

Hlađenje atoma frekventnim češljem

Danijel Buhin

Institut za fiziku, Bijenička c. 46, 10000 Zagreb, Hrvatska

(Datum: 18. rujna 2018.)

I. UVOD

Usprkos velikom napretku laserskog hlađenja atoma, ono je i dalje ograničeno na vrlo malu skupinu atoma zbog nedostupnosti laserskih izvora, što nam onemogućuje hlađenje atoma s prijelazima u ultraljubičastom dijelu spektra, npr. ugljik, kisik i vodik. Kako bismo premostili te nedostatke, predložen je frekventni češalj kao laserski izvor. Vrlo visoke vršne snage koje se postižu u pulsним laserskim izvorima potrebne su za efikasno korištenje nelinearnih efekata radi postizanja valnih duljina trenutno nedostupnih laserskim izvorima kontinuiranog zračenja. Također, frekventni češalj predložen je kao laserski izvor za hlađenje atoma s kompleksnom energijskom strukturom. Linije frekventnog češlja ekvidistantne, kao i vibracijski spektar molekula, frekventni češalj mogao bi se koristiti kao izvor za hlađenje molekula. Nadalje, vibracijski spektar molekula nalazi se u srednje infracrvenom spektru, gdje ne postoje efikasni laseri kontinuiranog zračenja. Mnoga istraživanja povezana s laserskim hlađenjem i ultrahladnim kvantnim plinovima temelje se na kombinaciji dviju atomskih vrsta. Upravo zbog bogatstva spektra frekventnog češlja, on bi se također mogao koristiti za istovremeno hlađenje više atomskih vrsta te istovremeno kao laser za naseljavanje koji je potreban u eksperimentima s hladnim atomima. U seminaru ćemo govoriti o općim svojstvima frekventnog češlja, opisat ćemo najčešće izvore frekventnog češlja te metode stabilizacije spektra. U poglavlju V ukratko ćemo opisati tehniku hlađenja te zarobljavanja atoma u magneto-optičkoj stupici, da bismo u poglavlju VI opisali hlađenje atoma s frekventnim češljem. Konačno, u poglavljima VII i VIII opisat ćemo mjerenja temperature frekventnim češljem za slučajeve dvofotonske i jednofotonske pobude.

II. FREKVENTNI ČEŠALJ

Frekventni češalj je spektar koji se sastoji od niza ekvidistantnih frekventnih komponenti. Takav spektar povezan je s nizom laserskih pulseva s fiksnim vremenom repeticije koji se stvaraju metodom sprežavanja modova. Postizanjem konstantnog faznog odnosa između mnogo longitudinalnih modova u laserskom rezonatoru u jednoj točki prostora, modovi konstruktivno interferi-

raju te nastaje snažan i vrlo kratak puls svjetlosti. Zbog toga je potreban aktivni medij s vrlo širokim emisijskim spektrom.

Na slici 1(a) prikazana je vremenska domena električnog polja niza laserskih pulseva, a označen je vremenski razmak između dva uzastopna pulsa T_R kojeg zovemo vrijeme repetitije, dok je Φ_R fazni pomak dva uzastopna pulsa. Fazni pomak posljedica je razlike brzine gibanja envelope pulsa te vala nosioca u disperzivnom mediju indeksa loma $n(\omega)$ u laserskom rezonatoru. U takvom mediju val nosioc propagira se faznom brzinom, dok se envelope električnog polja propagira grupnom brzinom. Samo električno polje pulseva opisujemo izrazom [1]:

$$E(z, t) = \left[\sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon(t - z/c - nT_R) e^{in\Phi_R} \right] e^{i(\omega_L t - kz)}, \quad (1)$$

gdje su ε envelope električnog polja pulsa, c brzina svjetlosti, k valni vektor, a ω_L centralna frekvencija lasera. Za ultrakratke laserske pulseve pretpostavlja se da su sve frekvencije koje su sadržane u pulsu savršeno preklapljene. Takav puls naziva se puls bez cvrkuta (eng. chirp-free) ili Fourier ograničeni puls (eng. Fourier limited), a za njih vrijedi da je duljina pulsa definirana samo širinom frekventnog češlja.

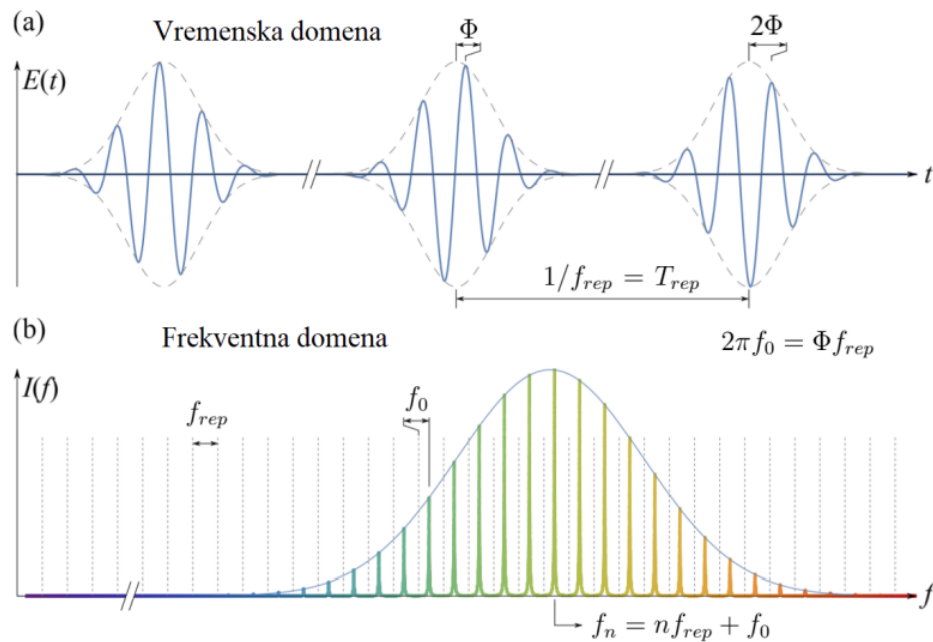
Fourierovim transformatom danog električnog polja (1) dobiva se struktura frekventnog češlja u frekventnoj domeni prikazana na slici 1(b). Spektar frekventnog češlja opisuje se izrazom:

$$f_n = n f_R + f_0, \quad (2)$$

gdje je $f_R = 1/T_R$ frekvencija repetitije, dok je $f_0 = \Phi_R/2\pi T_R$ frekvencija pomaka. Frekvencija repetitije i frekvencija pomaka nalaze se u radio-frekventnom području, dok je frekvencija n -te frekventne linije češlja dana u THz području. Te frekvencije povezuje redni broj spektralne linije koji se nalazi u rasponu $10^5 - 10^7$. Frekvencija repetitije zadana je duljinom optičnog rezonatora lasera sa spregnutim modovima. Tipične vrijednosti duljine rezonatora nalaze se između 1 cm do 10 m, što odgovara rasponu frekvencije repetitije od 10 MHz do 10 GHz.

