

UNIVERZA V LJUBLJANI  
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO  
ODDELEK ZA FIZIKO

Rok Venturini

## **ATOMSKI LASER**

Seminar

Mentor: dr. Peter Jeglič

Ljubljana, april 2016

# Povzetek

V seminarju opišem delovanje atomskega laserja. Atomski laser v principu deluje podobno kot optični laser, le da namesto elektromagnetnega valovanja atomski laser emitira koherentne snovne valove. Zaradi podobnosti delovanja z optičnim laserjem najprej opišem delovanje le-tega. Nato predstavim Bose-Einsteinov kondenzat - posebno stanje snovi, ki ga lahko dosežemo z bozoni pri temperaturi blizu absolutne ničle in na osnovi katerega deluje atomski laser. V seminarju opišem eksperimentalno realizacijo Bose-Einsteinovega kondenzata, ki temelji na laserskem hlajenju. V drugem delu seminarja pokažem, kako lahko iz Bose-Einsteinovega kondenzata, kot aktivnega medija, ustvarimo atomski laser. Opišem njegovo delovanje in ga primerjam z optičnim laserjem. Za konec prikažem še primer uporabe atomskega laserja v atomski interferometriji, meritev kotne hitrosti z Mach-Zehnderjevim interferometrom.

# Kazalo

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Optični laser</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>Bose-Einsteinov kondenzat</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Eksperimentalna realizacija Bose-Einsteinovega kondenzata</b>	<b>4</b>
4.1	Zeemanov upočasnjevalnik . . . . .	4
4.2	Optična melasa . . . . .	5
4.3	Magneto-optična past . . . . .	6
4.4	Dipolna past . . . . .	6
4.5	Magnetna past . . . . .	7
4.6	Ohlajanje z izhlapevanjem . . . . .	9
4.7	Detekcija kondenzata . . . . .	10
<b>5</b>	<b>Atomski laser</b>	<b>10</b>
<b>6</b>	<b>Mach-Zehnderjev interferometer</b>	<b>12</b>
<b>7</b>	<b>Zaključek</b>	<b>13</b>

## 1 Uvod

Laser je izvor koherentne svetlobe, to je svetlobe z dobro določeno prostorsko in krajevno odvisnostjo faze [1]. Značilni lastnosti laserskega žarka sta še kolimiranost in visoka gostota energijskega toka. Atomski laser je analogen optičnemu, le da tu laser emitira snovne valove namesto elektromagnetnih [2]. Pri temperaturah okoli 100 nK lahko iz plina hladnih atomov, z makroskopsko populacijo energijsko najnižjega kvantnega stanja, dosežemo fazni prehod plina atomov v Bose-Einsteinov kondenzat. Ker si pri Bose-Einsteinovem kondenzatu makroskopsko število atomov deli isto valovno funkcijo, ima tako stanje snovi zanimive lastnosti. Za nas sta

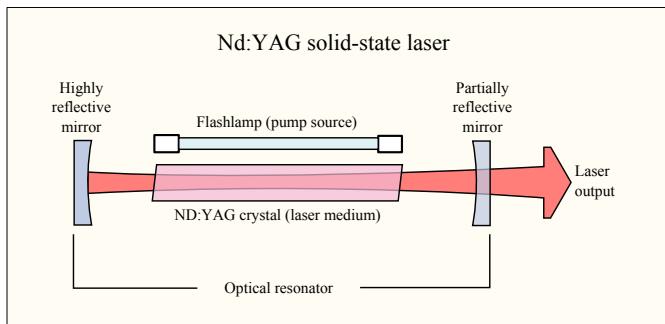
pomembni predvsem koherentna prostorska in koherentna časovna odvisnost faze, ki nam omogočata, da na osnovi Bose-Einsteinovega kondenzata realiziramo atomski laser.

## 2 Optični laser

Princip delovanja atomskega laserja močno spominja na delovanje optičnega laserja, zato si najprej poglejmo njegovo delovanje. Optični laser je sestavljen iz optičnega resonatorja, znotraj katerega se fotoni večkrat odbijejo preden zapustijo laser, napajalnega sistema, s katerim poskrbimo za vzbujanje atomov in aktivnega sredstva v resonatorju, ki ojači valovanje.

Atom lahko iz vzbujenega stanja brez zunanje motnje preide v nižje stanje s spontanim sevanjem fotona. Frekvenca tako izsevanega fotona je ostro določena z energijsko razliko med stanjema. Stimulirana emisija pa je pojav, pri katerem zaradi interakcije vzbujenega atoma s fotonom, katerega frekvenca ustreza razlike energij med dvema kvantnima stanjema atoma, povroči izsevanje novega fotona. Izsevani foton ima enako energijo, fazo, polarizacijo in se propagira v isto smer kot vpadni foton [3]. Poleg tega pa lahko atomi v nižjem kvantnem stanju absorbirajo foton za prehod v vzbujeno stanje.

Verjetnost za stimulirano emisijo vzbujenega atoma je enaka kot verjetnost za absorpcijo atoma v nižjem kvantnem stanju. Da dobimo ojačanje svetlobe, mora biti stimuliranih prehodov navzdol več kot absorpcije. To pomeni, da mora biti več atomov v višjem kvantnem stanju kot v nižjem. V ravnovesju to ni mogoče, takemu stanju pravimo obrnjena zasedba. Obrnjeno zasedbo dosežemo z optičnim črpanjem, kar pomeni, da na nek način vzbudimo atome iz osnovnega stanja v višje kvantno stanje. Pogosto obrnjeno zasedbo dosežemo z absorpcijo fotonov, lahko pa jo dosežemo tudi tako, da skozi aktivno sredstvo spustimo električni tok, ali pa jo dosežemo s trki z drugimi atomi.



Slika 1: Slika prikazuje zgradbo optičnega laserja. Na sliki vidimo svetilko, s pomočjo katere optično črpamo atome aktivnega medija (prozorni kristal Nd<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>). Poleg tega slika prikazuje delovanje popolnoma odbojnega in polprepustnega zrcala [10].

