

Uniwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Instytut Fizyki

Artur Stabrawa

Rozprawa doktorska

Nieliniowe zjawiska optyczne w ultra-zimnych atomach rubidu

Opiekun pracy:
prof. dr hab. Jerzy Zachorowski
Instytut Fizyki

Kraków, 2015

Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Jagielloński

OŚWIADCZENIE

Ja niżej podpisany Artur Stabrawa (nr indeksu: 1001352) doktorant Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. "Nieliniowe zjawiska optyczne w ultra-zimnych atomach rubidu" jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem prof. dr. hab. Jerzego Zachorowskiego. 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

.....

podpis doktoranta

Serdecznie dziękuję mojemu promotorowi, prof. dr. hab. Jerzemu Zachorowskiemu, za nieocenioną pomoc w przygotowaniu tej pracy i olbrzymie pokłady wyrozumiałości, jak i również prof. dr. hab. Wojciechowi Gawlikowi za ciągłą opiekę nad procesem mojej edukacji oraz olbrzymie ilości przydatnych wskazówek.

Dziękuję również dr. Adamowi Wojciechowskiemu za miesiące spędzone w laboratorium i tony dobrych porad, bez których zbudowanie działającego układu byłoby niemożliwe.

Podziękowania kieruję również do moich kolegów: Marcina Piotrowskiego, Tomasza Pięty, Krystiana Sycza, Mariusza Mrózka i Daniela Rudnickiego, którzy dzielili ze mną dołę i niedolę, sprzęt i wiedzę. Dzięki Wam ten czas studiów był całkiem znośny.

Spis treści

1	Wstęp	3
2	Chłodzenie i pułapkowanie atomów siłami optycznymi	7
2.1	Pułapki magneto-optyczne	7
2.1.1	Chłodzenie atomów w MOT	8
2.1.2	Chłodzenie Syzyfa i melasa optyczna	9
2.2	Pułapki dipolowe	10
2.2.1	Atom rzeczywisty	12
2.2.2	Chłodzenie przez odparowanie	12
2.2.3	Runaway Evaporation Cooling	14
2.2.4	Kontrola kształtu potencjału	14
2.2.5	Sieci optyczne	16
2.3	Obrazowanie zimnych atomów	17
2.3.1	Obrazowanie fluorescencyjne	17
2.3.2	Obrazowanie absorpcyjne	19
3	Nieliniowe zjawiska optyczne i kondensat Bosego-Einsteina	21
3.1	Macierz gęstości	21
3.2	Elektromagnetycznie indukowana przezroczystość	23
3.3	Nieliniowy efekt Faradaya	25
3.4	Kondensat Bosego-Einsteina	26
3.5	Opis teoretyczny oddziałujących cząstek w BEC	29
3.6	Wpływ oddziaływań międzyatomowych na optyczne zjawiska nieliniowe	30
4	Układ doświadczalny	35
4.1	Układ próżniowy	35
4.2	Pola magnetyczne	39
4.2.1	Modernizacja układu - ekran magnetyczny	41
4.3	Lasery	45
4.3.1	Lasery pułapki MOT	47
4.3.2	Przebudowa układu pułapki MOT	55
4.3.3	Lasery pułapki dipolowej	57
4.4	Układ obrazowania	69

4.5	Sterowanie eksperymentem	73
4.5.1	Sekwencje czasowe	73
5	Wyniki badań	79
5.1	Atomy w temperaturze pokojowej	79
5.1.1	Układ pomiarowy do badania EIT	80
5.1.2	Linia D_1 rubidu - układ typu Λ	82
5.1.3	Linia D_1 oraz D_2 rubidu - układ typu V	85
5.1.4	Linia D_2 rubidu - kaskada	88
5.1.5	Linia D_2 rubidu - kaskada - w polu magnetycznym	92
5.2	Atomy w pułapce MOT	94
5.2.1	Pomiary spektroskopowe w pułapce MOT	94
5.2.2	Pomiary EIT w pułapce MOT	97
5.2.3	Diagnostyka i dalsze chłodzenie atomów w pułapce MOT	107
5.3	Atomy w pułapce ODT	109
5.3.1	Pomiary liczby i temperatury atomów	111
5.3.2	Pomiary spektroskopowe w pułapce dipolowej	112
6	Podsumowanie i dalsze plany	127
A	Elementy programu sterującego eksperymentem i zdjęcia układu	129
B	Schematy wybranych poziomów energetycznych rubidu	135

Spis rysunków

2.1	Zasada działania pułapki magneto-optycznej MOT	9
2.2	Potencjał pułapki dipolowej typu runaway	15
2.3	Sieci optyczne	16
3.1	Schematyczny układ poziomów energetycznych typu Λ	22
4.1	Schemat układu próżniowego	36
4.2	Symulacja funkcjonowania rurki pompowania różnicowego	37
4.3	Pomiar czasu życia atomów w pierwotnej pułapce MOT	39
4.4	Pomiar czasu życia atomów w pułapce MOT po dodaniu pompy NEG . .	40
4.5	Pomiar czasu życia atomów w pułapce MOT drugiej generacji	41
4.6	Zdjęcie układu ekranu magnetycznego	42
4.7	Schemat rozmieszczenia cewek kompensacyjnych w ekranie magnetycznym	43
4.8	Projekt cewek MOT oraz kompensacyjnych dla ekranu magnetycznego . .	44
4.9	Pomiar czasu życia atomów w ostatecznej pułapce MOT z ekranem ma- gnetycznym	46
4.10	Schemat łącznika - dzielnika światłowodowego produkcji Evanescent Optics	47
4.11	Schemat toru optycznego lasera Toptica	48
4.12	Spektroskopia rubidu wraz z sygnałem stabilizacji metodą transferu mo- dulacji	50
4.13	Zakresy przestrajalności wiązek laserowych względem rezonansu atomowego	52
4.14	Spektroskopia nasyceniowa rubidu z zaznaczonym punktem stabilizacji lasera repompującego	52
4.15	Tor optyczny lasera repompującego	53
4.16	Schemat toru optycznego pułapki 2D-MOT	54
4.17	Zdjęcie poglądowe toru optycznego pułapki 2D-MOT	55
4.18	Schemat toru optycznego pułapki 3D-MOT	56
4.19	Schematyczne porównanie geometrii pułapek typu „dimple” i MACRO- FORT	58
4.20	Schemat toru wiązek dipolowych	58
4.21	Kalibracja mocy lasera 1083 nm	60
4.22	Zestawienie pomiarów rezonansu parametrycznego lasera 1083 nm	61
4.23	Fit zależności podwojonej częstości oscylacji radialnych pułapki 1083 nm od mocy	62

4.24	Fit zależności podwojonej częstości oscylacji aksjalnych pułapki 1083 nm od mocy	62
4.25	Pomiar częstości radialnych pułapki 1070	63
4.26	Częstości aksjalne oraz radialne pułapki 1070 nm	64
4.27	Kalibracja mocy lasera 1070 nm	64
4.28	Czas życia atomów w pułapce dipolowej 1083 nm	65
4.29	Czas życia atomów w pułapce dipolowej 1070 nm	66
4.30	Czas życia atomów w pułapce skrzyżowanej 1083 nm + 1070 nm	66
4.31	Schemat toru optycznego nowej pułapki dipolowej	68
4.32	Czas życia atomów w nowej pułapce dipolowej bez aktywnej stabilizacji mocy	69
4.33	Zdolność rozdzielcza obiektywu w płaszczyźnie obrazu	70
4.34	Schemat obiektywu do obrazowania ultra-zimnych atomów	71
4.35	Zdjęcie podziałki mikroskopowej wykonane skonstruowanym obiektywem	72
4.36	Czasy włączania i wyłączania AOM	74
4.37	Czasy włączania i wyłączania przysłon	75
4.38	Czasy włączania i wyłączania pól magnetycznych MOT	76
4.39	Czas włączania i wyłączania pola kierującego do obrazowania absorpcyjnego	76
4.40	Czas włączania i wyłączania ODT 1083 nm	77
4.41	Czas włączania i wyłączania ODT 1070 nm	78
5.1	Wielofunkcyjny układ laserowy do spektroskopii atomowej	80
5.2	Układ poziomów ^{85}Rb wykorzystany w pomiarach EIT typu Λ	82
5.3	Widmo spektroskopii EIT typu Λ z sygnałem dudnień wiązek laserowych	83
5.4	EIT typu Λ w polu magnetycznym o różnym natężeniu indukcji. Czerwona krzywa to referencyjne widmo nasyczonej absorpcji.	84
5.5	Przesunięcia składowych widma EIT w polu magnetycznym - teoria i eksperyment	85
5.6	Układ poziomów ^{85}Rb wykorzystany w pomiarach EIT typu V	86
5.7	Porównanie spektroskopii EIT dla wiązek współbieżnych i przeciwbieżnych	86
5.8	Widma spektroskopii EIT dla układu poziomów typu V w ^{85}Rb	87
5.9	Widmo spektroskopii EIT dla układu poziomów typu V w ^{87}Rb	88
5.10	Układ poziomów ^{85}Rb wykorzystany w pomiarach EIT typu kaskadowego	89
5.11	Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym dla różnych mocy lasera próbkującego	90
5.12	Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym z przestrajaniem lasera sprzęgającego	91
5.13	Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym z poziomem $5D_{3/2}$ w polu magnetycznym	93
5.14	Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym z poziomem $5D_{5/2}$ w polu magnetycznym	94
5.15	Widmo transmisyjne atomów w działającej pułapce MOT	95
5.16	Spektroskopia linii D_1 atomów ^{87}Rb w działającej pułapce MOT	96

5.17	Spektroskopia absorpcyjna atomów ^{85}Rb w pułapce MOT	97
5.18	Spektroskopia absorpcyjna atomów ^{87}Rb w pułapce MOT	98
5.19	Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{85}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przej- ście chłodzące	100
5.20	Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{85}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przej- ście repompujące	100
5.21	Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{87}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przej- ście chłodzące	101
5.22	Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{87}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przej- ście repompujące	101
5.23	Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{85}Rb do stanu $5D_{5/2}$, przej- ście chłodzące	102
5.24	Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{87}Rb do stanu $5D_{5/2}$, przej- ście chłodzące	102
5.25	Widmo spektroskopii EIT w pułapce MOT ^{85}Rb dla różnych natężeń wiązki sprzęgającej	103
5.26	Spektroskopia EIT w pułapce MOT ^{87}Rb dla różnych natężeń wiązki sprzęgającej	104
5.27	Transfer populacji w MOT wiązką sprzęgającą 776 nm	106
5.28	Sekwencja zdjęć fluorescencyjnych chmury MOT	107
5.29	Ekspansja chmury MOT	108
5.30	Ekspansja chmury atomów w końcowej fazie chłodzenia w melasie	109
5.31	Przekrycie geometryczne pułapki ODT z melasą optyczną	110
5.32	Geometria układu optycznego do obrazowania absorpcyjnego	111
5.33	Porównanie zdjęć absorpcyjnych i fluorescencyjnych chmury ODT	113
5.34	Zdjęcia chmury atomów w potencjale skrzyżowanej pułapki ODT	113
5.35	Spektroskopia atomów w pułapce dipolowej pojedynczą wiązką próbkującą	115
5.36	Spektroskopia pułapki dipolowej pojedynczą wiązką próbkującą - zbliżenie	116
5.37	Spektroskopia pułapki dipolowej - próbka + repump	116
5.38	Spektroskopia dyspersyjna pułapki ODT dla różnych mocy wiązki dipolowej	117
5.39	Spektroskopia pułapki ODT w funkcji mocy wiązki dipolowej	118
5.40	Pomiary promienia przewężenia nowej pułapki dipolowej	119
5.41	Zależność przesunięcia poziomów energetycznych atomu od mocy lasera ODT	119
5.42	Schemat kroków czasowych eksperymentu w pułapce ODT	122
5.43	Spektroskopia EIT w działającej pułapce dipolowej	123
5.44	Spektroskopia EIT w pułapce dipolowej wraz z sygnałem referencyjnym .	123
5.45	Spektroskopia atomów częściowo spulapkowanych w ODT	124
5.46	Spektroskopia EIT atomów uwolnionych z ODT	125
A.1	Zdjęcie komory eksperymentalnej z ekranem magnetycznym i układem 2D	130
A.2	Zdjęcie stołu optycznego z torem wiązki lasera Toptica TApró	131
A.3	Zdjęcie układu laserów próbkujących dla pomiarów EIT i NFE	132

A.4	Zdjęcie toru optycznego pułapki dipolowej jednowiązkowej	133
A.5	Zrzut ekranu z panelu sterującego programu Cicero - programowanie prze- biegu	134
A.6	Zrzut ekranu z panelu sterującego programu Cicero - sygnały analogowe .	134
B.1	Schemat wybranych poziomów energetycznych rubidu 85	135
B.2	Schemat wybranych poziomów energetycznych rubidu 87	136

Spis tabel

4.1	Wykaz AOM używanych w eksperymencie oraz zakres ich przestrajalności	51
4.2	Parametry rzeczywistego obiektywu do obrazowania ultra-zimnych atomów	71

Streszczenie

Niniejsza rozprawa opisuje prace nad wytworzeniem unikatowej aparatury naukowej pozwalającej na studiowanie oraz eksperymentalną weryfikację wybranych nieliniowych zjawisk optycznych i magneto optycznych w ultra-zimnych rozrzedzonych gazach atomowych, a w przyszłości na wydajną kreację spinorowego kondensatu Bosego-Einsteina w optycznej pułapce dipolowej typu MACRO-FORT. Zawiera opis projektowania, wykonania oraz diagnostykę skonstruowanego układu, skupiając się na analizie przydatności aparatury do badania zjawiska elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości (EIT) od reżimu temperatury pokojowej, przez zimne atomy w pułapce magneto-optycznej (MOT) oraz optycznej pułapce dipolowej (ODT) aż do temperatur zbliżonych do granicy kondensacji Bosego-Einsteina. Praca wskazuje również dalszy kierunek rozwoju prowadzonych badań pod kątem możliwości skonstruowanej aparatury badawczej oraz uzyskanych do tej pory rezultatów.

Summary

This thesis summarizes construction of novel scientific equipment for experimental investigation of chosen nonlinear optic and magneto-optic effects in ultra-cold diluted atomic vapour as well as in the nearest future for efficient creation of spinor Bose-Einstein Condensates (BEC) in a MACRO-FORT type optical dipole trap. The thesis describes the entire process of set-up preparation, from design to validation, mainly focusing on application in experiments for Electromagnetically Induced Transparency (EIT) in atomic vapours from room temperature, through cold atomic samples in magneto-optical trap (MOT) and Optical Dipole Trap (ODT) to temperature range close to Bose-Einstein Condensation. This work also indicates possible future advancements taking into account set-up limits and obtained results.

Rozdział 1

Wstęp

Fizyka atomowa we współczesnym rozumieniu pojawiła się w XVIII wieku (choć wtedy jeszcze nie znano pojęcia atomu, a jedynie pojęcie pierwiastka chemicznego), najpierw uznając atomy jako składniki materii, a następnie badając ich właściwości. Począwszy od XIX wieku głównym i niewątpliwie najważniejszym narzędziem badania świata atomowego było światło. Wiązało się to z faktem, iż wtedy właśnie Joseph von Fraunhofer wynalazł spektroskop i wykorzystał go do opisanie linii spektralnych emitowanych przez różne dostępne wtedy źródła światła. Jego badania doprowadziły w końcu do powstania modelu atomu Bohra oraz mechaniki kwantowej. Od tej pory rozwój fizyki atomowej nieustannie przyspieszał. Kiedy w 1960 roku Theodore Maiman uruchomił pierwszy laser, fizyka eksperymentalna wykorzystująca dwie podstawowe właściwości światła laserowego - jego spójność oraz kontrolowany zakres spektralny emisji - osiągnęła niezrównane narzędzie badania właściwości kwantowych materii na poziomie dorównującym, a czasem nawet wyprzedzającym teoretyczne rozważania.

Do tej pory lasery są najpotężniejszymi i najważniejszymi narzędziami fizyki atomowej. Wraz z zapotrzebowaniem na coraz bardziej wyrafinowane metody eksperymentalne oraz przemysłowe następuje ich ciągły rozwój. Aktualnie dostępne komercyjnie lasery emitują promieniowanie w dowolnym zakresie spektralnym od bliskiego ultrafioletu do odległej podczerwieni, a zakres generowanej mocy zawiera się w przedziale od pojedynczych mikrowatów do kilku kilowatów pracy ciągłej, lub aż 1.3 petawata mocy w maksimum dla laserów impulsowych.

Oprócz zastosowań naukowych, lasery towarzyszą nam w życiu codziennym na każdym kroku, jako czytniki CD, skanery kodów kreskowych, lasery przemysłowe do cięcia i spawania, w medycynie, w przemyśle wojskowym, w budownictwie i wielu innych dziedzinach życia.

W naukach fizycznych lasery nadal pozostają niezastąpionym narzędziem nie tylko spektroskopowym, ale również pozwalającym wpływać na badaną materię poprzez zjawiska na przykład takie jak fotoasocjacja [1], stymulowanie reakcji chemicznych [2], podgrzewanie, czy chłodzenie materii.

Wszystkie te metody pozwalają na uzyskanie nowych związków chemicznych lub nowych faz, które są charakteryzowane przez nowe właściwości fizyko-chemiczne. Jednym

z przykładów jest kondensat Bosego-Einsteina (BEC), który można uzyskać chłodząc materię bozonową uwięzioną w ograniczonym miejscu w przestrzeni do poziomu temperatury krytycznej. Część cząstek przechodzi wtedy do tego samego, podstawowego stanu pędowego, czyli następuje ich kondensacja w przestrzeni pędów - w pojedynczym punkcie tej przestrzeni znajduje się makroskopowa liczba cząstek, które w przybliżeniu zachowują się jak jeden obiekt kwantowy. Pozwala to na obserwację kolektywnych oddziaływań atomowych, oraz badanie zjawisk koherencji kwantowej o stosunkowo długim czasie życia w porównaniu do ciepłych atomów.

Zbliżenie się do granicy kondensacji Bosego-Einsteina na tyle zmienia właściwości oddziaływań międzyatomowych, że pozwala na studiowanie nowej i często nieoczekiwanej fizyki, niedostępnej dla gorącej materii. Fakt ten powoduje, że BEC jest nie tylko bardzo interesującym obiektem badań, ale również wciąż rozwijanym narzędziem do modelowania, odkrywania i analizowania właściwości kwantowych materii.

Dwa z najważniejszych aspektów ultra-zimnej materii to brak poszerzenia dopplerowskiego linii spektralnych i długi czas życia koherencji kwantowych wytworzonych w ośrodku. Wynika to z prawie całkowitego braku jakichkolwiek oddziaływań destruktywnych, zwiększenia kontroli nad stanem kwantowym atomów, czy molekuł, a po przekroczeniu granicy kondensacji - kolektywnego oddziaływania cząstek z otoczeniem już nie jako zbiór współoddziałujących, choć nadal samodzielnych elementów, ale jak pojedynczy obiekt kwantowy.

Niektóre z wymienionych wyżej efektów można czasami uzyskać poprzez zastosowanie innych metod eksperymentalnych, przy czym są one szczególnie istotne dla metrologii oraz informacji kwantowej [3] wykorzystując bardzo wąskie rezonanse optyczne w celu precyzyjnego mierzenia na przykład czasu [4; 5], czy pól magnetycznych [6; 7] oraz badania kwantowych właściwości światła.

Pierwszy kondensat został stworzony w 1995 roku przez Erica Cornella i Carla Wiemana z JILA (Boulder w Colorado, USA). Wykorzystywał on atomy ^{87}Rb . Prawie równocześnie kondensat uzyskała inna grupa prowadzona przez Wolfganga Ketterle z MIT (USA). Materia skondensowana stała się natychmiast obiektem intensywnych badań, które w sposób ciągły zyskują na znaczeniu, o czym świadczy przyznana w 2001 roku wspomnianym naukowcom nagroda Nobla oraz gwałtowny wzrost liczby grup badawczych zajmujących się tematyką kondensacji innych pierwiastków, takich jak lit, sód, potas, cez, chrom, stront, iterb, lub molekuł Cs_2 czy K_2 . Pierwszą grupą, której udało się uzyskać BEC w Polsce była grupa w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (KL FAMO) w Toruniu (2007 rok), w której skład wchodził w głównej mierze pracownicy Zakładu Fotoniki Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, w którym przygotowywana jest niniejsza praca. Od tamtej pory KL FAMO było jedynym laboratorium w kraju, które posiadało aparaturę pozwalającą na wytworzenie kondensatu.

W ramach tej pracy doktorskiej został skonstruowany układ eksperymentalny umożliwiający prowadzenie badań nieliniowych zjawisk optycznych oraz magneto-optycznych w pobliżu temperatury kondensacji Bosego-Einsteina atomów ^{87}Rb . Układ ten umożliwił uzyskanie kondensatu metodami czysto optycznymi [8], co stanowi ulepszenie względem

dotychczasowej aparatury znajdującej się w KL FAMO, ponieważ pozwoli na wytwarzanie i badanie tzw. kondensatu spinorowego [9], w którego skład wchodzi atomy znajdujące się we wszystkich podpoziomach magnetycznych elektronowego stanu podstawowego badanego pierwiastka. Aktualna aparatura w KL FAMO stosuje technikę odparowania atomów w pułapce magnetycznej, co pozwala na uzyskanie i pułapkowanie kondensatu jedynie w jednym, wybranym stanie magnetycznym.

Skonstruowany przez nas układ eksperymentalny bazuje na doświadczeniu poprzednich grup badawczych i stanowi rozwinięcie oraz ulepszenie konstrukcji pułapek dipolowych funkcjonujących do tej pory w Zakładzie Fotoniki UJ [10]. Łączy w sobie zarówno modernizację układów optycznych, próżniowych, jak i nieosiągalną do tej pory w eksperymentach zimno-atomowych w naszym zakładzie kontrolę nad polami magnetycznymi.

Projekt i konstrukcja układu eksperymentalnego koncentrowały się głównie na możliwości prowadzenia badań elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości (EIT) [11] oraz nieliniowego efektu Faradaya (NFE) [12; 13], co było kontynuacją badań prowadzonych uprzednio w Zakładzie Fotoniki UJ. Układ badawczy konstruowany był od podstaw przez dwóch doktorantów, z których jeden (Marcin Piotrowski) koncentrował się na ulepszeniu stosowanych do tej pory metod badania NFE, natomiast autor niniejszej rozprawy w centrum zainteresowania postawił zjawisko EIT. W efekcie całość wykonanej wspólnie pracy została podzielona na dwie osobne prace doktorskie, które odnoszą się do siebie wzajemnie, wyszczególniając wkład poszczególnych autorów w rozwój eksperymentu. Niektóre ze stosowanych rozwiązań eksperymentalnych, mimo że czasem nie były optymalne dla prowadzonych badań, wynikały z konieczności takiej konstrukcji eksperymentu, która pozwoli na równoczesne prowadzenie badań w dwóch wymienionych kierunkach.

Następne rozdziały tej pracy zawierają zarówno zwięzły opis teoretyczny obserwowanych zjawisk, jak i pełną diagnostykę układu eksperymentalnego oraz analizę otrzymanych wyników badań. Rozdział drugi zajmuje się opisem metod chłodzenia laserowego par atomowych do reżimu ultra-niskich temperatur i kondensacji Bosego-Einsteina (BEC) oraz metodami ich detekcji (obrazowanie fluorescencyjne i absorpcyjne). Rozdział trzeci porusza wybrane zagadnienia związane z elektromagnetycznie indukowaną przezroczystością, oraz opisem teoretycznym cząstek w stanie kondensatu. Ponadto łączy on oba te zjawiska stawiając pytanie o wpływ kondensacji na zjawisko EIT. Rozdział czwarty opisuje skonstruowaną aparaturę badawczą i analizuje jej parametry wskazując na jej wielozadaniowość i nowatorskie podejścia do problematyki zagadnień eksperymentalnych. Rozdział piąty prezentuje wykonane w układzie pomiary spektroskopowe zjawiska EIT przechodząc od badań w gorących atomach (w temperaturze pokojowej) przez zimne atomy w pułapce magnetooptrycznej (MOT), aż do ultra zimnych atomów w optycznej pułapce dipolowej (ODT).

Rozdział 2

Chłodzenie i pułapkowanie atomów siłami optycznymi

Jak to zostało zaznaczone we wstępie, do chłodzenia atomów stosujemy metody optyczne (pułapkę magneto-optyczną - MOT oraz optyczną pułapkę dipolową - ODT), tak więc niniejszy rozdział zostanie w całości poświęcony technikom chłodzenia atomów za pomocą światła na różnych etapach dochodzenia od temperatury pokojowej do temperatury krytycznej i kondensacji.

2.1 Pułapki magneto-optyczne

W celu schłodzenia neutralnych elektrycznie atomów konieczne jest takie manipulowanie materią, aby w pewnym miejscu w przestrzeni następowała dyssypacja energii do otoczenia. Najczęściej jest to uzyskiwane poprzez wykreowanie w przestrzeni rozkładu sił działających na cząstki w taki sposób, aby było możliwe wylapanie tych cząstek z otoczenia i zlokalizowanie ich w wybranym obszarze poprzez stworzenie wystarczająco głębokiej studni potencjału. Rozwiązanie takie musi zapewnić nie tylko lokalizację w minimum potencjału, ale również wydajną dyssypację energii do otoczenia, która pozwoli atomom w trakcie przebywania w obszarze pułapki obniżyć swoją energię kinetyczną na tyle, aby bariera potencjału była dla nich nie do przebycia. Taką właśnie funkcję pełni pułapka magneto-optyczna (MOT) [14]. Stanowi ona połączenie efektu wielokrotnego nieelastycznego rozpraszania fotonów na pułapkowanych atomach (chłodzenie) oraz zadanego gradientu pola magnetycznego pozwalającego na zmienne w przestrzeni kształtowanie zeemanowskich przesunień poziomów magnetycznych, co z kolei daje przestrzenny rozkład sił optycznych (lokalizacja). Tematyka pułapek magneto-optycznych jest bardzo szeroko stosowana i dokładnie opisana w wielu pracach, autor więc pozwala sobie na zastosowanie skrótowego opisu ich działania, a po dokładne wzory i ich wyprowadzenia odsyła do cytowanych prac.

Przeprowadzone w tym rozdziale rozumowanie jest ogólne, jednak w celu zaprezentowania pewnych rzeczywistych wielkości fizycznych podane tu zostaną przykładowe wartości niektórych parametrów dla atomów rubidu.

2.1.1 Chłodzenie atomów w MOT

Dla uproszczenia założmy, że mamy do czynienia z atomem dwupoziomowym, co jest uzasadnionym uproszczeniem na początkowym etapie rozważań. Założmy również, że atom jest oświetlony wiązką laserową o szerokości spektralnej rzędu szerokości naturalnej przejścia energetycznego pomiędzy stanami atomu. Dodatkowo przyjmijmy, że wiązka laserowa propaguje się w kierunku ruchu atomu.

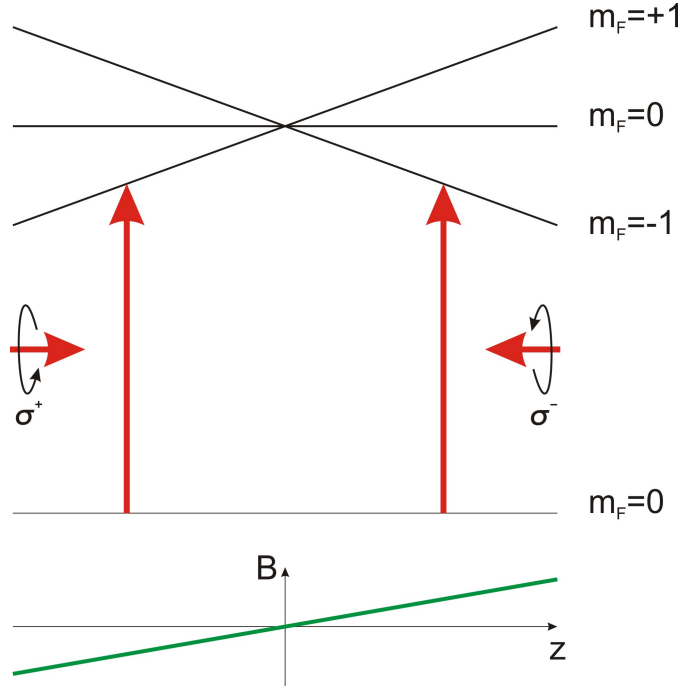
Wiadomo, że fotony jako nośniki oddziaływań elektromagnetycznych niosą ze sobą pęd równy $\hbar k$, gdzie $\hbar$ to zredukowana stała Plancka, natomiast k to wektor falowy fotonu. Atom absorbujący fotony nadchodzące z jednego kierunku przejmując ich pęd, a następnie reemitując je w sposób izotropowy w pełny kąt bryłowy efektywnie (uśredniając po wielu aktach absorpcji i reemisji) wytraca składową prędkość przeciwną do pędu fotonów.

Atom poruszający się z niezerową prędkością w kierunku $\hat{z}$ doświadcza przesunięcia dopplerowskiego częstości światła względem częstości dla atomów w spoczynku. Szerokość naturalna Γ przejścia ze stanu podstawowego na pierwszy wzbudzony dla atomów ^{87}Rb na linii D_2 wynosi $2\pi \times 6.1$ MHz [15]. Wystarczy więc odstroić światło laserowe o kilkanaście MHz od rezonansu, żeby znacznie zmniejszyć jego oddziaływanie z atomami w spoczynku. Jeśli odstrojenie to będzie ku czerwieni, dla atomów poruszających się przeciwnie do strumienia fotonów efekt Dopplera skompensuje tę różnicę zwiększając prawdopodobieństwo absorpcji, natomiast atomy poruszające się w przeciwnym kierunku będą oddziaływać ze światłem jeszcze słabiej, niż te w spoczynku. Pozwoli to na wyselekcjonowanie pewnej klasy prędkości atomów, które będą oddziaływały z fotonami. Dla przypadku jednowymiarowego stosując dwie przeciwbieżne wiązki o dobrze dobranych odstrojeniach zapewniamy, że pewien zakres prędkości wokół $v = 0$ będzie efektywnie spowalniany w całej objętości pułapki. Odczuwana siła będzie zależna od prędkości atomów. Dla trójwymiarowej pułapki MOT najczęstszą geometrią jest zastosowanie sześciu wiązek, po parze dla każdego z ortogonalnych kierunków [16–18].

W celu lokalizacji centrum pułapki i spychania zimniejszych atomów do środka, musimy zastosować dodatkowy element, jakim jest kwadrupolowe pole magnetyczne. Konieczne jest uwzględnienie struktury nadsubtelnej poziomów energetycznych. Zasadę działania MOT najłatwiej wyjaśnić na podstawie rysunku 2.1.

Niewielkie pole magnetyczne w wybranym kierunku z powoduje rozsunięcie podpoziomów zeemanowskich struktury nadsubtelnej atomu. Jeśli pole magnetyczne posiada stały gradient, rozsunięcie to zmienia się w sposób ciągły wraz z położeniem na osi z . Jeśli przeciwbieżne wiązki światła będą spolaryzowane kołowo i będą posiadały przeciwną skrętność (tj. σ^+ oraz σ^-), zgodnie z zasadą zachowania momentu pędu, atomy będą mogły zostać wzbudzone tylko do stanów o odpowiedniej liczbie kwantowej m_F , a częstość rezonansowa takiego przejścia będzie zależna od położenia atomu względem zera natężenia pola magnetycznego. Dla wiązek odstrojonych ku czerwieni powstanie wypadkowa siła zależna od położenia z , spychająca atomy do obszaru w pobliżu $z = 0$, gdzie lokalna wartość natężenia indukcji pola magnetycznego dąży do zera.

Należy tu zaznaczyć, że rozpraszanie fotonów w skali pojedynczych aktów reemisji nadaje atomom chwilowy pęd w losowym kierunku. Energia uzyskana przez atom w



Rysunek 2.1: Zasada działania pułapki magneto-optycznej MOT

pojedynczym akcie emisji fotonu nazywa się energią odrzutu E_{recoil} . Dla bardzo zimnych atomów energię najczęściej wyraża się w wygodnej formie temperatury T związanej z energią E poprzez stałą Boltzmanna k_B : $E = k_B T$. Możemy więc powiedzieć, że energia odrzutu dla atomów ^{87}Rb wynosi 362 nK. Zjawisko wielokrotnego rozpraszania prowadzi do przypadkowego błędzenia atomów w przestrzeni pędu podobnego do termicznych ruchów Browna.

Oznacza to, że temperatura atomów jest ograniczona od dołu przez tak zwaną granicę dopplerowską $T_{Doppler}$ [19] zależną od szerokości spektralnej Γ przejścia atomowego, na którym odbywa się chłodzenie:

$$T_{Doppler} = \frac{h\Gamma}{2k_B}. \quad (2.1)$$

Dla atomów ^{87}Rb na linii D_2 granica dopplerowska wynosi 146 μK . Warto zauważyć, że granica ta nie zależy od energii fotonu, a jedynie od częstotliwości rozpraszania fotonów. Zastosowanie światła posiadającego dwie ortogonalne polaryzacje (liniowe, lub kołowe σ^+ oraz σ^-) może dać dodatkowy efekt w postaci tzw. chłodzenia Syzyfa, pozwalającego obniżyć temperaturę atomów poniżej tego granicy.

2.1.2 Chłodzenie Syzyfa i melasa optyczna

Chłodzenie Syzyfa opisane w [20] jest jedną z technik pozwalających na obniżenie temperatury atomów poniżej granicy dopplerowskiej. Ma ona zastosowanie tylko dla

atomów, które posiadają strukturę nadsubtelną poziomu podstawowego. Przeciwbieżne wiązki o ortogonalnej polaryzacji oraz odstrojone od rezonansu atomowego wytwarzają w obszarze przekrycia falę stojącą o stałej w czasie, lecz zmiennej w przestrzeni polaryzacji, zmieniającej się od kołowej, poprzez eliptyczną, liniową, przeciwną eliptyczną aż do kołowej ortogonalnej itd. Załóżmy, że w takim obszarze porusza się atom z dwoma podpoziomami poziomu podstawowego i że oba te poziomy absorbują fotony z przeciwną polaryzacją. Ze względu na niezerowe odstrojenie atom taki będzie doznawał dynamicznego efektu Starka, więc poziomy atomu przemieszczającego się w polu o zmiennej polaryzacji zmieniają swoje energie zależnie od tego, z jaką polaryzacją światła atom będzie aktualnie oddziaływał. Powoduje to powstanie na drodze atomu potencjału z okresowo występującymi „górkami i dolinami”, przy czym dla obu podpoziomów energetycznych „górki” i „doliny” są w przeciwnej fazie. Wspinanie się na zbocze potencjału powoduje zamianę energii kinetycznej atomu na energię potencjalną. Każdy fakt absorpcji (występujący z większym prawdopodobieństwem u szczytu góry potencjału) z reemisją (przerzucający atomy do innego podstawowego podpoziomu energetycznego) skutkuje przejściem atomu ze stanu o wyższej energii potencjalnej, do niższej, czyli efektywnie energia atomu zostaje rozpraszana do otoczenia. W ten sposób w idealnym przypadku moglibyśmy schłodzić atomy do temperatury równej kilku energiom odrzutu E_{recoil} .

Chłodzenie Syzyfa nie wymaga zastosowania zewnętrznego pola magnetycznego. Siła działająca na atomy nie jest zlokalizowana w przestrzeni i dlatego nie są one już pułapkowane, a jedynie chłodzone.

W ogólnym przypadku, kiedy siła, która działa na atomy ma charakter podobny do siły lepkości w świecie makroskopowym (brak zależności od położenia), technikę taką nazywamy chłodzeniem w melasie optycznej. W naszym przypadku pozwala ona, po wstępnym zebraniu dużej liczby atomów w MOT, na szybkie ich schłodzenie poniżej limitu pułapki MOT oraz transfer do pułapki dipolowej, w której odbędzie się dalszy etap chłodzenia.

2.2 Pułapki dipolowe

W celu schłodzenia atomów poniżej temperatury odrzutu, musimy zastosować techniki chłodzenia oraz pułapkowania, które nie polegają na absorpcji fotonów. Wyjaśnieniu takich rozwiązań będą poświęcone dalsze podrozdziały.

Jednym z rozwiązań postawionego problemu jest zastosowanie pułapki magnetycznej, jednak aby spułapkać w niej neutralne atomy, muszą one mieć niezerowy oraz stały moment magnetyczny. Co więcej, atomy o różnych wartościach rzutu tego momentu na oś kwantyzacji będą pułapkowane w różnych sposób (lub w zależności od znaku będą wręcz wyrzucane z obszaru pułapki). W efekcie tylko wybrane stany mogą podlegać dobrze kontrolowanemu pułapkowaniu i wydajnemu chłodzeniu.

Innym rodzajem pułapek dla neutralnych atomów są pułapki dipolowe (ODT - *Optical Dipole Trap*). Dokładny opis ich funkcjonowania można znaleźć w pracy przeglądowej [21]. Pułapki te wykorzystują wyindukowany moment dipolowy atomu w miejsce stałe-

go momentu magnetycznego. Pole elektryczne wewnątrz wiązki laserowej o amplitudzie E indukuje w atomie moment dipolowy d zależny od polaryzowalności atomu χ_a , przy czym

$$\vec{d} = -e\vec{r} = \epsilon_0\chi_a\vec{E}, \quad (2.2)$$

gdzie ϵ_0 to przenikalność dielektryczna próżni, e to ładunek elektronu, a r jest przesunięciem centrum rozkładu ładunku dodatniego pochodzącego od jądra atomowego względem analogicznego centrum rozkładu ładunku ujemnego pochodzącego od elektronów. Energia takiego oddziaływania wynosi

$$U = -\frac{1}{2} \langle \vec{d} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\chi_a) I, \quad (2.3)$$

gdzie I to natężenie światła, a $\langle \dots \rangle$ oznacza oddziaływanie uśrednione w czasie po wielu okresach oscylacji pola elektrycznego. Przybliżenie takie jest zwykle uzasadnione ze względu na fakt iż długość fali światła laserowego stosowanego do generacji pułapek dipolowych (na przykład 1070 nm), odpowiada częstotliwości rzędu setek THz, co z punktu widzenia zarówno dynamiki ruchu atomów, jak i pomiarów eksperymentalnych przekracza charakterystyczne skale czasowe o kilka rzędów wielkości.

W celu obliczenia polaryzowalności wystarczy potraktować atom jako klasyczny oscylator harmoniczny oscylujący z częstotliwością własną ω_0 równą częstotliwości przejścia optycznego, który jest wymuszany oscylacjami pola elektrycznego na częstotliwości ω z dołożonym tłumieniem wynikającym z promieniowania dipola, a które można policzyć z równania Larmora. Powyższe podejście daje wynik postaci

$$\chi_a = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3/\omega_0^2)\Gamma}. \quad (2.4)$$

Wynik ten jest zgodny z obliczeniami semiklasycznymi zakładającymi kwantowy model oscylatora oddziałującego z klasycznym polem, pod warunkiem, że jesteśmy daleko od warunków nasycenia przejścia atomowego. W pułapkach dipolowych jednak efekt nasycenia jest zanedbywalny, ze względu na duże odstrojenie wiązki laserowej. W związku z tym częstota rozpraszania fotonów (które jest mechanizmem podgrzewania atomów) jest bardzo mała.

Ostatecznie otrzymujemy wyrażenie na potencjał pułapki dipolowej

$$U_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(r). \quad (2.5)$$

Podobnie, obliczając moc zdeponowaną przez pole elektryczne w atomie

$$P_{abs} = \langle \dot{\vec{d}} \cdot \vec{E} \rangle,$$

oraz częstota rozpraszania fotonów

$$\Gamma_{sc} = P_{abs}/\hbar\omega,$$

możemy uzyskać wzór na częstość rozpraszania w pułapce dipolowej przy zastosowaniu wcześniej wspomnianych założeń:

$$\Gamma_{sc} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(r). \quad (2.6)$$

Z równań 2.5 oraz 2.6 wynikają następujące dwa fakty: głębokość potencjału skaluje się liniowo z odwrotnością odstrojenia światła laserowego od rezonansu atomowego, natomiast częstość rozpraszania - kwadratowo. W związku z tym pułapki dipolowe znacznie lepiej tworzyć na długościach fali dalekich od rezonansu, natomiast zwiększać natężenie światła, aby nie tracić głębokości potencjału.

Jeśli ω jest wystarczająco blisko ω_0 , tak iż możemy zastosować przybliżenie fali rotującej (zaniedbać drugi wyraz sumy w równaniu 2.5), równanie przyjmuje prostszą postać w zależności od $\Delta = \omega - \omega_0$. Gdy odstrojenie to jest ujemne (światło jest odstrojone od rezonansu „ku czerwieni”), potencjał jest ujemny, a atomy są wciągane do obszaru dużego natężenia światła. Gdy odstrojenie pułapki jest dodatnie, („ku błękitowi”) atomy są wypychane z jej obszaru.

2.2.1 Atom rzeczywisty

W rzeczywistym atomie wielopoziomowym musimy uwzględnić wiele przejść energetycznych dających wkład do rzeczywistej głębokości potencjału. Najłatwiej jest to zrobić traktując potencjał pułapki dipolowej, jako przesunięcie poziomów energetycznych w atomie poprzez dynamiczny efekt Starka. Całkowite przesunięcie poziomu $|i\rangle$ można obliczyć w oparciu o równanie 2.5 jako sumę:

$$\Delta E = \sum_f \frac{3\pi c^2 I}{2\omega_0^3} \frac{a_{if}(2J_f + 1)}{2J_i + 1} \left(\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega}\right), \quad (2.7)$$

gdzie a_{ij} to przekroje czynne na absorpcję fotonu na przejściu między poziomem $|i\rangle$ oraz $|f\rangle$, natomiast J jest liczbą kwantową całkowitego momentu orbitalnego stanu $|i\rangle$ oraz $|f\rangle$.

Dla poziomów energetycznych linii D₂ ⁸⁷Rb w celu zachowania wysokiej precyzji w symulacjach wykonanych w tej pracy (rozdział 4.3.3) wybrano oraz uwzględniono po 10 najsilniejszych przejść zarówno dla dolnego, jak i górnego poziomu (tabele prawdopodobieństw przejść pochodzą z bazy opublikowanej przez NIST), mimo że tylko trzy z nich mają istotny wpływ na przesunięcie energetyczne (co najmniej rząd wielkości większy niż wszystkie pozostałe).

2.2.2 Chłodzenie przez odparowanie

Podobnie jak w przypadku pułapki MOT, dla sprawnego funkcjonowania pułapki ODT potrzebujemy zarówno lokalizacji potencjału, jak i dyssypacji energii. Lokalizację zapewnia nam obszar gwałtownego gradientu natężenia światła uzyskiwany na przykład dzięki zogniskowaniu wiązki laserowej w obszarze chmury wstępnie schłodzonych

atomów. Niestety pułapka dipolowa jest pułapką zachowawczą, co narzuca nam dość jednoznacznie metodę dalszego chłodzenia atomów, jeśli nie chcemy wykorzystywać innych wiązek laserowych.

Jedynym sposobem na pozbycie się nadmiaru energii z obszaru chmury atomów bez wykorzystania dodatkowych pól elektromagnetycznych, jest usuwanie jej wraz z samymi atomami. Metoda ta nazywa się chłodzeniem przez odparowanie [22–24]. Polega na usunięciu z obszaru pułapki atomów posiadających największą energię poprzez obniżanie bariery potencjału w taki sposób, aby pozostałe atomy zdążyły termalizować. Dobranie odpowiedniej szybkości odparowania jest bardzo istotne ze względu na występujące dodatkowe drogi strat atomów, jak zderzenia trzyciałowe (Γ_{3B}), czy zderzenia z atomami tła (Γ_{1B}). Należy przy tym utrzymać wystarczająco wysokie prawdopodobieństwo zderzeń elastycznych dwuciałowych (Γ_{el}) i odpowiedni stosunek głębokości potencjału do temperatury atomów ($\eta = U/k_B T$). W celu uściślenia rozważań konieczne jest zdefiniowanie kilku wielkości fizycznych związanych z pułapkami dipolowymi:

- liczba atomów N , oraz masa atomów m
- średnia częstość drgań własnych w pułapce $\bar{\omega}$
- maksimum rozkładu gęstości atomów w pułapce $n = N\bar{\omega}^3[m/(2\pi k_B T)]^{3/2}$
- średnia wartość długości fali de Broglie’a dla rozkładu termicznego atomów w pułapce $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$
- gęstość w przestrzeni fazowej $\rho = n\lambda_{dB}^3$
- długość rozpraszania atomów w zderzeniach elastycznych typu s $a_s = 98a_0$ dla ^{87}Rb , przy czym a_0 jest promieniem Bohra atomu
- średnia szybkość względna atomów $\bar{v} = 4(k_B T/\pi m)^{1/2}$
- przekrój czynny na zderzenia dwuciałowe $\sigma = 8\pi a_s^2$.

Znając te wszystkie wielkości, możemy zapisać, że

$$\Gamma_{el} = \frac{n\sigma\bar{v}}{2\sqrt{2}}, \quad (2.8)$$

natomiast

$$\Gamma_{3B} = L \int n(\vec{r})^3 d\vec{r}/N, \quad (2.9)$$

gdzie L jest stałą charakterystyczną dla danego pierwiastka. Dla ^{87}Rb w stanie podstawowym $F = 1$ wynosi ona $4.3(\pm 1.8) \times 10^{-29} \text{cm}^6/\text{s}$ [24].

Aby uzyskać wystarczająco szybką termalizację atomów w pułapce należy odpowiednio regulować σ , na przykład poprzez zastosowanie rezonansów Feshbacha [25], lub

zmieniając n . Ze względu na fakt, iż w jednowiązkowej pułapce dipolowej średnia częstość własna pułapki maleje wraz z głębokością potencjału jak $\bar{\omega} \propto U^{0.5}$, po pewnym czasie może dojść do spowolnienia procesów termalizacji. Stosuje się więc różne techniki, które pozwalają na utrzymanie stałej gęstości atomów, lub wręcz jej zwiększanie, jak na przykład pułapka z przesuwaną soczewką [26], przechylona pułapka [27], czy też dokładanie dodatkowych laserów w geometrii *dimple* [28], lub MACRO-FORT [29] pozwalającej na odparowanie typu runaway opisane w następnym podrozdziale.

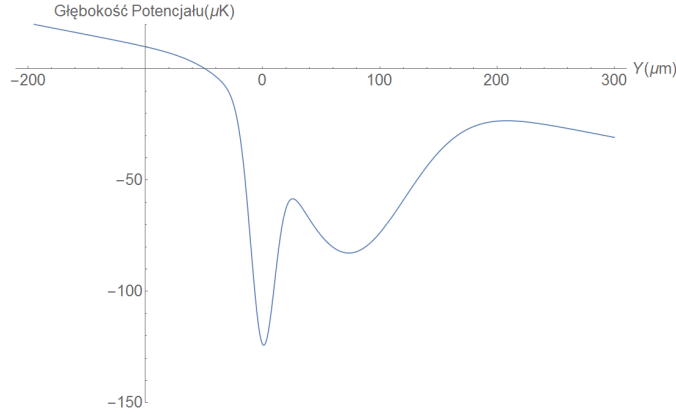
2.2.3 Runaway Evaporation Cooling

Pułapka typu runaway polega na takim modelowaniu procesów chłodzenia, aby podczas obniżania temperatury chmury atomowej, częstość zderzeń pomiędzy atomami również wzrastała. Powoduje to tyle, że proces termalizacji próbki zamiast podlegać stagnacji, zaczyna przyspieszać. Reżim ten można uzyskać dzięki ukształtowaniu potencjału z dwóch wiązek laserowych przecinających się pod pewnym kątem tak, aby gorące atomy pierwotnie spulapkowane w małej objętości głównej wiązki mogły wyciekać do rezerwuaru o wielokrotnie większej objętości tworzonego przez wiązkę szeroką. Odparowanie nie polega więc na obniżaniu głównego potencjału, ale na pogłębianiu potencjału rezerwuaru, którego minimum jest przesunięte względem minimum potencjału głównego. W ten sposób możemy w kontrolowany sposób otwierać potencjał główny z jednej strony nie zmieniając jego geometrii i częstości pułapki, zwiększając przy tym gęstość atomów, kiedy stają się one coraz zimniejsze. Przykład uformowania takiego potencjału znajduje się na rysunku 2.2. Do symulacji przyjęto następujące parametry potencjału: promienie przewężeń wiązek dipolowych - $102\ \mu\text{m}$, $20\ \mu\text{m}$, moce - 8 W, 0.4 W dla szerokiej i wąskiej pułapki, odpowiednio. Długość fali lasera została przyjęta jako 1070 nm, minima potencjałów są rozsunięte o $70\ \mu\text{m}$, wiązki przecinają się pod kątem prostym. Do narysowania wykresu została wybrana oś Y (zgodna z kierunkiem pola grawitacyjnego) prostopadła do kierunku biegu obu wiązek (efekt pola grawitacyjnego widać jako nachylenie tła potencjału poza obszarem wiązek).

Zastosowanie takiej techniki pozwala na bardzo szybkie (trwające około sekundy) [29] tworzenie chmury kondensatu z bardzo dużą wydajnością. Jest to o tyle istotne, że każdy pomiar dokonywany na chmurze skondensowanych atomów, który polega na absorpcji fotonów jest niszczący, tak więc w celu uzyskania dobrej statystyki lub przetestowania jakiegoś parametru w szerokim zakresie, konieczne jest wielokrotne powtórzenie całego cyklu chłodzenia atomów.

2.2.4 Kontrola kształtu potencjału

Kiedy mówimy o precyzyjnej kontroli nad kształtem i zachowaniem potencjału, należy zastanowić się nad jej eksperymentalną realizacją. Dla uproszczenia rozumowania założymy, że mamy do czynienia z tzw. laserowymi wiązkami gaussowskimi, a więc takimi, w których profil natężenia światła w poprzek wiązki w obu kierunkach opisywany jest funkcją Gaussa z szerokościami połówkowymi rozkładu $w_{1,2}$. Taki profil wiązki nazywamy modem poprzecznym TEM₀₀ i uzyskujemy go po przeprowadzeniu filtracji



Rysunek 2.2: Potencjał pułapki dipolowej typu runaway z uwzględnieniem wpływu pola grawitacyjnego w kierunku Y

przestrzennej wielomodowej wiązki na przykład w światłowodzie jednomodowym (wtedy $w_1 = w_2$). Propagacja takiego modu w przestrzeni jest opisywana prostymi wzorami i pozwala na najbardziej precyzyjne manipulowanie ewolucją biegu wiązki.

