



UNIWERSYTET
JAGIELLOŃSKI
W KRAKOWIE

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego

ROZPRAWA DOKTORSKA

DYNAMIKA STANÓW SUPERPOZYCJI ZIMNYCH ATOMÓW ⁸⁵Rb

KRYSTIAN SYCZ

prof. dr hab. WOJCIECH GAWLIK – Promotor

prof. dr hab. WŁODZIMIERZ JASTRZĘBSKI – Recenzent

dr hab. ROMAN CIURYŁO, prof. UMK – Recenzent

dr ADAM WOJCIECHOWSKI – Promotor pomocniczy

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Jagielloński

OŚWIADCZENIE

Ja niżej podpisany Krystian Sycz (nr indeksu: 1096780) doktorant Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. „*Dynamika stanów superpozycji zimnych atomów ^{85}Rb* ” jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem prof. Wojciecha Gawlika. Pracę napisałem samodzielnie.

Oświadczam, że moja rozprawa doktorska została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadom, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą, ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie stopnia nabytego na podstawie tej rozprawy.

Kraków, dnia

.....

*Tadeuszowi Adamowiczowi
i wszystkim moim nauczycielom*

Podziękowania

Pragnę serdecznie podziękować mojemu promotorowi, profesorowi Wojciechowi Gawlikowi za całą pracę, którą wykonał wprowadzając mnie w świat nauki.

Profesorowi Jerzemu Zachorowskiemu dziękuję za przeczytanie manuskryptu i wszystkie konstruktywne uwagi. Jego rzeczowość i profesjonalizm są dla mnie niedoścignionym wzorem tych cech.

Doktorowi Adamowi Wojciechowskiemu dziękuję za całą okazaną mi pomoc i za to, że zgodził się zostać moim promotorem pomocniczym.

Ponadto dziękuję:

- Danusi Myrek - za dzielne znoszenie mojej nieporadności w starciach z podstawowymi zasadami biurokracji.
- Mojej rodzinie, a w szczególności żonie - za cierpliwość i słowa otuchy.
- Moim kolegom i koleżankom, w tym szczególnie Michałowi Grabcowi - swoim towarzystwem ubarwili mi lata pracy w Instytucie Fizyki.

„... And every day he runs by screaming:

*Everything you know is wrong
Black is white, up is down and short is long
And everything you used to think was so important
Doesn't really matter anymore
Because the simple fact remains that*

*Everything you know is wrong
Just forget the words and sing along
All you need to understand is
Everything you know is wrong”*

– „Weird” Al Yankovic

Spis treści

Motywacja naukowa.....	1
Cel Pracy.....	2
1. Wstęp.....	3
1.1 Liniowy efekt Faradaya	3
1.2 Polaryzacja ośrodka indukowana przez światło	10
1.3 Paramagnetyczny efekt Faradaya	11
1.4 Nieliniowe zjawiska optyczne	14
1.5 Nieliniowy efekt Faradaya	16
1.6 Relaksacja koherencji i polaryzacji atomowej	21
1.7 Nieliniowy efekt Faradaya w zimnych atomach	24
2. Opis teoretyczny.....	27
2.1 Formalizm macierzy gęstości do opisu zjawisk nieliniowych.....	27
2.2 Efekty magnetoptyczne dla przejść atomowych $J = 1 \rightarrow J' = 0$	29
2.3 Symulacje numeryczne tworzenia i ewolucji superpozycji zeemanowskich.....	31
2.4 Nieliniowy efekt Faradaya w układach o większym całkowitym momencie pędu	37
3. Opis układu eksperymentalnego	41
3.1 Aparatura próżniowa	42
3.2 Przygotowanie układu do pomiarów	43
3.3 Sekwencja czasowa eksperymentów	46
3.4 Układ laserowy	48
3.5 Źródła pól magnetycznych.....	52
3.6 Ekran magnetyczny	54

4.	Wyniki.....	57
4.1	Eksperyment jednowiązkowy	58
4.2	Eksperyment dwuwiązkowy.....	65
4.3	Preorientacja atomów wypuszczanych z pułapki MOT	69
4.4	Pomiar zmiennych pól magnetycznych.....	77
4.5	Obserwacja swobodnego zaniku polaryzacji atomowej.....	82
4.6	Wykorzystanie obserwacji precesji polaryzacji atomowej do analizy pól magnetycznych.....	87
4.7	Obserwacje dynamiki koherencji zeemanowskich	91
4.8	Ewolucja stanów superpozycji w ciemności	101
5.	Podsumowanie	107
	Bibliografia.....	109

Motywacja naukowa

Poniższa rozprawa doktorska jest pracą na styku dwóch nurtów badań prowadzonych od wielu lat w Zakładzie Fotoniki IF UJ. Z jednej strony jest to kontynuacja prac nad zimnymi atomami (m.in. prace [1-5]). Z drugiej strony, kolejny rozdział badań nad efektami koherencyjnymi i nieliniowymi w gazach atomowych, w szczególności nad nieliniowym efektem Faradaya [6-10].

Laserowe chłodzenie atomów, zaproponowane przez Theodora Hänscha i Arthura Schawlowa w 1975 roku [11-14] jest od końca lat osiemdziesiątych XX w. jednym z najważniejszych narzędzi fizyki atomowej. Pozwala na precyzyjną kontrolę warunków, w jakich próbka atomowa jest przygotowywana, dzięki czemu możliwe są badania nad najbardziej podstawowymi zagadnieniami fizyki kwantowej. Najważniejszym dotychczasowym osiągnięciem, które stało się możliwe dzięki rozwojowi laserowych technik chłodzenia atomów, było otrzymanie po raz pierwszy gazu atomowego w stanie degeneracji kwantowej przez Erica Cornella i Carla Wiemana w ^{87}Rb i w ^{23}Na przez Wolfganga Ketterle w roku 1995 [15-18]. W Zakładzie Fotoniki zimne atomy wykorzystywane były pierwotnie do spektroskopii atomowej, optyki nieliniowej i badania zjawiska mieszania czterech fal [19, 20]. W ostatnich latach zainteresowanie przeniosło się w kierunku badania koherentnych superpozycji stanów atomowych. Ta bardzo szeroka dziedzina obejmuje w szczególności tzw. koherencje zeemanowskie, czyli superpozycje atomowych podpoziomów magnetycznych opisywane przez pozadiagonalne elementy macierzy gęstości stanów zeemanowskich. Stany takie mają unikalne właściwości i są obecnie wykorzystywane w najczulszych atomowych magnetometrach optycznych [21], przewyższających swoją czułością nawet magnetometry oparte na interferencji kwantowej (SQUID).

Dla praktycznego wykorzystania superpozycji kwantowych decydującym czynnikiem jest uzyskanie długiego czasu ich życia. Ponieważ ruch atomów i ich zderzenia są jednym z największych ograniczeń tego czasu, prowadzone są intensywne prace nad stanami superpozycji w niskich i ultra-niskich temperaturach. Niniejsza praca wpisuje się w ten nurt, a omawiane w niej zjawiska są bardzo interesujące między innymi ze względu na ich potencjalną użyteczność w badaniach z dziedziny informacji kwantowej [22, 23].

Cel Pracy

Prace prowadzone w Zakładzie Fotoniki UJ nad nieliniowym efektem Faradya w pułapkach magnetoptycznych (*magneto-optical trap* - MOT) [8] miały charakter pionierski i pokazały, że w takich warunkach można z powodzeniem badać zjawiska związane z istnieniem stanów superpozycji zeemanowskich. Pozostawiły jednak kilka otwartych kwestii. W szczególności badały one stany, na których dynamikę wpływały jednocześnie pola magnetyczne i świetlne. Niniejsza praca koncentruje się na opracowaniu metodyki wykorzystania rotacji Faradaya do badania swobodnej ewolucji koherentnych superpozycji stanów zeemanowskich jedynie w polach magnetycznych. Celem dodatkowym było badanie zjawiska dekoherencji takich stanów i maksymalizacja ich czasów życia.

W porównaniu z doświadczeniami ze światłem ciągłym, badania niezaburzonej światłem dynamiki koherencji mogą dostarczyć dużo bogatszych informacji o czasowej ewolucji układu i o jego oddziaływaniu z otoczeniem. Ponadto mogą być prowadzone z bardzo dobrą czasową zdolnością rozdzielczą. W połączeniu z dużą przestrzenną zdolnością rozdzielczą związaną z niewielkimi rozmiarami próbek, którymi są chmury zimnych atomów, otrzymujemy bardzo wszechstronną metodę pomiarową.

Badania prowadzone w zimnych atomach wypuszczanych z pułapki magnetoptycznej można także traktować jak etap wstępny przed przejściem do zastosowania optycznej pułapki dipolowej. Wykorzystanie optycznych pułapek dipolowych pozwala na dłuższe przechowywanie atomów i przez to lepszą kontrolę warunków eksperymentalnych. Powinno to pozwolić na dalsze wydłużanie czasów życia superpozycji i w przyszłości umożliwić przeprowadzenie bardziej skomplikowanych eksperymentów, na przykład z dziedziny inżynierii stanów kwantowych.

1. Wstęp

Za pierwsze systematyczne badania oddziaływania światła z materią można uznać eksperymenty Fraunhofera, który w 1814 roku przeprowadził obserwacje ciemnych linii w widmie światła słonecznego (ich obecność zauważył wcześniej W. Wollaston [24]). Dokonał tego rozszczepiając światło słoneczne przy pomocy samodzielnie skonstruowanego spektroskopu pryzmatycznego [25]. Mimo, że na powiązanie tego zjawiska z oddziaływaniem z materią trzeba było czekać ponad czterdzieści lat [26], chwilę tę uważa się za narodziny spektroskopii jako dziedziny nauki. Dziś techniki spektroskopowe są jednymi z najprostszych i najczulszych metod badania materii i znajdują niezwykle szerokie zastosowanie w bardzo różnorodnych dziedzinach. Szczególne miejsce zajmują tu metody spektroskopii laserowej oraz spektroskopii zimnej materii.

1.1 Liniowy efekt Faradaya

Badanie efektów magnetoptycznych ma swój początek w eksperymencie Michaela Faradaya z 1846 r. [27, 28]. Spolaryzowane liniowo światło było kierowane przez próbkę wykonaną ze szkła ołowiowego na polaryzator, którego oś ustawiona była pod kątem 90° w stosunku do płaszczyzny polaryzacji światła. Taka konfiguracja sprawiała, że światło nie było przepuszczane przez układ i ekran ustawiony za analizatorem pozostawał ciemny. Działanie na próbkę polem magnetycznym skierowanym zgodnie z kierunkiem propagacji światła, powodowało skręcenie jego płaszczyzny polaryzacji, o czym świadczyła pojawiająca się na ekranie jasna plama.

Eksperyment Faradaya pokazał, że ośrodek pierwotnie (tzn. bez pola magnetycznego) jednorodny dla światła, w polu magnetycznym staje się optycznie aktywny, a stopień dwójłomności jest proporcjonalny do wartości indukcji pola. Dowodziło to jednocześnie elektromagnetycznej natury światła i modyfikacji właściwości optycznych ośrodków materialnych przez pole magnetyczne. Obserwowany kąt rotacji opisuje zależność:

$$\theta = V l B, \quad (1)$$

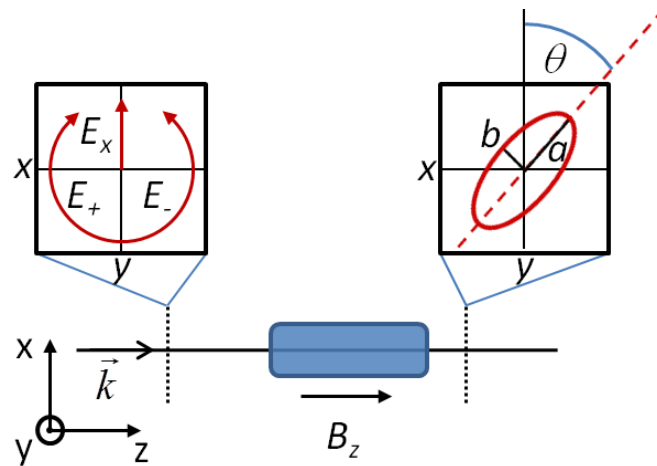
gdzie l to długość drogi propagacji światła w ośrodku, B to indukcja pola magnetycznego, a V to materiałowa stała Verdet (wyrażona w $\text{rad}/\text{T} \cdot \text{m}$). Ze względu na niezależność kąta skręcenia od natężenia światła badającego, zjawisko to nazywane jest liniową magnetorotacją, liniową rotacją Faradaya lub liniowym zjawiskiem Faradaya. Na pełniejsze wyjaśnienie tych obserwacji trzeba było czekać ponad pięćdziesiąt lat, do czasu gdy kolejne eksperymenty, przeprowadzone przez Macaluso i Corbino w 1898 r. w parach metali alkalicznych [29, 30], wykazały silną zależność stałej Verdet od częstotliwości światła. W tym samym roku W. Voigt opisał związek linowej rotacji Faradaya z efektem Zeemana.

Aby wyjaśnić istotę wymienionych powyżej doświadczeń przyjmijmy monochromatyczną falę elektromagnetyczną propagującą się w kierunku \hat{z} (rys. 1) i spolaryzowaną w kierunku \hat{x} , opisywaną równaniem:

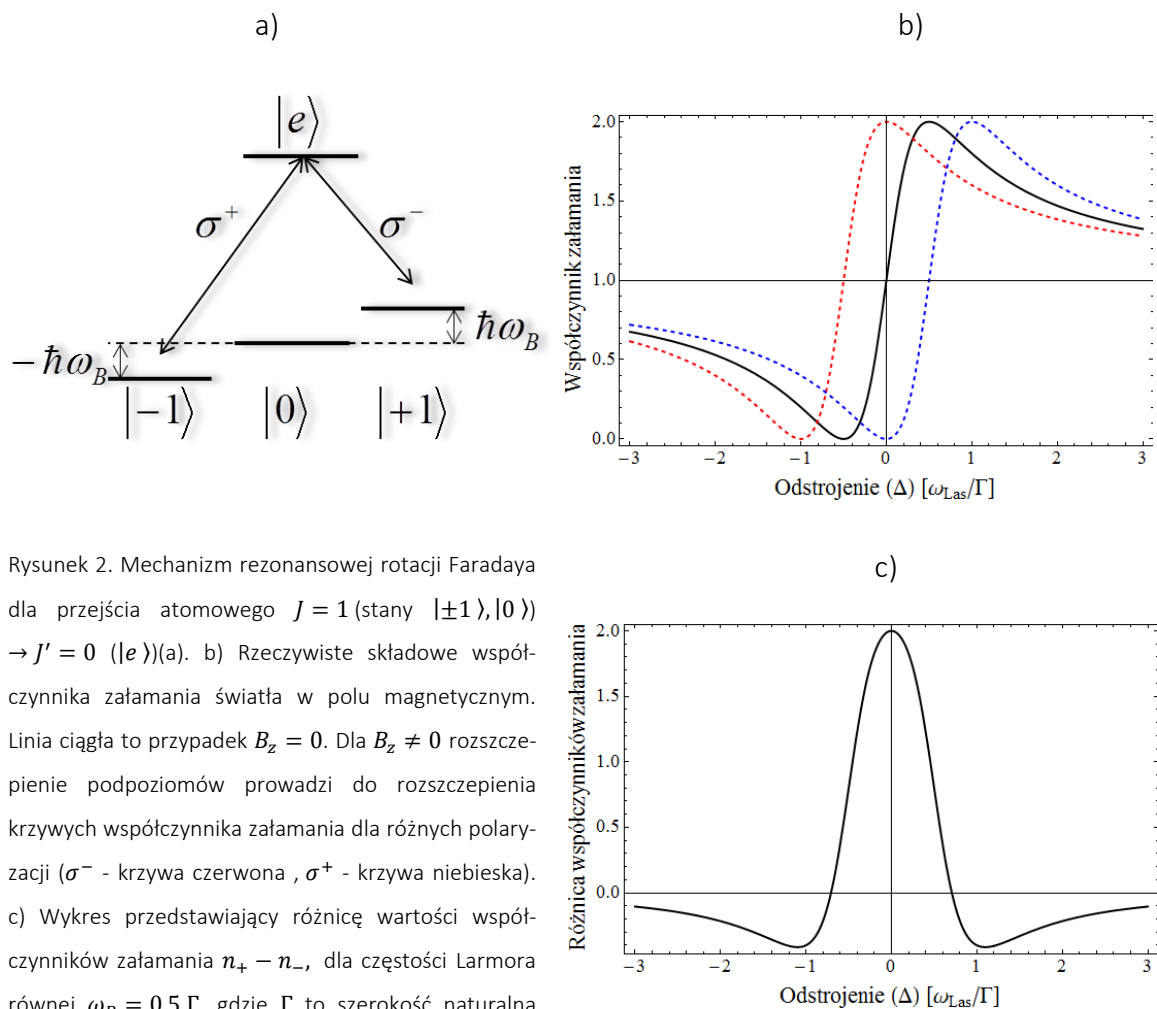
$$\mathbf{E}(t, z) = E_0 \hat{e}_x \cos(kz - \omega t) = \frac{E_0}{2} \hat{e}_x e^{i(kz - \omega t)} + c. c., \quad (2)$$

gdzie E_0 to amplituda, k to wektor falowy, ω to częstotliwość odpowiedzialna za czasową ewolucję fali świetlnej, a $c. c.$ oznacza sprzężenie zespolone (ang. *complex conjugation*). Fala ta napotyka ośrodek złożony z atomów, takich jak przedstawiony na rys. 2a, w których całkowity moment pędu stanu podstawowego $J = 1$. Możemy przyjąć, że na wejściu do ośrodka faza fali świetlnej, określona wykładnikiem eksponenty, wynosi zero i $\mathbf{E}(t = 0, z = 0) \rightarrow \mathbf{E}_{in}$. Wygodnie jest wybrać oś kwantyzacji zgodną z kierunkiem wektora pola magnetycznego w jakim znajdzie się ten atom $\mathbf{z} \parallel \mathbf{B}$, wtedy $\mathbf{B} = [0, 0, B_z]$. Przy takich założeniach możliwe wartości rzutu J stanu podstawowego na oś kwantyzacji (m_J) definiują tzw. podpoziomy zeemanowskie. Stan wzbudzony, w którym¹ $J' = 0$, nie ma struktury wewnętrznej, tzn. ma tylko jeden podpoziom $m'_J = 0$.

¹ Liczby kwantowe oznaczane apostrofem opisują stan wzbudzony.



Rysunek 1. Mechanizm liniowej rotacji Faradaya i dichroizmu. Liniowa polaryzacja fali świetlnej na wejściu do ośrodka E_x , przedstawiona jako superpozycja dwóch polaryzacji kołowych o różnych skrętnościach E_{\pm} , podczas propagacji przez próbkę umieszczoną w zewnętrznym polu magnetycznym B_z , ulega skręceniu o kąt θ oraz nabiera eliptyczności (charakteryzowanej przez stosunek półosi a i b).



Rysunek 2. Mechanizm rezonansowej rotacji Faradaya dla przejścia atomowego $J = 1$ (stany $|\pm 1\rangle, |0\rangle \rightarrow J' = 0 (|e\rangle)$)(a). b) Rzeczywiste składowe współczynnika załamania światła w polu magnetycznym. Linia ciągła to przypadek $B_z = 0$. Dla $B_z \neq 0$ rozszczenie podpoziomów prowadzi do rozszczenia krzywych współczynnika załamania dla różnych polaryzacji (σ^- - krzywa czerwona, σ^+ - krzywa niebieska). c) Wykres przedstawiający różnicę wartości współczynników załamania $n_+ - n_-$, dla częstotliwości Larmora równej $\omega_B = 0.5 \Gamma$, gdzie Γ to szerokość naturalna przejścia atomowego.

Pole magnetyczne B_z , nazywane dalej polem faradayowskim, rozszczepia podpoziomy magnetyczne i sprawia, że ich energia zmienia się o:

$$\Delta E_B = \hbar \omega_B = m_J g_J \mu_B \hbar B_z, \quad (3)$$

gdzie ω_B to tzw. częstość Larmora, m_J to magnetyczna liczba kwantowa danego podpoziomu, g_J to czynnik Landégo, a μ_B oznacza magneton Bohra. Wygodnym zabiegiem, znacznie upraszczającym obliczenia, jest przejście do bazy kołowych składowych polaryzacji światła, prawo i lewo skrętnych (\hat{e}_+ i \hat{e}_-):

$$\hat{e}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_x + i\hat{e}_y), \quad (4a)$$

$$\hat{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_x - i\hat{e}_y), \quad (4b)$$

$$\hat{e}_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{e}_- - \hat{e}_+), \quad (5a)$$

$$\hat{e}_y = \frac{i}{\sqrt{2}}(\hat{e}_- + \hat{e}_+). \quad (5b)$$

W takiej bazie fala świetlna przyjmuje postać:

$$\mathbf{E}_{in} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- = \frac{E_0}{2\sqrt{2}}(\hat{e}_- e^{ik_-z} - \hat{e}_+ e^{ik_+z}) + c.c. \quad (6)$$

Każda ze składowych kołowych, o polaryzacjach \hat{e}_\pm (tak zwane polaryzacje kołowe σ^\pm), sprzęga stany o różnicy wartości rzutu momentu pędu na oś kwantyzacji odpowiednio ± 1 . Pozwala to w prosty sposób uwzględnić wpływ pola magnetycznego na stan polaryzacji światła. Propagacja światła w ośrodku zadana jest przez zespolone wektory falowe $k_\pm = \eta_\pm \frac{\omega}{c}$, gdzie η_\pm to właściwy danemu przejściu zespolony współczynnik załamania:

$$\eta_\pm = n_\pm + i\kappa_\pm, \quad (7)$$

n_i - jest współczynnikiem załamania, odpowiedzialnym za prędkość fazową światła w ośrodku, a κ_i - to współczynnik absorpcji ($i = \pm$). Oba te wyrazy wiąże ze sobą relacja

Kramersa-Kroniga, właściwa wszystkim funkcjom zespolonym, które są analityczne dla dodatnich części urojonych [31, 32]. Zależność spektralna części rzeczywistej zespolonego współczynnika załamania, dla rozrzedzonego gazu w pobliżu częstotliwości rezonansowej ma postać krzywej dyspersyjnej (linia ciągła na rys. 2b) i opisana jest równaniem:

$$n(\omega) = 1 + \frac{N|d|}{2\hbar\epsilon_0} \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (8)$$

gdzie ϵ_0 to stała elektryczna, N to gęstość atomów, $|d|$ to wartość momentu dipolowego, ω_0 oznacza częstotliwość rezonansową przejścia, a Γ to odwrotność czasu życia stanu wzbudzonego. Rozszczepienie zeemanowskie, spowodowane podłużnym polem magnetycznym sprawia, że częstotliwości rezonansowe dla składowych kołowych σ^\pm są przesunięte odpowiednio o $\mp\omega_B$ względem ω_0 :

$$n_\pm(\omega, B) = 1 + \frac{N|d|}{2\hbar\epsilon_0} \frac{\omega - \omega_0 \mp g\mu_B B_z}{(\omega - \omega_0 \mp g\mu_B B_z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (9)$$

Wynikające z tego rozsuniecie krzywych dyspersyjnych związanych z poszczególnymi podpoziomami (przedstawionych liniami przerywanymi na rys. 2b), prowadzi do wykreowania w ośrodku dwójłomności kołowej. Oznacza to, że każda ze spolaryzowanych kołowo (σ^\pm) składowych światła, porusza się w ośrodku z inną prędkością fazową. Różnica tych prędkości, proporcjonalna do wartości $n_+ - n_-$, jest zależna od natężenia pola magnetycznego. W uogólnieniu na i -podpoziomów stanu podstawowego wzór (9) przyjmuje postać:

$$n_\pm(\omega, B) = 1 + \frac{1}{2\hbar\epsilon_0} \sum_i N_i |d_{i\pm}| \frac{\omega - \omega_{0i} \mp g\mu_B B_z}{(\omega - \omega_{0i} \mp g\mu_B B_z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (10)$$

Wynikiem różnicy szybkości fazowych n_\pm między składowymi E_\pm jest skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła przy przejściu przez ośrodek (rys. 3). Dla ośrodka o długości l wynosi ono:

$$\theta = \frac{\omega l}{2c} (n_+ - n_-). \quad (11)$$

Dotychczas zakładaliśmy, że monochromatyczne światło oddziałuje z atomami o określonej częstotliwości rezonansowej ω_0 . Jeśli jednak atomy w fazie gazowej poruszają się, wówczas wyrażenia (8-10) muszą być uśrednione po rozkładzie prędkości atomów. Prowadzi to do poszerzenia dopplerowskiego rozpatrywanych zależności [6]. Efekty takie są bardzo ważne dla ciepłych atomów, ale zanedbywane w doświadczeniach z zimnymi atomami opisanymi w niniejszej pracy.

Różnica we współczynnikach absorpcji $\kappa_+ - \kappa_-$ prowadzi do różnicy w osłabieniach obu składowych przy przejściu przez ośrodek, czyli tzw. dichroizmu kołowego. Jest on odpowiedzialny za wytworzenie eliptyczności polaryzacji światła przechodzącego przez ośrodek. Stopień eliptyczności ξ można zdefiniować przez zależność $\tan \xi = \frac{b}{a}$, gdzie a i b to odpowiednio wielka i mała półoś elipsy (rys. 1). Parametr ξ będzie przyjmował wartość 0 dla polaryzacji liniowej i $\frac{\pi}{4}$ dla polaryzacji kołowej. Jego zależność od κ_{\pm} jest następująca:

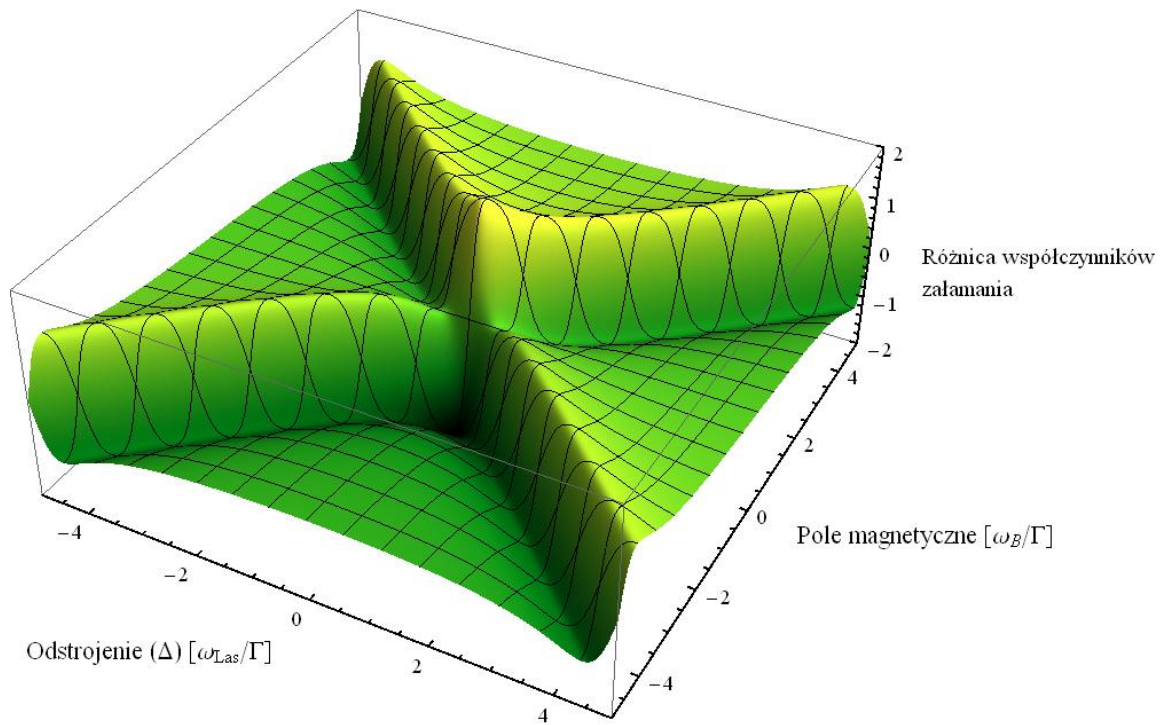
$$\sin 2\xi = \left| \frac{e^{-2kl\kappa_-} - e^{-2kl\kappa_+}}{e^{-2kl\kappa_-} + e^{-2kl\kappa_+}} \right|, \quad (12)$$

gdzie $k = \frac{\omega}{c}$. Równanie to w przybliżeniu dla małych κ sprowadza się do:

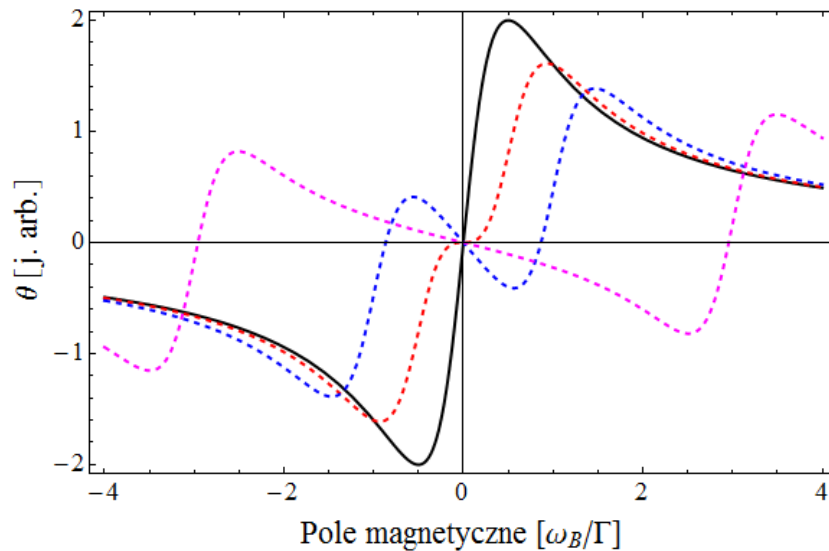
$$\xi \approx \left| \frac{\omega l}{2c} (\kappa_+ - \kappa_-) \right|. \quad (13)$$

W przedstawionych w poniższej pracy eksperymentach mierzona była przede wszystkim zależność kąta rotacji Faradaya, czyli kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji θ , od natężenia zewnętrznego pola magnetycznego. Zależności $\theta(B)$ nazywane będą dalej krzywymi rotacji Faradaya. Na rys. 4 przedstawiono kilka z nich, obliczonych dla różnych odstrojeń światła od rezonansu (zgodnie z zależnościami (9-11)). Szerokość tych krzywych dyspersyjnych, czyli odległość między ekstremami wyrażona w jednostkach częstości Larmora, mierzona dla światła dostrojonego do rezonansu z przejściem atomowym, jest równa szerokości naturalnej Γ .

Rotacja Faradaya oraz dichroizm kołowy okazały się bardzo czułymi metodami badania efektów pompowania optycznego i przez to znalazły zastosowanie w eksperymentach dotyczących manipulacji spinami atomowymi za pomocą światła. Pionierem tych badań był A. Kastler [33].



Rysunek 3. Zależność różnicy współczynników załamania $n_+ - n_-$ od natężenia pola magnetycznego i odstrojenia światła od częstotliwości rezonansowej przejścia atomowego. Obliczenia dla układu atomowego $J = 1 \rightarrow J' = 0$.



Rysunek 4. Zależność kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła od natężenia pola magnetycznego B_z (pola faradajowskiego), w przypadku monochromatycznego światła dostrojonego do częstotliwości rezonansowej przejścia (krzywa czarna), oraz odstrojonego o 0.5Γ , 1Γ i 3Γ (odpowiednio przerywane krzywe czerwona, niebieska i fioletowa). Obliczenia wykonane dla układu atomowego $J = 1 \rightarrow J' = 0$.

1.2 Polaryzacja ośrodka indukowana przez światło

W poprzednim podrozdziale omówiona została modyfikacja zespolonego współczynnika załamania przez zewnętrzne pole magnetyczne. Zespolony współczynnik załamania może jednak być modyfikowany także przez pole elektryczne fali świetlnej. Zmiany te stają się szczególnie ważne w przypadku silnego i wąskiego spektralnie światła, które jest rezonansowe z przejściami w badanym ośrodku.

Gęstość polaryzacji ośrodka \mathbf{P} , czyli uśredniony wyindukowany elektryczny moment dipolowy $\langle \mathbf{d} \rangle$ na jednostkę objętości V zależy od amplitudy pola elektrycznego następująco:

$$\mathbf{P} = \frac{\langle \mathbf{d} \rangle}{V} = N\alpha \mathbf{E}, \quad (14)$$

gdzie \mathbf{E} to wektor pola elektrycznego światła indukującego, a α to tensor polaryzowalności ośrodka. W ośrodku niemagnetycznym o małej gęstości, jak w przypadku gazów atomowych, jest on determinowany przez tzw. podatność elektryczną $\chi = N\alpha$

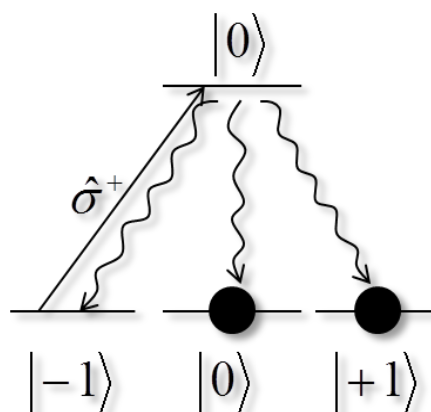
$$\eta = \sqrt{1 + 4\pi\chi} \approx 1 + 2\pi\chi = 1 + 2\pi \frac{P}{E}. \quad (15)$$

Dla słabych pól świetlnych (liniowe oddziaływanie atomu i pola) α , χ i η są niezależne od natężenia światła. Dla silnych pól każda z tych wielkości może zależeć od \mathbf{E} , co pozwala na obserwację szeregu optycznych efektów nieliniowych. Więcej informacji na ten temat znajduje się w rozdziale 1.4.

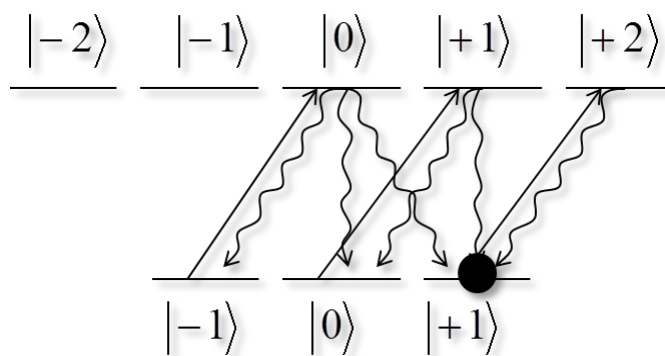
1.3 Paramagnetyczny efekt Faradaya

Liniowy efekt Faradaya obserwujemy w każdym ośrodku, który jest modyfikowany przez pole magnetyczne w sposób opisany w rozdziale 1.1. Przy równowagowym rozkładzie populacji bez pola magnetycznego skręcenie nie występuje. Jeśli jednak zmodyfikujemy rozkład populacji podpoziomów stanu podstawowego (na przykład przy pomocy pompowania optycznego), ośrodek może stać się dwójłomny nawet bez pola magnetycznego. Efekt ten nazywany jest paramagnetycznym efektem Faradaya.

Rozważmy przypadek ośrodka oddziałującego ze światłem spolaryzowanym kołowo σ^+ . W omawianym modelu ($J = 1, J' = 0$) światło takie wzbudza jedynie przejścia między stanami atomowymi związanymi ze zmianą rzutu momentu magnetycznego na oś kwantyzacji $\Delta m_J = +1$ (rys. 5). W efekcie cała populacja stanu $m_J = -1$ zostanie przepompowana do stanów o $m_J = 0, 1$. Jeśli tak przygotowany ośrodek oświetlimy wiązką światła spolaryzowanego liniowo σ , to jego składowa o skrętności σ^+ nie będzie w ogóle absorbowana, zaś składowa σ^- będzie absorbowana silnie. Na wyjściu z ośrodka polaryzacja światła będzie więc silnie eliptyczna. Nie jest to jednak jedyny efekt. Trzeba pamiętać, że współczynnik załamania jest związany ze współczynnikiem absorpcji relacją Kramersa-



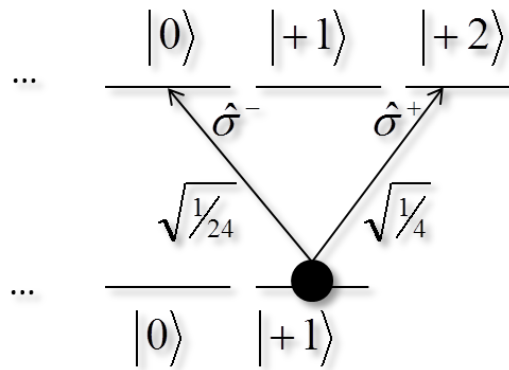
Rysunek 5. Pompowanie optyczne atomów światłem spolaryzowanym kołowo σ^+ , działającym na przejściu $J = 1 \rightarrow J' = 0$. Linie faliste przedstawiają przejścia związane z emisją spontaniczną.


 Rysunek 6. Pompowanie optyczne na przejściu cyklicznym $J = 1 \rightarrow J' = 2$

Kroniga. W związku z tym, zmianie eliptyczności światła towarzyszyć będzie zmiana amplitud profili dyspersyjnych składowych kołowych, prowadząca do skręcenia wypadkowej polaryzacji światła próbującego, proporcjonalnego do różnicy populacji. Takie skręcenie nazywane bywa paramagnetyczną rotacją Faradaya. W niniejszej pracy efektem Faradaya konsekwentnie nazywamy skręcenie płaszczyzny polaryzacji wyłącznie w podłużnym polu magnetycznym (diamagnetyczny efekt Faradaya). Skręcenie wynikające z paramagnetycznego zjawiska Faradaya nazywamy dalej konsekwentnie paramagnetycznym efektem Faradaya lub rotacją paramagnetyczną.

W skrajnym przypadku rozważanym powyżej (rys. 5), gdy nastąpiło całkowite przepompowanie populacji, składowa σ^+ liniowo (σ) spolaryzowanej wiązki próbującej propaguje się praktycznie bez oddziaływania z atomami. Natomiast składowa σ^- oddziałuje z ośrodkiem silnie. Obraz staje się bardziej skomplikowany, gdy rozważymy układ podpoziomów $J' = J + 1$, w którym istnieje przejście zamknięte (tzw. przejście cykliczne, np. przejście $|J = 1, m_J = +1\rangle \rightarrow |J' = 2, m_J = +2\rangle$ na rys. 6). W tym przypadku, nawet po przepompowaniu całej początkowej populacji atomowej do stanu $m_J = J$, obie składowe (σ^+ i σ^-) oddziałują z ośrodkiem. Rotację zawdzięczamy wówczas różnicy wartości współczynników Clebscha-Gordana dla przejść związanych ze skręceniem polaryzacji, a więc $|m_J = 1\rangle \rightarrow |m'_J = 0\rangle$ i $|m_J = 1\rangle \rightarrow |m'_J = 2\rangle$ (rys. 7).

Ośrodki, w których doprowadzono do nierównowagowego obsadzenia podpoziomów zeemanowskich, nazywamy ośrodkami spolaryzowanymi. Jeśli makroskopowa liczba atomów ma swoje momenty magnetyczne zorientowane w określoną stronę, tak jak ma

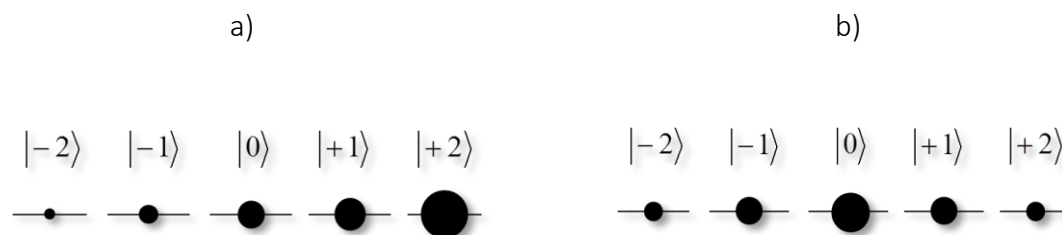


Rysunek 7. Próbkowanie układu $J = 1 \rightarrow J' = 2$. Rotacja wynikająca z różnicy współczynników Clebscha-Gordana.

to miejsce w przypadku ośrodka napompowanego optycznie światłem o polaryzacji kołowej, ośrodek uzyskuje pewien niezerowy wypadkowy moment magnetyczny $\langle J_z \rangle$. Moment ten w przeliczeniu na jednostkę objętości nazywamy magnetyzacją.

W opisanych w tej pracy badaniach najbardziej interesujące były przypadki niestacjonarne. Gdy moment magnetyczny $\boldsymbol{\mu}$ znajdzie się w zewnętrznym polu magnetycznym o indukcji \mathbf{B} , powstaje moment siły $\mathbf{M} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$. W ośrodku spolaryzowanym w kierunku innym niż kierunek pola \mathbf{B} , moment ten powoduje precesję magnetyzacji wokół wektora \mathbf{B} z częstością Larmora. Precesja ta może być obserwowana metodami optycznymi. Dla ośrodka spolaryzowanego wzdłuż osi \hat{z} , pole B_x skierowane prostopadle do kierunku obserwacji \hat{z} powoduje precesję magnetyzacji w płaszczyźnie $\hat{y} - \hat{z}$. W jej wyniku rzut momentów magnetycznych atomów na oś \hat{z} będzie się zmieniał od $m_J = J$ do $m_J = -J$. Spowoduje to periodyczną modulację współczynników załamania dla składowych σ^- i σ^+ liniowo spolaryzowanego światła próbkującego i w efekcie skręcanie wyjściowej polaryzacji światła. Ze względu na swoją zależność od pola magnetycznego, paramagnetyczny efekt Faradaya, a szczególnie obserwacja swobodnej precesji polaryzacji atomowej, jest czułą metodą magnetometrii optycznej, którą można wykorzystać do prowadzenia pomiarów w czasie rzeczywistym.

Stosowanie pompowania optycznego odpowiednio spolaryzowanym światłem umożliwia wytworzenie szczególnego nierównowagowego obsadzenia stanów. Światło spolaryzowane kołowo pozwala na uzyskanie *polaryzacji*, czyli sytuacji, w której rozkład populacji między podpoziomy zeemanowskie jest monotoniczny z wartością magnetycz-



Rysunek 8. Przykładowe rozkłady populacji atomowych w przypadku *polaryzacji* (a) i *alignmentu* (b). Wielkość czarnej kropki reprezentuje populację danego podpoziomu.

nej liczby kwantowej m . Z kolei światło spolaryzowane liniowo, działając na ośrodki, w których $J \geq 1$ umożliwia wytworzenie uporządkowania typu *alignment*², czyli rozkładu populacji, który jest monotoniczny z wartością bezwzględną m (rys. 8). W przedstawianych badaniach do tworzenia koherencji stosowane jest światło o polaryzacji liniowej. Przygotowuje ono ośrodek w stanie koherentnej superpozycji podpoziomów zeemanowskich - wytwarza *alignment* oraz określoną relację fazową między wszystkimi parami podpoziomów, dla których $|\Delta m| = 2$.

1.4 Nieliniowe zjawiska optyczne

Za moment narodzin dziedziny optyki nieliniowej uważa się odkrycie w 1961 r. zjawiska generacji drugiej harmonicznej przez grupę z Uniwersytetu Michigan, prowadzoną przez Petera Frankena [34]. W nurt zapoczątkowany tym odkryciem wpisują się badania z laserami barwnikowymi prowadzone w latach 70 ubiegłego wieku, między innymi na Uniwersytecie Jagiellońskim [35, 36], dotyczące rozpraszania do przodu rezonansowego światła przez atomy sodu w polu magnetycznym. W funkcji pola magnetycznego obserwowano w nich nowy, wąski sygnał pojawiający się na tle liniowej rotacji. Sygnał ten nie był poszerzony dopplerowsko, a jego amplituda była zależna od natężenia światła. Z tego względu zjawisko to nazwane zostało nieliniowym efektem Faradaya.

² Ze względu na brak powszechnie przyjętego polskiego terminu, w całej pracy do opisanego tego typu rozkładów populacji i towarzyszących im koherencji stosowane będzie angielskie określenie *alignment*.

