

Univerza v Ljubljani
Fakulteta za *matematiko in fiziko*



Zeemanov upočasnjevalnik (seminar)

Nejc Rosenstein

Mentorja:

dr. Peter Jeglič

prof. Igor Poberaj

21. 3. 2013

Povzetek

V seminarju predstavimo hlajenje atomskega curka z laserskim žarkom. Najprej izpeljemo silo fotonov na atom, nato nadaljujemo z vplivom Dopplerjevega pojava na hlajenje ter z opisom Zeemanovega upočasnjevalnika, ki uravnoteži Dopplerjev premik in omogoča hlajenje pri konstantni frekvenci laserja. Nazadnje opišemo še praktično implementacijo upočasnjevalnika in na kratko opišemo izvedbo eksperimenta s cezijevimi atomi.

Kazalo

1	Uvod	2
2	Upočasnjevanje atomov z laserskim žarkom	2
2.1	Izpeljava sile fotonov na atom	3
2.1.1	Analogija s klasično fiziko	5
2.1.2	Blochove enačbe	6
2.2	Vpliv Dopplerjevega pojava	6
2.3	Zeemanov pojav	7
3	Zeemanov upočasnjevalnik	8
4	Hlajenje cezijevih atomov	10
4.1	Eksperimentalna postavitve	12
5	Zaključek	13

1 Uvod

V začetku sedemdesetih let prejšnjega stoletja so bile narejene prve raziskave o tem, kako lahko z lasersko svetlobo vplivamo na gibanje atomov, leta 1975 pa so znanstveniki prvič prišli na zamisel, da bi curek nevtrálnih atomov ali ionov lahko upočasnili in s tem ohladili do zelo nizkih temperatur, če bi v nasprotni smeri glede na let atomov vanje usmerili laserski žarek [1]. To je uspelo W. D. Phillipsu, ki je s sodelavci zasnoval Zeemanov upočasnjevalnik. Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji in William D. Phillips so za svoje delo na področju hlajenja in lovljenja atomov z lasersko svetlobo leta 1997 prejeli Nobelovo nagrado. Leta 2001 je bila Nobelova nagrada za fiziko znova podeljena za raziskave hladnih atomov; prejeli so jo Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle in Carl E. Wieman, ki so ohladili razredčene alkalijske pline do temperatur nekaj nK in s tem dosegli Bose-Einsteinov kondenzat.

2 Upočasnjevanje atomov z laserskim žarkom

Če gibajoče se telo obsevamo s fotoni iz nasprotne smeri glede na njegovo smer gibanja, se počasi upočasnjuje [2]. Sila, s katero foton deluje na telo, je enaka spremembi gibalne količine, in ker vemo, da je pri fotonih razmerje energije in gibalne količine $\hbar\omega/\hbar k = c$, lahko silo zapišemo kot moč valovanja, deljeno s hitrostjo svetlobe:

$$F = \frac{jS}{c}. \quad (1)$$

V gornji enačbi j označuje gostoto svetlobnega toka, S pa površino, izpostavljeno laserskemu žarku. V primeru, da ne obsevamo velikega telesa, ampak atom, je lahko sipalni presek veliko večji od dimenzij atomov. Foton se absorbira, če je njegova energija enaka energiji prehoda med osnovnim in vzbujenim stanjem katerega izmed elektronov v atomu. Pri tem se atomu ob

vsaki absorpciji zmanjša gibalna količina za $\hbar k$. Ob prehodu iz vzbujenega v osnovno stanje atom nato izseva foton nazaj v okolico, ker pa je smer, v kateri izsevani fotoni zapustijo atom, naključna, se prispevki izsevanih fotonov h gibalni količini po dolgem času med seboj približno odštejejo. Zaradi tega se atom efektivno ustavlja.

Sipalni presek za absorpcijo je odvisen od frekvence vpadnega laserskega valovanja in ima znatno velikost le v bližini resonančne frekvence atoma ω_0 ¹. Da bomo to odvisnost lažje razumeli, silo iz enačbe (1) definiramo kot:

$$F = \hbar k R_{\text{sip}}. \quad (2)$$

V izrazu nastopa gibalna količina fotona, pomnožena z verjetnostjo za prehod na časovno enoto R_{sip} , ki jo bomo v naslednjem poglavju izpeljali in preverili, v katerem primeru bo sila dovolj velika, da bomo z njo lahko atome uspešno ustavili in s tem ohladili.

2.1 Izpeljava sile fotonov na atom

Zanima nas, kakšna je verjetnost za sipanje na časovno enoto, če na atom posvetimo z monokromatskim laserskim žarkom. V tem primeru lahko, če izberemo primerno frekvenco laserja, elektron iz osnovnega stanja preide le v eno vzbujeno stanje in atom lahko torej obravnavamo kot dvonivojski sistem. Spontane emisije, zaradi katere se elektroni po nekem času vrnejo v osnovno stanje, na tej točki še ne bomo upoštevali, ampak jo bomo v enačbe vpeljali pozneje. Če na atom posvetimo z monokromatsko lasersko svetlobo s frekvenco ω , lahko dogajanje opišemo s časovno odvisno Schrödingerjevo enačbo:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 + H_I(t))\Psi, \quad (3)$$

v kateri poleg Hamiltonove funkcije H_0 , ki opisuje lastne funkcije in energije atoma, nastopa tudi časovno odvisna perturbacija $H_I(t) = e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0 \cos(\omega t)$ [3]. Ta perturbacija opisuje sklopitev med elektromagnetnim valovanjem laserja in induciranim dipolom atoma. V enačbi smo pri izračunu inducirane dipola upoštevali le en elektron, v splošnem pa bi lahko sešteli prispevke večjega števila elektronov in tako enako postopali za katerikoli atom. Magnetno interakcijo smo zanemarili, saj računamo v dipolnem približku, ki je veljaven v primeru, ko je valovna dolžina elektromagnetnega valovanja veliko večja od dimenzij atoma.