III. IZVORI FREKVENTNOG ČEŠLJA

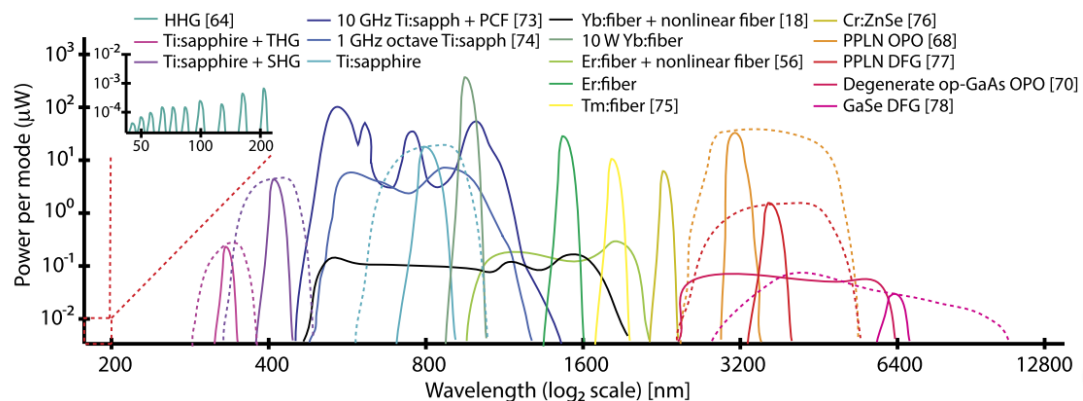
Postoji nekoliko kategorija generacije frekventnog češlja iz laserskog izvora. Najpoznatija kategorija generacije frekventnog češlja je pomoću sprezanja modova. Takvi laseri emitiraju niz ultrakratkih pulseva, a kontrolom i stabilizacijom stvara se frekventni češalj. Najpoznatiji laserski mediji pomoću kojih se generira frekventni češalj su: Ti^{3+} : sapphire, Yb^{3+} : fiber,



Slika 1. (a) Vremenska domena - Električno polje niza ultrakratkih pulseva. Prikazana je envelope pulsa te val nosilac. Označeno je vrijeme između dva pulsa, tj. vrijeme repeticije te fazni pomak između envelope pulsa i vala nosioca. (b) Frekventna domena - Fourierov transformat električnog polja koji stvara niz ekvidistantnih frekventnih linija tj. frekventni češalj. Označena je frekvencija repeticije te frekvencija pomaka. Preuzeto iz [2]

Er^{3+} : fiber, Tm^{3+} : fiber i Cr^{2+} : ZnSe [3]. Mehanizmi za postizanje faznog sprezanja lasera dijele se u aktivne i pasivne. Aktivno sprezanje modova postiže se prisilnim nametanjem fazne razlike između modova rezonatora. Unutar optičkog rezonatora stavlja se ili elektro-optički modulator ili akusto-optički modulator pogonske frekvencije f_{rep} što uzrokuje stvaranje bočnih frekventnih komponenti (eng. sidebands) točno na mjestu susjednog moda, što potiče kaskadnu generaciju laserskih modova s konstantnim faznim odnosom. Pasivno sprezanje modova postiže se modificiranjem vremenskog odziva optičkog rezonatora tako da se potiče stvaranje pulseva u odnosu na kontinuirano lasersko zračenje. Ukoliko unutar optičkog rezonatora lasera stavimo apsorptivni medij kojem koeficijent apsorpcije ovisi o intenzitetu kao $I \propto (1 + I/I_s)^{-1}$, on reducira snagu vodećeg ruba pulsa relativno u odnosu na vrh pulsa. Vrijeme života vala nosioca najčešćih saturabilnih apsorbera ima opseg od pikosekunda do nanosekunda, što limitira trajenje pulseva. Druga vrsta pasivnog sprezanja modova je pomoću Kerrovog efekta. To je efekt u kojem indeks loma medija ovisi o intenzitetu laserskog zračenja kao $I \approx n_0 + n_2 I$ [4]. U laserima kao što je Ti:sapphire Kerrov efekt stvara nelinearnu fazu koja se ponaša kao dinamička leća koja

se koristi kao efektivni saturabilni apsorbirer za fazno sprezanje modova. Kako je Kerrov efekt trenutačan, duljina pulseva je limitirana jedino disperzijama optičkog rezonatora i širine emisije (eng. bandwidth) gain medija. Laserski pulsevi generirani pomoću faznog sprezanja s Kerrovim efektom su najkraći mogući jer nastaju direktnom generacijom iz gain medija [3]. Konačno, u laserima tipa Yb: fiber ili Er: fiber, Kerr efekt stvara nelinearnu rotaciju eliptično polarizirane svjetlosti. U rezonatoru se nalaze polarizacijsko selektivni elementi (kao što su $\lambda/2$ i $\lambda/4$ pločice) koji povećavaju transmisiju pulsne svjetlosti unutar rezonatora. Laseri s faznim sprezanjem imaju vrlo visoko vršno električno polje. To nam omogućuje efikasno korištenje nelinearnih efekata kako bi se pomaknuo ili raširio spektar lasera. Time možemo generirati lasersku svjetlost u području u kojem ne postoje laseri kontinuiranog zračenja, kao što je duboko ultraljubičasto područje (< 100 nm) ili srednje infracrveno spektralno područje ($2 - 20 \mu\text{m}$). Frekventni češljevi također mogu pokrivati do nekoliko oktava koristeći nelinearne efekte, što ih čini vrlo korisnim izvorom u spektroskopskim metodama. Na slici 2 prikazan je pregled najčešćih izvora frekventnog češlja s prikazanim snagama i spektralim područjem lasera.