Za laser potrebujemo poleg optičnega ojačanja še optični resonator. Ta je v enostavnejši obliki sestavljen iz dveh rahlo konkavnih ogledal, med katerima se vzpostavi stoječe valovanje. Pogoj za to je, da se frekvenca stimulirano izsevanih atomov ujema z eno izmed lastnih nihanj resonatorja. Tako se svetloba med zrcaloma velikokrat odbije in se vsakič preko principa stimulirane emisije tudi ojača. Laser seva svetlogo tako, da naredimo eno izmed zrcal delno prepustno.

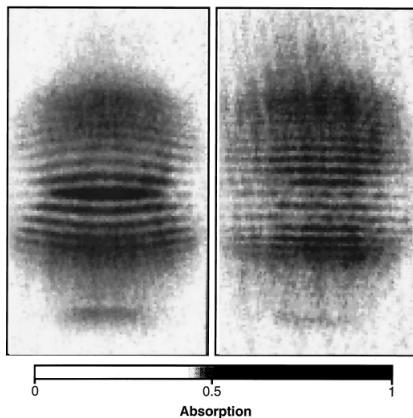
Laserska svetloba je monokromatska. Zaradi procesa stimulirane emisije ima dolg koherenčni čas ( $10^{-2}$  s) in zelo dolgo koherenčno razdaljo ( $10^{12}$  valovnih dolžin). Poleg tega je laserski curek koliniran in lahko z njim dosežemo zelo veliko gostoto energijskega toka ( $10^8$  W cm $^{-2}$ ) [4].

### 3 Bose-Einsteinov kondenzat

Bozoni so delci s celoštevilčno vrtilno količino. Za razliko od fermionov zanje ne velja izključitveno načelo, torej je lahko v nekem kvantnem stanju poljubno število bozonov. Pri dovolj nizki temperaturi in dovolj veliki gostoti atomov pride do pojava Bose-Einsteinove kondenzacije. Izkaže se, da ko sistem bozonov doseže kritično gostoto atomov pri kritični temperaturi, pride do faznega prehoda. Ta se zgodi pri gostoti atomov  $n_c = \frac{2.6}{\lambda_B^3}$ , kjer je  $\lambda_B = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\pi M k_B T}}$ . Zaradi nizkih gostot atomskih plinov se zgodi fazni prehod v Bose-Einsteinov kondenzat za alkalijske kovine pri temperaturi okoli 100 nK.

Za plin pri sobni temperaturi imajo zaradi nizke atomske gostote in visoke energije kvantna stanja zelo majhno zasedenost. Ko pa se nekaj bozonov nakopiči v enem kvantnem stanju, obstaja pri sipanju med atomi večja verjetnost za sisanje v tisto kvantno stanje. Ko se nam torej začne najnižje kvantno stanje populirati, se zaradi stimuliranega sisanja v tisto stanje v kratkem času stanje močno populira in pride do prehoda v Bose-Einsteinov kondenzat.

Poenostavljeni si lahko predstavljamo, da je de Brogljeva valovna dolžina mera za delokaliziranost atomov. Kvantni pojavi med delci postanejo pomembni, ko  $\lambda_B$  postane primerljiva razdalji med atomi. Zaradi prekrivanja atomskih valovnih paketov med atomi, postanejo atomi med seboj neločljivi in si delijo fizikalne lastnosti, kot je gibanje. Tako se makroskopsko število atomov v Bose-Einsteinovem kondenzatu obnaša kot en sam superatom [7]. Ker si tako pri Bose-Einsteinovem kondenzatu makroskopsko število atomov deli isto valovno funkcijo, ima kondenzat zanimive lastnosti, kot sta koherenca in superfluidnost. Za realizacijo atomskega laserja je ključna lastnost predvsem koherenca. Eksperimentalno so koherenco Bose-Einsteinovega kondenzata potrdili z opazovanjem interferenčnega vzorca pri prekrivanju dveh kondenzatov [5].



Slika 2: Slika prikazuje interferenčni vzorec, ki se pojavi pri prekrivanju dveh kondenzatov [5].

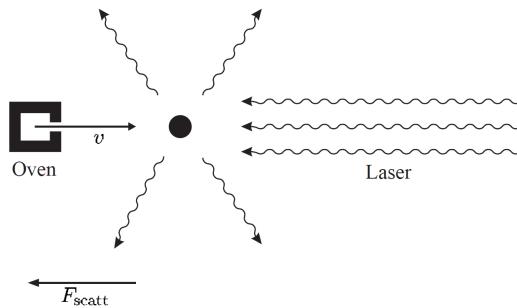
Kondenzata sta bila v začetku eksperimenta narazen  $40 \mu\text{m}$ , kar nakazuje na to, da ima Bose-Einsteinov kondenzat dolgo koherenčno razdaljo. Valovna dolžina opazovane interference je  $15 \mu\text{m}$ . Ta je določena preko relativne hitrosti kondenzatov  $d/t$ , kjer je  $d$  začetna razdalja med kondenzatoma,  $t$  pa čas posnetka interference. De Brogliejeva valovna dolžina je torej  $\lambda_B = \frac{ht}{md}$ .

## 4 Eksperimentalna realizacija Bose-Einsteinovega kondenzata

Za realizacijo Bose-Einsteinovega kondenzata potrebujemo atome, ki imajo cel spin - bozone. Pogosto uporabimo elemente alkalijskih kovin (Na, Rb, Cs,...). Te uporabimo zato, ker imajo le en elektron v zunanjih lupini in so zato atomski nivoji bolj enostavni. To nam olajša eksperimentalno izvedbo laserskega hlajenja. Plin atomov ustvarimo s segrevanjem ustrezne alkalijske kovine in tako dobljen atomski curek pošljemo v naš optični sistem.

### 4.1 Zeemanov upočasnjevalnik

V nasprotni smeri curka atomov pošljemo fotone iz laserja, ki je kolimiran enobarvni snop fotonov [6]. Ker imajo fotonii gibalno količino, vsak absorbiran foton potisne atom v nasprotno smer gibanja. Tako vzbujeni atomi v kratkem času fotone spontano emitirajo. Ker pa je smer emisije naključna, atomi zaradi laserskega žarka v povprečju čutijo silo v nasprotni smeri gibanja, curek atomov se ustavlja. Laserski žarek deluje na atom s silo  $F = -\sigma_c^I$ , kjer je  $\sigma$  sipalni presek atoma,  $I$  pa intenziteta laserske svetlobe.

