

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO

SEMINAR

Ultrahladne molekule

Nina Sedej

Mentor:
Peter Jeglič

Maj 2018

Povzetek

Prvi del seminarja opisuje, kako s pomočjo laserskega hlajenja, dipolne pasti in evaporacijskega hlajenja atome ohladimo do nekaj deset nK. Nizke temperature so potrebne za prehod atomov v Bose-Einsteinov kondenzat, ki je opisan na primeru eksperimenta, ki so ga izvedli v laboratoriju za hladne atome na IJS. Drugi del opisuje nastanek ultrahladnih molekul iz Bose-Einsteinovega kondenzata in nekaj poskusov, ki jih lahko naredimo z njimi.

Kazalo

1	Uvod	1
2	Lasersko hlajenje	2
2.1	Optična melasa	4
2.2	Magneto-optična past	5
3	Evaporacijsko hlajenje	6
3.1	Optična dipolna past	6
3.2	Evaporacija	7
4	Ultrahladne molekule	7
4.1	Priprava BEC	8
4.2	Feshbachove resonance	10
4.3	Magnetoasociacija	10
4.4	Prehodi med molekularnimi stanji	12
4.5	Proizvodnja gruč hladnih molekul	12
5	Zaključek	13

1 Uvod

Razvoj metod laserskega hlajenja atomov se je začel v sedemdesetih letih prejšnjega stoletja in je prinesel mnoge inovacije na področju atomske fizike. Za delo na tem področju je bila leta 1997 podeljena Nobelova nagrada za fiziko. Razvoj pasti za nevtralne delce in evaporacijskega hlajenja je v kombinaciji z laserskim hlajenjem omogočil, da so leta 1995 prvič uspeli narediti Bose-Einsteinov kondenzat (v nadaljevanju BEC) z atomi ^{87}Rb in s tem potrdili teoretično napoved iz leta 1924. Za ta dosežek je bila podeljena Nobelova nagrada za fiziko leta 2001. Z odkritjem BEC so se odprle povsem nove možnosti študija kvantne narave snovi, z atomi v tem stanju lahko npr. delamo interferenčne poskuse, izdelamo atomski laser itd.

Bozoni so delci s celoštevilskim spinom, za katere ne velja Paulijevo izključitveno načelo in se torej lahko nahajajo v istem kvantnem stanju. Mera za to, kako veliko območje zaseda valovna funkcija enega atoma je de Broglijeva valovna dolžina $\lambda_B = \frac{h}{Mv} = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}}$ [1], kjer je h Planckova konstanta, M masa delca, k_B Boltzmannova konstanta in T temperatura. S hlajenjem, torej upočasnjevanjem atomov, se to območje zaradi principa nedoločenosti povečuje in valovne funkcije posameznih atomov se začnejo prekrivati. Dobimo stanje snovi z makroskopsko valovno funkcijo, v katerem je večina delcev v osnovnem stanju in se obnašajo kot makroskopska kvantna snov. Za prehod je potrebna dovolj visoka gostota v faznem prostoru (v nadaljevanju PSD - *Phase space density*), ki je definirana kot $D = n\lambda_B^3$, kjer je n številka gostota atomov.

Raziskave na področju hladnih molekul so se razmahnile v letu 2002, ko je več raziskovanih skupin uspelo narediti ultrahladne diatomne nepolarne molekule tako iz BEC kot tudi iz degeneriranih fermionskih plinov. Ultrahladne molekule lahko ustvarimo iz hladnih atomov, predvsem iz Bose-Einsteinovega kondenzata (BEC). To dosežemo z magnetoasociacijo preko Feshbachovih resonanc. Če se energija trka dveh atomov ujema z energijo vezanega stanja, dobimo molekulo.

V prvem delu seminarja bom predstavila tehnike hlajenja atomov, s katerimi dobimo ultrahladne atome pri dovolj visokem PSD, da lahko iz njega s pomočjo magnetnega polja z dovolj velikim izkoristkom proizvajamo ultrahladne molekule. Opisala bom proces magnetoasociacije (proces združevanja atomov v molekule pod vplivom magnetnega polja) na primeru molekul Cs_2 ,

s katerimi delajo poskuse tudi v Laboratoriju za hladne atome na Institutu Jožef Stefan (IJS), in opisala še nekaj njihovih lastnosti in eksperimentov, ki jih lahko delamo z njimi.

2 Lasersko hlajenje

V prvi fazi atome, ki izhajajo npr. iz pečice pri temperaturi okoli 100°C z laserji ohladimo na nekaj kelvinov.

