

Radijativna sila na hladne atome rubidija inducirana optičkim frekventnim češljem

Julio Car, F-4037

5. siječnja 2016.

Fizički odsjek, PMF, Bijenička c. 32, Horvátovac 10 020, Zagreb

Sažetak

Interakcija vanjskog koherentnog EM zračenja u obliku femtosekundnih (fs) pulseva koji čine optički frekventni češalj i hladnog oblaka rubidijevih ^{87}Rb atoma promatrana je kroz tri konfiguracije. Dinamika hladnog oblaka ^{87}Rb realiziranog u magneto-optičkoj stupici (MOT) ispitivana je ekscitacijom u sljedećim konfiguracijama: i) nizom fs pulseva iz jednog smjera, ii) dva niza suprotno propagirajućih fs pulseva koji su u fazi, iii) dva niza suprotno propagirajućih fs pulseva koji su u protufazi. Osnovni parametri magneto-optičke stupice poput konstante opruge, koeficijenta gušenja i temperature oblaka određeni su mjerenjem oscilacija centra mase oblaka kao rezultat djelovanja cw (kontinuiranog) lasera. Za svaku od konfiguracija mjerena je naseljenost pobuđenog stanja rubidijevih atoma laserski induciranom fluorescencijom (LIF) te radijativna sila na temelju pomaka centra mase oblaka što je uspoređeno sa teorijskim modelom interakcije dvoenergijskog atomskog sustava koji interagira sa nizom fs pulseva opisanim sa optičkim Blochovim jednadžbama. Dok eksperimentalno izvedene konfiguracije i) i ii) pokazuju slaganje sa teorijskim modelom, to nije slučaj za konfiguraciju iii). Kvalitativno je pokazano što je uzrok odstupanja.

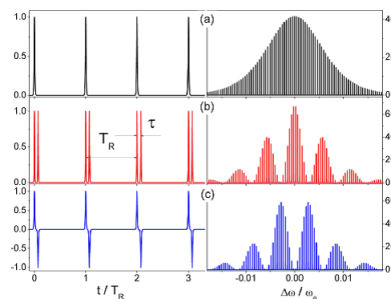
1 Teorijski uvod

Za opis interakcije niza fazno spregnutih femtosekundnih pulseva u vremenskoj domeni koji čine frekventni češalj u frekvencijskoj domeni sa hladnim oblakom ^{87}Rb atoma valja pobliže razmotriti Dopplerov model hlađenja atoma te izvedbu magneto-optičke stupice u kojoj se zarobljavaju laserski ohlađeni rubidijevi atomi. Za mjerenje radijativne sile koju optički frekventni češalj inducira u hladnom oblaku rubidijevih atoma potrebno je stvoriti gotovo stacionarnu raspodjelu ohlađenih rubidijevih atoma u magneto-optičkoj stupici. Optički frekventni češalj (FC) karakteriziraju dvije rf frekvencije: frekvencija pomaka f_0 i frekvencija ponavljanja pulsa f_r . Individualna FC komponenta dana je jednostavnom relacijom:

$$f_N = f_0 + N \cdot f_r \quad (1.1)$$

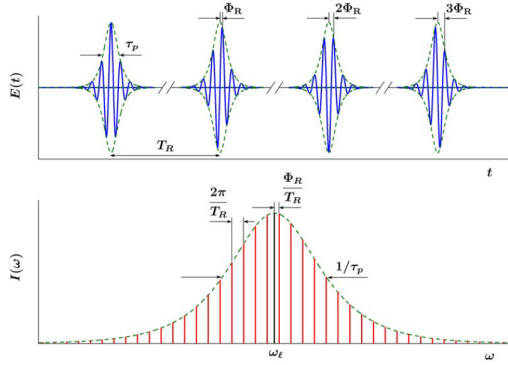
gdje je N broj moda. Interakcija niza fs pulseva sa oblakom hladnih rubidijevih atoma promatrana je u tri konfiguracije: i) niz fs pulseva iz jednog smjera, ii) dva niza suprotno propagirajućih fs pulseva koji su u fazi i iii) dva niza suprotno propagirajućih fs pulseva koji su u protufazi (slika 3). Motivacija za eksperimentalno mjerenje radijativne sile koju inducira frekventni češalj u oblaku hladnih atoma je potencijalna

moćnost istovremenog hlađenja više atomskih sustava jednim laserskim izvorom. Mjerenjem kroz tri konfiguracije ispituje se podudarnost u induciranoj sili koju daje cw laser odnosno jedan mod frekventnog češlja[1]. Također, nužno je provjeriti da li je intenzitet pulseva u frekventnom češlju usporediv sa onim od cw lasera odnosno da li je dovoljan za efikasno usporavanje atoma. Vremenska i frekventna karakteristika triju mjerenih konfiguracija fs pulseva prikazana je na slici 1. Karakteristike femtosekundnih pulseva korištenih u eksperimentu dane su na slici 2.