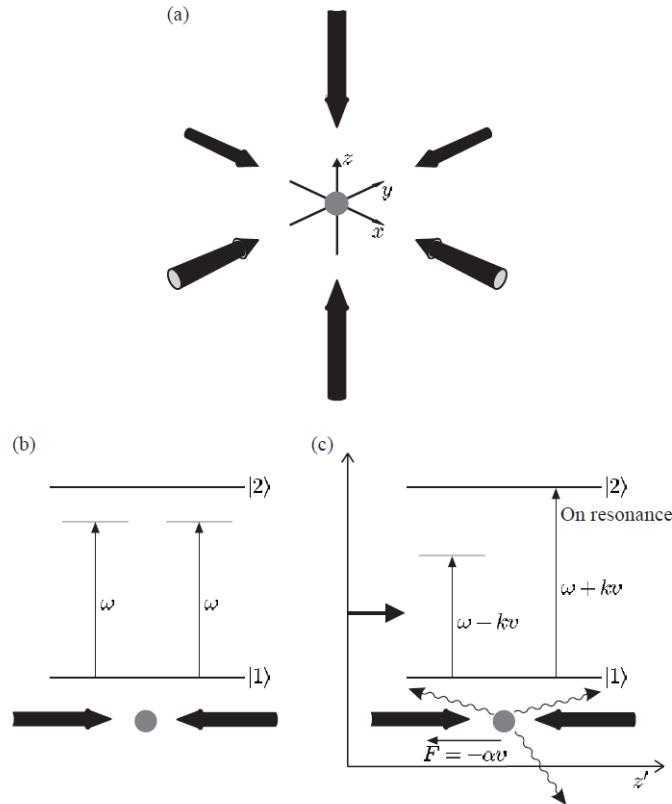


Slika 3: Slika prikazuje sisanje fotonov na potujočem atomu [6].

Ker se atomom na poti skozi žarek spreminja hitrost, se zaradi vpliva Dopplerjevega pojava premaknemo stran od resonančnega prehoda z absorpcijo. Tako bi se nam sipalni presek močno zmanjšal in žarek atomov bi se zaradi majhne absorpcije nehal upočasnjevati. Težave zaradi Dopplerjevega pojava se lahko rešimo tako, da atome postavimo v magnetno polje, katerega jakost se spreminja vzdolž potovanja žarka. Magnetno polje povzroči perturbacijo energijskih nivojev atoma na tak način, da se frekvenca prehoda ves čas ujema s frekvenco laserja, kot jo vidi atom. Tako lahko upočasnimo atomski žarek na temperaturo nekaj kelvinov.

## 4.2 Optična melasa

Kolimiran atomski žarek, ki se giblje le v eno smer, smo lahko ustavljali z le enim laserjem. Atomi v plinu pa se gibljejo v vseh smereh, zato potrebujemo kombinacijo laserjev v treh ortogonalnih smereh. Laserskemu hlajenju s tako postavitijo laserjev pravimo optična melasa (angl. Optical molasses).



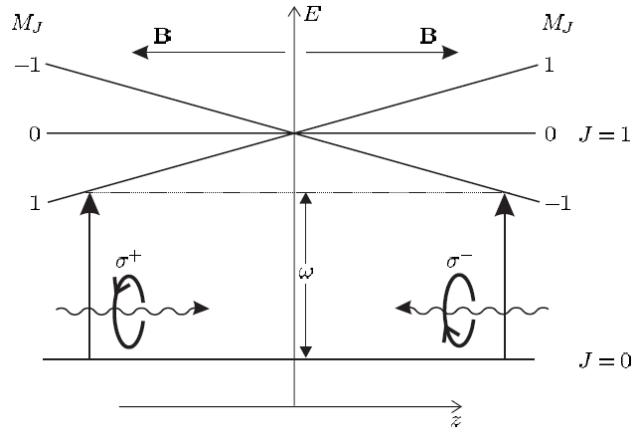
Slika 4: Slika prikazuje delovanje optične melase [6].

Laserji sevajo elektromagnetno valovanje s frekvenco, ki je nekoliko manjša od resonančne frekvence za absorpcijo fotona. Zaradi simetrije laserskih žarkov na stacionarni atom v pasti ne deluje sila. Na gibajoč atom, pa rezultanta sil ni več enaka 0. Zaradi Dopplerjevega pojava se iz perspektive atoma frekvenca laserja, proti kateremu se atom giblje, poveča in premakne bliže resonančni frekvenca za absorpcijo fotona. Zaradi povečanja absorpcije fotonov žarka, proti katerem se giblje, rezultanta sil deluje na atom v nasprotni smeri njegovega gibanja in ga upočasnuje. Za dovolj majhne hitrosti lahko silo na atom izračunamo kot  $F = -\alpha v$ . Torej svetloba deluje na atom s silo, ki spominja na tisto, ki jo delec občuti pri gibanju v viskozni tekočini.

Po tej enačbi za silo bi pričakovali  $\frac{d}{dt}(\frac{1}{2}mv^2) = vF = -\alpha v^2$ , torej:  $\frac{dE}{dt} = -\frac{E}{\tau}$ . Vendar v eksperimentu energija atomov ne gre proti 0, ampak obstaja spodnja meja temperature, ki jo s takim načinom hlajenja še lahko dosežemo. Zaradi absorpcije fotonov vedno prihaja tudi do spontane emisije fotonov, ki prenese nekaj gibalne količine na atom in mu tako preprečuje, da bi obstal pri miru. Zaradi spontane emisije fotonov je spodnja meja za tak način hlajenja približno  $100 \mu\text{K}$ , se pa ta za različne elemente razlikuje. Za natrij je spodnja meja  $240 \mu\text{K}$  [6], za cezij pa  $125 \mu\text{K}$  [13].