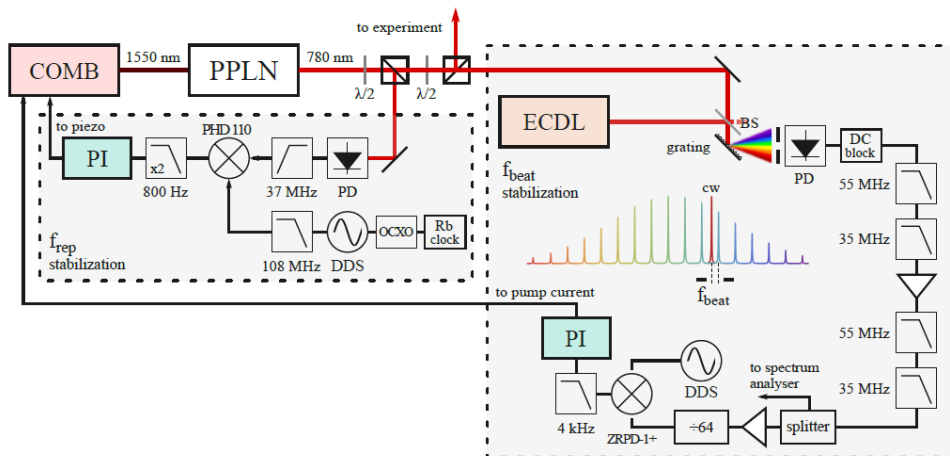


Slika 2. Pregled najčešćih izvora frekventnog češlja. Crtkane linije prikazuju spektar na koji se laseri mogu ugoditi. HHG - generacija visokih harmonika, THG - generacija trećeg harmonika, SHG - generacija drugog harmonika, PCF - fotoničko kristalno optičko vlakno, PPLN - periodično polarizirani litijev niobat, OPO - optički parametarski oscilator, DFG - generacija razlike frekvencija, op-GaAs - orijentacijski usmjeren uzorak (eng. orientation-patterned) galijev arsenid, GaSe - galijev selenid. Preuzeto iz [3].

IV. STABILIZACIJA SPEKTRA FREKVENTNOG ČEŠLJA

Kontrolom frekvencije repeticije i frekventncije pomaka, frekventni češalj postaje jako precizan alat u spektroskopskim metodama atomske i molekulske fizike. Kontrola, odnosno stabiliza-

cija spektra frekvenog češlja sastoji se od stabilizacije frekvencije repeticije i frekvencije pomaka. Frekvencija repeticije određuje se pomoću brze fotodiode, dok se za mjerenje frekvencije pomaka koristi tzv. metoda f - $2f$ interferometrije [5]. U f - $2f$ interferometriji pomoću visoko nelinearnog ili fotoničkog optičkog vlakna stvori se spektar koji se proteže čitavu oktavu. Dio spektra s visokom valnom duljinom prolazi kroz kristal za generiranje drugog harmonika te se sa dijelom spektra niske valne duljine pomoću metodode heterodine spektroskopije dobiva frekvencija pomaka. Uz pomoć izmjerenih frekvencija te dodatnom elektronikom stvara se negativna povratna veza te se stabiliziraju te frekvencije, čime se stabilizira i čitav spektar frekventnog češlja. Ukoliko je nemoguće generirati spektar koji se proteže čitavu oktavu, potrebno je koristiti alternativne metode. Jedna metoda predstavljena je detaljno u radu [2] te ćemo je ukratko predstaviti. Mjerenje frekvencije repeticije se provodi slično kao i u prethodnoj metodi. U ovoj metodi umjesto frekvencije pomaka stabiliziramo frekvenciju n -te linije frekventnog češlja. Metodom heterodinih udara između frekventnog češlja i lasera kontinuirane emisije (eng. continuous laser, CW) te niza pojačala i pažljivo biranih nisko-propusnih filtera dobivamo signal koji koristimo za generaciju tzv. error signala te negativnom povratnom vezom stabiliziramo spektar frekventnog češlja. CW laser je prethodno stabiliziran tehnikom polarizacijske spektroskopije [6] kojoj je prednost što ne zahtjeva dodatnu modulaciju laserske frekvencije, čime se efektivno sužuje postignuta širina linije. Eksperimentalni postav potreban za stabilizaciju frekventnog češlja prikazan je na slici 3.



Slika 3. Eksperimentalni postav za stabilizaciju spektra frekventnog češlja. Gornji i donji dio slike prikazuju postave za stabilizaciju frekvencije repeticije i frekvencije n -te linije frekventnog češlja. Slika je preuzeta iz rada [2] u kojem se nalazi detaljniji opis postava.

V. LASERSKO HLAĐENJE ATOMA

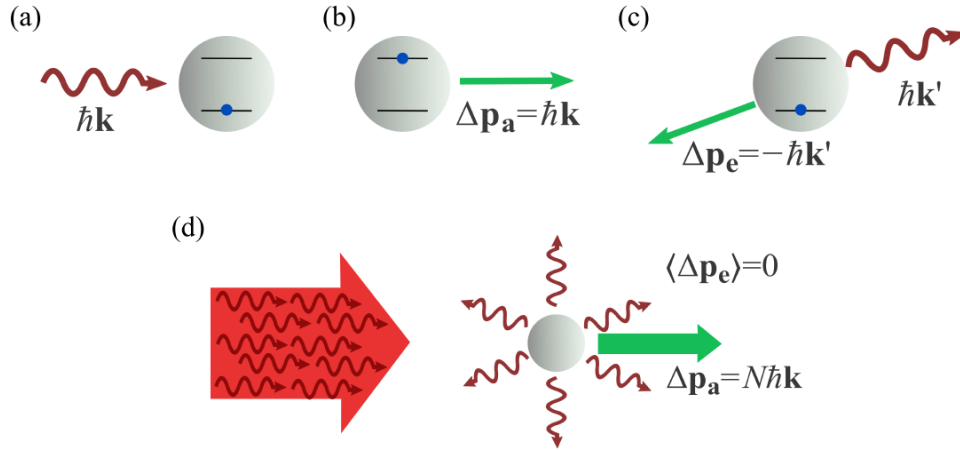
Lasersko hlađenje atoma je tehnika kojom se atomi hlade na vrlo niske temperature, tipično između nekoliko μK do mK , ovisno o vrsti atoma. Do sada je ohlađeno nekoliko atomskih vrsta, s jednostavnom energijskom strukturom. Standardno lasersko hlađenje realizira se laserima kontinuiranog zračenja pa nisu prikladni za hlađenje atoma s kompleksnom energijskom strukturom jer bi bio potreban veliki broj lasera kojim bi se pobuđivale određene energijske razine. Drugu prepreku predstavlja nepostojanje laserskog izvora u UV spektru. Neki atomi koji imaju prijelaze u UV spektru su vodik, kisik, dušik i ugljik, a upravo za te atomske vrste postoji veliki interes za njihovo hlađenje, čime bi se mogla provoditi nova fundamentalna istraživanja, te istraživanja kemijskih reakcija s najčešćim atomima u organskoj kemiji.

