

# Sub-Dopplerovo hlađenje atoma

Danijel Buhin, F-4061  
*Fizički odsjek, PMF*  
(Datum: 19. siječnja 2017.)

U seminaru se proučava sub-Dopplerovo hlađenje atoma te određuje sub-Dopplerova temperatura atoma rubidija u ovisnosti o frekventnom pomaku i intenzitetu lasera za hlađenje. Pri tome se koristi  $\sigma^+ - \sigma^-$  konfiguracija lasera i tehnika mjerenja vremena proleta primjenjena na oblak hladnih atoma u balističkoj ekspanziji. Detaljno je opisan mehaizam  $\sigma^+ - \sigma^-$  sub-Dopplerovog hlađenja te je primjenjen teorijski model za prilagodbu eksperimentalnih rezultata. Najniža izmjerena temperatura iznosi  $(56.6 \pm 0.8) \mu K$ .

## I. UVOD

Lasersko hlađenje je jedno od najrevolucionarnijih otkrića atomske i molekulske fizike. Ono je otvorilo niz novih eksperimentalnih pravaca koji danas probijaju granice naše spoznaje. Jedna od najvažnijih primjena laserskog hlađenja jesu atomski satovi kojima se mjeri i čuva vremenski standard, tj. sekunda definirana preko frekvencije hiperfinog prijelaza u atomima  $^{133}\text{Cs}$ . Atomske fontane temeljene na hladnim atomima cezija mjere vrijeme s velikom točnošću, preciznošću te reproducibilnosti [1]. Međutim, nedavno su se razvili optički satovi bazirani na hladnim atomima stroncija zaobljenim u optičkim rešetkama koji su do nekoliko reda veličine točniji od atomskih fontana, a izgube 1 s u vremenu većoj od vremena starosti svemira [2].

Druga značajna primjena laserskog hlađenja su Bose-Einsteinovi kondenzati (BEC) i Fermi degenerirani plinovi. To su kvantni sustavi s temperaturama puno nižim od Dopplerove temperature, a dobivaju se sub-Doppleovim i evaporativnim hlađenjem. Fizika ultra-hladnih sustava (BEC za bozone i Fermi-degenerirani plin za fermione) najplodnije je područje istraživanja moderne kvantne fizike. Jedno od najvažnijih smjerova istraživanja su kvantni simulatori u kojima se ultra-hladni atomski sustavi koriste kao testni sistemi za rješavanje problema u fizici čvrstog stanja [3].

Lasersko hlađenje počiva na procesima apsorpcije i spontane emisije. Atom u interakciji s laserom prikladne valne duljina apsorbera foton te se pobudi u više energijsko stanje. Nakon određenog vremena koje se naziva vrijeme života atoma, on spontano izrači foton te se vrati u osnovno stanje. Kako je laserska zraka usmjerena, atom dobiva impuls samo u jednom prostornom smjeru određenom vektorom propagacije laserske zrake, dok se spontano emitira foton u nasumičnom smjeru. Nakon mnogo ciklusa apsorpcije i emisije, ukupan impuls kojeg atom dobije uslijed spontane emisije usrednjen se u nulu pa je konačan impuls atoma posljedica apsorpcije fotona, dakle određen je sa smjerom ši-

renja laserske zrake. Ukoliko je frekvencija lasera manja od frekvencija prijelaza u atomu, atom će zbog apsorpcije osjećati silu koja se protivi gibanju atoma, tj. sila i brzina atoma su suprotnog smjera. Za male brzine atoma sila je proporcionalna brzini atoma. Opisano predstavlja osnovni princip laserskog hlađenja atoma. Uključimo li prostorni gradijent magnetskog polja sila na atom postaje i prostorno ovisna te dolazi do prostornog zarobljavanja. Takav atomski sustav naziva se magneto-optička stupica (eng. Magneto-optical trap, MOT) [4]. Najmanja temperatura atoma koja se postiže u MOT-u naziva se Dopplerova temperatura.

Sub-Dopplerovim hlađenjem postižu se temperature i do nekoliko puta niže od Dopplerovih temperatura. Pomoću metoda sub-Dopplerovog hlađenja najniža temperatura koja se može postići je temperatura odboja (eng. recoil temperature). Seminar je organiziran na slijedeći način. U drugom poglavlju opisana je temperatura u laserskom hlađenju te neke temperaturne granice, u trećem poglavlju opisan je princip sub-Dopplerovog hlađenja pomoću gradijenta polarizacije. U četvrtom poglavlju opisana je tehnika mjerenja vremena proleta, a u šestom i sedmom poglavlju iznosimo rezultate mjerenja.

