

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

Katja Gosar

**UPORABA OPTIČNE PINCETE ZA  
EKSPERIMENTE S HLADNIMI ATOMI IN  
BOSE-EINSTEINOVIM KONDENZATOM**

Magistrsko delo

MENTOR: izr. prof. dr. Rok Žitko  
SOMENTOR: dr. Peter Jeglič

Ljubljana, 2021



## Zahvala

Hvala Žigu, da me je spodbudil za delo v Laboratoriju za hladne atome in da je vedno na voljo za nasvet ali diskusijo.

Hvala Petru, Tadeju, Eriku, Tini in ostalim, da so me sprejeli v ekipo in navdušili za eksperimentalno delo. Hvala za vašo potrpežljivost in zaupanje.

Hvala mentorjema za pregled tega dela in mnoge koristne komentarje. Še posebej hvala Petru, da me usmerja in vzgaja za znanstveno delo.

Največja zahvala gre Igorju Poberaju in Dušanu Babiču iz podjetja Aresis. Hvala za optično pinceto. Hvala za pomoč, razlage in zanimanje za naše eksperimente.

Hvala Urošu za pomoč pri oblikovanju slik v tem delu in družbo pri pisanju.

Hvala mami in očetu za podporo ves čas študija.





# Uporaba optične pincete za eksperimente s hladnimi atomi in Bose-Einsteinovim kondenzatom

## IZVLEČEK

V magistrski nalogi predstavimo uporabo optične pincete za eksperimente s hladnimi atomi in Bose-Einsteinovim kondenzatom. Na začetku predstavimo lastnosti Bose-Einsteinovih kondenzatov ter hlajenje atomov z laserskim hlajenjem in hlajenjem z izhlapevanjem. Teoretično obravnavamo optične dipolne pasti in interferenco dveh Bose-Einsteinovih kondenzatov. V nadaljevanju opišemo delovanje optične pincete in predstavimo meritev frekvence nihanja atomov v pasti optične pincete. V naslednjem poglavju predstavimo eksperimente. Demonstriramo hlajenje z izhlapevanjem v pasti optične pincete ter prenos iz statične dipolne pasti v optično pinceto. Izvedemo eksperimente premikanja in razcepa kondenzatov in oblakov hladnih atomov. V nadaljevanju prikažemo meritev interference dveh kondenzatov. Nazadnje obravnavamo kondenzat v škatlastem potencialu, pripravljenim z optično pinceto. Na kondenzatu, pripravljenem v škatlastem potencialu, opazujemo nastanek solitonskih vlakov in odziv kondenzata na periodično modulacijo sipalne dolžine.

**Ključne besede:** hladni atomi, Bose-Einsteinov kondenzat, optična pinceta, dipolne pasti, interferenca snovnih valov, solitonski vlaki, Faradayevi valovi



# The use of optical tweezers in experiments with cold atoms and Bose-Einstein condensate

## ABSTRACT

This thesis presents the use of optical tweezers in experiments with cold atoms and Bose-Einstein condensate. First, we describe the properties of Bose-Einstein condensates and cooling of atoms with laser and evaporative cooling. We theoretically discuss optical dipole traps and the interference of two Bose-Einstein condensates. Next, we describe the operation of optical tweezers and present the measurement of the frequency of oscillations of atoms in an optical tweezer trap. In the next chapter, we present our experiments. Evaporative cooling in optical tweezers and the transfer of atoms from a static dipole trap to optical tweezers are demonstrated. Experiments of moving and splitting condensates and clouds of cold atoms are presented. Furthermore, we show the interference of two condensates. Finally, we observe a condensate in a box-like potential prepared with optical tweezers. In this set-up, we study the emergence of soliton trains and the response of the condensate to a periodic modulation of the scattering length.

**Keywords:** cold atoms, Bose-Einstein condensate, optical tweezers, dipole traps, matter-wave interference, soliton trains, Faraday waves



# Kazalo

Seznam slik . . . . .	13
<b>1 Uvod . . . . .</b>	<b>15</b>
<b>2 Teoretični uvod . . . . .</b>	<b>17</b>
2.1 Bose-Einsteinov kondenzat in enačba Grossa in Pitaevskega . . . . .	17
2.2 Hlajenje atomov . . . . .	17
2.2.1 Lasersko hlajenje . . . . .	17
2.2.2 Hlajenje z izhlapevanjem . . . . .	18
2.3 Feshbachove resonance . . . . .	18
2.4 Dipolne pasti . . . . .	20
2.5 Interferenca dveh Bose-Einsteinovih kondenzatov . . . . .	22
<b>3 Optična pinceta . . . . .</b>	<b>23</b>
3.1 Princip delovanja . . . . .	23
3.1.1 Sestavni deli . . . . .	23
3.1.2 Akusto-optični deflektor . . . . .	24
3.1.3 Multitonske in multipleksirane pasti . . . . .	24
3.1.4 Lega gorišča . . . . .	25
3.2 Optična pinceta v Laboratoriju za hladne atome . . . . .	25
3.3 Meritev frekvence pasti . . . . .	28
<b>4 Eksperimenti . . . . .</b>	<b>29</b>
4.1 Lovljenje iz dipolne pasti in izhlapevanje . . . . .	29
4.2 Prenos iz male pasti . . . . .	33
4.3 Premikanje in razcep oblakov . . . . .	33
4.3.1 Premikanje . . . . .	33
4.3.2 Razcep . . . . .	37
4.4 Interferenca dveh Bose-Einsteinovih kondenzatov . . . . .	38
4.5 Škatlast potencial . . . . .	42
4.5.1 Priprava škatlastega potenciala . . . . .	43
4.5.2 Solitonski vlaki . . . . .	43
4.5.3 Faradayevi valovi . . . . .	43
<b>5 Zaključek . . . . .</b>	<b>45</b>
Literatura . . . . .	47



# Seznam slik

2.1	Shema energijskih stanj za Feshbachove resonance . . . . .	19
2.2	Feshbachove resonance v ceziju . . . . .	19
3.1	Shema optične pincete . . . . .	23
3.2	Akusto-optični deflektor . . . . .	24
3.3	Potek žarka optične pincete . . . . .	26
3.4	Model žarkov male dipolne pasti in optične pincete v eksperimentalni komori . . . . .	26
3.5	Meritev frekvence pasti optične pincete . . . . .	27
4.1	Hlajenje z izhlapevanjem . . . . .	30
4.2	Potek moči žarkov in števila atomov med hlajenjem z izhlapevanjem v mali dipolni pasti . . . . .	31
4.3	Potek moči žarkov in števila atomov med hlajenjem z izhlapevanjem v pasti optične pincete . . . . .	31
4.4	Potek moči žarkov in števila atomov med prenosom iz male dipolne pasti v optično pinceto . . . . .	31
4.5	Hlajenje z izhlapevanjem osmih oblakov hkrati . . . . .	32
4.6	Premikanje BEC-a pri različnih pospeških . . . . .	34
4.7	Lega atomov v odvisnosti od časa pri premiku . . . . .	34
4.8	Premikanje BEC-a pri različnih frekvencah preklapljanja . . . . .	35
4.9	Premikanje BEC-a pri nezveznem ali zveznem signalu na AOD . . . . .	35
4.10	Število atomov med premikanjem . . . . .	35
4.11	Potek moči in lege pasti med razcepom . . . . .	36
4.12	Razcepi BEC-a pri različnih frekvencah preklapljanja . . . . .	37
4.13	Različne oblike razcepa . . . . .	37
4.14	Dvakratni razcep oblaka hladnih atomov . . . . .	38
4.15	Interferenca BEC-ov pripravljenih z razcepom . . . . .	39
4.16	Interferenca BEC-ov pripravljenih z dvojnimi prenosom . . . . .	39
4.17	Interferenca v kanalu in gostotni profil interferenčnega vzorca . . . . .	40
4.18	Prenos v škatlast potencial . . . . .	41
4.19	Različni načini razširjanja pasti in solitonski vlaki . . . . .	42
4.20	Oblak v škatlastem potencialu po sinusni modulaciji sipalne dolžine z različnimi frekvencami . . . . .	44
4.21	Časovni potek radialnega nihanja BEC-a pri resonančni frekvenci vzbujanja . . . . .	44





# Poglavje 1

## Uvod

Leta 1924 sta Satyendra Nath Bose in Albert Einstein teoretično opisala statistično fiziko bozonov, kvantnih delcev s celoštevilskim spinom. V svoji teoriji sta predvidela tudi fazni prehod, ki mu pravimo Bose-Einsteinova kondenzacija. Gre za pojav, pri katerem pride v plinu bozonov pod kritično temperaturo do makroskopske zasedenosti osnovnega kvantnomehanskega stanja. Fazni prehod ne izvira iz interakcije med delci, ampak je posledica tega, da za bozone ne velja Paulijevo izključitveno pravilo [1]. Eksperimentalno so Bose-Einsteinovo kondenzacijo prvič dosegli v skupini Erica Cornella in Carla Wiemana z Univerze Kolorada v Boulderju. To jim je uspelo leta 1995 z ohlajanjem plina rubidijevih atomov na izjemno nizko temperaturo, 170 nK. Istega leta so kondenzat z atomi natrija dosegli tudi na MIT v skupini, ki jo je vodil Wolfgang Ketterle. Cornell, Wieman in Ketterle so leta 2001 prejeli Nobelovo nagrado za fiziko, in sicer »za doseženo Bose-Einsteinovo kondenzacijo v razredčenih plinih alkalnih atomov, ter za zgodnje osnovne raziskave lastnosti kondenzatov« [2].

V tem magistrskem delu obravnavamo uporabo optične pincete za eksperimente s hladnimi atomi in Bose-Einsteinovim kondenzatom. Optična pinceta je naprava, ki ustvari optične dipolne pasti, ki jih lahko premikamo po prostoru. Najpogosteje se uporablja v kombinaciji z mikroskopom za lovljenje dielektričnih kroglic dimenzij od nekaj deset nanometrov do več deset mikrometrov, lahko pa tudi celic ali delov celic, kar je posebej zanimivo za raziskave v biologiji. Za razvoj optične pincete in njene uporabe v bioloških sistemih je bila leta 2018 Arthurju Ashkinu podeljena Nobelova nagrada za fiziko [3]. Že leta 1978 je Ashkin je predlagal uporabo optične pincete tudi za lovljenje atomov [4]. Optične dipolne pasti so kasneje postale standardna metoda za hlajenje atomov, vendar običajno z uporabo laserskih žarkov brez možnosti premikanja žarka. V tem primeru optična pinceta doda možnost premikanja pasti in ustvarjanja več pasti hkrati. Lahko si predstavljamo, da z optično pinceto »narišemo« potencial, v katerem se gibljejo atomi.

S premikanjem pasti, v katerih so ujeti hladni atomi, lahko atome po ohlajanju premaknemo na zeleno mesto [5]. V primerih atomskih kubitov s premikom kontroliramo stanje kubita [6] ali ga približamo drugemu kubitom za izvedbo kvantne dvo-kubitne operacije. S premikom bi lahko atomom dali izbrano hitrost in nato opazovali njegov nadaljnji razvoj. Zanimivo bi bilo tudi opazovanje trkov solitonov, pripravljenih na ta način, ali pa prehod solitona čez bariero [7], ustvarjeno z optično pinceto. Oblak hladnih atomov ali Bose-Einsteinov kondenzat je mogoče z optično pinceto tudi razcepiti [8, 9] in opazovati interferenco tako nastalega para kondenzatov [10].

Optična pinceta omogoča tudi pripravo škatlastega potenciala. Plin hladnih atomov v takšnem potencialu je homogen. Ker so nekateri procesi odvisni od gostote atomov, uporaba škatlastega potenciala poenostavi interpretacijo rezultatov in primerjavo eksperimenta s teoretičnimi izračuni [11]. Primeri takšnih pojavov so nastanek solitonskih vlakov [12], Faradayevi valovi [13, 14] in atomski »ognjemeti« [15, 16].

Z optičnimi pincetami z izjemno ozkim goriščem je mogoče celo lovljenje posameznih atomov [17]. Z vzbuditvijo v Rydbergova stanja je mogoče ustvariti sisteme Rydbergovih atomov v urejenih mrežah, ki se uporabljajo kot kvantni simulatorji večdelčnih problemov [18]. Prednost uporabe optične je možnost ustvarjanja mreže poljubnih oblik in razdalj med atomi. Poleg tega lahko s premikanjem pasti zagotovimo zasedenost vseh mest v mreži [19].

V tem magistrskem delu je predstavljena implementacija optične pincete v Laboratoriju za hladne atome Odseka za fiziko kondenzirane snovi na Institutu »Jožef Stefan«, kjer delamo s cezijem. Uporabljali smo optično pinceto slovenskega podjetja Aresis<sup>1</sup>. V teoretičnem uvodu predstavimo hlajenje atomov in Bose-Einsteinovo kondenzacijo ter teoretično obravnavamo optične dipolne pasti in interferenco med dvema Bose-Einsteinovima kondenzatoma. V tretjem poglavju opišemo delovanje optične pincete, vključitev le-te v našo aparaturo za hlajenje in lovljenje atomov cezija in meritev frekvence ustvarjene optične pasti. V četrtem poglavju predstavimo vrsto eksperimentov z Bose-Einsteinovim kondenzatom in hladnimi atomi v pasteh, pripravljenih z optično pinceto: hlajenje z izhlapevanjem, premikanje in razcep oblakov hladnih atomov, interferenca dveh kondenzatov, priprava škatlastega potenciala in eksperimenti v njem.

---

<sup>1</sup>[www.aresis.com](http://www.aresis.com)

# Poglavje 2

## Teoretični uvod

### 2.1 Bose-Einsteinov kondenzat in enačba Grossa in Pitaevskega

Bose-Einsteinov kondenzat (BEC) je stanje snovi, v katerem je makroskopsko število delcev v istem kvantnomehanskem stanju. Do prehoda v BEC pride v sistemih šibko interagirajočih plinov bozonov pod kritično temperaturo. Pri tem je pomembno, da fazni prehod ne izvira iz interakcije med delci, ampak je posledica bozonske statistike delcev, ki dopušča več delcev v istem kvantnomehanskem stanju [1]. Kondenzat se obnaša kolektivno in ga lahko opišemo z eno (makroskopsko) valovno funkcijo.

Razredčene pline bozonov s šibko interakcijo opisuje teorija Bogoljubova [20]. V približku povprečnega polja valovno funkcijo BEC-a  $\psi(\mathbf{r}, t)$  opiše enačba Grossa in Pitaevskega. Ima obliko nelinearne Schrödingerjeve enačbe

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r}, t)\psi(\mathbf{r}, t) + g|\psi(\mathbf{r}, t)|^2\psi(\mathbf{r}, t), \quad (2.1)$$

kjer je  $m$  masa atomov in  $V(\mathbf{r}, t)$  zunanji potencial.  $g$  je konstanta, ki opisuje moč interakcije med atomi [21]. Sorazmerna je s sipalno dolžino  $a$  po enačbi  $g = \frac{4\pi\hbar^2}{m}a$ . Če je  $a > 0$ , je interakcija odbojna, če je  $a < 0$ , je privlačna.

### 2.2 Hlajenje atomov

V tem razdelku povzamemo postopek hlajenja cezijevega atomov, ki ga uporabljamo v Laboratoriju za hladne atome. Natančneje je postopek opisan v virih [12] in [22]. Hlajenje delimo na dva dela – lasersko hlajenje in hlajenje z izhlapevanjem.

#### 2.2.1 Lasersko hlajenje

Lasersko hlajenje poteka v treh stopnjah. Najprej atome hladimo z Zeemanovim upočasnjevalnikom, nato v magneto-optični pasti in na koncu z ramanskim hlajenjem.

V Zeemanovem upočasnjevalniku svetimo na atome v smeri, nasprotni njihovemu gibanju. Če atom absorbira foton, mu ta preda gibalno količino in ga s tem upočasni. Da pride do absorpcije mora biti svetloba resonančna prehodu v atomu. Frekvenca

laserskega žarka je za atome Dopplerjevo premaknjena, kar kompenziramo z Zeemanovim premikom. Magnetno polje se zato vzdolž poti atomov spreminja tako, da ostane frekvenca laserskega žarka resonančna.

Z Zeemanovim upočasnjevalnikom ohlajene atome ujamemo v magneto-optično past. Sestavlja jo šest laserskih žarkov, ki so usmerjeni proti središču kvadrupolnega magnetnega polja. Frekvenca laserskih žarkov je izbrana tako, da je resonančna za atome izven središča in neresonančna za atome v središču pasti. Na atome, ki so zunaj središča pasti, tako žarki delujejo s silo, ki jih usmeri proti središču. Tipično v magneto-optično past ujamemo okoli 60 milijonov atomov pri temperaturi 70  $\mu\text{K}$ .