Naturę efektów nieliniowych można obrazowo opisać odwołując się do omawianej wcześniej indukowanej polaryzacji ośrodka. Jeśli oddziaływanie ze światłem nie jest zbyt silne i można zastosować rachunek zaburzeń, wyrażenie (14) można rozwinąć w szereg perturbacyjny:

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} P^{(n)} = \sum_{n=1}^{\infty} \chi^{(n)} E^n. \quad (16)$$

Dla małych natężeń światła kolejne wyrazy rozwinięcia podatności elektrycznej ośrodka są coraz mniejsze (szereg jest zbieżny). W języku mechaniki kwantowej kolejne człony rozwinięcia odpowiadają kolejnym wielofotonowym oddziaływaniom. Prawdopodobieństwo zajścia takiego zdarzenia jest tym mniejsze im więcej fotonów musi brać w nim udział i w związku z tym silnie zależy od średniej liczby fotonów oddziałujących z atomem w jednostce czasu.

Człon reprezentujący pierwszy rząd rozwinięcia perturbacyjnego $\chi^{(1)}$ odpowiada za wszystkie procesy jednofotonowe, takie jak absorpcja i emisja, a więc efekty liniowego oddziaływania światła z materią. W ośrodku posiadającym symetrię inwersyjną, jak to ma miejsce w przypadku gazu atomowego, pierwsze efekty nieliniowe uwidaczniają się dopiero w wyrazach trzeciego rzędu rozwinięcia podatności elektrycznej. Tu znajdujemy omawiany w tej pracy nieliniowy efekt Faradaya wraz z nieliniową absorpcją i dyspersją, a także takie zjawiska jak krzyżowanie poziomów, efekt Hanlego i interferencja kwantowa [37 - 39]. Ze wzrostem natężenia światła poszczególne wyrazy rozwinięcia (16) stają się coraz większe i obliczenie polaryzacji metodami perturbacyjnymi staje się niemożliwe. W takich przypadkach, dla dużych natężeń światła konieczne są rozwiązania ścisłe.

Rozszerzając wzór (14) na formalizm mechaniki kwantowej, gęstość polaryzacji można wyrazić jako ślad iloczynu macierzy gęstości i momentu dipolowego:

$$P = N \text{Tr}(\hat{\rho} \mathbf{d}), \quad (17)$$

gdzie $\hat{\rho} = |\Psi\rangle\langle\Psi|$ (Ψ to funkcja falowa opisująca układ). Wielkość η przyjmuje wtedy postać:

$$\eta = 1 + 2\pi N \frac{\text{Tr}(\hat{\rho} \mathbf{d})}{E}. \quad (18)$$

1.5 Nieliniowy efekt Faradaya

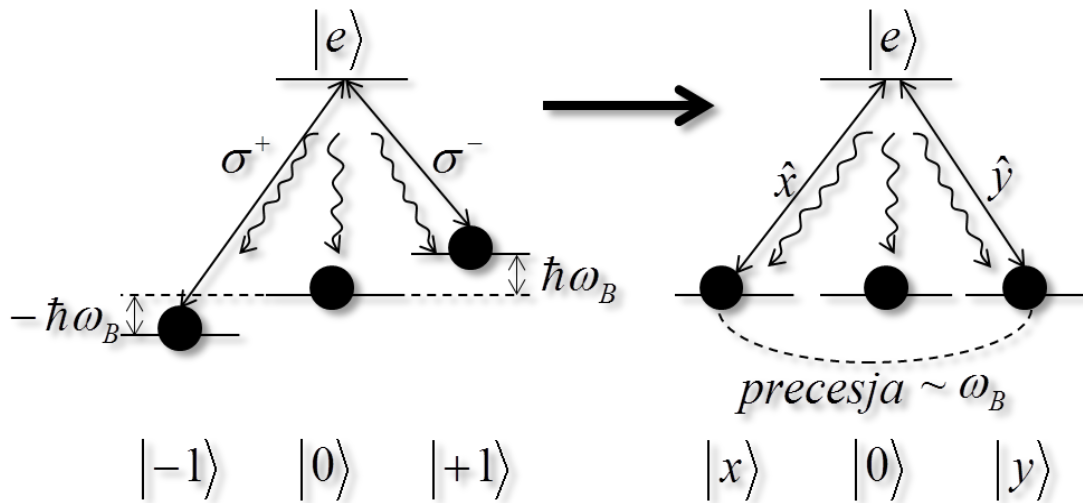
Dla układu atomowego $J = 1 \rightarrow J' = 0$ mechanizm powstawania nieliniowego efektu Faradaya na skutek oddziaływania z liniowo spolaryzowanym światłem, można obrazowo przedstawić, przechodząc z omówionej w poprzednim rozdziale bazy składowych kołowych do bazy polaryzacji liniowych [40, 41]. Wiąże się to ze zmianą stanów opisujących poziomy energetyczne i elementy macierzowe. Podpoziomy zeemanowskie o niezerowym rzucie momentu pędu na oś kwantyzacji ($|\pm 1\rangle$), stają się po takiej transformacji superpozycjami $|x\rangle$ i $|y\rangle$ (rys. 9). Są to stany własne dla światła o danej polaryzacji liniowej. Ich ewolucję czasową opisują zależności:

$$|x(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\omega_B t} | +1 \rangle - e^{-i\omega_B t} | -1 \rangle), \quad (19)$$

$$|y(t)\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\omega_B t} | +1 \rangle + e^{-i\omega_B t} | -1 \rangle). \quad (20)$$

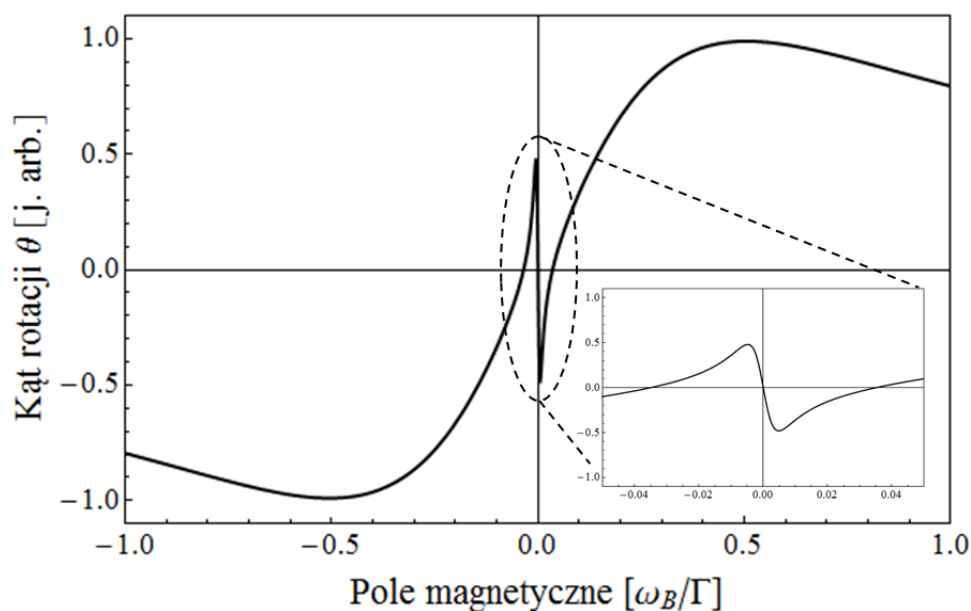
Takie stany nie są już stanami własnymi energii. Pole magnetyczne B_z powoduje periodyczną ewolucję stanów $|x\rangle$ w stany $|y\rangle$ (czyli precesję Larmora). Jest to efekt analogiczny do występującej w przypadku paramagnetycznego efektu Faradaya precesji pod wpływem pola magnetycznego prostopadłego do osi kwantyzacji. Należy zauważyć, że o ile w przypadku efektu paramagnetycznego mamy do czynienia z precesją polaryzacji, o tyle w nieliniowym efekcie Faradaya w podłużnym polu magnetycznym precesuje *alignment* związany z istniejącą koherencją podpoziomów zeemanowskich.

Oddziaływanie światła na rozpatrywany układ można umownie podzielić na trzy etapy. Załóżmy, że oświetlamy nasz ośrodek światłem spolaryzowanym liniowo wzdłuż osi \hat{x} . Powoduje to depopulację stanu $|x\rangle$ i pompowanie optyczne stanów $|0\rangle$ i $|y\rangle$. Oba te stany są stanami ciemnymi (światło spolaryzowane wzdłuż osi \hat{x} z nimi nie oddziałuje). Takie pompowanie optyczne ośrodka prowadzi do powstania różnicy we współczynnikach absorpcji związanych z ortogonalnymi polaryzacjami liniowymi, czyli dichroizmu liniowe-



Rysunek 9. Ilustracja przejścia z bazy polaryzacji kołowych $\{| 0 \rangle, |\pm 1 \rangle\}$ do bazy polaryzacji liniowych $\{| 0 \rangle, |x \rangle, |y \rangle\}$ dla atomu o $J = 1 \rightarrow J' = 0$. W przeciwieństwie do stanów z bazy polaryzacji kołowych, stany w nowej bazie nie są stanami własnymi energii.

go. W drugim etapie oś wyindukowanego dichroizmu, początkowo zgodna z kierunkiem polaryzacji światła, zaczyna precesować w zewnętrznym polu magnetycznym B_z z częstością Larmora ω_B . W trzecim etapie polaryzacja światła przechodzącego przez próbkę zostaje skręcona wokół osi \hat{z} , a kąt tej rotacji na wyjściu z ośrodka jest zależny od stopnia wyindukowanego dichroizmu. Wpływ precesji na światło można porównać do efektu wstawienia w wiązkę polaryzatora obracającego się z częstością ω_B . Wszystkie opisane procesy w rzeczywistości zachodzą jednocześnie i wpływają na siebie nawzajem. Dla małych pól magnetycznych obserwowana rotacja jest liniowo zależna od wartości pola magnetycznego ($\theta \sim B_z$). Dla pól silniejszych, gdzie $\omega_B > \gamma$, oś dichroizmu wykonuje w czasie obserwacji więcej niż jeden pełny obrót ($\tau = 1/\gamma$). Prowadzi to do uśrednienia rotacji polaryzacji w ośrodku i wypadkowy kąt zaczyna maleć. Krzywa zależności kąta rotacji osi dichroizmu liniowego od pola magnetycznego (krzywa nieliniowego efektu Faradaya) ma postać wąskiego asymetrycznego rezonansu wokół $\omega_B = 0$, pojawiającego się na szerszym tle pochodzącym od liniowego efektu Faradaya (omówionego w rozdziale 1.1). W warunkach, kiedy można zaniedbać poszerzenie dopplerowskie, szerokość krzywej liniowego efektu Γ determinowana jest czasem życia koherencji optycznej. Z kolei szerokość krzywej efektu nieliniowego jest związana z czasem życia koherencji stanu podsta-



Rysunek 10. Krzywa pokazująca liniowy i nieliniowy przyczynek do sygnału rotacji polaryzacji w polu magnetycznym (magnetorotacji). Obliczenia dla układu atomowego $J = 1 \rightarrow J' = 0$. Przyjęto szybkość relaksacji superpozycji podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego $\gamma = 1/10 \Gamma_{nat}$.

wowego $\gamma \ll \Gamma$. Oba rezonanse są przedstawione schematycznie na rys. 10. Szerokość i amplituda krzywej nieliniowego efektu Faradaya zależą silnie od natężenia światła, podczas gdy skręcenie pochodzące od efektu liniowego jest od niego niezależne (w omawianej, prostej strukturze atomowej).

Opis powstawania nieliniowego efektu Faradaya przedstawiony powyżej jest wystarczający do jakościowego objaśnienia zjawiska. Należy jednak stosować go ostrożnie, ponieważ nie uwzględnia on wszystkich efektów pojawiających się dla wyższych natężeń światła. Na przykład, działające w sposób ciągły światło o określonej polaryzacji liniowej, może ponownie wzbudzić utworzoną wcześniej superpozycję, skracając jej czas swobodnej ewolucji w polu magnetycznym. Taka konkurencja wzbudzania atomów przez silną wiązkę liniowo spolaryzowaną z precesją polaryzacji prowadzi do efektu „resetowania koherencji”. Polega on na tym, że mimo precesji, ewolucja *alignmentu* jest wciąż prowadzona przez silną wiązkę do fazy początkowej. Prowadzi to do ograniczenia maksymalnego osiągalnego wypadkowego skręcenia polaryzacji światła w ośrodku („nasylenie rotacji”). Zjawisku temu poświęcone będzie więcej uwagi w dalszych częściach tej pracy. Jest

ono w swoim charakterze podobne do poszerzenia mocą w spektroskopii absorpcyjnej. W przypadku ośrodków gęstych i/lub długich nie można zaniedbać wpływu skręcenia następującego w pierwszych warstwach ośrodka na polaryzację dalszych warstw. W wyniku tego zjawiska oś dichroizmu w kolejnych warstwach kreowana jest w kierunku już obróconym względem polaryzacji światła na wejściu do ośrodka, co także sprawia, że zmienia się wypadkowa rotacja. Ponadto wpływ przesunięcia poziomów światłem (dynamiczny efekt Starka [42]) może prowadzić do tzw. procesu *alignment to orientation conversion*, znacznie komplikując ewolucję superpozycji ośrodka [43, 44].

Powyższy opis jest właściwy dla sytuacji, gdy ośrodek jest oświetlany w sposób ciągły pojedynczą wiązką, której polaryzacja jest następnie analizowana w celu badania wytworzonej koherencji podpoziomów zeemanowskich. Jest to obserwacja pewnego stanu stacjonarnego, gdzie efekty dynamiczne są uśredniane w czasie ze względu na oddziaływanie ze światłem i procesy relaksacji. W przypadku najważniejszych dla tej pracy pomiarów, koherencja była tworzona krótkimi, w porównaniu z częstością precesji Larmora, impulsami światła, po czym na ośrodek kierowano drugą, znacznie słabszą wiązkę (próbującą), która pozwalała na obserwację ewolucji stanu ośrodka już bez jego istotnego zaburzania.

Jak to będzie pokazane w rozdziale 2.1, wygodnym środowiskiem do teoretycznej analizy zjawiska koherencji jest formalizm macierzy gęstości. Stan wzbudzony oznaczymy literą e , a podpoziomy stanu podstawowego odpowiadające rzutom całkowitego momentu magnetycznego na oś kwantyzacji $m_J = 1, -1, 0$ symbolami odpowiednio $+$, $-$ i 0 . W tej reprezentacji układ atomów takich jak opisane powyżej (porównaj równania (20) i (21)) przedstawia poniższa macierz:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{++} & \rho_{0+} & \rho_{-+} & \rho_{e+} \\ \rho_{+0} & \rho_{00} & \rho_{-0} & \rho_{e0} \\ \rho_{+-} & \rho_{0-} & \rho_{--} & \rho_{e-} \\ \rho_{+e} & \rho_{0e} & \rho_{-e} & \rho_{ee} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Macierz ta składa się z dwóch rodzajów elementów. Te znajdujące się na diagonalu (ρ_{ii}) to populacje danego podpoziomu. Z kolei elementy $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ reprezentują różnego rodzaju koherencje występujące w układzie. Koherencjami zeemanowskimi nazywamy pozadia-

gonalne elementy macierzowe, dla których i i j to podpoziomy tego samego stanu atomowego. Wynikają one z określonej relacji fazowej stanów $|i\rangle$ i $|j\rangle$ wytwarzanej przez oddziaływanie atomów ze światłem. Wartość $|\Delta m_j| = |m_j^{(i)} - m_j^{(j)}|$ określa tzw. rząd koherencji. Nazwy koherencji między podpoziomami należącymi do różnych poziomów atomowych pochodzą zwykle od rodzaju oddziaływania, które je tworzy. W omawianym przypadku na przykład $\varrho_{e\pm}$ to „koherencja optyczna”.

W warunkach równowagi termodynamicznej, gdy podpoziomy zeemanowskie są prawie zdegenerowane i nie są zaburzone przez falę świetlną, populacja rozkłada się równowagowo:

$$\varrho = \begin{pmatrix} 1/3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Na drodze pompowania optycznego światłem o polaryzacji liniowej σ i przy braku dekoherencji (rozdział 1.5) rozkład ten modyfikowany jest do postaci:

$$\varrho = \begin{pmatrix} 1/4 & 0 & 1/4 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 1/4 & 0 & 1/4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Cała populacja pod wpływem pompowania jest kumulowana w dwóch stanach ciemnych. Jeden to stan ϱ_{00} , a drugi to koherencja ϱ_{+-} , w której zgromadzona jest populacja stanów $\varrho_{\pm\pm}$. Warto dodać, że w przedstawionym powyżej przykładzie koherencje jest maksymalna, zgodnie z warunkiem [45]:

$$\varrho_{ij}^2 \leq \varrho_{ii} \cdot \varrho_{jj}. \quad (24)$$

W strukturze atomowej takiej jak omówiona powyżej, wytworzenie większego stopnia koherencji niż to pokazuje przykład (23) jest możliwe. Wymaga jednak przeniesienia odpowiednimi metodami większej części populacji do poziomów łączyznych relacją fazową (warunek (24) musi być przy tym zawsze spełniony).

1.6 Relaksacja koherencji i polaryzacji atomowej

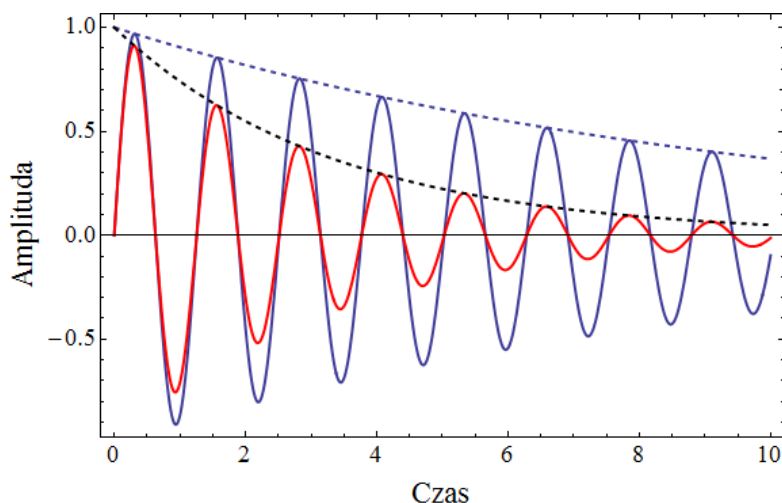
We wszystkich zagadnieniach dotyczących uporządkowania atomowych momentów magnetycznych ważnym parametrem jest czas, w jakim takie uporządkowanie powraca do stanu równowagi i przestaje być obserwowalne. Można wyróżnić dwie kategorie procesów, które do tego prowadzą [46]. Pierwszą jest tzw. relaksacja podłużna. Polega ona na zaniku magnetyzacji przez powrót układu do stanu równowagi w procesach z dysypacją energii. Czas tej relaksacji jest tradycyjnie nazywany czasem T_1 . Przykładowo, w komórkach spektroskopowych z gorącymi parami metali alkalicznych, mechanizmem mającym sens relaksacji podłużnej jest przelot atomów przez ograniczony rozmiarami wiązki obszar oddziaływania ze światłem. Kreowanie koherencji odbywa się w momencie wejścia atomu w wiązkę lasera, a pomiar kończy się, gdy atom z wykreowaną superpozycją wiązkę opuszcza. Przyjętą nazwą tego procesu jest relaksacja przelotowa (ang. *transit relaxation*). Populacja nowych atomów, które wchodzi w obszar oddziaływania jest statystycznie rozłożona równowagowo między podpoziomy zeemanowskie (repopulacja przelotowa) i wymaga wzbudzenia w celu wytworzenia koherencji. Jeśli repopulacja zachodzi z taką samą szybkością co relaksacja, mamy sytuację matematycznie równoznaczną z zanikiem koherencji w próbce o stałej liczbie atomów na drodze procesu w którym występują straty energii. W przypadku próbek zimnych atomów przygotowywanych w pułapce magnetoptycznej, procesem odpowiadającym relaksacji podłużnej jest ucieczka atomów z obszaru oddziaływania w wyniku ekspansji i spadku grawitacyjnego chmury. Dla typowych doświadczeń proces ten zachodzi w czasie około dwudziestu milisekund. Dla komórek spektroskopowych z parami atomów metali alkalicznych czasy te wynoszą od kilku mikrosekund do dziesiątek sekund, dzięki wykorzystaniu gazu buforowego dla utrzymania atomów w obszarze oddziaływania [47]. W przypadku zimnych atomów podobną rolę mogą spełniać wiązki pułapki dipolowej. Dla eksperymentów z gorącymi atomami alternatywną metodą jest zastosowanie pokrycia antyrelaksacyjnego do efektywnego wydłużenia czasu pomiaru przez zachowanie stanu atomu w zderzeniach ze ścianami komórki [48].

Drugą kategorią procesów relaksacyjnych jest tzw. relaksacja poprzeczna. Jest to zanik wypadkowej polaryzacji wynikający z utraty wzajemnej korelacji atomów w czasie ewolucji - rozfazowania. Czas w jakim on zachodzi nazywamy czasem T_2 . W odróżnieniu od relaksacji podłużnej w tym przypadku energia układu jest zachowana. Na relaksację poprzeczną składa się wiele różnych zjawisk. Zniszczenie wzajemnych relacji fazowych może wynikać na przykład ze zderzeń między atomami ośrodka, lub z gazem buforowym, prowadzących do skokowych i losowych zmian fazy ewolucji koherencji poszczególnych atomów. Do tej kategorii należy także zaliczyć opisany wcześniej efekt resetowania koherencji przez światło indukujące i próbujące. Zjawisko to nie prowadzi bowiem do zmiany liczby atomów w stanie koherencji, a jedynie zmienia fazę danego atomu względem pozostałych. Innym źródłem relaksacji poprzecznej są pola magnetyczne, które mieszają populacje podpoziomów (rys. 11).

Szczególne znaczenie w zjawisku relaksacji poprzecznej mają niejednorodności pola magnetycznego. Sprawiają one, że atomy w różnych obszarach próbki ewoluują z różną szybkością. Z czasem prowadzi to do uśrednienia wypadkowej polaryzacji (czy koherencji) do zera. Niejednorodności pola magnetycznego są zdecydowanie najbardziej powszechnym i zazwyczaj dominującym procesem relaksacji [49]. W przeciwieństwie do pozostałych nie jest to prawdziwie losowy czynnik. Defazowanie spowodowane niejednorodnością pola można odwrócić, a zapisana w ośrodku informacja o polaryzacji może zostać odzyskana przez wykorzystanie np. metody echa spinowego [50]. Ze względu na to czas relaksacji poprzecznej spowodowanej niejednorodnością pola jest wyróżniany oznaczeniem T_2^* .

Pułapka magnetooptyczna pracuje w warunkach ciśnienia rzędu 10^{-9} mbar. Gromadzona jest chmura atomów o objętości około 1 mm^3 i temperaturze $\sim 100 \text{ }\mu\text{K}$. Stwarza to warunki, w których zderzenia Rb-Rb są bardzo mało prawdopodobne, ze względu na niskie prędkości i niewielkie gęstości atomów (ok. $10^{11} \frac{1}{\text{cm}^3}$). W opisanych w tej pracy eksperymentach z atomami ^{85}Rb w pułapce MOT rolę pozostałych czynników ogranicza się różnymi metodami:

- a) dla zredukowania wpływu zewnętrznych zmiennych pól magnetycznych można zastosować aktywną kompensację przez odpowiednie układy cewek sterowane elek-



Rysunek 11. Ilustracja wpływu różnych czasów relaksacji na sygnały swobodnego zaniku magnetyzacji. Krzywe niebieskie odpowiadają sytuacji gdy $T_1 = T_2^*$, czyli gdy ograniczeniem jest szybkość relaksacji populacji do stanu równowagi. Krzywa przerywana ilustruje eksponencjalny zanik obwiedni realnego sygnału ewolucji magnetyzacji przedstawionego krzywą ciągłą. Krzywe czarna i czerwona, w taki sam sposób pokazują przypadek gdy czas T_2^* jest krótszy niż T_1 , czyli gdy dominującym czynnikiem dekoherencji jest defazowanie niejednorodnym polem magnetycznym. Obliczenia dla układu atomowego $J = 1 \rightarrow J' = 0$.

tronicznie i synchronizowane do źródła zakłóceń [51]. Taka precyzyjna kontrola jest jednak technicznie trudna do realizacji, ze względu na konieczność monitorowania warunków wewnątrz komory próżniowej w trakcie trwania eksperymentu, przestrzenną niejednorodność pól i wymaganą czasową zdolność rozdzielczą. Z tych powodów stosuje się często metody pasywne, czyli ekrany magnetyczne;

- b) zaburzenia wprowadzane przez światło badające próbkę ograniczyć można praktycznie tylko przez osłabianie jego oddziaływania z ośrodkiem. Wiąże się to ze zmniejszeniem natężenia lub zwiększeniem odstrojenia od przejść rezonansowych w atomach. Ponieważ takim działaniom zawsze towarzyszy zmniejszanie amplitudy obserwowanego sygnału, należy znaleźć warunki optymalne, dla których sygnał jest możliwie wyraźny, a czasy zaniku najdłuższe. Ewentualnie, jeśli to możliwe, można dokonywać pomiarów stroboskopowych, włączając światło próbkujące jedynie na krótki czas w każdej realizacji pułapki, tak jak to opisano w rozdziale 4.8.

Opis problemów związanych z pomiarami czasów relaksacji w zimnych atomach dla eksperymentów z paramagnetycznym efektem Faradaya znajdujemy w pracach [50, 52]. Teoretyczne rozważania na temat relaksacji w próbkach gorących atomów, wraz z ich eksperymentalną weryfikacją, można znaleźć np. w pracy [53].

1.7 Nieliniowy efekt Faradaya w zimnych atomach

Najważniejszą korzyścią płynącą z zastosowania pułapki MOT jest niska temperatura atomów. Wiąże się z nią długi czas oddziaływania spowolnionych atomów ze światłem oraz brak poszerzenia dopplerowskiego. W przedstawionych badaniach jest ono mniejsze niż poszerzenie naturalne linii, co pozwala obserwować efekty liniowe w polach rzędu kilku gausów³ oraz badać konkretne przejścia nadsubtelne, dzięki wyraźnej ich separacji. Ponadto niewielkie prędkości atomów oraz ograniczone i dobrze kontrolowane rozmiary próbek pozwalają na prowadzenie pomiarów z bardzo dobrą przestrzenną zdolnością rozdzielczą. Pułapki dipolowe ze skrzyżowanymi wiązkami pozwalają na lokalizację atomów w objętości ok. $(10\ \mu\text{m})^3$, kosztem stosunkowo małej liczby pułapkowanych atomów. Badanie większych objętości z dobrą zdolnością rozdzielczą można z kolei osiągnąć przez umieszczenie atomów w sieci optycznej.

W przypadku pułapek magnetoptycznych dostępne gęstości atomów są rzędu $10^{10} - 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$. Przy rozmiarach chmury około $1\ \text{mm}$ oznacza to, że osiągnane są gęstości optyczne (OD) około 1. Czasy magazynowania atomów w takich pułapkach mogą sięgać kilkadziesiąt sekund. Zastosowanie jednowiązkowych pułapek dipolowych, ze względu na skupienie atomów na drodze światła badającego ośrodek, pozwala na zwiększenie gęstości optycznych w osi pułapki nawet ponad OD 1000 [54, 55] przy osiągniętych czasach życia koherencji ok. 3 s. Jak z kolei pokazuje ciekawe doświadczenie grupy z uniwersytetu Harvarda [56], w takich warunkach możliwe jest osiągnięcie czasów koherencji (więc zapisu informacji) dłuższych niż 1 s w kondensacie Bosego-Einsteina.

W przypadku pułapki MOT takie długie czasy obserwacji są niestety niemożliwe, ponieważ pola pułapki, które chłodzi i lokalizują atomy jednocześnie silnie je zaburzają i muszą zostać wyłączone na czas pomiaru. Z tego względu całkowity czas dostępny na badanie jest ograniczony przez ucieczkę atomów z obszaru oddziaływania przez spadek

³ Ponieważ typowe wartości pól stosowanych w przedstawianych eksperymentach są względnie niskie, wygodniejsze jest podawanie ich natężenia w gausach niż w teslach ($1\ \text{T} = 10^4\ \text{G}$).

swobodny. Dodatkowe straty powodowane są przez przekaz pędu do atomów z wiązek pompującej i próbkującej („wydmuchiwanie atomów”). W związku z tym, po dokonaniu pomiaru na pierwszej schłodzonej próbce, ekspandująca i opadająca chmura musi zostać ponownie wychwycona (tzw. metoda *recapture*). Aby uzyskać odpowiednie gęstości atomów, a przez to wysokie kąty skręcenia, odstęp między kolejnymi powtórzeniami eksperymentu wynosił w przypadku opisywanych w tej pracy doświadczeń $t_{MOT} \approx 0.5$ s. Oznaczało to, że stosunek czasu pomiaru do czasu ładowania był mniejszy niż 1:10. Prowadzone pomiary mają więc bardzo dobrą czasową i przestrzenną zdolność rozdzielczą, ale względnie niską częstotliwość repetycji. Na uniknięcie tego typu problemów pozwoliłoby zastosowanie optycznej pułapki dipolowej. Lepsza kontrola warunków w takiej pułapce i dłuższe czasy przechowywania atomów umożliwiłyby przeprowadzenie bardziej zaawansowanych doświadczeń ze stanami superpozycji. Z tego powodu doświadczenia przedstawione w tej pracy koncentrują się głównie na opracowaniu metodyki badań stanów kwantowych zimnych atomów, które będzie można w przyszłości zastosować (i w pełni wykorzystać) w optycznej pułapce dipolowej.

2. Opis teoretyczny

2.1 Formalizm macierzy gęstości do opisu zjawisk nieliniowych

Stan izolowanego atomu w zewnętrznym polu elektromagnetycznym może się zmienić na drodze trzech procesów. Atom może zostać wzbudzony na skutek absorpcji fotonu, rozproszyć energię wzbudzenia przez emisję fotonu w wyniku oddziaływania z fotonem pola lub przez emisję spontaniczną spowodowaną wirtualnymi fotonami (fluktuacjami próżni). Ostatnie z wymienionych zjawisk może być w pełni opisane jedynie przez elektrodynamikę kwantową. Zarówno absorpcja jak i emisja wymuszona, w przypadku dużej liczby atomów i relatywnie silnych wiązek światła, może natomiast zostać dobrze opisana przez klasyczną elektrodynamikę. W związku z tym do teoretycznego opisu przedstawianych zjawisk wystarczające jest traktowanie światła jak klasycznego pola i uwzględnianie emisji spontanicznej jako procesu statystycznego, charakteryzowanego przez fenomenologiczne czasy zaniku („czasy życia”). Ewolucję nieoddziałujących ze sobą atomów w formalizmie macierzy gęstości opisuje równanie master:

$$\frac{\delta \hat{\rho}}{\delta t} = -\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \hat{\rho}], \quad (25)$$

gdzie \mathcal{H} oznacza operator Hamiltona, składający się z dwóch członów:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{int}. \quad (26)$$

Część \mathcal{H}_0 opisuje niezaburzone stany atomowe i ma postać:

$$\mathcal{H}_0 = \sum_m \hbar\omega_m |m\rangle\langle m|, \quad (27)$$

gdzie $E = \hbar\omega_m$ to energia stanu $|m\rangle$. Druga część to hamiltonian oddziaływania \mathcal{H}_{int} , opisujący dynamikę czasową populacji stanu kwantowego atomu w obecności pola elektrycznego fali świetlnej. W przybliżeniu dipolowym ma on postać:

$$\mathcal{H}_{int} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}, \quad (28)$$

$$\mathbf{d} = \sum_{n,m < n} d_{mn} |m\rangle\langle n| + d_{nm} |n\rangle\langle m|, \quad (29)$$

gdzie \mathbf{d} jest operatorem momentu dipolowego. Ze względu na reguły wyboru, jego elementy diagonalne $\langle m|\mathbf{d}|m\rangle$ i elementy opisujące przejścia w obrębie tego samego stanu (koherencje zeemanowskie) są równe zero. Pozostałe natomiast spełniają zależność $\langle m|\mathbf{d}|n\rangle = \mathbf{d}_{mn} = \mathbf{d}_{nm}^*$. Przyjmując, że stan $|n\rangle$ to stan wzbudzony, pierwszy z wyrazów po prawej stronie równania (27) opisuje emisję wymuszoną i przejście atomu ze stanu $|n\rangle$ do $|m\rangle$, a drugi absorpcję kwantu światła i wzbudzenie atomu do stanu $|n\rangle$.

Oddziaływanie z polem magnetycznym może zostać wprowadzone do obliczeń przez uwzględnienie kolejnej poprawki do hamiltonianu postaci:

$$\mathcal{H}_B = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}, \quad (30)$$

gdzie \mathbf{B} to wektor indukcji pola magnetycznego, a $\boldsymbol{\mu}$ jest momentem magnetycznym. Dla pełnego obrazu należy jeszcze uwzględnić procesy relaksacji przez wprowadzenie fenomenologicznej macierzy relaksacji $\Gamma_{rel} \rho$, którą wyspecyfikujemy poniżej. Podstawiając odpowiednie wyrazy do równania master (25) możemy w sposób kompletny opisać ewolucję czasową naszego układu.

$$\frac{\delta \hat{\rho}}{\delta t} = -\frac{i}{\hbar} ([\mathcal{H}_0, \hat{\rho}] + [\mathcal{H}_{int}, \hat{\rho}] + [\mathcal{H}_B, \hat{\rho}]) - \Gamma_{rel} \rho. \quad (31)$$

2.2 Efekty magnetoptyczne dla przejść atomowych

$$J = 1 \rightarrow J' = 0$$

Najprostszym układem, w którym można analizować efekty magnetoptyczne jest atom o całkowitym momencie pędu w stanie podstawowym $J = 1$ i pojedynczym stanie wzbudzone z $J' = 0$. Przyjmujemy oś kwantyzacji \hat{z} skierowaną zgodnie z kierunkiem wektora indukcji magnetycznej. Macierz gęstości takiego atomu ma postać (22). Człon hamiltonianu odpowiadający za oddziaływanie z polem magnetycznym w opisanych warunkach ma postać:

$$\mathcal{H}_B = -m_J g_J \mu_B B_z, \quad (32)$$

gdzie μ_B to magneton Bohra, a g_J to czynnik Landégo stanu podstawowego. Takie pole magnetyczne rozszczepia podpoziomy stanu podstawowego na składowe zeemanowskie określane liczbą m_J . Zakładając, że światło jest liniowo spolaryzowane prostopadle do osi kwantyzacji i uwzględniając reguły wyboru dla opisywanego przejścia, otrzymujemy operator momentu dipolowego:

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{+e} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{-e} \\ d_{e+} & 0 & d_{e-} & 0 \end{pmatrix}, \quad (33)$$

gdzie $\mathbf{d}_{ie} = \mathbf{d}_{ei}^*$. Zakładamy, że częstość optyczna, z którą zachodzi oddziaływanie ze światłem, jest znacznie większą od wszystkich zmian czasowych występujących w układzie. Dla światła o częstości bliskiej rezonansowej (czyli $\omega_L \approx \omega_0$) można wtedy zastosować tzw. przybliżenie fali rotującej (RWA - rotating wave approximation). Hamiltonian uwzględniający swobodną ewolucję i oddziaływanie ze światłem lasera ma postać:

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Omega_R (e^{-i\omega_L t} + e^{i\omega_L t}) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Omega_R (e^{-i\omega_L t} + e^{i\omega_L t}) \\ -\Omega_R (e^{-i\omega_L t} + e^{i\omega_L t}) & 0 & -\Omega_R (e^{-i\omega_L t} + e^{i\omega_L t}) & 0 \end{pmatrix}, \quad (34)$$

gdzie $\Omega_R = \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{d}}{\hbar}$ to częstość Rabiego. Stosujemy unitarną transformację, która pozwoli na przejście do układu wirującego z częstością światła (stąd nazwa przybliżenia). Macierz transformacji U ma postać:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\omega_L t} \end{pmatrix}. \quad (35)$$

W nowym układzie odniesienia, zaniedbując wyrazy szybkozmienne, otrzymujemy:

$$\mathcal{H}_{RWA} = U\mathcal{H}U^\dagger + i\frac{d}{dt}U^\dagger, \quad (36)$$

$$\mathcal{H}_{RWA} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\Omega_R \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\Omega_R \\ -\Omega_R & 0 & -\Omega_R & 2(\omega_0 - \omega_L) \end{pmatrix}. \quad (37)$$

Macierz relaksacji dla omawianego przypadku ma postać:

$$\Gamma_{\text{rel}Q} = \begin{pmatrix} \gamma(Q_{++} - Q_{++}^{(0)}) & \gamma_{0+Q_{0+}} & \gamma_{-+Q_{-+}} & \gamma_{e+Q_{e+}} \\ \gamma_{+0Q_{+0}} & \gamma(Q_{00} - Q_{00}^{(0)}) & \gamma_{-0Q_{-0}} & \gamma_{e0Q_{e0}} \\ \gamma_{+-Q_{+-}} & \gamma_{0-Q_{0-}} & \gamma(Q_{--} - Q_{--}^{(0)}) & \gamma_{e-Q_{e-}} \\ \gamma_{+eQ_{+e}} & \gamma_{0eQ_{0e}} & \gamma_{-eQ_{-e}} & \Gamma_{Q_{ee}} \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Przyjmujemy, że stan wzbudzony może się rozpaść przez emisję spontaniczną (z szybkością Γ) jedynie do stanu podstawowego. Populacja ta jest z równym prawdopodobieństwem rozkładana pomiędzy podpoziomy zeemanowskie. Jeśli populacja danego podpoziomu zeemanowskiego odbiega od równowagowej $Q_{ii}^{(0)}$, to będzie ona relaksować z szybkością γ . Każdy inny proces, jak ucieczka atomów z obszaru oddziaływania lub zanik koherencji zeemanowskich na skutek zderzeń nieelastycznych, można uwzględnić przez wprowadzenie odpowiednich dodatnich i rzeczywistych stałych relaksacji γ_{ij} . Tak zdefiniowana stałe prowadzą do eksponencjalnego zaniku odpowiednich elementów macierzy z szybkościami γ_{ij} . Dla doświadczeń z zimnymi atomami można przyjąć jednakowe stałe relaksacji podpoziomów i koherencji zeemanowskich w stanie podstawowym.

Podstawiając omówione powyżej wyrażenia do zależności (31) otrzymujemy układ równań ruchu opisujących ewolucję atomu w polach magnetycznych i elektrycznych:

$$\dot{\varrho}_{++} = i\Omega_R(\varrho_{+e} - \varrho_{e+}) + \frac{1}{3}\Gamma\varrho_{ee} - \gamma(\varrho_{++} - \varrho_{++}^0), \quad (39a)$$

$$\dot{\varrho}_{--} = i\Omega_R(\varrho_{-e} - \varrho_{e-}) + \frac{1}{3}\Gamma\varrho_{ee} - \gamma(\varrho_{--} - \varrho_{--}^0), \quad (39b)$$

$$\dot{\varrho}_{+-} = -i(2\omega_B\varrho_{+-} + \Omega_R(\varrho_{+e} + \varrho_{-e})) - \gamma\varrho_{+-}, \quad (39c)$$

$$\dot{\varrho}_{ee} = -i\Omega_R(\varrho_{+e} + \varrho_{e-} - \varrho_{-e} - \varrho_{e+}) - \Gamma\varrho_{ee}, \quad (39d)$$

$$\dot{\varrho}_{e+} = -i\Omega_R(\varrho_{++} - \varrho_{-+} - \varrho_{ee}) + i(\Delta + \omega_B)\varrho_{e+} - \frac{1}{2}\Gamma\varrho_{e+}, \quad (39e)$$

$$\dot{\varrho}_{e-} = i\Omega_R(\varrho_{--} - \varrho_{+-} - \varrho_{ee}) + i(\Delta - \omega_B)\varrho_{e-} - \frac{1}{2}\Gamma\varrho_{e-}, \quad (39f)$$

gdzie $\Delta = \omega_0 - \omega_L$. W przypadku ogólnym, gdy rozpatrujemy ruch atomów, do wartości odstrojenia należy dodać również człon odpowiedzialny za przesunięcie dopplerowskie ($\Delta_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, gdzie \mathbf{k} wektor falowy światła a \mathbf{v} to prędkość atomu). W przypadku zimnych atomów, jak to już zaznaczyliśmy wcześniej, poszerzenie to jest zazwyczaj mniejsze niż poszerzenie naturalne i w związku z tym zaniedbywalne.

2.3 Symulacje numeryczne tworzenia i ewolucji superpozycji zeemanowskich

W poprzednim rozdziale przedstawiliśmy podstawowe założenia ogólnej analizy. Ważnym utrudnieniem jest niemożliwość założenia przybliżenia stanu stacjonarnego (patrz np. [57]), wynikająca z istotnej zależności wszystkich elementów macierzy gęstości od czasu. Wymusza to rezygnację z poszukiwania analitycznych rozwiązań i oznacza konieczność przeprowadzenia symulacji numerycznych. Formalizm przedstawiony poniżej

jest wykorzystywany w stosowanym przez autora pakiecie funkcji *Atomic Density Matrix*⁴ do systemu obliczeń symbolicznych *Mathematica* firmy *Wolfram Research*.

W przypadku doświadczeń opisanych w rozdziałach 4.1 i 4.2, ośrodek oświetlany jest pojedynczą wiązką światła laserowego, która zarówno tworzy jak i bada koherencje. W takiej sytuacji nie można uniknąć tego, że oddziaływanie ze światłem ogranicza czas swobodnej ewolucji stanów superpozycji. Monitorowanie koherencji wiązką świetlną jest więc także źródłem relaksacji. Problemowi temu można w pewnym stopniu zaradzić, przez wprowadzenie pompowania impulsowego, tzn. przez włączenie stosunkowo silnego światła pompującego na krótki czas ($t_{pulse} < \frac{2\pi}{\omega_B}$). Prowadzona później w sposób niezaburzający obserwacja ewolucji, nazywanej w literaturze sygnałem swobodnego zaniku (FID - *free induction decay*, określenie z dziedziny rezonansu magnetycznego), ułatwia analizę pozostałych czynników dekoherencji. Taki pomiar można przeprowadzić, minimalizując siłę oddziaływania próbkującego światła z ośrodkiem, np. wykorzystując światło odstrojone od rezonansu lub o bardzo małym natężeniu (rozdziały 4.5 - 4.8).

Aby pokazać w jaki sposób parametry światła badającego próbkę atomową zależą od polaryzacji ośrodka, zastosujemy za pracą [58] następujący, bardzo uniwersalny, opis pola elektrycznego fali świetlnej:

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \mathcal{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t + \varphi)} [(\cos \theta \cos \xi - i \sin \theta \sin \xi) \hat{\mathbf{e}}_1 + (\sin \theta \cos \xi + i \cos \theta \sin \xi) \hat{\mathbf{e}}_2] \right\}, \quad (40)$$

gdzie $\hat{\mathbf{e}}_1$ i $\hat{\mathbf{e}}_2$ to wzajemnie ortogonalne wektory prostopadłe do kierunku propagacji fali \mathbf{k} , \mathcal{E}_0 to amplituda pola elektrycznego, φ to faza, θ to kąt jaki tworzy płaszczyzna polaryzacji światła z kierunkiem $\hat{\mathbf{e}}_1$, a ξ jest parametrem określającym eliptyczność fali. Polaryzację ośrodka materialnego indukowaną światłem będziemy opisywać równaniem:

$$\mathbf{P} = \text{Re} \left\{ e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t + \varphi)} [(P_1 - iP_2) \hat{\mathbf{e}}_1 + (P_3 - iP_4) \hat{\mathbf{e}}_2] \right\}, \quad (41)$$

gdzie parametry P_i są składowymi polaryzacji oscylującymi w fazie i z przesunięciem 90° względem pola indukującego (tzw. składowe w fazie i w kwadraturze). Opóźnienie fazowe

⁴Stworzony przez Simona Rochesterera i dostępny pod adresem <http://budker.berkeley.edu/ADM/>.

względem światła indukującego uwzględnia parametr φ . Równanie falowe dla propagacji światła w takim ośrodku ma postać:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial l^2} + k^2 \mathcal{E} = -4\pi k^2 \mathbf{P}, \quad (42)$$

gdzie l to długość ośrodka w kierunku propagacji światła, a $k = \frac{\omega}{c}$. Rozwiązanie tego równania pozwala na obliczenie zmian jakich doświadcza światło przechodząc przez ośrodek. Ponieważ na drodze dl zmiany większości z nich są bardzo małe, wyrazy zawierające drugie pochodne parametrów polaryzacji można zaniedbać. Przy takich założeniach otrzymujemy z równania falowego wyrażenia przedstawiające zmianę parametrów światła na jednostkę długości:

$$\frac{1}{\mathcal{E}_0} \frac{d\mathcal{E}_0}{dl} = \frac{2\pi\omega}{\mathcal{E}_0 c} [\sin \theta (-P_1 \sin \xi + P_4 \cos \xi) + \cos \theta (P_2 \cos \xi + P_3 \sin \xi)], \quad (43a)$$

$$\frac{d\varphi}{dl} = \frac{2\pi\omega}{\mathcal{E}_0 c} \sec 2\xi [\cos \theta (P_1 \cos \xi + P_4 \sin \xi) + \sin \theta (-P_2 \sin \xi + P_3 \cos \xi)], \quad (43b)$$

$$\frac{d\theta}{dl} = \frac{2\pi\omega}{\mathcal{E}_0 c} \sec 2\xi [\cos \theta (P_1 \sin \xi + P_4 \cos \xi) - \sin \theta (P_2 \cos \xi - P_3 \sin \xi)], \quad (43c)$$

$$\frac{d\xi}{dl} = -\frac{2\pi\omega}{\mathcal{E}_0 c} [\sin \theta (P_1 \cos \xi + P_4 \sin \xi) + \cos \theta (P_2 \sin \xi - P_3 \cos \xi)], \quad (43d)$$

gdzie $\frac{d\mathcal{E}_0}{dl}$ opisuje absorpcję, $\frac{d\varphi}{dl}$ zmianę fazy (dyspersję), $\frac{d\theta}{dl}$ skręcenie płaszczyzny polaryzacji, a $\frac{d\xi}{dl}$ zmianę eliptyczności.

