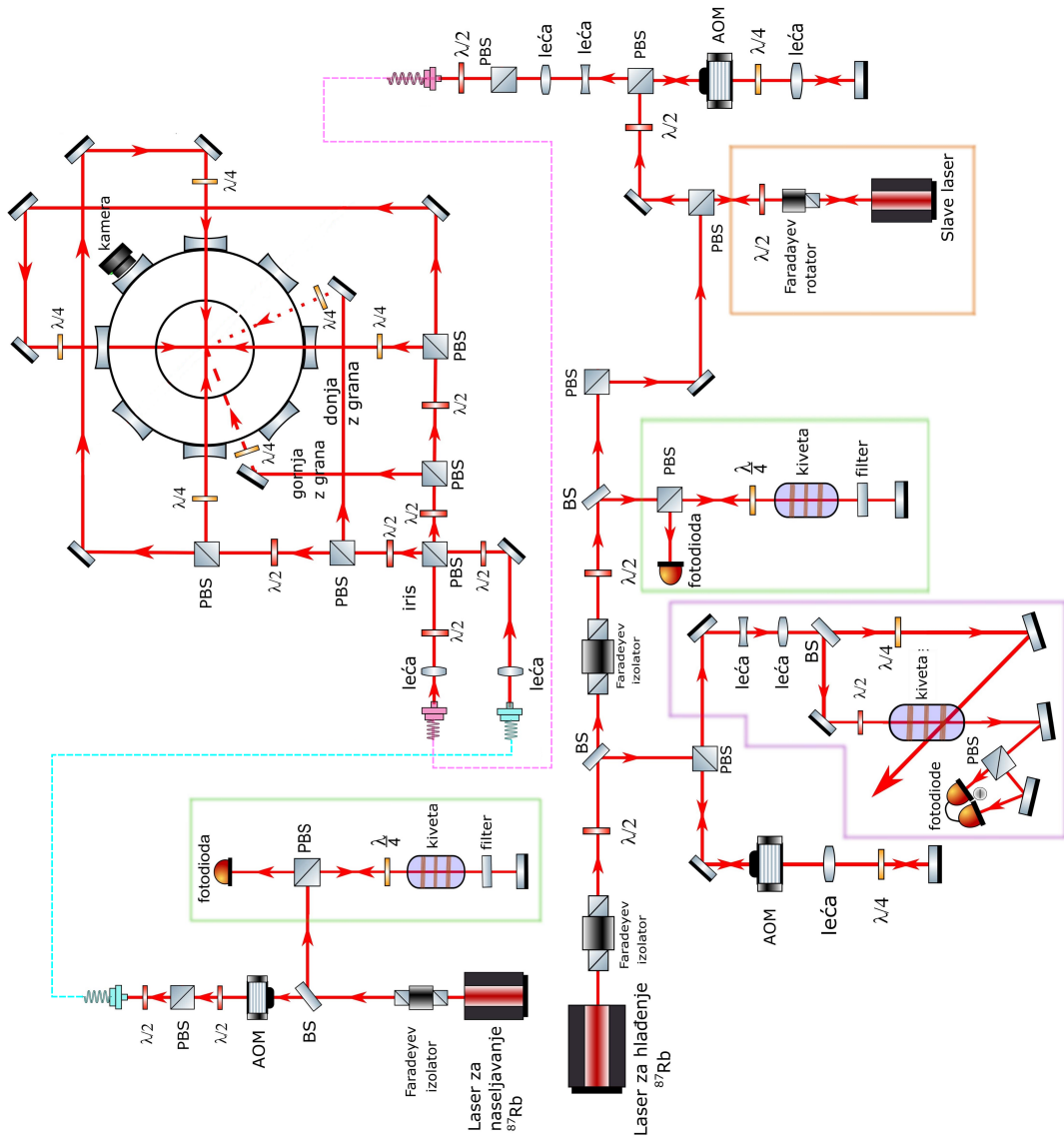
$$N = \int \int n(x,y) dx dy = \frac{1}{\sigma} \int \int OD(x,y) dx dy. \quad (2.32)$$

3 Eksperimentalni postav

Postav za hlađenje atoma rubidija sastoji se generalno od dva dijela: stol s vakuumskom komorom gdje se zarobljavaju atomi i laserski stol gdje se zrake pravilno ugađaju. Na slici 3.1 prikazana je fotografija laboratorija za hladne atome na Institutu za fiziku u kojem je izrađen diplomski rad. Na slici 3.2 prikazana je skica eksperimentalnog postava za stvaranje i zarobljavanje hladnih atoma koristeći magneto-optičku stupicu (MOT, kratica od engl. *magneto-optical trap*). Laserske zrake se dovođe s laserskog stola na stol s vakuumskom komorom pomoću optičkih vlakana. Iako su stolovi dovoljno blizu da se zrake mogu poslati bez vlakna, korištenjem optičkih vlakna prostorna raspodjela intenziteta zrake može se pročistiti kako bi opstao sam TEM_{00} mod koji je optimalan za hlađenje. Plin atoma rubidija se nalazi u čeličnoj komori sa staklenim prozorima gdje se tlak održava na $\sim 10^{-8}$ mbar pomoću ionske pumpe. Strujno-temperaturni kontroleri lasera, osciloskopi, spektrometri te ostala napajanja nalaze se iznad stolova s postavom.



Slika 3.1: Fotografija laboratorija za hladne atome na Institutu za fiziku. Preuzeto iz [9].

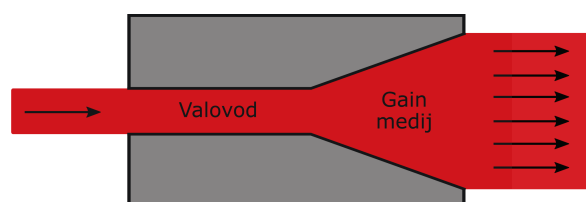


Slika 3.2: Skica eksperimentalnog postava. Preuzeto i izmjenjeno iz [9].

3.1 Eksperimentalni postav za hladne atome

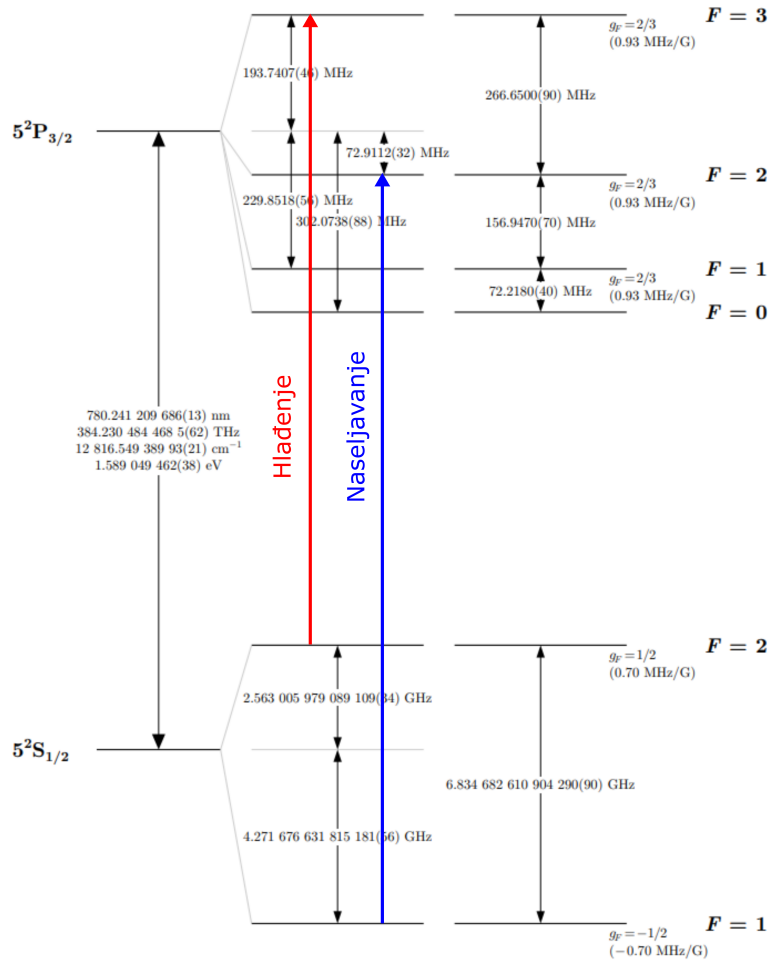
3.1.1 Laserski sustavi

U ovom poglavlju opisat će se glavne komponente potrebne za stvaranje oblaka hladnih atoma rubidija. Kao laser za hlađenje koristi se diodni laser s vanjskim rezonatorom marke MOGLabs CEL002 nominalne snage 100 mW i nominalne valne duljine 780 nm koji ima preciznu regulaciju temperature i struje (preciznost odabira struje je dvije decimale mA a preciznost odabira temperature dvije decimale °C). Zbog gubitka na optičkim komponentama, snagu zrake je poželjno pojačati i kasnije finom regulacijom smanjivati po potrebi. Kako bi se povećala snaga lasera, koristi se optičko pojačalo. Postoje dva tipa optičkih pojačala laserskih zraka koji su korišteni u eksperimentu. Prvi je engl. *tapered amplifier* prikazan na slici 3.3. Ovaj uređaj pojačava snagu ulazne laserske zrake tako da se stimuliranom emisijom u uređaju stvaraju dodatni fotoni jednake frekvencije. Princip rada je sličan laseru osim činjenice da nema zrcala na krajevima diode, pa uređaj nije sposoban laserirati. Ovisno o naponu na diodu pojačala, bit će više ili manje atoma u pobuđenom stanju te će time izlazna snaga biti veća ili manja. Korištenjem ovakvog pojačala može se višestruko pojačati snaga lasera bez povećanja spektralne širine lasera. Kao alternativa *tapered* pojačala, može se koristiti engl. *injection lock* metoda za pojačanje snage zrake. Metoda je bazirana na korištenju dva diodna lasera, jednog s velikom snagom i velikom širinom linije (označen sa "Slave laser" u gornjem desnom kutu slike 3.2) te drugog s malom snagom i malom širinom linije (MOGLabs CEL002 laser označen s "Laser za hlađenje ^{87}Rb " u donjem desnom kutu slike 3.2). Kada se laserska zraka slabog lasera (~ 1 mW) usmjeri na diodu jakog lasera, valna duljina jakog lasera se zaključava na valnoj duljini slabog lasera te mu je spektralna širina također mala i jednaka slabom laseru. Stabilnost i efikasnost procesa ovisit će o raznim faktorima kao što su snaga oba lasera, temperatura jakog lasera te pravilno namještena zrcala. Detaljniji princip rada *injection lock* metode opisan je u [10].



Slika 3.3: Shema diode *tapered* pojačala.

Osim lasera za hlađenje potreban je i laser za tzv. naseļjavanje (engl. *repumper laser*, donji lijevi kut na slici 3.2). Za tu svrhu korišten je diodni laser s vanjskim rezonatorom marke Toptica Photonics DL 100 nominalne snage 30 mW te nominalne valne duljine 780 nm. Da bi se objasnio razlog za postojanje drugog lasera, potrebno je prvo promotriti enerģijske nivoe Rb^{87} koji su prikazani na slici 3.4.



Slika 3.4: Hiperfinski enerģijski nivoe ^{87}Rb . Preuzeto iz [11].

Hlađenje atoma se odvija na prijelazu $5^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F'=3)$. Ovaj prijelaz je zatvoren budući da se zbog izbornih pravila [5] za spontanu emisiju ($\Delta F = \pm 1$) atom u pobuđenom stanju može relaksirati samo nazad u početni $F=2$. Budući da se enerģijski nivoe $F'=3$ i $F'=2$ razlikuju za 266 MHz, postojat će udio atoma koji se pobuđuju u nivo $F'=2$. Iz ovog stanja atomi se mogu relaksirati samo u $F=1$ stanje. S obzirom da je enerģetska razlika između $F=1$ i $F=2$ nivoa velika (6.8 GHz), atomi u tom stanju više neće moći biti pobuđeni laserom za hlađenje. Kako bi se ovi atomi nastavili hladiti, koristi se dodatni laser koji vraća atome u ciklus hlađenja.

3.1.2 Stabilizacija lasera i promjena frekvencije

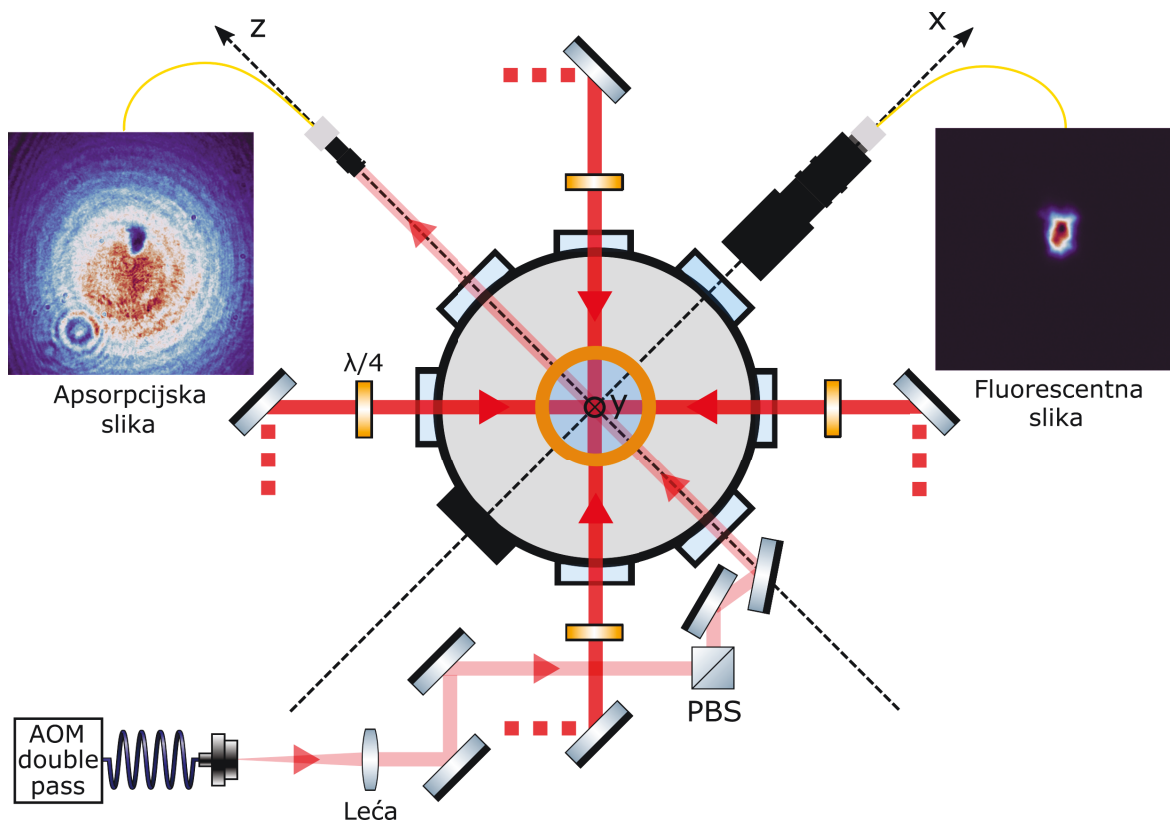
Drugi uvjet koji je potreban za pravilno hlađenje atoma je vrlo stabilna frekvencija lasera. Kada bi se laser pustio da radi bez vanjske kontrole frekvencije, često bi frekvencija lasera bila daleko od frekvencije rubdijevog $F = 2 \rightarrow F' = 3$ prijelaza zbog promjena u temperaturi i struji lasera. Kako bi se frekvencija stabilizirala, koristi se saturacijska spektroskopija s negativnom povratnom vezom. Shema za stabilizaciju lasera za hlađenje ^{87}Rb označena je ljubičastim rubom na slici 3.2. Laserska zraka se rastavlja na dvije komponente, jednu jaču i jednu slabiju. Laserske zrake se propagiraju u suprotnim smjerovima kroz kivetu koja je ispunjena plinom rubidija na sobnoj temperaturi. Kada bi se radila spektroskopija sa samo jednom zrakom, zbog činjenice da je na sobnoj temperaturi Doppler širina linije reda veličine 500 MHz, hiperfina nivoi ne bi bili vidljivi (hiperfina nivoi $5^2P_{3/2}$ stanja su razmaknuti za 72, 157 i 266 MHz). Iz tog se razloga koristi saturacijska spektroskopija. Jača zraka engl. *pump beam* pobuđuje atome koji se gibaju prema njoj, dok slabija zraka, engl. *probe beam* pobuđuje atome koji se gibaju u suprotnom smjeru. U slučaju kada je brzina atoma nula, *pump* i *probe* zraka će pobuđivati iste atome te će se u signalu *probe* zrake pojaviti pad u apsorpciji oko $v = 0$ m/s čija je širina jednaka prirodnoj širini linije. Ako postoje dva bliska prijelaza sa zajedničkim osnovnim stanjem, osim smanjenja apsorpcije za pojedini nivo, doći će do nastanka engl. *crossover* linije na polovici dvaju frekvencija $\omega_c = (\omega_1 + \omega_2)/2$. Na ovaj način, na osciloskopu je moguće razlučiti hiperfinu strukturu rubidija. Signal s *probe* zrake ide na engl. *lock-in* regulator koji generira engl. *error signal*. Ovaj signal se šalje na strujni kontroler lasera te mu daje informaciju koliko se frekvencija lasera pomaknula od željenog prijelaza. Na ovaj način se kontinuirano održava frekvencija lasera za odabrani prijelaz. Posljednja stvar koja je potrebna za kontrolu temperature u oblaku je fina kontrola frekvencije lasera. Frekvencija se lako može mijenjati pomoću akusto-optičkog modulatora (AOM). To je uređaj koji mijenja frekvenciju lasera pomoću akustičnih valova. Ova promjena frekvencije nije velika (raspon promjene od 50 do 90 MHz), međutim dovoljna je na vrlo niskim temperaturama oblaka kada je širina apsorpcijske krivulje dominantno određena prirodnom širinom linije (6.065 MHz [11]). Pomoću AOM-a se može naglo prekidati zraka što je potrebno radi procesa oslikavanja oblaka. Rad AOM-a detaljnije je opisan u poglavlju 3.3.

3.1.3 Fluorescentna metoda oslikavanja

Nakon što se sve potrebne komponente slože i ugode, pristupa se stvaranju hladnog oblaka u vakuumskoj komori. Zavojnice ostaju upaljene tijekom procesa mjerenja s konstantnim iznosom gradijenta magnetskog polja $\partial B/\partial z = 11.22 \text{ G/cm}$. Gradijent duž x i y osi je upola manji (jednadžba 2.17). Kako bi se oblak formirao, laseri za hlađenje i naseljavanje se zaključavaju na odgovarajuće atomske prijelaze. Formirani oblak je potrebno nekako vidjeti. U tu svrhu se koristi kamera iDS UI-3240CP-NIR rezolucije 1280 x 1024 sa 60 snimljenih kadrova u sekundi. Kamera ima vrlo osjetljivi CMOS čip s kojim se može dobiti dobra slika oblaka. Uz kameru se koristi i SLR objektiv s podesivim povećanjem i fokusom. Kamera je spojena na računalo i moguće je uživo promatrati oblak da bi se pravilno namjestile zrake za hlađenje i time dobio što bolji oblik oblaka. Kako bi osjetljivost kamere bila što veća, ekspozicija kamere se po potrebi namještava. Tijekom snimanja svi drugi izvori svjetlosti su ugašeni radi smanjenja pozadinskog šuma. Proces snimanja oblaka fluorescentnom metodom može se rastaviti na tri koraka: oblak se stvara nekoliko sekundi sa svim upaljenim zrakama i magnetskim poljem; laserske zrake za hlađenje i naseljavanje se ugase te se nakon određenog broja sekundi t_{TOF} (vrijeme proleta, engl. *time of flight*) oblak obasja s kratkim pulsom zrake za hlađenje što uzrokuje pobudu atoma; atomi u oblaku se relaksiraju u osnovno stanje uz spontanu emisiju fotona koji su detektirani kamerom. Budući da se fotoni emitiraju u svim smjerovima, kamera se postavlja što bliže komori kako bi se povećao prostorni kut u kojem su detektirani fotoni. Ako se oblak oslika za različita vremena proleta t_{TOF} , moguće je odrediti temperaturu oblaka (detaljniji opis u poglavlju 4.2).

3.2 Postav za apsorpcijsko oslikavanje

U ovom poglavlju opisat će se postav za apsorpcijsko oslikavanje oblaka koji je u potpunosti izgrađen u okviru ovog diplomskog rada. Na slici 3.5 prikazana je dvodimenzionalna skica vakuumske komore s laserima za hlađenje te postav za apsorpcijsko i fluorescentno oslikavanje.