Aby wytworzyć potencjał dipolowy w jakimś miejscu w przestrzeni potrzebny jest duży gradient natężenia światła. Najprostszą metodą uzyskania takiego efektu jest zogniskowanie wiązki laserowej na wybranym obszarze. Ze względu na zjawisko dyfrakcji, ognisko ma pewną rozciągłość w przestrzeni opisywaną charakterystycznymi wielkościami zależnymi od długości fali światła λ : długością Rayleigha z_R (odległością wzdłuż kierunku propagacji wiązki mierzoną od ogniska do miejsca w którym pole przekroju poprzecznego wiązki ulega podwojeniu) oraz promieniem przewężenia (ang. *waist*) w_0 , definiowanym jako odległość od osi wiązki, na której natężenie światła spada do wartości $1/e^2$ natężenia w maksimum:

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_1}, \quad (2.10)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (2.11)$$

gdzie f - jest ogniskową użytej soczewki. Powyższy wzór ma zastosowanie w przypadku, gdy na soczewkę ogniskującą pada fala płaska o profilu gaussowskim z szerokością w_1 .

Dowolna wiązka gaussowska posiadająca początkowo przewężenie w_0 będzie się rozszerzać wraz z propagacją w kierunku $\hat{z}$ zgodnie ze wzorem

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}. \quad (2.12)$$

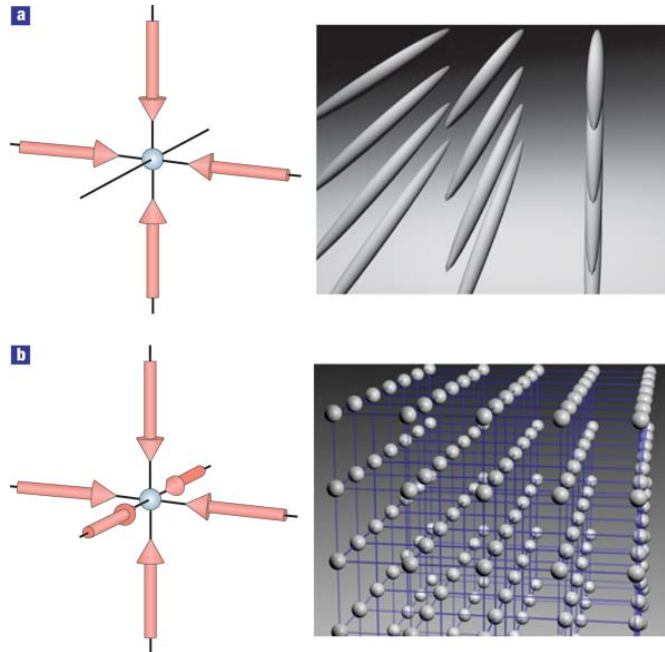
Ostatecznie profil poprzeczny (kierunek $\hat{r}$) oraz podłużny (kierunek $\hat{z}$) natężenia wiązki światła o całkowitej mocy P w przestrzeni będzie opisywany wzorem

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right). \quad (2.13)$$

Mając do dyspozycji wiązkę gaussowską o określonej długości fali, możemy regulować trzy parametry, tak aby uzyskać odpowiedni kształt potencjału: długość ogniskowej soczewki, szerokość wiązki padającej na nią oraz całkowitą moc wiązki.

2.2.5 Sieci optyczne

W oparciu o manipulowanie wymienionymi powyżej parametrami można uzyskać bardzo szeroką gamę efektów i potencjałów, kiedy pozwolimy kilku wiązkom laserowym interferować ze sobą. Odbita wstecz wiązka światła interferuje sama ze sobą tworząc stabilny w czasie i przestrzeni wzór fali stojącej. Gdy pułapka jest odstrojona ku czerwieni, potencjał wygląda jak stos dwuwymiarowych „naleśników”. Gdy do takiej pułapki dołożymy identyczną, ale przychodzącą z kierunku ortogonalnego, otrzymamy dwuwymiarową macierz jednowymiarowych „rurek”, natomiast w wypadku pułapkowania w potencjale tworzonym przez trzy ortogonalne odbite wstecz wiązki, otrzymamy potencjał w kształcie kubicznej sieci z oczkami sieci będącymi minimami potencjału, w których będą lokowały się atomy (Rys. 2.3).



Rysunek 2.3: Sieci optyczne (rysunek z pracy [30])

Pułapki takie są szeroko stosowane w eksperymentach modelujących fizykę fazy skondensowanej [31], gdzie atomy są odpowiednikiem elektronów przemieszczających się między oczkami sieci. Badania takich ośrodków często dostarczają informacji o fundamen-

talnych własnościach materii [32]. Stosuje się je również do badania struktur 1- i 2-wymiarowych [33], a modyfikując geometrię wiązek i tworząc sieci heksagonalne oraz trójkątne - do badania tzw. frustracji sieci [34]. Regulując głębokość potencjału możemy zmieniać liczbę atomów w oczku oraz prawdopodobieństwo przeskoku atomu między minimami (całkę przeskoku), a zmieniając długość fali światła możemy regulować odległość między minimami (stałą sieci). Pułapkując dwa rodzaje atomów w dwóch różnych potencjałach można badać międzygatunkowe oddziaływanie atomów [35], natomiast zmieniając fazę wiązek w czasie możemy nadawać atomom pewien niezerowy pęd, lub moment pędu [36; 37]. Tworząc sieci dla atomów o różnym stanie magnetycznym możemy modelować zjawiska ferromagnetyzmu i antyferromagnetyzmu. Te oraz wiele innych zastosowań i możliwości pułapek ODT uczyniło z nich potężne i bardzo popularne narzędzie badań.

2.3 Obrazowanie zimnych atomów

Aby zdobyć informację o liczbie lub stanie atomów w pułapce, w ogólności należy wymusić na atomach oddziaływanie z jakimś znanym parametrem otoczenia, a następnie odczytać wartość tego parametru. Najczęściej stosuje się do tego światło laserowe, które oddziałując z atomami ulega absorpcji oraz refrakcji, co przy zastosowaniu odpowiednich technik pozwala nam zdobyć informacje o badanym ośrodku. Parametrami światła, które się wykorzystuje są długość fali, natężenie i polaryzacja. Zaprezentowane tu zostaną dwie z metod obrazowania używane w naszym układzie eksperymentalnym do diagnostyki właściwości chmury atomowej (rozmiar, gęstość, temperatura), czyli obrazowanie absorpcyjne i fluorescencyjne.

2.3.1 Obrazowanie fluorescencyjne

Rozumowanie przedstawione w tym rozdziale jest powszechnie znane, a dokładniejszy opis różnych metod obrazowania można znaleźć m.in. w pracy [16]. Obrazowanie fluorescencyjne atomów polega na odwzorowaniu na kamerze części rozproszonego przez atomy światła. Należy pamiętać, że atomy oświetlone ze wszystkich stron emitują światło izotropowo w pełny kąt bryłowy, natomiast kamera zbiera jedynie część tego światła emitowaną w kąt bryłowy Ω_b . Atomy absorbujące fotony z wiązki o natężeniu I , odstrojone o δ od rezonansu atomowego o szerokości spektralnej Γ rozpraszają je z częstością

$$\Gamma_{SC} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_S}{1 + I/I_S + 4(\delta/\Gamma)^2}, \quad (2.14)$$

gdzie I_S jest natężeniem nasycenia na próbkowanym przejściu.

Podczas oświetlania atomów światłem należy mieć pewność, że wszystkie atomy uczestniczą w procesie rozpraszania fotonów, a więc zapewnić obrazowanie na przejściu cyklicznym, lub dołożyć wiązkę repompującą w wypadku strat atomów poprzez swobodną emisję na innym przejściu, niż próbkujące. Przy dużych gęstościach ośrodka część rozproszonych fotonów ulegnie reabsorpcji efektywnie zmniejszając liczbę pierwotnych

fotonów docierających do kamery, co należy uwzględnić podczas analizowania wyników. Liczba atomów N_{at} biorących udział w procesie rozpraszania dla rzadkich ośrodków może być obliczona ze wzoru

$$N_{at} = \frac{1}{\Gamma_{SC}} \frac{N_{count} S_{cam}}{\Omega_b \tau}, \quad (2.15)$$

przy czym N_{count} jest liczbą zliczeń na kamerze, S_{cam} jest poprawką związaną z wydajnością konwersji fotonów na elektrony, a τ jest czasem ekspozycji.

Wykonując serię zdjęć fluorescencyjnych swobodnej ekspansji chmury w różnych czasach po wypuszczeniu jej z pułapki możemy uzyskać informację o temperaturze atomów oraz początkowym rozkładzie pędów.

Zakładając, że w pułapce panuje równowaga termodynamiczna, oraz że pułapka nie osiągnęła limitu gęstości spowodowanego wielokrotnym rozpraszaniem fotonów [38], możemy stwierdzić, że w chwili wyłączenia pułapki zarówno rozkład gęstości jak i prędkości atomów jest opisywany unormowaną funkcją Gaussa

$$P_v(v_o) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_v^2}} \exp\left(-\frac{v_o^2}{2\sigma_v^2}\right). \quad (2.16)$$

Możemy zapisać, że po czasie t rozkład rzutu prędkości atomów o masie M na dowolny kierunek będzie opisany funkcją Maxwella o szerokości połówkowej

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{M}}, \quad (2.17)$$

a rozkład gęstości atomów wyrazi się poprzez

$$n(x, y, z; t) = n_{max} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(t)}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(t)}\right) \exp\left(-\frac{z^2 - 1/2gt^2}{2\sigma_z^2(t)}\right). \quad (2.18)$$

Szerokość rozkładu gęstości $\sigma_{x,y,z}(t)$ w pułapce zależy od szerokości początkowej w tym kierunku σ_0 i rozkładu prędkości σ_v :

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}. \quad (2.19)$$

Dopasowując do każdego ze zdjęć funkcję 2.18 możemy uzyskać informację o prędkościach, a co za tym idzie o temperaturze atomów. Zakładając, że w każdym kierunku rozkład prędkości jest jednakowy, co jest prawdą w zrównoważonej pułapce MOT (wyrównane natężenia wszystkich wiązek, dobre geometryczne przekrycie, jednorodny gradient potencjału, itp.), wystarczy dopasować funkcję w kierunku zgodnym z kierunkiem działania siły grawitacji. Dopasowanie w tym kierunku pozwala nam uzyskać więcej informacji niż w pozostałych - jak na przykład kalibrację powiększenia układu obrazowania, wynikającą ze spadku środka ciężkości atomów ze stałym przyspieszeniem grawitacyjnym.

Główne ograniczenia tej metody wynikają z analizy równania 2.15. Oprócz rygorystycznych wymagań na dobrą znajomość wydajności kwantowej kamery oraz współczynników transmisji wszystkich elementów optycznych, musimy dobrze znać kąt bryłowy Ω_b oraz częstość rozpraszania fotonów z wiązki próbującej.

2.3.2 Obrazowanie absorpcyjne

Obrazowanie absorpcyjne atomów narzuca bardziej restrykcyjne wymagania dotyczące układu eksperymentalnego, ale jest techniką samokalibrującą się pod względem liczby i gęstości atomów.

W metodzie tej atomy oświetlane są skolimowaną, rezonansową wiązką światła o natężeniu I_0 znacznie mniejszym od natężenia nasycenia. Atomy rozpraszając fotony, (przekrój czynny na to zdarzenie jest oznaczany jako σ), zostawiają w wiązce cień, który następnie jest odwzorowany na kamerze. Spadek natężenia światła definiuje wielkość zwaną kolumnową gęstością optyczną OD i opisywany jest prawem Lamberta-Beera (rozważamy przypadek jednowymiarowy):

$$I = I_0 e^{-OD} = I_0 e^{\sigma N(z)}. \quad (2.20)$$

Założono, że wiązka światła propaguje się w kierunku $\hat{z}$. Liczba $N(z)$ jest kolumnową liczbą atomów absorbujących światło wzdłuż kierunku biegu wiązki.

Ze względu na szumy aparaturowe, drgania mechaniczne i fluktuacje mocy laserów, procedura eksperymentalna wymaga każdorazowo wykonania więcej niż jednego zdjęcia. Wynika to z faktu, że warunki eksperymentalne nigdy nie są do końca powtarzalne. Do każdego pomiaru wykonywane więc są: zdjęcie wiązki z atomami (*atoms*), zdjęcie bez atomów (*noatoms*) i zdjęcie tła (*dark*). Następnie zdjęcia te są poddawane obróbce matematycznej wynikającej z równania 2.20, która pozwala na uzyskanie wartości OD dla każdego piksela (czyli uzyskujemy informację o rozkładzie przestrzennym gęstości w płaszczyźnie (x, y)):

$$OD = -\ln \frac{atoms - dark}{noatoms - dark}. \quad (2.21)$$

Informację o całkowitej liczbie atomów N możemy uzyskać obliczając całkę z wielkości $OD(x, y)$ po całej powierzchni, albo obliczając z rozkładu wartość OD w maksimum oraz rozmiary chmury $\sigma_{x,y}$ i stosując wzór:

$$N = \frac{OD_{peak}}{\sigma} 2\pi\sigma_x\sigma_y. \quad (2.22)$$

Jak zostało wspomniane, metoda ta nie wymaga kalibracji urządzenia pomiarowego, a jedynie zapewnienia znajomości wartości σ . Najczęściej stosuje się obrazowanie wykorzystujące przejście cykliczne z dobrze zdefiniowanym prawdopodobieństwem absorpcji.

Pomiaru temperatury atomów można dokonać identycznie jak opisano w części 2.3.1.

W dalszej części tej pracy zostaną zaprezentowane i porównane wyniki wykonane obiema opisanymi metodami obrazowania.

Rozdział 3

Nieliniowe zjawiska optyczne i kondensat Bosego-Einsteina

W tym rozdziale zostaną przedstawione dwa zjawiska (elektromagnetycznie indukowana przezroczystość - EIT, oraz nieliniowy efekt Faradaya - NFE), które stanowiły główne zainteresowanie grupy badawczej, w której powstała niniejsza praca. Zjawisko NFE zostanie przedstawione w ogólnym zarysie, ponieważ zostało dokładniej opisane w pracy [39] oraz rozprawie Marcina Piotrowskiego [40], natomiast tutaj skupimy się na opisie i wyjaśnieniu zjawiska EIT. W dalszej części zostaną porównane właściwości EIT dla ciepłych i ultra-zimnych atomów.

3.1 Macierz gęstości

Rozważanie w tym rozdziale opierają się na pracy [41]. Na początek zajmijmy się atomem dwupoziomowym oddziałującym z polem elektromagnetycznym fali świetlnej.

Funkcja falowa $\Psi = \sum a_i |i\rangle$ tego systemu ewoluuje zgodnie z równaniem Schrödingera

$$i\hbar\partial_t\Psi = H\Psi = (H_{\text{at}} + V)\Psi, \quad (3.1)$$

gdzie H_{at} jest hamiltonianem energii wewnętrznej atomu, a $V = -erE_{\text{tot}}$ - opisuje oddziaływania momentu dipolowego atomu z polem elektrycznym E .

Wprowadzenie oddziaływania powoduje polaryzację P ośrodka związaną z przesunięciem w każdym atomie ładunku elektrycznego elektronów e na odległość r względem jądra atomowego, przy czym

$$P = \int \Psi^* er \Psi dr = \rho_{21} \int \langle 1|er|2\rangle + \rho_{12} \int \langle 2|er|1\rangle dr. \quad (3.2)$$

Wykorzystano tu macierz gęstości, definiowaną jako

$$\rho_{ij} = a_i a_j^*. \quad (3.3)$$

Wyrazy diagonalne tej macierzy są prawdopodobieństwem znalezienia atomu w stanie $|i\rangle$ lub $|j\rangle$, czyli dla zbioru atomów - populacjami stanów energetycznych, a wyrazy pozadiagonalne są koherencjami atomowymi. Wytworzenie takiej koherencji między stanami $|i\rangle$ oraz $|j\rangle$ oznacza, że będzie istniała stała w czasie współzależność ewolucji tych stanów.

Zakładając, że pole elektryczne nie zmienia się znacząco na obszarze atomu (przybliżenie dipolowe), oraz że hamiltonian oddziaływania V nie posiada elementów diagonalnych (czyli w wypadku oddziaływania ze stanami o określonej parzystości), możemy zapisać $V_{12} = -dE_{\text{tot}}$. Równania ewolucji amplitud prawdopodobieństwa a_i będą miały wtedy postać:

$$i\hbar\partial_t a_i = \hbar\omega_i a_i - a_j dE_{\text{tot}}. \quad (3.4)$$

Stąd już wprost możemy opisać ewolucję elementów macierzy gęstości jako:

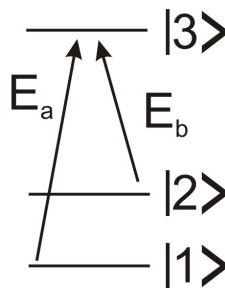
$$\partial_t \rho_{21} = -i(\omega_2 - \omega_1)\rho_{21} + i\frac{d}{\hbar}E_{\text{tot}}(\rho_{11} - \rho_{22}) \quad (3.5)$$

$$\partial_t \rho_{11} = -\partial_t \rho_{22} = i\frac{d}{\hbar}E_{\text{tot}}(\rho_{21} - \rho_{21}^*) \quad (3.6)$$

W celu wyjaśnienia, czym jest zjawisko EIT musimy posłużyć się modelem trójpoziomowego atomu (poziomy energetyczne oznaczmy jako $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, z energiami $\hbar\omega_{1,2,3}$) oddziałującego z bichromatycznym polem elektrycznym opisanym funkcją

$$E_{\text{tot}} = \frac{1}{2} \left(E_a e^{i(k_a x - \omega_a t)} + E_b e^{i(k_b x - \omega_b t)} + c.c. \right). \quad (3.7)$$

Dla ustalenia przyjmijmy, że konfiguracja poziomów i energie pól świetlnych wyglądają jak na rysunku 3.1, czyli układają się w tzw. schemat lambda. Częstości $\omega_{a,b}$ są bliskie częstościom odpowiednich przejść energetycznych w atomie. Poniższe rozważanie nie traci jednak ogólności dla innych konfiguracji poziomów opisanych w rozdziale 5 [42].



Rysunek 3.1: Schematyczny układ poziomów energetycznych typu Λ

Możemy łatwo uogólnić przeprowadzone uprzednio rozumowanie dla atomu dwupoziomowego i zapisać równania na ewolucję pozadiagonalnych elementów macierzy gęstości:

$$\begin{aligned}
i\partial_t \rho_{31} &= (\omega_3 - \omega_1) \rho_{31} + \frac{d_{31}}{\hbar} (\rho_{33} - \rho_{11}) E_{\text{tot}} - \frac{d_{32}}{\hbar} \rho_{21} E_{\text{tot}} \\
i\partial_t \rho_{32} &= (\omega_3 - \omega_2) \rho_{32} + \frac{d_{32}}{\hbar} (\rho_{33} - \rho_{22}) E_{\text{tot}} - \frac{d_{31}}{\hbar} \rho_{12} E_{\text{tot}} \\
i\partial_t \rho_{21} &= (\omega_2 - \omega_1) \rho_{21} + \frac{\rho_{23} d_{31} E_{\text{tot}}}{\hbar} - \frac{d_{23} \rho_{31} E_{\text{tot}}}{\hbar}.
\end{aligned} \tag{3.8}$$

Podstawiamy następnie do powyższych równań postać E_{tot} z zależności 3.7 i stosujemy technikę wolno zmiennej obwiedni - wprowadzamy elementy macierzowe $\sigma_{ij} = \rho_{ij} e^{i(k_\alpha x - \omega_\alpha t)}$ o odpowiednich parametrach k oraz ω dla konkretnych koherencji między poziomami. Następnie usuwając szybko zmienne wyrazy z równania (przybliżenie fali rotującej) otrzymujemy zestaw równań opisujących koherencje między stanami:

$$\begin{aligned}
i\partial_t \sigma_{31} &= (\omega_{31} - \omega_a) \sigma_{31} + \frac{d_{31}}{\hbar} n_{31} E_a - \frac{d_{32}}{\hbar} \sigma_{21} E_b \\
i\partial_t \sigma_{32} &= (\omega_{32} - \omega_b) \sigma_{32} + \frac{d_{32}}{\hbar} n_{32} E_b - \frac{d_{31}}{\hbar} \sigma_{12} E_a \\
i\partial_t \sigma_{21} &= (\omega_{21} - \omega_a + \omega_b) \sigma_{21} + \sigma_{23} \frac{d_{31}}{\hbar} E_a - \frac{d_{23}}{\hbar} \sigma_{31} E_b^*.
\end{aligned} \tag{3.9}$$

Wprowadzono oznaczenie $n_{ij} = \rho_{ii} - \rho_{jj}$. Warto w tym miejscu zauważyć, że pomimo braku pola sprzęgającego poziomy $|1\rangle$ oraz $|2\rangle$ (przejście wzbronione) pojawia się między nimi niezerowa koherencja.

3.2 Elektromagnetycznie indukowana przezroczystość

Zjawisko elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości zostało zaprezentowane w pracy [43], oraz opisane np. w pracy przeglądowej [11].

Próbując znaleźć rozwiązanie stacjonarne równań 3.9 zakładamy, że pochodne po lewej stronie są równe 0, oraz dodajemy fenomenologicznie czynniki odpowiedzialne za tłumienie γ_{ij} . Zakładamy również, że jedno z pól E_a (próbkujące na przejściu $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$) jest słabe w porównaniu do silnego, rezonansowego pola sprzęgającego E_b - usuwamy wyrazy wyższego rzędu niż liniowe względem E_a . Czynimy również uzasadnione w temperaturze pokojowej oraz niższej założenie, że początkowe populacje poziomów są postaci $n_1 = 1$, $n_2 = n_3 = 0$, oraz że pola nie zmieniają w znaczący sposób obsadzeń poziomów. Otrzymujemy:

$$\begin{aligned}
\sigma_{31} &= \frac{i2\hbar d_{31} E_a (\gamma_{21} + i\delta_a)}{4\hbar^2 (\gamma_{21} + i\delta_a)(\gamma_{31} + i\delta_a) + |d_{32} E_b|^2} \\
\sigma_{21} &= - \frac{(d_{31} E_a)^* d_{32} E_b}{4\hbar^2 (\gamma_{21} - i\delta_a)(\gamma_{31} - i\delta_a) + |d_{32} E_b|^2} \\
\sigma_{32} &= \frac{id_{31} E_a}{2\hbar \gamma_{32}} \sigma_{21},
\end{aligned} \tag{3.10}$$

gdzie δ_a jest odstrojeniem wiązki próbkującej od rezonansu.

Pozwala to na obliczenie podatności elektrycznej χ na przejściu $|3\rangle - |1\rangle$ zmodyfikowanej wpływem wiązki E_b sprzęgającej stany $|3\rangle - |2\rangle$.

$$\chi \equiv \frac{P_a}{E_a} = \frac{d_{31}\sigma_{31}}{E_a} \quad (3.11)$$

Część urojona podatności, która odpowiada za absorpcję światła w ośrodku wyraża się wzorem:

$$\chi'' = \frac{|d_{31}|^2}{2\hbar\gamma_{31}} \frac{\gamma^2 + \delta^2 + \gamma\Omega^2}{(\gamma - \delta^2 + \Omega^2)^2 + \delta^2(\gamma + 1)^2}. \quad (3.12)$$

W celu zachowania przejrzystej formy tej zależności, niektóre wielkości unormowano do γ_{31} , i tak $\gamma = \gamma_{21}/\gamma_{31}$, $\delta = \delta_a/\gamma_{31}$, natomiast $\Omega = |d_{32}E_b|/2\hbar\gamma_{31}$, czyli jest częstotliwością Rabiego wiązki sprzęgającej w jednostkach γ_{31} .

Dla małych mocy wiązki sprzęgającej ($\Omega \ll 1$) absorpcja światła na przejściu a wygląda podobnie jak dla atomu dwupoziomowego. Dopiero kiedy moc wiązki sprzęgającej zaczyna rosnąć, w profilu absorpcyjnym wiązki próbkującej zaczyna się pojawiać wąski rezonans zmniejszenia absorpcji. Przy $\delta = 0$ rezonans ten osiąga minimum absorpcji, dając maksymalną przezroczystość ośrodka. W granicy $\Omega \gg \gamma$, czyli dla długich czasów życia koherencji, lub dużych natężeń światła wchodzimy w reżim zjawiska Autlera-Townesa, gdzie

$$\chi'' \propto \frac{\gamma}{\gamma + \Omega^2} \rightarrow \gamma/\Omega^2. \quad (3.13)$$

Należy tu zauważyć, że zależność spektralna rezonansu zależy od wielkości γ , a w szczególności od γ_{21} . Jeśli stała relaksacji γ_{21} jest mała, a więc czas życia wykreowanej koherencji σ_{21} jest długi, obserwowany rezonans staje się bardzo wąski spektralnie. Może być nawet węższy niż szerokość naturalna linii na próbkowanym przejściu $1 \rightarrow 3$, jeśli tylko czas życia wykreowanej koherencji jest dłuższy niż czas życia próbkowanego stanu wzbudzonego. Szczególnie łatwo jest to zjawisko zaobserwować w omawianym układzie lambda, gdzie dwa dolne poziomy mogą zostać zrealizowane poprzez dwa podpoziomy nadsubtelne tego samego stanu podstawowego atomu. Wtedy czas życia wykreowanej koherencji zwykle ograniczony jest przez efekty zderzeniowe i dla ^{87}Rb γ_{21} może wynieść nawet kilka do kilkunastu kHz, w zależności od warunków eksperymentalnych. Przy zastosowaniu metod spektroskopii impulsowej oraz dokładnie kontrolując zewnętrzne pola magnetyczne możliwa jest obserwacja rezonansów szerokości kilkudziesięciu kHz w granicy niskich mocy lasera sprzęgającego [44].

Inną ciekawą cechą tak wyindukowanej przezroczystości ośrodka jest fakt, że w obszarze EIT następuje również zmiana współczynnika załamania, czyli części rzeczywistej podatności χ .

Fakt gwałtownej zmiany współczynnika załamania w zjawisku EIT wpływa również na inne cechy ośrodka. Przykładem może być szybkość grupowa światła, która zależy od nachylenia zbocza współczynnika załamania. Odpowiednio manipulując warunkami EIT można spowolnić światło w ośrodku nawet do kilkunastu m/s, co zostało pokazane

w pracy [45]. Zastosowaniem takiego zjawiska może być koherentne „zapisywanie” stanu kwantowego światła w stabilnym ośrodku jakim jest BEC i jego przetwarzanie do zastosowań informacji kwantowej [46; 47].

3.3 Nieliniowy efekt Faradaya

Badania nieliniowego efektu Faradaya (NFE), którego opis znajduje się w pracach [13; 39; 48], były powodem zastosowania wielu dodatkowych rozwiązań aparaturowych, wykraczających poza obserwację EIT lub wytworzenie BEC. Dotyczy to głównie wysokiego stopnia kontroli nad polami magnetycznymi, czyli m.in. ekranu magnetycznego, niemagnetycznego stołu laboratoryjnego, czy dokładnej kontroli nad polami laboratoryjnymi, ale również innych czynników, jak na przykład kontroli nad polaryzacją światła próbkującego.

Wyjaśnienie efektu NFE wymaga zastanowienia się nad oddziaływaniem próbki atomowej (dla uproszczenia przyjmijmy, że atomy mają strukturę energetyczną postaci $J=1$ - trzy podpoziomy $| - 1 \rangle$, $| 0 \rangle$, $| + 1 \rangle$ stanu podstawowego, $J=0$ stan wzbudzony) z wiązką spolaryzowanego liniowo światła propagującego w kierunku $\hat{z}$. Atomy znajdują się w polu magnetycznym B_z ustawionym w kierunku wybranej osi kwantyzacji $\hat{z}$. W takim wypadku wygodna będzie zmiana bazy opisującej układ i wprowadzenie nowych stanów postaci

$$|x(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\omega_B t} | + 1 \rangle - e^{-i\omega_B t} | - 1 \rangle \right) \quad (3.14)$$

$$|y(t)\rangle = - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\omega_B t} | + 1 \rangle + e^{-i\omega_B t} | - 1 \rangle \right), \quad (3.15)$$

przy czym ω_B jest częstością precesji Larmora opisującą w sposób klasyczny obrót wektora momentu magnetycznego cząstki wokół przyłożonego pola B_z . Częstość Larmora wyraża się wzorem $\omega_B = \gamma B$, przy czym γ jest czynnikiem żyromagnetycznym. Należy tutaj zwrócić uwagę na fakt, że zdefiniowane powyżej stany nie są stanami własnymi energii, a baza stanów nazywa się bazą polaryzacji liniowej.

Oświetlenie atomów wiązką spolaryzowaną liniowo w kierunku $\hat{x}$ spowoduje przepompowanie populacji do stanów $|0\rangle$ oraz $|y\rangle$. Pompowanie takie prowadzi do wytworzenia dichroizmu dla ortogonalnych wiązek spolaryzowanych liniowo. Ponieważ wyindukowane stany nie są stanami własnymi energii, będą one ewoluowały w czasie. Objawi się to w postaci precesji wektora momentu magnetycznego w polu magnetycznym B_z . Światło przechodzące przez próbkę doznaje zależnego od wartości B skręcenia płaszczyzny polaryzacji θ wokół osi $\hat{z}$.

Istotnym czynnikiem jest tutaj czas życia koherencji stanu podstawowego ($1/\gamma$), który definiuje szerokość pojawiającego się profilu dyspersyjnego w zależności $\theta(B_z)$. W efekcie na tle standardowego sygnału pochodzącego od liniowego efektu Faradaya pojawia się wąski, asymetryczny rezonans, tym węższy, im γ jest mniejsze.

Obserwacje poczynione przez autora pracy [39] w Zakładzie Fotoniki doprowadziły do wniosków, że wykorzystanie pułapki dipolowej, ekranu magnetycznego oraz ultra-zimnych atomów do pomiarów magnetorotacji mogą pozwolić na znaczące wydłużenie czasu życia wspomnianej koherencji poprzez osłonięcie od swobodnych pól magnetycznych, wydłużenie czasu oddziaływania atomów ze światłem (ograniczone czasem życia pułapki ODT) oraz usunięcie szumów termicznych i efektów zderzeniowych z układu. Ponadto istotnym aspektem jest fakt, że działanie pułapki dipolowej jest nieczułe na zewnętrzne pola magnetyczne. Zwiększenie czasu życia koherencji, a więc zawężenie rezonansu pozwoli na znaczącą poprawę precyzji pomiaru pól magnetycznych z wykorzystaniem efektu NFE.

3.4 Kondensat Bosego-Einsteina

Rozważania w tym rozdziale opierają się głównie na pracy [49].

Wytworzenie ultra-zimnej materii bozonowej oraz przekroczenie granicy kondensacji Bosego-Einsteina pozwala na obserwację szeregu zjawisk natury kwantowej, które jednoznacznie identyfikują badany obiekt jako kondensat.

Aby dokładniej zrozumieć zjawiska zachodzące w chmurze atomów przechodzących w stan kondensatu, weźmy zestaw N cząstek będących bozonami, czyli cząstkami posiadającymi całkowity spin. Cząstki te podlegają statystyce Bosego-Einsteina. Wartość oczekiwana liczby cząstek w stanie o energii ϵ_i wyraża się wzorem:

$$n_i(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/k_B T} + 1} \quad (3.16)$$

gdzie μ jest potencjałem chemicznym układu, k_B - stałą Boltzmanna, T - temperaturą cząstek. Potencjał chemiczny układu dla zadanej temperatury jest ustalony przez warunek zachowania całkowitej liczby cząstek

$$N = \sum_i \langle n_i \rangle. \quad (3.17)$$

Dla wysokich temperatur potencjał chemiczny jest ujemny, a rozkład jest bardzo dobrze przybliżany statystyką Boltzmanna. Wraz z obniżaniem się temperatury potencjał chemiczny zbliża się do wartości energii stanu podstawowego ϵ_0 , którą osiąga w temperaturze krytycznej T_C . Wtedy liczba cząstek okupujących stan podstawowy staje się makroskopowo duża. Zjawisko to jest właśnie wspomnianą kondensacją Bosego-Einsteina.

Zakładając, że N jest bardzo duże, możemy zamienić znak sumy w równaniu 3.17 na całkę po gęstości stanów $g(\epsilon)$ oraz pozwolić sobie na założenie, że energia stanu podstawowego ϵ_0 jest równa 0. W związku z tym, w temperaturze krytycznej również potencjał chemiczny μ wynosi 0. Możemy więc zapisać, że liczba cząstek znajdujących się w stanie innym niż podstawowy wynosi

$$N_{ex}(T_C, \mu = 0) = \int_0^\infty g(\epsilon) \frac{1}{e^{\epsilon/k_B T_C} - 1} d\epsilon \quad (3.18)$$

gdzie $g(\epsilon)$ jest gęstością stanów energetycznych definiowaną przez kształt potencjału, w którym znajdują się cząstki.

Dla naszych celów (wykorzystanie pułapki dipolowej), najlepszym przybliżeniem jest potencjał harmoniczny o cylindrycznej symetrii wzdłuż osi $\hat{z}$.

$$V(r) = \frac{1}{2}m(\omega_r^2 x^2 + \omega_r^2 y^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (3.19)$$

gdzie m - masa cząstki, a ω_r oraz ω_z to poprzeczne (radialne) i podłużne (aksjalne) częstości własne pułapki, odpowiednio.

W temperaturze $T \rightarrow T_C$, zanim temperatura krytyczna zostanie osiągnięta, możemy założyć, że wszystkie cząstki znajdują się w stanie wzbudzonym, czyli $N = N_{ex}$, lecz najmniejsze nawet obniżenie energii układu doprowadzi do makroskopowego obsadzenia stanu podstawowego, czyli do kondensacji. Wielkość T_C można obliczyć w oparciu o wzór 3.18 przy zastosowaniu wyżej wspomnianych założeń [49]:

$$k_B T_C = \frac{\hbar \bar{\omega} N^{1/3}}{\zeta(3)^{1/3}} \approx 0.94 \hbar \bar{\omega} N^{1/3}, \quad (3.20)$$

przy czym $\zeta(3)$ jest funkcją zeta Riemanna, natomiast $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_r^2 \omega_z}$ jest średnią częstością oscylatora harmonicznego w potencjale pułapkującym.

Temperatura kondensacji jest więc zależna od liczby atomów, oraz od geometrii (rozmiarów) potencjału pułapkującego, a więc od gęstości n atomów w przestrzeni położeń.

Fakt kondensacji można również wytłumaczyć wprowadzając długość termicznej fali de Broglie'a, która dla swobodnej cząstki wynosi

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}. \quad (3.21)$$

Dla rozrzedzonego gazu nieoddziałujących cząstek zamkniętych w kwadratowej studni potencjału o sztywnych ściankach kondensacja zachodzi, gdy w centrum pułapki jest spełniony warunek

$$n\lambda_T^3 = 2.612, \quad (3.22)$$

przy czym powyższy iloczyn jest nazywany gęstością w przestrzeni fazowej (PSD - *Phase - Space Density*) i wskazuje ile cząstek znajduje się w objętości wyznaczonej przez długość fali de Broglie'a. Przy zastosowaniu warunków bardziej zbliżonych do parametrów eksperymentalnych, możemy powiedzieć, że kondensacja zachodzi wtedy, kiedy PSD zbliża się do liczby 1.

Jak widać z równania 3.22, kondensacja zachodzi, gdy długość fali de Broglie'a cząstek jest porównywalna z odległością między nimi. Jest to o tyle intuicyjny wynik, że atomy w stanie kondensatu bardzo mocno odczuwają swoją obecność, a ich funkcje falowe przekrywają się w znacznym stopniu, przez co zachowują się jak pojedynczy superobiekt kwantowy liczący sobie dziesiątki, a nawet setki tysięcy spójnych elementów, które w sposób koherentny oddziałują z otoczeniem.

Jednym z przejawów osiągnięcia stanu kondensacji jest zmiana profilu rozkładu gęstości atomów wewnątrz potencjału pułapkującego. Niech każda z cząstek znajdujących się w podstawowym stanie potencjału harmonicznego posiada funkcję falową $\phi_0(\mathbf{r})$. Ponieważ założyliśmy, że cząstki ze sobą nie oddziałują, rozkład gęstości cząstek będzie wyrażony poprzez iloczyn gęstości prawdopodobieństw dla każdej cząstki, czyli kwadratów wszystkich funkcji falowych z osobna, a więc

$$n(\mathbf{r}) = N|\phi_0(\mathbf{r})|^2. \quad (3.23)$$

Dla trójwymiarowego $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ potencjału harmonicznego funkcja falowa stanu podstawowego przyjmuje postać

$$\phi_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi^{3/4}(a_x a_y a_z)^{1/2}} e^{-x^2/2a_x^2} e^{-y^2/2a_y^2} e^{-z^2/2a_z^2}, \quad (3.24)$$

przy czym szerokości rozkładów a_i wynoszą

$$a_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_i}}. \quad (3.25)$$

Dla porównania, rozkład gęstości dla chmury termicznej podlegającej statystyce Boltzmann, a więc znacznie powyżej temperatury kondensacji, posiada szerokości R_i zależne od temperatury T atomów, wynoszące

$$R_i = \sqrt{\frac{2k_B T}{m\omega_i^2}}. \quad (3.26)$$

Należy zauważyć, że stosunek R_i/a_i jest znacznie większy od 1, więc pojawiająca się frakcja kondensatu będzie miała znacznie mniejsze rozmiary i będzie się pojawiała na tle chmury termicznej jako wyraźny, wąski pik. Niestety, zwykle wewnątrz pułapki struktury te są zbyt małe, aby można je było zaobserwować z dobrą rozdzielczością, atomy więc wypuszczane są z pułapki i po pewnym czasie swobodnej ekspansji wykonywane jest zdjęcie. Rozkład położeń atomów po czasie ekspansji oprócz początkowego rozkładu gęstości, zależy również od rozkładu pędów.

Dla funkcji rozkładu 3.24 wystarczy wykonać transformatę Fouriera, aby otrzymać funkcję rozkładu pędów, której szerokość wyniesie

$$c_i = \frac{\hbar}{a_i} = \sqrt{m\hbar\omega_i}. \quad (3.27)$$

Z faktu, iż pułapka może być anizotropowa ($a_x \neq a_y \neq a_z$) wynika, że rozkład pędów również może być różny w tych kierunkach, i tak im węższy rozkład gęstości w pułapce, tym częstość oscylacji oraz szerokość rozkładu pędów większe. Jest to w zgodzie z zasadą nieoznaczoności Heisenberga, która mówi, że im lepiej cząstka jest zlokalizowana w przestrzeni, tym szersze będzie jej rozmycie pędowe.

Dla chmury atomów o temperaturach wyższych od temperatury kondensacji, gęstość $n(\mathbf{p})$ w przestrzeni pędów w granicy klasycznej wyraża się wzorem

$$n(\mathbf{p}) = Ce^{-p^2/2mk_BT}, \quad (3.28)$$

przy czym stała C jest niezależna od wartości pędu. Oznacza to, że rozkład ten jest jednorodny we wszystkich kierunkach i zależy jedynie od masy i temperatury cząstek. Porównując równania 3.27 oraz 3.28, można łatwo wysunąć wniosek, że jeśli pozwolimy chmurze atomów wypuszczonych z anizotropowej pułapki ekspandować do uzyskania rozmiarów znacznie większych od rozmiaru chmury w pułapce, to zobaczymy wyraźną różnicę pomiędzy chmurą termiczną a kondensatem. Ta pierwsza będzie miała kształt podobny jak potencjał, z którego została wypuszczona, podczas kiedy druga będzie wyraźnie szersza w kierunku, który początkowo był bardziej ściśnięty.

3.5 Opis teoretyczny oddziaływających cząstek w BEC

Dotychczas stosowane było przybliżenie nieoddziaływających cząstek gazu doskonałego podlegającego kondensacji. W rzeczywistości jednak cząstki oddziałują ze sobą i żeby można było przeprowadzić rozumowanie pozwalające na analizę tych oddziaływań, należy zastosować pewne przybliżenia. Pierwszym z nich jest zastosowanie przybliżenia średniego pola, które mówi, że suma wszystkich oddziaływań, jakim podlega cząstka w efekcie oddziaływania z innymi cząstkami może zostać przybliżona jednym, uśrednionym potencjałem układu $\mathcal{H}_{int}$ działającym na każdą z cząstek. Całkowity hamiltonian gazu oddziaływających cząstek w zewnętrznym potencjale V_{ext} przyjmie więc postać

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V_{ext} + \mathcal{H}_{int}, \quad (3.29)$$

przy czym $\mathcal{H}_0$ jest hamiltonianem gazu swobodnych, nieoddziaływających cząstek.

Ze względu na fakt, iż odległości międzyatomowe w rozrzedzonych parach pierwiastków alkalicznych są zwykle większe niż charakterystyczne długości oddziaływania między nimi, możemy założyć, że oddziaływanie ma zwykle charakter binarny i dla dwóch identycznych cząstek może być opisane jednym parametrem a - długością rozpraszania. Hamiltonian takiego układu można wtedy zapisać w postaci

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\hat{\mathbf{p}}_i^2}{2m} + V_{ext}(\hat{\mathbf{r}}_i) \right) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \sum_{i<j} \delta(\hat{\mathbf{r}}_i - \hat{\mathbf{r}}_j) \quad (3.30)$$

Ze względu na fakt, iż wszystkie atomy w kondensacie są jednakowe, możemy zapisać, że funkcja falowa kondensatu ($\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$) jest iloczynem jednocząstkowych funkcji falowych:

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_{i=1}^N \phi(\mathbf{r}_i). \quad (3.31)$$

W oparciu o powyższe równania, możemy zapisać równanie Grossa-Pitajewskiego (GPE):

$$i\hbar\partial_t\Phi(\mathbf{r},t) = \left(\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V_{ext}(\mathbf{r}) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}|\Phi(\mathbf{r},t)|^2 \right) \Phi(\mathbf{r},t). \quad (3.32)$$

Ostatni wyraz w powyższym równaniu nie pojawia się w opisie cząstek termicznych i wynika z faktu, że kondensat jako jeden obiekt opisywany jest jedną funkcją falową uwspólnioną dla wszystkich jego elementów. W związku z tym możliwe jest zaobserwowanie pewnych efektów, które nie są obserwowalne w termicznej chmurze atomów. Jednym z przykładów mogą być jasne i ciemne solitony [50]. Innym z rozwinięć tej teorii jest przybliżenie Bogliubova, które pozwala na znalezienie elementarnych wzbudzeń kondensatu i zdefiniowania fazy kondensatu jako fazy nadciekłej.

Zastosowanie równania GPE prowadzi również do ciekawych wniosków, kiedy przeprowadzi się dokładną analizę oddziaływania atomów ze światłem, a konkretniej wpływu nieliniowego wyrazu w równaniu 3.32 na zjawisko elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości (EIT) [51].

3.6 Wpływ oddziaływań międzyatomowych na optyczne zjawiska nieliniowe

Zakładając trójpoziomową strukturę energetyczną atomu (typu lambda, ze stanem wzbudzonym $|3\rangle$, oraz stanami podstawowymi $|1\rangle$ oraz $|2\rangle$), po przejściu z równaniem GPE do formalizmu macierzy gęstości, otrzymujemy szereg równań opisujących ewolucję czasową elementów macierzowych. Dla zachowania jasności rozumowania, zostaną one tutaj zaprezentowane w całości. Równania te mają podobną formę jak wzór 3.8, przy czym zastosowano tutaj zapis zgodny z pracą [51]. Aby zauważyć relację pomiędzy tymi dwoma zapisami, wystarczy pamiętać, że zostały tutaj dodane fenomenologiczne wyrazy związane z różnymi kanałami relaksacji (γ , Γ) oraz zastosowano zapis częstości Rabiego $\Omega = d \cdot E/\hbar$:

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_{13} = & -i[\bar{\delta}_1 - \frac{i}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2 + 2\gamma_{col})]\rho_{13} + i\Omega_1(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\Omega_2\rho_{12} \\ & - i \sum_{j=1,2,3} \frac{4\pi\hbar}{m}[(a_{1j} - a_{3j})\rho_{jj}]\rho_{13}, \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_{23} = & -i[\bar{\delta}_2 - \frac{i}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2 + 2\gamma_{col})]\rho_{23} + i\Omega_2(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_1\rho_{21} \\ & - i \sum_{j=1,2,3} \frac{4\pi\hbar}{m}[(a_{2j} - a_{3j})\rho_{jj}]\rho_{23}, \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_{12} = & -i[\bar{\delta}_1 - \bar{\delta}_2 - i(\gamma_{col} + \gamma)]\rho_{12} + i(\Omega_1\rho_{32} - \Omega_2\rho_{13}) \\ & - i \sum_{j=1,2,3} \frac{4\pi\hbar}{m}[(a_{1j} - a_{2j})\rho_{jj}]\rho_{12}, \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$\partial_t \rho_{11} = \Gamma_1 \rho_{33} - \Omega_1 \text{Im}(\rho_{31}), \quad (3.36)$$

$$\partial_t \rho_{22} = \Gamma_2 \rho_{33} - \Omega_2 \text{Im}(\rho_{32}), \quad (3.37)$$

$$\partial_t \rho_{33} = -(\Gamma_1 + \Gamma_2) \rho_{33} + \Omega_1 \text{Im}(\rho_{31}) + \Omega_2 \text{Im}(\rho_{32}). \quad (3.38)$$

Wprowadzono szereg oznaczeń, które posiadają następujące znaczenie:

- ρ_{ij} - elementy macierzy gęstości,
- $\bar{\delta}_i$ - całkowite odstrojenie wiązki światła laserowego i od rezonansu atomowego, przy czym obecne są dwa pola ($i=1, i=2$) oddziałujące na przejściach $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, oraz $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, odpowiednio (całkowite odstrojenia uwzględniają energię odrzutu wynikającą z absorpcji fotonów oraz przesunięcie Dopplera),
- Γ_i są stałymi relaksacji ze stanu wzbudzonego do odpowiednich stanów podstawowych,
- γ_{col} jest stałą zaniku koherencji związaną ze zderzeniami elastycznymi atomów kondensatu z atomami termicznymi,
- γ jest stałą zaniku koherencji między polami elektrycznymi,
- Ω_i są częstościami oscylacji Rabiego na odpowiednich przejściach energetycznych
- a_{ij} są długościami rozpraszania elastycznego atomów w stanie i z atomami w stanie j .

Ze względu na niską energię kinetyczną atomów biorących udział w zderzeniach, dominującym i w zasadzie jedynym procesem zderzeniowym jest rozpraszanie w kanale s , które zachowuje całkowity moment pędu obu atomów biorących udział w zderzeniu. Ponieważ stan wzbudzony $|3\rangle$ w warunkach równowagi EIT nie jest obsadzony, przyjmujemy $a_{3j} = 0$.

Powyższe równania 3.33 - 3.38 opisujące dynamikę kondensatu różnią się od zestawu równań dla atomów termicznych wyrazami nieliniowymi zawierającymi czynnik stałej rozpraszania. Efektywnie wyraz ten można potraktować jako dodatkowe odstrojenie rezonansu EIT, który dla atomów termicznych znajduje się w położeniu $\delta_1 = \delta_2$, a dla atomów w kondensacie przesunie się w położenie

$$\delta_1 = \delta_2 - \sum_{j=1,2,3} \frac{4\pi\hbar}{m} (a_{1j} - a_{2j}) \rho_{jj}. \quad (3.39)$$

Dla atomów rubidu branych pod uwagę w tym rozważaniu układ typu lambda nie jest najlepszym wyborem, ponieważ dwa podstawowe stany energetyczne ($5S_{1/2}$, $F=1,2$) mają bardzo zbliżone wartości stałych rozpraszania a , przez co różnica w równaniu 3.39 jest bliska zeru. W jedynej jak dotąd próbie pomiaru tego efektu (opisanej w pracy [51]), nie udało się zarejestrować żadnego przesunięcia rezonansu EIT po przekroczeniu

granicy kondensacji. Inaczej wygląda sytuacja, kiedy pod uwagę weźmiemy układ typu I lub typu V. W takim przypadku tylko jeden stan jest spopulowany i cała suma redukuje się do pojedynczego wyrazu

$$\delta_1 = \delta_2 - \frac{4\pi\hbar}{m}a_{11}\rho_{11}. \quad (3.40)$$

Dla atomów ^{87}Rb , długość rozpraszania a w stanie podstawowym wynosi $98a_0$, gdzie a_0 to promień atomu Bohra wynoszący 0.529×10^{-10} m. Zakładając, że w fazie kondensatu gęstość atomów wyniesie 10^{14} atomów / cm^3 , co jest realną wartością, ale trudną do uzyskania, położenie pików EIT zostanie przesunięte o 5 kHz. Wielkość ta jest mała w porównaniu z typowymi mierzonymi szerokościami spektralnymi przejść optycznych. Jej obserwacja wymagałaby użycia bardzo małych mocy wiązki sprzęgającej (w pracy [44] porównywalne szerokości rezonansu EIT uzyskano w limicie teoretycznym dla zerowej mocy wiązki sprzęgającej i dla układu poziomów Λ) oraz bardzo stabilnych i wąskich spektralnie laserów. Korzystając z układu kaskadowego EIT szerokość rezonansu jest jednak znacznie większa ze względu na krótszy czas życia koherencji ograniczony czasem życia stanu górnego (γ rzędu kilkuset kHz). Podobnie sprawa się ma z układem typu V, gdzie szerokość rezonansu ograniczona jest czasem życia stanu wzbudzonego, co daje szerokość rezonansów bliską 6 MHz.

Można tutaj zastanowić się, czy w celu uwidocznienia efektu EIT nie lepiej by było użyć innego pierwiastka. Pierwszym kandydatem wydaje się być ^{133}Cs z niezwykle dużą długością rozpraszania wynoszącą $\sim 2500 a_0$. W podanych wcześniej warunkach gęstości chmury atomowej przesunięcie pików EIT wyniosłoby ponad 120 kHz, co już dało by się dużo łatwiej zaobserwować. Należy tutaj zwrócić uwagę na fakt, że cez, jako pierwiastek o bardzo mocnym oddziaływaniu przyciągającym jest możliwy do skondensowania dopiero po zastosowaniu dostrojenia długości rozpraszania do dodatniej wartości rzędu kilkuset promieni Bohra przy użyciu zjawiska rezonansu Feshbacha. Zjawisko to jest dobrze opisane w pracy [25]. Wykorzystanie tego zjawiska mogłoby być metodą, która pozwoliłaby w naszym układzie również zwiększyć wartość długości rozpraszania w taki sposób, aby móc eksperymentalnie zweryfikować przesunięcie częstości rezonansowej EIT w chmurze skondensowanych atomów ^{87}Rb .