Princip laserskog hlađenja atoma počiva na procesima apsorpcije i spontane emisije. Atom koji miruje te je u osnovnom stanju prvo apsorbira rezonantni foton koji ga pobuđuje. U tom procesu količina gibanja je očuvana pa atom primi količinu gibanja koju je nosio foton, a iznosi $\hbar\mathbf{k}$, gdje je \mathbf{k} valni vektor fotona. Nakon određenog vremena pobuđeni atom spontano emitira foton u nasumičnom smjeru te se vraća u osnovno stanje. Nakon mnogo takvih ciklusa apsorpcije i spontane emisije, ukupna promjena količine gibanja atoma iznosi $N\hbar\mathbf{k}$, gdje je N broj apsorbiranih fotona. Promjena količine gibanja koju atom primi uslijed procesa spontane emisije jednak je 0, jer emitirani fotoni imaju nasumičan smjer. Procesi apsorpcije i spontane emisije prikazani su na slici 4. Promjena količine gibanja atoma uslijed interakcije s rezonantnim fotonom naziva se sila zračenja (eng. radiation pressure force). Ukoliko se atom giba nekom brzinom, zbog Dopplerovog efekta vidi pomaknutu frekvenciju fotona. Ako frekvenciju fotona pomaknemo u crveno u odnosu na rezonantni prijelaz, atomi koji se gibaju u smjeru suprotnom od gibanja fotona vide frekvenciju fotona rezonantnom te ih apsorbiraju.

U 1D slučaju hlađenja atoma, postoje dvije laserske zrake koje stvaraju silu na atome te iznosi [8]

$$F_{\pm} = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + [2(\delta - \mp kv)/\Gamma]^2}, \quad (3)$$

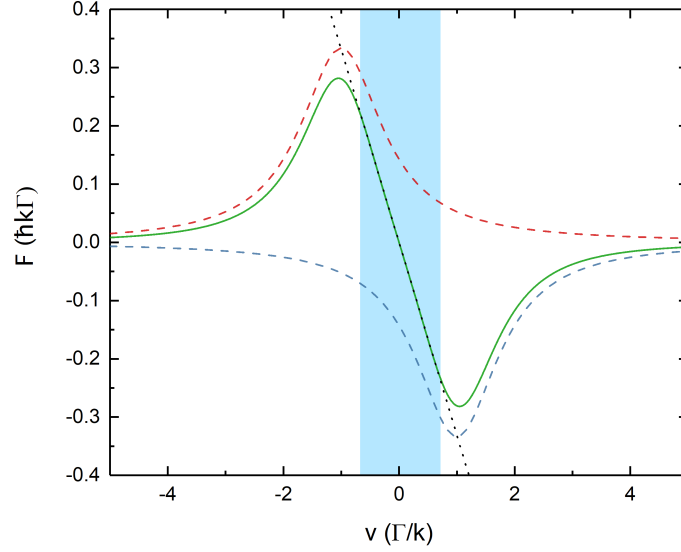
gdje su Γ širina linije atomskog prijelaza, s_0 parameter saturacije, a $\delta = \omega_L - \omega_0$ je frekventni pomak od rezonante frekvencije (eng. detuning). ω_L je frekvencija laserskog zračenja, a ω_0 je frekvencija rezonantnog prijelaza atoma. Zbrojem sila u oba smjera dobiva se sila optičke molase (slika 5) koja je u području malih brzina atoma proporcionalna brzini: $F_{OM} \approx -\beta v$ ($\beta = -8\hbar k^2 \delta s_0 / \Gamma(1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)$). U slučaju negativne frekvencija pomaka, sila djeluje u



Slika 4. Princip hlađenja atoma procesima apsorpcije i spontane emisije. (a) Atom koji miruje apsorbira foton, (b) foton pobuđuje atom te mu prenosi količinu gibanja, (c) nakon određenog vremena atom spontano emitira foton u nasumičnom smjeru, (d) nakon mnogo ciklusa ukupna količina gibanja koju atom primi je u smjeru propagacije laserske zrake. Preuzeto iz [7].

smjeru suprotnom od propagacije atoma, tj. disperzivnog je karaktera.

Kombinacijom 3 para suprotno propagirajućih laserskih zraka procesima apsorpcije i spontane emisije smanjujemo brzinu atomu te ga tako hladimo. Ohlađeni atomi još uvijek imaju količinu gibanja te mogu izaći izvan područja djelovanja laserske zrake. Zbog toga ih je potrebno zarobiti kako bismo mogli provoditi buduća mjerenja. Osim zarobljavanja atoma, oblaku na takav način povećavamo gustoću. Kako bismo zarobili atome koristimo magneto-optičku stupicu (eng. magneto-optical trap, MOT), tj. kombinaciju optičke molase s kružno polariziranim laserskim zrakama i gradijenta magnetskog polja. Gradijent magnetskog polja stvaramo parom zavojnica u anti-Helmholtzovoj konfiguraciji pa je gradijent magnetskog polja konstantan. U prisustvu magnetskog polja dolazi do Zeemanovog efekta. Energijske podrazine pobuđenog stanja bez djelovanja magnetskog polja su degenerirane. Uključivanjem magnetskog polja uklanjanje se degeneracija energija, a zbog prostorno ovisnog magnetskog polja energije podrazina ovise o položaju. Ukoliko zraka polarizacije σ_+ dolazi s lijeve strane, a zraka polarizacije σ_- s desne, zbog izbornih pravila za kružno polarizirano lasersko zračenje te Zeemanovog efekta atom koji se nalazi s desne strane od centra stupice preferencijalno apsorbira σ_- zraku. Analogno se događa s atomom koji se nalazi s lijeve strane u odnosu na centar stupice. Time atomi osjećaju prostorno ovisnu silu koja ih gura prema centru stupice te ostaju zarobljeni. Ukupna sila koju osjećaju atomi u magneto-optičkoj stupici je sila gušenog harmoničkog oscilatora koja im smanjuje brzinu i gura ih prema centru stupice.