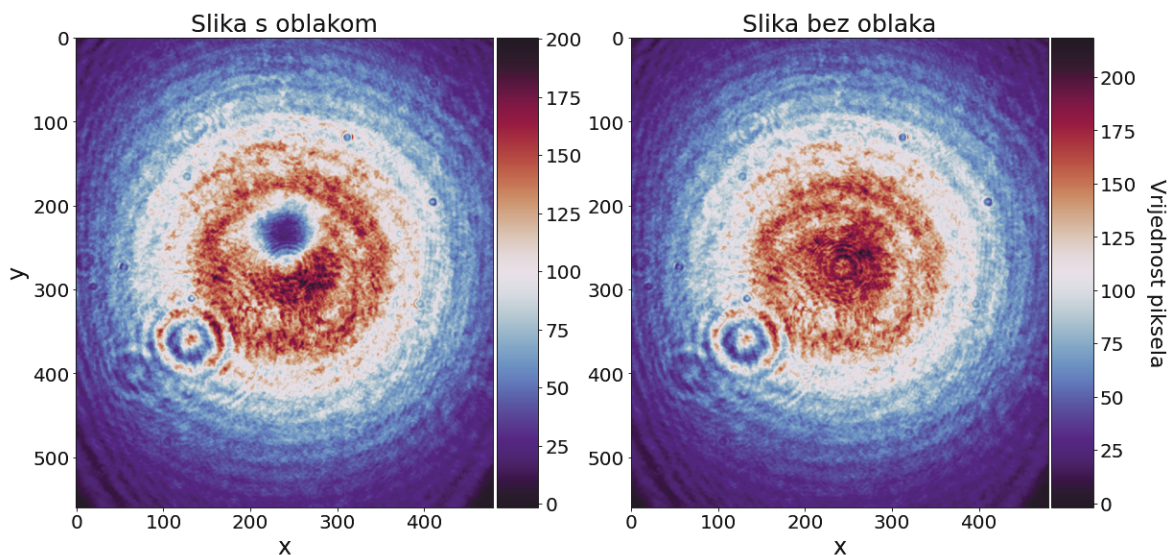
Slika 3.5: Shema vakuumske komore, lasera za hlađenje i postava za fluorescentno i apsorpcijsko oslikavanje.

Žarko crvenim linijama prikazane su zrake lasera za hlađenje u x i z smjerovima. Postoje i laserske zrake koje dolaze odozdo i odozgo, međutim budući da je shema dvodimenzionalna, one nisu nacrtane. Svih šest zraka za hlađenje prolaze kroz $\lambda/4$ pločice kako bi duž svake osi jedna zraka bila σ^+ , a druga σ^- polarizirana. Zraka lasera za apsorpcijsko oslikavanje označena je blijedom crvenom linijom. Zraka ima snagu značajno manju od zraka za hlađenje (do par desetaka μW). Snaga zrake se može kontinuirano mijenjati koristeći optički attenuator te laganim pomacima kolimacijske leće prije optičkog vlakna (snaga lasera se mjeri nakon izlaska iz vlakna pomoću fotodiode). Frekvencija zrake se također može kontinuirano mijenjati pomoću akusto-optičkog modulatora što je detaljnije objašnjeno u poglavlju 3.3.

Da bi se dobila slika oblaka s apsorpcijskim oslikavanjem, oslika se laser s oblakom, laser bez oblaka, te samo pozadina odnosno slika s ugašenim laserom. Optička debljina oblaka hladnih atoma se potom računa pomoću jednadžbe:

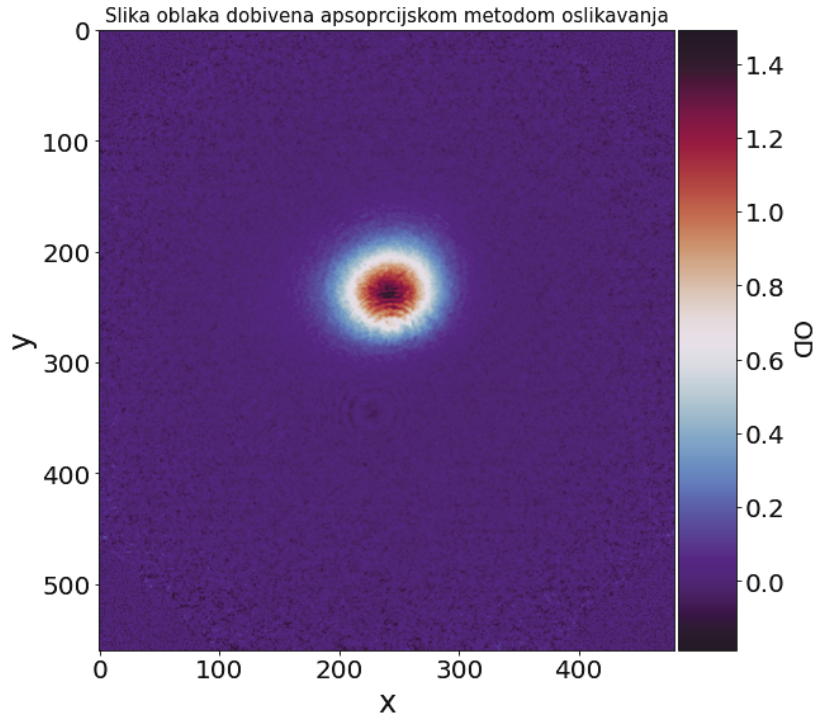
$$OD = \ln \frac{I_0 - I_b}{I - I_b}, \quad (3.1)$$

gdje je I_0 intenzitet zrake bez oblaka, I intenzitet zraka s oblakom te I_b intenzitet pozadinskog šuma (kombinacija dodatnih izvora svjetla u laboratoriju i termalni šum). Na slici 3.6 prikazane su slike snimljene kamerom u slučaju kada laser prolazi kroz hladni oblak atoma i u slučaju kada oblak nije formiran. Prostorna distribucija intenziteta laserske zrake u standardnim uvjetima može se opisati Gaussijanom, međutim zbog nečistoća na optičkim elementima i kameri javljaju se razne difrakcijske pruge i mrlje koje mijenjaju prostornu raspodjelu intenziteta zrake.



Slika 3.6: Slika lasera s oblakom i lasera bez oblaka za vrijeme proleta $t_{TOF} = 3$ ms.

Na slici 3.7 prikazana je slika oblaka dobivena koristeći jednadžbu 3.1. Kod slike oblaka se javlja jedan problem koji ponekad bitno utječe na preciznost rezultata. Na rubovima slike i nečistoćama, intenzitet lasera je vrlo mali i kad se logaritmiraju razlika intenziteta s i bez oblaka, može se dogoditi da je argument logaritma manji od 1 (tj. da je optička debljina negativna) ili puno veći od 1 (optička debljina značajno je veća od centra). Ovo nema fizikalnog objašnjenja već je samo limitacija korištene metode oslikavanja. Takvi efekti će se najviše pojavljivati na rubovima slike (Dodatak A) gdje se mogu ručno zamijeniti s pravilno definiranim šumom kako bi se izbjegle greške u računanju veličina kao npr. temperature oblaka.

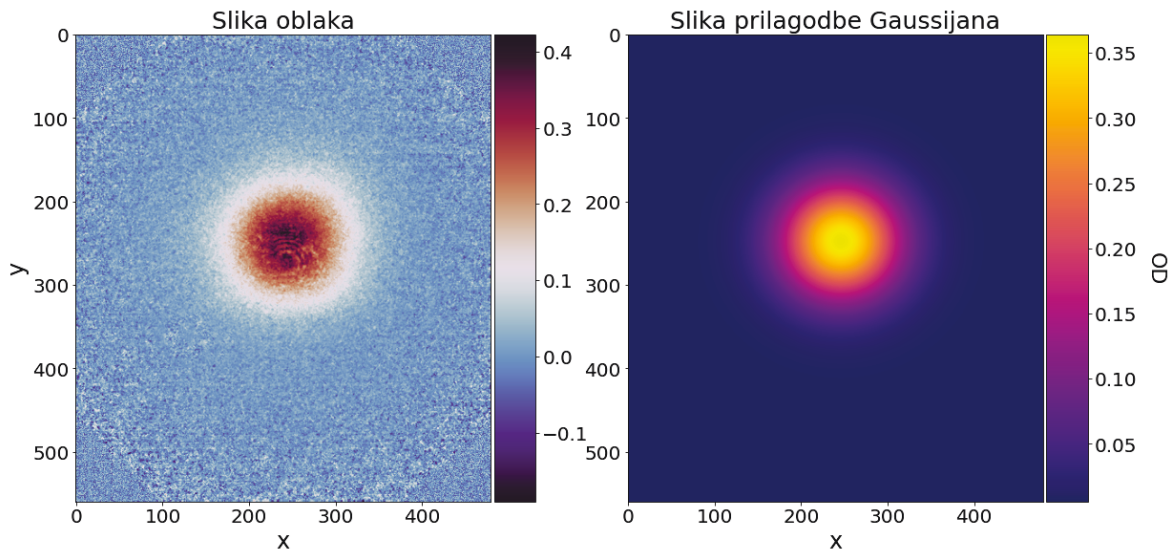


Slika 3.7: Prostorna raspodjela optičke debljine u oblaku hladnih atoma rubidija dobivena metodom apsorpcijskog oslikavanja za vrijeme proleta $t_{TOF} = 3$ ms.

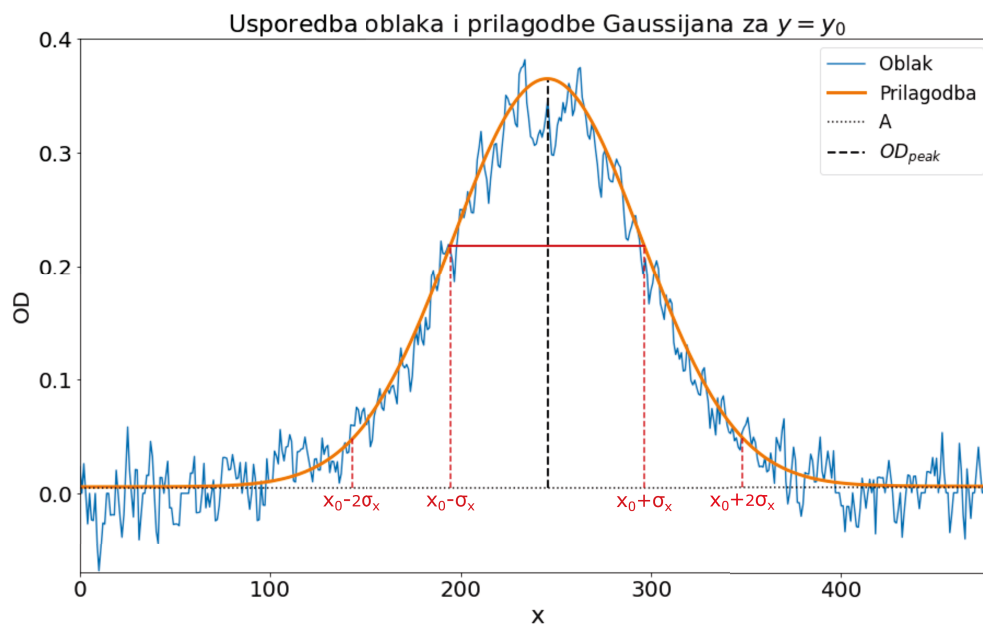
Iz slike 3.7 bi se teško odredili bitni parametri oblaka. Iz tog se razloga na podatke prilagođava 2D Gaussijan budući da se prostorna raspodjela atoma može opisati s navedenom funkcijom (poglavlje 4.2). Na podatke se prilagođava funkcija oblika:

$$OD(x,y) = A + OD_{peak} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma_x}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{y-y_0}{\sigma_y}\right)^2\right), \quad (3.2)$$

gdje je A pomak od nule, x_0 i y_0 položaj centra, OD_{peak} maksimalna optička debljina oblaka odnosno amplituda funkcije te σ_x i σ_y širine Gaussijana. Na slikama 3.8 i 3.9 prikazana je prostorna raspodjela optičke debljine oblaka i prilagodba funkcije 3.2 na podatke te njihova usporedba duž x osi za $y = y_0$. U originalnoj slici postoji puno šuma, no procesom prilagodbe se ovaj šum eliminira. U mjerenjima, širina oblaka je bila definirana širinom Gaussijana σ .



Slika 3.8: Slika oblaka dobivena apsorpcijskom metodom oslikavanja (lijevo) i prilagodba Gaussijana na podatke (desno) za $t_{TOF} = 8$ ms.



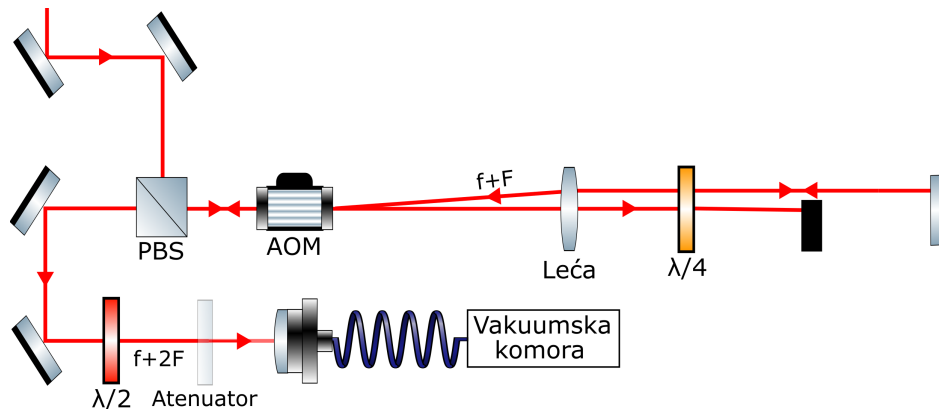
Slika 3.9: Usporedba optičke debljine oblaka dobivene iz jednadžbe (3.1) i prilagodbe Gaussijana na podatke za $y = y_0$ i $t_{TOF} = 8$ ms.

3.3 Kalibriranje AOM-a i double pass

U eksperimentu za apsorpcijsko oslikavanje potreban je laser s frekvencijom unutar prirodne širine prvog rezonantnog prijelaza atoma rubidija. Laser koji je bio korišten u ovu svrhu, zbog drugog eksperimenta, pomaknut je od rezonancije. Kako bi se frekvencija lasera vratila blizu rezonancije, koristi se akusto-optički modulator (AOM). AOM je uređaj koji koristi zvučne valove kako bi promijenio frekvenciju lasera koji prolazi kroz njega. Zvučni valovi stvaraju prostorno promjenjiv indeks loma što doводи do raspršenja svjetlosti u difrakcijske redove definirane jednađžbom:

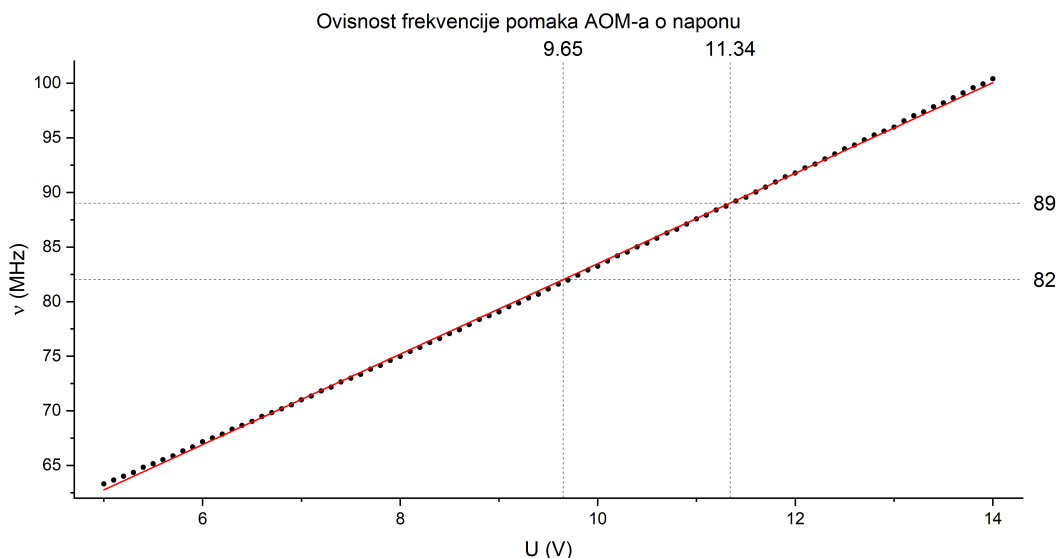
$$2\Lambda \sin\theta = m \frac{\lambda}{n}, \quad (3.3)$$

gdje je Λ valna duljina zvuka, λ valna duljina svjetlosti, n indeks loma sredstva, a m difrakcijski red. Promjena valne duljine dolazi iz činjenice da se energija prenosi s fonona na foton i time smanjuje valnu duljinu, tj. povećava frekvenciju. Zraka m -tog reda imat će frekvenciju $f + mF$, gdje je F frekvencija zvučnih valova. Ovisno o intenzitetu zvučnih valova te kutu između ulazne zrake i zvučnih valova, može se mijenjati intenzitet pojedinih redova. Intenzitet nultog reda je između 15% i 99%, dok je onaj prvog reda između 0% do 80%. Ako se promjeni frekvencija zvučnih valova, prvi red zrake će se raspršiti pod drugačijim kutem što predstavlja problem za mjerenje. Kako bi se riješio ovaj problem, AOM se koristi u engl. *double-pass* konfiguraciji. Ako je za eksperiment potrebno kontinuirano mijenjanje frekvencije lasera, pogodno je koristiti AOM u ovakvoj konfiguraciji gdje zraka prvog reda dva puta prolazi kroz AOM i time dobiva dvostruki pomak frekvencije, a da se putanja zrake ne promjeni. Na slici 3.10 prikazana je ova konfiguracija. Laserska zraka dolazi iz gornjeg kuta, reflektira se na polarizacijskoj kocki (PBS) te prolazi kroz AOM. Zraka nultog reda ide ravno te nakon prolaska kroz leću i $\lambda/4$ pločicu se zaustavlja. Zraka prvog reda se kolimira na leći, prolazi kroz pločicu, reflektira na stražnjem zrcalu te se vraća istim putem natrag. Budući da je dva puta prošla kroz pločicu, imat će horizontalnu polarizaciju i frekvenciju $f + 2F$. Zraka zatim prolazi kroz $\lambda/2$ pločicu (kako bi se poklopila polarizacija svjetlosti s optičkim vlaknom) te potom kroz attenuator intenziteta. Zraka nakon prolaska kroz optičko vlakno izlazi na stolu s vakuumskom komorom (lijevi kut na slici 3.5).



Slika 3.10: Shema engl. *double-pass* konfiguracije.

Zadnje što je potrebno napraviti kako bi se kontinuirano mijenjala frekvencija lasera jest kalibracija akusto-optičkog modulatora. Akustični valovi stvaraju se slanjem RF (engl. *radio frequency*) signala na piezoelektrik u AOM-u. Frekvencija valova se mijenja promjenom napona na generatoru RF signala. Kako bi se precizno odredila frekvencija akustičkih valova za dani napon, generator RF signala se spoji na analizator spektra te se mjeri frekvencija u ovisnosti o naponu. Napon je mijenjan u koracima od 0.1 V. Na slici 3.11 prikazana je ovisnost frekvencije o naponu. Na podatke je prilagođen pravac $v = a + b \cdot U$, te je određen nagib pravca $b = (4.142 \pm 0.008)$ MHz/V.



Slika 3.11: Ovisnost frekvencije pomaka AOM-a o naponu.

Na grafu je naznačeno crtkanim linijama područje u kojemu je korišten AOM. Budući da je AOM u *double-pass* konfiguraciji, promjena frekvencije će biti dvostruko veća za istu promjenu napona.