Foton iz laserja z valovno dolžino λ ima gibalno količino $p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$. Če na curek atomov svetimo z lasersko svetlobo valovne dolžine, ki ustreza kateremu izmed prehodov med energijskimi stanji atoma, ta s precejšnjo verjetnostjo absorbira foton. S tem zaradi ohranitve gibalne količine prejme sunek sile v smeri, *nasprotni* njegovemu gibanju. Nanj tako deluje sila

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \hbar \vec{k} \gamma_p,$$

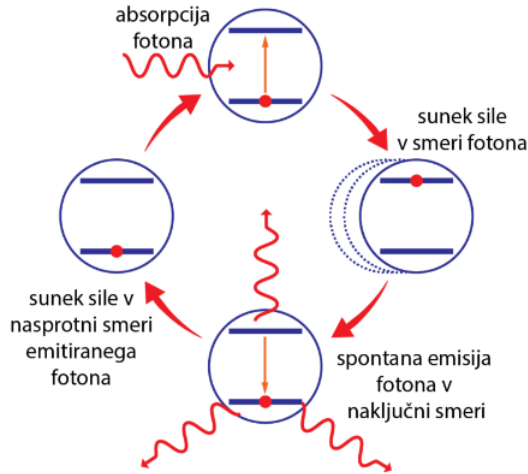
kjer je γ_p hitrost vzbujanja in ima Lorentzovo obliko:

$$\gamma_p = \frac{s_0 \gamma / 2}{1 + s_0 + [2(\delta + \omega_D) / \gamma]^2},$$

kjer je $s_0 = \frac{I}{I_s}$ razmerje med vpadno in saturirano intenziteto laserskega žarka, $\tau = \frac{1}{\gamma}$ naravna širina atomskega prehoda, $\omega_D = -\vec{k} \cdot \vec{v}$ frekvenca Dopplerjevega premika zaradi gibanja atoma in $\delta = \omega_0 - \omega$, kjer je ω_0 frekvenca prehoda v lastnem sistemu atoma in ω frekvenca laserja v laboratorijskem sistemu [2]. Vzbujeno stanje ni stabilno in atom po času τ preide nazaj v osnovno stanje, pri čemer izseva foton in dobi sunek sile v naključno smer. V osnovnem stanju lahko spet absorbira foton in postopek se ponavlja, kot je prikazano na sliki 1. Prispevek k spremembi gibalne količine pri prehodu v osnovno stanje je v poprečju po velikem številu sipanj enak nič, prispevek od absorbcije pa je vedno v smeri nasprotni gibanju. Efektivno se torej atom upočasnjuje.

Gibajoči se atom v lastnem sistemu vidi premaknjeno frekvenco laserja:

$$\omega_0 = \omega + \vec{k} \cdot \vec{v},$$



Slika 1: Shematski prikaz laserskega hlajenja.

kjer je ω_0 frekvenca laserja v lastnem, ω pa v laboratorijskem sistemu, $\vec{k}$ valovni vektor in $\vec{v}$ hitrost gibanja atoma [1]. Ko se atom upočasnjuje se v njegovem sistemu frekvenca laserske svetlobe spreminja in hitro pade iz resonance, s tem pa se hlajenje ustavi. Za učinkovito upočasnjevanje mora biti parameter γ_p največji (da je laser v resonanci z atomskim prehodom), kar se zgodi pri $\delta = -\omega_D$, ko frekvenca laserske svetlobe v lastnem sistemu atoma (skupaj z Dopplerjevim premikom) ustreza energiji, potrebni za prehod v višje stanje. Ko se ta upočasnjuje, se v njegovem sistemu frekvenca laserja zaradi Dopplerjevega premika spreminja, atom pade iz resonance in se več ne upočasnjuje. To težavo lahko rešimo na dva načina.

Prva možnost je, da med upočasnjevanjem atomov ustrezno spreminjamo frekvenco laserjske svetlobe, druga pa, da ohranjamo frekvenco laserja konstantno, spreminjamo pa razmik med energijskima stanjema v atomu. Ob prisotnosti zunanjega magnetnega polja se stanja razcepijo. To dosežemo s pomočjo Zeemanovega pojava - razcepom energijskih stanj z enako vrtilno količino F in različnim magnetnim številom m_F ob prisotnosti zunanjega magnetnega polja. Razcep je sorazmeren z gostoto magnetnega polja, zato se s spreminjanjem le-tega spreminja tudi razdalja med energijskimi stanji. Atomski žarek pošljemo čez sistem tuljav (t.i. Zeemanov upočasnjevalnik), ki ustvarja krajevno odvisno magnetno polje, ki je izbrano tako, da je laserski

žarek ves čas v resonanci z atomom.

