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

Tina Arh

NEDESTRUKTIVNO SLIKANJE IN MAGNETOMETRIJA S FARADAYEVO ROTACIJO V PLINU CEZIJEVIH ATOMOV

Magistrsko delo

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

Ljubljana, 2019

Zahvala

Zahvaljujem se Petru, Tadeju in Eriku, ki so me sprejeli v svojo ekipo in bdeli nad mojimi prvimi koraki v svet elektronike in optike, Katji, ki je bila neprecenljiva družba pri reševanju magnetometrskih in programerskih ugank, in celi ekipi, da so delili z mano radosti in tegobe eksperimentalnega dela.

Častno omembo v zahvali dobi Samo Beguš, ki je zaslužen za našo polarizacijsko detekcijsko elektroniko, brez kogar najbrž še danes ne bi videli nobenega signala.

Zahvaljujem se prof. Janu Arltu in članom skupine za ultrahladne kvantne pline na Univerzi v Aarhusu (Mick, Mikkel, Jeppe, Toke), od katerih sem med enotedenskim obiskom iz prve roke izvedela marsikaj koristnega o Faradayevem slikanju hladnih atomov.

Hvala Roku, ki mi je predal dobro zastavljen projekt atomske magnetometrije in mi bil tudi po koncu dela v laboratoriju vedno na voljo za pojasnilo ali diskusijo.

Hvala mentorjema in Tadeju za branje tega dela, številne koristne komentarje in nasvete. Posebej hvala Petru, ki se je potrudil, da bi me vzgojil v znanstvenico, in mi dal mnoge priložnosti za širjenje znanja in izkušenj.

In nenazadnje se zahvaljujem mami, očetu in sestri, ki so me podpirali ves čas šolanja, si vedno vzeli čas zame in se veselili vsakega mojega malega uspeha, kot bi bil nekaj velikega. Tudi tale je za vas.

Nedestruktivno slikanje in magnetometrija s Faradayevo rotacijo v plinu cezijevih atomov

IZVLEČEK

V magistrski nalogi je opisana uporaba Faradayevega pojava za izdelavo optičnega magnetometra z vročimi cezijevimi atomi, magnetometra s hladnimi cezijevimi atomi in za nedestruktivno slikanje hladnih atomov. Na začetku dela predstavimo fizikalno ozadje obravnavanih pojavov, predvsem paramagnetne Faradayeve rotacije, pa tudi Larmorjeve precesije in optičnega črpanja. V nadaljevanju opišemo osnovne principe delovanja optičnega magnetometra, pri čemer za boljše razumevanje prepletamo klasično in kvantnomehansko sliko pojavov, kot sta optično črpanje in Larmorjeva precesija. Predstavimo režime delovanja magnetometra in opišemo relaksacijske mehanizme, ki zavirajo idealno delovanje naprave. Nato opišemo izvedbo optičnega magnetometra v Laboratoriju za hladne atome, eksperimentalno postavitev in izbrane pogoje delovanja. Predstavimo eksperimente, ki nam omogočijo karakterizacijo optičnega črpanja, občutljivosti magnetometra in Faradaveve rotacije, ter pokažemo meritev radiofrekvenčnega šuma ozadja. V naslednjem poglavju se posvetimo eksperimentalni postavitvi magnetometra s hladnimi atomi, ki nam omogoča merjenje magnetnega polja v oblaku atomov pri temperaturi blizu absolutne ničle. Pojasnimo tudi manipulacijo atomskih stanj z radiofrekvenčnimi pulzi in izmerimo njene učinke. V zadnjem poglavju opišemo še osnovne principe nedestruktivnega Faradayevega slikanja hladnih atomov ter protokol zajemanja in obdelave slik. Pokažemo nekaj primerov opazovanja propagacije oblaka hladnih atomov s serijo Faradayevih slik in primerjavo destruktivnosti za različne frekvence žarka za slikanje. Nazadnje opišemo še načrte in ideje za nadaljnje delo in razvoj na vseh treh področjih.

Ključne besede: optični magnetometer, Faradayev pojav, Larmorjeva precesija, optično črpanje, Bell-Bloomov magnetometer, radiofrekvenčni magnetometer, cezijeva para, hladni atomi, radiofrekvenčni pulz, Rabijeva oscilacija, nedestruktivno slikanje

PACS: 07.55.Ge, 32.60.+i, 33.55.Ad, 37.10.De, 67.85.-d

Non-destructive imaging and magnetometry with Faraday rotation in a gas of cesium atoms

Abstract

In this thesis we describe the use of the Faraday effect for operation of an optical magnetometer with hot cesium vapor, a magnetometer with cold cesium atoms and for non-destructive imaging of cold atoms. In the beginning we present a theoretical background of the important phenomena, such as paramagnetic Faraday rotation, Larmor precession and optical pumping. Next, we describe the basic principles of operation of an optically pumped magnetometer, combining a quantum picture with the classical for better understanding. Three schemes of operation are presented, along with an explanation of the underlying principles that enable probing of the magnetometer response and some processes that suppress the perfect operation. Then we describe the realization of the optical magnetometer in the Cold Atom Laboratory, the chosen operation regime and the experimental setup. Some experiments for characterization of optical pumping, magnetometer sensitivity and Faraday rotation are shown, along with radio-frequency background noise measurements. In the next chapter we focus on experimental realization of the cold atom magnetometer that allows us to measure magnetic fields in an atomic cloud with temperatures close to absolute zero. Manipulation of the atomic states with radiofrequency pulses is explained and its effects are measured. In the last chapter we describe the basic principles of a non-destructive Faraday imaging of the cold atoms, the imaging protocol and analysis. We observe the propagation of the cold atom clouds with series of Faraday images and compare destructiveness for different detunings of the imaging beam. In the end, the plans and ideas for future work and development of the experiments in all three areas are described.

Keywords: optical magnetometer, Faraday effect, Larmor precession, optical pumping, Bell-Bloom magnetometer, radio-frequency magnetometer, cesium vapor, cold atoms, radio-frequency pulse, Rabi oscillation, non-destructive imaging

PACS: 07.55.Ge, 32.60.+i, 33.55.Ad, 37.10.De, 67.85.-d

Kazalo

1	Uvo	od.		11
2	Fizi 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5	kalno Energ Intera Larmo Optičn Farada 2.5.1 2.5.2	ozadje	15 15 16 18 19 20 21 22
3	Opt	ična a	tomska magnetometrija	27
	3.1	Osnov	ni principi delovanja magnetometra	27
		3.1.1	Kvantni opis optičnega črpanja in Larmorjeve precesije	28
		3.1.2	Opazovalni žarek	29
		3.1.3	Režimi delovanja	30
		3.1.4	Spinska relaksacija in občutljivost magnetometra	32
	3.2	Izveda	ba magnetometra na vroče cezijeve pare in meritve	33
		3.2.1	Optični polarimeter	35
		3.2.2	Posredno optično črpanje	36
		3.2.3	RF resonančna spektroskopija	37
		3.2.4	Faznoobčutljiva detekcija	40
		3.2.5	Frekvenčna odvisnost kota Faradayeve rotacije	41
		3.2.6	Meritev radiofrekvenčnega šuma ozadja	42
4	Mag	gneton	netrija s hladnimi atomi	45
	4.1	Hlajer	ije atomov	46
	4.2	Opazo	ovanje Larmorjeve precesije v oblaku hladnih atomov	47
		4.2.1	Radiofrekvenčni pulzi	47
		4.2.2	Opazovalni žarek	48
		4.2.3	Realizacija magnetometra	49
	4.3	Rabije	eve oscilacije in Larmorjeva precesija v mali dipolni pasti	51
		4.3.1	Priprava atomov in Stern-Gerlachovo slikanje	51
		4.3.2	Rabijeva oscilacija	51
		4.3.3	Larmorjeva precesija	53
5	Nec	lestrul	ctivno Faradayevo slikanje hladnih atomov	55
	5.1	Smer	atomske magnetizacije in magnetna polja	56
	5.2	Optiči	na gostota Faradayeve slike	56
		5.2.1	Določanje kota Faradaveve rotacije	57

	5.3	Izvedba 5.3.1 5.3.2	a ek Pos Far	sper tavi ada	rime itev yeve	enta ža: e sl	a in rka ike	n pı ı in 	rin po	ner ote	i F k : 	Far slil	ad kai	ay 1ja 	evi	ih ·	sli	ik 						•	•		57 58 58
6	Zak	ljuček										•	•		•	•			•			•	•			•	61
Li	terat	ura											•		•	•											63

Poglavje 1

Uvod

Michael Faraday je v leta 1846 objavljenem članku [1] v reviji *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* predstavil prvi odkriti magneto-optični pojav in eksperimentalen dokaz povezave med svetlobo in elektromagnetizmom. Opisal je serijo poskusov, v katerih je skozi vzorec poslal svetlobo Argandove oljne svetilke, ki je po odboju od steklenega ogledala postala linearno polarizirana. Na drugi strani je svetlobo analiziral s pomočjo Nicolove optične prizme, ki je bila izumljena osemnajst let pred tem - gre za polarizator, narejen iz dveh kosov kristala kalcita, imenovanega islandski dvolomec. S pomočjo elektromagnetov ali trajnih magnetov je na območju vzorca ustvaril magnetno polje in ugotovil, da se pri nekaterih vzorcih polarizacija svetlobe zavrti oziroma odkloni za določen kot, kadar so silnice zunanjega magnetnega polja vzporedne smeri potovanja svetlobe.

Pojav je bil najbolj izrazit v težkem silikatnem steklu z borom in svincem, opazil ga je tudi v drugih vrstah stekla, v vodi, različnih oljih in alkoholu, ni pa mu ga uspelo izmeriti na nobenem plinskem vzorcu. Kot rotacije se je linearno povečeval z dolžino vzorca in velikostjo magnetnega polja. Če je smer magnetnega polja obrnil, se je polarizacija zavrtela v drugo smer, v primeru usmerjenosti magnetnega polja pravokotno na smer žarka pa učinka ni bilo. O pojavu, ki ga danes imenujemo Faradayev pojav ali Faradayeva rotacija, je zapisal: *"Thus is established, I think for the first time, a true, direct relation and dependence between light and the magnetic and electric forces; and thus a great addition made to the facts and considerations which tend to prove that all natural forces are tied together, and have one common origin."*

Dandanes se Faradayev pojav uporablja v nekaterih merilnih napravah, denimo v optičnih tokovnih senzorjih, ki posredno merijo visoke tokove prek magnetnih polj, ki jih generirajo [2]. Optični izolatorji, ki jih lahko svetloba preide le v eni smeri, pogosto vsebujejo tako imenovani Faradayev rotator. Namenjeni so zaščiti optičnih elementov pred odboji svetlobe nazaj, izkoriščajo pa lastnost Faradayevega pojava, da se žarku, ki po odboju potuje v nasprotno smer, polarizacija še vedno vrti v isti smeri, torej se kot Faradayeve rotacije sešteva. Če Faradayev rotator zavrti kot polarizacije za 45°, ima nazaj odbita svetloba po prehodu naprave polarizacijo pravokotno glede na vhodni žarek, to pa je enostavno odfiltrirati s polarizatorjem.

Močno odvisnost kota Faradayeve rotacije od frekvenčnega odmika od atomskega prehoda lahko z uporabo visokih temperatur in magnetnih polj izkoristimo za izdelavo robustnega ozkopasovnega optičnega filtra [3] ali za stabilizacijo frekvence laserja daleč stran od resonance [4]. Na neresonančnem Faradayevem pojavu temelji tudi eden od preučevanih mehanizmov delovanja optičnega kvantnega spomina [5], v katerem s pomočjo Faradayeve rotacije preslikamo informacijo o polarizaciji svetlobe na vrtilno količino atomov in jo tam shranimo.

Za razliko od prvotnih Faradayevih poskusov v trdih snoveh in kapljevinah večina omenjenih aplikacij temelji na Faradayevem pojavu v plinih. Atomski plini so namreč odličen optični medij, ki ga lahko izkoristimo za velik nabor aplikacij. Atomi denimo spremenijo lastnosti svetlobe, ki potuje skoznje, zato z njimi lahko izdelamo optične elemente za manipulacijo žarkov, kot smo videli na nekaterih prejšnjih primerih. Po drugi strani nam atomski plin lahko služi kot senzor različnih fizikalnih količin. To v splošnem dosežemo tako, da ga pripravimo v dobro določenem začetnem stanju, ga podvržemo polju, ki interagira z atomi, in nato izmerimo končno stanje, iz katerega razberemo lastnosti polja. Na ta način delujejo kvantni senzorji, s katerimi lahko izredno natančno merimo čas, razdalje, frekvence, pospeške ter gravitacijska, električna in magnetna polja. Kvantni senzorji so v zadnjih letih postali zelo pomembni v znanstvenih in tehnoloških aplikacijah, ki potrebujejo visoko natančnost meritev, in tvorijo enega od stebrov kvantnih tehnologij prihodnosti.

Primeri atomskih kvantnih senzorjev so denimo atomske ure, giroskopi, ki temeljijo na jedrski magnetni resonanci, optični atomski magnetometri in gravimetri ter atomski interferometri. Takšni senzorji imajo potencial za korenito izboljšanje detekcije zelo majhnih sprememb smeri, razdalj, magnetnih in gravitacijskih polj, kar prinaša velike koristi za znanstvene raziskave, pa tudi bolj splošne aplikacije, kot so navigacija, geofizikalni pregledi in zdravstvena diagnostika [6]. Omenjeni optični magnetometri v določenih izvedbah za detekcijo atomskega stanja, ki vsebuje informacijo o velikosti magnetnega polja, uporabljajo prav Faradayev pojav v plinu alkalijskih kovin.

Kvantni senzor lahko naredimo z uporabo celice z atomsko paro pri sobni ali višji temperaturi, lahko pa uporabimo tudi lasersko ohlajene atome [7]. Možnost hlajenja atomov predstavlja velik preboj v raziskavah na več področjih fizike, med drugim tudi na področju metrologije. Hladni atomi imajo za tovrstno uporabo precej prednosti pred vročimi, saj so v njih upočasnjeni vsi relaksacijski mehanizmi, denimo trki med atomi, kar omogoča dobro kontrolo nad kvantnim stanjem in dolge čase meritev. Prav tako imajo zaradi svojega počasnega gibanja zanemarljivo Dopplerjevo razširitev, meritve z njimi pa visoko prostorsko ločljivost.

Hladni atomi se danes uporabljajo v atomski uri z natančnostjo ene sekunde v starosti vesolja. Atomski interferometri s hladnimi atomi omogočajo izdelavo zelo občutljivih giroskopov, merilcev pospeška in gravimetrov, razvijajo pa tudi atomski interferometer za merjenje gravitacijskih valov [8]. Razvoj v smeri hladnih atomov je doživela tudi optična magnetometrija, predvsem pri prostorsko ločljivi detekciji magnetnih polj [9]. Razvoj magnetometrov in drugih senzorjev z vročimi atomi pa se še vedno nadaljuje, saj so v splošnem preprostejši, cenejši, manjši, bolj kompaktni in primernejši za izdelavo prenosnih naprav. Prav tako lahko s segrevanjem atomske pare enostavno spreminjamo gostoto atomov čez več redov velikosti in pri dovolj visokih temperaturah presežemo tudi gostoto Bose-Einsteinovega kondenzata hladnih atomov [3].

Ravno na področju hladnih atomov naletimo na še en zanimiv primer možne uporabe Faradayevega pojava, in sicer za nedestruktivno slikanje oblakov atomov. V nasprotju z resonančnim absorpcijskim in fluorescenčnim slikanjem, ki se za ta namen običajno uporabljata in z absorpcijo spremenita stanje atomov, pri Faradayevem slikanju uporabimo neresonančni žarek in zaznamo spremembo polarizacije tistega dela žarka, ki je preletel atome. Takšen žarek oblaka hladnih atomov ne uniči in nam omogoči, da opazujemo njegov časovni razvoj z več zaporednimi slikami.

V tem magistrskem delu se posvetimo uporabi Faradayeve rotacije v optičnemu magnetometru z vročimi atomi, realizaciji magnetometra v hladnih atomih in nedestruktivnemu slikanju hladnih atomov. Predstavljeni so eksperimenti, ki so bili narejeni v sklopu večletnega projekta atomske magnetometrije v Laboratoriju za hladne atome Odseka za fiziko trdne snovi na Institutu Jožef Stefan.

Poglavje 2 Fizikalno ozadje

V tem poglavju predstavimo fizikalno ozadje Faradayevega pojava, ki je ključno za razumevanje tako magnetometrije kot nedestruktivnega slikanja, in lastnosti atoma cezija, s katerim delamo v vseh kasneje predstavljenih eksperimentih. Pomembna je predvsem energijska struktura atoma, saj tovrstne uporabe izkoriščajo strukturo osnovnih in vzbujenih stanj za orientacijo atomskih spinov in merjenje magnetnega polja. Opišemo tudi teoretične osnove Larmorjeve precesije in optičnega črpanja.

2.1 Energijski nivoji cezija

Cezij je alkalijska kovina in se nahaja v prvi skupini periodnega sistema, torej ima le en valenčni elektron v zunanji (šesti) lupini. Zaradi tega je izračun njegovih energijskih nivojev precej preprost, saj jih lahko zelo dobro aproksimiramo z obravnavo le jedra in valenčnega elektrona. Zaradi te lastnosti se pare alkalijskih kovin pogosto uporabljajo kot optični medij, prav tako pa so ti elementi najpogostejša izbira za hlajenje atomov in Bose-Einsteinovo kondenzacijo. V naših eksperimentih uporabljamo ¹³³Cs, edini stabilni izotop cezija.

Atomi imajo vrtilno količino zaradi jedrske spinske vrtilne količine I, elektronske spinske vrtilne količine S in elektronske tirne vrtilne količine L. Energijske nivoje v prvem približku določa tirno kvantno število valenčnega elektrona L, kjer seveda velja, da je $\hbar^2 L(L+1)$ lastna vrednost operatorja L^2 . Zaradi sklopitve med elektronsko spinsko in tirno vrtilno količino pride do razcepa teh nivojev, kar imenujemo fina struktura. Za njen opis vpeljemo skupno vrtilno količino elektrona J = L + S.

V osnovnem stanju je valenčni elektron v podlupini s s tirnim kvantnim številom L = 0 in spinskim kvantnim številom S = 1/2, torej je J = 1/2 in lahko stanje zapišemo v spektroskopski obliki ${}^{2S+1}L_J$ kot ${}^{2}S_{1/2}$. Prvo vzbujeno stanje cezija se razcepi na dva nivoja, saj velja L = 1 in lahko dobimo stanji ${}^{2}P_{1/2}$ in ${}^{2}P_{3/2}$. Prehod iz L = 0 v L = 1, tradicionalno poimenovan prehod D, je torej razdeljen na dve komponenti, in sicer D₁ ($6{}^{2}S_{1/2} \rightarrow 6{}^{2}P_{1/2}$) in D₂ ($6{}^{2}S_{1/2} \rightarrow 6{}^{2}P_{3/2}$), ki sta prikazani na sliki 2.1. V tem delu se osredotočamo na eksperimente, izvedene na prehodu D₂.