Kot zadnji korak laserskega hlajenja sledi ramansko hlajenje, kjer približno 20 milijonov atomov ulovimo v ramansko rešetko, ki nastane z interferenco štirih izvenresonančnih žarkov in jih spravimo v stanje  $|F = 3, m_F = 3\rangle$  za kvantizacijsko os v  $z$ -smeri, ki jo določa magnetno polje. Temperatura atomov v ramanski rešetki doseže približno 1  $\mu\text{K}$ . S tem korakom je proces laserskega hlajenja zaključen.

### 2.2.2 Hlajenje z izhlapevanjem

Temperature nižje od 1  $\mu\text{K}$ , lahko dosežemo z nadaljnjim hlajenjem z izhlapevanjem. V tem primeru z ramanskim hlajenjem polarizirane atome prenesemo v optično dipolno past iz dveh prekrizanih žarkov. Dipolne pasti so natančneje opisane v poglavju 2.4. Ker past ni dovolj močna, da bi zadržala težo atomov, uporabimo še magnetni gradient v navpični smeri. Za hlajenje z izhlapevanjem (tudi *evaporacijsko hlajenje*) znotraj velike dipolne pasti naredimo manjšo dipolno past iz dveh ožjih prekrizanih žarkov. Vanjo tipično ujamemo približno  $3 \times 10^5$  atomov. Globino male pasti postopoma zmanjšujemo, tako da iz nje uhajajo atomi z višjo temperaturo, preostanek pa termalizira pri nižji temperaturi. Pri temperaturi okoli 20 nK pride do prehoda v Bose-Einsteinov kondenzat.

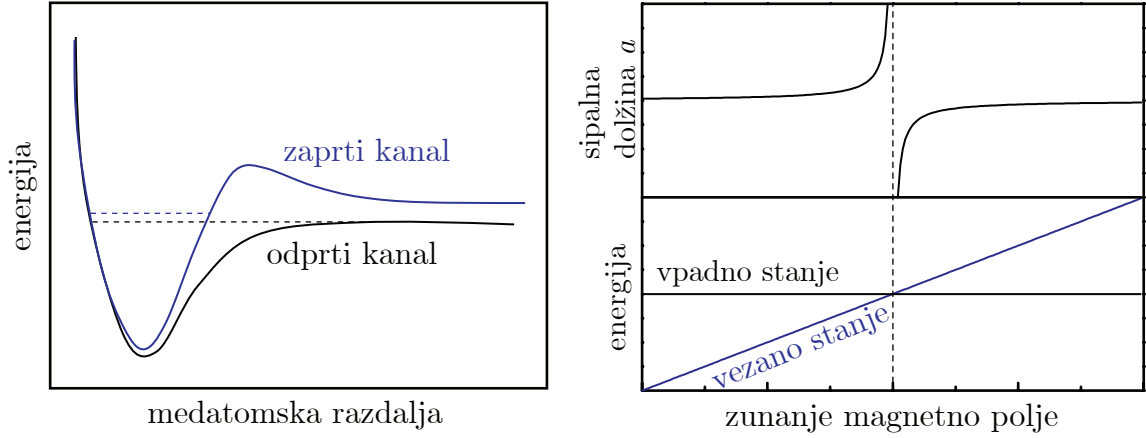
Eksperimentalno prehod v Bose-Einsteinov kondenzat zaznamo preko posnetkov oblaka atomov in tudi sicer atome opazujemo z absorpcijskim slikanjem. Temperaturo določimo iz širjenja oblaka po tem, ko ugasnemo optično past. Čas med izklopom optične pasti in absorpcijskim slikanjem imenujemo *čas razširjanja*. Temperaturo lahko ocenimo iz meritev ob času razširjanja 15 ms in 65 ms. BEC prepoznamo po tem, da je na drugi sliki oblak še vedno viden, saj se snov v tem stanju bistveno manj razširi kot termični atomi.

## 2.3 Feshbachove resonance

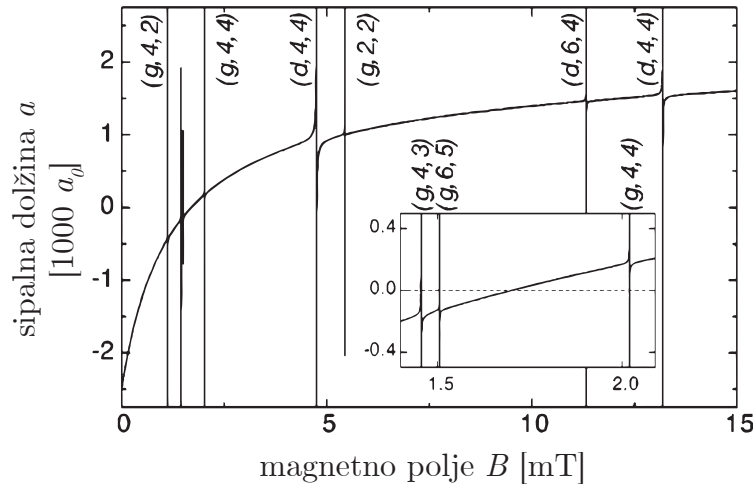
V poglavju 2.1 smo zapisali enačbo Grossa in Pitaevskega (enačba (2.1)), ki opisuje valovno funkcijo BEC-a. Zadnji člen enačbe predstavlja interakcijo med delci in je sorazmeren s sipalno dolžino. V tem poglavju obravnavamo odvisnost sipalne dolžine (in s tem interakcije) od magnetnega polja.

Za hlajenje atomov so pomembni elastični trki med atomi, ki termalizirajo oblak atomov. Neelastični trki so navadno nezaželeni, saj povzročajo izgube števila ohlajenih atomov. Do neelastičnih trkov lahko pride, če je v atomu mogočih več notranjih energijskih stanj. Ker so energije teh stanj odvisne od magnetnega polja, je verjetnost za sipanje prav tako odvisna od magnetnega polja.

Stanje atoma pred trkom imenujemo vhodni kanal, stanje po trku pa izhodni kanal. Če je energija izhodnega kanala nižja od energije vhodnega kanala, pravimo,



Slika 2.1: (a) Shema sipalnega potenciala. S črno je prikazan vhodni kanal in z modro zaprti kanal. (b) Zgoraj: prikaz odvisnosti sipalne dolžine v okolici Feshbachove resonance, kjer energija vezanega stanja seka energijo vpadnega stanja, kot je prikazano spodaj. Povzeto po [23].



Slika 2.2: Odvisnost sipalne dolžine osnovnega stanja cezija v odvisnosti od magnetnega polja. Opazimo več Feshbachovih resonanc, kjer sipalna dolžina divergira. Približno je prikazan del grafa okoli 1,7 mT, kjer sipalna dolžina položno seka ničlo. Povzeto po [24].

da je le-ta odprt, v nasprotnem primeru je zaprt. Sipanje v zaprt kanal ni mogoče, vendar vseeno vpliva na sipalne lastnosti. Če se magnetni moment vhodnega in zaprtega izhodnega kanala razlikujeta, lahko s spreminjanem magnetnega polja spremenimo energijsko razliko med njima. Dosežemo lahko, da sta pri nekem polju  $B_0$  stanji degenerirani. Tam sipalna dolžina divergira, kot ilustrira slika 2.1. Temu pojavu pravimo Feshbachova resonanca. V okolici Feshbachove resonance je sipalna dolžina

$$a(B) = a_{bg} \left( 1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right), \quad (2.2)$$

kjer je  $a_{bg}$  sipalna dolžina daleč od resonance in  $\Delta B$  širina resonance [23].

V ceziju obstaja več Feshbachovih resonanc, prikazane so na sliki 2.2. Poleg Feshbachovih resonanc je zanimivo še območje okoli 1,71 mT, kjer sipalna dolžina

preide iz negativne v pozitivno. Sipalno dolžino navajamo v enotah Bohrovega radija ( $a_0 = 0,0529177 \text{ nm}$ ).

Zaradi Feshbachovih resonanc lahko z magnetnim poljem nastavimo interakcijo med atomi in s tem hitrost širjenja oblaka atomov po tem, ko ga izpustimo iz pasti. Posebej zanimiv je primer, v katerem ugasnemo le enega od žarkov, ki prekrížana ustvarjata malo dipolno past. Oblak se začne gibati po kanalu, ki ga ustvarja žarek, torej v kvazi-enodimenzionalni geometriji. Če je sipalna dolžina enaka nič, se oblak pri tem širi. Z nekoliko privlačno interakcijo pa lahko dosežemo, da se oblak pri gibanju po kanalu ne širi [12]. Temu pravimo *soliton* (angl. tudi *solitary matter-wave*). Če nastavimo še nekoliko bolj privlačno interakcijo, oblak razpade in iz njega nastane več solitonov, čemur pravimo »solitonski vlak« (angl. *soliton train*) [25].

## 2.4 Dipolne pasti

Atome lahko lovimo z optičnimi dipolnimi pastmi. To so fokusirani neresonančni laserski snopi, ki ustvarijo privlačen ali odbojen potencial za atome. V prejšnjem poglavju smo opisali, kako poteka hlajenje z izhlapevanjem v optični dipolni pasti. Za razliko od laserskega hlajenja pri evaporacijskem hlajenju svetloba ni resonančna, saj ne želimo doseči optičnih vzbuditev atomov. Svetloba na atome deluje le z dipolno silo in s svetlobnim tlakom. Intenziteta svetlobe in frekvenčni odmik od resonance lahko izberemo tako, da je sipanje zanemarljivo v primerjavi z dipolno silo.

Dipolna sila izhaja iz interakcije med induciranim dipolom in električnim poljem svetlobe. Recimo, da imamo atom v laserskem snopu s frekvenco  $\omega$ , polarizacijo  $\hat{\mathbf{e}}$  in amplitudo  $E$ . Električno polje  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}E \exp(-i\omega t) + \hat{\mathbf{e}}E^* \exp(i\omega t)$  v atomu inducira električni dipolni moment  $\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}p \exp(-i\omega t) + \hat{\mathbf{e}}p^* \exp(i\omega t)$ . Velikost električnega dipolnega momenta  $p = \alpha E$  je sorazmerna z  $E$ .  $\alpha$  je kompleksna polarizabilnost in je funkcija  $\omega$  [26]. Energijo tako inducirane dipola lahko zapišemo kot

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{p} \cdot \mathbf{E} \rangle = -\text{Re}(\alpha)I, \quad (2.3)$$

kjer smo vzeli povprečje preko hitrih oscilacij polja in uvedli intenziteto svetlobe kot  $I = |E|^2$ . Dipolna sila zaradi tega potenciala je [26]

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \text{Re}(\alpha)\nabla I(\mathbf{r}). \quad (2.4)$$

Vse to velja le v primeru, da je svetloba neresonančna, torej  $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$ .

Atomsko polarizabilnost  $\alpha$  lahko izračunamo z uporabo Lorentzovega modela klasičnega oscilatorja, da dobimo

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma}, \quad (2.5)$$

kjer smo atomski prehod opisali s frekvenco  $\omega_0$  in naravno širino  $\Gamma$  [26]. Tako za potencial  $U_{\text{dip}}$  velja

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi\epsilon_0 c^3 \Gamma}{\omega_0^3} \left( \frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}). \quad (2.6)$$

Za majhne odmike od resonančne frekvence  $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$  (a še vedno  $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$ ) se izraz poenostavi v

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi\epsilon_0 c^3}{\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} I(\mathbf{r}). \quad (2.7)$$

Potencial je sorazmeren z intenziteto svetlobe,  $U = -\tilde{U}I$ . Vidimo, da je potencial privlačen, če je frekvenca svetlobe pod frekvenco prehoda, in odbojen, če je nad njo. Pravimo, da svetloba, ki je rdeče premaknjena glede na resonančno frekvenco, ustvari privlačen potencial, modro premaknjena pa odbojnega.  $\tilde{U}$  smo definirali tako, da je pozitivna količina v primeru privlačnega potenciala.

Intenziteto laserskega snopa opišemo z Gaussovimi snopom, za katerega velja, da je intenziteta

$$I(\mathbf{r}) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left( -\frac{2r^2}{w(z)^2} \right), \quad (2.8)$$

kjer poteka koordinata  $z$  vzdolž snopa in je  $r$  radialna koordinata. Polmer žarka je

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2}. \quad (2.9)$$

Ta je najožji v grlu, kjer je enak  $w_0$ .  $z_0$  je Rayleighova dolžina, za katero velja  $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ , kjer je  $\lambda$  valovna dolžina svetlobe [27]. Skupna moč je enaka  $P = \frac{1}{2}c\epsilon_0 I_0 \frac{1}{2}\pi w_0^2$ , kjer je  $c$  hitrost svetlobe in  $\epsilon_0$  influenčna konstanta.

Potencial Gaussovega snopa

$$U(\mathbf{r}) = -\tilde{U}I_0 \frac{1}{1 + z^2/z_0^2} \exp \left( -\frac{2r^2}{w_0^2(1 + z^2/z_0^2)} \right) \quad (2.10)$$

razvijemo za majhne odmike  $z \ll z_0$  in  $r \ll w_0$  in dobimo

$$U(\mathbf{r}) \approx -\tilde{U}I_0 (1 + z^2/z_0^2) (1 - 2r^2/w_0^2) \quad (2.11)$$

$$\approx -\tilde{U}I_0 \left( 1 - \frac{1}{z_0^2}z^2 - \frac{2}{w_0^2}r^2 \right) \quad (2.12)$$

Vidimo, da gre za harmonsko past, ki jo lahko zapišemo v obliki

$$U(\mathbf{r}) = -U_0 + \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2 + \frac{1}{2}m\omega_r^2 r^2, \quad (2.13)$$

s čimer definiramo frekvenco pasti v aksialni smeri  $\omega_z$  in v radialni smeri  $\omega_r$ .  $m$  je masa atoma. S primerjavo enačb (2.12) in (2.13) ugotovimo, da sta frekvenci enaki

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2\tilde{U}I_0}{m}} \frac{1}{z_0} \quad \text{in} \quad \omega_r = \sqrt{\frac{4\tilde{U}I_0}{m}} \frac{1}{w_0}. \quad (2.14)$$

Za laserske snope, ki jih uporabljamo v eksperimentu, je  $z_0$  mnogo večja od  $w_0$ . To pomeni, da je past v aksialni smeri prešibka (majhna frekvenca) in moramo za lovljenje atomov uporabljati dva prekrizana žarka. Ožjo past bi lahko pripravili tako, da bi lečo z veliko numerično aperturo in majhno goriščno razdaljo postavili bližje atomov. Na ta način je mogoče ustvariti optične pasti, ki so tako močno fokusirane, da je vanje mogoče uloviti posamezne atome [17].

## 2.5 Interferenca dveh Bose-Einsteinovih kondenzatov

Interferenca je pojav, ki ga poznamo iz valovanj, na primer svetlobe. Za opazovanje interference potrebujemo koherentne izvore, kar je v primeru svetlobe laser. BEC je atomski analog laserja – koherentno stanje atomov. Interferenco dveh BEC-ov so opazili že kmalu po prvih eksperimentalnih realizacijah Bose-Einsteinov kondenzacije [28]. V tem eksperimentu so dva ločena BEC-a pripravili tako, da so z odbojnim žarkom razdelili en kondenzat na dva. Druga možnost je priprava BEC-a v eni pasti, ki jo nato s premikom preoblikujemo v dve ločeni pasti [10]. Tak eksperiment smo tudi izvedli in je opisan v poglavju 4.4.

Izpeljimo najpreprostejši primer – interferenco dveh točkastih BEC-ov. Pri balističnem razvoju ju opišeta valovni funkciji

$$\psi_{\pm}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{n_{\pm}(\mathbf{r}, t)} \exp\left(i \frac{m}{2\hbar t} |\mathbf{r} \pm \mathbf{d}/2|^2 + i\phi_{\pm}\right), \quad (2.15)$$

kjer je  $n_{\pm}$  gostota posameznega kondenzata,  $m$  masa in  $\phi_{\pm}$  začetni fazi. Interakcijo med oblakoma med balističnim razširjanjem zanemarimo. Skupna gostota je enaka  $n(\mathbf{r}, t) = |\psi_{+}(\mathbf{r}, t) + \psi_{-}(\mathbf{r}, t)|^2$ , kar je enako

$$n(\mathbf{r}, t) = n_{+} + n_{-} + \sqrt{n_{+}n_{-}} \cos\left(\frac{m}{\hbar t} x d + \Delta\phi\right). \quad (2.16)$$

Upoštevali smo, da je  $\mathbf{d} = d\hat{x}$  in označili  $\Delta\phi = \phi_{+} - \phi_{-}$ . Zadnji člen predstavlja sinusno modulacijo gostote, torej interferenčne proge z valovno dolžino  $\lambda = \hbar t/md$  [10, 21].