2.1 Optična melasa

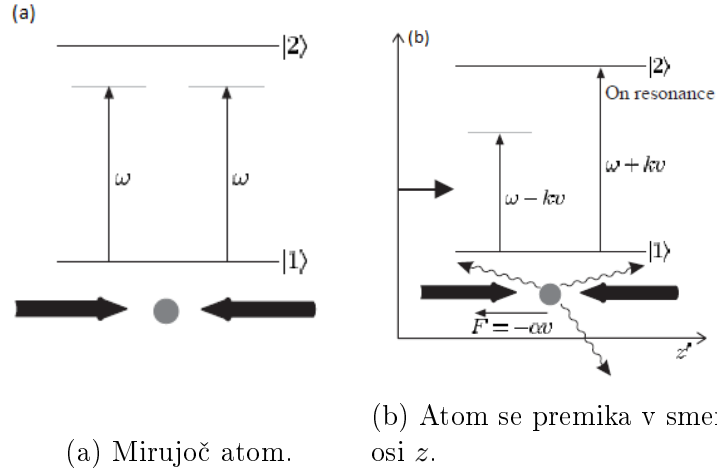
Doslej smo obravnavali upočasnjevanje koliminiranega žarka atomov, za kar je zadostoval en laserski žarek. Na koncu Zeemanovega upočasnjevalnika so atomi dovolj počasni, da upočasnjevanje samo v eni smeri ne zadostuje več. Za nadaljnje ohlajanje v vseh treh smereh uporabljamo šest laserskih žarkov v treh pravokotnih smereh [1]. Frekvenca vseh žarkov je enaka in je nekoliko nižja od resonančne frekvence atoma. Sili nasprotnih žarkov, npr. tistih, ki svetita vzdolž osi z , na mirujoč atom sta v povprečju nasprotno enaki in se odštejeta (slika 2a). Če pa se atom premika s hitrostjo v v smeri osi z (slika 2b), se v njegovem lastnem sistemu poveča frekvenca tistega laserskega žarka, proti kateremu se premika, in pride z njim v resonanco. Tako pride do neravnovesja sil in atom se upočasnjuje. Sila, ki deluje na atom je nasprotno sorazmerna njegovi hitrosti:

$$F_{mol} = -\alpha v.$$

Enako se dogaja tudi v smeri x in y , tako da dobimo upočasnjevanje iz vseh strani. Enačba velja za majhne hitrosti, zato moramo atome prej atome ohladiti npr. z Zeemanovim upočasnjevalnikom, da sila laserske svetlobe nanje ni zanemarljiva. Po analogiji z viskozno silo je tehnika dobila ime optična melasa.

Učinkovitost hlajenja z optično melaso je omejena, ker atom ob spontani emisiji občuti sunek sile v naključni smeri. Povprečna sprememba gibalne količine po velikem številu dogodkov je tako enaka nič, njena disperzija pa je končna. Spreminjanje hitrosti si tako lahko predstavljamo kot naključni sprehod v prostoru hitrosti, podoben Brownovem gibanju v realnem prostoru. Najnižja možna temperatura je odvisna od ravnovesja med ustavljanjem atomov zaradi hlajenja z laserskimi žarki in difuzijo zaradi naključnosti spontane emisije.

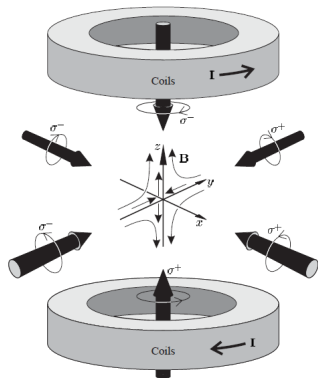
Atomi se tako nabirajo na mestu, kjer se laserski žarki sekajo, vendar jih nobena sila ne vrača nazaj na to mesto, če iz njega oddifundirajo. Če dodamo magnetno silo, ki poskrbi za to, da se vračajo v središče, dobimo magneto-optično past.