Należy sobie jednak zadać pytanie, czy zastosowanie rezonansów Feshbacha mieści się w ramach przyjętych przybliżeń w celu uzyskania równania GPE. Teoria zakłada, że długość rozpraszania atomów jest niewielka i w chmurze dominują zderzenia binarne, co w wypadku dużych wartości a_{ij} przestaje być prawdą. Nie jest znane analityczne rozwiązanie równania Schrödingera dla dużych długości rozpraszania, więc teoria nie jest w stanie przewidzieć, jaki wtedy będzie wpływ kondensacji na zjawisko EIT. Przez to eksperymentalna próba zaobserwowania ewentualnego przesunięcia pików EIT staje się jeszcze bardziej interesująca i istotna.

Przygotowywany w ramach tej pracy doktorskiej układ eksperymentalny został zaprojektowany na potrzeby takiego eksperymentu, pozwalając na wytworzenie i optyczne pułapkowanie gęstej chmury kondensatu Bosego - Einsteina. Ponadto były prowadzone prace projektowe nad włączeniem w układ zestawu cewek magnetycznych pozwalają-

cych na generację rezonansów Feshbacha dla ^{87}Rb . Ponadto w ramach tej pracy został przeprowadzony szeroki przegląd dostępnych rezonansów EIT dla obu izotopów rubidu, w różnych warunkach pól magnetycznych, konfiguracjach poziomów, temperaturach oraz różnych wariantach realizacji potencjału pułapkującego. Miało to na celu wyłonienie potencjalnych kandydatów i wskazanie dalszych kierunków rozwoju proponowanego eksperymentu.

Rozdział 4

Układ doświadczalny

Układ doświadczalny zaprezentowany w tym rozdziale został w całości zaprojektowany, skonstruowany oraz przetestowany w trakcie trwania studiów doktoranckich autora. W jego skład wchodzi kilka grup urządzeń, takich jak lasery wraz z ich torami optycznymi, układ próżniowy, układ sterowania eksperymentem, układ obrazowania i spektroskopii atomów oraz programy do analizy danych.

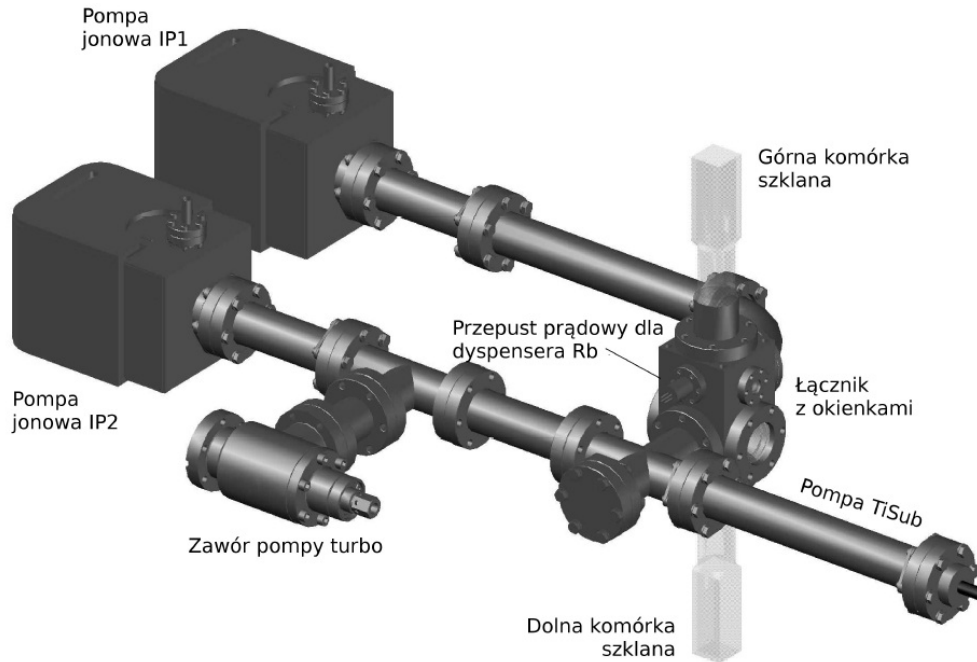
Konstrukcja całej aparatury opierała się na doświadczeniu innych grup badawczych w Polsce i na świecie, co pozwoliło uzyskać bardzo dobry efekt przy możliwie niewielkiej ilości poprawek i w czasie ograniczonym długością trwania studiów autora. Niektóre z rozwiązań zostały wymuszone przez konieczność przetransportowania całego układu na nowe miejsce po jego skonstruowaniu w związku z przeprowadzką całego wydziału, stąd też całość ma budowę modułową, która pozostawia pole do przyszłej rozbudowy, czy wymiany elementów. W celu umożliwienia prowadzenia badań magneto-optycznych, w pewnym momencie układ MOT został całkowicie przebudowany, dołożono do niego ekran magnetyczny [40] i zmieniono metodę formowania wiązek laserowych, dlatego zaprezentowano dwie wersje pomiarów parametrów układu, oraz porównano je pod względem wydajności kreacji próbki ultra-zimnej chmury atomów.

4.1 Układ próżniowy

Aby móc wylapywać i badać atomy wybranego pierwiastka, zwykle musimy się uwolnić od wpływu otoczenia, które do każdego badanego układu wprowadza szum. W tym celu atomy muszą znajdować się w środowisku ultra-wysokiej próżni, osłonięte od wszystkich niechcianych pól magnetycznych, czy rozproszonego światła. Projekt i konstrukcja aparatury próżniowej zostały wykonane przez Marcina Piotrowskiego i są dokładnie opisane w jego rozprawie doktorskiej. Tutaj zostaną one zaprezentowane pokrótce, skupiając się jedynie na elementach aparatury i pomiarach wykonanych przez autora niniejszej pracy.

W omawianych doświadczeniach atomy ^{87}Rb pochodzące z dyspensera zawierającego naturalną mieszaninę obu stabilnych izotopów pierwiastka uwalniane są do wnętrza komory próżniowej poprzez przepuszczenie przez dyspenser prądu o typowym natężeniu

3.7 A. Atomy uwalniane są do szklanej komórki o wymiarach zewnętrznych $28 \times 28 \times 100$ mm. Komórka ta, ustawiona pionowo, poprzez przejście szkło-metal podłączona jest flanszami typu CF do metalowej kostki („łącznika”) wykonanej na zamówienie, pod którą znajduje się bliźniacza komórka szklana. Wewnątrz łącznika dwa grafitowe pierścienie o wewnętrznych średnicach otworu wynoszących 2 oraz 4 milimetry wydzielają różne obszary. Górna komórka stanowi obszar gorszej próżni, gdzie dostarczamy atomy z dyspenseru, łącznik jest obszarem przejściowym z rurkami pompowania różnicowego, dolna komórka stanowi obszar najwyższej próżni. W warunkach wysokiej próżni, gdzie droga swobodna atomów jest porównywalna z rozmiarami aparatury, wspomniane pierścienie powodują znaczne ograniczenie w przepływie atomów pomiędzy obszarami i generują różnicę ciśnień. Wykorzystanie dwóch pierścieni o różnych średnicach otworu pozwala uwzględnić rozbieżność strumienia atomów transferowanych z górnej komórki do dolnej. Skonstruowana aparatura zaprezentowana jest na rysunku 4.1.



Rysunek 4.1: Schemat układu próżniowego. W trakcie trwania pomiarów pompa tytanowo-sublimacyjna została zastąpiona pompą sorpcyjną

Do zaprojektowania rurki pompowania różnicowego niezbędne było przeprowadzenie obliczeń przewodności poszczególnych elementów układu próżniowego. Przewodność G (w litrach na sekundę) przewodów rurowych można opisać za pomocą zależności

$$G = 3.81 \frac{\sqrt{T}}{\sqrt{M_0}} \frac{d^3}{l}, \quad (4.1)$$

gdzie T - temperatura gazu, M_0 - jego masa molowa, d - średnica przewodu w cm, l -

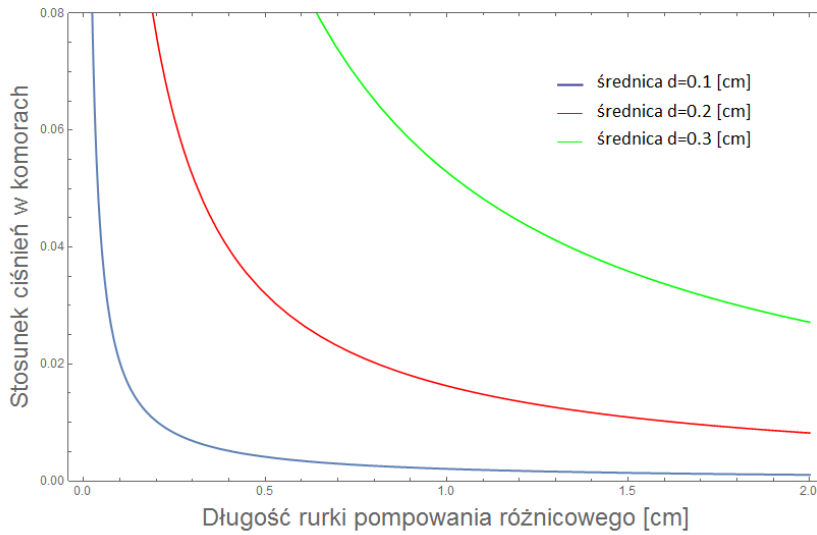
długość przewodu w cm.

Zastosowanie przewężenia w komorze próżniowej pozwala na oddzielenie pod względem ciśnieniowym górnej komórki, w której panuje ciśnienie rzędu 10^{-9} mbar od dolnej komórki (z ciśnieniem 10^{-11} mbar). Możliwy do uzyskania stosunek ciśnień wyniesie

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{G_1}{G_1 + S_2}, \quad (4.2)$$

gdzie G_1 jest przewodnością rurki pompowania różnicowego (definiującą szybkość pompowania górnej komory), natomiast S_2 jest szybkością pompowania dolnej komory przy uwzględnieniu szybkości pompowania pompy próżniowej, oraz przewodów łączących ją z komórką.

Symulację różnicy ciśnień w dwóch obszarach układu w zależności od długości i średnicy otworu rurki pompowania różnicowego prezentuje rysunek 4.2.



Rysunek 4.2: Symulacja różnicy ciśnień w komorach eksperymentalnych przy zastosowaniu różnych rurek pompowania różnicowego dla rubidu w temperaturze pokojowej - obliczenia przyjmują rzeczywiste parametry skonstruowanego układu

Jak widać, dla średnic rurki do 2 mm wydłużanie jej ponad 10 mm nie przynosi już dużych zmian. W związku z geometrią naszego układu wmontowano dwie rurki o wymiarach $l_1 = 7$ mm i $d_1 = 2$ mm, oraz $l_2 = 34$ mm i $d_2 = 4$ mm. Przy takich parametrach, stosunek ciśnień możliwy do uzyskania w naszych komorach wyniósł 0.014.

Oba obszary układu próżniowego wyposażone były pierwotnie w pompy jonowe o szybkości pompowania 20 l/s (układ niskiej próżni), oraz 35 l/s (układ wysokiej próżni), oraz dodatkową pompę tytanowo-sublimacyjną. Ta ostatnia po wygrzaniu układu próżniowego okazała się negatywnie wpływać na funkcjonowanie układu ze względu na złą konstrukcję aparatury (m. in. umieszczenie jej w rurze znajdującej się na wprost pompy jonowej), więc została wymontowana bez znaczącej szkody dla jakości uzyskiwanej

próżni.

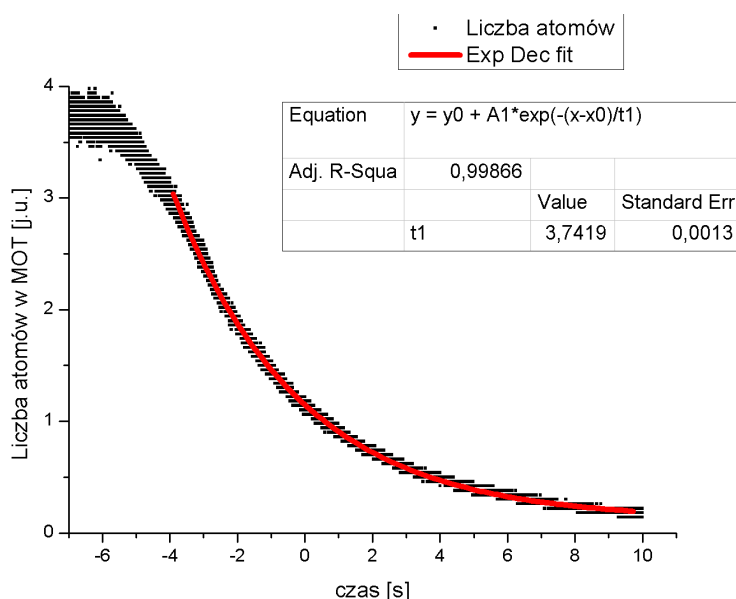
Opisany powyżej układ pozwala na wykorzystanie górnej szklanej komórki, w której panuje względnie wysokie ciśnienie par rubidu, jako źródła wstępnie schłodzonych atomów dla pułapki MOT znajdującej się w dolnej komórce z ultra-wysoką próżnią. W górnej komórce tworzone są trzy obszary dwuwymiarowego MOT-a (widoczne na zdjęciu 4.17), jeden nad drugim, które schładzają atomy w kierunkach poziomych, pozostawiając termiczny rozkład prędkości w kierunku pionowym (tzw. 2D-MOT). Środki schłodzonych w dwóch wymiarach chmur atomowych są ustawione dokładnie nad otworem rurki pompowania różnicowego i strumień atomowy bez żadnych przeszkód trafia do dolnej komórki, gdzie wyłapywany jest już przez docelową, trójwymiarową pułapkę magneto-optyczną. W celu zwiększenia strumienia atomów w układzie znajduje się dodatkowa wiązka laserowa przepychająca atomy pomiędzy komórkami. Zastosowanie tej wiązki zwiększa strumień atomów ok. 10-krotnie. Dokładna analiza funkcjonowania pułapki 2D jest opisana w pracy [40].

Doskonałą miarą jakości próżni w układzie jest czas życia atomów w pułapce magneto-optycznej. Gdy próżnia jest słaba, atomy w pułapce zderzają się z atomami tła i zostają wyrzucone z pułapki. Nie jest to oczywiście jedyny czynnik limitujący czas życia atomów w pułapce, gdyż obok niego pojawiają się fluktuacje mocy i częstości laserów, zmiany polaryzacji światła, drgania mechaniczne, czy grzanie lub stygnięcie różnych elementów układu itd. Analiza czasu życia pozwala nam jednak wysunąć pewne wnioski na temat ograniczających nas czynników.

Wykres 4.3 przedstawia wstępnie zmierzony czas życia atomów w pułapce MOT. Procedura pomiaru czasu życia wyglądała następująco. Przy działającej jedynie pułapce 3D-MOT uruchamiany był pomiar, następnie załączane były wiązki 2D-MOT oraz wiązka przepychająca. Po naładowaniu pułapki 3D przez strumień atomów, czyli uzyskaniu równowagi pomiędzy stratami z pułapki i wychwytem nowych atomów ze strumienia, wyłączano wiązki 2D oraz przepychającą i obserwowany był spadek fluorescencji atomów w pułapce 3D. Fluorescencja z mało gęstych pułapek MOT w dobrym przybliżeniu jest liniowo zależna od liczby atomów, co pozwalało oszacować średni czas życia atomów w pułapce. Na niektórych wykresach zamieszczono jedynie krzywą zaniku fluorescencji bez krzywej ładowania.

Jak widać na rysunku 4.3, czas życia wynosił zaledwie nieco ponad 3 s i kwestionował jakość układu próżniowego, oraz stawiał pod znakiem zapytania możliwość przeładowania atomów do pułapki dipolowej oraz odparowanie w niej atomów do granicy kondensacji. W celu poprawienia warunków próżniowych wmontowaliśmy do układu dodatkową pompę NEG (ang. *Non Evaporative Getter*) w miejsce nieużywanej pompy tytanowej. Rezultat jest przedstawiony na rysunku 4.4.

Czas życia atomów wydłużył się do około 10 s, ale pozostałe mierniki próżni wskazywały, że układ osiąga próżnię rzędu 2×10^{-10} mbar, co przy braku dodatkowych czynników powodujących straty atomów z pułapki oznacza czas życia rzędu 100 s [52]. Wyraźnie widoczne dwie różne stałe czasowe utraty atomów pozwoliły wysnuć wnioski, że czynnikiem limitującym musi być parametr związany z rozmiarem chmury, lub jej gęstością. To z kolei doprowadziło do wniosku, że może to być niezbalansowanie lub



Rysunek 4.3: Pomiar czasu życia atomów w pierwotnej pułapce MOT

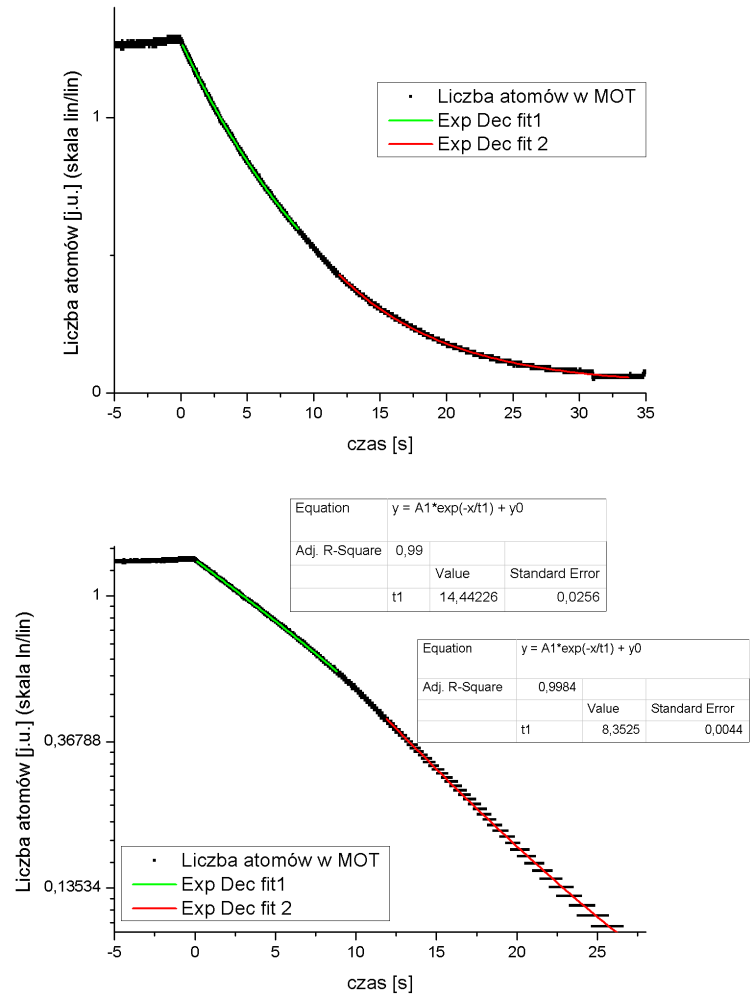
niejednorodność natężenia światła wiązek MOT w obszarze pułapkowania atomów.

Wreszcie przebudowanie układu wiązek laserowych chłodzących atomy, poprawa jednorodności natężenia światła i powiększenie obszaru, gdzie atomy mogą oddziaływać ze światłem pozwoliło na uzyskanie zadowalającego czasu życia w postaci ponad 40 s, oznaczającego że warunki próżniowe w naszej aparaturze są bardzo dobre (Rys. 4.5).

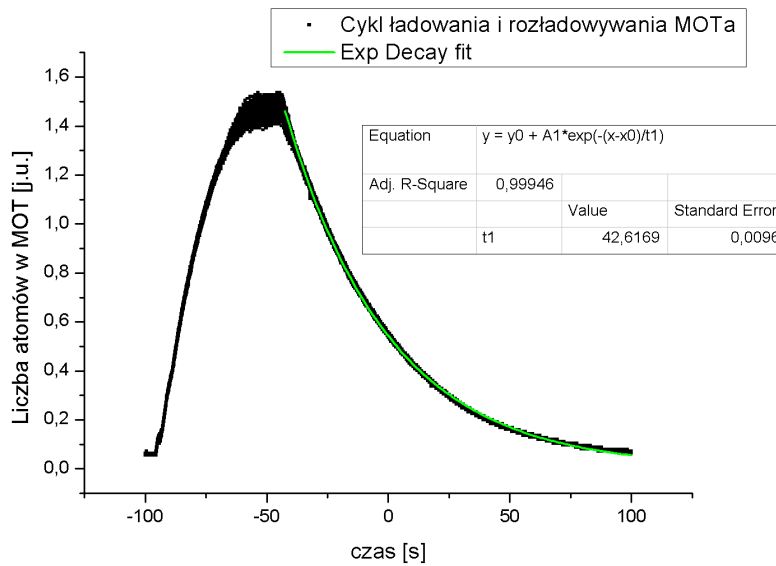
Warto zauważyć, że podczas ładowania MOT-a na wykresie 4.5, które powinno wyglądać podobnie do krzywej strat atomów, następuje nagle wypłaszczenie eksponencjalnej funkcji (na skali poziomej czasu w okolicy -60 s). Dzieje się tak, ponieważ mamy duży strumień atomów z pułapki dwuwymiarowej, który po czasie znacznie krótszym niż czas życia ładuje pułapkę trójwymiarową maksymalną liczbą atomów dostępną dla tej geometrii. Dalsze ładowanie powoduje niestabilność MOT-a i wyrzucanie atomów z pułapki [53; 54].

4.2 Pola magnetyczne

Dla wydajnego funkcjonowania pułapki magneto-optycznej potrzebna jest dobra kontrola nad polami magnetycznymi w obszarze eksperymentu. Przed zainstalowaniem ekranu magnetycznego rolę tę spełniał zestaw skonstruowanych przez autora prostokątnych cewek kompensujących o długości boku rzędu kilkudziesięciu cm (dokładniej 52×45 cm, 52×52 cm oraz 52×32 cm). Konstrukcja została tak zaprojektowana, aby zmieścić się pomiędzy elementami aparatury próżniowej. Ze względu na znaczną odległość cewek kompensacyjnych od obszaru pułapki MOT, zaniebdywaliśmy wszelkie niedoskonałości konstrukcyjne, zakładając że niejednorodności pola na obszarze MOT będą pomijalne.



Rysunek 4.4: Pomiar czasu życia atomów w pułapce MOT po dodaniu pompy NEG (skala liniowa oraz logarytmiczna ujawniająca dwie stałe czasowe (13.4 s i 8.4 s) zaniku sygnału fluorescencji chmury MOT)



Rysunek 4.5: Pomiar czasu życia atomów w pułapce MOT drugiej generacji

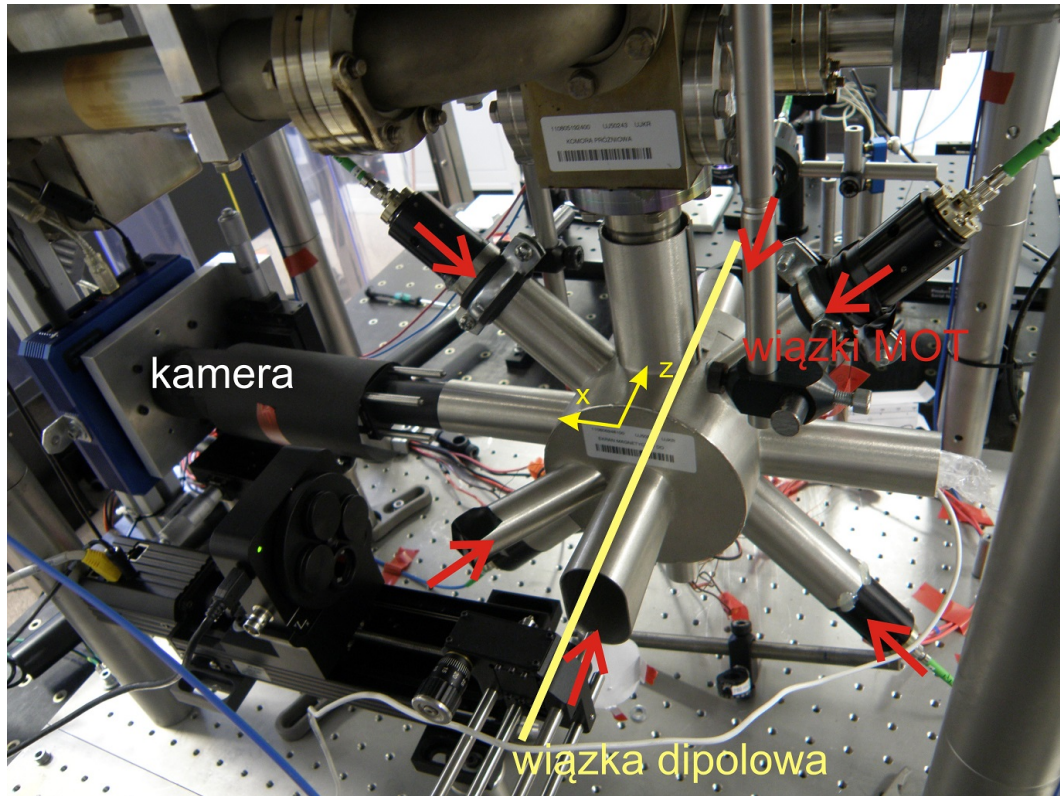
Kwadrupolowe pole magnetyczne generowała para okrągłych cewek nawiniętych na miedziany karkas o średnicy 70 mm z chłodzeniem wodnym, przecięty w jednym miejscu, aby ograniczyć powstawanie prądów wirowych podczas włączania i wyłączania prądu. Cewki składały się z 80 zwojów drutu miedzianego o średnicy 0.8 mm, przez które przepuszczano prąd 3-6 A. Stała układu cewek (uzyskiwany gradient kwadrupolowego pola magnetycznego) wynosiła nieco poniżej 6 Gs/cm·A. W trakcie eksperymentów gradient był regulowany wokół wartości 17 Gs/cm w zależności od pozostałych parametrów pułapki MOT, tak aby uzyskać możliwie wydajne pułapkowanie. Wielkość gradientu jest definiowana wzdłuż osi łączącej środki cewek.

4.2.1 Modernizacja układu - ekran magnetyczny

W celu prowadzenia w układzie badań magneto-optycznych konieczne było zaprojektowanie i skonstruowanie ekranu magnetycznego. Został on dokładnie opisany w pracy Marcina Piotrowskiego.

Wraz z jego konstrukcją (gotowy ekran widoczny jest na zdjęciu 4.6) pojawiła się potrzeba skonstruowania nowych cewek kwadrupolowych, oraz kompensacyjnych. Ze względu na małą dostępną objętość wewnątrz ekranu, zaprojektowane przez autora cewki kompensacyjne znajdują się pomiędzy cewkami kwadrupolowymi i są nasunięte na szklaną komórkę eksperymentalną. Pozwala to na uzyskanie wystarczających pól magnetycznych ~ 1 G przy użyciu zaledwie kilku zwojów drutu (liczbę zwojów oznaczmy przez n) z natężeniem prądu I nie większym od 1 A. Ważnym aspektem przy projektowaniu układu cewek jest ciepło Joule'a generowane przez każdą z nich podczas pracy.

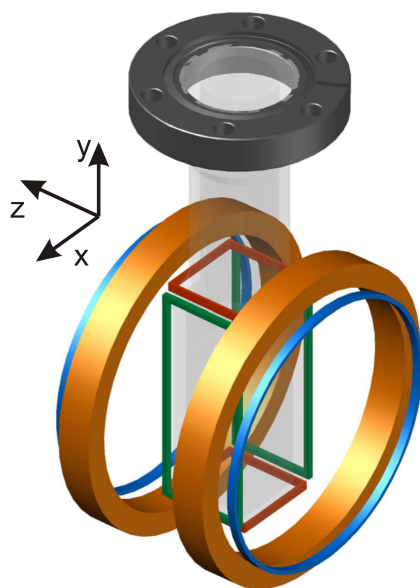
Ekran magnetyczny jest dość szczelnie zabudowany i słabo odprowadza ciepło ze swojego wnętrza. Projekt cewek zarówno MOT-owskich, jak i kompensacyjnych wymagał znalezienia kompromisu pomiędzy natężeniem generowanego pola magnetycznego $\propto nI$, wydzielonym ciepłem $\propto nI^2$, i obszarem zajmowanym w ekranie $\propto n$. Warunek geometryczny wynikał z faktu, że zwoje drutu musiały być ułożone w taki sposób, aby nie przysłaniać wiązek laserowych.



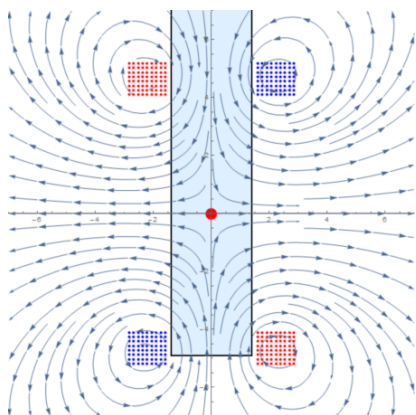
Rysunek 4.6: Zdjęcie układu ekranu magnetycznego

Zaprojektowane cewki dla konkretnych kierunków przedstawiają rysunki 4.7 i 4.8. Projekt ten uwzględnia przestrzenne rozłożenie zwojów drutu o grubości 0.8 mm dla cewek kompensacyjnych i 1.5 mm dla cewek MOT. Aby dobrze zrozumieć geometrię cewek, definiujemy następujące kierunki:

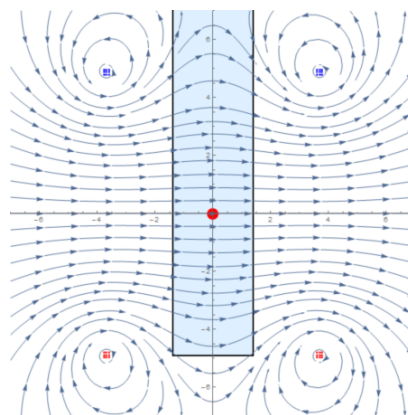
- $\hat{z}$ - kierunek poziomy wzdłuż głównej pałapki dipolowej, wzdłuż niego są również ułożone cewki MOT
- $\hat{y}$ - kierunek pionowy
- $\hat{x}$ - kierunek poziomy, z którego na chmurę atomów patrzy kamera



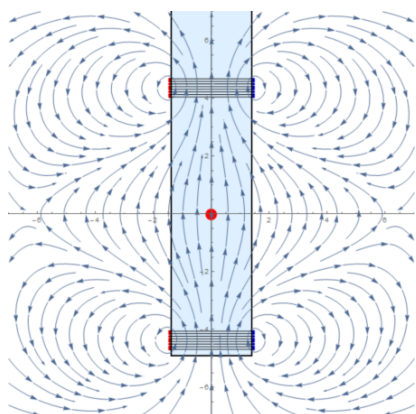
Rysunek 4.7: Schemat rozmieszczenia cewek kompensacyjnych w ekranie magnetycznym - rysunek zaczerpnięty z pracy [40]. Na rysunku kolor złoty: cewki MOT, kolor niebieski: cewki kompensujące pole w kierunku $\hat{z}$, kolor czerwony: cewki kompensujące pole w kierunku $\hat{y}$, kolor zielony: cewki kompensujące pole w kierunku $\hat{x}$



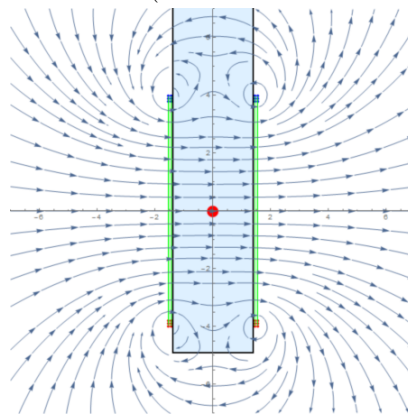
(a) Projekt cewki MOT-owskiej położonej na osi $\hat{z}$ (widok z kierunku osi $\hat{x}$)



(b) Projekt cewki kompensującej pole w kierunku $\hat{z}$ (widok z kierunku osi $\hat{x}$)



(c) Projekt cewki kompensującej pole w kierunku $\hat{y}$ (widok z kierunku osi $\hat{x}$)



(d) Projekt cewki kompensującej pole w kierunku $\hat{x}$ (w celu uwidocznienia linii pola - widok z kierunku osi $\hat{z}$)

Rysunek 4.8: Projekt cewek MOT oraz kompensacyjnych dla ekranu magnetycznego. Kolor czerwony i niebieski reprezentują kierunek przepływu prądu przez dany przekrój drutu.

Wartość indukcji pola magnetycznego uzyskiwana w centrum pułapki przy użyciu cewek kompensacyjnych przepuszczając przez nie prąd o natężeniu 1 A wynosi dla kierunku pionowego 0.27 Gs, a dla dwóch poziomych 1.77 Gs (kierunek $\hat{x}$) oraz 1.18 Gs (kierunek $\hat{z}$). Ciepło Joule’a wydzielane przy takich warunkach pracy wynosi 50 mW, 110 mW, 190 mW, odpowiednio. Są to niewielkie wartości, które nie spowodują podniesienia temperatury wewnątrz ekranu. Cewki kwadrupolowe składają się z 72 zwojów i znajdują się w odległości 16 mm od środka pułapki (odległość dla środka pierwszego drutu). Pułapka pracuje optymalnie (dla zwykle stosowanych parametrów laserów) przy natężeniu prądu 2.4 A dając wtedy gradient indukcji pola magnetycznego 4.44 Gs/cm i wydzielając 2.37 W w postaci energii cieplnej. Podczas fazy kompresji chmury MOT, kiedy prąd cewek zostaje zwiększony do wartości 6.2 A, gradient pola wynosi 11.5 Gs/cm, a wydzielona moc - 15.8 W.

Zasilacz cewek MOT (Delta elektronika, model SM70-AR-24) posiada wejścia analogowe sterujące napięciem lub natężeniem prądu.

Aby zbadać, czy konstrukcja ekranu wpłynęła znacząco na jakość pułapki MOT, wykonałem pomiar czasu życia atomów w pułapce, analogicznie jak w rozdziale 4.1.

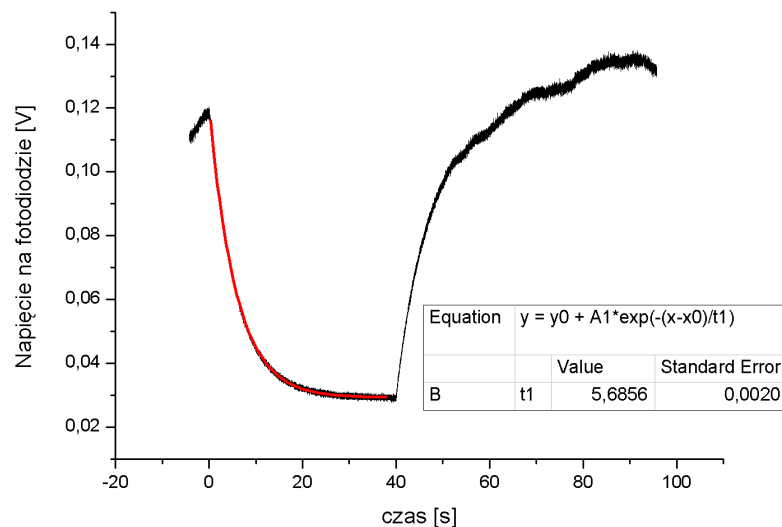
Zmodernizowany układ z ekranem magnetycznym został wyposażony w kolimatory światłowodowe Schäfter+Kirchhoff (model 60FC-Q780-4-M75-37), dające na wyjściu spolaryzowaną odpowiednio wiązkę gaussowską o promieniu 6.75 mm. Zastosowanie tych kolimatorów z jednej strony zmniejszyło obszar MOT, co z kolei negatywnie wpłynęło na czas życia atomów w pułapce, ale z drugiej strony zapewniło bardzo dobrą stabilność i jednorodność wiązek laserowych, kompaktowość układu, oraz wygodę przy stosowaniu ekranu magnetycznego. Po wstępnym wyjustowaniu zostały one na stałe wklejone do ekranu magnetycznego, co zapewniło stabilność położenia centrum MOT względem środka ekranu. Rysunek 4.9 prezentuje uzyskany czas życia, oraz krzywą ładowania atomów do pułapki MOT dla nowych parametrów układu z ekranem.

Jak widać, czas życia uległ znacznemu pogorszeniu, ale wiedza wyniesiona z poprzednich pomiarów pozwala wierzyć, że jest to wynikiem zmniejszenia wiązek MOT i nic nie stoi na przeszkodzie wydajnemu chłodzeniu atomów do granicy kondensacji.

4.3 Lasery

W skład układu doświadczalnego wchodzi szereg laserów przeznaczonych specjalnie dla tego eksperymentu:

1. laser diodowy (Toptica TAprö) o długości fali emitowanego światła 780 nm wykorzystywany jako laser pułapkujący oraz próbujący atomy
2. laser diodowy (Sacher LYNX model TEC 120) o długości fali 780 nm wykorzystywany jako laser repompujący (dalej nazywany „repumperem”)
3. laser włóknowy (Keopsys, seria CYFL) o mocy 8 W i świecący na długości fali 1083 nm służący do wytworzenia wąskiej pułapki dipolowej

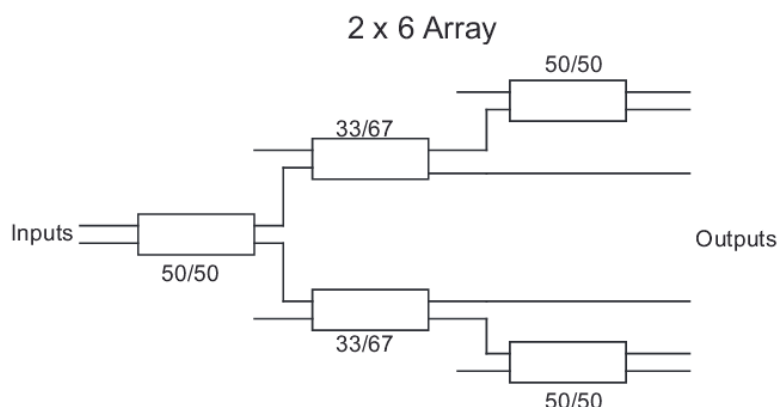


Rysunek 4.9: Pomiar czasu życia atomów w ostatecznej pułapce MOT z ekranem magnetycznym

4. laser włóknowy (Keopsys, model KPS-KILAS-COOL-1560-15-PM-CO) o mocy do 15 W i długości fali 1560 nm pierwotnie przewidziany do generacji pułapki dipolowej, po awarii zamieniony na inne
5. laser włóknowy (IPG Photonics, model YLR-50-LP-AC-Y12) o mocy do 50 W i świecący na długości fali 1070 nm służący do wytworzenia szerokiej pułapki dipolowej
6. laser diodowy (domowej produkcji) świecący w zakresie 770-790 nm wykorzystywany do badania zjawisk elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości
7. dwa lasery diodowe (Toptica DLpro) o długości fali emitowanego światła z zakresu 770-797, używane jako lasery próbujące dla spektroskopii oraz do badania zjawisk EIT i NFE.

Konstrukcja torów optycznych oraz eksperymentalnych metod kontroli światła laserowego są efektem pracy autora, zostanie więc im poświęcone w tej pracy nieco więcej miejsca. Lasery znajdują się na innym stole niż komora eksperymentu, ze względu na chęć odizolowania jej od wszystkich źródeł światła rozproszonego. Wstępnie uformowane i kontrolowane wiązki transportowane są na stół z eksperymentem wiązką światłowodów jednomodowych zachowujących polaryzację (PM, FC/APC, kabel typu Panda, długość 10 m, Thorlabs P3-780PM-FC-10), które dokonują filtracji modów poprzecznych światła laserowego, propagując jedynie mod TEM_{00} . Dodatkowo, dla zastosowania pułapki 3D-MOT światło lasera repompującego oraz pułapkującego jest zmieszane oraz podzielone

na 6 identycznych wiązek w światłowodowym mieszaczu i dzielniku produkcji Evanescent Optics. Jego zastosowanie polega na wprowadzeniu spolaryzowanego liniowo światła dwoma portami wejściowymi do łącznika światłowodowego wykorzystującego fakt przenikania fali zanikającej pomiędzy blisko położonymi rdzeniami. W wyniku zastosowania odpowiedniej matrycy dzielników otrzymujemy 6 identycznych wiązek laserowych spolaryzowanych liniowo i wyprowadzonych światłowodami utrzymującymi polaryzację (Rys. 4.10). Cała konstrukcja znajduje się w niewielkim metalowym pudełku o wymiarach $\sim 5 \times 10 \times 2$ cm, które powinno być zamontowane do rezerwuaru cieplnego w celu zapewnienia stabilności termicznej elementów.



Rysunek 4.10: Schemat łącznika - dzielnika światłowodowego produkcji Evanescent Optics

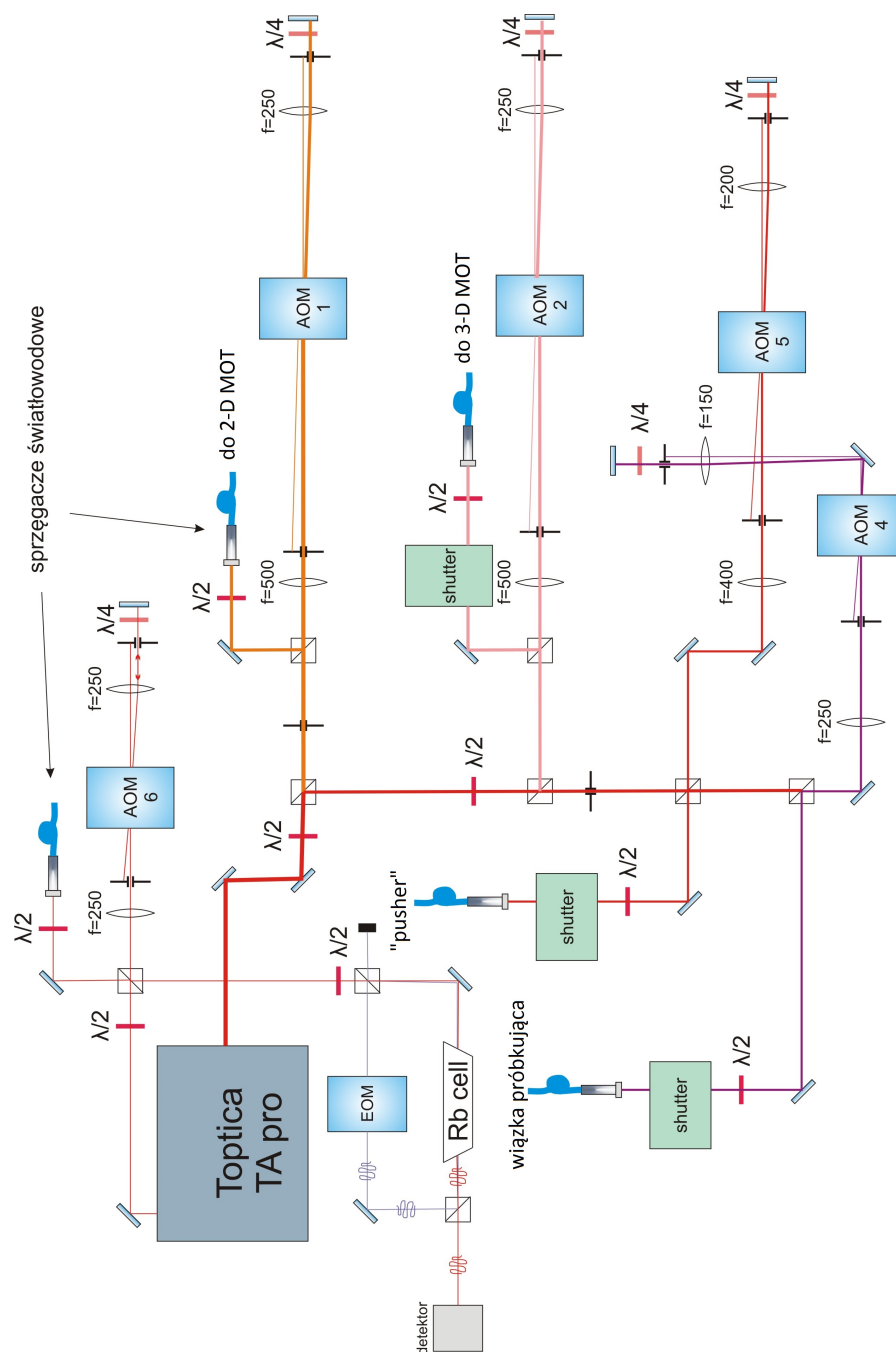
4.3.1 Lasery pułapki MOT

Do wstępnego chłodzenia i pułapkowania atomów w pułapce MOT wykorzystujemy lasery Toptica TApró oraz Sacher.

Jak napisano w rozdziale 4.1, chłodzenie atomów odbywa się wielostopniowo, stąd też w celu uzyskania optymalnego ładowania pułapki atomowej dla konkretnych stopni musimy użyć wiązek laserowych o różnych odstrojeniach od rezonansu.

Tor wiązki lasera Toptica TApró został zaprezentowany na rysunku 4.11.

Laser ten jest laserem diodowym ze wzmacniaczem typu *tapered amplifier*. Światło przed trafieniem do wzmacniacza jest dzielone na dwie wiązki i słabsza z nich jest wyprowadzona na zewnątrz obudowy lasera. Wiązka ta jest używana do stabilizacji długości fali lasera. Wyprowadzona wiązka przechodzi najpierw przez kostkę światłodziącą (PBS - ang. *Polarising Beam Splitter*), a następnie przez modulator akustooptyczny (AOM6), po czym blokowane są wszystkie rzędy ugięcia poza pierwszym, który jest odbity wstecz (przechodząc dwa razy przez płytkę ćwierćfalową, co zmienia polaryzację światła na ortogonalną do pierwotnej), znów uginając się na AOM6. Po kolejnym odseparowaniu wszystkich rzędów ugięcia prócz pierwszego, światło o zmienionej polaryzacji zamiast przejść przez PBS, zostaje od niego odbite i kierowane jest do układu

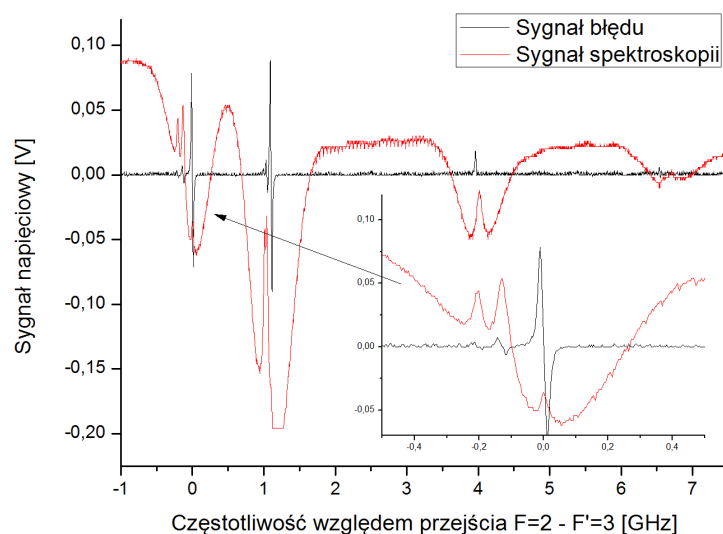


Rysunek 4.11: Schemat toru optycznego lasera Toptica - osobnymi kolorami zaznaczone są kolejne tor optyczne numerowane zgodnie z numeracją AOM.

stabilizacji ze szklaną komórką rubidową. Zastosowanie takiej techniki pozwala nam na dwukrotne przesunięcie częstości światła laserowego ω_0 o częstość modulacji AOM ω_1 . Po ustabilizowaniu częstości lasera do częstości rezonansowej przejścia atomowego ω_{res} przy użyciu przesuniętego światła, dioda laserowa będzie emitowała światło o częstości $\omega_0 = \omega_{res} - 2\omega_1$. Zmieniając teraz częstość modulacji AOM, możemy przesuwac częstość lasera względem rezonansu atomowego.

Stabilizacja lasera wykonywana jest techniką transferu modulacji [55]. Zastosowanie zewnętrznego modulatora elektro-optycznego (*electro-optical modulator* - EOM) pozwala na zachowanie bardzo dobrych parametrów spektralnych lasera bez konieczności modulowania częstości emitowanego światła [56; 57]. Oszacowana na podstawie obserwacji dudnień dwóch wiązek laserowych szerokość linii laserowej wynosi około 1 MHz. Przykładowe widmo absorpcyjne par rubidu wraz z zaznaczonym przejściem cyklicznym $F=2 \rightarrow F=3$ używanym do stabilizacji przedstawia rysunek 4.12. Przy zastosowaniu techniki transferu modulacji przejście to daje najsilniejszy sygnał spektroskopii, a ponadto jest przejściem stosowanym jako chłodzące w pułapkach MOT, więc staje się naturalnym kandydatem dla punktu stabilizacji lasera. Wyplaszczanie widoczne w najgłębszym z profili absorpcyjnych (^{85}Rb , przejście $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$) wynika z wyjścia poza zakres oscyloskopu. Na rysunku widoczna jest również modulacja w widmie absorpcyjnym. W celu jej usunięcia przeanalizowaliśmy cały układ elektroniczny lasera, modulatorów AO (akusto-optycznych) oraz spektroskopii i wykryliśmy obecność modulacji w amplitudzie sygnału RF wychodzących z kasety DDS. Po zdiagnozowaniu problemu pochodzącego od karty zegarowej i zastosowaniu lepszego ekranowania pozostałych kart, problem nie zniknął co doprowadziło nas do odkrycia, że zasilanie całej kasety DDS jest niewystarczające. Po wymianie zasilacza na silniejszy i dalszej redukcji szumów kart DDS problem został zminimalizowany, lecz nadal pozostał widoczny. Najprawdopodobniej wynikał on częściowo z problemów z uziemieniem oraz czystością sieci energetycznej w starym budynku, a częściowo z konstrukcji DDS, która była prototypem i pozostawiała wiele do życzenia. Ostatecznie udało nam się zredukować wszystkie szумы i modulacje do takiego poziomu, kiedy przestają nam przeszkadzać i pozwalają na wydajną pracę układu eksperymentalnego.