Stosując prosty model ośrodka złożonego z atomów o $J = 1$ i $J' = 0$, tak jak w rozdziale 1.5 i korzystając z relacji $\mathbf{P} = N \text{Tr} \rho \mathbf{d}$, można związać składowe polaryzacji z elementami macierzy gęstości:

$$P_1 = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle +||d||e \rangle N \text{Re}(\rho_{-,e} - \rho_{+,e}), \quad (44a)$$

$$P_2 = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle +||d||e \rangle N \text{Im}(\rho_{-,e} - \rho_{+,e}), \quad (44b)$$

$$P_3 = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle +||d||e \rangle N \operatorname{Im}(q_{-,e} + q_{+,e}), \quad (44c)$$

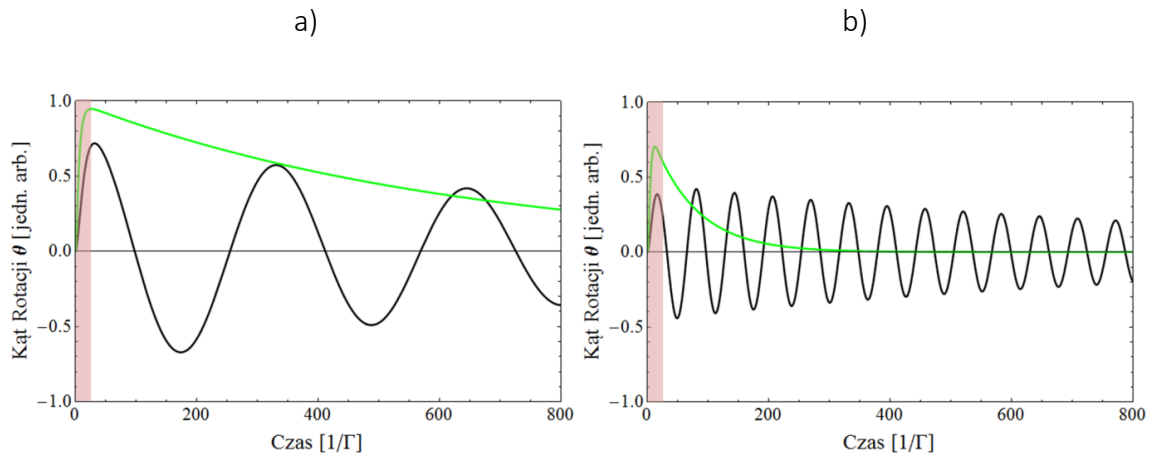
$$P_4 = -\sqrt{\frac{2}{3}} \langle +||d||e \rangle N \operatorname{Re}(q_{-,e} + q_{+,e}). \quad (44d)$$

Obliczenie sygnału skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła próbkującego o początkowej polaryzacji wzdłuż $\hat{\mathbf{e}}_x$ ($\theta = 0$ i $\xi = 0$ w (43c)), przy przejściu przez próbkę o długości l , sprowadza się do obliczenia wartości wyrażenia:

$$\theta = \frac{N\Gamma\lambda^2 l}{4\sqrt{2}\pi\Omega_R} \operatorname{Re}(q_{-,e} + q_{+,e}). \quad (45)$$

W ogólności, kąt rotacji światła w ośrodku zależy więc od wartości tych elementów macierzy gęstości, które są odpowiedzialne za koherencje optyczne $q_{-,e}$, $q_{+,e}$. Przedstawione poniżej (rys. 12) symulacje pokazują wybrane numeryczne rozwiązania równania (45) dla opisywanego układu podpoziomów ($J = 1 \rightarrow J' = 0$) i dwóch różnych przypadków wzbudzenia: ciągłego i impulsowego. Wpływ ciśnienia światła nie jest uwzględniony, ale może on prowadzić do dalszego skrócenia obserwowanych czasów zaniku, przez wyrzucanie atomów z obszaru oddziaływania. Czas podawany jest w jednostkach czasu życia stanu wzbudzonego. Relaksację spowodowaną ucieczką atomów z obszaru oddziaływania przybliżono eksponencjalnym zanikiem populacji atomowej z szybkością $\gamma = 1 \cdot 10^{-3} \Gamma$, który w przybliżeniu odpowiada sytuacji spotykanej w doświadczeniach z pułapką magneto-optyczną. Dla wiązki ciągłej istnieje ponadto dodatkowy czynnik pochodzący od defazowania przez światło pompujące (opisany powyżej efekt „resetowania” koherencji, rozdział 1.5). Dzieje się tak ponieważ ponowne wzbudzenie wytworzonej uprzednio superpozycji jest równoznaczne z przedwczesnym zakończeniem jej ewolucji. Jest to przykład relaksacji poprzecznej (czas T_2). Mimo że w czasie tego procesu liczba atomów ośrodka znajdujących w stanie superpozycji się nie zmienia, to taka „zresetowana” superpozycja ma zmienioną fazę, przez co jej wkład do makroskopowej polaryzacji ośrodka uśrednia się z pozostałymi, zmniejszając obserwowalny kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji.

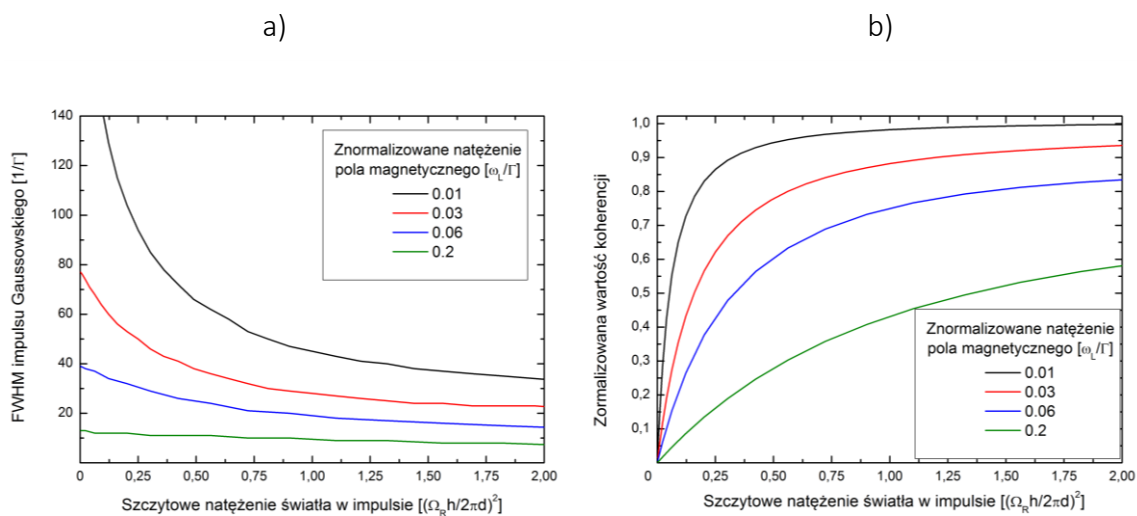
Jak wynika z rys. 12, przy zastosowaniu światła ciągłego, rotacja szybko osiąga maksymalną wartość, a następnie zanika. Porównanie rysunków 12a i 12b pokazuje, że zanik



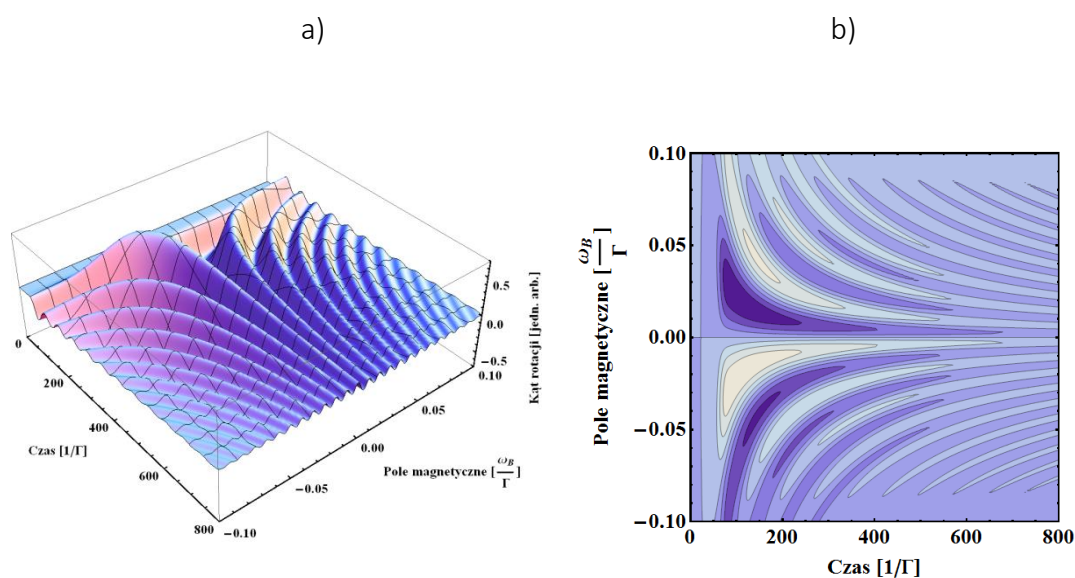
Rysunek 12. Porównanie modelowanych sygnałów nieliniowej rotacji Faradaya $\theta(t)$ wiązki próbkującej dla eksperymentów ze światłem ciągłym (krzywe zielone) i impulsowym (krzywe czarne), dla przejścia $J = 1 \rightarrow J' = 0$. Czas trwania gaussowskiego impulsu pompującego oznaczono kolorem różowym. Natężenie światła wiązki ciągłej jest takie jak szczytowe natężenie światła w impulsie pompującym. Rysunek a) przedstawia obliczenia dla wartości pola magnetycznego B_z (w jednostkach bezwymiarowych) $\frac{\omega_B}{\Gamma} = 0,01$, a rysunek b) $\frac{\omega_B}{\Gamma} = 0,04$. Wyraźnie widoczne jest skrócenie czasu zniknięcia przez defazowanie światłem.

jest tym szybszy, im większe jest natężenie pola magnetycznego (w wysokich polach skrócenie nieliniowe przestaje być obserwowalne). Stosując wzbudzenie impulsem dostatecznie krótkim (krótszym niż okres precesji Larmora), możliwa jest obserwacja periodycznej oscylacji kąta skręcenia (w wyniku precesji Larmora) z amplitudą tłumioną znacznie wolniej niż przy stałym wzbudzeniu. W większych polach takie badanie może dostarczać informacji o ewolucji atomów przez znacznie dłuższy czas, niż badanie światłem ciągłym.

Obliczone zależności szerokości połówkowej impulsu gaussowskiego prowadzącego do osiągnięcia maksymalnej wartości koherencji od natężenia światła w impulsie przedstawione są na rys. 13a. Symulację prowadzono z uwzględnieniem emisji spontanicznej jako jedyne go czynnika relaksacji. Optymalne długości impulsu zawsze wynoszą ułamek okresu precesji Larmora w danym polu magnetycznym. Zgodnie z przewidywaniami, wydłużanie impulsu ponad optymalny powoduje straty na skutek „resetowania”. Spadek amplitudy spowodowany tym procesem rośnie z wartością pola magnetycznego, więc dla dużych natężeń B_z maksymalna osiągnięta koherencja jest znacząco niższa niż w polach słabych (rys. 13b). Symulację sygnału rotacji polaryzacji światła związanej z ewolucją impulsowo tworzonych koherencji zeemanowskich dla różnych wartości pola magnetycznego, który spodziewano się otrzymać eksperymentalnie, przedstawia rys. 14.



Rysunek 13. Wyniki symulacji przedstawiające wydajność tworzenia koherencji zeemanowskich w zależności od parametrów gaussowskiego impulsu pompującego, dla różnych wartości pola magnetycznego. a) Szerokość (FWHM) impulsu dająca maksymalną wartość koherencji dla danego natężenia światła. b) Wartość wytworzonej koherencji przy optymalnym czasie impulsu, normalizowana do maksymalnej osiągniętej w symulacji.

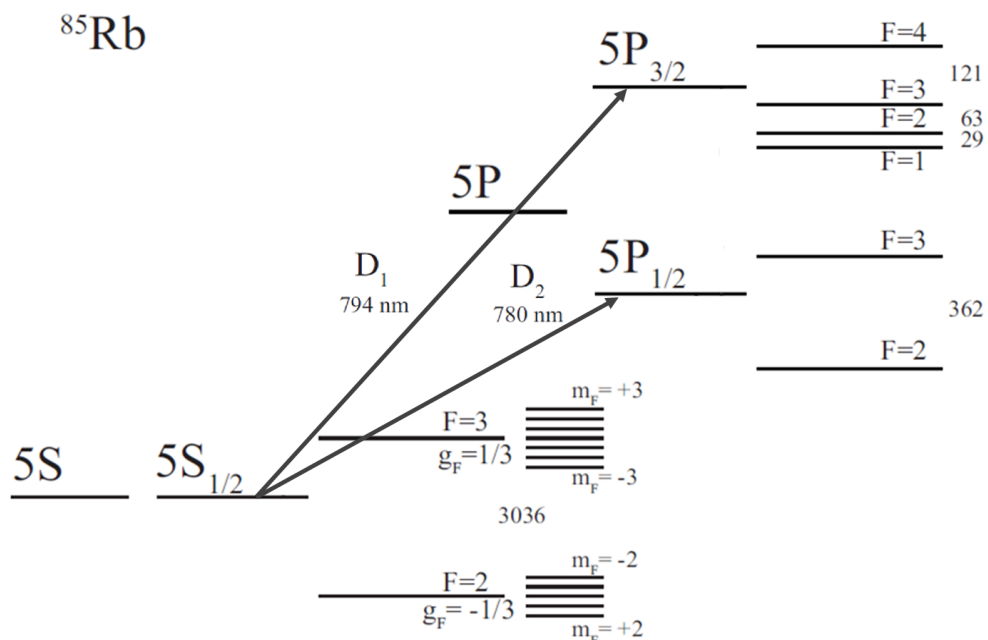


Rysunek 14. Obliczona dla przejścia atomowego $J = 1 \rightarrow J' = 0$ zależność $\theta(B, t)$ kształtu sygnałów rotacji i ich swobodnego zaniku od pola magnetycznego po impulsowym wzbudzeniu koherencji. Impuls wzbudzający jest gaussowski, jego szerokość (FWHM) to $\tau = 30$ [1/Γ], a natężenie szczytowe jego pola elektrycznego $E_{max} = 0,6 \frac{\Omega_R \hbar}{d}$, gdzie Ω_R to (rezonansowa) częstota Rabiego.

2.4 Nieliniowy efekt Faradaya w układach o większym całkowitym momencie pędu

Dla układów bardziej skomplikowanych od omówionej dotąd prostej struktury poziomów $J = 1$, $J' = 0$, a zwłaszcza dla większych wartości momentów pędu $J > 1$, dynamika oddziaływania atomów z rezonansowym światłem może odbiegać od przedstawionej w poprzednim podrozdziale. Jednak niezależnie od różnic w ostatecznym rozkładzie populacji, we wszystkich możliwych konfiguracjach poziomów z $J \geq 1$, światło o polaryzacji liniowej, sprzęga koherentnie podpoziomy o $|\Delta m_J| = 2$. W związku z tym układy podpoziomów z $J > 1$ wykazują wspólne cechy dynamiki w polu magnetycznym.

Wszystkie eksperymenty przeprowadzone w ramach tej pracy dotyczą przejścia optycznego $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 4)$ w ^{85}Rb ($F = J + I$, gdzie I to spin jądrowy, rys. 15). Trzeba pamiętać, że w przypadku zimnych atomów poszerzenie dopplerowskie linii spektralnych jest znacznie mniejsze od naturalnego. Ponieważ używany laser był wąski spektralnie (~ 100 kHz) przejścia do wszystkich podpoziomów nadsubtelnych stanu



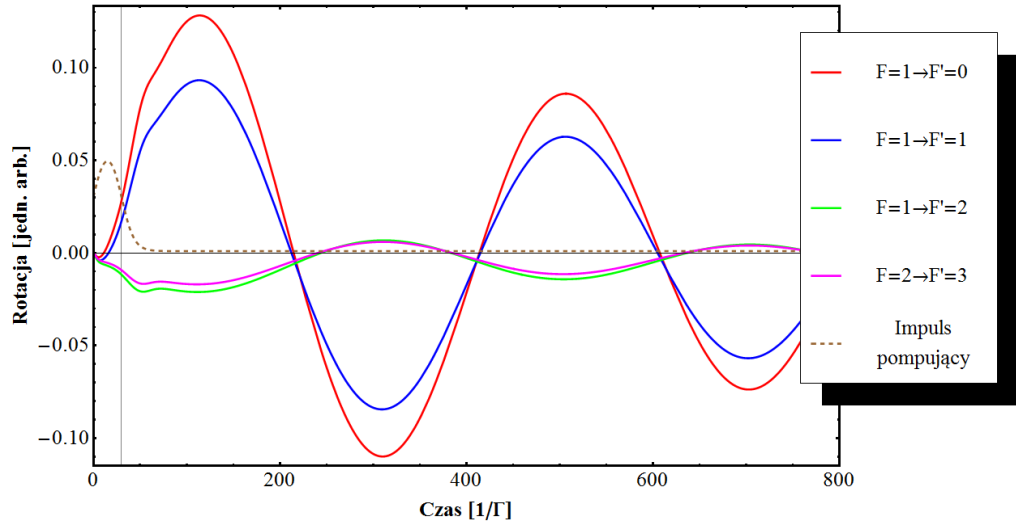
Rysunek 15. Schemat istotnych poziomów ^{85}Rb . Wartość rozszczepień podpoziomów stanów wzbudzonych podana jest w MHz.

wzbudzonego są wyraźnie rozdzielone. Mimo to wciąż istnieje możliwość nierezonansowego oddziaływania światła na przejściach $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$. Prawdopodobieństwo takiego wzbudzenia jest jednak około 1000-krotnie mniejsze. Symulacje przeprowadzone z uwzględnieniem pełnego układu istotnych poziomów ^{85}Rb pokazały, że przy stosowanych w przedstawionych doświadczeniach natężeniach światła i zakładanych czasach impulsów wpływ wzbudzeń na pozostałych przejściach można zaniedbać.

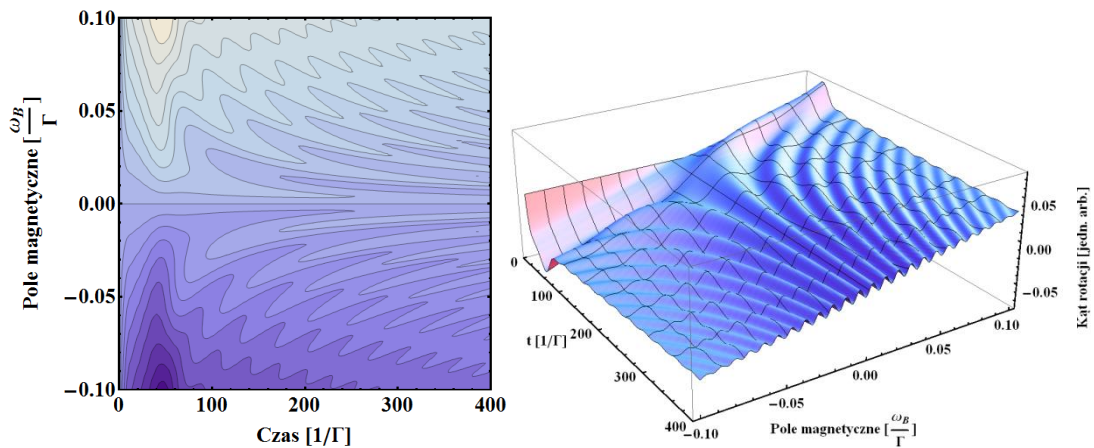
Dla interesujących nas efektów dynamicznych, takich jak precesja Larmora, liniowy efekt Faradaya ma jedynie charakter kwazistacjonarnego tła, które zanika wraz z ucieczką atomów z obszaru oddziaływania. Ponieważ na przejście $F = 3 \rightarrow F' = 4$ składa się siedem podpoziomów zeemanowskich w stanie podstawowym i dziewięć w stanie wzbudzonym, obserwowane skręcenie liniowe jest sumą skręceń od poszczególnych składowych $m_F \rightarrow m_{F'}$, z których każda jest odpowiednio przesunięta polem magnetycznym. W badanym zakresie natężeń pola magnetycznego rozszczepienie spowodowane nieliniowym efektem Zeemana było zaniedbywalne.

Konsekwencją struktury badanego przejścia atomowego, która miała dla przedstawionych badań największe znaczenie i odróżniała je od przypadku układów $F = 1, F' = 0$, są prawdopodobieństwa poszczególnych przejść i zasady pompowania optycznego. W szczególności dla światła spolaryzowanego liniowo, dla rozważanego przejścia nie istnieją stany ciemne (np. rozdział IX w [58]). Ponadto, ponieważ stan wzbudzony również ma strukturę nadsubtelną ($F > 0$), możliwe jest wytworzenie w nim koherentnych superpozycji a następnie przenoszenie ich do stanu podstawowego w procesie emisji spontanicznej [59]. W stanie podstawowym o $F > 1$ możliwe jest z kolei tworzenie wielu różnych superpozycji między podpoziomami o $|\Delta m| = 2$, a także koherencji zeemanowskich wyższego rzędu ($|\Delta m| > 2$, metody ich obserwacji można znaleźć np. w pracy [60]).

Przeprowadzono symulacje sygnałów rotacji w różnych konfiguracjach układu podpoziomów ($F = 1, 2, 3 \rightarrow F' = 0, 1, 2, 3, 4$). Pokazały one, że skręcenia pochodzące od nieliniowego zjawiska Faradaya są w przypadku układów wielopoziomowych, mniejsze niż w przypadku prostszych układów opisanych wcześniej (rys. 16). Wynika to z rozłożenia populacji atomowej w procesie pompowania optycznego pomiędzy wiele podpoziomów, które średnio słabiej oddziałują ze światłem. Efekt ten sprawia, że w symulacjach dla



Rysunek 16. Porównanie sygnałów swobodnego zaniku orientacji atomowej dla układów o różnych całkowitych momentach pędu, dla wartości natężenia pola magnetycznego $0,05 \frac{\omega_B}{\Gamma}$. Czas trwania impulsu (FWHM) to $\tau = 30 [1/\Gamma]$, a natężenie szczytowe pola elektrycznego to $E_{max} = 0,6 \frac{\Omega_R \hbar}{d}$.



Rysunek 17. Symulacja zależności sygnałów swobodnego zaniku nieliniowej magnetorotacji dla układu atomowego o $F = 3 \rightarrow F' = 4$ od wartości natężenia pola magnetycznego, obserwowana w słabym świetle rezonansowym. Ze względu na mniejszą bezwzględną wartość kąta rotacji nieliniowej niż w przypadku układu o $F = 1 \rightarrow F' = 0$ (Rys. 14), wyraźniej widoczny jest wkład pochodzący od efektu liniowego (pochyłe tło zależne od pola magnetycznego). Czas trwania impulsu (FWHM) to $\tau = 30 [1/\Gamma]$, a jego natężenie szczytowe pola elektrycznego to $E_{max} = 0,6 \frac{\Omega_R \hbar}{d}$.

układu $F = 3 \rightarrow F' = 4$, skręcenie spowodowane liniowym efektem Faradaya (pochylenie płaszczyzny tła) staje się wyraźnie widoczne (rys. 17). Dyskusję zależności sygnałów rotacji od konfiguracji podpoziomów dla doświadczenia „rozpraszania do przodu”, wraz z opisem przez stany ciemne, można znaleźć w pracach [61, 62].

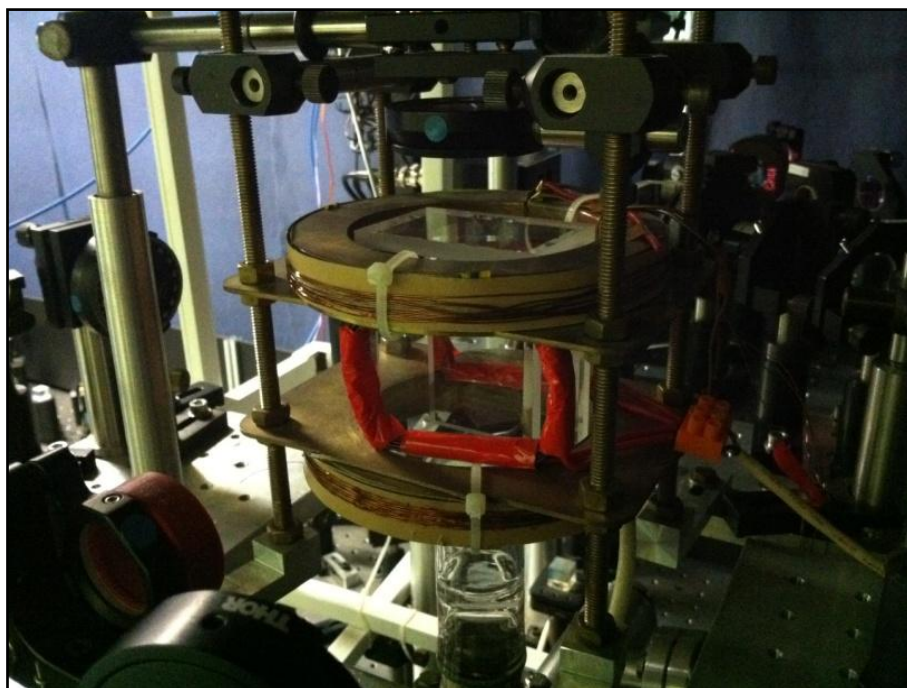
3. Opis układu eksperymentalnego

Niniejsza praca koncentruje się na doświadczalnych badaniach koherentnych superpozycji stanów atomowych w zimnych atomach rubidu za pomocą pomiarów rotacji Faradaya. Metoda ta jest alternatywą dla badań koherencji przez efekt elektromagnetycznie wywoływanej przezroczystości (EIT - *electromagnetically induced transparency*) [63, 64] i zjawiska absorpcyjnego (CPT - *coherent population trapping*) [65]. Układ do laserowego chłodzenia atomów stanowiła pułapka magnetooptyczna z atomami ^{85}Rb , pracująca na przejściu $5^2S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F' = 4)$. Pułapka zbudowana w Zakładzie Fotoniki IF UJ po raz pierwszy w 1998 r. [66] była wielokrotnie modyfikowana przez kolejnych użytkowników aż do 2009 r. Przystosowano ją wtedy do pracy z precyzyjną kontrolą sekwencji czasowej eksperymentów z rozdzielczością rzędu pojedynczych mikrosekund [5]. Pułapka pracowała w sposób cykliczny. W każdym cyklu pola świetlne i magnetyczne pułapki MOT chłodziły i lokalizowały próbkę atomową, a następnie, po wyłączeniu tych pól, atomy poddawane były manipulacji i badaniu. Każda przygotowywana próbka zawierała ok. $10^8 - 10^9$ atomów ^{85}Rb o temperaturze $\sim 100 \mu\text{K}$, zgromadzonych w chmurze o objętości rzędu 1 mm^3 . Ze względu na wymagania niniejszej pracy należało wprowadzić dalsze modyfikacje. Najważniejszą z nich było zapewnienie lepszego odizolowania eksperymentu od zewnętrznych pól magnetycznych z jednoczesną precyzyjną kontrolą tych pól w obszarze próbki. Ponadto, ponieważ badane zjawiska wymagały czułego systemu rejestracji oraz czasowej zdolności rozdzielczej pozwalającej na wystarczająco precyzyjną obserwację sygnałów o częstotliwościach rzędu setek kHz , konieczne było zastosowanie nowych detektorów i systemu akwizycji i opracowania danych.

3.1 Aparatura próżniowa

Eksperymenty prowadzone były z aparaturą próżniową używaną także we wcześniejszych doświadczeniach (rys. 18). Główną jej częścią była kwarcowa komora próżniowa (produkcji firmy *Hellma*) o wymiarach zewnętrznych $100 \times 75 \times 55 \text{ mm}$. Nowym, bardzo ważnym elementem było otoczenie jej ekranem magnetycznym. Ekran ten oprócz izolowania od zewnętrznych pól magnetycznych, pozwalał także na zmniejszenie wpływu prądów wirowych generowanych w metalowych elementach układu. Budowa ekranu została opisana w rozdziale 3.6.

Po odpompowaniu komory pompą wstępną i turbomolekularną, stałe ciśnienie na poziomie $< 10^{-9} \text{ mbar}$ zapewnia pompa jonowa o wydajności 11 l/s (IONPAK firmy *Physical Electronics*). Elektronicznie sterowany dyspenser firmy *SAES Getters*, po podgrzaniu, wypuszcza do komory próżniowej (przez odparowanie) atomy rubidu o naturalnym składzie izotopowym. Dzięki temu pułapka może pracować z obydwoma izotopami rubidu (izotop ^{85}Rb stanowi 72,2% uwalnianych do komory par metalu).

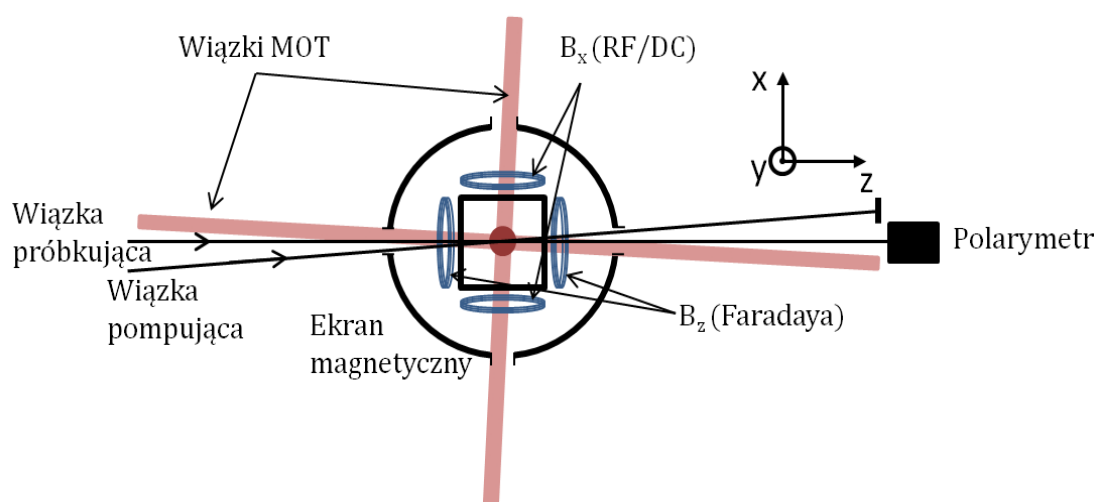


Rysunek 18. Komora próżniowa eksperymentu przed otoczeniem jej ekranem magnetycznym i montażem nowych cewek. Na poziomych, miedzianych stelażach nawinięte są cewki wytwarzające kwadrupolowe pole pułapki MOT.

3.2 Przygotowanie układu do pomiarów

Do realizacji zaplanowanych doświadczeń ważne było prawidłowe przygotowanie geometrii wiązek wykorzystywanych w eksperymencie. Wiązało się to z precyzyjnym trafieniem obiema wiązkami (pompującą i próbkującą, obie o średnicy $1/e \approx 1,2 \text{ mm}$) w chmurę pułapkowanych atomów z jednoczesnym zachowaniem jak najmniejszego kąta między nimi (ok. $0,5^\circ$). Jednocześnie przestrzenna separacja wiązek po wyjściu z obszaru eksperymentu nie mogła być za mała, aby nie ryzykować zbyt silnego oświetlenia delikatnych detektorów lawinowych przez tło od silnej wiązki pompującej (rys. 19).

W pierwszej kolejności przygotowywana była wiązka próbkująca. Obserwację chmury atomów utrzymywanych w pułapce MOT prowadzono przy pomocy niewielkiej kamery CCD ustawionej przy jednym z otworów w ekranie magnetycznym tak, by nie przysłaniała wiązek pułapkujących. Gdy rezonansowa wiązka próbkująca trafiała w chmurę atomów, wyrzucała je z obszaru pułapkowania. Było to widoczne na obrazie fluorescencji jako deformacja chmury („wydmuchiwanie atomów”). Zmniejszając natężenie wiązki można było polepszyć precyzję trafienia, jednak najwyższą dokładność justowania zapewniało dopiero wykorzystanie widma liniowej lub nieliniowej rotacji Faradaya dla ustalonej wartości pola magnetycznego i natężenia wiązki. Maksymalizując kąt rejestrowanej liniowej rotacji za pewniano optymalne warunki próbkowania atomów, ponieważ amplituda skręcenia zale-



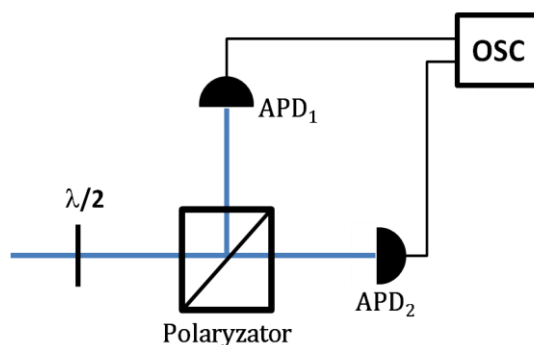
Rysunek 19. Ustawienie wiązek laserowych i cewek generujących pola magnetyczne względem komory eksperymentu.

żała w tym przypadku jedynie od ich liczby. W przypadku pomiarów z wiązką nierezonansową procedura jest nieco trudniejsza, ponieważ konieczne jest zastosowanie wyższych natężeń światła ze względu na jego słabsze oddziaływanie z atomami. Trzeba również pamiętać o dobrym dopasowaniu toru wiązki do geometrii cewek wytwarzających pole faradayowskie (wzdłuż osi \hat{z}).

Część eksperymentów wykonano w konfiguracji dwuwiazkowej (opisanej w rozdziale 4.2). Oprócz słabej wiązki próbkującej stosowano impulsowe kreowanie koherencji (lub polaryzacji) ośrodka za pomocą odpowiednio spolaryzowanej wiązki pompującej, rozchodzącej się w kierunku bliskim \hat{z} . Właściwe ustawienie biegu wiązki pompującej było znacznie prostsze niż wiązki próbkującej. Należało najpierw, przez odpowiednie ustawienie zwierciadeł zapewnić jak najmniejszy kąt tej wiązki z wiązką próbkującą, po czym wstępnie trafić w chmurę korzystając ponownie z obrazu kamery. Dalsza optymalizacja geometrii eksperymentu prowadzona była przez obserwację sygnałów swobodnego zaniku polaryzacji atomowej (rozdział 4.5).

Polaryzację (stan $\langle F_z \rangle \neq 0$) osiągnano impulsem pompującym o polaryzacji kołowej w poprzecznym polu magnetycznym. Maksymalizacja amplitudy sygnału paramagnetycznej rotacji związanej z takim pompowaniem oznaczała optymalną wydajność polaryzacji atomów w badanym obszarze. Trzeba przy tym było zachować ostrożność ze względu na duże natężenie wiązki pompującej i delikatne detektory. Przy wysokich natężeniach nie da się praktycznie uniknąć trafiania części światła pompującego do układu rejestracji danych. Dzieje się tak ze względu na rozproszenia na okienkach komory, a być może efekt ten jest dodatkowo wzmacniany przez odbicia od wewnętrznych ścianek ekranu magnetycznego. Pokrycie wnętrza ekranu magnetycznego ciemną matową farbą może w przyszłości okazać się wskazane.

Pomiar skręcenia płaszczyzny polaryzacji, czyli rotacji Faradaya, odbywa się przy pomocy wiązki próbkującej, która przechodzi przez chmurę zimnych atomów. Jej polaryzacja mierzona jest za pomocą zrównoważonego polarymetru przedstawionego na rys. 20. Składa się on z dwóch detektorów i analizatora polaryzacji, którym w przypadku opisywanych eksperymentów jest polaryzator Glana-Taylora. Składowa spolaryzowana równoległe do osi analizatora jest przepuszczana, a składowa spolaryzowana prostopa-



Rysunek 20. Schemat układu do analizy polaryzacji światła badającego stan ośrodka. W konfiguracji zrównoważonego polarymetru płaszczyzna polaryzacji światła próbkującego niezaburzanego przez atomy ustawiana jest za pomocą płytki półfalowej $\lambda/2$ pod kątem 45° do osi polaryzatora Glana-Taylora. Następnie dwie rozdzielone składowe polaryzacji kierowane są na detektory lawinowe (APD_1 , APD_2). Sygnały detektorów są rejestrowane na oscyloskopie (OSC).

dle odbijana pod pewnym ustalonym kątem. Tak rozdzielone wiązki kierowane są na dwa osobne detektory mierzące ich natężenia. Ustawienie osi polaryzatora pod kątem 45° do polaryzacji wiązki próbkującej niezaburzonej przez atomy sprawia, że oba detektory mierzą równe natężenia. Równoważenie polarymetru można przeprowadzić przez odpowiedni dobór polaryzacji wiązki próbkującej względem ustawienia analizatora lub obrót całego polarymetru wokół osi wiązki. W praktyce można to zrobić prościej przez ustawienie przed analizatorem płytki półfalowej ($\lambda/2$), która pozwala na łatwe i precyzyjne dopasowanie polaryzacji wiązki próbkującej. Wprawdzie taka konfiguracja, podobnie jak wstawianie jakiegokolwiek elementu optycznego w tor wiązki, pogarsza w pewnym stopniu jakość przeprowadzanych pomiarów, jednak w naszym przypadku jest to efekt zaniedbywalny.

Dla zrównoważonego polarymetru kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła θ jest związany z natężeniami mierzonymi przez detektory relacją:

$$\sin 2\theta = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}. \quad (46)$$

Gdy mierzone kąty są małe, można tę zależność przybliżyć przez założenie $\sin 2\theta \approx 2\theta$. Warto zaznaczyć, że zastosowanie polarymetru uniewrażliwia układ detekcji na dichroizm kołowy, który może wystąpić przy odstrojeniu światła próbkującego od rezonansu, a także przy świetle rezonansowym na skutek nieliniowego efektu Zeemana. Jest tak, ponieważ

natężenie każdej ze składowych kołowych ma dokładnie taki sam wkład do obu kanałów polarymetru i stosunek natężeń σ^\pm nie manifestuje się w rejestrowanym sygnale.

Ze względu na duże wzmocnienie i odpowiednią szybkość, do układu detekcji wybrano dwie krzemowe fotodiody lawinowe APD-110A⁵ firmy Thorlabs działające w trybie pomiaru natężenia. Aby mieć pewność, że całe światło próbujące jest rejestrowane, wiązki laserowe były na nich skupiane przy pomocy soczewek. Akwizycja danych we wcześniejszych eksperymentach prowadzona była z wykorzystaniem karty AdWin (model *AdWin-Light-16*). Jej czasowa zdolność rozdzielcza była jednak zbyt mała na potrzeby planowanych badań. W związku z tym sygnały mierzone przez detektory były rejestrowane na oscyloskopie Tektronix DPO-3034. Karta AdWin pozostała przydatna przy sterowaniu pozostałymi elementami aparatury. Odpowiedni program do automatycznego zapisywania przebiegów z oscyloskopu został stworzony w środowisku LabView przez Krzysztofa Stanika w ramach jego pracy licencjackiej [67], a opracowanie danych prowadzone było w programie *Mathematica*.

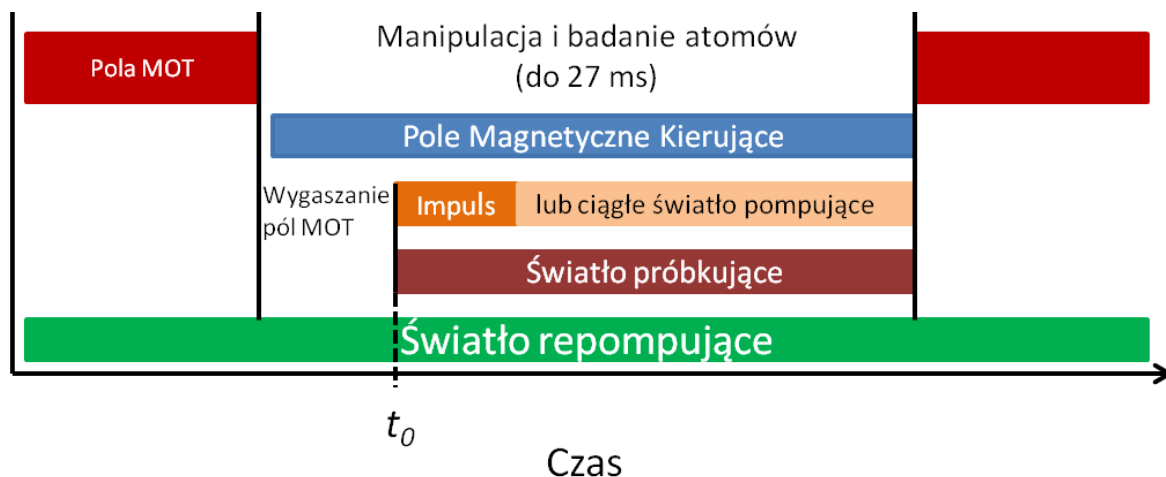
3.3 Sekwencja czasowa eksperymentów

Aby uniknąć efektów zaburzania stanu atomów przez magnetyczne i świetlne pola pułapki MOT, badanie koherencji zeemanowskich należy wykonywać w czasie, gdy jest ona wyłączona. W warunkach równowagi między szybkością usuwania atomów z komory przez pompę jonową, a ich dostarczania z rozgrzanego dyspensera, ładowanie pułapki od chwili włączenia wiązek i pola kwadrupolowego zajmuje kilka sekund. Po wyłączeniu pułapki atomy uciekają z obszaru oddziaływania na drodze dwóch procesów: wyrzucania przez ciśnienie światła oraz przez spadek grawitacyjny. Pomijając wpływ światła, to właśnie spadek swobodny narzuca nam górną granicę na moment rozpoczęcia pomiaru. W jego wyniku po czasie ok. **27 ms** gęstość chmury jest już tak mała, że niemożliwa była obserwacja sygnału. Znajomość tego ograniczenia jest ważna, ponieważ moment rozpo-

⁵ Obszar aktywny o średnicy **1 mm**, maksimum krzywej czułości dla $\lambda = 800 \text{ nm}$, pasmo przenoszenia DC – 50 MHz, moc nasycenia (CW) **1.5 μW** , próg uszkodzenia **1 mW**.

część pomiarów musi być opóźniana względem chwili wyłączenia pułapki. Zmierzone, że wygaszanie prądów w samych cewkach tworzących pole kwadrupolowe trwa ok. **100 μ s** [5]. Jednak ze względu na wpływ prądów wirowych powstających w sąsiadujących z cewkami metalowych elementach układu, a także bardzo dużą czułość pomiarów rotacyjnych, mierzalny wpływ zaniku pola kwadrupolowego na sygnały swobodnego zaniku magnetyzacji utrzymuje się do około **5 ms** po wyłączeniu pułapki. Po tym czasie, przez kolejne **10 ms** możliwe jest prowadzenie pomiarów na wciąż znacznej liczbie atomów. Jeśli nie jest napisane inaczej, chwila rozpoczęcia pomiaru nazywana jest t_0 . Biorąc pod uwagę wyrzucanie atomów ciśnieniem światła, korzystne jest ograniczenie czasu pomiaru do efektywnego czasu, przez który atomy są dostępne do manipulacji i badania. Dzięki ponownemu wychytowi wolno ekspandującej chmury z poprzedniego cyklu pułapki, czas potrzebny do ponowienia pomiaru możemy skrócić do ok. **0,5 s**. Wartość ta pozwala na przygotowanie wystarczającej gęstości atomów dla osiągnięcia dobrego stosunku sygnału do szumu rejestrowanych kątów skręcenia. Kolejnych pomiarów możemy dokonywać, na przykład przy zmienionej wartości pola magnetycznego lub w takich samych warunkach w celu uśredniania wyników.