### 4.3 Magneto-optična past

Optično hlajenje lahko zadrži atome v delu prostora le nekaj časa, saj atomi zaradi difuzije počasi zapustijo prostor hlajenja. Z dodatkom gradiента magnetnega polja, pa lahko sistem laserjev sprememimo v magneto-optično past, ki ujame in zadrži atome. Z dvema tuljavama v katerih teče električni tok v nasprotnih smereh, ustvarimo kvadrupolno magnetno polje, ki ima v središču med njima polje  $B = 0$ . Ko se atom premakne iz središča pasti, se mu zaradi magnetnega polja perturbirajo energijski nivoji. Ker se magnetno polje povečuje z razdaljo od izhodišča, se povečuje tudi sipalni presek, torej verjetnost za absorpcijo fotonov. Da zlomimo simetrijo med kolinearnima laserjema, vsak laser seva svetlobo z drugačno polarizacijo. Zaradi izbirnih pravil lahko polarizacije laserjev nastavimo tako, da atom z večjo verjetnostjo absorbira svetlobo laserja, bližje katerega je. Tako se zaradi nesimetrične absorpcije fotonov pojavi skupna sila, s katero laserji potisnejo atome nazaj proti centru pasti.



Slika 5: Slika prikazuje delovanje magneto-optične pasti [6].

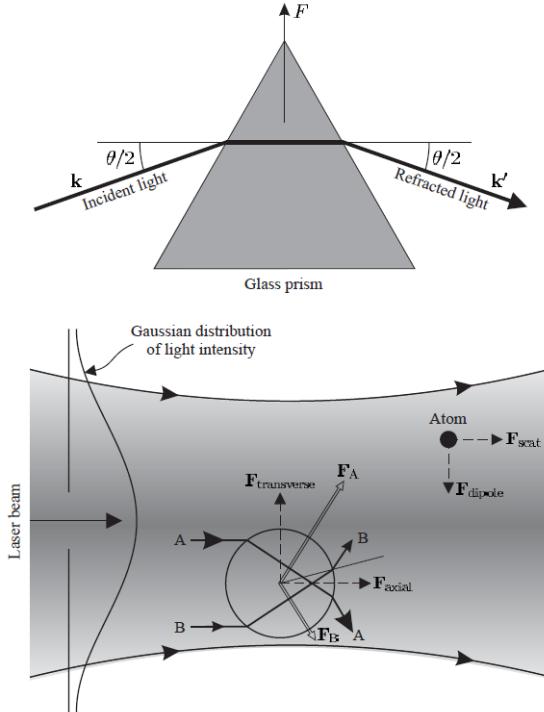
Poglejmo si v tem poenostavljenem primeru, kaj se zgoditi, ko se odmikamo od centra vzdolž osi z. Ko je  $z > 0$  se prehod  $\Delta M_J = -1$  premakne bliže frekvenci laserja. Zaradi izbirnih pravil pride predvsem do absorpcije laserskega žarka  $\sigma^-$ , ki potiska atom nazaj proti središču magneto-optične pasti. Za premik, kjer je  $z < 0$  se zgoditi ravno obratno.  $\sigma^+$  in  $\sigma^-$  se nanašata na prehod atoma med kvantnimi stanji in označujejo cirkularno polarizacijo laserskega žarka.

Če torej enačbi za lasersko hlajenje dodamo še efekt frekvenčnega premika zaradi Zeemanovega pojava dobimo:  $F_{MOT} = -\alpha v - \beta z$ . Tako torej atome, ki so v magneto-optični pasti ne samo lasersko ohladimo, ampak tudi ujamemo v center pasti.

### 4.4 Dipolna past

Spoznali smo že, da lahko z absorpcijo elektromagnetnega valovanja s silo delujemo na atome. Drug tip radiacijske sile na snov pa dobimo zaradi loma svetlobe v sredstvu. Makroskopski pojav te sile lahko vidimo na primeru prizme, ki odkloni vpadno svetlobo za kot  $\theta$  in kot posledico tega čuti silo  $F = \frac{IA}{c} 2 \sin(\frac{\theta}{2})$ , kjer je  $A$  sipalni presek,  $I$  intenziteta vpadne svetlobe (gostota energijskega toka). Sedaj si lahko pogledamo, kaj se zgoditi, ko v žarek postavimo dielektrično kroglo, ki lomi žarek. V laserskem žarku, ki nima enakomerne intenzitete se zaradi različnih intenzitet lomljene svetlobe pojavi rezultanta sil v prečni smeri glede na laserski snop. Sfera z

lomnim količnikom večjim od lomnega količnika okolice čuti silo v smeri večje intenzitete žarka, medtem ko sfera katere lomni količnik je manjši od lomnega količnika okolice čuti silo stran od kraja z večjo intenziteto.



Slika 6: Slika prikazuje delovanje dipolne pasti [6].

Mikroskopsko lahko razumemo delovanje dipolne sile tako, da vpadna svetloba z električnem poljem  $E$  inducira dipolni moment na atomu, ki potem interagira z električnim poljem svetlobe.

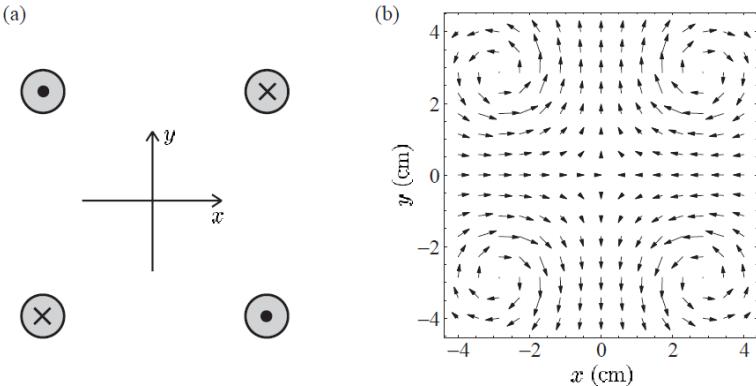
Dipolno past realiziramo z dvema močnima laserjema, katerih žaraka se sekata pod dovolj velikim kotom. Pomembno je, da imata laserja frekvenco daleč proč od resonančne frekvence atoma za prehod med kvantnima stanjema, tako da ne prihaja do absorpcije fotonov. Tako lahko z dipolno silo potisnemo atome v del prostora z največjo intenziteto svetlobe. Dipolna past nam omogoča, da ujamemo atome v zelo majhen prostor in tako povečamo gostoto plina atomov. Ker je sila dipolne pasti na atome zelo majhna, je pomembno, da atome naložimo v dipolno past pri nizki temperaturi, torej šele po laserskem ohlajenju, sicer bi nam atomi iz dipolne pasti pobegnili.