## II. TEMPERATURA U LASEROM OHLAĐENIM ATOMSKIM SUSTAVIMA

U termodinamici temperatura je definirana kao parametar stanja zatvorenog sustava u termalnoj ravnoteži s okolinom. Takva definicija zahtjeva termalni kontakt sustava i okoline, tj. izmjenu topline s okolinom. U laserom ohlađenim sustavima to nije slučaj jer atomi stalno apsorberaju i raspršuju svjetlost, a time mijenjaju okolinu. Iako svjetlost smatramo oblikom energije izmjena topline je zanemariva. S obzirom da laserom ohlađeni atomski sustav može biti u stacionarnom stanju, ali sigurno ne u termalnoj ravnoteži, neprikladno je pri njegovom opisu koristiti termodinamičku definiciju temperature. Stoga se temperatura  $T$  definira preko

prosječne kinetičke energije atoma,  $E_k$  [5]:

$$\frac{1}{2}k_B T = \langle E_k \rangle, \quad (1)$$

gdje je  $k_B$  Boltzmannova konstanta. Temperatura se može definirati na ovakav način jedino u slučaju dobro određene raspodjele brzina jer postoji beskonačno mnogo raspodjela koje imaju jednake prosječne vrijednosti kinetičke energije. Te raspodjele mogu biti jako različite jedna od druge pa ih se nemože karakterizirati istom temperaturom.

Laserskim hlađenjem smanjujemo brzinu atoma, čime smanjujemo i kinetičku energiju, odnosno temperaturu. S druge strane postoji niz procesa koji utječu na efikasnost samog laserskog hlađenja, ali i na dodatno grijanje atoma. Stoga ovisno o parametrima atomskog sustava i lasera postoji nekoliko graničnih temperatura do kojih je lasersko hlađenje efikasno. Prva i ujedno najviša temperatura karakteristična za lasersko hlađenje odgovara energiji atoma kojima je brzina preko Dopplerovog pomaka takva da se oni nalaze točno na granici apsorpcije svjetlosti. Tipične brzine su  $v_c = \Gamma/k \sim 1 \text{ m/s}$ , a odgovarajuća temperatura je:

$$k_B T_C = \frac{m\Gamma^2}{k^2}, \quad (2)$$

gdje su  $m$  masa atoma,  $\Gamma$  je prirodna širina atomskog prijelaza, dok je  $k$  valni vektor lasera. Temperatura je reda veličine  $mK$ .

Slijedeća granična temperatura povezana je s prirodnom širinom atomskog prijelaza i naziva se Dopplerova temperatura. Zbog procesa spontane emisije, pri čemu atomi dobivaju impuls u nasumičnom smjeru, postoji difuzno grijanje pa je minimalna temperatura koja se postiže laserskim hlađenjem određena slijedećom relacijom:

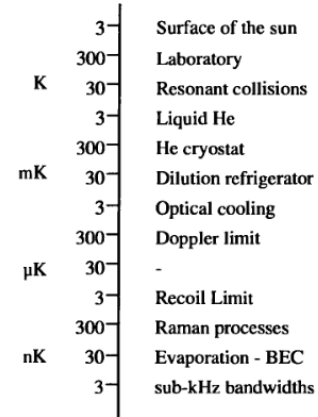
$$k_B T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2}, \quad (3)$$

a iznosi nekoliko stotina  $\mu K$ . Uz tu temperaturu veže se i 1D brzina koja iznosi  $v_D \sim 30 \text{ cm/s}$ .

Posljednja karakteristična temperatura odgovara energiji odboja pojedinačnog fotona. U procesu apsorpcije ili emisije fotona atomi dobiju brzinu odboja  $v_r = \hbar k/m$ . Odgovarajuća promjena energije te s njom povezana temperatura iznosi:

$$k_B T_r = \frac{\hbar^2 k^2}{m}, \quad (4)$$

a naziva se energija odboja te se smatra donjom granicom za procese laserskog hlađenja. Tipično iznosi nekoliko  $\mu K$ , a odgovara brzinama oko  $v_r \sim 1 \text{ cm/s}$ . Na slici 1 prikazana je temperaturna sklala s drugim značajnim temperaturama u fizici.