Obravnavajmo atom z elektronom, ki je lahko v osnovnem stanju z energijo E_1 ali v vzbujenem stanju z energijo E_2 . Valovna funkcija takšnega dvonivojskega sistema ob času t je enaka linearni kombinaciji lastnih funkcij obeh nivojev, razvitih po času:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = c_1 |1\rangle e^{-iE_1 t/\hbar} + c_2 |2\rangle e^{-iE_2 t/\hbar}. \quad (4)$$

Z zgornjim nastavkom rešimo enačbo (3). Resonančna frekvenca prehoda med nivojema je definirana kot $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$ in tako dobimo sledeča izraza:

$$i\dot{c}_1 = \Omega \cos(\omega t) e^{-i\omega_0 t} c_2 = \frac{\Omega}{2} c_2 (e^{i(\omega - \omega_0)t} + e^{-i(\omega + \omega_0)t}), \quad (5)$$

¹V seminarju zaradi lažjega zapisa računamo s krožnimi frekvencami $\omega = 2\pi\nu$.

$$i\dot{c}_2 = \Omega^* \cos(\omega t) e^{-i\omega_0 t} c_1 = \frac{\Omega^*}{2} c_1 (e^{i(\omega-\omega_0)t} + e^{-i(\omega+\omega_0)t}). \quad (6)$$

V zgornji enačbi Ω označuje Rabijevo frekvenco, ki je definirana kot $\hbar\Omega = \langle 1 | e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0 | 2 \rangle$. Da bi lažje videli njen pomen, najprej poenostavimo sistem enačb (5) in (6).

Ker mora biti frekvenca laserja čim bližje atomski resonančni frekvenci, če hočemo, da se bo prehod zgodil, je vsota obeh frekvenc veliko večja od njune razlike. Zaradi tega bo v danem času povprečna velikost eksponentnega člena, v katerem nastopa $\omega + \omega_0$, enaka 0. Razlike obeh frekvenc bomo od tu naprej označevali z neubranostjo $\delta = \omega - \omega_0$. Odvajamo eno izmed enačb iz sistema (6) po času ter obe enačbi nato združimo, da dobimo diferencialno enačbo 2. reda:

$$\frac{d^2 c_2}{dt^2} + i\delta \frac{dc_2}{dt} + \left| \frac{\Omega}{2} \right|^2 c_2 = 0. \quad (7)$$

Za začetne pogoje vzamemo $c_1(0) = 1$ in $c_2(0) = 0$ in s tem privzamemo, da je pred vključitvijo električnega polja atom v osnovnem stanju. Rešitev se v tem primeru glasi:

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \delta^2} \sin^2\left(\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}}{2} t\right). \quad (8)$$

Verjetnost, da bo elektron v vzbujenem stanju, s časom niha. Največjo vrednost doseže, če je frekvenca laserja enaka atomski resonančni frekvenci in je torej neubranost $\delta = 0$. V tem primeru je ob času $t = \Omega^{-1}\pi$ elektron v vzbujenem stanju, ob času $t = 2\Omega^{-1}\pi$ pa ponovno v osnovnem. Tovrstno izmenično absorbiranje in emitiranje fotonov imenujemo Rabijeve oscilacije. Zgornji izraz je seveda veljaven le, če atom obsevamo z monokromatsko svetlobo, saj se lahko le v tem primeru dovolj natančno približamo frekvenci ω_0 in v enačbah (5) in (6) zanemarimo člena, v katerih nastopa vsota $\omega + \omega_0$. Iz enačbe (8) je razvidno, da se s povečevanjem neubranosti δ , verjetnost za prehod v vzbujeno stanje manjša.

Za dvonivojski sistem zapišemo gostotno matriko, v kateri diagonalna člena predstavljata zasedenost obeh stanj v atomu, izvendiagonalna člena pa koherenco stanj:

$$|\Psi\rangle \langle\Psi| = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1^* & c_2^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |c_1|^2 & c_1 c_2^* \\ c_1 c_2^* & |c_2|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Hkrati smo uvedli še oznaki za zasedenost osnovnega stanja, ρ_{11} , in zasedenost vzbujenega stanja ρ_{22} , koherenci pa označili z ρ_{12} in ρ_{21} . Ker moramo v izraz za koherenco vključiti tudi neubranost δ , definiramo novi spremenljivki $\tilde{c}_1 = c_1 \exp(-i\delta t/2)$ in $\tilde{c}_2 = c_2 \exp(i\delta t/2)$. Zasedenosti obeh stanj pri prehodu na novo spremenljivko, ki upošteva razliko frekvenc, ostaneta enaki, koherenci pa se spremenita in sicer velja

$$\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} e^{-i\delta t} = (\tilde{\rho}_{21})^*. \quad (10)$$

Realno komponento v zgornji enačbi definirane koherence označimo z u , imaginarno komponento pa z v . Razliko med zasedenostima osnovnega in vzbujenega stanja zapišemo z $w = \rho_{11} - \rho_{22}$. Če obe strani izrazov za $\tilde{c}_1$ in $\tilde{c}_2$ odvajamo po času, po krajšem računu z nekaj substitucijami [2] pridemo do sledečega sistema enačb:

$$\dot{u} = \delta v, \quad (11)$$

$$\dot{v} = -\delta u + \Omega w, \quad (12)$$

$$\dot{w} = -\Omega v. \quad (13)$$

V tem sistemu enačb, ki opisuje spreminjanje koherence in zasedenosti obeh stanj skozi čas, nastopa Rabijeva frekvenca in s tem vpliv laserske svetlobe na stanje elektronov. Prav tako enačbe vključujejo odstopanje frekvence laserja od resonančne frekvence (neubranost δ).