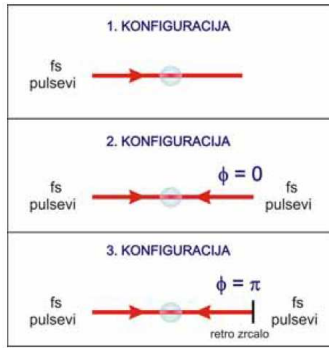


Slika 1. Vremenska i frekventna reprezentacija niza fs pulseva i to a) jedan niz fs pulseva, b) dva niza suprotno propagirajućih fs pulseva u fazi sa zakašnjenjem τ i c) dva niza

suprotno propagirajućih fs pulseva u protufazi sa zakašnjenjem τ [1].



Slika 2. Femtosekundni pulsevi u vremenskoj i frekventnoj domeni sa relevantnim parametrima: period ponavljanja $T_R = 10$ ns, ϕ_R fazni pomak amplitude električnog polja pulsa, period trajanja pulsa $\tau_p = 100$ fs [4].

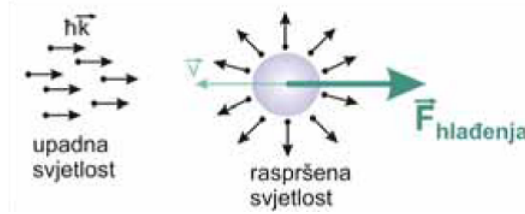


Slika 3. Mjerene konfiguracije nizova fs pulseva koji interagiraju sa hladnim oblakom ^{87}Rb atoma. 1. konfiguracija: niz fs pulseva u jednom smjeru, 2. konfiguracija: dva niza suprotno propagirajućih fs pulseva koji su u fazi, 3. konfiguracija: dva niza suprotno propagirajućih fs pulsova koji su u protufazi [2]

1.1 Dopplerov model hlađenja atoma

Termalni oblak atoma alkalijskih elemenata sadrži atome čiju raspodjelu brzina možemo aproksimirati Maxwell-Boltzmannovom raspodjelom $f(v)dv = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{v^2}{u^2}}$ gdje je $u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$ najvjerojatnija brzina atoma u plinu, k_B Boltzmannova konstanta, T temperatura oblaka i M masa atoma. Kako bi se ovakav oblak neutralnih atoma ohladio izlaže se kontinuiranom laserskom zračenju koje u interakciji sa atomima određene brzine definirane razlikom frekvencija lasera i frekvencije prijelaza djeluje silom i time selektivno uzrokuje njihovu deceleraciju. Mehanizam na kojem se lasersko hlađenje bazira je prijenos impulsa fotona na atom u ciklusima apsorpcije i spontane emisije. Radijativna sila

na atome javlja se kao rezultat rezonantne interakcije atoma i laserskog zračenja. Za lasersko zračenje frekvencije ω_L i valnog vektora k definiira se *detuning* $\delta = \omega_L - \omega_{12} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ gdje je $\omega_{12} = \frac{E_e - E_g}{\hbar}$ rezonantna frekvencija prijelaza pri čemu su E_e i E_g energije pobuđenog i osnovnog stanja, a $\omega_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ Dopplerov pomak za kojeg je potrebno korigirati razliku frekvencija lasera i frekvencije prijelaza kako bi došlo do rezonantne apsorpcije fotona [2]. Budući da nam je cilj ohladiti atome mora biti zadovoljeno $\delta = 0$ odnosno $\omega_L - \omega_{12} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ što implicira usporevanje onih atoma koji dolaze ususret laserskoj zruci ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} < 0$).



Slika 4. Sila hlađenja F usporava atome koji se gibaju ususret laserskoj zruci uslijed rezonantne apsorpcije fotona [2]

Kvantomehanički pristup problemu interakcije vanjskog koherentnog EM zračenja i dvorazinskog (osnovno i pobuđeno stanje) atomskog sustava temelji se na optičkim Blochovim jednadžbama čijim rješavanjem formalizmom matrice gustoće ρ dobivamo naseljenost pobuđenog stanja ρ_{22} preko kojeg nalazimo radijativnu silu F [2]. Bez detaljnog izvoda donosimo konačni rezultat za naseljenost pobuđenog stanja ρ_{22} i radijativnu silu F :

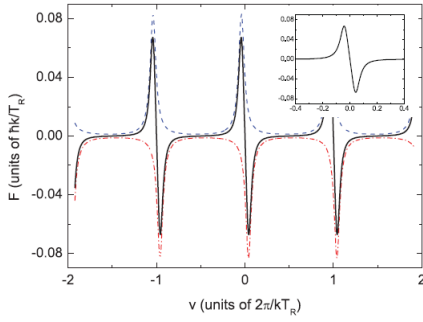
$$\rho_{22} = \frac{1}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (1.2)$$

$$F = \frac{dp}{dt} = \rho_{22} \hbar k \Gamma \quad (1.3)$$

gdje je s_0 parametar saturacije $s_0 = \frac{2|\Omega|^2}{\Gamma^2} = \frac{I}{I_S}$ pri čemu je Ω Rabijeva frekvencija, Γ prirodna širina stanja, I intenzitet lasera, I_S saturacijski intenzitet. Ovako definirana sila hlađenja ima oblik Lorentziana i saturira u $F = \frac{\hbar k \Gamma}{2}$ za velike intenzitete lasera. Može se pokazati da je ukupna sila hlađenja na atome dviju suprotno propagirajućih laserskih zraka u režimu malih brzina oblika:

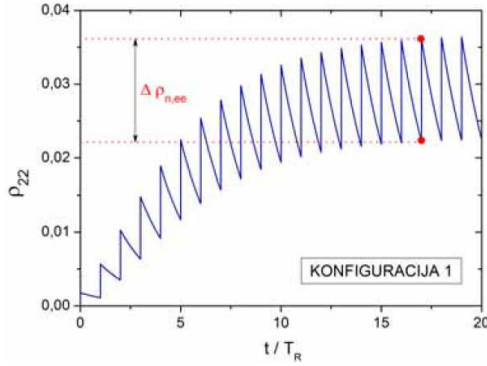
$$F \approx \frac{8\hbar k^2 \delta s_0}{\Gamma \left[1 + s_0 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right]^2} v \equiv -\beta \cdot v \quad (1.4)$$

Dakle, sila 1D optičke melase proporcionalna je brzini za male brzine atoma i negativnog predznaka pa usporava atome te se ponaša kao viskozno trenje. Uzmemo li da pojedini FC mod predstavlja cw laser frekvencije f_N možemo popočiti izvedene zaključke na induciranu FC radijativnu silu (slika 5).



Slika 5. Ovisnost radijativne sile o brzini atoma inducirane frekventnim češljem u konfiguraciji suprotno propagirajućih fs pulseva. Isječak prikazuje silu oko brzine $v = 0$ [3]

Trenutna interakcija fs pulseva sa atomima pri čemu je period pulsa τ_p puno manji od vremena relaksacije atoma, promjenu impulsa atoma od n -tog pulsa nalazimo preko razlike naseljenosti pobuđenog stanja $\rho_{n,22}$ netom prije i poslije pulsa. Promjena impulsa je tada dana sa: $\Delta p_n = \Delta \rho_{n,22} \hbar k$. Nakon mnogo ciklusa apsorpcije i spontane emisije netto sila na atome ima smjer upadne laserske zrake i dana je sa: $F_r = \frac{\Delta p_n + \Delta p_{n+1}}{\Delta t_{n,n+1}}$ gdje je $\Delta t_{n,n+1}$ vremenski interval između n -tog i $n+1$ pulsa [3]. Postupak nalaženja radijativne sile inducirane FC spektrom prikazan je na slici 6.

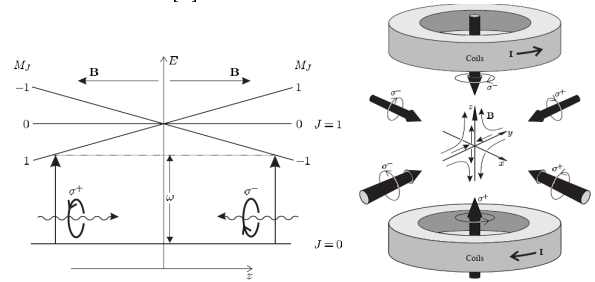


Slika 6. Vremenska evolucija naseljenosti pobuđenog stanja rubidijevih ^{87}Rb atoma s prikazanim postupkom nalaženja prenesenog impulsa n -tog pulsa na atom u konfiguraciji jednog niza fs pulseva.

1.2 Magneto-optička stupica (MOT)

Kako bi se postigle veće gustoće oblaka hladnih atoma odnosno njihovo zarobljavanje u manji volumen, uz lasersko zračenje koristi se nehomogeno magnetsko polje koje uklanja degeneraciju magnetskih podnivoa atoma Zeemanovim cijepanjem. Dakle, kombinacija optičkih melasa i kvadrupolnog magnetskog polja čini magneto-optičku stupicu u kojoj se formira oblak hladnih

atoma u centru uslijed prostorno ovisne radijativne sile. Udaljavanje atoma iz centra magneto-optičke stupice dovodi do cijepanja magnetskih podnivoa Zeemanovim efektom što ih dovodi u rezonanciju sa laserskom zrakom dobro definirane polarizacije te se javlja sila harmoničkog oscilatora koja vraća atome u centar stupice. Preduvjet za magneto-optičku stupicu je postojanje gradijenta magnetskog polja ∇B i cirkularna polarizacija triju para suprotno propagirajućih laserskih zraka suprotnih predznaka \pm zbog izbornih pravila za prijelaze između atomskih nivoa. Za σ^- polariziranu zraku vrijedi $\Delta M = -1$, a za σ^+ zraku $\Delta M = +1$ gdje je ΔM razlika projekcija angularnog momenta pobuđenog i osnovnog stanja (slika 7). *Detuning* definiran izrazom $\delta = \omega_L - \omega_{12} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ valja korigirati za iznos Zeemanovog cijepanja $\omega_Z = \frac{\mu'}{\hbar} \frac{dB}{dz} \cdot x$ gdje je $\mu' = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ efektivni magnetski moment prijelaza $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, μ_B Bohrov magneton, a g Landeov faktor. Valja naglasiti da uvođenje kvadrupolnog magnetskog polja ne utječe na temperaturu hladnih atoma, ali selektivno određuje atome koji rezonantno interagiraju sa laserskim poljem [2].