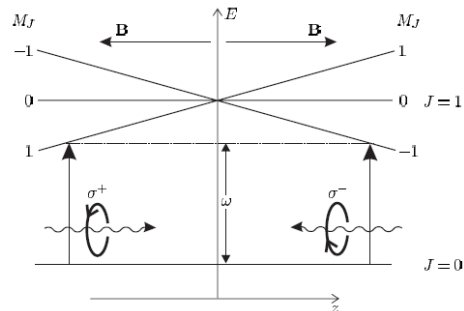
Slika 2

2.2 Magneto-optična past

S primerno izbiro polarizacije žarkov in dodatkom kvadrupolnega magnetnega polja (slika 3) lahko optično melaso spremenimo v magneto-optično past (MOT) [1]. Polarizacija mora biti krožna in nasprotnosučna za nasprotni žarke. Na sredini, kjer se sekajo laserski žarki, je kvadrupolno polje $B = 0$, z oddaljevanjem od središča pa za majhne razdalje linearno narašča. Magnetno polje samo po sebi ne drži atomov v pasti, ampak le povzroči neravnovesje v silah laserjev, ki jih potiskajo proti središču pasti. Oglejmo si princip delovanja na preprostem primeru prehoda iz stanja z $J = 0$ v stanje z $J = 1$. Magnetno polje in z njim Zeemanov razcep (na stanja $M_J = 0, \pm 1$) linearno naraščata za majhne razdalje od središča pasti, kot je prikazano na sliki 4. Frekvenca laserskih žarkov je za atome, ki se nahajajo v sredini pasti in ne čutijo razcepa, nekoliko pod resonančno (kot je opisano pri optični melasi). Če se atom premakne v smeri osi z , se energija stanja $M_J = -1$ premakne proti resonančni in zaradi izbirnih pravil je bolj verjetna absorpcija svetlobe laserskega žarka s polarizacijo σ^- (smer cirkularne polarizacije je tu definirana tako, da je σ^- tista, ki ustreza stanju $M_J = -1$). Zato je pomembno, da laser s to polarizacijo sveti v smeri $-z$ in s tem tak atom potisne nazaj proti središču pasti. Podobno se zgodi, če atom zaide v smer $-z$: v resonanco z laserskim žarkom pride stanje z $M_J = 1$ in absorbira svetlobo σ^+ , ki ga spet vrne v center pasti.



Slika 3: Shematski prikaz MOT.



Slika 4: Zeemanov razcep stanj in princip delovanja MOT za dvonivojski sistem. S σ^+ in σ^- sta označeni desno in levo sučna cirkularna polarizacija žarkov.

Globina MOT je nekaj kelvinov. Sile v magneto optični pasti so dovolj močne, da lahko vanjo ujamemo atome pri sobni temperaturi, vendar za doseganje BEC potrebujemo veliko večjo gostoto atomov, kot jo lahko dosežemo na ta način, zato jo polnimo z atomi, ki so že bili ohlajeni npr. z Zeemanovim upočasnjevalnikom. Potem kvadrupolno polje ugasnemo, ker lahko samo z optično melaso atome še bolj ohladimo - na nekaj μK .

3 Evaporacijsko hlajenje

3.1 Optična dipolna past

Optične dipolne pasti izkoriščajo dipolni moment, ki ga v atomu inducira električno polje v fokusiranem laserskem žarku z Gaussovskim profilom. Če je frekvenca laserja nižja od frekvence atomskega prehoda sila na atom deluje v smeri večanja intenzitete in ga ujame v fokus žarka. Ker je sila vzdolž smeri širjenja žarka bolj šibka pogosto kot dipolno past uporabljamo prekrizana laserska žarka. Ključna razlika v primerjavi s prej opisanimi tehnikami laserskega hlajenja atomov je ta, da v dipolnih pasteh uporabljamo lasersko svetlobo, ki je daleč od resonančne.[4] Atome v pasti namesto sipalne drži dipolna sila. S tem se izognemo izgubam zaradi naključnih procesov, ki jih prinese svetlobno vzbujanje in lahko dosežemo nižje temperature.

Optične dipolne pasti so šibkejšje od MOT in globoke nekaj μK . Vanje ponavadi iz MOT prestavimo atome, ki so že ohlajeni na nekaj μK . Prešibke so, da bi uravnovešale gravitacijsko silo, posebej na težje atome, kot je Cs. V ta namen se poslužujemo t.i. magnetne levitacije - v navpični smeri s kvadrupolno tuljavo ustvarimo gradient magnetnega polja, ki uravnovesi silo težnosti. [5]. Potencial gravitacije je $U_g = mgz$, potencial magnetnega dipola v magnetnem polju pa $U_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. Sili zaradi obeh potencialov $F = -\nabla U$ morata biti za levitacijo nasprotno enaki: $mg + \mu_B m_F g_F \frac{\partial B}{\partial z} = 0$.