V izpeljavi nismo še nikjer upoštevali spontane emisije fotonov iz atoma, zaradi katere se elektroni spontano vračajo iz vzbujenega v osnovno stanje. Če želimo, da bi s takšnim sistemom enačb pravilno opisali prehajanje med obema nivojema sistema, moramo torej vstaviti še člen, v katerem bo upoštevan karakteristični čas, po katerem elektron preskoči iz vzbujenega v osnovno stanje [4]. Da bomo lažje razumeli, kaj moramo v ta namen dodati sistemu enačb (11) - (13), si bomo na kratko ogledali enačbe, ki opisujejo delec v klasičnem harmonskem oscilatorju.

2.1.1 Analogija s klasično fiziko

Enačba, ki opisuje gibanje delca v klasičnem dušenem harmonskem oscilatorju, ki ga ves čas enakomerno vzbujamo z zunanjo silo, je

$$\ddot{x} + \beta \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F(t)}{m} \cos(\omega t). \quad (14)$$

Njene rešitve iščemo v obliki $x = U \sin(\omega t) - V \cos(\omega t)$ in po uporabi tega nastavka v zgornji enačbi dobimo sledeč sistem:

$$\dot{U} = (\omega - \omega_0)V - \frac{\beta}{2}U, \quad (15)$$

$$\dot{V} = -(\omega - \omega_0)U - \frac{\beta}{2}V - \frac{F(t)}{2m\omega}. \quad (16)$$

V zgornjih enačbah lahko opazimo podobnost enačb (11) in (12) z enačbama (15) in (16). Prisoten je člen, odvisen od odstopanja frekvence vzbujanja ω od resonančne frekvence ω_0 , ki ima tu enako vlogo kot neubranost δ v dvonivojskem sistemu. Prispevek sile, s katero vzbujamo oscilator, je analogen vplivu Rabijeve frekvence, ki je direktna posledica vzbujanja dvonivojskega sistema z laserjem.

Rešitve za harmonski oscilator na tem mestu ne bomo izpeljevali, bralec pa si jih lahko prebere v [2]. Z njo lahko izračunamo spreminjanje energije oscilatorja, ki je odvisno od jakosti ter frekvence sile vzbujanja:

$$\dot{E} = -\beta E - FV \frac{\omega}{2}. \quad (17)$$

Če nenadoma nehamo vzbujati oscilator ($F = 0$), začne energija oscilatorja eksponentno padati proti 0 s karakterističnim časom β . Podobno se zgodi tudi z energijo dvonivojskega sistema, če izklopimo laser, saj se zaradi spontane emisije izseva foton in elektron pade nazaj v osnovno stanje. Verjetnost, da bo elektron ostal v vzbujenem stanju, se s časom eksponentno manjša s karakterističnim časom τ . V sistem enačb (11), (12) in (13) moramo tako vstaviti člen, ki vsebuje $\Gamma/2$, kjer je $\Gamma = 1/\tau$.

2.1.2 Blochove enačbe

Ko enačbe (11), (12) (13) dopolnimo s členi, ki opisujejo dušenje, dobimo t. i. Blochove enačbe:

$$\dot{u} = \delta v - \frac{\Gamma}{2}u, \quad (18)$$

$$\dot{v} = -\delta u + \Omega w - \frac{\Gamma}{2}v, \quad (19)$$

$$\dot{w} = -\Omega v - \Gamma(w - 1). \quad (20)$$

Če poiščemo stacionarno rešitev Blochovih enačb, ki se vzpostavi ob času, ki je dolg v primerjavi s τ , dobimo iz rešitve za w izraz za zasedenost vzbujenega stanja ρ_{22} [2] v odvisnosti od neubranosti, karakterističnega časa in Rabijeve frekvence. Verjetnost za prehod na časovno enoto dobimo tako, da zasedenost delimo s karakterističnim časom τ oz. množimo s faktorjem Γ :

$$R_{sip} = \Gamma \rho_{22} = \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}. \quad (21)$$

Na podlagi količin iz zgornje enačbe definiramo sipalni parameter

$$s_0 = 2\Omega^2/\Gamma^2 = j/j_s, \quad (22)$$

ki je linearno odvisen od intenzitete vpadnega laserskega valovanja. Sipalna gostota svetlobnega toka j_s je odvisna od valovne dolžine laserja in karakterističnega časa τ in je posledično za vsak element drugačna². Zdaj uporabimo enačbo (21) in silo, podano z enačbo (2), zapišemo kot:

$$F = \hbar k R_{sip} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2}. \quad (23)$$

Na sliki 1 je prikazana odvisnost verjetnosti za sipanje na časovno enoto od neubranosti frekvenc za različne vrednosti s_0 , ki jih lahko dosežemo v laboratoriju. Če je frekvenca laserja enaka resonančni frekvenci, $\delta = 0$, je sila odvisna predvsem od tega, kako močan laser izberemo. Če pa sta frekvenci močno neuglašeni, v enačbi (23) prevlada člen $4\delta^2/\Gamma^2$ in postane sila na atome zanemarljivo majhna ne glede na moč laserja³.