Energijska nivoja, ki ju povezuje prehod D_2 , se razcepita še naprej, če upoštevamo hiperfino sklopitev med skupno vrtilno količino elektrona J in jedrsko spinsko vrtilno količino I. Skupna vrtilna količina atoma je F = J + I, jedrsko spinsko kvantno število I je enako 7/2 za cezij, torej sta za osnovno stanje z J = 1/2 možni kvantni števili F = 3 in F = 4 in za vzbujeno stanje z J = 3/2 kvantna števila F = 2, 3, 4 ali 5. Ker je skupna vrtilna količina cezijevega atoma celo število, je



Slika 2.1: Energijski nivoji osnovnega in prvega vzbujenega stanja cezijevega atoma. Razcepi niso narisani v pravem merilu. Podatki so dostopni na spletni strani [10].

ta atom bozon in z njim lahko dosežemo Bose-Einsteinovo kondenzacijo. Energijski nivoji se razcepijo glede na vrednost F, kot vidimo na sliki 2.1, kar imenujemo hiperfina struktura. Na hiperfini razcep osnovnega stanja je vezana definicija sekunde, zato je zapisana frekvenca točna.

2.2 Interakcija atomov z magnetnim poljem

Za opis interakcije z zunanjim magnetnim poljem \boldsymbol{B} hamiltonianu atoma z magnetnim momentom $\boldsymbol{\mu}$ dodamo Zeemanov člen $H_B = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B}$. Magnetni moment atoma $\boldsymbol{\mu}$ je sorazmeren njegovi skupni vrtilni količini \boldsymbol{F} , tako da velja

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \boldsymbol{F},\tag{2.1}$$

kjer je γ giromagnetno razmerje atoma. Običajno Zeemanov hamiltonian napišemo v obliki $H_B = -\frac{\mu_B}{\hbar} (g_S \boldsymbol{S} + g_L \boldsymbol{L} + g_I \boldsymbol{I}) \cdot \boldsymbol{B}$, kjer je $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ Bohrov magneton, g_S , g_L in g_I pa so brezdimenzijski g-faktorji elektrona in jedra. Za vrednosti elektronskih g-faktorjev velja $g_S \approx 2$ in $g_L \approx 1$.

Vsak hiperfini nivo vsebuje 2F + 1 magnetnih ali Zeemanovih podnivojev, ki so v odsotnosti zunanjega magnetnega polja degenerirani, v njegovi prisotnosti pa se med sosednjimi podnivoji pojavi energijski razmik ΔE . Opišemo jih z operatorjem projekcije skupne vrtilne količine na kvantizacijsko os, ki ustreza smeri magnetnega polja. Če imamo polje v smeri z, $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$, je to torej operator F_z , njegova lastna vrednost pa je $\hbar m_F$, kjer je m_F magnetno kvantno število, ki lahko zavzame 2F + 1 različnih vrednosti od -F do F, razmaknjenih za 1.

F je dobro kvantno število, če je energijski razmik ΔE majhen v primerjavi s hiperfinim razcepom med stanji. Če predpostavimo, da to velja, lahko zapišemo Zeemanov hamiltonian kot

$$H_B = -\frac{\mu_B g_F}{\hbar} \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{B}, \qquad (2.2)$$

kjer je g_F Landéjev g-faktor, ki ga lahko izračunamo kot

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} + g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}, \quad (2.3)$$

kjer velja

$$g_J = g_L \frac{J(J+1) - S(S+1) + L(L+1)}{2J(J+1)} + g_S \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$
 (2.4)

Če ta hamiltonian primerjamo s $H_B = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B}$, pri čemer uporabimo enačbo (2.1), lahko zapišemo izraz za giromagnetno razmerje

$$\gamma = \frac{\mu_B \, g_F}{\hbar}.\tag{2.5}$$

Iz enačbe (2.3) takoj vidimo, da giromagnetno razmerje ni lastnost atoma, temveč določenega energijskega nivoja.

Ker nas zanimata osnovni stanji atoma, lahko enačbi (2.4) in (2.3) poenostavimo z uporabo približnih vrednosti g-faktorjev $g_L = 1$ in $g_S = 2$ ter z upoštevanjem vrednosti kvantnih števil J = 1/2, S = 1/2, L = 0 in $F = I \pm 1/2$. Rezultata sta $g_J = 2$ in

$$g_F = g_I \pm \frac{g_J - g_I}{2I + 1},\tag{2.6}$$

kar je formula, ki jo lahko uporabimo za vse alkalijske atome. V primeru cezija pa upoštevamo še jedrsko spinsko kvantno število I = 7/2 in g-faktor $g_I \approx -0,0004$ [10]. Ker je g_I tako majhen v primerjavi z g_J , lahko izraz še bolj poenostavimo s tem, da ga zanemarimo, in dobimo rezultat $g_F \approx \pm 1/4$. Sedaj lahko zapišemo vrednost giromagnetnega razmerja za osnovni stanji

$$\gamma \approx \pm \frac{\mu_B}{4\hbar} = \begin{cases} 3.5 \,\mathrm{Hz/nT} & \mathrm{za} \ F = 4, \\ -3.5 \,\mathrm{Hz/nT} & \mathrm{za} \ F = 3. \end{cases}$$
(2.7)

V primeru magnetnega polja in kvantizacijske osi v smeri z lahko hamiltonian (2.2) zapišemo kot

$$H_B = -\frac{\mu_B g_F}{\hbar} F_z B_z. \tag{2.8}$$

Energijski premik izbranega stanja od vrednosti, dobljene v hiperfini sklopitvi, je

$$E = -\mu_B g_F m_F B_z, \tag{2.9}$$

saj je $\hbar m_F$ lastna vrednost operatorja projekcije skupne vrtilne količine F_z . Energijska razlika med dvema sosednjima Zeemanovima podnivojema, za katera velja $\Delta m_F = 1$, je ob upoštevanju enačbe (2.5) enaka

$$\Delta E = \mu_B \, g_F \, B_z = \gamma \, \hbar \, B_z \tag{2.10}$$

in je označena na sliki 2.3. Skupni vrtilni količini bomo v nadaljevanju rekli kar spin.

2.3 Larmorjeva precesija

Magnetizacija atomskega ansambla je definirana z

$$\boldsymbol{M} = \frac{1}{V} \sum_{i} \boldsymbol{\mu}_{i}, \qquad (2.11)$$

kjer vsota teče po vseh atomih in je V volumen, v katerem se nahajajo. V velikih ansamblih atomov postane skupna magnetizacija klasična količina, zato lahko za njeno obnašanje uporabimo klasično izpeljavo. V magnetnem polju \boldsymbol{B} na magnetni moment $\boldsymbol{\mu}$ deluje navor $\boldsymbol{\mu} \times \boldsymbol{B}$, ki je po 2. Newtonovem zakonu enak časovnemu odvodu vrtilne količine $\boldsymbol{\Gamma}$:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\Gamma}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{\mu} \times \boldsymbol{B}.$$
(2.12)

Če to enačbo pomnožimo z γ/V in upoštevamo, da veljata enačbi (2.11) in $\gamma \Gamma = \mu$, dobimo Blochovo enačbo

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{M}}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{M} \times \gamma \boldsymbol{B}.$$
(2.13)

Blochova enačba opisuje Larmorjevo precesijo magnetizacije okrog smeri zunanjega magnetnega polja z Larmorjevo krožno frekvenco

$$\omega_0 = \gamma B, \tag{2.14}$$

kjer je $B = |\mathbf{B}|$ velikost magnetnega polja. Sedaj lahko enačbo (2.9) prepišemo v

$$E = -\hbar \,\omega_0 \, m_F \tag{2.15}$$

in enačbo (2.10) v

$$\Delta E = \hbar \,\omega_0,\tag{2.16}$$

od kođer vidimo, da frekvenca Larmorjeve precesije ustreza energijski razliki med sosednjima Zeemanovima podnivojema.

Zaradi relaksacijskih mehanizmov Blochovim enačbam za komponente vektorja M dodamo fenomenološke člene, ki opisujejo razpad signala z relaksacijskima časoma T_1 in T_2 . T_1 je longitudinalni relaksacijski čas oziroma karakteristični čas, v katerem se vzpostavi ravnovesna magnetizacija v smeri magnetnega polja, kjer ima sistem najnižjo energijo. T_2 je transverzalni relaksacijski čas, ki karakterizira razpad komponente magnetizacije v ravnini, pravokotni na smer polja. Če je zunanje magnetno polje konstantno v smeri z ter je velikost magnetizacije v ravnovesnem stanju v smeri z enaka M_0 , lahko zapišemo dobro znane rešitve Blochovih enačb:

$$M_{xy}(t) = M_x(0) e^{-i\omega_0 t} e^{-t/T_2}, \qquad (2.17)$$

$$M_z(t) = M_0 - (M_0 - M_z(0)) e^{-t/T_1}, \qquad (2.18)$$

kjer smo označili

$$M_{xy} = M_x + iM_y. aga{2.19}$$

Primer rešitev je prikazan na sliki 2.2, kjer smo vzeli $M_x(0) = M_0$ in $M_z(0) = 0$.



Slika 2.2: Grafični prikaz izrazov (2.17) in (2.18), ki rešita Blochove enačbe. Zgornji graf prikazuje projekcijo Larmorjeve precesije magnetizacije v xy ravnini na x os, ki eksponentno zamira s karakterističnim časom T_2 . Na spodnjem grafu sta velikosti magnetizacije v xy ravnini in v z ravnini, ki eksponentno padata oziroma rasteta s časoma T_2 in T_1 . Vzeli smo $T_1 = 3T_2$.

2.4 Optično črpanje

Optično črpanje je proces, v katerem spreminjamo zasedenost magnetnih podnivojev atomskih stanj s pomočjo absorpcije krožno polarizirane svetlobe, katere vrtilna količina se prenese na atome. Pogosto je namen črpanja ustvariti visoko populacijo v magnetnem podnivoju osnovnega stanja z najvišjim m_F . V tem primeru rečemo, da so spini orientirani ali da imamo iztegnjeno stanje, saj je kot med smerjo spina in kvantizacijsko osjo najmanjši za visoke m_F .

Laserska svetloba, ki jo uporabljamo za optično črpanje, je krožno polarizirana in resonančna s prehodom iz osnovnega v vzbujeno stanje. Krožno polariziran foton nosi vrtilno količino $\pm\hbar$, in sicer \hbar , če je desnosučni, in $-\hbar$, če je levosučni. Zaradi ohranitve vrtilne količine se magnetno kvantno število atoma ob absorpciji spremeni za 1, torej velja $\Delta m_F = \pm 1$. Če kvantizacijsko os postavimo tako, da ustreza smeri potovanja svetlobe, bodo desnosučni fotoni v snovi povzročili prehod σ^+ , ki zvišuje magnetno kvantno število, levosučni pa prehod σ^- , ki ga znižuje. To je prikazano na sliki 2.3 za primer prehoda iz hiperfinega osnovnega stanja z F = 3 v vzbujeno stanje z F' = 2, ki ga kasneje uporabimo v eksperimentu.

Ob spontani emisiji nazaj v osnovno stanje so dovoljeni prehodi z $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Če vzbujamo prehod σ^+ , se v vsakem ciklu optičnega črpanja magnetno kvantno število atoma poveča za $\Delta m_F = 2, \ \Delta m_F = 1$ ali pa ostane enako. V povprečju se m_F torej viša in po dovolj ciklih lahko dosežemo iztegnjeno stanje, iz katerega atomov s takšno svetlobo ne moremo več vzbujati.



Slika 2.3: Prikaz atomskih prehodov σ^+ in σ^- med magnetnimi podnivoji hiperfinih stanj F = 3 (osnovno stanje) in F' = 2 (vzbujeno stanje), ki so zaradi Zeemanovega razcepa razmaknjeni za ΔE . Črne črtkane puščice prikazujejo dovoljene spontane razpade enega od vzbujenih stanj. Zeemanovi razcepi so v pravih medsebojnih razmerjih, z upoštevanjem enačbe (2.10) in vrednosti $g_F = -1/4$ za F = 3 ter $g_F = -2/3$ za F' = 2 (enačba (2.3)). Razmak med osnovnim in vzbujenim stanjem ni v merilu.

2.5 Faradayev pojav

Faradayev pojav je rotacija polarizacije linearno polariziranega žarka ob prehodu skozi krožni dvolomno snov, v kateri se lomna količnika za desno- in levosučno krožno polarizirano svetlobo razlikujeta. Da to pokažemo, za začetek zapišemo električno polje svetlobe, ki potuje v smeri z in je linearno polarizirana v smeri x, kot

$$\boldsymbol{E}(z,t) = E_0 \cos\left(kz - \omega t\right) \hat{\boldsymbol{x}} = \frac{E_0}{2} e^{i(kz - \omega t)} \hat{\boldsymbol{x}} + \text{c.c.}$$
(2.20)

Polje lahko razstavimo v dve krožno polarizirani komponenti z nasprotno sučnostjo

$$\boldsymbol{E}(z,t) = \frac{E_0}{4} e^{i(kz-\omega t)} \left(\hat{\boldsymbol{x}} - i\hat{\boldsymbol{y}} \right) + \frac{E_0}{4} e^{i(kz-\omega t)} \left(\hat{\boldsymbol{x}} + i\hat{\boldsymbol{y}} \right) + \text{c.c.}$$
(2.21)

Zanima nas, kakšna je fazna razlika med komponentama, ko svetloba prepotuje snov dolžine l z različnima lomnima količnikoma n_+ in n_- . Valovna vektorja zapišemo kot $k_{\pm} = \frac{n_{\pm}\omega}{c}$, kjer je c hitrost svetlobe v vakuumu. Električno polje na koncu vzorca zapišemo kot

$$\boldsymbol{E}(l,t) = \frac{E_0}{4} e^{i(k_-l-\omega t)} \left(\hat{\boldsymbol{x}} - i\hat{\boldsymbol{y}} \right) + \frac{E_0}{4} e^{i(k_+l-\omega t)} \left(\hat{\boldsymbol{x}} + i\hat{\boldsymbol{y}} \right) + \text{c.c.} = \\ = E_0 \cos\left(\frac{k_+ + k_-}{2}l - \omega t\right) \left[\hat{\boldsymbol{x}} \cos\theta - \hat{\boldsymbol{y}} \sin\theta \right], \quad (2.22)$$

kjer je

$$\theta = \frac{l}{2}(k_{+} - k_{-}) = \frac{\pi l}{\lambda}(n_{+} - n_{-}).$$
(2.23)

Opazimo, da se je smer polarizacije od začetne smeri \hat{x} zavrtela za kot θ okoli osi z, tako da je pridobila še komponento v smeri $-\hat{y}$, kot je shematsko prikazano na sliki 2.4. Kot optične rotacije θ , ki ga imenujemo tudi Faradayev kot, je torej sorazmeren razliki lomnih količnikov za levo- in desnosučno polarizirano svetlobo.



Slika 2.4: Shematski prikaz Faradayeve rotacije polarizacije ob prehodu linearno polariziranega žarka skozi krožno dvolomno snov

V splošnem moramo upoštevati še, da se lahko razlikujeta tudi absorpcijska koeficienta za različni komponenti krožno polarizirane svetlobe, zaradi česar svetloba po izhodu iz snovi ni več linearno polarizirana, temveč postane do neke mere eliptična. Ta pojav imenujemo krožni dikroizem [11] in ga pogosto opišemo z uvedbo kompleksnega lomnega količnika in kompleksnega valovnega vektorja. V tem primeru sta absorpcijska koeficienta povezana z imaginarno komponento lomnih količnikov, Faradayevo rotacijo pa opišemo z razliko realnih komponent [12]. Ker so naše meritve na eliptičnost neobčutljive, je v izračunih ne upoštevamo.

2.5.1 Diamagnetna in paramagnetna rotacija

Poznamo dva različna mehanizma, zaradi katerih lahko pride do razlike lomnih količnikov in posledično do Faradayeve rotacije [13]. Na začetku se je izraz Faradayev pojav uporabljal zgolj za rotacijo polarizacije svetlobe, ki jo povzroči magnetno polje vzporedno s smerjo žarka. Za ta pojav, ki ga lahko poimenujemo diamagnetna Faradayeva rotacija, je značilno, da je kot rotacije pri majhnih poljih sorazmeren z velikostjo polja in da ima njegova odvisnost od frekvence svetlobe resonančno obliko v bližini atomskih prehodov, kot je prikazano na sliki 2.5.

Do Faradayeve rotacije v širšem smislu pa lahko pride tudi v odsotnosti zunanjega magnetnega polja, če je snov polarizirana, oziroma obstaja populacijsko neravnovesje med Zeemanovimi podnivoji, definiranimi glede na kvantizacijsko os svetlobe. Ta pojav imenujemo paramagnetna Faradayeva rotacija in velja, da kot rotacije ni odvisen od zunanjega magnetnega polja, temveč od projekcije atomskega spina na smer potovanja svetlobe. Odvisnost kota optične rotacije od frekvence svetlobe ima disperzijsko obliko okrog atomskih prehodov (slika 2.5). Za razliko od izvirnega Faradayevega pojava ta strogo gledano ne spada med magneto-optične pojave, saj se zgodi tudi v odsotnosti magnetnega polja.



frekvenca svetlobe

Slika 2.5: Primer odvisnosti kota dia- in paramagnetne Faradayeve rotacije od frekvence svetlobe v bližini atomskega prehoda. Povzeto po viru [14].

Lomni količnik in sipalni presek za absorpcijo v snovi sta povezana s Kramers-Kronigovimi relacijami; če poznamo frekvenčno odvisnost absorpcijskega sipalnega preseka, lahko izračunamo frekvenčno odvisnost lomnega količnika. Na ta način lahko razumemo razliko lomnih količnikov za desno- in levosučno krožno polarizirano svetlobo pri diamagnetnem in paramagnetnem mehanizmu. V primeru diamagnetne rotacije se zaradi Zeemanovega pojava ustvari energijski razcep med magnetnimi podnivoji, kar vodi do razlike v resonančnih frekvencah za krožno polarizirano svetlobo različnih sučnosti in do frekvenčno zamaknjenih absorpcijskih spektrov [11]. Posledično dobimo zamaknjeni frekvenčni odvisnosti lomnega količnika, kar pomeni, da je njuna razlika različna od nič in največja ravno v okolici resonančnih frekvenc, kot vidimo na sliki 2.5. Ker je Zeemanov razcep odvisen od velikosti magnetnega polja, dobimo v izrazu za kot rotacije tudi odvisnost od magnetnega polja.