Rysunek 21 przedstawia sekwencję czasową poszczególnych etapów przeprowadzonych eksperymentów. Wyróżnione pole magnetyczne, nazywane kierującym, ma geometrię zależną od rodzaju eksperymentu. W przypadku badań nieliniowego efektu Faradaya, swobodnego zaniku koherencji i eksperymentów z polem radiowym jest nim pole B_z skierowane wzdłuż osi \hat{z} (rys. 19). Dla obserwacji swobodnego zaniku polaryzacji polem kierującym nazywamy pole B_x (skierowane wzdłuż osi \hat{x}). Pole kierujące jest w trakcie eksperymentu włączane w kilkaset mikrosekund po wyłączeniu pól pułapki. W ten sposób nie zaburza ono warunków ładowania atomów do MOT i daje dość czasu na ustabilizowanie się wartości pola przed rozpoczęciem pomiarów. W przypadku eksperymentów ze światłem ciągłym (rozdziały 4.1 i 4.2) cały dostępny czas jest wykorzystywany na prowadzenie pomiaru. Obserwacja dynamiki atomów prowadzona jest przez analizę polaryzacji światła albo pojedynczej wiązki indukującej i zarazem próbkującej (rozdział 4.1), albo osobnej wiązki kierowanej na ośrodek, nazywanej próbkującą (pozostałe roz-

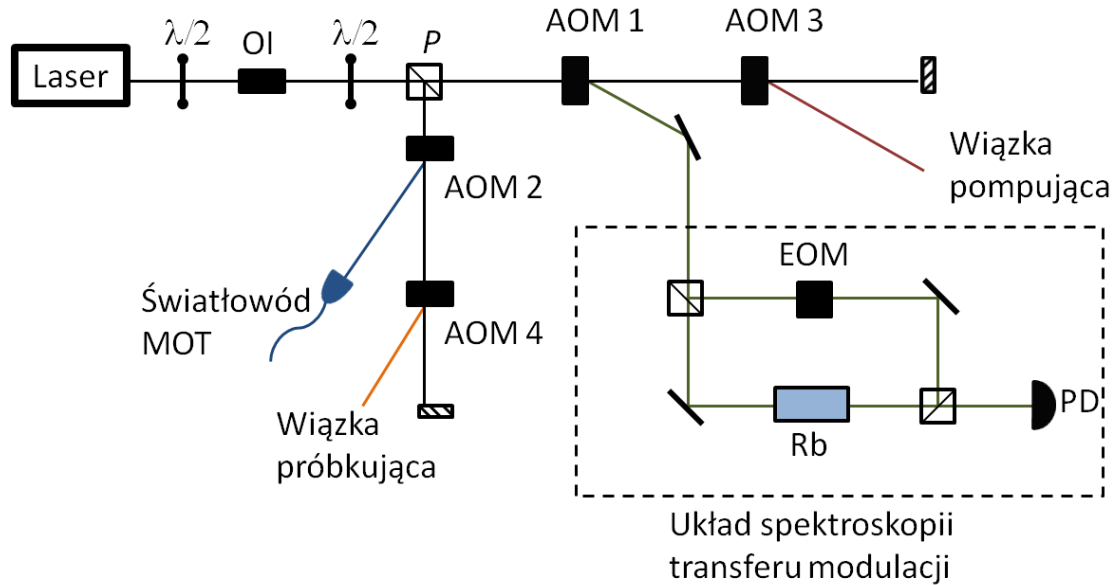


Rysunek 21. Ogólna sekwencja czasowa opisywanych eksperymentów. Jeden cykl trwał około 0,5 s, co pozwalało zgromadzić w pułapce optymalną liczbę atomów dla uzyskania wyraźnych sygnałów. Chwila t_0 to moment rozpoczęcia pomiaru.

działy). Dużo uwagi poświęcane jest takiemu doborowi parametrów wiązki próbkującej, aby jak najstabiliej zaburzać ośrodek. Oznacza to, że albo jej natężenie jest bardzo niskie, albo jest ona odstrajana od częstotliwości przejścia (żeby nie oddziaływała rezonansowo). W eksperymentach impulsowych, gdzie proces kreacji pożądanego stanu atomów odbywa się w czasie do kilkunastu mikrosekund, obserwacje prowadzone są przez niezależną wiązkę próbkującą. W zależności od realizowanego wariantu jest ona włączona przez cały czas pomiaru albo jedynie na krótki czas, ze zmiennym opóźnieniem w stosunku do impulsu pompującego (np. eksperymenty ze światłem strobowanym, rozdziały 4.4 i 4.8).

3.4 Układ laserowy

W układzie laserowym (rys. 22) jako laser główny wykorzystywany był przestrajalny laser diodowy z zewnętrznym rezonatorem (początkowo *Lynx*, wyprodukowany przez firmę *Sacher Lasertechnik GmbH*, a następnie DL-PRO firmy *Toptica*). Do stabilizacji lasera głównego do cyklicznego przejścia atomowego (pułapkującego) $F = 3 \rightarrow F' = 4$ wykorzystana została technika transferu modulacji [68 - 70], a kontrolę odpowiednich wiązek zapewniały modulatory akustooptyczne *ISOMET 1205-C-2*, o częstotliwości centralnej 80 MHz.



Rysunek 22. Układ lasera głównego wykorzystywany w opisanych eksperymentach. Wiązka światła z lasera kierowana jest na izolator optyczny (OI), a następnie na polaryzacyjną kostkę światłdzielącą P . Wiązka przepuszczona jest uginana na modulatorze akustooptycznym AOM 1 i kierowana do układu stabilizacji długości fali lasera. Światło ugięte na AOM 3 wykorzystywane jest w charakterze światła pompującego ośrodek atomowy. AOM 2 zapewnia światło odstrojone ku czerwieni do chłodzenia atomów, a AOM 4 światło próbkujące.

Wiązka lasera głównego o mocy około 80 mW była najpierw przepuszczana przez izolator optyczny. Optymalne dopasowanie jej polaryzacji wejściowej do osi izolatora zapewniała płytką półfalowa $\lambda/2$. Konieczność takiego zabiegu wynikała z faktu, że choć laser posiadał wewnętrzny izolator, natężenie światła odbijanego z powierzchni światłowodu MOT było wystarczające, by zaburzyć stabilizację częstotliwości. Dodatkowy izolator osłabiał wprawdzie wiązkę laserową, ale do przeprowadzonych eksperymentów była ona wystarczająco silna. W przyszłości należałoby rozważyć zastosowanie światłowodów ze ściętymi pod pewnym kątem powierzchniami włókien (FC-APC), by zlikwidować ten problem.

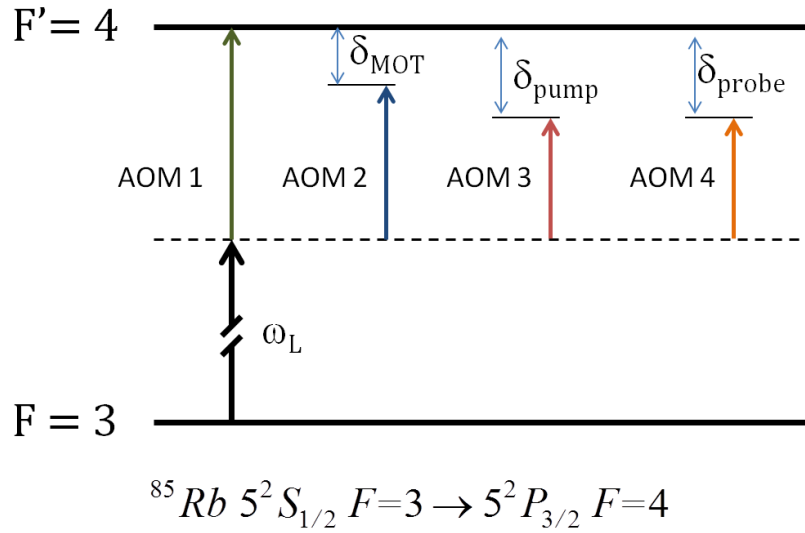
Wiązka była następnie dzielona na kostce polaryzacyjnej na dwie części, które były kierowane na dwa osobne modulatory akustooptyczne (AOM 1, AOM 2). Kontrolę podziału natężeń między wiązki zapewniała płytką półfalowa ustawiona przed kostką światłdzielącą. Taki układ pozwalał otrzymać cztery wiązki wykorzystywane w różnych rolach w eksperymencie. Modulator AOM 1 sterowany był sygnałem RF o częstotliwości 76 MHz , generowanym przez układ bezpośredniej syntezy cyfrowej DDS Generator 150 MHz DD1A firmy MJM i następnie wzmacnianym przez wzmacniacz firmy Mini-

Circuits (model ZHL-3A). Ugiętą w pierwszym rzędzie część światła kierowano do układu stabilizacji lasera do częstości przejścia nadsubtelnego $F = 3 \rightarrow F' = 4$ metodą transferu modulacji, z wykorzystaniem modulatora EOM [71]. Zapewniała ona silny sygnał błędu i w porównaniu z rutynowo stosowaną w podobnych celach metodą spektroskopii saturacyjnej oferowała niskie szумы. Ponadto była pozbawiona tła widma absorpcji. Część światła przechodzącego przez modulator AOM 1, która nie podlegała ugięciu, padała dalej na AOM 3⁶. Modulator ten przestrajał ją, regulując jej odstrojenie od częstotliwości przejścia pułapkującego ($\delta_{\text{pump}} = \omega_L - \omega_0$). Wiązka uginana na tym modulatorze kierowana była następnie do eksperymentu, gdzie pełniła rolę wiązki pompującej. Krótki czas narastania modulatora (ok. 100 ns) pozwalał na wykorzystanie go do kształtowania impulsów o czasach trwania rzędu mikrosekund.

Wszystkie modulatory (AOM 1-4) były użyte z pojedynczym przejściem wiązki. Pozwoliło to na zastosowanie „kaskadowych” konfiguracji, w których możliwe było wykorzystanie także nieugiętych wiązek światła. Aby mieć pewność, że żadne niepożądane światło, które mogłoby zaburzać ewolucję atomów nie będzie dostawać się w obszar eksperymentu, wszystkie wiązki były odcinane przysłonami model SR 475 firmy *Stanford Research Systems*. Ze względu na ograniczoną przestrzeń, migawki te nie zostały wstawione w ogniska wiązek laserowych, a przez to ich czas przełączania był stosunkowo długi (do około 0.5 ms). Dopiero po takim czasie mieliśmy pewność, że wiązki są całkowicie wyłączone.

Modulator AOM 2 był wykorzystywany do przygotowania światła chłodzącego atomy, odstrojonego od badanego przejścia o $\delta_{\text{MOT}} = \omega_L - \omega_0 = -16$ MHz. Aby uniezależnić warunki justowania wiązek MOT w obszarze komory próżniowej od reszty układu laserowego, światło to było przesyłane do układu pułapki (rys. 19) światłowodem. Była to najsilniejsza wiązka w eksperymencie i po przejściu przez światłowód miała około 25 mW mocy całkowitej. Na czas pomiaru AOM 2 był wyłączany. Przepuszczane przez niego światło było następnie uginane przez AOM 4 i wykorzystywane w charakterze wiązki badającej ośrodek (próbującej). Jej dostrojenie do badanego przejścia ($\delta_{\text{probe}} = \omega_L - \omega_0$) mogło

⁶ Modulator ten sterowany był sygnałem oscylatora VCO (*Voltage Controlled Oscillator*) zaprojektowanego i wykonanego przez mgr. Pawła Kruka i dr. hab. Jerzego Zachorowskiego.



Rysunek 23. Schemat dostrojonych wiązek używanych w eksperymentach do przejścia $5^2S_{1/2} (F=3) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F'=4)$ ^{85}Rb . Wiązka wychodząca z lasera (czarna strzałka) była dostrajana modulatorem AOM 1 do rezonansu (strzałka zielona). Pozostałe modulatory pracowały z innymi częstotliwościami modulacji i umożliwiały otrzymanie wiązek: pułapkującej - chłodzącej i lokalizującej atomy (δ_{MOT}), pompującej - stosowanej do manipulowania stanami atomowymi (δ_{pump}) oraz próbkującej - stosowanej do badania efektów magnetoptycznych (δ_{probe}).

być zmieniane w zakresie na jaki pozwalała wydajność modulatora (około ± 20 MHz). Ze względu na to, że wraz ze zmianą częstotliwości modulacji zmieniał się też kąt ugięcia wiązki przestrojonej, korzystanie z AOM 4 wymuszało każdorazowe justowanie układu po zmianie δ_{probe} . Dla uproszczenia w większości pomiarów z odstrojeniem AOM 4 był więc pomijany, co skutkowało stałym odstrojeniem światła próbkującego $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz. Rozwiązaniem, które można zastosować w przyszłości żeby zaradzić takim problemom, jest stosowanie modulatorów akustooptycznych w konfiguracji podwójnego przejścia. Zestawienie odstrojeń wszystkich wymienionych wiązek laserowych przedstawione zostało schematycznie na rys. 23.

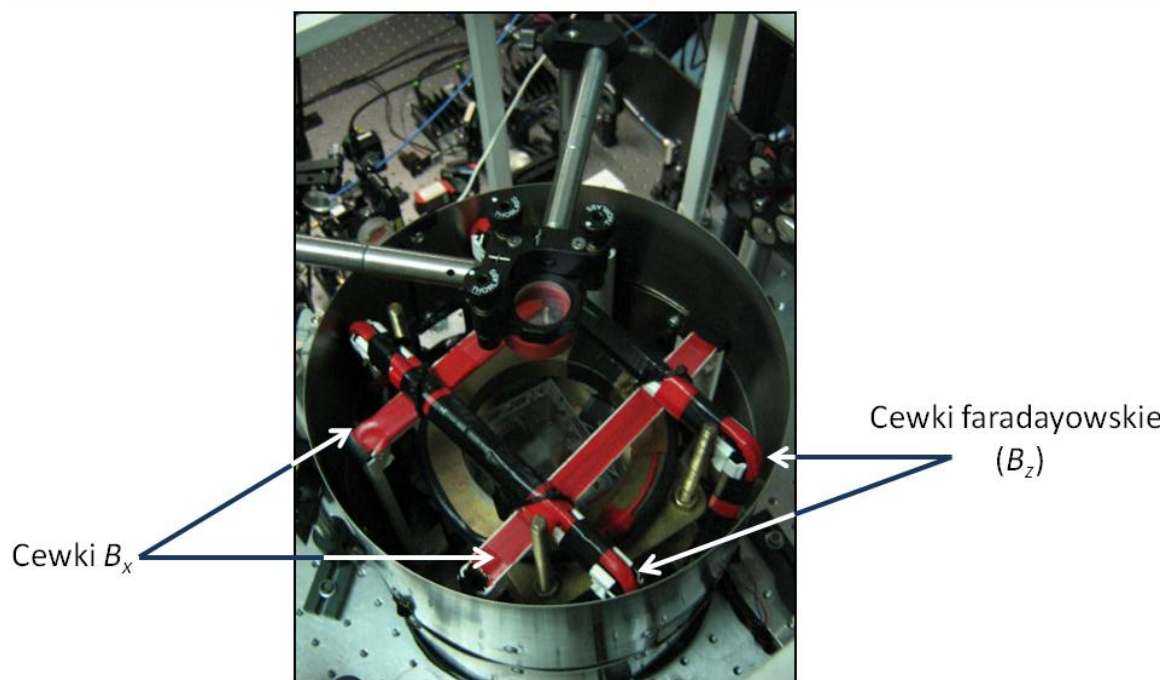
Do skompensowania strat spowodowanych przez ucieczkę atomów do stanu podstawowego o $F=2$, atomy oświetlane były dodatkową wiązką z tzw. lasera repompującego (ang. *repumper*), stabilizowanego na przejściu nadsubtelny $F=2 \rightarrow F'=3$. W żadnym z przeprowadzonych doświadczeń nie zaobserwowano przyspieszenia relaksacji spowodowanego światłem lasera repompującego, nie było więc konieczności wyłączenia go na czas pomiaru.

3.5 Źródła pól magnetycznych

Kwadrupolowe pole MOT było wytwarzane przez dwie cewki (o średnicy wewnętrznej 9,5 cm, zewnętrznej 14 cm i szerokości 2 cm), składające się z 90 zwojów drutu miedzianego DNE 1.5 każda. Były one połączone w tzw. konfiguracji anty-helmholtzowskiej i odsunięte od siebie na 5 cm. Przy prądzie 3,5 A cewki te wytwarzały pole o gradiencie ok. 8 G/cm na osi i ok. 4 G/cm w kierunku radialnym. Pierwotnie, przed umieszczeniem układu w ekranie magnetycznym, kompensację niechcianych zewnętrznych pól stałych zapewniał zestaw 3 par cewek kwadratowych o boku długości około 64 cm, oddalonych od siebie o 34,5 cm. W opisanych w tej pracy eksperymentach wykorzystywano je jedynie do okresowego rozmagnesowania ekranu przez podłączenie do nich zmiennego napięcia.

Pole magnetyczne w kierunku obserwacji \hat{z} , odpowiedzialne za efekt Faradaya (tzw. pole faradayowskie) pochodziło z dwóch kwadratowych cewek w układzie Helmholtza o długości boku 19 cm, odsuniętych od siebie na 9 cm i składających się z 45 zwojów drutu o średnicy 1 mm. Cewki te wytwarzają jednorodne pole o regulowanym natężeniu do ok. 10 G, przy czym większość eksperymentów prowadzona była w zakresie pól rzędu setek mG. Oszacowana względna niejednorodność tego pola w obszarze zajmowanym przez badaną chmurę zimnych atomów w kierunku radialnym jest rzędu 10^{-5} . Oznacza to, że przy stosowanych zakresach natężeń pola wpływ jej niejednorodności na wyniki jest znacznie mniejszy niż pozostałych czynników dekoherencji.

Ze względu na otoczenie obszaru eksperymentu ekranem magnetycznym (rozdział 3.6) do precyzyjnej kontroli i kształtowania pól magnetycznych przygotowano dodatkowe układy cewek (rys. 24). Zostały one tak zaprojektowane, aby można było je wykorzystać zarówno w konfiguracji zapewniającej jednorodne pole jak i jego gradient. W kierunku \hat{z} dodana została para cewek kwadratowych o 15 zwojach, długości boku 19 cm, ustawionych w odległości 9 cm od siebie. Mogły one wytwarzać pole o gradiencie do 150 mG/cm. W kierunku poziomym \hat{x} zainstalowane zostały dwie pary kwadratowych cewek o długości boków 17 cm (rozsunięte na odległość 8,5 cm). Składały się one z 15



Rysunek 24. Układ cewek generujących pola magnetyczne wykorzystywane w opisywanych doświadczeniach (białe, plastikowe stelaże). Na każdym z kierunków zamocowane zostały po dwie pary cewek, co pozwoliło na niezależne i jednoczesne generowanie pól jednorodnych jak i gradientowych. Cewki kontrolujące pole w kierunku pionowym zostały nawinięte na miedziane stelaże cewek kwadrupolowych.

i 10 zwojów. Wszystkie te pary cewek zamocowane zostały na stelażach wykonanych w całości z plastikowych profili. W kierunku pionowym \hat{y} , na stelażach cewek kwadrupolowych, umieszczone zostały dwie pary cewek okrągłych o średnicy 14 cm, oddalone od siebie na 6 cm, liczące po pięć zwojów każda.

Przewody zasilające poszczególne cewki zostały ze sobą skręcone w celu zminimalizowania wytwarzanego przez nie pola magnetycznego i wyprowadzone z ekranu niewielkimi otworami znajdującymi się przy jego podstawie. Pomiar pól wewnątrz komory próżniowej UHV (*ultra-high vacuum*) jakimkolwiek miernikiem był niemożliwy bez wprowadzania poważnych zmian w układzie, a więc wszystkie informacje na ich temat były uzyskiwane z analizy sygnałów atomowych przedstawionych w kolejnych rozdziałach.

W omawianych doświadczeniach wiązki światła badającego jak i pompującego ośrodek były zawsze skierowane wzdłuż osi \hat{z} . W badaniach nieliniowego efektu Faradaya oraz dynamiki koherencji zeemanowskich skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła było kontrolowane przez natężenie pola magnetycznego skierowanego wzdłuż osi \hat{z} , natomiast

pola w pozostałych kierunkach były kompensowane z omówioną dokładnością. W doświadczeniach dotyczących rotacji paramagnetycznej i oscylacji Rabiego wywoływanych polem zmiennym (B_{RF}) pola te skierowane były wzdłuż osi \hat{x} . Poza szczególnymi przypadkami w pozostałych kierunkach pole było kompensowane.

3.6 Ekran magnetyczny

Dla izolowania obszaru próbki od wpływu zewnętrznych pól magnetycznych został zaprojektowany i zbudowany ekran magnetyczny (rys. 25). Zastosowano materiał P - 80m⁷ (prod. ZPM-INMET, Gliwice), grubości 0.35 mm. Materiał ten jest magnetycznie miękki, czyli ma wysoką przenikalność magnetyczną i niskie natężenie koercji. Ekran miał kształt cylindra o średnicy 22,5 cm i wysokości 24 cm. Ze względu na konstrukcję układu próżniowego oraz dostępność materiału, składał się on z pięciu części. Ściany boczne zbudowane zostały z trzech współosiowych pierścieni połączonych ze sobą przy pomocy nitów, a w ich części centralnej wycięto otwory na wiązki laserowe o rozmiarach 3 × 3 cm. Dla poprawienia ekranowania możliwe było osłonięcie ich dodatkowymi kołnierzami, jednak zrezygnowano z tego ze względu na znacznie ograniczony dostęp optyczny. Pokrywy dolna i górna cylindra składały się z dwóch połówek, co umożliwiło otoczenie komory ekranem bez demontażu układu próżniowego. Zostały w nich wycięte otwory na pionową wiązkę „motowską”. Aby zwiększyć skuteczność ekranowania, pokrywy z resztą ekranu łączone były „na zakładkę”.

Pomiary magnetometrem komercyjnym (AK8975/C firmy *Asahi Kasei Microdevices*) pokazały, że tak przygotowany ekran tłumiał zewnętrzne pola magnetyczne o czynnik około 20. Choć nie jest to dużo, tym niemniej taka bardzo prosta osłona pozwoliła na zbadanie wielu istotnych dla poniższej pracy właściwości koherencji atomowych. Celowość stosowania ekranowania magnetycznego została więc potwierdzona. W kolejnych pracach ekran powinien jednak zostać udoskonalony. W szczególności należałoby zrezygnować z nitów, ponieważ wprowadzają one niepotrzebne nieciągłości, oraz zminimalizować liczbę elementów, z których ekran się składa. Wskazane jest również zastosowanie grubszej blachy i/lub kilku jej warstw.

⁷ Stop 79% Ni, 15% Fe, 5% Mo oraz niewielkich ilości Mn i Si.



Rysunek 25. Ekran magnetyczny izolujący komorę próżniową eksperymentu od zewnętrznych pól magnetycznych.

4. Wyniki

Celem pracy była obserwacja swobodnej ewolucji koherencji zeemanowskich w zimnych atomach. W tym celu konieczne było nie tylko rozbudowanie aparatury, ale także opracowanie metodyki prowadzenia pomiarów możliwie mało zaburzających badane stany atomowe. Metodyka ta była następnie na bieżąco wykorzystywana do kalibracji i analizy parametrów układu doświadczalnego, a zebrane informacje pozwalały planować dalsze modyfikacje. Doświadczenia przeprowadzone w ramach poniższej pracy miały więc zarówno charakter badań podstawowych, jak i aplikacyjnych. Zastosowanie badanych zjawisk do diagnostyki aparatury sprawia, że są one niemożliwe do rozdzielenia. Znajduje to odzwierciedlenie w strukturze poniższego rozdziału, w którym wątki badawcze przeplatają się z fragmentami uzupełniającymi opis układu doświadczalnego.

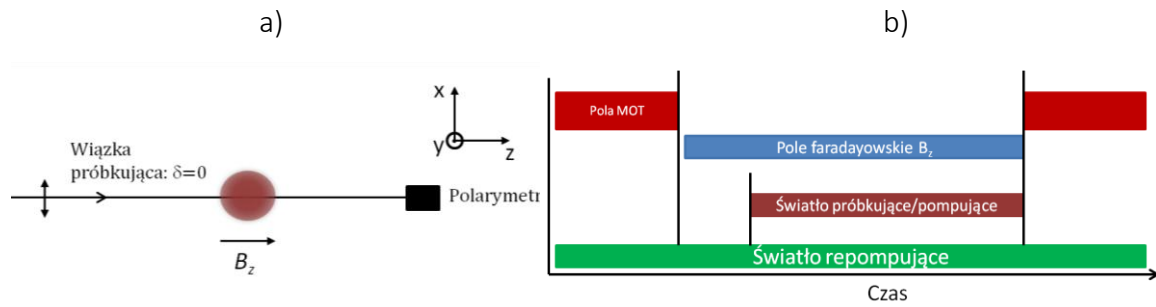
Zamieszczony poniżej raport wyników otwiera omówienie eksperymentów, które nawiązują do wcześniejszych badań dynamiki kwazistacjonarnych stanów superpozycji (rozdziały 4.1 i 4.2), gdzie istotny wkład w ewolucję wносиły pola świetlne [8]. Etap ten pozwolił na przetestowanie nowych elementów układu (cewek oraz ekranu magnetycznego) w pomiarach, których metodyka była dobrze znana. Następnie opracowane zostały metody impulsowego tworzenia i niedestruktywnej obserwacji ewolucji polaryzacji (rozdziały 4.5, 4.6, 4.8). Sprawdzana była możliwość próbkowania ośrodka zarówno względnie silnym światłem odstrojonym od rezonansu, jak i bardzo słabym światłem rezonansowym. Główną metodą badawczą była obserwacja efektów skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego przez atomy znajdujące się w zadanym polu magnetycznym (magnetorotacja), po uprzednim przygotowaniu ich w wybranym stanie.

W trakcie pomiarów ze światłem odstrojonym zarejestrowane zostały sygnały rotacji wskazujące na istnienie pierwotnej orientacji spinowej atomów wypuszczanych z pułapki MOT. Dla wyjaśnienia mechanizmu powstawania tych sygnałów przeprowadzono doświadczenie z rezonansem radiowym (rozdział 4.3). Jego wyniki zainspirowały badania koherentnej ewolucji superpozycji poziomów zeemanowskich powodowanej zmiennym polem magnetycznym o częstotliwości radiowej (rozdział 4.4).

Główny cel pracy, czyli obserwacje swobodnej dynamiki superpozycji zeemanowskich w polach magnetycznych, został osiągnięty w dwuwiązkowym eksperymencie z rezonansowym światłem próbkującym (rozdział 4.7). Ostatnim krokiem było poszukiwanie sposobów na wydłużenie czasów życia tworzonych stanów superpozycji, czyli kontrolowanym ograniczeniem czynników wywołujących zjawisko dekoherencji, przez udoskonalanie metod doświadczalnych i układu pomiarowego (rozdział 4.8).

4.1 Eksperyment jednowiązkowy

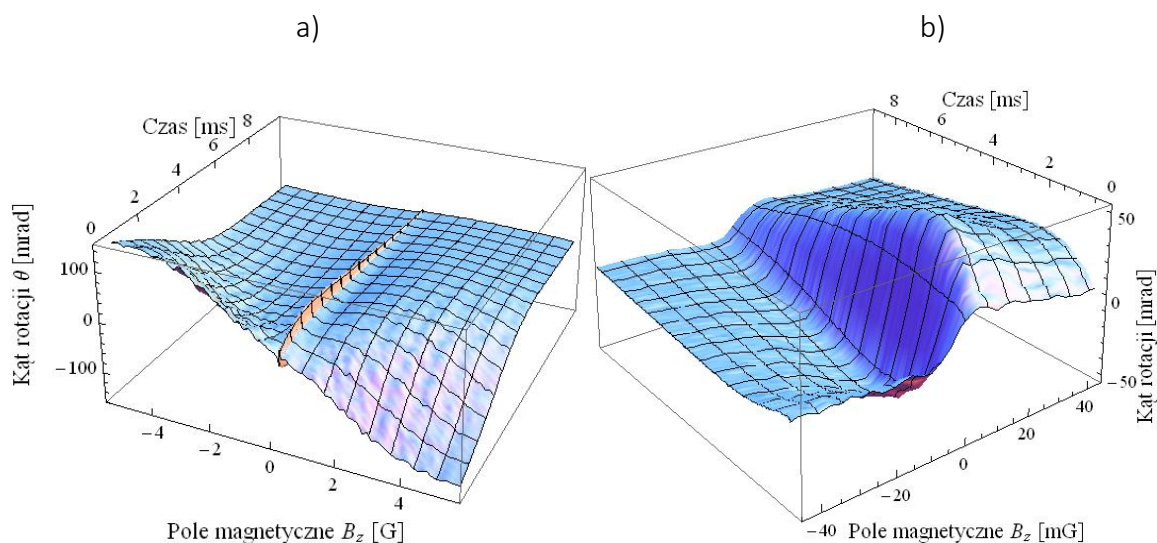
Pierwsze obserwacje nieliniowego efektu Faradaya w zimnych atomach przeprowadzone zostały w Zakładzie Fotoniki IF UJ [8]. Eksperyment ten, opisany dokładnie w pracy [5], przeprowadzony był w konfiguracji jednowiązkowej, gdzie pompowania i badania ośrodka dokonywano tą samą, rezonansową, liniowo spolaryzowaną wiązką światła. Zastosowanymi tam metodami kontroli nad zewnętrznymi źródłami dekoherencji były synchronizowanie wyzwalania sekwencji pomiarowej z siecią energetyczną oraz kompensowanie stałych poprzecznych pól magnetycznych. Pomiary skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła badającego próbkę zimnych atomów w funkcji pola magnetycznego odbywały się w dwóch konfiguracjach. Albo ze zrównoważonym polarymetrem, gdzie mierzony był sygnał proporcjonalny do kąta skręcenia, albo w układzie skrzyżowanych polaryzatorów, gdy mierzony był sygnał proporcjonalny do kwadratu tego kąta (tzw. geometria rozpraszania do przodu). Zaobserwowane wtedy wąskie sygnały pochodzące od koherencji zeemanowskich o szerokościach rzędu **10 mG** posłużyły za standard, z którym można było porównać wyniki opisane w poniższej pracy.



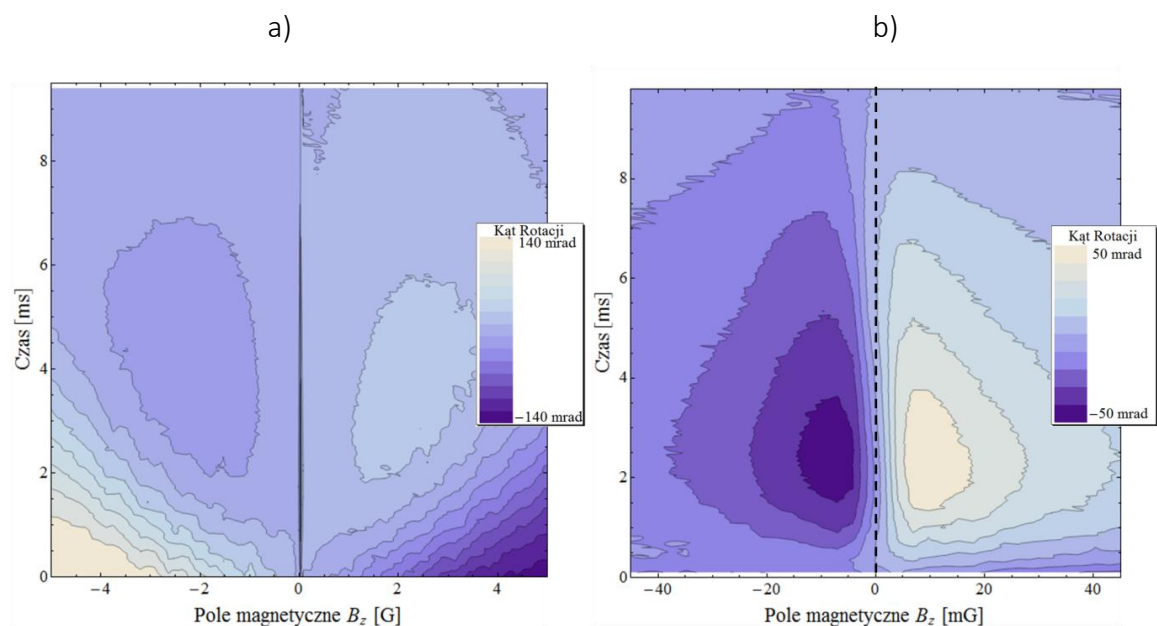
Rysunek 26. a) Geometria pól i b) sekwencja czasowa stosowane w eksperymencie jednowiązkowym.

Metodyka prowadzenia pomiarów jednowiązkowych wykonanych w ramach tej pracy przedstawiona została na rys. 26. Przykładowy sygnał skręcenia płaszczyzny polaryzacji, zarejestrowany dla światła dostrojonego do rezonansu, przedstawia rys. 27. W sygnale tym widoczny jest wyraźnie przyczynek pochodzący od liniowego efektu Faradaya, który ma postać profilu dyspersyjnego o maksimach dla skrajnych wartości pola magnetycznego, tzn. ± 5 G. W pomiarach jednowiązkowych profil ten jest widoczny natychmiast po włączeniu światła. Szybkość jego zanikania jest dyktowana tempem ucieczki atomów z obszaru oddziaływania oraz narastaniem przyczynków od omówionych niżej efektów populacyjnych, powodujących rotację o znaku przeciwnym do tej wywołanej efektem liniowym. Oprócz sygnału liniowej magnetorotacji dającego znaczne skręcenie dla pól magnetycznych rzędu kilku gaussów, dla pól magnetycznych bliskich zera, pojawia się wąski profil dyspersyjny. Związany jest on z tworzeniem się superpozycji zeemanowskich, czyli nieliniowym efektem Faradaya. Profil ten widoczny jest dokładniej na rys. 27b, gdzie ograniczamy się do małych pól z całego zakresu rys. 27a. Szerokość efektu nieliniowego $\Delta B(t)$ jest dla każdego t bardzo mała w porównaniu z profilem $\theta(B, t_0)$ efektu liniowego i podobnie jak amplituda rotacji nieliniowej jest zależna od natężenia światła.

Poza przyczynkami związanymi z liniowym i nieliniowym efektem Faradaya zarejestrowany został też trzeci przyczynek, pojawiający się dla pól o wartości indukcji pomiędzy maksimum efektu liniowego i nieliniowego. Jest on szczególnie dobrze widoczny na mapach konturowych zależności $\theta(B_z, t)$ jako „wyspy” i „depresje”, pojawiające się po pewnym czasie nabudowania $t \approx 4$ ms dla wartości pola magnetycznego około ± 2 G (rys. 28a). Jak można się przekonać stosując analizę perturbacyjną [72], za efekt ten odpowiedzialne są procesy nasycenia przejścia optycznego atomów oddziałujących ze świa-



Rysunek 27. Zmierzone zależności kąta rotacji Faradaya od czasu i pola magnetycznego $\theta(B_z, t)$ dla natężenia światła $2,5 \frac{\mu\text{W}}{\text{mm}^2}$ i $\delta_{\text{pump}} = 0$. a) Sygnały dla szerokiego zakresu pól magnetycznych (± 5 G). Dla $t = 0$ wyraźnie widoczna jest rotacja związana z liniowym efektem Faradaya. Wąski „grzebień” w środku zakresu to efekt nieliniowy, przedstawiony dokładnie (w zakresie ± 45 mG) na ilustracji b).

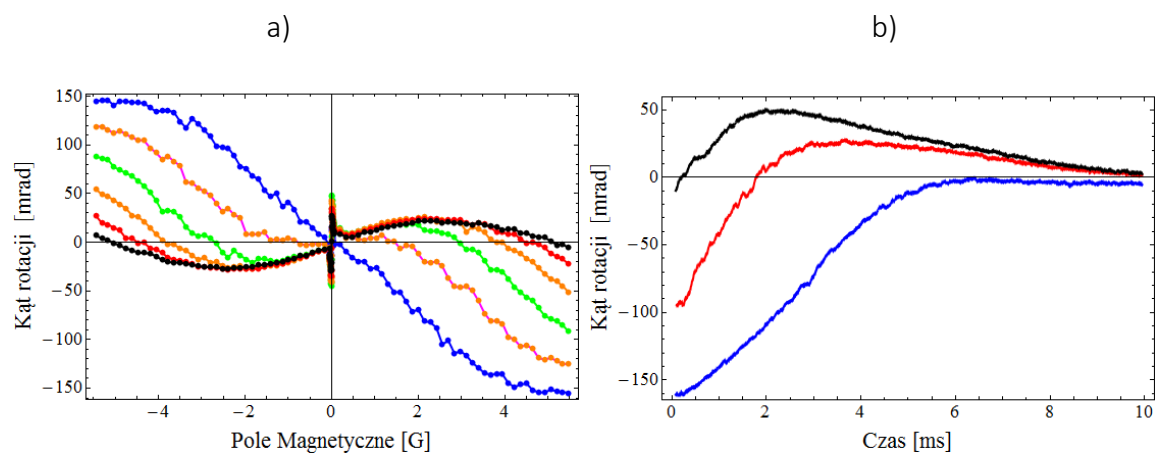


Rysunek 28. a) Mapa konturowa $\theta(B_z, t)$ przedstawiająca kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego przez chmurę zimnych atomów ($\delta_{\text{pump}} = 0$) w zależności od czasu i natężenia pola magnetycznego B_z . Poza omówionymi powyżej efektami liniowym i nieliniowym, widoczne są tu dwa symetryczne obszary o centrach dla $t = 4$ ms i $B_z = \pm 2$ G związane z przyczynkami populacyjnymi. b) Ta sama zależność w wąskim zakresie pól blisko $B_z = 0$, gdzie dominujące są efekty nieliniowe. Widoczny jest dryf centrum rezonansu, wskazujący najprawdopodobniej na zmiany pola magnetycznego z czasem, na skutek generacji prądów wirowych w metalowych elementach układu. Pionowa linia przerywana pokazuje wartość $B_z = 0$ (niezależną od dryfu).

tłem. Zjawisko to obserwowane było też wcześniej w tym samym układzie bez ekranu magnetycznego (rozdział 4.2 w pracy [5]). Tłumaczy ono pozornie szybszy zanik przyczynku liniowego do sygnału rotacji, niż wskazywałoby na to tempo ucieczki atomów z obszaru oddziaływania. Ucieczkę (relaksację przelotową) dobrze oddaje czas zaniku sygnału nieliniowego (> 8 ms).

Na rys. 28b przedstawiono mapę konturową ilustrującą obszar ± 45 mG, w którym rotację dominują przyczynki koherencyjne do nieliniowego efektu Faradaya. Widać tu także systematyczny dryf podłużnego pola magnetycznego z czasem, objawiający się niewielkimi (~ 1 mG) przesunięciami wartości pola magnetycznego, dla której następuje zmiana znaku dyspersyjnego profilu rotacji nieliniowej (centrum rezonansu). W wyniku tego dryfu położenie centrum rezonansu zmieniało się w zakresie około 2 mG w czasie 10 ms. Ponieważ jest on widoczny także w sygnale uśrednionym po ośmiu cyklach pułapki, można przyjąć, że wiąże się on z powtarzalnymi zaburzeniami warunków w komorze eksperymentu. Dryf ten był przez nas interpretowany jako wpływ prądów wirowych generowanych w metalowych częściach układu przez gasnące pola magnetyczne MOT. Efekt ten był wcześniej obserwowany w pomiarach prowadzonych bez ekranu [5], gdzie w celu minimalizacji jego wpływu sygnał rotacji rejestrowany był z opóźnieniem 2 ms od chwili wyłączenia pułapki. Zwiększona czułość przedstawianych w tej pracy badań wymusiła wydłużenie tego opóźnienia do ok. 5 ms.

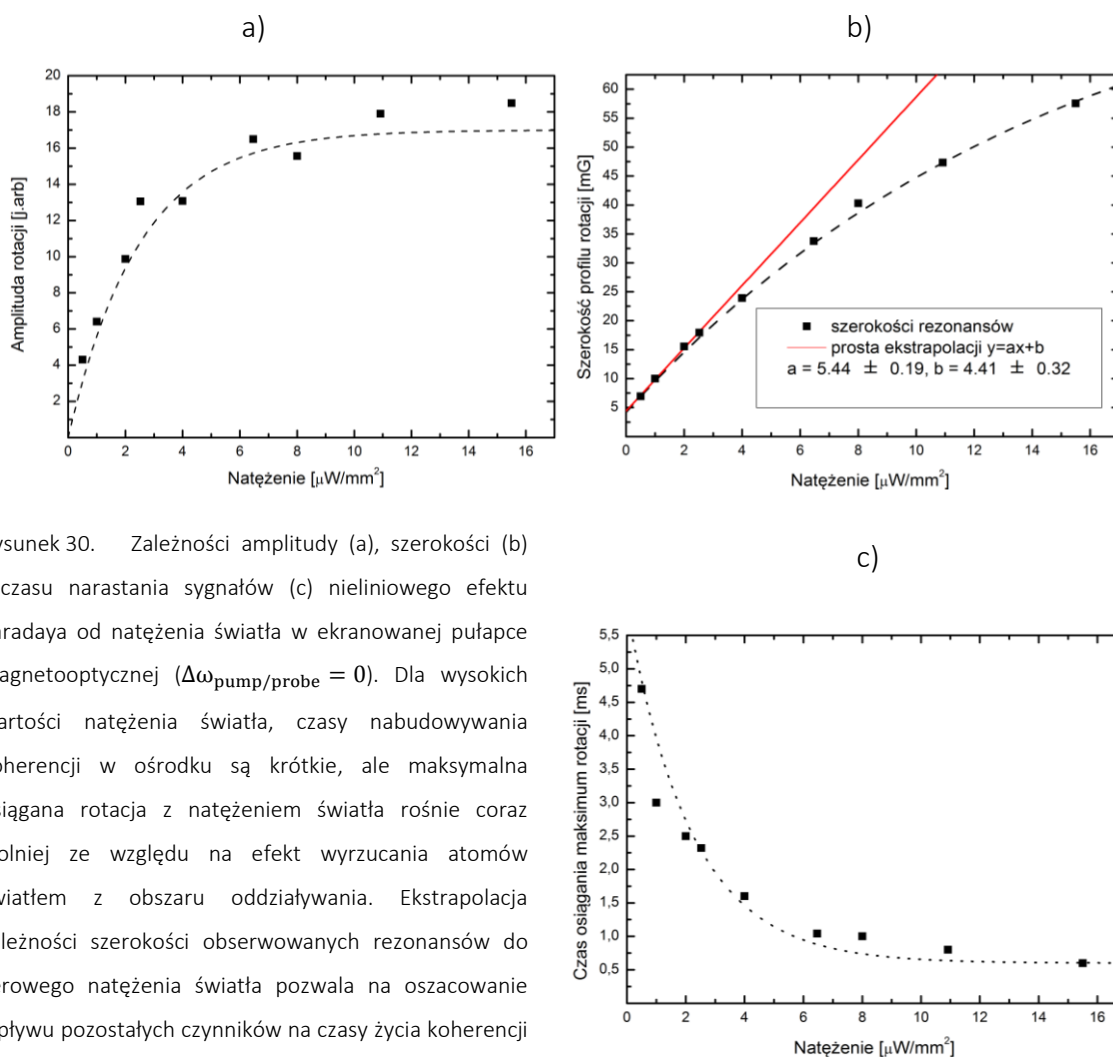
Rysunek 29a przedstawia cięcia przez profil rotacji $\theta(B_z, t)$ dla wybranych opóźnień względem chwili rozpoczęcia pomiaru. Każdy punkt oznacza pomiar wykonany dla osobnego ustawienia wartości pola B_z i powstaje z ośmiokrotnego uśrednienia rejestracji po kolejnych realizacjach pułapki MOT. Z kolei rysunek 29b przedstawia cięcia dokonane w tym samym profilu dla ustalonych wartości pola magnetycznego. Krzywa czarna przedstawia czasową ewolucję sygnału rotacji dla pól magnetycznych gdzie dominującym zjawiskiem jest nieliniowy efekt Faradaya. Krzywe czerwona i niebieska określone są w pierwszych chwilach przez rotację pochodzącą od efektu liniowego, która z czasem jest dominowana przez efekty populacyjne. Wpływ tych efektów na sygnały jest najsilniejszy dla pól o wartości ok. ± 2 G, gdzie konkurencja rotacji liniowej i pochodzącej od efektów populacyjnych widoczna jest jako zmiana znaku sygnału z czasem (krzywa czerwona). Wpływ ten maleje dla dużych wartości natężenia pola magnetycznego (krzywa niebieska).