Światło wychodzące ze wzmacniacza laserowego po przejściu przez izolator optyczny znajdujący się wewnątrz obudowy lasera zostaje podzielone przez zestaw płytek półfalowych oraz kostek światłodziących na cztery wiązki, z których każda przechodzi przez oddzielny AOM w podwójnym przejściu, a następnie jest kierowana do wejścia światłowodu, którym zostaje skierowana na stół optyczny z eksperymentem. Zastosowanie soczewek o długich ogniskowych (podpisanych na rysunku) w układzie konfokalnym z ogniskiem w centrum kolejnych modulatorów AO ma dwojakie znaczenie. Po pierwsze zogniskowanie wiązki wpływa korzystnie na wydajność ugięcia światła i czas reakcji wiązki na włączanie i wyłączanie AOM, a po drugie zmiana częstości modulacji AOM, a co za tym idzie - również kąta ugięcia wiązki laserowej - powoduje po przejściu przez soczewkę z ogniskiem w centrum AOM jedynie równoległe przesunięcie wiązki. Po odbiciu w tył i ponownym ugięciu wiązki pod takim samym kątem (drugie przejście) wiązka zawsze będzie wracała po tej samej drodze, którą pierwotnie biegła do AOM, niezależnie



Rysunek 4.12: Spektroskopia rubidu wraz z sygnałem stabilizacji metodą transferu modulacji

od kąta ugięcia. W wyniku tego zabiegu możemy przestrajać modulatory nie niszcząc jakości sprzężenia wiązek do światłowodów.

Układ elektroniczny sterujący modulatorami bazuje na wykonanym na zamówienie zestawie DDS - bezpośrednich syntetyzatorów cyfrowych (*direct digital synthesizers*) wykonanych przez firmę Instytut Fotonowy. Generatory te są sterowane kartą zegarową taktowaną na częstotliwości 100 MHz i są w stanie wygenerować dowolny przebieg sygnałowy, włącznie z szybkim włączaniem, wyłączaniem, osłabianiem oraz przestrajaniem częstotliwości sygnału. Generator ten daje na wyjściu maksymalną moc sygnału RF wynoszącą 8 dBm, czyli 6.3 mW (dla czterech kart przeznaczonych do AOM o częstotliwości centralnej 80 MHz) i 2 dBm, czyli 1.6 mW (dla dwóch kart przeznaczonych do AOM o częstotliwości centralnej 110 MHz). W przypadku AOM4, którego nie musimy szybko wyłączać, ani przestrajać, zastosowaliśmy DDS produkcji JS Electronic (model DD1A), który daje nieporównanie lepsze tłumienie szumów (na poziomie > 40 dB) i bardzo szeroki zakres przestrajalności (0.1 Hz - 150 MHz). Niestety nie posiada on wejścia sterującego trybami pracy i funkcjonuje w sposób ciągły na jednej, zaprogramowanej częstotliwości.

Sygnały z generatorów RF są następnie wzmacniane przy użyciu wzmacniaczy firmy MiniCircuits (model ZHL-3A - dla sygnałów 80 MHz, oraz ZHL-1-2W dla sygnałów 110 MHz). Sygnał tak wzmocniony do około 30-34 dBm (czyli ponad 1 W) ma wystarczającą moc, żeby każdy AOM mógł osiągnąć optimum wydajności. Dla modulatorów 3-D MOT oraz repumpera pomiędzy kasetą DDS a wzmacniaczami zostały wmontowane dodatkowe osłabiacze mocy RF (MiniCircuits ZMAS-3) sterowane prądowo. Pozwala to na płyn-

ną i szybką regulację mocy wiązki laserowej, na przykład podczas fazy przeładowania atomów z pułapki MOT do pułapki dipolowej. Sygnał analogowy sterujący osłabiaczami jest generowany przez kartę laboratoryjną sterującą całym eksperymentem. Ponieważ karta ta ma tylko wyjścia napięciowe i bardzo niskie ograniczenie prądowe wyjść analogowych (<10 mA), musieliśmy skonstruować dodatkowy wtórnik napięciowy pozwalający wydajnie sterować mocami wiązek.

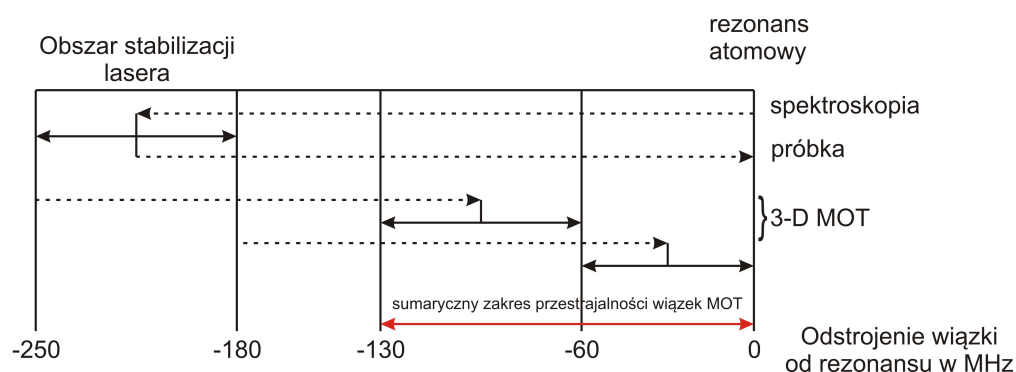
Wykaz użytych modulatorów AO oraz zakres ich przestrajalności prezentuje tabela 4.1. Zamieszczone są w niej również obliczone wydajności poszczególnych torów, przez co rozumie się stosunek natężenia światła dostarczonego na stół z eksperymentem (za światłowodem) do całkowitej mocy skierowanej do konkretnego ramienia układu (przed AOM w odpowiednim torze). Częstota centralna ω_C jest częstotliwością specyfikowaną przez producenta modulatorów, dla naszych rozwiązań (dalekie odstrojenia AOM), musieliśmy nieco zmienić geometrię względem optymalnej (skręcić płaszczyznę kryształu względem optymalnej dla ω_C) w celu uzyskania zakresu przestrajalności ω_{AOM} . Prezentowany zakres przestrajalności jest szacunkowy i określony w oparciu o spadek wydajności ugięcia do nie mniej niż 60% w pojedynczym przejściu.

numer	Zastosowanie	Marka AOM	ω_C [MHz]	ω_{AOM} [MHz]	η [%]
1	2D-MOT	Isomet 1205C	80	60-90	31
2	3D-MOT	Isomet 1205C	80	60-90	19
3	Repumper	Isomet 1205C	80	60-90	27
4	Pusher	Isomet 1205C	80	60-90	20
5	Próbka	G & H I-FS110-2C2B8	110	95-130	20
6	Stabilizacja	G & H I-FS110-2C2B8	110	95-130	30

Tabela 4.1: Wykaz AOM używanych w eksperymencie, ich częstotliwości centralne ω_C , zakres ich przestrajalności ω_{AOM} , oraz wydajności danego ramienia toru optycznego η

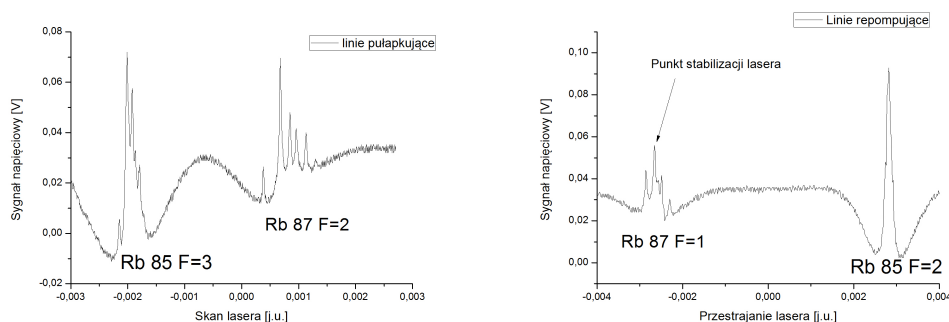
W tabeli 4.1 wymieniony jest również AOM nr 3 używany w układzie lasera repompującego. Wszystkie AOM poza nr. 3 wykorzystują podwójne przejście i +1 rząd ugięcia, dzięki czemu światło propagujące torem 5 może być rezonansowe, pomimo daleko odstrojonego punktu stabilizacji lasera, a światło w torze 1, 2 oraz 4 może być dowolnie przestrajaną o kilkanaście do kilkudziesięciu MHz poniżej rezonansu. Całkowity zakres przestrajalności wiązek laserowych prezentuje rysunek 4.13. Strzałki przy oznaczeniu „Spektroskopia” oznaczają maksymalny zakres strojenia wiązki do stabilizacji lasera. W całym zakresie wiązka próbkująca może być dostrojona do rezonansu atomowego, natomiast wiązki MOT mogą być w zależności od wyboru punktu lokowania lasera odstrojone od 130 do 0 MHz poniżej rezonansu.

Laser repompujący Sacher, jest również laserem diodowym, ale ze względu na mniejsze wymagania co do jego szerokości spektralnej, stabilizacja jest wykonana metodą spektroskopii nasyceniowej [58], gdzie dodatkowo wprowadzono referencyjną wiązkę przechodzącą przez komórkę z parami atomowymi rubidu, z której sygnał jest odejmowany od sygnału spektroskopii przy użyciu różnicowego detektora (Thorlabs PDB210A). Po-



Rysunek 4.13: Zakresy przestrajalności wiązek laserowych względem rezonansu atomowego

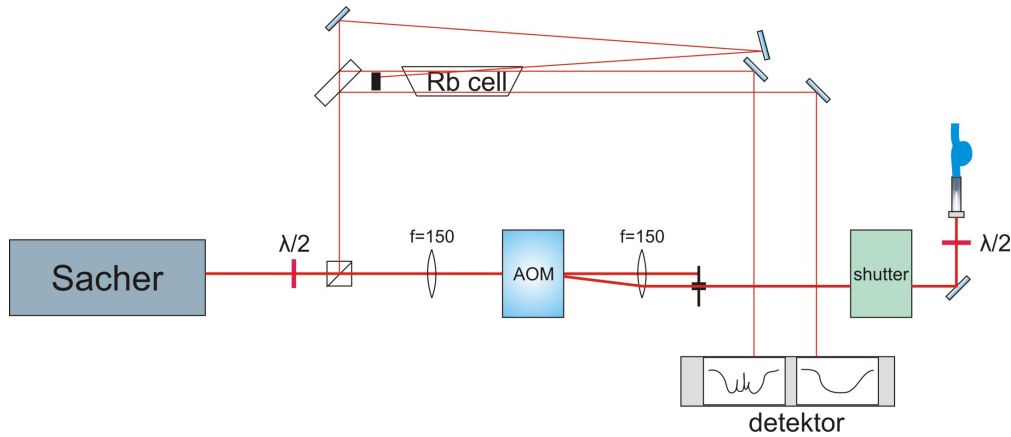
zwała to na uzyskanie względnie płaskiego widma z wyraźnymi pikami pochodzącymi od spektroskopii nasyceniowej (Rys. 4.14), co w znacznym stopniu uniezależnia sygnał błędu od fluktuacji mocy i polaryzacji lasera.



Rysunek 4.14: Spektroskopia nasyceniowa rubidu z zaznaczonym punktem stabilizacji lasera repompującego - widoczna modulacja tła wynika z niedoskonałego zrównoważenia dwóch wejść detektora.

Pomimo iż na rysunku 4.14 widmo nie jest absolutnie płaskie i widać na nim pozostałości dopplerowskiego profilu absorpcyjnego (co wynika z niedoskonałego wyrównania mocy wiązek próbujących), jakość stabilizacji lasera repompującego jest dla nas wystarczająca. Przejście, do którego stabilizowany jest laser Sacher jest przejściem krzyżowym pomiędzy przejściami $F=1 \rightarrow F'=1$, a $F=1 \rightarrow F'=2$ i znajduje się 79 MHz poniżej właściwego przejścia $F=1 \rightarrow F=2$. Różnicę tę kompensuje AOM 3 modulowany z częstotliwością 80 MHz. Jest to częstota centralna wykorzystywanego AOM, a więc wydajność ugięcia jest dla niej największa. Różnica 1 MHz nie ma dużego znaczenia dla eksperymentu, ze względu na zastosowanie wiązki jako repompującej. Ponadto szerokość spektralna lasera

(obecna modulacja prądu diody wykorzystywana w stabilizacji) jest znacznie większa niż 1 MHz. Światło ugięte na AOM w pierwszym rzędzie jest po przejściu przez płytkę półfalową kierowane do światłowodu. Rysunek 4.15 przedstawia schemat toru wiązki lasera repompującego.



Rysunek 4.15: Tor optyczny lasera repompującego

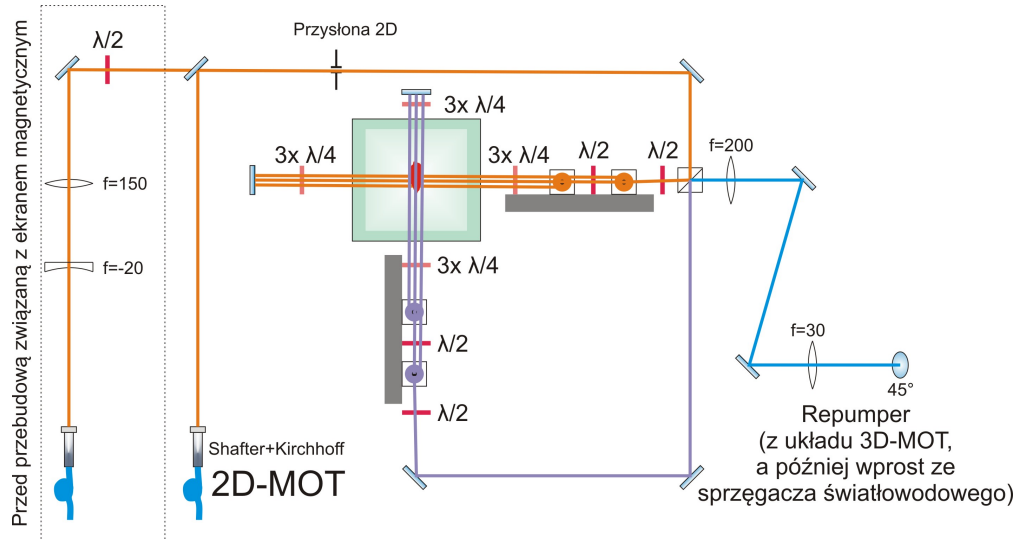
Światło wprowadzane do światłowodów musi mieć dobrze ustaloną polaryzację zgodną z jedną z osi optycznych włókna, więc przed każdym światłowodem znajduje się dodatkowa płytkę półfalowa. Ze względu na występującą czasami eliptyczność polaryzacji, płytki te są włożone pod dość dużym kątem względem biegu wiązki, aby móc skompensować ten efekt. Procedura justowania położenia płytki półfalowej wykorzystuje analizator stanu polaryzacji produkcji Schäfter+Kirchhoff (model SK010PA-VIS). Pozwala on na podpięcie światłowodu i przy użyciu pary detektorów oraz wirującej płytki falowej wyznaczać położenie polaryzacji na strefie Poincaré w sposób ciągły wyświetlając równocześnie szereg danych dotyczących zmienności polaryzacji w czasie. Gdy polaryzacja światła wchodzącego do światłowodu nie jest doskonale uzgodniona z jego osią optyczną, dowolne zaburzenie (strojenie częstości lasera, drgania mechaniczne, czy dryf termiczny włókna) powoduje zmienianie się polaryzacji wyjściowej ze światłowodu. Używając więc nagrzewnicy (suszarki do włosów) i kierując wylot ciepłego powietrza na włókno oraz obserwując zakres zmienności polaryzacji na strefie Poincaré jesteśmy w stanie obracając półfalówką znajdującą się przed wejściem do światłowodu uzgodnić polaryzację światła z osią optyczną włókna nawet do poziomu 99.99% (stabilność polaryzacji wychodzącej ze światłowodu). Standardowo osiągnięte poziomy stabilności są nieco gorsze (rzędu 98%), ponieważ zależą również od stabilności polaryzacji wiązki światła docierającego do półfalówki, drgań mechanicznych oraz stabilności temperaturowej układu.

Wiązki światła wychodzące ze światłowodów na drugim stole zostają przy użyciu teleskopów poszerzone do odpowiednich rozmiarów i skolimowane. Pozwala nam to przystąpić do chłodzenia atomów. Pierwszym stopniem jest pułapka MOT 2D+ [59]. Jej kompletny opis i diagnostyka znajdują się w pracy doktorskiej Marcina Piotrowskiego,

tutaj zostanie przedstawiona tylko jej ogólna charakterystyka.

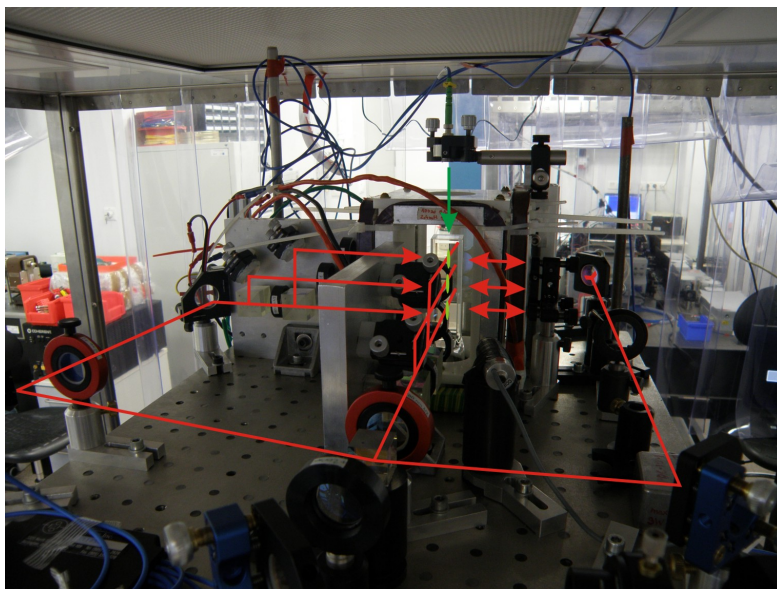
W górnej komórce dzięki zastosowaniu stałych magnesów neodymowych panuje gradient pola magnetycznego wynoszący 12.6 Gs/cm w obu kierunkach poziomych, przy zachowaniu jednorodności pola magnetycznego w kierunku pionowym. 20 magnesów neodymowych w postaci sztabek o rozmiarach $2 \times 5 \times 30$ mm zostało wklejonych w specjalnie przygotowane szyny. Konstrukcja uchwytu pozwala na zmianę pozycji magnesów, a więc również i gradientu pola w zakresie dyskretnych wartości: 12.6; 15.5; 19.6; 24.7; 31.6; 40.5 Gs/cm. Obszar jednorodnego pola w pionie wynosi około 15 cm, co jest wystarczające przy długości komórki wynoszącej 10 cm oraz obszarze oddziaływania atomów ze światłem pułapkującym wynoszącym około 7 cm. Dodatkowo znajdują się tam dwa zestawy cewek prostokątnych pozwalających dodać stałą wartość pola magnetycznego w dwóch poziomych kierunkach, co pozwala na manipulację położeniem zera pola magnetycznego.

Schemat toru optycznego pułapki 2-D MOT prezentuje rysunek 4.16 oraz zdjęcie 4.17.



Rysunek 4.16: Schemat toru optycznego pułapki 2D-MOT, widok „od góry”. Widoczne potrojenie wiązki oznacza separację wiązek w pionie.

Tor optyczny pułapki 2D został wykonany przez autora według projektu przygotowanego wspólnie z Marcinem Piotrowskim. Wiązka laserowa o mocy około 130 mW wychodząca ze światłowodu jest podzielona przy pomocy płytki półfalowej oraz polaryzującej kostki światłodzieliącej na dwie, które będą chłodzić atomy w dwóch kierunkach. Na tej samej kostce następuje zmieszanie światła chłodzącego oraz repompującego (moc 9.8 mW). Na specjalnie zaprojektowanych płytach (widocznych na zdjęciu 4.17), do których przymocowane są elementy optyczne, następuje kolejny podział wiązek, tym razem w pionie, na trzy równoległe wiązki w każdym z kierunków pułapki. Kostki PBS oraz



Rysunek 4.17: Zdjęcie poglądowe toru optycznego pułapki 2D-MOT

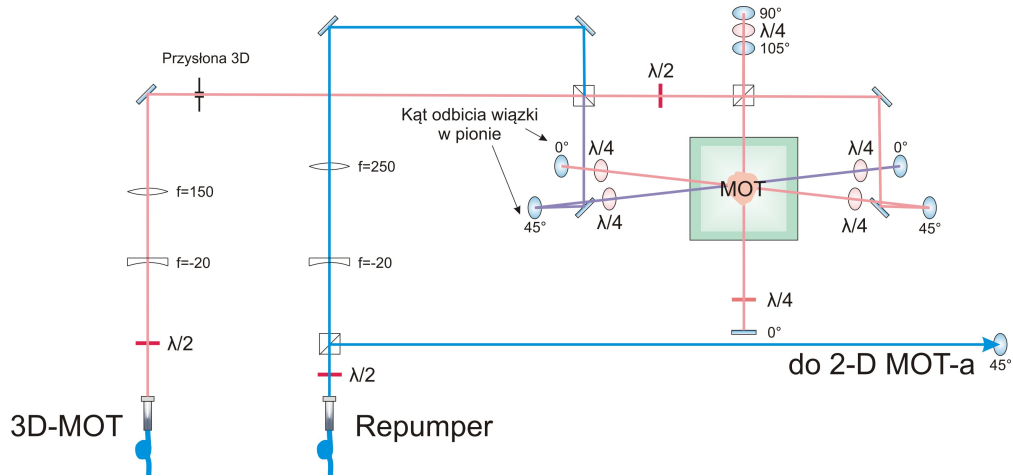
płytki falowe wklejone są w uchwyty za pomocą wosku, o czym należy pamiętać przy ewentualnym wygrzewaniu układu próżniowego. Środki wiązek laserowych są oddalone od siebie w pionie o 2.54 cm. Po przejściu przez obszar komórki, światło zostaje odbite w tył, a układ ćwierćfalówek przyklejonych do lusterek zapewnia uzyskanie odpowiednich polaryzacji. Zdecydowano, że układ z trzema równoległymi wiązkami ma przewagę nad rozwiązaniem z jedną wiązką o silnie eliptycznym kształcie, ponieważ pozwala na większą koncentrację mocy w obszarze który jest dla nas istotny nie wymagając przy tym stosowania dużych i drogich elementów optycznych. Istnieją jeszcze inne geometrie pozwalające na realizację 2-D MOT (jak na przykład układ piramidalny [60]), ale przy naszej geometrii komory eksperymentalnej układ trzech wiązek wydał się być najkorzystniejszy.

Jak zostało wspomniane, układ chłodzenia trójwymiarowego został przebudowany w celu zastosowania ekranu magnetycznego, poniżej zostaną przedstawione obie konstrukcje w celu porównania ich funkcjonowania.

4.3.2 Przebudowa układu pułapki MOT

Pierwotnie wiązka światła o mocy około 33 mW wychodząca ze światłowodu była poszerzona do rozmiaru 19.55 mm (średnica $1/e^2$), a następnie podzielona na trzy wiązki za pomocą płytek półfalowych oraz kostek światłodziących. Ze względu na straty na odbiciach, osiadający na poziomych elementach kurz oraz niedokładne wyjustowanie elementów optycznych duża część mocy była tracona i do komórki docierało światło o natężeniu około 2 mW/cm^2 w każdej z sześciu wiązek. Schemat tego układu zaprezen-

towany jest na rysunku 4.18. Na pierwszym z podziałów następowało zmieszanie jednej z wiązek z wiązką światła repompującego (moc 6 mW) o rozmiarze 20.25 mm (średnica $1/e^2$), która w wyniku tego oświetlała atomy tylko w jednym kierunku. Dwie z wiązek były kierowane pod kątem 45° względem płaszczyzny stołu optycznego w stronę komory, kołowo polaryzowane przez płytki ćwierćfalowe i po przejściu przez komórkę eksperymentalną zostawały odbite w tył przez układ płytka ćwierćfalowa + zwierciadło. Trzecia wiązka, aby tworzyć system ortogonalny, powinna przechodzić przez komorę poziomo, ale ze względu na konieczność wprowadzenia do komórki wiązki lasera dipolowego, jest ona odchylona w pionie o około 15° . Wykorzystanie „przysłony 3D” (oznaczonej na rysunku 4.18) pozwala na bardzo precyzyjne justowanie zwierciadeł zawracających wiązki laserowe. Wykonuje się to przymykając przysłonę i obserwując plamkę zawróconego światła na powierzchni przysłony, celując zwierciadłem zawracającym w jej środek. Zawężenie wiązki pozwala również z dużą dozą pewności zweryfikować, czy wiązka MOT jest dobrze skolimowana obserwując rozmiar wiązki zawróconej względem otworu przysłony.



Rysunek 4.18: Schemat toru optycznego pułapki 3D-MOT (widok „od góry”)

Przy projektowaniu ekranu magnetycznego zachowano geometrię wiązek laserowych, gdyż wydawała się ona optymalna, ekran więc został wyposażony w tulejki o takiej średnicy i rozłożeniu przestrzennym, żeby można było wmontować w nie na stałe kolimatory światłowodowe. Po przebudowie układu moc wiązek MOT wynosiła 5.2 mW na wiązkę, a moc wiązki repompującej - $800\mu\text{W}$ na wiązkę. Istotnym faktem jest również to, iż zastosowanie 6 kolimatorów światłowodowych (w miejsce 3 zawracanych wiązek) gwarantuje dokładne zbalansowanie mocy i ciśnień światła. Jest to ważne dlatego, że wiązki MOT wchodzą do komórki pod dużym kątem, przez co odbicie światła od granic szkło-powietrze i szkło-próżnia rośnie (nawet do 15% przy przejściu przez dwie ścianki komórki), a więc dla wiązki zawracanej osłabione ciśnienie światła może powodować niestabilności funkcjonowania pułapki.

4.3.3 Lasery pułapki dipolowej

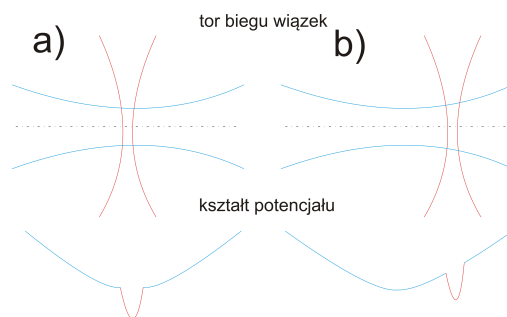
Podobnie jak w wypadku ekranu magnetycznego i toru optycznego wiązek 3D-MOT, przebudowie uległ również układ laserów dipolowych. W tej części zostanie zaprezentowany stary układ oraz metodologia charakteryzacji pułapki dipolowej, natomiast w dalszej części zatytułowanej „Przebudowa układu lasera dipolowego” przedstawiony zostanie nowy układ wraz z wynikami diagnostyki. Oba układy wraz z diagnostyką są efektem pracy autora.

Do wytworzenia potencjału pułapki dipolowej używany był pierwotnie laser Keop-sys o długości fali 1560 nm. Wraz z układem podwajania częstości miał być istotnym narzędziem do pracy z atomami rubidu. Niestety ze względu na strukturę energetyczną tego pierwiastka, a konkretniej na to, że przejście z górnego stanu chłodzącego $5P_{3/2}$ do stanu wzbudzonego $4D_{3/2,5/2}$ na długości fali 1530 nm jest stosunkowo blisko długości fali lasera, zastosowanie wiązki dipolowej na długości fali 1560 nm było dość niewygodne. Wynikało to z silnego dynamicznego efektu Starka dla górnego poziomu chłodzącego pochodzącego właśnie od wspomnianego przejścia energetycznego. Przesunięcie poziomu górnego było co do znaku zgodne i dwukrotnie większe niż przesunięcie poziomu podstawowego [61]. Nastęrczało to wielu trudności eksperymentalnych, bo wymagało przestrajania światła pułapki MOT w dużym zakresie podczas fazy przeładowania. Sam proces przeładowania i jego optymalizacja zostały opisane w pracach [10; 62; 63]. Ponadto po pierwszej fazie testów laser 1560 nm uległ uszkodzeniu i został wymieniony na laser 1083 nm, a później został dokupiony dodatkowo laser 1070 nm.

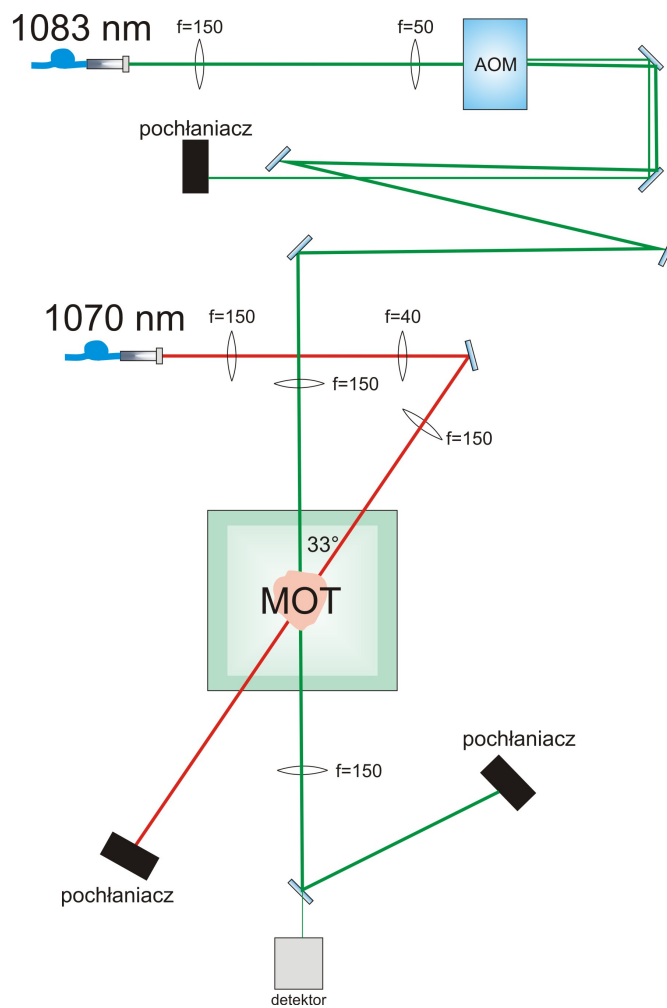
W drugiej fazie eksperymentu używane były lasery o długości fali 1083 nm oraz 1070 nm. Pułapka była uformowana na skrzyżowaniu dwóch wiązek o różnych przewężeniach i głębokościach potencjału. Takie podejście pozwala zarówno na zastosowanie techniki runaway evaporation w przypadku zastosowania geometrii MACRO-FORT (MissAligned CROssed Far Off Resonance Trap), jak i standardowego odparowania atomów znajdujących się w tzw. „dimplu” (ang. *dimple trap*), czyli niewielkim obszarze, gdzie potencjały od obu pułapek się sumują tworząc głęboki i stromy potencjał, co ułatwia uzyskanie dużych gęstości oraz wysokich częstości własnych pułapki. Przejście pomiędzy tymi geometriami wymaga jedynie przesunięcia ogniska jednej z wiązek (rys. 4.19). Różnica między nimi polega na tym, że w przypadku stosowania odparowania w „dimplu” obniżamy głębokość potencjału pułapkującego celem odparowania atomów, natomiast w MACRO-FORT podnosimy głębokość potencjału dodatkowego celem otwarcia z jednej strony potencjału pułapkującego bez zmiany jego rozmiarów.

Aby móc w pełni kontrolować potencjał pochodzący od wiązki dipolowej, należy zadbać o odpowiedni kształt wiązki (patrz rozdział 2.2.4) oraz zapewnić bardzo dobrą stabilizację mocy lasera na wybranym przez nas poziomie. Należy również zadbać, aby wszystkie elementy optyczne w torze były pokryte antyrefleksyjnie na zadaną długość fali, oraz aby soczewki były dobrej jakości dubletami achromatycznymi. Całość pierwotnego toru optycznego pułapek dipolowych zaprezentowana jest na rysunku 4.20.

Wiązka lasera 1083 nm wychodząca ze światłowodu była zawężana trzykrotnie za pomocą teleskopu 150 mm + 50 mm w celu zwiększenia wydajności na modulatorze AO (produkcja AA model MQ40-A2-L1560-WSC, dedykowany dla długości fali 1560



Rysunek 4.19: Schematyczne porównanie geometrii pułapek typu (a) „dimple” i (b) MACRO-FORT. Naszkicowano kształty potencjałów wzdłuż linii poziomej przechodzącej przez ogniska obu wiązek.



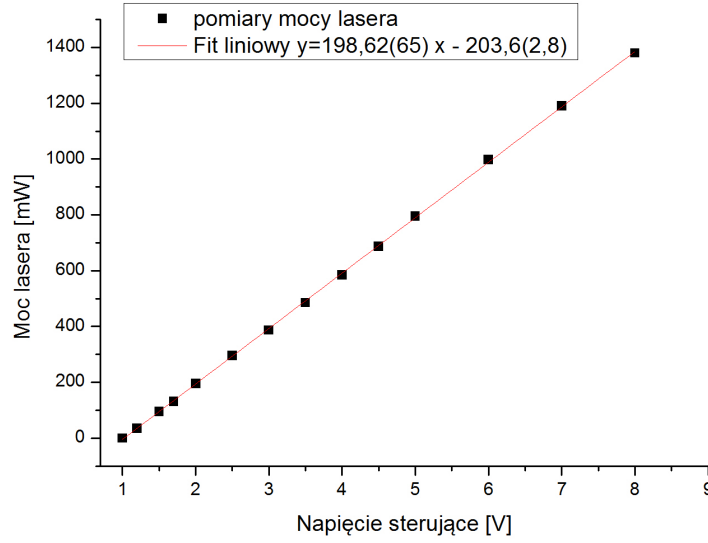
Rysunek 4.20: Schemat toru wiązek dipolowych

nm). Pierwszy rząd ugięcia kierowany był w stronę eksperymentu, zerowy natomiast do pochłaniacza wiązki, który zapobiegał rozpraszaniu niebezpiecznego promieniowania. Wiązka laserowa następnie na drodze 1.9 m swobodnie się rozszerzała (w wyniku dyfrakcji oraz niedoskonałości obiektywu) aż do średnicy około 5 mm, po czym padała na soczewkę o ogniskowej 150 mm i była ogniskowana wewnątrz chmury zimnych atomów w pułapce MOT. Po przejściu przez komórkę, wiązka była znów kolimowana i odbijana zwierciadłem w stronę pochłaniacza. Fragment mocy, który zostawał przepuszczony przez zwierciadło padał na fotodiode Thorlabs PDA-36A-EC ze wzmocnieniem 20 dB. Uzyskany sygnał napięciowy był wykorzystywany do stabilizacji mocy wiązki laserowej. Układ stabilizacji LB1005 Servo Controller produkcji NewFocus sterował regulatorem mocy RF kierowanej do AOM. Sygnał wyjściowy z regulatora był zmienny w zakresie -10 do +10 V, a sterownik AOM przyjmuje napięcie z zakresu 0 do 5V, więc sygnał dodatkowo był przepuszczony przez dzielnik napięcia i diodę półprzewodnikową. Cały ten układ pozwalał nie tylko na sprawną regulację mocy lasera dipolowego, ale również na eliminację szumów lasera na niskich częstościach, bliskich podwojonej częstości rezonansowej pułapki (wyjaśnienie poniżej). Szybkie włączanie/wyłączanie lasera realizowane było sygnałem logicznym TTL generowanym z karty laboratoryjnej. Ten sam sygnał pozwalał zarówno na wyłączenie AOM, jak i uruchomienie trybu „output hold” w sterowniku, który chwilowo odcinał kanał wejściowy utrzymując sygnał wyjściowy na stałym poziomie (nie będąc czułym na wyłączenie mocy lasera). Dzięki temu układ stabilizacji nie wypadał z pętli sprzężenia przy wyłączaniu wiązki. Ze względu na dużą moc pobieraną przez sterowniki i AOM, Marcin Piotrowski stworzył układ chłodzenia wodnego, jak i zabezpieczający elektroniczny układ kontrolujący temperaturę elementów. Kalibrację mocy lasera 1083 nm w zależności od napięcia sterującego prezentuje rysunek 4.21.

Wedle rozważań dla wiązki gaussowskiej, promień przewężenia pułapki wytworzonej w ten sposób powinien wynosić około $20.5 \mu\text{m}$. Ze względu na fakt, że wszystkie elementy optyczne w torze mogą powodować dodatkowe zniekształcenia wiązki, należało zweryfikować to eksperymentalnie. Jedną z metod jest zmierzenie rozmiaru ogniska wprost kamerą CCD. Inną, równie powszechnie stosowaną, jest stopniowe zasłanianie wiązki przez żyłkę umieszczoną na stoliku mikrometrycznym wraz z pomiarem mocy niezasłoniętej części wiązki. Ze względu jednak na fakt, iż sama komórka eksperymentalna może powodować aberracje wiązki, a więc i zmieniać rozmiar ogniska, najlepszą metodą weryfikacji jego rozmiaru jest pomiar parametrów wytworzonej w ognisku pułapki dipolowej. Wykonane to zostało metodą poszukiwania rezonansu parametrycznego opisaną w [17]. Ze względu na fakt, iż zimne atomy uwięzione w gaussowskim potencjale dipolowym w warunkach równowagi termicznej zajmują zwykle obszar do wysokości około 1/10 głębokości potencjału, można go przybliżyć funkcją paraboliczną (potencjałem harmonicznym) postaci

$$U_{dip} \approx U_0 + \frac{1}{2}m\omega_r^2 r^2 + \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2, \quad (4.3)$$

z częstościami własnymi w odpowiednich kierunkach ω_r oraz ω_z .



Rysunek 4.21: Kalibracja mocy lasera 1083 nm

Jeśli dodatkowo głębokość potencjału będzie modulowana sinusoidalnie (głębokość modulacji ε) na częstotliwości ω_n , to równanie ruchu będzie miało postać

$$\ddot{x} = \omega_{r,z}^2 (1 + \varepsilon \sin(\omega_n t)) x. \quad (4.4)$$

Będziemy wtedy mogli zaobserwować rezonans parametryczny podgrzewający i wyrzucający atomy z pułapki dla częstotliwości zaburzenia

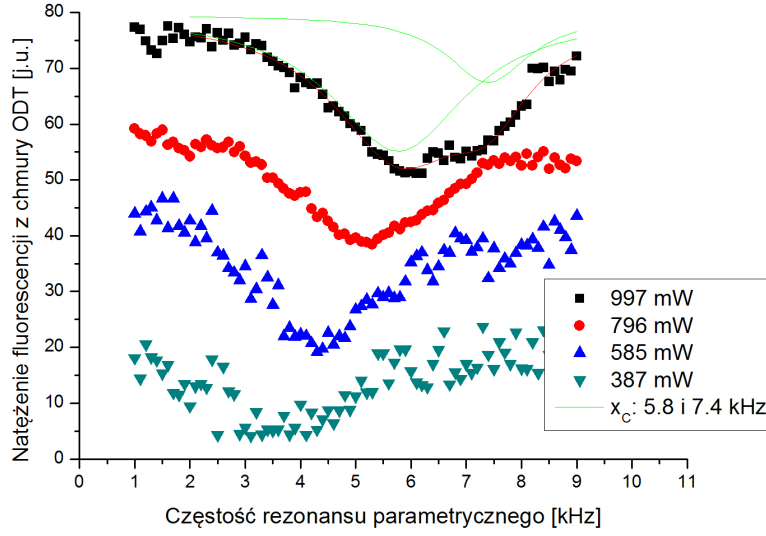
$$\omega_n = \frac{2\omega_{r,z}}{n}, \quad (4.5)$$

gdzie n jest liczbą naturalną. Szerokość rezonansu będzie się zmieniać jak $\varepsilon^n \omega_{r,z}$, co dla $\varepsilon \ll 1$ powoduje, że tylko pierwszy, lub pierwsze dwa rezonanse będą widoczne ($n = 1, 2$). Ponadto poprawka do częstotliwości rezonansowych wynikająca z anharmoniczności potencjału zwykle jest mniejsza niż 10%, w związku z czym pozwalamy sobie ją zaniedbać.

Efekt ten zobaczymy w obrazowaniu fluorescencyjnym (rozdział 2.3.1), jako spadek natężenia światła w pewnym zakresie częstotliwości modulacji, a dokładniej tam, gdzie częstota modulacji będzie podwojoną częstotnością własną pułapki.

Wykonałem serię pomiarów częstotliwości rezonansowych dla różnych mocy zarówno dla oscylacji radialnych, jak i osiowych („aksjalnych”). Tutaj prezentuję przykładowe widma dla częstotliwości radialnych (Rys. 4.22).

W oparciu o położenia centrów rezonansów wyznaczyłem częstotliwości rezonansowe i przeprowadziłem symulacje numeryczne mające na celu obliczenie promienia przewężenia pułapki przy zadanej mocy, dla którego teoria zgadza się z obliczeniami (Rys. 4.23). Symulacje te opierały się na obliczeniu głębokości potencjału ze starkowskiego



Rysunek 4.22: Zestawienie pomiarów rezonansu parametrycznego lasera 1083 nm, analiza podwójnej struktury rezonansów parametrycznych - patrz tekst poniżej

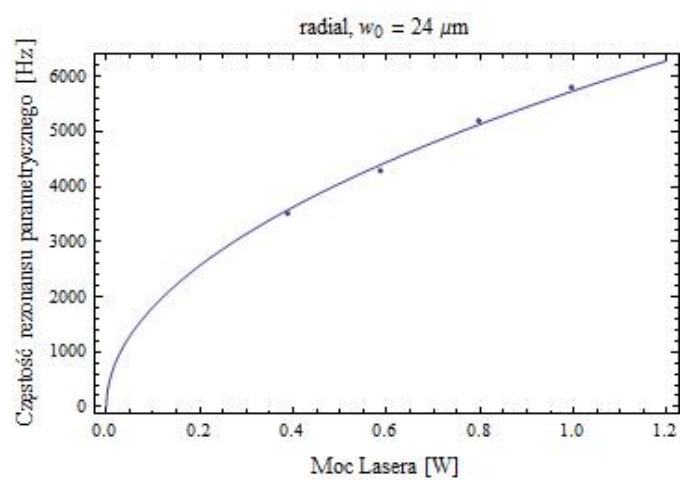
przesunięcia poziomów energetycznych światłem uwzględniając przyczynki od dziesięciu najsilniejszych przejść energetycznych w atomie. Dla wiązki gaussowskiej uzyskuje się zależności

$$\omega_r \propto \sqrt{\frac{P}{w_r^4}}, \quad \omega_z \propto \sqrt{\frac{P}{w_r^6}}. \quad (4.6)$$

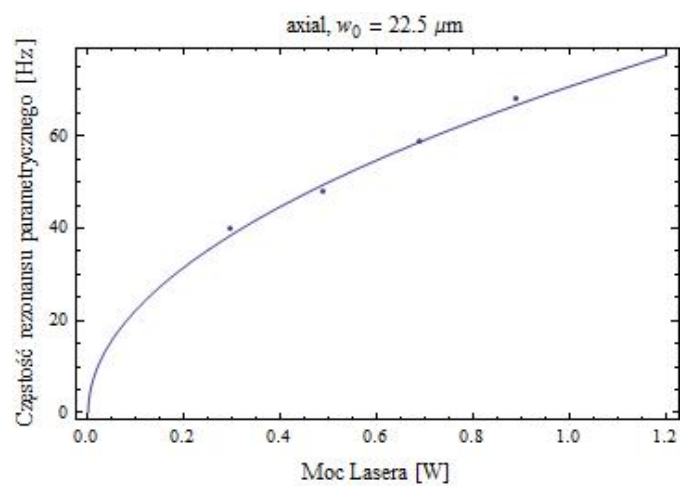
Współczynnik proporcjonalności jest wielkością wynikającą ze wspomnianych obliczeń, P - całkowitą mocą wiązki, a w_r - promieniem przewężenia wiązki.

Wynik pomiaru wskazywał na promień przewężenia wynoszący $24 \mu\text{m}$. Podobny pomiar wykonałem dla częstotliwości podłużnych pułapki (Rys. 4.24) i obliczyłem promień przewężenia pułapki otrzymując wynik $22.5 \mu\text{m}$. Rozbieżność tych wyników postawiła pod znakiem zapytania gaussowską geometrię wiązki dipolowej. Po dokładniejszej analizie zauważyłem, że rezonanse radialne (zwłaszcza dla dużych mocy, kiedy pułapka jest głęboka i stosunek sygnału do szumu jest dużo lepszy) są podwójne, co wskazuje na eliptyczność wiązki laserowej - widać to najlepiej na rysunku 4.22 dla mocy 997 mW, gdzie zazaczyłem dopasowany rozkład dwumodalny. Okazało się to być dobrym wnioskowaniem, ponieważ obliczony promień dla widocznego na rysunku 4.22 rezonansu przy 7.4 kHz wynosi $21 \mu\text{m}$, co wraz z drugim rezonansem dla $24 \mu\text{m}$ świadczy o eliptyczności wiązki dając również uśredniony promień przewężenia $22.5 \mu\text{m}$ zgodny z pomiarami rezonansu podłużnego. Dla tej wielkości uzyskana długość Rayleigha pułapki 1083 nm wynosi niecałe 1.5 mm.

Nieco odmiennie wyglądał tor optyczny i kształtowanie wiązek lasera 1070 nm. Z ko-



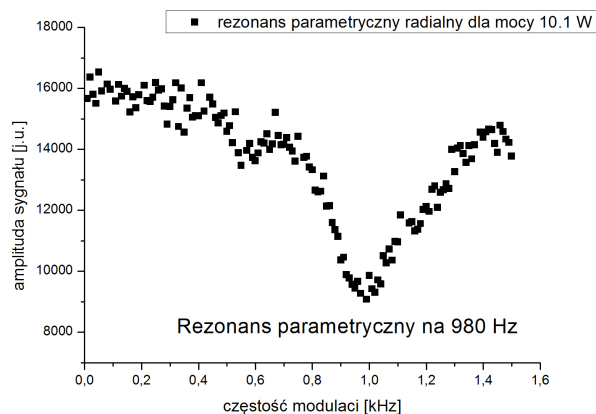
Rysunek 4.23: Fit zależności podwojonej częstości oscylacji radialnych pułapki 1083 nm od mocy



Rysunek 4.24: Fit zależności podwojonej częstości oscylacji aksjalnych pułapki 1083 nm od mocy

limatora za światłowodem wychodziła wiązka o średnicy $D = 5.1$ mm, która następnie była zwięzana przez układ soczewek 150 mm oraz 40 mm do średnicy 1.36 mm. Taka wiązka padała na soczewkę o ogniskowej 150 mm i skupiana była na chmurze atomów w taki sposób, aby przecinała minimum potencjału generowanego przez laser 1083 nm. Ze względu na brak pokrycia komory szklanej na tę długość fali, oraz fakt, że wiązka wchodziła do niej pod dużym kątem wynoszącym 33° , należało w szczególny sposób zadbać o bezpieczeństwo kontrolując wszystkie odbłaski od powierzchni szklanych i skierować je w stronę pochłaniaczy. Bieg wiązki, a co za tym idzie, geometrię pułapki, można swobodnie regulować przechodząc od układu „dimple” do MACRO-FORT.

Z obliczeń teoretycznych dla wiązki gaussowskiej, promień przewężenia pułapki 1070 nm powinien wynosić $75 \mu\text{m}$, natomiast długość Rayleigha - 17 mm. Ta druga wielkość jest porównywalna z rozmiarem komory doświadczalnej, co utrudniało wszelkie pomiary związane z częstotaciami aksjalnymi pułapki oraz justowaniem położenia centrum ogniska wiązki. Udało się jednak zmierzyć częstotac radialne oscylacji, co prezentuje rysunek 4.25.

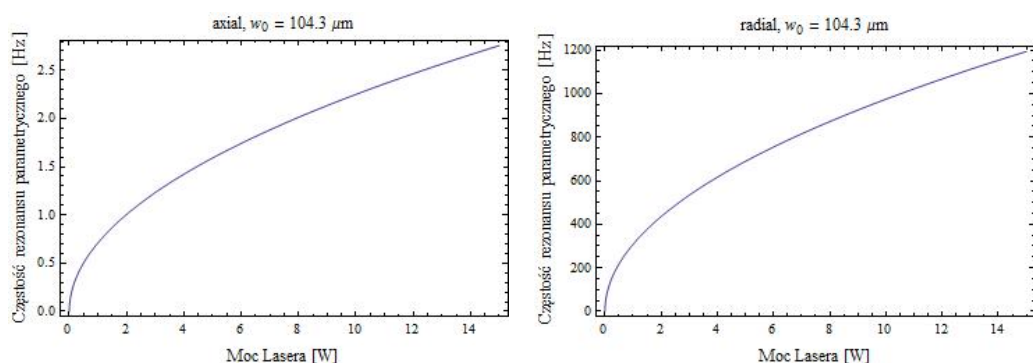


Rysunek 4.25: Pomiar częstotaci radialnych pułapki 1070

W oparciu o uzyskaną eksperymentalnie wartość promienia przewężenia wynoszącą $104.3 \mu\text{m}$, wykonano symulację numeryczną zależności częstotaci rezonansów aksjalnych i radialnych od mocy lasera (Rys. 4.26).

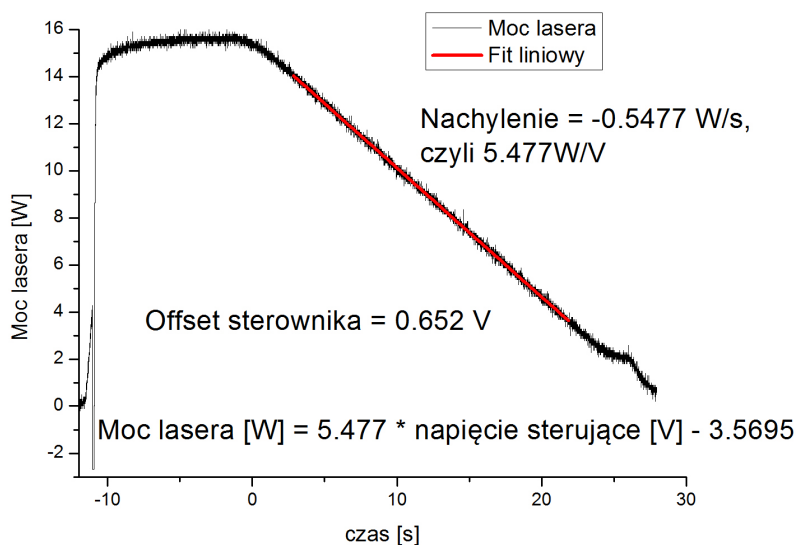
Rozbieżności przewidywań teoretycznych oraz zmierzonych doświadczalnie przewężeń wynikają z dwóch faktów. Po pierwsze wiązki po przejściu przez szereg elementów optycznych nie były wiązkami gaussowskimi, a więc ich ogniskowanie było mniej wydajne, a po drugie nie zależało nam na dobrej kolimacji wiązek padających na końcową soczewkę. Brak kolimacji był wynikiem rozregulowania obiektywów powiększających/pomniejszających wiązki. Był to zabieg celowy, pozwalający na uzyskanie szerszej pułapki, niż by na to pozwalały posiadane soczewki.

