UNIVERZA V LJUBLJANI FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO ODDELEK ZA FIZIKO FIZIKA II. STOPNJA, RAČUNALNIŠKA FIZIKA

Tadej Mežnaršič

LASERSKO HLAJENJE CEZIJEVIH ATOMOV

Magistrsko delo

MENTOR: doc. dr. Rok Žitko SOMENTOR: dr. Peter Jeglič

Ljubljana, 2016

Izjava o avtorstvu in objavi elektronske oblike

izjavljam:

- da sem magistrsko delo z naslovom *Lasersko hlajenje cezijevih atomov* izdelal samostojno pod mentorstvom doc. dr. Roka Žitka in dr. Petra Jegliča,
- da je elektronska oblika dela identična s tiskano obliko in
- da Fakulteti za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani dovoljujem objavo elektronske oblike svojega dela na spletnih straneh Repozitorija Univerze v Ljubljani.

Ljubljana, dne

Podpis:

Zahvala

Zahvaljujem se Petru Jegliču, Roku Žitku, Eriku Zupaniču, Jaku Pišljarju, Juretu Brencetu, Maju Škerjancu, Žigi Gosarju in Roku Venturiniju. Najlepša hvala materi, očetu in sestri za podporo ves čas študija.

Izvleček

V magistrski nalogi opišem našo pot proti Bose-Einsteinovem kondenzatu (BEC) cezija. V uvodu je predstavljena motivacija za dosego BEC-a z nekaj primeri zanimivih eksperimentov, ki jih je mogoče izvesti z njim. Sledi krajši opis nastanka kondenzata ter lastnosti cezijevega atoma. Vpeljem tudi koncept sipalne dolžine za trke med atomi ter Feshbachove resonance, ki postanejo pomembne pri velikih številskih gostotah atomov v zaključni fazi hlajenja, ko se približujemo BEC-u. V nadaljevanju je podrobno predstavljena eksperimentalna naprava, s katero poskušamo atome pripraviti do kondenzacije. Opišem vakuumski sistem, ki cezijeve atome izolira in prepreči njihove interakcije z okolico, tuljave, s katerimi manipuliramo magnetna polja za upočasnjevanje in lovljenje atomov ter laserje, ki igrajo glavno vlogo pri hlajenju atomov. Vse skupaj upravljamo z računalniško vodenim krmilnim sistemom z izredno časovno natančnostjo. Atome detektiramo z absorpcijskim ali fluorescenčnim slikanjem. Iz oblike in položaja atomskega oblaka lahko določimo vse pomembne lastnosti cezijevih atomov. V naslednjem poglavju se posvetim samim načinom hlajenja atomov. Opišem posamezne stopnje hlajenja: Zeemanov upočasnjevalnik, magneto-optično past, degenerirano ramansko hlajenje ter evaporacijsko hlajenje v dipolni pasti in mali dipolni pasti (jamici). Pri vsaki stopnji opišem način njenega delovanja, točno izvedbo v našem eksperimentu ter vse skupaj obogatim še z rezultati meritev. Na koncu se posvetim še preprekam, za katere sumimo, da nam stojijo na poti do BEC-a.

Ključne besede: hladni atomi, Bose-Einsteinov kondenzat, lasersko hlajenje, cezij, magnetna levitacija, Zeemanov upočasnjevalnik, magneto-optična past, degenerirano ramansko hlajenje, dipolna past, evaporacijsko hlajenje **PACS:** 34.50.-s, 37.10.De, 64.70.fm, 67.85.-d, 67.85.Hj

Abstract

This thesis presents our path towards a Bose-Einstein condensate (BEC) of cesium atoms. In introduction the motivation for reaching BEC is given, together with a few examples of interesting experiments done with cold atoms. It is followed by a brief description of the formation of BEC and properties of the cesium atom. I then introduce the concepts of scattering length for atom-atom collisions and Feshbach resonances. These are crucial for understanding atom loses in the late stages of the experiment. The following chapter offers an in depth description of the experimental setup. The vacuum system that isolates the cesium atoms from the outside environment, the coil setup for manipulation of magnetic fields and the laser beams for cooling of the atoms are all presented. For detection of atoms the fluorescence and absorption imaging are used. The whole experiment is controlled by a computer guided system that allows extremely accurate manipulation of all experimental parameters. The final chapter contains a summary of all cooling techniques used in the experiment. Cooling stages such as the Zeeman slower, magneto-optical trap, degenerate Raman sideband cooling and evaporative cooling in large and small dipole trap (dimple) are described and the measurement results are analysed and presented. In the very end some attention is given to the problems that need, in our opinion, to be solved before achieving a BEC.

Keywords: ultracold atoms, Bose-Einstein condensate, laser cooling, cesium, magnetic levitation, Zeeman slower, magneto-optical trap, degenerate Raman sideband cooling, dipole trap, evaporative cooling

PACS: 34.50.-s, 37.10.De, 64.70.fm, 67.85.-d, 67.85.Hj

Kazalo

Se	eznar	n slik		13
Se	eznar	n tabe	1	15
1	Uvo	od		17
2	Teo	rija		19
	2.1	Bose-I	Einsteinova kondenzacija	19
	2.2	Cezije	v atom	20
	2.3	Trki a	tomov	20
	2.4	Feshba	achove resonance	21
3	Pos	tavitev	v eksperimenta	25
	3.1	Vakuu	umski sistem	25
		3.1.1	Pečica in diferencialno črpanje	25
		3.1.2	Glavna eksperimentalna komora in črpalni sistem	26
	3.2	Magne	etna polja	27
		3.2.1	Zeemanov upočasnjevalnik	27
		3.2.2	Helmholtzova in kvadrupolna tuljava	27
		3.2.3	Kompenzacijske tuljave	30
	3.3	Laserj	i	31
	3.4	Kontre	olni sistem	33
	3.5	Detek	cija in obdelava podatkov	33
		3.5.1	Absorpcijsko slikanje	33
		3.5.2	Fluorescenčno slikanje	36
		3.5.3	Meritev temperature	36
4	Hla	jenje a	atomov	39
	4.1	Lasers	ko hlajenje	39
		4.1.1	Zeemanov upočasnjevalnik	40
		4.1.2	Magneto-optična past (MOT)	42
		4.1.3	Degenerirano ramansko hlajenje	44
	4.2	Evapo	racijsko hlajenje	47
		4.2.1	Optične dipolne pasti	47
		4.2.2	Dipolna past	49
		4.2.3	Mala dipolna past - jamica	50
		4.2.4	Izgube iz pasti	54

5 Zaključek

Literatura		59
Dodatek A	Potek eksperimentalnih parametrov	63
Dodatek B	Pot žarka	67

Seznam slik

2.1	Shema Bose-Einsteinove kondenzacije	19
2.2	Hiperfina struktura cezija	20
2.3	Shema Feshbachove resonance	22
2.4	Feshbachove resonance za cezij v stanju $ F = 3, m_F = 3\rangle$	22
3.1	Vakuumski sistem na Institutu »Jožef Stefan«	25
3.2	Prerez prvega dela vakuumskega sistema	26
3.3	Magnetno polje Zeemanovega upočasnjevalnika	28
3.4	Kvadrupolna in Helmholtzova tuljava	28
3.5	Ekvipotencialne ploskve kvadrupolnega polja	30
3.6	Kompenzacijske tuljave	31
3.7	Žarki za lasersko hlajenje	32
3.8	Absorpcijsko slikanje	34
3.9	Shema absorpcijskega slikanja	34
3.10	Odvisnost absorpcijskega slikanja od frekvence žarka	35
4.1	Slike atomov v različnih fazah hlajenja	39
4.2	Sila laserskega žarka na atom	41
4.3	Magneto-optična past	42
4.4	Življenjski čas MOT-a	43
4.5	Žarki za lasersko hlajenje	44
4.6	Učinek polarizatorja	45
4.7	Temno stanje in ramansko hlajenje	46
4.8	Shema evaporacijskega hlajenja	47
4.9	Odvisnost potenciala in frekvence jamice od homogenega polja	49
4.10	Meritev frekvence dipolne pasti	49
4.11	Potencial dipolne pasti z jamico	50
4.12	Število atomov v jamici med polnjenjem in termalizacijo	51
4.13	Termalizacija atomov v jamici	51
4.14	Spreminjanje najpomembnejših količin tekom časa v dipolni pasti in	
		52
4.15	Faznoprostorska gostota v odvisnosti od števila atomov	53
4.16	Življenjski čas dipolne pasti	54
4.17	Zivljenjski čas jamice	55
4.18	Stevilo atomov v jamici v odvisnosti od frekvence nihanja žarkov	55
4.19	Izgube atomov v jamici v odvisnosti od magnetnega polja	56
A.1	Prikaz vrednosti vseh relevantnih žarkov in magnetnih polj tekom celotnega postopka hlajenja atomov	65

B.1 F	Pot MOT ža	rka v sm	eri z				•								•				•		68	
-------	------------	----------	---------	--	--	--	---	--	--	--	--	--	--	--	---	--	--	--	---	--	----	--

Seznam tabel

3.1	Lastnosti Helmholtzove in kvadrupolne tuljave	29
4.1	Temperatura, hitrost, število in faznoprostorska gostota atomov v različnih fazah hlajenja	40

Poglavje 1

Uvod

Začetki laserskega hlajenja segajo v sedemdeseta leta prejšnjega stoletja, ko so prvič upočasnili magnezijeve ione z laserskim žarkom [1]. Sledil je hiter razvoj z iznajdbo Zeemanovega upočasnjevalnika, optične melase in magneto-optične pasti, v katero s pomočjo laserskih žarkov in gradienta magnetnega polja ujamemo atome in ki predstavlja osnovo za kasnejše eksperimente s hladnimi atomi. Za delo na tem področju je bila podeljena Nobelova nagrada za fiziko leta 1997.

Vzporedno z razvojem laserskega hlajenja so potekale tudi raziskave magnetnih pasti za nevtralne atome ter evaporacijskega hlajenja, ki deluje tako, da najbolj vroče atome odstranjujemo iz pasti, podobno kot s pihanjem ohladimo vroč čaj. Z združitvijo laserskega ter evaporacijskega hlajenja so leta 1995 prvič ustvarili Bose-Einsteinov kondenzat (angl. Bose-Einstein condensate - BEC) z atomi ⁸⁷Rb [2], nekaj mesecev kasneje pa še z atomi ²³Na [3], za kar je bila podeljena Nobelova nagrada za fiziko leta 2001. Do danes je bil BEC ustvarjen že z večino alkalijskih in zemljoalkalijskih kovin, vodikom ter nekaj elementi iz skupine lantanoidov.

Realizacija BEC-a je pomenila velik preboj na področju atomske fizike in je odprla povsem novo področje raziskav. Atomi v BEC-u si delijo isto makroskopsko valovno funkcijo, kar omogoča edinstven vpogled v kvantno naravo snovi. Lep prikaz tega je interferenčni eksperiment, kjer dva kondenzata prekrijejo in opazijo interferenčni vzorec [4]. Zanimiv je tudi pojav supertekočnosti, ki se kaže s tvorbo pravilne mreže kvantiziranih vrtincev v rotirajočem kondenzatu [5]. Zaradi podobne matematične strukture Coriolisove in Lorentzove sile lahko rotirajoči kondenzat uporabimo tudi za vzpostavitev umetnega magnetnega polja [6]. Poleg rotacije se lahko za ustvarjanje umetnih električnih in magnetnih polj uporablja tudi lasersko svetlobo [7] [8]. BEC se zaradi svoje kvantne narave lahko uporabi tudi kot koherentni vir za atomski laser [9].

V primeru, da evaporacijsko hlajenje izvedemo v optični dipolni pasti, lahko s spreminjanjem magnetnega polja določamo moč interakcije med atomi, kar omogoča ustvarjanje molekul. Poleg nepolarnih molekul, kot sta Cs₂ [10] in Rb₂ [11], je možno ustvariti tudi polarne molekule iz dveh različnih atomov, npr. KRb [12] in RbCs [13], ki omogočajo preučevanje kemijskih reakcij [14]. Podobno kot polarne molekule se obnašajo tudi nepolarne molekule z velikim magnetnim dipolnim momentom, kot so na primer molekule erbija [15]. V fermionskih sistemih ohlajenih do Fermijeve temperature (npr. ⁴⁰K in ⁶Li) lahko s spreminjanjem moči interakcije prehajamo med stanjema šibko vezanih Cooperjevih parov ter močno vezanih dvoatomnih molekul, ki so bozonske in zato kondenzirajo [16] [6]. Ker je lahko dipolna sila, s katero laserska svetloba deluje na atome, privlačna ali odbojna, je možno ustvariti raznorazne oblike pasti za atome. Lahko na primer ustvarimo past v obliki obroča, po katerem teče superfluidni kondenzat in vmes dodamo potencialno pregrado, ki predstavlja Josephsonov spoj, skozi katerega atomi tunelirajo. Če v krog dodamo dva Josephsonova spoja, ustvarimo analog SQUID-u, ki lahko služi kot natančen senzor rotacije [17]. Hladni atomi so uporabni tudi za preučevanje transportnih pojavov. Če veliko dipolno past razdelimo na dva dela in vmes pustimo ozek prehod, bo skozi potekal balistični transport atomov in opazimo kvantizacijo prevodnosti, kot pri električnem toku po tanki žici [18].

Prenos kondenzata iz dipolne pasti v periodični potencial, ustvarjen z interferenco dveh ali več laserskih žarkov, nam omogoči simulacijo pojavov v snoveh s kristalno strukturo. Elektrone v periodičnem potencialu kristalnih ionov nadomestimo z atomi v periodičnem potencialu stoječega svetlobnega valovanja. Takšen sistem omogoča izjemen nadzor nad interakcijami v kristalu in preučevanje pojavov, kot so npr. Blochove oscilacije, ki jih je v trdni snovi zelo težko opaziti [19]. Poleg tridimenzionalnih sistemov je mogoče preučevati tudi eno- in dvodimenzionalne, saj lahko z laserskimi žarki ustvarimo poljuben interferenčni vzorec. S spreminjanjem globine potenciala sistem prehaja med superfluidno fazo, kjer atomi prehajajo med sosednjimi mesti v optični rešetki, in Mottovim izolatorjem, kjer gibanje med sosednjimi mesti omejeno [20].

Zaradi svoje vsestranskosti so hladni atomi idealen sistem za razvoj kvantnih simulatorjev, senzorjev ter morda celo kvantnih računalnikov. Kvantne tehnologije bodo v prihodnosti bržkone igrale pomembno vlogo, zato raziskave na tem področju podpira tudi Evropska unija [21].