Rysunek 29. a) Sygnały nieliniowego efektu Faradaya $\theta(B_z)$ w funkcji pola magnetycznego dla $\delta_{\text{pump/probe}} = 0$, w kolejnych chwilach czasu. Punkty oznaczają wyniki zbierane dla osobnych próbek zimnych atomów. Krzywe, od niebieskiej do czarnej, odpowiadają opóźnieniom względem rozpoczęcia rejestracji rosnącym o 1 ms. b) Ewolucja sygnału rotacji $\theta(t)$ dla różnych wartości pola magnetycznego. Krzywa czarna odpowiada wartości $B_z = 8$ mG, gdzie dominuje nieliniowy efekt Faradaya. Krzywa czerwona odpowiada $B_z = 2$ G, gdzie konkurencja efektu pompowania optycznego i liniowego efektu Faradaya powoduje zmianę znaku rotacji dla $t > 2$ ms. Krzywa niebieska pokazuje cięcie dla pola magnetycznego $B_z = 5,5$ G. Wpływ efektów populacyjnych na krzywą rotacji liniowego efektu jest tu znacznie słabszy.

Krzywe nieliniowego efektu Faradaya rejestrowane w opisywanym w tej pracy eksperymencie charakteryzowały się silną zależnością parametrów rezonansów od natężenia światła. Ich zestawienie przedstawiono na rys. 30. Amplituda sygnałów rotacyjnych z początku szybko rośnie z natężeniem światła (rys. 30a). Przestaje ona rosnąć dla natężeń powyżej około $6 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, kiedy to efekty wyrzucania atomów z pułapki światłem zaczynają dominować. Inną konsekwencją zwiększania natężenia światła jest poszerzenie rezonansów mocą (ang. *power broadening*). Jak widać na rys. 30b, dla małych natężeń poszerzenie rośnie liniowo, a dla natężeń rzędu natężenia nasycenia badanego przejścia ($I_{\text{SAT}} = 3,13 \text{ mW}/\text{cm}^2$ dla światła spolaryzowanego liniowo [73]) efekt *power broadening* zaczyna odbiegać od zależności liniowej. Wyznaczona została też szybkość uzyskiwania maksymalnego skręcenia nieliniowego, czyli czas w jakim nabudowuje się maksymalna koherencja w próbce (rys. 30c).

Szerokość krzywej rezonansu nieliniowego efektu Faradaya ma istotne znaczenie dla magnetometrii, ponieważ określa możliwą do osiągnięcia czułość pomiaru pola magnetycznego. Pełniejsze informacje na temat tych zależności można znaleźć np. w monografii [74]. Przez liniową ekstrapolację zależności szerokości rezonansu od natężenia światła w zakresie niskich natężeń (rys. 30b), możemy oszacować szerokości krzywych rotacji



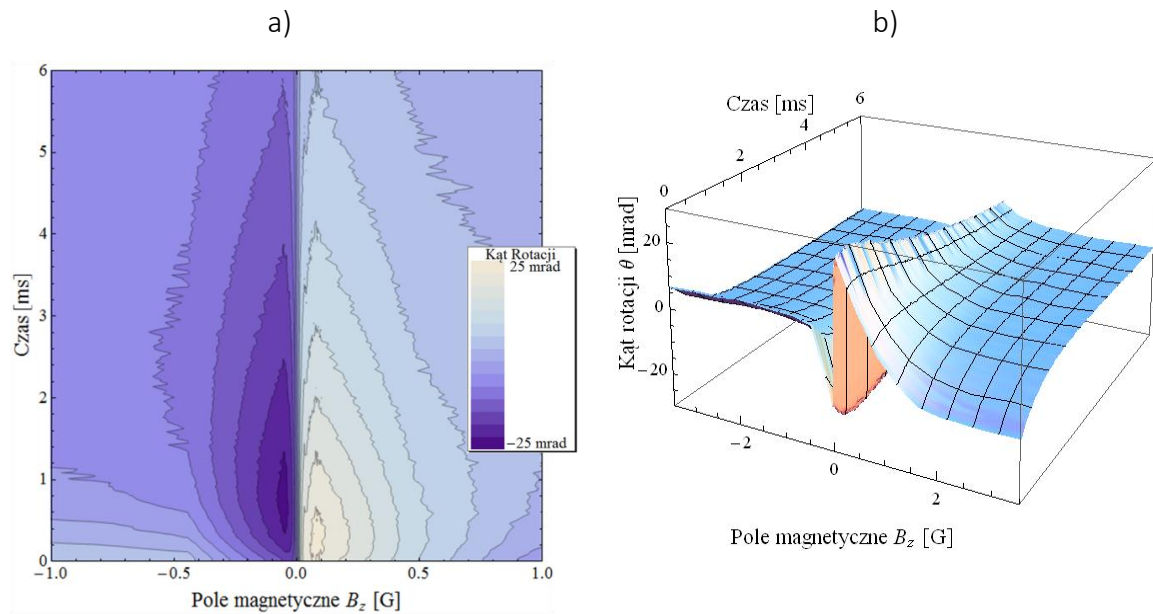
Rysunek 30. Zależności amplitudy (a), szerokości (b) i czasu narastania sygnałów (c) nieliniowego efektu Faradaya od natężenia światła w ekranowanej pułapce magnetoptycznej ($\Delta\omega_{\text{pump/probe}} = 0$). Dla wysokich wartości natężenia światła, czasy nabudowywania koherencji w ośrodku są krótkie, ale maksymalna osiągnięta rotacja z natężeniem światła rośnie coraz wolniej ze względu na efekt wyrzucania atomów światłem z obszaru oddziaływania. Ekstrapolacja zależności szerokości obserwowanych rezonansów do zerowego natężenia światła pozwala na oszacowanie wpływu pozostałych czynników na czasy życia koherencji zeemanowskich.

związanych z nieliniowym efektem Faradaya „dla zerowej mocy” [53]. Wartość otrzymana z takiej ekstrapolacji pozwala na szacunkowe określenie zaburzenia ośrodka czynnikami innymi niż światło. Ekstrapolowana szerokość, równa około 4,5 mG, jest ponad dwukrotnie niższa, niż dla przypadku bez ekranu (co ilustruje rolę izolowania układu od zewnętrznych zakłóceń). Wartość ta jest jednak większa niż wynika to z oczekiwań opartych na wcześniejszych pomiarach skuteczności ekranowania, co wskazuje na istnienie dodatkowych, wewnętrznych zaburzeń. Początkowo o powodowanie tego poszerzenia podejrzewano prądy wirowe. Jednak powtarzalny charakter zmian wywoływanych tymi prądami sprawia, że można je związać jedynie z dryfem centrum rezonansu, widocznym na rys. 28b. Późniejsze badania ewolucji superpozycji w dwuwiązkowych doświadczeniach impulsowych (opisane w rozdziale 4.7) pokazały, że głównym ograniczeniem czasu życia badanych superpozycji były niestabilności w zasilaniu układu cewek Faradaya.

Po zoptymalizowaniu układu doświadczalnego do pomiarów nieliniowego efektu Faradaya z wiązką rezonansową, poczynione zostały próby badania stanów superpozycji zeemanowskich światłem ciągłym w sposób możliwie mało zaburzający. W tym celu światło lasera zostało odstrojone od rezonansu o $\delta_{\text{pump}} \approx -70 \text{ MHz}$. Słabsze oddziaływanie atomów ze światłem nierezonansowym sprawiało jednak, że wydajne kreowanie koherencji wymagało użycia silniejszej wiązki (powyżej około $60 \mu\text{W}/\text{mm}^2$). Wprowadzało to pewne niedogodności. Pomiary dla natężeń światła próbkującego powyżej około $0,5 \text{ mW}/\text{mm}^2$, ze względu na możliwość zniszczenia detektorów lawinowych zbyt silnym światłem, wymagały wstawienia za komorę eksperymentu odpowiednich filtrów osłabiających. Powodowana przez te filtry dwójłomność była stała w czasie i niezależna od pola magnetycznego, a w związku z tym jej wpływ można było skompensować przez odpowiednie ustawienie polarymetru. Jednak wprowadzenie jakichkolwiek elementów optycznych w wiązkę wychodzącą z komory z reguły wiąże się z pogorszeniem jakości pomiarów polarymetrycznych i jest z tego powodu niepożądane. Używanie silnego światła powodowało ponadto znaczne poszerzenie mocą obserwowanych sygnałów. Z tych powodów metoda pomiarów pojedynczą wiązką odstrojoną ostatecznie okazała się do naszych celów niepraktyczna.

Przykładowa zależność skręcenia płaszczyzny polaryzacji związana z koherencjami kreowanymi nierezonansowym światłem w doświadczeniu jednowiązkowym, przedstawiona jest na rys. 31. Mierzone zależności rotacji odróżniały się od pomiarów rezonansowych brakiem tła pochodzącego od liniowego efektu Faradaya, a ich amplitudy były rząd wielkości mniejsze. Ponieważ pomiar prowadzony był z pominięciem AOM 4, światło próbkujące włączane było za pomocą migawki. W związku z tym osiągnięcie przez wiązkę stabilnego maksymalnego natężenia trwało około $400 \mu\text{s}$. W tym czasie sygnał rotacji zmieniał się gwałtownie. Za $t = 0$ przyjmujemy chwilę, gdy zmiany te ustają. W konsekwencji nie jest rejestrowany początek procesu tworzenia koherencji.

Podsumowując, przeprowadzenie doświadczenia jednowiązkowego ze światłem rezonansowym pozwoliło na porównanie wyników otrzymywanych w środowisku ekranowanym z wcześniejszymi, uzyskiwanymi przy zastosowaniu jedynie pasywnej kompensacji pól zewnętrznych bez ich ekranowania. Ponadto, dzięki wykazaniu zależności kąta skręcenia i czasu nabudowania koherencji od natężenia światła, pozwoliło ono na zgrubne

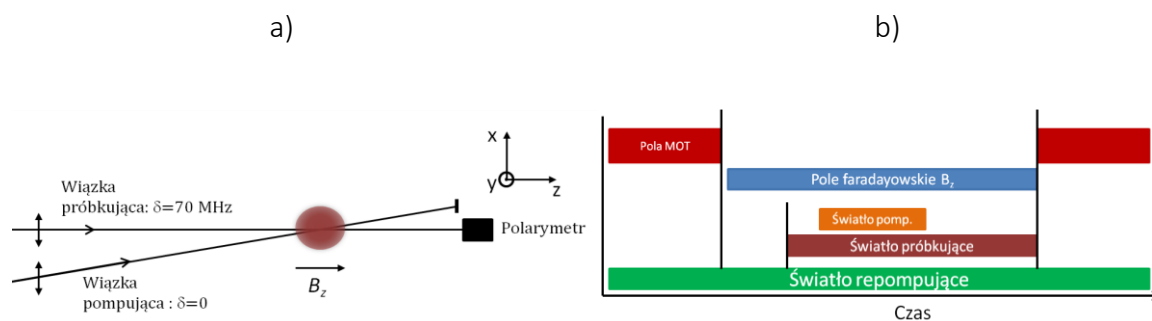


Rysunek 31. Sygnały rotacji $\theta(B_z, t)$ pochodzące od koherencji wzbudzanych światłem odstrojonym ku czerwieni ($\delta_{\text{pump/probe}} \approx -70$ MHz), o natężeniu $60 \mu\text{W}/\text{mm}^2$. a) Mapa konturowa przedstawiająca środek rezonansu nieliniowego. Asymetria w czasie, jaki jest potrzebny do nabudowania maksimum rotacji dla różnych znaków B_z , jest wynikiem istnienia zjawiska „preorientacji”, omówionej szerzej w rozdziale 4.3. b) Zależność kąta skręcenia od pola magnetycznego i czasu dla zakresu pól od $\pm 3,5$ G. W porównaniu z doświadczeniem ze światłem rezonansowym, widoczne jest znaczące zmniejszenie tła pochodzącego od liniowego efektu Faradaya.

oszacowanie wartości tych parametrów na potrzeby planowanych doświadczeń impulsowych. Z kolei badania przeprowadzone ze światłem nierezonansowym pokazały, że o ile możliwe są pomiary słabo zaburzające badane atomy, to kreacja koherencji światłem odstrojonym jest zbyt mało wydajna na potrzeby przyszłych doświadczeń. Próba połączenia zalet obydwu metod zostanie zaprezentowana w kolejnym podrozdziale.

4.2 Eksperyment dwuwiązkowy

Rezonansowe światło powoduje podgrzewanie atomów na drodze emisji spontanicznej oraz wyrzucanie ich z obszaru oddziaływania. Aby temu przeciwdziałać, podjęta została decyzja o prowadzeniu pomiarów wiązką próbującą odstrojoną od rezonansu. Ze względu na mniejszą wydajność tworzenia koherencji przez odstrojone światło oraz planowane eksperymenty impulsowe, do eksperymentu wprowadzono drugą (dodatkową) wiązkę pompującą. Zastosowano geometrię przedstawioną na rys. 32a z wiązką pompu-



Rysunek 32. a) Geometria pól i b) sekwencja czasowa eksperymentu dwuwiązkowego.

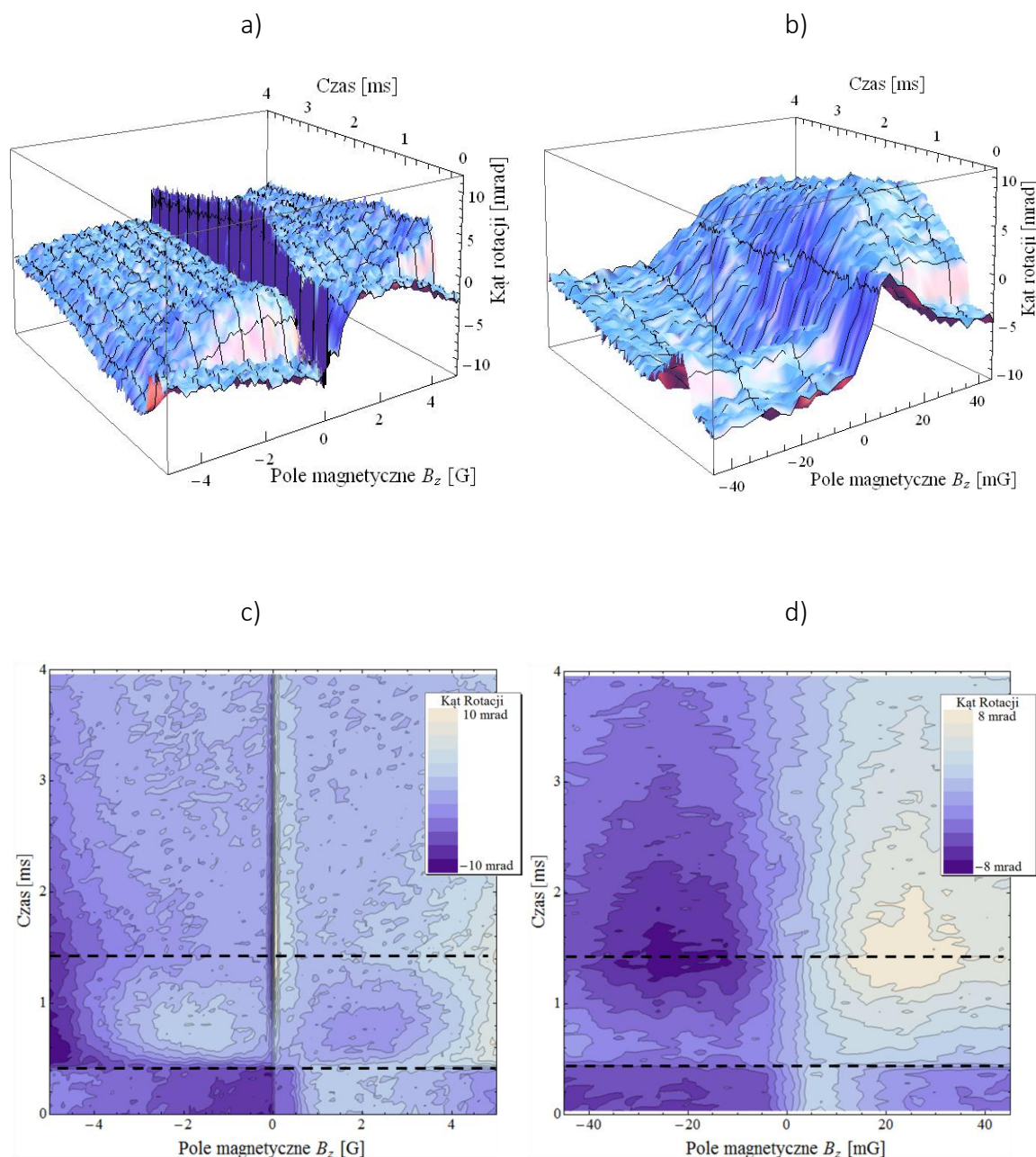
jąca o polaryzacji liniowej (równoległej do polaryzacji światła próbkującego), skierowaną pod niewielkim kątem (ok $0,5^\circ$) względem wiązki próbkującej. Czas przez jaki wiązka pompująca oświetlała atomy był regulowany. Zwykle włączana była ona w chwilę po rozpoczęciu pomiaru, tak aby możliwa była obserwacja całego procesu nabudowania koherencji (rys. 32b). Jako wiązkę próbkującą wykorzystano światło przepuszczone przez AOM 2 bez ugięcia, otrzymując wartość odstrojenia $\delta_{\text{probe}} \approx -70 \text{ MHz}$ ku czerwieni od przejścia pułapkującego $5^2S_{1/2}F = 3 \rightarrow 5^2P_{3/2}F = 4$ (choć stosowano też odstrojenie o -30 MHz). Dawało to możliwość prowadzenia pomiarów w szerokim zakresie natężeń, od pojedynczych mikrowatów po dziesiątki miliwatów. W głównej części omawianego doświadczenia ograniczyliśmy się jednak do natężeń nie większych niż $8 \frac{\mu\text{W}}{\text{mm}^2}$, ponieważ powyżej tej wartości wiązka próbkująca, mimo odstrojenia, tworzyła mierzalne superpozycje zeemanowskie, a w doświadczeniu dwuwiązkowym chcieliśmy to robić wyłącznie wiązką pompującą.

W pierwszej kolejności wykonano pomiary $\theta(B_z, t)$ w standardowej konfiguracji jednowiązkowej, ale z odstrojoną wiązką próbkującą (tak jak to opisano pod koniec poprzedniego podrozdziału). Posłużyły nam one do określenia progu natężenia, przy którym wpływ wiązki próbkującej na ośrodek przestaje być zaniedbywalny. Następnie dla odpowiednio niskiego natężenia światła próbkującego, przeprowadzono badania nieliniowego efektu Faradaya wywoływanego rezonansową wiązką pompującą. Kąty rotacji obserwowane w świetle odstrojonym były o rząd wielkości mniejsze niż w doświadczeniach z rozdziału 4.1. Oznacza to gorszy maksymalny osiągnięty stosunek sygnału do szumu. Jednocześnie, ze względu na niezależnienie procesów tworzenia i badania stanów koherencji, możliwe było obniżenie natężenia wiązki pompującej poniżej wartości, przy których we

wcześniejszych doświadczeniach sygnały nie mogły być obserwowane. Ograniczenie to w eksperymentach jednowiązkowych wynikało z faktu, że rezonanse nieliniowego efektu Faradaya przy natężeniach poniżej ok. $0,5 \frac{\mu\text{W}}{\text{mm}^2}$ miały stosunek sygnału do szumu poniżej 1. Silniejsze, a niezaburzające atomów światło próbkujące pozwoliło na rejestrację sygnałów nieliniowej rotacji dla natężenia światła pompującego ok. $0,25 \frac{\mu\text{W}}{\text{mm}^2}$. Zmierzone dla takich natężeń szerokości rezonansów nieliniowych wynosiły około 4 mG. Wynik ten jest zbliżony do wartości oszacowanej z liniowej ekstrapolacji wyników doświadczenia jednowiązkowego dla zerowej mocy (rys. 30b).

Przykładowy sygnał zarejestrowany w tym eksperymencie przedstawiają wykresy na rys. 33. Po odczekaniu ok. 5 ms na wygaśnięcie pól magnetycznych MOT, w chwili $t = 0$ włączana była odstrojona wiązka próbkująca. Pół milisekundy później, na czas 1 ms włączana była wiązka pompująca (obszar między liniami przerywanymi), która wytwarzała w ośrodku koherencje zeemanowskie powodujące skręcenie płaszczyzny polaryzacji wiązki próbkującej. Następnie światło pompujące było wyłączone i obserwowany był zanik sygnału rotacji związany z ucieczką napompowanych atomów z obszaru oddziaływania. Podobnie jak w przypadku eksperymentu jednowiązkowego, widoczne były efekty koherencyjne powodujące nieliniowe skręcenie płaszczyzny polaryzacji w wąskim zakresie pól magnetycznych wokół $B_z = 0$, a także przyczynki od efektów populacyjnych mające maksimum amplitudy dla wartości pola ok. ± 2 G i czasów ok. 1 ms. Ze względu na odstrojenie wiązki próbkującej tym razem widoczne są one bez tła pochodzącego od liniowego efektu Faradaya, którego amplituda staje się bardzo mała (rozdział 1.1). Ponadto profil związany z efektami populacyjnymi ma odwróconą symetrię znaku rotacji względem pola magnetycznego w porównaniu z pomiarami rezonansowymi. Zależność amplitudy przyczynków populacyjnych od czasu wykazuje maksimum znacznie wcześniej niż przyczynków koherencyjny, bo już po około 300 μs od chwili włączenia światła pompującego.

Główną korzyścią płynącą z zastosowania osobnej wiązki pompującej była możliwość prowadzenia prawie nieniszczącej obserwacji ewolucji ośrodka, także w chwilach gdy wiązka pompująca była wyłączona. Badania nieliniowego efektu Faradaya w tej konfiguracji potwierdziły oszacowaną wcześniej graniczną wartość szerokości krzywych nieliniowej magnetorotacji dla małych natężeń. Ze względu na znaczne zmniejszenie rotacji



Rysunek 33. Sygnały $\theta(B_z, t)$ z eksperymentu dwuwiązkowego dla $\delta_{\text{pump}} = 0$ i $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz. W czasie pierwszych 0,5 ms, zanim zacznie działać wiązka pompująca, rejestrowany jest sygnał widoczny jako niesymetryczna rotacja zależna od B_z . Wiązka pompująca włączona jest na czas między 0,5 ms a 1,5 ms po rozpoczęciu pomiaru (obszar między liniami przerywanymi). a) i c) przedstawiają pełny sygnał dla szerokiego zakresu pól magnetycznych. Na rysunkach b) i d) widoczny jest sam przyczynek nieliniowy.

pochodzącej od liniowego efektu Faradaya, konfiguracja ta może być korzystna do badania efektów populacyjnych, zaobserwowanych jako przyczynki magnetorotacji o maksimum dla pól magnetycznych ok ± 2 G, jako że na płaskim tle (bez rotacji liniowej) są one lepiej widoczne. Opisanie w tym rozdziale metody przygotowania układu, takie jak geome-

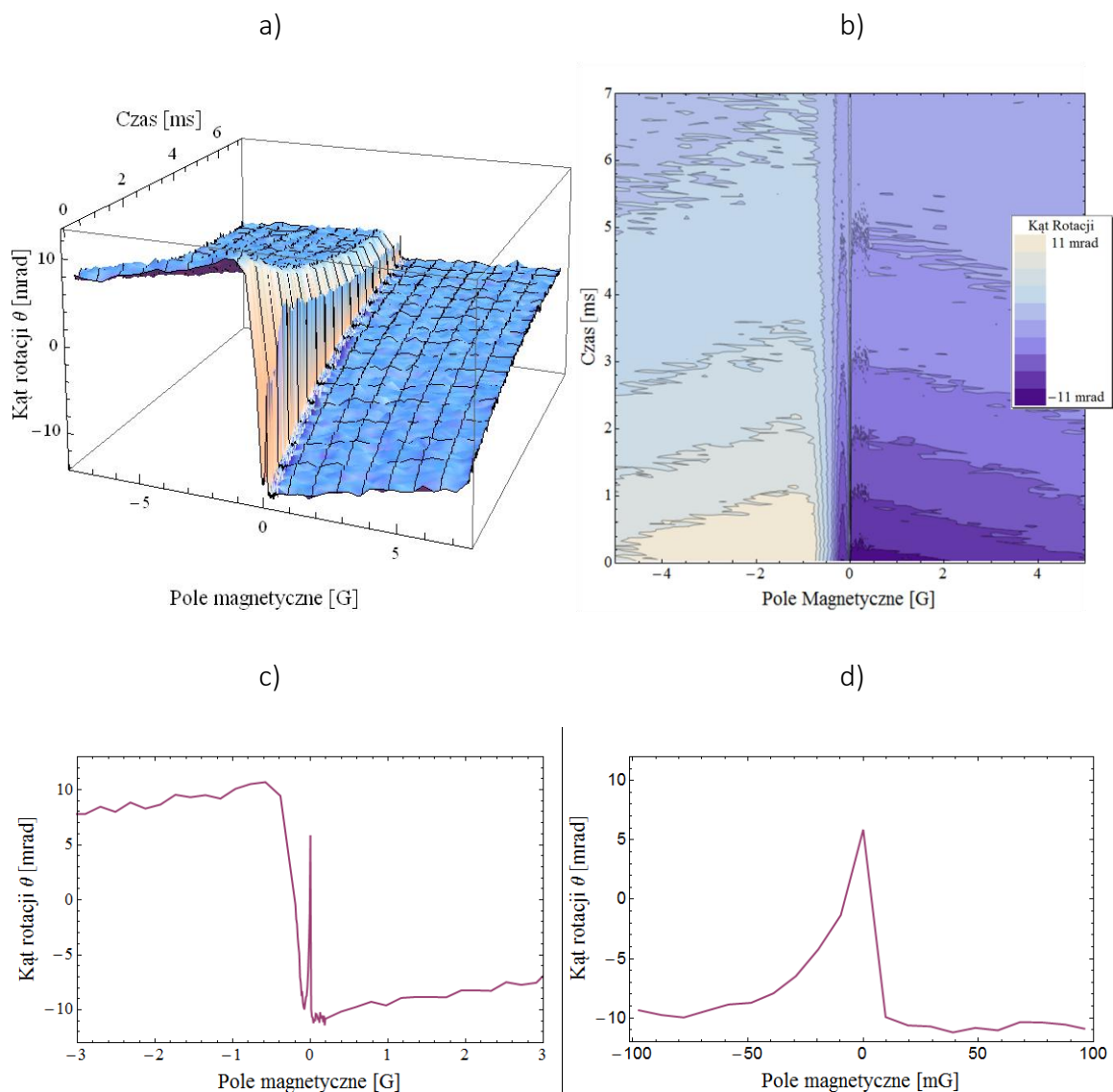
tryczne ustawianie wiązek etc. były stosowane rutynowo w każdym z pozostałych eksperymentów. Ponadto szybkie i czułe detektory lawinowe pozwoliły na obserwację krótko-czasowej dynamiki nabudowywania koherencji zeemanowskich w chwili włączenia wiązki pompującej.

Doświadczenie dwuwiazkowe pozwoliło także na obserwację tworzącego się spontanicznie nierównowagowego rozkładu atomów między podpoziomy zeemanowskie po wypuszczeniu ich z pułapki MOT. Zjawisko to nazwaliśmy *preorientacją*. W celu wyjaśnienia tego efektu przeprowadzono szereg systematycznych badań opisanych poniżej.

4.3 Preorientacja atomów wypuszczanych z pułapki MOT

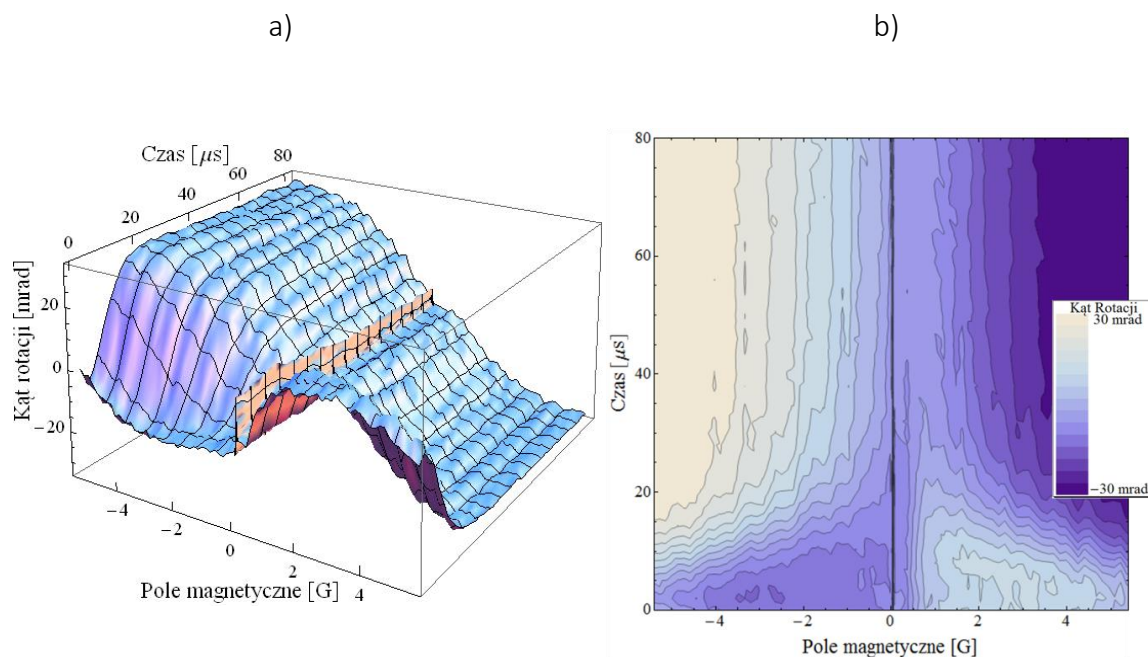
Zaskakującym wynikiem pomiarów dwuwiazkowych była obserwacja nieprzewidzianego wcześniej zachowania atomów przez pierwsze 0,5 ms po wyłączeniu pułapki MOT a przed włączeniem wiązki pompującej (czyli zanim ośrodek jest modyfikowany przez wiązkę pompującą, rys. 33). W pracy z pułapką MOT, w której nie jest stosowana stabilizacja faz wiązek pułapkujących [75], można spodziewać się równowagowej dystrybucji populacji między podpoziomy zeemanowskie w kolejnych jej realizacjach. Oczekiwalibyśmy więc niemal płaskiego tła w badanym zakresie pól B_z dla czasów przed włączeniem światła pompującego. Tymczasem obserwowany był charakterystyczny profil niezerowej rotacji, zależnej w powtarzalny sposób od pola magnetycznego. W ciągu kilkudziesięciu mikrosekund po włączeniu wiązki pompującej zostaje on zdominowany przez rotację wynikającą z wytworzenia koherencji (lub polaryzacji, rozdział 4.5) przez wiązkę pompującą.

Zaobserwowane w eksperymencie z odstrojoną wiązką próbkującą skręcenie płaszczyny polaryzacji światła próbkującego, występujące bez uprzedniego przygotowania ośrodka, wskazywało na powtarzalne nierównowagowe rozkłady populacji pomiędzy podpoziomy zeemanowskie atomów wypuszczanych z pułapki MOT - preorientację. Sygnał ten pojawiał się wyłącznie dla bardzo starannej kompensacji pól poprzecznych, czyli takiej, dla której szerokości krzywych nieliniowego efektu Faradaya w doświadczeniu



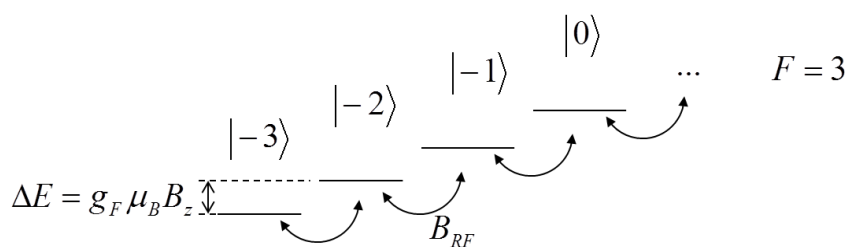
Rysunek 34. a, b) Profil skręcenia $\theta(B_z, t)$ wynikającego z preorientacji atomów wypuszczanych z pułapki MOT. Obserwacje są wykonane w słabym świetle próbkującym ($I < 8 \mu\text{W}/\text{mm}^2$), przy $\delta_{\text{probe}} = -70 \text{ MHz}$, bez zastosowania światła pompującego. Widoczne są dwa przyczynki. Pierwszy reprezentowany jest przez szeroką asymetryczną krzywą. Drugi, widoczny w powiększeniu na rysunku c), to również asymetryczny, wąski pik, pojawiający się w okolicy zerowej wartości pola Faradaya. Przyczynek ten widoczny jest jedynie przy optymalnej kompensacji poprzecznych składowych pól magnetycznych.

omówionym w rozdziale 4.2 są najmniejsze. Niepełna kompensacja pól magnetycznych i ich gradientów sprawiała natomiast, że magnetyczne mieszanie podpoziomów zeemanskich wyrównywało ich obsadzenia i preorientacja nie występowała. Obserwowana w świetle odstrojonym (bez wiązki pompującej) zależność profilu preorientacji od pola magnetycznego i czasu $\theta(B_z, t)$ przedstawiona jest na rys. 34.



Rysunek 35. Pierwszych 80 μs sygnału rotacji obserwowanego w eksperymencie jednowiązkowym ze światłem ciągłym ($\delta_{\text{pump}} = 0$, rozdział 4.1). Przez ok. 20 μs po włączeniu światła, przed pojawieniem się jakichkolwiek efektów związanych z manipulacją stanami atomowymi, widoczny jest niezerowy sygnał rotacji od atomów wypuszczanych z pułapki MOT. Zafalowanie powierzchni na rys. a) jest artefaktem metody pomiaru.

Sygnał rotacji $\theta(B_z, t)$ wynikający z preorientacji, dla każdego t , jest reprezentowany przez asymetryczną krzywą składającą się z dwóch przyczynków. Pierwszy to dyspersyjna krzywa o szerokości około 0,5 G (rys. 34c) i centrum przesuniętym względem zera podłużnego pola magnetycznego o około 250 mG. Drugi przyczynek widoczny jest dla słabych pól w okolicy $B_z = 0$ (rys. 34d). Jest to wąski profil o szerokości zaledwie ok. 30 mG i kształcie niesymetrycznego piku. Parametry obydwu przyczynków, takie jak amplituda i szerokość, pozostają niezależne od natężenia światła próbkującego w szerokim zakresie natężeń. Amplituda profilu preorientacyjnego jest o około rząd wielkości mniejsza, niż w przypadku rotacji pochodzącej od celowo wytworzonej orientacji ośrodka (rozdział 4.4). Preorientację można również zauważyć w pierwszych kilkudziesięciu mikrosekundach pomiaru prowadzonego w eksperymencie jednowiązkowym, tak jak to widać na rys. 35. Jest ona tam jednak bardzo szybko niszczone przez koherencję kreowaną przez rezonansowe światło. W przypadku światła odstrojonego, o natężeniu poniżej ok. $8 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, profil preorientacji „przeżywa” cały proces pomiaru (trwającego 10 ms).



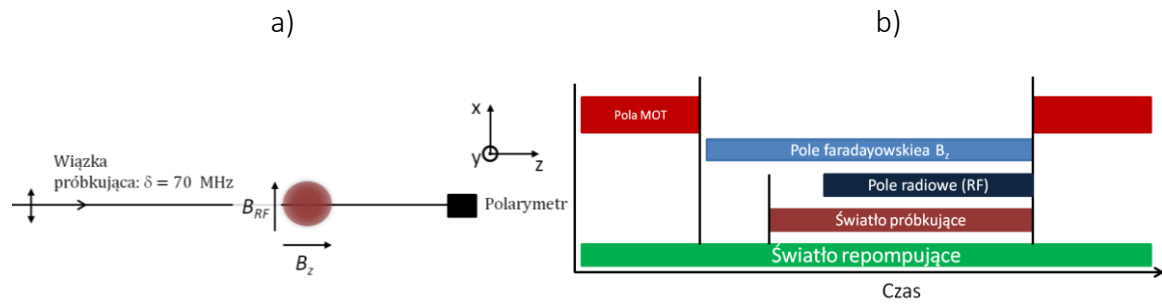
Rysunek 36. Zasada rezonansu radiowego. Pole RF oscylujące z częstością $\omega_{RF} = \Delta E/\hbar$ i spolaryzowane w kierunku prostopadłym do osi \hat{z} miesza stany $|m_F\rangle$ i wyrównuje ich populacje.

Próba wyjaśnienia tych obserwacji sprowokowała serię pomiarów z indukowaniem sprzężeń stanów zeemanowskich przez pole oscylujące z częstością radiową. W roboczej hipotezie mającej wytłumaczyć źródło preorientacji przyjęliśmy, że jest to nierównowagowy rozkład populacji pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi, powstający przy wyłączaniu pól pułapki MOT. Najprawdopodobniej asymetryczny charakter nadają temu profilowi małe odstępstwa od idealnej symetrii zanikającego pola kwadrupolowego w centrum pułapki. Sygnały te nie wykazywały żadnej wyraźnej zależności od polaryzacji i nierównowagi natężeń wiązek MOT, ani też od działania w trakcie pomiaru wiązki repompującej na przejściach z drugiego podstawowego poziomu nadsubtelnego ($F = 2$).

Dowodem na związek omawianego profilu z nierównowagą obsadzeń poziomów zeemanowskich obecną przed włączeniem wiązki pompującej, byłaby rejestracja rezonansowych zmian w kącie skręcenia powodowanych przez zmienne pole magnetyczne o częstotliwości dopasowanej do rozszczepienia w danym polu kierującym B_z (rys. 36). Warunek takiego rezonansu radiowego przedstawia zależność:

$$\omega_{RF} = \omega_B = \Delta E/\hbar = g_F \mu_B B_z/\hbar. \quad (47)$$

Rezonans ten może być obserwowany jako zmiana w sygnałach skręcenia płaszczyzny polaryzacji w paramagnetycznym efekcie Faradaya. Metoda ta przypomina znany powszechnie podwójny rezonans optyczno-radiowy [76 - 78], który może być obserwowany także w pomiarach fluorescencji i absorpcji. Oczekiwaliśmy, że wykorzystanie zmiennych pól magnetycznych pozwoli na niszczenie preorientacji w kontrolowany sposób. Do wytworzenia pola radiowego (RF) wykorzystana została jedna z par cewek umieszczonych wewnątrz ekranu magnetycznego, zasilana bezpośrednio przez generator funkcyjny (mo-

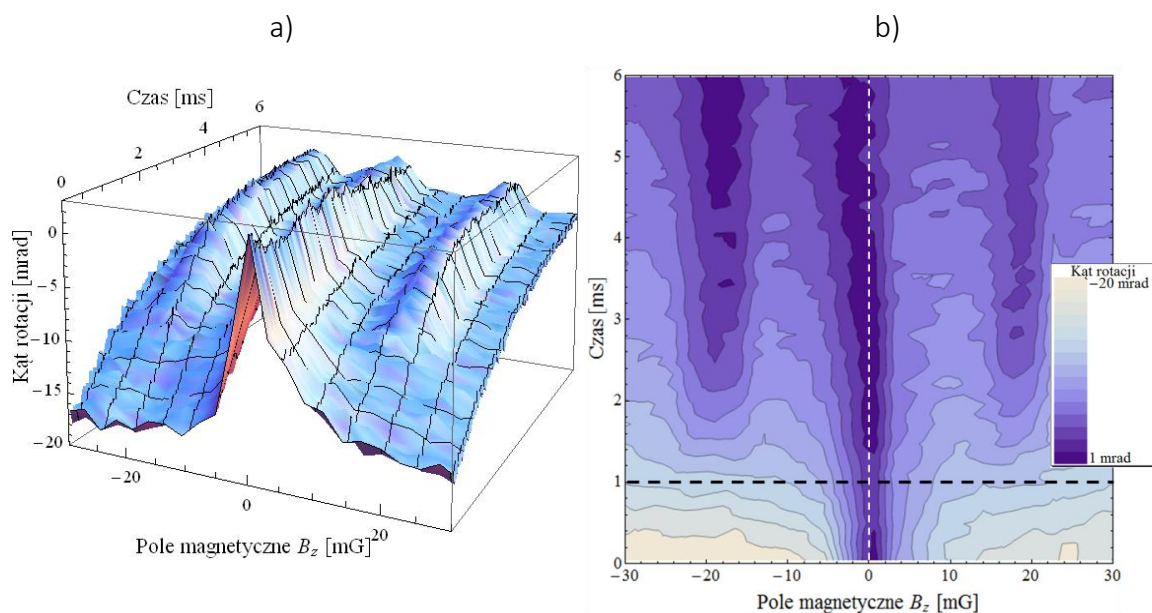


Rysunek 37. a) Geometria pól oraz b) sekwencja czasowa doświadczenia badającego naturę preorientacji.

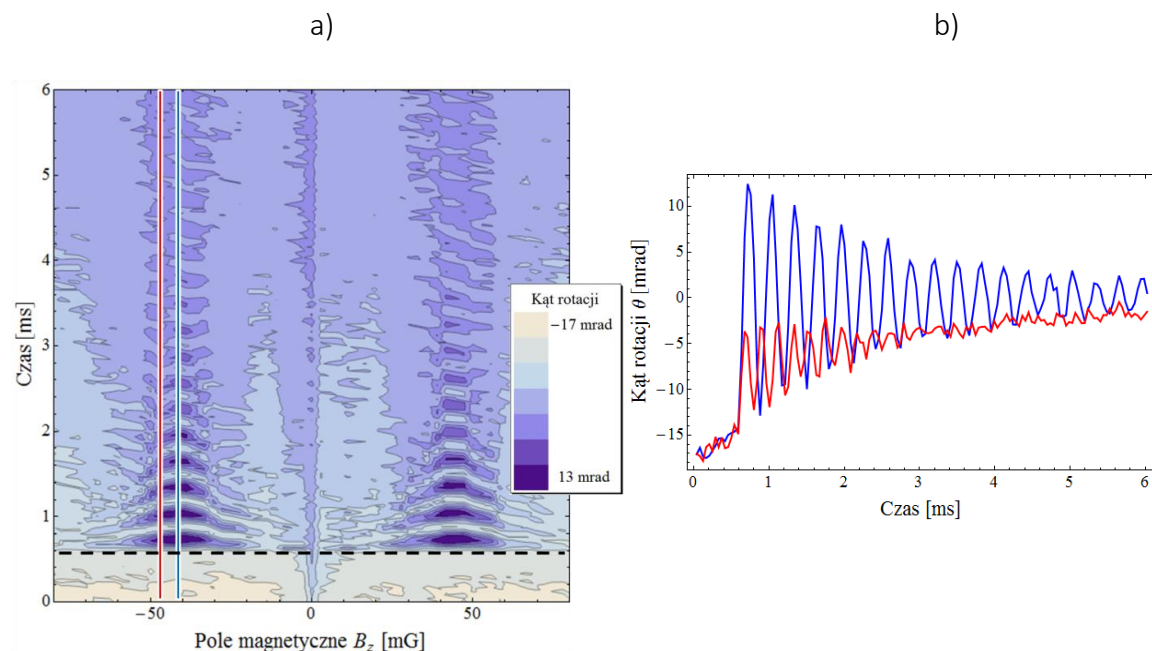
del 33120A firmy Agilent). Cewki te mogły wytwarzać zmienne pole magnetyczne B_{RF} w kierunku \hat{x} , o częstotliwości od 10 Hz do 1,5 MHz. Takie zmienne pole indukowało przejście magnetyczne dipolowe o $\Delta m_F = \pm 1$ między sąsiednimi poziomami magnetycznymi.