W celu uzyskania kompletnej kontroli nad ewolucją potencjału dipolowego, wykonano kalibrację mocy lasera 1070 nm, co prezentuje rysunek 4.27. Pomiar został wykonany poprzez liniową zmianę napięcia sterującego w czasie (0.1 V/s). Pomiar taki uwidoczniał



Rysunek 4.26: Częstości aksjalne oraz radialne pułapki 1070 nm

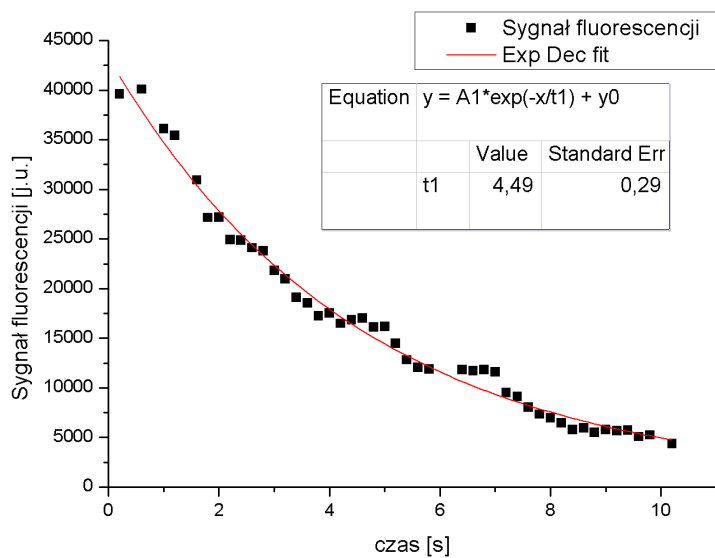
nieliniowe zachowanie lasera w obszarze małych mocy (~ 1.5 W), co najprawdopodobniej jest efektem wyłączenia jednego stopnia wzmacniania. Laser ten jest sterowany napięciowo wprost z karty laboratoryjnej, posiada jednak pewien offset po którym rozpoczyna się generacja światła, który został obliczony w oparciu o ekstrapolację liniowej zależności mocy lasera od napięcia do wartości 0. Szybkie włączanie/wyłączanie lasera realizowane jest za pomocą sygnałów TTL.



Rysunek 4.27: Kalibracja mocy lasera 1070 nm

Kolejnym, bardzo istotnym parametrem jakości pułapek dipolowych jest stabilność mocy oraz brak drgań przestrzennych potencjału. Te dwa parametry wpływają bezpośrednio na czas życia atomów wewnątrz pułapki dipolowej. Wykonywane były badania

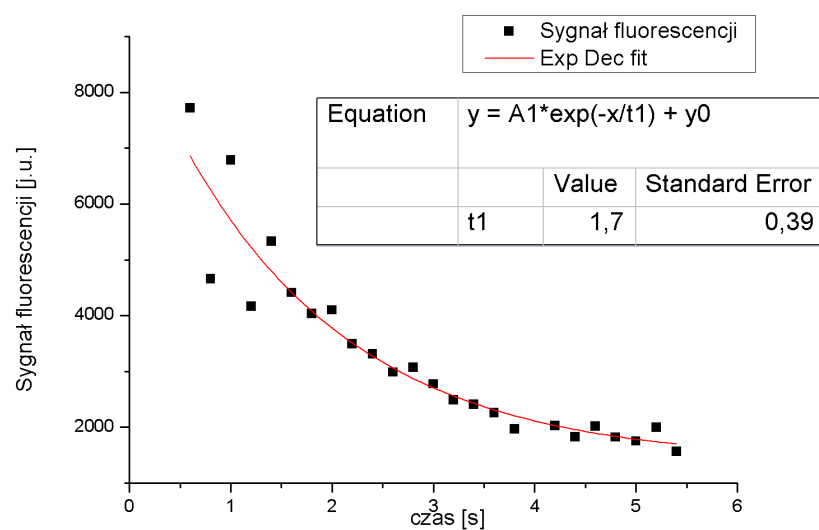
analizujące poziom szumów lasera bez oraz z wykorzystaniem pętli sprzężenia zwrotnego układu stabilizacji i udowodniły one sprawne funkcjonowanie tego układu. Nie były one jednak częścią pracy autora i nie będą tutaj prezentowane. Pozwoliły one jednak na wykonanie serii pomiarów liczby atomów znajdujących się w pułapce dipolowej w funkcji czasu (czas życia) dla pułapek jednowiązkowych zarówno 1083 nm (Rys. 4.28), jak i 1070 nm (Rys. 4.29).



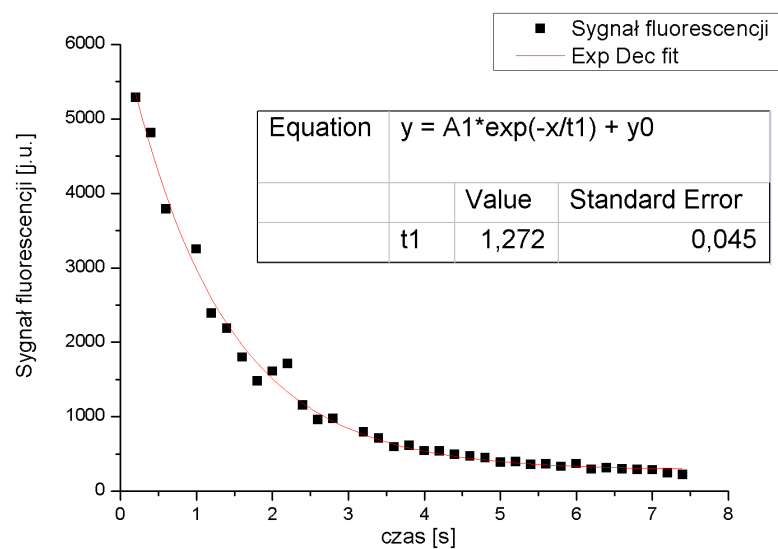
Rysunek 4.28: Czas życia atomów w pułapce dipolowej 1083 nm

Widać wyraźnie, że czasy te, wynoszące odpowiednio 4.5 oraz 1.7 s są znacząco niższe, niż czas życia atomów w pułapce MOT, co pozwala wierzyć, że warunki zewnętrzne nie są czynnikiem limitującym, a mechanizm utraty atomów leży w funkcjonowaniu samych pułapek. Aby potwierdzić, że nie jest to efekt związany z niską głębokością potencjału i wrażliwością na czynniki zewnętrzne, wykonano pomiar czasu życia w potencjale pochodzącym od skrzyżowanych wiązek dipolowych, który zaprezentowany jest na rysunku 4.30.

Jak widać, czas życia w pułapce skrzyżowanej wyniósł 1.27 s, co wskazuje na fakt, że to głównie niestabilności szerokiej pułapki 1070 nm powodowały podgrzewanie atomów i wyrzucanie ich z obszaru potencjału i były czynnikiem limitującym efektywny, dostępny czas odparowania, jaki można było zastosować wobec atomów w celu ich schłodzenia. Wyklucziliśmy tutaj ograniczenie czasu życia przez zderzenia dwu i trzciałowe, ponieważ gęstości atomów w pułapce 1070 nm są porównywalne, a nawet mniejsze niż te dla pułapki 1083, więc również czas życia powinien być podobny, lub dłuższy. Z kolei znaczne zwiększenie gęstości poprzez skrzyżowanie potencjałów nie pogarsza czasu życia względem pułapki jednowiązkowej.



Rysunek 4.29: Czas życia atomów w pułapce dipolowej 1070 nm



Rysunek 4.30: Czas życia atomów w pułapce skrzyżowanej 1083 nm + 1070 nm

Przebudowa układu lasera dipolowego

Nowy układ pułapki dipolowej wykorzystuje jedynie laser 1070 nm o maksymalnej mocy 50 W. Stałe czasowe włączania, wyłączania, oraz regulacja mocy lasera są takie same, jak opisano wcześniej. Schemat układu jest zaprezentowany na rysunku 4.31.

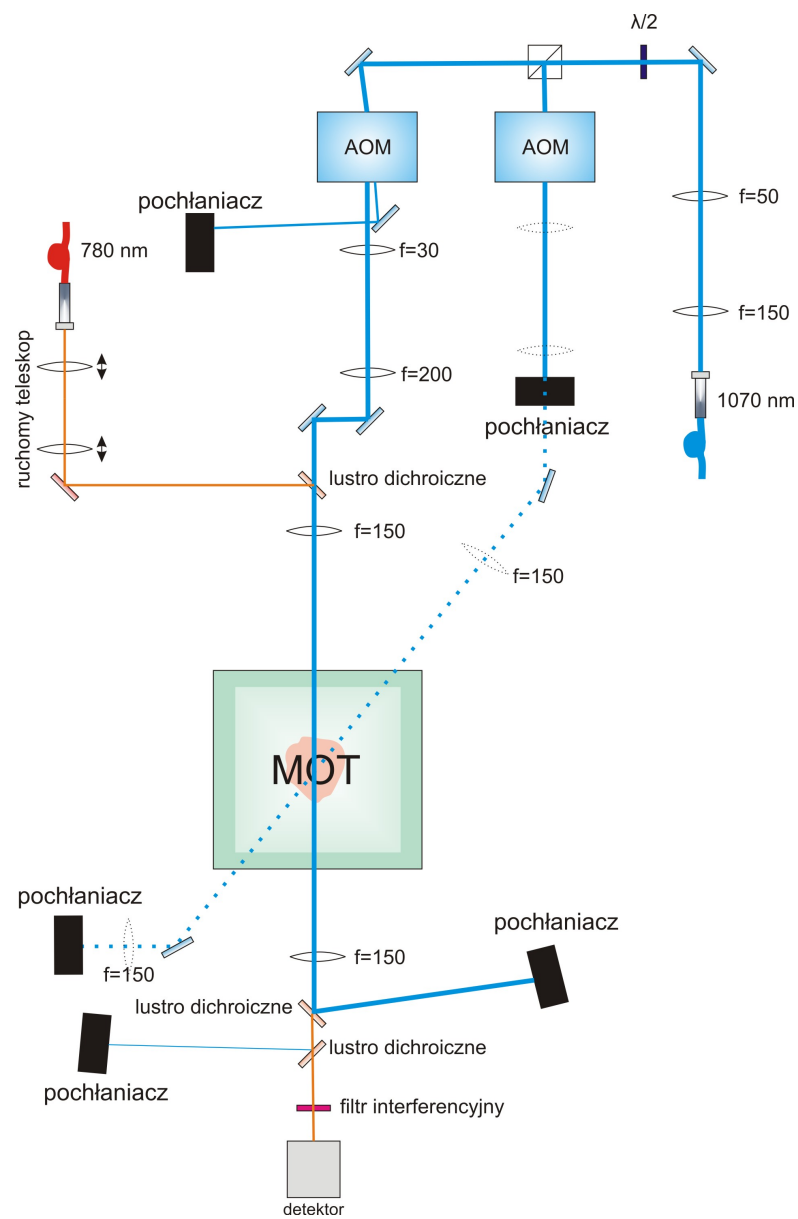
Wiązka wychodząca ze światłowodu jest pomniejszona trzykrotnie przez teleskop złożony z dubletów achromatycznych o ogniskowych 150 mm oraz 50 mm, podzielona za pomocą układu płytka półfalowa + PBS, a następnie obie wiązki trafiają do niezależnych AOM, które służą do szybkiego włączania i wyłączania wiązek, jak i również regulacji ich mocy. Główna wiązka pułapkująca następnie jest powiększana ponad sześciokrotnie (ogniskowe 30 mm oraz 200 mm). Stanowi ona odpowiednik wcześniejszej pułapki 1083 nm, natomiast druga wiązka stanowi podstawę generacji szerokiego potencjału MACRO-FORT. Na rysunku jej bieg nie jest zaznaczony, gdyż w eksperymentach EIT/NFE nie stosowaliśmy skrzyżowanej pułapki. Ponieważ zależało nam jedynie na dobrym skolimowaniu wiązki padającej na ostatnią soczewkę dipolową, geometria teleskopów nie jest idealnie zachowana, przez co wiązka za ostatnim teleskopem ma średnicę 8.8 mm, zamiast 11.3 mm, jak by wynikało z początkowego rozmiaru wiązki za światłowodem (5.1 mm) oraz zastosowanych soczewek.

W układ jest równocześnie wprowadzana wiązka próbkująca 780 nm wychodząca ze światłowodu i dołączona na lustrze dichroicznym do głównej wiązki dipolowej. Wiązka jest poszerzana do odpowiednich rozmiarów przez układ dwóch soczewek, których wzajemne położenie można regulować. Ma to na celu umożliwienie skompensowania wszelkich niedoskonałości układu optycznego powodujących ogniskowanie wiązek dipolowej oraz próbkującej w różnych punktach. Należy tu zwrócić uwagę, że nawet pomimo zastosowania dubletu achromatycznego jako soczewki ogniskującej, już ta soczewka powoduje przesunięcie ognisk wiązek 1070 nm i 780 nm o ok. 0.4 mm. Ogniskowanie w jednym punkcie uzyskuje się czyniąc wiązkę próbkującą nieznacznie zbieżną lub rozbieżną przy użyciu regulowanego obiektywu, dostrajając jej ognisko do położenia ogniska wiązki dipolowej.

Wiązki wychodzące z komórki eksperymentalnej są rozdzielane przy użyciu dwóch luster dichroicznych oraz filtru interferencyjnego. Zastosowanie tylu elementów jest konieczne ze względu na fakt, iż wiązka próbkująca zwykle ma moc rzędu pojedynczych mikrowatów, kiedy wiązka dipolowa osiąga moce około 5 W. Nawet przy współczynniku odbicia 99.9% użycie pojedynczego lustra dichroicznego byłoby niewystarczające. Zastosowanie dwóch luster pozwala już na ograniczenie transmitowanej mocy wiązki dipolowej do pojedynczych mikrowatów. Filtr interferencyjny oprócz ostatecznego odseparowania wiązki dipolowej stanowi również osłonę przed rozproszonym światłem laboratoryjnym.

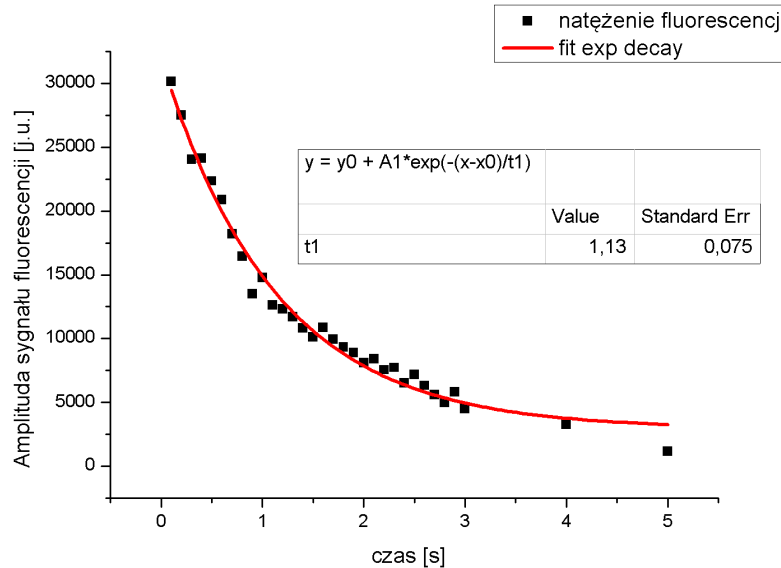
Większość pomiarów diagnostycznych pułapki dipolowej uzyskanej po przebudowie układu opisano w rozdziale 5.3.2, ponieważ bazują one na badaniach spektroskopowych, których ten rozdział dotyczy. Tutaj zostaną zaprezentowane jedynie podstawowe pomiary czasu życia atomów w tej pułapce.

Uzyskane rezultaty prezentuje rysunek 4.32. Pomiar ten nie wykorzystuje aktywnej redukcji szumów wykonywanej przy użyciu układu sprzężenia zwrotnego podłączonego do AOM. Uzyskany czas życia wynoszący ponad 1 s jest zgodny z wcześniejszymi



Rysunek 4.31: Schemat toru optycznego nowej pułapki dipolowej

pomiarami czasu życia atomów w pułapce lasera 1070 nm i nawet bez stabilizacji był wystarczający do przeprowadzenia pomiarów efektów EIT oraz NFE, pozostawiając pole do poprawy w przyszłości w celu odparowania atomów do granicy kondensacji. Uzyskany czas życia jest ponad 10-krotnie dłuższy niż uzyskiwany dla funkcjonującej poprzednio w Zakładzie Fotoniki pułapki dipolowej bazującej na laserze CO₂ [18].



Rysunek 4.32: Czas życia atomów w nowej pułapce dipolowej bez aktywnej stabilizacji mocy

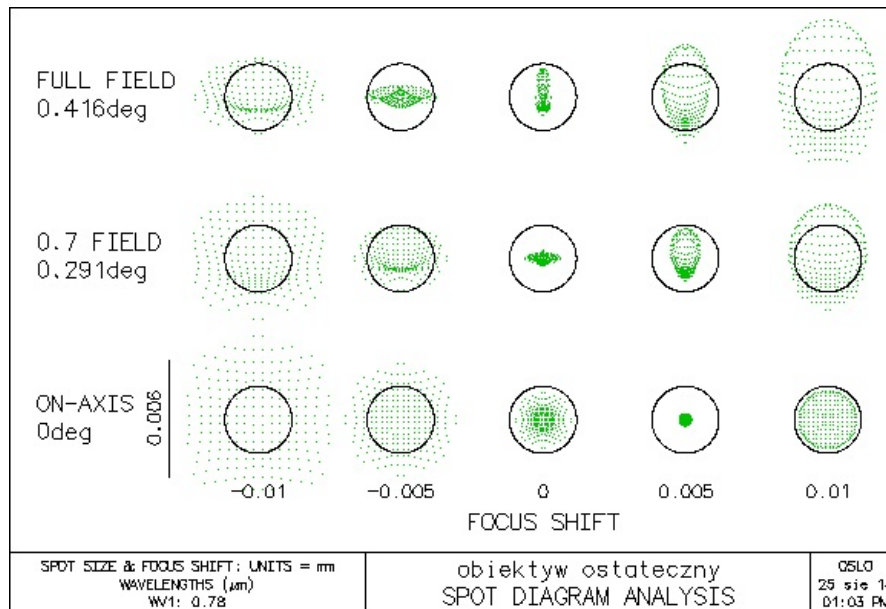
4.4 Układ obrazowania

W celu uzyskania wiarygodnych informacji zarówno o stanie atomów w pułapce dipolowej (rozmiar, temperatura, gęstość, itd.), jak i ich liczbie, konieczne jest zbudowanie wydajnego układu obrazowania. Miarą jego jakości jest zdolność rozdzielcza oraz apertura numeryczna. Wielkości te definiują jak małe struktury jesteśmy w stanie obserwować, oraz jak wiele światła rozproszonego na tych strukturach jesteśmy w stanie zebrać na kamerze. Te wymagania oraz istniejące warunki geometryczne naszej aparatury stanowiły o konieczności zaprojektowania dedykowanego układu optycznego, zamiast korzystania z komercyjnie dostępnych. W toku projektowania bazowano na pracy [64].

Wymagania narzucone przez geometrię układu eksperymentalnego wymusiły rozwiązanie w postaci obiektywu skonstruowanego z soczewek o średnicach wynoszących 1 cal (obiektyw musiał zmieścić się pomiędzy cewkami kwadrupolowego pola MOT i wiązkami laserowymi, a w drugiej wersji pułapki - w tubie ekranu magnetycznego), oraz znajdującego się w odległości nie mniejszej niż 23 milimetry od chmury atomów (obiektyw nie

mógł przysłać wiązek MOT). Dla uzyskania możliwości przesuwania obiektywu oraz ze względu na użycie komercyjnych tubusów na soczewki, wydłużyliśmy jeszcze bardziej ogniskową obiektywu. Cały układ został zaprojektowany w programie OSLO [65].

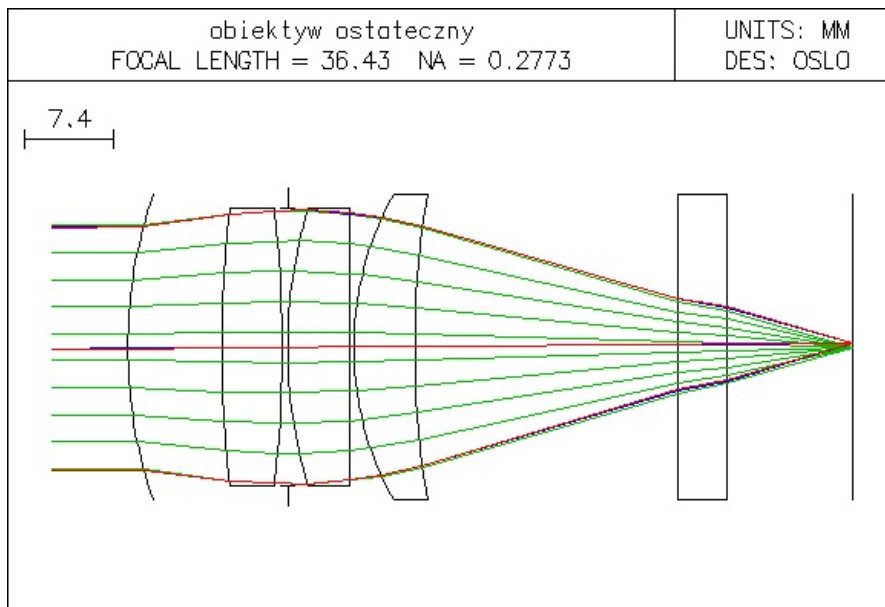
Ze względu na korzystanie z darmowej licencji programu, symulacje były ograniczone do 10 powierzchni. Symulacja polegała na wprowadzeniu do układu wiązki równoległej promieni światła i propagowaniu ich przez układ granic ośrodków szkło (BK-7) - powietrze o zmiennych promieniach krzywizny oraz odległościach między nimi, w taki sposób, aby skupiły się w ognisku. Analizowana była zdolność obiektywu do skupiania promieni w granicach limitu dyfrakcyjnego wyznaczonego przez dysk Airy'ego w płaszczyźnie obrazu. Do symulacji przyjęto średnicę obrazu (pole widzenia) wynoszącą $400\ \mu\text{m}$ i promień wiązki wchodzącej do obiektywu taki, aby wszystkie promienie mieściły się w aperturze soczewek. Następnie przeprowadzono analizę trzech zestawów promieni skupiających się w różnych punktach obrazu (przy osi, w odległości 0.7 całego promienia obrazu, oraz na obrzeżach obrazu), co prezentuje rysunek 4.33.



Rysunek 4.33: Zdolność rozdzielcza obiektywu w płaszczyźnie obrazu

Ostateczna konstrukcja obiektywu uwzględniła również obecność szklanej ścianki komórki eksperymentalnej o grubości 4 mm i współczynniku załamania dla długości fali 780 nm wynoszącym $n = 1.467$. Optymalizacja miała na celu uzyskanie możliwie dużej apertury numerycznej, przy zachowaniu ogniskowej rzędu 35 mm, ograniczonej dyfrakcyjnie zdolności rozdzielczej i realistycznych rozmiarów obiektywu. Procedura projektowania obiektywu polegała na ustawieniu wstępnych wartości parametrów układu (krzywizny soczewek, ich grubości i odległości między nimi), po czym program iteracyjnie zmieniał parametry poszukując optymalnego biegu wiązek świetlnych przez układ spełniając zadane kryteria (apertura numeryczna, zdolność rozdzielcza). Kolejnym krokiem było

wybranie katalogowych soczewek o promieniach krzywizny i grubościach zbliżonych do otrzymanych z symulacji i optymalizowanie odległości między nimi w celu uzyskania jak najlepszego efektu. Końcowy projekt posiada aperturę numeryczną 0.28, ogniskową 36.43 mm i wygląda jak na rysunku 4.34.



Rysunek 4.34: Schemat obiektywu do obrazowania ultra-zimnych atomów

Krzywizny soczewek R_k , ich grubości oraz odległości między nimi (mierzone na osi) przedstawia tabela 4.2:

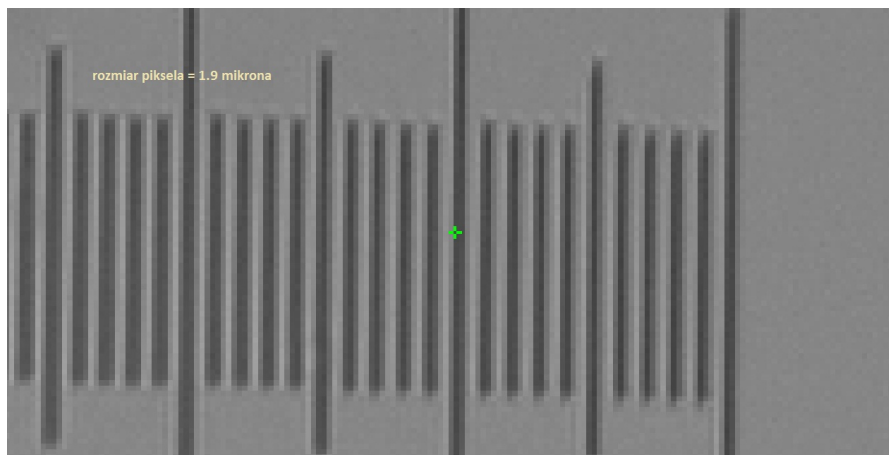
nazwa obiektu	R_k1 [mm]	R_k2 [mm]	grubość [mm]	odstęp [mm]
soczewka płasko-wklęsła	∞	39.8	3	7.84
soczewka dwuwypukła	103.29	-103.29	4.97	0.46
soczewka wypukło-płaska	39.8	∞	5.12	0.39
soczewka wypukło-wklęsła	26.08	78.16	5.07	21.89
ścianka komórki	∞	∞	4.0	11.0

Tabela 4.2: Parametry rzeczywistego obiektywu do obrazowania ultra-zimnych atomów

Aby zachować stabilność geometrii układu, całość została zamknięta w komercyjnym uchwycie (całowa tuba na soczewki Thorlabs SM1L30) wraz z dopasowanymi pierścieniami dystansującymi (zestaw mosiężnych i plastikowych pierścieni marki Thorlabs) pozwalającymi zachować wymagane odległości między soczewkami. W celu dobrania odpowiednich pierścieni zakładając idealną sferyczność soczewek obliczyłem odległości pomiędzy soczewkami na wysokości ich opierania się o pierścień dystansujący. Otrzymałem następujące trzy odległości: 6.408 mm, 2.740 mm, 3.072 mm. Dostępne pierścienie

pozwoliły uzyskać odległości 6.4 mm, 2.8 mm, 3.0 mm. Po wpisaniu tych wartości do programu OSLO okazało się, że nieznacznej zmianie ulega ogniskowa i wystarczy minimalnie (o kilkadziesiąt mikrometrów) przesunąć położenie obiektywu względem obrazu, aby zachować aperturę numeryczną oraz ograniczenie dyfrakcyjne.

W celu odwzorowania obrazu na kamerze, za obiektywem można umieścić dowolny dublet achromatyczny o ogniskowej tak dobranej, aby uzyskać pożądane powiększenie. W przypadku naszego eksperymentu (obrazowanie fluorescencyjne atomów) jest to dublet o ogniskowej 150 mm, co daje powiększenie obrazu około 4.1. Geometria soczewek została dobrana w taki sposób, aby można było stosować równocześnie obrazowanie absorpcyjne, jak i fluorescencyjne, które w ogólności narzucają różne ograniczenia na konstrukcję układu. Otrzymany obiektyw został przetestowany na podziałce mikroskopowej z liniami co 10 μm . Uzyskany obraz zaprezentowano na rysunku 4.35.



Rysunek 4.35: Zdjęcie podziałki mikroskopowej wykonane skonstruowanym obiektywem

Widać wyraźnie, że pomimo słabego oświetlenia oraz nierównoległości obiektu obrazowanego jesteśmy w stanie wyraźnie rozdzielić linie podziałki, a nawet bylibyśmy w stanie zobaczyć struktury ponad dwa razy gęstsze. Oznacza to zdolność rozdzielczą poniżej 5 μm , co jest zadowalające.

W rzeczywistym układzie obrazowania byliśmy zmuszeni zastosować dodatkowo filtr interferencyjny, który pogarsza jakość obrazowania, ale pozwala pozbyć się rozproszonego światła z pułapki dipolowej.

Do obrazowania używana jest kamera Apogee Alta U57 o rozmiarze aktywnej matrycy 6.7×6.7 mm i liczbie pikseli 512×512 . Oznacza to, że pojedynczy piksel ma rozmiar 13 μm . Przy naszym powiększeniu każdemu pikselowi odpowiada więc obszar o wymiarze 3.2 μm , czyli zbliżony do limitu dyfrakcyjnego, oraz zdolności rozdzielczej naszego obiektywu.

Używana kamera przekształca strumień fotonów na ładunki elektryczne, które później są zliczane dla każdego piksela dając wypadkowy sygnał. Aby móc obliczyć liczbę fotonów docierających do kamery potrzebna jest jej kalibracja. W tym celu wykonano zdjęcie wiązki laserowej o znanej mocy wychodzącej ze światłowodu i skupionej na ka-

merze. Porównano energię zmierzoną za pomocą komercyjnego miernika mocy z liczbą zliczeń na kamerze w trakcie trwania zdjęcia (1 ms). Otrzymano wynik mówiący, że każdemu zliczeniu na kamerze odpowiada 3.4 fotonów. Po uwzględnieniu przejścia światła przez szereg elementów optycznych znajdujących się w torze obrazowania uzyskano wynik 3.8 fotonu/zliczenie. Jest to konsystentne ze znaną wydajnością kwantową kamery.

4.5 Sterowanie eksperymentem

Aby móc zgrać w czasie wszystkie elementy układu, potrzebne jest użycie centralnego systemu sterowania eksperymentem. System taki musi generować zarówno sygnały logiczne włączające i wyłączające lasery, przysłony, sterujące modulatorami, polami magnetycznymi, wyzwalać kamerę CCD, oscyloskopy i tym podobne, oraz sygnały analogowe do sterowania mocami wiązek laserowych i natężeniami pól magnetycznych.

Sterowanie eksperymentem odbywa się z poziomu programu Cicero [66] obsługującego karty laboratoryjne firmy National Instruments. Przygotowanie i diagnostyka tego układu zostały wykonane przez Marcina Piotrowskiego i są lepiej opisane w pracy [40]. Program pozwala na obsługę zarówno wyjść analogowych, jak i cyfrowych, oraz ma bardzo przejrzystą konstrukcję interfejsu graficznego i pozwala na wygodne tworzenie sekwencji czasowych generując sygnały logiczne i przebiegi na wyjściach z karty w krokach czasowych o regulowanym czasie trwania. W celu zachowania pamięci na wszystkie dostępne wyjścia analogowe ustawiono częstość próbkowania wynoszącą 20 lub 10 kHz (w zależności od potrzeby), co pozwala na wysyłanie nowych komend do wyjść co minimum $50\ \mu\text{s}$ (lub $100\ \mu\text{s}$, odpowiednio). Czas bezwzględny karty zegarowej jest jednak znacznie lepiej określony (poniżej $1\ \mu\text{s}$), co widać na rysunku 4.36 i dzięki temu precyzja następowania kroków czasowych jest znacznie wyższa.

Najbardziej przydatnymi funkcjami tego programu oprócz wygodnego interfejsu graficznego okazały się możliwość ustanawiania tzw. „pretriggerów”, czyli wysyłania informacji do konkretnych elementów układu z zadaniem wyprzedzenia/opóźnienia względem danego kroku czasowego, oraz generowanie tabel zmiennych, które mogły służyć jako dowolny parametr liczbowy sekwencji, zmieniający się w kolejnych iteracjach wykonywania programu.

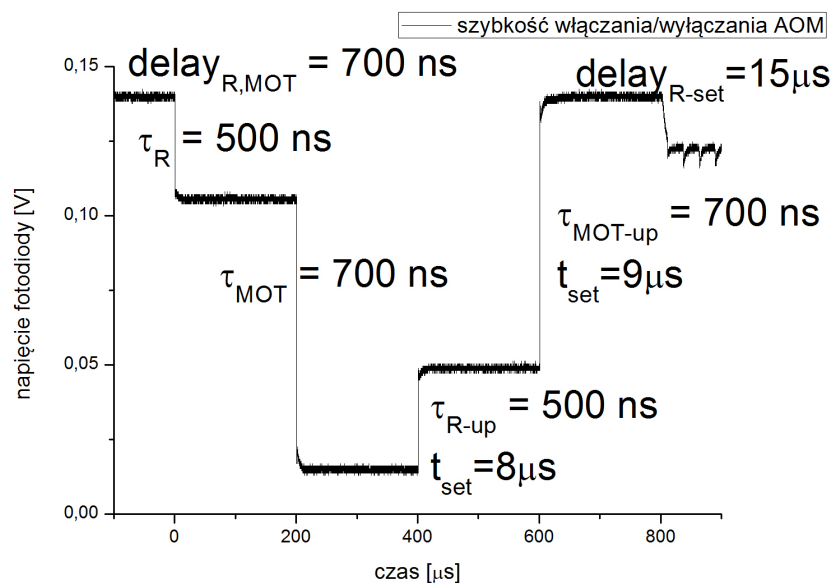
4.5.1 Sekwencje czasowe

W celu dobrego czasowego zgrania wszystkich elementów układu, konieczne jest zbadanie i przeanalizowanie opóźnień oraz czasów reakcji kolejnych elementów. Na wstępie należy rozróżnić dwie wielkości - czas narastania/wyłączania, oraz opóźnienie. Opóźnienie jest liczone jako czas pomiędzy wydaniem komendy przez kartę laboratoryjną, a początkiem mierzalnej zmiany parametru układu. Czas narastania/wyłączania jest to czas jaki zajmuje danemu parametrowi uzyskanie wartości końcowej od momentu rozpoczęcia jego zmieniania. Znajomość opóźnień i czasów charakterystycznych jest niezwykle istotna w celu dobrego dostrojenia sekwencji czasowych poszczególnych elementów układu. Warto wspomnieć, że programowanie „pretriggerów” znacznie ułatwiło i uprościło

programowanie sekwencji czasowych eksperymentu. Poniżej zostały zaprezentowane wykonane przez autora pomiary charakterystycznych czasów dla najważniejszych elementów układu doświadczalnego.

Najszybszymi elementami w naszym układzie eksperymentalnym są modulatory akustooptyczne z czasami reakcji rzędu kilkuset nanosekund. Wykres 4.36 przedstawia przykładowe czasy włączania i wyłączania wiązek 3D-MOT oraz repumpera. Jak widać, opóźnienie początku reakcji AOM względem czasu wydania komendy z komputera wynosi 700 ns zarówno dla lasera repompującego, jak i 3D-MOT. Czasy wyłączania, jak i załączania wiązek laserowych wynoszą 500 oraz 700 ns dla repumpera oraz 3D-MOTa odpowiednio. Oprócz tego szybkiego włączania/wyłączania wiązek, pojawia się też nieco dłuższa skala czasowa wynosząca 8-9 μs w każdym przypadku, która wydaje się być związana z przełącznikiem sygnału RF, a która objawia się jako powolne dochodzenie natężenia światła do zadanej wartości.

Na wykresie zaznaczono również opóźnienie regulacji mocy repumpera „delay R-set” wynoszące 15 μs , związane z odpowiedzią układu ZMAS-3 (opis jego zastosowania znajduje się w części 4.3.1) oraz wtórnika napięciowego na sygnał z komputera. Prezentowane skale czasowe są znacznie krótsze niż czasy reakcji atomów w pułapce dipolowej, więc możemy śmiało założyć, że są „natychmiastowe”.

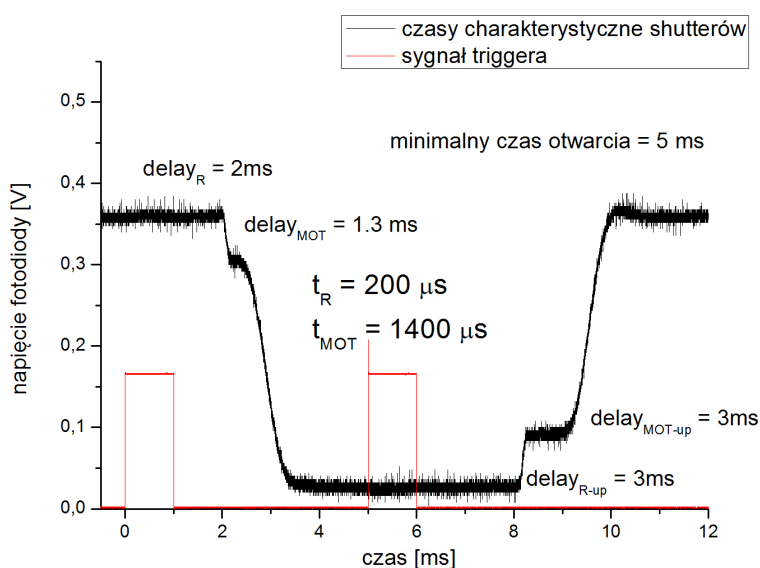


Rysunek 4.36: Czasy włączania i wyłączania AOM

Aby zapewnić całkowite przesłonięcie światła laserowego, oprócz modulatorów AO, użyte również zostały mechaniczne przysłony sterowane elektromagnetycznie (czasem nazywane w tej pracy również *shutterami*) marki SRS (Stanford Research Systems model SR475). Przysłony powinny znajdować się w przewężeniu wiązki laserowej, aby zapewnić szybkie jej przesłanianie. W naszym jednak przypadku musiały być one ustawione

tuż przed sprzęgaczami światłowodowymi, aby zapobiegać propagacji przez światłowód światła pochodzącego od odbicia i rozproszenia światła na różnych elementach optycznych, przez co znajdują się w wiązce skolimowanej o dość dużej średnicy. Czasy ich włączania i wyłączania są widoczne na wykresie 4.37.

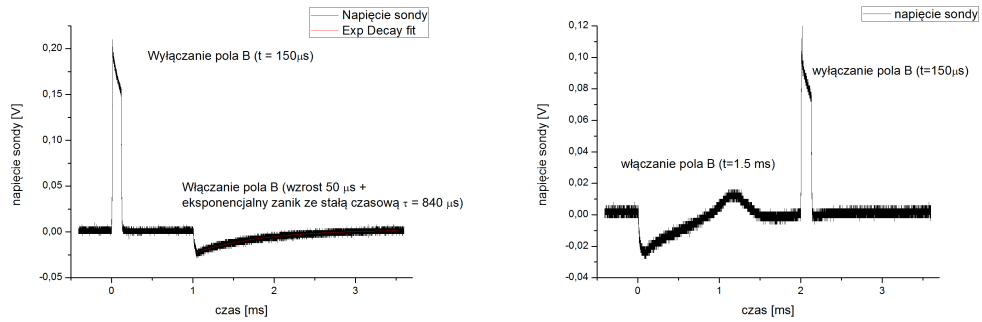
Wydać na nim, że opóźnienia zarówno włączania jak i wyłączania przysłon nie przekraczają pojedynczych milisekund, natomiast czas otwierania przysłony jest drastycznie różny dla repumpera ($200\ \mu\text{s}$) oraz wiązki MOT ($1.4\ \text{ms}$). W przypadku repumpera shutter może znajdować się bezpośrednio za AOM (czyli w zogniskowanej wiązce), gdyż tor repumpera jest jednowiązkowy i nie grożą nam żadne odbicia. Należy również zauważyć, że minimalny czas otwarcia shuttera wynosi $5\ \text{ms}$, co jest związane z faktem, że shutter musi się całkowicie otworzyć, zanim będzie go można było zacząć zamykać.



Rysunek 4.37: Czasy włączania i wyłączania przysłon

Kolejnym elementem, który jest istotny z punktu widzenia funkcjonowania układu jest szybkość wyłączania pól magnetycznych. Znanym problemem jest powstawanie prądów wirowych w cewkach generujących pole magnetyczne podczas wyłączania pól pułapki MOT. W celu wyeliminowania tego problemu użyto specjalnie skonstruowanego układu kluczkowania, którego funkcjonowanie jest zaprezentowane na wykresie 4.38. Wykres ten prezentuje natężenie prądu indukowanego zmianą pola magnetycznego w pętli sondy nałożonej na cewkę MOT.

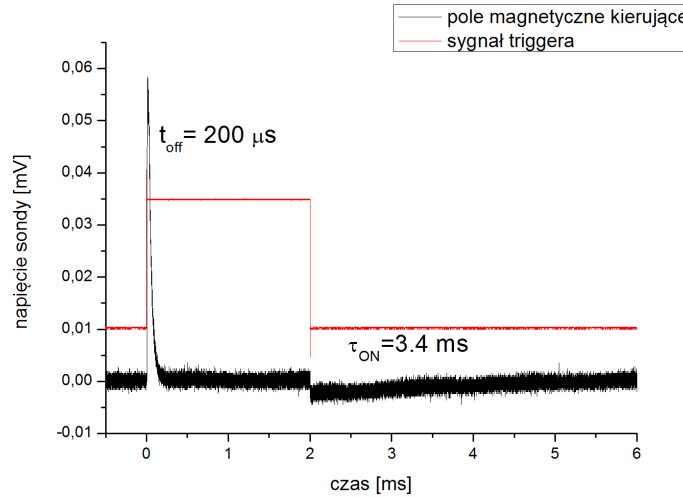
Widać wyraźnie, że czas wyłączania pola magnetycznego jest bardzo krótki ($150\ \mu\text{s}$), natomiast włączanie, które nie jest kontrolowane trwa do $1.5\ \text{ms}$, przy czym czas ten może być krótszy, gdy cewka była wyłączona na krótko (krócej niż czas zamierania prądów wirowych), ponieważ elektronika układu kluczkowania nie zdąża się rozładować i zgromadzony ładunek wspomaga szybkie narastanie prądu w cewce. Fakt ten może okazać



Rysunek 4.38: Czasy włączania i wyłączania pól magnetycznych MOT

się istotny przy próbie szybkiego włączania pola magnetycznego po wypuszczeniu atomów z pułapki MOT w celu dokonania pomiarów magnetorotacji, lub innych pomiarów magneto-optycznych.

Podobne pomiary przeprowadzono również dla pola magnetycznego tzw. „kierującego”, używanego przy obrazowaniu absorpcyjnym, co prezentuje rysunek 4.39. Przy wykonywaniu obrazowania absorpcyjnego konieczne jest wytworzenie dobrze określonej osi kwantyzacji w celu ustalenia maksymalnego prawdopodobieństwa oddziaływania atomu ze światłem na zamkniętym przejściu cyklicznym - po przyłożeniu niewielkiego pola możemy użyć światła o kołowej polaryzacji σ^+ lub σ^-).

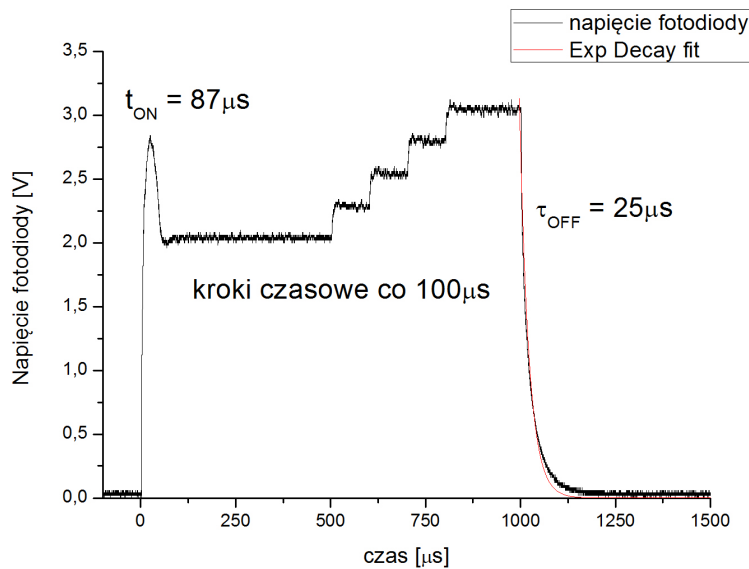


Rysunek 4.39: Czas włączania i wyłączania pola kierującego do obrazowania absorpcyjnego

Konstrukcja układu kluczowania oraz cewek MOT nie została w znaczący sposób zmieniona po przebudowie układu z ekranem magnetycznym, więc układ nadal jest cha-

rakteryzowany przez podobne stałe czasowe, choć w ekranie mogą indukować się nowe prądy wirowe. Dokładne pomiary znajdują się w pracy Marcina Piotrowskiego [40].

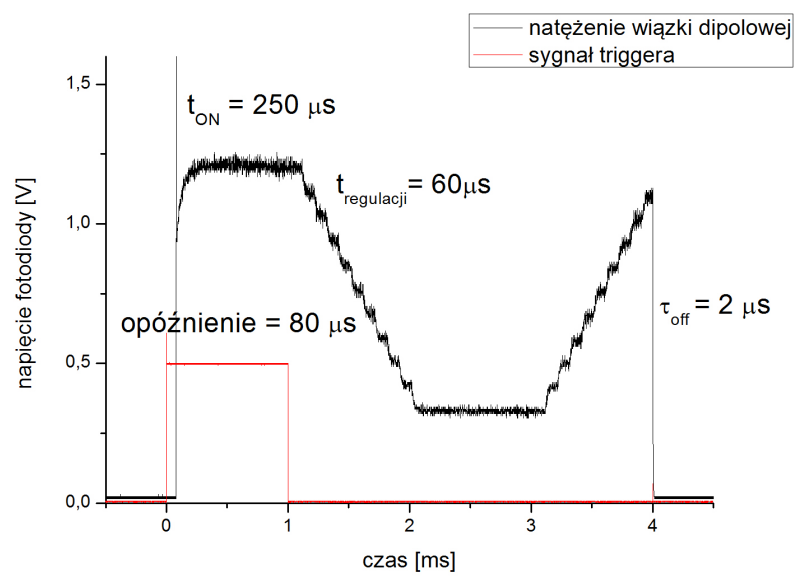
Ostatnim elementem, którego synchronizacja czasowa była bardzo istotna są wiązki pułapki dipolowej. Wykresy 4.40 oraz 4.41 przedstawiają czasy włączania i wyłączania, opóźnienia oraz szybkość reakcji na napięcie sterujące mocą dla odpowiednio lasera 1083 nm, jak i 1070 nm.



Rysunek 4.40: Czas włączania i wyłączania ODT 1083 nm

Z punktu widzenia eksperymentu, bardzo ważne jest szybkie i precyzyjne wyłączanie pułapek dipolowych, gdyż wpływa ono na dokładność pomiaru temperatury. Dla obu wiązek dipolowych czasy te są znacznie krótsze niż $100 \mu s$, co jest satysfakcjonującym wynikiem. Na obu analizowanych wykresach dobrze widać zdolność rozdzielczą programu sterującego wynoszącą $100 \mu s$ i widać, że stabilizacja mocy laserów podąża za tym sygnałem z wystarczająco małą stałą czasową.

Zdolność lasera 1070 nm do generacji bardzo dużych mocy i wyłączenia wiązki laserowej w czasie pojedynczych mikrosekund jest jego szczególnie cenną cechą i była jednym z argumentów za wykorzystaniem tylko tego lasera do generowania obu potencjałów dipolowych po przebudowie układu.



Rysunek 4.41: Czas włączania i wyłączania ODT 1070 nm

Rozdział 5

Wyniki badań

W ramach tej rozprawy zostaną opisane pomiary zjawiska elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości w różnych schematach poziomów, dla obu izotopów rubidu, oraz w różnych wariantach temperatury oraz gęstości atomów. W celu zachowania naturalnej kolejności rozumowania, najpierw zostaną przedstawione pomiary wykonane w gorących atomach, a następnie dyskusja będzie dotyczyła coraz zimniejszych próbek, zbliżając się do granicy kondensacji Bosego-Einsteina. Wszystkie pomiary opisane w tym rozdziale Autor wykonał osobiście, w przypadku pomiarów EIT w układzie typu Λ w gorących atomach w polu magnetycznym, opracowanie i interpretacja pomiarów zostały wykonane wspólnie z Rafaelem Mirzoyanem z National Academy of Sciences of Armenia.

Aby przeprowadzić dokładną analizę otrzymanych rezultatów, należy również prześledzić cały proces chłodzenia atomów od momentu ładowania pułapki MOT aż do końcowych stadiów odparowania atomów w pułapce dipolowej. Najważniejszymi parametrami, które należy kontrolować są temperatura, liczba atomów, oraz gęstość w przestrzeni fazowej.

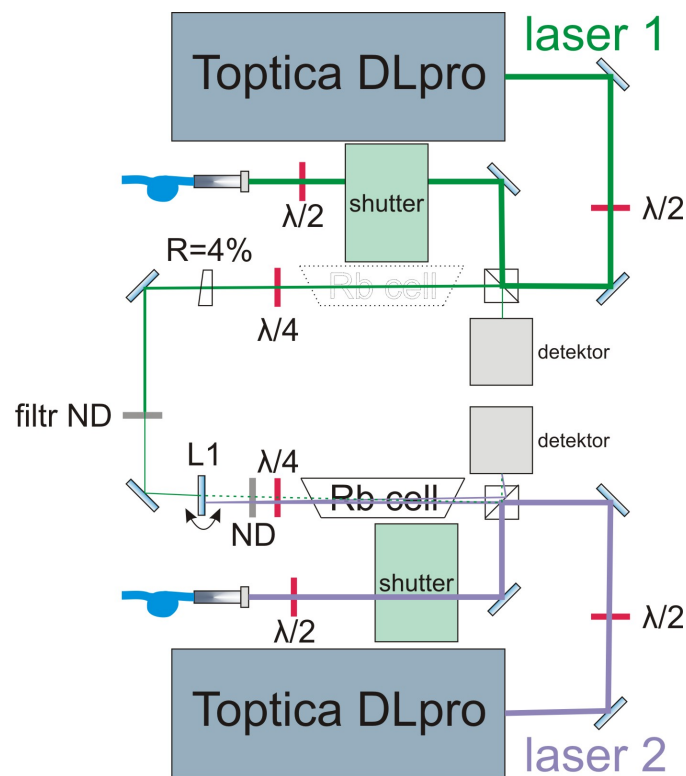
5.1 Atomy w temperaturze pokojowej

W standardowej komórce szklanej wypełnionej parami rubidu, w temperaturze pokojowej głównym czynnikiem wpływającym na widmo jest efekt Dopplera. W temperaturze 20 °C rozkład prędkości jest rozkładem Maxwella ze średnią prędkością dla atomów rubidu wynoszącą około 270 m/s, co dla pojedynczego atomu poruszającego się w kierunku obserwacji daje przesunięcie dopplerowskie linii obserwowanego, lub emitowanego światła wynoszące około 350 MHz przy długości fali 780 nm. Ponieważ obserwujemy atomy poruszające się we wszystkich możliwych kierunkach, efektywnie rejestrujemy sumę profili absorpcyjnych od wszystkich atomów, dających jeden, szeroki profil o szerokości połówkowej około 500 MHz. Aby móc zaobserwować węższe struktury, należy zastosować metody spektroskopii bezdopplerowskiej, takie jak spektroskopia polaryzacyjna, wielofotonowa, czy najpowszechniej stosowana spektroskopia nasyceniowa (opisana m. in. w pracach przeglądowych: [58; 67]). Ta ostatnia była zawsze stosowana w tej pracy jako

źródło odniesienia częstości światła próbkującego.