2.5.2 Izračun kota paramagnetne rotacije

V primeru paramagnetne Faradayeve rotacije do razlike lomnih količnikov pride zaradi razlik v zasedenosti magnetnih podnivojev osnovnega stanja. Absorpcijski koeficienti za levo- in desnosučno krožno polarizirano svetlobo so namreč odvisni od zasedenosti stanj, iz katerih lahko črpajo. Razliko v zasedenosti lahko dosežemo denimo z optičnim črpanjem. V tem primeru absorpcijska spektra - in posledično lomna količnika - nista frekvenčno zamaknjena, temveč se razlikujeta v amplitudi. To privede do značilne disperzijske oblike v bližini resonanc, prikazane na sliki 2.5.

V tem razdelku bomo povzeli pomembnejše korake izpeljave za frekvenčno odvisnost kota paramagnetne Faradayeve rotacije, zapisane v doktorskem delu S. J. Seltzerja [15], navedli rezultat in ga prikazali grafično za parametre, ki jih uporabljamo pri naših eksperimentih. Če za začetek zanemarimo hiperfini razcep, lahko absorpcijski sipalni presek v odvisnosti od frekvence svetlobe ν v bližini prehoda s frekvenco ν_0 zapišemo kot

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c f \operatorname{Re}[\mathcal{V}(\nu - \nu_0)], \qquad (2.24)$$

kjer je $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2,28 \cdot 10^{-15}$ m klasični polmer elektrona. Oscilatorska moč f je količina, ki je povezana z verjetnostjo absorpcije za določen prehod fine strukture in jo lahko izračunamo iz življenjskega časa vzbujenega stanja [10].

Na širino absorpcijskih spektralnih črt vplivata naravna in Dopplerjeva razširitev. Naravno razširitev karakteriziramo s spektralno širino $\Gamma_L = 1/(2\pi\tau)$, kjer je τ življenjski čas vzbujenega stanja. Oblika spektralne črte je Lorentzova funkcija s širino na polovični višini (FWHM) Γ_L . Dopplerjeva razširitev ima obliko Gaussove funkcije, kjer je FWHM

$$\Gamma_G = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{M} \ln 2} \tag{2.25}$$

odvisna od temperature T in atomske mas
eM. Pravilno obliko spektralne črte dobimo kot konvolucijo Lorentzove in Gaussove por
azdelitve in jo imenujemo Voigtov profil, ki ga zapišemo v kompleksni obliki

$$\mathcal{V}(\nu - \nu_0) = \frac{2\sqrt{\ln 2/\pi}}{\Gamma_G} w \left(\frac{2\sqrt{\ln 2} \left(\nu - \nu_0 + i\Gamma_L/2\right)}{\Gamma_G}\right),\tag{2.26}$$

kjer je

$$w(x) = e^{-x^2} (1 - \operatorname{erf}(-ix)).$$
(2.27)

V izrazu za absorpcijski presek nastopa realni del Voigtovega profila.

Da lahko pravilno upoštevamo hiperfini razcep, moramo sešteti enačbo (2.24) po vseh dovoljenih prehodih $F \to F'$ z resonančnimi frekvencami $\nu_{F,F'}$ in člene obtežiti s koeficienti $A_{F,F'}$, ki jih s pomočjo Wigner-Eckartovega teorema dobimo iz matričnega elementa za dipolni prehod, tako da vzamemo faktorje, ki vsebujejo Fin F' ter jih normiramo na vsoto po vseh prehodih. Za prehoda D₁ in D₂ dobimo

$$A_{F,F'} = \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2I+1} \begin{cases} J & J' & 1\\ F' & F & I \end{cases}^2,$$
(2.28)

kjer smo z zavitimi oklepaji označili Wignerjev simbol 6*j* in velja $\sum_{F,F'} A_{F,F'} = 1$. Sipalni presek je torej

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c f \sum_{F, F'} A_{F, F'} \operatorname{Re}[\mathcal{V}(\nu - \nu_{F, F'})].$$
(2.29)

S pomočjo Kramers-Kronigovih relacij lahko zapišemo lomni količnik kot

$$n(\nu) = 1 + \left(\frac{nc}{4\pi\nu}\right) \frac{1}{\pi} \mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma(\nu')}{\nu' - \nu} \,\mathrm{d}\nu', \qquad (2.30)$$

kjer n označuje številsko gostoto atomske pare, \mathcal{P} pa Cauchyjevo glavno vrednost integrala.

V nadaljevanju izpeljave upoštevamo še vpliv populacij magnetnih podnivojev osnovnega stanja na absorpcijski koeficient in prek tega na lomni količnik. Ker ne želimo, da je rezultat odvisen od 2F + 1 spremenljivk, uvedemo atomsko polarizacijo P kot parameter, s katerim aproksimiramo populacije $\rho(F, m_F)$ v atomskem ansamblu po porazdelitvi, analogni Boltzmannovi, tako da velja

$$\rho(F, m_F) \propto e^{\beta m_F}, \qquad \beta = \ln\left(\frac{1+P}{1-P}\right),$$
(2.31)

sorazmernostni koeficient pa dobimo z normalizacijo $\sum_{F,m_F} \rho(F, m_F) = 1$. Hitro se lahko prepričamo, da polarizacija P = -1 pomeni, da so vsi atomi v stanju $m_F = -F$, torej velja $\rho(F, -F) = 1$ in $\rho(F, m_F \neq -F) = 0$, pri polarizaciji P = 0 so vsa stanja enako zasedena, v primeru P = 1 pa imamo vse atome v stanju $m_F = F$.

Poleg populacij magnetnih podnivojev moramo pri relativni uteži prehodov $F \rightarrow F'$ upoštevati še koeficiente $A_{F,F'}$ in dejstvo, da se lahko svetloba propagira pod kotom glede na smer atomske polarizacije, zato v končnem rezultatu nastopa tudi P_z , projekcija polarizacije na os z, ki si jo izberemo za smer propagacije svetlobe. Relativna utež je $B_{F,F'}P_z$, kjer velja

$$B_{F,F'} \propto A_{F,F'} \sum_{m_F} e^{\beta m_F} \left[\begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_F + 1 & -1 & -m_F \end{pmatrix}^2 - \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ m_F - 1 & 1 & -m_F \end{pmatrix}^2 \right]$$
(2.32)

in normalizacija $\sum_{F,F'} B_{F,F'} = 1$. Z okroglimi oklepaji smo označili Wignerjev simbol 3*j*. Končni rezultat za kot paramagnetne Faradayeve rotacije, ki ga dobimo s pomočjo enačbe (2.23), je

$$\theta = -\frac{\pi}{2} lnr_e cf P_z \sum_{F,F'} B_{F,F'} \operatorname{Im}[\mathcal{V}(\nu - \nu_{F,F'})].$$
(2.33)

Rezultat za izračun kota optične rotacije v bližini cezijevega prehoda D₂, za katerega velja f = 0.72 in $\tau = 30.4$ ns, je prikazan na slikah 2.6 in 2.7. Izračun naredimo za celico s cezijevimi parami, ki je dolga l = 0.028 m in je v njej pri T = 23.5 °C parni tlak $p = 1.7 \cdot 10^{-4}$ Pa, od kođer z uporabo splošne plinske enačbe izračunamo številsko gostoto $n = 4.2 \cdot 10^{10}$ cm⁻³. Atomska masa cezija je $M = 2.207 \cdot 10^{-25}$ kg. Predpostavimo, da velja $P_z = P$, torej da so spini orientirani vzdolž opazovalnega žarka in je projekcija polarizacije na smer žarka kar enaka celotni polarizaciji.

Koti Faradayeve rotacije so največji pri frekvencah, ki so od frekvence atomskega prehoda oddaljene približno $\Gamma_G/2$, pri večjih frekvenčnih odmikih pa se koti hitro zmanjšajo. Če želimo opazovati precesijo atomov, torej potrebujemo opazovalni žarek s frekvenco, ki je relativno blizu frekvenci prehoda iz osnovnega v vzbujeno stanje. Po drugi strani se želimo čim bolj izogniti absorpciji, kar dosežemo s frekvenčnim odmikom od prehoda. Za eksperimente je potrebno poiskati čim boljši kompromis med tema dvema učinkoma.

Na grafih je zanimivo, da je disperzijska oblika centrirana na prehodih $F = 4 \rightarrow$ F' = 5 in $F = 3 \rightarrow F' = 2$, čeprav ima vsako osnovno stanje tri možne prehode v vzbujena stanja, ki so za F = 4 označeni na sliki 2.7. Če ponovimo izračune pri nizki temperaturi, kjer je Dopplerjeva razširitev majhna, dobimo mnogo ožje disperzijske krivulje okoli vsakega prehoda. Pri prehodih $F = 4 \rightarrow F' = 5$ in $F = 3 \rightarrow F' = 2$ so vrhovi disperzijske krivulje najvišji in zato pri visokih temperaturah prevladajo, vplivi ostalih prehodov pa so odgovorni za nesimetrično obliko.

Kot vidimo na slikah 2.1 in 2.6, imata osnovni hiperfini stanji F = 3 in F = 4 precej večji razcep kot vzbujena hiperfina stanja F', kar pomeni, da lahko z izbiro



Slika 2.6: Odvisnost kota Faradayeve rotacije od frekvence svetlobe v cezijevi pari pri sobni temperaturi za različne polarizacije P. Prikazan je frekvenčni odmik od prehoda D_2 v fini strukturi (slika 2.1).



Slika 2.7: Podrobnejša odvisnost kota Faradayeve rotacije od frekvenčnega odmika od prehoda $F = 4 \rightarrow F' = 5$ v hiperfini strukturi. Prikazana je širina Dopplerjeve razširitve prehoda na polovični višini, ki pri sobni temperaturi znaša 376 MHz. Označena sta tudi frekvenčna odmika prehodov $F = 4 \rightarrow F' = 4$ in $F = 4 \rightarrow F' = 3$.

frekvence opazovalnega žarka določimo, katerega od osnovnih hiperfinih stanj bomo opazovali. Pri sobni temperaturi je njun energijski razcep tako majhen v primerjavi s termično energijo, da je zasedenost obeh stanj praktično enaka. To pomeni, da moramo za povečanje signala spraviti čim več atomov v enega izmed hiperfinih stanj.

Poglavje 3

Optična atomska magnetometrija

Optični atomski magnetometer je naprava za merjenje magnetnih polj s pomočjo interakcije med svetlobo in snovjo v atomski pari. V prisotnosti zunanjega magnetnega polja so atomski spini podvrženi Larmorjevi precesiji, ki jo lahko merimo s pomočjo paramagnetnega Faradayevega pojava in iz njene frekvence določimo amplitudo magnetnega polja. Prvi je tovrstno meritev predlagal H. G. Dehmelt leta 1957 [16], idejo pa sta še istega leta eksperimentalno potrdila W. E. Bell in A. L. Bloom [17]. Vendar so šele kasnejši tehnološki dosežki, predvsem izum laserja, omogočili razvoj preciznih senzorjev, ki temeljijo na tem principu. Občutljivost atomskih magnetometrov dandanes dosega in v nekaterih primerih celo presega občutljivost nizkotemperaturnih superprevodnih kvantnih interferenčnih naprav (SQUID-ov), ki so desetletja dominirale na področju visokoobčutljive magnetometrije. Še en pomemben tehnološki napredek na tem področju se je zgodil na področju izdelave steklenih celic z atomskimi parami visoke gostote in dolgih relaksacijskih časov [18].

Dandanes se optični magnetometri uporabljajo za najrazličnejše namene: merjenje geomagnetnih polj in njihovih anomalij, magnetnih polj v vesolju, detekcijo signalov jedrske magnetne resonance v nizkih poljih in signalov jedrske kvadrupolne resonance. Aktivne so tudi raziskave uporabe optičnih magnetometrov za aplikacije, za katere so bili do nedavnega dovolj natančni le senzorji SQUID, denimo za magnetokardiografijo [19] in magnetoencefalografijo [20] v medicini. Glavne prednosti optičnih magnetometrov so merjenje pri sobni temperaturi, kar odpravi potrebo po dragem hlajenju, merjenje absolutne vrednosti magnetnega polja brez kalibracije ter dobre možnosti za miniaturizacijo in razvoj prenosnih senzorjev.

V tem poglavju opišemo delovanje optičnega magnetometra in postavitev magnetometra na vroče cezijeve pare v Laboratoriju za hladne atome. Pri tem predstavimo režime delovanja, karakterizacijo optičnega črpanja in Faradayeve rotacije, določanje občutljivosti magnetometra in meritev radiofrekvenčnega šuma ozadja.

3.1 Osnovni principi delovanja magnetometra

Delovanje optičnega magnetometra temelji na interakciji svetlobe z atomsko paro v zunanjem magnetnem polju. V atomih z optičnim črpanjem ustvarimo spinsko stanje z veliko magnetizacijo, ki v magnetnem polju z gostoto B precedira okrog smeri polja s krožno frekvenco

$$\omega_0 = \gamma B,\tag{3.1}$$

kar imenujemo Larmorjeva precesija (enačba (2.14)). Precesija spinskega stanja spremeni optične lastnosti snovi, ki jih lahko detektiramo z opazovalnim laserskim žarkom. Zaradi Faradayevega efekta namreč tudi smer polarizacije linearno polariziranega žarka, ki sveti skozi snov, oscilira z Larmorjevo frekvenco. Meritev te frekvence nam omogoča zanesljivo določitev velikosti magnetnega polja.



Slika 3.1: Osnovna shema optičnega magnetometra s cezijevimi atomi. ω_0 je Larmorjeva frekvenca, θ_0 pa amplituda Faradayevega kota.

Osnovna eksperimentalna postavitev vsebuje celico z atomsko paro, krožno polariziran črpalni laserski žarek in linearno polariziran opazovalni žarek ter detekcijski sistem za polarizacijo opazovalnega žarka. V najpreprostejši shemi eksperimenta, prikazani na sliki 3.1, so opazovalni žarek, črpalni žarek in magnetno polje pravokotni med sabo. V klasični sliki bi rekli, da črpalni žarek obrne atomske magnetne momente v horizontalno ravnino, v kateri začnejo koherentno precedirati okoli smeri magnetnega polja s frekvenco ω_0 . Posledično tudi kot polarizacije opazovalnega žarka oscilira s frekvenco ω_0 in amplitudo θ_0 .

3.1.1 Kvantni opis optičnega črpanja in Larmorjeve precesije

Kot smo pokazali v razdelku 2.3, se Larmorjeva precesija atomske magnetizacije pojavi le v primeru, ko imamo že na začetku od nič različno komponento magnetizacije v transverzalni ravnini, torej ko velja $M_x(0) \neq 0$. Iz enačb (2.11) in (2.1) pa lahko zapišemo

$$\boldsymbol{M} = \frac{\gamma}{V} \sum_{i} \boldsymbol{F}_{i}, \qquad (3.2)$$

torej je magnetizacija sorazmerna vsoti atomskih spinov. Za sprožitev Larmorjeve precesije tako potrebujemo visoko spinsko orientacijo v ravnini, pravokotni na smer magnetnega polja. V atomskem plinu pri sobni temperaturi lahko to najlažje dosežemo z optičnim črpanjem, ki smo ga opisali v razdelku 2.4. Iz klasične slike je očitno, da potrebujemo črpalni žarek, ki je pravokoten na smer polja, kvantna pa je nekoliko bolj zapletena, saj moramo upoštevati, da za opis optičnega črpanja in Zeemanovega razcepa uporabimo dve različni kvantizacijski osi za definicijo magnetnih podnivojev m_F . Kot vidimo na sliki 3.1, sta magnetno polje in črpalni žarek namreč pravokotna. Za boljše razumevanje opišemo poenostavljen model magnetometra, povzet po [21].

Predpostavimo, da imamo dvonivojski atom z F = 1/2 v osnovnem stanju in F' = 1/2 v vzbujenem stanju, tako da ima vsako stanje le dve magnetni podstanji, $m_F = -1/2$ in 1/2, ki ju glede na izbiro kvantizacijske osi j označimo z $|-\rangle_j$ in $|+\rangle_j$. Črpalni žarek v smeri x (slika 3.1) je desnosučno krožno polariziran, torej prek prehoda σ^+ prenese atome v podstanje $|+\rangle_x$, od koder jih nato ne more več vzbuditi. Predpostavimo, da se podstanje $|-\rangle_x$ popolnoma izprazni. S tem so spini maksimalno orientirani v smeri x.

V zunanjem magnetnem polju z velikostjo B_z v smeri z pride do Zeemanovega razcepa energij podstanj $|+\rangle_z$ in $|-\rangle_z$. Enačba (2.15) nam pove, da se stanju $|+\rangle_z$ energija spremeni za $-\hbar\omega_0/2$, stanju $|-\rangle_z$ pa za $\hbar\omega_0/2$. Ker nas zanima, kako se začetno stanje $|\psi(0)\rangle = |+\rangle_x$ razvija v magnetnem polju, ga najprej s pomočjo ustreznih rotacijskih matrik [12] zapišemo v bazi stanj, definiranih glede na os z:

$$|+\rangle_x = \frac{|+\rangle_z + |-\rangle_z}{\sqrt{2}}.$$
(3.3)

Časovno odvisnost atomskega stanja dobimo tako, da na začetno stanje $|\psi(0)\rangle$ delujemo z operatorjem časovnega razvoja $e^{-iHt/\hbar}$ in dobimo

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\omega_0 t/2} \left| + \right\rangle_z + e^{-i\omega_0 t/2} \left| - \right\rangle_z \right). \tag{3.4}$$

Sedaj lahko izračunamo, kakšna je verjetnost, da bomo ob izbranem času t atom našli v enem izmed stanj, definiranih glede na x ali y os. Če si izberemo kar začetno stanje $|+\rangle_x$, izračunamo verjetnost

$$|\langle \psi(t)| + \rangle_x|^2 = \cos^2(\omega_0 t/2) = \frac{1}{2}(1 + \cos(\omega_0 t)),$$
 (3.5)

ki periodično oscilira z Larmorjevo frekvenco med 0 in 1. Dobili smo kvantnomehanski opis Larmorjeve precesije atomov s spinom 1/2 v magnetnem polju.

3.1.2 Opazovalni žarek

V razdelku 2.5.2 smo se prepričali, da je kot Faradayeve rotacije sorazmeren komponenti magnetizacije vzdolž smeri potovanja žarka. Magnetizacija precesira z Larmorjevo frekvenco ω_0 v ravnini, pravokotni na smer magnetnega polja. Če tudi opazovalni žarek potuje v tej ravnini, smer njegove polarizacije posledično oscilira skupaj s to komponento kot

$$\theta = \theta_0 \sin(\omega_0 t). \tag{3.6}$$

Uvedli smo amplitudo Faradayevega kota θ_0 oziroma maksimalno rotacijo polarizacije, ki jo dobimo, kadar ima magnetizacija smer potovanja svetlobe ali njej nasprotno smer. To je seveda kot, ki smo ga narisali na slikah 2.6 in 2.7. Čeprav smo na njih videli, da je kot rotacije največji v bližini atomskih prehodov, je opazovalni žarek običajno šibek in frekvenčno dokaj odmaknjen od prehodov, da preprečimo absorpcijo in nelinearne pojave.