Badania preorientacji metodą rezonansu radiowego przeprowadzone zostały w geometrii pokazanej na rys. 37a, z zastosowaniem sekwencji czasowej przedstawionej na rys. 37b. Rysunek 38 pokazuje wyniki takich pomiarów prowadzonych dla pola magnetycznego B_z przestrajanego w zakresie ± 30 mG, przy częstotliwości $\omega_{RF} = 2\pi \cdot 10$ kHz. Gdy spełniony jest warunek $\omega_{RF} \approx |\omega_B|$, przejścia indukowane polem RF widoczne są jako rezonansowe zmiany sygnału polarymetru. Fakt, że rezonanse te są bardzo wyraźne mimo braku celowego pompowania różnicującego populację poziomów potwierdza hipotezę, że atomy w chwili $t = 0$ (5 ms po wyłączeniu pułapki MOT) były w stanie różnym od równowagowego (patrz np. [79]). W przypadku rozkładu równowagowego nie można bowiem zaobserwować rezonansu magnetycznego. Niewielka amplituda tej rotacji sugeruje, że preorientacja związana jest ze względnie małą nierównowagą populacji. Podobnie jak w przypadku wcześniejszych wyników, widoczny jest dryf rezonansów spowodowany prądami wirowymi. Szczególnie dobrze widoczne jest to w przesunięciu rezonansu centralnego (rys. 38b).

Zwiększenie natężenia B_{RF} przyspiesza ewolucję powodowaną polem zmiennym i powoduje periodyczną zależność amplitudy tych rezonansów od czasu (rys. 39). Te periodyczne zmiany związane są z oscylacjami Rabiego między poziomami stanu podstawowego, czyli koherencjami zeemanowskimi wywoływanymi polem RF. Związek między ich



Rysunek 38. Sygnał rotacji $\theta(B_z, t)$ otrzymany dla atomów wypuszczanych z pułapki MOT, bez stosowania światła pompującego, dla $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz. Poprzeczne pole magnetyczne o częstotliwości $\omega_{RF} \approx 2\pi \cdot 10$ kHz włączane jest po 1 ms od chwili rozpoczęcia pomiaru (linia przerywana). Dla wartości pola Faradaya równej ok. ± 20 mG widoczne są rezonanse związane z przejściami między sąsiednimi podpoziomami zeemanowskimi, wywołane przez zmienne pole magnetyczne o małym natężeniu ($B_{RF} < 100$ μG). Przyczynkiem centralny do sygnału rotacji to omawiany wcześniej profil preorientacji. Biała linia przerywana wykreśla położenie „zera” pola magnetycznego B_z w przypadku braku dryfu.



Rysunek 39. a) Mapa konturowa zależności rotacji Faradaya $\theta(B_z, t)$ związanej z preorientacją, dla $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz. Periodyczna modulacja kąta skręcenia związana z oscylacjami Rabiego wywołanymi polem magnetycznym B_{RF} o częstotliwości $\omega_{RF} = 2\pi \cdot 20$ kHz i natężeniu $B_{RF} = 1,7$ mG skierowanym wzdłuż osi \hat{x} . b) Porównanie sygnału $\theta(t)$ dla przypadku rezonansowego $\omega_B = \omega_{RF}$ (krzywa niebieska - widoczna oscylacja na częstotliwości Rabiego) i dla przypadku poza rezonansem (krzywa czerwona - sygnał oscylujący na częstotliwości Rabiego).

częstością Ω_R , a natężeniem pola B_{RF} przedstawia zależność:

$$\Omega_R = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}_{RF} = g_J \mu_B B_{RF}, \quad (48)$$

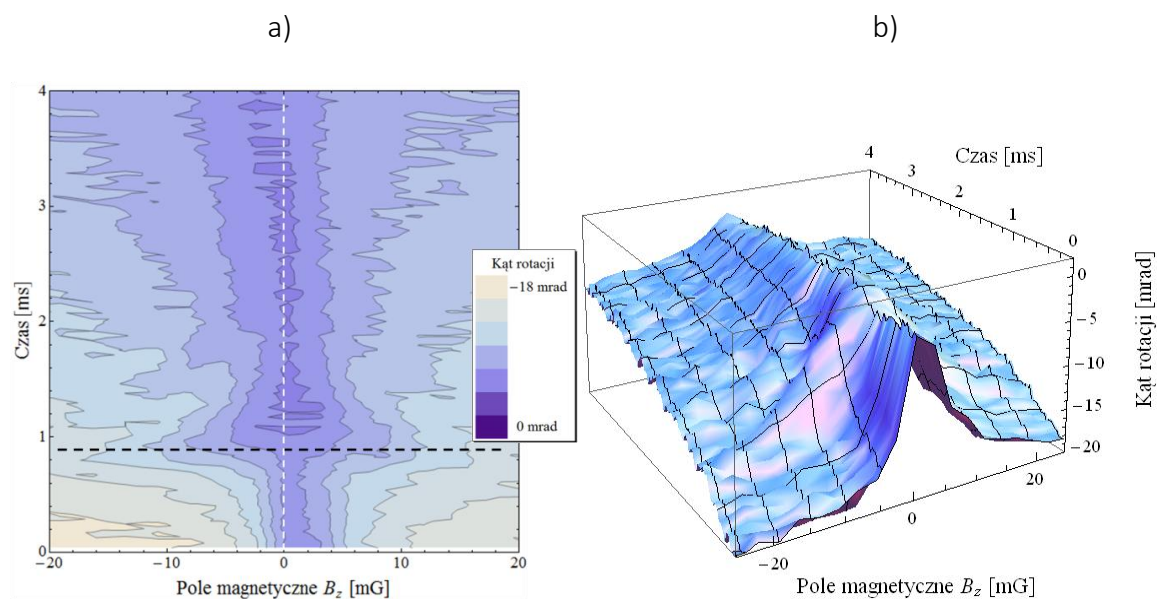
gdzie $\boldsymbol{\mu}$ to dipolowy moment magnetyczny atomu, g_J to czynnik Landégo, a μ_B to magneton Bohra. Dla ściśle rezonansowego pola oscylującego, spełniającego warunek $\omega_{RF} = |\omega_B|$, częstotliwość tych zmian jest wprost proporcjonalna do natężenia pola RF. Dla przypadku gdy $\omega_B \approx \omega_{RF}$, oscylacje zachodzą na większej, tzw. uogólnionej częstości Rabiiego Ω_R' :

$$\Omega_R' = \sqrt{(\Omega_R)^2 + (\omega_B - \omega_{RF})^2}. \quad (49)$$

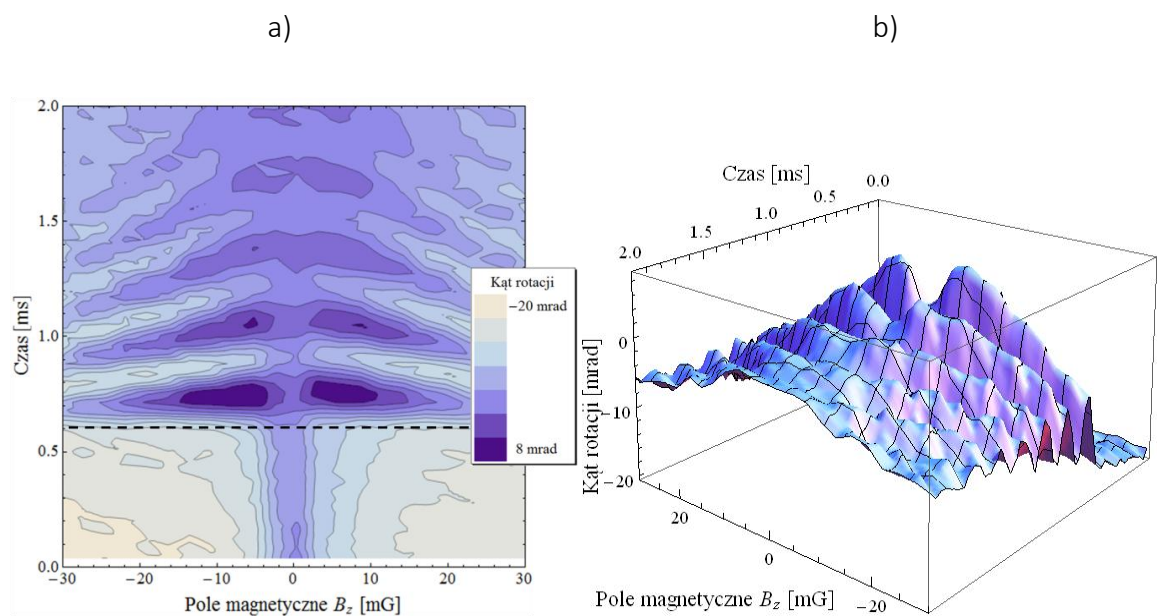
Jest to wyraźnie widoczne w zależności kształtu poszerzonych mocą rezonansów jako zależna od B_z zmiana okresu oscylacji (rys. 39a). Ich częstotliwość rośnie, a amplituda maleje z odstrojeniem, tak jak to widać na przykładzie niebieskiej i czerwonej krzywej na rys. 39b. Obserwacja i możliwość kontrolowania rezonansów RF przez moc i częstotliwość pola radiowego potwierdza więc hipotezę, że preorientacja jest wynikiem nierównowagowych rozkładów populacji podpoziomów zeemanowskich atomów wypuszczanych z MOT.

Zmniejszanie częstotliwości pola zmiennego ω_{RF} zmniejszało separację w funkcji B między rezonansami widocznymi w sygnałach rotacji. W konsekwencji, dla pól bardzo wolno zmiennych (50 Hz) obserwowany był jeden nierozdzielony rezonans pokrywający się z centralnym przyczynkiem do profilu preorientacji w $B_z \approx 0$ (rys. 40). Zwiększając natężenie takiego kwazistacjonarnego pola do wartości powyżej 1 mG, możliwe było wywołanie oscylacji na uogólnionej częstości Rabiiego w polach $B_z \approx 0$ (rys. 41). Ich charakter był bardzo podobny do tych obserwowanych w wyższych polach. Dla wartości pola magnetycznego $B_z = 0$, któremu odpowiadało położenie szczytu piku w profilu preorientacji, amplituda oscylacji była znacznie mniejsza, co jest spowodowane silnym mieszaniami (wyrównywaniem) populacji prawie zdegenerowanych podpoziomów.

Przedstawione doświadczenie potwierdziło, że profil rotacji widoczny w pomiarach ze słabym odstrojonym światłem próbującym ma swoje źródło w nierównowadze rozkła-



Rysunek 40. Zmierzony sygnał rotacji płaszczyzny polaryzacji światła próbkującego ($\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz) związany z preorientacją atomów wypuszczanych z pułapki MOT. Po jednej milisekundzie od rozpoczęcia pomiaru (linia przerywana) włączane jest pole kwazistacjonarne o częstotliwości $\omega_{RF} = 2\pi \cdot 50$ Hz. Widoczne jest poszerzenie pików w procesie *power broadening* przez moc pola kwazistacjonarnego. Widoczny jest również omówiony wcześniej (rozdział 4.1) dryf centrum rezonansu związany z prądami wirowymi. Biała linia przerywana oznacza położenie „zera” pola magnetycznego B_z w przypadku braku dryfu.



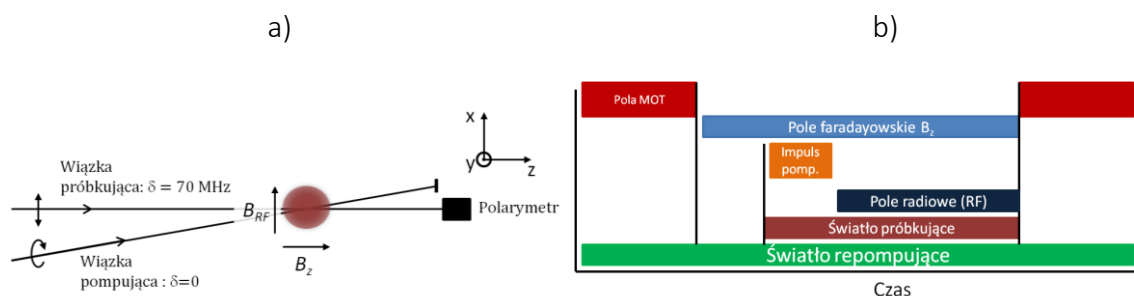
Rysunek 41. Oscylacje Rabiego obserwowane w zmianie kąta rotacji Faradaya światła próbkującego ($\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz), wywołane kwazistacjonarnym polem magnetycznym o niskiej częstotliwości ($\omega_{RF} = 2\pi \cdot 50$ Hz) i stosunkowo wysokim natężeniu $B_{RF} = 1,5$ mG, włączanym dla czasu $t = 0,6$ ms.

du populacji atomów wypuszczanych z pułapki MOT. Dokładne przyczyny charakterystycznego kształtu profilu preorientacji nie zostały do końca wyjaśnione, choć najbardziej prawdopodobne wydają się efekty związane z szybkim wyłączeniem pola kwadrupolowego pułapki MOT. Mimo braku pewności co do konkretnego mechanizmu, przedstawione doświadczenie jest dobrym przykładem na praktyczne wykorzystanie efektów magneto-optycznych do diagnostyki zimnych atomów. Opisanie w tym podrozdziale badania były inspiracją do przeprowadzenia pomiarów pól zmiennych z wykorzystaniem przygotowanej impulsowo polaryzacji atomów.

4.4 Pomiar zmiennych pól magnetycznych

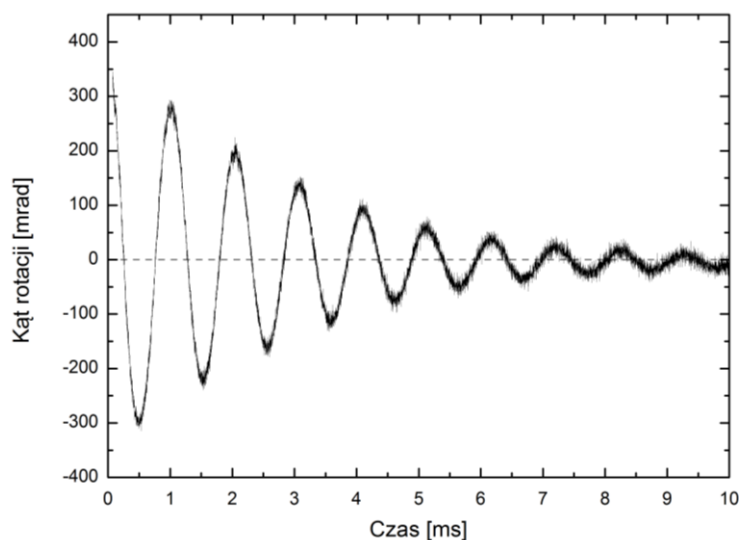
W poprzednim podrozdziale omówiono wyniki obserwacji sygnałów rotacji, związanej z istnieniem małej początkowej nierównowagi obsadzeń podpoziomów zeemanowskich atomów wypuszczanych z pułapki MOT - preorientacji. W szczególności pokazano, że odpowiednio dobierając warunki, można było w tym rozkładzie obserwować rezonans radiowy metodami optycznymi. W tym podrozdziale zademonstrowane zostanie w jaki sposób można wykorzystać czułość omawianych zjawisk na słabe pola magnetyczne zarówno do pomiaru stałego pola B_z , jak i zmiennych pól magnetycznych, oscylujących w szerokim zakresie częstotliwości. W tym celu zastosowana została sekwencja czasowa i geometria pól przedstawione na rys. 42.

Podobnie jak w poprzednich doświadczeniach, po wyłączeniu pułapki i odczekaniu 4 – 6 ms potrzebnych na wygaśnięcie pola kwadrupolowego i związanych z nim silnych prądów wirowych, włączane jest pole faradayowskie o natężeniu z zakresu od kilku do kilkuset mG. Następnie ośrodek atomowy jest przygotowywany krótkim (20 μ s), rezonansowym impulsem światła o polaryzacji kołowej w stanie o maksymalnym rzucie momentu pędu $|m_F = 3\rangle$ (ang. *stretched state*) (rys. 42a). Dzięki temu nie musimy polegać na względnie niewielkiej preorientacji wprowadzanej przez niekontrolowane warunki wyłączenia pól MOT, a zamiast niej tworzymy w ośrodku maksymalną możliwą różnicę popu-

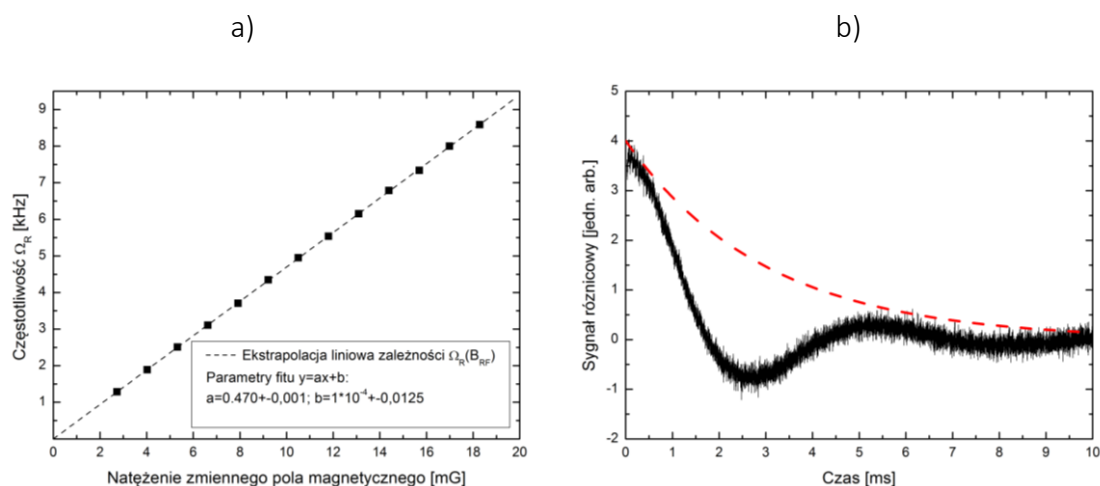


Rysunek 42. a) Geometria pól oraz b) sekwencja czasowa dla pomiaru zmiennych pól magnetycznych

lacji podpoziomów zeemanowskich (czyli polaryzację atomową). Tak przygotowane atomy poddawane są następnie koherentnej ewolucji w zmiennym polu magnetycznym B_{RF} o zadanej amplitudzie, polaryzacji wzdłuż osi \hat{x} i częstotliwości dostrojonej do rozszczepienia zeemanowskiego. Pokazana na rys. 43 oscylacja sygnału kąta rotacji płaszczyzny polaryzacji światła próbkującego jest wynikiem cyklicznego przenoszenia populacji atomów między podpoziomami zeemanowskimi stanu podstawowego w procesie oscylacji Rabiego. Przedstawiony sygnał mierzony jest dla pola $B_z = 17,6 \text{ mG}$. Odpowiada to rezonansowej częstotliwości $\omega_{RF} \approx 2\pi \cdot 8,2 \text{ kHz}$. Zgodnie z zależnością (48) z poprzedniego podrozdziału, natężenie zmiennego pola magnetycznego można zmierzyć w sposób



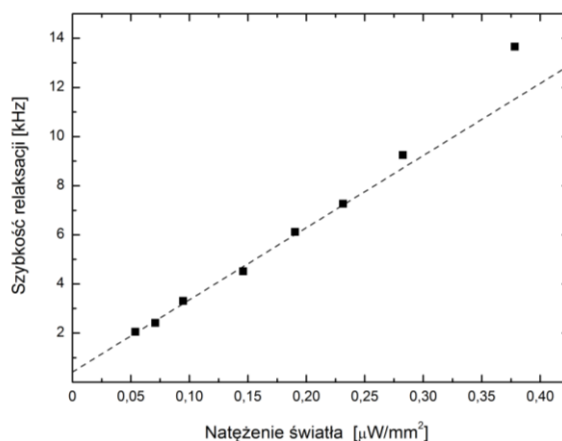
Rysunek 43. Rezonansowe oscylacje Rabiego wywołane zmiennym polem magnetycznym o częstotliwości $\omega_{RF} = \omega_B = 2\pi \cdot 8,2 \text{ kHz}$, widoczne w okresowych zmianach kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła próbkującego $\theta(t, \omega_{RF} = \omega_B)$, przy $\delta_{\text{probe}} = 0$. Natężenie pola zmiennego to $B_{RF} = 2,2 \text{ mG}$. Próbkę zimnych atomów była przed pomiarem przygotowana w stanie $|m_f = 3\rangle$, za pomocą impulsu światła pompującego o polaryzacji σ^+ .



Rysunek 44. a) Seria pomiarów kalibracyjnych dla cewek generujących pole zmienne. Pomiary przeprowadzono dla częstotliwości $\omega_{RF} = 2\pi \cdot 53$ kHz, odpowiadającej wartości pola rozszczepiającego $B_z \approx 112,7$ mG. b) Przykład rotacji Faradaya związanej z oscylacjami Rabiego wywołanymi zmiennym polem magnetycznym. Natężenie pola zmiennego wynosiło $0,43$ mG. Czerwona krzywa przerywana pokazuje jak wyglądał zanik polaryzacji atomowej zmierzony w tych samych warunkach w przypadku braku pola zmiennego ($\tau = 3,43 \pm 0,12$ ms).

bezwzględny określając częstotliwość wywoływanych przez to pole rezonansowych oscylacji Rabiego. Natężenie pola zmiennego powodującego oscylacje przedstawione na rys. 43 to $B_{RF} = 2,2$ mG.

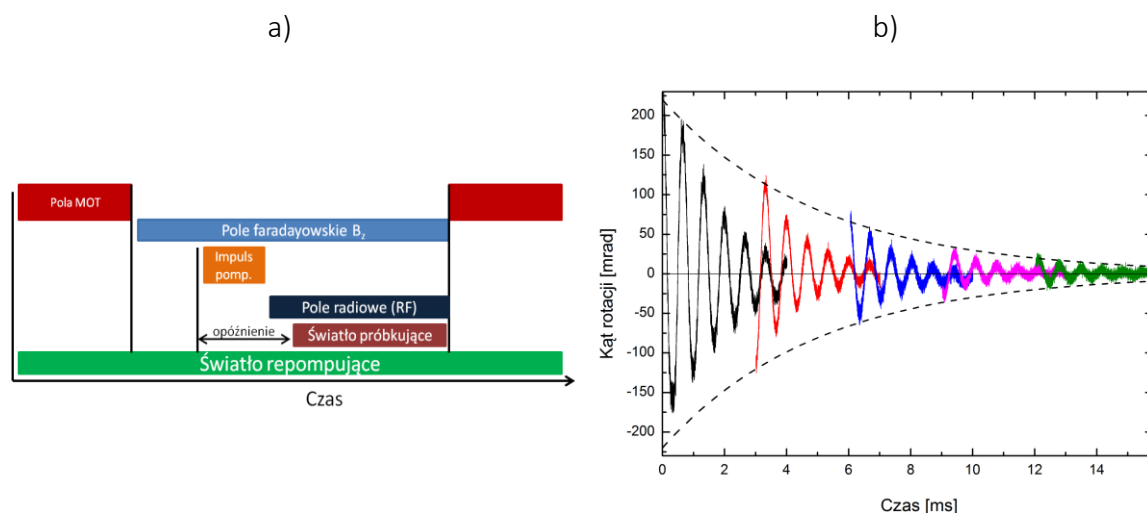
Utrzymując stałą wartość rozszczepienia podpoziomów zeemanowskich polem B_z i zmieniając częstotliwość pola zmiennego, możliwe było znalezienie takiej częstotliwości ω_{RF} , dla której spełniony był warunek rezonansu (47). Polegało to na poszukiwaniu minimum częstotliwości oscylacji na uogólnionej częstości Rabiego (49) dla stałego natężenia pola B_{RF} . Zmieniając sukcesywnie natężenie prądu w cewkach generujących B_{RF} , mogliśmy metodą rezonansu radiowego dokonać ich dokładnej kalibracji. Serię takich pomiarów przedstawiają dane na rys. 44a. Powyższa procedura może być wykorzystana do pomiaru zmiennych pól magnetycznych o dolnej granicy natężenia ok. $200 \mu\text{G}$. Jest to pole, dla którego w dostępnym czasie obserwacji (ok. 10 ms, co stanowi w przybliżeniu trzykrotność czasu zaniku stacjonarnej polaryzacji atomowej w ciągłym odstrojonym świetle próbującym) populacja wykona jedną pełną oscylację Rabiego. Sygnał rotacji paramagnetycznej dla słabego pola zmiennego o natężeniu $B_{RF} = 430 \mu\text{G}$ i częstotliwości $\omega_{RF} = 2\pi \cdot 53$ kHz przedstawia rys. 44b.



Rysunek 45. Zależność szybkości relaksacji koherencji zeemanowskich wywołanych polem RF od natężenia światła próbującego ($\delta_{\text{probe}} = 0$). Pomiar wykonano dla częstotliwości pola zmiennego $\omega_{\text{RF}} = 2\pi \cdot 53 \text{ kHz}$ w polu $B_z = 112,7 \text{ mG}$.

Opisane obserwacje ewolucji koherencji zeemanowskich wywołanych zmiennym polem magnetycznym prowadzone były w rezonansowym świetle próbującym. Oddziałując z atomami światło zaburza ich ewolucję i przyspiesza relaksację. Zmierzona szybkość relaksacji dla różnych wartości natężenia światła próbującego przedstawiona jest rys. 45. Dla niskich wartości zależność ta jest bliska liniowej, jednak dla natężeń wyższych zaczyna od liniowości odbiegać. Efekt ten można przypisać wyrzucaniu (wydmuchowi) atomów z obszaru oddziaływania.

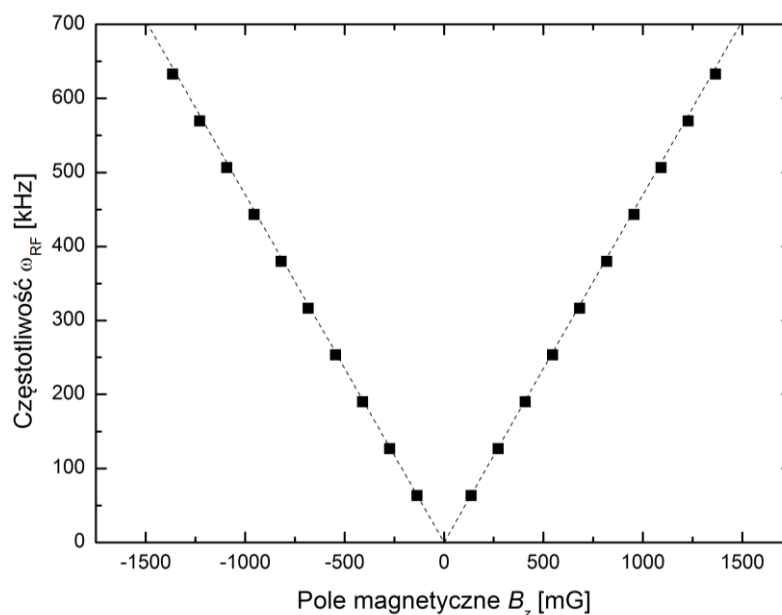
Z ekstrapolacji zależności przedstawionej na rys. 45 do zerowego natężenia światła otrzymano szybkość relaksacji $\gamma_{\text{RF}} = 2\pi \cdot 0,39 \pm 0,18 \text{ kHz}$. Wynika z tego, że nawet dla bardzo niskich wartości natężenia światła próbującego czasy relaksacji rejestrowanych sygnałów były zdominowane przez wpływ światła próbującego. Można temu zaradzić stosując metodę pomiaru z ewolucją w ciemności [80 - 82]. Polega ona na sukcesywnym opóźnianiu momentu włączenia światła próbującego względem chwili napompowania ośrodka (rys. 46a). Możemy w ten sposób zarejestrować całą sekwencję sygnałów, których maksima będą oddawały zanik koherencji niezaburzony światłem. Przykład takiej serii dla opóźnień wzrastających o $2,5 \text{ ms}$ przedstawia rysunek 46b. Obliczony czas zaniku T_2^* obwiedni maksimów sygnałów strobowanych wynosił $5,23 \pm 0,43 \text{ ms}$ ($\gamma \approx 2\pi \cdot 200 \text{ Hz}$). Stosując rozumowanie analogiczne jak dla przypadku ciągłego światła



Rysunek 46. a) Sekwencja czasowa pomiaru koherencji zeemanowskich wywołanych zmiennym polem metodą ewolucji w ciemności (strobowania). b) Rotacja polaryzacji związana z ewolucją koherencji zeemanowskich powodowaną zmiennym polem magnetycznym. Kolejne sygnały rejestrowane są dla zwiększanego opóźnienia momentu włączenia światła próbkującego względem chwili włączenia pola zmiennego. Krzywe przerywane to obwiednia maksimum rotacji poszczególnych sygnałów, zanikająca z czasem $\tau = 5$ ms.

próbkującego, metoda strobowania pozwala na pomiar pól magnetycznych o natężeniach od ok. $150 \mu\text{G}$. Zbadanie w taki sam sposób stacjonarnej polaryzacji ośrodka (bez ewolucji wywołanej polami magnetycznymi) pokazało, że zanika ona z czasem $T_2 = 6,5$ ms ($\gamma \approx 2\pi \cdot 150$ Hz). Idea badania ewolucji układu w ciemności została szerzej wykorzystana w opisanych dalej badaniach koherencji (rozdział 4.8).

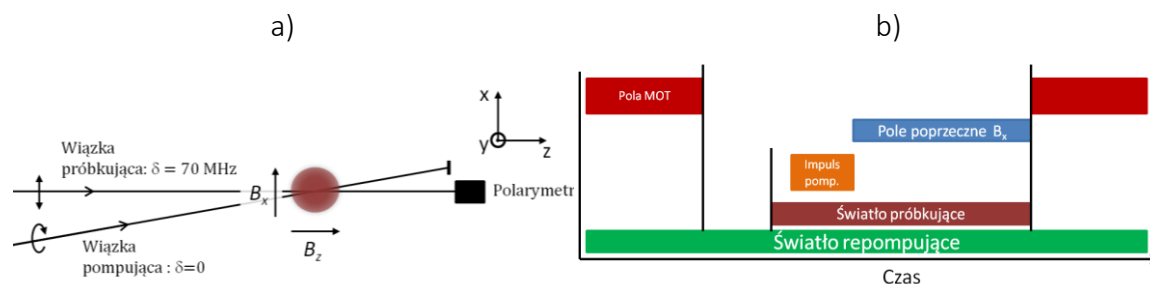
Wykorzystanie metod opisanych w tym podrozdziale pozwoliło na bezwzględny pomiar natężenia pola podłużnego (B_z) i tym samym na precyzyjną kalibrację cewek faradayowskich. Pierwotnie do kalibracji wykorzystywana była metoda pomiarów magnetorotacji z wykorzystaniem światła modulowanego amplitudowo (AMOR [7]). Rezonans radiowy badany metodami polaryzacyjnymi okazał się metodą bardziej precyzyjną i łatwiejszą do wykorzystania w zimnych atomach, szczególnie dla pól z zakresu od kilku mG do ok. 1 G. Odnajdując częstotliwość pola RF, dla której spełniony jest warunek rezonansu, możemy zgodnie z (48) obliczyć wartość natężenia pola B_z . Rysunek 47 przedstawia wyniki serii takich właśnie pomiarów kalibracyjnych przeprowadzonych dla pól zmiennych o częstotliwościach z zakresu od 1 do 650 kHz. Półproste przerywane odpowiadają zależności $\omega_{RF} = |g_J \mu_B B_z|$.



Rysunek 47. Wyniki serii pomiarów służących kalibracji cewek Faradaya za pomocą metody rezonansu radiowego, badanego metodami polaryzacyjnymi. Dla zadanych wartości prądu cewek poszukiwana była częstotliwość pola ω_{RF} , dla której występowała rezonansowa zmiana kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła próbkującego ośrodek.

4.5 Obserwacja swobodnego zaniku polaryzacji atomowej

W pomiarach opisanych w rozdziałach 4.3 i 4.4 obserwacja rotacji Faradaya światła próbkującego w chmurze zimnych atomów wykorzystana została do badania zjawisk związanych z rozkładami populacji pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi. Pomiarów takich można wykorzystać także do analizy zjawiska dekoherencji, związanej z warunkami panującymi w obszarze chmury atomowej. W szczególności można badać wpływ poprzecznych pól magnetycznych oraz ich gradientów na czasy życia i spójnej ewolucji populacji zeemanowskich. Rotacja Faradaya jest, jak widać, wygodnym narzędziem diagnostycznym pozwalającym na dokładną analizę pól magnetycznych w komorze próżniowej bez konieczności wprowadzania tam dodatkowych elementów. W celu sprawdzenia roli różnych czynników wpływających na ewolucję układu atomowego w prowadzonych doświadczeniach (rozdział 1.6), wykonano systematyczne badania ewolucji polaryzacji atomowej, którą jest łatwiej wytworzyć i badać niż koherencję (*alignment*).

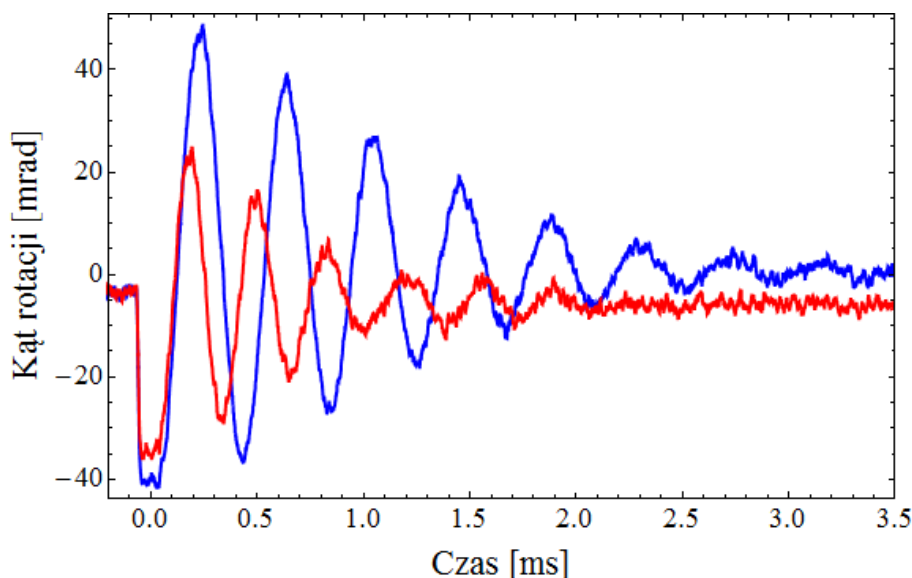


Rysunek 48. a) Geometria pól oraz b) sekwencja czasowa stosowane w badaniach precesji polaryzacji atomowej.

Zgodnie z tym co już powiedziano w rozdziale 1.3, można wytworzyć w układzie atomowym polaryzację, a jej obserwacja może być dokonywana przez pomiar skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła próbkującego. Podobnie jak to opisano w rozdziale 4.4, krótki (ok. $\sim 10 \mu\text{s}$) impuls światła spolaryzowanego kołowo (σ^+ lub σ^-) o natężeniu $I > 1 \text{ mW}/\text{mm}^2$ był posyłany pod małym kątem do wiązki próbkującej, rozchodzącej się wzdłuż kierunku \hat{z} (rys. 48a). Częstotliwość wiązki próbkującej została odstrojona od rezonansu o -70 MHz w celu zmniejszenia efektu zaburzania atomów. W wyniku pompowania optycznego większość atomów ośrodka zostaje przepompowana do podpoziomu zeemanowskiego o skrajnym rzucie momentu magnetycznego, czyli w naszym przypadku $|m_f = \pm 3\rangle$ (gdzie znak zależy od skrętności polaryzacji światła pompującego). Taki stan jest stanem stacjonarnym w podłużnym polu magnetycznym B_z i manifestuje się statycznym sygnałem skręcenia płaszczyzny polaryzacji wiązki próbkującej, zanikającym w czasie wraz z ucieczką napompowanych atomów z obszaru oddziaływania. Włączenie poprzecznego pola magnetycznego B_x (w ogólności dowolnej kombinacji pól w kierunkach \hat{x} i \hat{y}) sprawia, że wytworzony stan przestaje być stacjonarny i zaczyna ewoluować (precesować) z częstością proporcjonalną do natężenia pola magnetycznego⁸. Użycie stacjonarnego pola poprzecznego B_x odróżnia ten eksperyment od opisanego w rozdziale 4.4 badania wpływu oscylującego pola B_{RF} i pozwala na obserwację precesji Larmora polaryzacji atomowej $\langle F_z \rangle$ - rys. 49. Jest to przykład procesu niestacjonarnego typu FID.

W celu interpretacji wyników pomiarów do rejestrowanych sygnałów, takich jak przedstawiona na rys. 49 zależność czasowa zmiany kąta płaszczyzny polaryzacji światła,

⁸ Odpowiada to rotacji Faradaya oscylującej w czasie.



Rysunek 49. Precesja Larmora polaryzacji atomowej wytworzonej impulsem rezonansowego światła o polaryzacji kołowej w polu magnetycznym skierowanym wzdłuż osi x ($B_x = 5 \text{ mG}$) dla dwóch różnych wartości pola w kierunku \hat{z} ($B_z = 0 \text{ mG}$ krzywa niebieska, $B_z = 1,5 \text{ mG}$ krzywa czerwona). Pomiarzy były prowadzone w świetle odstrojonym $\delta_{\text{probe}} = -70 \text{ MHz}$. Widoczne jest zwiększenie częstotliwości precesji polaryzacji wraz ze zwiększaniem B_z , a także skracanie czasu życia polaryzacji związane z przyspieszonym defazowaniem. Kolory krzywych odpowiadają oznaczeniom na rys. 50a.

dopasowywana była krzywa opisana równaniem gasnącej sinusoidy:

$$\theta(t) = \theta_0 + A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \sin(\omega_B t + \varphi_0), \quad (50)$$

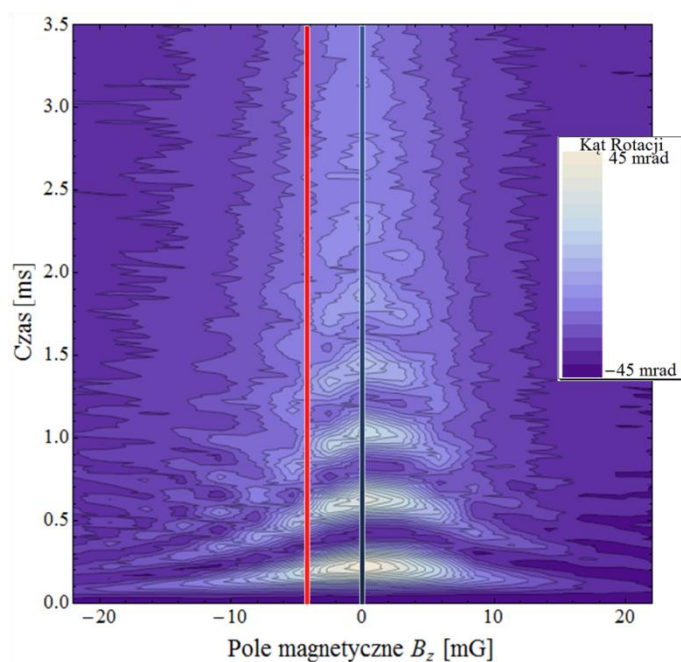
gdzie θ_0 oznacza tło sygnału w chwili t_0 związane z liniową rotacją (lub innymi zjawiskami nie związanymi z dynamiką polaryzacji ośrodka), A to amplituda obserwowanych oscylacji, τ to czas zaniku polaryzacji związany z dekoherencją, a ω_B oznacza częstość Larmora.

Ponieważ precesja Larmora zachodzi wokół wektora wypadkowego pola magnetycznego, jeżeli w omawianym doświadczeniu wprowadzone zostanie dodatkowo podłużne pole magnetyczne B_z , wraz ze zmianą jego natężenia częstość obserwowanych oscylacji (rys. 50) zmieniać się będzie zgodnie z zależnością:

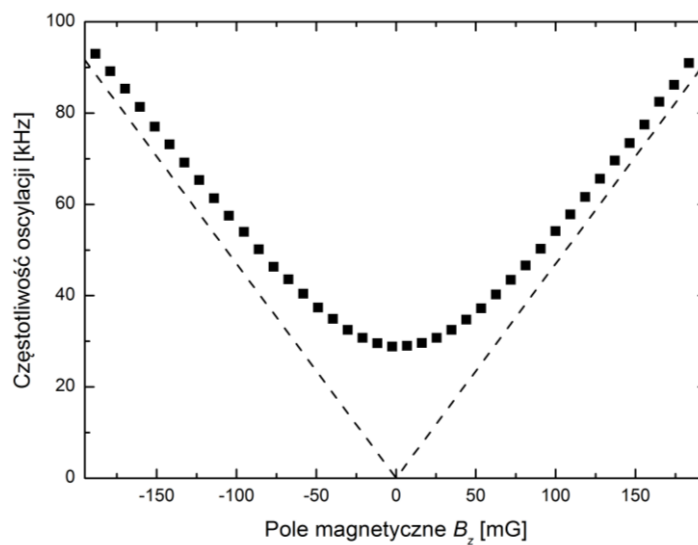
$$\omega_B = \frac{g\mu_B \Delta m_f}{\hbar} \sqrt{B_x^2 + B_z^2}. \quad (51)$$

Amplituda oscylacji będzie maleć wraz ze wzrostem wartości pola podłużnego. Ma to dla nas znaczenie praktyczne, ponieważ pozwala na znalezienie optymalnych warunków

a)



b)



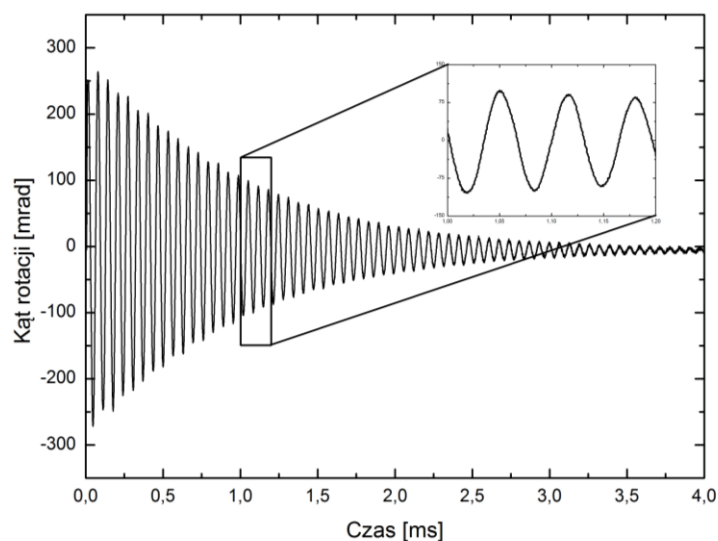
Rysunek 50. a) Mapa konturowa przedstawiająca rotację $\theta(B_z, t)$ związaną z precesją Larmora polaryzacji próbki zimnych atomów w stałym polu B_x (prostopadłym do kierunku obserwacji \hat{z}), dla różnych wartości podłużnego pola magnetycznego B_z . Wraz ze zwiększaniem natężenia B_z spada amplituda rejestrowanych oscylacji, skraca się ich czas życia, a częstość rośnie zgodnie z zależnością (51). Kolorami oznaczono cięcia, przedstawione na rys. 49. b) Zależność częstości oscylacji paramagnetycznych w polu $B_x = 65$ mG przy zmianach wartości pola B_z . Ośrodek był przygotowany w stanie o $m_F = 3$. Linie przerywane odpowiadają zależności $\omega_B = \pm g_F \mu_B B_z$.

kompensacji zewnętrznych pól magnetycznych przez zmianę ich natężenia i poszukiwanie takiej ich wartości, dla której częstotliwości oscylacji przyjmie wartość minimalną. Rysunek 50b przedstawia serię pomiarów częstotliwości oscylacji paramagnetycznej. Dla ustalonej wartości pola magnetycznego B_x wartości pola B_z zmieniane są w zakresie ok. ± 200 mG. Minimalna częstotliwość oscylacji odpowiada częstotliwości precesji Larmora w polu B_x (niestabilność pola \mathbf{B} może tę wartość zawyżyć).