# Poglavje 3

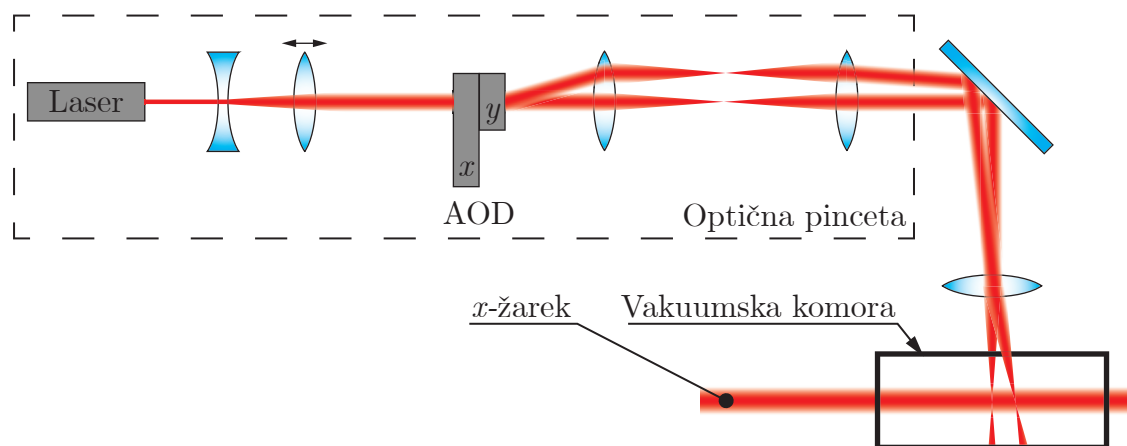
## Optična pinceta

V tem poglavju opišemo delovanje optične pincete in njene sestavne dele. Nato prikažemo, kako je optična pinceta vključena v aparaturo za hlajenje in lovljenje atomov na Institutu »Jožef Stefan« ter predstavimo rezultate meritev frekvence pasti, ustvarjene z optično pinceto.

### 3.1 Princip delovanja

#### 3.1.1 Sestavni deli

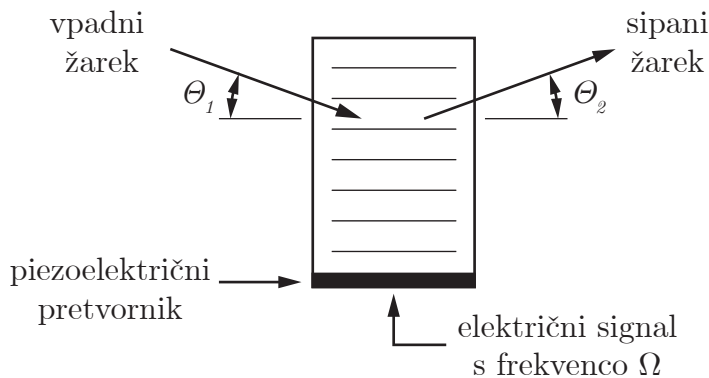
Optična pinceta je naprava za ustvarjanje fokusiranega žarka laserske svetlobe, ki ga lahko premikamo, tako da gorišče ostaja v isti ravnini. Za premikanje uporablja akusto-optična deflektorja (AOD), ki določata lego v medsebojno pravokotnih smereh. Poleg tega je v napravi leča, z lego katere lahko spreminjamo lego gorišča vzdolž žarka. Na sliki 3.1 so shematično prikazani sestavni deli naprave in potek žarka do eksperimentalne vakuumske komore.



Slika 3.1: Shema optične pincete. Laserski žarek najprej razširimo, nato žarek z AOD-jema odklonimo, ga z lečami preslikamo in z ogledali usmerimo do vakuumske komore, v kateri potekajo eksperimenti. Tik pred njo je zadnja leča, s katero žarke fokusiramo tako, da ležijo njihova gorišča na presečišču z  $x$ -žarkom male dipolne pasti. Lego gorišča lahko natančno nastavljamo z lego druge leče za laserjem.

### 3.1.2 Akusto-optični deflektor

Eden najpomembnejših sestavnih delov optične pincete je akusto-optični deflektor. To je naprava, s katero lahko odklonimo laserski žarek za poljuben kot. Deluje na podlagi akusto-optičnega efekta v kristalu. Piezoelektrični pretvornik iz kontrolnega električnega signala ustvari akustično valovanje v kristalu. Svetloba, ki potuje skozi kristal, se Bragovo sipa na tem gostotnem valu, kot je shematično prikazano na sliki 3.2. Kot sipanja je preko Bragovega pogoja določen s frekvenco akustičnega vala v kristalu, intenziteta sipanega žarka pa je odvisna od amplitude [29]. Večja kot je amplituda akustičnega vala, močnejši je sipani žarek.



Slika 3.2: Shematični prikaz akusto-optičnega deflektorja. Slika je povzeta iz [29].

### 3.1.3 Multitonske in multipleksirane pasti

Če želimo z optično pinceto ustvariti več kot eno past naenkrat, imamo dve možnosti: ali na AOD pošljemo linearno kombinacijo sinusnih signalov pri več različnih frekvencah ali pa hitro preklapljammo med frekvencah in tako učinkovito ustvarimo več pasti. Prvem načinu pravimo *multitonski* (angl. *multitone*) način, drugi način pa imenujemo *multipleksiranje*.

Recimo, da želimo ustvariti dve pasti na legah  $(x_1, y_1)$  in  $(x_2, y_2)$  z multitonskim načinom. Kontrolni signal za AOD, ki odklanja v smeri  $x$ , vključuje frekvenco, ki ustreza odklonu za  $x_1$  in frekvenco, ki ustreza odklonu za  $x_2$ . AOD, ki odklanja v smeri  $y$ , tako dosežeta dva žarka, eden usmerjen proti  $x_1$ , drugi proti  $x_2$ . Drugi AOD na obeh legah  $x$  doda še oba odmika v smeri  $y$ . Tako ustvarimo poleg zelenih pasti še dodatni dve pasti: pri  $(x_1, y_2)$  in  $(x_2, y_1)$ . Optična pinceta, ki smo jo uporabljali, ne omogoča multitonskega načina za poljubno število pasti. Na vsak AOD lahko hkrati damo po dve frekvenci. Pomen dodatnih pasti za eksperiment obravnavamo v poglavju 4.1 v eksperimentu, prikazanem na sliki 4.5.

Pojasnilo še drugo tehniko ustvarjanja več kot ene pasti, namreč prej omenjeni multitonski način. V tem primeru je ob vsakem trenutku prižgana le ena past, pomembno pa je, s kakšno frekvenco se izmenjujejo. Temu pravimo frekvenca preklapljanja (angl. *switching rate*). Najpogosteje smo uporabljali 100 kHz ali 50 kHz. Če uporabljamo dve pasti pri frekvenci preklapljanja 100 kHz, to pomeni, da je prva past prižgana 10  $\mu$ s, nato druga 10  $\mu$ s, in potem spet prva. Na ta način lahko ustvarimo poljubno veliko pasti, vendar s tem postaja delež časa, v katerem je določena past vklopljena, vedno manjši. V primeru 8 pasti pri frekvenci preklapljanja 100 kHz

je vsaka od pasti prižgana le 10  $\mu\text{s}$  vsakih 80  $\mu\text{s}$ . Učinke manjših frekvenc preklapljanja eksperimentalno obravnavamo v poglavju 4.3.2, pri eksperimentih prikazanih na sliki 4.12.

Opisali smo, da AOD deluje na osnovi sipanja svetlobe na akustičnem valu v kristalu. Kot sipanja je odvisen od frekvence kontrolnega signala, ki vzbuja akustično valovanje. Pri preklopu med frekvencama akustični val pri prejšnji frekvenci ne izgine v trenutku. Tako imamo tudi pri multipleksiranju za kratek čas prisotna dodatna odklonjena žarka pri  $(x_1, y_2)$  in  $(x_2, y_1)$ . V angleščini te žarke imenujemo *ghost traps*, torej »fantomske pasti«. Da se jim izognemo, moramo čas, ko je past prižgana, nekoliko skrajšati, tako da med eno in drugo frekvenco za kratek čas na AOD ne dajemo signala. Temu času pravimo čas izklapljanja (angl. *blanking time*). Za uporabljeno optično pinceto zadostuje čas izklapljanja 3  $\mu\text{s}$ , vendar tega načina pri večini eksperimentov nismo uporabili.

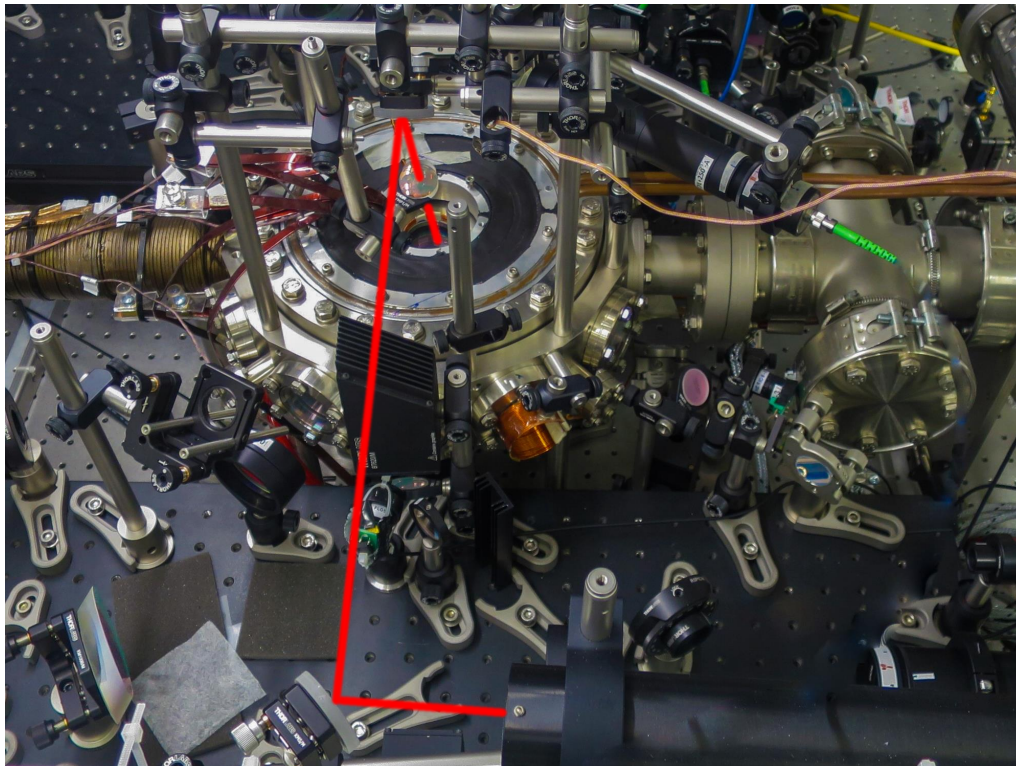
### 3.1.4 Lega gorišča

Uporabljena optična pinceta omogoča ne le izbiro lege pasti, temveč tudi spreminjanje lege gorišča. V napravi je namreč leča na translatorju, s premikanjem katerega dosežemo premikanje gorišča. Umestitev te leče v optično pinceto je vidna na sliki 3.1 (druga leča za laserjem). V tem magistrskem delu navajamo lego gorišča v brezdimenzijskih enotah. Legi 0 in 1 ustrezata skrajnima legama translatorja.

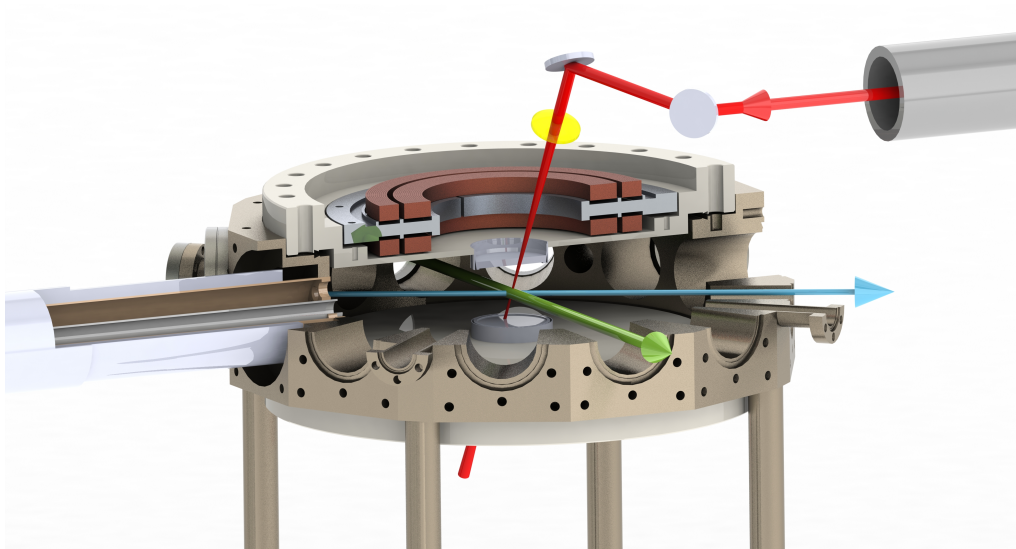
## 3.2 Optična pinceta v Laboratoriju za hladne atome

V nadaljevanju navajamo tehnične podrobnosti glede uporabe optične pincete v Laboratoriju za hladne atome. Za optične dipolne pasti uporabljamo svetlobo z valovno dolžino 1064 nm, takšna je tudi valovna dolžina laserja v optični pinceti. Fotografija 3.3 prikazuje optično mizo z vakuumskim sistemom, v katerem potekajo eksperimenti. Optično pinceto smo pritrdili na rob optične mize in njen žarek prek dveh ogledal od zgoraj usmerili v glavno vakuumsko komoro. Pred oknom v komoro je še zadnja leča, ki fokusira žarek optične pincete. Kolikor bližje je lahko ta leča atomom, tolikor manjšo goriščno razdaljo lahko uporabimo in s tem ustvarimo ožje gorišče laserskega snopa. V našem primeru je razdalja med atomi in lečo 12,5 cm. Širino gorišča ocenjujemo na 4  $\mu\text{m}$ .

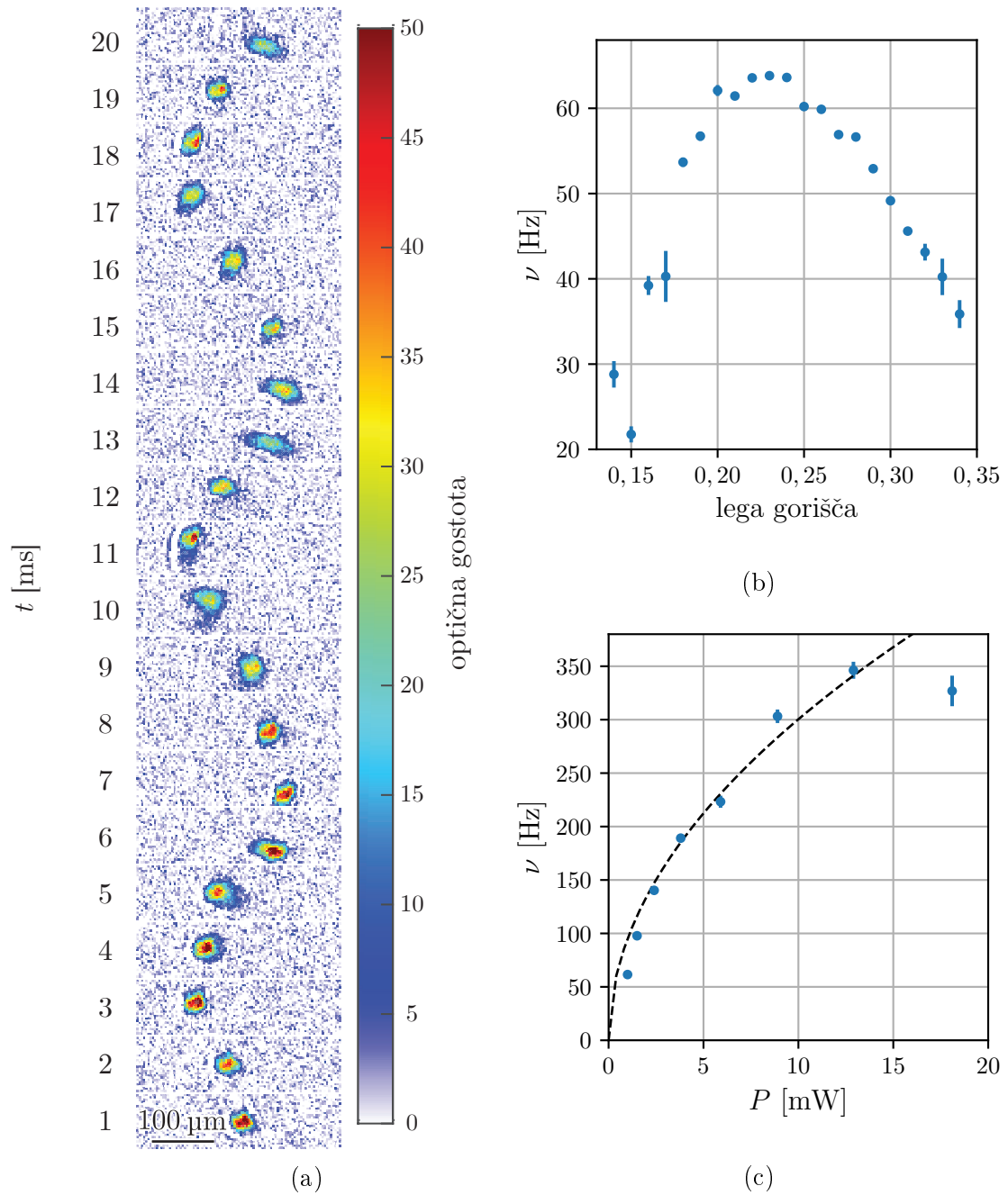
Slika 3.4 prikazuje glavne tri žarke, ki jih uporabljamo pri eksperimentih. To sta  $x$ - in  $y$ -žarek male dipolne pasti, ki se križata pod kotom  $67,5^\circ$ , in optična pinceta, ki sveti od zgoraj pod kotom približno  $30^\circ$  glede na navpičnico. Njeno lego premikamo v ravnini  $xy$ , vendar v koordinatah, določenih z AOD-jema v optični pinceti. V koordinatnem sistemu  $(x_{\text{AOD}}, y_{\text{AOD}})$  je  $x$ -žarek pod kotom približno  $-22^\circ$ . Absorpcijsko slikanje je postavljeno pravokotno na  $x$ -žarek. Za vse slike v tem delu velja, da je vodoravna os vzporedna z  $x$ -žarkom, navpična os pa z navpičnico. Absorpcijske slike prikazujejo optično gostoto atomov. Ker je bila na vseh slikah v tem magistrskem delu uporabljena enaka barvna lestvica, je prikazana le pri prvem primeru absorpcijske slike atomov (slika 3.5a).