Slika 7. Mehanizam MOT-a za prijelaz $J = 0 \rightarrow J = 1$. U gradijentu magnetskog polja Zeemanovo cijepanje nivoa ovisi o položaju atoma. Prema izbornim pravilima, cirkularno polarizirane suprotno propagirajuće laserske zrake induciraju prijelaz pri čemu se javlja sila harmoničkog karaktera koja vraća atome u centar stupice.

Može se pokazati da ukupna sila koja djeluje na atome u magneto-optičkoj stupici ima 2 doprinosa: sila optičke melase te sila harmoničkog oscilatora uslijed gradijenta magnetskog polja. Analitički se može zapisati kao:

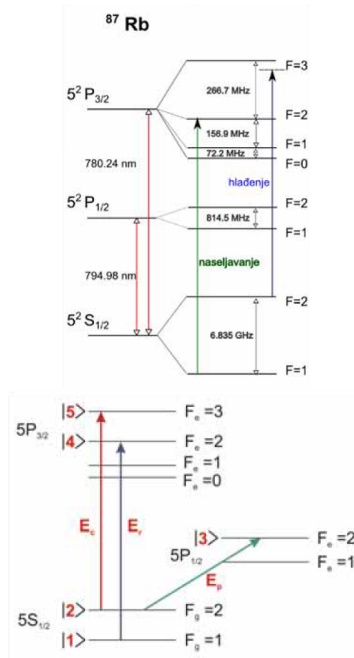
$$F_{MOT} = -\beta \cdot v - \kappa \cdot x \quad (1.5)$$

gdje je β koeficijent gušenja, a κ konstanta opruge.

1.3 Atomski sustav ^{87}Rb

Atomski sustav koji se proučava u ovom eksperimentu čine atomi ^{87}Rb čija hiperfina struktura je prikazana na slici 8. Dva su za eksperiment relevantna rezonantna prijelaza u ^{87}Rb : D1 prijelaz $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2$) na 795 nm te D2 prijelaz $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ($F_g = 2 \rightarrow F_e =$

3) na 780.2 nm (slika 8). Naseljenost pobuđenog stanja ^{87}Rb ustanovljena je laserski induciranom fluorescencijom (LIF) budući da je radijativna sila proporcionalna broju atoma u stanju $5P_{1/2}$. Laser za hlađenje oblaka ^{87}Rb podešen je na pobuđenje D2 prijelaza no zbog *detuning-a* $\delta < 0$ dolazi do nezanimarivog pobuđenja prijelaza $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ($F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$). Budući da vrijede izborna pravila $\Delta F = \pm 1$ za prijelaze moguća je deekscitacija u stanje $5S_{1/2}$ ($F_g = 1$). Time elektroni izlaze iz zatvorenog ciklusa obuhvaćenog D2 prijelazom pa je nužan laser za naseljavanje podešen na prijelaz $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ($F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$) čime se atomi vraćaju u zatvoreni ciklus [2].

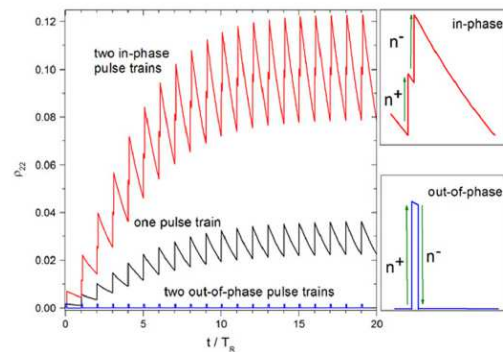


Slika 8. Hiperfina energijska struktura atoma ^{87}Rb sa označenim D1 i D2 rezonantnim prijelazima. Na slici desno označene su prijelazi lasera za hlađenje (crveno), naseljavanje nivoa (sivo) i moda frekventnog češlja za mjerenje LIF-a (zeleno) [2]

2 Eksperimentalni postav

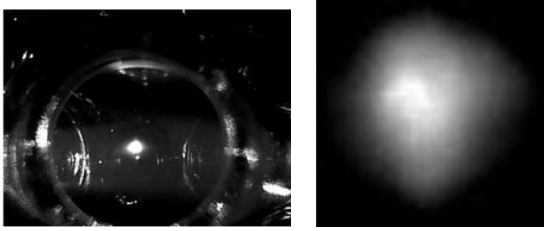
Optički frekventni češalj dobiven je pomoću *Ti:sapphire* (Tsunami, Spectra Physics) lasera koji radi u režimu sinkroniziranih modova (*mode locking*) i generira pulseve u trajanju od oko 100 fs s frekvencijom ponavljanja od 80 MHz. Anvelopa frekventnog češlja ugodena je na raspon valnih duljina od 740-820 nm, a FWHM anvelope na 795 nm iznosi oko 10 nm (5 THz) što odgovara broju od 62 500 modova ispod spektralne anvelope pri čemu je maksimalna snaga svakog moda $16 \mu\text{W}$. Frekventni češalj nije stabiliziran tijekom izvođenja eksperimenta zbog čega je postojao drift moda od 0.5 MHz tijekom 3.5 minute