V drugem poglavju opišem nastanek Bose-Einsteinovega kondenzata, cezijev atom ter njegove sipalne lastnosti vključno s Feshbachovimi resonancami. Sledi poglavje z natančnim opisom eksperimentalne naprave od vakuumskega sistema, magnetnih polj in laserskih žarkov do kontrolnega sistema ter metod detekcije atomov. V četrtem poglavju opišem stopnje hlajenja atomov začenši z metodami laserskega hlajenja, kot so Zeemanov upočasnjevalnik, magneto-optična past ter degenerirano ramansko hlajenje, iz katerih preidem na evaporacijsko hlajenje v dipolni pasti ter mali dipolni pasti (jamici).

Poglavje 2

Teorija

2.1 Bose-Einsteinova kondenzacija

Bose-Einsteinov kondenzat je stanje snovi, v katerem je znaten delež atomov v osnovnem enodelčnem stanju. Takšno stanje lahko opišemo z makroskopsko valovno funkcijo. Preprosta shema nastanka kondenzata je prikazana na sliki 2.1. Pri visoki temperaturi imajo atomi veliko hitrost, zato imajo po Heisenbergovem načelu nedoločenosti dobro določeno lego. Ko atome ohladimo, se jim hitrost zmanjša in njihova lega postane nedoločena. Območje, ki ga zaseda valovna funkcija enega atoma, določa de Brogliejeva valovna dolžina

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}},\tag{2.1}$$

kjer je *h* Planckova konstanta, *m* masa enega atoma, k_B Boltzmannova konstanta in *T* temperatura. Kritično temperaturo prehoda v Bose-Einsteinov kondenzat T_c dosežemo, ko postane λ_{dB} primerljiva z razdaljo med atomi in se začnejo valovne funkcije posameznih atomov med seboj prekrivati. Ko je temperatura mnogo pod kritično temperaturo ($T \ll T_c$), dobimo čisti kondenzat z eno samo makroskopsko valovno funkcijo.



Slika 2.1: A) Atomi imajo pri visoki temperaturi dobro definirano prostorsko lego in se obnašajo kot trde sfere. B) Pri nižjih temperaturah se pojavi nedoločenost v legi atomov. Velikost valovnega paketa določa λ_{dB} . C) Pri temperaturi faznega prehoda T_c se začnejo posamezni valovni paketi prekrivati in nastajati začne skupna makroskopska valovna funkcija. D) Globoko pod temperaturo prehoda $(T \ll T_c)$ si vsi atomi delijo isto makroskopsko valovno funkcijo. Povzeto po [22].

Prekrivanje valovnih funkcij atomov lahko kvantificiramo s pomočjo faznoprostorske gostote (angl. phase-space density), ki jo izrazimo kot produkt številske gostote atomov v plinu n, ter volumna, ki ga zavzame posamezni atom:

$$D = n\lambda_{dB}^3. \tag{2.2}$$

Fazni prehod se zgodi, ko faznoprostorska gostota doseže vrednost $D \approx 2.6$ [23].

2.2 Cezijev atom

Eksperimenti, opisani v tej nalogi, so v celoti izvedeni z atomi ¹³³Cs, ki je edini stabilni izotop cezija. Cezij ima tališče pri 28°C. Atom ¹³³Cs ima en zunanji elektron s spinom 1/2 in jedro s spinom 7/2, kar pomeni, da je bozon. Atomska struktura najnižjih energijskih nivojev je prikazana na sliki 2.2. Hiperfina struktura je posledica sklopitve celotne elektronske vrtilne količine **J** in jedrskega spina **I**. Celotno atomsko vrtilno količino zapišemo kot $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$, z možnimi stanji $|J - I| \leq F \leq J + I$. Hiperfini razcep osnovnega stanja 6 ²S_{1/2} je osnova za definicijo sekunde in znaša 9,192631770 GHz. Prehod 6 ²S_{1/2} \rightarrow 6 ²P_{3/2} (imenovan tudi prehod D₂) je zaprt prehod z naravno širino $\Gamma_2 = 2\pi \cdot 5,23$ MHz [24]. Za lasersko hlajenje se največkrat uporablja prehod med hiperfinima stanjema F = 4 in F' = 5. Prehod 6 ²S_{1/2} \rightarrow 6 ²P_{1/2} (imenovan tudi prehod D₁) z naravno širino $\Gamma_1 = 2\pi \cdot 4,58$ MHz pa se običajno ne uporablja za lasersko hlajenje, vendar se ga je pomembno zavedati pri postavljanju dipolne pasti, saj mora biti frekvenca laserskih žarkov dovolj daleč od vseh prehodov, da past dobro deluje.



Slika 2.2: Energijska struktura treh najnižjih nivojev ¹³³Cs. Povzeto po [25].

Zaradi velike atomske mase $(2,21 \cdot 10^{-25} \text{ kg})$ je ¹³³Cs zelo primeren za lasersko hlajenje, saj je temperatura, ki jo pridobi z absorpcijo enega fotona, le 198 nK. To omogoča, da ga že z laserskim hlajenjem ohladimo do zelo nizkih temperatur. Še več uporabnih lastnosti cezija je zbranih v [24].

2.3 Trki atomov

Evaporacijsko hlajenje omogočajo elastični trki med atomi, ki sproti termalizirajo vzorec, ko najbolj vroči atomi uhajajo iz dipolne pasti. Trk med dvema atomoma opišemo kot sipanje valovne funkcije na interakcijskem potencialu med atomoma.

Za opis sipanja valovni funkciji vpadnega in sipanega vala zapišemo kot produkt radialnega in kotnega dela, ki ga sestavljajo sferni harmoniki. Ker temperatura med evaporacijo ne preseže nekaj μ K, je potrebno upoštevati le kotni del z vrtilno količino l = 0 (valovi s simetrijo s) [26]. Sipanje je zato izotropno in ga lahko karakteriziramo s faznim zamikom δ_0 med vpadnim in sipanim valom. Vpeljemo lahko sipalno dolžino

$$a = -\lim_{k \to 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k},\tag{2.3}$$

kjer je k valovni vektor gibanja prvega atoma glede na drugega. Negativna sipalna dolžina pomeni privlačno interakcijo med atomi, pozitivna pa odbojno. Za dva identična bozona lahko zapišemo sipalni presek za elastični trk kot [26]

$$\sigma_{el} = \frac{8\pi a^2}{1 + (ka)^2}.$$
(2.4)

Pri nizkih energijah ($ka \ll 1$) dobimo za sipalni presek $\sigma_{el} = 8\pi a^2$, pri visokih energijah oziroma veliki sipalni dolžini ($ka \gg 1$) pa velja $\sigma_{el} = \frac{8\pi}{k^2}$, kar imenujemo unitarna limita in predstavlja največji možen sipalni presek pri dani energiji.

2.4 Feshbachove resonance

Do sedaj smo obravnavali le elastične trke atomov brez notranje strukture. Če imajo atomi na voljo več notranjih energijskih stanj, so možni tudi neelastični trki. Ti so v eksperimentih za razliko od elastičnih nezaželeni, saj povzročajo izgube. Pri neelastičnem trku se notranja struktura atoma spremeni in sipani val občuti drugačen potencial kot vpadni val. Ta dva potenciala poimenujemo vpadni kanal in izhodni kanal. Ce je energija kontinuuma v izhodnem kanalu nižja od celotne energije vpadnega kanala, se lahko atom sipa v ta kanal, ki ga poimenujemo odprti kanal. Ce so atomi cezija v najnižjem energijskem stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$ in je temperatura dovolj nizka, odprti kanal ne obstaja in s tem preprečimo dvodelčne izgube, ki so predstavljale veliko prepreko v zgodnjih eksperimentih, ki so želeli doseči cezijev BEC v magnetnih pasteh. V primeru, ko je energija kontinuuma izhodnega kanala višja od energije vpadnega kanala, ga imenujemo zaprt kanal, ker sipanje vanj ni možno (slika 2.3 levo). To pa še ne pomeni, da zaprt kanal nima vpliva. Če imajo notranja stanja v zaprtem kanalu drugačen magnetni moment od tistih v vpadnem, jim lahko s spreminjanjem zunanjega magnetnega polja spreminjamo energijo glede na vpadno. Ko sta vpadna energija in energija zaprtega kanala degenerirani, sipalna dolžina a divergira, kot kaže slika 2.3 desno.

Sipalna dolžina v okolici Feshbachove resonance pri magnetnem polju B_0 se spreminja kot:

$$a(B) = a_{bg} \left(1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right), \qquad (2.5)$$

kjer je a_{bg} sipalna dolžina daleč od resonance, ΔB pa širina resonance, ki je odvisna od magnetnega momenta vezanega stanja v zaprtem kanalu ter moči sklopitve med sipalnima kanaloma.



Slika 2.3: Shema Feshbachove resonance. Levo je prikazan zaprt kanal vezanega molekularnega stanja, katerega energijo lahko s spreminjanjem magnetnega polja poravnamo z energijo vpadnega kanala. Desno je prikazano obnašanje sipalne dolžine v odvisnosti od magnetnega polja, ko ga spreminjamo tako, da energija vezanega stanja preseka energijo vpadnega stanja. Povzeto po [26].



Slika 2.4: Sipalna dolžina v enotah Bohrovega radija a_0 v odvisnosti od magnetnega polja za cezij v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$. Ozadje krivulje določa široka resonanca zaradi sipanja valov s simetrijo s, ki se nahaja pri -12 G^1 . Sipalna dolžina seka ničlo pri 17,1 G. Ozke resonance zaradi sipanja valov s simetrijama d in g se nahajajo pri 11,0 G, 14,4 G, 15,0 G, 19,9 G, 48,0 G, 53,5 G, 112,8 G in 131,1 G. Oznake v oklepajih podajajo kvantna števila (l, f, m_f) resonančnega vezanega stanja, kjer je l orbitalna vrtilna količina, f celotna vrtilna količina in m_f njena projekcija v smeri polja. Povzeto po [27].

Sklopitev med sipalnima kanaloma je lahko posledica različnih vrst interakcije. Coulombska interakcija ohranja vrtilno količino, kar pomeni, da je možna le sklopi-

 $^{^1}$ Z G označujemo enoto za magnetno polje Gauss. 1 G = 10^{-4} T. Negativna polja pri sipanju dveh atomov v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$ ustrezajo pozitivnim poljem pri sipanju dveh atomov v stanju $|F = 3, m_F = -3\rangle$ [28].

tev vezanih molekularnih stanj z l = 0, zato nastalo resonanco imenujemo resonanca valov s simetrijo s. Magnetna spinsko-spinska interakcija in spinsko-spinska interakcija drugega reda pa sta vzrok nastanku resonanc valov s simetrijama d (l = 2) in q(l = 4). Cezij ima še posebno pester spekter Feshbachovih resonanc, saj ima močno spin-spinsko interakcijo drugega reda. Sipalna dolžina v odvisnosti od magnetnega polja za cezij v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$ je prikazana na sliki 2.4. Široka resonanca valov s simetrijo s omogoča natančen nadzor nad sipalno dolžino. Ta nadzor je ključnega pomena pri evaporacijskem hlajenju, saj se pri velikih gostotah in preveliki sipalni dolžini izgubljajo atomi zaradi tridelčnih neelastičnih sipalnih procesov. Pri takšnem sipanju se dva atoma združita v molekulo Cs₂, presežek energije pa odnese tretji atom. To je tudi mehanizem, ki ga lahko izkoristimo za eksperimentalno določanje lege Feshbachovih resonanc, saj se v resonancah močno povečajo izgube atomov v dipolni pasti (več o izgubah v poglavju 4.2.4). Pogoj za eksperimentalno zaznavo Feshbachovih resonanc je dovolj nizka temperatura, da sipalni presek (2.4)ni unitarno omejen, se pravi, da ka ne sme biti veliko večji od 1. To pomeni, da jih lahko opazimo le pri zelo nizkih temperaturah, saj je za cezijeve atome pri 10 μ K, ka = 1 pri $a = 270a_0$.

Poglavje 3

Postavitev eksperimenta

V tem poglavju bom opisal postavitev eksperimenta na Institutu »Jožef Stefan«, s katerim poskušamo ustvariti cezijev BEC kot osnovo za nadaljnje eksperimente s hladnimi atomi.

3.1 Vakuumski sistem

Srce vsakega eksperimenta s hladnimi atomi je dober vakuumski sistem, v katerem je stalno vzpostavljen ultravisok vakuum, ki minimizira interakcije z okolico. Naš vakuumski sistem je zasnovan na eksperimentih Skupine za ultrahladne atome in kvantne pline iz Innsbrucka [29]. V grobem ga lahko razdelimo na pet delov: *pečico*, v kateri je izvor cezijevih atomov, *diferencialni črpalni del*, ki vzdržuje razliko tlakov med pečico in preostankom vakuumskega sistema, *Zeemanov upočasnjevalnik*, ki je dolga cev, okrog katere je ovita Zeemanova tuljava, po kateri pride atomski žarek do *glavne eksperimentalne komore* z 12 okni, ki omogočajo dostop laserskim žarkom. Sledi *glavni črpalni sistem*, ki vzdržuje karseda nizek tlak v eksperimentalni komori.



Slika 3.1: Vakuumski sistem na Institutu »Jožef Stefan«

3.1.1 Pečica in diferencialno črpanje

V pečici so dispenzerji s Cs_2CrO_4 , iz katerih izparevajo atomi ¹³³Cs, ko skoznje steče električni tok. Običajna vrednost toka med eksperimenti je 3,5 A. Temperatura

znotraj pečice je regulirana na 90 °C, kar pomeni, da je tlak približno $4 \cdot 10^4$ mbar [24]. Čisto na koncu pečice je okno, ki gleda vzdolž poti atomskega žarka in se uporablja za natančno nastavljanje žarka Zeemanovega upočasnjevalnika. Okno je segreto na 110 °C zato, da se atomi cezija ne nabirajo na njem, ker bi povzročali korozijo stekla. Atomi pečico zapustijo skozi ozko cevko premera 3 mm, gredo skozi osemkotno komoro, v kateri deluje ionska črpalka št. 3, ki vzdržuje tlak $3,2 \cdot 10^{-9}$ mbar. Od tam skozi 5 mm cevko pridejo do šeststranske križne sekcije, kjer ionska črpalka št. 2 vzdržuje tlak $2,5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Na zgornji krak je pritrjen tudi ločen merilec tlaka, ki kaže $1,7 \cdot 10^{-9}$ mbar. Tu sta tudi dva ventila: eden za priklop rotacijske črpalke in drugi, ki deli vakuumski sistem na dva dela in omogoča zamenjavo cezijevih dispenzerjev, brez da bi pokvarili vakuum v eksperimentalnem delu. Poleg tega imamo še mehansko zaslonko za prekinitev atomskega žarka med eksperimentom, ki jo lahko zapiramo preko kontrolnega sistema s servomotorjem.