2.2 Vpliv Dopplerjevega pojava

Težje elemente, kot je cezij, segrevamo v posebni pečici in hitrosti atomov, ki izhajajo iz nje, imajo Maxwell-Boltzmannovo porazdelitev[5]; povprečna hitrost potujočih atomov je torej $\bar{v} = \sqrt{8k_B T/\pi m}$. Žarek lahko kolimiramo tako, da na razdalji d za odprtino, iz katere iz pečice izhajajo atomi, postavimo zaslon z odprtino s polmerom r in s tem dosežemo, da v upočasnjevalnik vstopajo atomi z majhnimi komponentami hitrosti, ki so pravokotne na os

²Sipalna gostota svetlobnega toka j_s za cezij je podana v tabeli 1 v poglavju 4.

³Obratna vrednost karakterističnega časa $\tau^{-1} = \Gamma$ za cezij znaša 32.8 MHz, frekvenca laserja pri prehodu z valovno dolžino 852 nm pa je okoli 351 THz. Če bi frekvenco laserja nastavili tako, da bi se od resonančne vrednosti razlikovala za 0.1%, bi sila že bila neznatno majhna.

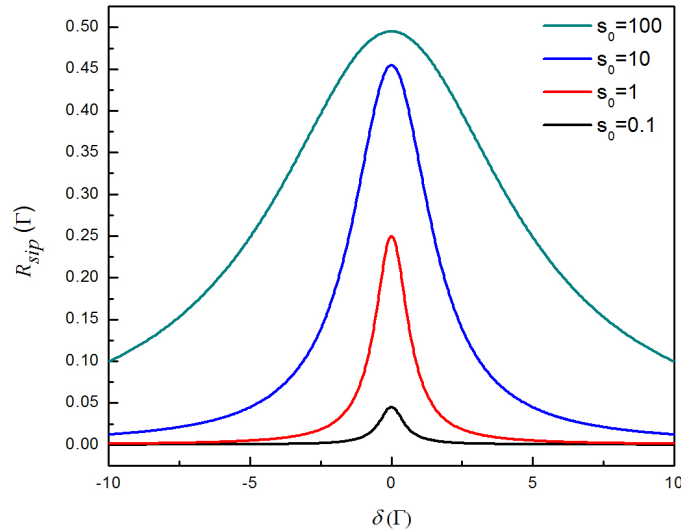
z , vzdolž katere ohlajamo atome. Če velja $d \gg \pi r^2$, lahko izpeljemo, da znaša povprečna komponenta hitrosti v smeri gibanja z [5]:

$$\bar{v}_z = \sqrt{\frac{9\pi k_B T}{8m}}. \quad (24)$$

Če hladimo atome cezija, ki je najtežji alkalni element in če uporabimo pečico, segreto na 90°C , znaša povprečna hitrost 282 m/s [4]. Potujoči atomi zaradi Dopplerjevega pojava “vidijo” lasersko frekvenco, premaknjeno za faktor, ki je sorazmeren njihovi hitrosti. Neubranost frekvenc δ , ki smo jo spoznali v prejšnjem podpoglavju, se zaradi tega spremeni:

$$\delta = \omega - \omega_0 - kv. \quad (25)$$

Neubranost torej ni več odvisna le od frekvence laserja in resonančne frekvence izbranega prehoda, ampak tudi od hitrosti atoma. Če bi to težavo želeli zaobiti tako, da bi nekoliko zmanjšali frekvenco laserja in s tem zmanjšali neubranost δ , bi na začetku kratek čas hlajenje sicer delovalo. Vendar bi se takoj po majhni spremembi hitrosti atoma Dopplerjev prispevek spremenil ter s prvotno nastavljenno frekvenco laserja atomov ne bi več učinkovito vstavljali. To težavo lahko rešimo tako, da izkoristimo Zeemanov pojav in leteče atome ustavljamo v magnetnem polju.



Slika 1: Verjetnost za prehod na časovno enoto R_{sip} v odvisnosti od razlike med resonančno in vpadno frekvenco. Količine na obeh oseh so predstavljene v enotah Γ . Verjetnost za prehod na časovno enoto tudi pri zelo veliki intenziteti ne preseže vrednosti $R_{\text{sip}} = 0.5$, kar podrobneje obrazložimo v 3. poglavju.

2.3 Zeemanov pojav

Pri Zeemanovem pojavu se prehodi med atomskimi energijskimi nivoji zaradi prisotnosti zunanega magnetnega polja razcepijo. Za uspešno ustavljanje atomov si moramo izbrati prehod

med dvema stanjema, ki je zaprt, kar pomeni, da iz vzbujenega stanja edini možen prehod vodi nazaj v začetno stanje [5]. Za hlajenje so zaradi tega zelo primerni alkalijski atomi, pri katerih obstaja zaprt prehod, ki je skupaj z ostalimi prehodi med različnimi stanji prikazan na sliki 2. O tem, kaj moramo narediti, da izberemo pravi prehod, bomo govorili v 4. poglavju na primeru cezija.

