

Sintetska Lorentzova sila na hladne atome rubidija

Paula Tomić, F-3928

Fizički odsjek, PMF, Bijenička c. 32, 10 000 Zagreb

25. siječnja 2016.

Sažetak

U ovom seminaru proučavala se eksperimentalna demonstracija sintetske Lorentzove sile na hladne atome rubidija. Sila se bazira na tlaku zračenja i Dopplerovom efektu. Oblak hladnih atoma pripremljen je u magneto-optičkoj stupici. Pokazalo se da je sintetska Lorentzova sila okomita na brzinu kretanja centra mase oblaka hladnih atoma, te da je nula kada oblak miruje.

Uvod

Lasersko hlađenje i zarobljavanje neutralnih atoma dovelo je do novih istraživanja u području atomske i molekulske fizike. Magneto-optička stupica (eng. *magneto-optical trap*, skraćeno MOT) prvi put je demonstrirana 1987. godine. Atomi se hlade i zarobljavaju pomoću šest kružno polariziranih laserskih zraka i gradijenta magnetskog polja. Proces hlađenja omogućuju ciklusi apsorpcije i spontane emisije. Ovakvom tehnikom moguće je ohladiti i skladištiti neutralne atome na temperature u mikrokelvinskom području. Bitna karakteristika sistema s hladnim atomima je visoka kontrola eksperimentalnih parametara. Atome je moguće izolirati od okoline i zatočiti ih u magnetske ili optičke zamke i time povećati vrijeme interakcije između atoma i laserskog zračenja. Zahvaljujući tome dolazi do razvoja i napretka eksperimenata s visokom preciznošću i razlučivanjem u frekvenciji, kao što su npr. eksperimenti s atomskim satovima. Hladni atomski sustavi još se koriste za: testiranje fundamentalnih fizikalnih konstanti, proučavanje hladnih sudara (hladna kemija), stvaranje hladnih molekula, visokoosjetljive senzore, testiranje osnovnih principa kvantne mehanike, kvantna računala... Jedna od najvažnijih primjena hladnih atoma je stvaranje Bose-Einsteinovog kondenzata (eng. *Bose-Einstein condensate*, skraćeno BEC), što se postiže uvođenjem evaporativnog hlađenja u MOT.

Ultrahladni atomski plinovi su kvantno degenerirani plinovi na temperaturama nižim od nekoliko μK . Postizanje BEC-a i Fermijeve degeneracije u ultrahladnim, rijetkim plinovima otvorilo je mogućnost eksperimentalne realizacije Feynmanovog kvantnog simulatora, čiji je cilj simulirati proizvoljni kvantni sustav i time razumjeti razne fenomene koji dolaze od interakcija mnoštva čestica. Upravo da bi se ostvarila ideja Feynmanovog kvantnog simulatora dolazi do uvođenja magnetizma u sustave s ultrahladnim atomskim plinovima. S obzirom da su hladni atomski plinovi neutralni, govori se o uvođenju sintetskih magnetskih polja. Sintetska magnetska polja u hladnim plinovima neutralnih atoma reproduciraju efekte koji se javljaju kod nabijenih čestica u magnetskom polju. Prva izvedba sintetskog magnetizma u ultrahladnim plinovima bila je u brzo rotirajućem BEC-u gdje se upotrijebila

analogija između Lorentzove i Coriolisove sile. Ova i druge realizacije sintetskog magnetizma ostvarene su za ultrahladne, kvantno degenerirane atomske plinove. Postavlja se pitanje može li se sintetski magnetizam realizirati i u klasičnim atomskim plinovima što bi omogućilo simuliranje kompleksnih klasičnih sustava. Ako bi eksperimente s hladnim atomima mogli koristiti kao simulator tokamaka, to bi omogućilo kontrolirano istraživanje problema zatočenja plazme u specifično dizajniranom magnetskom polju. Oscilacije u radijusu hladnog oblaka koje se javljaju u MOT-u za odabrane eksperimentalne parametre su dobra simulacija za pojave koje se događaju na zvijezdama.

Cilj mog seminara je bio proučiti eksperimentalnu demonstraciju sintetske Lorentzove sile^[1] (eng. *synthetic Lorentz force*, skraćeno SLF) na hladne atome rubidija ohlađene u MOT-u, koji predstavljaju klasični atomski plin. SLF se bazira na tlaku zračenja i Dopplerovom efektu. Mjerena je ovisnost sile zračenja o brzini centra mase (CM) hladnog atomskog oblaka. Pokazalo se da je promatrana sila okomita na brzinu kretanja CM, a u slučaju mirovanja oblaka jednaka je nuli.