Slika 3.2: Prerez prvega dela vakuumskega sistema

3.1.2 Glavna eksperimentalna komora in črpalni sistem

Atomi pridejo skozi 70 cm dolgo cev Zeemanovega upočasnjevalnika v glavno eksperimentalno komoro, kjer jih ujamemo in ohlajamo. Komora je dvanajstkotne oblike z desetimi stranskimi okni in še dvema na zgornji in spodnji strani. Razdalja med dvema nasprotnima oknoma je 31 cm, med zgornjim in spodnjim pa 28 mm. Okna so iz taljenega kvarčnega stekla (angl. fused silica) z antirefleksnimi premazi pri valovnih dolžinah 852 nm, 1070 nm in 1990 nm. Zgornje in spodnje okno sta popolnoma ravni z variacijami manj kot $\lambda/10$ ($\lambda = 632$ nm) vzdolž površine. Tudi štiri stranska okna, skozi katera svetijo žarki za ramansko rešetko, so ravna z natančnostjo $\lambda/4$.

Naprej od komore je prečna križna sekcija, ki ima na eni strani okno, skozi katero sveti žarek Zeemanovega upočasnjevalnika, z druge strani pa je vstavljeno kvadratno zlato zrcalo s stranico 1,27 cm, ki usmeri zeemanski žarek nasproti atomskemu. Sistem se zaključi s šeststransko križno sekcijo, na katero so priključeni naslednji elementi: Zgoraj je ionska črpalka št. 1, ki kaže tlak $1,0 \cdot 10^{-10}$ mbar, spodaj pa ventil za napolnitev sistema z inertnim plinom, ki prepreči da bi zrak na hitro vdrl

noter, kadar je treba vakuumski sistem odpreti. Na koncu je glavni merilec tlaka, ki kaže $1.6 \cdot 10^{-10}$ mbar. Na eni strani je še ventil za priklop rotacijske črpalke, kadar je vakuum treba na novo vzpostaviti; ta tlak zniža do 10^{-7} mbar, preden se vklopi ionske črpalke. Zadnja stopnja črpanja je titanova sublimacijska črpalka, ki vsakih 32 ur z velikim tokom skozi titanske filamente na notranje stene vakuumske cevi napari tanko plast čistega in zelo reaktivnega titana, ki lovi odvečne atome cezija in ostalih plinov, ki jih ionske črpalke ne uspejo izčrpati.

3.2 Magnetna polja

Natančna kontrola nad različnimi magnetnimi polji je ključnega pomena za hlajenje atomov. Zeemanov upočasnjevalnik ustvari parabolično magnetno polje, ki skupaj z laserskim žarkom upočasni atome. Par tuljav v Helmholtzovi konfiguraciji ustvarja homogeno polje v glavni eksperimentalni komori, drugi par v anti-Helmholtzovi konfiguraciji pa gradient polja za delovanje magneto-optične pasti (angl. magnetooptical trap - MOT) in magnetno levitacijo. Poleg tega so okrog celotnega eksperimentalnega sistema navite še kompenzacijske tuljave, ki lahko ustvarijo šibko homogeno polje v poljubni smeri, s katerim izničimo učinke zemeljskega in drugih konstantnih okoliških magnetnih polj.

3.2.1 Zeemanov upočasnjevalnik

Atomi, ki pridejo iz pečice, so prehitri, da bi jih lahko ujeli v MOT, zato jih najprej upočasnimo z Zeemanovim upočasnjevalnikom. Zaradi Dopplerjevega premika atomi pri različnih hitrostih zaznavajo fotone zeemanskega žarka z različnimi frekvencami. To lahko kompenziramo z Zeemanovim premikom v magnetnem polju s paraboličnim profilom.

Ker so atomi iz pečice hitrejši od 200 m/s, mora biti Zeemanov upočasnjevalnik dovolj dolg, da jih lahko učinkovito upočasnimo, hkrati pa ne sme biti predolg, saj atomski žarek ni povsem kolimiran in bi se preveč razširil, kar bi zmanjšalo učinkovitost lovljenja atomov v MOT. Naš Zeemanov upočasnjevalnik je dolg 65 cm in je sestavljen iz devetih tuljav, navitih ena na drugo. Notranja tuljava služi za tvorbo homogenega polja, ki le premika parabolični profil. Druga tuljava se razteza čez celotnih 65 cm, vsaka naslednja pa je malo krajša, tako da na koncu skupaj ustvarijo parabolični profil, ki je prikazan na sliki 3.3. Število plasti navojev si od notranje do zunanje tuljave sledi kot: 3, 6, 4, 2, 2, 2, 2, 2, 5.

Homogeno in parabolično Zeemanovo tuljavo napajamo z dvema napajalnikoma Delta elektronika SM70-AR-24, ki lahko proizvedeta 0-35 V napetosti ter 0-24 A toka in ju je možno računalniško krmiliti, kar omogoča natančno vklapljanje in izklapljanje magnetnega polja med eksperimentom. Po homogeni tuljavi teče tok 2,6 A, po parabolični pa 1,3 A.

3.2.2 Helmholtzova in kvadrupolna tuljava

Homogeno polje, ki služi v glavnem za spreminjanje sipalne dolžine (2.3), v eksperimentalni komori ustvarimo s parom tuljav v Helmholtzovi konfiguraciji (zunanji tuljavi na sliki 3.4). Največje polje, ki ga lahko ustvarimo s takšno konfiguracijo, je 230 G.



Slika 3.3: Izračunano magnetno polje Zeemanovega upočasnjevalnika brez notranje tuljave, ki krivuljo le premika gor in dol. Skozi tuljavo teče tok 2 A. S tankimi barvnimi črtami so prikazani prispevki posameznih tuljav, s črno magnetno polje kvadrupolne tuljave, z debelo modro črto pa celotno polje Zeemanovega upočasnje-valnika. Spodaj je s sivo prikazan profil navitja tuljav.

Drugi par tuljav v anti-Helmholtzovi konfiguraciji (notranji par tuljav na sliki 3.4) pa ustvarja kvadrupolno magnetno polje, ki je uporabno za lovljenje atomov v MOT in magnetno levitacijo. Največji gradient, ki ga lahko dosežemo, je 101 G/cm. Atomi ¹³³Cs v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$ levitirajo pri magnetnem gradientu 31,3 G/cm.

Tuljave so iz ploščate bakrene žice dimenzij 1 mm \times 8 mm in so navite na vsaki strani eksperimentalne komore na spodnjo in zgornjo stran hladilne plošče. Ta odvaja toploto, ki jo ustvari tok skozi tuljave, in je še dodatno vodno hlajena preko bakrenih cevi.



Slika 3.4: Skici kvadrupolne in Helmholtzove tuljave ter dimenzije v mm

Tuljavi sta priključeni na računalniško krmiljena napajalnika Delta Elektronika SM30-100D, ki lahko poganjata tok do 100 A pri napetosti 30 V. Ker se obe tuljavi zaradi velike induktivnosti izklapljata precej počasi (okrog 13 ms), smo Helmholtzovi tuljavi dodali vezje z MOSFET tranzistorji, ki pomaga pri hitrejšem izklopu toka (okrog 10 ms). Nekaj lastnosti tuljav je naštetih v tabeli 3.1.

	Helmholtzova	Kvadrupolna				
Radij	$137 \mathrm{~mm}$	$105 \mathrm{~mm}$				
Vertikalni razmik	$90 \mathrm{mm}$	$90 \mathrm{mm}$				
Št. navojev	2×11	2×15				
Moč polja	$2,32~{ m G/A}$	$1,01~({ m G/cm})/{ m A}$				

Tabela 3.1: Lastnosti Helmholtzove in kvadrupolne tuljave

Magnetna levitacija

Zaradi težnosti cezijevi atomi čutijo potencial $U_g = m_{Cs}gz$, katerega gradient znaša $k_B \cdot 157 \ \mu\text{K/mm}$. Dipolna past, ki jo uporabljamo v našem eksperimentu, ima lahko globino le nekaj 10 μ K in ne more popolnoma izničiti učinka težnosti. Zato se poslužimo magnetne levitacije. Potencial spina v magnetnem polju je $U_{mag} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$, če le lahko spin adiabatno sledi spremembam magnetnega polja. Za atom cezija v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$ ob upoštevanju kvadratnega Zeemanovega pojava velja [30]:

$$U_{mag} = -\frac{3}{4}\mu_B B + \frac{15}{16}\frac{\mu_B^2}{\Delta E_0}B^2,$$
(3.1)

kjer je $\Delta E_0 = h \cdot 9,19$ GHz hiperfini razcep osnovnega stanja cezija, μ_B Bohrov magneton, B pa gostota magnetnega polja. Magnetni moment je torej odvisen od polja kot:

$$\mu(B) = \left(\frac{3}{4} - \frac{15}{8}\frac{\mu_B}{\Delta E_0}B\right)\mu_B.$$
(3.2)

Z izenačitvijo gravitacijskega in magnetnega potenciala lahko izračunamo gradient magnetnega polja potreben za levitacijo cezijevih atomov v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$:

$$\frac{\partial B}{\partial z} = \frac{m_{Cs}g}{\mu(B)} \approx 31.3 \frac{\mathrm{G}}{\mathrm{cm}} - 0.0119 \frac{B}{\mathrm{cm}},\tag{3.3}$$

kjer je izraz razvit po Taylorju do prvega reda v magnetnem polju. Gradient polja v smeri z po Maxwellovi enačbi $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ povzroči gradienta tudi v smereh x in y:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial y} = -\frac{1}{2}\frac{\partial B}{\partial z} = -\frac{2}{3}\frac{m_{Cs}g}{\mu_B},\tag{3.4}$$

kjer nismo upoštevali kvadratnega Zeemanovega efekta. Če gradientu dodamo še homogeno magnetno polje B_0 , s tem premaknemo središče kvadrupolnega polja in zmanjšamo silo v horizontalni smeri, kar vidimo na sliki 3.5).



Slika 3.5: Ekvipotencialne ploskve kvadrupolnega in homogenega polja. Večje kot je homogeno polje, bolj položne so ekvipotencialne ploskve in manjša je sila v horizontalni smeri. Povzeto po [30].

Magnetno polje v odvisnosti od radialne koordinate $\rho=\sqrt{x^2+y^2}$ je:

$$B(\rho) = \sqrt{B_0^2 + \left(\frac{2}{3}\frac{m_{Cs}g}{\mu_B}\rho\right)^2} =$$
(3.5)

$$\approx B_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2}{3} \frac{m_{Cs}g}{\mu_B B_0} \rho \right)^2 \right] =$$
(3.6)

$$=B_0 + \frac{2}{9} \frac{m_{Cs}^2 g^2 \rho^2}{\mu_B^2 B_0}$$
(3.7)

in magnetni potencial brez kvadratnega Zeemanovega člena lahko zapišemo kot:

$$U_{mag}(\rho) = -\frac{3}{4}\mu_B B_0 + \frac{1}{6}\frac{m_{Cs}^2 g^2 \rho^2}{\mu_B B_0},$$
(3.8)

kar je negativen harmonični potencial s frekvenco $\omega_{anti} = g \sqrt{\frac{m_{Cs}}{3\mu_B B_0}}$. Potencial povzroči silo v radialni smeri $F = m_{Cs} \omega_{anti}^2 \rho$, kar pomeni, da se bo atom izpuščen iz pasti v levitacijskem polju z začetno lego ρ_0 in začetno hitrostjo v_0 gibal po enačbah [30]

$$\rho(t) = \rho_0 \cosh(\omega_{anti}t) + \omega_{anti}^{-1} v_0 \sinh(\omega_{anti}t), \qquad (3.9)$$

$$v(t) = \omega_{anti}\rho_0 \sinh(\omega_{anti}t) + v_0 \cosh(\omega_{anti}t).$$
(3.10)

3.2.3 Kompenzacijske tuljave

Kompenzacijske tuljave so navite na veliko kletko, postavljeno tako, da je glavna eksperimentalna komora v njenem središču (slika 3.6). Njihov glavni namen je izničitev zemeljskega in drugih statičnih magnetnih polj na mestu atomskega oblaka. Poleg tega se jih uporablja za vzpostavitev majhnega polja potrebnega pri degeneriranem ramanskem hlajenju. Skozi vsako tuljavo lahko z računalniško krmiljenim napajalnikom Delta Elektronika ES075-2 pošljemo do 2 A toka. Število ovojev je za tuljavo v vsaki smeri izbrano tako, da magnetno polje na sredini pri toku 2 A znaša 1 G. Tuljave so tako velike zato, da ne omejujejo optičnega dostopa do eksperimentalne komore, da je magnetno polje na mestu atomov čimbolj homogeno ter da preprečimo induciranje tokov skoznje ob hitrem spreminjanju magnetnih polj s kvadrupolno in Helmholtzovo tuljavo.



Slika 3.6: Skica kompenzacijske kletke, njene dimenzije v mm ter število ovojev v vsaki smeri

3.3 Laserji

Za lasersko hlajenje atomov uporabljamo svetlobo dveh laserjev z valovno dolžino 852 nm (Cs prehod D₂): Toptica TA PRO 850 z močjo 2 W, ki služi kot *glavni laser* za hlajenje, in Toptica DL PRO z močjo 170 mW, ki služi kot *črpalni laser (angl. repumper)*. Oba laserja sta s sistemom DigiLock 110 zaklenjena na želeni atomski prehod cezija s pomočjo brezdopplerske spektroskopije (angl. Doppler free spectroscopy), s katero lahko opazimo vrhove ožje od dopplerske razširitve zaradi velike hitrosti atomov (za več podrobnosti glej [23, poglavje 8]). Glavni laser zaklenemo na prehod $F = 4 \rightarrow F' = 5$ z modulacijsko prenosno spektroskopijo (angl. modulation transfer spectroscopy) opisano v [31], črpalni laser pa na frekvenco točno na sredini med prehodoma $F = 3 \rightarrow F' = 3$ in $F = 3 \rightarrow F' = 4$ z modulom za saturacijsko absorpcijsko spektroskopijo Toptica CoSy. Ostali hiperfini prehodi na liniji D₂ so le nekaj 100 MHz stran in jih zlahka dosežemo z uporabo akusto-optičnih modulatorjev.

Vsak žarek ima svoj akusto-optični modulator (AOM), s katerim lahko točno nastavimo željeno frekvenco. Poleg tega AOM omogoča tudi hipen izklop žarka (na mikrosekundni skali). Žarki, ki jih pripravimo na tak način so (F označuje začetno hiperfino stanje osnovnega stanja $6^2S_{1/2}$, F' pa končno hiperfino stanje vzbujenega stanja $6^2P_{3/2}$):

- Zeemanov upočasnjevalnik s frekvenco 117 MHz pod prehodom $F = 4 \rightarrow F' = 5$,
- Zeemanov črpalnik s frekvenco 62 MHz pod prehodom $F = 3 \rightarrow F' = 3$, ki črpa iz F = 3 v F = 4,
- MOT žarki s frekvenco 14-70 MHz pod prehodom $F = 4 \rightarrow F' = 5$,

- MOT črpalnik s frekvenco na prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 3$, ki črpa iz F = 3 v F = 4,
- Ramanska rešetka s frekvenco na prehodu $F = 4 \rightarrow F' = 4$, ki ujame atome med degeneriranim ramanskim hlajenjem,
- Polarizator s frekvenco na prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 2$,
- Absorpcijski žarek s frekvenco na prehodu $F = 4 \rightarrow F' = 5$ za absorpcijsko slikanje.