## 4.5 Magnetna past

Atome lahko v past ujamemo tudi brez pomoči laserjev. To lahko storimo z magnetno pastjo, saj imajo nevtralni atomi magnetni moment, ki interagira z zunanjim magnetnim poljem  $B$ . Energija interakcije je  $V = -\mu \cdot B$ . Za atom v stanju  $|IJFM_F\rangle$ , kjer je  $I$  spin jedra,  $J$  skupna vrtilna količina elektronov,  $F$  pa skupna vrtilna količina atoma, to ustreza Zeemanovi energiji  $V = g_F \mu_B M_F B$  [6]. Torej je magnetna sila v smeri  $z$  enaka:

$$F = -\frac{dV}{dz} = -g_F \mu_B M_F \frac{dB}{dz}.$$

V radialni smeri omejimo atome s kvadrupolnim magnetnim poljem, ki ga ustvarijo štiri žice, kot prikazuje slika 7.



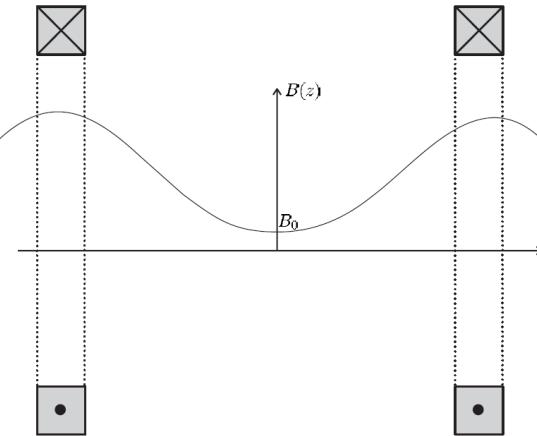
Slika 7: (a) Slika prikazuje presek štirih žic, ki ustvarjajo kvadrupolno magnetno poljo. (b) Slika prikazuje smer magnetnega polja okoli žic [6].

Ker je v taki konfiguraciji žic gradient magnetnega polja v smeri  $z$  enak 0, lahko ob predpostavki, da je magnetno polje v središču preseka žic enako nič, jakost magnetnega polja zapišemo kot  $|\mathbf{B}| = br$ , kjer je  $b$  konstanta. Torej na atome deluje sila v radialni smeri

$$\mathbf{F} = -\nabla V = -g_F \mu_B M_F b \mathbf{e}_r$$

Tako magnetno polje ujame atome, ki se jim magnetna energija zmanjša, ko se premaknejo v manjše magnetno polje (proti središču pasti). To velja za atome z  $g_F M_F > 0$ .

Za omejitve atomov v aksialni smeri uporabimo par koaksialnih tuljav z električnim tokom v isti smeri. Tako tuljavi ustvarita magnetno polje v smeri  $z$ , z minimumom med tuljavama, kot to prikazuje slika 8. Tako z magnetnim poljem omejimo atome tudi v aksialni smeri.

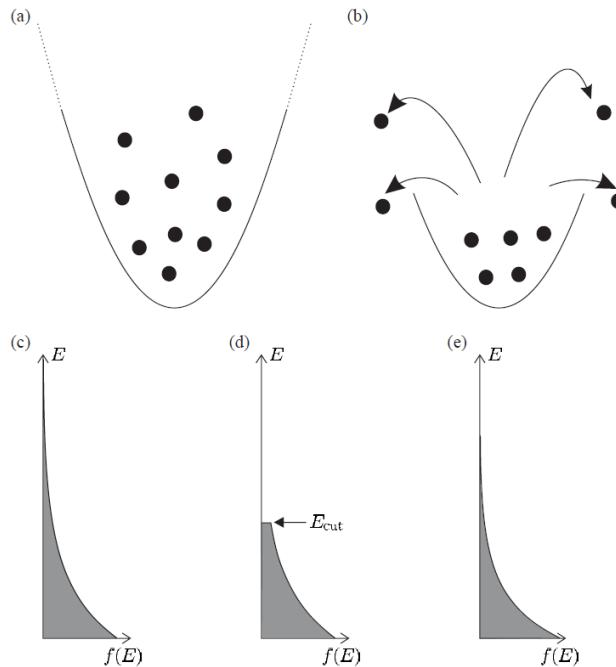


Slika 8: Slika prikazuje jakost magnetnega polja v smeri  $z$ , ki ga ustvarita koaksialni tuljavi z električnim tokom v isti smeri [6].

## 4.6 Ohljanje z izhlapevanjem

Sedaj smo atome iz sobne temperature najprej z Zeemanovim upočasnjevalnikom ohladili do temperature nekaj kelvinov. Nato smo lahko te dovolj počasne atome ujeli v magneto-optično pasti in jih lasersko ohladili do nekaj  $100 \mu\text{K}$ . Za tem smo atome naložili v dipolno ali magnetno past. Če je začetna atomska gostota dovolj velika, lahko z metodo evaporacijskega ohljanja dosežemo visoko zasedenost osnovnega kvantnega stanja in tako s faznim prehodom dobimo Bose-Einsteinov kondenzat.

Ohljanje z izhlapevanjem je v principu zelo podobno, kot je ohljanje skodelice čaja, ki izgublja energijo s tem, ko vodna para odnaša energijo. Če ima vsak atom, ki zapusti past, večjo energijo od povprečja energije, povzroči, da se plin atomov ohladi.