Slika 1. Temperaturna skala s iskazanim karakterističnim temperaturama. Preuzeto iz [5].

### III. SUB-DOPLEROVO HLAĐENJE

U članku [6], predložena su dva modela hlađenja atoma ispod Dopplerove temperature:  $\sigma^+ - \sigma^-$  konfiguracija tj. hlađenje pomoću gradijenta polarizacije i  $lin \perp lin$  konfiguracija tj. Sizifovo hlađenje. Kako u eksperimentu koristimo  $\sigma^+ - \sigma^-$  konfiguraciju laserskih zraka detaljnije ćemo opisati taj model. Osim gradijenta polarizacije za sub-Dopplerovo hlađenje bitan je i energijski pomak atomskih nivoa koji nastaje u interakciji s laserskom zrakom (eng. light shift). Pomak atomskih prijelaza proporcionalan je kvadratu Rabijeve frekvencije, tj. intenzitetu laserske zrake, a obrnuto je proporcionalan frekventnom pomaku laserske zrake. Frekventni pomak (eng. detuning) je razlika frekvencije laserske zrake  $\omega_L$  i frekvencije atomskog prijelaza  $\omega_a$ :

$$\delta = \omega_L - \omega_a. \quad (5)$$

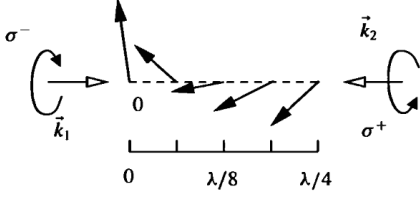
Zamislimo dvije kružno polarizirane laserske zrake frekvencije  $\omega_L$  koje se propagiraju jedna nasuprot drugoj duž osi  $z$ . Ukupno električno polje iznosi:

$$\mathbf{E} = E_0[\hat{x} \cos(\omega_L t - kz) + \hat{y} \sin(\omega_L t - kz)] + E_0[\hat{x} \cos(\omega_L t + kz) - \hat{y} \sin(\omega_L t + kz)] \quad (6)$$

$$= 2E_0 \cos \omega_L t [\hat{x} \cos kz + \hat{y} \sin kz]. \quad (7)$$

Izraz (6) predstavlja dvije suprotno propagirajuće kružno polarizirane zrake. Kako ne postoji fazna razlika između dva smjera polarizacije  $\hat{x}$  i  $\hat{y}$ , izraz (7) predstavlja linearno polarizirano polje čiji vektor polarizacije  $\hat{\epsilon}$  rotira jednoliko u prostoru oko osi. Kao što je prikazano na slici 2 vektor polarizacije rotira za  $180^\circ$  kada se  $z$  promijeni za  $\lambda/2$ .

$\sigma^+ - \sigma^-$  mehanizam sub-Dopplerovog hlađenja opisati ćemo na primjeru atoma s atomskim pri-



Slika 2. Vektor polarizacije za dvije suprotno propagirajuće zrake u  $\sigma^+ - \sigma^-$  konfiguraciji. Preuzeto iz [5]

jelazom  $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ , gdje je  $J$  ukupan angularni moment atoma. Kvadrati Clebsch-Gordonovih koeficijenta za prijelaze  $|1, m\rangle \rightarrow |2, m'\rangle$  odgovaraju vjerojatnostima atomskih prijelaza, a  $m$  i  $m'$  su projekcije ukupnog angularnog momenta za osnovno i pobuđeno stanje. Kako je polje linearno polarizirano, izborna pravila uvjetuju prijelaze s  $\Delta m = 0$ . Vjerojatnost za prijelaz  $|1, 0\rangle \rightarrow |2, 0\rangle$  jednaka  $2/3$ , dok je vjerojatnost za prijelaz  $|1, \pm 1\rangle \rightarrow |2, \pm 1\rangle$  jednaka  $1/2$  [7]. Vjerojatnost da atomi promijene  $m$  prilikom procesa apsorpcije i spontane emisije iznose:

$$P(|1, 0\rangle \rightarrow |2, 0\rangle \rightarrow |1, \pm 1\rangle) = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{6} = \frac{1}{9}, \quad (8)$$

$$P(|1, \pm 1\rangle \rightarrow |2, \pm 1\rangle \rightarrow |1, 0\rangle) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{4}. \quad (9)$$

Iz prethodnih izraza slijedi da je za atom u mirovanju veća vjerojatnost da se nađe u stanju  $|1, 0\rangle$  nego u stanju  $|1, \pm 1\rangle$ , a omjer populacija jednak je  $9 : 4$ .