3.2 Evaporacija

Tehnika je dobila ime po podobnosti z izhlapevanjem tekočin - iz skodelice vročega čaja uhaja para in s tem odnaša energijo, preostanek pa se na ta račun ohlaja.[1] Podobno je v dipolni pasti, ki ji znižujemo globino. Iz nje lahko pobegnejo atomi z najvišjo energijo, ostali pa se z elastičnimi trki sproti ustaljujejo pri nižji povprečni temperaturi [5]. To lahko na preprost način opišemo takole: na začetku ima vzorec Boltzmannovo porazdelitev po energiji $N(E) = N_0 \exp(-E/k_B T_1)$. Ko vsem atomom z energijo $E > E_c = \eta k_B T_1$ dopustimo, da uidejo iz pasti, se preostali vzorec z elastičnimi trki ustali pri novi temperaturi $T_2 < T_1$, potem pa postopek ponavljamo pri vedno manjši E_c . Če so koraki majhni se s tem opisom približamo eksperimentom, kjer E_c znižujemo zvezno tako, da se vzorec lahko sproti termalizira. S principom evaporacije lahko atome ohladimo na nekaj 10 nK.

4 Ultrahladne molekule

V tem delu se bom osredotočila na poskuse z atomi ^{133}Cs v osnovnem stanju ($F = 3, M_F = 3$), kjer je F vrtilna količina atoma in M_F njena projekcija. Poglavja 4.3, 4.4 in 4.5 se nanašajo na poskuse, ki so jih naredili v Durhamu in so opisani v članku [6]. Vključenih je tudi nekaj slik, ki so jih pri poskusih s Cs posneli na IJS.

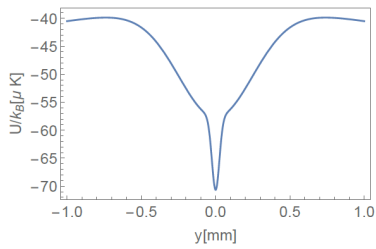
	Temperatura	Hitrost	Št. atomov	PSD
Pečica	360 K	$212 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	/	/
Zeemanov upočasnjevalnik	3K	$19 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	/	/
MOT	$15 \mu\text{K}$	$43 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$	$7 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^{-6}$
Dipolna past	$2.5 \mu\text{K}$	$18 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$	$7 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{-4}$
Mala dipolna past (jamica)	$1.7 \mu\text{K}$	$15 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$	$5 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^{-3}$
BEC	20 nK	$1.6 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$	$1 \cdot 10^4$	> 2.6

Tabela 1: Primer vrednosti temperature, hitrosti, števila in gostote faznega prostora atomov v različnih fazah hlajenja Cs. Hitrost je izračunana kot najverjetnejša hitrost $v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$, ostali podatki so eksperimentalno določeni v laboratoriju za hladne atome na IJS.

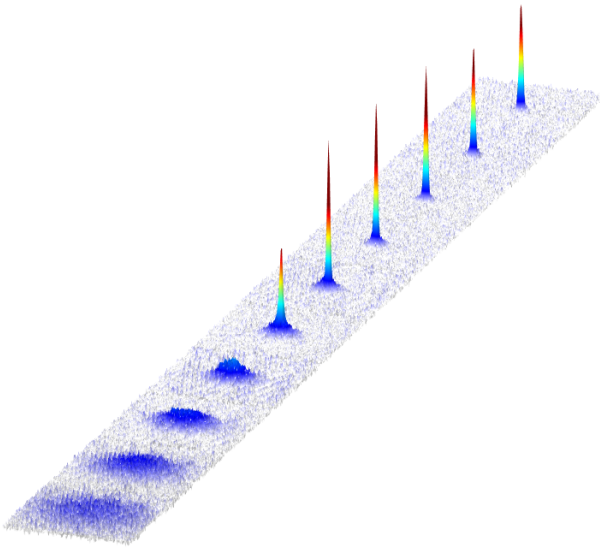
4.1 Priprava BEC

Izkaže se, da je izkoristek pri produkciji Cs_2 molekul največji, če začnemo z BEC atomov Cs pri čim večjem PSD [6]. Opisan je postopek doseganja BEC, ki ga uporabljajo na IJS.

Atome, ki izhajajo iz pečice najprej ohladimo z Zeemanovim upočasnjevalnikom in jih naložimo v MOT. Od tod jih naložimo v dipolno past, ki jo ustvarjata dva prekrížana izvenresonančna laserska žarka. Gostota atomov v dipolni pasti ni dovolj velika, da bi lahko v njej z evaporacijo proizvedli BEC. Večjo gostoto atomov in s tem večjo učinkovitost evaporacije s še dvema prekrížanima žarkoma na sredini dipolne pasti ustvarimo potencialno jamico (slika 5). Ko se ta napolni ugasnemo žarka originalne dipolne pasti in izvedemo evaporacijo, s katero dobimo BEC pri približno 20nK. Potek faznega prehoda med evaporacijo je prikazan na sliki 6. V tabeli 1 so prikazani temperatura, hitrost, število atomov in gostota faznega prostora v posameznih fazah ohlajanja. Cilj je doseči čim večjo PSD ob čim manjši izgubi atomov. Za doseg BEC mora biti PSD večja od 2.6.