Za primer šibkega magnetnega polja $B < 10$ T [5] lahko frekvenco fotonov, ki jih izseva atom pri prehodu med dvema stanjema, zapišemo kot [6]:

$$\omega = \omega_0 + (g_{L'SJ'}M_{J'} - g_{LSJ}M_J')\frac{\mu_B B}{\hbar}. \quad (26)$$

V tej enačbi g predstavlja Landejev g -faktor, μ_B pa Bohrov magneton. V alkalijskih atomih je za hlajenje primeren zaprt prehod, pri katerem je možno prehajanje med izključno dvema stanjema:

$$\omega = \omega_0 + \frac{\mu_B B}{\hbar}. \quad (27)$$

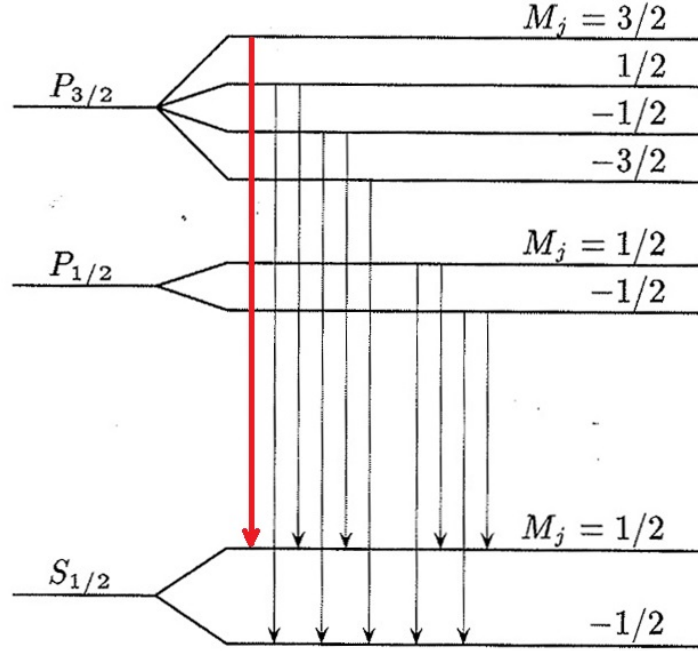
Polarizacija laserske svetlobe mora biti potemtakem krožna. Ko vklopimo zunanje magnetno polje, tudi to začne vplivati na odstopanje frekvence laserja od resonančne frekvence v atomu, in če skupaj upoštevamo prispevka iz enačb (25) in (27), dobimo:

$$\delta - \delta_0 = -kv + \frac{\mu_B}{\hbar}B. \quad (28)$$

V tej enačbi δ_0 predstavlja neubranost laserja $\omega - \omega_0$, δ pa označuje prispevek h neubranosti, ki nastane zaradi Zeemanovega in Dopplerjevega pojava. Za uspešno upočasnitev moramo v upočasnjevalniku ustvariti takšen profil magnetnega polja, da bo vsota na desni strani zgornje enačbe ves čas gibanja konstantna. Pri tem smer, v katero kaže magnetno polje, ni pomembna, saj so razcepi energijskih nivojev v atomu enaki ne glede na to, kam kaže polje. Leva stran enačbe (28) nam pove, kakšna mora biti neubranost laserske frekvence, da bo hlajenje uspešno.

3 Zeemanov upočasnjevalnik

Upočasnjevalnik je sestavljen iz večjega števila tuljav, ki so navite okoli iste osi. Vzdolž te osi pošljemo curek atomov, v nasprotni smeri pa vanj svetimo z laserjem. Če hočemo, da bo upočasnjevanje učinkovito, moramo tuljave namestiti tako, da bo vzdolž osi magnetno polje takšno, da bo na vsakem odseku valovna dolžina, potrebna za prehod iz osnovnega v vzbujeno stanje, čim bližje valovni dolžini laserja, premaknjeni zaradi Dopplerjevega efekta. Minimalno dolžino, potrebno za ustavitev atomov, določimo tako, da začetno kinetično energijo atoma delimo z maksimalno silo fotonov na atom, ki jo dosežemo pri zelo veliki intenziteti laserskega valovanja.



Slika 2: Prehodi med stanji v alkalijskem atomu[6]. Zaprt prehod je označen z rdečo barvo.

Sila bo maksimalna pri veliki gostoti svetlobnega toka laserja in pri majhni neubranosti. Enačba (23) se tedaj poenostavi v obliko $F_{\max} = \hbar k \Gamma / 2$, kar je smiseln rezultat, saj atom ne more absorbirati in izsevati fotona v času, ki bi bil krajši od $2\tau = (\Gamma/2)^{-1}$ [5]. Minimalna dolžina, potrebna za ustavitev atomov, je tako

$$L_{\min} = \frac{M v_0^2}{\mu \hbar k \Gamma}. \quad (29)$$

Začetna hitrost v_0 je enaka povprečni hitrosti iz peči izhajajočih atomov, ki je določena z enačbo (24). Konstrukcijski parameter μ je odvisen od postavitve eksperimenta, njegova vrednost pa ne sme preseči 1, saj minimalne dolžine ne smemo dodatno krajšati, če hočemo na izhodu iz upočasnjevalnika ohladiti atome, kolikor je mogoče. Ob vstopu v upočasnjevalnik morajo atomi prileteti v takšno magnetno polje, da se bosta prispevka k neuglašenosti resonančne frekvence zaradi Dopplerjevega in Zeemanovega efekta izničila:

$$B_0 = \frac{k v_0 \hbar}{\mu_B} = \frac{v_0 \hbar}{\lambda \mu_B}. \quad (30)$$