Promotrimo sada slučaj kada se atom giba nekom brzinom  $v \neq 0$  duž  $z$  osi. U sustavu koji se giba brzinom  $v$  kao i atom polarizacija električnog polja lasera je linearna i rotira. Uvodi se referentni sustav koji rotira tako da polarizacija uvijek ima isti smjer. U tom sustavu postoji fiktivno magnetsko polje koje je paralelno osi rotacije. Takav inercijalni član dovodi do vezanja stanja  $|1, 0\rangle$  i  $|1, \pm 1\rangle$  koje je proporcionalno s  $kv$ . Takvo vezanje naziva se neadijabatsko jer nestaje kada  $v \rightarrow 0$ . U članku [6] je pokazano da vezanje uzrokuje neravnotežu u naseljenostima između  $|1, -1\rangle$  i  $|1, 1\rangle$  stanja:

$$\Pi_{+1} - \Pi_{-1} = \frac{40 kv}{17 \Delta_0}, \quad (10)$$

gdje su  $\Pi_{\pm 1}$  populacije u stacionarnom stanju, a  $\Delta_0$  je energijski pomak atomskih prijelaza. Pretpostavimo da se atom giba prema  $z > 0$  tako da je  $v > 0$ . Kako je frekvencija lasera manja od frekvencije prijelaza slijedi da je i energijski pomak  $\Delta_0$  negativan, a iz izraza (10) slijedi da stanje  $|1, -1\rangle$  ima veću populaciju od stanja  $|1, +1\rangle$ .

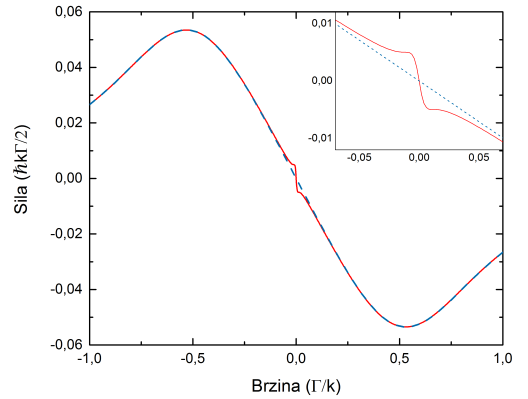
Iz Clebsch-Gordonovih koeficijenata vidimo da je za atom u stanju  $|1, -1\rangle$  šest puta vjerojatnije

da će apsorbirati  $\sigma^-$  foton koji se propagira prema  $z < 0$  nego  $\sigma^+$  foton koji se propagira prema  $z > 0$ . Stoga sile na atom koje dolaze od interakcija s  $\sigma^+$  i  $\sigma^-$  laserskih zraka neće biti izjednačene. Kako za atom koji se giba prema  $z > 0$  i  $\delta < 0$  vrijedi da je  $\Pi_{-1} > \Pi_{+1}$  on će s većom vjerojatnosti apsorbirati  $\sigma^-$  foton, a to rezultira promjenom impulsa atoma u smjeru suprotnom od gibanja što dovodi do smanjenja brzine, odnosno do hlađenja. Analogno vrijedi za atome koji se gibaju u smjeru  $z < 0$ . Bitno je naglasiti kako navedena sila nastaje zbog razlike u populacijama, a ne zbog Dopplerovog efekta. Na slici III je prikazana ovisnost sile o brzini atoma. Plavom bojom označena je sila na atom u Dopplerovom model, tj. u MOT-u dok je crvenom bojom prikazana sila na atom u sub-Dopplerovom modelu hlađenja. Razlika se uočava samo za male iznose brzina te smo to područje povećali i prikazali u umetku. Za male iznose brzine sub-Doppleova sila na atom je linearna [6]

$$\mathbf{F} = -\alpha \mathbf{v}, \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{120}{17} \frac{-\delta \Gamma}{5\Gamma^2 + 4\delta^2} \hbar k^2. \quad (12)$$