3.1.3 Režimi delovanja

Do te točke smo že pojasnili vse mehanizme delovanja magnetometra, z izjemo tega, kako dosežemo koherentno precesijo, kar je ključno za uporabo naprave. Če namreč spini ne precedirajo koherentno oziroma s skupno fazo, se magnetizacija izpovpreči v nič in ne moremo zaznati optične rotacije. V razdelku 3.1.1 smo zelo poenostavljeno predpostavili, da se magnetno polje prižge šele takrat, ko je začetno stanje atomov že pripravljeno z optičnim črpanjem. V praksi je izničenje magnetnih polj med optičnim črpanjem zelo težko in neučinkovito.

Ko prižgemo črpalni žarek, se majhen delež atomov orientira vzdolž njegove smeri in zaradi njihove precesije dobimo signal, vendar je majhen in izgine v karakterističnem času T_2 , ko spini izgubijo svojo fazno povezavo. Za opazovanje dolgožive koherentne precesije z velikimi signali Faradayeve rotacije moramo na atome delovati z modulacijo s frekvenco ω . Ko se ω približuje ω_0 , pričakujemo resonančno obnašanje signala. Različne izvedbe magnetometrov se razlikujejo po viru modulacije in tudi po smeri merjenega magnetnega polja glede na smer črpalnega žarka.

Signal proste precesije

Brez resonančne modulacije lahko magnetometer uporabimo za opazovanje signala proste precesije. V tem primeru se magnetizacija ustvari z enim pulzom črpalnega žarka, po katerem se sistem razvija v skladu z enačbo (2.17), prikazano na sliki 2.2. Primer takšnega signala si lahko ogledamo na levi strani slike 3.2. Pojemanje signala karakterizira transverzalni relaksacijski čas T_2 .



Slika 3.2: Primer izmerjenega signala proste precesije (levo) in signala Bell-Bloomovega magnetometra (desno, oba rumena). Z modro so označeni pulzi črpalnega žarka.

Signal proste precesije je uporaben pri izničevanju magnetnega polja ozadja in njegovih gradientov. Če nastavljamo polje, za katerega želimo, da v eni izmed smeri izniči magnetno polje ozadja, izberemo vrednost, pri kateri ima signal proste precesije najmanjšo frekvenco. Če želimo izničiti gradiente, pa polje nastavimo tako, da je signal proste precesije najdaljši oziroma najpočasneje pojema. Kot pojasnimo v razdelku 3.1.4, namreč gradienti magnetnega polja krajšajo relaksacijski čas T_2 .

Bell-Bloomov magnetometer

V Bell-Bloomovi konfiguraciji magnetometra so magnetno polje, črpalni in opazovalni žarek vsi pravokotni drug na drugega, kot je prikazano na sliki 3.1. Za ustvarjanje koherentne precesije uporabimo optično modulacijo črpalnega žarka, in sicer sta mogoči amplitudna ali frekvenčna modulacija. Če se frekvenca modulacije ujema z Larmorjevo frekvenco, to pomeni, da je laser za kratek čas prižgan (ali premaknjen na resonančno frekvenco) po vsakem obhodu magnetizacije okrog smeri magnetnega polja, s čimer orientira dodatne spine in ponastavi njihove faze. Primer signala Bell-Bloomovega magnetometra z resonančno amplitudno modulacijo črpalnega žarka je prikazan desno na sliki 3.2. Po začetku pulzne modulacije signal potrebuje več ciklov, da se ojači do končne velikosti, kot lahko vidimo na sliki 3.3.



Slika 3.3: Začetna rast amplitude signala Bell-Bloomovega magnetometra in njeno nasičenje

Za izračun odziva magnetometra v Bell-Bloomovi konfiguraciji rešujemo Blochove enačbe z dodanimi členi, ki opisujejo optično črpanje in relaksacijo [15]. Komponenta magnetizacije, ki je vzporedna opazovalnemu žarku (M_y) , je sorazmerna Faradayevemu kotu in s tem signalu magnetometra. Njeno frekvenčno odvisnost zapišemo kot

$$M_y = A \frac{T_2 \sin(\omega t) + T_2^2 (\omega - \omega_0) \cos(\omega t)}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2},$$
(3.7)

kjer smo za poenostavitev izračuna predpostavili, da je ω frekvenca modulacije moči črpalnega žarka, ki je sinusne oblike in ne pulzna. Predfaktor A zajema verjetnosti za prehod na časovno enoto za optično črpanje in relaksacijo. Oblika resonančne krivulje je Lorentzova, centrirana na Larmorjevi frekvenci s spektralno polovično širino na polovični višini (HWHM) $\Delta \omega = 1/T_2$. Kot je prikazano na sliki 3.4, ima komponenta signala, ki je v fazi z modulacijo, disperzijsko obliko, torej prečka ničlo v resonanci. Druga komponenta, ki je fazno premaknjena 90° glede na prvo, ima absorpcijsko obliko, kar pomeni, da je njen vrh v resonanci. To je posledica dejstva, da sta opazovalni in črpalni žarek pravokotna. Takoj po pulzu črpalnega žarka, ki služi kot referenca za fazo, je magnetizacija orientirana pravokotno na opazovalni žarek in je signal nič. Signal je maksimalen četrtino precesijske periode za črpalnim pulzom, kar daje absorpcijsko obliko komponenti, ki je $\pi/2$ iz faze. Omenimo lahko, da je modulacija črpalnega žarka s pulzi sicer boljša od modulacije sinusne oblike, ki smo jo uporabili za izračun zgornjega rezultata.

Radiofrekvenčni magnetometer

Pri radiofrekvenčnem (RF) magnetometru kot izvor resonančne modulacije atomov uporabimo RF magnetno polje. V tej konfiguraciji potrebujemo statično zunanje magnetno polje, ki je vzporedno črpalnemu žarku s konstantno intenziteto. Dodatno oscilirajoče RF magnetno polje ustvarimo z majhno tuljavico v bližini celice z



Slika 3.4: Grafični prikaz enačb (3.7) (levo) in (3.8) (desno), kjer smo vzeli $T_1 = 3T_2$. Za odziv magnetometra v fazi z vzbujanjem postavimo $\omega t = 0$, za odziv $\pi/2$ iz faze pa $\omega t = \pi/2$.

atomsko paro, tako da je pravokotno tako na opazovalni kot na črpalni žarek. Izkaže se [15], da tudi takšna modulacija povzroči koherentno precesijo magnetizacije, ko je frekvenca RF polja blizu Larmorjevi frekvenci.

Podobno kot v Bell-Bloomovem magnetometru tudi v tem primeru izračunamo komponento magnetizacije vzdolž opazovalnega žarka M_y . Če RF magnetno polje sinusno moduliramo s frekvenco ω in amplitudo magnetnega polja B', je rezultat [15]

$$M_y = A' \gamma B' \frac{T_2 \cos(\omega t) + T_2^2 (\omega - \omega_0) \sin(\omega t)}{1 + T_1 T_2 (\gamma B'/2)^2 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2}.$$
(3.8)

Tudi v tem primeru faktor A' vsebuje kombinacijo verjetnosti za prehod na časovno enoto za optično črpanje in relaksacijo. V tem izrazu sta člena s sinusom in kosinusom zamenjana v primerjavi z izrazom (3.7), zato ima komponenta signala v fazi z modulacijo absorpcijsko obliko, medtem ko ima komponenta 90° iz faze disperzijsko obliko. Pomembno je tudi, da je signal sorazmeren z velikostjo RF magnetnega polja B', medtem ko je spektralna širina Lorentzove krivulje

$$\Delta \omega = \frac{1}{T_2} \sqrt{1 + T_1 T_2 \left(\gamma B'/2\right)^2}.$$
(3.9)

Od tod vidimo, da nam večje polje B' sicer poveča signal, a tudi razširi resonančno črto, kar omejuje natančnost meritve. Zamenjani komponenti v fazi in $\pi/2$ iz faze ter razširitev zaradi magnetnega polja tuljave so prikazani na sliki 3.4.

3.1.4 Spinska relaksacija in občutljivost magnetometra

Za izboljšanje občutljivosti magnetometra je zelo pomembna čim manjša spektralna širina resonančnih krivulj, ki je posledica dolgih življenjskih časov magnetizacije [15]. Da jih dosežemo, je potrebno preprečiti procese spinske relaksacije, ki uničujejo orientacijo spinov in povzročajo izgubo fazne povezave med precedirajočimi spini. Obstaja več mehanizmov spinske relaksacije, ki vplivajo na karakteristična življenjska časa longitudinalne in transverzalne komponente magnetizacije T_1 in T_2 .

Procesi, ki uničujejo orientacijo spinov, krajšajo tako longitudinalni življenjski čas T_1 kot tudi transverzalni življenjski čas T_2 . Eni od takšnih so medsebojni trki

atomov plina, pri katerih se skupni spin ne ohranja¹ (uničevalni trki), in trki s stenami celice, po katerih je atomski spin povsem naključen. Ker so atomi pri sobni temperaturi hitri in pogosto trkajo s stenami celice, to povzroči hitro relaksacijo. Temu se lahko izognemo z uporabo protirelaksacijskih premazov za površine celice, ki atomom preprečijo interakcijo s steklom. Protirelaksacijski premazi so narejeni iz molekul, ki močno zmanjšajo čas vezave atomov na površino po trku, poleg tega pa med njimi ni velikih lokalnih elektromagnetnih polj, ki v steklu spremenijo orientacijo spina. Pomaga tudi nizka gostota atomske pare, ki zmanjša število trkov med atomi.

Naslednji mehanizem, ki krajša življenjski čas T_1 , je absorpcija fotonov črpalnega in opazovalnega žarka, ki vzbudi atome iz stanj, v katerih bi jih sicer detektirali. Prispevek opazovalnega žarka zmanjšamo tako, da povečamo frekvenčni odmik od atomskega prehoda in uporabimo šibkejši žarek, čeprav nam to zmanjša signal optične rotacije. Prispevek črpalnega žarka lahko zmanjšamo z uporabo posrednega optičnega črpanja, ki je opisan v razdelku 3.2.2.

Vsi mehanizmi, ki vplivajo na T_1 , vplivajo tudi na T_2 , hkrati pa T_2 dodatno krajšajo tudi mehanizmi, ki povzročajo izgubo fazne povezave med precedirajočimi atomi. Tu so pomembni gradienti magnetnega polja, zaradi katerih spini v različnih delih celice precedirajo z rahlo različnimi frekvencami, kar sčasoma privede do izgube fazne povezave in izničenje magnetizacije v transverzalni ravnini. To lahko izboljšamo z uporabo manjših celic, z boljšimi magnetnimi ščiti, uporabo čim bolj homogenih Helmholtzovih tuljav in dodatno uporabo anti-Helmholtzove konfiguracije tuljav, ki omogoča izničenje gradientov v magnetnem polju ozadja.

Še en zelo pomemben mehanizem, ki vpliva na T_2 , so medsebojni trki atomov, pri katerih se skupni spin ohranja. Tako imenovani izmenjalni trki so v parah alkalijskih atomov precej bolj verjetni od uničevalnih in pogosto predstavljajo dominanten prispevek k spinski relaksaciji [18]. Ob trku dveh atomov se njun skupni spin ohrani, posamezna spina pa se lahko zavrtita. To lahko vodi do spremembe hiperfinega stanja atomov med F = 4 in F = 3 in do spremenjenih m_F stanj. Ker imata hiperfina nivoja osnovnega stanja različno smer precesije (enačba (2.7)), njuno mešanje pomeni izgubo fazne povezave. Ena strategija za zmanjšanje tovrstnih trkov je uporaba redkejše atomske pare, druga pa temelji na črpanju atomov v maksimalno iztegnjena stanja [22]. Če trčita dva atoma v takšnih stanjih, do izmenjave spina namreč ne more priti.

3.2 Izvedba magnetometra na vroče cezijeve pare in meritve

V Laboratoriju za hladne atome Odseka za fiziko trdne snovi na Institutu Jožef Stefan razvijamo magnetometer na vroče cezijeve pare od leta 2017. Eksperiment je postavljen na optični mizi in je obdan s tremi plastmi magnetnega ščita iz mukovine (angl. *mu-metal*), zlitine niklja in železa z visoko magnetno permeabilnostjo, ki zmanjša magnetno polje ozadja v notranjosti za več redov velikosti. Magnetni ščiti, prikazani na sliki 3.5, so oblikovani kot plašč valja z luknjami za kable in laserske žarke s pokrovoma na vsaki strani. Višina valja je 80 cm, premer njegove

 $^{^{1}}$ Razlika med skupnim spinom pred in po trku se pretvori v vrtilno količino para atomov, ki je povezana z njunim medsebojnim gibanjem.

osnovne ploskve pa $60\,{\rm cm}$. Medtem ko je zemeljsko magnetno polje v Ljubljani okoli $50\,\mu{\rm T},$ se statično magnetno polje v notranjosti naših magnetnih ščitov zmanjša na $160\,{\rm nT}.$



Slika 3.5: Eksperimentalna postavitev magnetometra v Laboratoriju za hladne atome. PBS (angl. *polarizing beam splitter*) je polarizator v obliki prizme, ki loči žarka z navpično in vodoravno polarizacijo.

Na sredini magnetometra je sferična steklena celica z notranjim premerom 28 mm in protirelaksacijskim premazom iz parafina na notranjih stenah. Celica vsebuje okrog 4 mg cezija v stranski cevki. Postavljena je na sredino treh parov kvadratnih tuljav v Helmholtzovi konfiguraciji, katerih stranice merijo 28,5 cm, 30 cm in 31,5 cm ter imajo 30, 27 in 30 ovojev. Vsako tuljavo poganjamo s tokom do 480 mA, ki na mestu celice ustvari polje okoli $1 \text{ G} = 100 \,\mu\text{T}$. Nad celico je postavljena majhna okrogla tuljava z osmimi ovoji in premerom 4 cm, namenjena generiranju radiofrekvenčnih polj v vertikalni smeri.

Opazovalni in črpalni žarek izhajata iz diodnih laserjev z valovno dolžino 852 nm, ki ustreza prehodu D₂ v ceziju. Za opazovalni žarek uporabljamo laser Toptica TA pro, njegovo točno frekvenco pa dosežemo z zaklepanjem na hiperfini atomski prehod $F = 4 \rightarrow F' = 5$ z modulacijsko prenosno spektroskopijo [23]. Črpalni žarek izhaja iz laserja Toptica DL 100 in je zaklenjen na sredino med prehoda $F = 3 \rightarrow F' = 3$ in $F = 3 \rightarrow F' = 4$ z modulom za saturacijsko absorpcijsko spektroskopijo [24] Toptica CoSy. Obe spektroskopiji omogočata zaklepanje na signale prehodov, mnogo ožjih od Dopplerjeve razširitve.

Frekvenco laserjev lahko dodatno spreminjamo z akusto-optičnimi modulatorji (AOM), ki omogočajo tudi modulacijo amplitude žarka. Tako na črpalnem kot na opazovalnem žarku imamo postavljeno konfiguracijo, v kateri se laserski žarek po prvem prehodu AOM-a odbije nazaj in ga prečka še enkrat. Na ta način dobimo dvojni frekvenčni premik, položaj žarka pa se po drugem prehodu ne spreminja ob spreminjanju frekvenčnega premika, kar nam omogoča, da svetlobo peljemo v

optično vlakno.

Kot je prikazano na sliki 3.6, za črpalni žarek znižamo frekvenco laserja za 252 MHz, tako da ustreza hiperfinemu prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Za opazovalni žarek frekvenco laserja zvišamo, s čimer se odmaknemo od hiperfinega prehoda $F = 4 \rightarrow F' = 5$ za frekvenco, ki je tipično med 200 in 300 MHz. Razlogi za izbiro prehoda za črpalni žarek so pojasnjeni v razdelku 3.2.2, za opazovalni žarek pa je pomembno le, da izberemo prehod, ki je na robu frekvenčnega območja prehodov $F = 4 \rightarrow F'$, tako da se lahko odmaknemo od vseh.



Slika 3.6: Shema hiperfinega razcepa prehoda D_2 v ceziju z označenim črpalnim in opazovalnim žarkom

Oba AOM-a ter Helmholtzove tuljave krmilimo s kartico NI 9264 z analognimi izhodi, ki jo upravljamo s programom v LabVIEW-u. Z njim nastavljamo napetosti na napajalniku tuljav, s čimer določimo tok, pa tudi napetosti, ki določajo amplitudo in frekvenčni zamik žarka, ki prečka AOM. Poleg konstantnih napetosti lahko nastavljamo tudi skeniranje po izbranem območju vrednosti. Za generiranje periodičnih signalov, denimo za napajanje RF tuljave ali modulacijo amplitude črpalnega žarka, pa uporabljamo funkcijski generator Siglent SDG1010.

Oba žarka pripeljemo do magnetometra z optičnimi vlakni. Po izhodu iz vlakna prečistimo polarizacijo svetlobe tako, da jo pošljemo čez prizmo, ki prepušča le vodoravno polarizacijo (*polarizing beam splitter* oz. PBS), pred njo pa postavimo ploščico $\lambda/2$, ki prepreči, da bi pri tem izgubili veliko svetlobe. Nato črpalni žarek pošljemo še čez ploščico $\lambda/4$, ki je nastavljena tako, da ustvari desnosučno krožno polarizacijo, in čez dve leči, s katerima ga razširimo, tako da osvetli večji del celice. Oba žarka nato potujeta skozi celico. Premer črpalnega žarka je okoli 2,5 cm, premer opazovalnega žarka pa okoli 2 mm.

3.2.1 Optični polarimeter

Za natančno merjenje magnetnega polja moramo znati zanesljivo meriti majhne spremembe v kotu polarizacije svetlobe. Po izhodu iz ščitov opazovalni žarek usmerimo na novo ploščico $\lambda/2$, s katero polarizacijo zavrtimo za kot 45° glede na vodoravno ravnino. Zatem se svetloba na prizmi PBS razdeli na dva dela, enega z vodoravno in drugega z navpično polarizacijo, pri čemer sta intenziteti obeh komponent enaki, če v celici ni prišlo do optične rotacije. Vsako komponento usmerimo na eno izmed fotodiod v diferencialnem fotodiodnem ojačevalniku, ki nam služi kot polarimeter. Ta analogno odšteje napetosti na izhodu obeh fotodiod in pošlje signal na osciloskop ter prek zvočne kartice na računalnik.