Slika 5. Ovisnost sile zračenja o brzini atoma ($s_0 = 2$, $\delta = -\Gamma$). Crvenom crtkanom linijom prikazana je sila koju stvara laserska zraka sa smjerom probagacije prema $z > 0$, dok je plavom crtkanom linijom prikazana sila koju stvara laserska zraka sa smjerom propagacije prema $z < 0$. Plavom linijom prikazan je zbroj sila koje stvaraju laserske zrake.

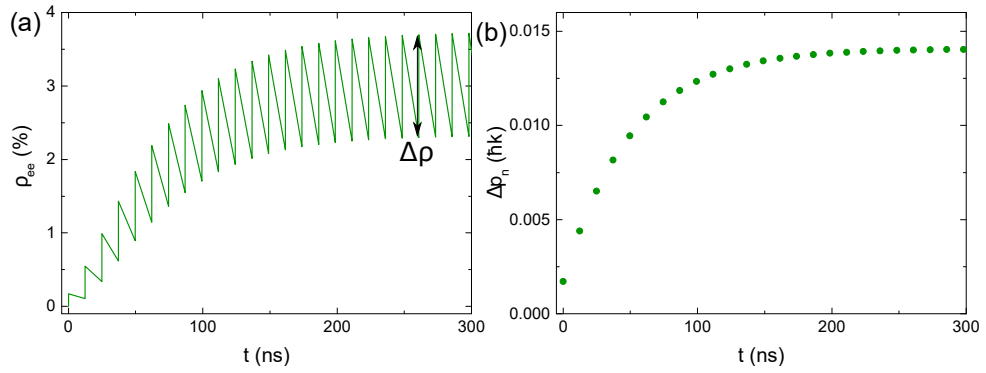
VI. HLAĐENJE ATOMA FREKVENTNIM ČEŠLJEM

Prvi rad u kojem je predloženo lasersko hlađenje frekventnim češljem baziran je na dvofotonskoj pobudi atoma [9]. Kod dvofotonske pobude koristi se gotovo čitav spektar frekventnog češlja jer se kombinacijom različitih modova dobiva jednaki zbroj frekvencija, npr. $2f_n = f_{n-1} + f_{n+1} = f_{n-2} + f_{n+2} = \dots$ Dakle, postoji vrlo velik broj kombinacija kojima se postiže jednak zbroj frekvencija, no vjerojatnost dvofotonskog prijelaza je puno manja od pobude s jednim fotonom. U kasnijim radovima razvijena je Dopplerova teorija za hlađenje atoma frekventnim češljem, u konfiguraciji s jednom zrakom [10] i u konfiguraciji s dvije suprotno propagirajuće zrake [1]. U tim radovima pokazano je da se jedna linija frekventnog češlja može promatrati kao jedan laser kontinuiranog zračenja, tj. da je frekventni češalj zapravo niz fazno-koherentnih lasera kontinuiranog zračenja. Time je pokazano da se korištenjem frekventnog češlja može simultano hladiti više atomskih vrsta, te je nekoliko konfiguracija prikazano u radu [1]. U razvijenoj Dopplerovoj teoriji za hlađenje s frekventnim češljem, glavna pretpostavka jest da je vrijeme trajanja pulsa puno kraće od perioda repeticije pulseva i vremena relaksacije pobuđenog stanja atoma. U tom slučaju dolazi do trenutnog odziva atoma na pobudu frekvent-

nog češlja. Za atom s dva nivoa promjena količine gibanja atoma uslijed djelovanja n-tog pulsa dana je razlikom populacije pobuđenog stanja neposredno nakon i prije interakcije s pulsom [1, 10]:

$$\Delta p = [(\rho_{ee}^{(after)})_n - (\rho_{ee}^{(before)})_n] \hbar k, \quad (4)$$

gdje su $(\rho_{ee}^{(after)})_n$ i $(\rho_{ee}^{(before)})_n$ populacije pobuđenog stanja neposredno nakon i prije pobude n-tim pulsom frekventnog češlja. Na slici 6 prikazana je vremenska evolucija populacije pobuđenog stanja i promjena količine gibanje uslijed interakcije s pulsevima frekventnog češlja.



Slika 6. (a) Vremenska evolucija populacije pobuđenog stanja uslijed interakcije s pulsevima frekventnog češlja. (b) Promjena količine gibanja atoma uslijed interakcije s pulsevima frekventnog češlja. Preuzeto iz [11].

Kao što se i vidi sa slike 6, nakon nekog vremena sustav dolazi do stacionarnog stanja u kojem vrijedi $\rho_{ee}(t) = \rho_{ee}(t + nT_R)$ te je populacija neovisna o rednom broju pulsa. Promjena impulsa uslijed spontane emisije atoma iščezava, jednako kao i u slučaju hlađenja atoma s laserom kontinuiranog zračenja. Interakcija atoma s pulsevima frekventnog češlja rezultira silom zračenja na atome u smjeru propagacije laserske zrake. Sila kojom zraka djeluje na atome dana je izrazom [10]:

$$F = \frac{\Delta p}{T_R}. \quad (5)$$

U slučaju interakcije s dvije suprotno-propagirajuće laserske zrake dolazi do hlađenja atoma do Dopplerove temperature, kao što je prikazano u radu [1]. Izraz za Dopplerovu temperaturu hlađenja s frekventnim češljem glasi [1]:

$$T = \frac{\hbar}{2k_B} \frac{T_R}{|\beta|} \left[\left(\frac{\beta}{T_R} \right)^2 + \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2 \right], \quad (6)$$

gdje su $\beta = \delta T_R + \Phi_R$, T_R je period repeticije pulseva, Φ_R je fazni pomak između dva uzastopna pulsa, a $\gamma = \Gamma \sqrt{1 + 2\theta^2 / (\Gamma T_R)^2}$. Površina pulsa [12]:

$$\theta = \frac{2\mu_{12}}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon(t) dt, \quad (7)$$

je generalizacija Rabijeve frekvencije za pulsne laserske izvore, gdje je μ_{12} dipolni moment atomskog prijelaza. Za frekventni pomak $\delta = -\Gamma/2$, iz izraza 6 dobivamo minimalnu temperaturu koja iznosi: $T_D = \hbar\Gamma / (2k_B)$ što je jednako Dopplerovoj temperaturu za lasere s kontinuiranim zračenjem.