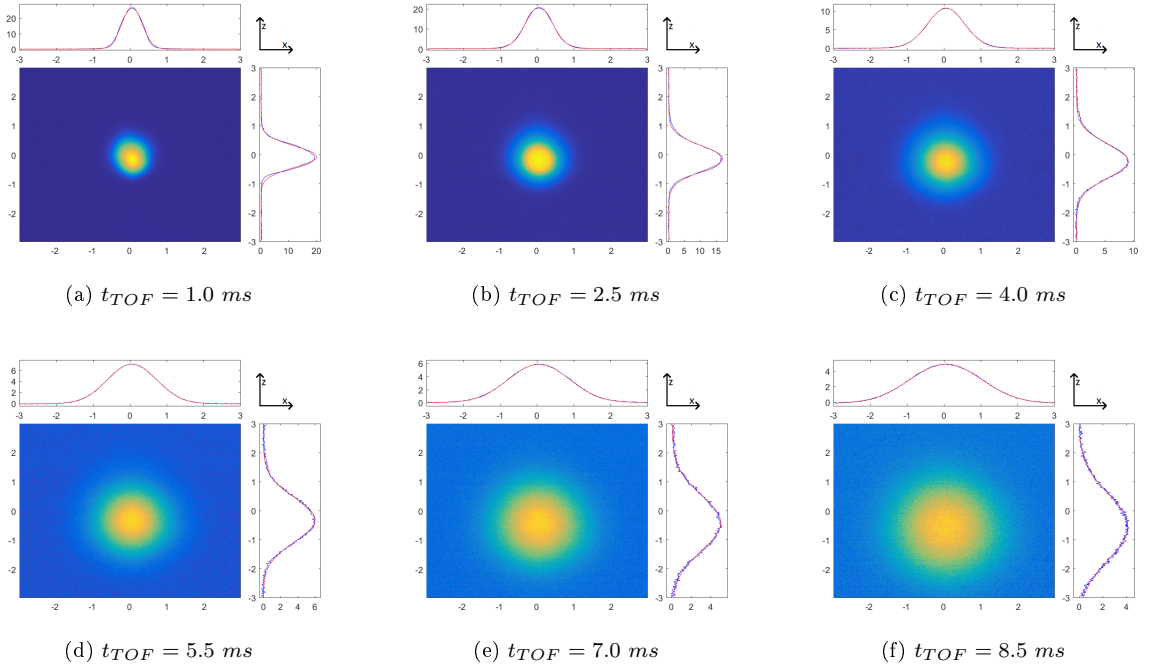
Kao vidimo na slici, u režimu malih brzina sub-Dopplerova sila ima veći nagib od Doppleove sile pa je hlađenje u tom području efikasnije.



Slika 3. Ovisnost sub-Dopplerove sile na atom o brzini. Prikazana je i ovisnost Dopplerove sile na atom o brzini te je u umetku prikazan režim malih brzina. U režimu malih brzina obje sile imaju linearno ponašanje, no sub-Dopplerova sila ima veći nagib pa je hlađenje efikasnije.

Ravnotežna temperatura za prijelaz  $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$  u 1D definirana je s [6]:

$$k_B T = \frac{\hbar \Omega^2}{|\delta|} \left[ \frac{29}{300} + \frac{254}{75} \frac{\Gamma^2/4}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \right], \quad (13)$$



Slika 4. Na slikama (a) - (f) prikazana je ekspanzija hladnog oblaka atoma rubidija za parametre  $\delta = 18 \text{ MHz}$  i  $I = 4.35 \text{ mW/cm}^2$ . Različite boje odgovaraju intenzitetu fluorescentnog signala, gdje je plavom bojom označen najmanji intenzitet. Za svako vrijeme ekspanzije na grafovima gore/desno prikazani su presjeci intenziteta fluorescencije po osima  $x$  i  $z$  te prilagodba gaussijana na izmjerene vrijednosti.

gdje je  $\Omega = \Gamma\sqrt{I/I_{sat}}$  Rabijeva frekvencija, a  $I$  je intenzitet laserske zrake za hlađenje, dok je  $I_{sat}$  saturacijski intenzitet. Iz izraza vidimo kako temperatura ovisi o frekventnom pomaku i intenzitetu lasera za hlađenje te da raste linearno s porastom intenziteta laserske zrake.