Zeemanov upočasnjevalnik, MOT žarki, ramanska rešetka in absorpcijski žarek pridejo iz glavnega laserja, medtem ko Zeemanov črpalnik, MOT črpalnik ter polarizator pridejo iz črpalnega laserja. Vsi žarki so pripravljeni na pomožni optični mizi, s katere so po optičnih vlaknih preneseni na glavno optično mizo z vakuumsko komoro.



Slika 3.7: Na sliki so prikazani vsi prehodi, ki se uporabljajo pri laserskem hlajenju cezijevih atomov. Povzeto po [30].

Poleg laserjev za lasersko hlajenje imamo še dva laserja za evaporacijsko hlajenje v dipolni pasti, ki imata frekvenci daleč pod vsemi atomskimi prehodi v ceziju. Za dipolno past uporabljamo iterbijev laser IPG YLR-100-LP-WC-Y12 z valovno dolžino 1070 nm in največjo močjo 100 W. Laser je mogoče računalniško krmiliti in mu poljubno nastavljati moč z mikrosekundno natančnostjo. Na glavno optično mizo ga preko optičnega vlakna pripeljemo iz druge sobe. Za malo dipolno past oz. jamico (angl. dimple), kjer je stabilnost žarka bolj pomembna, pa uporabljamo Nd:YAG laser Mephisto MOPA55W z valovno dolžino 1064 nm in največjo močjo 55 W. Laser je postavljen na glavni optični mizi. Zavoljo stabilnosti vedno deluje pri polni moči, zato s pomočjo delilnikov žarka odvzamemo delček moči, ki jo potrebujemo za past. Žarka v pasti se izklapljata s pomočjo AOM-ov. V prihodnosti bo ta laser uporabljan tudi za ustvarjanje optične rešetke, ki se uporablja za simulacijo kristalnih sistemov. Oba laserja sta vodno hlajena.

3.4 Kontrolni sistem

Ker je treba med eksperimentom na hitro vklapljati in izklapljati laserske žarke in tuljave, je potreben dober kontrolni sistem. Naš je zasnovan na podlagi sistema opisanega v [32], s tem da je krmiljen z Ethernut kartico kot v [33]. Signal iz Ethernut kartice se pretvori v 25 bitni signal, ki potuje do izhodnih analognih ali digitalnih kartic. Od teh 25 bitov je 16 bitov rezerviranih za informacijo o signalu, ki ga želimo poslati, 8 bitov za naslov prejemne naprave (analogna ali digitalna kartica) ter 1 bit za utripajoč (angl. strobe) signal, ki sistemu pove kako hitro naj se osvežuje. Signal je vsakič poslan vsem izhodnim karticam, vendar ga sprejme le tista s pravim 8 bitnim naslovom. Digitalne kartice imajo 2 × 16 izhodov, ki dajejo signal z napetostjo 0 V ali 3 V, analogne kartice pa 16 izhodov, ki dajejo od -10 V do 10 V z natančnostjo 0,3 mV (16 bitov). Sistem omogoča spremembo vrednosti na enem analognem ali 16 digitalnih izhodih vsake 4 μ s, kar je dovolj pogosto za vse eksperimentalne potrebe. S sistemov upravljamo z računalnikom prek tekstovnega vmesnika, ki omogoča sestavo poljubne eksperimentalne sekvence. Trenutno so v uporabi 3 digitalne in 3 analogne izhodne kartice.

3.5 Detekcija in obdelava podatkov

Za ugotavljanje števila in gostotne porazdelitve atomov v oblaku uporabljamo absorpcijsko in fluorescenčno slikanje, katerih podrobnejši opis najdemo v [22]. Za slikanje uporabljamo dve kameri: EMCCD kamero Andor iXon Ultra 888 (ločljivost 1024×1024 px, velikost piksla 13 μ m×13 μ m) za slikanje v vodoravni smeri ter manjšo CMOS kamero IDS uEye ML (ločljivost 1280×1024 px, velikost piksla 5,3 μ m×5,3 μ m) za slikanje v navpični smeri. Pri obeh kamerah je zajem slike možno sprožiti preko kontrolnega sistema.

3.5.1 Absorpcijsko slikanje

Pri absorpcijskem slikanju s širokim absorpcijskim žarkom ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) osvetlimo atomski oblak in nato s kamero posnamemo senco, ki nastane zaradi sipanja fotonov na oblaku (slika 3.9). Če so atomi, ki jih želimo slikati, v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$, 0,5 ms pred slikanjem vklopimo MOT črpalnik ($F = 3 \rightarrow F' = 3$), da jih spravimo v stanje F = 4, kjer postanejo vidni z absorpcijskim žarkom. Vedno posnamemo tri slike: prvo z atomi (z intenziteto $I_0(x, y)$), drugo brez atomov z vklopljenim absorpcijskim žarkom ($I_B(x, y)$) ter tretjo brez absorpcijskega žarka ($I_D(x, y)$). x in y sta osi na čipu kamere, z pa je os pravokotna na čip.

Če je absorpcijski koeficient za atome σn , kjer je $\sigma = 0.1945\lambda^2$ sipalni presek za fotone v resonanci $F = 4 \rightarrow F' = 5$ in n številska gostota atomov, dobimo [25]:

$$T(x,y) = \frac{I_0(x,y) - I_D(x,y)}{I_B(x,y) - I_D(x,y)} = e^{-\sigma\eta(x,y)},$$
(3.11)

kjer je $\eta(x, y) = \int n(x, y, z) dz$ optična gostota. Če piksel na kameri ustreza površini $l \times l$ na mestu atomov, lahko zapišemo celotno število atomov kot:

$$N_{at} = \int \eta(x, y) dx dy = \sum_{x, y} l^2 \eta(x, y), \qquad (3.12)$$



Slika 3.8: Slike, ki jih naredimo pri absorpcijskem slikanju. Prva je z atomi $(I_0(x, y))$, druga absorpcijski žarek brez atomov $(I_B(x, y))$ in tretja ozadje $(I_D(x, y))$. Četrta slika prikazuje obdelano sliko T(x, y). Ostane le temna senca oblaka na skoraj belem ozadju.

oziroma s prileganjem Gaussove porazdelitve:

$$\eta(x,y) = \eta_0 e^{-x^2/w_x^2} e^{-y^2/w_y^2},\tag{3.13}$$

iz katere dobimo število atomov:

$$N_{fit} = \pi l^2 w_x w_y \eta_0, \tag{3.14}$$

kjer sta w_x in w_y podana v pikslih. Če ni preveč šuma, se N_{at} in N_{fit} običajno lepo ujemata.



Slika 3.9: Shema absorpcijskega slikanja. Žarek obsije atome in se siplje na njih, zato na kameri opazimo senco. Leči služita za povečavo/pomanjšavo slike. Povzeto po [34].

Postavitev leč

Za slikanje uporabljamo akromatske dublete namesto navadnih leč, da zmanjšamo sferične aberacije. Absorpcijski žarek, ki pride iz kolimatorja, najprej razširimo iz 1 mm na 12 mm s postavitvijo leč: f = -25 mm ter f = 300 mm na medsebojni razdalji 275 mm. Ta postavitev je enaka za slikanje v horizontalni in vertikalni smeri. Z razširjenim žarkom osvetlimo atomski oblak in ga na drugi strani ponovno skaliramo s teleskopom iz dveh akromatskih leč, kjer je prva leča vedno postavljena tako, da je atomski oblak v njenem gorišču (f_1) , razdalja med lečama je vsota obeh gorišč $(f_1 + f_2)$, kamera pa je v gorišču druge leče $(2(f_1 + f_2) \text{ od oblaka})$:

• V vodoravni smeri imamo postavitev leč: $f_1 = 200 \text{ mm}, f_2 = 250 \text{ mm}, \text{ kar po$ meni povečavo slike za faktor 1,25. Obe leči imata premer 25 mm. 1 piksel na $sliki predstavlja <math>l = 10 \ \mu\text{m}$ na mestu atomov, kar lahko potrdimo s posnetkom prostega pada. • V navpični smeri imamo postavitev leč: $f_1 = 250 \text{ mm}, f_2 = 150 \text{ mm}, \text{ kar}$ pomeni pomanjšavo slike za faktor 0,6. Obe leči imata premer 25 mm. 1 piksel na sliki predstavlja $l = 8,8 \ \mu\text{m}$ na mestu atomov.

Slikanje v magnetnem polju

Z absorpcijskim slikanjem lahko atome slikamo tudi v magnetnem polju, kar je še posebej uporabno zaradi počasnega izklapljanja kvadrupolne in Helmholtzove tuljave. To nam omogoča, da atomski oblak posnamemo v trenutku, ko izklopimo dipolno past, preden se razširi. Ker pa se v magnetnem polju razmik med energijskimi nivoji v atomih zaradi Zeemanovega pojava spremeni, je potrebno prilagoditi frekvenco absorpcijskega žarka. V polju 17 G, kjer je sipalna dolžina za atomske trke enaka 0, je treba na primer frekvenco žarka povečati za 25 MHz nad frekvenco prehoda $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Ima pa slikanje v polju to slabost, da črpalnik, s katerim atome spravimo iz F = 3 v F = 4, deluje z izgubo, zato se moč signala zmanjša.¹ Odvisnost signala od frekvence absorpcijskega žarka za slikanje brez in z vključenim magnetnim poljem je prikazana na sliki 3.10. Podrobnejši opis slikanja v magnetnem polju najdemo v [35].



Slika 3.10: Odvisnost optične gostote η pri absorpcijskem slikanju atomov v dipolni pasti od frekvence absorpcijskega žarka za slikanje brez polja (modre točke) in v magnetnem polju (oranžne točke). Na abscisni osi je frekvenca podana kot odmik δ od resonančne frekvence prehoda $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Polni krivulji sem dobil s prileganjem Lorentzove formule $\frac{k}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\Gamma/2)^2 + (\delta - \delta_0)^2}$, kjer nam Γ podaja naravno širino, δ_0 pa frekvenco prehoda. k krivuljo skalira do prave višine. Za slikanje brez polja (modra) dobim $\delta_0 = (3,11 \pm 0,06)$ MHz, $\Gamma = (6,8 \pm 0,2)$ MHz ter $k = 540 \pm 10$, v polju (oranžna) pa $\delta_0 = (25,2 \pm 0,2)$ MHz, $\Gamma = (8,4 \pm 0,8)$ MHz in $k = 150 \pm 10$.

¹V magnetnem polju se stanja z različnimi m_F razcepijo, frekvenco absorpcijskega žarka pa lahko poravnamo le z enim od prehodov. Atomov, ki jih črpalnik spravi v stanje F = 4 z napačnim m_F , zato ne moremo zaznati. To velja za absorpcijsko slikanje atomov, ki jih je treba pred slikanjem prečrpati v pravo stanje, npr. atomov v dipolni pasti, ki so v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$.

3.5.2 Fluorescenčno slikanje

Pri fluorescenčnem slikanju atomski oblak osvetlimo z MOT žarki ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) in MOT črpalnikom ($F = 3 \rightarrow F' = 3$). Fotone, ki se sipljejo na atomih, zaznamo s kamero ali fotodiodo. Iz slike, posnete s kamero, je mogoče dobiti gostotno porazdelitev atomov, medtem ko fotodioda služi za določanje števila atomov v realnem času. Pri fluorescenčnem slikanju vedno posnamemo dve sliki: eno z atomi in drugo brez atomov z vklopljenimi žarki. Pri obdelavi drugo sliko odštejemo od prve. Fluorescenčno slikanje je mogoče izvesti z istim sistemom leč kot absorpcijsko slikanje, zato lahko poljubno preklapljamo med obema načinoma.

Stevilo atomov na fluorescenčni sliki določimo iz števila fotonov zbranih na kameri. Ker je intenziteta MOT žarkov, s katerimi osvetlimo atome za slikanje, veliko večja od saturacijske intenzitete, lahko predpostavimo, da je vedno polovica atomov v vzbujenem (F' = 5), druga polovica pa v osnovnem stanju (F = 4). Atomi v zgornjem stanju spontano razpadajo v osnovno stanje z razpadnim časom $1/\Gamma$, kjer je Γ naravna širina prehoda D_2 v ceziju. Upoštevamo še, da v kamero zberemo le del sipanih fotonov, ki zletijo v prostorski kot $\frac{\pi r_1^2}{4\pi f_1^2}$, kjer sta r_1 in f_1 radij ter goriščna razdalja prve zbiralne leče. Število atomov v oblaku je tedaj:

$$N_{fluor} = \eta_q \frac{r_1^2}{4f_1^2} \frac{\Gamma}{2} t_{exp}, \qquad (3.15)$$

kjer sem upošteval še kvantni izkoristek kamere oz. fotodiode η_q in ekspozicijski čas slikanja t_{exp} .

3.5.3 Meritev temperature

Temperaturo izmerimo z meritvijo časa leta (angl. time-of-flight measurement). Pri tej meritvi oblak izpustimo iz pasti in ga pustimo, da se širi. Če predpostavimo, da velja Maxwell-Boltzmannova statistika, imajo atomi v plinu pri temperaturi T Gaussovo porazdelitev hitrosti s standardno deviacijo [25]:

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m_{Cs}}}.$$
(3.16)

Gostotna porazdelitev atomov v pasti je prav tako Gaussova:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right).$$
 (3.17)

Če izklopimo potencial ter pustimo, da atomi padejo, se oblak širi kot:

$$\sigma_{x,y,z}(t) = \sqrt{\sigma_{x,y,z}^2(0) + \frac{k_B T}{m_{Cs}} t^2}.$$
(3.18)

Če pa želimo atome slikati po dolgem času, moramo gravitacijo izničiti z magnetno levitacijo in upoštevati enačbo (3.9) za gibanje v horizontalni smeri. V vertikalni smeri z ostane širjenje enako, v x in y pa se enačba (3.18) spremeni v:

$$\sigma_{x,y}(t) = \sqrt{\sigma_{x,y}^2(0)\cosh^2(\omega_{anti}t) + \frac{k_B T}{m_{Cs}} \frac{\sinh^2(\omega_{anti}t)}{\omega_{anti}^2}},$$
(3.19)

kjer je frekvenca ω_{anti} definirana pod enačbo (3.8).

Določitev faznoprostorske gostote

Faznoprostorsko gostoto sem definiral v enačbi (2.2). Če poznamo frekvenco dipolne pasti, lahko faznoprostorsko gostoto izračunamo po formuli [26]:

$$D = N \left(\frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B T}\right)^3,\tag{3.20}$$

ki velja za atomski plin ujet v harmoničnem potencialu. N je celotno število atomov v oblaku, $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ povprečje frekvenc pasti v vseh smereh, T pa temperatura, ki jo določimo z meritvijo časa leta.