VII. HLAĐENJE ATOMA DVOFOTONSKOM POBUĐOM FREKVENTNIM ČEŠLJEM

U radu [13] predstavljeno je Doppler hlađenje atoma dvofotonskom pobudom s frekventnim češljem. Na slici 7(a) predstavljene su opcije kombinacija linija frekventnog češlja koje daju jednak zbroj frekvencija potreban za dvofotonski prijelaz. U tom slučaju definira se tzv. "dvofotonski frekventni češalj" kojem se frekvencija n -te linije može opisati izrazom [13]

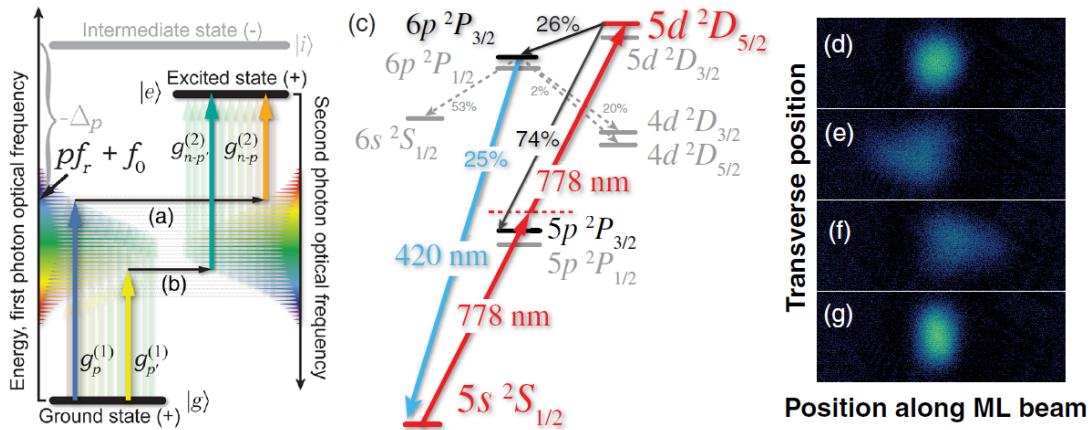
$$f_n = n f_R + 2 f_0, \quad (8)$$

gdje su f_R i f_0 standardne frekvencija repeticije i frekvencija pomaka. Izvedena je formula za Dopplerovu temperaturu za hlađenje s dvofotonskim frekventnim češljem te glasi:

$$T_D = \frac{3}{4} \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (9)$$

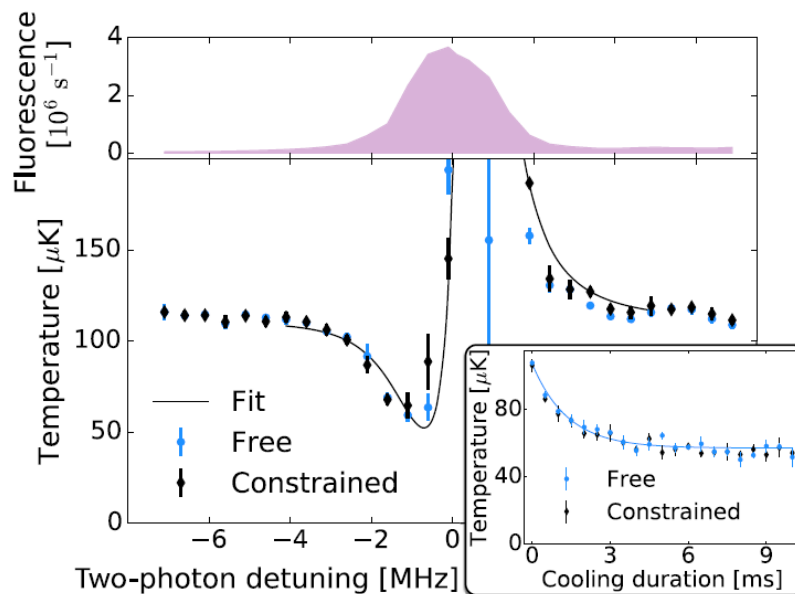
gdje je Γ širina linije pobuđenog stanja. Za prijelaz $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ u atomu ^{85}Rb ona iznosi $12 \mu\text{K}$. Hlađenje u radu napravljeno je za 1D geometriju laserskih zraka, no difuzija je prisutna u 3D prostoru. Za takav sustav Dopplerova temperatura iznosi $31 \mu\text{K}$ [13].

U eksperimentu najprije pripreme uzorak s oko 10^7 atoma temperature oko $110 \mu\text{K}$. U trenutku kada se ugase zrake za hlađenje, upale se zrake frekventnog češlja te lasera na naseljavanje. Frekventni češalj generiran je pomoću Ti:sapphire lasera centralne valne duljine 778 nm , te frekvencijom repeticije 81.14 MHz . Snaga svake zrake frekventnog češlja iznosi $(500 \pm 50) \text{ mW}$, promjer im je $(1.1 \pm 0.1) \text{ mm}$ te su linearno polarizirane. Nakon interakcije s frekventnim češljem atomi slobodno ekspaniraju te se oblak slika apsorpcijskom tehnikom. Za hlađenje oblaka s frekventnim češljem u trajanju od 4 ms , dobiveno je Dopplerovo hlađenje te ovisnost o dvofotonskom frekventnom pomaku, slika 8. Tehnikom mjerenja vremena proleta (eng. Time



Slika 7. (a) Kombinacije zbroja frekvencija određenih linija frekventnog češlja potrebne za odgovarajući dvofotonski prijelaz. (b) Efektivni "dvofotonski" frekventni češalj. (c) Energijska struktura atoma ^{85}Rb za hlađenje s dvofotonskom pobudom. (d) Slika početnog prethlađenog oblaka u MOT-u, (e) sila s desna te (f) sila s lijeva pomoću dvofotonskog frekventnog češlja, (g) sila u oba smjera, gdje je frekventni pomak crveno od rezonancije. Preuzeto iz [13].