5.1.1 Układ pomiarowy do badania EIT

W celu przeprowadzenia badań EIT potrzebujemy dwóch wiązek światła - wiązki sprzęgającej (często w tej pracy skrótowo nazywanej „sprzęgaczem”) oraz wiązki próbkującej. W tym celu został skonstruowany kompaktowy układ pozwalający na wytworzenie i precyzyjne oraz wygodne strojenie dwóch wiązek laserowych o dowolnej długości fali z zakresu 770–797 nm (widoczny na zdjęciu A.3). Zakres przestrajalności laserów został specjalnie tak dobrany, aby możliwa była obserwacja zarówno linii D_1 (795 nm), jak i D_2 (780 nm) rubidu, oraz przejścia kaskadowego z wykorzystaniem przejścia na długości fali 776 nm. Opis poszczególnych przejść energetycznych znajduje się w dalszej części tej pracy. Schemat układu próbkującego prezentuje rysunek 5.1.



Rysunek 5.1: Wielofunkcyjny układ laserowy do spektroskopii atomowej - opis działania w tekście

Wiązka z „lasera 1”, który najczęściej jest używany jako laser próbkujący dostrojony do linii D_2 rubidu, jest dzielona przez układ $\lambda/2$ + PBS na dwie wiązki, z czego większość światła (ok. 50 mW) kierowana jest do światłowodu, po drodze mijając półfalówkę i szybłą, sterowaną z komputera przesłonę oznaczoną jako „shutter”. Słabsza część wiązki (do kilkunastu mW) przechodzi przez łatwo wyjmowalną komórkę z parami rubidu, płytkę

ćwierćfalową oraz przez klin szklany, od którego zostaje odbite w tył około 4% światła. Słaba wiązka odbita od niepokrytej granicy szkła pełni rolę wiązki próbkującej pozwalając na zarejestrowanie sygnału spektroskopii nasyceniowej (wiązka po odbiciu od kostki światłodzieliącej, kierowana jest na detektor). Światło przechodzące przez klin kierowane jest przez filtr neutralny do drugiej komórki i na dzielniku polaryzacyjnym odbijane jest do drugiego detektora. W drugiej komórce z parami rubidu możemy wytworzyć warunki EIT przy użyciu lasera 2. Jest to szczególnie przydatne przy kaskadowym układzie poziomów, kiedy w celu obserwacji spektroskopii górnego przejścia kaskady musimy najpierw przygotować atomy wzbudzając je do stanu pośredniego. W wypadku badań innej struktury poziomów wystarczy umieścić na uchwycie magnetycznym samopozycjonujące lustro L1, które blokuje propagację wiązki lasera 1, natomiast odbija wiązkę lasera 2 pozwalając na wykonanie jego spektroskopii nasyceniowej. Większość mocy lasera 2 jest również kierowana przez mechaniczną przesłonę i płytkę półfalową do światłowodu.

Zastosowanie płytek półfalowych przed światłowodami ma dwojakie znaczenie. Po pierwsze pozwala na dostosowanie się z polaryzacją do osi optycznych światłowodów jednomodowych zachowujących polaryzację, co ma znaczenie dla zapewnienia stabilności mocy wiązek spektroskopowych na wyjściu ze światłowodu. W wypadku zastosowania do spektroskopii wiązek współbieżnych, oba sprzęgacze światłowodowe podłączone są do polaryzacyjnego mieszacza światłowodowego, który łączy ze sobą dwie ortogonalne polaryzacje światła wchodzące dwoma różnymi portami i kieruje je do portu wyjściowego. W wypadku niedopasowania polaryzacji do osi optycznej, światło jest rozpraszane. Jest to zachowanie inne niż w stosowanych przez nas światłowodach, które propagują światło o każdej polaryzacji, ale tylko dla jednej gwarantują jej zachowanie. Ta właściwość mieszacza pozwala na wykorzystanie półfalówek jako narzędzia precyzyjnej regulacji mocy wiązek laserowych dla spektroskopii. Dodatkowo wiązki wychodzące z jednego światłowodu są idealnie przekryte geometrycznie, mają ortogonalne, liniowe polaryzacje, a zastosowanie łączników światłowodowych pozwala na natychmiastowe przekierowanie światła do lambdametru, lub kilku różnych eksperymentów. Cały układ umieszczono na lekkiej płycie aluminiowej, co czyni go bardzo mobilnym i wielozadaniowym.

We wszystkich prezentowanych wykresach widm obejmujących linię D_2 rubidu, o ile było to możliwe, skala pozioma jest tak ustawiona, aby punkt 0 wskazywał na przejście cykliczne $5S_{1/2} F=2 \rightarrow 5P_{3/2} F'=3$ w ^{87}Rb . Dodatkowo przejścia z podpoziomu o wyższej liczbie F stanu podstawowego na linii D_2 nazywane będą przejściami *chłodzącymi*, a przejścia ze stanu o niższej liczbie F - przejściami *repompującymi*. Skala pozioma odstrojenia lasera obliczana była z referencyjnego widma spektroskopii nasyceniowej dzięki znanim odległościom konkretnych linii w skali częstości, przy czym skan lasera przy niskich szybkościach skanowania był liniowy w domenie częstości, co jest istotnym czynnikiem dla poprawności wykonywanych pomiarów.

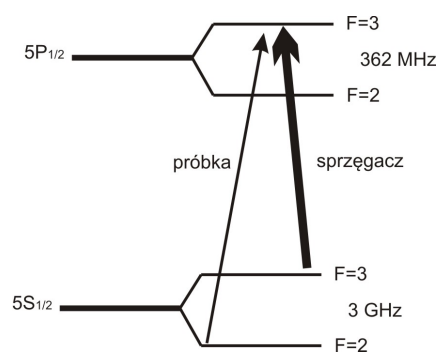
Większość wykresów prezentuje po kilka widm uzyskiwanych w podobnych warunkach eksperymentalnych. Dla zwiększenia czytelności wykresów, o ile nie zaznaczono inaczej, sygnały były celowo rozsuwane w pionie, aby je rozdzielić przestrzennie. W związku z tym zwykle skala pionowa absorpcji/transmisji jest czysto orientacyjna i nie przedstawia ilościowego opisu obserwowanych zjawisk.

5.1.2 Linia D_1 rubidu - układ typu Λ

Najprostszą i chyba najczęściej stosowaną konfiguracją poziomów dla uzyskania EIT jest układ typu Λ (Rys. 5.2), gdzie dwa dolne poziomy mają niewielką różnicę energii (np. różne poziomy struktury nadsubtelnej, lub różne podpoziomy zeemanowskie). Dokładniejsze schematy poziomów dwóch izotopów rubidu prezentowane są na rysunkach B.1 oraz B.2

Zaletą układu Λ jest możliwość wykorzystania dwóch wiązek laserowych o podobnej długości fali. Pomiar jest więc możliwy do zrealizowania zarówno przy zastosowaniu takich samych laserów, jak i elementów optycznych wspólnych dla obu wiązek laserowych. Dodatkowo zbliżona długość fali wykorzystywanych przejść energetycznych pozwala na optymalizację układu poprzez zastosowanie wiązek współbieżnych (ze względu na podobne przesunięcie dopplerowskie światła obu wiązek, przez co nawet dla poruszających się atomów proces jest rezonansowy).

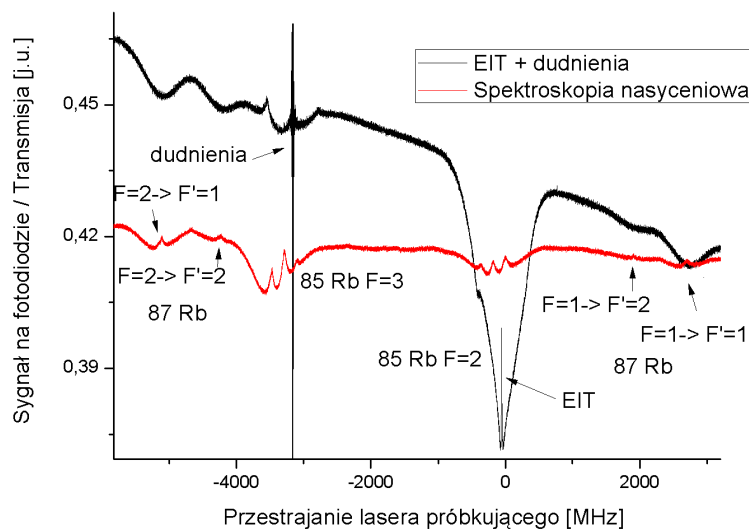
Jeśli więc wiązki wychodzą z jednego światłowodu, jak w naszym przypadku, mamy zapewnione nie tylko oddziaływanie z wieloma klasami prędkości atomów, ale również doskonale przekrycie obu tych wiązek w całej próbkowanej objętości. Jedynym wyzwaniem jest wtedy rozdzielenie przestrzenne tych wiązek, zanim padną na fotodiodę, ale to można zrobić przy pomocy odpowiednio dobranych polaryzacji i polaryzacyjnej kostki światłodzielnącej. Dodatkową zaletą pomiarów w układzie Λ z przejściami znajdującymi się blisko siebie jest możliwość zaobserwowania sygnału dudnień wiązek laserowych na fotodiodzie (w wypadku niedoskonałego ich rozseparowania), co jest precyzyjnym punktem odniesienia dla informacji o częstotliwości światła sprzęgającego. Przykładowe widmo przedstawia rysunek 5.3.



Rysunek 5.2: Układ poziomów ^{85}Rb wykorzystany w pomiarach EIT typu Λ

Pomiary wykonywano wiązkami o średnicy poniżej 1.5 mm w szklanej komórcie z parami rubidu w temperaturze pokojowej. Słaba wiązka próbkująca (150 μW) była skanowana w zakresie ponad 7 GHz, aby obserwować wszystkie przejścia struktury nadsubtelnej stanu podstawowego obu izotopów. Wiązka sprzęgająca (14 mW) nie była skanowana, ale czasami była odstrajana od rezonansu, aby uwydatnić niektóre obserwowane zjawiska. W przypadku pomiarów w polu magnetycznym, czasami konieczna była zmiana częstości wiązki sprzęgającej ze względu na fakt, iż efekt Zeemana przesunął stany energetyczne na tyle, że wiązka sprzęgająca przestawała z nimi oddziaływać i musiała zostać dostrojona do rezonansu przesuniętego względem zerowego pola.

Wykonano serię pomiarów położenia pików EIT dla różnych natężeń pola magnetycznych z zakresu 0-1400 Gs na linii D_1 . Wybór tej linii był nieprzypadkowy, kierowaliśmy się bowiem prostszą strukturą nadsubtelną poziomów energetycznych względem linii D_2 , co pozwoliło na dokładną identyfikację przejść. Badania te miały na celu przygotowanie

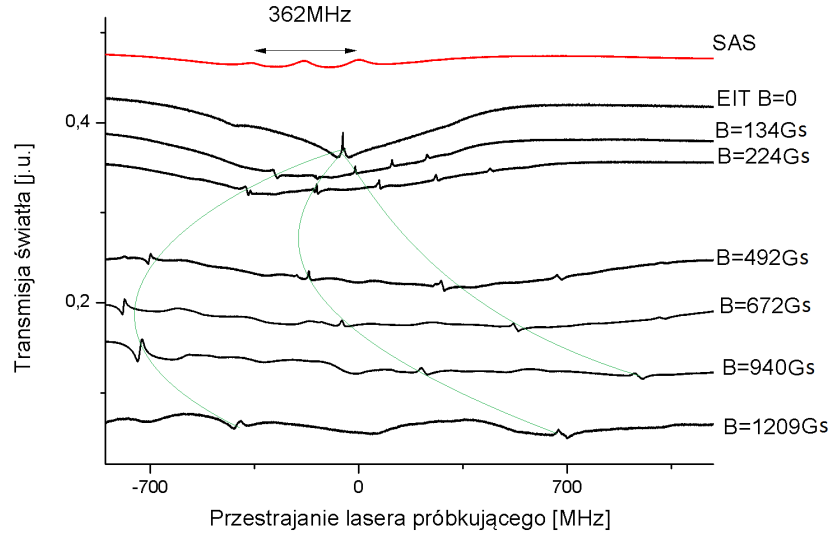


Rysunek 5.3: Widmo spektroskopii EIT w układzie poziomów Λ w okolicy linii D1 rubidu. Na rysunku oznaczono poszczególne przejścia. Wiązka lasera sprzęgającego dostrojona jest w pobliżu częstotliwości przejścia $^{85}\text{Rb } F=3 \rightarrow F'=3$. Dla częstotliwości lasera próbkującego zgodnej z częstotliwością lasera sprzęgającego widoczny jest sygnał zdudniania laserów na fotodiodzie. W celu uwidocznienia tego efektu, tutaj celowo skierowano część mocy wiązki sprzęgającej na detektor.

oraz zweryfikowanie wiedzy na temat przesunięć energetycznych poziomów w przypadku stosowania pól magnetycznych rzędu 1 kGs (okolice pierwszego szerokiego magnetycznego rezonansu Feshbacha dla atomów ^{87}Rb). Jest to niezbędne dla precyzyjnej analizy widm w przypadku planowanych pomiarów przesunięcia struktury EIT w kondensacie w warunkach rezonansu Feshbacha. Przykładowe widma w ciepłych atomach przedstawia rysunek 5.4. Zielone linie są liniami orientacyjnymi mającymi wskazać, które widoczne rezonanse odpowiadają konkretnemu komponentowi rezonansu EIT.

Podobne badania spektroskopowe analizujące przesunięcia poziomów w polu magnetycznym można wykonać metodą rezonansu magnetycznego, ale wtedy obserwujemy przesunięcie podpoziomów magnetycznych jednego stanu energetycznego. Wykorzystanie dwóch pól optycznych w warunkach EIT pozwala na badanie przesunięć nawet bardzo odległych od siebie poziomów (dwóch poziomów, między którymi kreujemy koherencję) i nie wymaga stosowania skomplikowanej aparatury RF (zwłaszcza gdy chcemy zbadać szeroki zakres częstości).

Spektroskopia EIT pozwala na wykonanie optycznej bezdopplerowskiej spektroskopii poziomów energetycznych, często z dużo większą zdolnością rozdzielczą, niż inne metody, dając wysoki kontrast i dużą jednoznaczność pomiaru, w przeciwieństwie do spektroskopii nasyceniowej, w której występują przejścia krzyżowe (*crossover resonances*). Należy



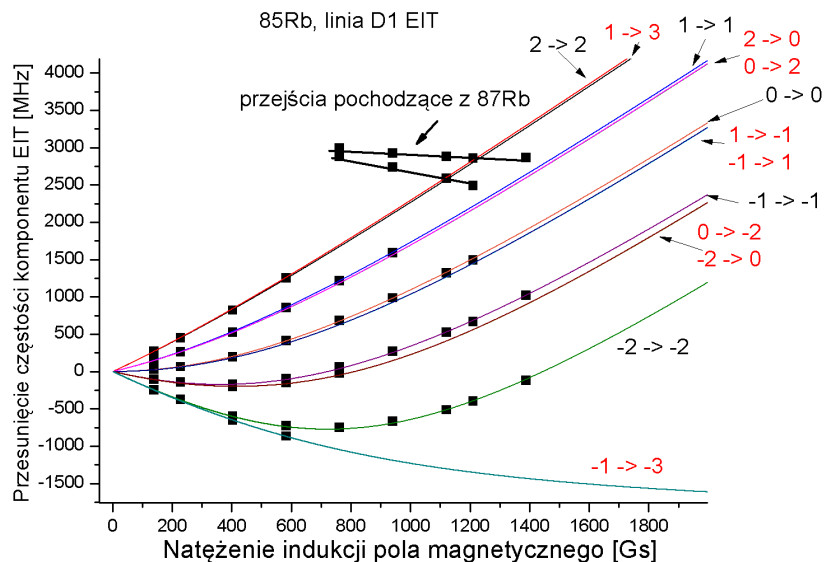
Rysunek 5.4: EIT typu Λ w polu magnetycznym o różnym natężeniu indukcji. Czerwona krzywa to referencyjne widmo nasyczonej absorpcji.

tutaj zaznaczyć, że wyraźnie dyspersyjny kształt niektórych rezonansów wynika z zastosowania polaryzacyjnych elementów światłodziących, co powoduje pojawienie się przyczynków od spektroskopii polaryzacyjnej. Wytworzenie w ośrodku warunków EIT z kolei powoduje powstanie w okolicy rezonansu obszaru o gwałtownie zmiennym współczynniku załamania. Podpoziomy magnetyczne są rozsunięte na tyle, że dla niektórych przejść jedna składowa polaryzacji liniowej (jedna skrętność polaryzacji kołowej) oddziałuje z atomami z większym prawdopodobieństwem niż druga, widząc zmienny współczynnik załamania. Uzyskane opóźnienie/przyspieszenie fazowe skutkuje zmianą polaryzacji całej wiązki w wyniku zwiększając/zmniejszając natężenie światła na fotodiodzie znajdującej się za polaryzującą kostką światłodziącą.

Wykonany pomiar przesunięć poziomów energetycznych polem magnetycznym porównano z wynikami teoretycznymi wynikającymi z formuły Breita-Rabiego. W komórce z termicznymi atomami przesunięcia stanu wzbudzonego nie mają dużego znaczenia dla położenia rezonansu EIT (dopóki przesunięcie to jest mniejsze niż szerokość dopplerowska profilu absorpcyjnego), ponieważ zawsze znajdzie się taka klasa prędkości atomów, dla której wiązki nadal będą w rezonansie. Tutaj interesuje nas więc jedynie przesunięcie różnicowe poziomów m_F początkowego i końcowego, czyli $5S_{1/2}$ $F=2$ oraz $F=3$.

Otrzymany rezultat sumarycznego przesunięcia poziomów skutkujący przesunięciem rezonansu EIT przedstawia rysunek 5.5. Obliczenia zostały wykonane podobnie jak w pracy [68], w naszym przypadku widać jednak, że dla niskich pól do 800 Gs byliśmy w stanie zaobserwować wszystkie komponenty EIT, pomimo że amplituda prawdopodobieństwa niektórych przejść drastycznie maleje wraz ze wzrostem pola magnetycznego.

Przejścia o malejącej amplitudzie zostały opisane na rysunku 5.5 czerwonym kolorem. Dodatkowo w polach większych od 800 Gs zaobserwowaliśmy rezonanse, których przesunięcia nie pasowały do teorii, po dokładnej analizie okazało się jednak, że pochodzą one od drugiego izotopu rubidu.



Rysunek 5.5: Przesunięcia składowych widma EIT w polu magnetycznym - teoria i eksperyment (oznaczenia konkretnych linii odnoszą się liczb m_F podpoziomów „początkowego” $5S_{1/2}$ $F=2$ i „końcowego” $5S_{1/2}$ $F=3$).

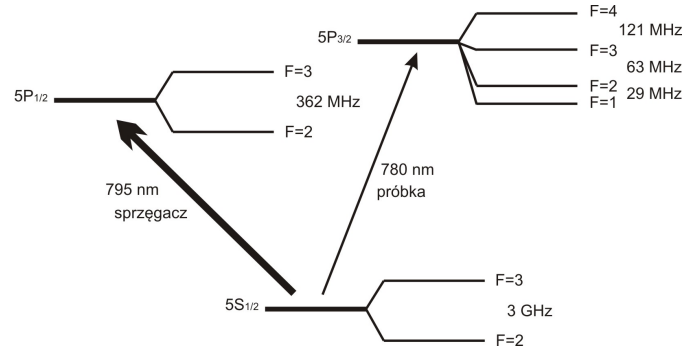
W oparciu o ten wykres można stwierdzić, że już w polach rzędu 1 kGs osiągamy reżim Backa-Goudsmita, w którym następuje rozprężenie spinu jądrowego I od całkowitego spinu elektronowego J . Technika ta umożliwia również prześledzenie spektroskopii poziomów w obszarze przejściowym od zerowego pola, poprzez efekt Zeemana do wysokich pól charakterystycznych dla efektu Paschena-Backa i jest w dobrej zgodności z przewidywaniami teoretycznymi.

5.1.3 Linia D_1 oraz D_2 rubidu - układ typu V

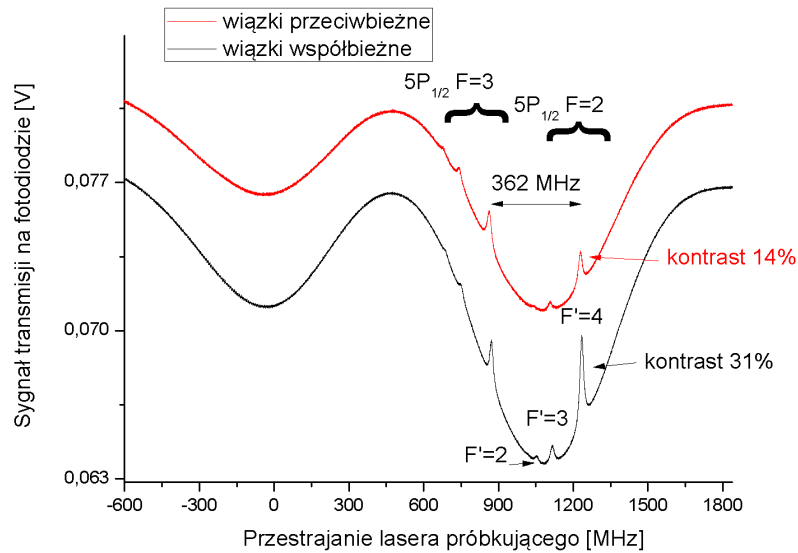
Kolejnym układem poziomów, który został zbadany w naszym układzie był schemat typu V. Schemat poziomów energetycznych ^{85}Rb biorących udział w tych pomiarach przedstawiony jest na rysunku 5.6.

Korzystając z układu typu V należy pamiętać, że podobnie jak układ Λ , daje on maksymalny kontrast EIT przy zastosowaniu wiązek współbieżnych (rys. 5.7), ale ma istotną wadę: wiązka sprzęgająca oddziałuje z atomami znajdującymi się w stanie podstawowym. O ile dla par atomowych w komórce szklanej nie jest to duży problem, o tyle w pułapce magneto-optycznej, czy dipolowej, atomy będą wyrzucane z obszaru pułapki

przez ciśnienie światła silnej wiązki sprzęgającej, co należy uwzględnić planując takie eksperymenty.



Rysunek 5.6: Układ poziomów ^{85}Rb wykorzystany w pomiarach EIT typu V

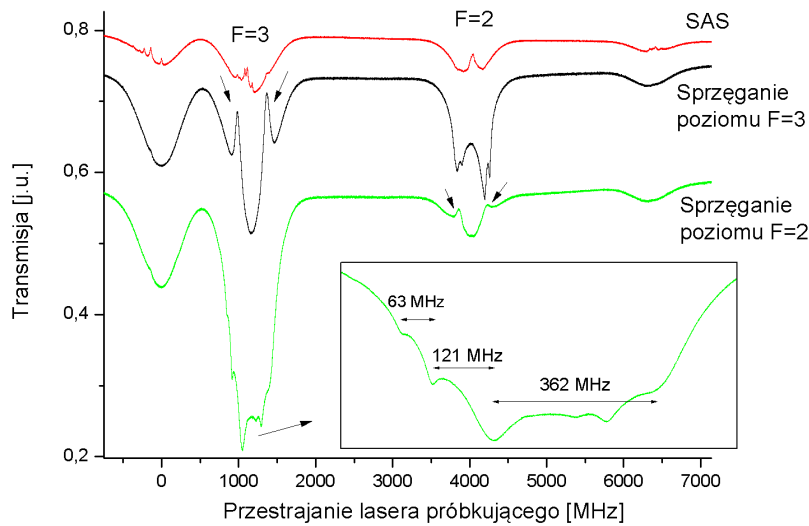


Rysunek 5.7: Porównanie spektroskopii EIT w konfiguracji V dla wiązek współbieżnych i przeciwbieżnych

Na rysunku 5.7 zaznaczono różnicę w kontraście rezonansu EIT (stosunku wysokości rezonansu do głębokości dipu absorpcyjnego) dla dwóch geometrii wiązek próbującej i sprzęgającej. Na wykresie widać wyraźnie dwie grupy rezonansów dla ^{85}Rb na przejściu próbującym ze stanu $F=3$ do $F'=2,3,4$. Pochodzą one od sprzęgania stanu podstawowego ze stanami $5P_{1/2} F''=2$ oraz $F''=3$ oddległymi od siebie o 362 MHz. Ponadto zaznaczono od jakich przejść w ^{85}Rb pochodzą rezonanse EIT - dla wiązki próbującej

ze stanu $F=3$ do $F'=2,3,4$ oraz dla obu stanów górnych dla wiązki sprzęgającej $F''=2,3$ oddległych o 362 MHz.

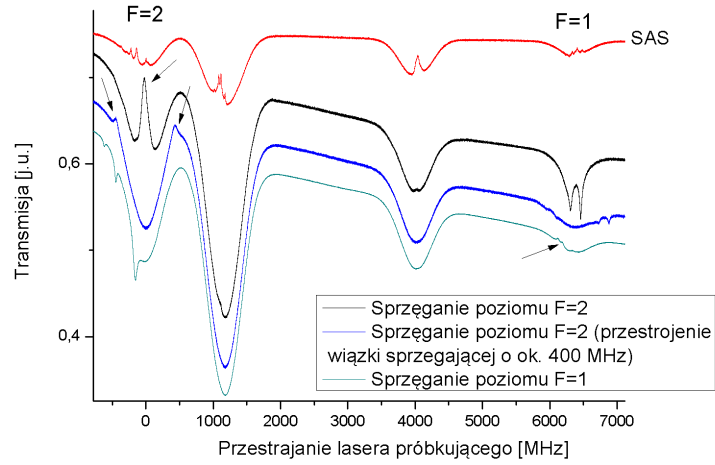
Zarejestrowano widma EIT dla obu izotopów rubidu, sprzęgając silną wiązką każdy z poziomów struktury nadsubtelnej poziomu podstawowego. Wyniki przedstawiają rysunki 5.8 oraz 5.9.



Rysunek 5.8: Widma spektroskopii EIT dla układu poziomów typu V w ^{85}Rb , strzałki wskazują położenie rezonansów EIT

Analizując te wykresy należy zauważyć, że oprócz standardowej struktury EIT (która jest mocno wysycona silną wiązką sprzęgającą w celu uwidocznienia dodatkowych efektów) wyraźnie zmienione jest również widmo związane z drugim poziomem danego izotopu. W obu przypadkach czerwona krzywa będąca sygnałem spektroskopii nasyceńowej z referencyjnej komórki stanowiła źródło odniesienia częstości lasera. Strzałkami zaznaczono położenie pików EIT. Struktura rezonansów EIT jest mocno poszerzona mocą lasera, stąd też nie widać struktury poziomów przejścia próbkowanego, pozostaje widoczna jedynie struktura stanu sprzęganego (dwa rezonanse oddległe o 362 MHz w przypadku ^{85}Rb , lub o 815 MHz dla ^{87}Rb). Inaczej natomiast jest w przypadku przejścia repompującego ($F=2$ do $F'=1,2,3$ dla ^{85}Rb oraz $F=1$ do $F'=0,1,2$ dla ^{87}Rb). W ramach dopplerowskiego profilu absorpcyjnego widać strukturę absorpcyjną z dipami oddległymi od siebie o odległości stanów struktury nadsubtelnej wzbudzonego poziomu $5P_{3/2}$. Struktura ta jest zdublowana w odległości odpowiadającej rozszczepieniu nadsubtelnemu stanu $5P_{1/2}$ (czyli znów 362 MHz lub 815 MHz). Oczywiście jedynymi dipami jakie widać, są te odpowiadające przejściom dipolowo dozwolonym (czyli na przykład dla ^{85}Rb $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$, oraz $F=2 \rightarrow F'=1,2,3$).

Dla uwidocznienia podwojonej struktury rozsunętej na odległość 815 MHz, co jest



Rysunek 5.9: Widmo spektroskopii EIT dla układu poziomów typu V w ^{87}Rb , strzałki wskazują położenie rezonansów EIT. Niewielkie struktury widoczne na krzywej sprzężania poziomu $F=2$ w profilach ^{85}Rb są rezonansami nasyceniowymi wynikającymi z odbicia wiązki laserowej od jednego z elementów optycznych.

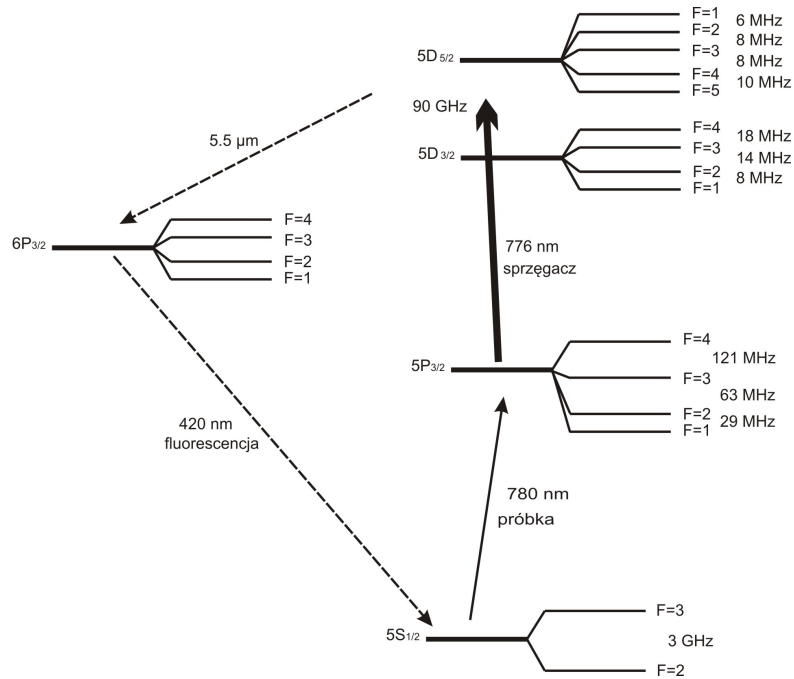
porównywalne z szerokością dopplerowską profili, przestrojono laser sprzęgający o ok. 400 MHz od rezonansu (rys. 5.9).

Kolejnym wartym odnotowania jest fakt, że ze względu na większe rozszczepienia poziomów w ^{87}Rb i najniższą z czterech linii siłę oscylatora, struktura EIT na przejściu repompującym jest dobrze rozdzielona pomimo zastosowania identycznych warunków jak w pozostałych pomiarach.

5.1.4 Linia D_2 rubidu - kaskada

Ostatnim przebadanym schematem poziomów energetycznych jest układ kaskady, widoczny na rysunku 5.10.

Podstawowymi cechami doświadczenia w tego typu układzie poziomów jest fakt, że wiązka sprzęgająca nie oddziałuje z żadnym z poziomów podstawowych w atomie. Wpływa to korzystnie na otrzymywane widmo, ponieważ nie obserwujemy efektów populacyjnych związanych z pompowaniem optycznym. Możemy również swobodnie oświetlać wiązką sprzęgającą atomy spulapkowane w MOT lub ODT, nie obawiając się, że zostaną podgrzane i wyrzucone z pułapki. Ponadto szerokość naturalna rezonansów EIT charakteryzowana jest przez czas życia wykreowanej koherencji pomiędzy stanami skrajnymi i nie zależy od czasu życia stanu pośredniego. Decydujące znaczenie będzie miał w takim razie czas życia najwyższego stanu. W naszym przypadku stanem górnym jest $5D_{3/2,5/2}$, (czas życia $\tau \approx 240$ ns), szerokość rezonansu wynosi więc około 600 kHz, co jest porównywalne z szerokością spektralną używanych laserów.



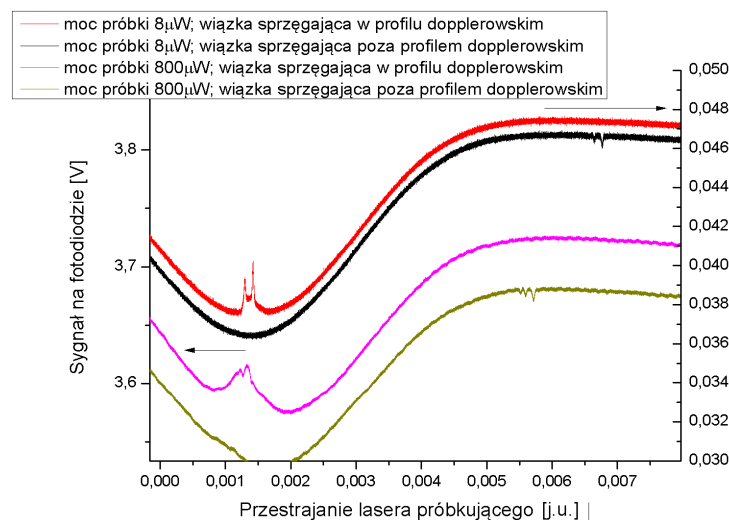
Rysunek 5.10: Układ poziomów ^{85}Rb wykorzystany w pomiarach EIT typu kaskadowego

W przeciwieństwie do doświadczeń przeprowadzanych w schemacie V oraz Λ pomiary EIT w rubidzie w schemacie kaskadowym ($780 \text{ nm} + 776 \text{ nm}$) w ciepłych atomach należy wykonywać w konfiguracji z wiązkami przeciwbieżnymi. Podobnie jak to było opisane wcześniej, dzięki zbliżonym wartościom długości fali, przy zastosowaniu wiązek przeciwbieżnych atomy poruszające się z niezerową prędkością w kierunku propagacji wiązki, będą widziały jedną wiązkę laserową odstrojoną w kierunku niskich częstotliwości o prawie tyle samo, co drugą w kierunku wysokich - w efekcie sumarycznie wiązki będą nadal dostrojone do rezonansu. Geometria przeciwbieżna nieco komplikuje konstrukcję układu pomiarowego, ale pozwala na separację wiązek bez konieczności używania elementów polaryzacyjnych.

Do dyspozycji mamy dwa stany górne - $5D_{3/2}$, oraz $5D_{5/2}$, oddalone od siebie o około 90 GHz . Oba te poziomy mają bardzo bogatą, ale słabo rozszczepioną strukturę nadsubtelną co utrudnia analizę widm. Warunki te podyktowały wybór poziomu $5D_{3/2}$ jako lepszego kandydata do pomiarów.

W celu uzyskania optymalnej jakości widm wykonano spektroskopię przy użyciu różnej mocy lasera próbkującego przy stałej mocy lasera sprzęgającego (wynoszącej 16 mW). Średnice wiązek były rzędu 2 mm . Przykładowe wyniki przedstawia rysunek 5.11.

Jak można się było spodziewać, zwiększenie mocy wiązki próbkującej znacząco poszerza widmo EIT. Widać jednak, że jeśli wiązka sprzęgająca zostanie odstrojona od rezonansu (na zbocze profilu dopplerowskiego, lub nawet poza niego), powoli zaczynają zanikać warunki EIT, natomiast nadal z dużym prawdopodobieństwem może następować absorpcja dwufotonowa (*Two Photon Absorption - TPA*), czyli równoczesna absorpcja



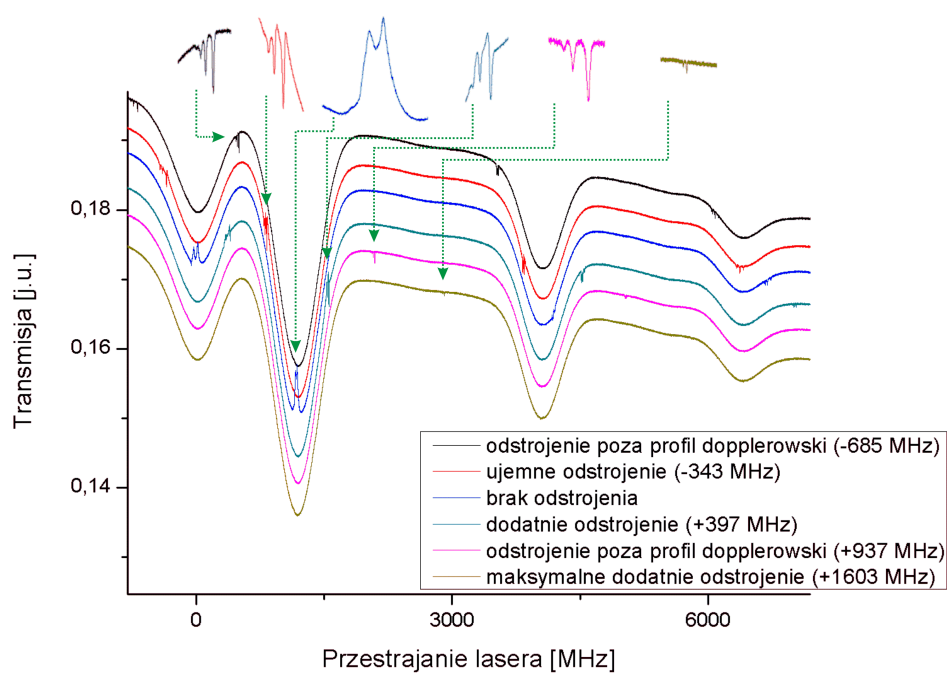
Rysunek 5.11: Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym dla różnych mocy lasera próbkującego. Czarna i czerwona krzywa odpowiadają prawej osi pionowej, pozostałe dwie krzywe - lewej. Skala pionowa oddaje rzeczywiste wartości pomiarowe dla widm EIT, widma absorpcyjne zostały sztucznie przesunięte w celu uwidocznienia ich struktury.

dwóch fotonów - po jednym z obu wiązek - w efekcie wzbudzać atom do poziomu $5D$ przez pośredni poziom wirtualny oddalony nawet o kilkadziesiąt MHz od konkretnych podpoziomów $5P_{3/2}$. Obserwujemy to jako zmniejszenie transmisji wiązki próbkującej. Przy równoczesnej absorpcji fotonów z obu wiązek sygnał jest prawie wolny od poszerzenia dopplerowskiego. Widać również, że wraz ze wzrostem mocy próbki nie obserwujemy wyraźnego poszerzenia profili absorpcyjnych, w przeciwieństwie do widm EIT.

W celu dokładniejszego przeanalizowania obserwowanych zjawisk wykonano serię pomiarów, przesłajając laser sprzęgający w zakresie ponad 2.5 GHz wokół częstotliwości rezonansowej przejścia $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. Wyniki prezentuje rysunek 5.12.

Należy tu zwrócić uwagę na kilka interesujących faktów. Pierwszym i najwyraźniejszym jest fakt, że przejście pomiędzy zjawiskiem rezonansowej absorpcji dwóch fotonów a zjawiskiem EIT jest płynne i obserwowane jako pojawienie się profilu o charakterze dyspersyjnym. Zjawisko to zostało opisane w pracach [69; 70], tutaj więc ograniczymy się do podsumowania, że EIT oraz TPA są zjawiskami naturalnymi dla układu kaskadowego w ciepłych atomach, a przejście pomiędzy jednym a drugim reżimem zależy od wielu czynników, takich jak moc wiązki sprzęgającej, odstrojenie wiązek od rezonansu, siła oscylatora danego przejścia, czy możliwość ucieczki atomów do innych stanów. Istotnym wnioskiem jest fakt, że obserwacja przejścia pomiędzy EIT a TPA daje nam pewność, że rzeczywiście mamy do czynienia z indukowaną przezroczystością ośrodka, a nie z rezonansowym transferem populacji do innych stanów.

Kolejnym ciekawym aspektem jest fakt, że gdy dla przejścia na linii pułapkującej pik EIT znajduje się w centrum profilu dopplerowskiego (niebieska krzywa), dla linii



Rysunek 5.12: Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym z przestrajaniami lasera sprzęgającego - wartość odstrojenia lasera sprzęgającego wyrażona względem przejścia $5P_{3/2} F'=3 \rightarrow 5D_{3/2} F''=3$ w ^{87}Rb . Przegląd ewolucji kształtu linii rezonansowych odpowiada fragmentom widm wskazanych strzałkami.

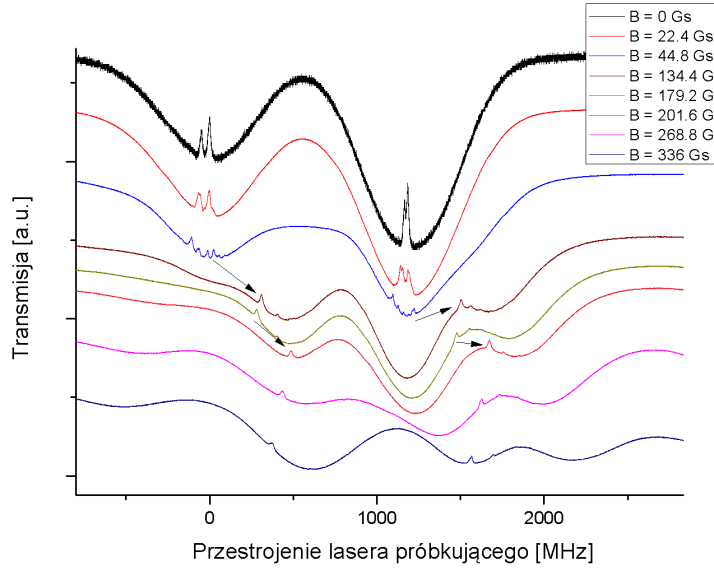
repompującej jest przesunięty o kilkaset MHz w kierunku wyższych częstości, przy czym to przesunięcie jest różne dla obu izotopów. Wyjaśnienie jest dość proste. Środek profilu absorpcyjnego linii pułapkujących znajduje się w pobliżu przejścia zamkniętego $F \rightarrow F'=n+1$ (przy zastosowanym oznaczeniu $n=3$ dla ^{85}Rb , $n=2$ dla ^{87}Rb). Jeśli stan $F'=n+1$ zostanie sprzężony rezonansowo ze stanem górnym F'' , zaobserwujemy strukturę EIT dokładnie w środku profilu dopplerowskiego. Kiedy jednak będziemy próbowali przejście repompujące ze stanu $F=n-1$, reguły wyboru nie pozwolą zaobserwować przejścia $F=n-1 \rightarrow F'=n+1$, a co najwyżej $F=n-1 \rightarrow F'=n$. W związku z tym, aby wytworzyć koherencję w ośrodku, laser sprzęgający musi sprząć stan $F'=n$, a nie $F'=n+1$. Aby struktura EIT znalazła się w centrum profilu dopplerowskiego, musimy przestroić częstość lasera sprzęgającego o odległość pomiędzy stanami $F'=n$ oraz $F'=n+1$. Ta odległość odpowiada właśnie omawianemu przesunięciu widma EIT względem środka profilu absorpcyjnego.

Kolejną wartą odnotowania obserwacją jest fakt, że dla linii repompujących pomimo niemal rezonansowego wzbudzenia, nie obserwujemy zjawiska EIT, przez całą szerokość profilu dopplerowskiego mamy do czynienia z absorpcją dwóch fotonów. Również to zjawisko zostało opisane w pracy [69]. Okazuje się, że fundamentalne znaczenie ma fakt, czy przejście jest przejściem zamkniętym, czy też populacja może wyciekać do innego stanu. Zjawisko dwufotonowej koherencji pomiędzy skrajnymi stanami trójpoziomowego atomu może zarówno generować pojawienie się zmniejszenia absorpcji w postaci EIT, jak i również zwiększenia absorpcji w postaci TPA. Kiedy przejście próbkujące jest przejściem zamkniętym, mamy do czynienia ze zjawiskiem EIT. Kiedy jednak próbkowane jest przejście otwarte z możliwością wycieku populacji do innego stanu, obserwujemy zjawisko TPA. Okazuje się, że TPA może się przerodzić w EIT, jeśli zostanie zwiększona moc wiązki sprzęgającej. Pozwala to wnioskować wprost, że przejście pomiędzy tymi dwoma zjawiskami wynika ze stosunku mocy wiązki sprzęgającej Ω_C do czasu życia kreowanej koherencji γ_{31} , co zostało już wspomniane w rozdziale 3.2.

5.1.5 Linia D_2 rubidu - kaskada - w polu magnetycznym

Mając na celu wykonanie pomiarów wstępnych do badania zjawiska EIT na granicy kondensacji Bosego-Einsteina, wykonano pomiary w układzie kaskadowym w polu magnetycznym w zakresie 0–336 Gs. Pomiary zostały wykonane zarówno dla przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ (rys. 5.13), jak i $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ (rys. 5.14).

W celu zachowania przejrzystości, na wykresach przedstawiono jedynie kilka wybranych widm w ograniczonym zakresie spektralnym. Ponadto ze względu na znaczące rozsuniecie podpoziomów stanu górnego w polu magnetycznym, przy spektroskopii poziomu $5D_{3/2}$ laser sprzęgający, pierwotnie ustawiony tak, aby rezonans EIT znajdował się w środku profilu dopplerowskiego, dwukrotnie musiał zostać ponownie dostrojony w pobliże rezonansu, aby struktury EIT pozostawały widoczne. Przestrojenie nastąpiło w polu 134.4 Gs (o odległość 267 MHz) oraz 201.6 Gs (o kolejne 219 MHz) - zmiana częstości lasera sprzęgającego skutkowałą przesunięciem struktury EIT dla wiązki próbkującej, co zostało zaznaczone strzałkami na wykresie. Każdemu zarejestrowanemu widmu towarzyszyła rejestracja spektroskopii EIT oraz spektroskopii nasyceniowej



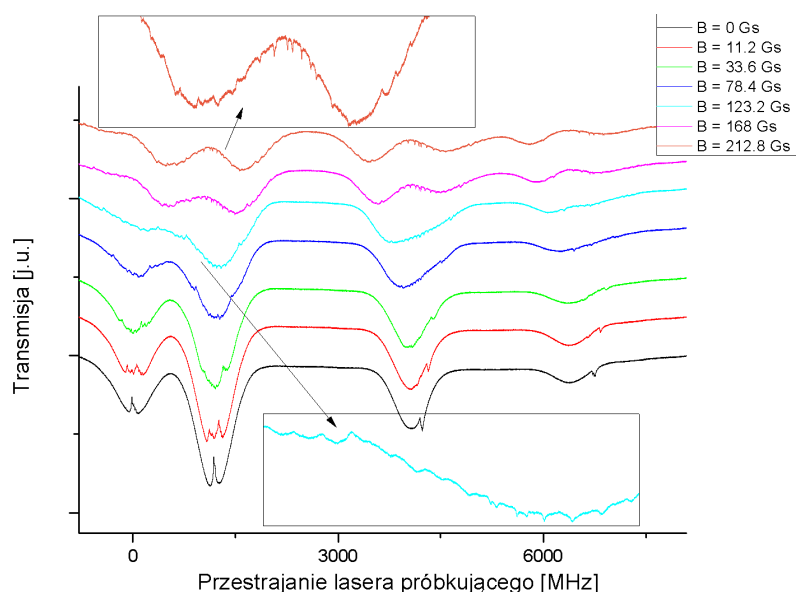
Rysunek 5.13: Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym z poziomem $5D_{3/2}$ w polu magnetycznym

z referencyjnych komórek w zerowym polu magnetycznym, konieczna dla dokładnego wyznaczenia częstotliwości obu wiązek laserowych.

Rysunek dla poziomu $5D_{5/2}$ pokazuje bogatą strukturę podpoziomów magnetycznych niepozwalającą na jednoznaczne przypisanie im konkretnych liczb kwantowych. Widać wyraźnie, że wraz ze wzrostem wartości pola magnetycznego część podpoziomów zachowuje swoją charakterystykę EIT, część natomiast stopniowo zamienia swój profil na absorpcyjny, co wynika ze zmiany prawdopodobieństw przejść między podpoziomami, co z kolei wpływa na wydajność kreowanej koherencji. Spektroskopia taka pozwala wybrać podpoziomy przydatne do badania zjawiska EIT w polu magnetycznym. Przy próbach pomiarów EIT w polach magnetycznych dla zimnych atomów w pułapce MOT lub dipolowej najlepszym rozwiązaniem wydaje się być posiadanie referencyjnej komórki umieszczonej w zadanym polu magnetycznym w celu stabilizacji częstotliwości lasera na wybranym przejściu.

Badania takie byłyby prowadzone w przypadku użycia rezonansów Feshbacha w pomiarach opisanych w rozdziale 3.6, jednak zakres wykorzystywanych pól byłby dużo większy (w przypadku ^{87}Rb), i wymagałby dokładniejszej analizy struktury energetycznej atomu w reżimie Pashena-Backa.

Należy zaznaczyć, że prawdopodobieństwo przejścia dla schematu $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ jest pięciokrotnie większe, niż dla $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$, co pomimo gęstszej struktury energetycznej, stanowi o znaczącej przewodze poziomu $5D_{5/2}$, jako lepszego dla spektroskopii zimnych atomów, ponieważ nawet przy małej liczbie próbkowanych atomów może dać dużo silniejszy sygnał.



Rysunek 5.14: Spektroskopia EIT w układzie kaskadowym z poziomem $5D_{5/2}$ w polu magnetycznym

5.2 Atomy w pułapce MOT

Kolejnym etapem pomiarów było przygotowanie próbki zimnych atomów w pułapce magneto-optycznej. Zimne atomy mają fundamentalną przewagę w pomiarach spektroskopowych w postaci braku poszerzenia dopplerowskiego linii spektralnych. Oznacza to w praktyce, że nie tylko obserwowane struktury spektralne będą miały szerokość rzędu szerokości naturalnej, (lub szerokości wynikającej wprost z generowanych oddziaływań z innymi atomami lub światłem), ale również nie będzie się pojawiało dopplerowskie dostrojenie atomów do rezonansu (czyli nie będą występowały rezonanse krzyżowe, struktura stanów pośrednich w EIT kaskadowym zacznie mieć znaczenie, kierunek biegu wiązek spektroskopowych nie będzie miał znaczenia). Z punktu widzenia eksperymentatora oznacza to, że będziemy posiadać znacznie lepszą kontrolę nad oddziaływaniem atom - światło, a układ do spektroskopii może wykorzystywać wiązki współbieżne lub przeciwbieżne, niezależnie od konfiguracji poziomów energetycznych.