4 Rezultati mjerenja apsorpcijskim oslikavanjem

4.1 Ovisnost optičke debljine oblaka o frekvenciji lasera za apsorpcijsko oslikavanje

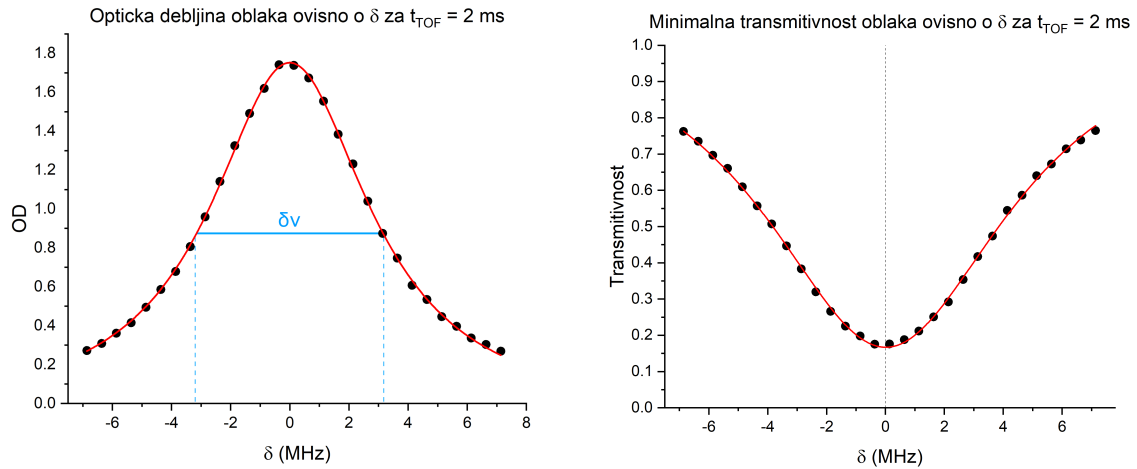
Za početak mjerenja, promatrano je kako optička debljina oblaka ovisi o frekvenciji apsorpcijske zrake. Pomoću akusto-optičkog modulatora, koji je bio kalibriran u prošlom poglavlju, kontinuirano se mijenjala valna duljina apsorpcijske zrake. Promjena frekvencije lasera za oslikavanje se mijenja u odnosu na prijelaz $F = 2 \rightarrow F' = 3$ atoma ^{87}Rb pomoću promjene napona na AOM-u iz grafa na slici 3.11. (uz napomenu da je promjena valne duljine dvostruko veća). Za svaku frekvenciju, oblak je snimljen 10 puta za isti vremenski trenutak nakon gašenja lasera za hlađenje, te je određena srednja vrijednost optičke debljine. Na slici 4.1 (lijevo) prikazana je ova ovisnost o pomaku frekvencije lasera za oslikavanje. Po uzoru na jednadžbe 2.28, 2.29 i 2.30, na podatke je prilagođen Lorentzian:

$$OD(\nu) = B + \frac{2A}{\pi} \frac{\delta\nu}{4(\nu - \nu_0)^2 + \delta\nu^2}. \quad (4.1)$$

Iz prilagodbe se može odrediti za koju frekvenciju AOM-a oblak ima najveću optičku debljinu, odnosno kada frekvencija $f + 2F$ odgovara frekvenciji prijelaza $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Prilagodbom Lorentziana na podatke, određena je frekvencija maksimuma optičke debljine $2F_{max} = \nu_0 = (170.86 \pm 0.01)$ MHz, te je apscisa centrirana s obzirom na maksimum. Druga, i važnija veličina koja se može odrediti iz prilagodbe je širina Lorentziana. Iz prilagodbe slijedi da je $\delta\nu = (6.53 \pm 0.07)$ MHz. Kao što je opisano u potpoglavlju 2.1.2, ova širina će biti kombinacija prirodne širine linije, Doppler proširenja linije te sudarnog širenja linije. Budući da je tlak u komori reda veličine 10^{-8} mbar te je red veličine temperature $100 \mu\text{K}$, doprinos od sudarnog i Dopplerovog širenja neće biti značajan što se može uočiti ako se usporede vrijednosti s teorijskom vrijednošću prirodne širine linije $F = 2 \rightarrow F' = 3$ prijelaza atoma rubidija $\nu_{teo} = 6.065(9)$ MHz [11]. Iz optičke debljine se može lako odrediti transmisivnost oblaka. Po definiciji, transmisivnost je definirana kao omjer intenziteta nakon prolaska kroz medij i intenziteta prije prolaska:

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-OD}. \quad (4.2)$$

Na slici 4.1 (desno) prikazana je transmisivnost oblaka u ovisnosti o pomaku frekvencije lasera za oslikavanje od rezonancije.



Slika 4.1: Optička debljina oblaka ovisno o frekvencija pomaka AOM-a 2 ms nakon gašenja lasera za hlađenje. Transmisivnost oblaka ovisno o pomaku frekvencije lasera za oslikavanje od rezonance (desno).

4.2 Mjerenje tehnikom vremena proleta

Za određivanje temperature oblaka potrebna je poveznica između vremenske ovisnosti širine oblaka i temperature. Plin atoma ima dovoljno visoku temperaturu da se može promatrati kao idealni plin čiji atomi prate Maxwell-Boltzmannovu raspodjelu po brzinama. U jednoj dimenziji (npr. x), udio atoma s brzinom između v_x i $v_x + dv_x$ je dana s:

$$f(v_x)dv_x = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{mv_x^2}{2k_B T}} dv_x, \quad (4.3)$$

gdje je m masa atoma, k_B Boltzmannova konstanta i T temperatura atoma. Ako se brzina atoma poveže s položajem x , usporedbom s Gauss distribucijom:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx, \quad (4.4)$$

gdje je σ širina Gaussijana, može se odrediti vremenska ovisnost širine oblaka σ u vremenu [7]:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}. \quad (4.5)$$

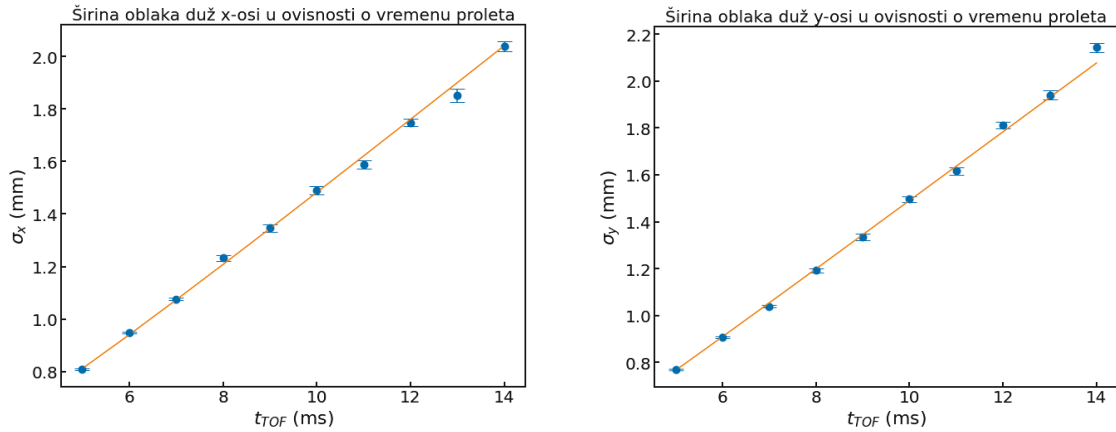
Član σ_0 je širina oblaka u početnom trenutku. Mjerenjem širine oblaka u različitim trenucima, može se odrediti temperatura oblaka. Mjerenje se provodi na sljedeći način:

- Oblak se stvara neko određeno vrijeme (red veličine par sekundi) te se oslika odmah (0 ms) nakon gašenja laserskih zraka za hlađenje;
- Stvara se novi oblak jednako dugo, te se oslika 1 ms nakon gašenja lasera;
- Postupak se ponavlja do traženog broja mjerenja.

Vrijeme od trenutka gašenja lasera do oslikavanja se zove vrijeme proleta (engl. *time of flight*) te je u radu označeno kao t_{TOF} ili TOF . Iz dobivenih slika raspodjele atoma u vremenu se mogu odrediti razne veličine (npr. temperatura, optička debljina i broj atoma u oblaku). Prvo će se promotriti kako se mijenja veličina oblaka u vremenu te će se iz brzine širenja odrediti temperatura po formuli 4.5. Potom će se promotriti promjena optičke debljine u vremenu zbog povećanja volumena oblaka pri ekspanziji. Nakon toga, iz podataka o vremenskoj ovisnosti veličine oblaka te optičke debljine, odredit će se kako se mijenja broj atoma u vremenu.

4.2.1 Balističko širenja oblaka i određivanje temperature

Kada je napravljen cijeli set mjerenja od 320 slika (10 mjerenja za svaki t_{TOF} s i bez oblaka), slike se obrađuju tako da se na svaku sliku oblaka (160 slika) prilagođava Gaussijan te određuje širina σ_x i σ_y . Za svaki t_{TOF} se određuje srednja vrijednost širine te se vrijednosti prikažu na grafu. Na podatke se prilagođava jednadžba 4.5 te se određuje temperatura oblaka. Temperatura se računa za $t_{TOF} \geq 5$ ms budući da oblak za manja vremena nema pravilnu sferosimetričnu Gaussijansku distribuciju. Razlog za ovu nesimetriju mogu biti nepravilno preklapljene laserske zrake za hlađenje te razlika u njihovim intenzitetima. Na slici 4.2 prikazana je ovisnost širine oblaka o vremenu proleta za x i y osi. Iz prilagodbe su dobivene vrijednosti početne veličine oblaka te temperature za x i y smjer: $\sigma_0^x = (0.291 \pm 0.001)$ mm i $T_x = (215 \pm 2)$ μ K za x smjer te $\sigma_0^y = (0.299 \pm 0.001)$ mm i $T_y = (228 \pm 2)$ μ K za y smjer.



Slika 4.2: Širina oblaka ovisno o vremenu proleta duž x (lijevo) i y (desno) osi. Točkama su označene izmjerene vrijednosti a narančastom linijom prilagodba 4.5.

Budući da je za fluorescentnu i apsorpcijsku metodu oslikavanja os y jednaka, dok su horizontalne komponente različite (slika 3.5), u nastavku rada je mjerena samo širina oblaka i temperatura duž y osi.

4.2.2 Ovisnost optičke debljine o vremenu proleta

Nakon što je određena vremenska ovisnost širine oblaka te odgovarajuća temperatura, promotreno je kako se optička debljina mijenja u vremenu. Iz jednadžbe 2.32 proizlazi da je optička debljina obrnuto proporcionalna površini, u ovom slučaju kvadratu širine Gaussijana, te je proporcionalna broju atoma. Korištenjem jednadžbe 4.5, može se odrediti vremenska ovisnost optičke debljine:

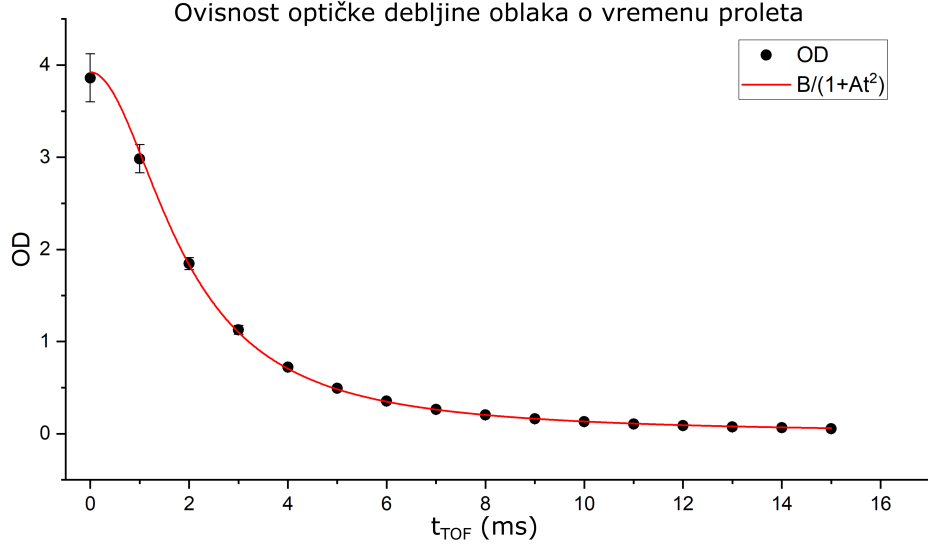
$$OD(t) \propto \frac{N}{\sigma^2(t)} = \frac{OD(t=0)}{1 + \frac{k_B T}{m \sigma_0^2} t^2}, \quad (4.6)$$

gdje je $k_B = 1.38064852 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ Boltzmannova konstanta, $m = 1.4192261 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$ masa atoma rubidija, T temperatura atoma te σ_0 početna širina oblaka. Na podatke ovisnosti optičke debljine o vremenu proleta, prilagođena je funkcija oblika:

$$OD(t) = \frac{B}{1 + At^2}. \quad (4.7)$$

Na slici 4.3 prikazana je ovisnost optičke debljine o vremenu proleta i navedena prilagodba na podatke.

Iz prilagodbe su određene vrijednosti parametara A i B. Za parametre su dobivene vrijednosti: $A = (0.285 \pm 0.008) \text{ ms}^{-2}$ i $B = (3.92 \pm 0.09)$. Parametar A će određivati koliko brzo se smanjuje optička debljina oblaka hladnih atoma. Što je veći, to će se optička debljina oblaka brže smanjivati u vremenu.



Slika 4.3: Ovisnost optičke debljine oblaka hladnih atoma o vremenu proleta.

4.2.3 Ovisnost broja atoma o vremenu proleta

Sada kada je određena ovisnost širine oblaka i optičke debljine o vremenu, može se odrediti kako se mijenja broj atoma u vremenu. Broj atoma može se računati na dva načina. Prvi način za računanje broja atoma je direktna sumacija vrijednosti piksela iz slike oblaka preko relacije [12]:

$$N = \sum_{\text{pixels}} N_{\text{pixel}} = \sum_{\text{pixels}} n_{\text{pixel}} A_{\text{pixel}} = \frac{A_{\text{pixel}}}{\sigma_0} \sum_{\text{pixel}} OD_{\text{pixel}} = \frac{A_{\text{pixel}}}{\sigma_0} OD_s, \quad (4.8)$$

gdje je N_{pixel} broj atoma po pikselu, n_{pixel} gustoća atoma po pikselu, A_{pixel} površina piksela, OD_{pixel} optička debljina odnosno vrijednost piksela te OD_s ukupna optička debljina odnosno sumirani intenzitet slike. Amplituda piksela ide od 0 do 256. Druga metoda za određivanje broja atoma bazira se na korištenju vrijednosti optičke debljine te širine oblaka dobivenih iz prilagodbe Gaussijana na podatke. Volumen ispod 2D Gaussijana jednak je:

$$V = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) dx dy = 2\pi A \sigma_x \sigma_y. \quad (4.9)$$

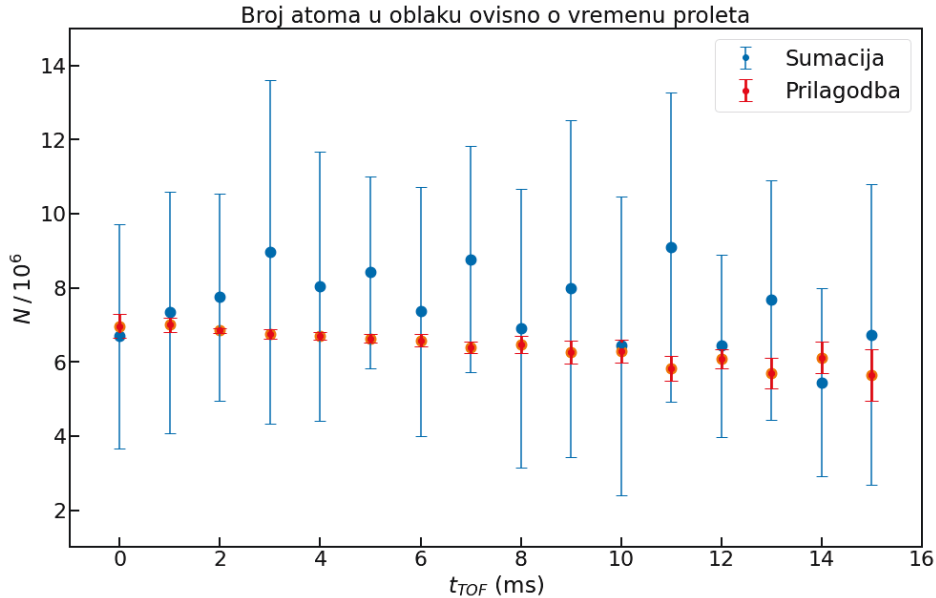
U ovom slučaju, amplituda će biti maksimalna optička debljina oblaka, a volumen će biti broj atoma u oblaku definiran s:

$$N = \frac{1}{\sigma_0} \int \int OD(x,y) dx dy = \frac{2\pi}{\sigma_0} OD \sigma_x \sigma_y, \quad (4.10)$$

gdje je σ_0 rezonantni apsorpcijski udarni presjek, OD maksimalna optička debljina oblaka te σ_x i σ_y širina oblaka. Broj atoma će imati pripadnu pogrešku iz prilagodbe Gaussijana na podatke:

$$M_N = \frac{2\pi}{\sigma_0} \sqrt{M_{OD}^2 \sigma_x^2 \sigma_y^2 + OD^2 M_{\sigma_x}^2 \sigma_y^2 + OD^2 \sigma_x^2 M_{\sigma_y}^2}. \quad (4.11)$$

Na slici 4.4 prikazan je broj atoma dobiven sa sumacijskom metodom (plave točke) te broj atoma dobiven iz prilagodbe Gaussijana (crvene točke) uz odgovarajuće pogreške. Promjena broja atoma iz sumacijske metode nema tendenciju ni za rast ni pad, dok kod metode s prilagodbom postoji lagani pad atoma u vremenu uz povećanje greške za velika vremena. Sumacijska metoda ima značajno veću pogrešku, pa je u daljnjim mjerenjima korištena metoda prilagodbe. Srednja vrijednost i odstupanje broja atoma iz sumacijske metode iznosi $N_{int} = (7.4 \pm 0.8) \cdot 10^6$, dok za metodu prilagodbe $N_{fit} = (6.67 \pm 0.04) \cdot 10^6$.



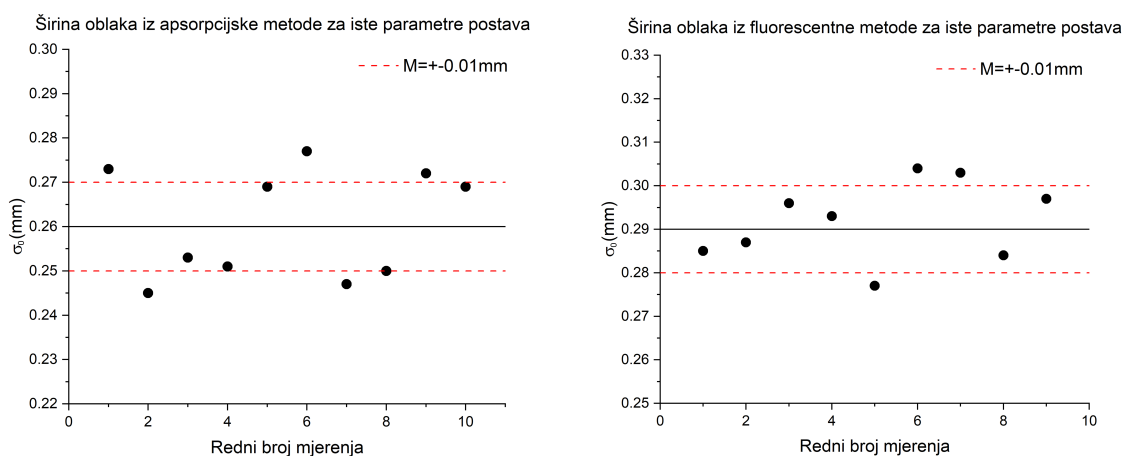
Slika 4.4: Broj atoma u oblaku ovisno o vremenu proleta za dvije različite metode uz snagu lasera za hlađenje $P = 30$ mW, snagu apsorpcijske zrake $P = 20$ μ W te vremena stvaranja oblaka od 1.25 s.

4.3 Određivanje pogreške parametra oblaka

Budući da sam postupak mjerenja uvodi dodatne pogreške pri računanju svojstva oblaka, potrebno je odrediti odstupanje rezultata s istim parametrima postava. Napravljeno je 10 mjerenja za apsorpcijsku i fluorescentnu metodu oslikavanja za iste parametre postava te je izračunata srednja vrijednost i odstupanje. Vrijeme stvaranja oblaka iznosi 3 s, vrijeme ekspozicije kamere za fluorescentnu metodu 0.15 ms dok za apsorpcijsku metodu 0.05 ms. Frekvencija pomaka lasera za hlađenje iznosi -22 MHz. Snaga apsorpcijske zrake iznosi $35 \mu\text{W}$ dok snaga lasera za hlađenje 30 mW .