akvizicijskog vremena signala. Signal fluorescencije oblaka na 780.2 nm oslabio je uslijed gubitka atoma iz MOT-a (slika 10). Zbog nepouzdanosti mjerenja LIF-a u konfiguraciji suprotno propagirajućih fs pulseva, mjerenju radijativne sile pristupilo se tehnikom oslikavanja pri čemu se fluorescencija hladnog oblaka sa i bez fs laserske pobude preslikava na CCD kameru sa prosječnim vremenom ekspozicije od 220 μs . Pomak centra mase oblaka u novi ravnotežni položaj uslijed FC radijativne sile kompenziran je silom hlađenja u MOT-u, $F_r = \kappa \cdot \Delta x$. Pri tom je u sili hlađenja zanemaren član $-\beta \cdot v$ budući da su brzine atoma u stupici $v \approx 0$. Laseri za hlađenje i naseljavanje su diodni laseri (ECDL; Toptica DL100 laseri) snaga 50 odnosno 10 mW [1]. Laser za hlađenje pomaknut je u crveno u odnosu na D2 rezonantni prijelaz za 3Γ što odgovara $2\pi \times 18$ MHz. Kvadrupolno magnetsko polje generira par zavojnica u anti-Helmholtzovoj konfiguraciji sa gradijentom 13 G/cm. Broj atoma u stupici određen je mjerenjem fluorescencije kalibriranom fotodiodom. Za tipične uvjete rada MOT-a $\frac{dB}{dz} = 13$ G/cm, $\delta = -2.7\Gamma$ i $P = 9$ mW snage lasera za hlađenje dobiven je radijus oblaka $r = (0.9 \pm 0.1)$ mm koji sadrži oko $8 \cdot 10^8$ ^{87}Rb atoma s konstantom opruge $\kappa = (5.3 \pm 0.2) \times 10^{-20}$ N/m. LIF je mjeren na 100 μm širokoj pukotini spektrometra (Shamrock sr-303i) sa holografskom rešetkom (1800 zarezova/mm) i CCD kamerom (Andor iDus 420) u vremenu ekspozicije od 30 ms. Razlučivanje iznosi 0.1 nm za širinu pukotine 50 μm što nije dovoljno za razlučivanje hiperfine strukture unutar emisijske linije. Mjereni intenzitet LIF-a na 795 nm pobuđenjem D1 prijelaza frekventnim češljem proporcionalan je broju hladnih atoma u pobuđenom stanju. U prvoj i trećoj konfiguraciji laserska zraka je promjera 2 mm dok je u drugoj konfiguraciji promjer zrake bio 250 μm kao posljedica fokusiranja lećom žarišne daljine $f = 500$ mm. Vremenski razmak između suprotno propagirajućih pulseva iznosi 0.9 ns, a udaljenost retrozrcala korištenog u trećoj konfiguraciji za dobivanje faznog pomaka π od hladnog oblaka iznosi 13 cm.



Slika 9. Za slučajeve konfiguracija 1 i 2 vidimo pojavu koherentnih efekata akumulacijom

pobuđenog stanja što nakon 10 pulseva do-
vodi do stacionarnog stanja dok se u konfi-
guraciji 3 javlja *pump-dump* dinamika kod
koje nema naseljenosti pobuđenog stanja
što je prikazano na umetnutnim isječcima
sa desne strane slike [1]

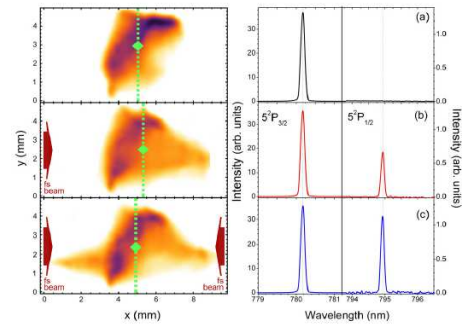


Slika 10. Fluorescencija oblaka hladnih atoma snimljena web kamerom. Desno je uvećana slika [2]