Napetosti na fotodiodah U_1 in U_2 sta sorazmerni intenziteti svetlobe. Če je kot optične rotacije θ in predpostavimo, da ima linearno polarizirana svetloba po prehodu zadnje ploščice $\lambda/2$ smer polarizacije $\pi/4 + \theta$, lahko napetosti na fotodiodah po prehodu skozi PBS zapišemo kot $U_1 = U_0 \sin^2(\pi/4 + \theta)$ in $U_2 = U_0 \cos^2(\pi/4 + \theta)$, kjer je U_0 napetost na fotodiodi, ki bi jo povzročil celoten žarek. Razlika, ki predstavlja signal polarimetra, je

$$U = U_1 - U_2 = U_0 \sin(2\theta) \approx 2 U_0 \theta,$$
 (3.10)

kjer smo predpostavili, da je kot Faradayeve rotacije majhen, kar pogosto drži. Kot optične rotacije opazovalnega žarka θ se s časom spreminja kot v enačbi (3.6), zato lahko rezultat prepišemo v

$$U \approx 2 U_0 \theta_0 \sin(\omega_0 t). \tag{3.11}$$

Vidimo torej, da je signal sorazmeren kotu rotacije. Če poznamo U_0 , lahko izračunamo največji kot rotacije θ_0 iz amplitude oscilirajočega signala, Larmorjevo frekvenco ω_0 pa običajno določimo s pomočjo Fourierove transformacije. Signal bi lahko sicer zaznali tudi z le eno fotodiodo, vendar ima polarimeter, ki odšteva dve komponenti, znatno manjši šum, ojača signal za faktor 2 in je neobčutljiv na nihanje intenzitete laserja.

3.2.2 Posredno optično črpanje

Cezijevi atomi v osnovnem stanju so lahko bodisi v hiperfinem stanju z F = 3 ali z F = 4. Kot smo izračunali z enačbo (2.7), imata hiperfini stanji nasprotno predznačeni giromagnetni razmerji, kar pomeni, da precedirata v nasprotnih smereh. Tega si v eksperimentu ne želimo, saj gre za dodaten vir dekoherence precesije. Enega izmed hiperfinih stanj je potrebno izprazniti, kar se običajno doseže z dodatnim črpalnim laserjem, vendar pa obstaja tudi preprostejši način, ki uporablja le en črpalni žarek in je opisan v članku Chalupczak *in dr.* iz leta 2012 [22].

Opisana shema črpanja, ki jo uporabljamo tudi pri našem eksperimentu, vsebuje črpalni laser na hiperfinem prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 2$, kot je prikazano na sliki 3.6. Iz vzbujenega stanja se atomi vrnejo v osnovno stanje F = 3, saj je prehod v F = 4 prepovedan, pri čemer se po večjem številu črpalnih ciklov atomi naberejo v iztegnjenem stanju z $m_F = 3$. Kot posledica izmenjalnih trkov, opisanih v razdelku 3.1.4, se posredno ustvari visoka orientacija tudi v stanju F = 4. Izmenjalni trki namreč efektivno prerazporedijo vrtilno količino med obe osnovni stanji.

Takšna alternativna shema optičnega črpanja ima kar nekaj prednosti. Predvsem je črpanje posredno in nam črpalni žarek ne razširi resonančnih krivulj, saj zaznavamo atome v stanju F = 4, medtem ko jih črpalni žarek vzbuja iz F = 3. Ob tem pa nam takšen črpalni žarek lahko tudi izprazni stanje F = 3, če ima dovolj veliko moč, tako da nam ni potrebno uporabljati dodatnega žarka. To je posledica tega, da je Dopplerjeva razširitev absorpcijskih črt pri sobni temperaturi primerljiva s frekvenčnim razmikom med sosednjimi F' nivoji, zato črpalni žarek vzbudi tudi manjši delež prehodov $F = 3 \rightarrow F' = 3$ in $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Ta delež postane znaten pri višjih močeh žarka. Iz teh vzbujenih stanj lahko atomi padejo v osnovno stanje z F = 4, od koder jih črpalni žarek ne more več vzbuditi. V stanje F = 3jih lahko spravijo izmenjalni trki, pred katerimi so varni le atomi v maksimalno iztegnjenem stanju, z $m_F = 4$. Stanje F = 4, $m_F = 4$ je torej za daljši čas zaščiteno pred relaksacijo prek obeh mehanizmov, kar je idealno za detekcijo signala. Ko se v tem stanju nabere večina atomov, je stanje F = 3 izpraznjeno. Razlog, da ne uporabljamo kar žarka na prehodu $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ali $F = 3 \rightarrow F' = 4$, je sledeč: želimo, da gredo atomi v povprečju čez nekaj ciklov optičnega črpanja v stanju F = 3, preden gredo prek enega manj verjetnih prehodov v F = 4, zato da imajo takrat čim višjo orientacijo.



frekvenčni odmik opazovalnega žarka od prehoda F=4→F'=5 [MHz]

Slika 3.7: Prepuščena intenziteta opazovalnega žarka skozi celico z ugasnjenim (rdeča) ali prižganim (vijolična) črpalnim žarkom. S črno je prikazana intenziteta žarka pred celico. Del svetlobe celice ne prečka zaradi odbojev na ukrivljenih stenah.

Na sliki 3.7 eksperimentalno pokažemo, da učinek črpalnega žarka znatno poveča populacijo v stanju F = 4 glede na meritev brez njega, ko imamo približno isti delež atomov v obeh hiperfinih osnovnih stanjih. Izmerili smo intenziteto opazovalnega žarka pred celico in za njo za velik razpon frekvenc svetlobe, s čimer smo dobili Dopplerjevo razširjeno absorpcijsko krivuljo. Žarek absorbirajo le atomi v stanju F = 4, saj je opazovalni žarek 9,2 GHz oddaljen od prehodov $F = 3 \rightarrow F'$. Ko dodamo črpalni žarek, se absorpcija žarka močno poveča, kar dokazuje, da se je povečala populacija detektiranega stanja.

3.2.3 RF resonančna spektroskopija

Zasedenost magnetnih podnivojev m_F lahko neposredno opazujemo s pomočjo tehnike, imenovane RF resonančna spektroskopija [25]. Pri tem uporabljamo magnetometer v RF načinu delovanja, vendar meritve izvedemo v visokem statičnem magnetnem polju, v katerem energijske razlike med sosednjimi podnivoji niso več enake, temveč se razlikujejo zaradi nelinearnega Zeemanovega pojava. Ker ravno energijske razlike določajo Larmorjevo frekvenco in s tem položaj frekvenčnega vrha, lahko ob dovolj velikem statičnem magnetnem polju izmerimo več medsebojno ločenih vrhov na grafu odvisnosti signala magnetometra od frekvence RF tuljave.

Nelinearni Zeemanov frekvenčni razcep med sosednjima podnivojema ν_{NL} za majhna polja raste kot

$$\nu_{NL} = 2 \frac{\nu_0^2}{\nu_{HF}},\tag{3.12}$$

kjer je ν_0 Larmorjeva frekvenca in $\nu_{HF} = 9,2$ GHz frekvenčni razcep med hiperfinima nivojema osnovnega stanja [25]. Pri majhnih poljih, ki jih uporabljamo običajno, so si frekvence dovolj podobne, da razločimo le en resonančni vrh. Imamo 2F + 1 podnivojev, število parov sosednjih nivojev pa je 2F, torej pričakujemo 2F frekvenčnih vrhov. V našem primeru opazujemo stanje F = 4, torej dobimo 8 vrhov.



Slika 3.8: Odvisnost amplitude signala magnetometra od frekvence RF tuljave pri statičnem magnetnem polju 1,4 G, ki je tudi maksimalno polje, ki ga zmorejo naše tuljave. Amplitude osmih vrhov so sorazmerne populacijskim razlikam med osmimi pari sosednjih Zeemanovih podnivojev stanja F = 4. Prikazani so rezultati za različne intenzitete črpalnega žarka, ki so navedene brez enot.

Na sliki 3.8 so prikazane amplitude signalov magnetometra za naraščajočo intenziteto črpalnega žarka I_{crp} pri Larmorjevi frekvenci okoli $\nu_0 = 490$ kHz, ki ustreza magnetnemu polju 1,4 G. Zapisani so tudi pari podnivojev, katerih razcepi ustrezajo posameznim vrhovom. Z enačbo (3.12) izračunamo, da je pričakovani frekvenčni razcep med vrhovi 52 Hz, s slike 3.8 pa ga določimo kot (55 ± 1) Hz.

Izkaže se [22], da so višine vrhov sorazmerne razliki v populacijah med sosednjima podnivojema. Ob večanju intenzitete črpalnega žarka se vedno več atomov nabere v podnivojih z višjim m_F , pri tem se povečajo razlike v zasedenosti podnivojev in RF spektroskopija prikaže obliko vrhov, kot je vidna na modri krivulji slike 3.8. Povečevanje intenzitete žarka nad vrednost $I_{crp} = 0,4$ orientacije atomov ne izboljša več, temveč pride do nasičenja zaradi trkov in absorpcije žarkov, ki sta vir relaksacije.

S prileganjem osmih Lorentzovih krivulj na resonančne vrhove lahko določimo njihove višine in izračunamo relativne zasedenosti podnivojev v stanju F = 4. Pri

najboljših izmerjenih orientacijah je okoli 42 % atomov izmed vseh, ki so v stanju F = 4, načrpanih v maksimalno iztegnjeno stanje $m_F = 4$. To velja za frekvenčni odmik opazovalnega žarka 300 MHz, kjer imamo še vedno kar nekaj absorpcije, kot je razvidno s slike 3.7. Pri povečanju odmika na 800 MHz ali 1300 MHz lahko spravimo v stanje $m_F = 4$ do 50 % atomov.

Kot smo poudarili v razdelku 3.1.3, se resonančni vrhovi pri magnetometru z RF vzbujanjem širijo zaradi relaksacijskih mehanizmov, ki krajšajo življenjska časa T_1 in T_2 , pa tudi z večanjem amplitude polja RF tuljavice. Meritev na sliki 3.8 je bila tehnično zelo zahtevna, saj je bilo potrebno zmanjšati širino resonančnih vrhov do te mere, da se je dalo jasno ločiti sosednje vrhove, razmaknjene za zgolj 55 Hz.

Za uspešno meritev je bilo potrebno najprej izničiti gradient magnetnega polja na mestu celice v smeri črpalnega žarka in statičnega magnetnega polja, ki pri RF magnetometru kažeta v isto smer. Za odpravljanje gradienta smo Helmholtzovo tuljavo, ki nastavlja polje v smeri črpalnega žarka, razdelili na dve tuljavi z ločenim napajanjem. Pri nastavljanju polja najprej poiščemo najboljši signal, ko je tok skozi obe tuljavi enak, nato pa ga optimiziramo tako, da za enak korak zmanjšujemo tok skozi eno in povečujemo tok skozi drugo tuljavo. Optimalna razlika med tokovoma znaša okoli 4-5 % srednje vrednosti toka.



Slika 3.9: Primerjava meritve amplitude signala v odvisnosti od frekvence RF tuljave za dve različni amplitudi izmenične napetosti, ki tuljavo napaja

Ustrezni gradienti so pri visokih poljih z Larmorjevo frekvenco nad 300 kHz že omogočili opazovanje nesimetričnosti resonančnega vrha, ki je nakazovala neenakomerno zasedenost magnetnih podnivojev. V nadaljevanju je bilo bistveno povečanje frekvenčnega odmika opazovalnega žarka od frekvence prehoda. Kot smo omenili v razdelku 3.1.4, absorpcija namreč krajša življenjske čase orientacije. Poleg tega pa je bilo pomembno, da polje RF tuljavice ni bilo preveliko. Na sliki 3.9 je prikazana razlika med meritvama, narejenima z različnima amplitudama izmenične napetosti, ki poganja tuljavo. Večja amplituda ustreza večjemu polju, ki bolj razširi resonančne vrhove, zaradi česar so vrhovi na oranžni krivulji manj izraziti.

3.2.4 Faznoobčutljiva detekcija

Signal polarimetra analiziramo s pomočjo fazno
občutljivega postopka, ki omogoča ločitev signala na komponento, ki je v fazi z modulacijo in na komponento, ki je
 $\pi/2$ iz faze. V ta namen uporabljamo zvočno kartico z dvema kanaloma, tako da hkrati zajemamo signal in referenco ter ju pretvorimo v digitalno obliko. Referenca je bodisi signal, s katerim kontroliramo amplitudo črpalnega žarka, bodisi napetost, s katero poganjamo RF tuljavo - odvisno od tega, ali uporabljamo magnetometer v Bell-Bloomovem ali RF načinu. Program je napisan v LabVIEW-u in uporablja Hilbertovo transformacijo, ki delu reference doda fazni zamik $\pi/2$, nato pa prvotni in zamaknjeni del reference množi s signalom, da dobimo komponenti signala v fazi in $\pi/2$ iz faze.



Slika 3.10: Fazno ločen resonančni odziv Bell-Bloomovega (zgoraj) in RF (spodaj) magnetometra pri skeniranju frekvence modulacije s korakom 2,5 Hz okoli 90 kHz oz. s korakom 1 Hz okoli 85 kHz. Meritev za vsako točko traja 100 ms. Pri RF magnetometru je uporabljena kompenzacija gradienta magnetnega polja. Prikazane so s prileganjem dobljene krivulje in njihovi parametri skupaj z nedoločenostjo.

Če izmerimo obe komponenti signala pri različnih frekvencah modulacije, ki so blizu Larmorjevi frekvenci ω_0 , dobimo značilni resonančni krivulji s slike 3.4. Njuni obliki opisujeta enačbi (3.7) in (3.8) za odziv magnetometra na optično oziroma RF modulacijo. Uporabimo ju za prileganje na podatke, kjer so prosti parametri ω_0 , T_2 in zgolj za RF signale še dodaten parameter, ki vsebuje čas T_1 in polje B'. Za večjo natančnost na podatke prilegamo hkrati absorpcijski in disperzijski del krivulje, torej za oba določimo le en komplet parametrov. Iz nedoločenosti teh parametrov dobimo nedoločenost Larmorjeve frekvence in s tem magnetnega polja. Rezultati v obeh načinih delovanja magnetometra so prikazani na sliki 3.10, kjer so zapisani tudi relaksacijski čas, Larmorjeva frekvenca, magnetno polje ter nedoločenost teh parametrov, pridobljenih s prileganjem funkcij podatkom.

V splošnem lahko magnetna polja določimo bolj natančno, kadar pri skeniranju frekvenc signal izmerimo v več točkah. Na sliki 3.10 lahko denimo opazimo, da je v Bell-Bloomovem načinu delovanja (zgoraj) uporabljenih manj točk, zaradi česar je nedoločenost polja višja. Prednost te meritve je, da je občutno krajša od spodnje. Zaradi tega kompromisa med časom meritve in natančnostjo se občutljivost magnetometra običajno podaja v enotah T/\sqrt{Hz} in ustreza standardnemu odklonu v zaporednih meritvah polja, ki jih naredimo v času ene sekunde.

3.2.5 Frekvenčna odvisnost kota Faradayeve rotacije

V razdelku 2.5.2 smo izračunali in narisali odvisnost kota Faradayeve rotacije od frekvence opazovalnega žarka. To odvisnost smo izmerili v Bell-Bloomovem načinu delovanja magnetometra, in sicer smo opazovali amplitudo Bell-Bloomovega signala ob spreminjanju frekvence opazovalnega žarka.



Slika 3.11: Odvisnost amplitude signala Bell-Bloomovega magnetometra od frekvence opazovalnega žarka pri nizki intenziteti opazovalnega žarka in Larmorjevi frekvenci 10 kHz

Izmerjena odvisnost se kvalitativno dobro ujema s teoretično napovedjo na sliki 2.7. Upoštevati moramo, da pri našem načinu merjenja ne ločimo med pozitivnimi in negativnimi Faradayevimi koti, torej merimo absolutno vrednost. V skladu s pričakovanji izmerimo dva vrhova in minimum v bližini prehoda $F = 4 \rightarrow F' = 5$, za boljše kvantitativno ujemanje pa bi najverjetneje namesto predpostavke (2.31) v teoretičnem izračunu morali upoštevati prave populacije Zeemanovih podnivojev.

3.2.6 Meritev radiofrekvenčnega šuma ozadja

Pokazali smo že, da lahko radiofrekvenčna polja uporabljamo kot modulacijo za vzbujanje magnetometra, s katerim merimo statična magnetna polja. RF magnetometer pa lahko uporabljamo tudi na obraten način - za merjenje RF polj na mestu atomov. Pri tem spreminjamo statično magnetno polje in s tem Larmorjevo frekvenco, prisotna oscilirajoča polja pa so namesto RF tuljavice, ki je tu ne uporabljamo, vir frekvenčne modulacije. Kadar se Larmorjeva frekvenca statičnega magnetnega polja ujema s frekvenco RF polja, torej vidimo signal.

Ker je pri takšnih meritvah vzbujanje magnetometra šibko in se dogaja pri več različnih frekvencah hkrati, je za čisto meritev zelo pomembno, da pri statičnem magnetnem polju z Larmorjevo frekvenco ω merimo le odziv magnetometra pri frekvenci ω . To dosežemo z uporabo faznoobčutljive detekcije, ki ji za referenco podajamo dodaten signal s frekvenco ω . Pri tem je pomembna natančna kalibracija med napetostjo, s katero na napajalniku določamo tok skozi tuljave, in frekvenco signala, ki ga uporabljamo za referenco. Ker ta signal seveda ni v fazi z RF polji, ki vzbujajo precesijo, namesto ločenih signalov v fazi in $\pi/2$ iz faze rišemo kar koren vsote kvadratov obeh komponent, s čimer dobimo celoten signal.



Slika 3.12: Signal magnetometra v RF načinu brez RF tuljave pri hkratnem skeniranju statičnega magnetnega polja in referenčne frekvence, ki ustreza njegovi Larmorjevi frekvenci. Korak je 1 Hz. Rezultat prikazuje spekter radiofrekvenčnih motenj na mestu celice pri različnih številih uporabljenih pokrovov magnetnih ščitov.

Za rezultat, prikazan na sliki 3.12, torej hkrati skeniramo statično magnetno polje in referenčno frekvenco, ki ju pred tem sinhroniziramo s pomočjo RF magnetometra v običajnem načinu delovanja. Korak spreminjanja frekvence je 1 Hz. Radiofrekvenčne motnje opazimo pri lihih večkratnikih frekvence omrežja 50 Hz in v manjši meri še pri 100 Hz. Le v enem primeru nam je uspelo izmeriti frekvence pod 50 Hz, v drugih dveh pa nismo uspeli izničiti magnetnega polja ozadja v preostalih dveh smereh do te mere, da bi prišli v bližino polja nič.

Na sliki 3.12 je prikazana primerjava RF motenj pri različnem številu pokrovov magnetnih ščitov. Pokrov je ena od osnovnih ploskev valjasto oblikovanega ščita, ki se lahko odstrani brez siceršnjega poseganja v eksperiment. Opazimo lahko, da večje število pokrovov uspešno zmanjšuje radiofrekvenčne motnje v notranjosti ščitov, z izjemo tiste pri 100 Hz, ki je neodvisno od števila pokrovov, torej očitno ne gre za zunanjo motnjo v magnetnem polju. Tudi pri meritvi do 1000 Hz se vedno manjši resonančni vrhovi ponavljajo pri lihih večkratnikih 50 Hz.