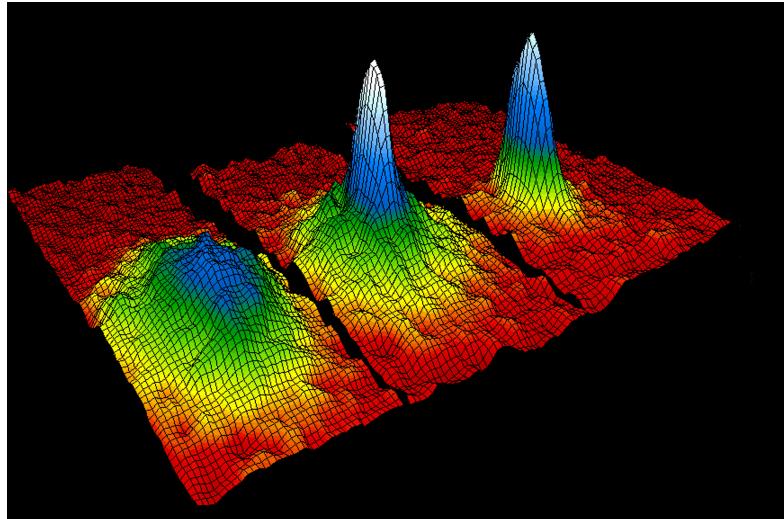
Slika 9: (a) Shema atomov v harmonskem potencialu. (b) Slika prikazuje pobeg atomov z veliko kinetično energijo, ko manjšamo jakost potenciala. (c),(d),(e) Slike prikazuje princip ohljanja z izhlapevanjem [6].

Kot enostaven model si lahko izhlapevanje predstavljamo kot zaporedje korakov. Na začetku so atomi porazdeljeni po Boltzmannovi porazdelitvi energij  $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_1)$ . Nato pustimo atomom, ki imajo energijo večjo od  $E_{cut}$ , da zapustijo past (slika 9). Atomom pustimo čas, da ponovno vzpostavijo termično ravnovesje, ter dobimo novo porazdelitev po energijah  $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_2)$ . Ta postopek lahko nadaljujemo in tako ohlajamo atome.

Med izhlapevanjem v potencialu dipolne pasti se gostota atomov poveča, saj atomi z ohljanjem potonejo na dno pasti. Izhlapevanje izvajamo tako, da manjšamo moč pasti, torej manjšamo intenziteto dipolnih laserjev. Izhlapevanje v magnetni pasti poteka s pomočjo radio-frekvenčnega (rf) elektromagnetnega valovanja, ki povzroči prehod iz vezanega v nevezano stanje. Sevanje s frekvenco  $\omega_{rf}$  povroči prehod atoma  $\Delta M_F = \pm 1$  pri radiju  $r$ , ki zadošča enačbi  $g_F \mu_B b' r = \hbar \omega_{rf}$ . Tako z rf sevanjem iz pasti odstranimo atome, ki imajo dovolj veliko kinetično energijo, da v pasti oscilirajo vsaj do radija  $r$ . Izlapevanje poteka tako, da počasi nižamo frekvenco rf pulzov in tako odstranjujemo atome z vedno nižjo kinetično energijo.

## 4.7 Detekcija kondenzata

Kako vemo, da smo z izhlapevanjem ustvarili Bose-Einstainov kondenzat? Oblak plina hladnih atomov lahko opazujemo z absorpcijskim slikanjem. Dokler je plin atomov ujet v pasti, je premajhen, da bi ga lahko preprosto opazovali. Zato najprej ugasnemo past in pustimo, da se plin atomov približno 0.1 s razširja prosto v vse smeri. Nato na atome posvetimo z lasersko svetlobo in na detektorju opazujemo senco, ki jo pusti oblak plina. Ker je razširanje plina v prostor odvisno od porazdelitve hitrosti atomov, lahko iz velikosti in oblike sence določimo, kakšno porazdelitev hitrosti je imel ujet oblak atomov. Fazni prehod plina v Bose-Einsteinov kondenzat lahko opazimo tako, da pri porazdelitve hitrosti opazimo značilen vrh, kot to prikazuje slika 10.



Slika 10: Slika prikazuje porazdelitev hitrosti v plinu hladnih atomov pri različnih temperaturah. Graf povsem na levi prikazuje stanje plina pri  $T > T_C$ , kjer je  $T_C$  kritična temperatura za fazni prehod v kondenzat. Sredinski graf prikazuje porazdelitev hitrosti pri  $T = T_C$ , graf na desni pa distribucijo hitrosti pri  $T \ll T_C$ . Ozek del pri grafih na sredini in na desni predstavlja Bose-Einsteinov kondenzat [11].

## 5 Atomski laser

Bose-Einsteinov kondenzat se pojavi zaradi makroskopske populacije osnovnega kvantenega stanja sistema, kjer zaradi velike  $\lambda_B$  pride do prekrivanja atomskih valovnih paketov. Tak sistem tvori koherentne snovne valove, ki jih opisuje Schrödingerjeva enačba  $-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + V(r) + g|\psi|^2\psi = \mu\psi$ , kjer nastopa člen  $g|\psi|^2$  zaradi interakcije med atomi [6]. Zaradi podobnosti med koherentnim snovnim valovanjem in koherentnimi fotoni, lahko napravimo atomski laser, ki je v zasnovi podoben optičnemu [8]. Iz izhoda atomskega laserja dobimo koherentne snovne valove, ki jih lahko sfokusiramo na majhen prosotor, ali pa dobro kolimiramo.

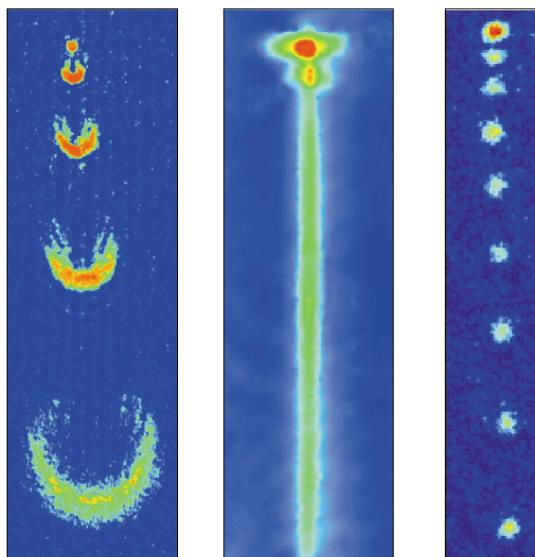
Kot vemo, potrebuje laser resonator, aktivni medij in napajalni sistem.