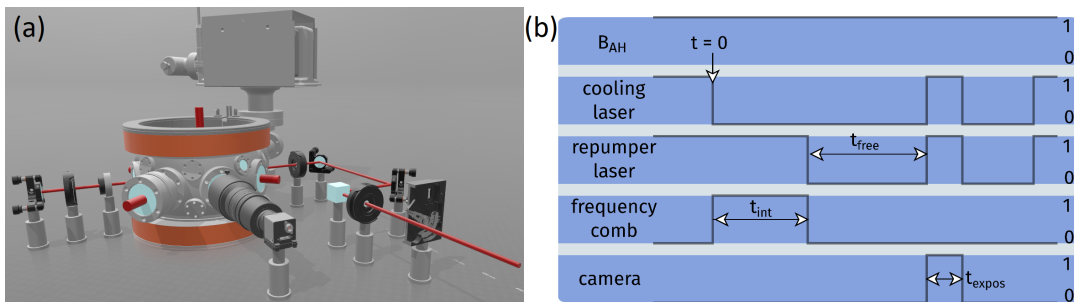
of flight, TOF) iz dobivenih prostornih distribucija izračunata je temperatura oblaka nakon interakcije. Najniža izmjerena temperatura iznosi $(57 \pm 2) \mu\text{K}$. U eksperimentu je uočeno kako najniža temperatura jako ovisi o optičkom putu laserskih zraka frekventnog češlja te je ona nešto viša od teorijski očekivane temperature.



Slika 8. Fluorescencija i temperatura u ovisnosti o dvofotonskom frekventnom pomaku. Puna linija predstavlja simulaciju napravljenu pomoću Monte Carlo tehnike. Preuzeto iz [13].

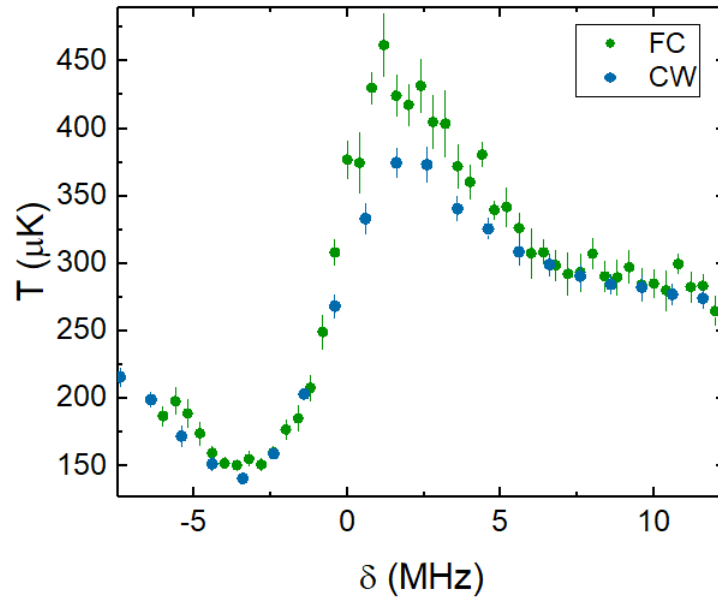
VIII. HLAĐENJE ATOMA JEDNOFOTONSKOM POBUDOM FREKVENTNIM ČEŠLJEM

Kako je pokazano u teorijskom radu [1], jedna linija frekventnog češlja može se smatrati jedanim laser kontinuiranog zračenja. U tom slučaju koristi se isti atomski prijelazi kao i kod hlađenja atoma u magneto-optičkoj stupici. Za atom ^{87}Rb to je prijelaz $5^2\text{S}_{1/2}$ ($F=2$) \rightarrow $5^2\text{P}_{3/2}$ ($F'=3$). Očekivana Dopplerova temperatura za atom ^{87}Rb iznosi $146 \mu\text{K}$. Frekventni češalj korišten u eksperimentu je Er:fiber centralne valne duljine 1560 nm te frekvencije repeticije 80.5 MHz . Korištena je jedinica za generaciju drugog harmonika kako bi se dobio frekventni češalj s centralnom frekvencijom oko 780 nm . Početni oblak generiran je pomoću standardne magneto-optičke stupice s 3 para ortogonalnih zraka. U oblaku se nalazi oko 10^7 atoma temperature oko $250 \mu\text{K}$. U eksperimentu je korištena 1D geometrija sa suprotno propagirajućim zrakama frekventnog češlja s kružnih polarizacija. Početna zraka je retro-reflektirana nakon prolaska kroz hladni oblak kako bi se postigli veći intenziteti koji iznose do $5 \cdot 10^{-3} \text{ mW/cm}^2$, što je intenzitet jedne linije frekventnog češlja koja interagira s atomima. Eksperimentalni postav prikazan je na slici 9(a). U trenutku gašenja zrake za hlađenje upale se zrake frekventnog češlja za zadano vrijeme interakcije. Sustav dolazi u stacionarno stanje nakon 3 ms . Temperatura se izračuna pomoću tehnike mjerenja vremena proleta s fluorescentnom tehnikom slikanja oblaka.



Slika 9. Eksperimentalni postav za hlađenje atoma u 1D geometriji. Debelim crvenim zrakama prikazane su zrake za generaciju hladnog oblaka atoma, dok je tanjom zrakom prikazan optički put zrake frekventnog češlja. (b) Protokol mjerenja hlađenja atoma s frekventnim češljem.