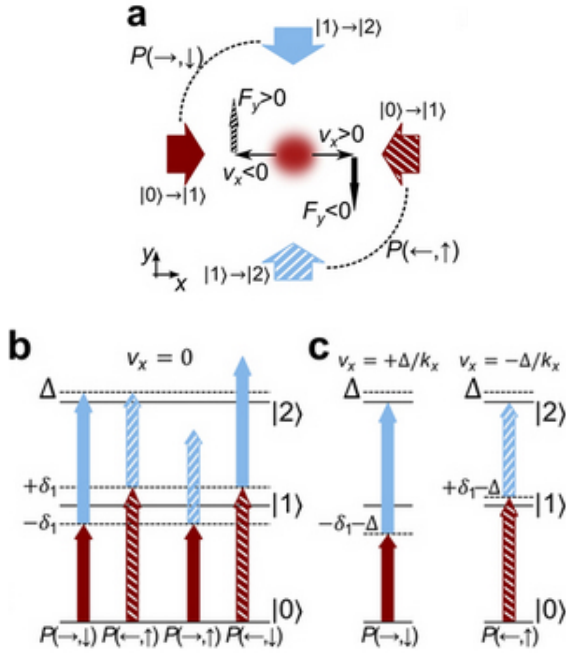
Teorijska podloga

Atomi se hlade u MOT-u pomoću šest kružno polariziranih laserskih zraka. Proces hlađenja temelji se na prijenosu impulsa pri usmjerenj apsorpciji fotona. Naime, kada atom apsorpira foton iz laserske zrake dobiva impuls u smjeru laserske zrake i prelazi u pobuđeno elektronsko stanje. Prilikom relaksacije atoma u osnovno elektronsko stanje dolazi do spontane emisije fotona u nasumičnom smjeru. U slučaju velikog broja apsorpcija-spontana emisija ciklusa, usrednjeni impuls uslijed spontane emisije jednak je nula i atomi u konačnosti osjećaju silu u smjeru propagacije laserske zrake koja nastaje kao rezultat velikog broja apsorpcija usmjerenih fotona. U slučaju kada se atomi nalaze u polju dvije laserske zrake koje se propagiraju u suprotnim smjerovima (npr. x i $-x$), za male brzine atoma sila se može aproksimirati sa:

$$\vec{F} \approx \frac{8\hbar k^2 \delta s_0 / 2}{1 + s_0 + [2(\delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v} / \gamma)]^2} = -\beta \vec{v} \quad (1)$$

$\hbar \vec{k}$ je impuls koji foton prenese atomu prilikom apsorpcije, γ prirodna širina linije, s_0 saturacijski parametar i δ pomak frekvencije lasera od rezonantne frekvencije (eng. *detuning*). Dobivena sila je po iznosu proporcionalna brzini atoma, a po smjeru suprotna od smjera gibanja atoma. Osim hlađenja, potrebno je atome zarobiti u mali volumen kako bi mogli provoditi mjerenja. To se izvodi pomoću nehomogenog magnetskog polja koje se generira anti-Helmholtzovim zavojnicama.

Sintetsku Lorentzovu silu realiziramo pomoću dvo-koračnog dvo-fotonskog prijelaza $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Shema teorijskog koncepta^[2] realizacije SLF prikazana je na slici 1.a). U smjeru osi x laserske zrake pobuđuju prijelaz $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$, a zrake u smjeru osi y uzrokuju prijelaz $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Obje komponente sile tlaka zračenja ovise o obje komponente brzine: $F_x = F_x(v_x, v_y)$ i $F_y = F_y(v_x, v_y)$. Razlog tome je Dopplerov efekt i okomita konfiguracija laserskih snopova.



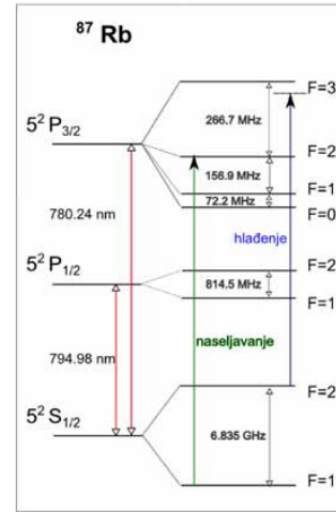
Slika 1: Shema koja opisuje osnovni koncept realizacije sintetske Lorentzove sile pomoću tlaka zračenja.