W przedstawianych badaniach mierzona była jedynie wartość wektora natężenia pola magnetycznego. Jak pokazali Behbood et al. [83] za pomocą tej metody można także mierzyć wszystkie składowe tego wektora z czułością lepszą niż 10 mG. W tym celu należy przeprowadzić dwa kolejne pomiary częstotliwości precesji Larmora, każdy dla ośrodka spolaryzowanego w jednym z dwóch ortogonalnych kierunków. Odstęp między pomiarami powinien być możliwie krótki.

W przypadku opisanym w tym podrozdziale, sygnały zaniku polaryzacji atomowej pozwoliły na określenie stabilności i jednorodności pola magnetycznego w obszarze próbki oraz jakości ekranowania i kompensacji zewnętrznych pól. Aby zmniejszyć zaburzenie atomów przez pomiar, obserwacje prowadzone były w świetle odstrojonym o $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz (rys. 51). Otrzymaliśmy szybkości relaksacji populacji atomowej $\gamma = 2\pi \cdot 893$ Hz ograniczone zjawiskiem defazowania (czas $T_2^* = 1,12$ ms). Dodatkową obserwacją było stwierdzenie, że relaksacja związana z oddziaływaniem światła lasera repompującego na atomy odbywa się z szybkością mniejszą, niż ta powodowana innymi czynnikami. Jego wyłączenie na czas pomiaru nie miało bowiem zauważalnego wpływu na obserwowane sygnały.

Przedstawione powyżej badania pokazały, że mimo mniejszej amplitudy obserwowanej rotacji, swobodny zanik polaryzacji może być badany z bardzo dobrym stosunkiem sygnału do szumu z wykorzystaniem światła nierezonansowego. Ponieważ w takiej konfiguracji precesja polaryzacji atomowej jest bardzo słabo zaburzana, metoda ta nadaje się do precyzyjnego pomiaru wartości poprzecznych pól magnetycznych w obszarze chmury zimnych atomów. Pozwoliło to na ich precyzyjną kompensację i okazało się bardzo przydatne w późniejszych badaniach. W kolejnym podrozdziale pokazany jest przykład wykorzystania opisanej metody do analizy stanu pola magnetycznego wewnątrz komory próżniowej eksperymentu oraz wpływu ekranowania na ewolucję badanych stanów.



Rysunek 51. Sygnał swobodnej ewolucji polaryzacji atomowej w stałym poprzecznym polu magnetycznym o czasie zaniku $\tau = 1,12 \pm 0,03$ ms. Pomiar w świetle odstrojonym o $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz.

Obserwacje precesji polaryzacji były również przydatne do precyzyjnego sprawdzania stopnia eliptyczności wiązki pompującej. Na przykład, aby zapewnić polaryzację liniową światła pompującego szukane było minimum wydajności tworzenia polaryzacji atomowej. Za miarę tej wydajności przyjmowana była amplituda obserwowanych oscylacji paramagnetycznych. Dla liniowej polaryzacji wiązki pompującej spadała ona do zera.

4.6 Wykorzystanie obserwacji precesji polaryzacji atomowej do analizy pól magnetycznych

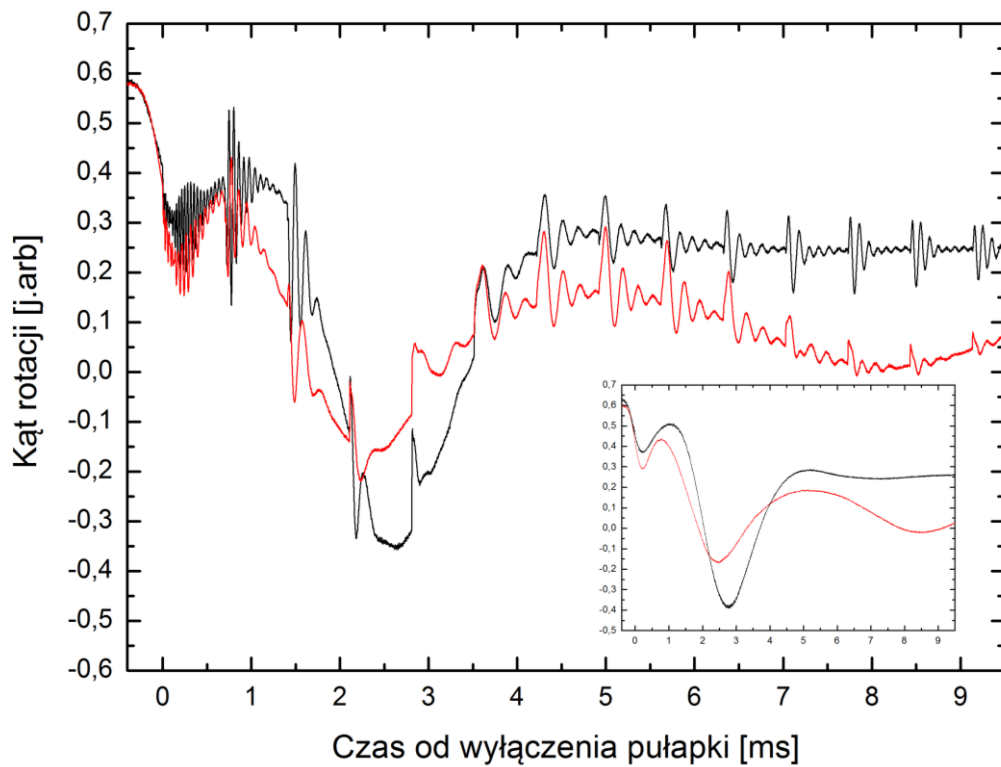
Wynik pomiaru sygnału rotacji paramagnetycznej opisanej w poprzednim rozdziale, przeprowadzonego w celach diagnostycznych z wykorzystaniem układu istniejącego przed przebudową (tzn. bez ekranu magnetycznego), przedstawia rys. 52. Pokazuje on dwie zależności czasowe skręcenia płaszczyzny polaryzacji liniowo spolaryzowanej wiązki światła próbkującego. Do zmniejszenia wpływu zakłóceń pochodzących z urządzeń elektrycznych na wykonywane pomiary stosowane było synchronizowanie wyzwalania sekwencji eksperymentalnej z momentem, gdy sygnał napięciowy sieci elektrycznej (50 Hz) prze-

chodził przez zero. Krzywa czarna i czerwona przedstawiają odpowiednio sygnały otrzymywane przy synchronizacji do wstępującego i zstępującego zbocza tego sygnału. Ponieważ całkowity czas obserwacji wynosił ok. **10 ms** oznacza to, że te dwie krzywe składają się razem na cały jeden okres drgań napięcia sieciowego. W czasie pomiaru, w odstępach rzędu **0,7 ms** ośrodek atomowy oświetlany był krótkim impulsem światła rezonansowego o polaryzacji kołowej σ^+ tak to przedstawiono na rys. 48a. Prowadziło to do wytworzenia w nim polaryzacji atomowej, która następnie precesowała w zewnętrznym polu magnetycznym. Ewolucja tej polaryzacji, a dokładniej sygnału rotacji mierzonego polarymetrem, umożliwiła diagnostykę zewnętrznych pól magnetycznych w obszarze chmury (wewnątrz komory próżniowej).

Pomiar rotacji płaszczyzny polaryzacji prowadzony był w świetle odstrojonym od przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 4$ o -70 MHz w celu zmniejszenia zaburzającego wpływu wiązki próbkującej na atomy i umożliwienia długiego czasu ciągłej obserwacji. Pomiar rozpoczął się w chwili wyłączenia pułapki MOT. Jak widać na rys. 52a w pierwszych pięciu milisekundach pomiaru widoczne są gwałtowne zmiany w wartości średniej sygnału (porównaj też z wkładką na rys. 52a). Zaburzenia te związane są z zanikającymi polami pułapki MOT i wytwarzanymi przez nie prądami wirowymi. Podobnie częstotliwość modulacji sygnału rotacji paramagnetycznej, równa częstotliwości Larmora, zmienia się znacząco między kolejnymi impulsami (rys. 52b,c,d). Ponieważ częstotliwość oscylacji paramagnetycznych jest miarą częstości precesji polaryzacji wokół wypadkowego pola magnetycznego, jesteśmy w stanie określić wartość pola magnetycznego w jakim znajdują się atomy oraz to jak zmienia się ona z czasem. Jak pokazuje wkładka na rys. 52a brak impulsów pompujących nie wpływa na kształt tego sygnału. Oznacza to, że jest on związany z liniowym (diamagnetycznym) efektem Faradaya i pokazuje głównie zmianę podłużnej składowej pola magnetycznego (B_z).

Po około **5 ms** od chwili wyłączenia pułapki pola magnetyczne pułapki MOT są już praktycznie wygaszone co objawia się ustabilizowaniem mierzonego sygnału rotacji. Różnice między krzywą czerwoną i czarną pozwalają nam wnioskować, że widoczne od tego momentu zmiany kształtu sygnałów i częstotliwości oscylacji pochodzą od nieekranowanych, zewnętrznych pól magnetycznych, wytwarzanych przez urządzenia zasilane z sieci

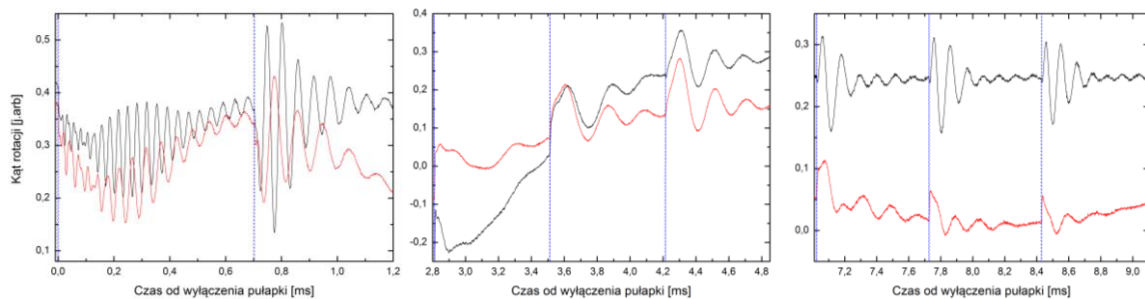
a)



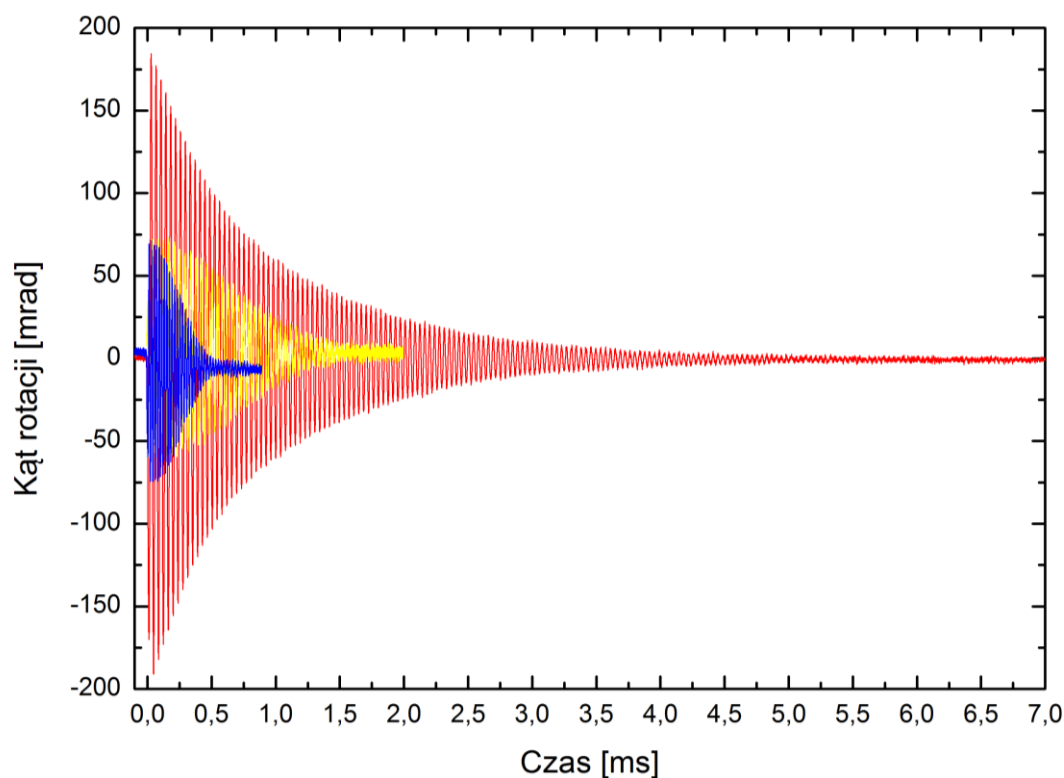
b)

c)

d)



Rysunek 52. Sygnał rotacji Faradaya liniowo spolaryzowanego światła próbkującego odstrojonego od rezonansu o $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz ($t = 0$ to chwila wyłączenia pułapki MOT). Krzywa czarna i krzywa czerwona odpowiadają synchronizacji wyzwalania eksperymentu z przejściem przez zero dla odpowiednio narastającego i malejącego zbocza sygnału sieci elektrycznej. Widoczne oscylacje sygnału są spowodowane precesją polaryzacji atomowej wytwarzanej przez kołowo spolaryzowane (σ^+) krótkie impulsy pompujące, wysyłane w odstępach ok. $0,7$ ms (niebieskie linie przerywane). a) Przedstawia sygnał dla pierwszych 10 ms po wyłączeniu pułapki MOT. Na wkładce przedstawione są sygnały otrzymane dla tych samych warunków, ale bez impulsów σ^+ . W czasie pierwszych 5 ms widoczne są gwałtowne zmiany tła sygnału, oraz bardzo zróżnicowane częstotliwości oscylacji po kolejnych impulsach b), c). Różnice te spowodowane przez wygasające pole magnetyczne MOT. Dla czasów dłuższych, zmiany związane są z nieekranowanymi i niekompensowanymi zewnętrznymi zmiennymi polami magnetycznymi d).



Rysunek 53. Sygnały swobodnego zaniku polaryzacji atomowej (paramagnetyczny efekt Faradaya) zarejestrowane dla przypadku kompensacji pól magnetycznych (krzywa niebieska), kompensacji pól i gradientów (krzywa żółta) oraz ekranowania zewnętrżnych pól (krzywa czerwona). Pomiarzy prowadzone były w świetle odstrojonym o $\delta_{\text{probe}} = -70$ MHz, 6 ms po wyłączeniu pułapki MOT. Każdy z sygnałów był rejestrowany z synchronizacją wyzwalania do sieci elektrycznej.

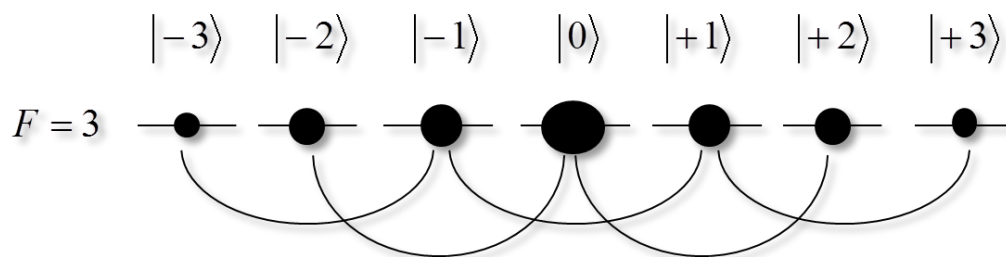
elektrycznej. Zmiany w układzie eksperymentalnym (opisane w rozdziale 3) miały między innymi zlikwidować takie zaburzenia.

Rysunek 53 przedstawia trzy krzywe rotacji, pochodzące od paramagnetycznego efektu Faradaya, zarejestrowane w świetle odstrojonym od rezonansu o ok. -70 MHz. Impuls pompujący był opóźniany względem chwili wyłączenia pułapki MOT o 6 ms. Krzywa niebieska to sygnał zbierany przy synchronizacji wyzwalania poszczególnych cykli pomiarowych z siecią elektryczną oraz kompensacji stałych pól magnetycznych (podobnie jak na rys. 52). Kształt sygnału znacznie odbiega od oczekiwanej tłumionej krzywej sinusoidalnej, jego tło jest pochylone, a czas przez jaki jest on widoczny jest krótki. Taki kształt sygnału można wiązać z niejednorodnością pola magnetycznego w obszarze zajmowanym przez atomy. Efekt zastosowania kompensacji gradientów przedstawia krzywa żółta. Jej wprowadzenie doprowadziło do spowolnienia relaksacji związanej z defazowaniem i około trzykrotnego wydłużenia czasu zaniku sygnału. Pozostawał on jednak ciągle zniekształcony

i krótszy, niż pozwala nam oczekiwać stabilność pola kierującego i zmierzony wpływ nierezonansowego światła próbkującego. Krzywa czerwona została zarejestrowana po otoczeniu komory pułapki MOT ekranem magnetycznym. Jak widać czas zaniku sygnału uległ wydłużeniu o rząd wielkości w porównaniu z sygnałem niebieskim. Ponadto jego obwiednia przyjmuje oczekiwany eksponencjalny kształt. Wyraźnemu zwiększeniu uległ też maksymalny kąt obserwowanej rotacji. Dalsze próby poprawiania kompensacji pól i gradientów wewnątrz ekranu nie przynosiły efektu, co wskazuje na dominujący wpływ źródeł dekoherencji innych, niż oddziaływanie zewnętrznych pól magnetycznych.

4.7 Obserwacje dynamiki koherencji zeemanowskich

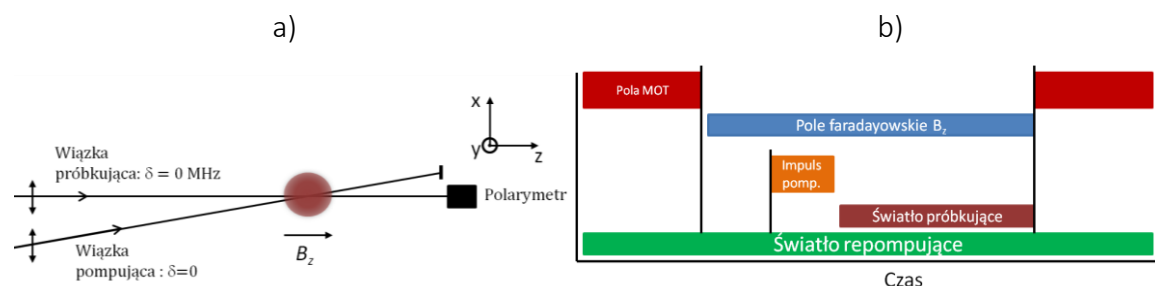
Po bardzo obiecujących pomiarach dynamiki polaryzacji atomowej próbowano w ten sam sposób badać dynamikę koherencji, tj. superpozycji stanów zeemanowskich o magnetycznej liczbie kwantowej różniącej się o $|\Delta m| = 2$ (rys. 54). Analiza teoretyczna (rozdział 2.3) i odpowiednie modelowanie (rys. 17) wskazywały, że powinno to być możliwe. Okazało się jednak, że w przeciwieństwie do polaryzacji atomowej, sygnały rotacji związanej z precesją impulsowo wytworzonych koherencji zeemanowskich nie były widoczne w świetle odstrojonym ($\delta_{\text{probe}} \approx -70 \text{ MHz}$). Jest to konsekwencja zaznaczonej wcześniej (rozdział 4.2) silnej zależności efektów koherencyjnych od dostrojenia do rezonansu optycznego. Zmniejszenie odstrojenia światła próbkującego od rezonansu wiązało się jednak z silniejszym zaburzeniem atomów światłem próbkującym, a więc ze wzrostem szybkości dekoherencji. Poza zmianą odstrojenia światła próbkującego i liniową, a nie kołową polaryzacją impulsu pompującego, geometria wiązek pozostała niezmienną w porównaniu z doświadczeniem z rozdziału 4.5 (rys. 55a). Podobna była też sekwencja czasowa eksperymentu (rys. 55b). Ze względu na wspomniane silniejsze oddziaływanie światła próbkującego z atomami, czas próbkowania ośrodka został odpowiednio skrócony. Ograniczenie czasu przez jaki atomy wypuszczone z pułapki mogą się rozbiegać do około 6 ms , ułatwiało ich ponowne chwytnie, a tym samym czas między kolejnymi cyklami pomiarowymi mógł zostać skrócony. Koherencje tworzone były impulsem o natężeniu $\sim 1 \text{ mW/mm}^2$, zaś czas trwania impulsu wynosił zwykle około $10 \text{ }\mu\text{s}$.



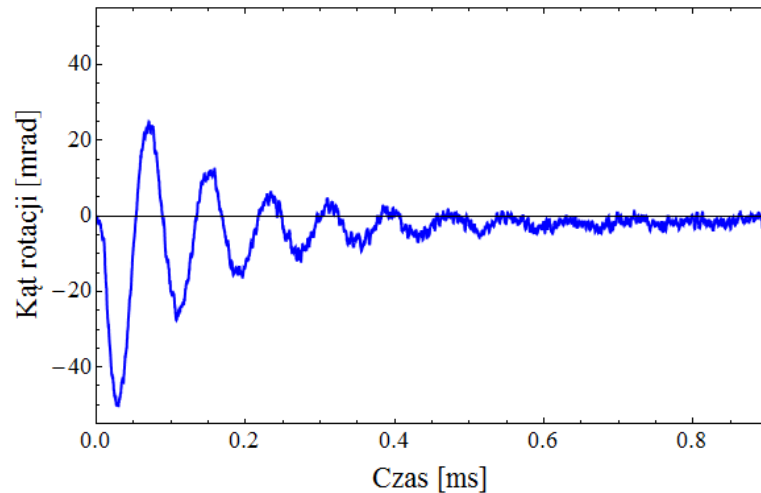
Rysunek 54. Pary podpoziomów zeemanowskich stanu podstawowego, między którymi w prezentowanym doświadczeniu impuls liniowo spolaryzowanego rezonansowego światła wytwarza koherentne superpozycje ($\Delta m_F = 2$, oznaczone liniami ciągłymi).

Superpozycje, dla których różnica rzutów momentu magnetycznego wynosi $|\Delta m_F| = 2$, są dla podłużnego pola magnetycznego (B_z) stanami niestacjonarnymi, a ich ewolucja manifestuje się widocznymi w sygnale rotacji oscylacjami o częstotliwości równej podwojonej częstości Larmora. Rysunek 56 przedstawia takie oscylacje koherencji zarejestrowane w rezonansowym świetle próbkującym ($\delta_{\text{probe}} = 0$). Jak zaznaczono wcześniej, nasz układ nie jest dostatecznie czuły, aby rejestrować koherencje wyższych rzędów ($\Delta m_F > 2$). Przy założeniu dobrej kompensacji poprzecznych pól, dynamikę obserwowanego zjawiska całkowicie określa zadane pole podłużne B_z . Obserwowany w tym doświadczeniu zanik koherencji następuje znacznie szybciej niż opisany wcześniej zanik polaryzacji (rozdział 4.6) głównie ze względu na silniejsze światło próbkujące. Szersza dyskusja tego aspektu znajduje się w następnym podrozdziale. Dla interpretacji wyników do sygnałów dopasowywana była krzywa opisująca zależnością:

$$\theta(t) = \theta_0 + A \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cdot \sin(2\omega_B t + \varphi_0). \quad (52)$$



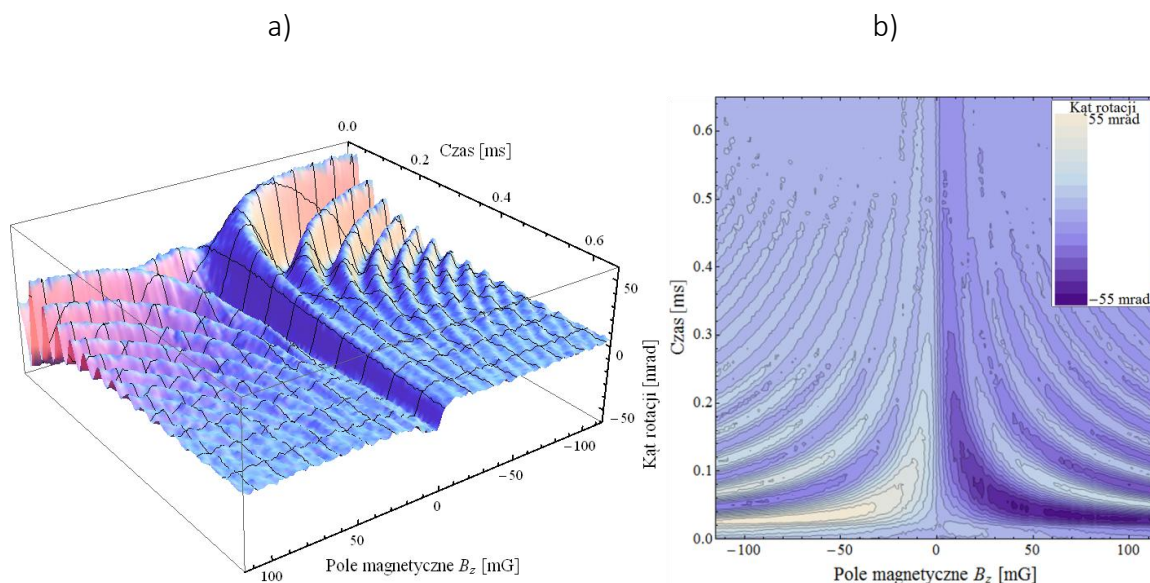
Rysunek 55. a) Geometria pól i b) sekwencja czasowa zastosowana w badaniach dynamiki stanów koherentnych superpozycji podpoziomów zeemanowskich.



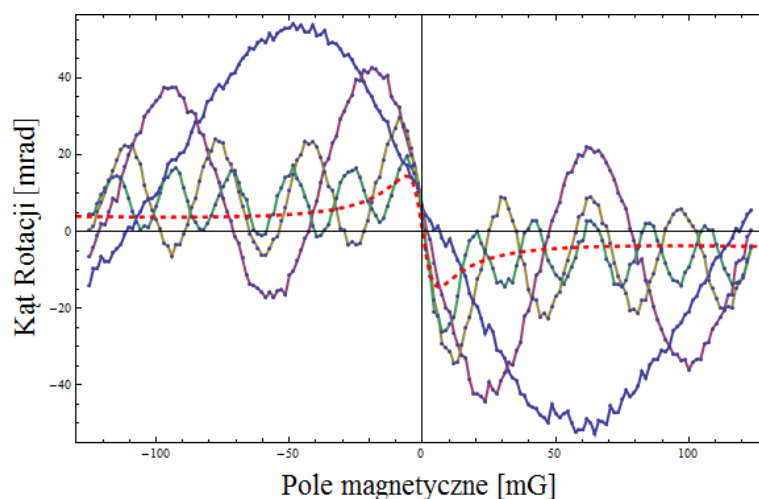
Rysunek 56. Zanikające z czasem, periodyczne zmiany kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji rezonansowego światła próbkującego ($\delta_{\text{probe}} = 0$) związane z ewolucją i zanikiem wytworzonej w próbce zimnych atomów koherentnej superpozycji podpoziomów zeemanowskich. Widoczna oscylacja zachodząca dla wartości pola magnetycznego $B_z \approx 11,6$ mG ma częstotliwość równą podwójnej częstotliwości Larmora ($\omega_{\text{koh}} = 2\omega_B = 2\pi \cdot 10,7$ kHz). Widoczny jest wpływ tła pochodzącego od rotacji liniowej w postaci zmiany poziomu sygnału z czasem.

Jest to zależność analogiczna do przedstawionej równaniem (50). Tym razem obserwujemy jednak oscylację o częstości dwukrotnie większej od częstości Larmora (ω_B). Obszerną dyskusję źródeł tej różnicy można znaleźć w pierwszej części książki [58].

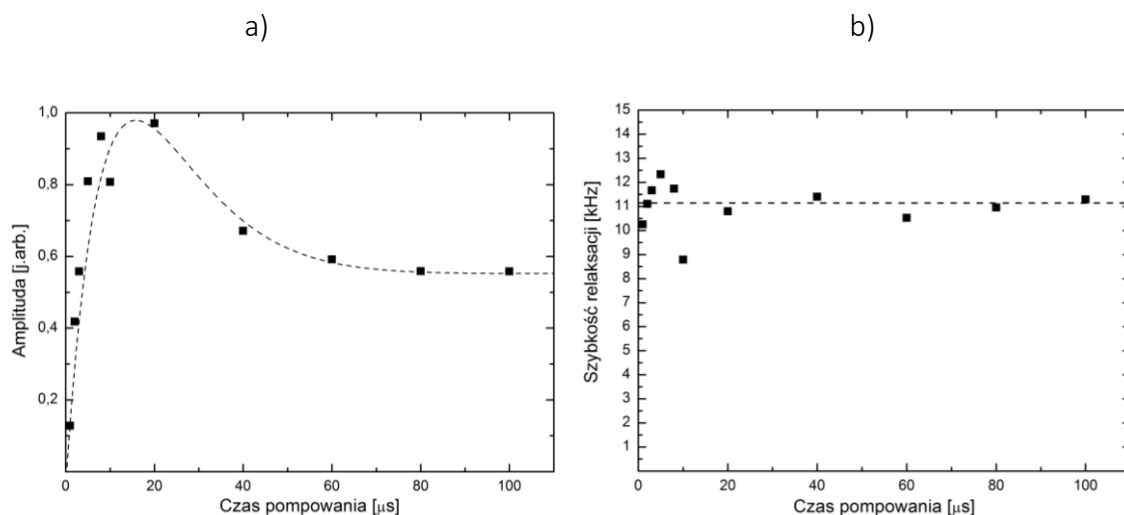
Zależność częstotliwości oscylacji koherentnych superpozycji od czasu i pola B_z ilustruje rys. 57. Dla każdej kolejnej wartości pola B_z rejestrowany jest sygnał $\theta(t)$ odpowiadający osobnej realizacji pułapki MOT. Chwila $t = 0$ oznacza włączenie impulsu pompującego (trwającego około $10 \mu\text{s}$). Wynik ten wykazuje bardzo dobrą jakościową zgodność z symulacjami przedstawionymi w rozdziałach 2.3 i 2.4. Wyraźnie widoczne są hiperbole stałej fazy, dla których $2\omega_B \Delta t = \text{const}$. Dla przedstawionych w tym rozdziale wyników, zmierzone czasy relaksacji koherencji wynoszą $130 \mu\text{s}$, są więc o rząd wielkości krótsze od obserwowanych w doświadczeniach badających polaryzację ośrodka. W tym przypadku jest to głównie konsekwencja używania względnie silnego światła próbkującego. W wyniku jego oddziaływania z badanymi atomami sygnały oscylacji wygładzają się, przechodząc od obserwowanych struktur swobodnej ewolucji w polu magnetycznym do kwazistacjonarnych zależności, związanych z nieliniowym efektem Faradaya (rozdział 4.1). Ten sygnał rotacji jest zaznaczony czerwoną linią przerywaną na rys. 58. W rozdziale 4.8 przedstawione zostaną sposoby użyte do wydłużania czasów życia stanów superpozycji.



Rysunek 57. a) Zależność czasowa sygnałów swobodnego zaniku koherencji zeemanowskich od pola magnetycznego $\theta(B_z, t)$ rejestrowana w świetle rezonansowym ($\delta_{\text{probe}} = 0$). Oscylacje przestają być obserwowalne po czasie około 0,6 ms od momentu pompowania. Dopasowanie krzywych opisanych równaniem (52) do sygnałów rotacji $\theta(t)$ dla kilku wybranych wartości pola magnetycznego pokazuje, że czasy zaniku oscylacji wynoszą w przedstawionym przypadku około 130 μs . b) Mapa konturowa odpowiadająca tym samym sygnałom. Wyraźnie widoczne są hiperbole stałej fazy $2\omega_B \Delta t = \text{const.}$



Rysunek 58. Przekroje $\theta(B_z)$ przez sygnał swobodnego zaniku orientacji atomowej (rys. 57) w kolejnych chwilach czasu. Krzywa niebieska zarejestrowana została w około 10 μs po impulsie pompującym, następne (fioletowa, żółta i zielona) powstają z zestawienia wyników dla opóźnień rosnących o 100 μs . Sekwencja tych przekrojów ilustruje przejście od struktur dynamicznych związanych z koherencją kreowaną impulsowo do statycznej, indukowanej przez światło próbkujące (reprezentowanej linią przerywaną).



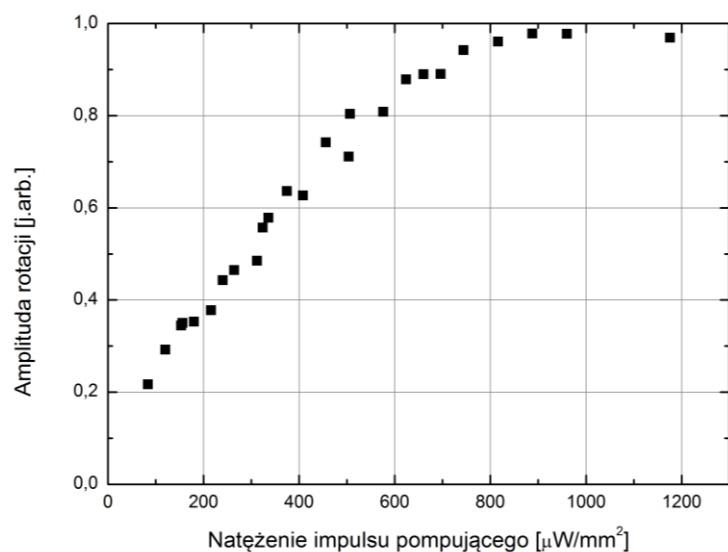
Rysunek 59. Amplituda (a) i czas zaniku (b) wykreowanej impulsowo koherencji w zależności od czasu pompowania dla $B = 16$ mG. Dla tej wartości pola magnetycznego widoczne jest osiągnięcie maksimum efektywności pompowania po czasie około $20 \mu\text{s}$ przy natężeniu $\sim 1 \text{ mW}/\text{mm}^2$. Dla czasów pompowania dłuższych niż $\sim 1/4$ okresu precesji Larmora obserwujemy spadek wydajności pompowania i jej stabilizację na poziomie ok. $1/2$ maksymalnej wartości. Dla badanego zakresu parametrów czas pompowania nie miał istotnego wpływu na czasy zaniku koherencji (b).

Optymalne parametry impulsu pompującego tj. jego czas trwania i natężenie, ustalono badając wydajności tworzenia koherencji. Za miarę wydajności przyjęto maksymalną osiąganą amplitudę rotacji rejestrowanych sygnałów. Rysunek 59a przedstawia zależność wydajności kreacji koherencji od czasu pompowania dla stałego natężenia światła i stałej wartości pola magnetycznego $B_z \approx 16,5$ mG. Uzyskiwana amplituda skręcenia miała wyraźne maksimum dla czasów ok. $20 \mu\text{s}$, czyli stanowiących ok. $1/6$ okresu precesji Larmora ($T_B = 2\pi/\omega_B \approx 130 \mu\text{s}$), po czym spadała do wartości ok. 55% maksymalnej dla czasów pompowania większych niż $1/2 T_B$. Pokazuje to, że impulsowe tworzenie koherencji zeemanowskich pozwala na uniknięcie zjawiska uśredniania fazy kreowanych superpozycji, jeśli impuls pompujący jest krótki w porównaniu z szybkością precesji w polu magnetycznym. Dla zbyt długiego czasu dochodzi do opisanego w rozdziale 1.5 procesu „resetowania”. Odpowiada to jakościowo symulacjom przedstawionym w rozdziale 2.3. Przedstawiona na rys. 59b szybkość zaniku sygnału zmierzona w tym samym doświadczeniu pokazuje, że w zbadanym zakresie czasów, długość impulsu pompującego nie wpływała w wyraźny sposób na czas zaniku koherencji (nie ma wkładu w relaksację).

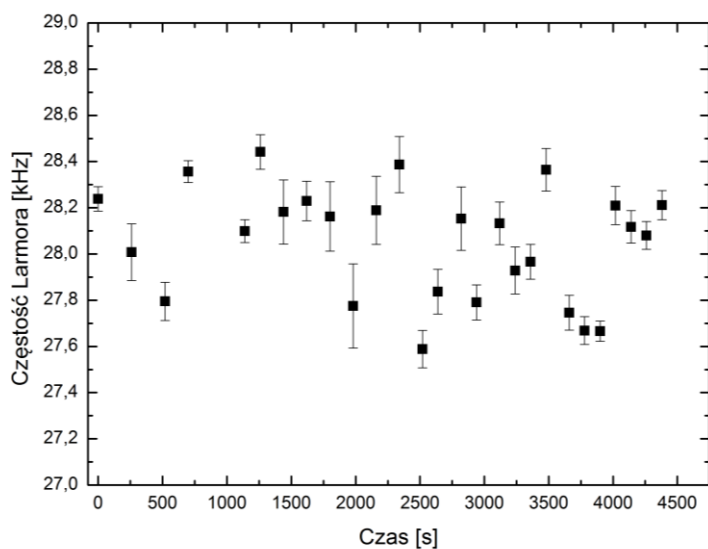
Na podstawie przedstawionych powyżej wyników, do pomiaru zależności wydajności kreacji koherencji od natężenia światła pompującego (rys. 60) wybrane zostało natężenie pola magnetycznego $B_z = 30 \text{ mG}$ oraz czas trwania impulsu $t = 15 \text{ }\mu\text{s}$. Dolną granicę zbadanych natężeń światła pompującego wyznaczało najmniejsze natężenie, dla którego co najmniej jeden okres oscylacji obserwowany był ze stosunkiem sygnału do szumu (SNR) > 1 . Ta wartość progowa była w omawianym doświadczeniu zaskakująco wysoka i wynosiła ok. $80 \text{ }\mu\text{W}/\text{mm}^2$ (prawie trzykrotnie wyższa od natężenia nasycenia badanego przejścia atomowego). Otrzymana zależność wykazuje charakter liniowy dla zakresu natężeń do ok. $500 \text{ }\mu\text{W}/\text{mm}^2$. Następnie obserwowane jest stopniowe nasycenie procesu tworzenia koherencji i zależność $\theta_{max}(I)$ odchodzi od liniowości. Dalsze zwiększanie natężenia powyżej ok. $800 \text{ }\mu\text{W}/\text{mm}^2$ nie pozwalało już na uzyskanie większych amplitud rotacji Faradaya. Ze względu na krótki czas trwania impulsu, dla żadnego ze zbadanych natężeń nie występowało wyrzucanie atomów z obszaru oddziaływania przez ciśnienie światła pompującego.

Wykonanie typowego pojedynczego pomiaru ewolucji koherencji zeemanowskich dla zadanej wartości pola magnetycznego wiązało się z czterokrotnym uśrednianiem rejestrowanego sygnału, co trwało około 2 s. Przez utrzymywanie stałego zadanego pola magnetycznego i obserwację zmian częstotliwości precesji Larmora w kolejnych pomiarach, możliwe było oszacowanie długoczasowej stabilności pola magnetycznego. Zestawienie takich wyników, przeprowadzonych dla natężenia pola magnetycznego $B_z = 30 \text{ mG}$ przedstawia rys. 61. Średnia częstotliwość w przedstawionych pomiarach wyniosła $2\pi \cdot 28,05 \pm 0,24 \text{ kHz}$. Nie zaobserwowano żadnego wyraźnego trendu, który wskazywałby na regularny długoczasowy dryf pola magnetycznego w czasach rzędu 1 godziny.

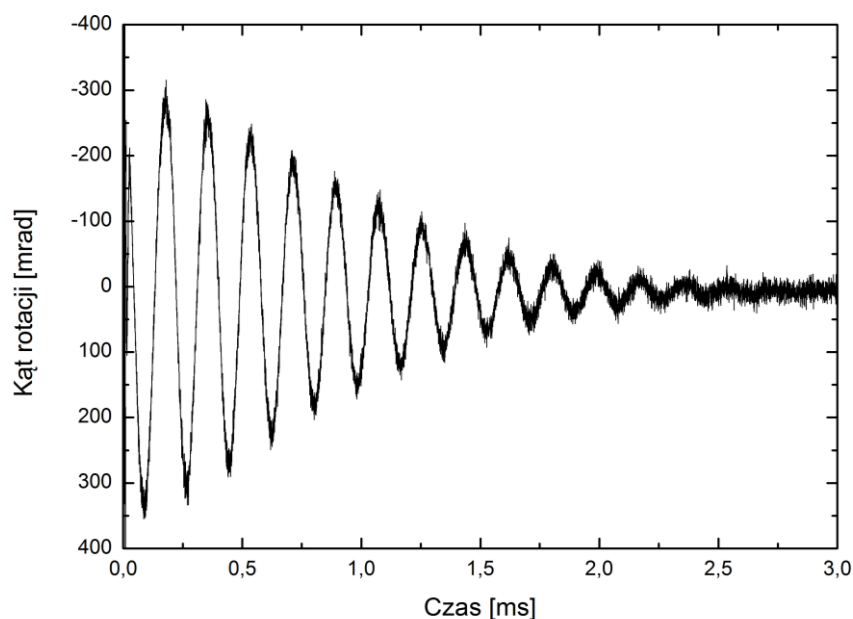
Jedną z głównych trudności związanych z obserwacją sygnałów rotacji diamagnetycznej, związanej z ewolucją koherencji, były ich krótkie czasy zaniku - szczególnie krótkie w porównaniu z rotacją paramagnetyczną pochodzącą od wytworzonej impulsowo polaryzacji atomowej, obserwowanej w świetle odstrojonym (rozdział 4.5). W przeciwieństwie do nich sygnały koherencyjne były jednak rejestrowane w świetle rezonansowym, a więc silniej zaburzającym. W celu porównania sygnałów polaryzacji i koherencji w bardziej podobnych warunkach przeprowadzono pomiary swobodnej ewolucji polaryzacji w świetle



Rysunek 60. Zależność amplitudy rotacji Faradaya związanej z wytworzoną w ośrodku koherencją zeemanowską od natężenia światła w impulsie pompującym. Czas trwania impulsu $t = 15 \mu\text{s}$. Natężenie pola magnetycznego wynosiło $B_z = 30 \text{ mG}$. Dla natężeń powyżej ok. $800 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ obserwowane jest wysycenie przejścia atomowego.



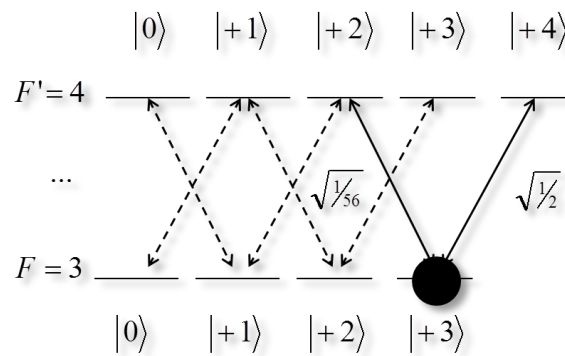
Rysunek 61. Zmierzona częstość precesji Larmora koherencji zeemanowskich dla ustalonego natężenia pola magnetycznego $B_z = 30 \text{ mG}$. Każdy punkt odpowiada rejestracji sygnału rotacji Faradaya w czterokrotnym uśrednieniu, co trwa ok. 2 s. Rozrzut punktów pozwala oszacować stabilność warunków w obszarze eksperymentu.



Rysunek 62. Sygnał swobodnego zaniku polaryzacji atomowej w stałym polu poprzecznym $B_x \approx 50$ mG obserwowany w świetle rezonansowym ($\delta_{\text{probe}} = 0$). W porównaniu z sygnałami rejestrowanymi dla światła odstrojonego (rozdział 4.5) widoczny jest wzrost maksymalnej amplitudy rotacji, ale i szybszy zanik sygnału.