3 Rezultati - LIF i radijativna sila

3.1 Konfiguracije 1 i 2

Za konfiguraciju 1, jednog niza fs pulseva u jednom smjeru dolazi do pomaka centra mase oblaka u novi ravnotežni položaj (slika 11.b) relativno prema centru mase oblaka bez fs pobude (slika 11.a). Izmjeren je pomak oblaka $\Delta x = (0.28 \pm 0.06)$ mm u smjeru upadne fs zrake. Primjetimo da intenzitet fluorescencije pobude u stanje $5^2P_{3/2}$ ($F_e = 3$) odgovara liniji na 780.2 nm što odgovara D2 rezonantnom prijelazu koji se pobuđuje laserom za hlađenje. S druge strane LIF na 795 nm odgovara D1 rezonantnom prijelazu u stanje $5^2P_{1/2}$ ($F_e = 1, 2$) induciran jednim modom frekventnog češlja. Manji intenzitet LIF-a na 795 nm objašnjava se činjenicom da je D2 zatvoreni rezonantni prijelaz sa većim električnim dipolnim momentom prijelaza u odnosu na D1 prijelaz te je intenzitet lasera za hlađenje veći od intenziteta moda frekventnog češlja [2]. Očekivano, pobuda jednim nizom fs pulseva dovodi do teorijski predviđene akumulacije pobuđenog stanja ρ_{22} (slika 6.). Isto mjerenje radijativne sile inducirane frekventnim češljem ponovljeno je sa cw diodnim laserom ugođenim na D1 rezonantni prijelaz intenziteta 0.35 mW/cm². Ustanovljeno je da se ista radijativna sila inducirana jednim modom frekventnog češlja iznosa $F = (4.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-23}$ N pri intenzitetu moda od 0.11 mW/cm² javlja za cw diodni laser prethodno definiranog intenziteta [1].



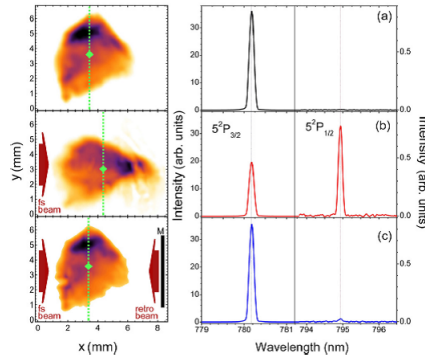
Slika 11. Raspodjela intenziteta fluorescencije (lijevo) i LIF spektar (desno) oblaka hladnih rubidijevih atoma za slučajeve a) bez fs pobude, b) pobuda sa jednim nizom fs pulseva i c) pobuda sa dva suprotno propagirajuća niza fs pulseva koji su u fazi. Zelena crtkana linija pokazuje položaj centra mase oblaka. Skala intenziteta za 780.2 nm i 795 nm je različita [1]

Za konfiguraciju 2, dvaju nizova suprotno propagirajućih fs pulseva koji su u fazi (slika 11.c) vremenski pomak dviju zraka podešen je promjenom duljine optičkih putova i iznosi 0.9 ns. Snage lasera koji generiraju fs pulseve iznose 250 mW i imaju promjere od $250 \mu\text{m}$. Budući da je promjer fc laserskih zraka manji od promjera oblaka, inducirana radijativna sila nije uniformna duž oblaka stoga metoda mjerenja sile pomakom centra mase nije najpouzdanija. Može se primjetiti da ne dolazi do pomaka centra mase u ovoj konfiguraciji što je vidljivo na slici 11. usporedbom slučajeva a. i c. Usporedbom LIF-a na 780.2 nm koji odgovara naseljenosti $5^2P_{3/2}$ stanja sa slučajem bez fs pobude vidimo da broj atoma u MOT-u ostaje nepromijenjen dok je LIF na 795 nm koji odgovara naseljenosti $5^2P_{1/2}$ stanja pobudom sa modom frekventnog češlja dvostruko veći u odnosu na slučaj b. što je i razumljivo budući da pobuda dolazi od dviju umjesto jedne fs laserske zrake [1]. Budući da nema pomaka centra mase u ovoj konfiguraciji zaključujemo da je ukupna radijativna sila na oblak 0 jer se doprinosi dviju fazno usklađenih fs laserskih zraka poništavaju što je u skladu sa teorijskim modelom.

3.2 Konfiguracije 1 i 3

Za dobivanje dva suprotno propagirajuća niza fs pulseva koji su u protufazi korištena je retrorefleksija ulazne fs laserske zrake promjera 2 mm i ukupne snage 700 mW. U slučaju blokade retrorefleksivne zrake (slika 12.b) zbog promjera fs laserske zrake usporedivog sa promjerom oblaka opažen je pad intenziteta fluorescencije na 780.2 nm odnosno dvostruko manja naseljenost u odnosu na slučaj pobude jednom fs laserskom zrakom u potpoglavlju 3.1. gdje je promjer kori-

štene zrake bio $250 \mu\text{m}$. To objašnjavamo gubitkom atoma iz MOT-a uslijed difuzije, optičkog pumpanja te akceleracije atoma do postizanja brzine bijega iz stupice [1]. Pomak centra mase oblaka u slučaju blokade retrorefleksivne zrake iznosi $\Delta x = (0.92 \pm 0.06) \text{ mm}$. U retrorefleksivnoj konfiguraciji ne opaža se pomak centra mase oblaka. LIF na 780.2 nm nepromijenjen je u odnosu na slučaj bez fs pobude dok je LIF na 795 nm gotovo 0 (rezidualan signal se opaža uslijed nesavršenosti u poklapanju suprotno-propagirajućih zraka). Kao i u slučaju konfiguracije 2, na temelju izostanka pomaka centra mase oblaka zaključujemo da je radijativna sila na oblak 0 što nije u skladu sa teorijskim modelom koji predviđa silu 4 puta manjeg iznosa od one u slučaju jedne fs laserske zrake.