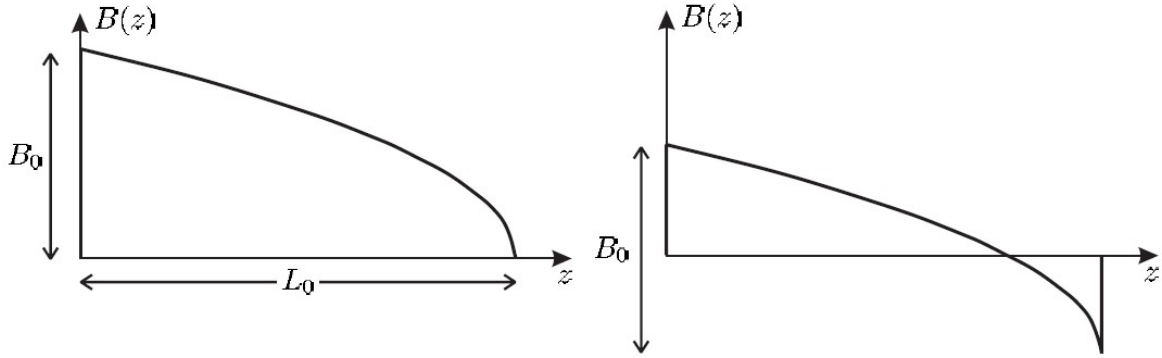
Magnetno polje vzdolž celotne osi z v upočasnjevalniku izračunamo iz preprostih gibalnih enačb in ugotovimo, da mora biti za optimalno učinkovito upočasnjevanje gostota magnetnega polja vzdolž smeri leta atomov enaka:

$$B = B_b + B_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L_{\min}}}. \quad (31)$$

Celoten profil magnetnega polja lahko prestavimo za konstanten člen B_b tako, kot prikazuje slika 3. Kot nam narekuje enačba (28), moramo v tem primeru prilagoditi frekvenco laserja tako, da povečamo razliko neubranosti, da bo hlajenje še vedno delovalo.

4 Hlajenje cezijevih atomov

Z laserskim žarkom lahko med vsemi alkalijskimi atomi do najnižje temperature ohladimo cezij [3], ki je najtežji neradiokativni element 1. skupine periodnega sistema. Vsak izsevan foton odda gibalno količino atomu v naključni smeri. Pri velikem številu izsevanih fotonov se sicer nato prispevki h gibalni količini v različnih smereh med seboj odštejejo, a ne povsem. Pri težjih elementih je tako nedoločenost končne hitrosti pri laserskem hlajenju zaradi večjih posamičnih prispevkov manjša kot pri lažjih; pri ceziju je najmanjša in zaradi tega je cezij dobra izbira, če hočemo doseči čim nižje temperature.



Slika 3: Profil idealnega magnetnega polja v upočasnjevalniku (levo) ter magnetnega polja, kjer je vzdolž cele dolžine upočasnjevalnika navita dodatna dolga tuljava, ki proizvaja magnetno polje B_b , po njej pa teče tok v nasprotni smeri glede na tuljave v upočasnjevalniku (desno). Celoten profil magnetnega polja je premaknjen za $B_b = B_0/2$.

Vrednosti količin, ki smo jih v splošnem definirali v prejšnjih poglavjih, za element cezij prikazuje tabela 1:

τ	30.4 ns
Γ	$(2\pi) \cdot 5.2 \text{ MHz}$
ω_0	$2\pi \cdot 351.7 \text{ THz}$
T_d	$125.6 \mu K$
j_s	10.99 W/m^2

Tabela 1: Konstante, pomembne za ohlajanje cezija [7]. T_d označuje Dopplerjevo limito, t. j. najnižjo temperaturo, do katere lahko z idealnim upočasnjevalnikom ohladimo atom[2].

Za hlajenje si izberemo zaprt prehod med energijskima nivojema, ki je z rdečo barvo označen

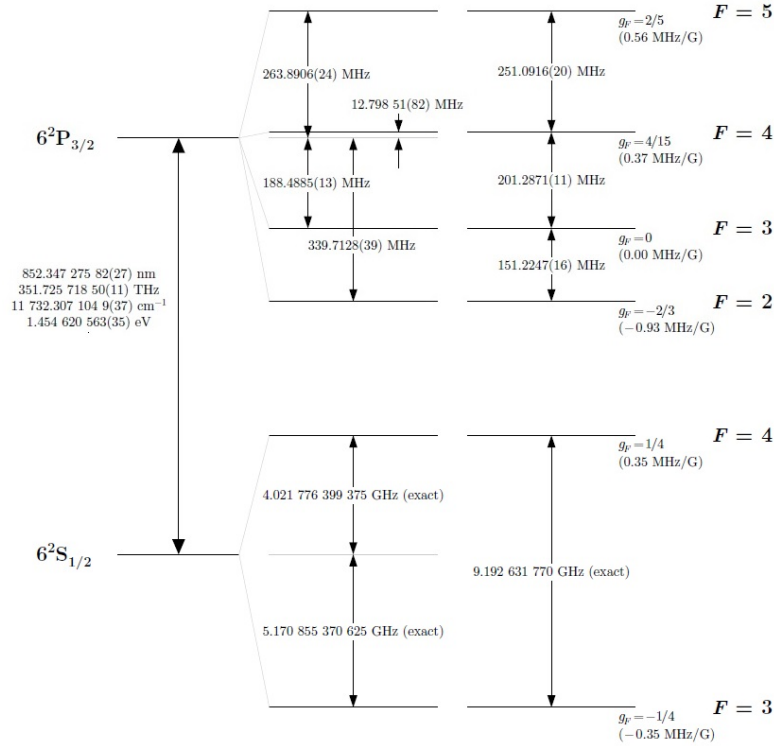
na sliki 2:

$$6^2S_{1/2}(M_j = \frac{1}{2}) \rightarrow 6^2P_{3/2}(M_j = \frac{3}{2}). \quad (32)$$