#### IV. TEHNIKA VREMENA PROLETA

Temperaturu smo u eksperimentu mjerili koristeći tehniku vremena proleta (eng. time of flight, TOF). Vrijeme proleta odgovara vremenu balističke ekspanzije oblaka koje se dešava kada u  $t = 0 \text{ s}$  isključimo laser za hlađenje i gradient magnetskog polja pa na atome djeluje samo sila teže. Vrlo je bitna vremenska kontrola paljenja i gašenja lasera za hlađenje i magnetskog polja. Za kontrolu paljenja i gašenja lasera koristimo akusto-optičke modulatore (AOM) čiji je princip rada objašnjen u [8]. Osim toga pomoću AOM-a kontroliramo i frekvenciju laserskih zraka, tj. frekventni pomak. Hladni oblak sniman za različita vremena ekspanzije prikazan je na slici 4. Slike prikazuju fluorescenciju atoma u oblaku snimljenu kamerom nakon što se oblak nakon određenog vremena proleta obasja nakratko laserom za hlađenje

u vremenu jednakom vremenu ekspozicije kamere  $T_0 = 0.3 \text{ ms}$ . Rad magnetskog polja, lasera za hlađenje i kamere uskladili smo pomoću programskog paketa Labview.

Kamera je postavljena okomito na ravninu optičkog stola pa je na slikama je prikazana  $x - z$  ravnina. Oblak se širi balistički u  $x$  i  $y$  ravnini dok u  $z$  smjeru postoji jednoliko ubrzano gibanje zbog akceleracije sile teže. Oblak se u vremenu od  $10 \text{ ms}$  zbog sile teže spusti za otprilike  $0,6 \text{ mm}$ . Oblak u početnom trenutku  $t = 0 \text{ s}$  ima radijus  $\sigma_0$  te pretpostavljamo da je početna raspodjela atoma u prostoru gaussova:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right). \quad (14)$$

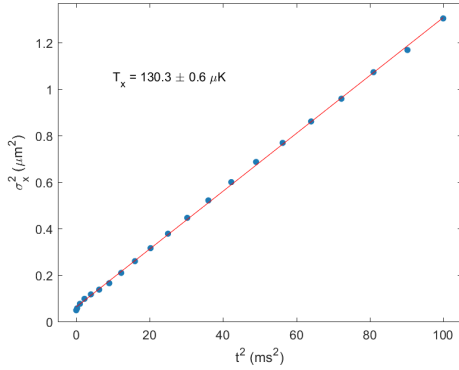
Kako je hladan oblak klasičan plin, za njega vrijedi Maxwell-Boltzmannova raspodjela brzina:

$$P(v_x) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T_x}\right)^2 \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T_x}\right). \quad (15)$$

Integracijom ukupne distribucije oblaka po prostoru [9], dobivamo izraz koji govori o promjeni polumjera oblaka u vremenu:

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}, \quad (16)$$

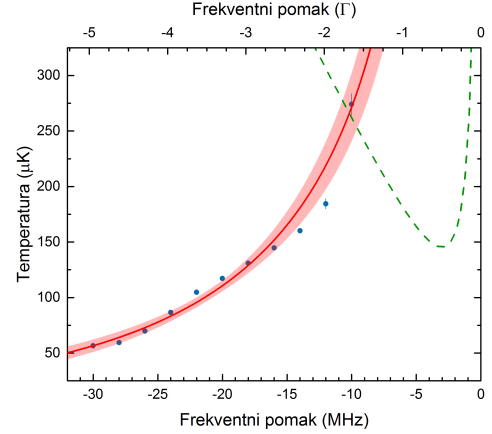
gdje su  $\sigma(t)$  radijus oblaka u vremenu  $t$ ,  $\sigma_0$  početni radijus oblaka, a  $m$  je masa atoma. Radijus oblaka dobijemo iz prilagodbe Gaussijana na raspodjelu atoma. Kako bismo konačno dobili temperaturu, lineariziramo izraz (16) pa iz nagiba pravca  $\sigma(t)^2 = At^2 + B$  izračunamo temperaturu. Primjer grafa iz kojeg računamo temperaturu dan je na slici 5.



Slika 5. Ovisnost kvadrata radijusa oblaka o kvadratu vremena.