Slika 5: Potencial dipolne pasti z jamico. [5]



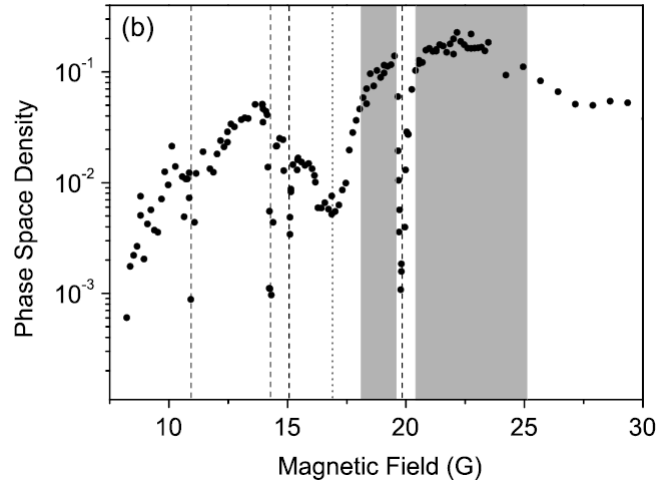
Slika 6: Fazni prehod v BEC pri evaporaciji v mali dipolni pasti (jamici), pri kateri v BEC ostane okoli 15000 atomov. Dobro viden je prehod iz normalne faze v BEC preko stanja, kjer sta prisotna tako normalna faza kot BEC. Posneto na IJS.

4.2 Feshbachove resonance

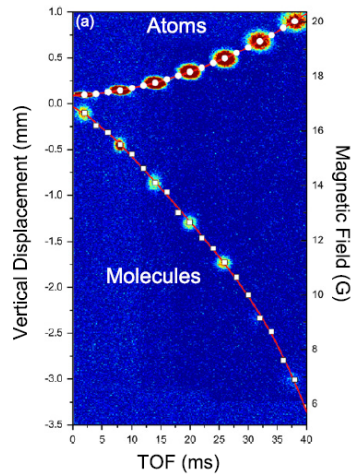
Trk med dvema atomoma opišemo kot sipanje valovne funkcije na interakcijskem potencialu med atomoma [5]. Pri neelastičnih trkih se atomom spremeni notranja struktura in sipani val občuti drugačen potencial kot vpadni val. Ta potenciala imenujemo vpadni in izhodni kanal. Če je energija izhodnega kanala višja od energije vhodnega, ga imenujemo zaprt kanal. Sipanje v zaprt kanal ni možno, če pa sta energiji zaprtega kanala in vpadna energija dveh sipajočih se atomov enaki, lahko atoma preideta v šibko vezano stanje - molekulo. Temu rečemo Feshbachova resonanca. Če imajo stanja v zaprtem kanalu drugačen magnetni moment od tistih v vpadnem lahko s spreminjanjem magnetnega polja spreminjamo njihovo relativno energijo in s tem proizvajamo molekule.

4.3 Magnetoasociacija

Magnetoasociacija je proces asociacije atomov v molekule pod vplivom magnetnega polja. Slika 7 prikazuje eksperimentalno določene Feshbachove resonance, pri katerih se močno poveča presek za nastanek molekul. Kot primer bom uporabila magnetoasociacijo pri 19.89 G. Magnetno polje znižamo na vrednost 100 mG nad resonanco in ga v 10 ms enakomerno spustimo za 200 mG, da dobimo molekule, ki jim potem s hitrim znižanjem magnetnega polja na 17 G povečamo vezavno energijo. Magnetnemu momentu nastalih molekul, ki znaša $-0.9\mu_B$ ustreza večji levitacijski gradient (52 G/cm) kot atomom (31 G/cm). Na molekule in atome tako v gradientu magnetnega polja deluje različna sila, ki jih vleče v nasprotnih smereh (slika 8). Temu rečemo Stern-Gerlachova separacija. Z njeno pomočjo lahko po izključitvi dipolne pasti določimo temperaturo molekul in atomov, magnetni moment molekul pa določimo tako, da poiščemo njihov levitacijski gradient magnetnega polja (da poiščemo, pri katerem gradientu magnetnega polja ta natanko uravnoveša gravitacijsko silo). Molekul ne slikamo direktno, ampak jih disociiramo in potem slikamo s standardnimi absorpcijskimi postopki za atome. Disociacijo dosežemo tako, da linearno spreminjamo magnetno polje čez območje, v središču katerega je Feshbachova resonanca, kot prej pri asociaciji, le v obratni smeri.