4.3.1 Pogreška širine oblaka

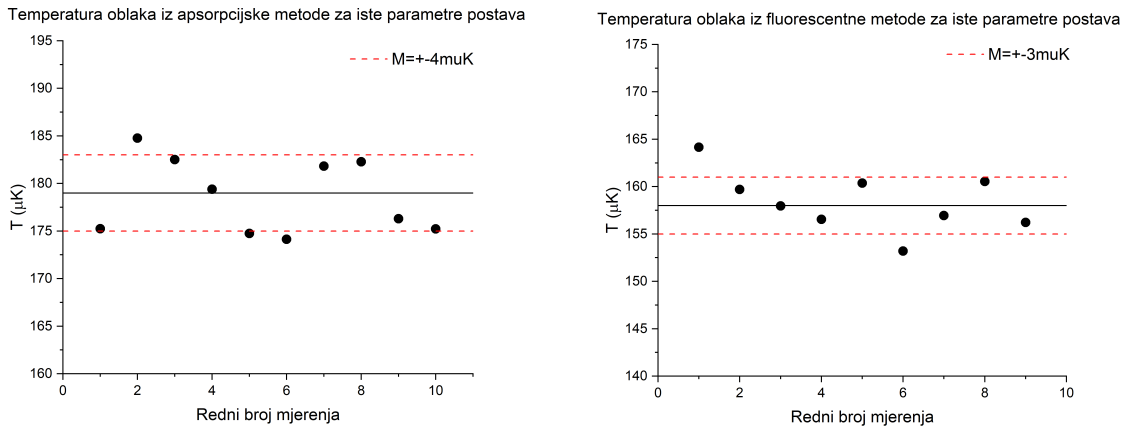
Na slici 4.5 prikazana je početna širina oblaka za svih 10 mjerenja te odgovarajuće srednje vrijednosti i odstupanja za apsorpcijsku (lijevo) i fluorescentnu (desno) metodu. Oba iznosa pogreške iznose 0.01 mm . Ove pogreške su se u daljnjim izvodima dodavale na pogrešku koja dolazi od same prilagodbe Gausijana na podatke.



Slika 4.5: Širina oblaka za različita mjerenja te njezina srednja vrijednost i odstupanje za apsorpcijsku (lijevo) i fluorescentnu (desno) metodu.

4.3.2 Pogreška temperature

Na analogan način, mjerenjem tehnikom vremena proleta, određena je pogreška temperature oblaka za različita mjerenja. Na slici 4.6 prikazano je mjerenje temperature te odgovarajuće pogreške za apsorpcijsku (lijevo) i fluorescentnu (desno) metodu. Pogreška za apsorpcijsku metodu iznosi $4 \mu\text{K}$ dok za fluorescentnu $3 \mu\text{K}$.



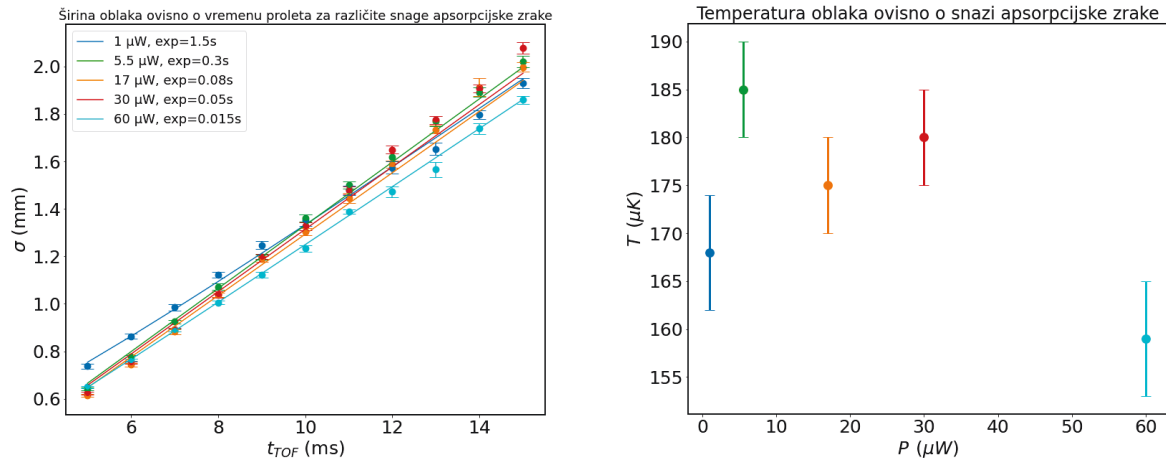
Slika 4.6: Temperatura oblaka za različita mjerenja te njezina srednja vrijednost i odstupanje za apsorpcijsku (lijevo) i fluorescentnu (desno) metodu.

4.4 Utjecaj snage lasera za oslikavanje na parametre oblaka

Kako bi se provjerilo da li, i na koji način, snaga laserske zrake za oslikavanje utječe na rezultate, za iste parametre lasera za hlađenje $P = 30 \text{ mW}$ i $\delta = -16 \text{ MHz}$ te vremenom stvaranja oblaka od 1.25 s , određeno je ponašanje parametra oblaka za različite snage lasera za oslikavanje. Budući da su parametri lasera za hlađenje isti, ne bi smjelo biti razlike u rezultatima za različite snage lasera za oslikavanje. Frekvencija lasera za oslikavanje je bila jednaka frekvenciji prijelaza ($\delta = 0 \text{ MHz}$). Kako se pojačavala snaga lasera, tako se morala smanjivati ekspozicija kamere kako se kamera ne bi oštetila. Iz tog razloga, za svaku snagu lasera se namjestila ekspozicija kamere na takav način da daje što jači signal.

4.4.1 Ovisnost temperature oblaka o snazi lasera za oslikavanje

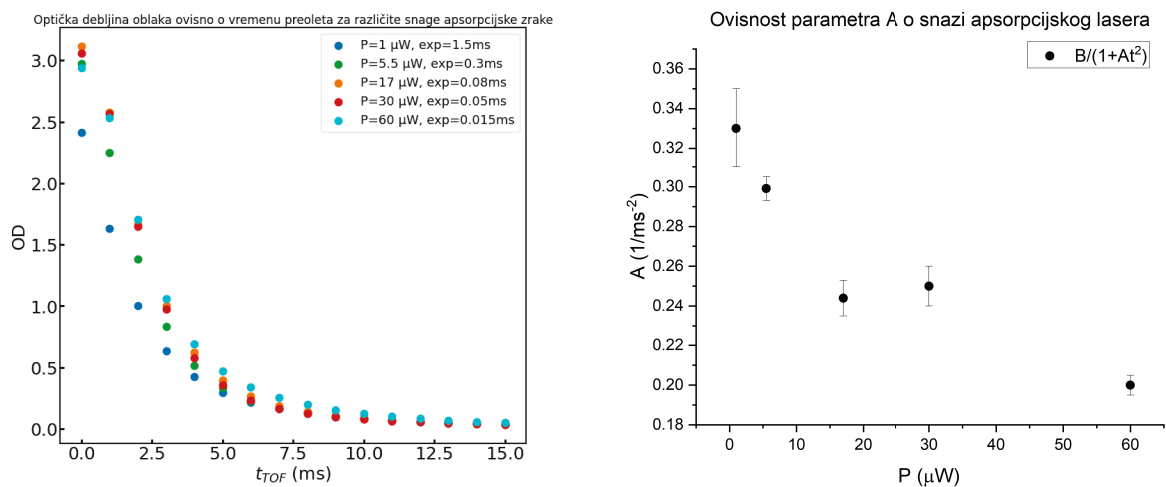
Za početak je određena temperatura oblaka ovisno o snazi apsorpcijske zrake. Na slici 4.7 prikazana je vremenska ovisnost širine oblaka za različite snage lasera (lijevo) te odgovarajuće temperature (desno). Kod ovisnosti širine o vremenu proleta, može se primijetiti da za mala vremena proleta širina oblaka za $1 \mu\text{W}$ odstupa od ostatka mjerenja te isto tako za velika vremena proleta, mjerenje za $60 \mu\text{W}$ odstupa od ostalih. Na grafu ovisnosti temperature o snazi, može se uočiti da se izmjerene temperature za 5.5 , 17 te $30 \mu\text{W}$ nalaze unutar pogreške od drugih te im opća srednja vrijednost iznosi $180 \mu\text{K}$. Temperatura oblaka za $1 \mu\text{W}$ malo odstupa od navedenih tri dok temperatura za $60 \mu\text{W}$ vidljivo odstupa od ostatka mjerenja.



Slika 4.7: Širina oblaka ovisno o vremenu proleta za različite snage lasera za oslikavanje (lijevo). Ovisnost temperature oblaka o snazi lasera za oslikavanje (desno).

4.4.2 Ovisnost optičke debljine oblaka o snazi lasera za oslikavanje

Na slici 4.8 prikazana je optička debljina oblaka ovisno o vremenu proleta za različite snage lasera za oslikavanje te parametar A dobiven iz prilagodbe funkcije 4.7 u ovisnosti o snazi lasera za oslikavanje.

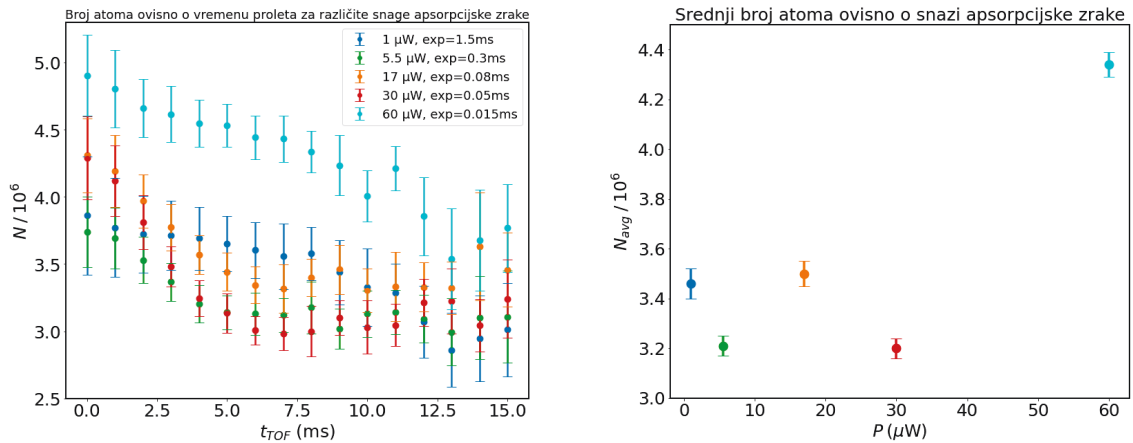


Slika 4.8: Optička debljina atoma ovisno o vremenu proleta za različite snage lasera za oslikavanje (lijevo). Ovisnost parametra A o snazi lasera za oslikavanje (desno).

Za male snage lasera, izmjerena optička debljina je privodno manja od stvarne vrijednosti. Kako se povećava snaga, razlika između optičke debljine za različite snage se smanjuje. Na slici 4.8 (desno), uočava se lagani pad parametra A s porastom snage, tj. pad optičke debljine oblaka je prividno sporiji za veće snage.

4.4.3 Ovisnost broja atoma o snazi lasera za oslikavanje

Ostalo je odrediti kako broj atoma ovisi o snazi zrake. Na slici 4.9 (lijevo), prikazan je broj atoma ovisno o vremenu proleta za različite snage lasera za oslikavanje. Na slici 4.9 (desno) prikazana je opća srednja vrijednost i odstupanje broja atoma za različite snage lasera.



Slika 4.9: Broj atoma ovisno o vremenu proleta za različite snage lasera za oslikavanje (lijevo). Srednji broj atoma ovisno o snazi lasera za oslikavanje (desno).

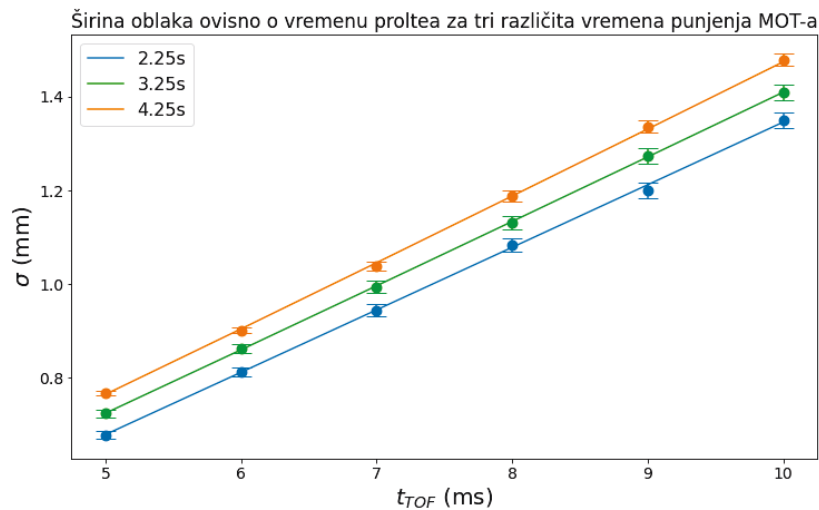
Vremenska ovisnost broja atoma je slična za prve 4 snage lasera te vidljivo odstupa za 60 μW . Isto ponašanje se može uočiti na slici 4.9 (desno) gdje se srednja vrijednost za prve četiri snage nalazi između 3.2 i 3.5 $\cdot 10^6$, dok za 60 μW iznosi oko 4.3 $\cdot 10^6$. Analiziranjem ponašanja parametra oblaka o snazi lasera za oslikavanje, zaključeno je da je najbolji režim rada između 20 i 30 μW te je u daljnjim mjerenjima korištena snaga u tom rasponu.

4.5 Ovisnost parametra oblaka o vremenu stvaranja oblaka

U ovom poglavlju promotrit će se kako svojstva oblaka ovise o vremenu stvaranja oblaka t_{load} (engl. *loading time*). Mjerenja su provedena za tri različita vremena stvaranja oblaka: 2.25 s, 3.25 s i 4.25 s. Vrijeme stvaranja oblaka ima saturacijsko ponašanje, tako da za mala vremena broj atoma naglo raste s vremenom stvaranja oblaka dok nakon $t \approx 10$ s teži prema konstantnoj vrijednosti [13].

4.5.1 Ovisnost temperature o vremenu stvaranja oblaka

Za početak, promotreno je kako se mijenja temperatura atoma ovisno o vremenu stvaranja oblaka. Na slici 4.10 prikazana je širina oblaka σ za tri različita vremena stvaranja.



Slika 4.10: Širina oblaka ovisno o vremenu proleta za tri različita vremena stvaranja oblaka: 2.25 s, 3.25 s i 4.25 s.

Iz prilagodbe podataka određena je temperatura i početna širina oblaka za sva tri vremena stvaranja.

t_{load} (s)	σ_0 (mm)	M_σ (mm)	T (μ K)	M_T (μ K)
2.25	0.270	0.005	189	9
3.25	0.301	0.005	204	9
4.25	0.340	0.003	221	8

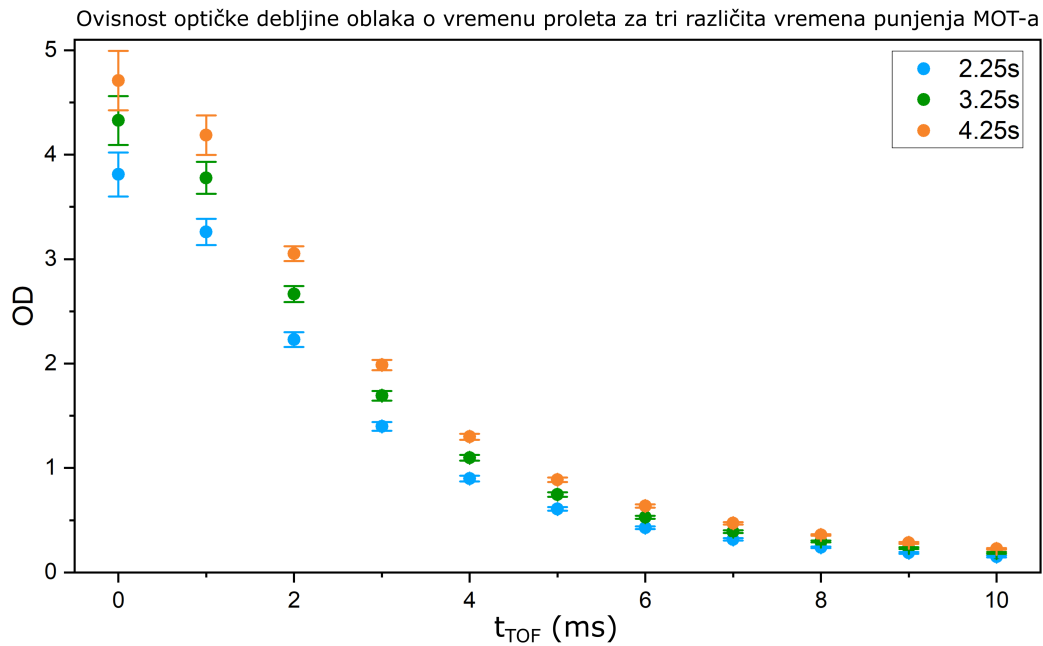
Kako se povećava vrijeme stvaranja oblaka, tako se povećava i širina oblaka (tj. volumen) i temperatura oblaka.

4.5.2 Ovisnost optičke debljine o vremenu stvaranja oblaka

Idući korak je promotriti kako optička debljina ovisi o vremenu stvaranja oblaka. Na slici 4.11 prikazana je ovisnost optičke debljine o vremenu proleta za tri različita vremena stvaranja oblaka. Kako raste vrijeme stvaranja tako raste i optička debljina oblaka. Kao i u prošlom poglavlju, na podatke je prilagođena krivulja dana izrazom 4.7 te je promotreno kako se mijenja brzina pada optičke debljine ovisno o vremenu stvaranja oblaka. Iz prilagodbe su dobivene sljedeće vrijednosti parametra A:

t_{load} (s)	A (ms^{-2})	M_A (ms^{-2})
2.25	0.24	0.02
3.25	0.23	0.02
4.25	0.21	0.02

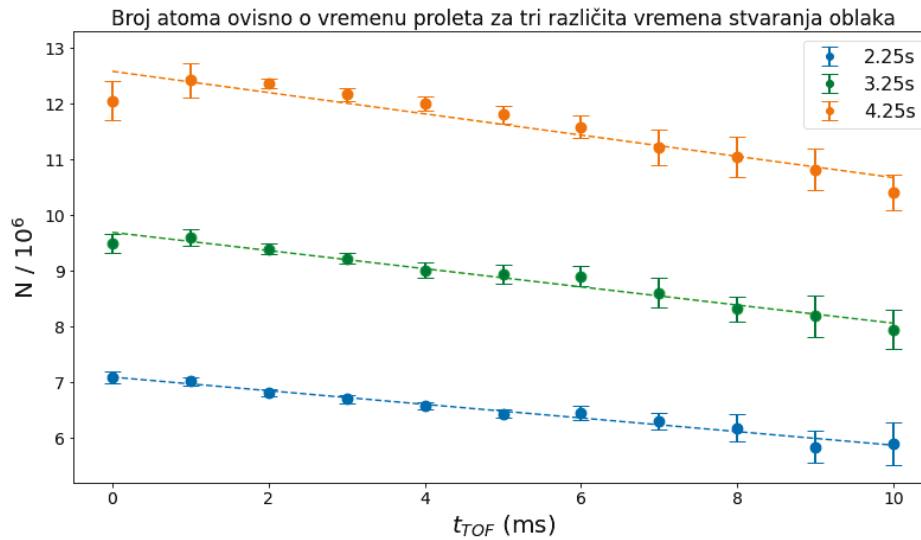
Povećanjem vremena stvaranja oblaka, parametar A se malo smanjuje međutim rezultati se nalaze unutar jedne ili dvije pogreške od drugih.



Slika 4.11: Optička debljina ovisno o vremenu proleta za tri različita vremena stvaranja oblaka: 2.25 s, 3.25 s i 4.25 s.

4.5.3 Ovisnost broja atoma o vremenu stvaranja oblaka

Za kraj poglavlja, promotreno je kako se broj atoma mijenja ovisno o vremenu stvaranja oblaka. Na slici 4.12 prikazana je ovisnost broja atoma o vremenu proleta za tri različita vremena stvaranja oblaka.



Slika 4.12: Broj atoma ovisno o vremenu proleta za tri različita vremena stvaranja oblaka: 2.25 s, 3.25 s i 4.25 s.

U idućoj tablici su napisane srednje vrijednosti broja atoma za različita vremena stvaranja oblaka te odgovarajuće pogreške. Na ovisnost broja atoma je prilagođen pravac $N = at + b$ kako bi se odredila brzina gubljenja atoma za različita vremena stvaranja oblaka. Iz rezultata se uočava da se brzina gubljenja atoma povećava s povećanjem vremena stvaranja oblaka što se može prepisati povećanju temperature s vremenom stvaranja oblaka (4.5.1). Tako se za $t_{load} = 2.25$ s unutar jedne sekunde prividno izgubi 12000 atoma dok za $t_{load} = 4.25$ s njih 19000.