Razlika frekvenc, potrebnih za prehod med osnovnim nivojem $6^2S_{1/2}(M_j = 1/2)$ in vzbujenima nivojema $6^2P_{3/2}(M_j = 1/2)$ ter $(M_j = 3/2)$, znaša $251 \text{ MHz} \approx 7.6 \Gamma$, kar je razvidno iz slike 4. Laserski žarek ni povsem koherenten in zaradi tega je v žarku zastopan ozek spekter frekvenc z vrhom pri ω_0 . Ker je verjetnost za sipanje na časovno enoto različna od 0 tudi, če frekvenca laserja malo odstopa od frekvence prehoda (slika 1), se v nekaterih atomih pojavijo tudi prehodi v vzbujeno stanje $6^2P_{3/2}(M_j = 1/2)$ iz katerega sta po emisiji možna spusta v oba osnovna energijska nivoja. Če pa je atom v osnovnem stanju $6^2S_{1/2}(M_j = -1/2)$, se fotoni s frekvenco ω_0 v ta atom ne morejo več absorbirati, saj je razlika med osnovnima nivojema zelo velika, $9.1 \text{ GHz} \approx 275 \Gamma$ in verjetnost za sipanje tako daleč stran od ω_0 je skoraj ničelna. Takšnemu izgubljanju atomov pri hlajenju se želimo izogniti in zato v atome v smeri leta usmerimo dodaten krožno polariziran laserski žarek s frekvenco, ki ustreza prehodu

$$6^2S_{1/2}(M_j = -1/2) \rightarrow 6^2P_{3/2}(M_j = -1/2). \quad (33)$$

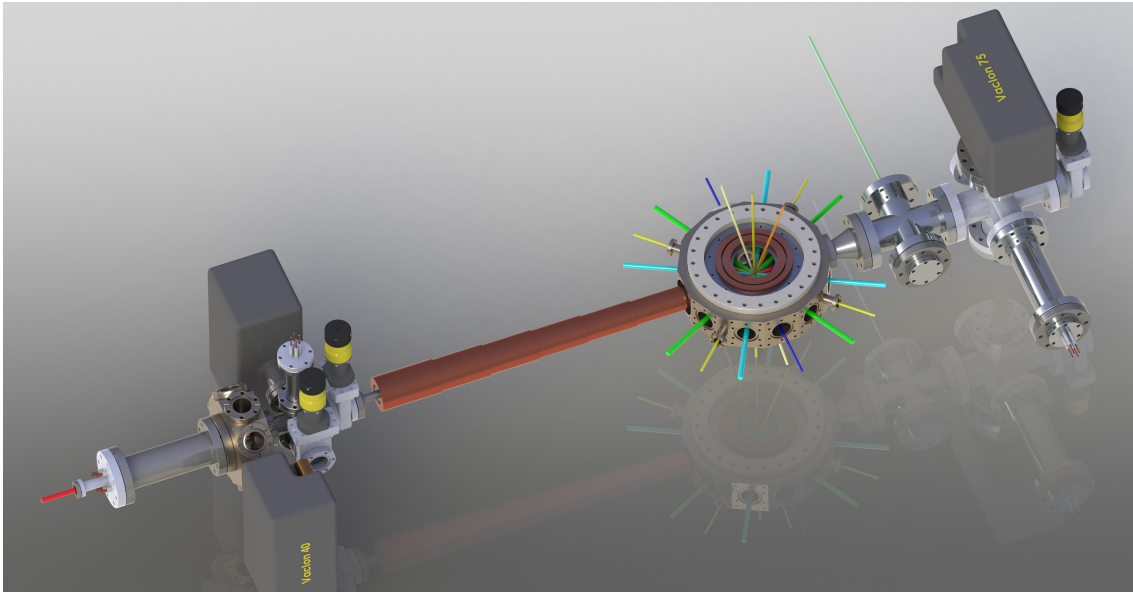
Dodatni laser omogoča, da absorpcija poteka pri atomih ne glede na to, v katerem osnovnem energijskem nivoju se nahajajo.



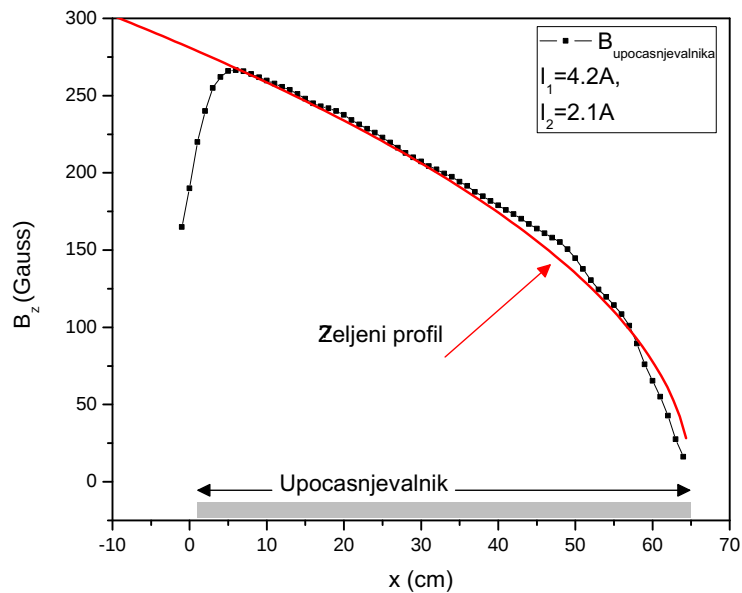
Slika 4: Frekvence, potrebne za različne prehode med osnovnim $S_{1/2}$ in vzbujenim nivojem $P_{3/2}$ ter za prehode znotraj nivojev valenčnega elektrona v cезijevem atomu [7].