Slika 7: Odvisnost PSD po evaporaciji od magnetnega polja. Prikazan graf so dobili tako, da so pri različnih vrednostih magnetnega polja izvajali en in isti postopek evaporacije. S črtkano črto so označene eksperimentalno določene Feshbachove resonance, za katere je značilen oster padec v PSD zaradi tridelčnih izgub (dva atoma se povežeta v molekulo, višek energije pa v obliki kinetične energije odnese tretji atom). Sivo označeno je območje, kjer je PSD dovolj visok za doseganje BEC. [6]



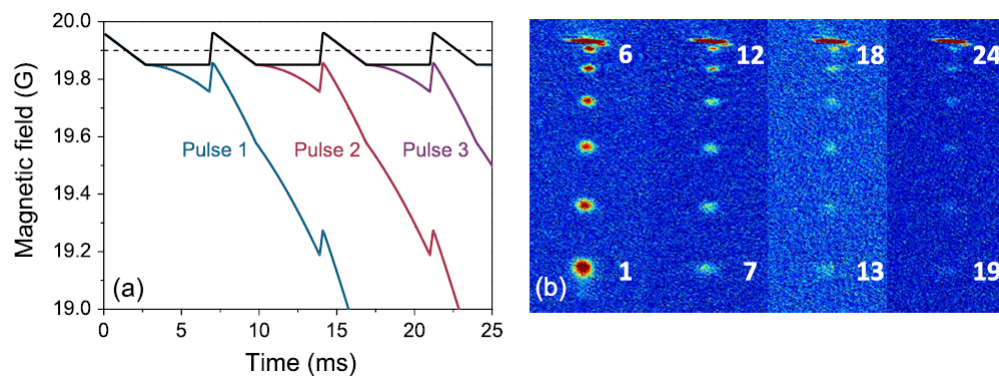
Slika 8: Stern-Gerlachova separacija atomov in molekul.

4.4 Prehodi med molekularnimi stanji

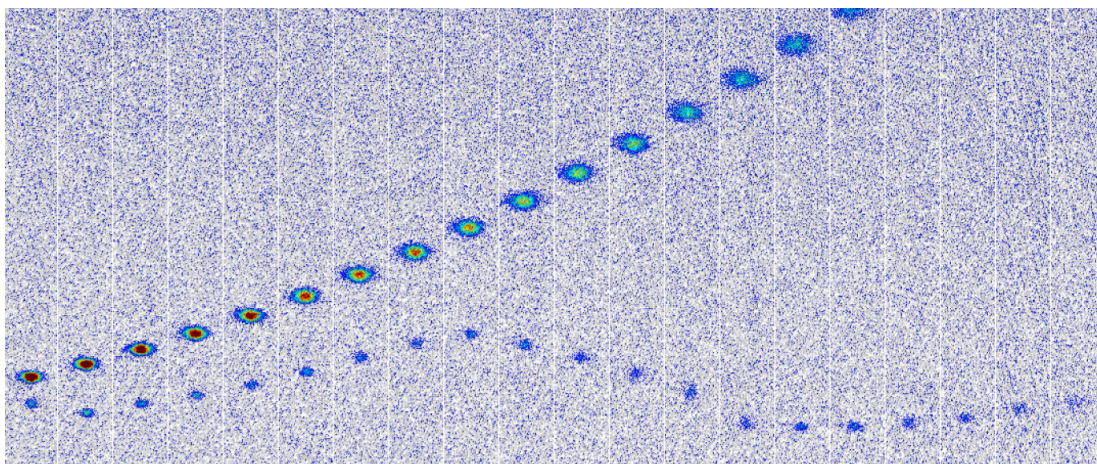
S spreminjanjem magnetnega polja lahko molekula prehaja med različnimi vezanimi stanji. Tako pri $B = 13.3$ G obstaja prehod med stanjem z $\mu_1 = -0.9\mu_B$, ki mu ustreza levitacijski gradient 52 G/cm in stanjem z $\mu_2 = -1.5\mu_B$ z levitacijskim gradientom 31 G/cm. Magnetni moment se pri prehodu med stanjema zvezno spreminja. Za demonstracijo prehodov med stanjema z magnetoasociacijo po zgoraj opisanem postopku proizvedemo molekule v prvem stanju. Magnetno polje na poziciji dipolne pasti potem znižamo iz 19.89 G na 14.9 G, še vedno nad poljem prehoda med stanji, gradient pa nastavimo na vrednost, ki je med obema levitacijskima gradientoma, 40 G/cm. Ko izklopimo dipolno past začnejo molekule padati, saj je gradient premajhen, da bi uravnovesil gravitacijsko silo. Ko pridejo čez mesto, kjer je vrednost magnetnega polja 13.3 G, preidejo v stanje z manjšim magnetnim momentom. Sedaj sila zaradi gradienta magnetnega polja večja od gravitacijske in molekule se začnejo dvigati, dokler ne prečijo 13.3 G in zaradi spremembe stanja spet začnejo padati. Tak poskus so izvedli tudi na IJS in je prikazan na sliki 10, kjer je vidna tako Stern-Gerlachova separacija molekul in atomov, kot tudi prehod med molekulskimi stanji (spodaj).