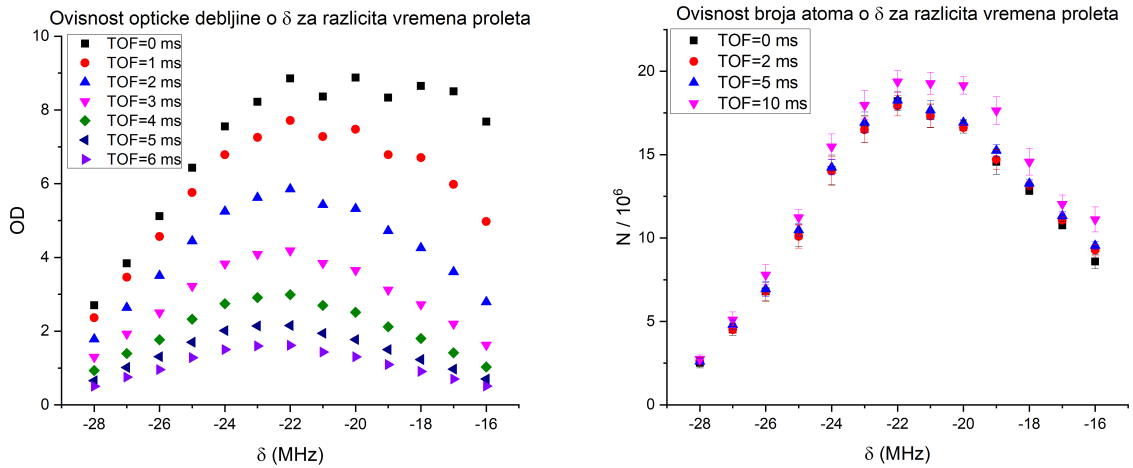
t_{load}	$N / 10^6$	$M_N / 10^6$	$a / 10^5 (s^{-1})$	$M_a / 10^5 (s^{-1})$
2.25	6.3	0.1	-1.22	0.07
3.25	8.7	0.2	-1.6	0.1
4.25	11.6	0.1	-1.9	0.2

4.6 Ovisnost parametra oblaka o pomaku frekvencije i snazi lasera za hlađenje

U ovom poglavlju razmotrit će se ponašanje parametra oblaka u ovisnosti o pomaku frekvencije lasera za hlađenje δ te u ovisnosti o njegovoj snazi P .

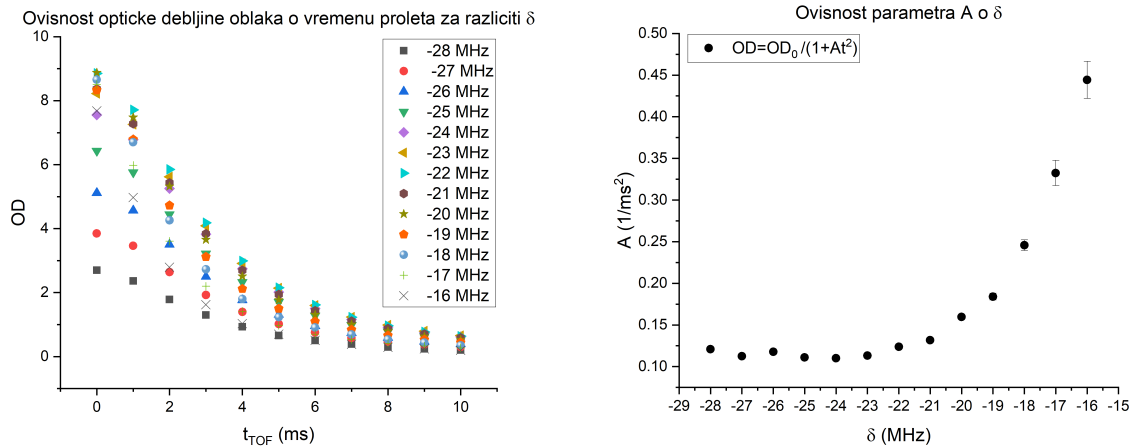
4.6.1 Ovisnost broja atoma i optičke debljine o pomaku frekvencije lasera za hlađenje

U prvom potpoglavlju promotreno je kako se parametri oblaka mijenjaju s promjenom pomaka frekvencije lasera uz konstantnu snagu. Snaga lasera za hlađenje postavljena je na 30 mW te se mijenjala frekvencija lasera pomoću AOM-a. Mjerenje je napravljeno za raspon δ od -28 MHz do -16 MHz. Za početak je promotreno kako se optička debljina i broj atoma mijenjaju s promjenom frekvencije pomaka lasera. Na slici 4.13 prikazana je ovisnost optičke debljine o pomaku frekvencije δ za različita vremena proleta (lijevo) te broj atom ovisno o pomaku frekvencije δ za različita vremena proleta (desno).



Slika 4.13: Ovisnost optičke debljine (lijevo) i broja atoma (desno) o δ za nekoliko različitih vremena proleta.

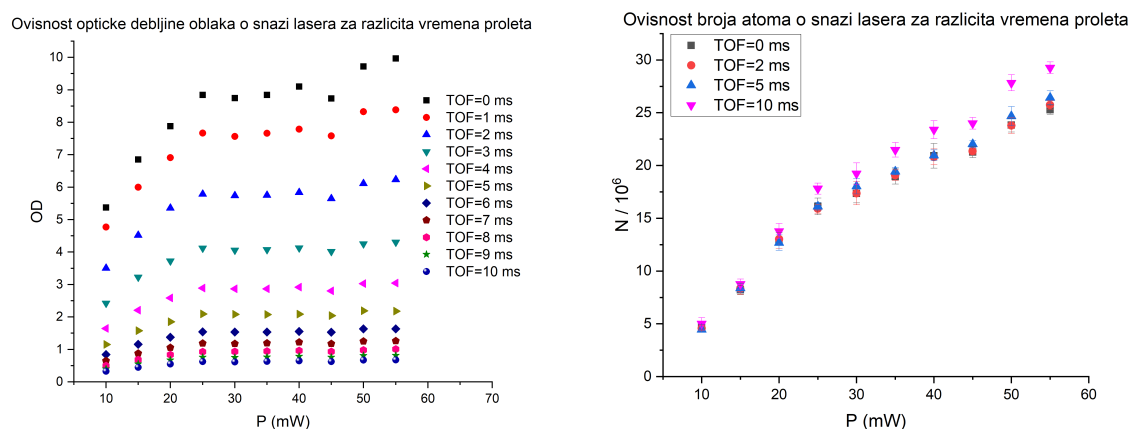
I optička debljina i broj atoma imaju maksimum oko $\delta = -22$ MHz. Na podatke ovisnosti optičke debljine o vremenu proleta, ponovo je prilagođena funkcija 4.7. Na slici 4.14 prikazana je ovisnost optičke debljine o vremenu proleta za različite pomake frekvencije δ (lijevo) te vrijednost parametra A za različite pomake frekvencije δ . Brzina pada optičke debljine je konstantna za $\delta < -22$ MHz, te naglo raste za $\delta > -22$ MHz.



Slika 4.14: Ovisnost optičke debljine (lijevo) o vremenu preleta te ovisnost parametra A (desno) iz prilagodbe.

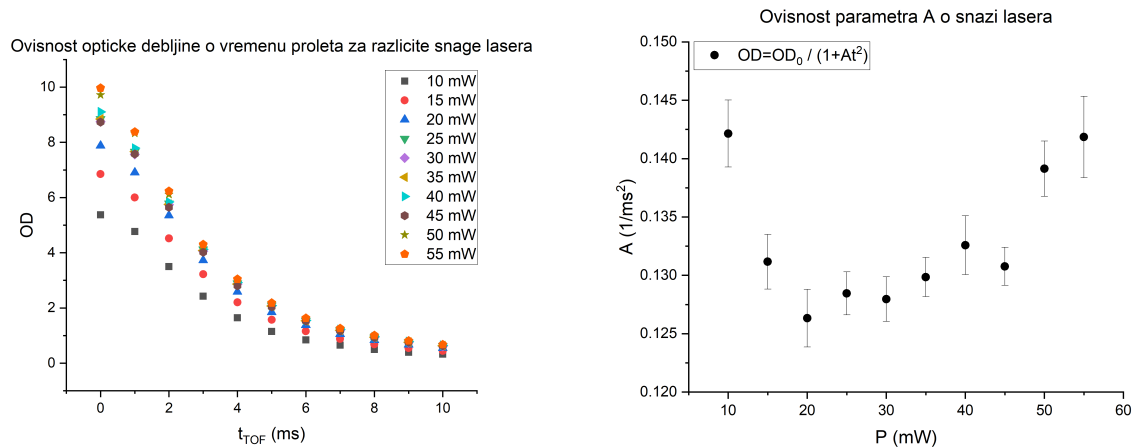
4.6.2 Ovisnost broja atoma i optičke debljine o snazi lasera za hlađenje

U drugom potpoglavlju, ponovljena su ista mjerenja kao i u prošlom potpoglavlju, međutim ovaj put se pomak frekvencije lasera drži konstantnim na $\delta = -22$ MHz, a mijenja se snaga lasera. Ponovo je prvo promotreno kako optička debljina i broj atoma ovise o snazi lasera. Na slici 4.15 prikazana je ovisnost optičke debljine o snazi lasera za različita vremena proleta (lijevo) te broj atoma u ovisnosti o snazi lasera za različita vremena proleta (desno). Za razliku od ovisnosti o δ , u ovisnosti o snazi ne postoji lokalni maksimum. Optička debljina postaje konstantna nakon 25 mW dok broj atoma raste linearno sa snagom uz promjenu nagiba pravca oko 25 mW. Ovo ukazuje na činjenicu da se do 25 mW povećava i volumen i gustoća oblaka, a nakon toga samo volumen.



Slika 4.15: Ovisnost optičke debljine oblaka o snazi lasera za hlađenje za različita vremena proleta (lijevo) te broj atoma ovisno o snazi lasera za različita vremena proleta (desno).

Na ovisnost optičke debljine o vremenu proleta ponovo se prilagođava funkcija 4.4, međutim ovaj put će parametar A ovisiti o snazi zrake. Na slici 4.16 (desno) prikazana je ovisnost parametra A o snazi lasera. Ako se uspoređi ova ovisnost s onom iz slike 4.14, može se očitati da je parametar više manje konstantan s iznosom oko 0.13 uz odstupanje za 10, 50 i 55 mW.



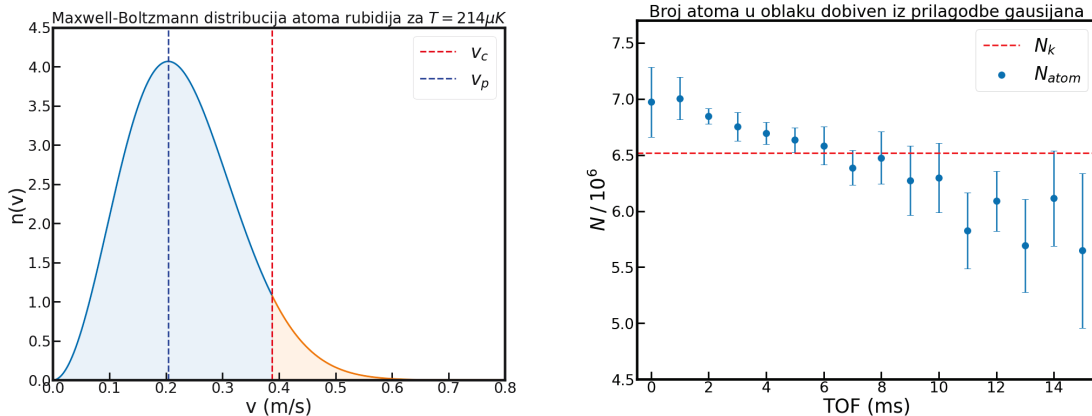
Slika 4.16: Ovisnost optičke debljine oblaka o vremenu proleta za različite snage lasera za hlađenje (lijevo) i ovisnost parametra A o snazi lasera za hlađenje.

4.7 Analiza gubitka atoma

U ovom potpoglavlju, detaljnije je proučen broj atoma u oblaku i njegova ovisnost o vremenu. Kao što je ranije pokazano, broj atoma koji se dobije sumiranjem optičke debljine čitave slike u prosjeku ostaje konstantan (slika 4.4). S druge strane, broj atoma dobiven iz metode prilagodbe Gaussijana na podatke ima sklonost pada s porastom vremena proleta. Atomi u hladnom oblaku se mogu opisati Maxwell-Boltzmannovom distribuciju po brzinama:

$$n(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}. \quad (4.12)$$

Ako je brzina atoma veća od brzine potrebne da atom iz centra iziđe izvan kadra slike $v_c = x/2t$, gdje je x dimenzija slike u metrima, a $t = 15$ ms vrijeme proleta, tada efektivno pada broj atoma. Poznavajući temperaturu oblaka, može se odrediti raspodjela brzina atoma, a poznavajući veličinu slike u metrima, može se odrediti granična brzina za izlazak atoma iz kadra. Na slici 4.17 prikazana je raspodjela atoma po brzinama za temperaturu $T = 214 \mu\text{K}$. Kritična brzina iznosi $v_c = 0.388$ m/s, a najvjerojatnija brzina iznosi $v_p = \sqrt{2k_B T/m} = 0.204$ m/s. Kada se integrira površina ispod krivulje za $v < v_c$, dobije se konačni broj atoma nakon 15 ms od $N_f = 6.5 \cdot 10^6$ dok se iz prilagodbe dobiva iznos $N_{fit} = (5.6 \pm 0.7) \cdot 10^6$. Konačni broj atoma N_f nije toliko različit od izmjerene vrijednosti i nalazi se unutar dvije standardne devijacije. Ovo razmatranje nije dovoljno da se opiše prividni gubitak atoma, međutim zajedno sa zaključkom iz dodatka B, daje rezultate koji se dobro slažu s izmjerenim vrijednostima.



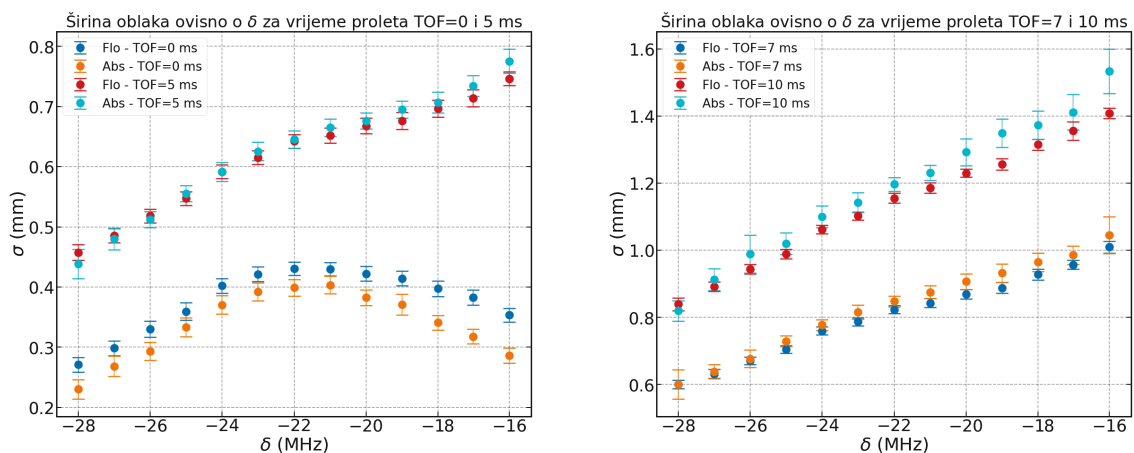
Slika 4.17: Maxwell-Boltzmannova raspodjela brzine atoma za temperaturu oblaka $214 \mu\text{K}$ (lijevo). Broj atoma dobiven iz prilagodbe i konačni broj atoma s brzinom manjom od v_c označen iscrtkanom linijom (desno).

5 Usporedba fluorescentne i apsorpcijske metode oslikavanja

U ovom poglavlju usporedit će se temperatura, broj atoma te omjer signala i šuma fluorescentne i apsorpcijske metode. U prvom dijelu, mjerena je širina oblaka i temperatura ovisno o pomaku frekvencije lasera za hlađenje u ovisnosti o vremenu proleta uz konstantnu snagu lasera za hlađenje $P = 30$ mW. U drugom potpoglavlju mjerena je ovisnost širine oblaka i temperature ovisno snazi lasera za hlađenje uz konstantni pomak frekvencije $\delta = -22$ MHz. U posljednja dva potpoglavlja uspoređena je ovisnost broja atoma obje metode o pomaku frekvencije i snazi lasera te omjer signala naspram šuma obje metode ovisno o snazi i pomaku frekvencije.

5.1 Ovisnost temperature oblaka o pomaku frekvencije lasera za hlađenje

Na slici 5.1 prikazane su širine oblaka za obje metode oslikavanja te za 4 različita vremena proleta: 0 ms, 5 ms, 7 ms i 10 ms. Za kratka vremena proleta, širina oblaka se povećava sa smanjenjem δ do ~ -22 MHz te nakon toga počne padati smanjenjem δ prema rezonanciji. Ovakvo ponašanje može biti posljedica činjenice da oblak u početnim trenucima nema pravilnu sfernosimetričnu raspodjelu. Za kasnija vremena proleta, širina oblaka raste linearno sa smanjenjem pomaka lasera za hlađenje prema rezonanciji što ukazuje na povećanje volumena oblaka.

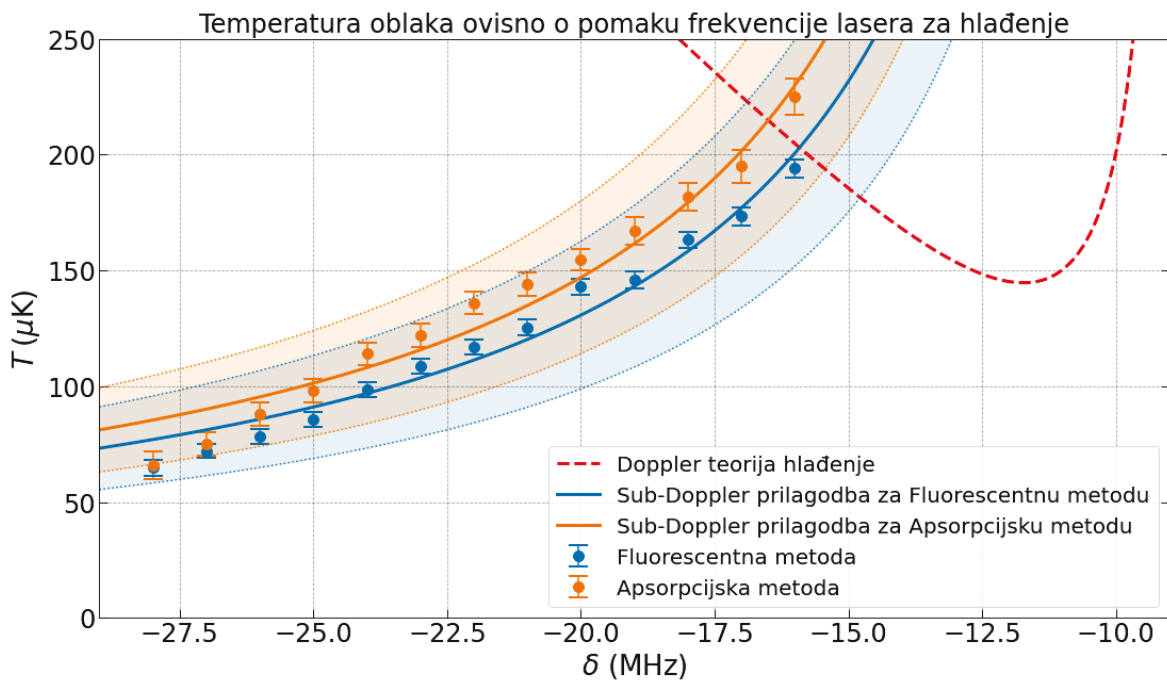


Slika 5.1: Širina oblaka ovisno o pomaku frekvencije lasera za hlađenje za fluorescentnu i apsorpcijsku metodu oslikavanja uz $t_{TOF} = 0$ i 5 ms (lijevo) i $t_{TOF} = 7$ i 10 ms (desno).