Slika 3.3: Fotografija optične mize in vakuumskega sistema z vrisano potjo žarka optične pincete (rdeče). Desno od fotografije se nahaja naprava optične pincete, ki je shematsko prikazana na sliki 3.1. Žarek najprej potuje po črni cevi vidni spodaj desno. Na koncu cevi je leča. Potem žarek z dvema ogledaloma usmerimo skozi zadnjo lečo v vakuumsko komoro. Zadnja leča se nahaja približno 10 cm nad zgornjim oknom vakuumske komore.



Slika 3.4: Model eksperimentalne komore in žarkov. Modro je prikazan  $x$ -žarek male dipolne pasti, zeleno  $y$ -žarek. Rdeče je prikazan žarek optične pincete. Ta izhaja iz cevi, nakar je z dvema ogledaloma usmerjen skozi lečo v eksperimentalno komoro.



Slika 3.5: (a) Slike oblaka atomov med nihanjem v optični pasti pri moči 2,4 mW in nastavljeni legi gorišča 0,23. (b) Odvisnost frekvence nihanja atomov v pasti od nastavljene lege gorišča optične pincete. (c) Odvisnost frekvence nihanja atomov v pasti od nastavljene moči optične pincete. Črtkano je prikazana meritvam se prilegajoča korenska funkcija.

### 3.3 Meritev frekvence pasti

V poglavju 2.4 smo izračunali frekvenco nihanja atomov v pasti Gaussovega snopa. V tem poglavju bomo opisali, kako smo radialno frekvenco tudi eksperimentalno izmerili in rezultate primerjali z napovedjo.

Radialno frekvenco izmerimo s preprostim eksperimentom. Najprej oblak atomov ujamemo v past, nato pa jo v trenutku premaknemo za  $30\ \mu\text{m}$ . Nato opazujemo, kako oblak v pasti zaniha. Primer slik atomskega oblaka pri takšnem nihanju je prikazan na sliki 3.5a. Izmerili smo frekvenco nihanja v odvisnosti od nastavljene moči pasti ter v odvisnosti od nastavljene lege fokusa. Grafa sta prikazana na slikah 3.5b in 3.5c.

Odvisnost frekvence od lege gorišča odraža aksialno odvisnost širine žarka optične pincete, saj frekvenca odraža širino na presečišču z  $x$ -žarkom. Po enačbi 2.14 pričakujemo korensko odvisnost frekvence pasti od moči optične pincete. Meritvam prilegajočo se korensko funkcijo smo prikazali na grafu 3.5c. Meritve višjih moči kažejo ustalitev frekvence okoli 350 Hz. Pri teh močeh je amplituda nihanja večja in zato harmonični približek ne zadostuje za opis optične pasti.

# Poglavje 4

## Eksperimenti

V tem poglavju je opisana vrsta eksperimentov, v katerih optično pinceto uporabimo za lovljenje in manipulacijo oblakov hladnih atomov ali Bose-Einsteinovega kondenzata. Namen teh eksperimentov je demonstracija uporabe optične pincete in raziskave meja njene uporabe. Zanimalo nas je, na primer, ali lahko v optični pinceti poteka hlajenje z izhlapevanjem? Kako velik in koliko BEC-ov lahko pripravimo na ta način? Kako hitro lahko s pinceto premikamo BEC? Kako BEC razcepiti na dva? Kako BEC pripraviti v škatlastem potencialu? Vsi ti eksperimenti so podlaga za nadaljnje fizikalne raziskave, ki se jih v tem magistrskem delu le dotaknemo. Z razcepljenim BEC-om smo recimo opazovali interferenco dveh kondenzatov, v škatlastem potencialu pa smo opazovali solitonske vlake in Faradayeve valove.

### 4.1 Lovljenje iz dipolne pasti in izhlapevanje

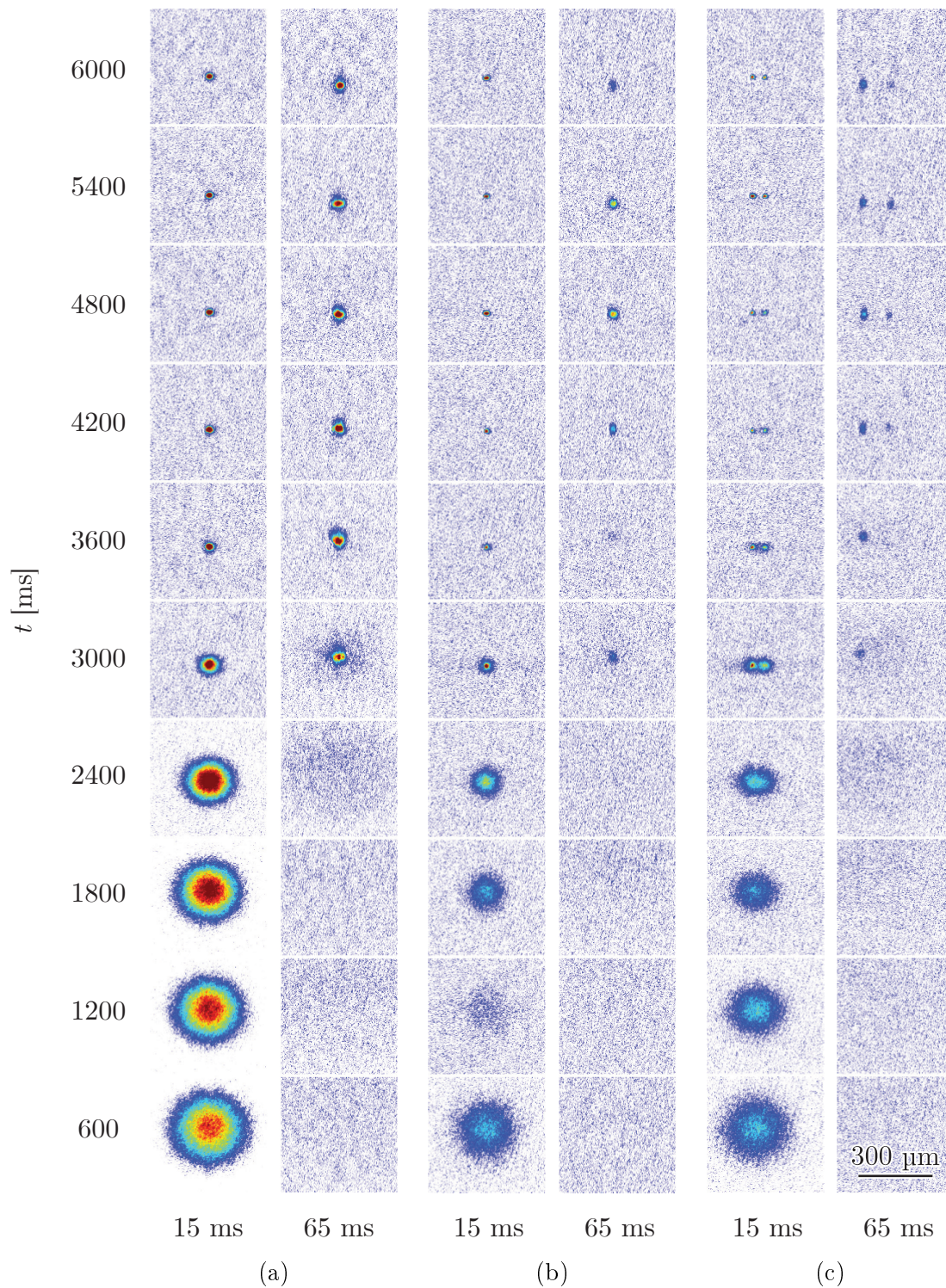
V poglavju 2.2.2 smo opisali, kako v veliki dipolni pasti ustvarimo manjšo potencialno jamico, v kateri nato atome hladimo z izparevanjem. Malo past ustvarita prekržana žarka v smereh  $x$  in  $y$ , prikazana na sliki 3.4. V tem poglavju opišemo, kako smo namesto  $y$ -žarka uporabili optično pinceto, ki  $x$ -žarek seka od zgoraj.

Najprej atome ohladimo po standardnem postopku do prenosa v dipolno past. Nato z linearnim povečevanjem intenzitete prižgemo malo past, ki jo sestavljata  $x$ -žarek jamice in optična pinceta. Na ta način ujamemo približno  $4 \times 10^4$  atomov. Zatem eksponentno znižujemo intenziteto obeh žarkov in tako oblak evaporacijsko ohladimo. Potek moči obeh žarkov in števila ujetih atomov je prikazan na sliki 4.3, posnetki oblaka atomov med evaporacijo pa na sliki 4.1b. Po 4200 ms šteje nastali BEC približno 1000 atomov. V primerjavi z evaporacijo z žarkoma, ki ju običajno uporabljamo (sliki 4.1a in 4.2) to predstavlja 3-krat manj atomov. Takšen rezultat je smiseln, saj je žarek optične pincete mnogo ožji od  $y$ -žarka male pasti, namesto katerega smo uporabili optično pinceto. V teh eksperimentih se je lega gorišča optične pincete nahajala izven presečišča z  $x$ -žarkom. Ožja past namreč ni omogočala zajema zadostnega števila atomov, da bi z izhlapevanjem dosegli BEC.

Videli smo, da z optično pinceto pripravimo kondenzat z manjšim številom atomov. Po drugi strani pa je prednost optične pincete zmožnost ustvarjanja več pasti hkrati. Na sliki 4.1c je prikazana evaporacija z dvema pastema optične pincete, kjer smo lahko hkrati pripravili dva BEC-a iz približno 900 in 500 atomov.

Izvedli smo tudi eksperimente z večjim številom pasti. Na sliki 4.5 so slike evaporacije osmih pasti hkrati. Na ta način nismo dosegli BEC-a, vendar je že priprava

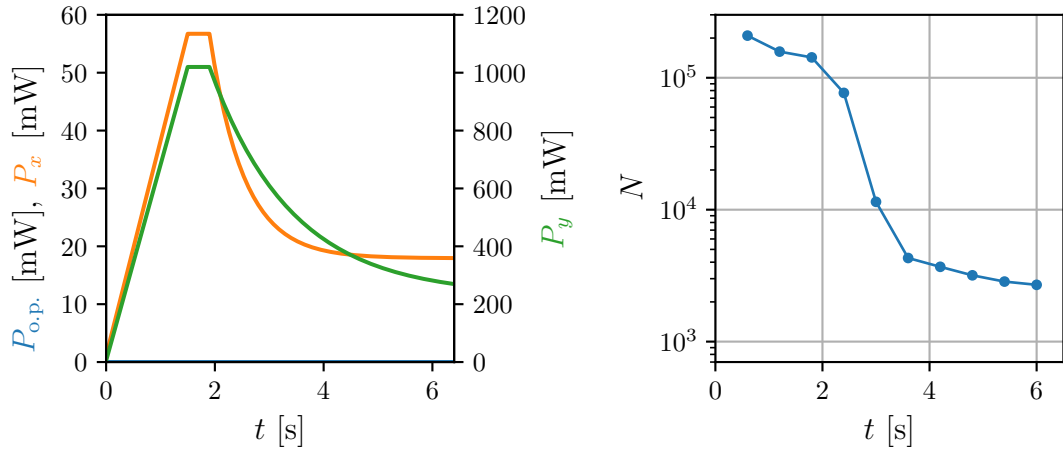




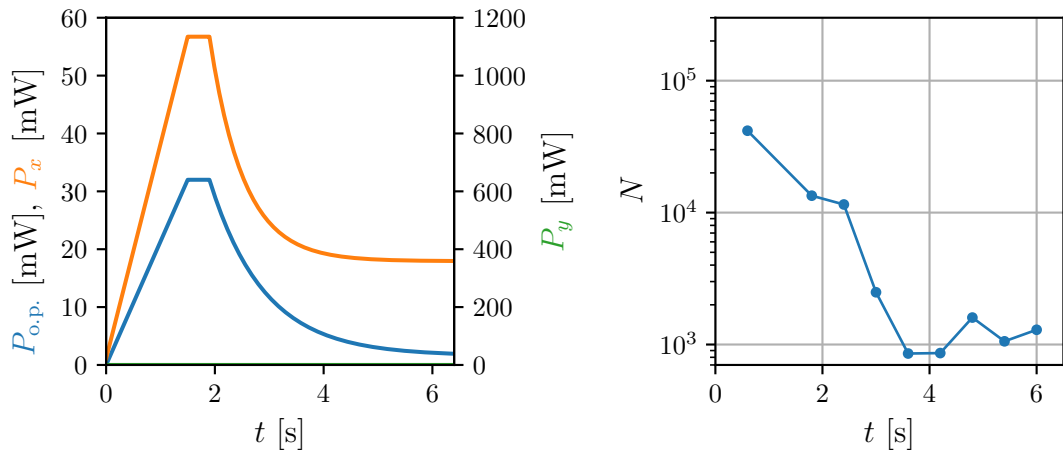
Slika 4.1: Slike pri času razširjanja 15 ms in 65 ms. Na sliki (a) oblak hladimo z izhlapevanjem v mali dipolni pasti. Na slikah (b) in (c) izhlapevanje poteka v pasti, sestavljeni iz  $x$ -žarka male pasti prekrizanega z (b) enim, oziroma (c) dvema, žarkoma optične pincete.



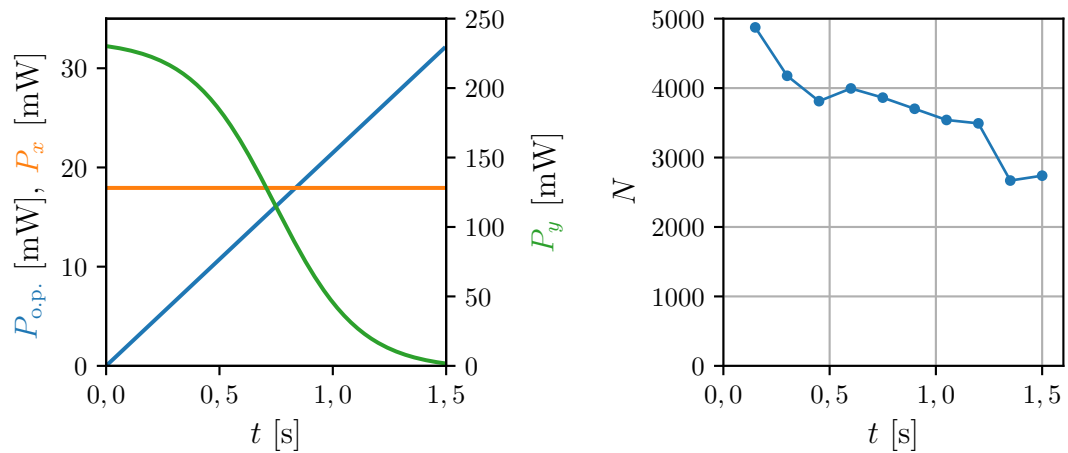
## 4.1. Lovljenje iz dipolne pasti in izhlapevanje



Slika 4.2: Potek moči žarkov (levo) in števila atomov (desno) med hlajenjem z izhlapevanjem v mali dipolni pasti.