Postoje četiri moguća načina da se iz stanja $|0\rangle$ atom dovede u stanje $|2\rangle$. Razlikuju se po smjerovima impulsa fotona. Naime, dvo-koračno dvo-fotonski prijelaz temelji se na dvije apsorpcije fotona. U prvoj apsorpciji foton može imati smjer impulsa u $+x$ i $-x$ smjeru, a u drugoj u $+y$ i $-y$ smjeru. Prijelazi su označeni sa $P(+, \uparrow)$, $P(+, \downarrow)$, $P(-, \uparrow)$ i $P(-, \downarrow)$, a prikazani su na sl.1.b). Strelice označavaju smjer impulsa fotona, npr. $P(+, \downarrow)$ označava prijelaz u kojem nakon apsorpcije fotona koji putuje u smjeru $+x$ slijedi apsorpcija fotona koji putuje u smjeru $-y$. Za postizanje željenog efekta bitno je definirati dobar *detuning* za sve lasere. Laserske zrake na osi x imaju *detuning* istog iznosa ali suprotnog predznaka. Zraka u

smjeru $+x$ ima pomak u crveno $\delta_{\rightarrow} = -\delta_1 < 0$, a u smjeru $-x$ u plavo za $\delta_{\leftarrow} = \delta_1 > 0$. Slično vrijedi za zrake na osi y . *Detuning* lasera koji se propagira duž pozitivnog smjera y osi je δ_{\uparrow} a za laser koji se propagira u negativnom smjeru osi y je δ_{\downarrow} . U konačnici možemo promatrati ukupni *detuning* za svaki mogući dvo-fotonski dvo-koračni prijelaz. Iz sheme na sl. 1.b) može se uočiti da će biti moguća samo dva prijelaza, $P(+, \downarrow)$ i $P(-, \uparrow)$, zato što je njihov ukupni *detuning* Δ mnogo manji po iznosu od ukupnog *detuninga* za $P(+, \uparrow)$ i $P(-, \downarrow)$ prijelaz. Za dva moguća prijelaza vrijedi da je $\delta_{\rightarrow} + \delta_{\downarrow} = \delta_{\leftarrow} + \delta_{\uparrow} = \Delta > 0$. Za atome koji se gibaju brzinom v zbog Dopplerovog efekta dolazi do promjene frekvencije lasera, pa se time mijenja i uvjet zadovoljenja dvo-koračne dvo-fotonske rezonancije. To je shematski prikazano na sl. 1.c). Ako se atom kreće duž osi x pozitivnom brzinom v_x ($v_y = 0$), moguć je prijelaz $P(+, \downarrow)$. U drugom koraku tog pobuđenja, fotoni atomima daju impuls u smjeru $-y$, što znači da je sila na atom u smjeru $-y$, odnosno sila je negativna. Za negativnu brzinu atoma, dobije se pozitivna sila F_y .

Eksperimentalni postav

U eksperimentu su korišteni hladni atomi ^{87}Rb . Rubidij je alkalijski metal elektronske konfiguracije $[Kr]5s^1$. U prirodi se nalazi kao mješavina dva izotopa ^{85}Rb i ^{87}Rb . Energijski dijagram atoma ^{87}Rb ^[3] prkazan je na sl.2.



Slika 2: Energijski dijagram atoma ^{87}Rb s prikazanom hiperfinom strukturom i prijelazima koji se pobuđuju laserom za hlađenje i laserom za naseljavanje.