## V. TEMPERATURA ATOMA U OVISNOSTI O FREKVENTNOM POMAKU LASERA ZA HLAĐENJE

Mjerali smo ovisnost temperature atoma u ovisnosti o frekventnom pomaku lasera za hlađenje za interval frekventnih pomaka od  $\delta = -30 \text{ MHz}$  do  $-10 \text{ MHz}$  s korakom od  $2 \text{ MHz}$ . Frekventni pomak smo mijenjali pomoću AOM-ova, tj. promjenom frekvencije RF signala kojom se napaja AOM. Kako se intenzitet laserske zrake mijenja za različite vrijednosti frekventnog pomaka, bilo je potrebno izmjeriti snagu lasera nakon svake promjene frekventnog pomaka te namjestiti na približno jednaku snagu. Snagu smo mjerili pomoću mjerača snage, a iz mjerenja širine zrake smo odredili intenzitet. U tehnici vremena proleta snimili smo 21 sliku od  $t_{TOF} = 0 - 10 \text{ ms}$  s korakom  $\Delta t = 0.5 \text{ ms}$ . Nakon svake slike postoji vrijeme čekanja  $t_{wait} = 1 \text{ s}$  koje odgovara vremenu potrebnom za ponovno stvaranje oblaka. Za određeno vrijeme ekspanzije ponovili smo mjerenje pet puta te smo snimili pozadinu kako bismo oduzeli šum. Svako mjerenje obrađeno je na način opisan u prethodnom poglavlju kako bismo izračunali temperaturu za dani frekventni pomak. Graf ovisnosti temperature atoma u MOT-u o frekventnom pomaku lasera za hlađenje prikazan je na slici 6. Na slici vidimo kako temperatura pada s porastom frekventnog pomaka lasera za hlađenje. Takvo ponašanje je očekivano te smo na izmjerene po-



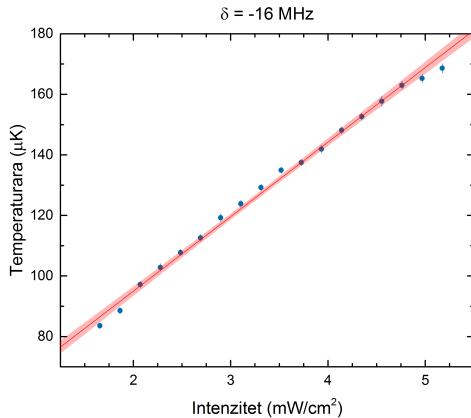
Slika 6. Ovisnost temperature hladnih atoma o frekventnom pomaku lasera za hlađenje. Prikazani su rezultati mjerenja te prilagodba na izraz (13). Osim prilagodbe prikazana je i vrpca pouzdanosti u vrijednosti 95%. Govori nam da s pouzdanošću od 95 % možemo reći da je stvarna srednja vrijednost temperature unutar intervala pouzdanosti za dani frekventni pomak. Radi usporedbe zelenom linijom prikazan je teorijski model temperature za Dopplerovo hlađenje s eksperimentalnim parametrima.

datke napravili prilagodbu koristeći teorijski model dan relacijom (13). Prikazali smo i teorijski model Dopplerovog hlađenja kako bismo usporedili s modelom sub-Dopplerovog hlađenja te kako bismo odredili koje izmjerene temperature uistinu jesu sub-Dopplerove. Dopplerova temperatura za atom rubidija iznosi  $T_D = 146 \text{ uK}$ , a od izmjerenih temperatura sub-Dopplerove su one s frekventnim pomakom lasera za hlađenje  $\delta = -30 \text{ MHz}$  do  $-16 \text{ MHz}$  te iznose od  $T = (56.6 \pm 0.8) \text{ uK}$  do  $(145 \pm 1) \text{ uK}$ .

## VI. TEMPERATURA ATOMA U OVISNOSTI O INTENZITETU LASERA ZA HLAĐENJE

Mjerali smo ovisnost temperature o intenzitetu lasera za hlađenje. Koristili smo iste parametre za tehniku vremena proleta kao i u prethodnom poglavlju. U ovom nizu mjerenja frekventni pomak lasera za hlađenje je bio konstantan te je iznosio  $\delta = 16 \text{ MHz}$ . Intenzitet zrake mjerili smo pomoću mjerača snage. Izmjerali smo temperaturu oblaka za intenzitete u rasponu  $I = 1.66 - 5.18 \text{ mW/cm}^2$ . Rezultat je prikazan na slici 7. Sa slike primjećujemo kako temperatura raste linearno s povećanjem intenziteta što je očekivano ponašanje. Osim očekivanog ponašanja postoji odsječak na osi koji samim modelom (13) nije predviđen. Kako u eks-