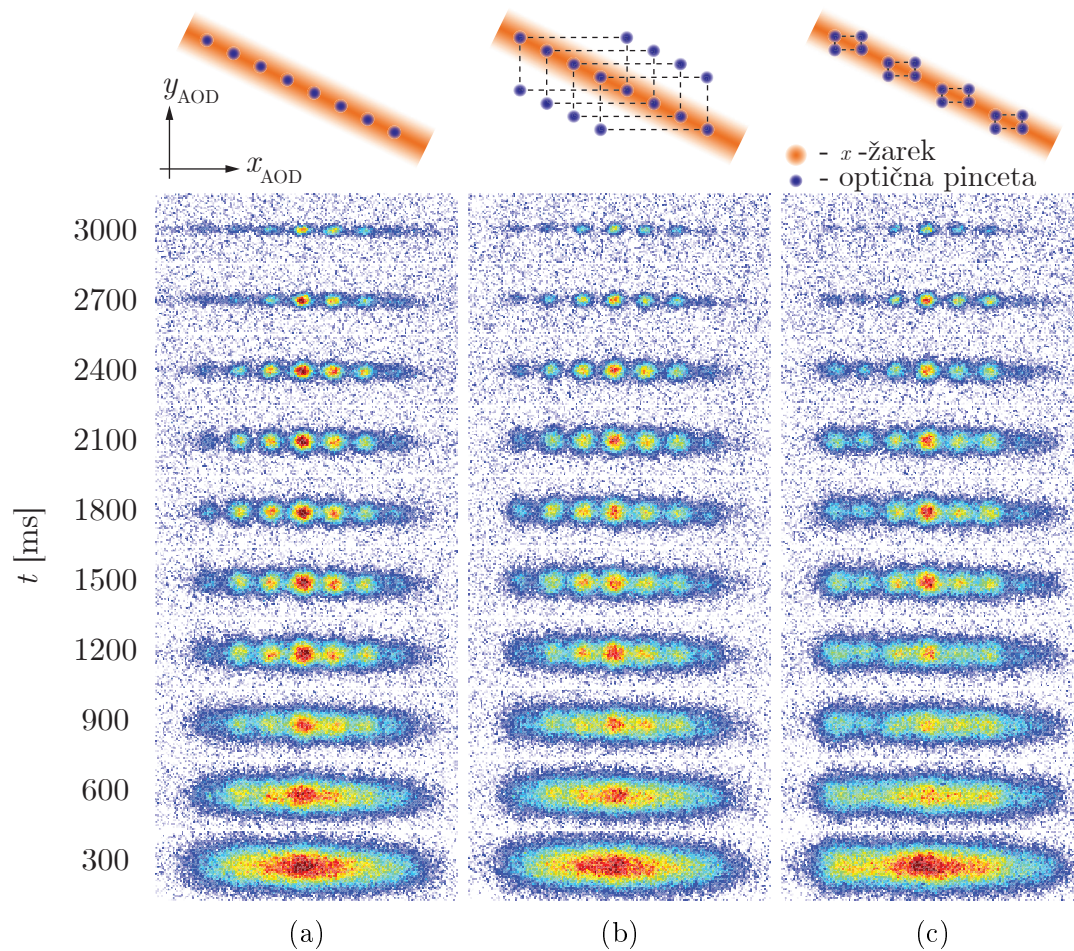


Slika 4.3: Potek moči žarkov (levo) in števila atomov (desno) med hlajenjem z izhlapevanjem v pasti optične pincete.



Slika 4.4: Potek moči žarkov (levo) med prehodom iz male dipolne pasti v pinceto in število atomov med prenosom (desno).

takšnega števila oblakov hladnih atomov eksperimentalno zanimiva. Osem pasti lahko pripravimo na različne načine. Na levi sliki je bilo uporabljeno multipleksiranje, na desnih dveh pa dve različici multitonskega načina. Tu se je izkazal pomen dodatnih pasti, ki jih ustvarimo na način, ki smo ga opisali v poglavju 3.1.3. Dodatnih pasti ne bi bilo, če bi bile koordinate AOD vzporedne s premico, vzdolž katere so zelene pasti. Na desni sliki sta na multitonski način ustvarjeni sosednji dve pasti, tako da imamo multipleksirane 4-krat po dve pasti. Na srednji sliki je podobno, vendar sta hkrati prižgani pasti razmaknjeni za 4 mesta. Na ta način so dodatne pasti zaradi multitonskega načina dlje od glavnega žarka in ne vplivajo na ujete atome. Lege pasti v koordinatnem sistemu optične pincete so skupaj z  $x$ -žarkom male pasti prikazane na vrhu slike 4.5.



Slika 4.5: Hlajenje z izhlapevanjem osmih oblakov hkrati na različne načine: (a) multipleksiranje, (b) in (c) multitonski način v kombinaciji s štirikratnim multipleksiranjem na dva različna načina. Na sliki (b) so na multitonski način ustvarjene pasti oddaljene za štiri mesta, na (c) pa sosednje pasti. Slike prikazujejo območje dimenzije  $604 \mu\text{m} \times 138 \mu\text{m}$ .

Na sliki 4.5 lahko opazimo, da so oblaki v primeru, da uporabimo samo multipleksiranje, bolj razširjeni vzdolž  $x$ -žarka kot v ostalih dveh primerih. Razlog za to je manjši delež časa, v katerem je prižgana posamezna past. V primeru multitonskega načina na sosednjih mestih vidimo, da so atomi izrazito neenakomerno porazdeljeni med pastmi. Sklepamo, da dodatne pasti v bližini povzročijo drugačno prerazporejanje atomov in večje izgube. Najboljši od teh treh načinov je tako multitonski način

na bolj oddaljenih pasteh, kjer so dodatne pasti dlje od glavnih in izven  $x$ -žarka, zaradi česar manj vplivajo na potek hlajenja.

Primer uporabe na ta način pripravljenih oblakov hladnih atomov bi bilo merjenje gradienta magnetnega polja na podoben način, kot smo to naredili v članku [30]. Z optično pinceto bi lahko pripravili 8 oblakov hladnih atomov in jih nato premaknili na večje razdalje, kot so dosegljive z razširjanjem enega samega oblaka. V članku je širina oblaka  $1000\ \mu\text{m}$ , z optično pinceto pa bi lahko oblake razporedili po približno  $1800\ \mu\text{m}$  velikem območju. S tem bi skoraj podvojili ločljivost meritve gradienta magnetnega polja.

## 4.2 Prenos iz male pasti

Za eksperimente z Bose-Einsteinovim kondenzatom potrebujemo zadostno število atomov v kondenzatu. Videli smo, da z evaporacijo z optično pinceto dosežemo bistveno manjše kondenzate, poleg tega past ni v gorišču žarka optične pincete. Da bi BEC ujeli v najožjo dosegljivo past, smo se poslužili naslednjega načina prenosa BEC-a v optično pinceto: BEC smo pripravili na običajen način, nakar smo intenziteto enega od žarkov male dipolne pasti počasi nižali in hkrati višali intenziteto optične pincete postavljene na istem mestu. Na sliki 4.4 je prikazan potek moči žarkov in števila atomov med prenosom. Vidimo, da smo lahko na ta način v  $1,5\ \text{s}$  v optično pinceto prenesli  $56\%$  atomov. Ti atomi so bili uporabljeni v nadaljnjih eksperimentih.

Pri tem postopku je pomembno, da je optična pinceta čim bolj poravnana s pastjo. Tako oblak najmanj zaniha zaradi spremembe oblike pasti. Prenos bi bil idealen, če bi bil potencial, v katerem so ujeti atomi, ves čas enak. Tega ne moremo doseči, saj je optična pinceta bistveno ožja od žarka male pasti, lahko pa smo z nastavitvijo primerne moči pincete poskusili doseči čim boljši izkoristek.

## 4.3 Premikanje in razcep oblakov

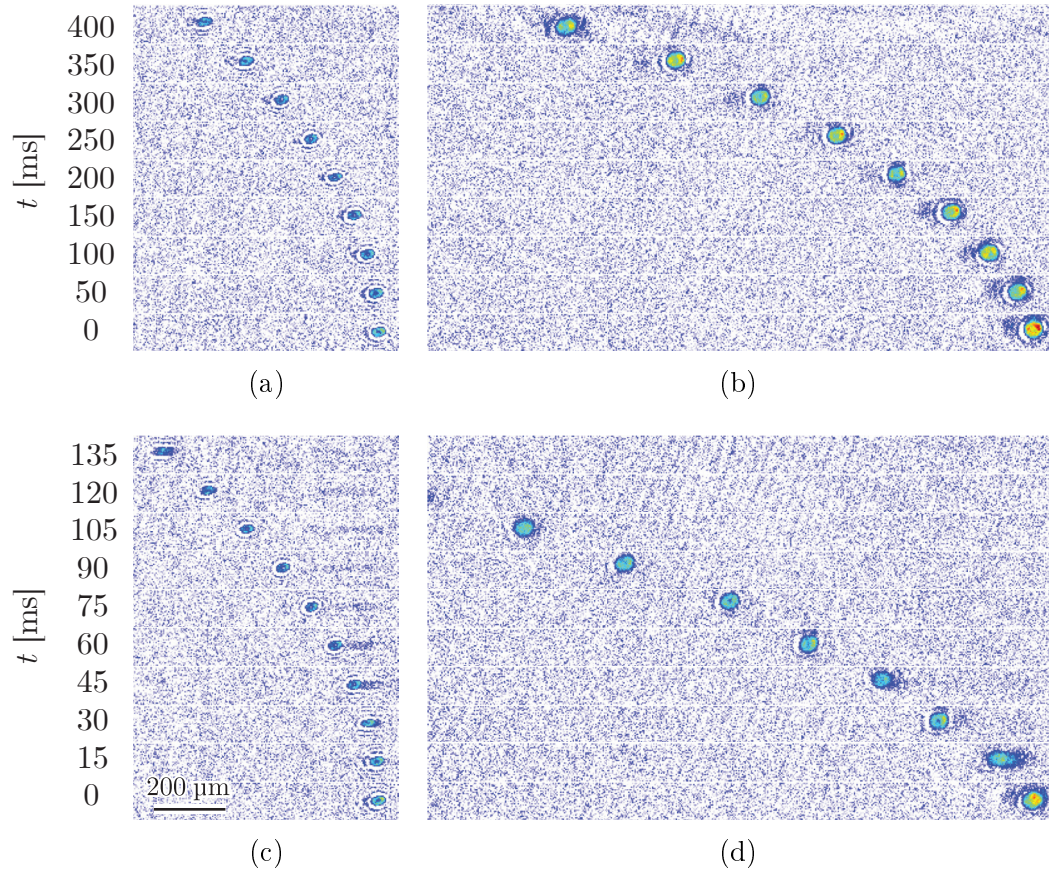
V tem poglavju obravnavamo različne načine premikanja hladnih atomov ali BEC-a. Vse eksperimente opisane v tem delu začnemo s pripravo vzorca s prenosom opisanim v prejšnjem poglavju. Končna past je tako sestavljena iz optične pincete prekrizane z  $x$ -žarkom male pasti. Pri hladnih atomih so oblaki večji in optično pinceto uporabljamo tako, da se z  $x$ -žarkom seka izven gorišča optične pincete. Tako pripravimo širšo past, v katero se ujame več atomov. Za BEC pa uporabljamo najožjo past.

### 4.3.1 Premikanje

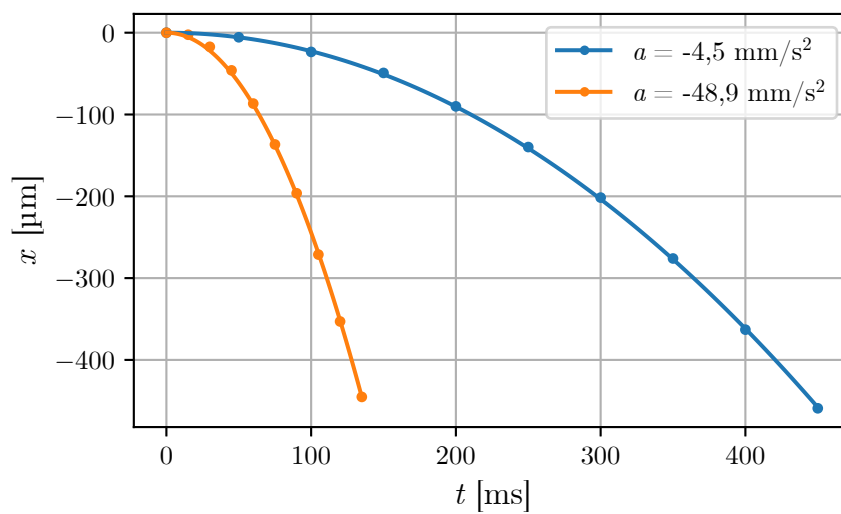
Slika 4.6 prikazuje premikanja BEC-a s kvadratnim potekom lege – konstantnim pospeškom, torej po enačbi

$$x(t) = \frac{1}{2}at^2. \quad (4.1)$$

Dosežemo lahko hitrosti do okoli  $10\ \text{mm/s}$ , vendar z izgubami. Na sliki 4.6 sta prikazana poteka premikanja pri dveh različnih pospeških, graf 4.7 pa prikazuje lege oblaka v odvisnosti od časa in prilegajoči se krivulji oblike (4.1). V obeh primerih je končni premik približno  $450\ \mu\text{m}$ . V prvem primeru je čas premikanja  $450\ \text{ms}$ , v

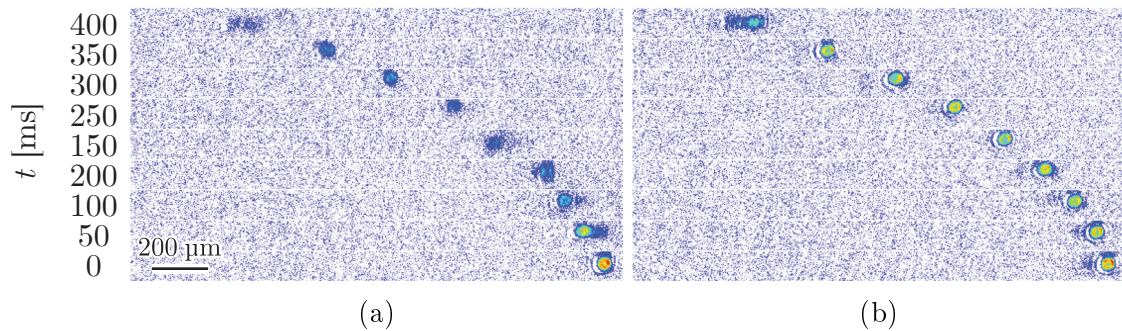


Slika 4.6: Slike premikanja BEC-a pri dveh različnih pospeških. Zgoraj premik za  $450\ \mu\text{m}$  izvedemo v  $450\ \text{ms}$ . Spodaj enak premik v  $135\ \text{ms}$ . Premika sta prikazana pri dveh različnih časih razširjanja: levo so slike posnete še v optični pasti (čas razširjanja  $0\ \text{ms}$ ), desno pri času razširjanja  $65\ \text{ms}$ . S temi slikami potrdimo, da gre za BEC.

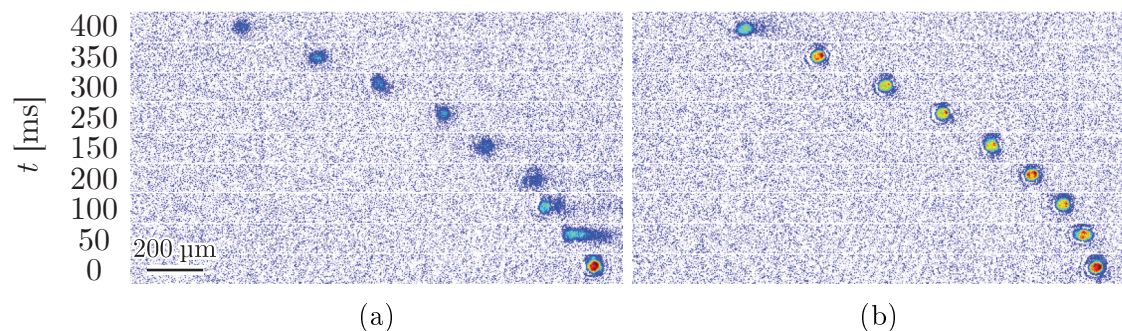


Slika 4.7: Graf prikazuje lego atomov pri premiku na sliki 4.6. Poleg meritev sta prikazali tudi prilegajoči se krivulji, iz katerih sta določena pospeška zapisana v legendi.