Izmjereno ponašanje širine oblaka je očekivano i posljedica je povećanja temperature uz smanjenje δ prema rezonanciji. Iz rezultata se uočava da su širine oblaka dobivene fluorescentnom i apsorpcijskom metodom oslikavanja usporedive čime se potvrdila funkcionalnost novo postavljene metode oslikavanja. Nakon što je određeno ponašanje širine oblaka u vremenu, uspoređena je temperatura oblaka dobivena iz apsorpcijske i fluorescentne metode ovisno o pomaku frekvencije lasera δ . Za svaki δ određena je temperatura iz ovisnosti širine oblaka o vremenu proleta (jednadžba 4.5). Ovisnost temperature prikazana je na slici 5.2. Na podatke je prilagođena ovisnost temperature o δ iz sub-Doppler teorije hlađenja (2.27) uz dodatak dodatnog parametra δ_0 u slučaju da laser nije na rezonanciji za $\delta = 0$ MHz:

$$T(\delta) = \frac{\hbar\Gamma^2}{2k_B I_{sat} A} \cdot \frac{P}{(\delta + \delta_0)} \cdot \left(\frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{\Gamma^2/4}{(\delta + \delta_0)^2 + \Gamma^2/4} \right), \quad (5.1)$$

gdje je Γ prirodna širina linije, k_B Boltzmannova konstanta, I_{sat} saturacijski intenzitet, A površina laserske zrake za hlađenje radijusa $r = 1.27$ cm te P snaga lasera na atomima. Snaga laserske zrake P i frekvencijski pomak δ_0 su postavljeni kao parametri prilagodbe budući da se ne zna snaga lasera u samoj komori. Na grafu je također prikazana ovisnost temperature oblaka o pomaku frekvencije dana Doppler teorijom hlađenja uz odgovarajući pomak frekvencije δ_0 .

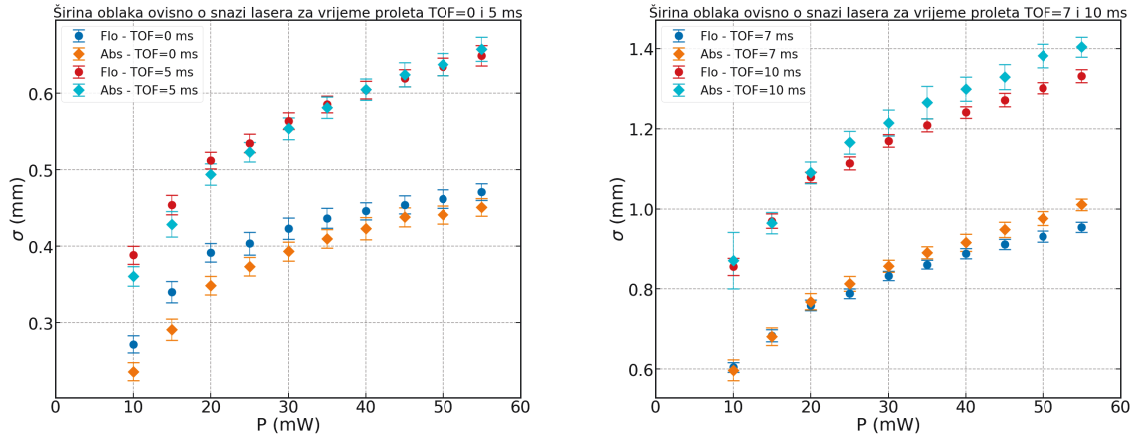


Slika 5.2: Ovisnost temperature oblaka o pomaku frekvencije lasera za hlađenje δ za fluorescentnu i apsorpcijsku metodu oslikavanja.

Iz prilagodbe su dobivene vrijednosti snage i δ_0 obje metode: $P_{flo} = (4 \pm 1)$ mW i $\delta_0^{flo} = (8.5 \pm 0.4)$ MHz za fluorescentnu metodu te $P_{abs} = (5 \pm 1)$ mW i $\delta_0^{abs} = (8.9 \pm 0.5)$ MHz za apsorpcijsku metodu. Osjenčano područje na grafu predstavlja područje u kojem postoji neodređenost u snazi od 1 mW. Ovo područje nepouzdanosti je dodano budući da nije moguće precizno izmjeriti snagu lasera na atomima. Snage dobivene iz prilagodbe se ne slažu s očekivanom vrijednosti (~ 15 mW unutar komore). Ovo odstupanje ukazuje na činjenicu da je formula 2.27 izvedena za slučaj $J = 1 \rightarrow J = 2$ prijelaza te time vrijednosti $\frac{29}{300}$ i $\frac{254}{75}$ nisu nužno točne za slučaj specifičnog prijelaza u atomu rubidija koji se koristi u eksperimentu. Pomak frekvencije δ_0 je kasnije potvrđen u iznosu ≈ 8 MHz, a posljedica je nesavršene kalibracije akustooptičkih modulatora u postavu. Razlika u izmjerenoj temperaturi dobivena apsorpcijskom i fluorescentnom metodom oslikavanja se u prosjeku razlikuje za 10%. Razlika je najmanja za velike pomake frekvencije lasera za hlađenje te raste sa smanjenjem δ prema rezonanciji. Razlika u temperaturi posljedica je nesavršenosti samih metoda oslikavanja koje ovisi o nizu parametra sustava. Izmjerene temperature se jako dobro slažu s ponašanjem koje je opisano sub-Doppler teorijom hlađenja. Minimalna izmjerena temperatura atoma iznosi $65 \mu\text{K}$.

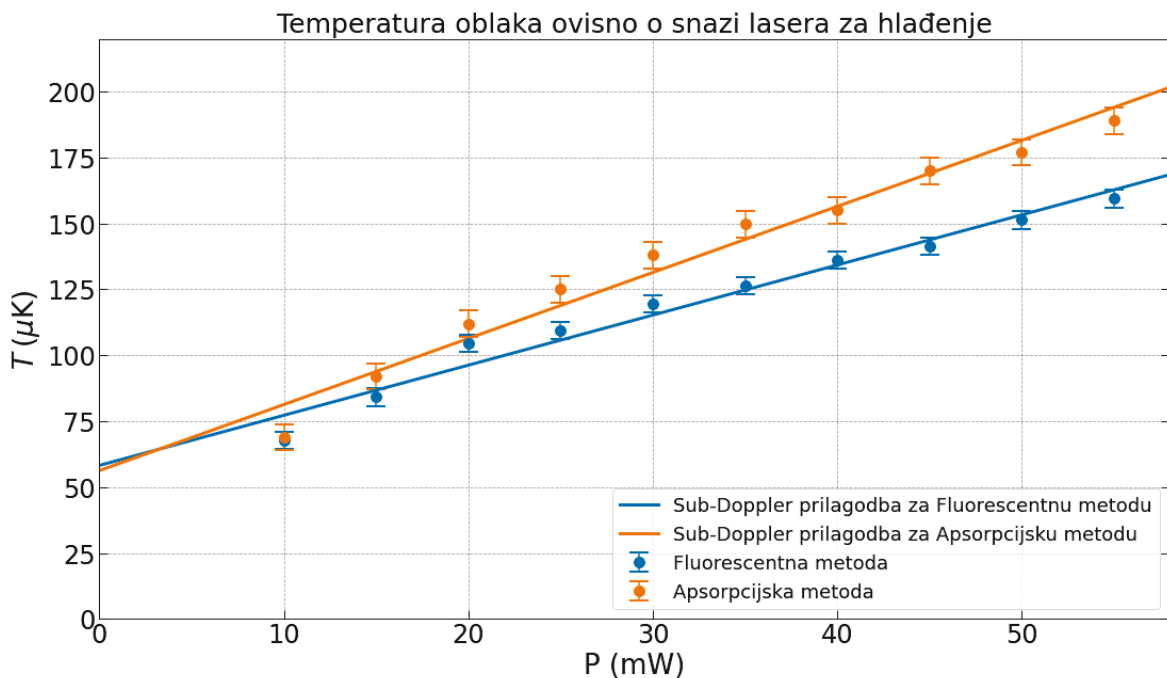
5.2 Ovisnost temperature oblaka o snazi lasera za hlađenje

Na slici 5.3 prikazane su širine oblaka ovisno o snazi lasera za obje metode oslikavanja te za 4 različita vremena proleta: 0 ms, 5 ms, 7 ms i 10 ms. Širina oblaka linearno raste s porastom snage uz promjenu nagiba pravca oko 25 mW nakon kojeg gustoća oblaka postaje konstanta (slika 4.15), a povećava se samo volumen. Nakon što je određena ovisnost širine oblaka o snazi lasera, iz ovisnosti širine oblaka o vremenu proleta se određuje temperatura za različite snage lasera. Na slici 5.4 prikazana je ovisnost temperature oblaka o snazi lasera za hlađenje za obje metode oslikavanja.



Slika 5.3: Širina oblaka ovisno o snazi lasera za hlađenje za TOF=0 i 5 ms (lijevo) i TOF=7 i 10 ms (desno).

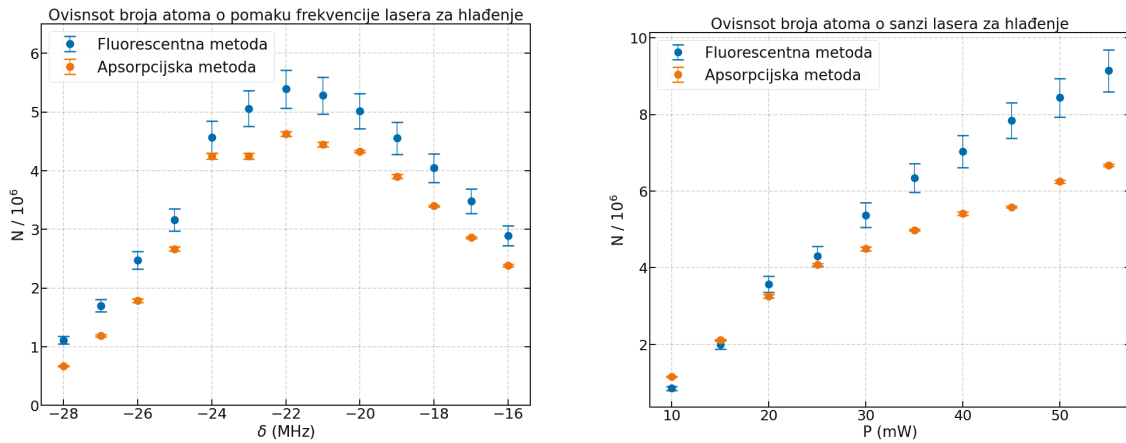
Po uzoru na formulu sub-Doppler hlađenja 2.27, na podatke je prilagođen pravac $T = aP + b$. Iz prilagodbe su dobivene vrijednosti $a_{flo} = (1.9 \pm 0.1) \mu\text{K}/\text{mW}$ i $b_{flo} = (58 \pm 4) \mu\text{K}$ za fluorescentnu metodu te $a_{abs} = (2.5 \pm 0.1) \mu\text{K}/\text{mW}$ i $b_{abs} = (56 \pm 5) \mu\text{K}$ za apsorpcijsku metodu. Kada se uvrste vrijednosti δ , δ_0 te ostale konstante u jednadžbu 5.1, za nagib pravca se dobiva $\sim 1 \mu\text{K}/\text{mW}$. Razlog za odstupanje nagiba pravca može biti odstupanje od linearne ovisnosti za $P < 25 \text{ mW}$. Razlika u temperaturi dobivena fluorescentnom i apsorpcijskom metodom se u prosjeku razlikuje za 12 %. Najmanja razlika je za male snage lasera za hlađenje te raste linearno sa snagom.



Slika 5.4: Ovisnost temperature oblaka o snazi lasera za hlađenje za apsorpcijsku i fluorescentnu metodu oslikavanja.

5.3 Broj atoma ovisno o pomaku frekvencije te snazi lasera za hlađenje

Nakon usporedbe temperature, uspoređen je srednji broj atoma ovisno o pomaku frekvencije lasera za hlađenje δ te snazi lasera P . Na slici 5.5 prikazane su ove ovisnosti. Kao i prošlom potpoglavlju, prilikom mjerenja ovisnosti o pomaku frekvencije, snaga lasera je iznosila $P = 30$ mW dok prilikom mjerenja ovisnosti o snazi, pomak frekvencije je iznosio $\delta = -22$ MHz. Kod ovisnosti o pomaku frekvencije postoji skoro konstantna razlika u broja atoma za sve pomake frekvencije u iznosu od $\sim 6 \cdot 10^5$ atoma. Kod ovisnosti o frekvenciji razlika je mala za snage manje od 25 mW te raste s porastom snage lasera.

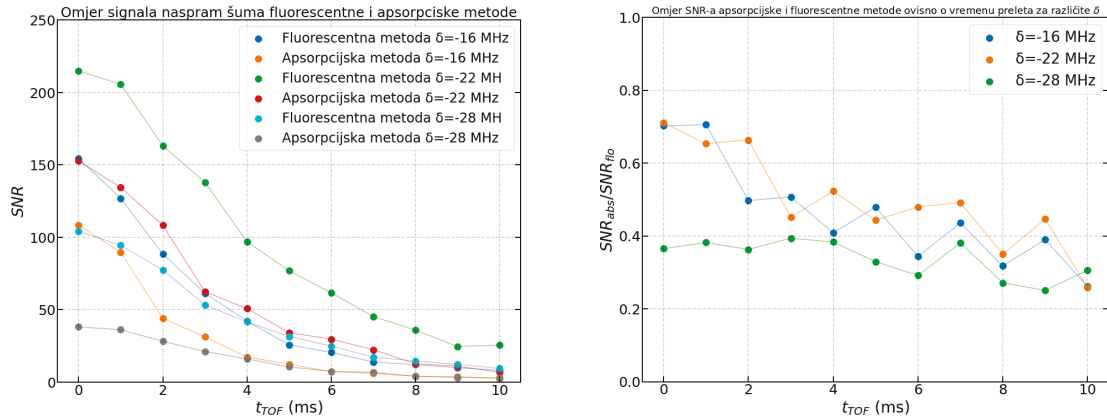


Slika 5.5: Srednji broj atoma dobiven fluorescentnom i apsorpcijskom metodom ovisno o pomaku frekvencije lasera (lijevo) te snazi lasera (desno).

5.4 Omjer signala naspram šuma

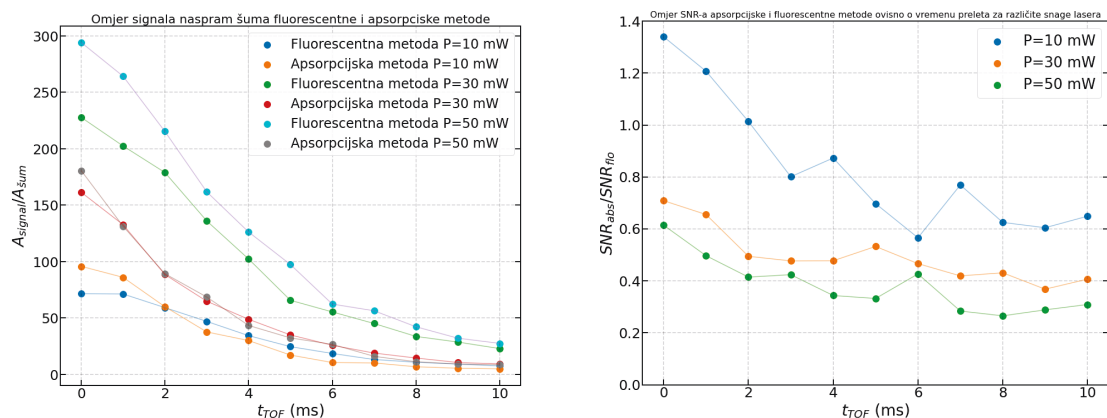
Za kraj rada, usporedit će se omjer signala naspram šuma SNR (engl. *signal-to-noise ratio*) obje metode. Omjer je definiran kao $SNR = A_{signal}/A_{sum}$ gdje je A_{signal} amplituda signala (u slučaju fluorescentne metode je to amplituda Gaussijana izražena preko intenziteta piksela, a kod apsorpcijske metode maksimalna optička debljina), a A_{sum} srednja vrijednost amplitude šuma (apsolutna vrijednost). Srednja vrijednost šuma se računala od tri širine oblaka 3σ (slika 5.8) do kraja slike sa svake strane te je potom određena ukupna srednja vrijednost šuma. Na slici 5.8 prikazana je amplituda oblaka (optička debljina) duž maksimuma $y = y_0$ za obje metode oslikavanja te odgovarajuća prilagodba Gaussijana za različite pomake frekvencije lasera za hlađenje te vrijeme

proleta $t_{TOF} = 5$ ms. Na slici 5.6 (lijevo) prikazan je SNR u ovisnosti o vremenu proleta za obje metode te za pomake frekvencije od -16 , -22 te -28 MHz. Za sva tri pomaka frekvencije lasera, SNR fluorescentne metode je veći od onog za apsorpcijsku metodu. Ovo se lako može vidjeti na slici 5.6 (desno) gdje je prikazan omjer SNR -a apsorpcijske i fluorescentne metode ovisno o vremenu proleta.

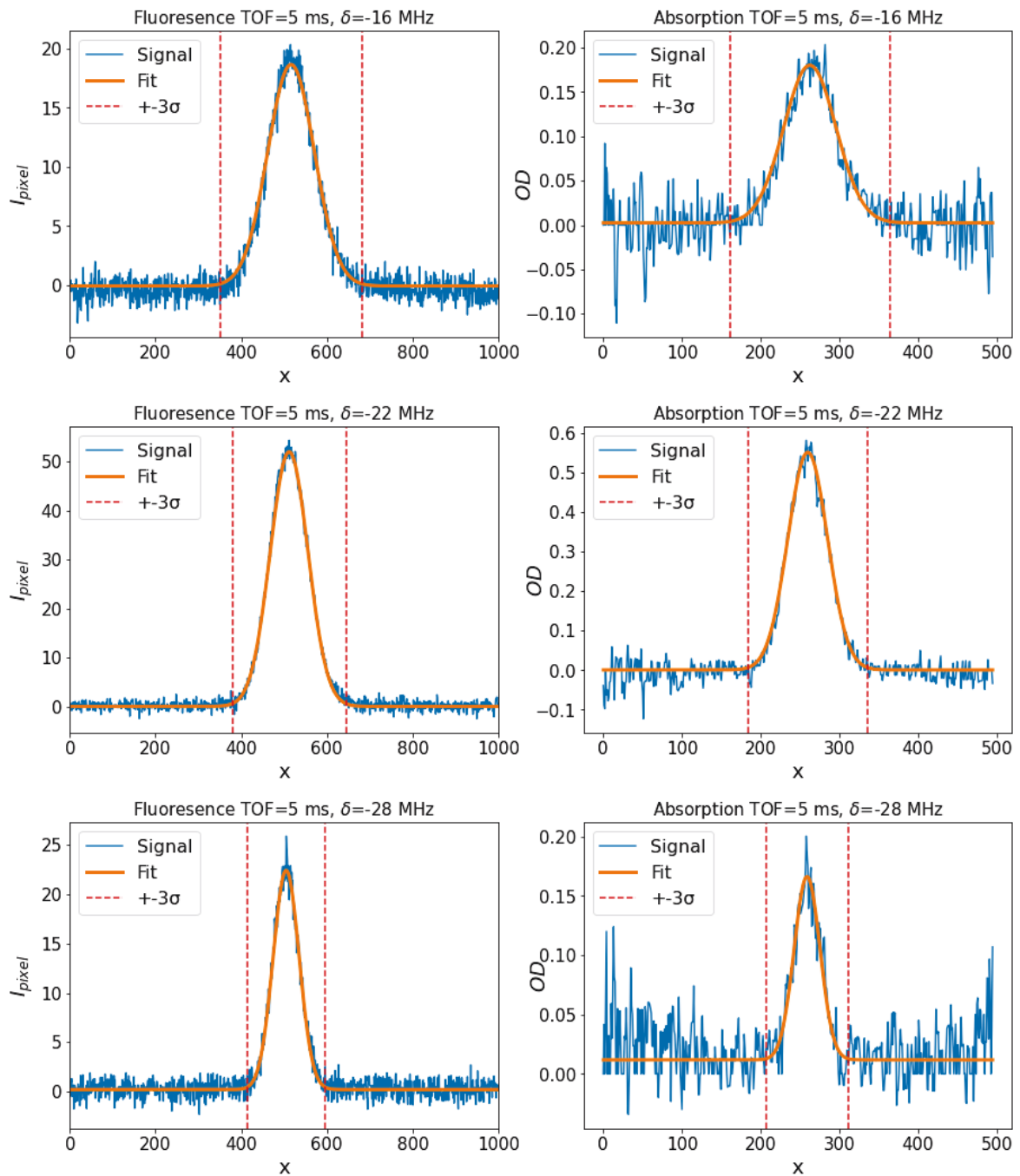


Slika 5.6: SNR fluorescentne i apsorpcijske metode oslikavanja u ovisnosti o vremenu proleta za različite pomake frekvencije lasera za hlađenje (lijevo). Omjer SNR -a apsorpcijske i fluorescentne metode ovisno o vremenu proleta za različite pomake frekvencije lasera za hlađenje.