## VII. ZAKLJUČAK



Slika 7. Ovisnosti temperature hladnih atoma o intenzitetu laserske zrake za hladnje. Prikazani su rezultati mjerenja te prilagodba na izraz (13). Osim prilagodbe prikazana je i vrpca pouzdanosti u vrijednosti 95%. Govori kako s pouzdanošću od 95 % možemo reći kako je stvarna vrijednost temperature unutar intervala pouzdanosti za dani intenzitet lasera za hladjenje.

perimentu ne koristimo dvije različite zrake koje se propagiraju u suprotnom smjeru, nego retro-reflektiranu zraku, intenziteti zraka nisu ujednačeni te je to jedan od mogućih doprinosa odsječku na osi. Prikazan teorijski model (13) rezultat je promatranja atoma s dvije razine, a mi promatramo rubidijev atom koji ima znatno kompliciraniju strukturu moguće je da to također utječe na iznos odsječka na osi. Osim navedenih razloga, postojanje odsječka na osi može uzrokovati i prisutnost neželjenih magnetskih polja koja nisu kompenzirana. Od izmjerenih temperature sub-Dopplerove se nalaze u intervalu intenziteta od  $I = 1.66 mW/cm^2$  do  $3.93 mW/cm^2$  te iznose od  $T = (84 \pm 1) \mu K$  do  $(142 \pm 1) \mu K$ .

U radu smo proučavali sub-Dopplerovo hlađenje atoma rubidija zarobljenih u magneto-optičkoj stupici. Detaljno je opisan princip  $\sigma^+ - \sigma^-$  sub-Dopplerovog hlađenja koje se koristilo u eksperimentu te je naveden teorijski model koji govori o ovisnosti sub-Dopplerove temperature o parametrima atomskog sustava i lasera. Temperatura hladnih atoma mjerila se tehnikom vremena proleta. Za vremena ekspanzije oblaka od  $t = 0 ms$  do  $t = 10 ms$  kamerom smo snimili fluorescenciju atoma iz čega se izračuna radijus oblaka o vremenu proleta i temperatura oblaka.

Izmjerena je ovisnost temperature o frekventnom pomaku lasera za hlađenje u intervalu od  $\delta = -30 MHz$  do  $-10 MHz$  s korakom od  $2 MHz$  te konstantnim intenzitetom lasera. Na slici 6 prikazani su rezultati mjerenja, a kako su rezultati očekivani napravljena je prilagodba na teorijski model te usporedba s Dopplerovim modelom. Dopplerova temperatura za atom rubidija iznosi  $T_D = 146 \mu K$ , a izmjerene sub-Dopplerove temperature se nalaze u intervalu od  $T = (56.6 \pm 0.8) \mu K$  do  $(145 \pm 1) \mu K$ .

Izmjerena je ovisnost temperature o intenzitetu lasera za hlađenje u intervalu od  $I = 1.66 mW/cm^2$  do  $5.18 mW/cm^2$  s konstantnim frekventnim pomakom lasera za hlađenje. Na slici 7 prikazani su rezultati mjerenja. Iako rezultati pokazuju očekivano linearno ponašanje, javlja se nezanemariv odsječak na osi koji samim modelom nije predviđen. Mogući razlozi su neujednačenost intenziteta laserskih zraka, kompliciranija struktura atoma u odnosu na teorijom predviđenu strukturu te postojanje neželjenih magnetiskih polja. Izmjerene sub-Dopplerove temperature su u intervalu od  $T = (84 \pm 1) \mu K$  do  $(142 \pm 1) \mu K$ .

- 
- [1] T. P. Heavner et al., *Metrologia* **51**, 174 (2014).
  - [2] B. J. Bloom et al., *Nature* **506**, 71 (2014).
  - [3] I. Bloch, J. Dalibard, S. Nascimbène, *Nature Physics* **8**, 267 (2012).
  - [4] N. Šantić, *Lasersko hlađenje atoma*, Diplomski rad, PMF Zagreb (2012).
  - [5] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, (1999).
  - [6] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
  - [7] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016).
  - [8] N. Nekić, *Dinamika hladnih atoma rubidija zatočenih u magneto-optičkoj stupici*, Diplomski rad, PMF Zagreb (2014).
  - [9] Y. Castin, K. Mölmer, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3772 (1995).