5.2.1 Pomiary spektroskopowe w pułapce MOT

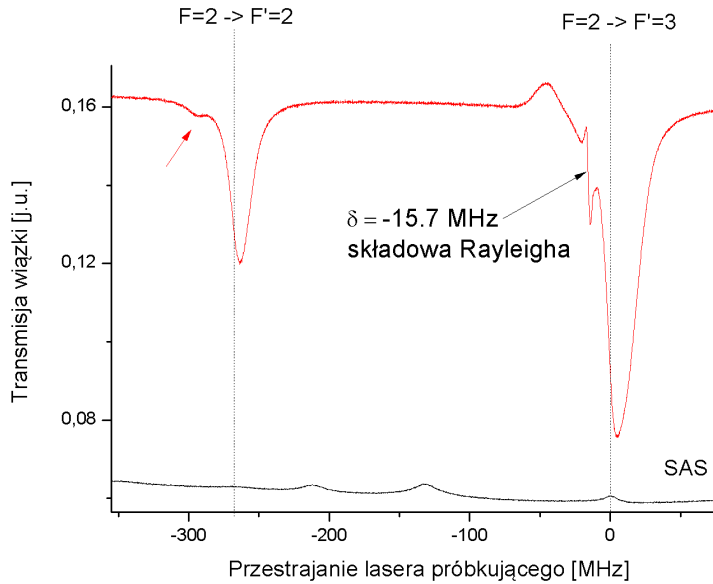
W związku z powyższym, wiązki wychodzące z obu laserów wykorzystywanych do spektroskopii zostały zmieszane w jednym światłowodzie, który został zamocowany w układzie optycznym pułapki dipolowej (tor wiązek został oznaczony na rysunku 4.31 jako próbka 780 nm), co będzie istotne w dalszych etapach badań. Wiązka próbkująca jest ustawiona kolinearnie z torem wiązki pułapki dipolowej w taki sposób, aby mogła

być ogniskowana dokładnie w tym samym miejscu, co wiązka dipolowa.

W celu przypomnienia struktury energetycznej atomów ^{85}Rb oraz ^{87}Rb odsyłam do rysunków B.1 oraz B.2, odpowiednio.

Kształt obserwowanych linii widmowych w dużej mierze zależy od parametrów pułapki magneto-optycznej. Wynika to z faktu, że pułapka pracuje w reżimie znacznie powyżej natężenia nasycenia (chmura atomów jest oświetlona światłem pułapkującym o znacznie wyższym natężeniu niż natężenie nasycenia), co powoduje sprzężenie atomów z polem świetlnym i wiązka próbkująca napotyka strukturę poziomów atomu ubranego światłem. Obszerniej zjawisko to zostało opisane w pracach [71–73], tutaj zostało ono wyjaśnione skrótowo.

Na wykresie 5.15 widoczna jest struktura linii widmowych dla atomów znajdujących się w pułapce MOT dla ^{87}Rb z mocą wiązek pułapkujących 6 mW. Struktura absorpcyjna na przejściu chłodzącym $F=2 \rightarrow F=3$ jest mocno zaburzona światłem pułapki.

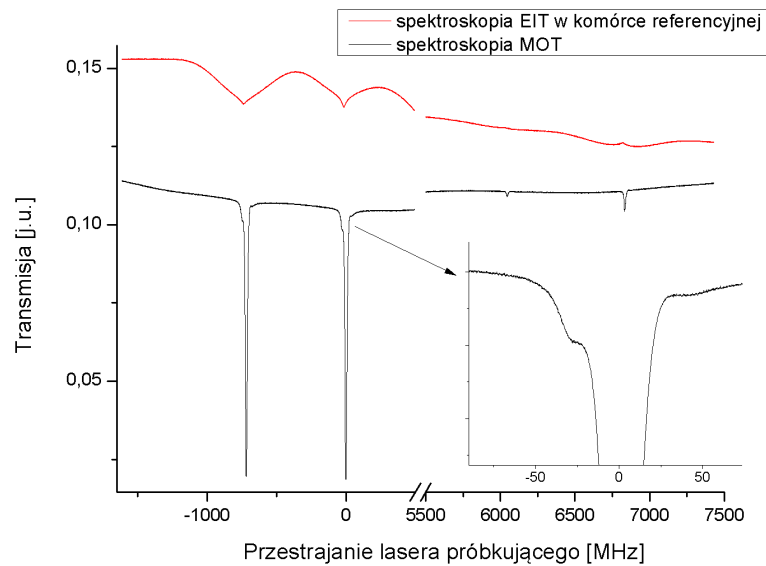


Rysunek 5.15: Widmo transmisyjne atomów w działającej pułapce MOT - skala pionowa sygnału transmisji (czerwona krzywa) została zachowana i ma postać napięcia na fotodiodzie w [V]

Składowa centralna pojawiająca się dla częstotliwości wiązki próbkującej identycznej jak częstotliwość wiązek pułapkujących jest nazywana składową Rayleigha i informuje nas dokładnie o odstrojeniu wiązek MOT (w założeniu miały być odstrojone o 16 MHz). Widoczne pasma boczne (wzmocnienie oraz absorpcja światła próbkującego) wynikają ze struktury atomu ubranego światłem, przy czym wzmocnienie wynika z transferu energii z wiązki MOT do wiązki próbkującej, absorpcja z procesu przeciwnego. Oba boczne rezonanse powinny być w rozsunięte o prawie taką samą odległość równą uogólnionej częstotliwości Rabiego $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$. Rozsunięcie to więc zależy zarówno od natężenia

światła, jak i odstrojenia wiązki MOT od rezonansu δ .

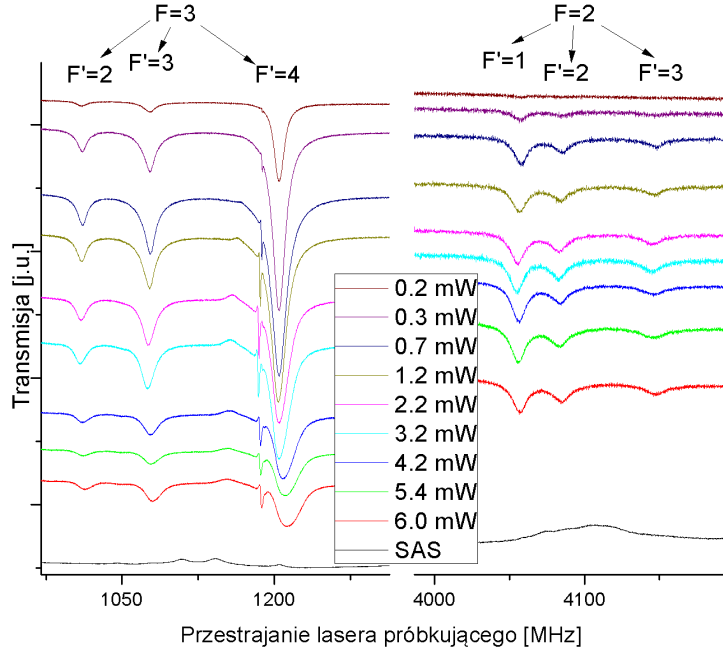
Fakt zaistnienia rzeczywistej struktury atomów ubranych światłem potwierdzają również kształty linii niebiorących udziału w chłodzeniu atomów, ale mające z tym przejściem jeden stan wspólny - czyli np. dla ^{87}Rb linie $F=2 \rightarrow F=2$, oraz $F=2 \rightarrow F=1$. Widać w ich przypadku wyraźne rozszczepienie dipu absorpcyjnego na dwie składowe, z których jedna jest znacznie głębsza (czerwona strzałka na rysunku 5.15 wskazuje mniej-szy z dwóch dipów). Efekt ten potwierdza również spektrum widziane na rysunku 5.16, gdzie pokazano widmo linii D_1 w ^{87}Rb , będącej daleko odstrojoną (o 15 nm) od linii chłodzącej. Również tam widać podwójną, rozszczepioną strukturę dipu absorpcyjnego.



Rysunek 5.16: Spektroskopia linii D_1 atomów ^{87}Rb w działającej pułapce MOT - skala pionowa została zachowana dla sygnału transmisji (czarna krzywa)

Wykonano szereg pomiarów spektroskopowych atomów w pułapce MOT w funkcji gęstości mocy wiązek pułapkujących. Podane na wykresie wartości gęstości mocy pokazywane są w mW na cm^2 na wiązkę. Jako że dyspenser zawiera naturalny skład izotopowy rubidu, możliwe jest stworzenie chmury zimnych atomów zarówno ^{85}Rb , jak i ^{87}Rb . Wykres 5.17 prezentuje spektroskopię atomów ^{85}Rb , natomiast wykres 5.18 - ^{87}Rb . Atomy znajdują się w pracującej w sposób ciągły pułapce MOT.

Dla pomiarów widocznych po prawej stronie wykresów (przejście repompujące) zastosowano inną skalę pionową w celu uwidocznienia dużo płytszych struktur. Głębokość absorpcji oraz widoczność linii repompujących wyraźnie zmienia się między pomiarami. Wynika to z faktu, że aby chmura była stabilnie pułapkowana, należało wraz z obniżaniem mocy wiązek MOT dostroić moce pozostałych wiązek laserowych, a więc wiązki repumpera, wiązki przepychającej, wiązki próbkującej, a także gradient pola magnetycznego. Stąd różne gęstości ośrodka oraz różny rozkład populacji między podpoziomami



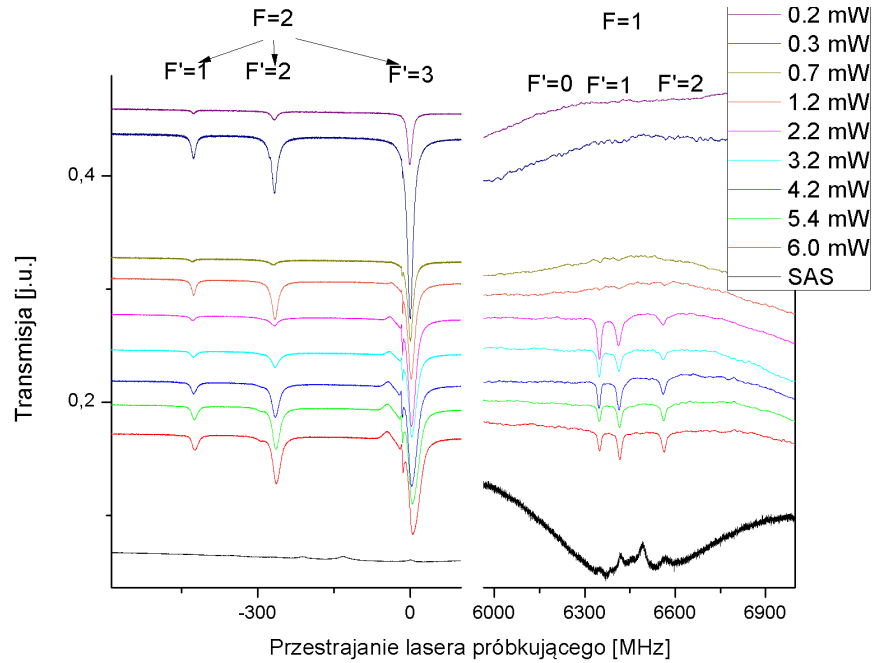
Rysunek 5.17: Spektroskopia absorpcyjna atomów ^{85}Rb w pułapce MOT w zależności od mocy wiązek pułapkujących

stanu podstawowego (brak absorpcji w widmach przejścia repompującego dla atomów ^{87}Rb przy małych natężeniach wiązki chłodzącej).

Wnioskiem z powyższych pomiarów jest to, że możliwe jest badanie zjawiska EIT w działającej pułapce MOT bez konieczności wypuszczania z niej atomów, lub stosowania impulsowego próbkowania. Aby uniknąć wpływu pułapki na strukturę energetyczną atomu, musimy jednak zmniejszyć moc wiązek pułapkujących do około $200\text{--}300\ \mu\text{W}/\text{cm}^2$. W naszym układzie dalsze obniżanie mocy wiązek powodowało powstanie niestabilności i zbyt niskie obniżenie bariery potencjału dla atomów ze strumienia 2D-MOT, aby można było wykonywać pomiary spektroskopowe. Zastosowanie takiej techniki pomiarowej stworzyło możliwość ciągłego i łatwego manipulowania parametrami pułapki w celu optymalizacji sygnałów spektroskopii. Ponadto pozwoliło na obserwację wpływu wiązki EIT na zachowanie chmury MOT, co zostało opisane w dalszej części pracy.

5.2.2 Pomiary EIT w pułapce MOT

W dalszej części pracy zostaną omówione pomiary EIT wykonane w pułapce MOT. Układ typu V jest trudny do zrealizowania w działającej pułapce MOT, ponieważ silna wiązka sprzęgająca wydmuchiwałaby atomy. Układ typu Λ jest łatwiejszy do realizacji, ale wykorzystuje w znacznej mierze zaburzone przejścia energetyczne wykorzystywane do chłodzenia atomów. Ze względu na dużą prostotę, jak i na planowane w przyszłości pomiary EIT na granicy przejścia fazowego, skoncentrowano się na układzie kaskadowym.



Rysunek 5.18: Spektroskopia absorpcyjna atomów ^{87}Rb w pułapce MOT w zależności od mocy wiązek pułapkujących

Podobne pomiary zostały wykonane w pracy [73] i tam też autor odsyła w celu znalezienia dokładniejszego opisu teoretycznego zachodzących zjawisk. Pomiary w cytowanej pracy skupiały się jednak głównie na izotopie ^{85}Rb i niewiele uwagi zostało poświęcone przejściom dwufotonowym, zwłaszcza w reżimie gorących atomów. Tutaj zaprezentowane zostały pomiary również dla izotopu ^{87}Rb . Wykonane one zostały nie tylko w pułapce MOT i komórce z parami rubidu, ale dalsze rozdziały poruszają ponadto tematykę atomów w pułapce dipolowej pozwalającej na osiągnięcie granicy kondensacji Bosego-Einsteina.

W celu uzyskania kompromisu między gęstością chmury MOT, a mocą wiązek chłodzących, wybrano następujące parametry pracy układu:

- natężenie wiązek MOT - $750 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ na wiązkę,
- natężenie wiązek repompujących - $300 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ na wiązkę,
- moc wiązki sprzęgającej - 5 mW (różnie ogniskowana, promień przewężenia pomiędzy 100 a $500 \mu\text{m}$, w zależności od uzyskiwanego widma),
- moc wiązki próbkującej - regulowana w zakresie 7-70 μW w celu uzyskania optymalnego stosunku sygnału do szumu (wiązka ogniskowana podobnie jak wiązka sprzęgająca).

Ponieważ nie zależało nam na dobrym zogniskowaniu wiązek wewnątrz chmury, a jedynie na optymalnym stosunku sygnału do szumu, natężenia wiązek próbującej i sprzęgającej nie były dokładnie określone, znane były jedynie całkowite ich moce. Czasami wręcz celowo ognisko wiązki było przesuwane, aby dobrać natężenie w celu uzyskania optymalnego widma EIT.

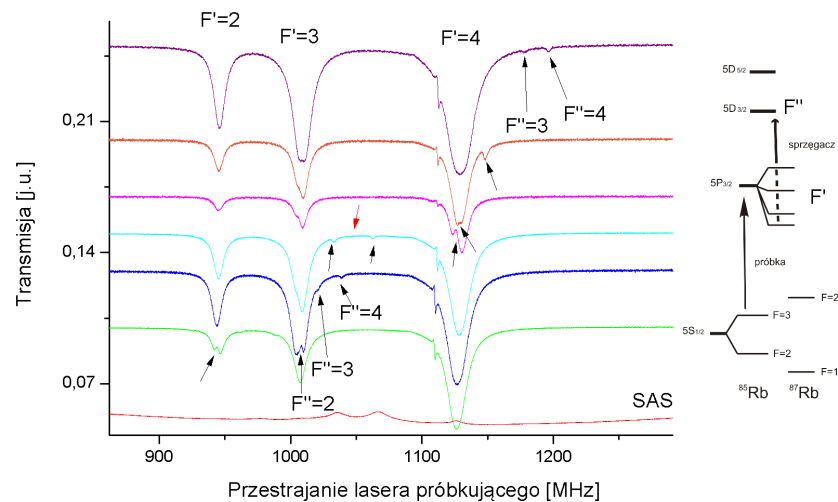
W powyższych warunkach wykonano szereg pomiarów zjawiska EIT i wybrano do prezentacji część widm w kaskadzie $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ dla izotopu ^{85}Rb (rys. 5.19, 5.20), oraz ^{87}Rb (rys. 5.21 i 5.22), jak i również dla kaskady $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ - rys. 5.23 i 5.24 - dla izotopów ^{85}Rb i ^{87}Rb , odpowiednio.

Na wspomnianych wykresach zaznaczono strzałkami położenia struktur EIT. W celu uwidocznienia rezonansów dla wszystkich podpoziomów nadsubtelnych, wiązka lasera sprzęgającego była przestrajana w taki sposób, aby rezonansowo oddziaływać z odpowiednim stanem. Za każdym razem rejestrowane było widmo referencyjne EIT z komórki z parami rubidu w celu weryfikacji położenia lasera sprzęgającego (jak na rysunku 5.20). Pokazano tam zarówno rezonanse EIT dla przejść repompujących, jak i równoczesne widmo na przejściach chłodzących, gdyż tam spektroskopia referencyjna EIT jest o wiele wyraźniejsza.

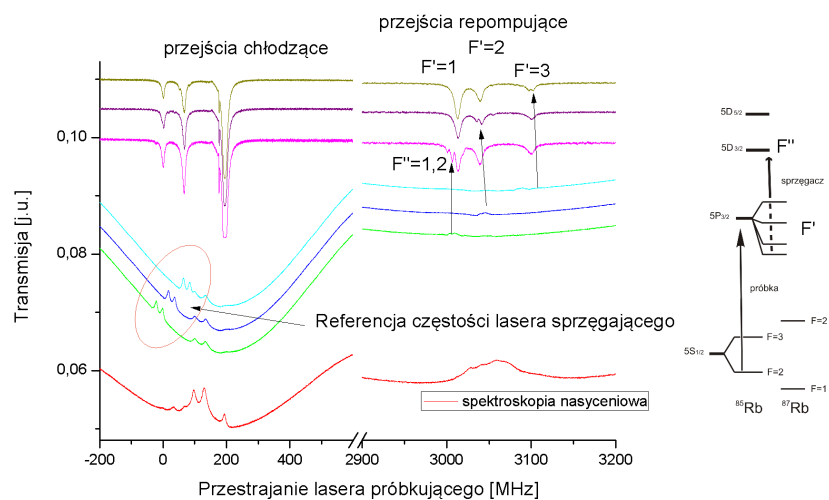
Podobnie jak dla schematu kaskadowego poziomów w gorących atomach, mamy tutaj do czynienia ze zjawiskiem wzbudzenia dwufotonowego, gdy laser sprzęgający jest nieco odstrojony od rezonansu. Objawia się to wzrostem absorpcji wiązki próbującej poza rezonansowym przejściem, gdy obie wiązki spełniają warunek rezonansu dwufotonowego. Struktury te również są zaznaczone na wykresach w ten sam sposób, co rezonanse EIT, ponieważ spełniają te same warunki rezonansu.

Oczywiście na wykresach widoczne są jedynie rezonanse spełniające reguły wyboru przejść elektrycznych dipolowych. Czerwona strzałka na rysunku 5.19 wskazuje miejsce, w którym powinien znajdować się rezonans $F=3 \rightarrow F'=3 \rightarrow F''=3$. Brak wyraźnej absorpcji na tym przejściu został zaobserwowany już po ukończeniu pomiarów i nie dotyczy bezpośrednio zjawiska EIT, ale stanowi ciekawe pole do badań w przyszłości. Brak rezonansu może świadczyć o tym, że zjawiska rezonansowe dwustopniowej absorpcji (*two step absorption* - TSA), oraz nierezonansowe TPA mogą mieć inne reguły wyboru i prawdopodobieństwa przejść, które w przypadku zastosowania zimnych atomów stają się wyraźnie widoczne.

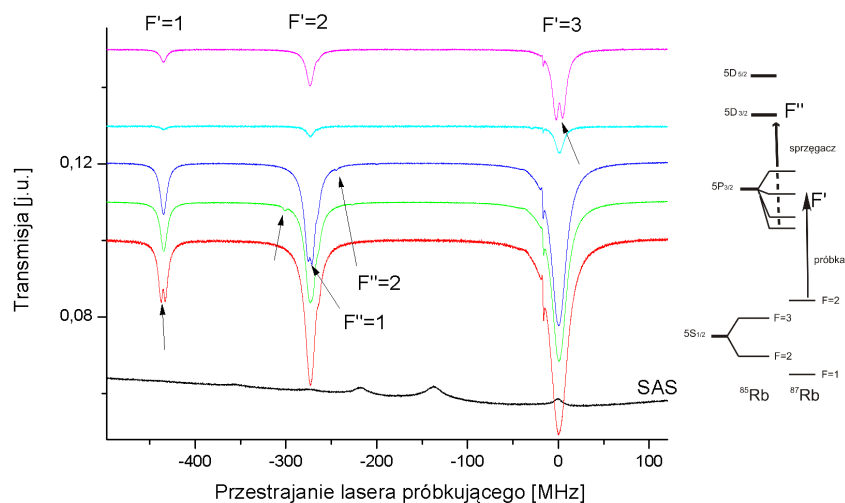
Zebranie tych wszystkich widm oraz ich przeanalizowanie pozwala na wskazanie przejść, dla których rezonanse EIT są szczególnie dobrze widoczne w chmurze zimnych atomów. Głównie nasza uwaga skupi się na przejściach w ^{87}Rb , ponieważ atomy tego izotopu można względnie łatwo skondensować w jednowiązkowej pułapce dipolowej bez konieczności stosowania rezonansów Feshbacha. Dużo większy kontrast EIT w pułapce magneto-optycznej możemy uzyskać dla atomów w górnym stanie podstawowym (przejścia chłodzące), dla przejścia cyklicznego $F \rightarrow F'=F+1$, ponieważ atomy przez większość czasu przebywają w tym właśnie stanie. Ponadto, jak już zostało zauważone wcześniej, prawdopodobieństwo przejść do stanu $5D_{5/2}$ jest 5-krotnie większe, niż do stanu $5D_{3/2}$, co stanowi o przewadze spektroskopii na tym przejściu. Widać to wyraźnie na wykresach, ponieważ pomimo braku zmiany warunków eksperymentalnych, nie tylko kontrast pików



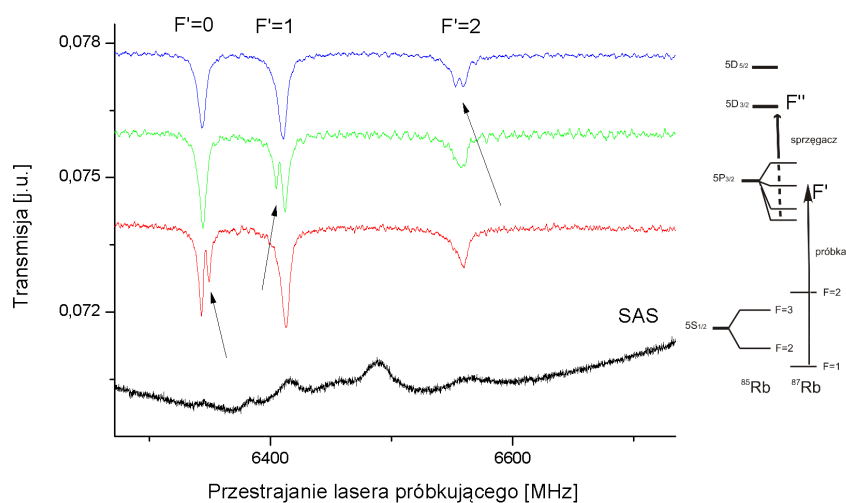
Rysunek 5.19: Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{85}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przejście chłodzące - kolejne krzywe prezentują widma dla różnych częstości lasera sprzęgającego



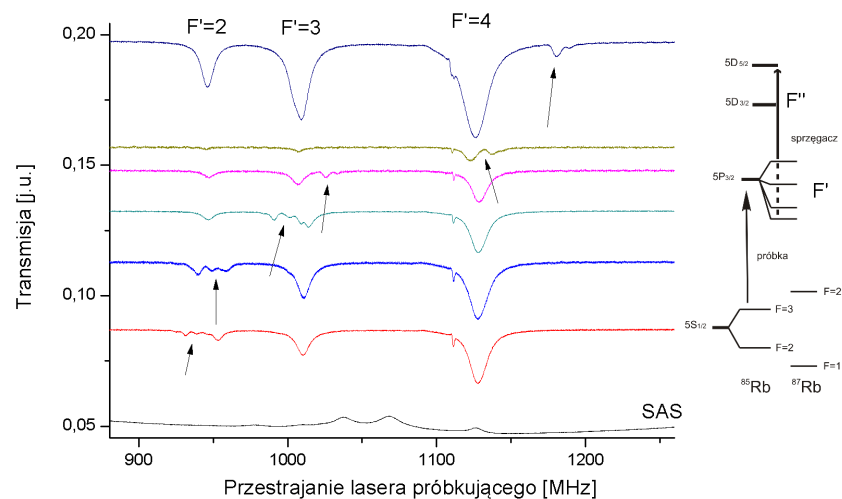
Rysunek 5.20: Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{85}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przejście repompujące - kolejne krzywe prezentują widma dla różnych częstości lasera sprzęgającego



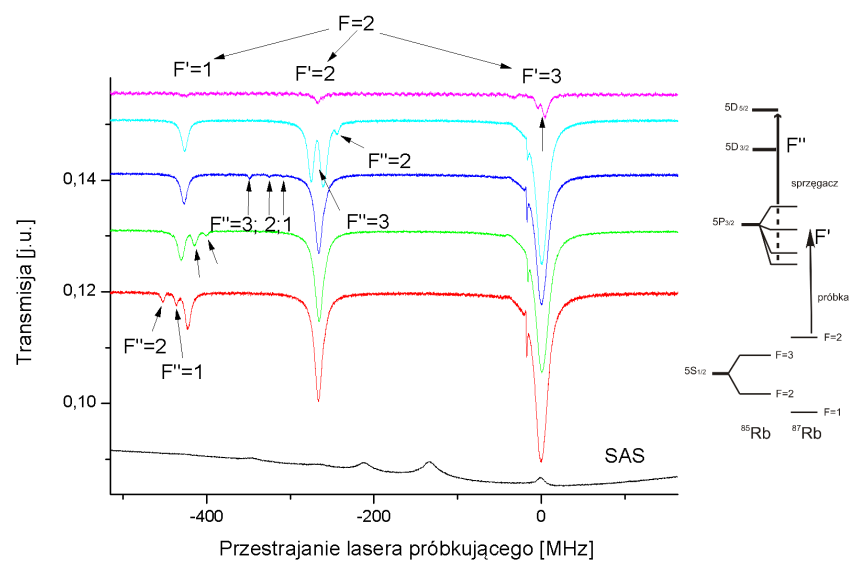
Rysunek 5.21: Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{87}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przejście chłodzące - kolejne krzywe prezentują widma dla różnych częstotliwości lasera sprzęgającego



Rysunek 5.22: Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{87}Rb do stanu $5D_{3/2}$, przejście repompujące - kolejne krzywe prezentują widma dla różnych częstotliwości lasera sprzęgającego



Rysunek 5.23: Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{85}Rb do stanu $5D_{5/2}$, przejście chłodzące - kolejne krzywe prezentują widma dla różnych częstości lasera sprzęgającego

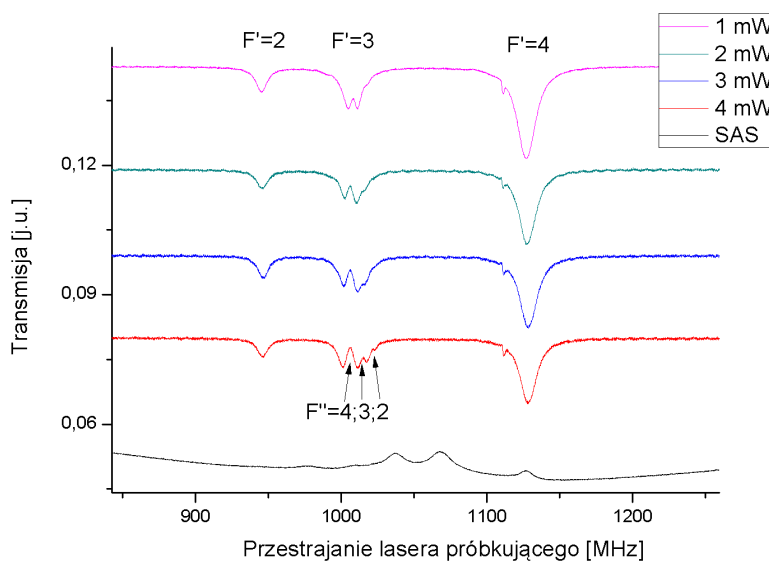


Rysunek 5.24: Widma spektroskopii EIT w pułapce MOT w ^{87}Rb do stanu $5D_{5/2}$, przejście chłodzące - kolejne krzywe prezentują widma dla różnych częstości lasera sprzęgającego

EIT jest znacznie zwiększony, ale również wyraźne jest znaczne poszerzenie rezonansów mocą wiązek laserowych.

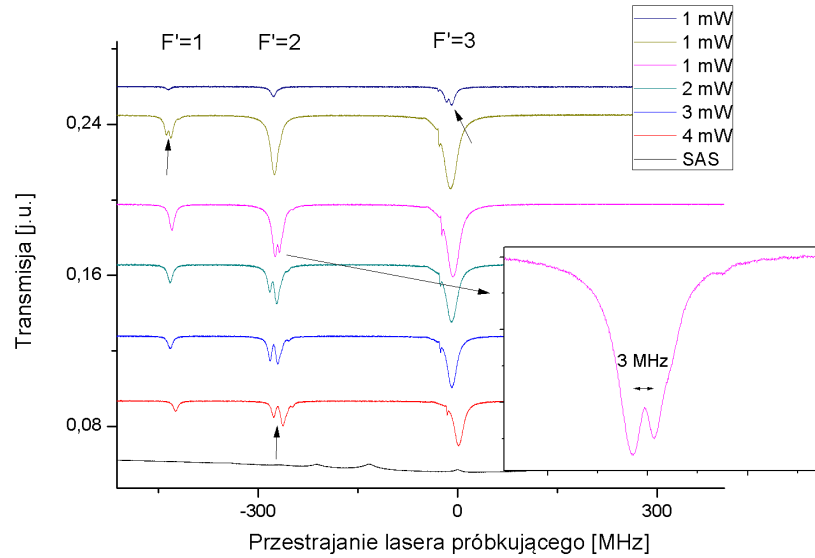
Aby wskazać fundamentalne różnice pomiędzy widmami dla zimnych i dla ciepłych atomów, należy zauważyć, że w eksperymentach zimnoatomowych stany pośrednie przejścia kaskadowego są spektralnie rozdzielone. W związku z tym fakt, jaki stan pośredni uczestniczy w przejściu ma znaczenie dla obserwowanych widm. Dla ciepłych atomów w zerowym polu magnetycznym reguły wyboru przejść nie grają większej roli, ponieważ wszystkie stany pośrednie uczestniczą w tworzeniu rezonansu EIT poprzez dopplerowskie dostrojenie przejścia, natomiast w zimnych atomach rezonanse będziemy widzieli tylko dla takich górnych stanów, do jakich dozwolone jest przejście z określonego stanu pośredniego.

Dodatkowo szerokość spektralna zarówno linii absorpcyjnych, jak i rezonansów EIT jest znacznie mniejsza, niż w gorących atomach. Pośród efektów wpływających na poszerzenie linii spektralnych znajduje się efekt nasycenia przejść przez wiązki sprzęgającą i próbującą. Aby zbadać, jakie jest optymalne natężenie w naszym eksperymencie (takie, dla którego szerokość piku EIT jest minimalna, ale kontrast jest na tyle duży, żeby wyróżnić rezonans na tle szumu), wykonano serię pomiarów szerokości spektralnej rezonansów dla kilku mocy wiązki sprzęgającej, zakładając, że moc wiązki próbującej jest wystarczająco niska, aby nie nasycać przejścia. Wyniki przedstawione są na rysunkach 5.25 dla ^{85}Rb , oraz 5.26 dla ^{87}Rb , w obu przypadkach EIT wytwarzane jest na przejściu do stanu $5D_{5/2}$.



Rysunek 5.25: Widmo spektroskopii EIT w pułapce MOT ^{85}Rb dla różnych natężeń wiązki sprzęgającej

Pomiary zostały wykonane dla przejścia $F \rightarrow F'=F$, aby nie próbować przejścia



Rysunek 5.26: Spektroskopia EIT w pułapce MOT ^{87}Rb dla różnych natężeń wiązki sprzęgającej - trzy widma dla mocy 1 mW przedstawiają zjawisko EIT na wszystkich przejściach do stanów pośrednich przejścia chłodzącego.

cyklicznego, które pomimo znacznego obniżenia mocy wiązek MOT nadal wykazuje charakter przejścia w atomie ubranym. W przypadku ^{87}Rb dla mocy wiązki sprzęgającej 1 mW szerokość rezonansu EIT wyniosła ok. 3 MHz, co jest znacznie lepszym rezultatem niż te uzyskane w ciepłych atomach (nakładanie się wielu linii dla wielu różnych przejść nie pozwalało na rozróżnienie struktur węższych niż 20 MHz). Uzyskany rezultat ma charakter poglądowy i przedstawia szerokość rezonansu gdy kontrast EIT pozwala na wyróżnienie go na tle szumu, zamiast dla mocy wiązek ekstrapolowanej do zera. Z punktu widzenia eksperymentu interesuje nas bowiem jedynie dobranie optymalnych parametrów pozwalających na wydajne badanie zjawiska EIT.

Podczas analizy widm EIT dla różnych składowych przejścia chłodzącego zauważalna jest znaczna zmiana w głębokości absorpcji podczas dostrojenia się z wiązką sprzęgającą do częstości powodującej powstanie EIT na przejściu cyklicznym używanym w chłodzeniu i pułapkowaniu atomów. Jest to związane z faktem, że silna wiązka sprzęgająca jest wtedy w stanie wydajnie przepompowywać atomy do dolnego podpoziomu stanu podstawowego (efekt populacyjny), wydmuchiwać atomy z pułapki MOT (efekt przekazu pędu) oraz wytwarza warunki EIT dla wiązek MOT, co efektywnie zmniejsza prawdopodobieństwo oddziaływania atomów ze światłem pułapkującym (efekt koherencyjny). Aby dokładniej zbadać to zjawisko, wykonano szereg pomiarów spektroskopowych chmury MOT ^{87}Rb w funkcji częstości lasera sprzęgającego.

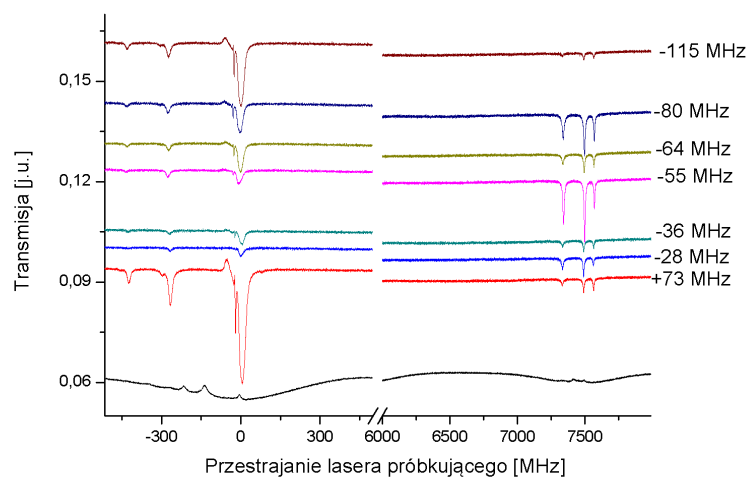
Zebrane widma pokazane są na rysunku 5.27. Widać na nim zmiany w rozkładzie populacji poszczególnych podpoziomów stanu podstawowego wynikające z przeszkajania

wiązki sprzęgającej. Objawiają się one zmianą proporcji dipów absorpcyjnych na przejściach „chłodzących” i „repompujących”. Wiązka sprzęgająca pracowała na przejściu pomiędzy poziomami pośrednimi (czyli $5P_{3/2}$) a stanem $5D_{5/2}$. Aby można było zaobserwować transfer populacji, wiązkę lasera repompującego osłabiono do około $9 \mu\text{W}$ w każdym z kierunków. W celu określenia częstości wiązki sprzęgającej, każdemu pomiarowi towarzyszyła równoczesna rejestracja sygnału EIT z referencyjnej komórki z parami rubidu.

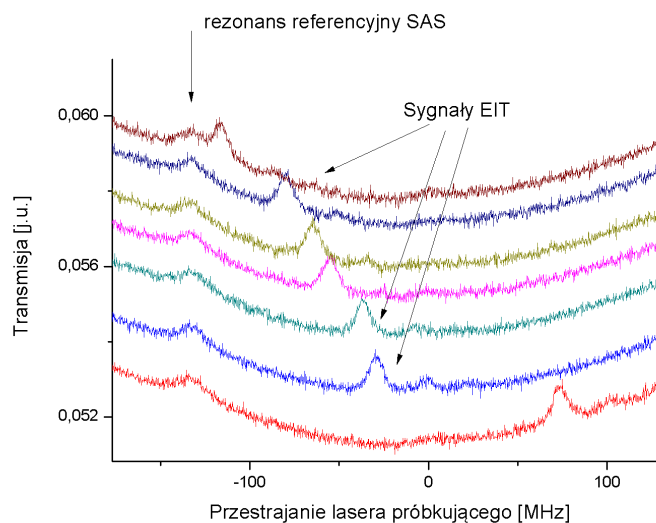
Wykorzystanie wiązki sprzęgającej generującej warunki EIT może zostać wykorzystane do poprawienia przeładowania atomów do pułapki dipolowej. Według wiedzy autora nikt do tej pory nie prowadził takich prób. Dopasowanie przestrzenne biegu wiązki EIT do biegu wiązki pułapki dipolowej pozwoliłoby na doskonałe ich przekrycie przestrzenne i pozwoliłoby zastąpić metody wykorzystujące techniki *dark SPOT* [74] zapewniając dobrą i regulowaną w czasie kontrolę nad regionem, gdzie atomy nie będą oddziaływały z wiązką chłodzącą lub repompującą, w zależności od potrzeby.

Podsumowując, w oparciu o badania EIT w chmurze MOT, możemy stwierdzić, że:

- możliwe są pomiary EIT w działającej pułapce MOT na różnych stadiach chłodzenia (ładowanie, kompresja, melasa optyczna), ale trzeba chwilowo osłabić wiązki chłodzące, aby móc próbować niezaburzoną strukturę poziomów energetycznych. Wiąże się to również z potrzebą dostrojenia pozostałych parametrów pułapki, czyli z wyłączeniem wiązki przepychającej, osłabieniem wiązki repompującej i dostosowaniem gradientu pola magnetycznego, aby chmura była stabilna.
- najlepszym kandydatem do dalszych pomiarów jest przejście $5S_{1/2} (F=2) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2,3) \rightarrow 5D_{5/2}$ dla ^{87}Rb ze względu na największe prawdopodobieństwo przejścia. Należy jednak pamiętać, że pomiary na przejściu $F=2 \rightarrow F'=3$ w działającej pułapce MOT powodują szereg efektów wpływających na działanie pułapki.
- atomy w pułapce dipolowej są pułapkowane w stanie dolnym ($F=1$ dla ^{87}Rb), co oznacza, że w celu porównania z dotychczasowymi pomiarami musimy je przed rejestracją widma przepompować do stanu $F=2$, lub wykorzystać fakt, że dla układu kaskadowego przy przejściu $F'=2 \rightarrow F''=1,2,3$ nie ma znaczenia, czy przejściem próbkowanym jest $F=1 \rightarrow F'=2$, czy $F=2 \rightarrow F'=2$, ponieważ obserwowana struktura EIT będzie identyczna z dokładnością do przejść dipolowo zabronionych, a jedynie pojawi się na tle profilu absorpcyjnego innego przejścia.
- efekt pompowania optycznego atomów przez wiązkę sprzęgającą może zostać wykorzystany do kontroli transferu atomów z pułapki MOT do pułapki dipolowej
- pomimo faktu, że metodologia badawcza wymagała uśredniania widm z kilku pomiarów, udało nam się uzyskać szerokość rezonansów EIT rzędu 3 MHz w działającej pułapce MOT.



(a) Spektroskopia absorpcyjna atomów ^{87}Rb w pułapce MOT dla różnych częstotliwości wiązki sprzęgającej 776 nm - podane odstrojenie wiązki sprzęgającej jest liczone względem przejścia $5P_{3/2} F'=3 \rightarrow 5D_{5/2} F''=4$

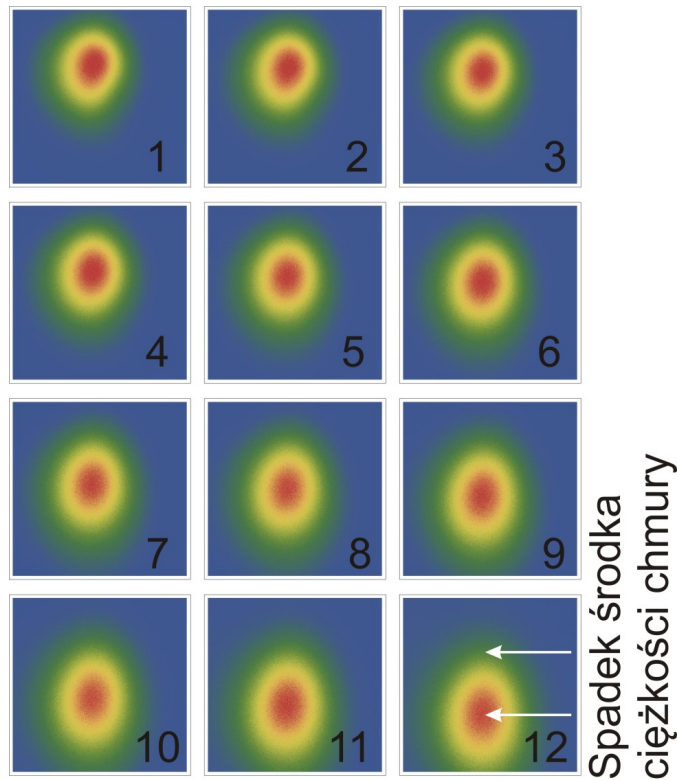


(b) Referencyjne widma EIT w komórce z parami rubidu

Rysunek 5.27: Transfer populacji w MOT wiązką sprzęgającą 776 nm

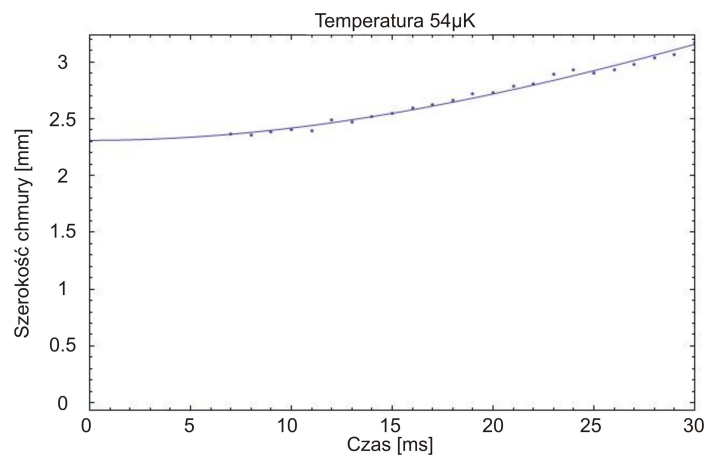
5.2.3 Diagnostyka i dalsze chłodzenie atomów w pułapce MOT

Chmura zimnych atomów w pułapce MOT ma rozmiar rzędu 1 mm. Z punktu widzenia przeładowania atomów do pułapki dipolowej najistotniejszymi parametrami są przekrycie geometryczne pułapek, temperatura i gęstość atomów, które determinują, jak powinien przebiegać proces przeładowania. Pomiary temperatury wykonano metodą obrazowania fluorescencyjnego, mierząc szybkość ekspansji termicznej chmury, oraz szybkość spadku jej środka ciężkości, jako metody weryfikacji i kalibracji powiększenia układu obrazowania atomów. Przykładowa sekwencja zdjęć przedstawiona jest na rysunku 5.28.

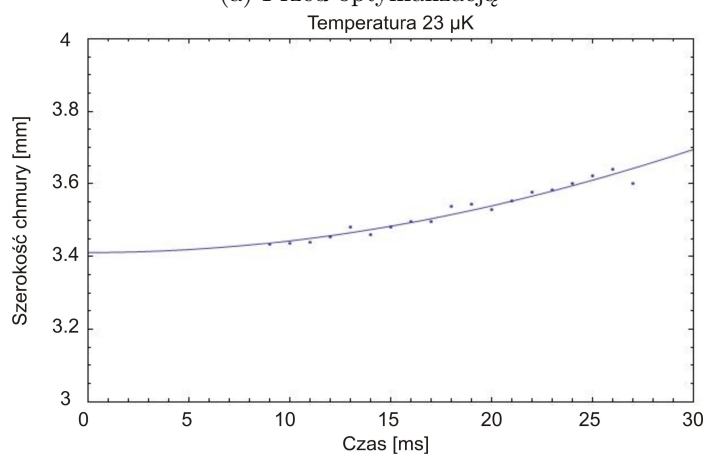


Rysunek 5.28: Poglądowa sekwencja zdjęć fluorescencyjnych chmury MOT po regulowanym czasie swobodnego spadku (zdjęcia co 1 ms, rozmiar obszaru zdjęcia to ok. 5×5 mm)

Obliczone szerokości połówkowe układają się na krzywej zgodnie ze wzorem 2.19. Dla chmury MOT przed, oraz po optymalizacji szerokości wiązek laserowych oświetlających atomy, obliczone temperatury wynosiły odpowiednio $54 \mu K$ (Rys. 5.29a) oraz $23 \mu K$ (Rys. 5.29b). Jak widać, poszerzenie wiązek miało korzystny wpływ nie tylko na liczbę i czas życia atomów w pułapce, ale również poprzez zmniejszenie natężenia światła (poszerzeniu wiązek nie towarzyszyło zwiększenie mocy) temperatura atomów wewnątrz pułapki obniżyła się dwukrotnie.



(a) Przed optymalizacją

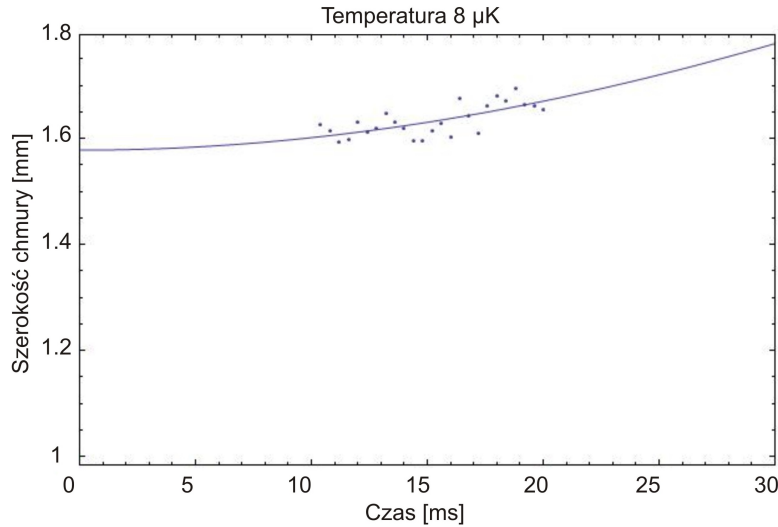


(b) Po optymalizacji

Rysunek 5.29: Ekspansja chmury MOT (przed i po optymalizacji działania pułapki, przed konstrukcją ekranu magnetycznego)

Warto tutaj zauważyć, że oprócz powyższych parametrów chmury MOT (czas życia został opisany w rozdziale 4.1), poszerzenie wiązek laserowych wpłynęło również na prawie półtorakrotny wzrost szerokości połówkowej chmury MOT. Ten efekt w przeciwieństwie do pozostałych wpływa negatywnie na wydajność przeładowania atomów do pułapki ODT ze względu na pogorszenie geometrycznego przekrycia pułapek.

Pierwszym krokiem dalszego chłodzenia atomów było dodanie sekwencji kompresji chmury, oraz fazy melasy optycznej. Zwiększenie wartości gradientu pola magnetycznego z 17 Gs/cm do 35 Gs/cm w czasie 15 ms oraz odstroięcie wiązek MOT z 14 MHz do 58 MHz w czasie 8 ms spowodowało dalszy, znaczny spadek temperatury atomów do 8 μK (Rys. 5.30), oraz zwiększenie ich gęstości w obszarze pułapki.



Rysunek 5.30: Rozmiar chmury atomów w ekspansji w końcowej fazie chłodzenia w melasie optycznej - dopasowana funkcja wskazuje na temperaturę atomów około 8 μK .