V primeru, da frekvence pasti nismo določili, fazno
prostorsko gostoto izračunamo iz enačbe(2.2) kot:

$$D = n\lambda_{dB}^{3} = \frac{N_{at}}{V} \left(\frac{h^{2}}{2\pi m_{Cs}k_{B}T}\right)^{3/2},$$
(3.21)

kjer sem vstavil izraz (2.1) za de Brogliejevo valovno dolžino. Predpostavimo, da je oblak krogla z radijem $\sigma(0)$ in za njegov volumen vzamemo $V = \frac{4\pi\sigma^3(0)}{3}$.

Poglavje 4 Hlajenje atomov

V tem poglavju so opisani načini hlajenja atomov, s katerimi poskušamo ustvariti cezijev BEC na enak način, kot je bil prvič ustvarjen leta 2003 v Innsbrucku [36]. Upočasnjene atome iz Zeemanovega upočasnjevalnika najprej ujamemo v magnetooptično past (MOT) in jih nato z degeneriranim ramanskim hlajenjem ohladimo na manj kot 1 μ K ter jih naložimo v dipolno past. Od tam jih preložimo v ozko dipolno past (jamico) in jim s prisilno evaporacijo povečamo faznoprostorsko gostoto. Trenutno največja dosežena faznoprostorska gostota znaša 0,1, kar je za faktor 20 manj, kot je potrebno za BEC. Tabela 4.1 prikazuje vrednosti najpomembnejših količin v različnih fazah hlajenja, slika 4.1 pa atomski oblak v različnih fazah.



Slika 4.1: Slike atomov v različnih fazah hlajenja. Od leve proti desni si sledijo: MOT, CMOT, degenerirano ramansko hlajenje, dipolna past in mala dipolna past (jamica). MOT in CMOT sta slikana s fluorescenčnim, ostale faze pa z absorpcijskim slikanjem. Absorpcijske slike imajo v tem primeru obrnjeno barvno lestvico, zato so atomi beli, čeprav jih v resnici vidimo kot črno senco. Slika služi primerjavi velikosti različnih pasti, saj moč signala pri absorpcijskem in fluorescenčnem slikanju ni nujno primerljiva.

4.1 Lasersko hlajenje

Lasersko hlajenje temelji na sipanju fotonov na atomih. Ko se svetloba sipa na atomu, deluje nanj s silo [23]:

$$F_{sip} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2},$$
(4.1)

kjer je $\hbar k$ gibalna količina vpadnega fotona, Γ naravna širina atomskega prehoda, ki ga foton povzroči, I intenziteta vpadne svetlobe, $I_{sat}(\omega) = \frac{\hbar \omega A_{21}}{2\sigma(\omega)}$ pa saturacijska

Poglavje 4. Hlajenje atomov

Tabela 4.1: Temperatura, hitrost, število in faznoprostorska gostota atomov v različnih fazah hlajenja. Hitrost je izračunana kot najverjetnejša hitrost $v = \frac{2k_BT}{m}$ po Maxwell-Boltzmannovi statistiki za idealni plin. Ostali podatki so eksperimentalno določeni.

	Temperatura	Hitrost	Št. atomov	Fazno- prostorska gostota
Pečica	360 K	$212 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	/	/
Zeemanov upočasnjevalnik	3 K	$19 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	/	/
MOT	$20 \ \mu K$	$5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$	$3\cdot 10^7$	$\approx 10^{-8}$
CMOT (optična melasa)	$5 \ \mu K$	$2,5 \frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{s}}$	$1\cdot 10^7$	$\approx 10^{-7}$
Degenerirano ramansko hlajenje	500 nK	7,9 $\frac{\text{mm}}{\text{s}}$	$2 \cdot 10^6$	$\approx 10^{-5}$
Dipolna past	$1 \ \mu K$	$11 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$	$1 \cdot 10^6$	$\approx 10^{-4}$
Mala dipolna past (jamica)	$3~\mu { m K}$	$19 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$	$1 \cdot 10^5$	$\approx 10^{-4}$
Evaporacija	20 nK	$1,6 \frac{\mathrm{mm}}{\mathrm{s}}$	$1 \cdot 10^4$	$\approx 10^{-1}$

intenziteta za fotone s frekvenco ω . A_{21} je Einsteinov koeficient za spontano emisijo, $\sigma(\omega)$ pa sipalni presek za sipanje fotona s frekvenco ω na atomu. Neubranost $\delta = \omega - \omega_0 + kv$ predstavlja razliko med frekvenco vpadnega fotona na atom s hitrostjo v in frekvenco atomskega prehoda ω_0 . Z laserskim žarkom lahko po veliko sipalnih dogodkih upočasnimo gibanje atoma, kot je prikazano na sliki 4.2. Atom absorbira foton in pridobi njegovo gibalno količino v smeri žarka. Nato spontano emitira drug foton v naključni smeri in s tem dobi sunek sile nasproten smeri emitiranega fotona. Po velikem številu sipanj atom od absorbiranih fotonov dobi sunek sile vedno v smeri žarka, medtem ko se prispevki emitiranih fotonov odštejejo zaradi naključnosti spontane emisije.

4.1.1 Zeemanov upočasnjevalnik

Sila na atom je največja, ko je laserski žarek v resonanci z atomskim prehodom $(\delta = \omega - \omega_0 + kv = 0)$. Zaradi Dopplerjevega premika upočasnjeni atomi ne vidijo svetlobe pri enaki frekvenci kot hitri atomi iz pečice in padejo iz resonance. Zato je za učinkovito ustavljanje atomov potrebno kompenzirati Dopplerjev premik in δ držati čim bližje ničle ves čas upočasnjevanja. To lahko storimo na dva načina: lahko spreminjamo frekvenco atomskega žarka ali pa z izkoriščanjem Zeemanovega pojava spreminjamo frekvenco atomskega prehoda. To v našem eksperimentu storimo s pomočjo Zeemanovega upočasnjevalnika, tuljave, ki ustvari paraboličen profil

magnetnega polja vzdolž poti atomov (slika 3.3).¹ Magnetno polje, ki ravno izniči Dopplerjev premik, generiramo s tokom 1,3 A skozi parabolično tuljavo, za lepši prehod v polje znotraj eksperimentalne komore pa ga še premaknemo s konstantnim poljem spodnje tuljave, skozi katero teče tok 2,6 A.



Slika 4.2: Sila laserskega žarka na atom. Vpadni fotoni, ki se absorbirajo, povzročijo silo vedno v isto smer, sipani fotoni pa zaradi naključnosti spontane emisije odletijo vsakič v drugo smer, zato se njihovi prispevki po velikem številu sipalnih dogodkov izničijo in sila na atom deluje v smeri laserskega žarka. Povzeto po [38].

Med upočasnjevanjem atomov sveti Zeemanov upočasnjevalni žarek (117 MHz pod $F = 4 \rightarrow F' = 5$) z močjo 10 mW. Upočasnjevalni žarek zaradi končne naravne širine prehoda z neko verjetnostjo vzbuja tudi prehod v stanje F' = 4, iz katerega lahko atomi padejo v F = 3 in tako uidejo njegovemu vplivu. Te atome Zeemanov črpalnik (62 MHz pod $F = 3 \rightarrow F' = 3$), ki sveti z močjo 1 mW, črpa nazaj v F = 4ter s tem vzpostavi zaprt optični cikel.

Zaprt optični cikel pomeni, da atom z absorpcijo in spontano emisijo vedno prehaja med istimi stanji. Upočasnjevalnik in črpalnik vzpostavita sledeč optični cikel: Upočasnjevalnik vzbudi atome iz stanja F = 4 v F' = 5 ter z majhno verjetnostjo v F' = 4. Iz F' = 5 atomi vedno spontano padejo v F = 4, medtem ko lahko iz F' = 4padejo v F = 3 ali F = 4. Iz F = 3 jih črpalnik spravi v vzbujeno stanje F' = 3, od kođer jih majhen delež pade nazaj v F = 3, večina pa v F = 4, kjer so spet pod vplivom upočasnjevalnika. Tekom upočasnjevanja se ta cikel velikokrat ponovi.

Zeemanov upočasnjevalni in črpalni žarek prideta na glavno optično mizo po istem optičnem vlaknu z linearno polarizacijo in gresta preko $\lambda/2$ ploščice v polarizacijski delilec žarka (angl. polarizing beam splitter - PBS), ki izniči vrtenje izhodne polarizacije iz vlakna.² Potem ju z lečama f = -50 mm in f = 300 mm razširimo iz 1 mm na 10 mm, ter jima z $\lambda/4$ ploščico spremenimo polarizacijo v krožno. Od tu

¹Na ta način sta atome prva upočasnjevala W. D. Phillips in H. Metcalf že leta 1982 [37].

²Do vrtenja polarizacije v optičnih vlaknih pride zaradi nihanja temperature v laboratoriju. S PBS-om pretvorimo nihanje polarizacije v nihanje moči žarka, ki je manj moteče.



Slika 4.3: Magneto-optična past. S šestimi žarki iz vseh strani obsevamo atome, katerih energijski nivoji so izven središča pasti zeemansko premaknjeni zaradi kvadrupolnega magnetnega polja. Frekvenca žarkov je izbrana tako, da sipalna sila deluje le na izmaknjene atome in jih potiska nazaj v središče pasti. Povzeto po [23].

gresta skozi okno v vakuum, kjer ju zlato zrcalce usmeri nasproti atomskemu žarku (modri žarek na sliki 4.5).

4.1.2 Magneto-optična past (MOT)

Upočasnjeni atomi imajo hitrost približno 20 m/s ($T \approx 3$ K) in so dovolj počasni, da jih lahko ujamemo v magneto-optično past (MOT).³ MOT ustvarimo s tremi krožno polariziranimi, retroreflektiranimi žarki in kvadrupolnim magnetnim poljem (slika 4.3). Kvadrupolno magnetno polje povzroči, da se razmik med energijskima nivojema F = 4 in F' = 5 zmanjšuje linearno z oddaljenostjo od središča pasti. Ker so MOT žarki 14 MHz pod prehodom $F = 4 \rightarrow F' = 5$, jih atomi na sredini pasti ne čutijo, saj so izven resonance. Če atom zaide iz središča, pa pride v resonanco s fotoni in sipalna sila ga potisne nazaj proti sredini. Za pravilno delovanje pasti morata biti nasprotna žarka obratno krožno polarizirana (slika 4.3).

Za zaprtje optičnega cikla poskrbi MOT črpalnik s frekvenco na prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 3$ in močjo 0,8 mW, ki sveti v smereh x in y. V smeri z črpalnika ni, saj zadošča, da obseva atome vzdolž dveh osi. Vsak od horizontalnih MOT žarkov (x in y) sveti z močjo 6,1 mW, vertikalni pa z močjo 20,7 mW. Magnetni gradient 11,2

³Prvi MOT so ustvarili že leta 1987 [39].

G/cm ustvarimo s kvadrupolno tuljavo, skozi katero teče tok 11,1 A. Premik MOT-a zaradi polja Zeemanovega upočasnjevalnika izničimo s kompenzacijskimi tuljavami.

Polarizacijo MOT žarka v smeri z na izhodu iz optičnega vlakna stabiliziramo s PBS-om, ga razširimo na premer 1 cm ter krožno polariziramo z $\lambda/4$ ploščico. Na drugi strani eksperimentalne komore gre žarek skozi drugo $\lambda/4$ ploščico, se odbije od zrcala ter gre še enkrat skozi isto $\lambda/4$ ploščico, kar ravno obrne orientacijo krožne polarizacije. Žarek je nagnjen za približno 10° glede na navpičnico, da ne omejuje dostopa žarkom za nadaljnje hlajenje (rdeči žarek na sliki 4.5). Skozi drug optični vodnik prideta MOT črpalnik ter MOT žarek, ki ju razširimo in s PBS-om razdelimo na komponenti x in y. Nadaljnja pot je enaka kot pri žarku v smeri z. V dodatku B je prikazana pot MOT žarka v smeri z z vsemi optičnimi komponentami.

Na tak način ulovimo do 10^8 atomov v 10 s. Nato počasi, v 15 ms, ugasnemo Zeemanovi tuljavi in žarka, kar malo premakne oblak. V tem trenutku je temperatura atomov približno 20 μ K. Napolnjena magneto-optična past ima življenjski čas do 70 s, kar izmerimo tako, da zapremo dotok atomov in spremljamo njihovo število v pasti (slika 4.4). Premer oblaka v MOT-u je približno 2 mm, zato ga je potrebno stisniti, da čimveč atomov spravimo v ramansko rešetko s premerov 1,5 mm. To storimo s povečanjem magnetnega gradienta iz 11,2 G/cm na 30,3 G/cm in neubranosti MOT žarkov iz 14 MHz na 69 MHz pod prehodom $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Sprememba se zgodi linearno v 40 ms, z začetkom 15 ms po izklopu Zeemanovih žarkov. Na ta način zmanjšamo velikost MOT-a za približno 20 %.

Stisnjeni MOT (angl. compressed MOT - CMOT) pustimo 10 ms, da se atomi termalizirajo, nato pa izklopimo kvadrupolno tuljavo in MOT črpalnik ter pustimo, da MOT žarki še malo ohladijo atome. To tehniko hlajenja imenujemo optična melasa, ki atome ohladi na približno 5 μ K. Ohlajene atome nato prenesemo v ramansko rešetko.

Za lažjo predstavo poteka moči žarkov in magnetnih polj glej dodatek A.



Slika 4.4: Življenjski čas MOT-a. Dotok atomov iz pečice zapremo in gledamo intenziteto fluorescenčne slike v odvisnosti od časa. Število atomov na začetku upada hitreje zaradi dvodelčnih izgub, ki so sorazmerne njegovemu kvadratu, potem pa se upočasni na eksponentni razpad zaradi trkov z atomi ozadja pri sobni temperaturi. Življenjski čas tega razpada je 70,6 s.



Slika 4.5: Žarki za lasersko hlajenje. Zeemanov upočasnjevalnik je moder, MOT žarki rdeči, ramanski žarki so svetlo zeleni, polarizator pa temno zelen.

4.1.3 Degenerirano ramansko hlajenje

Z degeneriranim ramanskim hlajenjem atome, ujete v rešetki malih harmoničnih potencialov, hladimo tako, da jih poskušamo spraviti na najnižji energijski nivo in jih tam obdržati. Temperaturo atomov lahko znižamo pod 1 μ K in jih spravimo v stanje $|F = 3, m_F = 3\rangle$, kar je pomembno za prenos v dipolno past, ki sledi. Poleg tega je to stanje izven resonance za vse žarke, kar pomeni, da že ohlajenih atomov z laserji ne moremo ponovno segreti.⁴

Optično rešetko za ramansko hlajenje ustvarimo z interferenco štirih žarkov na prehodu $F = 4 \rightarrow F' = 4$, kot je prikazano na sliki 4.5 s svetlozelenimi puščicami. Atomi brez MOT črpalnika hitro popadajo v stanje F = 3 in ramanski žarki postanejo zanje neresonančni. Zaradi svoje električne polarizabilnosti atomi občutijo dipolno silo, ki jih povleče v maksimume interferenčnega vzorca izvenresonančnih laserskih žarkov. Atomi se ujamejo v rešetko majhnih harmoničnih pasti. Dipolne pasti so podrobneje opisane v podpoglavju 4.2.1.