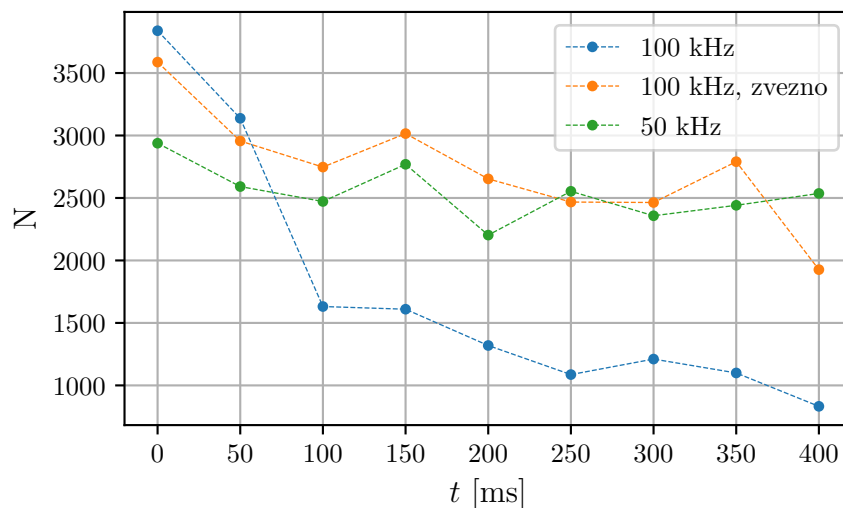




Slika 4.8: Slike premikanja BEC-a pri frekvencah preklapljanja (a) 100 kHz in (b) 25 kHz. Čas razširjanja je 65 ms.



Slika 4.9: Slike premikanja BEC-a pri frekvenci preklapljanja 100 kHz. Čas razširjanja je 65 ms. Na sliki (a) je uporabljen standardni način, kjer se vsake 10  $\mu$ s na novo določi začetna faza sinusnega signala za AOD. Na sliki (b) je signal za AOD zvezen, brez skokov v fazi v vsakem ciklu frekvence preklapljanja.

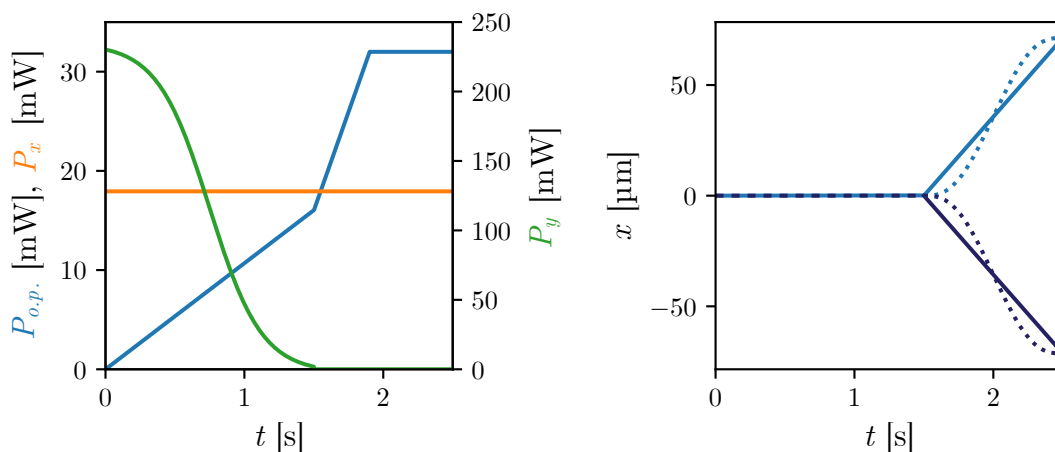


Slika 4.10: Graf prikazuje potek števila atomov med meritvami prikazanimi na slikah 4.8 in 4.9. V primeru uporabe zveznega kontrolnega signala za AOD (oranžno) se pri premiku ohrani dvakrat več atomov, kot če signal preskakuje v fazi (modro). Uporaba nižje frekvence preklapljanja (zeleno) ima podoben efekt kot uporaba zveznega signala.

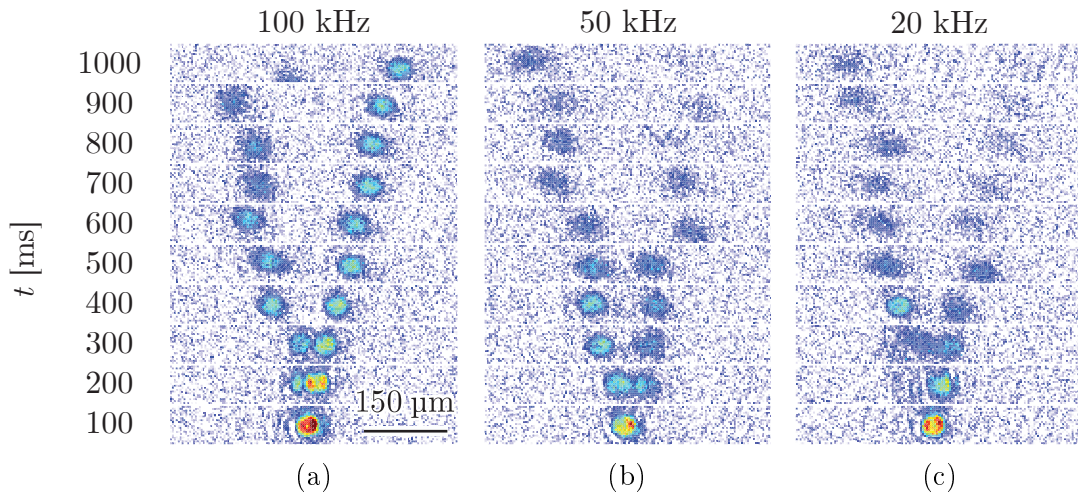
drugem pa 135 ms. Pospešek je prvem primeru  $4,5 \text{ mm/s}^2$ , v drugem pa  $48,9 \text{ mm/s}^2$ , kar ustreza končnima hitrostma  $2,0 \text{ mm/s}$  in  $6,6 \text{ mm/s}$ . Pri višji hitrosti vidimo, da izgubimo delež atomov, saj ostanejo na začetnem mestu in se segrejejo. V prvem primeru število atomov v  $200 \mu\text{m}$  pade na 65% začetnega števila, pri večjem pospešku na 56%. Pri višjih hitrostih je ta efekt še večji.

Pri eksperimentih premikanja smo opazili še eno pomembno lastnost delovanja optične pincete. Premik smo izmerili pri različnih frekvencah preklapljanja in ugotovili, da so izgube manjše, če uporabimo frekvenco preklapljanja  $25 \text{ kHz}$  ali  $50 \text{ kHz}$  namesto  $100 \text{ kHz}$ . Meritve so prikazane na sliki 4.8. Zdi se, da frekvenca preklapljanja ne bi smela igrati vloge, saj uporabljamo samo eno past. Pričakovali bi celo, da bi premikanje teklo bolj gladko pri višji frekvenci preklapljanja. Tu postane pomembna naslednja podrobnost v delovanju optične pincete: signal za AOD, ki se generira s pomočjo DDS-a (angl. direct digital synthesizer), ima v vsakem koraku frekvence preklapljanja na novo določeno začetno fazo. To pomeni, da prihaja do skokov v signalu in posledično v gostotnem (akustičnem) valu v AOD. Pri manjši frekvenci preklapljanja so seveda takšni skoki v fazi manj pogosti.

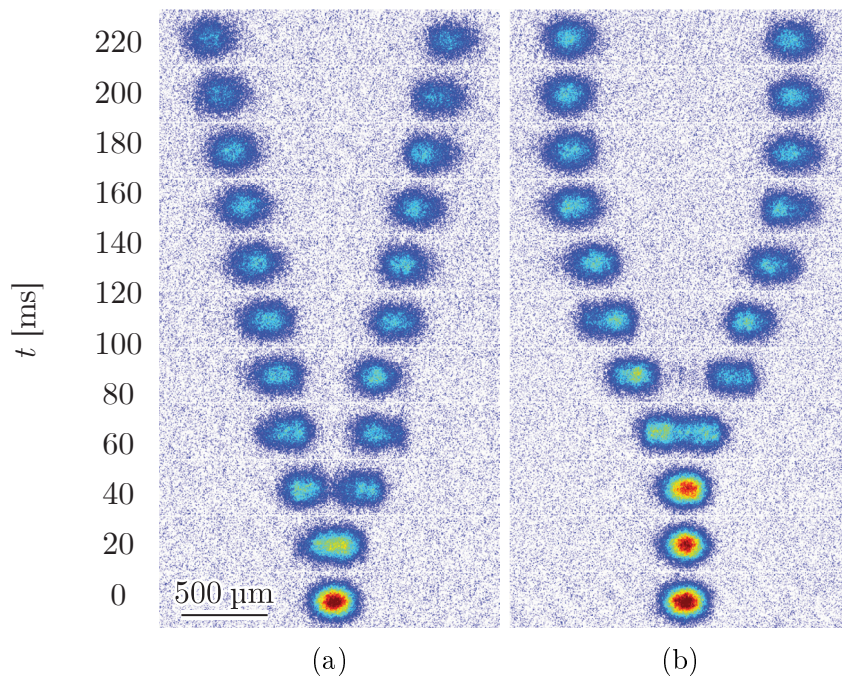
V sodelovanju s podjetjem Aresis smo imeli možnost spremeniti način priprave kontrolnega signala za AOD in eksperiment ponoviti z zveznim signalom, torej brez preklapov v fazi po vsaki periodi frekvence preklapljanja. Primerjava enakega premika, narejenega z enim in drugim načinom, je predstavljena na sliki 4.9. Opazimo izrazito razliko med tema dvema načinoma izvedbe eksperimenta. Če je faza zvezna, v BEC-u ostane več atomov in ta ohrani obliko, medtem ko se v nasprotnem primeru raztegne in izgubi večji del atomov. Primerjava poteka števila atomov pri frekvenci preklapljanja  $50 \text{ kHz}$ ,  $100 \text{ kHz}$  in  $100 \text{ kHz}$  brez preklapljanja faze je prikazana na grafu 4.10.



Slika 4.11: Potek moči žarkov (levo) in lege optične pincete (desno) med prenosom v optično pinceto in razcepom. S polno črto je prikazan razcep, uporabljen na sliki 4.12. S pikčasto črto je prikazana alternativna oblika razcepa, opisana z enačbo (4.2). S črtkano črto je nakazano, da sta med prenosom, torej pred razcepom, obe pasti na istem mestu.



Slika 4.12: Slike razcepljanja oblakov pri različnih frekvencah preklapljanja (označene nad slikami). Slikano 65 ms po spustu iz pasti. Opazimo, da manjša kot je frekvenca preklapljanja, večje so izgube števila atomov v kondenziranem stanju.



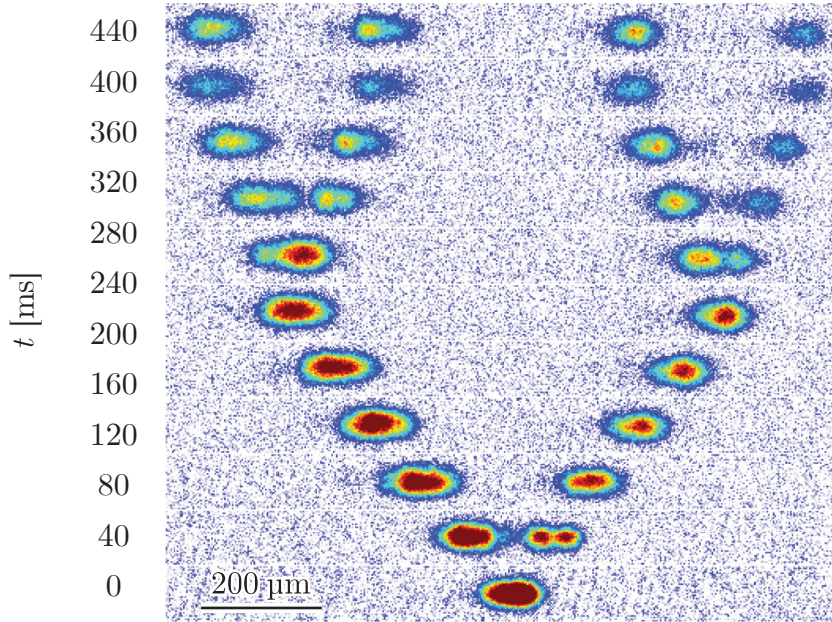
Slika 4.13: Razcep oblaka hladnih atomov za  $890\ \mu\text{m}$  na dva različna načina: (a) z linearni premikom, (b) s krivuljo, ki ima na začetku in koncu odvod enak 0, zapisana v enačbi (4.2). V drugem primeru je v končnih dveh oblakih več atomov.

### 4.3.2 Razcep

Ne samo, da lahko pasti premikamo, oblak atomov lahko tudi razcepimo, kar je zanimivo na primer za interferenčne eksperimente. Razcep izvedemo z dvema pastema optične pincete. Sprva se obe nahajata na istem mestu, nato pa se razmikata. Pri tem poskrbimo, da je končna moč vsake pasti posebej enaka kot moč obeh skupaj na začetku. Potek moči in lege za razcep je prikazan na sliki 4.11.

Razcep lahko izvedemo z mulitonskim načinom ali z multipleksiranjem. V slednjem primeru je pomembno, kakšno frekvenco preklapljanja uporabljamo. Na sliki





Slika 4.14: Dvakratni razcep oblaka hladnih atomov.

4.12 so primeri razcepov z različnimi frekvencami preklapljanja. Opazimo, da so pri manjših frekvencah izgube števila atomov večje. To je smiselno, saj se s tem poveča čas, ko atomi niso v pasti.

Po zgledu članka [9] smo poskusili izvesti razcep tako, da lege pasti nismo premikali linearno, ampak po krivulji oblike

$$x(\tau) = x_0 + (x_0 - x_1)(-6\tau^5 + 15\tau^4 - 10\tau^3), \quad (4.2)$$

kjer je  $x_0$  začetna lega,  $x_1$  končna lega in  $\tau$  brezdimenzijski čas (0 na začetku in 1 na koncu premika). Oblika premika je s pikčasto črto prikazana na sliki 4.11. Lastnost te krivulje je, da ima na začetku in na koncu prvi in drugi odvod enak 0. Tako ni nenadnih skokov v hitrosti oblaka atomov. Za določene hitrosti smo na ta način opazili manjše izgube števila atomov med razcepom, spet pri drugih večje. Primerjava razcepa na isto razdaljo in v enakem času, enkrat z linearnim premikom, drugič s krivuljo (4.2), je prikazana na sliki 4.13. Končna razdalja med pincetama je 890  $\mu\text{m}$ .

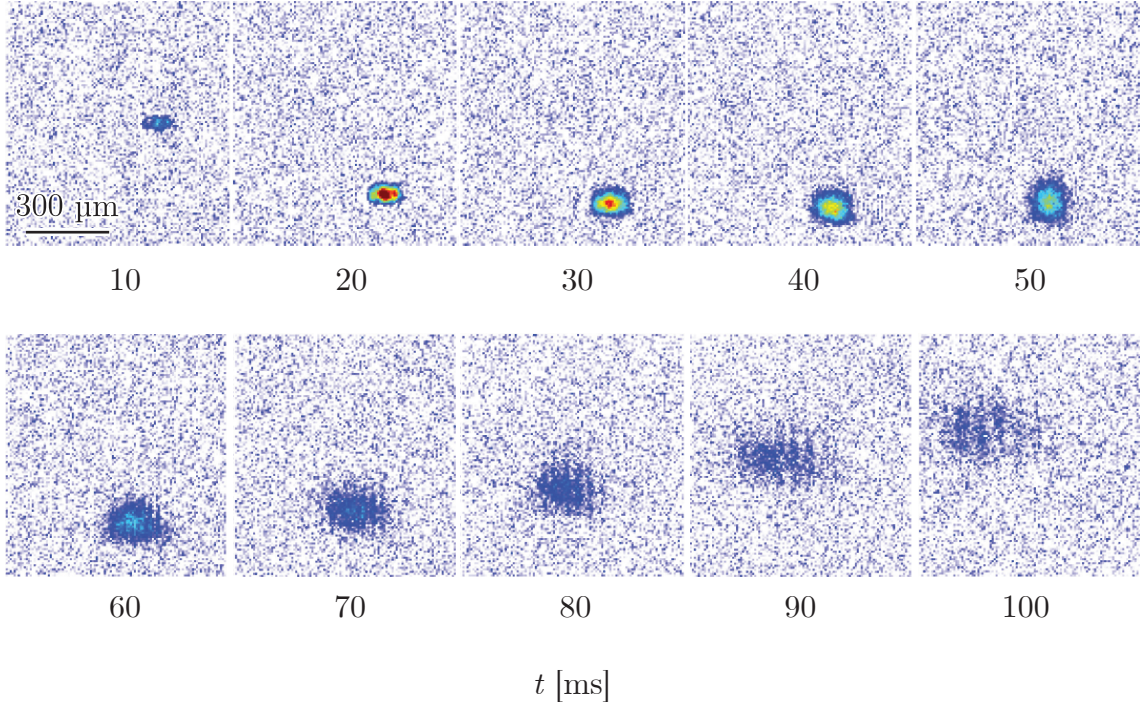
Na koncu tega poglavja si oglejmo še primer dvojnega razcepa na sliki 4.14. Več kot dvakratnega razcepa nismo izvedli, vendar iz literature poznamo primer 5-kratnega razcepa na 32 oblakov [9].