Aktivni medij pri atomskem laserju je plin hladnih atomov, ki obdaja kondenzat. Pri optičnem laserju stimulirana emisija fotonov povzroči, da se elektromagnetno polje močno ojači v enem lastnem stanju laserja. Stimulirana emisija fotonov v neko

lastno stanje je večja, če so v tistem stanju že fotoni. Za plin hladnih atomov ob prisotnosti Bose-Einsteinovega kondenzata pride do stimuliranega sipanja atomov v osnovno lastno stanje. Verjetnost za sipanje atoma v osnovno lastno stanje, ki ga zasedajo atomi kondenzata, je tudi tu sorazmerna s številom atomov v kondenzatu. Za navaden plin atomov pri sobni temperaturi se atomi sipajo v eno izmed mnogih stanj sistema. Ob doseženi kritični temperaturi za fazni prehod v Bose-Einsteinov kondenzat, pa se začnejo atomi dominantno sipati v najnižje energijsko stanje sistema. Ta nenaden pojav je zelo podoben mejnemu delovanju optičnega laserja, ko dosežemo močno ojačanje radiacijskega polja v enem stanju sistema zaradi stimulirane emisije fotonov.

V atomskem laserju je vzbujevanje aktivnega medija narejeno z ohlajanjem z izhlapevanjem. S tem procesom ohlajamo plin okoli kondenzata, kar povzroča njegovo nadaljno rast. Po doseženem ravnovesju se kondenzat neha povečevati in ojačanje atomskega laserja postane nično, dokler ne nadaljujemo z izhlapevanjem in ohlajanjem plina atomov.

Resonator optičnega laserja je pri atomskem laserju magnetna past. Pomemben del resonatorja pri optičnem laserju je polprepustno zrcalo, saj nam omogoča nadzorovano izhajanje fotonov. Atome ujete v magnetni pasti si lahko predstavljamo, kot da se odbijajo med magnetnimi zrcali pasti [9]. Magnetna zrcala so popolnoma odbojna za atome, ki imajo magnetni moment anti-paralelen magnetnemu polju in popolnoma transmisivna za ostale projekcije magnetnega momenta na magnetno polje. Atomi, ki jih z radiofrekvenčnimi sunki postavimo v nevezano stanje, začnejo zaradi gravitacije padati. Na tak način so ustvarili pulzni atomski laser, saj je kljub interakciji z elektromagnetnimi sunki žarek izhodnih atomov ohrani koherentne lastnosti kondenzata. Raziskovalci so kmalu postavili tudi kontinuiran atomski laser, ki je eksperimentalno izveden podobno kot pulzni laser [14]. Trajanje delovanja laserja v kontinuiranem načinu je omejeno zgolj z številom atomov v kondenzatu.



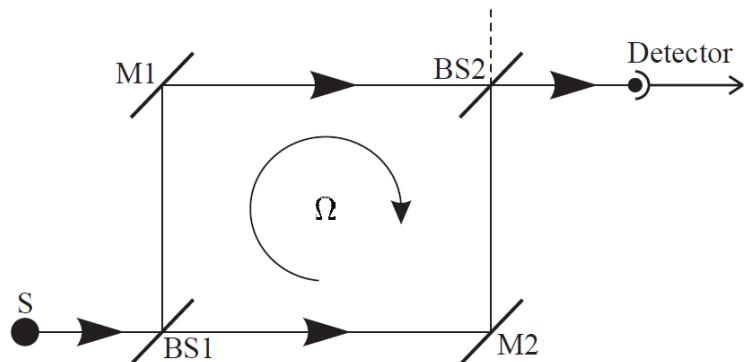
Slika 11: Slike povsem na levi in desni prikujeta delovanje pulznega atomskega laserja. Slika na sredini prikazuje delovanje kontinuiranega atomskega laserja [8].

Obstajajo pa tudi nekatere pomembne razlike med atomskim in optičnim laserjem [2]. Fotone lahko ustvarimo, atomov pa ne. Poleg tega pri atomskem laserju ni ojačano število atomov, ampak je ojačano število atomov v osnovnem kvantnem stanju, medtem ko se število atomov v ostalih stanjih zmanjša. Atomi tudi za razliko od fotonov med seboj interagirajo, kar povzroči dodatno širjenje žarka atomov. Prav tako se zaradi sisanja na molekulah zraka žarek atomov ne more potovati daleč. Ker so atomi masivni delci, se zaradi vpliva gravitacije žarek atomov ukrivi že na kratkih razdaljah. Poleg tega je za delovanje laserja je ključna neravnovesna invertirana zasedenost stanj, ki jo lahko opišemo z negativno temperaturo, medtem ko pri delovanju atomskega laserja ne pride do invertirane zasedbe.

Kljub demonstraciji atomskega laserja, pa bodo potrebne še števile izboljšave, predvsem v smislu izhodne moči in kompleksnosti laserja, preden bodo ti aplikativno uporabni. Njihovo aplikacijo si lahko obetamo predvsem v osnovnih raziskavah za točno merjenje časa (atomske ure), v atomski optiki in za natančno merjenje osnovnih konstant [2].

## 6 Mach-Zehnderjev interferometer

Ena izmed možnih aplikacij atomskega laserja je v atomski interferometriji. V splošnem je atomska interferometrija mogoča zaradi valovne narave delcev. Kot že vemo je valovna dolžina delcev povezana z njihovo gibalno količino  $\lambda = h/p$ . V atomski interferometriji lahko eksperimente izvedemo s curkom atomov pri temperaturi nekaj 100 K, s plinom hladnih atomov, ki jih ohladimo v magneto-optični pasti, ali pa z atomskim laserjem. Prednost curka atomov je, da je tok atomov lahko za  $10^2$  večji kot pri atomskem laserju [12]. Ključna prednost plina hladnih atomov in še v večji meri atomskega laserja je, da imajo ti atomi bistveno ožjo porazdelitev gibalnih količin kot curek atomov. Tako dosežemo s hladnimi atomi daljšo koherenčno razdaljo, kar nam podaljša interakcijski čas in ohranimo zaradi počasnega razširjanja plina večjo kolimiranost žarka atomov.



Slika 12: Slika prikazuje optični Mach-Zehnderjev interferometer. BS1 in BS2 sta polprepustni zrcali, M1 in M2 pa zrcali [6].