Na analogan način je određena ovisnost SNR -a u ovisnosti o snazi lasera za hlađenje. Na slici 5.7 prikazan je omjer signala naspram šuma fluorescentne i apsorpcijske metode oslikavanja u ovisnosti o vremenu proleta za različite snage lasera za hlađenje (lijevo) te omjer SNR -a apsorpcijske i fluorescentne metode (desno). Za veće snage lasera, SNR apsorpcijske metode je oko 50% fluorescentne metode, međutim za mala vremena preleta i snagu 10 mW, SNR apsorpcijske metode je veći.



Slika 5.7: SNR fluorescentne i apsorpcijske metode oslikavanja u ovisnosti o vremenu proleta za različite snage lasera za hlađenje (lijevo). Omjer SNR -a apsorpcijske i fluorescentne metode ovisno o vremenu proleta za različite snage lasera za hlađenje.



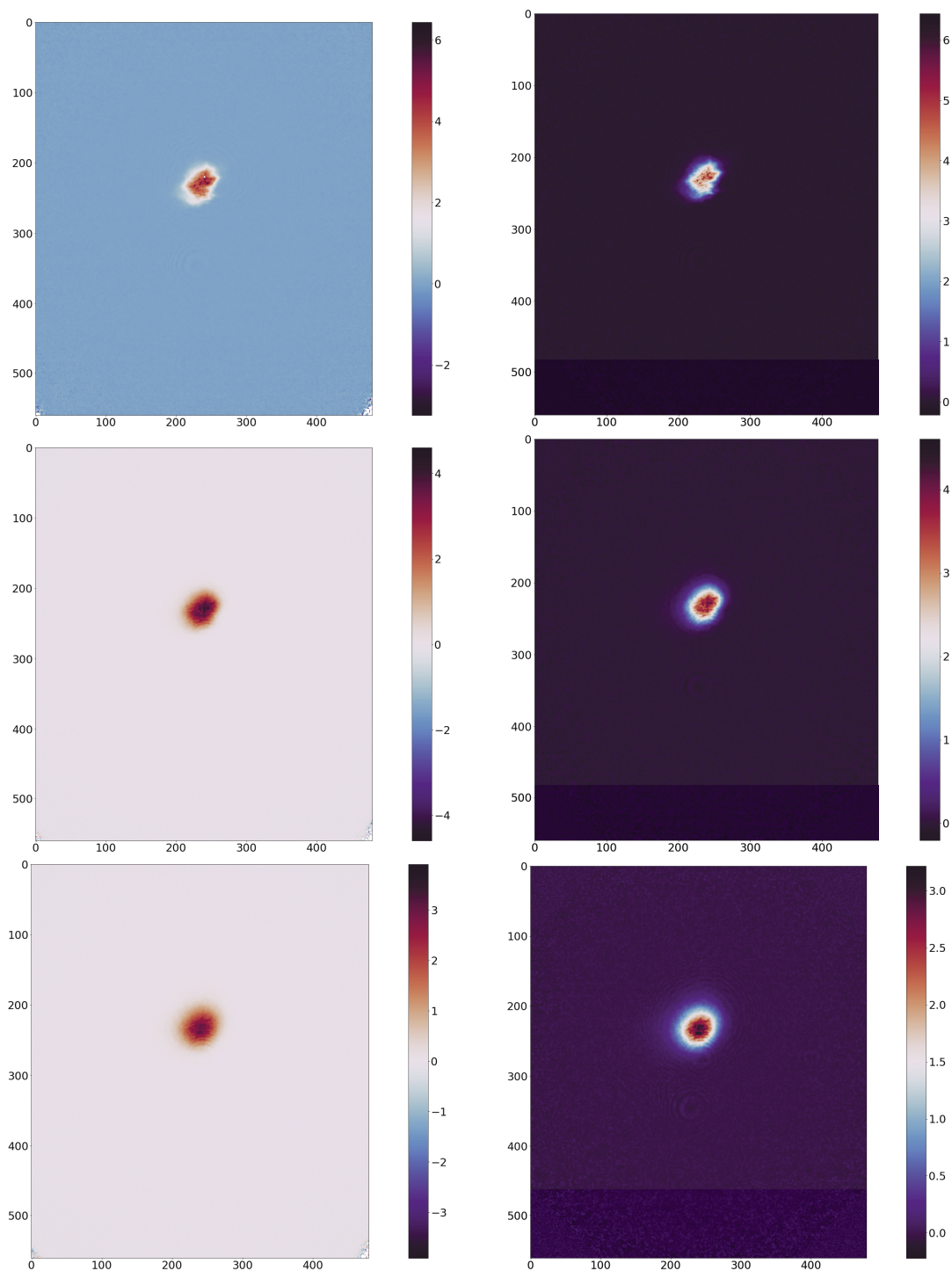
Slika 5.8: Amplituda signala fluorescentne metode za $y = y_0$ (lijevo). Optička debljina oblaka za $y = y_0$ (desno) za pomak frekvencije $\delta = -16, -22, -28$ MHz.

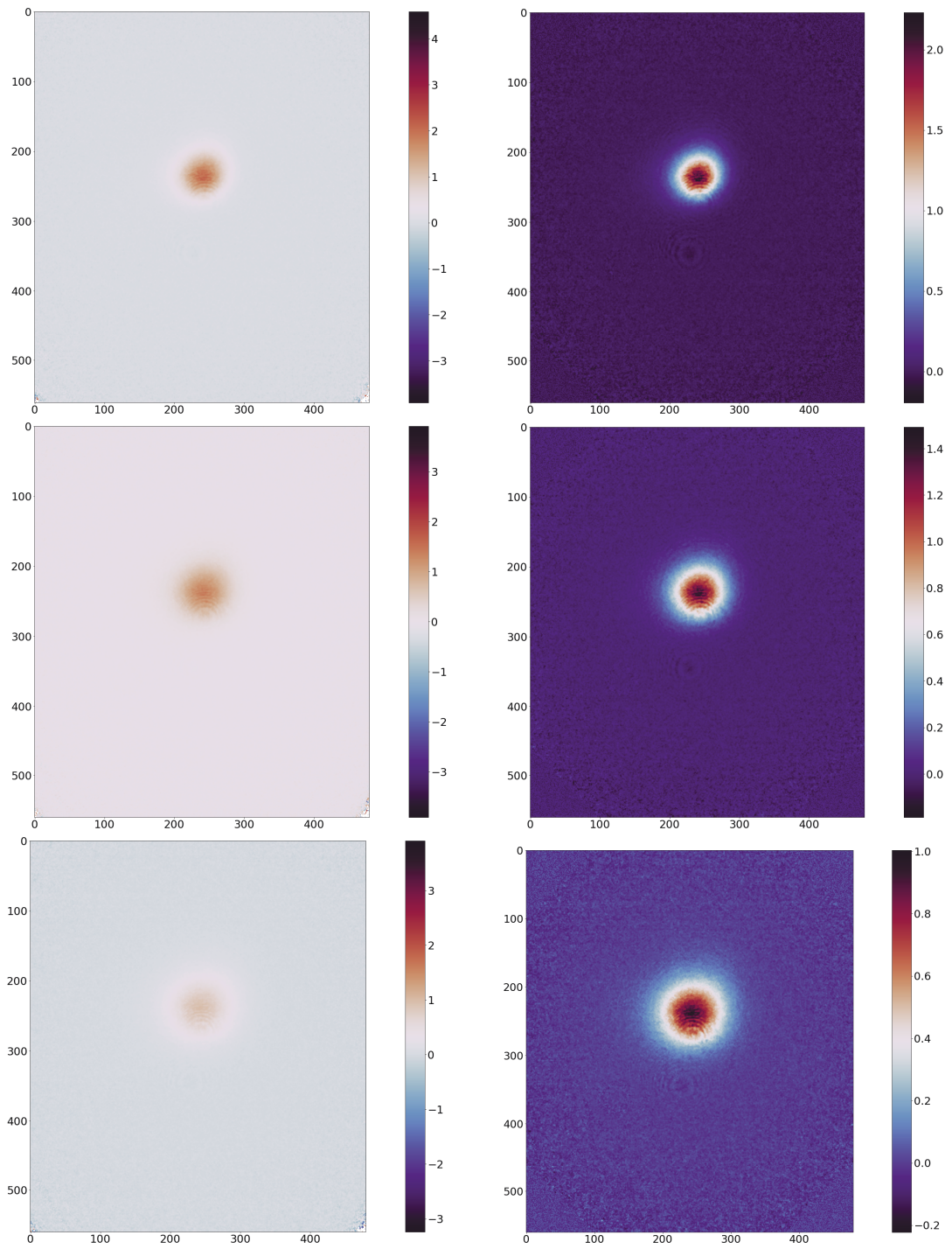
6 Zaključak

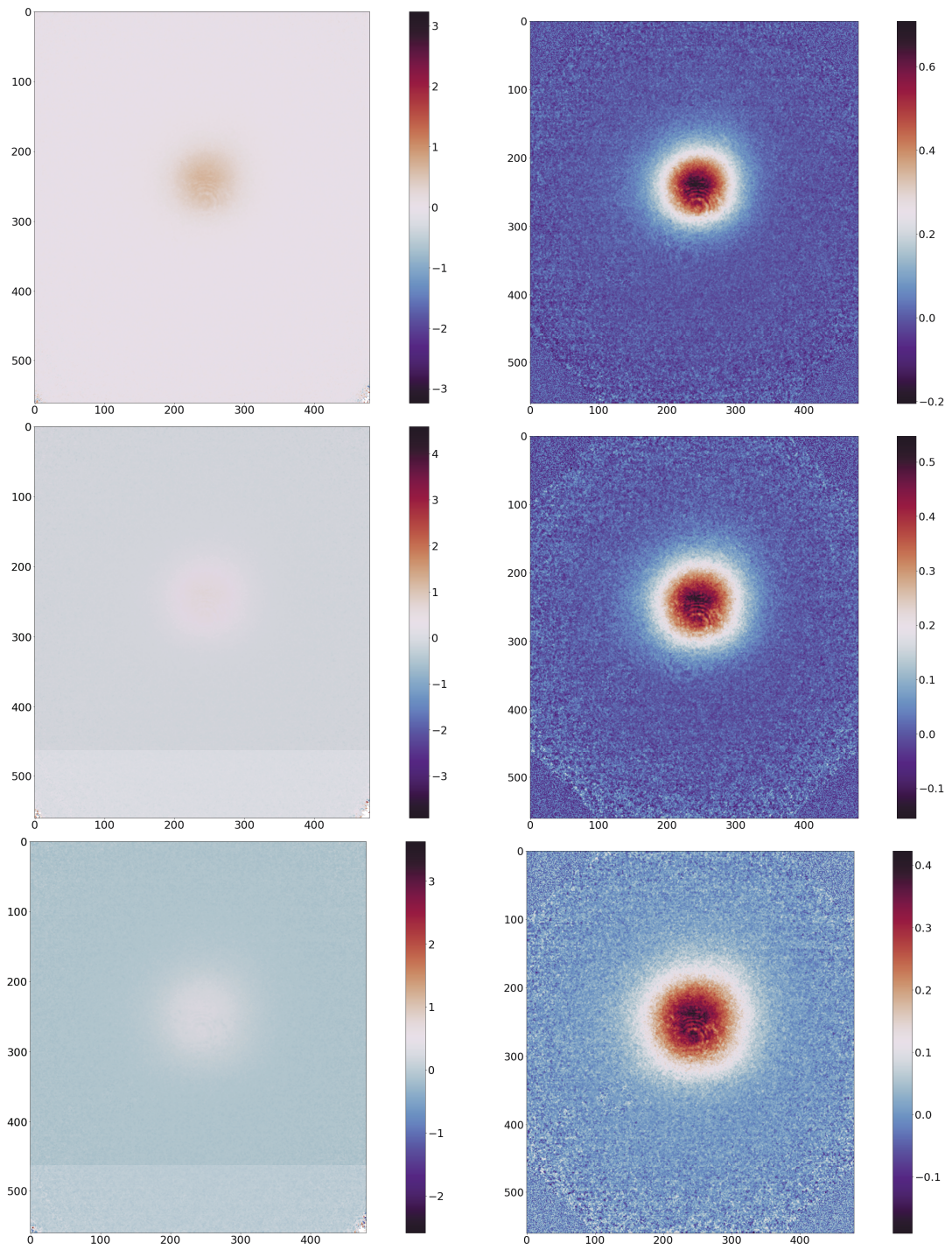
U ovom je radu postavljen, optimiziran i karakteriziran postav za apsorpcijsko oslikavanje oblaka hladnih atoma rubidija te su rezultati uspoređeni sa standardnom fluorescentnom metodom oslikavanja. Analizom slika hladnog oblaka dobivenih apsorpcijskom metodom određivali su se parametri hladnog atomskog plina kao što su optička debljina, broj atoma, veličina oblaka i temperatura. Navedeni parametri su od iznimne važnosti za primjenu hladnih atoma u kvantnim tehnologijama kao što su kvantni satovi, kvantni simulatori i kvantna računala. Promatrana je ovisnost optičke debljine oblaka ovisno o pomaku frekvencije lasera za oslikavanje te je potvrđeno slaganje s teorijom i određena širina linije rubidijevog prijelaza. Određena je pogreška parametra oblaka koja dolazi od samog procesa mjerenja te je promotreno ponašanje parametra oblaka ovisno o snazi lasera za oslikavanje. Zaključilo se da snaga lasera ne utječe bitno na rezultate dok je snaga dovoljno mala. Potom je promatrana ovisnost parametra oblaka o vremenu stvaranja oblaka te se pokazalo da temperatura, debljina i broj atoma rastu s porastom istog. Promotrena je ovisnost optičke debljine te broja atoma oblaka ovisno o snazi te pomaku frekvencije lasera za hlađenje. Za kraj karakterizacije apsorpcijske metode oslikavanja, detaljnije je razmotreno ponašanje broja atoma o vremenu proleta, te se gubitak broja atoma objasnio s izlaskom atoma iz kadra kamere te ovisnosti veličine oblaka naspram veličine slike. Nakon što je karakterizirano ponašanje oblaka pomoću apsorpcijske metode oslikavanja, tehnika se usporedila s fluorescentnom metodom oslikavanja. Razmatrana je ovisnost parametra oblaka obje metode o pomaku frekvencije lasera za hlađenje te njegovoj snazi. Prvo je uspoređena širina oblaka i temperatura metoda ovisno o pomaku frekvencije lasera te je potvrđeno dobro slaganje sa sub-Doppler teorijom hlađenja. Potom je razmotreno ponašanje širine oblaka te njegove temperature o snazi lasera za hlađenje. Na podatke je ponovo prilagođena ovisnost temperature iz sub-Doppler teorije hlađenja uz konstanti pomak frekvencije te je uočeno dobro slaganje za veće snage uz odstupanja za manje snage. Za kraj rada, uspoređen je broj atoma ovisno o snazi i pomaku frekvencije lasera za hlađenje te omjer signala i šuma obje metode o snazi i pomaku frekvencije. Zaključilo se da u prosjeku fluorescentna metoda ima duplo bolji omjer signala naspram šuma što ukazuje na dodatne šumove u apsorpcijskoj metodi koji se javljaju prilikom procesa logaritmiranja.

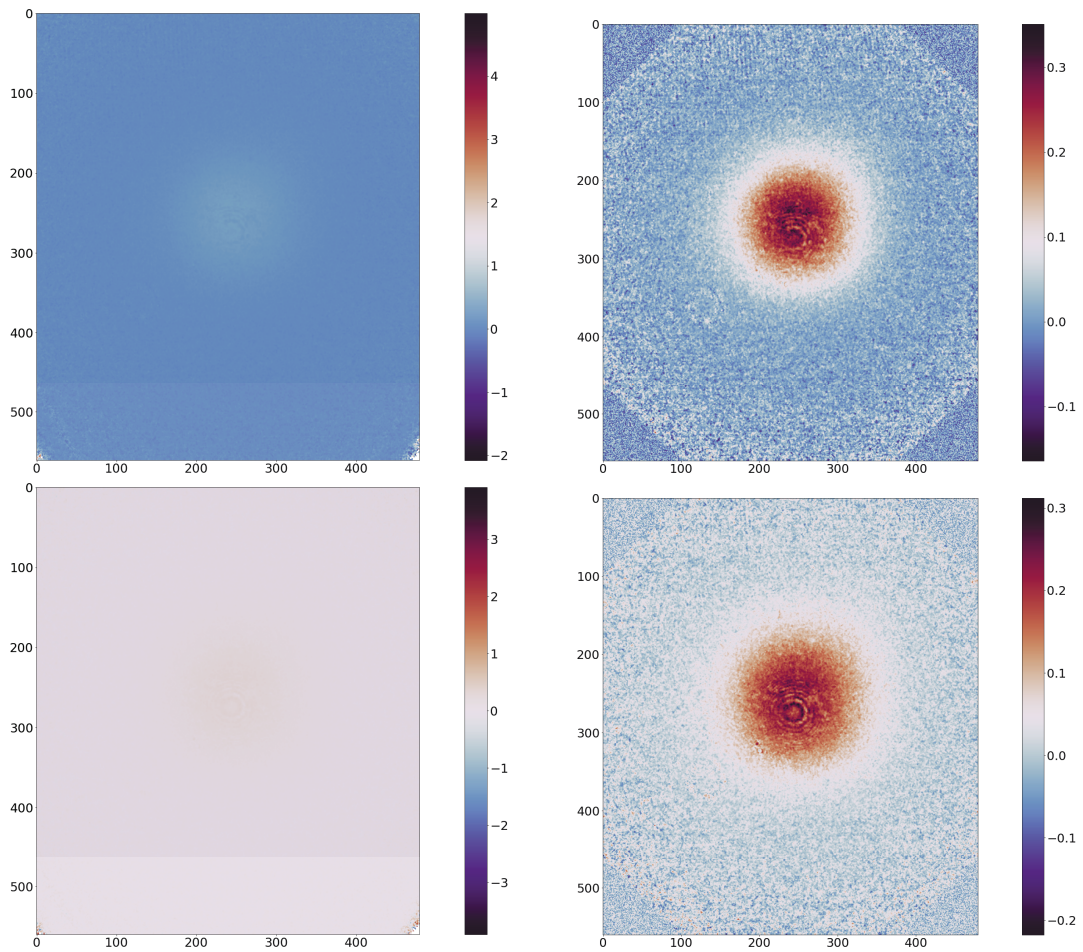
Dodaci

Dodatak A Uklanjanje rubova slike





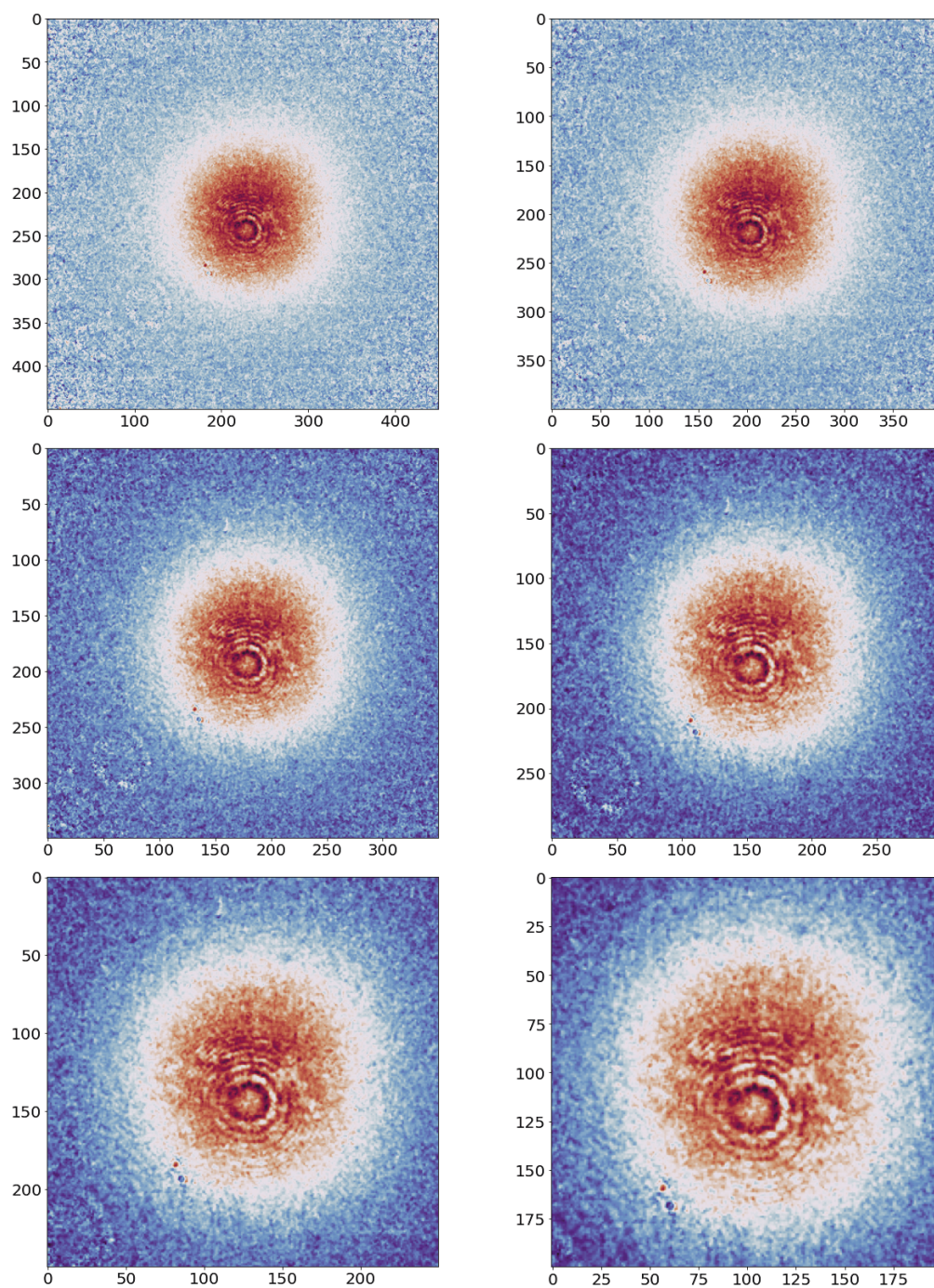




Slika A.1: Oblak bez (lijevo) i s (desno) uklonjenim rubovima za TOF=0 do 10ms.