Polarizator in temno stanje

Pri zelo nizkih temperaturah atome segreje že sipanje enega samega fotona. Če želimo, da ostanejo hladni, moramo torej poskrbeti, da ne bodo več čutili fotonov. To storimo tako, da jih spravimo v temno stanje, v katerem jih fotoni ne »vidijo« oz. se ne morejo absorbirati. Temno stanje lahko ustvarimo v osnovnem hiperfinem stanju s σ^+ ali π polariziranim žarkom na prehodu $F \to F' = F - 1$, kot je prikazano

 $^{^{4}}$ Degenerirano ramansko hlajenje je bilo prvič uporabljeno na Stanfordu leta 2000 [40].

na sliki 4.7a (v našem primeru je to prehod $F = 3 \rightarrow F' = 2$). S tem žarkom, imenovanim polarizator, vzbujamo prehode v vzbujeno stanje F' = F - 1, od kođer spontano padejo nazaj v osnovno stanje F. Ker ima polarizacijo σ^+ , se atomu z vsakim prehodom poveča magnetno kvantno število m_F . Polarizator na atom deluje, dokler ta ne pride v stanje $m_F = F$, od kođer ga z žarkom s polarizacijo σ^+ ali π ni mogoče spraviti v vzbujeno stanje. $|F, m_F = F\rangle$ je torej zanj temno stanje. Polarizator je na sliki 4.5 prikazan s temno zeleno barvo in je za 5° nagnjen glede na os magnetnega polja, kar mu poleg osnovne krožne polarizacije σ^+ doda še malo linearne polarizacije π .

Učinek polarizatorja v levitacijskem magnetnem polju je prikazan na sliki 4.6.



Slika 4.6: Učinek polarizatorja na atome prikazan v levitacijskem polju za $m_F = 3$. Vidimo, da gre večina atomov v stanje $m_F = 3$. Stanja z različnimi m_F različno občutijo magnetno levitacijsko silo, zato se atomi ločijo v prostoru.

Ramanski prehod in degenerirano ramansko hlajenje

Ramanski prehod je dvofotonski proces, sestavljen iz absorpcije in stimulirane emisije. Vzbudimo ga lahko z dvema nasprotnima žarkoma, ki svetita na atom. Foton iz prvega žarka vzbudi atom iz stanja $|1\rangle$ v virtualno vzbujeno stanje $|i\rangle$, nakar foton iz drugega žarka povzroči stimulirano emisijo in atom preide v stanje $|2\rangle$. Stanji $|1\rangle$ in $|2\rangle$ sta si lahko po energiji poljubno blizu, le pravi frekvenci žarkov moramo izbrati. Če sta frekvenci žarkov enaki, lahko torej povzročimo prehod med dvema degeneriranima stanjema.

Atome, ujete v ramanski rešetki, postavimo v homogeno magnetno polje, tako da je Zeemanov premik za različne m_F osnovnega hiperfinega stanja ravno takšen, da se vibracijski nivoji sosednjih m_F stanj poravnajo, kot je prikazano na sliki 4.7b. Stanje $|n, m_F\rangle$, z vibracijsko energijo $E = \hbar \omega_{ho} (n + \frac{1}{2})$, mora torej imeti enako energijo kot stanje $|n - 1, m_F - 1\rangle$. Nasprotna si ramanska žarka lahko potem poganjata ramanske prehode med degeneriranimi stanji, kar je na sliki 4.7b označeno z dvoglavimi puščicami. Z ramanskim prehodom iz $m_F = 3$ v $m_F = 1$ se torej atomu vibracijsko število zmanjša za 2. Poleg tega polarizator s polarizacijo σ^+ atome črpa v stanje $|F' = 2, m_F = 2\rangle$, od kođer spontano padejo v $|F = 3, m_F = 3\rangle$. Če smo v Lamb-Dickejevem režimu delovanja (razcep med vibracijskimi stanji je veliko večji od energije, ki jo atom dobi ob absorpciji enega fotona), se vibracijsko število n med delovanjem polarizatorja ohrani in atom v enem ciklu izgubi 2 kvanta vibracijske energije. Ta proces poteka, dokler atom ne pride v stanje $|n = 0, m_F = 2\rangle$, od kođer ga šibka komponenta π polarizatorja prečrpa v temno stanje $|n = 0, m_F = 3\rangle$. Komponenta π mora biti šibka, da je črpanje počasno, s čimer preprečimo segrevanje atomov zaradi spontano emitiranih fotonov.



Slika 4.7: a) Črpanje med stanji F in F' = F - 1 v temno stanje $|F, m_F = F\rangle$ s polarizatorjem, ki ima močno σ^+ in šibko π komponento polarizacije. Povzeto po [41]. b) Shema degeneriranega ramanskega hlajenja. Magnetno polje je izbrano tako, da so sosednja vibracijska stanja degenerirana. Ramanski žarki poganjajo ramanske prehode med degeneriranimi stanji, polarizator pa črpa atome v stanje $m_F = 3$ z najnižjo energijo. Povzeto po [42].

Žarki za ramansko rešetko so široki 1,5 mm, resonančni s prehodom $F = 4 \rightarrow F' = 4$ in imajo sledeče moči: dva nasprotna si žarka imata 6,2 mW in 4,9 mW, tretji horizontalni žarek 1,8 mW, navpični pa 4,7 mW. Vsi žarki so linearno polarizirani, polarizacije pa so nastavljene tako, da hlajenje deluje najbolje. Navzdol na oblak pod naklonom 5° sveti polarizator s krožno polarizacijo in frekvenco na prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Magnetno polje mora biti usmerjeno popolnoma navpično, kar dosežemo s primerno nastavitvijo kompenzacijskih tuljav. Pustimo le polje 0,14 G v smeri z, ki poskrbi za degeneracijo vibracijskih nivojev. Pomembno se je zavedati, da je razmik vibracijskih stanj, in s tem potrebno magnetno polje, odvisen od moči žarkov.

Ramanski žarki in polarizator so prižgani 14 ms, nakar polarizator v hipu izklopimo, ramanske žarke pa v 1 ms počasi znižamo, da atome adiabatno spustimo iz rešetke. Atomi imajo po ramanskem hlajenju temperaturo manj kot 1 μ K in se nahajajo v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$, kar je idealno za nadaljnje evaporacijsko hlajenje. Ker potencial rešetke ni dovolj globok, da bi premagal gravitacijo, atomi ves čas ramanskega hlajenja padajo, zato tik po izklopu rešetke za 3 ms vklopimo magnetni gradient 44,5 G/cm, ki ga nato znižamo na levitacijski gradient za stanje $|F = 3, m_F = 3\rangle$, ki znaša 31,3 G/cm.

4.2 Evaporacijsko hlajenje

BEC-a, ki je glavni cilj našega eksperimenta, ni možno doseči le z laserskim hlajenjem, zato atome prenesemo v dipolno past in jih naprej hladimo z evaporacijskim hlajenjem.⁵

Shema delovanja evaporacijskega hlajenja je prikazana na sliki 4.8. Predpostavimo, da imajo atomi v dipolni pasti Boltzmannovo porazdelitev energije pri temperaturi $T_1: \mathcal{N}(E) = \mathcal{N}_0 \exp(-\frac{E}{k_B T_1})$ (slika 4.8c). Atome z najvišjo energijo $E > E_{cut}$ odstranimo iz pasti (sliki 4.8b in d) in počakamo, da se ostali atomi spet termalizirajo. Tedaj so spet Boltzmannovo porazdeljeni po energiji $\mathcal{N}(E) = \mathcal{N}_0 \exp(-\frac{E}{k_B T_2})$, vendar pri nižji temperaturi kot prej: $T_2 < T_1$ (slika 4.8). Bolj kot atome hladimo, bolj se posedajo na dno pasti, povečuje se gostota in število trkov, atomi se hitreje termalizirajo ter s tem hitreje hladijo. Proces ponavljamo, dokler ne dosežemo kondenzata.



Slika 4.8: Shema evaporacijskega hlajenja. a) Atomi v dipolni pasti, b) najhitrejše odstranimo iz pasti, c) energijska porazdelitev pred evaporacijo, d) med evaporacijo in e) po ponovni termalizaciji. Povzeto po [23].

Izgleda zelo preprosto, vendar je v resnici mnogo težje, sploh v primeru cezija, kjer se pri velikih gostotah poleg elastičnih trkov, s katerimi se atomi termalizirajo, pojavijo še neelastični tridelčni procesi, ki povzročajo izgube. Izgube atomov iz pasti so glavni razlog, da je bil prvi cezijev BEC ustvarjen šele 8 let po prvih BEC-ih z atomi ⁸⁷Rb in ²³Na. V našem eksperimentu želimo ustvariti BEC po zgledu prvega cezijevega eksperimenta [36]. Opisal bom veliko dipolno past in jamico, s katerima poskušamo pripraviti atome do kondenzacije.

4.2.1 Optične dipolne pasti

Poglejmo si nekaj lastnosti dipolnih pasti, kakršne uporabljamo v našem eksperimentu. Električno polje svetlobnega valovanja inducira dipolni moment v atomu, ki posledično interagira s svetlobnim poljem. Laserski žarek na atom deluje s silo sorazmerno gradientu njegove intenzitete. Za atomski prehod s frekvenco ω_0 ter

 $^{^5 {\}rm Atome}$ so v dipolno past prvič ujeli leta 1986 [43], evaporacijsko hlajenje v dipolni pasti pa prvič izvedli leta 1994 [44].

naravno širino Γ dobimo potencial U_{dip} in pogostost sipanja fotonov Γ_{sc} [45]:

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) = \hat{U}I(\mathbf{r}), \qquad (4.2)$$

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma \omega^3}{2\hbar \omega_0^6} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(\mathbf{r}),\tag{4.3}$$

kjer je ω frekvenca laserskega žarka, $I(\mathbf{r})$ pa intenziteta svetlobe. Enačbi sta veljavni le, če je $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$. Vidimo, da je potencial privlačen, če je $\omega < \omega_0$ in odbojen v nasprotnem primeru. Ker ima cezij dva atomska prehoda D_1 in D_2 , moramo za ω_0 in Γ vzeti efektivni vrednosti [45]:

$$\omega_{eff} = \frac{1}{3}\omega_1 + \frac{2}{3}\omega_2, \tag{4.4}$$

$$\Gamma_{eff} = \frac{1}{3}\Gamma_1 + \frac{2}{3}\Gamma_2. \tag{4.5}$$

Intenziteto laserskega žarka z Gaussovim profilom zapišemo kot:

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}}, \quad \text{kjer je } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}.$$
 (4.6)

z označuje koordinato vzdolž žarka, ρ radialno koordinato, w(z) pa radij žarka, ki je najmanjši v grlu $w(0) = w_0$. Rayleighova dolžina $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ je razdalja od grla, na kateri se žarku intenziteta 2-krat zmanjša. V našem primeru je $z_R \gg w_0$, kar pomeni, da je past v aksialni smeri zanemarljivo šibka. Zaradi tega dipolno past ustvarimo s prekrižanjem dveh žarkov, da zagotovimo lovljenje v vseh smereh. Efektivna globina potenciala je v tem primeru globina šibkejšega žarka.

Ce past levitiramo v magnetnem polju, moramo upoštevati še negativni harmonični potencial zaradi levitacijskega gradienta, ki je podan z enačbo (3.8). S Taylorjevim razvojem potenciala dobimo v smeri vzdolž žarka x:

$$U(x) = 2\frac{\hat{U}_y}{w_y^2}x^2 - \frac{1}{2}m_{Cs}\omega_{anti}^2x^2.$$
(4.7)

Frekvenca ω_{anti} je podana pod enačbo (3.8). Z magnetno levitacijo efektivno zmanjšamo globino potenciala, ki postane odvisna od homogenega dela magnetnega polja (slika 4.9 levo). Frekvenco nihanja atomov v horizontalni smeri v levitiranem dipolnem potencialu zapišemo kot:

$$\omega_{y,x} = \sqrt{\frac{4\hat{U}_{x,y}}{m_{Cs}w_{x,y}^2} - \omega_{anti}^2},$$
(4.8)

v vertikalni smeri pa kot:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{4\hat{U}_x}{m_{Cs}w_x^2} + \frac{4\hat{U}_y}{m_{Cs}w_y^2}}.$$
(4.9)

Iz tega lahko izračunamo povprečno frekvenco $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$, s pomočjo katere lahko določimo faznoprostorsko gostoto, definirano v enačbi (3.20). Frekvenca razen pri majhnih poljih (nekaj G) ni močno odvisna od magnetnega polja (slika 4.9 desno).



Slika 4.9: Odvisnost potenciala in frekvence jamice od homogenega polja. Z modro sta označeni vrednosti v odsotnosti levitacijskega potenciala, z oranžno pa vrednosti v levitacijskem potencialu v odvisnosti od homogenega dela magnetnega polja. Vidimo, da se globina potenciala zaradi polja zmanjša za nekaj odstotkov, medtem ko se frekvenca pri poljih nad 20 G praktično ne spremeni.

4.2.2 Dipolna past

Po ramanskem hlajenju atome prestavimo v dipolno past, ki jo ustvarimo s prekrižanjem dveh žarkov z valovno dolžino 1070 nm iz iterbijevega laserja IPG-YLR-100. Žarek, ki prihaja iz optičnega vlakna, razdelimo na dva dela s PBS-om in vsako komponento pošljemo skozi sistem dveh leč, da imata na mestu oblaka grli s polmeroma 500 μ m. Pri moči 11 W dobimo v levitacijskem polju potencial globine $\hat{U}_{dip} = k_B \cdot 2.2 \ \mu$ K, s frekvenco $\bar{\omega}_{dip} = 2\pi \cdot 9.7$ Hz. Frekvenco pasti lahko izmerimo tako, da zanihamo atome v pasti ter gledamo njihove oscilacije, kot je prikazano na sliki 4.10.



Slika 4.10: Meritev frekvence dipolne pasti. Opazujemo oscilacije atomov v dipolni pasti. Nihanje je dušeno, zato sem frekvenco določal s prileganjem modela $y_0 + a \exp(-bt) \sin(2\pi\nu t + \delta)$. Dobim frekvenco $\nu = (7.8 \pm 0.2)$ Hz, kar je malo pod izračunano vrednostjo 9,7 Hz.