Poglavje 4

Magnetometrija s hladnimi atomi

Tehnike za hlajenje in lovljenje atomov, razvite v zadnjih desetletjih prejšnjega stoletja, nam omogočajo pripravo oblakov atomov pri temperaturah blizu absolutne ničle, ki so s svojimi dolgimi življenjskimi časi in majhno Dopplerjevo razširitvijo zelo primerni za uporabo v preciznem merjenju. V magnetometriji lahko težave povzročajo majhne velikosti oblakov, saj je v njih kljub visoki gostoti tipično nekaj redov velikosti manjše število atomov kot v celicah z vročo atomsko paro. Signali, sorazmerni s številom atomov, so tako lahko zelo majhni in težko merljivi. Posledično hladni magnetometri še vedno ne dosegajo občutljivosti najboljših naprav z vročimi atomskimi parami, a so zaradi majhnih velikosti oblakov zelo primerni za meritve z visoko prostorsko ločljivostjo [18].

Začetki magnetometrije s hladnimi atomi segajo v leto 1999 z eksperimentom Isayama *in dr.* [26], v katerem so pripravili rubidijeve atome v magneto-optični pasti pri temperaturi 10 μ K. Po izklopu pasti so uporabili črpalni žarek, pravokoten na magnetno polje, in opazovali Larmorjevo precesijo s pomočjo paramagnetne Faradayeve rotacije opazovalnega žarka. Čas meritve je bil omejen na 10 ms, saj je oblak zaradi gravitacije v tem času padel iz območja opazovalnega žarka. Z izklopom pasti se je mogoče izogniti perturbaciji Zeemanovih podnivojev, ki jih povzročajo magnetna in optična polja za lovljenje atomov [11], vendar prosti pad omeji možen čas meritve, kar zmanjša občutljivost magnetometra.

V naslednjih letih so bili narejeni eksperimenti, v katerih so opazovali diamagnetno rotacijo po izklopu magneto-optične pasti v rubidiju [27] in litiju [28]. Larmorjevo precesijo so kasneje s pomočjo paramagnetne Faradayeve rotacije izmerili še v ceziju [29] in v iterbiju [30]. V primeru cezija so atome ujeli v enodimenzionalni periodični potencial, ustvarjen z interferenco dveh žarkov, iterbij pa so ujeli v optično dipolno past. V eksperimentih [31] in [32] so za merjenje magnetnega polja uporabili Bose-Einsteinov kondenzat (BEC), tako da so Larmorjevo precesijo zaznali s faznokontrastnim slikanjem.

Še ena možnost lovljenja atomov za magnetometer je uporaba dveh prekrižanih votlih laserskih snopov z modro premaknjeno svetlobo (t.j. s frekvenco, višjo od resonančne), ki ustvari odbojni dipolni potencial. V članku [33] s to tehniko podaljšajo čas meritve na 400 ms, pri čemer ponavljajo kratke pulze črpalnega žarka na 2 ms. Eksperiment kasneje nadgradijo še z možnostjo premikanja pasti in opazovalnega žarka, s čimer uspešno izmerijo prostorsko odvisnost magnetnega polja [34]. Tovrstna temna past, ki atome drži na mestu nizke intenzitete svetlobe, ima to prednost, da povzroči le minimalno perturbacijo Zeemanovih podnivojev. Vektorski magnetometer s hladnimi atomi omogoča meritve vseh treh komponent magnetnega polja s pomočjo dveh pravokotnih črpalnih žarkov [35]. V eksperimentu držijo rubidijeve atome v optični dipolni pasti s privlačnim potencialom. V članku [36] demonstrirajo magnetometrijo s Faradayevim pojavom v BEC-u. Pri tem za razliko od večine prej omenjenih eksperimentov Larmorjeve precesije ne sprožijo z uporabo črpalnega žarka, temveč magnetizacijo izmaknejo pravokotno na magnetno polje s pomočjo pulza $\pi/2$ radiofrekvenčnega magnetnega polja. Podobno metodo uporabijo tudi v člankih [31] in [32].

Larmorjevo precesijo je mogoče sprožiti tudi s hitrim prižiganjem magnetnega polja pravokotno na smer začetne magnetizacije atomov, ki je zadržana po hlajenju atomov [9, 29]. Za to mora biti naraščanje polja na začetku dovolj hitro, da mu magnetizacija ne more slediti, kar je lahko tehnično zahtevno, ima pa to prednost, da ne potrebujemo dodatnih tuljav in žarkov. V magnetometrih s hladnimi atomi se magnetno polje običajno določa s pomočjo signala proste precesije, bodisi s Fourierovo transformacijo [26, 33, 36] bodisi s prileganjem sinusne funkcije na signal [9, 32, 35].

V tem poglavju opišemo eksperimente, ki omogočajo merjenje magnetnega polja na mestu hladnih cezijevih atomov v prostem padu ali v dipolni pasti. Pojasnimo tudi manipulacijo atomskih stanj z radiofrekvenčnimi pulzi in pokažemo neposredno detekcijo njenih učinkov.

4.1 Hlajenje atomov

V tem razdelku na kratko povzamemo postopek hlajenja atomov, ki ga uporabljamo v Laboratoriju za hladne atome in je podrobno opisan v virih [7] in v [37]. Na začetku vroče cezijeve atome upočasnimo z Zeemanovim upočasnjevalnikom, tako da z laserjem svetimo na atome v nasprotni smeri gibanja in jim predamo gibalno količino preko absorpcije. Atomi zaradi Dopplerjevega pojava zaznavajo povišano frekvenco svetlobe, ki jim potuje nasproti. Ker se jim hitrost vzdolž poti spreminja, svetloba, ki je resonančna za hitre atome, ni več resonančna za počasnejše atome. Ker želimo atome upočasnjevati vzdolž celotne poti, Dopplerjev premik kompenziramo z Zeemanovim pojavom v magnetnem polju, ki se vzdolž poti atomov spreminja.

Atome nato ujamemo v magneto-optično past, ki jo ustvarimo s kvadrupolnim magnetnim poljem in šestimi laserskimi žarki, ki so usmerjeni proti njenemu središču. Njihove frekvence so izbrane tako, da so izvenresonančne za atome v središču pasti in resonančne za atome, ki se premaknejo ven iz središča in se jim resonančna frekvenca spremeni zaradi Zeemanovega pojava v kvadrupolnem magnetnem polju. Takšni atomi z absorpcijo svetlobe pridobijo gibalno količino, ki jih vodi v središče pasti.

V nadaljevanju atome ujamemo v ramansko optično rešetko, ustvarjeno z interferenco štirih žarkov, v kateri okoli 10 milijonov atomov ohladimo na 1 µK in jih spravimo v stanje $|F = 3, m_F = 3\rangle$ glede na kvantizacijsko os v smeri z, ki jo definira magnetno polje. Atome nato prenesemo v optično dipolno past, ustvarjeno z dvema prekrižanima žarkoma rdeče premaknjene svetlobe. Ob tem prižgemo kvadrupolno magnetno polje s tuljavo v anti-Helmholtzovi konfiguraciji, tako da dobimo ustrezen gradient magnetnega polja, ki omogoča levitacijo atomov. Dipolna past sama namreč ni dovolj močna, da bi izničila učinek težnosti. V njej je okoli 5 milijonov atomov, ki imajo nekoliko višjo temperaturo kot ramanski oblak. Za doseganje BEC-a in temperatur v območju nanokelvinov je ključno evaporacijsko hlajenje, ki deluje tako, da znižujemo moč žarkov in s tem potencial dipolne pasti, pri čemer atomi z najvišjo energijo pobegnejo in se preostanek zaradi elastičnih trkov termalizira pri nižji temperaturi. Ker je gostota atomov v dipolni pasti premajhna, da bi se atomi dovolj hitro termalizirali, na sredini pasti ustvarimo dodatno malo dipolno past oziroma jamico z dvema ožjima žarkoma. V jamico tipično prenesemo okoli 300 000 atomov in nato izklopimo veliko dipolno past. Zatem lahko začnemo z evaporacijo, med katero zmanjšujemo moči žarkov in gradient magnetnega polja. Bose-Einsteinovo kondenzacijo dosežemo pri kritični temperaturi okoli 20 nK. Po šestih sekundah evaporacije dobimo BEC s 5000 - 10 000 atomi.

4.2 Opazovanje Larmorjeve precesije v oblaku hladnih atomov

V tem razdelku opišemo eksperiment, v katerem opazujemo Larmorjevo precesijo v oblaku hladnih atomov po ramanskem hlajenju. V tej fazi hlajenja so atomi v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$ glede na kvantizacijsko os z in imajo temperaturo okoli 1 µK, v oblaku pa je približno 10 milijonov atomov. Podobno kot pri Bell-Bloomovem magnetometru z vročimi atomi merimo paramagnetno Faradayevo rotacijo polarizacije opazovalnega žarka, le da mora imeti v tem primeru opazovalni žarek frekvenco v bližini prehoda $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Ker začnemo z atomi v stanju $m_F = 3$, magnetizacija kaže v smeri z, kar je tudi smer statičnega magnetnega polja, ki ga želimo izmeriti. Tega nastavimo s pomočjo kompenzacijskih tuljav. Namesto optičnega črpanja za obračanje magnetizacije v horizontalno ravnino uporabimo pulz $\pi/2$ radiofrekvenčnega polja. S polarimetrom nato opazujemo signal proste precesije. Del postavitve eksperimenta je prikazan na sliki 4.1, drugi del za detekcijo polarizacije opazovalnega žarka, ki je skrit za komoro, pa je zelo podoben tistemu, ki ga uporabljamo za magnetometer z vročimi atomi.

4.2.1 Radiofrekvenčni pulzi

Radiofrekvenčno polje generiramo z dvema okroglima tuljavama v Helmholtzovi konfiguraciji, skozi kateri pošiljamo izmeničen električni tok. Tuljavi imata premer 4 cm in vsaka 20 navojev, ena izmed njiju je vidna na sliki 4.1. Radiofrekvenčno polje, ki oscilira v smeri x, lahko obravnavamo kot vsoto dveh vrtečih polj, podobno kot pri polarizaciji v razdelku 2.5:

$$\mathbf{B}'(t) = 2B'(\cos\omega t, 0, 0) = B'(\cos\omega t, \sin\omega t, 0) + B'(\cos\omega t, -\sin\omega t, 0).$$
(4.1)

V prisotnosti statičnega magnetnega polja z velikostjo B_z v smeri z magnetizacijo najlažje opišemo v vrtečem se koordinatnem sistemu, v katerem se osi x' in y' vrtita s frekvenco $\omega_0 = \gamma B_z$ okoli osi z, nova os z' pa sovpada z osjo z. V takšnem koordinatnem sistemu je magnetizacija statična in efektivno ne čuti polja B_z [12]. Če tudi RF magnetno polje oscilira z Larmorjevo frekvenco ω_0 , se ena od njegovih komponent vrti skupaj s koordinatnim sistemom, zato je v njem statična, druga pa se v njem vrti z dvojno Larmorjevo frekvenco in lahko njen učinek zanemarimo. Statična komponenta RF polja povzroči precesijo magnetizacije okrog osi x' vrtečega



eksperimentalna komora

Slika 4.1: Postavitev eksperimenta s hladnimi atomi za opazovanje Larmorjeve precesije. Opazovalni žarek potuje skozi dve ploščici $\lambda/2$, ki sta pred in za PBS-jem, označenim na sliki, in skozi lečo, nato pa vstopi v eksperimentalno komoro in zadane atomski oblak. RF magnetno polje ustvarimo z dvema tuljavama, od katerih je ena prikazana na sliki, druga pa je pritrjena na nasprotni strani komore. Statično magnetno polje nastavimo s tremi pari pravokotnih kompenzacijskih tuljav dimenzij 95 × 89 × 50 cm. Eden izmed nosilcev zanje je viden v zgornjem levem kotu slike.

se koordinatnega sistema s frekvenco

$$\Omega = \gamma B',\tag{4.2}$$

ki jo imenujemo Rabijeva frekvenca. Če začnemo z magnetizacijo v ravnovesnem stanju v smeri osi z, jo bo pulz RF polja odklonil od te osi za določen kot, odvisen od dolžine pulza. Običajno uporabljamo pulza $\pi/2$ in π , ki ju dobimo tako, da vklopimo RF polje za čas $\tau_{\pi/2} = \pi/(2\gamma B')$ oziroma $\tau_{\pi} = \pi/(\gamma B')$.

4.2.2 Opazovalni žarek

Za opazovalni žarek uporabljamo svetlobo, ki smo jo pri magnetometru z vročimi atomi uporabljali za črpalni žarek in ima frekvenco, ki ustreza prehodu $F = 3 \rightarrow$ F' = 2. Ker se želimo frekvenčno odmakniti od tega prehoda, dodamo še en AOM z dvojnim prehodom svetlobe, s katerim lahko dosežemo frekvenčni odmik med 600 in 800 MHz. Žarek pripeljemo pred eksperimentalno komoro z optičnim vlaknom in nato počistimo njegovo polarizacijo s ploščico $\lambda/2$ in PBS-om. Za tem dodamo še eno ploščico $\lambda/2$, ki obrne polarizacijo za kot $\pi/4$ glede na vodoravnico, tako imamo enaka deleža vodoravno in navpično polarizirane svetlobe. Pred vstopom v eksperimentalno komoro žarek fokusiramo z lečo, da je na mestu oblaka atomov širok približno 100 µm. Po izhodu iz komore se žarek razdeli na PBS-u, nakar ga usmerimo na fotodiodi polarimetra. Pred fotodiodama uporabljamo še filtra za svetlobo z 850 nm, da zmanjšamo šum zaradi drugih virov svetlobe.

4.2.3 Realizacija magnetometra

Za meritev Larmorjeve frekvence najprej izvedemo običajen postopek hlajenja atomov, opisan v razdelku 4.1, do trenutka, ko ugasnemo ramanske žarke. V tem trenutku začnejo atomi prosto padati in za meritev imamo 15 ms časa, preden zapustijo območje žarka. Hkrati nastavimo magnetna polja s kompenzacijskimi tuljavami, in sicer tako, da v smereh x in y izničimo magnetno polje ozadja, v smeri z pa nastavimo polje, ki ga merimo. Počakamo 5 ms, da magnetna polja dosežejo nastavljene vrednosti, in ustvarimo RF pulz dolžine $\pi/2$, pri čemer ustrezno dolžino pulza in frekvenco poiščemo eksperimentalno, tako da dobimo največji signal. Opazovalni žarek prižgemo ob poljubnem času po koncu pulza in opazujemo signal polarimetra na osciloskopu.



Slika 4.2: Meritev signalov proste precesije v ramanskem oblaku hladnih atomov s prižigom opazovalnega žarka ob različnih časih po izklopu RF tuljave. Frekvenca RF tuljave je 33 kHz.

Primer takšne meritve je prikazan na sliki 4.2. Četudi realizacija ne zveni posebej zahtevno, je bilo za uspešno izvedbo potrebnih več ključnih izboljšav. Za začetek smo morali močno povečati ojačenje fotodiod v polarimetru, kar izboljša občutljivost, a hkrati zmanjša pasovno širino. Signali so namreč zelo šibki, kar je posledica relativno majhnega števila atomov v oblaku. Povečanje občutljivosti na račun pasovne širine je omejilo naše meritve na Larmorjeve frekvence pod 50 kHz.

Naslednja nujna izboljšava, ki je razvidna tudi s slike 4.2, je bila zmanjšanje destruktivnosti opazovalnega žarka. Kljub temu da smo uporabljali šibek žarek, odmaknjen 635 MHz od prehoda $F = 3 \rightarrow F' = 2$, je bil signal komaj viden, če smo žarek prižgali že nekaj časa pred RF pulzom. Tudi če ga prižgemo po pulzu, je s slike očitno, da je pojemanje signala proste precesije posledica destruktivnosti opazovalnega žarka in ne drugih relaksacijskih mehanizmov, saj je signal na začetku

približno enako velik ne glede na to, kako pozno se prižge. Ko smo meritev zamikali še bolj naprej v času, se je izkazalo, da je ima Larmorjeva precesija življenjski čas okoli 3 ms.

Opazimo lahko tudi, da frekvenca Larmorjeve precesije na sliki 4.2 ni konstantna skozi celo meritev, temveč se proti koncu nekoliko poveča. Magnetno polje B_z se v času 5 ms namreč ne ustali na nastavljeni vrednosti, temveč na koncu še rahlo narašča. Na tej točki naj omenimo, da nam je ta eksperiment omogočil prvo neposredno meritev magnetnega polja na mestu atomov, s čimer lahko nadzorujemo potek vklapljanja in izklapljanja tuljav. Iz magnetnega polja v zunanjosti eksperimentalne komore, kjer ga lahko merimo z običajnimi magnetometri, namreč ne moremo točno določiti magnetnega polja v središču.

Za demonstracijo te uporabe je na sliki 4.3 prikazana meritev spreminjanja magnetnih polj v oblaku, ki smo mu kontrolno napetost za nastavljanje polja v smeri z takoj po izklopu ramanskih žarkov prestavili iz $U_z = 0.9 \text{ V}$ (polje, ki je nastavljeno na koncu ramanske faze) na $U_z = 0.25 \text{ V}$, kar je ravno vrednost, ki izniči magnetno polje v smeri z. To vrednost smo pustili nastavljeno 5 ms, nato pa hkrati vklopili RF pulz dolžine $\pi/2$ in povečali U_z na vrednost, prikazano v legendi. Opazovalni žarek smo v zaporednih eksperimentih prižigali ob različnih časih po zadnji spremembi polja in določili Larmorjevo frekvenco s pomočjo prvih nekaj oscilacij.



čas po prižigu polja s kontrolno napetostjo $\,U_z\,[{\rm ms}]$

Slika 4.3: Magnetno polje, določeno s pomočjo frekvence Larmorjeve precesije ob različnih časih po preklopu kompenzacijskih tuljav v smeri z na kontrolno napetost U_z . Pred preklopom smo napetost znižali z $U_z = 0.9$ na $U_z = 0.25$ in jo pri tej vrednosti držali 5 ms.

Če bi želeli meriti spreminjanje magnetnega polja dlje časa tekom enega eksperimenta, bi morali uporabiti pulzno osvetljevanje atomov z opazovalnim žarkom. Na ta način bi zmanjšali čas interakcije svetlobe z atomi in omejili destruktivni učinek žarka. V virih [9, 31, 35] so pulzi opazovalnega žarka dolgi do 5 µs, ponavljajo pa jih s frekvenco, ki je višja od Larmorjeve, tako da znotraj vsake periode izmerijo več točk, na katere nato prilegajo sinusno funkcijo. Če je frekvenca vzorčenja nižja, je Larmorjevo frekvenco vseeno mogoče zanesljivo določiti z upoštevanjem potujitve frekvence (angl. *aliasing*).