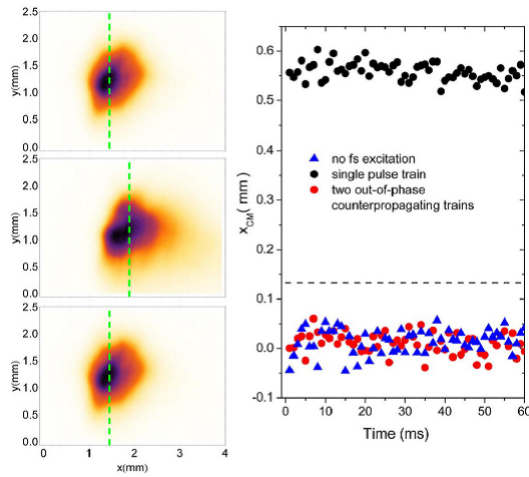


Slika 12. Raspodjela intenziteta fluorescencije (lijevo) i LIF spektar (desno) oblaka hladnih rubidijevih atoma za slučajeve a) bez fs pobude, b) pobuda sa jednim nizom fs pulseva i c) pobuda sa dva suprotno propagirajuća niza fs pulseva koji su u protufazi. Zelena crtkana linija pokazuje položaj centra mase oblaka. Skala intenziteta za 780.2 nm i 795 nm je različita [1]

4 Diskusija

Eksperimentalna provjera izmjerenih radijativnih sila induciranih frekventnim češljom provedena je koristeći fs lasersku zraku promjera 2 mm , snage 450 mW u vremenu ekspozicije CCD kamere od $220 \mu\text{s}$ za konfiguracije 1 i 3. Vremenska evolucija položaja centra mase oblaka te raspodjela intenziteta fluorescencije za oblak hladnih rubidijevih atoma u slučaju bez fs pobude, konfiguraciji 1 i konfiguraciji 3 prikazana je na slici 13. Za slučaj bez fs pobude i konfiguraciju 3 slaganje je u skladu sa dobivenim rezultatima budući da fluktuacija mjerene radijativne sile oko vrijednosti 0 nije značajna dok je za konfiguraciju 1 izmjeren pomak centra mase $\Delta x = (0.56 \pm 0.05) \text{ mm}$ što je precijenjena vrijednost u odnosu na teorijski očekivanu prema modelu $F_r = \frac{\Delta p_n + \Delta p_{n+1}}{\Delta t_{n,n+1}}$. Teorijski očekivana radijativna sila u pojedinim konfiguracijama prema

modelu opisanom na slici 6. za slučaj jednog niza fs pulseva daje iznos sile $F_r = \frac{\Delta p_n + \Delta p_{n+1}}{2T_R}$ gdje je $f_R = \frac{1}{T_R} = 80 \text{ MHz}$, a $\Delta \rho_{n,22} = 0.0144$ što daje $F_r = 9 \cdot 10^{-23} \text{ N}$. U konfiguraciji 2, n -ti puls koji nalijeće na atom iz pozitivnog x smjera prenosi impuls $\propto \hbar k$ dok puls iz negativnog x smjera prenosi impuls $\propto -\hbar k$ što za $\Delta \rho_{n,22} \approx \Delta \rho_{n+1,22}$ daje $\Delta p_n \approx -\Delta p_{n+1}$ odnosno $F_r \approx 0$ što je i izmjereno u eksperimentu. S druge strane, u retrorefleksivnoj konfiguraciji uslijed *pump-dump* dinamike prema kojoj za n -ti puls iz pozitivnog x smjera vrijedi $\Delta \rho_{n,22} > 0$ zbog $\propto \hbar k$ dok za $n+1$ puls iz negativnog x smjera vrijedi $\Delta \rho_{n,22} < 0$ zbog $\propto -\hbar k$ što rezultira sa $\Delta p_n \approx \Delta p_{n+1}$ odnosno $F_r \approx 2 \frac{\Delta p_n}{T_R} = 2.1 \times 10^{-23} \text{ N}$ jer više nije riječ o spontanoj već stimuliranoj emisiji što nije izmjereno u eksperimentu [1]. Ono što je ovaj eksperiment pokazao jest da interakcija niza fs pulseva sa oblakom hladnih rubidijevih atoma u različitim konfiguracijama daje očekivane ishode po pitanju naseljenosti pobuđenog stanja ρ_{22} što je ustanovljeno mjerenjem LIF-a na 795 nm i time je potvrđeno da je unutarnja dinamika atomskog sustava dobro opisana optičkim Blochovim jednadžbama. S druge strane, mjerenje radijativne sile koju inducira frekventni češalj pobudom D1 rezonantnog prijelaza metodom pomaka centra mase oblaka preko LIF-a na 795 nm pokazuje slaganje sa teorijskim modelom za konfiguracije 1 i 2 no ne i za konfiguraciju 3. Ovaj rezultat implicira postojanje kompleksne veze između unutarnje dinamike atomskog sustava koji zahtijeva kvantnomehanički pristup i klasično opisanog gibanja centra mase oblaka u retrorefleksivnoj konfiguraciji gdje stimulirana emisija dominira nad spontanom emisijom. Moguće objašnjenje ovog odstupanja leži u kvantnomehaničkoj isprepletenosti (*entanglement*) unutarnje dinamike pobuđenja i klasičnog gibanja centra mase oblaka budući da je vrijeme spontane emisije ^{87}Rb gotovo trostruko veće od vremenskog intervala između dva susjedna pulsa (za D1 prijelaz na 795 nm $T = 27.6 \text{ ns} > \tau = 10 \text{ ns}$), a sama interakcija traje oko 100 fs . To pokazuje da atom ima memoriju prethodnog pobuđenja što i rezultira faznom koherencijom atoma već nakon 10 pulseva. Matematički rečeno, nije svejedno u kojem trenutku se dogodio prijenos informacije o pobuđenju u makroskopsku domenu tj. očekivana vrijednost prijenosa impulsa fotona na atom nakon više od jednog pulsa nije nužno suma m takvih impulsa $\Delta p_n + \Delta p_{n+1} + \dots + \Delta p_{n+m-1}$ već je potreban kvantnomehanički opis gibanja centra mase uz pomoć Ehrenfestovog teorema [1]. To otvara vrata za daljnje teorijsko i eksperimentalno istraživanje utjecaja frekventnog češlja na oblak hladnih atoma.