Dipolni žarek je ves čas laserskega hlajenja vklopljen na 11 W, da zagotovimo lepši prehod atomov v past. Kljub temu se med prenosom v dipolno past segrejejo iz 700 nK na 1,2 μ K zaradi neujemanja velikosti dipolne pasti in ramanske rešetke.

Segretje je mogoče omejiti z zmanjšanjem moči žarkov, vendar le na račun števila atomov, kar pa se ne izplača. Moč laserja nato linearno povečamo na 68 W, kar potencial poglobi na $k_B \cdot 17.8 \ \mu$ K, frekvenco pa poveča na $2\pi \cdot 24.6$ Hz. S tem ohranimo število atomov približno enako, temperaturo pa le malo povečamo (na 2 μ K). Faznoprostorska gostota je 10^{-4} . Magnetni gradient je ves čas na levitacijski vrednosti 31,3 G/cm, homogeno polje pa na 136 G, kar ustreza sipalni dolžini približno 1600 a_0 .

4.2.3 Mala dipolna past - jamica



Slika 4.11: Potencial dipolne pasti z jamico

Dipolna past ni idealna za evaporacijo, saj je gostota atomov v njej majhna, frekvence pa nizke, kar pomeni, da bo trkov malo in termalizacija ne bo učinkovita. Gostoto atomov povečamo s spremembo oblike potenciala tako, da na sredi dipolne pasti ustvarimo majhno jamico (slika 4.11). Atomi se naložijo v jamico, temperatura pa ostane konstantna, če je le število atomov v jamici dovolj majhno v primerjavi s številom vseh atomov. Gostota atomov se poveča za faktor $\exp(\frac{U}{k_BT})$, kjer je Uglobina jamice. V jamici imajo atomi torej večjo faznoprostorsko gostoto kot v dipolni pasti.

Jamico ustvarimo z dvema dodatnima žarkoma valovne dolžine 1064 nm iz laserja Mephisto MOPA55W. Ta laser uporabimo zato, ker je bolj stabilen, kar je v jamici veliko pomembneje kot v dipolni pasti. Nestabilnost smeri in moči žarka lahko namreč povzroči izgubo atomov. Ker laser vseskozi deluje na polni moči, majhen del moči odvzamemo s PBS-om, ga razdelimo na dva dela ter vsakega pošljemo skozi AOM. Prvi žarek ima na mestu atomov polmer 50 μ m, drugi pa 100 μ m.

Polnjenje jamice

Ko smo z dipolnim žarkom na moči 68 W, počasi v 500 ms vklopimo jamico. Prvi žarek nastavimo na 197 mW, drugega pa na 1,11 W, kar pomeni 12,8 μ K globok potencial s frekvenco $2\pi \cdot 159$ Hz. Frekvenca je za velikostni red večja kot v dipolni pasti, kar v kombinaciji s povečano gostoto pomeni, da bo evaporacija mnogo učinkovitejša. Žal pa povečana gostota privede do tridelčnih izgub, zato moramo previdno izbrati magnetno polje in s tem sipalno dolžino atomov.

Atomi v jamici se med vklapljanjem segrejejo, zato jih moramo pustiti, da se termalizirajo s pomočjo atomov v dipolni pasti (slika 4.13). Ker je v dipolni pasti število atomov mnogo večje, jih vroči atomi iz jamice ne segrejejo. V tem času homogeno polje znižamo na 22,6 G, da zmanjšamo sipalno dolžino in s tem tridelčne izgube.

Število atomov med polnjenjem jamice je prikazano na sliki 4.12. Vidimo, da se začne polniti šele 200 ms po vklopu žarkov, nato se število atomov v njej konstantno povečuje, med termalizacijo pa ostaja približno konstantno. Idealno bi bilo, da bi se število atomov med termalizacijo še naprej povečevalo, vendar temu ni tako. Domnevamo, da je krivo nihanje smeri dipolnih žarkov, zato je v načrtu skrajšanje njihove poti.



Slika 4.12: Število atomov v jamici med polnjenjem in termalizacijo je prikazano z modrimi pikami. Rdeča krivulja prikazuje moč žarkov in s tem globino jamice.



Slika 4.13: Temperatura atomov v jamici med termalizacijo. Vidimo, da se je temperatura iz začetnih 5 μ K znižala na približno 3 μ K in tam obstala.

Ker se jamica polni in termalizira ob prižgani dipolni pasti, sem za meritvi, prikazani na slikah 4.12 in 4.13, dipolno past izklopil 100 ms preden sem izmeril

število atomov oz. temperaturo. Ta čas je jamica ostala na konstantni moči, atomi izven jamice pa so se porazgubili.

Evaporacija

Dipolno past po termalizaciji izklopimo in začnemo z evaporacijo. Evaporiramo tako, da eksponentno zmanjšujemo globino jamice. Učinkovitost evaporacije definiramo kot [25]:

$$\epsilon = \frac{\ln \frac{D}{D_0}}{\ln \frac{N_0}{N}},\tag{4.10}$$

kjer sta D_0 in D začetna in končna faznoprostorska gostota atomov, N_0 in N pa začetno in končno število atomov. Evaporacija je učinkovita, če čimbolj povečamo faznoprostorsko gostoto ob minimalni izgubi atomov. Tipične vrednosti ϵ v našem eksperimentu so med 2 in 3. Dobro je, če je število atomov na začetku čimvečje, saj lahko tako dalj časa evaporiramo, s čimer dosežemo večjo faznoprostorsko gostoto.

Spreminjanje števila atomov, faznoprostorske gostote, radija oblaka in temperature med evaporacijo ter celotnim časom v dipolni pasti in jamici je prikazano na sliki 4.14. V dipolni pasti s povečevanjem globine potenciala ohranjamo število



Slika 4.14: Grafi prikazujejo temperaturo T, število atomov N_{at} , faznoprostorsko gostoto D ter začetni radij oblaka σ_0 tekom celotnega časa, ki ga atomi preživijo v dipolni pasti in jamici. Modra krivulja prikazuje potek moči dipolnih žarkov, ki jo najprej počasi povečujemo iz 11 W na 68 W, jo nato med nalaganjem atomov v jamico ohranjamo konstantno, tik pred evaporacijo pa postavimo na 0. Rdeča krivulja prikazuje potek moči jamice, ki jo med evaporacijo eksponentno znižujemo.

atomov za ceno majhnega povišanja temperature, kar pomeni, da se tudi faznoprostorska gostota malo zmanjša. Ko vklopimo jamico, se tudi atomi v dipolni pasti

nepričakovano segrejejo, kar pripisujemo nihanju smeri dipolnega žarka. Med termalizacijo jamice se iz istega razloga celotna temperatura ne znižuje, čeprav bi to pričakovali, saj evaporacija običajno poteka tudi v konstantnem potencialu pasti.⁶ Edini del, s katerim smo trenutno popolnoma zadovoljni, je evaporacija v jamici, ki faznoprostorsko gostoto poveča za skoraj tri velikostne rede, kar je primerljivo z drugimi eksperimenti [26, 46]. Za primerjavo služi slika 4.15, ki prikazuje faznoprostorsko gostoto v odvisnosti od števila atomov za tri različne eksperimente. Tudi iz tega grafa razberemo, da je treba izboljšati predvsem prenos iz dipolne pasti v jamico, t. j. zmanjšati gretje in povečati gostoto.



Slika 4.15: Faznoprostorska gostota v odvisnosti od števila atomov za tri različne eksperimente. Modre točke prikazujejo naše meritve, zelene vrednosti so iz [46], oranžne pa iz [26]. Na začetku smo v dipolni pasti še na primerljivih vrednostih faznoprostorske gostote, po vklopu jamice pa pademo nekaj velikostnih redov nižje. Z evaporacijo faznoprostorsko gostoto zvišujemo približno enako učinkovito, a zaradi nizke začetne vrednosti ne moremo doseči BEC-a. Tudi to kaže na to, da je potrebno izboljšati dipolno past, predvsem prenos iz nje v jamico.

Čikaška evaporacija

Za doseganje najnižjih temperatur na koncu evaporacije z zniževanjem potenciala jamice uporabimo še drug način evaporacije, ki je bil prvič uporabljen v Čikagu [47]. Potencial jamice držimo na konstantni vrednosti in linearno povečujemo magnetni gradient. Potencial se nagiba in atomi uhajajo navzgor. Prednost je, da se z zniževanjem globine pasti frekvenca skorajda ne spreminja, zato število trkov ostaja konstantno. Na ta način smo dosegli temperature pod 20 nK.

 $^{^{6}}$ Pri tej meritvi opazujemo atome v dipolni pasti vse do njenega izklopa tik pred evaporacijo in ne atomov v jamici, kot pri meritvah prikazanih na slikah 4.12 in 4.13. Atome v jamici opazujemo le med evaporacijo.

4.2.4 Izgube iz pasti

Izgube v dipolni pasti in jamici povzroča več stvari:

- Sipanje fotonov pasti: Enačba (4.3) podaja pogostost sipanja fotonov dipolne pasti na atomih Γ_{sc} . Za valovni dolžini, ki ju imata oba laserja je $\Gamma_{sc} \approx 10^{-9} \text{ s}^{-1}$, kar je zanemarljivo malo.
- *Trki z ozadjem*: Vakuum nikoli ni popoln, vedno ostane nekaj atomov, ki švigajo okoli. Ti atomi ozadja so pri sobni temperaturi in ob trkih izbijajo ohlajene atome iz pasti. Trki z ozadjem povzročajo eksponentno upadanje števila atomov v pasti na dolgi časovni skali (sliki 4.16 in 4.17).



Slika 4.16: Upadanje števila atomov v dipolni pasti. Na začetku je upadanje hitrejše, z življenjskim časom $\tau_1 = (3,0 \pm 0,2)$ s, zaradi nepopolnega prehoda iz ramanske rešetke, potem pa se upočasni na eksponentni razpad s časom $\tau_2 = (7,2 \pm 0,6)$ s.

- *Fluktuacije pasti*: Nihanje smeri laserskih žarkov lahko povzroči izgube. V našem eksperimentu imamo zaradi nihanja dipolne pasti velike težave s segrevanjem pri prenosu atomov iz dipolne pasti v jamico. Z namernim nihanjem pasti lahko določimo njeno frekvenco, saj se v resonanci izgube močno povečajo (slika 4.18).
- Neelastični trki: Poleg elastičnih trkov, ki skrbijo za termalizacijo vzorca, imamo še neelastične trke, ki povzročajo tridelčne izgube. Pri tridelčnem sipalnem procesu se dva atoma združita v molekulo, kar jima zniža notranjo energijo. Tretji atom odnese presežek energije v obliki kinetične energije. V procesu izgubimo tri atome: dva, ker past ne more zadržati molekule, saj levitacija zanjo ne deluje dobro in tretjega, ker pridobi veliko kinetično energijo in pobegne iz pasti.

Tridelčne izgube

Tridelčne izgube se pojavijo pri velikih gostotah atomov v dipolni past in jamici. Močno so odvisne od magnetnega polja, saj ta vpliva na interakcijo med delci prek



Slika 4.17: Upadanje števila atomov v jamici. Upadanje je eksponentno z življenjskim časom $\tau = (6,6 \pm 0,3)$ s.



Slika 4.18: Stevilo atomov v jamici v odvisnosti od frekvence nihanja obeh žarkov. Pozicijo žarkov lahko hitro spreminjamo s spremembami frekvence AOM-ov, skozi katera letita žarka. Modre pike označujejo število atomov v pasti med nihanjem ožjega žarka, oranžne pa med nihanjem širšega žarka. Ko žarek nihamo z resonančno frekvenco, se izgube iz pasti močno povečajo, s čimer lahko potrdimo izračunani frekvenci, označeni z navpičnima črtama.

sipalne dolžine (glej sliko 2.4). V Feshbachovih resonancah se sipalna dolžina močno poveča, kar poveča število trkov in s tem izgube atomov iz pasti. To lahko opazimo, če spreminjamo homogeno magnetno polje med evaporacijo in gledamo število atomov na koncu evaporacije. Slika 4.19 prikazuje izgube atomov v jamici med evaporacijo za različne vrednosti homogenega magnetnega polja. Uspeli smo opaziti 4 Feshbachove resonance. S pomočjo teh resonanc smo tudi natančno umerili magnetno polje Helmholtzove tuljave.



Slika 4.19: Izgube atomov v jamici v odvisnosti od magnetnega polja. Z zeleno, rdečo, vijolično in modro so označene Feshbachove resonance, v katerih število atomov močno pade. Resonance se nahajajo pri 12,4 G, 15,1 G, 19,9 G in 48,0 G.

Poglavje 5 Zaključek

V okviru magistrske naloge so bile postavljene sledeče faze hlajenja: magnetooptična past, degenerirano ramansko hlajenje, dipolna past in mala dipolna past (jamica). Z vsako smo premaknili temperaturo bližje absolutni ničli, faznoprostorsko gostoto pa bližje magični meji 2,6, kjer se zgodi fazni prehod. Vse je nared za dosego Bose-Einsteinovega kondenzata, ki pa se nam vztrajno izmika. Za uresničitev tega cilja bo potrebna nadaljnja optimizacija predvsem zadnjih faz ohlajevalnega postopka.

Trenutno je najšibkejša točka prehod iz dipolne pasti v jamico, zato nameravamo stabilizirati dipolne žarke s skrajšanjem poti, ki jo prepotujejo od izhoda iz laserja do glavne eksperimentalne komore. Če tudi to ne bo zadoščalo, se bomo poslužili aktivne stabilizacije s pomočjo fotodiode in piezoelektrično krmiljenih zrcal. Za še bolj stabilno jamico lahko žarka speljemo na mizo preko optičnih vlaken, kar pa zahteva aktivno stabilizacijo moči, saj se zaradi nihanja žarka spreminja učinkovitost sklopitve z vlaknom.

Poleg tega si prizadevamo stabilizirati število atomov v vsaki fazi hlajenja posebej, da se izognemo njegovemu nihanju med ponavljanjem eksperimenta. Tudi v MOT in CMOT fazi namreč število atomov močno niha zaradi nestabilnosti orientacije polarizacije v optičnih vlaknih, ki jo s PBS-i pretvorimo v nestabilnost moči žarkov. Ta povzroča spreminjanje učinkovitosti lovljenja atomov iz ene ponovitve eksperimenta v naslednjo. Število atomov v MOT-u lahko stabiliziramo tako, da ga s fotodiodo v živo določamo in nalaganje atomov vedno prekinemo v trenutku, ko število doseže neko vnaprej izbrano vrednost. S tem vsakič zagotovimo enako izhodišče za nadaljnje faze eksperimenta.

Ko bo BEC dosežen, je v načrtu postavitev dvo-dimenzionalne optične rešetke za simulacijo kristalnih sistemov. Tu so možnosti zelo pestre, saj se da rešetko poljubno prilagajati in preučevati različne teoretične ideje, kot so povezava med BEC in BCS teorijo, prehod med superfluidnim stanjem in Mottovim izolatorjem ter lastnosti mrežnih spinskih sistemov.