Na sliki 12 je predstavljen Mach-Zehnderjev interferometer, s katerim merimo kontno hitrost oziroma rotacijo sistema. Za poenostavljen izračun spremembe faze zaradi rotacije si lahko predstavljamo okrogel interferometer z radijem  $R$ . Za nerotirajoč sistem potrebuješ žarka okoli okroglega interferometra do ponovnega srečanja

$t = \pi R/v$ . Do faznega zamika med žarkoma pride, če se sistem v vmesnem času zavrti za kot  $\Omega t$ , kjer je  $\Omega$  kotna frekvenca vrtenja okoli osi, ki je pravokotna na ravnino v kateri leži interferometer. Zato en val opravi za  $\Delta l = 2\Omega R t$  dalšo pot od drugega. To ustreza fazni razliki  $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_{dB}} 2\Omega R \frac{\pi R}{v}$ . Ker je površina zanke enaka  $S = \pi R^2$ , velja:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda_{dB}v} \Omega S.$$

Tudi bolj rigorozen integral po zaključeni poti pokaže, da zgornja enačba velja za poljubno obliko interferometra [6]. Če želimo primerjati delovanje Mach-Zehnderjevega interferometra med svetlobnim in atomskim žarkom lahko zapišemo razliko v fazi kot:  $\Delta\phi = \frac{\lambda c}{\lambda_{dB}v} \Delta\phi_{svetloba} = \frac{Mc^2}{\hbar\omega} \Delta\phi_{svetloba}$ . Ker je velikost  $\Delta\phi/\Delta\phi_{svetloba}$  za natrijeve atome in vidno svetlobo  $\approx 10^{10}$ , imajo atomski interferometri na videz veliko prednost. Svetlobnim interferometrom gre v prid to, da lahko izdelamo veliko večje svetlobne interferometre v velikosti nekaj metrov, medtem ko so atomski interferometri praviloma dolgi le delček milimetra. Dodatni prednosti svetlobnega interferometra sta, da lahko svetloba naredi več krogov po interferometru in je tok fotonov mnogo večji od toka atomov. Trenutno so z atomskimi interferometri, ki uporabljajo plin hladnih atomov, sposobni doseči podobne rezultate kot s svetlobnimi interferometri. Z atomskimi interferometri je mogoče izmeriti kotno hitrost z natančnostjo  $6 \times 10^{-10} \text{ rad s}^{-1}$  pri meritvi dolgi eno sekundo. Spodnja meja še merljivega kotnega premika je 50 mrad. Verjetno najpomembnejša uporaba merilcev kotne hitrosti je v navigaciji. Znanstvene aplikacije natančnega merjenja kotne hitrosti so predvsem merjenje sprememb v hitrosti vrtenja Zemlje, merjenje rotacijskih gibanj tektonskih plošč in preverjanje napovedi splošne teorije relativnosti [12].

## 7 Zaključek

Fazni prehod bozonov v Bose-Einsteinov kondenzat pri temperaturah blizu absolutne ničle sta prva napovedala Satyendra Bose in Albert Einstein v dvajsetih letih 20. stoletja. Vendar je eksperimentalno doseganje izjemno nizkih temperatur zelo težavno, za njihovo doseganje je bilo potrebno razviti metode laserskega hlajenja. Pomembno so k njihovem razvoju prispevali Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji in William D. Phillips, za kar so leta 1997 prejeli Nobelovo nagrado za fiziko. Prvič je leta 1995 raziskovalcema Ericu Cornellu in Carlu Wiemanu uspelo iz plina rubidijevih atomov pri temperaturi 170 nK ustvariti Bose-Einsteinov kondenzat. Za ta uspeh sta skupaj z Wolganom Ketterlom prejela Nobelovo nagrado za fiziko leta 2001.

Z možnostjo raziskovanja tega posebnega stanja snovi, so se raziskovalcem po svetu odprle možnosti za nove eksperimente, ki nam bodo omogočili boljše razumevanje kvantne narave snovi. Eden izmed primerov uporabe posebnih lastnosti Bose-Einsteinovega kondenzata, predvsem koherence, je realizacija atomskega laserja. Z atomskim laserjem, ki deluje podobno kot optični, le da emitira koherentne snovne valove, si raziskovalci obetajo predvsem natančnejše meritve s pomočjo atomskih interferometrov. V atomski interferometriji ima atomski laser zaradi svoje dolge koherenčne razdalje ključno prednost pred ostalimi viri atomov, pred optičnimi interferometri, pa je v primeru meritve kontne hitrosti z Mach-Zehnderjevim interferometrom pomemba prednost manjša hitrost atomov od hitrosti svetlobe, kar nam poveča čas interakcije z opazovalnim sistemom.

## Literatura

- [1] M. Čopič, Skripta Moderna fizika, Poglavlje 17 (dostopno na: <http://fiz.fmf.uni-lj.si/~tine/fizikaII.html>, pridobljeno 11.4.2016)
- [2] W. Ketterle, The Atom Laser (dostopno na: [http://cua.mit.edu/ketterle\\_group/Projects\\_1997/atomlaser\\_97/atomlaser\\_comm.html](http://cua.mit.edu/ketterle_group/Projects_1997/atomlaser_97/atomlaser_comm.html), pridobljeno 11.4.2016).
- [3] E. Hecht, Optics 4th edition (2002).
- [4] J. Strnad, Fizika 4. del (2010).
- [5] M.R. Andrew et al., Science 275, 637 (1997).
- [6] C.J.Foot, Atomic physics (2005).
- [7] E. A. Cornell in C. E. Wieman, Scientific American, March (1998).
- [8] E. W. Hagley el al., Optics and Photonics news, May (2001).
- [9] M. O. Mewes et al., Phys. Rev. Lett. 78, 582 (1997).
- [10] Lakkasou, (2010), (dostopno na: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Lasercons.svg>, pridobljeno 11.4.2016).
- [11] NIST/JILA/CU-Boulder, (1995), (dostopno na: <http://patapsco.nist.gov/imagegallery/details.cfm?imageid=193>, pridobljeno 11.4.2016).
- [12] R. M. Godun et al., Contemporary physics, 42 (2001).
- [13] C. Salomon et al., Europhysics Letters 12, (1990).
- [14] I. Bloch et al., Phys. Rev. Lett. 82, 3008 (1999).