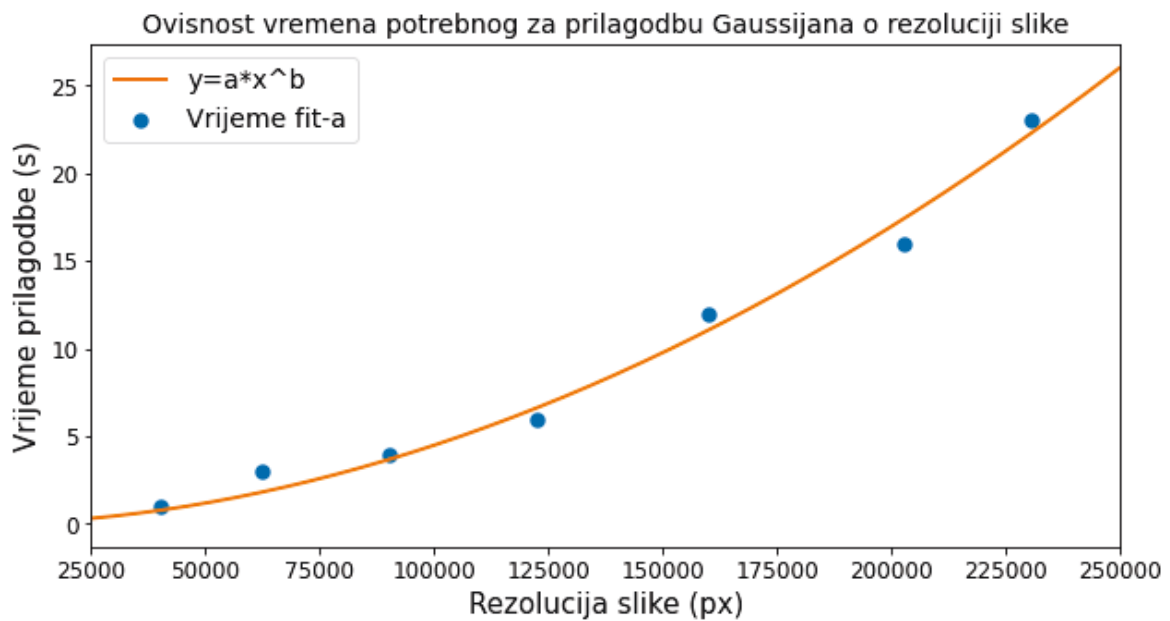
Kao što se može uočiti iz slika A.1, zbog ograničenja apsorpcijske metode oslikavanja (problem tamnih točaka), pojavljuju se lokalni maksimumi i minimumi u rubovima slike. Kako bi se uklonio ovaj problem (koji može bitno utjecati na rezultate prilagodbe Gaussijana), rubovi se zamjenjuju s *numpy.random* šumom prilagođenog intenziteta. Nakon uklanjanja rubova, više se ne pojavljuju problemi u prilagodbi funkcije.

Dodatak B Skaliranje veličine slike (engl. *cropping*)



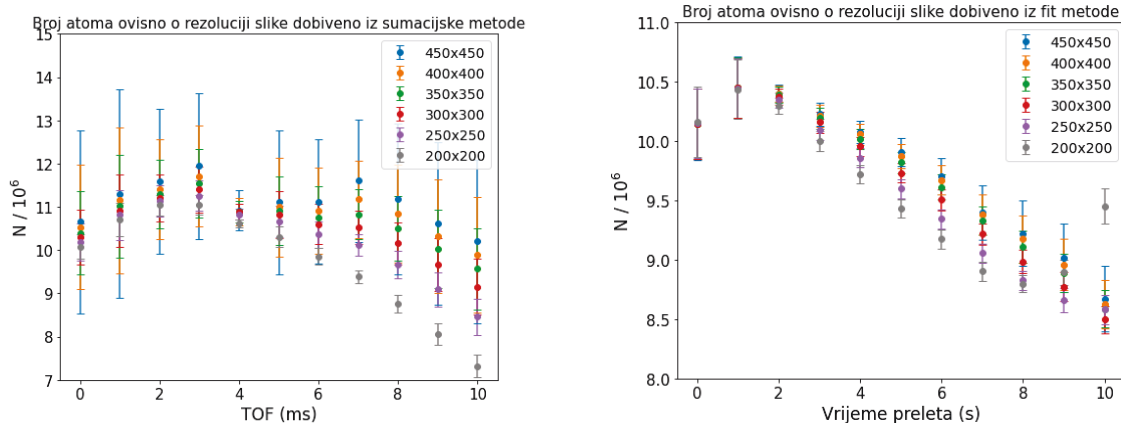
Slika B.1: Oblak atoma za različite rezolucije slike. $\text{TOF} = 10\text{ms}$, $t_{\text{load}} = 4.25\text{s}$.

Kako bi se provjerilo da li veličina oblaka naspram veličine slike utječe na preciznost prilagodbe Gaussijana na podatke, ista slika koristi se u različitim rezolucijama. Prvo što se promatra je vrijeme potrebno za prilagodbu funkcije. Kako se u eksperimentu radi s velikim brojem slika, poželjno je smanjenje vremena potrebno za analizu. Na slici B.2 prikazano je vrijeme potrebno za prilagodbu ovisno o rezoluciji slike u pikselima. Na podatke je prilagođena funkcija oblika $t = a \cdot px^b$ te su dobivene vrijednosti $a = (1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-9} \text{ s/px}$ i $b = (1.92 \pm 0.03)$.



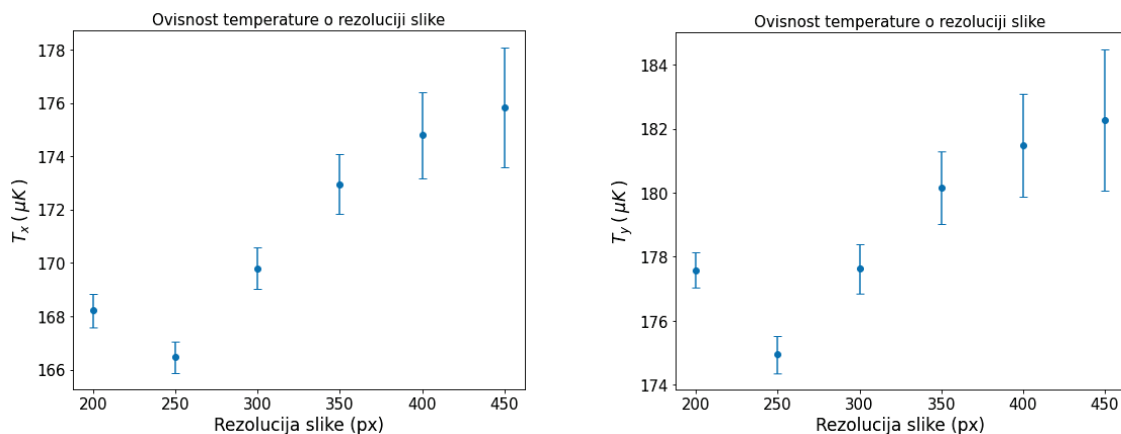
Slika B.2: Vrijeme potrebno za prilagodbu Gauss funkcije na podatke ovisno o rezoluciji slike.

Druga stvar koju je potrebno promotriti je postoji li ovisnost broja atoma o digitalnom povećanju slike. Optička debljina ne ovisi o rezoluciji slike, već je ista za sve rezolucije i sve TOF. Međutim, širina Gaussijana će ovisiti, a samim time i broj atoma. Na slici B.3 prikazana je ovisnost broja atoma iz obje metode o vremenu proleta za različite rezolucije slike. Kod ovisnosti broja atoma iz sumacijske metode primjećuje se postepeno smanjenje broja atoma za veće TOF kod slika s većim povećanjem, tj. manjom rezolucijom. Ovo je očekivano budući da dio atoma više nije zahvaćen unutar kadra slike. Kod metode prilagodbe, nagib pravca postaje strmiji sa smanjenjem rezolucije međutim, za zadnje TOF, prilagodba funkcije postaje neprecizna te broj atoma naglo raste.



Slika B.3: Broj atoma ovisno o vremenu preleta za različite rezolucije slike.

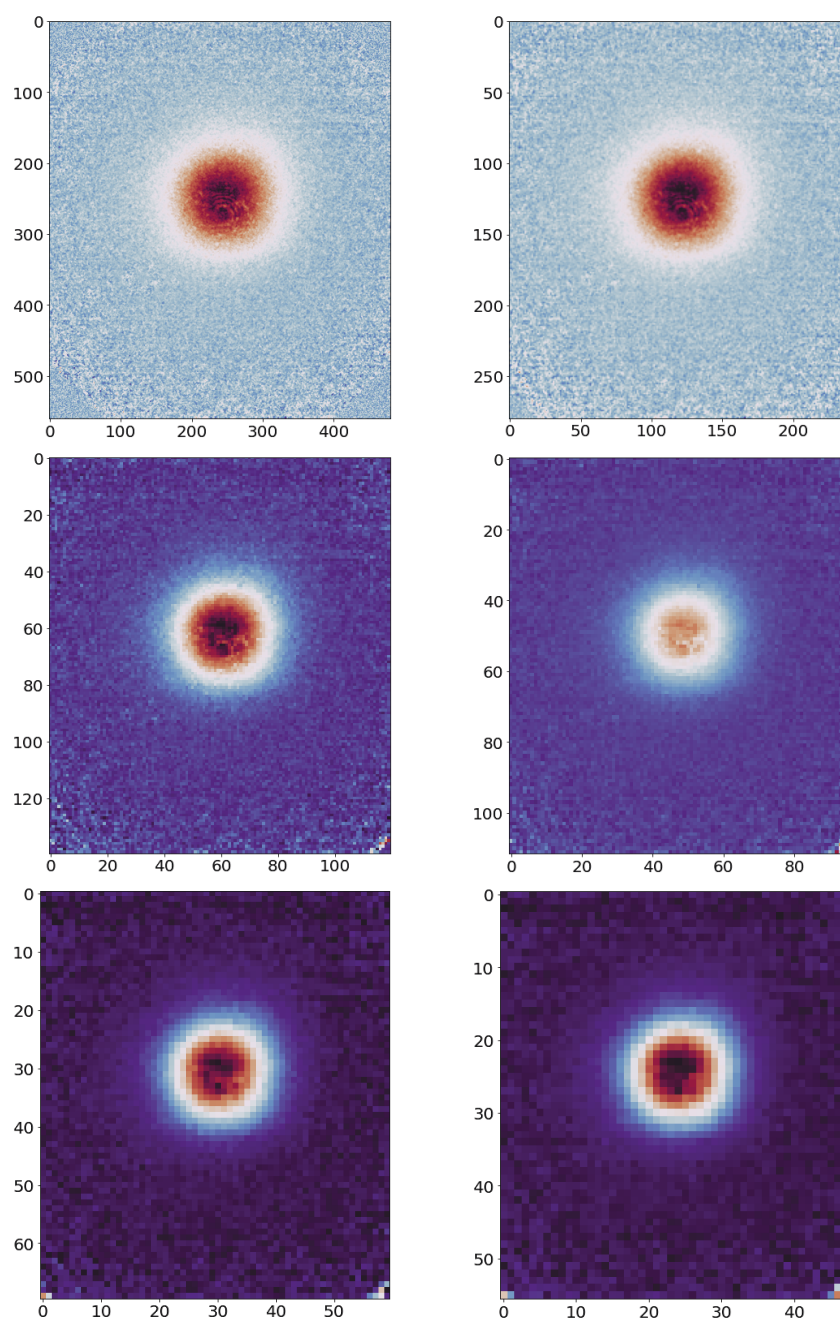
Zadnje što je ostalo za provjeriti je kako temperatura oblaka ovisi o rezoluciji slike. Na slici B.4 prikazana je temperatura oblaka duž x (lijevo) i y (desno) osi ovisno o rezoluciji slike. Temperatura oblaka se lagano smanjuje sa smanjenjem rezolucije kao i pogreška temperature. Za rezoluciju 200×200 temperature oblaka ponovo raste što je posljedica neprecizne prilagodbe kao i kod broja atoma za velika vremena proleta.



Slika B.4: Broj atoma ovisno o vremenu proleta za različite rezolucije slike.

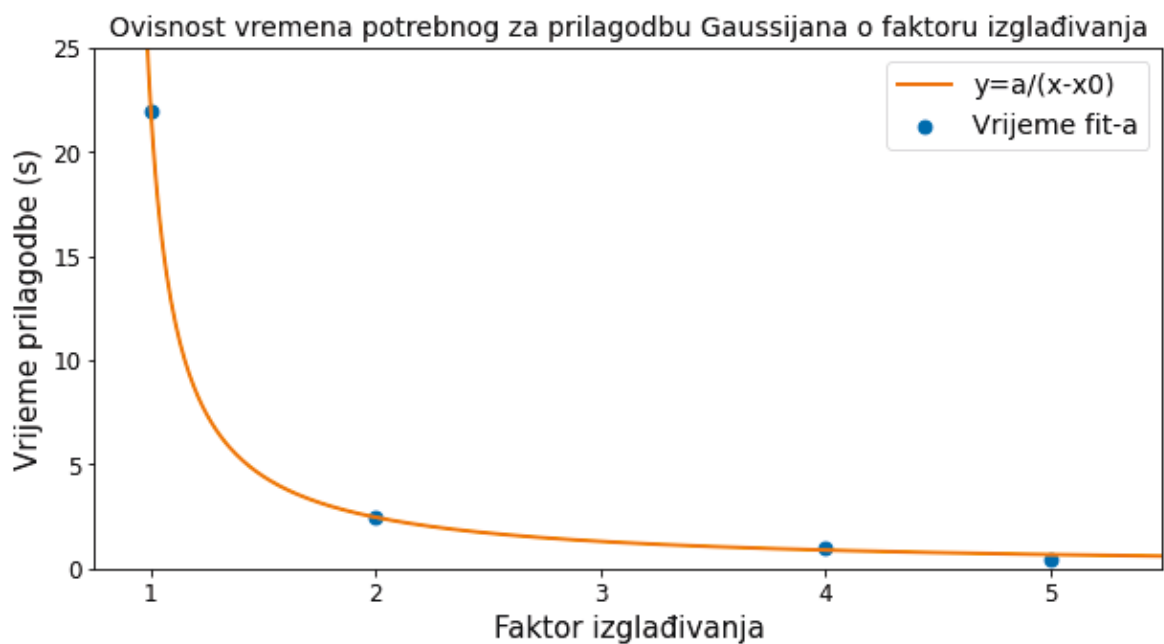
Metoda skaliranja slike (engl. *image cropping*) može se koristiti za ubrzavanje analize slika, međutim njenim korištenjem dolazi do umjerene promjene parametra oblaka iz analize. Ova metoda je korisna kako bi se provjerilo da li odnos veličine oblaka naspram veličine slike može utjecati na parametre oblaka (npr. broj atoma ovisno vremenu proleta) i zaključak je da može. Ovo je korisno radi opisa pada broja atoma u vremenu iz poglavlja 4.7.

Dodatak C Izgladivanje slike (engl. *binning*)



Slika C.1: Oblak atoma za različito izgladivanje slike ($n = 1, 2, 4, 5, 8, 10$). TOF= 8ms, $t_{load} = 4.25$ s.

U ovom dodatku promatrano je kako parametri oblaka ovise o engl. *binning*-u. To je postupak izgladivanja slika na način da se n^2 susjedna piksela ($n \times n$ kvadrat) zamjene sa srednjom vrijednosti piksela. Na ovaj način se slika izgladuje pa je konačna slika n^2 puta manje rezolucije. Ovisnost je promatrana za $n = 1, 2, 4, 5, 8, 10$. Za $n = 8$ i $n = 10$, prilagodba prestaje funkcionirati pravilno i javljaju se velika odstupanja. Na slici C.2 prikazano je vrijeme potrebno za prilagodbu ovisno o faktoru izgladivanja. Već za faktor $n=2$ vrijeme potrebno za prilagodbu se smanji ~ 8 puta. Na podatke je prilagođena funkcija oblika $t = a/(x - x_0)$ te su dobivene vrijednosti $a = (2.77 \pm 0.06)s$ te $x_0 = (0.8740 \pm 0.0001)$.



Slika C.2: Vrijeme potrebno za prilagodbu Gaussijana na podatke ovisno o skaliranju slike.

Detaljnijom analizom podataka određeno je da ni optička debljina ni broj atoma ne ovise o faktoru izgladivanja. Iz tog razloga niti temperatura oblaka ne ovisi o faktoru izgladivanja. S obzirom na ova opažanja, postupak *binning*-a je vrlo koristan za smanjenje vremena potrebnog za analizu slike i za razliku od *cropping*-a, ne utječe na rezultate.

Literatura

- [1] Hänsch, T., Schawlow, A., *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Comm. Vol. 13, 68, 1975.
- [2] Chu, S., Hollberg, L., Bjorkholm, J., Cable, A., Ashkin A., *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. Vol. 55, 48, 1985.
- [3] Raab, E. L., Prentiss, M. P., Cable, A., Chu, S., Pritchard, D. E., *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. Vol. 59, 23, 1987.
- [4] Anderson, M. H., Ensher J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E., Cornell, E. A., *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science, Vol. 269, 5221, 1985.
- [5] Demtröder, W., *Atoms, Molecules and Photons: An introduction to Atomic, Molecular and Quantum-Physics*, Verlag Berlin Heidelberg : Springer, 2006.
- [6] Foot, C. J., *Atomic physics*, 1.st ed. New York : Oxford University Press, 2005.
- [7] Dalibard, J., Cohen-Tannoudji, C., *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, Journal of the Optical Society of America B., Vol. 6, 11, 1989.
- [8] Pyragius, T., *Developing and Building an absorption imaging system for Ultracold Atoms*, Instrumentation and Detectors, 2012., <https://arxiv.org/abs/1209.3408>
- [9] Puljić, I., *Istovremeno hlađenje dvije vrste atoma optičkim frekventnim češljem*. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2020.
- [10] Petrinović, T. *Izgradnja i karakterizacija optičkog pojačala za ultrastabilni diodni laserski sustav*. Seminarski rad. Zagreb: Prirodoslovno matematički fakultet, 2020.
- [11] Steck, D. A., *Rubidium 87 D Line Data*, <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>

- [12] Lukáš, K. *Measurement of the Number of Atoms in a Magneto-Optical Trap using Absorption imaging*. Master thesis. 2012.
- [13] Šantić, N. *Lasersko hlađenje atoma*. Diplomski rad. Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet 2012.