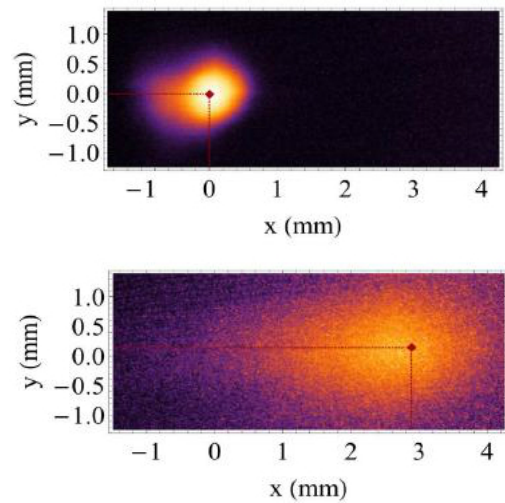
Ćelija u kojoj se stvara hladni oblak atoma ima u sebi ugrađene dispencere s rubidijem.^{[4] [5]} Propuštanjem istosmjerne struje kroz njih, u ćeliji se oslobađa rubidij koji dalje hladimo i zarobljavamo. Laserom za hlađenje (eng. *cooling laser*) pobuđuje se prijelaz $|5S_{1/2}; F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F'=3\rangle$. Drugi laser potreban za ovaj proces je laser za naseljavanje (eng. *repump laser*) koji pobuđuje prijelaz $|5S_{1/2}; F=1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F'=2\rangle$ i vraća atome ispale iz ciklusa hlađenja. Laseri koji se koriste su poluvodički diodni laseri nominalne valne duljine 780 nm. Na početku se dio zrake odvajava za saturacijsku spektroskopiju

kako bi se stabilizirala frekvencija lasera. Nakon toga se svaka zraka djeli na tri djela i dovodi do ćelije kako bi se proveo proces hlađenja atoma. Hladni oblak se stvara u središtu staklene ćelije. U konačnici šest laserskih zraka, tri upadne i tri retroreflektivne preklapaju se u središtu. Dvije zavojnice u anti-Helmholtzovoj realizaciji stvaraju kvadrupolno magnetsko polje. Ako se sjecišta zraka i minimum kvadrupolnog magnetskog polja preklapaju, stvorit će se potencijalna jama u čijem će dnu biti zarobljen sferičan atomski oblak. Profil oblaka promatra se pomoću kamere postavljene duž osi z . Dobiva se tipičan oblak veličine 0.4 mm u promjeru sa otprilike 10^8 atoma ^{87}Rb na temperaturi od 50 μK .

SLF se dobiva pomoću dodatna četiri lasera, prikazana na sl. 1.a), koja imaju mnogo slabiji intezitet od lasera korištenih za dobivanje MOT-a. Ta četiri snopa dobivena su dijeljenjem zraka dva lasera, nominalne valne duljine 780 nm i 776 nm. Za prijelaz $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ koristi se D2 prijelaz u ^{87}Rb : $|5S_{1/2}; F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}; F'=3\rangle$ na 780 nm. Prijelaz $|5P_{3/2}; F'=3\rangle \rightarrow |5D_{5/2}; F''=4\rangle$ na 776 nm koristi se za prijelaz $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Širine linija su $2\pi \times 6.1$ MHz za stanje $|5P_{3/2}; F'=3\rangle$, a $2\pi \times 0.66$ MHz za stanje $|5D_{5/2}; F''=4\rangle$. Na samom početku odvajaju se mali dio zrake i s njim se radi frekventna stabilizacija lasera. Ostatak zrake djeli se na dva djela i pomoću akustičko-optičkih modulatora (AOM) svaka zraka se pomiče za odgovarajući *detuning*. Za promatranje SLF potrebno je isključiti MOT kako bi intezitet snopova za SLF došao do izražaja. Za mjerenje sile F_y potrebno je pripremiti atom s odgovarajućom početnom brzinom v_x . Za to se koristi još jedan par zavojnica, no ovaj put u Helmholtzovoj konfiguraciji. One služe kako bi se dno potencijalne jame pomaknulo u prostoru. Stvaraju konstantno polje. Ako se pomakne dno jame, hladni oblak će ga pratiti. Kada se isključi konstantno magnetsko polje, minimum potencijala se vraća na staro mjesto. Na oblak atoma djeluje sila koja nastoji vratiti oblak u minimum potencijala koji je određen MOT zavojnicama. Ta sila ubrzava atomski oblak. U određenom trenutku ugase se MOT zavojnice, na oblak više ne djeluje nikakva sila, međutim atomi se nastavljaju gibati brzinom koju su imali prilikom isključenja MOT zavojnica. Na taj način se eksperimentalno pripremaju atomi s određenom početnom brzinom. Za dobiti veću brzinu, promjeni se smjer struje u zavojnicama i minimum potencijala se pomakne na suprotnu stranu s obzirom na dno jame bez konstantnog polja. Sad je sila jača pa je i ubrzanje veće. U eksperimentu pomak oblaka pod utjecajem konstantnog magnetskog polja iznosio je 1 mm.