Literatura

- D. J. Wineland, H. E. Drullinger in F. L. Walls, "Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers", Phys. Rev. Lett. 40, 1639 (978).
- [2] M. H. Anderson *et al.*, »Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor«, Science 269, 198 (1995).
- [3] K. B. Davis *et al.*, »Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms«, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [4] M. R. Andrews *et al.*, »Observation of interference between two Bose condensates«, Science **31**, 637 (1997).
- [5] P. Engels *et al.*, »Observation of long-lived vortex aggregates in rapidly rotating Bose-Einstein condensates«, Phys. Rev. Lett. **90**, 170405 (2003).
- [6] I. Bloch, J. Dalibard in W. Zwerger, "Many-body physics with ultracold gases", Rev. Mod. Phys. 80, 885 (2008).
- [7] G. Juzeliũnas *et al.*, »Light induced effective magnetic fields for ultra-cold atoms in planar geometries«, Phys. Rev. A 73, 025602 (2006).
- [8] Y.-J. Lin *et al.*, »A synthetic electric force acting on neutral atoms«, Nature Physics 7, 531 (2011).
- I. Bloch, T. W. Hänsch in T. Esslinger, »Atom laser with a cw output coupler«, Phys. Rev. Lett. 82, 3008 (1999).
- [10] J. Herbig *et al.*, »Preparation of a pure molecular quantum gas«, Science **301**, 1510 (2003).
- [11] S. Dürr *et al.*, »Observation of molecules produced from a Bose-Einstein condensate«, Phys. Rev. Lett. **92**, 020406 (2004).
- [12] K.-K. Ni *et al.*, »A high phase-space-density gas of polar molecules«, Science 322, 231 (2008).
- [13] T. Takekoshi *et al.*, »Towards the production of ultracold ground-state RbCs molecules: Feshbach resonances, weakly bound states, and coupled-channel model«, Phys. Rev. A 85, 032506 (2012).
- [14] S. Ospelkaus *et al.*, »Quantum-state controlled chemical reactions of ultracold potassium-rubidium molecules«, Science **327**, 853 (2010).

- [15] A. Frisch et al., "Ultracold dipolar molecules composed of strongly magnetic atoms", Phys. Rev. Lett. 115, 203201 (2015).
- [16] T. Bourdel *et al.*, »Experimental study of the BEC-BCS crossover region in lithium 6«, Phys. Rev. Lett. **93**, 050401 (2004).
- [17] C. Ryu et al., "Experimental realization of Josephson junctions for an atom SQUID«, Phys. Rev. Lett. 111, 205301 (2013).
- [18] J.-P. Brantut *et al.*, »Conduction of ultracold fermions through a mesoscopic channel«, Science **337**, 1069 (2012).
- [19] M. Gustavsson *et al.*, »Control of interaction-induced dephasing of Bloch oscillations«, Phys. Rev. Lett. **100**, 080404 (2008).
- [20] I. B. Spielman, W. D. Phillips in J. V. Porto, »Mott-insulator transition in a two-dimensional atomic Bose gas«, Phys. Rev. Lett. 98, 080404 (2007).
- [21] »Quantum manifesto«, (2016), http://qurope.eu/system/files/u7/93056_ Quantum%20Manifesto_WEB.pdf.
- [22] W. Ketterle, D. S. Durfee in S. D. M. Kurn, »Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates«, v »Bose-Einstein Condensation in atomic gases (Proceedings of the International School of Physics »Enrico Fermi«, Course CXL)«, uredili M. Inguscio, S. Stringari in C. E. Wieman (IOS Press, 1999).
- [23] C. J. Foot, *Atomic physics* (Oxford University Press, New York, 2005).
- [24] D. A. Steck, »Cesium D line data«, (1998), ogled 27. 7. 2016, http://steck. us/alkalidata/cesiumnumbers.1.6.pdf.
- [25] T. Weber, *Bose-Einstein condensation of optically trapped cesium*, Doktorsko delo, Faculty of Mathematics, Computer Science and Physics, Innsbruck (2003).
- [26] M. Gustavsson, A quantum gas with tunable interactions in an optical lattice, Doktorsko delo, Faculty of Mathematics, Computer Science and Physics, Innsbruck (2008).
- [27] C. Chin *et al.*, »Precision Feshbach spectroscopy of ultracold Cs₂«, Phys. Rev. A 70, 032701 (2004).
- [28] M. Berninger *et al.*, »Feshbach resonances, weakly bound molecular states, and coupled-channel potentials for cesium at high magnetic fields«, Phys. Rev. A 87, 032517 (2013), doi:10.1103/PhysRevA.87.032517.
- [29] http://www.ultracold.at/.
- [30] J. Herbig, *Quantum-degenerate cesium: atoms and molecules*, Doktorsko delo, Faculty of Mathematics, Computer Science and Physics, Innsbruck (2005).
- [31] P. Kos in N. Janša, »Zeeman shifted modulation transfer spectroscopy in atomic cesium«, (2014), http://ultracool.ijs.si/files/research/MTS_Zeeman. pdf.

- [32] T. P. Meyrath in F. Schreck, »A simple parallel bus computer control system for atomic physics experiments«, (2004), http://strontiumbec.com/ Control/bus_system.pdf.
- [33] R. M. Gao, »ZOINKS and Z.759 The unfinished computer experimental control system«, (2005), http://www.phas.ubc.ca/~qdg/publications/ InternalReports/Z759.pdf.
- [34] D. Moravchik, *Imaging methods of cold atoms*, Magistrsko delo, Faculty of Natural Sciences, Negev (2009).
- [35] A. Schönhals, Imaging of ultracold cesium atoms at high magnetic fields, Magistrsko delo, University of Heidelberg, Heidelberg (2013).
- [36] T. Weber *et al.*, »Bose-Einstein condensation of cesium«, Science **299**, 232 (2003).
- [37] W. D. Phillips in H. Metcalf, "Laser deceleration of an atomic beam", Phys. Rev. Lett. 48, 596 (1982).
- [38] I. G. Hughes in M. J. Pritchard, "Cool things to do with lasers", Physics Education 42, 27 (2007).
- [39] E. L. Raab *et al.*, "Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure", Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [40] A. J. Kerman *et al.*, »Beyond optical molasses: 3D Raman sideband cooling of atomic cesium to high phase-space density«, Phys. Rev. Lett. 84, 439 (2000).
- [41] A. J. Kerman, Raman sideband cooling and cold atomic collisions in optical lattices, Doktorsko delo, Standford University, Stanford (2002).
- [42] G. D. Domenico *et al.*, »Laser collimation of a continuous beam of cold atoms using Zeeman-shift degenerate-Raman-sideband cooling«, Phys. Rev. A 69, 063403 (2004).
- [43] S. Chu et al., »Experimental observation of optically trapped atoms«, Phys. Rev. Lett. 57, 314 (1986).
- [44] C. S. Adams *et al.*, "Evaporative cooling in a crossed dipole trap", Phys. Rev. Lett. 74, 3577 (1995).
- [45] R. Grimm, M. Weidemüller in Y. B. Ovchinnikov, »Optical dipole traps fo neutral atoms«, Adv. At., Mol., Opt. Phys. 42, 95 (2000).
- [46] M. Gröbner *et al.*, »A new quantum gas apparatus for ultracold mixtures of K and Cs and KCs ground-state molecules«, J. Mod. Opt. **63**, 1829 (2016).
- [47] C.-L. Hung et al., »Runaway Evaporative Cooling to Bose-Einstein Condensation of Cesium Atoms in Optical Traps«, v »Frontiers in Optics 2008/Laser Science XXIV/Plasmonics and Metamaterials/Optical Fabrication and Testing«, (Optical Society of America, 2008), doi:10.1364/LS.2008.LTuG4.
- [48] E. A. Donley *et al.*, »Double-pass acousto-optic modulator system«, Rev. Sci. Instrum. 76, 063112 (2005).

Dodatek A

Potek eksperimentalnih parametrov

Med eksperimentom se spreminja veliko parametrov, zato sem se odločil vse povzeti v tem dodatku. Prikazuje jih tudi slika A.1. Pa poglejmo, kako se eksperimentalni parametri spreminjajo v različnih fazah hlajenja:

- Nalaganje atomov v MOT: prižgani so naslednji žarki: Zeemanov upočasnjevalnik s frekvenco 117 MHz pod prehodom $F = 4 \rightarrow F' = 5$ na moči 10 mW, Zeemanov črpalnik s frekvenco 62 MHz pod prehodom $F = 3 \rightarrow F' = 3$ na moči 1 mW, MOT žarki s frekvenco 14 MHz pod prehodom $F = 4 \rightarrow F' = 5$ in skupno močjo 32,9 mW (x in y vsak s 6,1 mW ter z z 20,7 mW) ter MOT črpalnik s frekvenco na prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 3$ in močjo 0,8 mW. Poleg tega sta vklopljena gradient magnetnega polja na 11,2 G/cm in Zeemanova tuljava, skozi katero teče tok 1,3 A, katere parabolično magnetno polje premakne homogena tuljava, skozi katero teče tok 2,6 A. Vklopljene so še kompenzacijske tuljave tako, da MOT čimmanj niha, se pravi, da je čimbolj na sredini kvadrupolnega polja.
- Izklop Zeemanovega upočasnjevalnika: Po koncu nalaganja atomov v MOT v hipu prekinemo tok skozi obe Zeemanovi tuljavi, ki pa se ugašata nekaj ms zaradi induktivnosti. Hkrati zapremo dotok atomov iz pečice. Nato v 15 ms linearno izklopimo Zeemanov upočasnjevalni in črpalni žarek, v naslednjih 15 ms pa ugasnemo še kompenzacijsko tuljavo v x smeri, ki je do sedaj kompenzirala polje Zeemanovih tuljav na mestu MOT-a.
- CMOT: MOT stisnemo s povečanjem gradienta magnetnega polja na 30,5 G/cm ter znižanjem frekvence (povečanjem neubranosti) MOT žarkov na 68 MHz pod prehodom F = 4 → F' = 5. Obe spremembi se zgodita linearno v 40 ms. Vrednosti pustimo pri miru 10 ms, nakar ugasnemo kvadrupolno tuljavo, 3 ms pred začetkom optične melase.
- Optična melasa: Izklopimo MOT črpalnik, znižamo intenziteto MOT žarkov na 6,2 mW, jih pustimo prižgane 2 ms, da ohladijo atome, ter jih nato izklopimo.
- Degenerirano ramansko hlajenje: Po melasi nastavimo kompenzacijski tuljavi tako, da ostane le polje 0,14 G v z smeri, počakamo 1 ms, nato pa vklopimo ramansko rešetko na 17,6 mW (vertikalni žarek na 4,7 mW, nasprotna horizontalna žarka na 4,9 mW in 6,2 mW ter tretji horizontalni žarek na 1,8

mW) ter polarizator na 1 mW za 14 ms. Potem polarizator v hipu izklopimo, rešetko pa v 1 ms linearno znižamo, da atome adiabatno spustimo iz nje.

- Dipolna past: Takoj po koncu ramanskega hlajenja vklopimo homogeno magnetno polje na 140 G, ter kvadrupolno polje na 44,7 G/cm za 3 ms. To povzroči sunek sile, ki zaustavi padanje atomov. Nato gradient nastavimo na levitacijsko vrednost 31,3 G/cm. Dipolni žarki so bili do sedaj na konstantni vrednosti 11 W, da ne bi z njihovim nenadnim vklopom nehote pogreli atomov. Po izklopu ramanskega hlajenja jih v 250 ms linearno povečamo na 68 W.
- Nalaganje v jamico: V 500 ms vklopimo žarka jamice na 197 mW ter 1,1 W, gradient magnetnega polja pa malo povečamo na 32,7 G/cm. V prvih 100 ms znižamo homogeno polje na 23,3 G, da zmanjšamo tridelčne izgube. Po vklopu žarkov počakamo 500 ms, da se atomi v jamici termalizirajo. Vmes spet znižamo magnetni gradient na 31,5 G/cm. Na koncu izklopimo dipolno past in začnemo z evaporacijo.
- **Evaporacija:** Po izklopu dipolne pasti 2500 ms eksponentno znižujemo globino jamice.



Slika A.1: Prikaz vrednosti vseh relevantnih žarkov in magnetnih polj tekom celotnega postopka hlajenja atomov

Dodatek B

Pot žarka

Na sliki B.1 je prikazana pot MOT žarka v smeri z.

Na prvi optični mizi žarek iz laserja razdelimo z $\lambda/2$ ploščico in PBS-om. Pravokotni del namenimo MOT žarkom, ostalo pa ramanski rešetki ter žarku za absorpcijsko slikanje. MOT žarek gre skozi drugi PBS ter preko leče f = 300 mm v AOM, ki je postavljen ravno v gorišču leče. Na drugi strani žarek ponovno kolimiramo z drugo lečo f = 300 mm ter z zaslonko osamimo le prvi red uklonjene svetlobe iz AOM-a, ki ima frekvenco zamaknjeno za ω_1 od frekvence laserja. Žarek gre dvakrat skozi $\lambda/4$ ploščico, kar mu zavrti polarizacijo za 90°. Potem gre drugič skozi AOM, ki mu še enkrat zamakne frekvenco, tako da je ta sedaj za $2\omega_1$ odmaknjena od frekvence laserja.¹ Na PBS-u se pravokotno odbije, nakar ga z zrcalom usmerimo skozi drugi AOM, ki mu frekvenco zamakne še za ω_2 . Tako pripravljen žarek razdelimo na dva dela (*xy* in *z*), ki ju preko optičnih vlaken pošljemo na drugo optično mizo.

Na drugi optični mizi 1 mm širok žarek iz kolimatorja razširimo na 1 cm z lečama z goriščnima razdaljama $f_1 = 30$ mm in $f_2 = 300$ mm. S PBS-om zagotovimo, da je polarizacija žarka vedno enako orientirana. $\lambda/2$ ploščico nastavimo tako, da gre večina žarka naravnost skozi PBS. Za PBS-om gre skozi $\lambda/4$ ploščico, ki ga naredi krožno polariziranega, in se odbije od zrcala v eksperimentalno komoro. Na drugi stani komore gre skozi drugo $\lambda/4$ ploščico, ki ga naredi linearno polariziranega, se odbije od zrcala ter gre ponovno skozi $\lambda/4$ ploščico. Po zadnjem prehodu skozi $\lambda/4$ ploščico ima žarek krožno polarizacijo, ki je ravno nasprotna tisti s katero je prvič vstopil v eksperimentalno komoro.

¹Več o dvojnem prehodu žarka skozi AOM (angl. double pass) najdemo v [48].



Slika B.1: Pot MOT žarka v smeri z. Za žarka v smereh x in y je pot skorajda identična, le da na drugi optični mizi skupni žarek razdelimo na dve komponenti.