4.3 Rabijeve oscilacije in Larmorjeva precesija v mali dipolni pasti

Eden najbolj uporabnih načinov merjenja pri magnetometriji s hladnimi atomi je v optični dipolni pasti. Dovolj močna dipolna past lahko atome namreč zadrži tudi brez levitacije z gradientom magnetnega polja, kar pomeni, da lahko znatno podaljšamo čas meritve, poleg tega pa lahko začnemo meriti takrat, ko se magnetna polja po izklopu magnetne levitacije že popolnoma ustalijo, česar denimo nismo mogli storiti pri meritvi na sliki 4.2. Dodatna prednost je, da lahko uporabimo prekrižano dipolno past, katere položaj v prostoru poljubno nadzorujemo (optična pinceta), na primer z akusto-optičnimi deflektorji [9]. To nam omogoča meritev prostorsko in časovno odvisnih magnetnih polj.

V našem eksperimentu lahko v mali dipolni pasti atome zadržimo brez levitacije, vendar nam s trenutno občutljivostjo fotodiod v takšnem oblaku še ni uspelo izmeriti signala Larmorjeve precesije z opazovalnim žarkom. Težava je v manjšem številu atomov, pa tudi v tem, da je žarek večji od oblaka in se zato le delu žarka zavrti polarizacija, zaradi česar imamo slabše razmerje signala proti šumu. V literaturi to rešujejo z žarkom, ki je enake velikosti kot oblak, ali pa del žarka, ki ni potoval skozi atome, odrežejo tako, da ga pošljejo skozi majhno luknjo [29, 33, 36].

V tem razdelku predstavimo alternativni postopek detekcije, s katerim smo dobili dober vpogled v to, kako se spreminjajo zasedenosti magnetnih podstanj atomov zaradi radiofrekvenčne ekscitacije in Larmorjeve precesije.

4.3.1 Priprava atomov in Stern-Gerlachovo slikanje

Atome pripravimo z običajnim postopkom laserskega hlajenja (razdelek 4.1) do prenosa v malo dipolno past. Iz ramanske faze hlajenja se ohrani atomsko stanje $|F = 3, m_F = 3\rangle$. Nato atome evaporacijsko hladimo 100 ms, da nekoliko znižamo temperaturo, ki se je zvišala pri prenosu v dipolno past. Po evaporaciji, ko ugasnemo gradient magnetnega polja za levitacijo, nam ostane 200 000 atomov pri temperaturi okoli 1 µK, ujetih v dipolni pasti.

Atomski oblak tokrat opazujemo s standardnim destruktivnim absorpcijskim slikanjem [7]. Preden naredimo sliko, za kratek čas vklopimo močan gradient magnetnega polja in konstantno polje v navpični smeri z. Konstantno polje poskrbi, da kljub gradientu magnetno polje na celem območju oblaka kaže v smeri z, gradient pa loči atomski oblak na več oblakov glede na kvantno število m_F . V nehomogenem magnetnem polju na magnetni moment namreč deluje sila v smeri gradienta, ki je odvisna od velikosti magnetnega momenta. Stanja z različnimi m_F , ki imajo različne magnetne momente (enačba (2.9)), zato občutijo različno silo magnetne levitacije. Na sliki torej vidimo oblak atomov na višini, ki je odvisna od m_F , oziroma več oblakov, če so atomi v različnih magnetnih podstanjih. Ta pojav je bil uporabljen v Stern-Gerlachovem poskusu, zato temu rečemo Stern-Gerlachova metoda.

4.3.2 Rabijeva oscilacija

Za opazovanje Rabijeve oscilacije je eksperiment zelo podoben kot pri merjenju Larmorjeve precesije. Ko ugasnemo magnetno levitacijo, hkrati vklopimo kompenzacijske tuljave, s katerimi izničimo magnetni polji v smereh x in y in nastavimo

magnetno polje v smeri z, ki ustreza Larmorjevi frekvenci ω_0 . Po tem počakamo 40 ms, da polja zagotovo dosežejo svoje končne vrednosti, in nato vklopimo RF tuljavo s frekvenco ω_0 . Po izklopu tuljave ločimo atome na več oblakov glede na m_F s Stern-Gerlachovo metodo in naredimo absorpcijsko sliko. Na sliki 4.4 je prikazan rezultat takšne meritve, ko spreminjamo dolžino RF pulza med τ_{π} in $\tau_{3\pi}$.



Slika 4.4: Rabijeve oscilacije, ki jih vidimo ob spreminjanju dolžine RF pulza od τ_{π} do približno $\tau_{3\pi}$ s korakom 40 µs. Iz meritve določimo frekvenco oscilacij 1,9 kHz in polovico periode $\tau_{\pi} = 263$ µs. Frekvenca RF polja je 100 kHz.

S tem postopkom na nadzorovan način vrtimo magnetizacijo z Rabijevo frekvenco, ki je po enačbi (4.2) sorazmerna velikosti polja RF tuljave in v našem primeru znaša 1,9 kHz. Takšno vrtenje spina se po analogiji s klasično vrtavko imenuje tudi nutacija, saj imamo poleg precesije še dodatno rotacijo okrog ene izmed horizontalnih osi v vrtečem se sistemu. Pri času $\tau_{\pi} + 400 \,\mu s \approx \tau_{2\pi} + \tau_{\pi/2}$ je prikazano stanje, kakršnega dobimo po pulzu $\pi/2$, ki ga uporabljamo za eksperimente, v katerih merimo Larmorjevo precesijo.

Teoretičen izračun zasedenosti podnivojev m_F po rotaciji spina

S slike 4.4 je jasno, da čistega stanja $m_F = 0$ s pulzom $\pi/2$ ne moremo doseči. To lahko pokažemo tudi s teoretičnim izračunom za populacije podnivojev m_F po rotaciji spina F = 3 iz začetnega stanja $m_F = 3$ za izbran kot. Rezultat je prikazan na sliki 4.5.

Zasedenosti izračunamo z rotacijsko matriko za rotacijo spina F = 3 za poljuben kot glede na kvantizacijsko os, ki jo generiramo s splošno formulo iz knjige [38]. Nato z matriko delujemo na začetni vektor spina z $m_F = 3$ in izračunamo relativne zasedenosti kot kvadrat absolutne vrednosti rezultata. Na sliki 4.5 so prikazani kote rotacije, ki se ujemajo s koti na sliki 4.4.

Na grafu vidimo, da lahko z rotacijo dobimo čisto stanje le v maksimalno iztegnjenih podnivojih $m_F = 3$ in $m_F = -3$, pri vseh ostalih pa dobimo kombinacijo sosednjih podnivojev, kot je razvidno tudi s slike 4.4. V eksperimentu z atomskim oblakom verjetnosti za zasedenost podnivojev seveda vidimo kot deleže atomov v podnivojih. Izračunamo lahko tudi, da so po pulzu $\pi/2$ podnivoji od $m_F = 3$ do $m_F = -3$ zasedeni v razmerjih 1 : 6 : 15 : 20 : 15 : 6 : 1.



Slika 4.5: Verjetnost za zasedenost posameznih podnivojev m_F po rotaciji spina F = 3 iz stanja $m_F = 3$ za kote med π in 3π

4.3.3 Larmorjeva precesija

Za opazovanje Larmorjeve precesije s Stern-Gerlachovo metodo uporabimo Ramseyevo zaporedje [39] dveh radiofrekvenčnih pulzov $\pi/2$. Najprej z enakim postopkom, kot smo ga opisali pri prejšnji meritvi, obrnemo magnetizacijo atomov v dipolni pasti v horizontalno ravnino s pulzom $\pi/2$ in jo pustimo, da tam precedira. Po nekaj časa naredimo še drugi pulz $\pi/2$, ki precesijo iz horizontalne ravnine preslika tako, da jo lahko detektiramo vzdolž osi z.



Slika 4.6: Larmorjeva precesija magnetizacije atomov s frekvenco 50 kHz, kar ustreza magnetnemu polju 143 mG. Na sličicah spreminjamo čas t med dvema pulzoma $\pi/2$.

Če je denimo čas med pulzoma nič, imamo v resnici en sam pulz π , ki prenese stanje iz začetnega $m_F = 3$ v $m_F = -3$ (prva sličica na sliki 4.6). Če med pulzoma počakamo toliko časa, da se magnetizacija obrne za kot $\pi/2$ okrog osi z, bo ravno vzporedna z osjo, okoli katere jo je zavrtel prvi pulz $\pi/2$, zato drugi pulz ne bo naredil ničesar in bomo videli stanje, razmazano okoli $m_F = 0$. V primeru, da magnetizacija naredi polovico obrata okrog osi z, preden naredimo drugi pulz $\pi/2$, pa jo bo ta obrnil nazaj v $m_F = 3$ (četrta sličica na sliki 4.6). Od tod je jasno, da bo frekvenca spreminjanja m_F stanj na slikah ravno enaka Larmorjevi frekvenci. Težava metode je seveda ta, da sta Stern-Gerlachov postopek in absorpcijsko slikanje destruktivna in med dvema meritvama poteče približno 13 sekund, kar pomeni, da lahko merimo samo polja, ki v času ne fluktuirajo.

Poglavje 5

Nedestruktivno Faradayevo slikanje hladnih atomov

V prejšnjem poglavju smo zamolčali dejstvo, da Faradayeve rotacije v članku [9] ne zaznavajo s fotodiodami, temveč opazovalni žarek slikajo s kamero. Natančneje povedano, opazovalni žarek ločijo na PBS-u in slikajo obe komponenti, nato pa ju odštejejo po pikslih. S tem pridobijo prostorsko ločljivo informacijo o tem, kako se kot Faradayeve rotacije spreminja znotraj oblaka. S seštevanjem signala po celi sliki lahko naredijo enako meritev kot eksperimenti s polarimetrom in na ta način detektirajo Larmorjevo precesijo, le da imajo možnost, da seštevajo signal le po območju žarka in s tem zmanjšajo šum. Z več oblaki v nehomogenem magnetnem polju lahko na ta način hkrati merijo polje na vsakem mestu posebej.

Če nas magnetno polje ne zanima, lahko detekcijo Faradayeve rotacije s kamero uporabimo za nedestruktivno slikanje oblaka hladnih atomov. Pri tem poskrbimo, da magnetizacija ne precedira v ravnini žarka, temveč ves čas kaže v njegovi smeri, kar nam da maksimalen signal. Gre za eno izmed metod nedestruktivne detekcije, za katero je potrebna le preprosta predelava standardnega absorpcijskega slikanja, vendar njena občutljivost ni nič slabša od ostalih metod, kot je denimo faznokontrastno slikanje [40].

Izvedbo s slikanjem obeh komponent polarizacije demonstrirajo v članku [41], vendar je to precej zahtevno, saj morata biti za uspešno odštevanje pikslov obe sliki na kameri enako veliki in nanjo pasti pod istim kotom. Preprostejša izvedba je Faradayevo slikanje temnega polja (angl. *dark field*), pri katerem izberemo smer linearne polarizacije žarka za slikanje tako, da minimiziramo del svetlobe, ki je v odsotnosti atomov prepuščen na PBS-u. Prepuščeno svetlobo zaznavamo s kamero. V prisotnosti atomov se polarizacija dela žarka, ki potuje skozi atome, nekoliko zavrti, zaradi česar dobimo na kameri sliko s svetlim območjem v obliki oblaka.

Nedestruktivno slikanje je zelo uporabno za meritve, pri katerih se pogoji spreminjajo v času ali med ponovitvami eksperimenta. Že prej smo podali primer fluktuacij magnetnega polja, zaradi katerih je precizno merjenje Larmorjeve frekvence v časovnem razponu nekaj minut nemogoče. Še en zanimiv primer se pojavi v fiziki snovnih solitonskih valov, kjer iz dveh Bose-Einsteinovih kondenzatov ustvarimo t.i. solitona in ju trčimo. Izkaže se, da je izid trka odvisen od relativne faze med dvema solitonoma [37], ki se naključno spreminja od meritve do meritve. Če želimo izmeriti potek trka z določeno relativno fazo, torej potrebujemo nedestruktivno meritev. Ravno v ta namen Faradayevo slikanje uporabijo v članku [42]. Faradayevo slikanje se uporablja tudi za opazovanje dinamike oblakov hladnih atomov, natančno merjenje gostot, temperatur [40] ter števila atomov v oblakih [43], stabilizacijo števila atomov v kombinaciji z absorpcijskim slikanjem [44] ter karakterizacijo faznega prehoda v BEC [45].

Na tem mestu je verjetno dobro omeniti, da je ime nedestruktivno slikanje do neke mere zavajajoče. Kot smo že nekajkrat poudarili, pri Faradayevem pojavu vedno iščemo kompromis med destruktivnostjo zaradi absorpcije svetlobe in velikostjo signala. Beseda je seveda uporabljena v kontrastu z destruktivnostjo absorpcijskega slikanja, pri katerem že ena slika popolnoma uniči oblak hladnih atomov, medtem ko lahko s Faradayevim slikanjem naredimo tudi do 2000 slik istega oblaka [40].

V tem poglavju opišemo osnovne principe nedestruktivnega Faradayevega slikanja ter našo eksperimentalno realizacijo zajemanja in obdelave slik. Pokažemo tudi nekaj primerov opazovanja propagacije oblaka hladnih atomov s serijo zaporednih nedestruktivnih slik in primerjavo destruktivnosti za žarke z različno frekvenco.

5.1 Smer atomske magnetizacije in magnetna polja

Kot je omenjeno v uvodu, je za Faradayevo slikanje ključno, da je magnetizacija atomov vzporedna žarku za slikanje. V kvantnem zapisu je torej idealno, če imamo atome v iztegnjenem stanju $|F, m_F = F\rangle$ glede na kvantizacijsko os žarka. To stanje lahko dobimo z optičnim črpanjem [9], a pri eksperimentih s hladnimi atomi pogosto dobimo atome v takšnem stanju kot posledico določene faze hlajenja, denimo evaporacije v Ioffe-Pritchardovi magnetni pasti [40] ali ramanskega hlajenja. Stanje je definirano glede na smer statičnega magnetnega polja in najlažje je Faradayevo slikanje narediti tako, da uporabimo kar žarek v isti smeri.

Če smeri nista enaki, moramo pred slikanjem magnetizacijo obrniti vzdolž žarka, kar dosežemo z adiabatnim prižiganjem magnetnega polja v smeri žarka in ugašanjem polja v prejšnji smeri. Kotna hitrost, s katero se smer magnetnega polja spreminja, mora biti pri tem majhna v primerjavi z Larmorjevo frekvenco. V nasprotnem primeru namreč pridemo v režim, ko lahko z nenadnim, neadiabatnim prižigom polja sprožimo Larmorjevo precesijo, ki smo ga omenili v uvodu poglavja 4. Ker tega pri slikanju ne želimo, polje spreminjamo tako, da mu magnetizacija sledi in se vseskozi ohrani stanje $|F, m_F = F\rangle$, le da se zavrti kvantizacijska os, ki ga definira [12].

Ob podatku, da za slikanje uporabljamo magnetno polje v smeri žarka, se nam na podlagi razdelka 2.5.1 lahko zazdi, da gre za diamagnetno Faradayevo rotacijo, a temu ni tako. Diamagnetna rotacija je zaradi svojega mehanizma nastanka pojav, ki ga opazimo v vzorcih brez spinske orientacije. V primeru, ko imamo atome v maksimalno iztegnjenem stanju, velikost magnetnega polja vzdolž žarka ne vpliva na Faradayev kot in tudi frekvenčna odvisnost je značilno disperzijska [46], gre torej za paramagnetno rotacijo.

5.2 Optična gostota Faradayeve slike

S Faradayevim slikanjem temnega polja zajamemo sliko, na kateri za vsak piksel poznamo povprečen kot optične rotacije dela žarka, ki je padel nanj. V razdelku

2.5.2 smo predpostavili, da žarek potuje po vzorcu z dolžino l in homogeno številsko gostoto n, kar za atomski oblak ne drži. Če smer potovanja žarka proglasimo za x, moramo produkt ln v izrazu za Faradayev kot nadomestiti z $\int n(x, y, z) dx$, kjer je n(x, y, z) prostorsko odvisna številska gostota. Faradayev kot je torej odvisen od površinske številske gostote atomov, ki se spreminja po ravnini, pravokotni na žarek, in od komponente magnetizacije vzdolž žarka M_x kot

$$\theta(y,z) \propto M_x \int n(x, y, z) \,\mathrm{d}x = M_x \,\eta(y,z). \tag{5.1}$$

Sorazmernostni koeficient je odvisen od frekvenčnega premika in podrobnosti atomskih prehodov. Količina $\eta(y, z)$, imenovana optična gostota, je natanko to, kar želimo pri slikanju izmeriti. Pri absorpcijskem slikanju je intenziteta prepuščene svetlobe odvisna od eksponenta optične gostote [7], tu pa je Faradayev kot z njo sorazmeren.

5.2.1 Določanje kota Faradayeve rotacije

Kot smo izračunali v razdelku 3.2.1, moramo za določitev Faradayevega kota poznati razliko in vsoto intenzitet svetlobe na obeh izhodih PBS-a, ali pa intenziteto vsake komponente posebej. To imamo na voljo pri magnetometriji in tudi pri metodi Faradayevega slikanja z uporabo obeh žarkov. Pri metodi temnega polja zaznavamo le svetlobo na enem izhodu PBS-a, zato se zdi, da nimamo dovolj podatkov za določitev kota, vendar nas reši nepopolnost PBS-a, ki ga uporabljamo v eksperimentu [44].

Intenziteto vpadne svetlobe, ki vpada na PBS, označimo z I_0 , intenziteto prepuščene svetlobe ob rotaciji polarizacije za kot θ glede na navpično os pa z $I(\theta)$. Ker PBS prepušča vodoravno komponento polarizacije, je najmanjša intenziteta prepuščene svetlobe I(0), največja pa $I(\pi/2)$. Razmerje med njima, ki ga označimo s $S = I(0)/I(\pi/2)$ (angl. *cube suppression*), je lastnost PBS-ja in je manjše za kvalitetnejše primerke. Če bi bil PBS popoln, bi veljalo $I(\theta) = I_0 \sin^2 \theta$, ker pa ni, velja

$$I(\theta) = I_0 \frac{\sin^2 \theta + S \cos^2 \theta}{1+S}.$$
(5.2)

Formula je skladna z zgornjo definicijo S. Iz nje izpeljemo izraz

$$\sin^2 \theta = \left(\frac{I(\theta)}{I(0)} - 1\right) \frac{S}{1 - S},\tag{5.3}$$

ki ga lahko s pridom uporabimo pri Faradayevem slikanju. Po zgornji definiciji je I(0) namreč ravno intenziteta prepuščenega žarka v odsotnosti atomov, $I(\theta)$ pa intenziteta v njihovi prisotnosti. Za izračun kota Faradayeve rotacije tako potrebujemo le še eksperimentalno določen faktor S, ki ga izmerimo s fotodiodo in ploščico $\lambda/2$.