Mjerenja se provode u nekoliko koraka. U prvom koraku napravi se potencijalna jama. Uključi se homogeno magnetsko polje da se dno jame pomakne. Drugi korak počinje u trenutku $t=-2$ ms. Promjeni se smjer struje u zavojnicama koje uzrokuju homogeno magnetsko polje. Zbog toga dolazi do iznenadnog pomaka centra jame i dobva se sila na oblak. Sljedeće 2 ms oblak akcelerira duž osi x do novog centra potencijalne jame. U trećem koraku CM oblaka već ima svoju početnu brzinu. Naime, u trenutku $t=0$ isključi se laser za hlađenje i sva magnetska polja. Ovim se sistem pojednostavljuje jer nema Zeemanovog cijepanja hiperfinskih nivoa i nestaje sila tlaka zračenja. Do

izražaja dolazi samo SLF koja ovisi samo o brzinama, pa je cjeli sistem prostorno invarijantan. Sad kad je MOT isključen potencijalna jama je nestala. CM oblaka ima početnu brzinu $v_x(t=0)$ i na oblak utječe sila tlaka zračenja pa se oblak širi i kreće u xy ravnini. Nakon vremena odgode t , laser za hlađenje se naglo uključi kako bi se oblak mogao snimiti kamerom. Iz putanje za koju se pomakao CM oblaka $(x(t), y(t))$ može se odrediti sila koja djeluje na atome. Za snimiti oblak u mirovanju, preskoče se prva dva koraka. Za dano vrijeme odgode t , protokol mjerenja ponavlja se 20 puta. Dobivene vrijednosti $x(t)$ i $y(t)$ se usrednje. Slobodni pad oblaka ne utječe na kretanje oblaka u xy ravnini jer je utjecaj gravitacije duž osi z . Potrebno je napomenuti da se mjerenja prvo izvode sa isključenim laserom koji uzrokuje prijelaz $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, a zatim sa uključenim. Razlika u putovima $y(t)$ sa isključenim i uključenim laserom daje gibanje uzrokovano SLF.



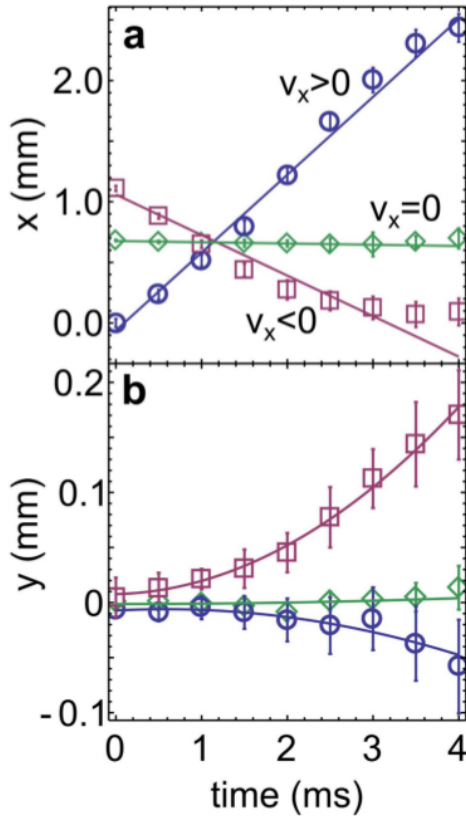
Slika 3: Prikaz oblaka u trenucima $t=0$ i $t=4$. Uspoređujući slike vidi se kako se oblak širi i kreće u prostoru. Iz ovakvih slika se određuju trajektorije $x(t)$ i $y(t)$ CM oblaka

Rezultati i rasprava

Na slici 4. prikazani su rezultati mjerenja u eksperimentu. Na gornjem grafu prikazana je trajektorija $x(t)$, a na donjem $y(t)$. Mjerenja su rađena u prisustvu SLF za tri početne brzine: $v_x = -0.3$ m/s (kvadrati), $v_x=0$ m/s (karo) i $v_x=0.6$ m/s (krugovi); $v_y=0$ u $t=0$ u sva tri slučaja. Može se uočiti da su iznosi različiti za početnu pozitivnu i negativnu brzinu v_x . To je posljedica retroreflektivne geometrije MOT-a i načina ubravanja CM oblaka u drugom koraku. Naime, oblak sa pozitivnom brzinom v_x ubrzava se ulaznim snopom lasera, a oblak s negativnom brzinom reflektiranim snopom koji ima manji intezitet od ulaznog. Intezitet je manji zbog apsorpcije djela ulaznog snopa pri prolasku kroz oblak i zbog refleksije dolazi do gubitaka.