Za početni oblak temperature oko $160 \mu\text{K}$ napravljena je uspoređena su temperatura u ovisnosti o frekventnom pomaku od rezonante frekvencije za laser kontinuiranog zračenja te frekventnog češlja. Sa slike 10 uočavamo kako se postiže ista ovisnost o frekventnom pomaku što je jedan od pokazatelja da liniju frekventnog češlja možemo poistovjetiti s jednim laserom kontinuiranog zračenja. Sa slike je vidljivo kako je u oba slučaja najniža postignuta temperatura



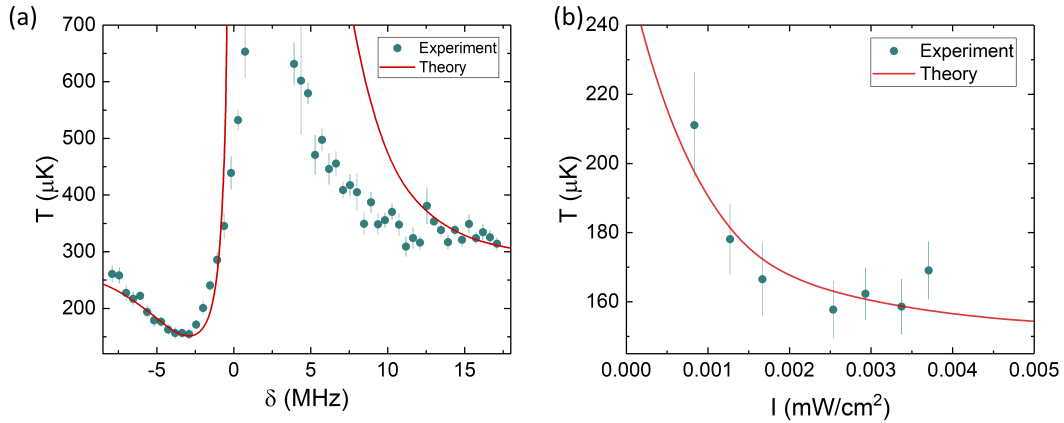
Slika 10. Usporedba ovisnosti temperature o frekventnom pomaku za mjerenje s frekventnim češljem i laserom kontinuiranog zračenja.

jednaka Dopplerovoj temperaturi.

Napravljena je usporedba mjerenja hlađenja s frekventnim češljem i teorijom za atom s dvije razine. Teorijska krivulja generirana je pomoću Fokker-Planck jednadžbe za parametre sustava jednkim kao u eksperimentu:

$$-\frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial v} (F(v)\rho(v, t)) + \frac{1}{m^2} \frac{\partial^2}{\partial v^2} (D(v)\rho(v, t)) = \frac{\partial}{\partial t} (\rho(v, t)), \quad (10)$$

gdje su $F(v)$ funkcija sile i $D(v)$ difuzije dane Dopplerovim izrazima [8]. Na slici 11 prikazane su usporedbe mjerenja temperatura oblaka s teorijskim krivuljama. Sa slika je vidljivo kako mjerenja hlađenja s frekventnim češljem odgovaraju Doppler teoriji za laser kontinuiranog zračenja. To je također pokazatelj kako je linija frekventnog češlja analogna laseru kontinuirane emisije.



Slika 11. (a) Ovisnost temperature o frekventnom pomaku i (b) o intenzitetu linije frekventnog češlja. Teorijske krivulje su generirane pomoću Fokker-Planck jednadžbe.

IX. ZAKLJUČAK

U seminaru je ukratko opisan frekventni češalj - spektar niza fazno usklađenih laserskih pulseva. Napravljen je pregled izvora frekventnih češljeva te načini kojima se generira spektar. Za primjenu u hlađenju atoma pomoću frekventnog češlja potrebno je stabilizirati spektar, što se realizira stabilizacijom RF frekvencije koje definiraju spektar te je prikazan jedan način stabilizacije.

Opisano je lasersko hlađenje kojim se stvara magnetno-optička stupica, koja je početni korak u eksperimentima s ultrahladnim kvantnim atomskim plinovima. Frekventni češalj predstavlja niz fazno-koherentnih lasera kontinuiranog zračenja, dok je jedna linija frekventnog češlja analogna jednom cw laseru. Predstavljena je teorija Dopplerovog hlađenja s frekventnim češljem u kojoj se dobiva ista granica Dopplerove teorije kao i u teoriji za laser s kontinuiranim zračenjem. Konačno, prikazani su eksperimentalni rezultati hlađenja s dvofotonskom i jednofotonskom pobudom s frekventnim češljem. U eksperimentu s dvofotonskom pobudom dobivena je temperatura nešto viša od izračunate Dopplerove granice zbog poteškoća s namještanjem optičkog puta laserskih zraka, dok za jednofotonsku pobudu najniže izmjerene temperature odgovaraju Dopplerovoj temperaturi.

Napravljena je usporedba mjerenja s laserom kontinuiranog zračenja te usporedba s Doppler teorijom. Iz tih mjerenja i usporedbi zaključujemo kako su pojedine komponente frekventnog češlja analogne laserima kontinuiranog zračenja. Konceptualno, ne postoji prepreka za postizanje sub-Doppler temperatura s frekventnim češljem, no kako je intenzitet vrlo malen, njime se ne

prelazi donja granica nakon koje je moguće postići sub-Doppler temperature.

- [1] D. Aumiler, T. Ban, *Phys. Rev. A* **85**, 063412 (2012).
- [2] N. Šantić, Synthetic Lorentz force for natural cold atoms, Doktorska disertacija, Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet, Fizički odsjek, 2018.
- [3] P. Maslowski, K. C. Cossel, A. Foltynowicz, J. Ye, Cavity-Enhanced Direct Frequency Comb Spectroscopy, Chapter 8
- [4] R. H. Stolen and A. Ashkin, Optical Kerr effect in glass waveguide, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 294 (1973).
- [5] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem i T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5102 (2000).
- [6] C. P. Pearman, C. S. Adams, S. G. Cox, P. F. Griffin, D. A. Smith i I. G. Hughes, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **35**, (2002), 5141–5151.
- [7] A. Cipriš. Hlađenje atoma optičkim frekventnim češljem, Diplomski rad, Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet, Fizički odsjek, 2017.
- [8] H.J. Metcalf, P. van der Straten, Laser cooling and trapping, Springer, New York (1999).
- [9] D. Kielpinski, *Phys. Rev. A*, **73**, 063407 (2006).
- [10] E. Ilinova, M. Ahmad, A. Derevianko, *Phys. Rev. A*, **84**, 033421 (2011).
- [11] D. Buhin, Optomehanika hladnih atoma uzrokovana femtosekundnim laserskim zračenjem, Diplomski rad, Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet, Fizički odsjek, 2017.
- [12] D. Felinto, C. A. C. Bosco, L. H. Acioli, S. S. Vianna, *Opt. Comm.* **215**, (2003), 69-73.
- [13] A. M. Jayich, X. Long, W. C. Campbell, *Phys. Rev. X* **6**, 041004 (2016).