5.3 Izvedba eksperimenta in primeri Faradayevih slik

V našem eksperimentu so atomi od konca ramanske faze hlajenja naprej v stanju $|F = 3, m_F = 3\rangle$ glede na magnetno polje v navpični smeri z. To stanje ohranimo,

dokler uporabljamo magnetno levitacijo, med katero je poleg kvadrupolnega vedno prižgano močno statično magnetno polje v navpični smeri. Zaradi tega bi bilo Faradayevo slikanje najbolje postaviti z navpičnim žarkom, saj bi lahko atome slikali med levitacijo brez spreminjanja polj.

Ker bi za takšno postavitev potrebovali novo kamero in precejšnjo predelavo eksperimenta, smo Faradayevo slikanje demonstrirali z uporabo prilagojene optične poti za absorpcijsko slikanje. Ta leži v horizontalni ravnini v smeri x^1 , zato moramo pred slikanjem zavrteti magnetno polje iz smeri z v smer x. S tem je seveda onemogočena uporaba magnetne levitacije med slikanjem. Če atomov ne moremo zadržati drugače, denimo v mali dipolni pasti, jih lahko opazujemo zgolj med prostim padom.

5.3.1 Postavitev žarka in potek slikanja

Za Faradayevo slikanje zamenjamo optično vlakno, ki pred eksperimentalno komoro pripelje žarek za absorpcijsko slikanje, z optičnim vlaknom, ki vsebuje opazovalno svetlobo za hladni magnetometer. Kako dobimo to, je opisano v razdelku 4.2.2. Žarek nato potuje skozi sistem leč, opisan v viru [7], ki žarek na mestu atomov razširijo na 2 cm, nato pa ga zajamemo z EMCCD kamero Andor iXon Ultra 888, ki omogoča slikanje pri nizkih intenzitetah svetlobe in s tem majhno destruktivnost žarka.

Žarek za absorpcijsko slikanje je krožno polariziran s ploščico $\lambda/4$. Ker pri Faradayevem slikanju potrebujemo linearno polarizacijo, jo nadomestimo s ploščico $\lambda/2$ in za njo postavimo polarizator. Pred kamero dodamo PBS in polarizator nastavimo tako, da je skozi PBS prepuščene kar najmanj svetlobe. Frekvenco in amplitudo žarka za Faradayevo slikanje nastavljamo z AOM-om.

Pred slikanjem ugasnemo magnetno polje in gradient za magnetno levitacijo, če sta prižgana, ter obenem s kompenzacijskimi tuljavami prižgemo magnetno polje v smeri x, s katerim atomsko magnetizacijo adiabatno obrnemo v smer žarka. Poča-kamo okoli 10 ms, da se polja ustalijo, in sprožimo izbrano zaporedje pulzov žarka za slikanje. Število pulzov izberemo glede na želeno število slik, njihove dolžine pa določajo čas ekspozicije. Najmanjši čas med dvema zaporednima slikama je določen s hitrostjo, s katero lahko kamera zajema slike, ta pa je odvisna od velikosti območja, na katerem zajemamo svetlobo.

Na koncu, ko atomi že padejo iz območja žarka ali ko izklopimo past, v kateri jih držimo, naredimo še referenčno sliko brez atomov, a s prižganim žarkom za slikanje (razdelek 5.2.1). Zatem ugasnemo žarek za slikanje in naredimo še tretjo sliko, da posnamemo svetlobo, ki ne izvira iz žarka. Pri nadaljnji obdelavi zadnjo sliko odštejemo od vseh prej posnetih slik.

5.3.2 Faradayeve slike

Slike v tem razdelku so narejene s časom ekspozicije 400 µs in različno dolgimi časovnimi razmaki med sosednjimi slikami zaradi različno širokih slik, od 4 ms do 9,2 ms. Magnetno polje, ki ga prižgemo v smeri x, ima velikost 0,68 G. Razmerje med najmanjšo in največjo prepuščeno svetlobo je za PBS, ki ga uporabljamo, enako S = 0,01.

¹Glede na os x, označeno na sliki 4.1 v prejšnjem poglavju, je os x v tem poglavju zasukana za kot 22,5° okrog osi z v smeri urinega kazalca.

Slike obdelamo tako, da za vsak piksel izračunamo Faradayev kot s pomočjo enačbe (5.3), pri čemer dodatno upoštevamo še I_{ozadje} - intenziteto svetlobe, ki na kamero pade ob ugasnjenem žarku za slikanje. V resnici torej izračunamo izraz

$$\theta = \arcsin \sqrt{\left(\frac{I(\theta) - I_{ozadje}}{I(0) - I_{ozadje}} - 1\right)} \frac{S}{1 - S},\tag{5.4}$$

ga pretvorimo v stopinje in sliko narišemo tako, da kotom priredimo ustrezno barvno lestvico.



Slika 5.1: Faradayeve slike ramanskega oblaka v prostem padu



Slika 5.2: Faradayeve slike atomskega oblaka iz velike dipolne pasti v prostem padu (levo) in navpičnem metu (desno)

Na sliki 5.1 in na levi strani slike 5.2 so prikazane zaporedne Faradayeve slike istega oblaka hladnih atomov, ki prosto pada po izklopu magnetne levitacije. V

prvem primeru opazujemo oblak po koncu ramanskega hlajenja, v drugem pa iz velike dipolne pasti, ki atomov ne zadrži. Da bi povečali število slik, ki jih lahko naredimo pred pobegom atomov iz območja žarka, smo pred izklopom gradienta magnetnega polja za magnetno levitacijo v dipolni pasti tega nenadoma močno povečali in s tem ustvarili sunek sile navzgor. Rezultat, prikazan na desni strani slike 5.2, nam je omogočil podaljšanje opazovalnega časa na 50 ms, vendar pa takšen sunek žal tudi zmanjša število atomov v pasti.

Slike oblaka po ramanskem hlajenju in v veliki dipolni pasti so narejene s frekvenčnim odmikom žarka za slikanje $\Delta \nu = 714 \text{ MHz}$ od atomskega prehoda $F = 3 \rightarrow F' = 2$, na sliki 5.3 pa pokažemo primerjavo destruktivnosti Faradayevega slikanja pri različnih frekvenčnih odmikih. Oblak držimo v mali dipolni pasti in delamo serije 60 Faradayevih slik na 4 ms. Razliko v destruktivnosti žarka težko opazimo na zgolj nekaj slikah, ki jih lahko naredimo v ostalih fazah hlajenja, saj je učinek od slike do slike majhen.

Na sliki 5.3 je prikazana vsaka 5. v seriji 60 slik oblaka v mali dipolni pasti pri štirih različnih vrednostih frekvenčnega odmika žarka za slikanje. Slika oblaka se po pričakovanjih najpočasneje slabša pri največjem frekvenčnem odmiku, vendar pa so posamezne slike z manjšim frekvenčnim odmikom lepše, saj imajo boljše razmerje signala proti šumu.



Slika 5.3: Faradayeve slike atomov, ujetih v mali dipolni pasti (jamici), pri različnih frekvenčnih odmikih žarka za slikanje $\Delta \nu$. Prikazana je vsaka 5. od skupno 60 slik, ki so bile narejene na 4 ms.

Poglavje 6 Zaključek

V sklopu tega magistrskega dela smo v Laboratoriju za hladne atome postavili magnetometer na vroče cezijeve pare in preizkusili njegovo delovanje v različnih režimih. Eksperimentalno smo karakterizirali učinkovitost optičnega črpanja, fluktuacije in stabilnost magnetnega polja ozadja, kot optične rotacije žarka in radiofrekvenčni šum ozadja. Z magnetometrom želimo v prihodnosti izmeriti signal jedrske kvadrupolne resonance vzorca, za kar pa potrebujemo nekaj izboljšav v detekcijski elektroniki, močnejši napajalnik tuljav in novo celico, ki bo omogočala postavitev vzorca bližje opazovalnemu žarku.

Opisali smo tudi postavitev in izvedbo eksperimenta za merjenje magnetnega polja v oblaku hladnih atomov. V načrtu za izboljšanje občutljivosti meritev Larmorjeve precesije je nov diferencialni fotodiodni ojačevalnik, ki nam bo omogočil opazovanje signalov še na manjših oblakih, denimo v mali dipolni pasti. Nekoliko bolj dolgoročen načrt je povezan z vgradnjo optične pincete, s katero bomo pridobili možnost prostorske manipulacije male dipolne pasti. S kombinacijo teh dveh izboljšav bomo sposobni meriti prostorski profil magnetnega polja. Prav tako bomo nadgradili kompenzacijske tuljave tako na vročem kot na hladnem eksperimentu z aktivno stabilizacijo.

Magnetometer s hladnimi atomi smo nadgradili z uporabo Stern-Gerlachove metode za opazovanje populacij v magnetnih podnivojih, ki nam omogoča alternativno merjenje konstantnih magnetnih polj. Ker imamo v eksperimentu možnost lovljenja atomov v dve ločeni dipolni pasti, pa lahko to metodo uporabimo tudi za elegantno merjenje gradienta magnetnega polja med oblakoma, in sicer tako, da opazujemo fazno razliko v njuni Larmorjevi precesiji.

Na področju nedestruktivnega slikanja se nadejamo, da bomo z izboljšano povečavo žarka za slikanje lahko videli tudi Faradayevo sliko Bose-Einsteinovega kondenzata, kar nam do sedaj ni uspelo. Dolgoročno želimo postaviti Faradayevo slikanje z žarkom v vertikalni smeri, s katerim bomo lahko opazovali atomske oblake v vseh fazah hlajenja z magnetno levitacijo, pri čemer hlajenja ne bomo zmotili. Nedestruktivno slikanje bomo nato lahko uporabili za stabilizacijo števila atomov v kondenzatu, pa tudi za opazovanje poteka solitonskih trkov z različnimi relativnimi fazami.

Literatura

- [1] M. Faraday, *I. Experimental researches in electricity.—Nineteenth series*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London **136**, 1 (1846).
- [2] R. M. Silva, H. Martins, I. Nascimento, J. M. Baptista, A. L. Ribeiro, J. L. Santos, P. Jorge in O. Frazão, *Optical Current Sensors for High Power Systems: A Review*, Applied Sciences 2, 602 (2012).
- [3] M. A. Zentile, Applications of the Faraday Effect in Hot Atomic Vapours, Doktorska disertacija, Durham University (2015).
- [4] A. L. Marchant, S. Händel, T. P. Wiles, S. A. Hopkins, C. S. Adams in S. L. Cornish, Off-resonance laser frequency stabilization using the Faraday effect, Optics Letters 36, 64 (2010).
- [5] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders in W. Tittel, *Optical quantum memory*, Nature Photonics 3, 706 (2009).
- [6] J. Kitching, S. Knappe in E. A. Donley, Atomic Sensors A Review, IEEE Sensors Journal 11, 1749 (2011).
- [7] T. Mežnaršič, *Lasersko hlajenje cezijevih atomov*, Magistrsko delo, Univerza v Ljubljani (2016).
- [8] Quantum Technologies with Ultra-Cold Atoms: Scientific focus, [ogled 3. 8. 2019], https://atomqt.eu/scientific-focus.
- [9] O. Elíasson, R. Heck, J. S. Laustsen, M. Napolitano, R. Müller, M. G. Bason, J. J. Arlt in J. F. Sherson, *Spatially-selective in situ magnetometry of ultracold atomic clouds*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 52, 075003 (2019).
- [10] D. A. Steck, Cesium D Line Data (2010), [ogled 8. 3. 2019], https://steck. us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf.
- [11] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk in A. Weis, *Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms*, Reviews of Modern Physics 74, 1153 (2002).
- [12] D. Budker, D. F. Kimball in D. P. DeMille, Atomic Physics: An Exploration through Problems and Solutions, 2. izd. (Oxford University Press, 2008).
- [13] W. Gawlik in J. M. Higbie, Magnetometry with cold atoms, v Optical Magnetometry, ur. D. Budker in D. F. J. Kimball (Cambridge University Press, 2013) str. 167–189.

- [14] S. Kahl, Bismuth iron garnet films for magneto-optical photonic crystals, Doktorska disertacija, Royal Institute of Technology (2004).
- [15] S. J. Seltzer, Developments in Alkali-Metal Atomic Magnetometry, Doktorska disertacija, Princeton University (2008).
- [16] H. G. Dehmelt, Modulation of a Light Beam by Precessing Absorbing Atoms, Physical Review 105, 1924 (1957).
- [17] W. E. Bell in A. L. Bloom, Optical Detection of Magnetic Resonance in Alkali Metal Vapor, Physical Review 107, 1559 (1957).
- [18] D. Budker in M. Romalis, *Optical magnetometry*, Nature Physics **3**, 227 (2007).
- [19] S. Morales, M. C. Corsi, W. Fourcault, F. Bertrand, G. Cauffet, C. Gobbo, F. Alcouffe, F. Lenouvel, M. L. Prado, F. Berger, G. Vanzetto in E. Labyt, *Magnetocardiography measurements with* ⁴*He vector optically pumped magnetometers at room temperature*, Physics in Medicine & Biology **62**, 7267 (2017).
- [20] E. Boto, S. S. Meyer, V. Shah, O. Alem, S. Knappe, P. Kruger, T. M. Fromhold, M. Lim, P. M. Glover, P. G. Morris, R. Bowtell, G. R. Barnes in M. J. Brookes, A new generation of magnetoencephalography: Room temperature measurements using optically-pumped magnetometers, NeuroImage 149, 404 (2017).
- [21] D. F. J. Kimball, E. B. Alexandrov in D. Budker, General principles and characteristics of optical magnetometers, v Optical Magnetometry, ur. D. Budker in D. F. J. Kimball (Cambridge University Press, 2013) str. 3–24.
- [22] W. Chalupczak, R. M. Godun, P. Anielski, A. Wojciechowski, S. Pustelny in W. Gawlik, Enhancement of optically pumped spin orientation via spinexchange collisions at low vapor density, Physical Review A 85, 043402 (2012).
- [23] P. Kos in N. Janša, Zeeman Shifted Modulation Transfer Spectroscopy in Atomic Cesium (2014), [ogled 15. 8. 2019], http://ultracool.ijs.si/files/ research/MTS_Zeeman.pdf.
- [24] C. J. Foot, *Atomic Physics* (Oxford University Press, 2005).
- [25] B. Julsgaard, J. Sherson, J. L. Sørensen in E. S. Polzik, Characterizing the spin state of an atomic ensemble using the magneto-optical resonance method, Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics 6, 5 (2003).
- [26] T. Isayama, Y. Takahashi, N. Tanaka, K. Toyoda, K. Ishikawa in T. Yabuzaki, Observation of Larmor spin precession of laser-cooled Rb atoms via paramagnetic Faraday rotation, Physical Review A 59, 4836 (1999).
- [27] G. Labeyrie, C. Miniatura in R. Kaiser, Large Faraday rotation of resonant light in a cold atomic cloud, Physical Review A 64, 033402 (2001).
- [28] S. Franke-Arnold, M. Arndt in A. Zeilinger, Magneto-optical effects with cold lithium atoms, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 34, 2527 (2001).

- [29] G. A. Smith, S. Chaudhury in P. S. Jessen, Faraday spectroscopy in an optical lattice: a continuous probe of atom dynamics, Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics 5, 323 (2003).
- [30] M. Takeuchi, T. Takano, S. Ichihara, Y. Takasu, M. Kumakura, T. Yabuzaki in Y. Takahashi, *Paramagnetic Faraday rotation with spin-polarized ytterbium* atoms, Applied Physics B 83, 107 (2006).
- [31] J. M. Higbie, L. E. Sadler, S. Inouye, A. P. Chikkatur, S. R. Leslie, K. L. Moore, V. Savalli in D. M. Stamper-Kurn, *Direct Nondestructive Imaging of Magnetization in a Spin-1 Bose-Einstein Gas*, Physical Review Letters **95**, 050401 (2005).
- [32] M. Vengalattore, J. M. Higbie, S. R. Leslie, J. Guzman, L. E. Sadler in D. M. Stamper-Kurn, *High-Resolution Magnetometry with a Spinor Bose-Einstein Condensate*, Physical Review Letters **98**, 200801 (2007).
- [33] M. L. Terraciano, M. Bashkansky in F. K. Fatemi, Faraday spectroscopy of atoms confined in a dark optical trap, Physical Review A 77, 063417 (2008).
- [34] F. K. Fatemi in M. Bashkansky, Spatially resolved magnetometry using cold atoms in dark optical tweezers, Optics Express 18, 2190 (2010).
- [35] N. Behbood, F. M. Ciurana, G. Colangelo, M. Napolitano, M. W. Mitchell in R. J. Sewell, *Real-time vector field tracking with a cold-atom magnetometer*, Applied Physics Letters **102**, 173504 (2013).
- [36] M. Jasperse, M. J. Kewming, S. N. Fischer, P. Pakkiam, R. P. Anderson in L. D. Turner, *Continuous Faraday measurement of spin precession without light shifts*, Physical Review A **96**, 063402 (2017).
- [37] 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).
- [38] A. R. Edmonds, Angular Momentum in Quantum Mechanics (Princeton University Press, 1996).
- [39] M. Sadgrove, Y. Eto, S. Sekine, H. Suzuki in T. Hirano, Ramsey Interferometry Using the Zeeman Sublevels in a Spin-2 Bose Gas, Journal of the Physical Society of Japan 82, 094002 (2013).
- [40] M. Gajdacz, P. L. Pedersen, T. Mørch, A. J. Hilliard, J. Arlt in J. F. Sherson, Non-destructive Faraday imaging of dynamically controlled ultracold atoms, Review of Scientific Instruments 84, 083105 (2013).
- [41] F. Kaminski, N. S. Kampel, M. P. H. Steenstrup, A. Griesmaier, E. S. Polzik in J. H. Müller, *In-situ dual-port polarization contrast imaging of Faraday rotation* in a high optical depth ultracold ⁸⁷Rb atomic ensemble, The European Physical Journal D 66, 227 (2012).
- [42] J. H. V. Nguyen, P. Dyke, D. Luo, B. A. Malomed in R. G. Hulet, *Collisions of matter-wave solitons*, Nature Physics 10, 918 (2014).

- [43] M. A. Kristensen, M. Gajdacz, P. L. Pedersen, C. Klempt, J. F. Sherson, J. J. Arlt in A. J. Hilliard, Sub-atom shot noise Faraday imaging of ultracold atom clouds, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 50, 034004 (2017).
- [44] M. Gajdacz, A. J. Hilliard, M. A. Kristensen, P. L. Pedersen, C. Klempt, J. J. Arlt in J. F. Sherson, *Preparation of Ultracold Atom Clouds at the Shot Noise Level*, Physical Review Letters **117**, 073604 (2016).
- [45] M. G. Bason, R. Heck, M. Napolitano, O. Elíasson, R. Müller, A. Thorsen, W.-Z. Zhang, J. J. Arlt in J. F. Sherson, *Measurement-enhanced determination* of *BEC phase transitions*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **51**, 175301 (2018).
- [46] J. M. Choi, J. M. Kim, J. H. Lee, Q.-H. Park in D. Cho, Magneto-optical effect near the D1 resonance of spin-polarized cold cesium atoms, Physical Review A 71, 043409 (2005).