Za lasere koji su uzrokovali SLF korišteni su sljedeći pomaci: za prvi korak na 780 nm $\delta_{\leftarrow} = -\delta_{\rightarrow} = 2\pi \times 6$ MHz a za drugi korak na 776 nm $\delta_{\uparrow} = -2\pi \times 3.5$ MHz i $\delta_{\downarrow} = 2\pi \times 7.1$ MHz. Moguća su samo dva dvokoračna pobuđenja, $P(\leftarrow, \uparrow)$ i $P(\rightarrow, \downarrow)$, dok su ostala dva daleko

od rezonancije. Intenziteti snopova koji su se koristili su $I_{780} = 0.060 \text{ mW/cm}^2$ i $I_{776} = 2.9 \text{ m/cm}^2$, koji daju Rabi frekvencije $\Omega_{780} = 2\pi \times 1.2 \text{ MHz}$ i $\Omega_{776} = 2\pi \times 0.94 \text{ MHz}$.



Slika 4: Putanja CM atomskog oblaka u prisustvu sintetske Lorentzove sile a) $x(t)$, b) $y(t)$ za tri različite početne brzine, $v_x = 0.6 \text{ m/s} > 0$ (krugovi), $v_x = 0 \text{ m/s}$ (karo), $v_x = -0.3 \text{ m/s} < 0$ (kvadrati); početna $v_y = 0$ u svim mjerenjima.

Na sl.4. na grafovima su prikazana dva različita gibanja. Graf $x(t)$ prikazuje gibanje stalnom brzinom, a graf $y(t)$ prikazuje ubrzano gibanje. To znači da se atomski oblak duž osi x kreće samo pod utjecajem inercije, a u smjeru y pod utjecajem neke sile, a to je SLF. Može se zaključiti da je SLF okomita na brzinu v_x . U slučaju kada je $v_x > 0$ CM atomskog oblaka kreće se u negativnom smjeru osi y što znači da je sila negativna za pozitivnu brzinu. Vrijedi i obrat. SLF je pozitivna za negativnu

brzinu. Ovim mjerenjima pokazano je da postoji SLF i da je okomita na brzinu, a da je nula kada oblak miruje.

Zaključak

U eksperimentu kojim se bavi ovaj seminar, demonstrirana je sintetska Lorentzova sila u klasičnom hladnom atomskom plinu. Plin ^{87}Rb ohlađen je u MOT-u, a sila je uzrokovana tlakom zračenja. Ovakav pristup mogao bi omogućiti realizaciju mnogih novih eksperimenata. Primjerice, ovakvom metodom mogli bi izgraditi torodialni potencijal za hladne atome potreban za realizaciju toroidalnog sintetskog magnetskog polja. Tim bi se omogućila izgradnja tokamaka za plazmu. Grupa koja je radila istraživanja, nastavlja s razvojem ovakve metode za sintetsko magnetsko polje. U daljnjim razmatranjima, uključit će se više atomskih nivoa s ciljem stvaranja homogenog magnetskog polja.

Zahvala

Ovaj seminar izrađen je u Laboratoriju za hladne atome na Institutu za fiziku. Htjela bih se zahvaliti svojoj mentorici dr. Ticijani Ban na uloženom trudu, savjetima i strpljenju u radu samnom.

Literatura

- [1] Šantić, N. *et al.* Experimental Demonstration of Synthetic Lorentz Force by Using Radiation Pressure. *Sci. Rep.* **5**, 13485; doi: 10.1038/srep 13485 (2015).
- [2] Dubček T. *et al.* Synthetic Lorentz force in classical atomic gases via Doppler effect and radiation pressure, *Phy. Rev. A* **89**, 063415 (2014).
- [3] Nekić, Nikolina. Diplomski rad: Dinamika hladnih atoma rubidija zatočenih u magneto-optičku stupicu, 2014
- [4] Šantić, Neven. Diplomski rad: Lasersko hlađenje atoma, 2012
- [5] Kregar, Gordana. Doktorski rad: Utjecaj vanjskog koherentnog zračenja na rubidijeve atome u magneto-optičkoj stupici, 2014