## 4.4 Interferenca dveh Bose-Einsteinovih kondenzatov

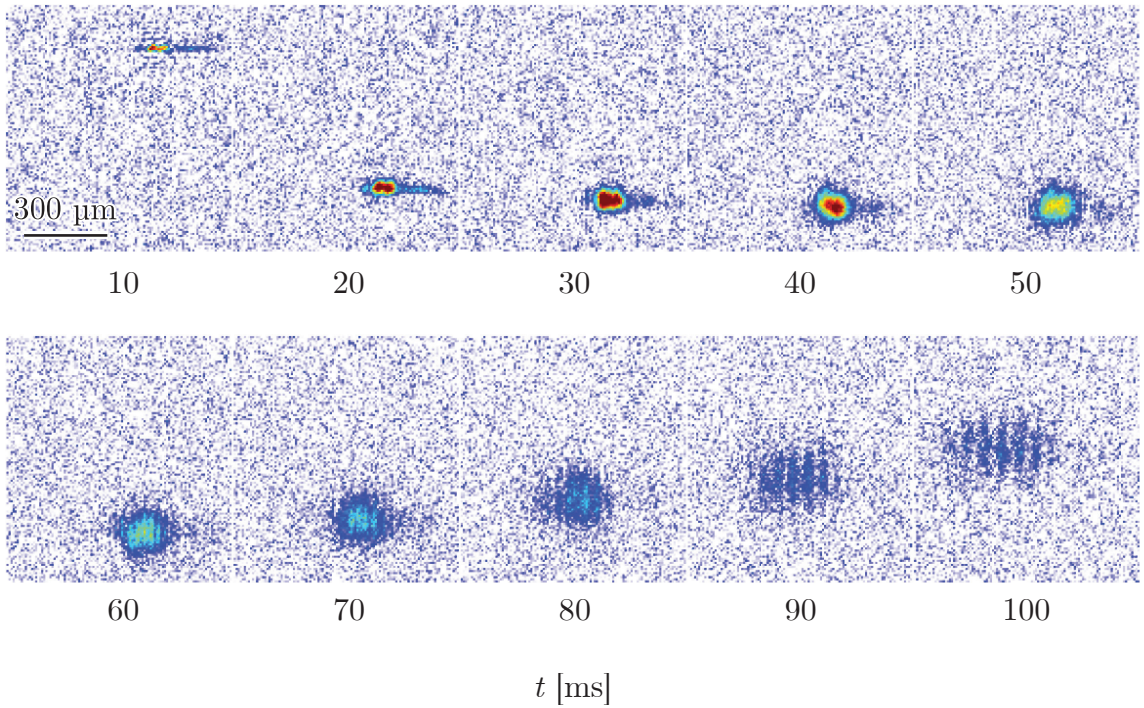
V poglavju 2.5 smo izpeljali interferenco dveh točkastih BEC-ov, v prejšnjem poglavju pa smo opisali, kako lahko en BEC z optičnima pincetama razcepimo na dva. Oblaka le še izpustimo iz pasti, da se razširita in prekrijeta, pri čemer opazimo interferenčne proge.

Da je interferenca vidna, je pomembno, da sta pasti blizu skupaj. Poleg tega je potrebno med širjenjem spremeniti magnetno polje, tako da je interakcija med

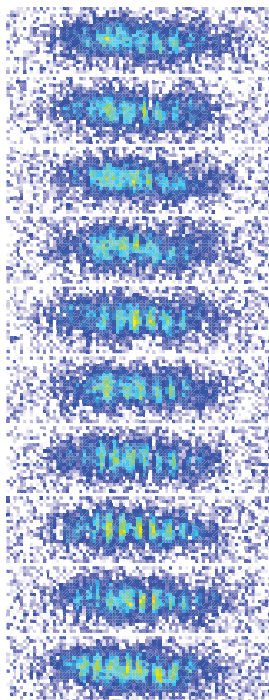




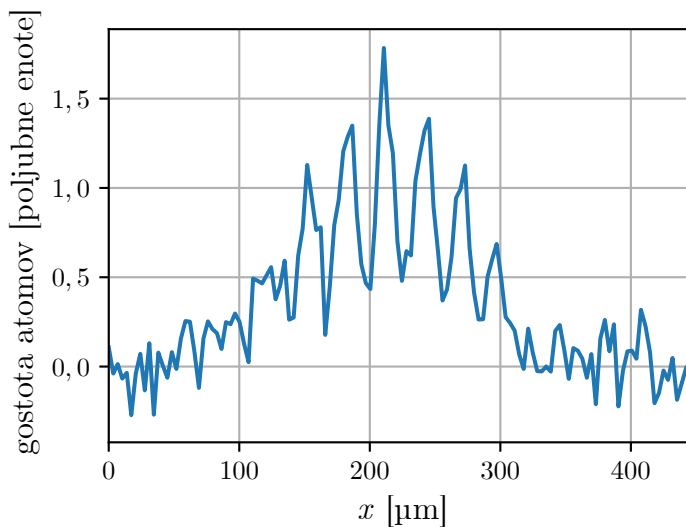
Slika 4.15: Slike razširjanja in interference dveh BEC-ov, ki smo ju pripravili z razcepom enega. Ko se oblaka med razširjanjem prekrijeta, opazimo interferenčni vzorec. Magnetno polje med razširjanjem ustreza sipalni dolžini  $74a_0$ .



Slika 4.16: Slike razširjanja dveh BEC-ov, ki smo ju pripravili s prenosom iz razširjenega BEC-a v dve pasti. Ko se oblaka prekrijeta, opazimo interferenčni vzorec. Magnetno polje med razširjanjem ustreza sipalni dolžini  $103a_0$ .



(a)



(b)

Slika 4.17: (a) 10 ponovitev enakega eksperimenta: BEC pripravimo v mali dipolni pasti in ga prenesemo v dve pasti optične pincete. Optično pinceto nato ugasnemo, da se oblaka razširita po kanalu in interferirata. Slike so posnete po 40 ms razširjanja pri nastavljeni interakciji  $103a_0$  in prikazujejo območje dimenzije  $276 \mu\text{m} \times 69 \mu\text{m}$ . (b) Gostotni profil interferenčnega vzorca, prikazanega na sliki 4.16 ob času 100 ms, iz katerega lahko odmerimo, da je razdalja med interferenčnimi progami približno  $30 \mu\text{m}$ .

atomi močnejša in se oblak hitreje širi. Interferenčne proge opazimo po 80–100 ms.

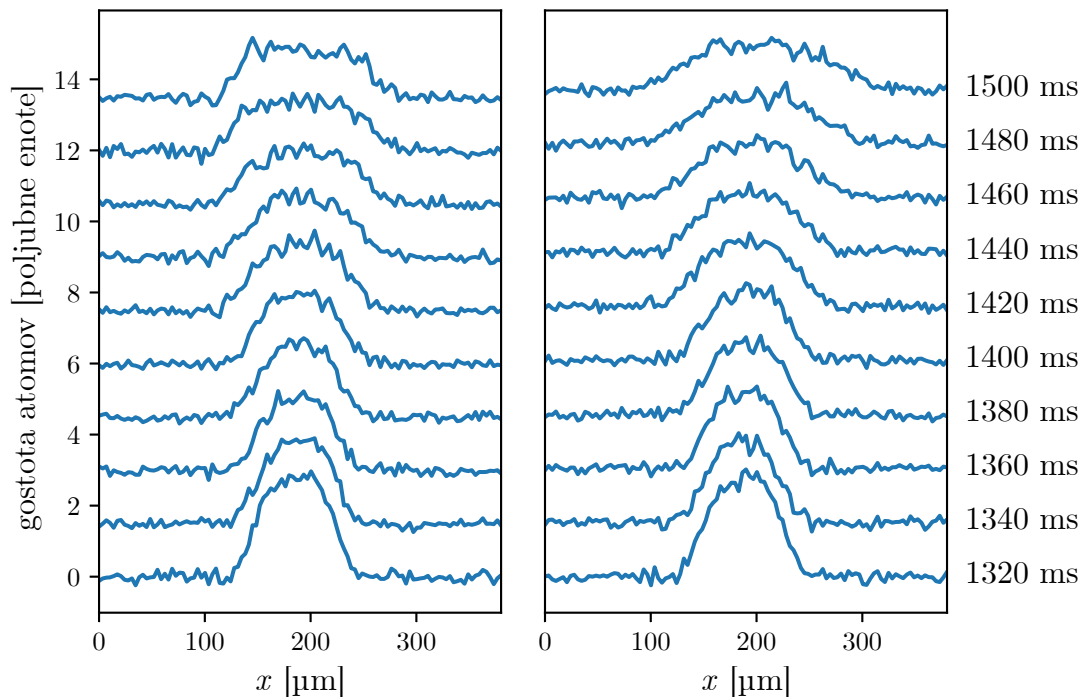
V eksperimentu pripravimo BEC, ga prenesemo v optično pinceto in ga v 400 ms razmaknemo za  $16 \mu\text{m}$ . Nato ugasnemo pasti in preklopimo magnetno polje, tako da sipalno dolžino spremenimo iz  $278a_0$  na  $74a_0$ . Točna vrednost končne sipalne dolžine ni pomembna, v nekaterih primerih smo uporabili drugačno, na primer  $103a_0$ . Pri običajnem slikanju nastavimo v času razširjanja magnetno polje na takšno vrednost, da med atomi ni interakcije. Za opazovanje interference pa je pomembno, da nastavimo pozitivno sipalno dolžino in tako dosežemo hitrejše razširjanje oblakov. Posnetki oblaka po različnih časih razširjanja so prikazani na sliki 4.15.

Da bi pripravili večje število atomov v dveh razmaknjenih BEC-ih, lahko uporabimo tudi drugačen eksperimentalni protokol. Intenziteto  $y$ -žarka male pasti nižamo na enak način kot pri običajnem prenosu, le da tu optično pinceto prižigamo le zadnjih 300 ms. Prižigamo dve ločeni pasti, v kateri se ujame razširjeni BEC. Na ta način pripravimo dva BEC-a v pasteh razmaknjenih za  $16 \mu\text{m}$ . Interferenca tako pripravljenih BEC-ov je prikazana na sliki 4.16.

V dosedaj opisanih eksperimentih smo interferenco videli po izklopu vseh žarkov, ki ustvarjajo pasti in s tem dopustili, da se oblak razširja v vseh smereh. V drugi varianti eksperimenta ugasnemo le optično pinceto in pustimo prižgan  $x$ -žarek. Tako se oblak razširi le v eni dimenziji, vzdolž žarka, namesto v treh. Primeri takšnih interferenc so prikazani na sliki 4.17a.

Če bi želeli z našim sistemom delati atomsko interferometrijo (kot na primer v članku [10]) bi morali zagotoviti ponovljivo fazno razliko med kondenzatoma. V naših eksperimentih ponovljivosti faze interferenčnih prog nismo dosegli (glej sliko 4.17a). Razlog je verjetno v fluktuacijah pasti in magnetih polj, kar bi lahko izboljšali s hitrejšim razmikanjem oblakov.

Poudariti moramo še, da valovne dolžine interferenčnih prog v našem eksperimentu ne moremo direktno primerjati z enačbo, ki smo jo izpeljali v poglavju 2.5. V našem eksperimentu se namreč atomi širijo v nehomogenem potencialu, medtem ko enačba 2.16 opisuje BEC-a v odsotnosti potenciala. Vključen je namreč nehomogen gradient magnetnega polja, ki je namenjen levitaciji atomov med časom razširjanja, vendar obenem dodatno razširja oblak atomov v horizontalni smeri. Na sliki 4.17b je prikazan gostotni profil oblaka, ki je predhodno prikazan na sliki 4.16 ob času razširjanja 100 ms. Razdalja med interferenčni progami je približno  $30\ \mu\text{m}$ . V praznem prostoru je pričakovana razdalja med interferenčnimi progami  $19\ \mu\text{m}$  pri začetni razdalji  $16\ \mu\text{m}$  in času razširjanja 100 ms.

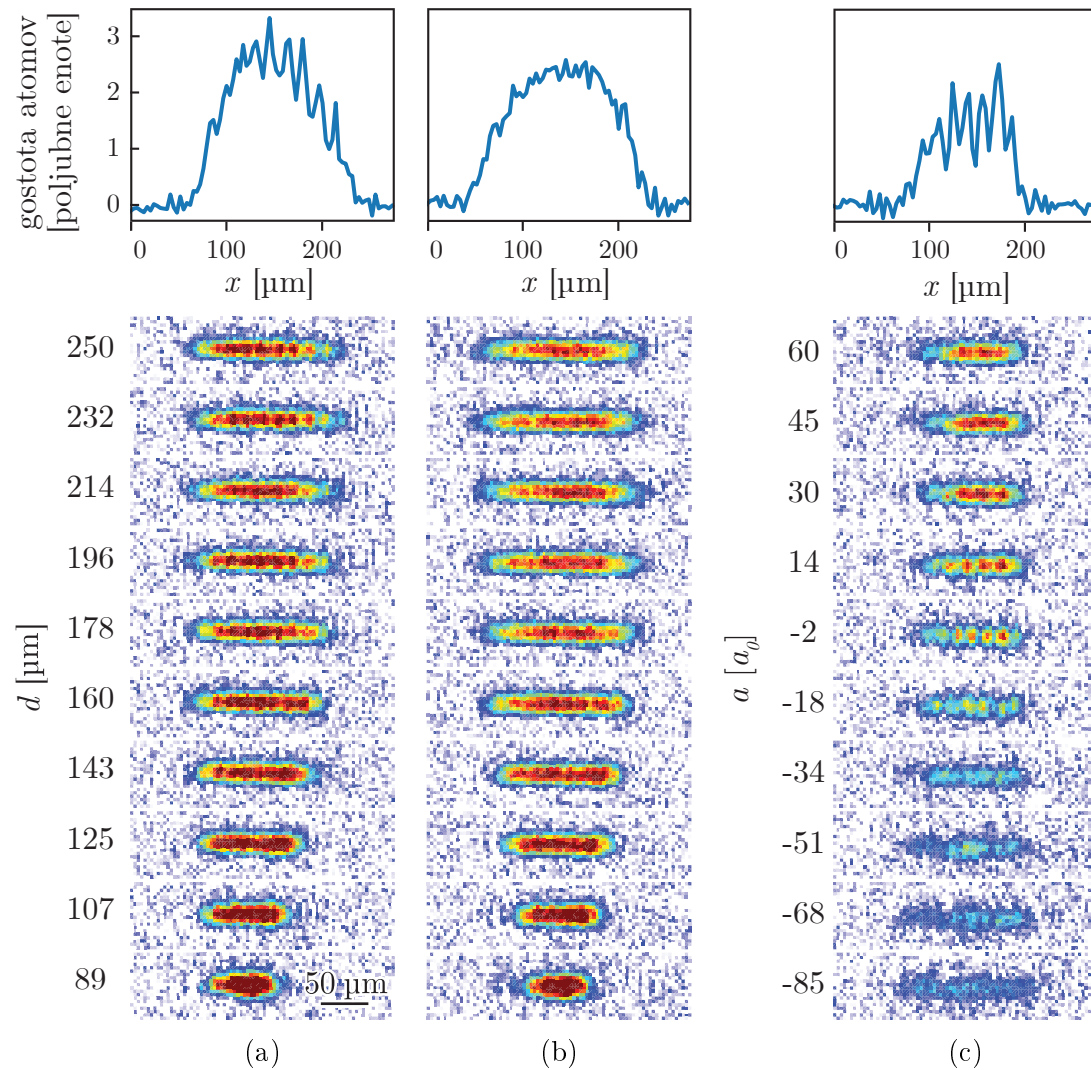


Slika 4.18: (a) Gostotni profil oblaka atomov med prenosom iz  $y$ -žarka v škatlast potencial. (b) Gostotni profil oblaka atomov med ugašanjem  $y$ -žarka male dipolne pasti brez prižiga optične pincete. Profili gostote so zaradi preglednosti zamaknjeni navzgor in na desni označeni s časom od začetka nižanja intenzitete  $y$ -žarka. Optično pinceto začnemo prižigati po 1300 ms. Vidimo, da se v primeru škatlastega potenciala oblikuje oblak, ki ima enakomerno gostoto. Če le ugašamo  $y$ -žarek, se oblak razširi, a ohranja Gaussovo obliko.



## 4.5 Škatlast potencial

V tem delu obravnavamo BEC v enodimenzionalnem škatlastem potencialu narejenem z optično pinceto. Škatlast potencial je potencial, ki je v osrednjem delu konstanten, ob robovih pa ima oster skok. Gostota oblaka atomov v takšnem potencialu je znotraj škatle konstantna.