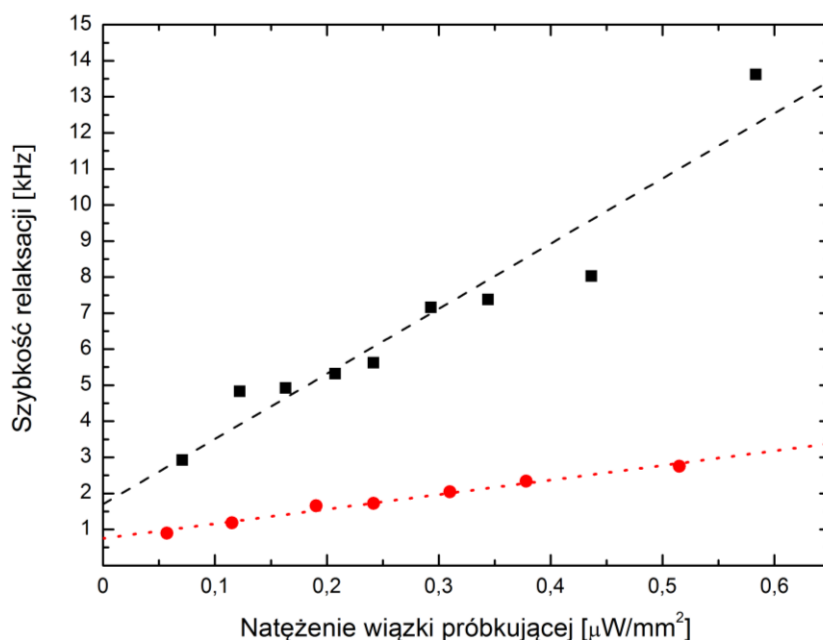
rezonansowym. Doświadczenie przeprowadzono dla konfiguracji pól oraz sekwencji czasowej takiej samej jak w doświadczeniu opisanym w rozdziale 4.5, a jedyną zmianą było dostrojenie światła próbkującego do częstotliwości przejścia atomowego (odstrojenie $\delta_{\text{probe}} = 0$).

Sygnał przedstawiony na rys. 62 przedstawia zależność kąta rotacji paramagnetycznej θ od czasu obserwowaną w świetle rezonansowym. W porównaniu z doświadczeniami z rozdziału 4.5 widoczne jest niewielkie skrócenie czasu zaniku spowodowane silniejszym oddziaływaniem światła próbkującego ($T_2^* = 993 \pm 7 \mu\text{s}$, $\gamma \approx 2\pi \cdot 1 \text{ kHz}$). Można je w pewnym stopniu skompensować przez zmniejszenie natężenia światła próbkującego, jednak odbywa się to kosztem stosunku sygnału do szumu. Jednocześnie amplituda rotacji wzrosła i sięgała nawet 23° . Tak wysokie kąty skręcenia są szczególnie ciekawe ze względu na milimetrowe rozmiary i bardzo niskie gęstości ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) badanych próbek atomowych.



Rysunek 63. Rozkład populacji tworzony światłem spolaryzowanym kołowo (σ^+) działającym na badanym przejściu optycznym. Prawie cała populacja znajduje się w stanie, dla którego różnica wartości współczynników Clebscha-Gordana jest największa. Odpowiada to za dużą amplitudę sygnałów skręcenia polaryzacji światła próbującego w doświadczeniu z polaryzacją (paramagnetycznym efektem Faradaya, rozdział 4.5).

Mimo skrócenia czasu zaniku przy $\delta_{\text{probe}} = 0$, sygnały rotacji pochodzące od polaryzacji atomowej miały typowo prawie czterokrotnie większą amplitudę oscylacji niż w przypadku sygnałów koherencyjnych (rys. 56), a ich czasy zaniku były trzykrotnie dłuższe. Różnica w wartościach amplitud skręcenia dla polaryzacji i koherencji jest najprawdopodobniej konsekwencją wielopoziomowej struktury badanych atomów i wynikających z niej różnic w pompowaniu optycznym dla światła o polaryzacji liniowej i kołowej. Jak pokazuje nierówność (24), maksymalna możliwa do osiągnięcia wartość koherencji nie może być większa niż średnia geometryczna populacji związanych z nią podpoziomów. Oznacza to, że w najlepszym przypadku wartość koherencji może wynieść dokładnie połowę wartości całkowitej populacji stanów tworzących superpozycję. Z kolei pompowanie polaryzacji atomowej powoduje przeniesienie prawie wszystkich atomów do stanu o maksymalnym rzucie momentu pędu $|m_F = \pm 3\rangle$. Dla badania takiego ośrodka światłem spolaryzowanym liniowo wielkość obserwowanego skręcenia jest proporcjonalna do różnicy momentów dipolowych (proporcjonalnych do kwadratu współczynników Clebscha-Gordana) dla przejść o przeciwnych skrętnościach oraz liczby atomów (rozdział 1.3). W omawianych warunkach różnica współczynników C-G jest największa właśnie dla stanów o skrajnych wartościach m_F , a większość populacji zgromadzona jest w jednym z nich (rys. 63). Wynika z tego, że skręcenie obserwowane dla próbki spolaryzowanej jest bliskie maksymalnemu jakie można w niej osiągnąć. W przypadku koherencji dostępna populacja



Rysunek 64. Zależność szybkości zaniku polaryzacji atomowej i koherencji zeemanowskich (odpowiednio punkty czarne i czerwone) od natężenia rezonansowego światła próbkującego ($\delta_{\text{probe}} = 0$). Współczynniki nachylenia prostych dopasowanych wynoszą: dla polaryzacji (czerwona) $4,043 \pm 0,226$, a dla koherencji (czarna) $18,074 \pm 1,998$. Szybkości relaksacji polaryzacji i koherencji ekstrapolowane do zerowej mocy światła próbkującego wynoszą odpowiednio $\gamma_{\text{pol}} = 2\pi \cdot 753 \pm 67 \text{ Hz}$ i $\gamma_{\text{koh}} = 2\pi \cdot 1,69 \pm 62 \text{ kHz}$.

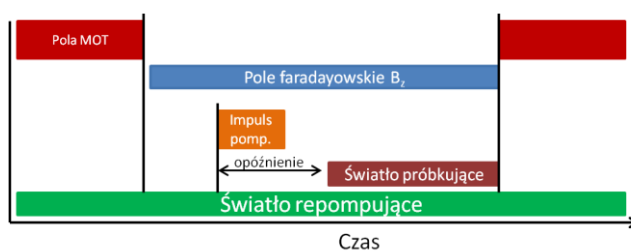
atomowa jest dzielona pomiędzy wiele podpoziomów zeemanowskich. Z tego powodu amplituda sygnału pochodzącego od koherencji powinna być zawsze mniejsza. Dodatkowym czynnikiem mogącym zmniejszać maksymalną amplitudę rotacji osiągalną dla stanów superpozycji tworzonych na drodze pompowania optycznego jest rozkład populacji pomiędzy podpoziomymi zeemanowskimi (*alignment*). Koherencje między wieloma parami podpoziomów o $\Delta m_F = 2$ kreowane są z różną wydajnością i z różnymi fazami. Prowadzi to do dalszego spadku maksymalnych osiąganych kątów skręcenia. Metodą, która być może pozwoliłaby na uniknięcie tego problemu, mogłoby być wytworzenie koherencji dla tylko jednej wybranej pary możliwie mocno obsadzonych podpoziomów. Wydaje się, że cel ten można byłoby osiągnąć przez wykorzystanie procesów adiabaticznego transferu populacji. Spośród różnych wariantów metod STIRAP [84, 85], szczególnie ciekawe wydaje się wykorzystanie impulsów ze świergotem, np. tak jak to zostało zaproponowane w pracy [86]. Metoda ta mogłaby umożliwić wytworzenie konkretnej superpozycji pojedynczej pary podpoziomów, dzięki czemu sygnał koherencyjny mógłby być porównywalnie silny z polaryzacyjnym.

W ramach porównywania obu rodzajów rotacji zbadano także zależność czasu zaniku polaryzacji i koherencji od natężenia światła próbkującego $\tau(I)$ (rys. 64). Około czterokrotna różnica w wartościach współczynników nachylenia prostych dopasowanych do zebranych danych wskazuje na znacznie większą wrażliwość stanów superpozycji na zaburzenia spowodowane światłem.

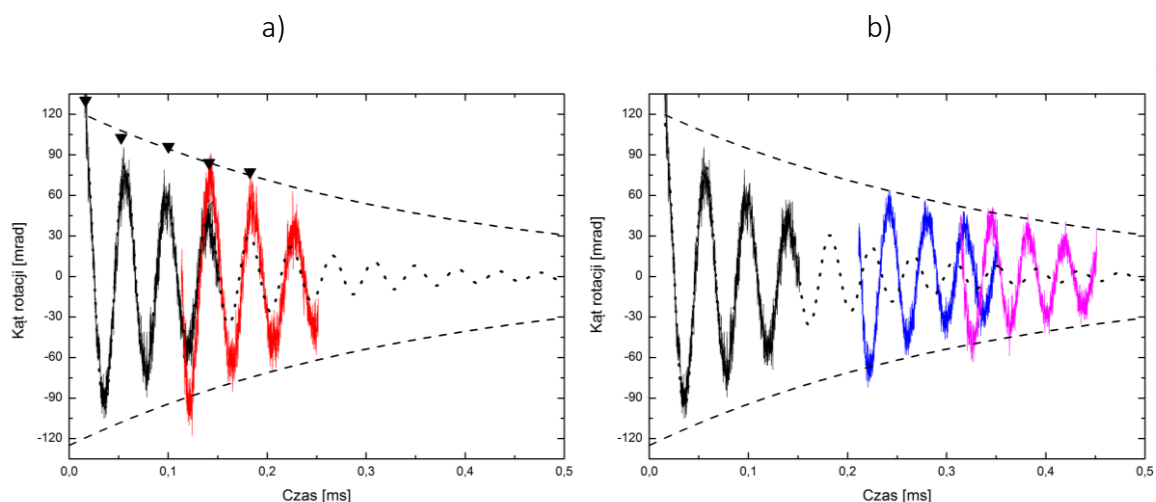
4.8 Ewolucja stanów superpozycji w ciemności

Omówiona w poprzednim podrozdziale zależność czasu zaniku sygnałów superpozycji zeemanowskich od natężenia światła próbkującego pokazała, że oddziaływanie atomów ze światłem próbkującym było dominującym czynnikiem relaksacji. Aby zminimalizować jego wpływ na atomy i tym samym wydłużyć czasy życia badanych stanów, w kolejnych pomiarach zastosowano przedstawioną w rozdziale 4.4 metodę „strobowania”. Polega ona na włączaniu wiązki próbkującej ze zmiennym opóźnieniem względem impulsu pompującego (rys. 65). Do tego czasu atomy w stanach superpozycji ewoluują w ciemności. Uzyskanie pełnej informacji o szybkości zaniku badanych stanów możliwe było przez zestawienie zebranych wyników na jednym wykresie, gdzie początkowe amplitudy kolejnych sygnałów pokazywały obwiednię, którą miałby sygnał niezaburzony.

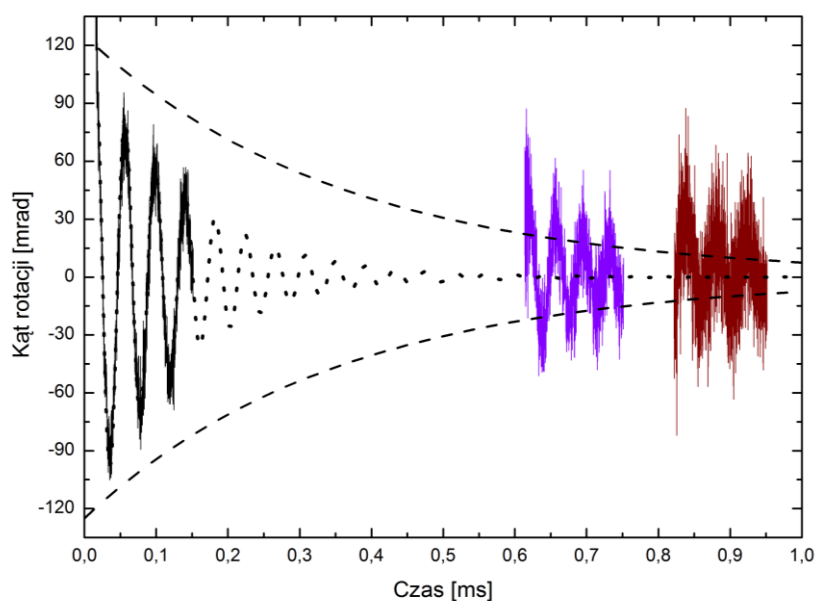
Rysunki 66 i 67 przedstawiają zestawienie wybranych sygnałów z pojedynczego pomiaru strobowanego. Różne kolory odpowiadają różnym opóźnieniom momentu rozpoczęcia próbkowania względem impulsu wzbudzającego koherencje. Każdy z sygnałów pokazanych na rys. 66 powstał z uśrednienia wyników zbieranych w ośmiu kolejnych cyklach pułapki. Sygnały dla wysokich opóźnień na rys. 67 są celowo nieuśrednione. Obwiednia



Rysunek 65. Sekwencja czasowa pomiarów ewolucji koherencji zeemanowskich w świetle strobowanym.



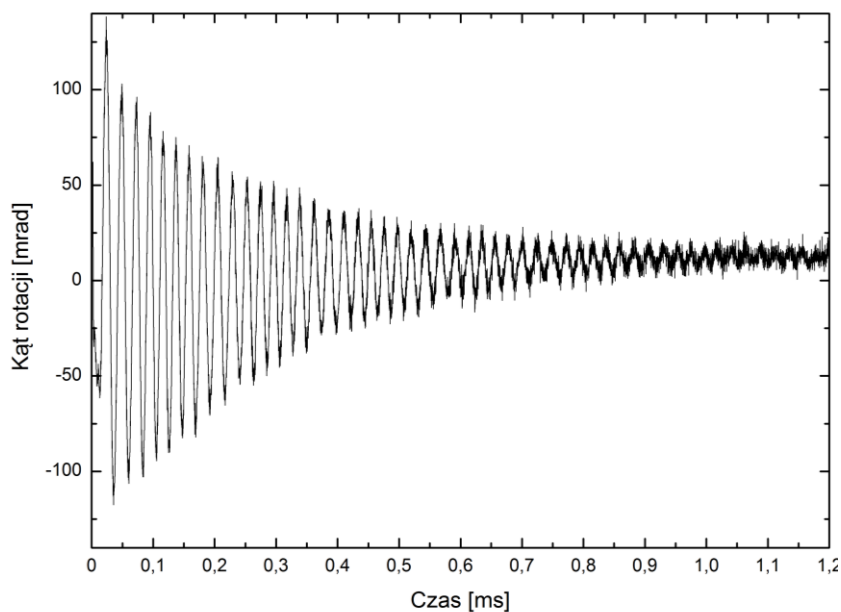
Rysunek 66. a) Sygnały polarymetru rejestrowane w świetle rezonansowym ($\delta_{\text{probe}} = 0$) dla dwóch wartości opóźnienia momentu włączenia światła próbkującego względem impulsu pompującego: 0 (krzywa czarna) i 100 μs (krzywa czerwona). Ekstrapolację krzywej czarnej ponad 150 μs pokazuje krzywa kropkowana. Krzywa kreskowana pokazuje obwiednię maksimum rotacji (oznaczonych czarnymi trójkątami) dla kolejno zwiększanych opóźnień momentu włączenia próbkowania. b) Sygnały dla opóźnień równych 0, 200 μs (krzywa niebieska) i 300 μs (krzywa różowa).



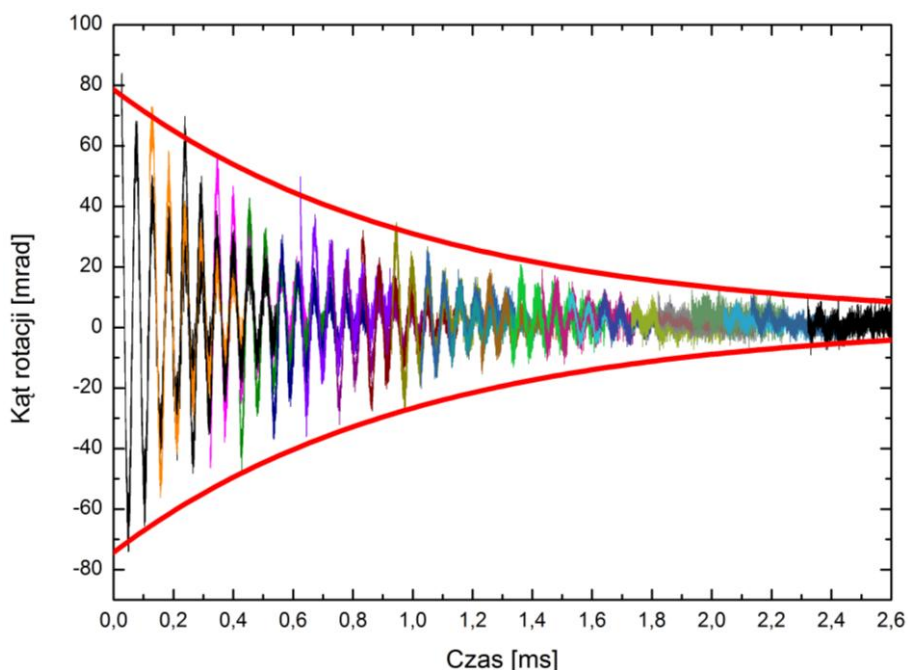
Rysunek 67. Sygnały rotacji pochodzące od koherencji zeemanowskich rejestrowane w rezonansowym świetle ($\delta_{\text{probe}} = 0$). Przy opóźnieniu $> 0,5$ s w sygnałach uśrednianych nie są już widoczne żadne oscylacje. Mimo to poszczególne nieuśrednione krzywe, odpowiadające ewolucji koherencji w ciemności przez 600 μs (krzywa fioletowa) i 800 μs (krzywa brązowa), demonstrują wyraźne i regularne oscylacje. Wskazuje to na niestabilność pola faradayowskiego (B_2) jako na dominujące źródło relaksacji.

(krzywa przerywana) to krzywa eksponencjalnego zaniku dopasowana do maksimum pierwszych pięciu zarejestrowanych sygnałów (opóźnienia włączania światła próbkującego w zakresie od 0 do 180 μs). Zanika ona ze stałą czasową ok. 300 μs . Krzywa kropkowana to ekstrapolacja krzywej opisanej równaniem tłumionej sinusoidy dopasowanej do pierwszego z sygnałów. Przedstawia ona zanik zdominowany relaksacją związaną ze światłem próbkującym. Już dla opóźnień większych niż 100 μs fazy kolejnych rejestrowanych sygnałów zauważalne odbiegają od ekstrapolowanego sygnału pierwszego (krzywa kropkowana). Takie różnice wskazują na to, że ewolucja odbywała się w każdym pomiarze z nieco inną częstotliwością. Powodowało to zanik uśrednianych sygnałów z szybkościami znacznie większymi niż wynikające z ekstrapolacji dla małych opóźnień. Ostatecznie dla opóźnienia próbkowania przekraczającego 0,5 ms sygnały ginęły w uśrednieniu całkowicie, choć przy pojedynczych przebiegach oscylacje były wciąż wyraźnie widoczne (sygnał brązowy i fioletowy na rys. 67). Prowadzi to do wniosku, że po zniwelowaniu wpływu światła próbkującego na atomy dominującym czynnikiem dekoherencji stały się niestabilności natężenia zadanego pola magnetycznego B_z .

Ponieważ natężenie pól poprzecznych zmienia wypadkową częstotliwość precesji wykreowanej koherentnej superpozycji zgodnie z (51), ich niestabilność również mogłaby prowadzić do opisanych powyżej zaburzeń sygnałów. Jednak pomiary przedstawione w rozdziale 4.5 wykazują stabilność pola poprzecznego lepszą niż 1 mG. Obserwowane czasy zaniku koherencji są więc dużo szybsze, niż gdyby były spowodowane niestabilnością pól poprzecznych. Wpływ zewnętrznych pól zmiennych również można wykluczyć, ponieważ wyłączając mało prawdopodobny przypadek istnienia silnego pola oscylującego jedynie w kierunku \hat{z} , równie silnie wpływałyby one na sygnały swobodnego zaniku polaryzacji atomowej i skutkowały podobnym czasem defazowania. Jediną pozostałą możliwością, której przewidywany wpływ na sygnały jest zgodny z obserwacjami jest niestabilność natężenia zadanego pola magnetycznego B_z , wynikająca z fluktuacji prądu cewek faradayowskich. W celu sprawdzenia tej hipotezy przeprowadzono pomiar z wykorzystaniem stabilnego (akumulatorowego) źródła zasilania. Pozwoliło ono na wydłużenie czasów zaniku sygnałów koherencyjnych obserwowanych w słabym, ciągłym, rezonansowym świetle próbkującym do ok. 300 μs (rys. 68).



Rysunek 68. Sygnał swobodnego zaniku koherencji zeemanowskich dla pola magnetycznego $B_z = 95$ mG obserwowany w świetle rezonansowym $\delta_{\text{probe}} = 0$ (bez strobowania). Czas zaniku wyniósł $\tau = 290 \pm 17 \mu\text{s}$ ($\gamma \approx 2\pi \cdot 3,45$ kHz). Krzywa zarejestrowana po zastosowaniu stabilnego źródła zasilania cewek faradayowskich.



Rysunek 69. Sygnały rotacji związanej z ewolucją koherencji zeemanowskich w polu magnetycznym $B_z = 95$ mG mierzone metodą strobowania. Pomiar przeprowadzony w świetle rezonansowym ($\delta_{\text{probe}} = 0$). Kolejne krzywe przedstawiają dane zbierane dla opóźnienia momentu włączenia światła próbkującego względem impulsu pompującego koherencje stopniowo zwiększanej o $100 \mu\text{s}$. Krzywe czerwone przedstawiają obwiednię maksimum wszystkich sygnałów zanikającą eksponencjalnie z czasem $\tau = 814 \pm 21 \mu\text{s}$.

Po zastosowaniu stabilnego źródła pola B_z ponownie wykorzystano metodę stroboskopia, aby uniezależnić się od dekoherencji powodowanej światłem próbkującym. Pozwoliło to na uzyskanie prawie trzykrotnie dłuższych czasów zaniku superpozycji zeemanowskich (rys. 69). Czerwona obwiednia powstaje z dopasowania krzywej zaniku eksponencjalnego do maksimum rotacji kolejnych sygnałów, rejestrowanych dla zwiększanego stopniowo opóźnienia momentu napompowania ośrodka. Otrzymany czas zaniku $T_2 = 814 \pm 21 \mu\text{s}$ ($\gamma \approx 2\pi \cdot 1,23 \text{ kHz}$) jest wprawdzie wciąż krótszy, niż w przypadku sygnałów ewolucji polaryzacji atomowej ($T_2 = 1,12 \text{ ms}$, $\gamma \approx 2\pi \cdot 0,89 \text{ kHz}$), ale już stosunkowo nieznacznie.

Zestawienie szybkości relaksacji obserwowanych w przeprowadzonych doświadczeniach, przedstawione zostało w tabeli 1. W celu dalszej poprawy parametrów układu konieczne jest zastosowanie lepszego ekranowania oraz opracowanie stabilniejszej metody zasilania zarówno dla cewek kompensujących, jak i faradayowskich. Należy również znaleźć sposób na rozwiązanie problemu generacji prądów wirowych w metalowych elementach pułapki przy jej wyłączeniu. Choć przeprowadzone doświadczenia pokazały, że napotkanych ograniczeń czasów życia koherencji nie da się zlikwidować jedynie przez przeniesienie eksperymentów do optycznej pułapki dipolowej, zaproponowane zmiany będą jednak wprowadzone w nowym układzie (opartym o pułapkę dipolową) ze względu na dostępne tam dłuższe czasy przechowywania i manipulacji atomów.

Tabela 1. Szybkości relaksacji i odpowiadające im czasy związane ze zidentyfikowanymi źródłami zaburzeń.

Źródło relaksacji	Szybkość relaksacji (γ)	Czas relaksacji
Dolna granica na szybkość relaksacji (ograniczona maksymalnym dostępnym czasem obserwacji ⁹)	$2\pi \cdot 125 \text{ Hz}$	8 ms
Relaksacja podłużna polaryzacji atomowej	$2\pi \cdot 150 \text{ Hz}$	6,5 ms
Relaksacja koherencji zeemanowskich wywołanych polem RF	$2\pi \cdot 200 \text{ Hz}$	5 ms
Defazowanie ewolucji w stałym polu magnetycznym (stabilność generowanych pól)	$2\pi \cdot 0,89 \text{ kHz}$	1,12 ms
Defazowanie koherencji w rezonansowym świetle próbki (minimalna zarejestrowana wartość)	$2\pi \cdot 3,45 \text{ kHz}$	0,29 ms
Zakłócenia od zewnętrznych pól magnetycznych przy pasywnej kompensacji bez ekranowania	$2\pi \cdot 4,5 \text{ kHz}$	0,220 ms

⁹ Relaksacja spowodowana ucieczką atomów przez spadek swobodny i ekspansję chmury przybliżona została zanikiem eksponencjalnym.

5. Podsumowanie

W ramach poniższej pracy wykonano szereg czynności, które umożliwiły przeprowadzenie badań dynamiki stanów kwantowych zimnych atomów uwalnianych z pułapki magnetoptycznej oraz obserwacje i pomiar ich głównych właściwości. Szczególną uwagę poświęcono ewolucji koherentnych superpozycji podpoziomów zeemanowskich, ze względu na ich fundamentalny związek z zastosowaniami w dziedzinie przetwarzania informacji kwantowej. Badania prowadzono przy pomocy pomiarów rotacji Faradaya, które okazały się być bardzo wygodną i dokładną metodą diagnostyki stanów superpozycji.

W zakres wykonanych zadań weszło przeprowadzenie symulacji numerycznych, pozwalających przewidzieć obserwowane sygnały dla badanego przejścia nadsubtelnego. Następnie zmodyfikowano dostępny na początku pracy układ eksperymentalny. Zwiększono czułość detektorów oraz rozdzielczość czasową układu akwizycji danych (z możliwością bezwzględnego pomiaru kąta magneto rotacji). Przystosowano system kontroli eksperymentu do prowadzenia pomiarów w układzie pompa/próbka dla różnych polaryzacji światła oraz impulsowej kreacji koherencji (*alignmentu*) i polaryzacji atomów z jednoczesnym automatycznym rejestrowaniem i opracowaniem otrzymywanych danych. Jednym z najważniejszych czynników umożliwiających sukces tej pracy było wykonanie nowego, rozbudowanego układu cewek kompensujących zewnętrzne pola magnetyczne oraz osłonięcie obszaru eksperymentu ekranem magnetycznym. Jego skuteczność i ograniczenia zostały szczegółowo zbadane.

Wszystkie wprowadzone modyfikacje przyczyniły się do znaczącego zwiększenia możliwości precyzyjnej kontroli pól elektromagnetycznych w pułapce MOT. Dzięki temu możliwe stało się przeprowadzanie mało zaburzających pomiarów, które pozwoliły na obserwacje swobodnej ewolucji stanów koherentnych superpozycji podpoziomów zeemanowskich ^{85}Rb . Systematyczna analiza zjawiska dekoherencji tych stanów pozwoliła

na wydłużenie czasów ich życia do około 1 ms. Osiągnięcie takich czasów relaksacji jest wystarczające do wykorzystania istniejącej aparatury do dalszych badań stanów superpozycji. Obserwację i dokonaną charakteryzację stanów superpozycji zimnych atomów autor uważa za główne osiągnięcie tej pracy.

Opracowana została też metodyka prowadzenia eksperymentów dotyczących stanów koherentnych superpozycji poziomów zeemanowskich, polaryzacji oraz zjawisk populacyjnych związanych z mieszaniem stanów atomowych zmiennymi polami magnetycznymi, przez analizę skręcenia płaszczyzny polaryzacji światła w chmurze zimnych atomów. Praca identyfikuje główne trudności, jakie będą musiały być pokonane w przyszłych eksperymentach tego typu. Przedstawione metody mogą być bardzo przydatne do dokładnego charakteryzowania oddziaływania zimnych atomów z bardzo słabymi polami magnetycznymi, na przykład w przygotowaniu doświadczeń z atomami w stanie degeneracji kwantowej [87].

Bibliografia

- [1] T. Pałasz, „Pułapka magnetoptyczna i spektroskopia zimnych atomów rubidu”, Praca doktorska, IF UJ, 1999.
- [2] M. Zawada, „Diagnostyka pułapki magnetoptycznej”, Praca doktorska, IF UJ, 1999.
- [3] M. Brzozowska, „Efekty odrzutu i lokalizacji atomów w pułapce magnetoptycznej”, Praca doktorska, IF UJ, 2005.
- [4] T. M. Brzozowski, „Nonlinear Spectroscopy of Atoms in Magneto-Optical Trap”, Praca doktorska, IF UJ, 2004.
- [5] A. M. Wojciechowski, „Koherencje kwantowe w zimnych atomach”, Praca doktorska, IF UJ, 2011.
- [6] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Jackson Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, A. Weis, „Resonant Nonlinear Magneto-Optical Effects in Atoms”, *Rev. Mod. Phys.*, **74**, p. 1153, 2002.
- [7] W. Gawlik, L. Krzemień, S. Pustelny, D. Sangla, J. Zachorowski, M. Graf, A. O. Sushkov, D. Budker, „Nonlinear Magneto-Optical Rotation with Amplitude-Modulated Light: AMOR”, *J. Appl. Phys.*, **103**, p. 063108, 2008.
- [8] A. M. Wojciechowski, E. Corsini, J. Zachorowski, W. Gawlik, „Nonlinear Faraday Rotation and Superposition-State Detection in Cold Atoms”, *Phys. Rev. A*, **81**, p. 053420, 2010.

- [9] S. Pustelny, M. Koczwara, Ł. Cincio, W. Gawlik, „Tailoring Quantum Superpositions with Linearly Polarized Amplitude-Modulated Light”, *Phys. Rev. A*, **83**, p. 043832, 2011.
- [10] R. Drampyan, S. Pustelny, W. Gawlik, „Electromagnetically Induced Transparency versus Nonlinear Faraday Effect: Coherent Control of Light-Beam Polarization”, *Phys. Rev. A*, **80**, p. 033815, 2009.
- [11] W. T. Hänsch, A. L. Schawlow, „Cooling of Gases by Laser Radiation”, *Opt. Comm.*, **13**, p. 68, 1975.
- [12] W. Philips, H. Metcalf, „Laser Deceleration of an Atomic Beam”, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, p. 596, 1982.
- [13] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, „Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, p. 48, 1985.
- [14] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, „Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, p. 2631, 1987.
- [15] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, „Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapour”, *Science*, **269**, p. 198, 1995.
- [16] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle, „Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms”, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, p. 3969, 1995.
- [17] E. A. Cornell, C. E. Wieman, „Nobel Lecture: Bose-Einstein Condensation in a Dilute Gas, the First 70 Years and Some Recent Experiments”, *Rev. Mod. Phys.*, **74**, p. 875, 2002.

-
- [18] W. Ketterle, „Nobel Lecture: When Atoms Behave As Waves: Bose-Einstein Condensation and the Atom Laser”, *Rev. Mod. Phys.*, **74**, p. 1131, 2002.
- [19] D. J. Harter, R. W. Boyd, „Nearly Degenerate Four-Wave Mixing Enhanced by the AC Stark Effect”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, p. 1126, 1980.
- [20] R. W. Boyd, M. G. Raymer, P. Narum, D. J. Harter, „Four-Wave Parametric Interactions in a Strongly Driven Two-Level System”, *Phys. Rev. A*, **24**, p. 411, 1981.
- [21] D. Sheng, S. Li, N. Dural, M. V. Romalis, „Subfemtotesla Scalar Atomic Magnetometry Using Multipass Cells”, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, p. 160802, 2013.
- [22] P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, P. Dowling, G. J. Milburn, „Linear Optical Quantum Computing with Photonic Qubits”, *Rev. Mod. Phys.*, **79**, p. 135, 2007.
- [23] P. Kok, B. W. Lovett, „Introduction to Optical Quantum Information Processing”, Cambridge University Press, 2010.
- [24] W. H. Wollaston, „A Method of Examining Refractive and Dispersive Powers, by Prismatic Reflection”, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, **92**, p. 365, 1802.
- [25] J. Fraunhofer, „Bestimmung des Brechungs- und des Farben-Zerstreuungs - Vermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre”, *Denkschriften der Königlichen Akademie der Wissenschaften zu München*, **5**, p. 193, 1814-1815.
- [26] G. R. Kirchhoff, „Über die Fraunhofer'schen Linien”, *Monatsbericht der Königlichen Preussische Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, p. 662, 1859.
- [27] M. Faraday, *Philos. Mag.*, **24**, p. 294, 1846.
- [28] W. H. Bragg, „Faraday's Diary”, *Rev. Mod. Phys.*, **3**, p. 449, 1931.

- [29] D. Corbino, O. M. Corbino, *Nuovo Cimento*, **8**, p. 257, 1898.
- [30] D. Macaluso, O. M. Corbino, *Nuovo Cimento*, **9**, p. 384, 1899.
- [31] R. Kronig, „On the Theory of Dispersion OF X-Rays”, *J. Opt. Soc. Am.*, **12**, p. 547, 1926.
- [32] H. A. Kramers, „La diffusion de la Lumiere par les atomes”, *Atti del Congresso Internazionale dei Fisici Zanichelli*, **2**, 1927.
- [33] A. Kastler, „Optical Methods for Studying Hertzian Resonances”, w *Nobel Lectures, Physics 1963–1970*, Amsterdam, Elsevier Publishing Company, p. 349, 1972
- [34] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, „Generation of Optical Harmonics”, *Phys. Rev. Lett.*, **7**, p. 118, 1961.
- [35] W. Gawlik, J. Kowalski, R. Neumann, F. Trager, „Observation of the Electric Hexadecapole Moment of Free Na Atoms in a Forward Scattering Experiment”, *Opt. Commun.*, **12**, p. 400, 1974.
- [36] W. Gawlik, J. Kowalski, R. Neumann, F. Trager, „On the Forward Scattering of Resonance Radiation by Sodium Vapour in a Magnetic Field”, *Phys. Lett. A*, **4**, p. 283, 1974.
- [37] W. Hanle, „Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz”, *Zeitschrift für Physik*, **30**, p. 93, 1924.
- [38] P. A. Franken, „Interference Effects in the Resonance Fluorescence of "Crossed" Excited Atomic States”, *Phys. Rev.*, **121**, p. 508, 1961.
- [39] E. B. Aleksandrov, M. P. Chaika, G. I. Khvostenko, „Interference of Atomic States”, New York: Springer-Verlag, 1993.

-
- [40] A. Weis, J. Wurster, S. I. Kanorsky, „Quantitative Interpretation of the Nonlinear Faraday Effect as a Hanle Effect of a Light-Induced Birefringence”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, p. 716, 1993.
- [41] S. I. Kanorsky, A. Weis, J. Wurster, T. W. Hänsch, „Quantitative Investigation of the Resonant Nonlinear Faraday Effect Under Conditions of Optical Hyperfine Pumping”, *Phys. Rev. A*, **47**, p. 1220, 1993.
- [42] F. Schuda, C. R. Stroud Jr., M. Hercher, „Observation of the Resonant Stark Effect at Optical Frequencies”, *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **7**, p. L198, 1974.
- [43] D. Budker, D. F. Jackson Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, „Nonlinear Magneto-optical Rotation via Alignment-to-Orientation Conversion”, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, p. 2088, 2000.
- [44] X. L. Han, G. W. Schinn, „Magnetic-Field-Induced Alignment-to-Orientation Conversion in Sodium”, *Phys. Rev. A*, **42**, p. 266, 1991.
- [45] R. Bluhm, V. A. Kostelecky, J. A. Porter, „The Evolution and Revival Structure of Localized Quantum Wave Packets”, *Am. J. Phys.*, **64**, p. 944, 1996.
- [46] S. Stenholm, „Foundations of Laser Spectroscopy”, New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984.
- [47] A. Hatakeyama, K. Oe, K. Ota, S. Hara, J. Arai, T. Yabuzaki, „Slow Spin Relaxation of Rb Atoms Confined in Glass Cells Filled with Dense 4He Gas at 1.85 K”, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, p. 1407, 2000.
- [48] M. T. Graf, D. F. Jackson Kimball, S. M. Rochester, K. Kerner, C. Wong, D. Budker, E. B. Alexandrov, M. V. Balabas, V. V. Yashchuk, „Relaxation of Atomic Polarization in Paraffin-Coated cesium vapor cells”, *Phys. Rev. A*, **72**, p. 023401, 2005.

- [49] S. Pustelny, D. F. Jackson Kimball, S. M. Rochester, V. V. Tashchuk, D. Budker, „Influence of Magnetic-Field Inhomogeneity on Nonlinear Magneto-Optical Resonances”, *Phys. Rev. A*, **74**, p. 063106, 2006.
- [50] Y. Takahashi, T. Shimizu, N. Tanaka, K. Honda, K. Toyoda, T. Yabuzaki, „Observation of Spin Echoes of Laser-Cooled Rb Atoms”, *Phys. Rev. A*, **59**, p. 3761, 1999.
- [51] J. Ringot, P. Sztiftgiser, J. C. Garreau, „Subrecoil Raman Spectroscopy of Cold Cesium Atoms”, *Phys. Rev. A*, **65**, p. 013403, 2001.
- [52] T. Isayama, Y. Takahashi, N. Tanaka, K. Toyoda, K. Ishikawa, T. Yabuzaki, „Observation of Larmor Spin Precession of Laser-Cooled Rb Atoms via Paramagnetic Faraday Rotation”, *Phys. Rev. A*, **59**, p. 4836, 1999.
- [53] E. Figueroa, F. Vewinger, J. Appel, A. I. Lvovsky, „Decoherence of Electromagnetically Induced Transparency in Atomic Vapor”, *OPTICS LETTERS*, **31**, p. 2625, 2006.
- [54] Y. Sagi, I. Almog, A. N. Davidson, „Suppression of Collisional Decoherence in Optically Trapped Atomic Ensemble by Bang-Bang Dynamical Decoupling”, w *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*, OSA Technical Digest, 2010.
- [55] F. Blatt, T. Halfmann, T. Peters, „One-Dimensional Ultracold Medium of Extreme Optical Depth”, *Optics Letters*, **39**, p. 446, 2014.
- [56] R. Zhang, S. R. Garner, L. V. Hau, „Creation of Long-Term Coherent Optical Memory via Controlled Nonlinear Interactions in Bose-Einstein Condensates”, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, p. 233602, 2009.
- [57] S. Pustelny, „Nonlinear Magneto-Optical Effects”, Praca doktorska, IF UJ, 2007.
- [58] M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester, „Optically Polarized Atoms”, Oxford: Oxford University Press, 2010.

-
- [59] C. Cohen-Tannoudji, w *Frontiers in Laser Spectroscopy, Les Houches 1975 Session XXVII*, Amsterdam, North-Holland, 1977.
- [60] V. V. Yashchuk, D. Budker, W. Gawlik, D. F. Jackson Kimball, Y. P. Malakyan, S. M. Rochester, „Selective Addressing of High-Rank Atomic Polarization Moments”, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, p. 253001, 2003.
- [61] B. Łobodziński, W. Gawlik, „Multipole Moments and Trap States in Forward Scattering of Resonance Light”, *Phys. Rev. A*, **5**, p. 2238, 1996.
- [62] B. Łobodziński, W. Gawlik, „Role of Trap States in Forward Scattering of Resonance Light”, *Physica Scripta*, **70**, p. 138, 1997.
- [63] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, „Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media”, *Rev. Mod. Phys.*, **77**, p. 633, 2005.
- [64] S. E. Harris, J. E. Field, A. Imamoglu, „Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency”, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, p. 1107, 1990.
- [65] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols, *Nuovo Cimento Soc. Ital. Fis.*, B **36**, p. 5, 1976.
- [66] J. Zachorowski, T. Pałasz, W. Gawlik, „Krakowska pułapka magnetoptyczna”, *Postępy Fizyki*, **49**, p. 338, 1998.
- [67] K. Stanik, „Efekty magneto-ptyczne w zimnych gazach”, Praca licencjacka, Zakład Fotoniki IF UJ, Kraków, 2012.
- [68] J. H. Shirley, „Modulation Transfer Processes in Optical Heterodyne Saturation Spectroscopy”, *Opt. Lett.*, **7**, p. 537, 1982.
- [69] J. Zhang, D. Wei, C. Xie, K. Peng, „Characteristics of Absorption and Dispersion for Rubidium D2 Lines with the Modulation Transfer Spectrum”, *Optics Express*, **11**, p. 1338, 2003.

- [70] McCarron, D. J. McCarron, S. A. King, S. L. Cornish, „Modulation Transfer Spectroscopy in Atomic Rubidium”, *Meas. Sci. Technol.*, **19**, p. 105601, 2008.
- [71] D. J. McCarron, S. A. King, S. L. Cornish, „Modulation Transfer Spectroscopy in Atomic Rubidium”, *Meas. Sci. Technol.*, **19**, p. 105601, 2008.
- [72] W. Gawlik, „Optical Nonlinearity and Atomic Coherences”, w *Modern Nonlinear Optics Part 3, Advances in Chemical Physics Series*, tom LXXXV, M. Evans, S. Kielich, New York, John Wiley & Sons, Inc., p. 737, 1994.
- [73] D. A. Steck, „Rubidium 85 D Line Data”, <http://steck.us/alkalidata>, wersja 2.1.5, 19 września 2012.
- [74] D. Budker, D. F. Jackson Kimball, „Optical Magnetometry”, Cambridge University Press, 2013.
- [75] A. Rauschenbeutel, H. Schadwinkel, V. Gomer, D. Meschede, „Standing Light Fields for Cold Atoms with Intrinsically Stable and Variable Time Phases”, *Optics Communications*, **148**, p. 45, 1998.
- [76] J. Brossel, F. Bitter, „A New "Double Resonance" Method for Investigating Atomic Energy Levels. Application to Hg 3P1”, *Phys. Rev.*, **86**, p. 308, 1952.
- [77] G. W. Series, „Radio-frequency spectroscopy of excited atoms”, *Rep. Prog. Phys.*, **22**, p. 280, 1959.
- [78] M. P. Ledbetter, V. M. Acosta, S. M. Rochester, D. Budker, S. Pustelny, V. V. Yashchuk, „Detection of Radio-Frequency Magnetic Fields Using Nonlinear Magneto-Optical Rotation”, *Phys. Rev. A*, **75**, p. 023405, 2007.
- [79] W. Chałupczak, R. M. Godun, S. Pustelny, W. Gawlik, „Room Temperature Femtotesla Radio-Frequency Atomic Magnetometer”, *Applied Physics Letters*, 100, p. 242401, 2012.

-
- [80] W. Franzen, A. G. Emslie, „Atomic Orientation by Optical Pumping”, *Phys. Rev.*, **108**, p. 1453, 1957.
- [81] W. Franzen, „Spin Relaxation of Optically Aligned Rubidium Vapor”, *Phys. Rev.*, **115**, p. 850, 1959.
- [82] H. G. Dehmelt, „Slow Spin Relaxation of Optically Polarized Sodium Atoms”, *Phys. Rev.*, **105**, p. 1487, 1957.
- [83] N. Behbood, F. Martin Ciurana, G. Colangelo, M. Napolitano, M. W. Mitchell, R. J. Sewell, „Real-Time Vector Field Tracking with a Cold-Atom Magnetometer”, *Appl. Phys. Lett.*, **102**, p. 173504, 2013.
- [84] K. Bergmann, H. Theuer, B. W. Shore, „Coherent Population Transfer Among Quantum States of Atoms and Molecules”, *Rev. Mod. Phys.*, **70**, p. 1003, 1998.
- [85] B. T. Torosov i V. N. Vitanov, „Composite stimulated Raman adiabatic passage”, *Phys. Rev. A*, **87**, p. 043418, 2013.
- [86] G. P. Djotyan, N. Sandor, J. S. Bakos, Z. Sorlei, W. Gawlik, A. Wojciechowski, J. Zachorowski, S. Pustelny, G. Y. Kryuchkyan, „Creation and Measurement of Coherent Superposition States in Multilevel Atoms”, *Proc. of SPIE*, **7998**, p. 79981A1, 2010.
- [87] M. Witkowski, R. Gartman, B. Nagórny, M. Piotrowski, M. Płodzień, K. Sacha, J. Szczepkowski, J. Zachorowski, M. Zawada, W. Gawlik, „Matter-Wave Interference Versus Spontaneous Pattern Formation in Spinor Bose-Einstein Condensates”, *Phys. Rev. A*, **88**, p. 025602, 2013.