Slika 13. Raspodjela intenziteta fluorescencije (lijevo) i vremenska evolucija centra mase oblaka hladnih atoma ^{87}Rb (desno) za slučajeve a) bez fs pobude (plavi trokutići), b) pobuda jednim nizom fs pulseva (crni kružići) i c) pobuda u retrorefleksivnoj konfiguraciji (crveni kružići). Zelena crtkana linija lijevo pokazuje položaj centra mase oblaka, a crno crtkana linija desno pokazuje očekivani položaj centra mase u slučaju c).

5 Zaključak

Cilj ovog eksperimenta bio je ispitati interakciju niza fs pulseva u 3 različite konfiguracije sa oblakom hladnih ^{87}Rb atoma postavljenih u

magneto-optičkoj stupici te kvantitativno procijeniti iznos FC inducirane radijativne sile i usporediti je sa slučajem cw lasera. Laserski inducirana fluorescencija korištena je kao metoda određivanja naseljenosti pojedinih nivoa atomskog sustava ^{87}Rb te je pokazano slaganje sa teorijskim modelom temeljenom na optičkim Blochovim jednadžbama. Teorijski model radijativne sile koji je povezao klasični pomak centra mase i razlike u naseljenosti pobuđenog $5^2P_{1/2}$ stanja pokazao se valjanim u konfiguracijama jednog niza fs pulseva i dva niza suprotno propagirajućih fs pulseva koji su u fazi. Odstupanje eksperimenta od teorije opaženo je u retrorefleksivnoj konfiguraciji jer je teorijski očekivana sila 4 puta manja nego u konfiguraciji 1 no opaženo je odsustvo sile. Rezultati ovog eksperimenta otvaraju nova poglavlja o kompleksnosti veze unutarnje dinamike atomskog sustava i makroskopskog klasičnog gibanja centra mase odnosno *entanglement-a* te zahtijevaju detaljniju obradu kako teorijsku tako i eksperimentalnu. Primjena rezultata kvantitativne procjene radijativne sile inducirane optičkim frekventnim češljom ide u smjeru manipulacije neutralnim hladnim atomima što uključuje istraživanje kemijskih reakcija na niskim temperaturama te mogućnost istovremenog hlađenja više atomskih sustava pomoću samo jednog laserskog sistema koji generira fs frekventni češalj. Također potencijalne primjene mogu biti u eksperimentima u kojima su raspršeni fotoni nepoželjni te u nedestruktivnom slikanju Bose-Einsteinovog kondenzata kao i razvoju blisko rezonantnih dipolnih zamki.

Literatura

- [1] G.Kregar, N. Šantić, D. Aumiler, H. Buljan, T. Ban, „Frequency-comb induced radiative force on cold rubidium atoms”, *Phys. Rev. A* 89, 053421 2014.
- [2] G. Kregar, „Utjecaj vanjskog koherentnog zračenja na rubidijeve atome u magneto-optičkoj stupici”, disertacija, UNIZG, PMF, 2014.
- [3] D. Aumiler, T. Ban, „Simultaneous laser cooling of multiple atomic species using an optical frequency comb”, *Phys. Rev. A* 85, 063412 2012.
- [4] D. Aumiler, „Rezonantna interakcija atoma i molekula s femtosekundnim laserskim frekventnim češljem”, disertacija, UNIZG, PMF. 2006.