4.5 Proizvodnja gruč hladnih molekul

Iz enega atomskega oblaka lahko z nekoliko prilagojeno magnetasociacijo dobimo več gruč molekul. Postopek je podoben kot prej, le da dipolno past pustimo prižgano, da ves čas na mestu drži atome, ker pa je gradient magnetnega polja izbran primerno levitaciji atomov, molekule vseeno padajo pod vplivom gravitacije v področje z manjšim magnetnim poljem. Magnetno polje približno dvakrat hitreje kot v zgoraj opisanem postopku linearno peljemo čez Feshbachovo resonanco, da dobimo gručo molekul. Ko molekule padejo v dovolj majhno magnetno polje tega povečamo tako, da je na mestu dipolne pasti spet višje od tistega, ki ustreza Feshbachovi resonanci. Molekule morajo torej v tem času pasti dovolj daleč, da jih ta skok v magnetnem polju ne pripelje do disociacije. S ponavljanjem tega postopka lahko dobimo nov pulz molekul vsakih 7.1 ms. Raziskovalcem iz Durhama je uspelo zaznati do 24 gruč, po tem se PSD atomskega oblaka tako zmanjša, da magnetoasociacija ni več učinkovita. Časovni potek magnetnega polja in absorpcijske slike pulzov molekul so prikazani na sliki 9.



Slika 9: (a) Magnetno polje, ki ga v odvisnosti od časa čutijo atomi v dipolni pasti (črna črta) in posamezni pulzi molekul (barvne črte). S črtkano črto je označena pozicija Feschbachove resonance. (b) Absorpcijsko slikanje molekulskih vzorcev. Na vsaki sliki je 6 prikazanih 6 oblakov molekul, ki padajo iz atomskega oblaka (zgoraj). Po [6].



Slika 10: Stern-Gerlachova separacija atomov (zgoraj) in molekul (spodaj), ki so jo posneli v Laboratoriju za hladne atome na IJS. . Dobro vidno je tudi prehajanje molekul med dvema različnima stanjema. Slike si od leve proti desni sledijo na 2ms.

5 Zaključek

V seminarju sem predstavila metode za hlajenje atomov, s katerimi lahko dosežemo BEC. V drugem delu sem se posvetila molekulam: kako jih naredimo

iz BEC, kako jih ločimo od atomov in slikamo, nekaj o opazovanju prehodov med stanji in o pulzih hladnih molekul, ki jih lahko dobimo iz istega oblaka atomov. S pomočjo predstavljenih principov bi lahko recimo opazovali interferenco med različnimi pulzi ultrahladnih molekul, ki izhajajo iz istega atomskega oblaka, naredili cezijev molekulski laser itd.

Literatura

- [1] C. J. Foot, *Atomic Physics* (Oxford University Press, New York, 2005)
- [2] H. J. Metcalf, P. Straten, »Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms« (2007), <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/9783527600441.oe005>
- [3] I. G. Hughes, M. J. Pritchard, »Cool things to do with lasers«, *Phys. Educ.* 42 27 (2007).
- [4] R.Grimm, M.Weidemüller, Y.B.Ovchinnikov, »Optical dipole traps for neutral atoms« (2000), *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* Vol. 42, 95-170 (2000).
- [5] T.Mežnaršič, *Lasersko hlajenje cezijevih atomov*, Magistrsko delo, Fakulteta za matematiko in fiziko, Univerza v Ljubljani (2016).
- [6] M. P. Köppinger *et al*, »Repeated output coupling of ultracold Feshbach molecules from a Cs BEC«, *New Journal of Physics* 16 (2014).
- [7] C. Chin, R.Grimm, P.Julienne, E.Tiesinga, »Feshbach resonances in ultracold gases«, *Rev. Mod. Phys.* 82, 1225 (2010).