4.1 Eksperimentalna postavititev

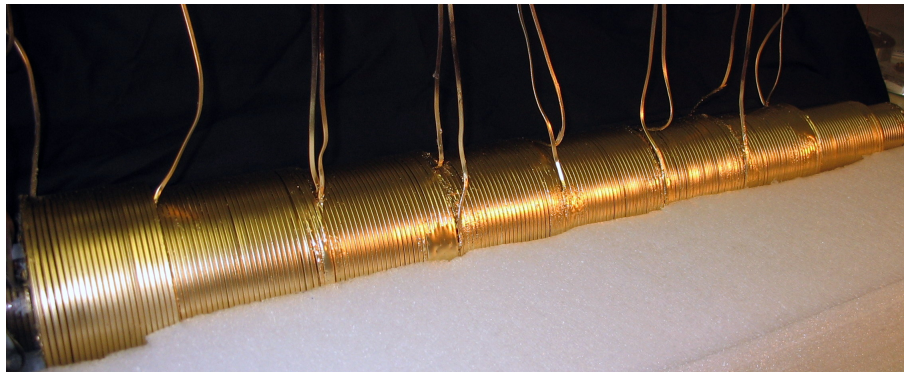
Postavititev eksperimenta prikazuje slika 5. Magnetno polje oblike (31) ustvarimo tako, da zaporedno postavimo izbrano število tuljav iz bakrene žice. Ker ima vsaka tuljava svoj napajalni sistem, število tuljav ne sme biti preveliko. Če naredimo program, ki po metodi najmanjših kvadratov prilagaja število ovojev v tuljavah željenemu profilu magnetnega polja, dobimo najbolj primerno število navojev v vsaki tuljavi in s tem magnetni profil, ki ga prikazuje slika 6. Pri simulaciji magnetnega polja dobimo zelo dobro ujemanje, če so vse tuljave enako dolge, in če skozi prvo tuljavo teče tok $I_1 = 4\text{ A}$, čez vse ostale pa $I_2 = 2\text{ A}$. Ker ima vsaka tuljava svoj napajalni sistem, lahko tok skozi vsako tuljavo nato še malo spremenimo, da dobimo še boljše ujemanje s poljem (31).



Slika 5: Postavititev eksperimenta, s katerim bodo na Inštitutu Jožef Stefan hladili cezijeve atome; na skrajni levi je pečica, iz katere izhajajo cezijevi atomi. Poleg nje so nameščene črpalke, ki ohranjajo tlačno razliko med pečico in upočasnjevalnikom. Na sredini je upočasnjevalnik (obarvan je rdeče), na njegovem izhodu pa sta Helmholtzovi tuljavi, ki z magnetnim poljem zadržita upočasnjene atome, in anti-Helmholtzovi tuljavi, ki z magnetnim poljem uravnotežita silo teže atomov. Na skrajnem desnem koncu je črpalka, ki v upočasnjevalniku vzdržuje visok vakuum.



Slika 6: Polje upočasnjevalnika za hlajenje cezijevih atomov, ki sem ga na podlagi izračunov izdelal za potrebe eksperimenta na IJS. Ujemanje ni popolno, vendar je zaradi nepopolne koherence laserja ter možnosti za prehode med elektronskimi nivoji tudi pri majhnih neubranostih δ takšno polje dovolj dobro za učinkovito ustavljanje atomov.



Slika 7: Zgrajen upočasnjevalnik, ki ga sestavlja 9 tuljav.

5 Zaključek

Opisali smo Zeemanov upočasnjevalnik, ki je prva stopnja vseh eksperimentov na hladnih atomih. Hladne atome s pridom uporabljamo za preučevanje trkov med atomi blizu absolutne

ničle. Če jih dovolj ohladimo, lahko dosežemo Bose-Einsteinov kondenzat in raziskujemo superfluidnost, lahko pa jih ujamemo tudi v periodičen potencial in s tem simuliramo elektrone v kristalu [4]. Pri tem pa moramo atome še dodatno ohladiti do nekaj nK, kar dosežemo z nadaljnjimi tehnikami hlajenja [2], ki so onkraj izbrane teme seminarja.

Prvi slovenski laboratorij za hladne atome se postavlja na Odseku za fiziko trdne snovi na Inštitutu Jožef Stefan in trenutno poteka intenzivno načrtovanje vakuumskih elementov, optičnih sistemov, namenjenih lovljenju, hlajenju in detekciji cezijevih atomov ter sistema magnetnih polj, ki vključuje tudi polje Zeemanovega upočasnjevalnika.

Literatura

- [1] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/advanced.html (citirano 12. 3. 2013).
- [2] Foot C. J., *Atomic Physics* (Oxford University Press, Oxford, 2005).
- [3] Gustavsson M., *A quantum gas with tunable interactions in an optical lattice* (Universität Innsbruck, Innsbruck, 2008).
- [4] Weidemüller, M., Zimmermann C., *Cold atoms and molecules* (WILEY-VCH, Weinheim, 2009).
- [5] Günter, K. J., *Design and implementation of a Zeeman slower for 86 Rb*, dostopno na <http://www.kenneth.ch/atoms/slower.pdf> (citirano 12. 3. 2013).
- [6] Strnad J., *Fizika 3. del* (DMFA - založništvo, Ljubljana, 2009).
- [7] Steck D. A., *Cesium D Line Data*, dostopno na <http://steck.us/alkalidata> (citirano 12. 3. 2013).