Slika 4.19: Sliki (a) in (b) prikazujeta posnetke oblaka atomov v različno razširjenih pasteh. Širina pasti  $d$  je označena ob strani. Past je razširjena tako, da si točke pri multipleksiranju sledijo (a) od leve proti desni, (b) v naključnem vrstnem redu. Nad posnetki je prikazan profil gostote atomov na zadnji od slik (pri najširši pasti). Na sliki (c) so prikazani atomi, ki so bili pripravljene v škatlastem potencialu, nakar je bila optična pinceta ugasnjena in magnetno polje spremenjeno na različne vrednosti, kar ustreza različnim sipalnim dolžinam  $a$ . Pri vrednosti sipalne dolžine  $-2a_0$  in  $14a_0$  vidimo solitonske vlake – oblak, ki je pri drugačni interakciji homogen, se je oblikoval v manjše skupke. Profil gostote atomov pri  $a = -2a_0$  je prikazan nad posnetki. Na njem jasneje vidimo nehomogenost gostote zaradi oblikovanja solitonov.

### 4.5.1 Priprava škatlastega potenciala

Z optično pinceto narišemo enodimenzionalen škatlast potencial z multipleksiranjem točk na območju okoli  $100\ \mu\text{m}$  vzdolž  $x$ -žarka male dipolne pasti. Podobno kot pri interferenci obstajata dva načina priprave oblaka atomov v škatlastem potencialu. Atome lahko prenesemo v ozko past optične pincete, ki jo nato razširimo, ali pa oblak najprej razširimo in ga nato lovimo direktno v škatlast potencial.

Na sliki 4.18 je prikazan pristop, v katerem razširjen BEC prenesemo v škatlast potencial. BEC razširimo na enak način kot za interferenco, le da zadnjih 200 ms linearno prižigamo optično pinceto, ki izrisuje škatlast potencial.

Past razširimo tako, da območje pasti pokrijemo s 40 enakomerno porazdeljenimi točkami. Lego pincete s frekvenco preklapljanja  $100\ \text{kHz}$  premikamo med temi točkami. Izkazalo se je, da je pomembno, da si točke ne sledijo ena za drugo z leve proti desni, ampak v naključnem vrstnem redu. Primerjava obeh načinov je prikazana na sliki 4.19. Vidimo, da se v primeru naključnega vrstnega reda, formira očitno bolj homogen oblak.

### 4.5.2 Solitonski vlaki

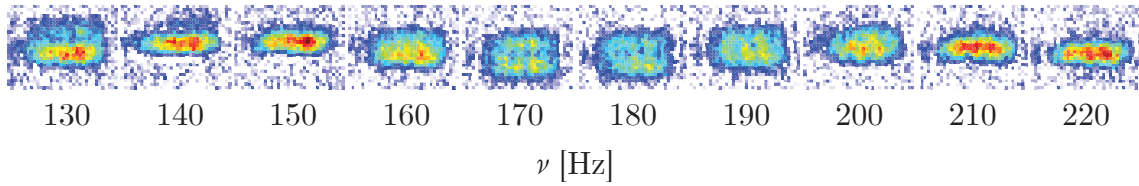
Na sliki 4.19c je prikazano, kako se oblak pripravljen v škatlastem potencialu, spreminja glede na nastavljeno magnetno polje. Pri tem eksperimentu atome prenesemo v škatlast potencial, nakar ugasnemo optično pinceto in spremenimo magnetno polje. Če je sipalna dolžina negativna, se oblak močno razširi in razredči, pri pozitivni interakciji opazimo enakomerno gost oblak. Okoli ničelne sipalne dolžine opazimo, da se oblak razdeli na več manjših – to je solitonski vlak.

Solitonske vlake pričakujemo le pri majhni, a negativni sipalni dolžini. Zato je nenavadno, da jih opazimo tudi pri pozitivni sipalni dolžini ( $14a_0$ ), vendar gre lahko za napako v umeritvi magnetnega polja in je dejanska sipalna dolžina negativna. Druga razlaga je, da pride do fragmentacije zaradi morebitne nehomogenosti potenciala pripravljenega z optično pinceto.

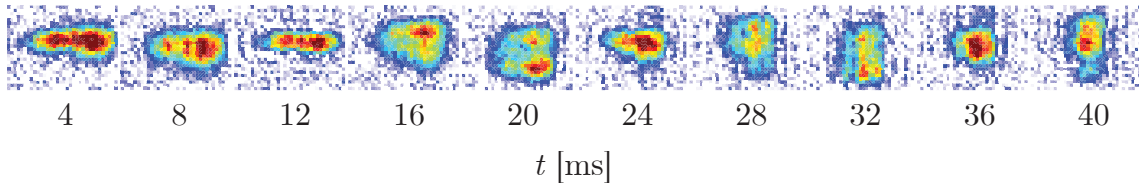
### 4.5.3 Faradayevi valovi

Naslednji pojav, ki ga je mogoče opazovati na BEC-u v škatlastem potencialu, so Faradayevi valovi. Gre za parametrično vzbujeno longitudinalno valovanje kondenzata, ki ga lahko interpretiramo tudi kot prostorsko-časovni kristal (angl. *space-time crystal*) [14]. Faradayevi valovi nastanejo, če vzbudimo radialno širjenje in ožanje oblaka (angl. *breathing mode*). Resonančna frekvenca takšnega nihanja je dvakratnik radialne frekvence pasti. Radialno nihanje vzbudi aksialno valovanje v kondenzatu pri polovični frekvenci – to so Faradayevi valovi. Nihaje lahko vzbujamo na dva načina: ali z nihanjem globine pasti, v kateri so atomi [31], ali pa z modulacijo interakcije preko magnetnega polja [13]. V naših eksperimentih uporabljamo slednjo metodo.

Atome smo ujeli v škatlasto past optične pincete in 20 ms z magnetnim poljem sinusno modulirali interakcijo z amplitudo  $80a_0$  okoli  $117a_0$ . Posnetki oblaka po 20 ms so prikazani na sliki 4.20. Pri resonančni frekvenci opazimo izrazito radialno razširjene oblake. Izmerili smo še časovni razvoj takšnega nihanja. Prikazan je na sliki 4.21. V njem lahko vidimo periodično radialno širjenje in ožanje oblaka s periodo 6 ms, kar ustreza vzbujevalni frekvenci 169 Hz. Amplituda nihanja se



Slika 4.20: Oblak atomov v škatlastem potencialu po 20 ms sinusne modulacije sipalne dolžine s frekvenco  $\nu$ . Okoli 180 Hz opazimo resonančno vzbujeno radialno širjenje kondenzata. Slike prikazujejo območje dimenzije  $117 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$ .



Slika 4.21: Časovni potek radialnega nihanja oblaka pri frekvenci vzbujanja 169 Hz. Slike prikazujejo območje dimenzije  $117 \mu\text{m} \times 90 \mu\text{m}$ .

s časom povečuje. Faradayeve valove pričakujemo pri polovični frekvenci, torej s periodo 12 ms.

Za Faradayeve valove je značilna aksialna modulacija gostote oblaka, ki na prikazanih slikah ni jasno razvidna. Bolj se odraža pri povprečni interakciji bližje ničle, vendar ne moremo potrditi, da je res posledica vzbujanja. Ker smo blizu sipalne dolžine 0, je lahko aksialna modulacija gostote posledica nastanka solitonskega vlaka. Med pojavoma lahko razlikujemo s preučevanjem časovnega poteka vzorca. Če gre za solitone, se progast vzorec v času ne spreminja, pri Faradayevem valovanju pa amplituda vzorca sinusno niha. V tem primeru bi morali opaziti proge, ki zamrejo in se ponovno pojavijo na mestu, kjer je bil pred polovico nihaja minimum gostote. Za takšno meritev bi morali Faradayevo valovanje vsakič vzbuditi s popolnoma enako fazo, kar predstavlja težavo, saj moramo namreč pri absorpcijskem slikanju za vsako sliko ponoviti celoten postopek hlajenja in priprave oblaka. Tej težavi se bi lahko izognili z uporabo nedestruktivnega slikanja.

# Poglavje 5

## Zaključek

V tem magistrskem delu smo opisali, kako smo v obstoječo aparaturo za hlajenje in lovljenje atomov na Institutu »Jožef Stefan« vključili optično pinceto podjetja Aresis. Demonstrirali smo njeno uporabo za hlajenje atomov ter prostorsko manipulacijo Bose-Einsteinovega kondenzata (BEC-a) in hladnih atomov. Obravnavali smo vpliv frekvence preklapljanja in načina ustvarjanja več pasti. Prvič v tem laboratoriju smo izmerili interferenco dveh Bose-Einsteinovih kondenzatov. Na oblaku atomov v škatlastem potencialu smo opazovali solitonske vlake in Faradayeve valove.

Naši eksperimenti so opozorili na številne lastnosti optične pincete, ki ne vplivajo na delo z večjimi delci (kot so koloidi ali pa celice), temveč pridejo so izraza šele pri delu s hladnimi atomi ali BEC-om. Pri hlajenju z izhlapevanjem smo zaznali učinek dodatnih pasti, ki nastanejo pri večtonskem načinu. Opazili smo, da preklapljanje faze krmilnega signala za AOD negativno vpliva na ohranjanje kondenzata pri premiku. Demonstrirali smo tudi pomen višje frekvence preklapljanja za ohranjanje števila atomov v razcepljenih BEC-ih. V škatlastem potencialu smo opazili razliko med periodičnim in neperiodičnim načinom razširjanja pasti.

Na področju interferenčnih poskusov predvidevamo možnosti za izboljšave hitrosti razcepa in ohranjanja faz in s tem ponovljivosti eksperimenta. Z meritvijo razširjanja oblaka v nehomogenem magnetnem gradientu, ki levitira oblak, a ga obenem razširja v horizontalni smeri, bomo opisali razširjanje oblakov in tako tudi izračunali popravek valovne dolžine interferenčnih prog glede na razširjanje v praznem prostoru. Načrtujemo tudi nadaljne eksperimente na področju Faradayevega valov. Z meritvijo časovnega poteka bomo potrdili, ali gre res za Faradayeve valove in ne za solitonske vlake.

V vseh predstavljenih eksperimentih smo optično pinceto uporabljali prekrížano z žarkom male dipolne pasti. To omeji gibanje oblakov na eno dimenzijo. Z uporabo laserskega snopa, razširjenega v horizontalno ravnino (angl. *lightsheet*), bi lahko razširili premikanje oblakov v dve dimenziji. V načrtu je tudi menjava zadnje leče pred eksperimentalno komoro, ki določa širino optične pasti. Z manjšo goriščno razdaljo bomo ustvarili ožje pasti, kar omogoča, na primer, pripravo bolj ostrega škatlastega potenciala. V načrtu je tudi opazovanje sipanja solitona na barieri, ki bi bila lahko na ta način tanjša. Z zelo majhno goriščno razdaljo bomo lahko šli celo v smeri lovljenja posameznih atomov.

V magistrskem delu smo predstavili širok nabor eksperimentov, kjer smo optično pinceto uporabili za hlajenje in lovljenje hladnih atomov. Ti eksperimenti dajejo vpogled v specifiko dela s hladnimi atomi v primerjavi z lovljenjem večjih delcev.

Premiki, razcepi in priprava škatlastega potenciala so osnova za nadaljnje fizikalne raziskave, smer nadaljnjih eksperimentov pa nakazujejo predstavljene meritve interference dveh kondenzatov, nastanka solitonskih vlakov in Faradayevih valov. Vseeno pa je to le peščica od vseh možnosti, ki jih odpira vključitev optične pincete v eksperimentalni sistem za lovljenje in hlajenje hladnih atomov.



# Literatura

- [1] J. F. Annett, *Superconductivity, superfluids and condensates*, Zv. 5 (Oxford University Press, 2004).
- [2] *Advanced information on the Nobel Prize in Physics 2001* (2001), [Ogled 22. 7. 2021].
- [3] *Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2018* (2018), [Ogled 1. 8. 2021].
- [4] A. Ashkin, *Trapping of atoms by resonance radiation pressure*, Physical Review Letters **40**, 729 (1978).
- [5] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard in W. Ketterle, *Transport of Bose-Einstein condensates with optical tweezers*, Physical Review Letters **88**, 020401 (2001).
- [6] J. Beugnon, C. Tuchendler, H. Marion, A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, Y. R. Sortais, A. M. Lance, M. P. Jones, G. Messin, A. Browaeys in P. Grangier, *Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers*, Nature Physics **3**, 696 (2007).
- [7] O. J. Wales, A. Rakonjac, T. P. Billam, J. L. Helm, S. A. Gardiner in S. L. Cornish, *Splitting and recombination of bright-solitary-matter waves*, Communications Physics **3**, 1 (2020).
- [8] V. Boyer, R. Godun, G. Smirne, D. Cassettari, C. Chandrashekar, A. Deb, Z. Laczik in C. Foot, *Dynamic manipulation of Bose-Einstein condensates with a spatial light modulator*, Physical Review A **73**, 031402 (2006).
- [9] K. O. Roberts, T. McKellar, J. Fekete, A. Rakonjac, A. B. Deb in N. Kjærgaard, *Steerable optical tweezers for ultracold atom studies*, Optics letters **39**, 2012 (2014).
- [10] Y. Shin, M. Saba, T. Pasquini, W. Ketterle, D. Pritchard in A. Leanhardt, *Atom interferometry with Bose-Einstein condensates in a double-well potential*, Physical review letters **92**, 050405 (2004).
- [11] N. Navon, R. P. Smith in Z. Hadzibabic, *Quantum Gases in Optical Boxes*, arXiv preprint arXiv:2106.09716 (2021).
- [12] T. Mežnaršič, T. Arh, J. Brence, J. Pišljar, K. Gosar, Ž. Gosar, R. Žitko, E. Zupanič in P. Jeglič, *Cesium bright matter-wave solitons and soliton trains*, Physical Review A **99**, 033625 (2019).

- [13] J. Nguyen, M. Tsatsos, D. Luo, A. Lode, G. Telles, V. Bagnato in R. Hulet, *Parametric excitation of a Bose-Einstein condensate: from Faraday waves to granulation*, Physical Review X **9**, 011052 (2019).
- [14] J. Smits, L. Liao, H. Stoof in P. van der Straten, *Observation of a space-time crystal in a superfluid quantum gas*, Physical review letters **121**, 185301 (2018).
- [15] T. Mežnaršič, R. Žitko, T. Arh, K. Gosar, E. Zupanič in P. Jeglič, *Emission of correlated jets from a driven matter-wave soliton in a quasi-one-dimensional geometry*, Physical Review A **101**, 031601 (2020).
- [16] L. W. Clark, A. Gaj, L. Feng in C. Chin, *Collective emission of matter-wave jets from driven Bose-Einstein condensates*, Nature **551**, 356 (2017).
- [17] M. Weber, J. Volz, K. Saucke, C. Kurtsiefer in H. Weinfurter, *Analysis of a single-atom dipole trap*, Physical Review A **73**, 043406 (2006).
- [18] X. Wu, X. Liang, Y. Tian, F. Yang, C. Chen, Y.-C. Liu, M. K. Tey in L. You, *A concise review of Rydberg atom based quantum computation and quantum simulation*, Chinese Physics B **30**, 020305 (2021).
- [19] A. Browaeys in T. Lahaye, *Many-body physics with individually controlled Rydberg atoms*, Nature Physics **16**, 132 (2020).
- [20] F. Schwabl, *Advanced Quantum Mechanics* (Springer-Verlag, 2008).
- [21] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii in S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Reviews of modern physics **71**, 463 (1999).
- [22] T. Mežnaršič, *Lasersko hlajenje cezijevih atomov*, Magistrsko delo, Univerza v Ljubljani (2016).
- [23] M. Gustavsson, *A quantum gas with tunable interactions in an optical lattice*, Doktorska disertacija, Faculty of Mathematics, Computer Science and Physics, University of Innsbruck (2008).
- [24] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, S. Chu, E. Tiesinga, P. J. Leo in C. J. Williams, *Precision Feshbach spectroscopy of ultracold Cs<sub>2</sub>*, Physical Review A **70**, 032701 (2004).
- [25] J. H. V. Nguyen, D. Luo in R. G. Hulet, *Formation of matter-wave soliton trains by modulational instability*, Science **356**, 422 (2017).
- [26] R. Grimm, M. Weidemüller in Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Advances in atomic, molecular, and optical physics **42**, 95 (2000).
- [27] M. Čopič in M. Vilfan, *Fotonika* (Fakulteta za matematiko in fiziko, 2020).
- [28] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn in W. Ketterle, *Observation of interference between two Bose condensates*, Science **275**, 637 (1997).
- [29] R. W. Boyd, *Nonlinear optics* (Academic press, 2008).

- [30] K. Gosar, T. Arh, T. Mežnaršič, I. Kvasič, D. Ponikvar, T. Apih, R. Kaltenbaek, R. Žitko, E. Zupanič, S. Beguš in P. Jeglič, *Single-shot Stern-Gerlach magnetic gradiometer with an expanding cloud of cold cesium atoms*, Physical Review A **103**, 022611 (2021).
- [31] P. Engels, C. Atherton in M. Hofer, *Observation of Faraday waves in a Bose-Einstein condensate*, Physical review letters **98**, 095301 (2007).