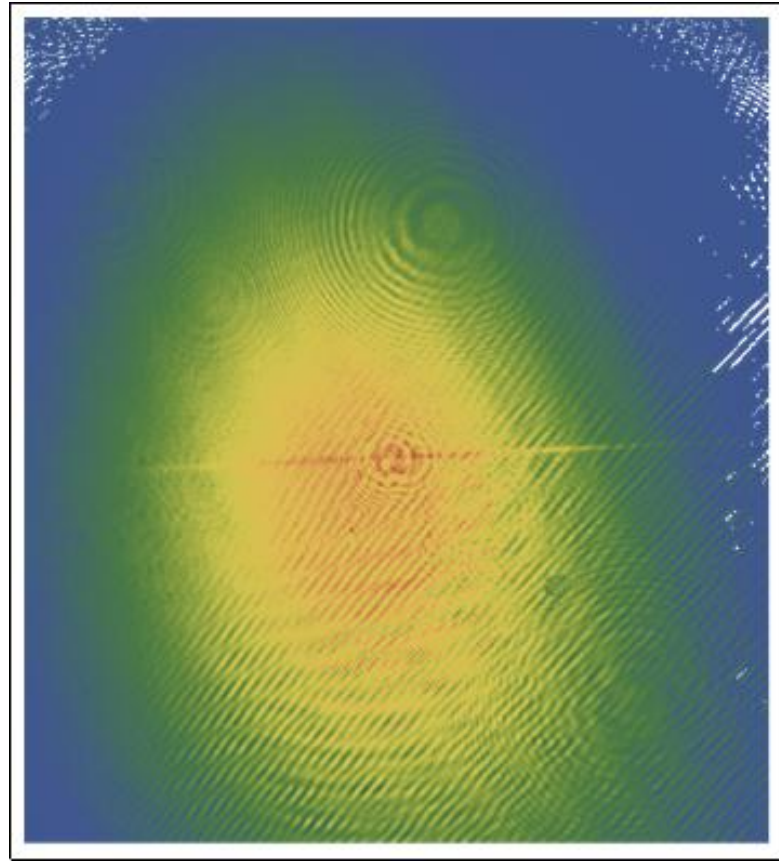
W ostatniej fazie konstrukcyjnej eksperymentu zdecydowaliśmy się na poprawienie warunków ekranowania magnetycznego układu kosztem rozmiaru wiązek MOT, jak zostało to opisane w rozdziale 4.1. Spowodowało to spadek czasu życia atomów w pułapce i podniesienie ich temperatury, wielkości te jednak można w znacznym stopniu kontrolować już podczas fazy przeładowania odpowiednio odstrajając i osłabiając wiązki. Zysk związany z dobrym ekranowaniem wydał się nam znacznie istotniejszy, tym bardziej, że jak zostanie pokazane, wyniki przeładowania atomów do pułapki dipolowej nie uległy znacznemu pogorszeniu.

5.3 Atomy w pułapce ODT

Podobnie jak w poprzednich częściach, w pierwszej kolejności zostanie tu opisany pierwotnie skonstruowany układ doświadczalny, a następnie zmiany związane z ekranem magnetycznym oraz pomiary EIT wykonane w pułapce dipolowej. Układ kształtowania

wiązek pułapek dipolowych został opisany w rozdziale 4.3.3.

Przeładowanie atomów do pułapki dipolowej i ich dalsze chłodzenie jest wymagającym eksperymentalnie i technicznie problemem. W przypadku pułapek jednowiązkowych, geometria przeładowania jest bardzo dobrze znana [10; 62]. W przypadku skrzyżowanej pułapki kwestia ta jest bardziej skomplikowana, ponieważ procesy przeładowania mają tutaj zupełnie inny charakter ze względu na znacząco różną geometrię pułapki oraz stosunek jej długości do rozmiarów chmury MOT. W naszym przypadku najwydajniejsze ładowanie pułapki ODT zachodziło, kiedy jej centrum znajdowało się w obszarze centrum chmury atomów. Przekrycie pułapki jednowiązkowej, oraz atomów w melasie optycznej ilustruje rysunek 5.31. Zdjęcie wykonano po 8 ms swobodnego spadku atomów wypuszczonych z melasy optycznej. Łatwa do zapamiętania zasada mówi, że atomy opadają w polu grawitacyjnym 0.5 mm w przeciągu pierwszych 10 ms swobodnego spadku. Oznacza to, że chmura opadła o około $320\ \mu\text{m}$. Rozmiar prezentowanego zdjęcia to $6 \times 6\ \text{mm}$. Analiza zdjęcia wskazuje, że geometria wspólnego środka jest dość dobrze zachowana. Dodatkowa wiązka 1070 nm na późniejszym etapie była prowadzona w taki sposób, aby przecinała minimum potencjału tworzonego przez wiązkę 1083 nm.



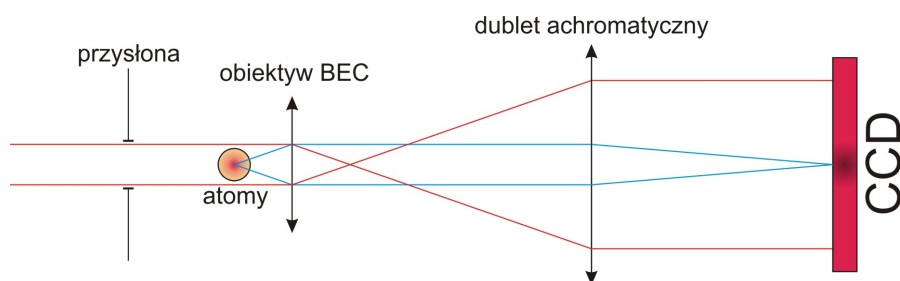
Rysunek 5.31: Przekrycie geometryczne pułapki ODT z melasą optyczną

Po przebudowaniu układu i zastosowaniu ekranu magnetycznego również zadbane o analogiczne przekrycie pułapek. Konstrukcja ekranu utrudnia jednak zastosowanie obrazowania innego niż przy użyciu skonstruowanego przez nas obiektywu mikroskopowego, więc metoda weryfikacji przekrycia nie jest już tak precyzyjna, głównie przez trudności związane z wyznaczeniem środka chmury atomów.

5.3.1 Pomiary liczby i temperatury atomów

Gęstość, a co za tym idzie również i liczbę atomów najłatwiej oszacować w oparciu o zdjęcia wykonane metodą obrazowania absorpcyjnego.

Metoda ta została opisana w rozdziale 2.3.2. Aby dostosować geometrię układu obrazowania do metody absorpcyjnej, zastosowano rozwiązanie przedstawione na rysunku 5.32. Należy zadbać, aby obiektyw oraz dublet achromatyczny odwzorowujący wiązkę na kamerze CCD były w układzie konfokalnym, a stosunek ich ogniskowych dawał pożądane powiększenie obrazu.



Rysunek 5.32: Geometria układu optycznego do obrazowania absorpcyjnego

Wykonano zdjęcia porównawcze metodami fluorescencji oraz absorpcji. Wyniki przedstawione są na rysunku 5.33.

Z analizy otrzymanych zdjęć wynika, że w pułapce znajduje się około 5×10^4 atomów. Obliczenia przeprowadzone dla zdjęcia absorpcyjnego dały wynik 6.2×10^4 , natomiast dla zdjęcia fluorescencyjnego otrzymano 5.6×10^4 atomów. Wynika stąd wniosek, że metody te są dość dobrze zgodne i na tym etapie chłodzenia atomów mogą być stosowane zamiennie. Ponadto widać, że pomimo odejmowania zdjęć na zdjęciach absorpcyjnych pozostaje wyraźny ślad interferencji wiązek (niebiesko-fioletowe prążki). Wynika to z faktu, że każde drganie mechaniczne, czy dryf termiczny w układzie powodują przesuwanie się prążków interferencyjnych między wykonaniem zdjęcia z chmurą oraz bez chmury. Sposobem na rozwiązanie tego problemu jest znaczne zmniejszenie czasu pomiędzy wykonaniem kolejnych zdjęć w sekwencji. Można to uzyskać przy pomocy tzw. techniki *frame transfer*, czyli transferu ramki. Polega ona na wykonaniu zdjęcia na części matrycy, a następnie przesunięcie ładunków zgromadzonych w każdym z pikseli kamery do innego obszaru kamery, który cały czas jest zaciemniony. Proces ten zajmuje zwykle kilka ms. Po upływie tego czasu wykonywane jest czyszczenie użytej uprzednio matrycy a następnie rejestrowane jest drugie zdjęcie - pozostaje ponownie naświetlona ta sama część kamery, a krótki czas między zdjęciami zapobiega zmianie wzoru interferencyjnego wiązek.

ki próbkującej. Dopiero po wykonaniu całej sekwencji wartości wszystkich pikseli zostają zliczone i przesłane do komputera, co jest czasochłonnym procesem i w naszym przypadku zajmuje ponad 1 sekundę. Posiadana przez nas kamera posiada fabrycznie matrycę złożoną z dwóch obszarów, z których jeden jest stale zaciemniony, a więc jest przygotowana do wykonywania szybkich zdjęć. Jednym z kolejnych zadań eksperymentalnych w naszym eksperymencie będzie więc stworzenie programu umożliwiającego wykorzystanie tej właściwości kamery. Bez niej nie będzie możliwe miarodajne badanie odparowania atomów w pułapce dipolowej w celu uzyskania kondensatu.

W celu zbadania geometrii oraz funkcjonowania pułapki stworzonej z wiązek skrzyżowanych wykonano również zdjęcia absorpcyjne oraz fluorescencyjne obszaru przekrycia tych wiązek (rys. 5.34)

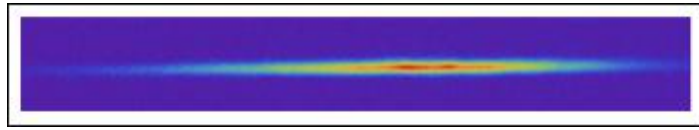
Pomimo znacznego wzrostu gęstości optycznej chmury względem pułapki jednowiązkowej (widocznego na rysunku 5.34b), nadal jakość zdjęć pozostawia wiele do życzenia, narzucając konieczność zastosowania w przyszłości techniki frame transfer.

Otrzymane zdjęcia z gęstością optyczną rzędu 1 w kierunku poprzecznym do biegu wiązki dipolowej pozwalają wierzyć, że zastosowanie wiązki próbkującej biegnącej wzdłuż pułapki i ogniskującej się z tym samym miejscem, co pułapka dipolowa pozwoli na próbkowanie chmury o bardzo dużej gęstości optycznej (co najmniej rzędu kilkunastu), co z kolei zapewnia bardzo dobry stosunek sygnału do szumu i znaczne wzmocnienie sygnału wszelkich obserwowanych efektów (absorpcja, EIT, rotacja Faradaya, itd.). Pozwoli to także na zastosowanie silniejszych wiązek próbkujących bez obawy przeświecenia chmury.

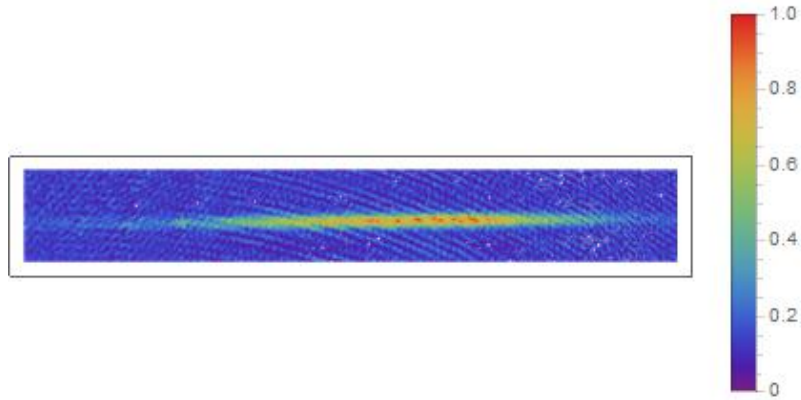
5.3.2 Pomiary spektroskopowe w pułapce dipolowej

Po uzyskaniu działającej pułapki ODT, oraz po dopracowaniu metody przeładowania atomów do tej pułapki wykonano szereg pomiarów spektroskopowych mających na celu scharakteryzowanie parametrów pułapki. Pierwszym krokiem było wykonanie spektroskopii absorpcyjnej słabą wiązką próbkującą, skanując jej częstotliwość przez wszystkie przejścia linii D_2 obu izotopów. Aby wykonać taki pomiar, musimy mieć świadomość, że atomy, które zostaną wzbudzone do górnego stanu, zostają usunięte z pułapki dipolowej. Zostawia to kilka możliwości przeprowadzenia pomiaru:

- przeskanować laserem próbkującym całe widmo przy włączonej wiązce pułapki dipolowej - metoda ta nie ma wielu ograniczeń, poza faktem, że po włączeniu rezonansowej wiązki próbkującej wydmuchujemy atomy z pułapki. Atomy będą również doznawały starkowskiego przesunięcia poziomów, dopóki będą przebywały w obszarze pułapki. Ze względów aparaturowych, aby uzyskać dobrą jakość sygnału, używano silnej wiązki próbkującej o mocy kilku μW . Taka wiązka zogniskowana do obszaru pułapki dipolowej (promień przewężenia rzędu $30 \mu m$) daje natężenie rzędu setek, a nawet tysięcy mW/cm^2 przekraczające natężenie nasycenia kilkusetkrotnie. W takich warunkach istnieje niezerowe prawdopodobieństwo daleko nierezonansowego wzbudzenia atomów ze stanu dolnego i wyrzucenia ich z obszaru pułapki nawet wiązką odstrojoną od rezonansu o kilka GHz. Skan częstości

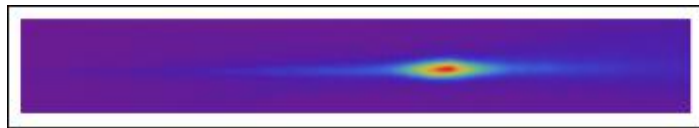


(a) Zdjęcie fluorescencyjne chmury atomów w pułapce ODT

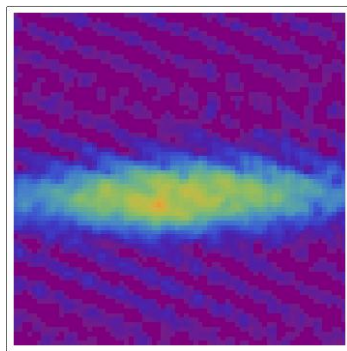


(b) Zdjęcie absorpcyjne chmury atomów w pułapce ODT wraz ze skalą w jednostkach gęstości optycznej OD

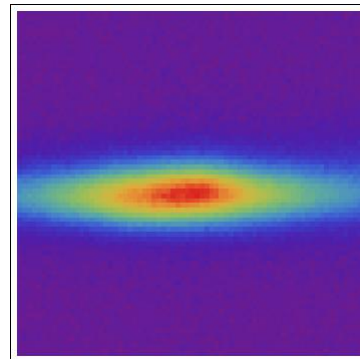
Rysunek 5.33: Porównanie zdjęć absorpcyjnych i fluorescencyjnych chmury ODT



(a) Zdjęcie fluorescencyjne atomów w skrzyżowanej pułapce dipolowej



(b) Zbliżenie obszaru przecięcia wiązek - zdjęcie absorpcyjne



(c) Zbliżenie obszaru przecięcia wiązek - zdjęcie fluorescencyjne

Rysunek 5.34: Zdjęcia chmury atomów w potencjale skrzyżowanej pułapki ODT

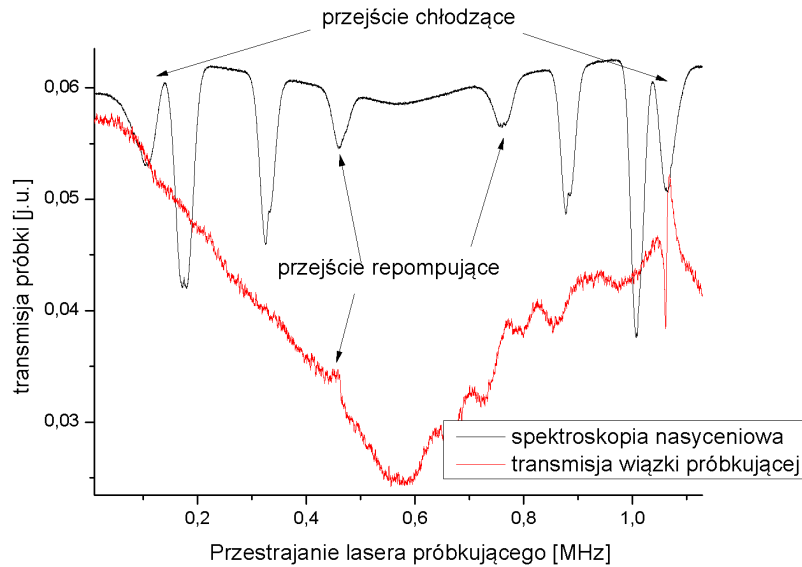
musi więc zostać wykonany szybko, aby nawet atomy, które zaabsorbowały foton z wiązki, nie zdążyły opuścić obszaru pułapki.

- przeskanować wiązkę próbkującą wyłączwszy pułapkę dipolową tuż przed wykonaniem pomiaru - nawet jeśli wiązka próbkująca jest na tyle słaba, że nie zaburza w znaczącym stopniu działania pułapki dipolowej, od momentu wyłączenia wiązki ODT atomy podlegają balistycznej ekspansji i swobodnemu spadkowi. Oznacza to nie tylko, że w ciągu kilkuset mikrosekund wszystkie atomy opuszczą obszar oddziaływania z wiązką próbkującą, ale również chmura zmniejsza swoją gęstość optyczną, dając w efekcie słabszy sygnał. Należy przy tym pamiętać, że atomy w pułapce dipolowej są pułapkowane w dolnym podpoziomie energetycznym, a więc oddziałują jedynie z wiązką na przejściu repompującym i po pojedynczym akcie absorpcji i reemisji z dużym prawdopodobieństwem zostają przepompowane do górnego podpoziomu, gdzie przestają oddziaływać z wiązką, o ile nie zostanie ona dostrojona do innego przejścia.
- niezależnie od stanu pułapki dipolowej, tuż przed wykonaniem pomiaru błysnąć wiązką repompującą - atomy zostają wzbudzone do górnego podpoziomu stanu podstawowego. Jeśli wykonamy skan szybciej, niż atomy opuszczą obszar wiązki dipolowej, możemy zarówno zaobserwować przesunięcie Starkowskie poziomów, jak i regulując czas wyłączenia wiązki dipolowej oraz natężenie wiązki repompującej - rozkład populacji w obu podpoziomach stanu podstawowego. Przy takich pomiarach, które pozwalają na największą swobodę eksperymentatora bardzo przydatne są mikrosekundowe czasy włączania i wyłączania wiązek oraz możliwość szybkiego skanowania lasera.

Rysunek 5.35 prezentuje skan wiązki próbkującej przez wszystkie przejścia linii D_2 , w „obie strony”, zaraz po wyłączeniu pułapki dipolowej. Ze względu na szybkość i zakres skanu, laser próbkujący nie przestrajał się liniowo, co utrudniało ilościową analizę spektralną, ale pozwoliło na jakościowy opis zachodzących zjawisk.

Całkowity kształt opadającego i wznoszącego się zbocza wynika z zastosowania elementów polaryzacyjnych w biegu wiązki od lasera do światłowodu, przez co transmisja przez nie zmienia się wraz z przestrajaniem lasera. Widać wyraźnie, że rozpoczynający się skan (od lewej strony czas=0) nie pokazuje na tle zbocza żadnych zmian w transmisji próbki podczas przechodzenia przez przejście chłodzące, co wskazuje, że w chmurze nie ma żadnych atomów w górnym podpoziomie stanu podstawowego. W momencie przechodzenia przez przejście repompujące widać pewną zmianę w natężeniu światła na detektorze, jednak zamiast zwiększenia absorpcji, widzimy skutek dokładnie odwrotny. Powrotny skan obarczony jest sporymi szumami związanymi z funkcjonowaniem lasera, ale wyraźnie widać, że pojawia się dyspersyjny profil w miejscu linii chłodzącej. Pojawia się wniosek, że rzeczywiście w pułapce dipolowej atomy były spulapkowane w stanie $F=1$ i dopiero oddziaływanie z wiązką próbkującą (słabo widoczne przejście) transferuje atomy do stanu $F=2$ umożliwiając obserwację sygnału.

Rysunek 5.36 pokazuje zbliżenie na widoczny w spektrum profil dyspersyjny. Należy tu zwrócić uwagę, że za chmurą atomów nie były jeszcze obecne żadne elementy



Rysunek 5.35: Spektroskopia atomów w pułapce dipolowej pojedynczą wiązką próbkującą (czerwona krzywa) wraz z referencyjnym widmem spektroskopii nasyceniowej w komórce z parami rubidu (czarna krzywa)

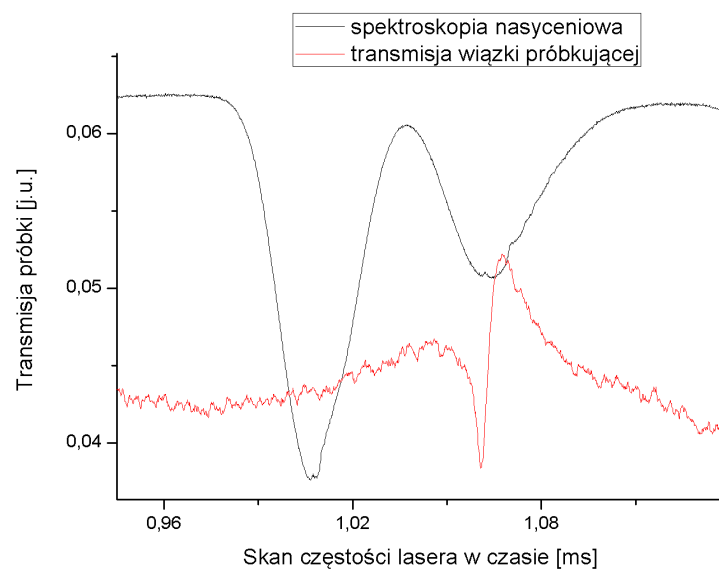
polaryzacyjne, więc układ był nieczuły na hipotetycznie możliwe skręcenie polaryzacji wynikające z efektu Faradaya.

Aby zweryfikować źródło tak nietypowego profilu, wykonano pomiar spektroskopowy z włączoną wiązką repompującą, aby móc zaobserwować profil podczas skanowania lasera w obu kierunkach i sprawdzić, czy nie jest to efekt pochodzący od elektroniki detektora. Skan taki zaprezentowany jest na rysunku 5.37.

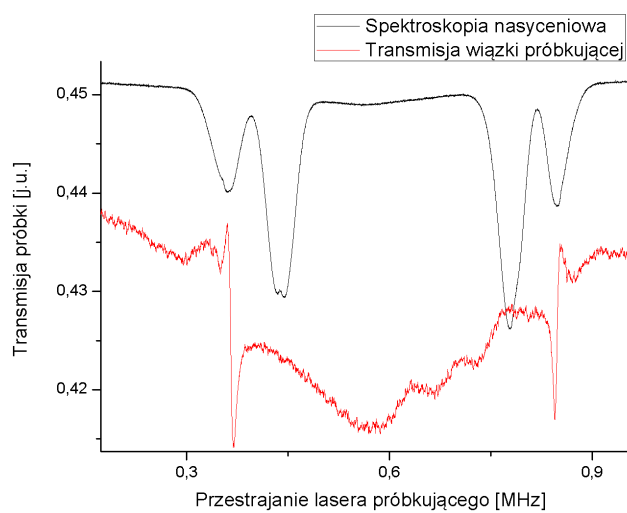
Widać wyraźnie, że kierunek profilu dyspersyjnego (wzrost - spadek) zależy od kierunku skanu lasera, a więc jest cechą spektralną, a nie aparaturową. Ponadto widać, że amplituda sygnału po upływie $600\ \mu\text{s}$ nie jest znacznie różna od amplitudy na początku skanu, z czego można wysunąć wniosek, że próbka nie zaburza w znaczący sposób ośrodka podczas tak wykonywanych pomiarów.

Kolejnym czynnikiem, który mógł być źródłem takiego kształtu jest sama pułapka dipolowa, powodująca starkowskie rozszczepienie poziomów lub daleko nierezonansowy transfer energii do wiązki próbkującej na zasadzie nieliniowego mieszania fal. Aby sprawdzić tę hipotezę, wykonano serię pomiarów dla kilku mocy pułapki dipolowej, włącznie z wyłączeniem pułapki chwilę przed pomiarem ($\text{moc} = 0\ \text{W}$). Wyniki prezentuje rysunek 5.38.

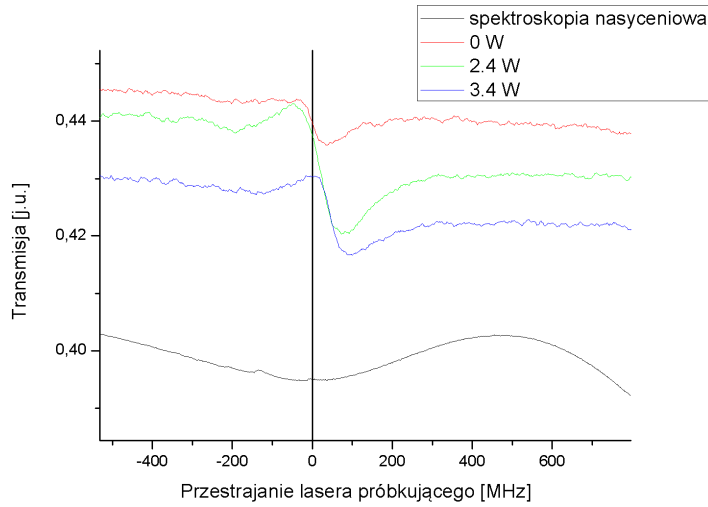
Widać, że charakter dyspersyjny (pomimo, że słaby, to nadal widoczny) jest obecny nawet dla wyłączonej wiązki dipolowej. Jego amplituda jest niższa niż w pozostałych przypadkach ze względu na milisekundowy czas ekspansji chmury po wypuszczeniu z pułapki wynikający z potrzeby absolutnej pewności, że wiązka dipolowa jest zupełnie



Rysunek 5.36: Spektroskopia pułapki dipolowej pojedynczą wiązką próbkującą - zbliżenie



Rysunek 5.37: Spektroskopia pułapki dipolowej - próbka + repump



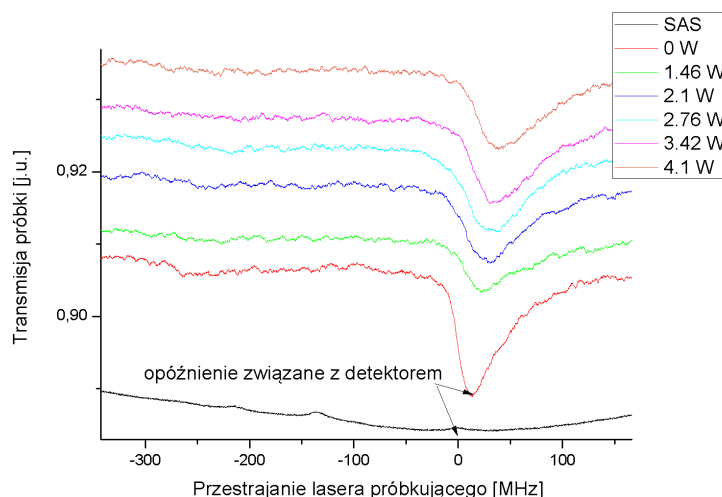
Rysunek 5.38: Spektroskopia dyspersyjna pułapki ODT dla różnych mocy wiązki dipolowej

wygaszona. Jest to znak, że efekt pochodzi od chmury atomów. Dodatkowym efektem widocznym na wykresach jest przesunięcie profilu dyspersyjnego w kierunku wyższych częstotliwości wraz ze wzrostem mocy pułapki dipolowej. Jest to wyraźna ewidencja występowania efektu Starka.

Po wykonaniu dokładnej analizy konstrukcji układu obrazowania, odkryto, że kształt dyspersyjny profilu wynika z efektu soczewkowania wiązki próbkującej przez chmurę atomów. Pierwszy raz opisano takie zjawisko w pracy [75]. Jest to zjawisko bardzo podobne do powszechnie stosowanej techniki Z-scan. Ponieważ rozkład gęstości atomów wewnątrz chmury jest gaussowski, chmura o dużej gęstości optycznej w centrum i mniejszej na brzegach może funkcjonować jak soczewka. Skan przez profil spektralny linii powoduje zmianę współczynnika załamania ośrodka odwzorowując obszar dyspersji anomalnej. Efekt ten dla naszej geometrii wiązki próbkującej był niewielki, ale przypadkowe ułożenie detektora w taki sposób, że wiązka światła padała na jego krawędź znacznie ułatwiło jego obserwację. Każda, nawet nieznaczna zmiana ogniskowania wiązki laserowej wywołana dyspersją chmury powodowała zmianę procentowej części wiązki mieszczącej się na detektorze i była tym bardziej widoczna.

Profil dyspersyjny charakteryzuje się większą precyzją określenia centrum rezonansu niż profil absorpcyjny, którego tamten jest pochodną, więc zastosowanie takiej geometrii mogłoby okazać się pomocne przy badaniach związanych z przesuwaniem, bądź rozsuwaniem poziomów w polu magnetycznym i wszędzie tam, gdzie potrzebna nam jest tylko informacja o położeniu centrum profilu absorpcyjnego. Dla badań EIT czy NFE niestety taki kształt profilu jest niekorzystny, więc po zidentyfikowaniu problemu, został on usunięty poprzez centralne ustawienie detektora wraz z filtrem interferencyjnym oraz ustawienie ich prostopadle do wiązki.

Dla porównania, wykonano serię pomiarów transmisji próbki przez chmurę ODT dla różnych mocy wiązki dipolowej. Jak widać na rysunku 5.39, profil dyspersyjny został zastąpiony przez standardowy profil absorpcyjny (nieco asymetryczny ze względu na charakterystykę reakcji detektora). Jego kształt, oraz występowanie opóźnień (jednakowych dla wszystkich widm) wynika z zastosowania elektroniki filtrującej szybko zmienne sygnały w celu eliminacji szumów.



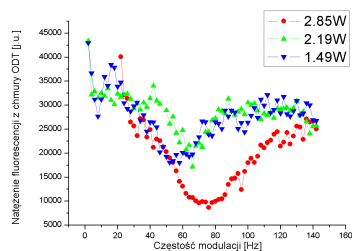
Rysunek 5.39: Spektroskopia pułapki ODT w funkcji mocy wiązki dipolowej

W celu zdobycia dodatkowych, ilościowych informacji o potencjale dipolowym wykonano pomiary częstości własnych pułapki metodą rezonansu parametrycznego opisaną w rozdziale 4.3.3. Wyniki zaprezentowano na rysunku 5.40.

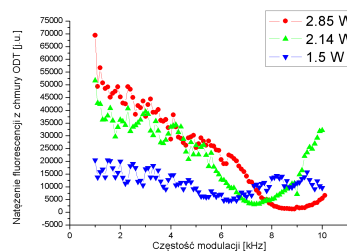
Inną metodą weryfikacji geometrii pułapki dipolowej jest wykorzystanie spektroskopii atomów w niej się znajdujących. Jak to zostało opisane w rozdziale 2.2.1, atomy spulapkowane w potencjale o różnej głębokości doznają różnego przesunięcia linii spektralnych związanego z efektem Starka. Z pomiarów spektroskopowych można więc obliczyć głębokość potencjału U_d dla określonej mocy wiązki laserowej P . Przyjmując gaussowski rozkład natężenia w ognisku możemy w jednoznaczny sposób określić, jaka jest jego szerokość w_0 , ponieważ

$$U_d \propto A \frac{P}{w_0^2}, \quad (5.1)$$

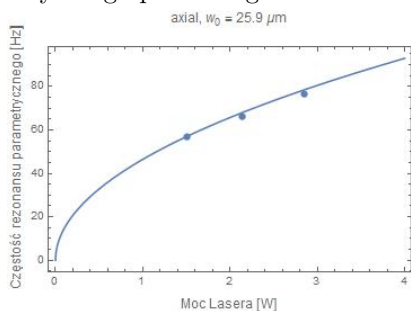
a współczynnik proporcjonalności A może zostać obliczony z równania 2.7. W tym celu można wykorzystać widma zebrane na rysunku 5.39. Fakt opóźnienia sygnału związany z zastosowanym detektorem nie powinien mieć dużego znaczenia, gdyż interesuje nas zależność $x[\text{MHz}] = A' \times P + \text{const.}$, gdzie współczynnik $A' = A/w_0^2$. Znajdując na rysunku 5.39 centrum sygnałów absorpcyjnych uzyskałem zależność przesunięcia poziomów od mocy lasera zaprezentowaną na rysunku 5.41.



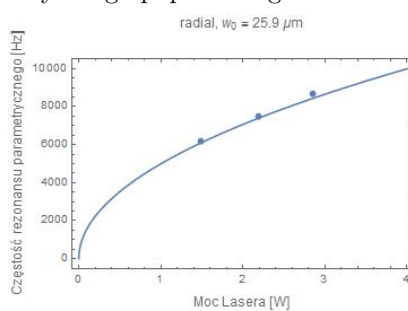
(a) Punkty pomiarowe rezonansu parametrycznego podłużnego



(b) Punkty pomiarowe rezonansu parametrycznego poprzecznego

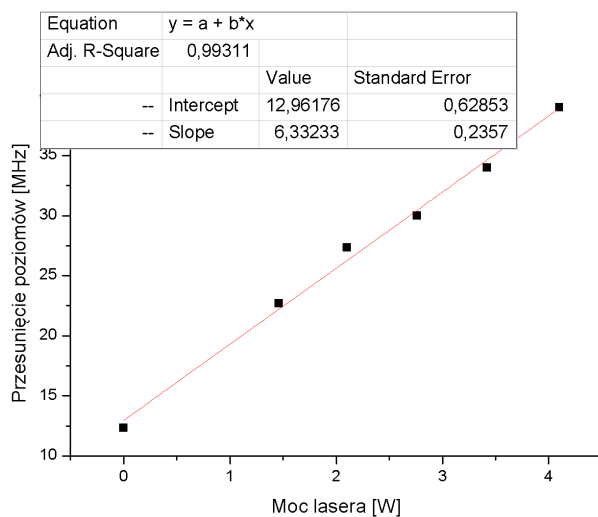


(c) Punkty pomiarowe rezonansu parametrycznego podłużnego i dopasowana krzywa teoretyczna



(d) Punkty pomiarowe rezonansu parametrycznego poprzecznego i dopasowana krzywa teoretyczna

Rysunek 5.40: Pomiary promienia przewężenia nowej pułapki dipolowej - dopasowane krzywe teoretyczne zakładają promień przewężenia wynoszący $25.9 \mu\text{m}$



Rysunek 5.41: Zależność przesunięcia poziomów energetycznych atomu od mocy lasera ODT

Niestety po przeliczeniu uzyskanych wartości uzyskałem wynik wskazujący na promień przewężenia wynoszący $52\text{ }\mu\text{m}$, co jest wielkością dwukrotnie większą, niż uzyskana dla pomiarów wykonanych metodą rezonansu parametrycznego. Rozbieżność ta wynika najprawdopodobniej z faktu, iż atomy mając pewną skończoną temperaturę poruszają się wewnątrz potencjału i doznają różnych przesunięć Starka poziomów. W związku z tym należało by bardziej skupić się nie na minimum dipu absorpcyjnego, a na punkcie najbardziej oddalonym od częstości rezonansowej, ponieważ tam absorbują atomy, które znajdują się w minimum potencjału. Niestety zastosowany przez nas system obrazowania nie pozwolił na obserwację takich sygnałów, a jako że analiza przesunięć nie jest głównym celem tej pracy, postawiono ten cel jako wyzwanie na przyszłość.

Trzecią metodą porównawczą jest pomiar szerokości wiązki przed soczewką dipolową, a następnie obliczenie teoretycznego przewężenia w ognisku. Dla promienia gaussowskiego o współczynniku $M^2 = 1$ promień przewężenia wiązki powinien wynieść około $12\text{ }\mu\text{m}$. Wiązka jednak nie jest doskonała, z podobnych powodów, jak opisano to w sekcji 4.3.3 i promień przewężenia powinien być większy. Bezpośredni pomiar wykonany przy użyciu analizatora profilu wiązki (Thorlabs BC106-VIS) zamocowanego na stoliku przesuwным wskazał na promień przewężenia wynoszący około $30\text{ }\mu\text{m}$. Metoda ta jest jednak w tym zakresie wielkości zdaniem producenta obciążona znacznymi niepewnościami ze względu na ograniczoną zdolność rozdzielczą kamery oraz stabilność mechaniczną układu. Jak widać, każda metoda dała inny wynik, lecz w granicach $\pm 10\text{ }\mu\text{m}$ są one zgodne (za wyjątkiem przesunięcia starkowskiego). Zakładamy, że metoda rezonansu parametrycznego (obliczony promień przewężenia wyniósł $25.9\text{ }\mu\text{m}$) jest obciążona najmniejszym błędem, tym bardziej, że pomiar bezpośredni (z rezultatem $30\text{ }\mu\text{m}$) dał podobny wynik.

W celu rejestracji widma EIT w pułapce dipolowej wykorzystano następującą sekwencję pomiarową (sekwencja ta podlegała niewielkim zmianom w celu ustalenia optymalnych warunków dla każdego z pomiarów, tu prezentowany jest ogólny przepis):

1. ładowanie MOT przez 1–2 s
2. przeładowanie atomów do ODT (kompresja, melasa optyczna)
3. utrzymanie atomów w pułapce przez 500 ms (aby mieć pewność, że spułapkowane atomy stermalizowały, a atomy niespułapkowane opuściły region pułapki)
4. włączenie wiązki sprzęgającej 776 nm na przejściu kaskadowym do poziomu $5D_{5/2}$ i początek skanu lasera próbkującego
5. po kilku milisekundach od włączenia sekwencji spektroskopowej (czas dobrany ze względu na opóźnienia przysłony) - odsłonięcie wiązki repompującej oraz wysłanie triggera do oscyloskopu (opadające zbocze - chwila $t=0$)
6. po kolejnych ok. $500\text{ }\mu\text{s}$ częstość skanowanego lasera próbkującego dociera do przejścia chłodzącego
7. po następnych $500\text{ }\mu\text{s}$ laser sprzęgający zostaje przysłonięty, podobnie jak wiązka repompująca, a skan lasera próbkującego dochodzi do końca zakresu i zwraca

8. częstość lasera próbującego po kolejnych ok. 4 ms dociera ponownie do przejścia chłodzącego, co jest znów poprzedzone odsłonięciem światła repompującego

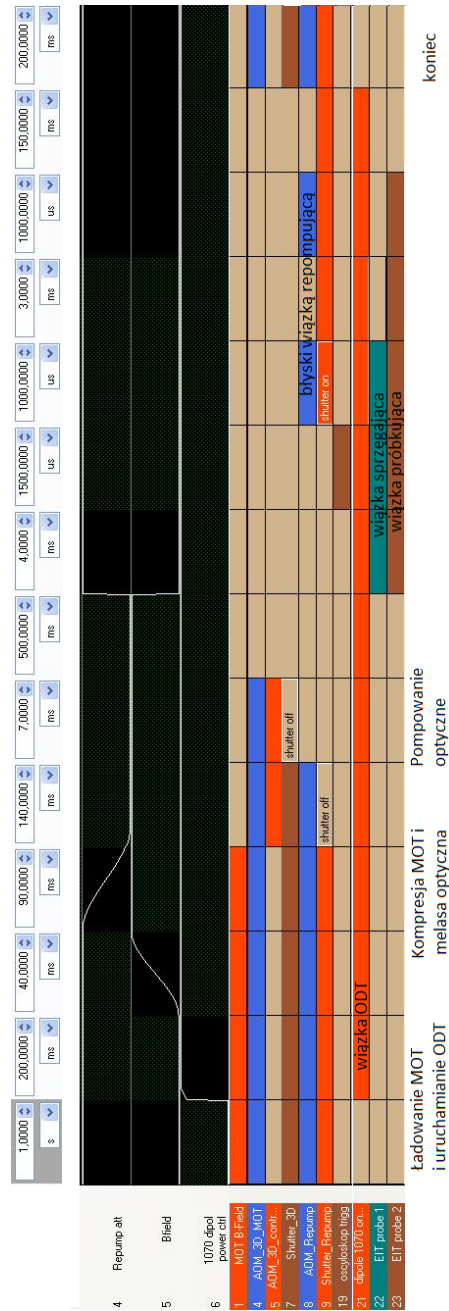
Rysunek poglądowy fragmentu panelu kontrolnego programu Cicero z krokami czasowymi takiej sekwencji ilustruje rysunek 5.42.

Wyniki takiego pomiaru przedstawia rysunek 5.43.

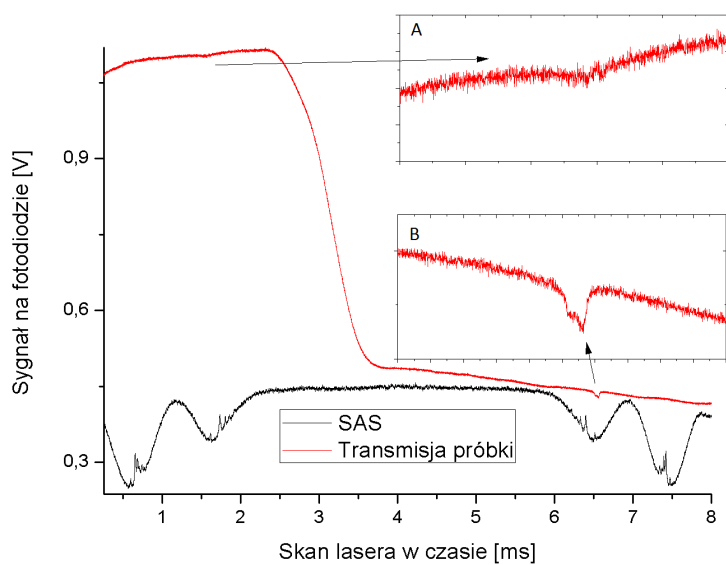
Jak widać (górny powiększony fragment A), nie otrzymujemy prawie żadnego sygnału spektroskopowego, kiedy wiązka sprzęgająca jest włączona. Pomiar zaprezentowany w dolnym powiększonym fragmencie B wykonywany jest tylko jako weryfikacja, czy atomy rzeczywiście były w pułapce dipolowej przez cały czas trwania pomiaru. Widać wyraźnie, że absorpcja w drugiej części skanu jest dość głęboka i wyraźna, co świadczy o znacznej liczbie atomów znajdujących się nadal w pułapce, mimo że została ona przez 1 ms oświetlona wiązką repompującą. Nasuwa się wniosek, że pomimo początkowo znacznie większej gęstości optycznej, nie obserwujemy prawie w ogóle absorpcji wiązki próbującej, czyli uzyskaliśmy warunki EIT. Brak wyraźnego pików EIT najprawdopodobniej wynika z faktu, że atomy poruszając się w różnych obszarach pułapki doświadczają różnych Starkowskich przesunięć energetycznych poziomów, a więc i struktura pików EIT zostaje przez to znacznie poszerzona na całą szerokość linii absorpcyjnej. Należy pamiętać również, że warunki EIT uzyskujemy dla światła sprzęgającego dostrojonego do przejścia, które w pułapce dipolowej również doznaje przesunięcia Starkowskiego. Stan górny przejścia kaskadowego doznaje bardzo małego przesunięcia w porównaniu do stanów pośrednich, więc w poszerzonej spektroskopii jego wpływ jest zanedbywalny. Przesunięcie częstotliwości rezonansowej przejścia będzie więc dla wiązki sprzęgającej tylko o $1/3$ mniejsze, niż dla wiązki próbującej, ponieważ stan pośredni przesuwany jest prawie dwukrotnie silniej, niż stan podstawowy. W związku z tym w pułapce dipolowej warunki EIT będą panowały dla częstości lasera sprzęgającego zaprezentowanej na rys. 5.44. Pokazano tam zbliżenie na drugą część widma wraz z sygnałem odniesienia lasera sprzęgającego z komórki referencyjnej, gdzie linią przerywaną zaznaczono położenie pików EIT, w którym absorpcja w pułapce dipolowej była najmniejsza.

Drugą ciekawą obserwację wynikającą z analizy tego widma można poczynić skupiając się na drugiej części spektrum, której przybliżenie (dla klarowności) prezentuje ponownie rysunek 5.45.

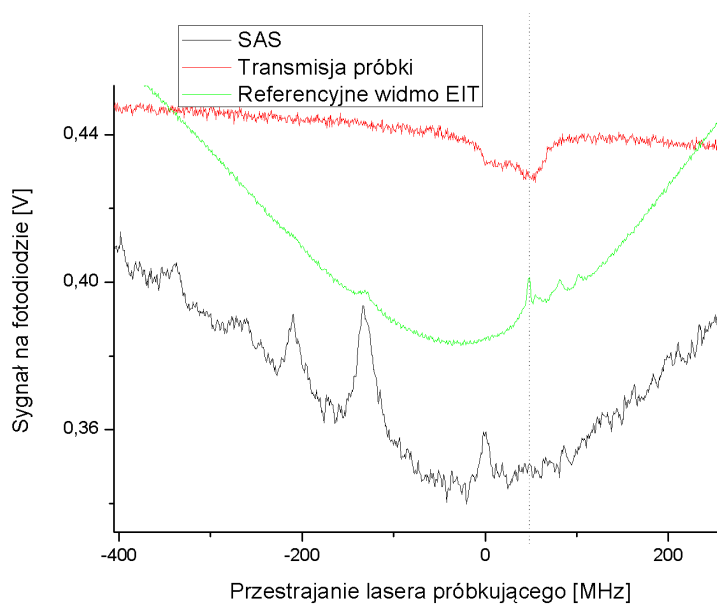
Wykres przedstawia kształt widma transmisji próbki w obszarze weryfikującym obecność atomów w pułapce. Struktura dipu absorpcyjnego jest ewidentnie podwójna: jeden z dipów odpowiada częstości przejścia chłodzącego, drugi jest odstrojony od niego w kierunku większych częstości. Ponieważ włączenie wiązki repompującej następuje $500\ \mu\text{s}$ zanim laser próbujący dotrze do interesującego nas regionu, część atomów wzbudzonych tą wiązką przestaje być pułapkowana i zaczyna opuszczać obszar ogniska wiązki dipolowej. W związku z tym wiązka próbująca, która ma znacznie większe przewężenie, „widzi” zarówno atomy znajdujące się w obszarze pułapki, jak i te, które z niej już wyleciały. Taki efekt podwójnego rezonansu wraz z obszarem, gdzie atomy wylatując z pułapki przechodzą przez wszystkie możliwe przesunięcia Starka od 0 do maksimum również może mieć bardzo negatywny wpływ na jakość widma EIT.



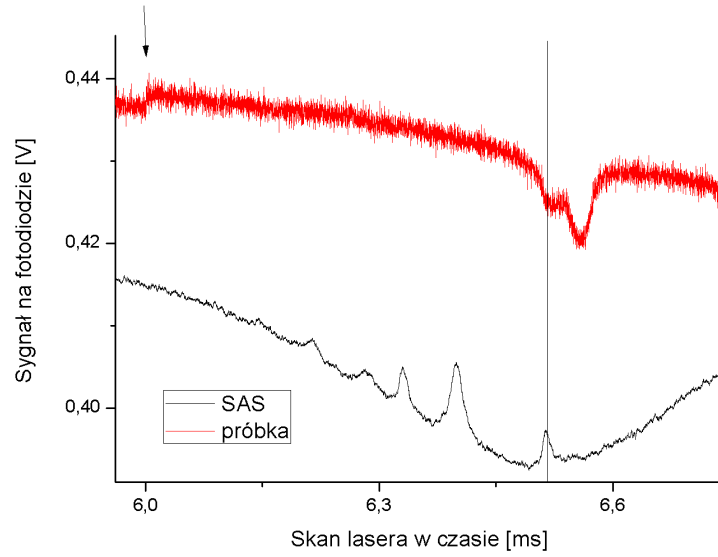
Rysunek 5.42: Schemat kroków czasowych eksperymentu w pułapce ODT



Rysunek 5.43: Spektroskopia EIT w działającej pułapce dipolowej, skala w obu powiększonych fragmentach jest identyczna.



Rysunek 5.44: Spektroskopia EIT w pułapce dipolowej wraz z sygnałem referencyjnym

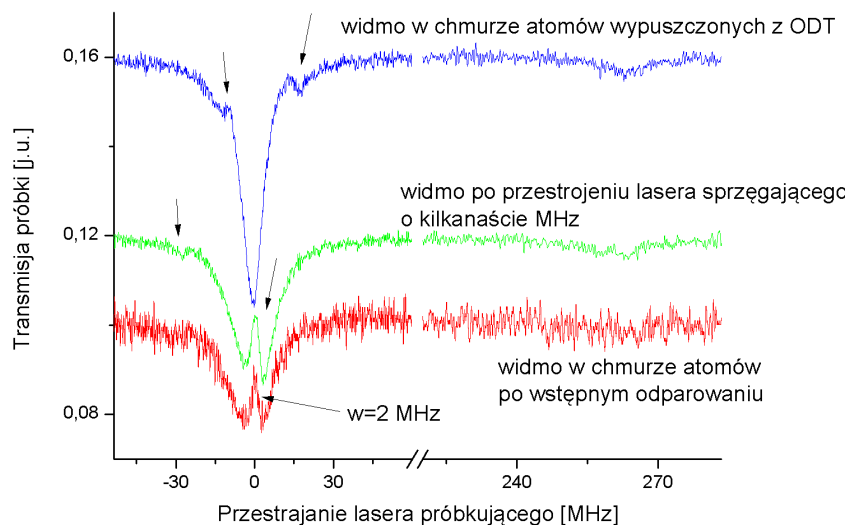


Rysunek 5.45: Spektroskopia atomów częściowo spulapkowanych w ODT - strzałka prezentuje moment włączenia światła repompującego

Aby zbadać możliwość przeprowadzenia pomiarów EIT w chmurze o rozmiarach pułapki dipolowej, wykonano serię pomiarów dla atomów wypuszczanych z pułapki dipolowej, przy czym zmieniano jej głębokość w celu zarówno spulapkowania większej/mniejszej liczby atomów, jak i zmiany ich temperatury. Eksperymentalne potwierdzenie zdolności aparatury do próbkowania EIT w chmurze dipolowej o rozmiarach kilkunastu do kilkudziesięciu mikrometrów daje nadzieję, że takie same pomiary będzie można wykonać przy użyciu tej samej metodologii w kondensacie Bosego-Einsteina. Uzyskane rezultaty prezentuje rysunek 5.46.

Jak widać (niebieska krzywa wykonana dla największej głębokości pułapki dipolowej), w swobodnej chmurze atomów da się zaobserwować absorpcję na obu najsilniejszych przejściach ze stanu $F=2$ do $F'=3$ oraz $F'=2$. Widać również dwa dodatkowe dipy absorpcyjne oddalone od siebie o 28 MHz, co odpowiada odległości między stanami $F''=4$ oraz $F''=3$ kaskady do poziomu $5D_{5/2}$. Dipy te pochodzą (podobnie jak w pomiarach dla zimnych atomów w chmurze MOT oraz ciepłych atomów w komórce szklanej) od absorpcji dwóch fotonów, po jednym z wiązki próbkującej i sprzęgającej, wynoszącej atom do stanu górnego kaskady.

Po przestrojeniu lasera sprzęgającego o kilkanaście MHz otrzymujemy widmo środkowe (zielone), w którym wyraźnie widać pik EIT w środku dipu absorpcyjnego oraz oddalony od niego o 28 MHz dip absorpcyjny. Kontrast piku EIT wynosi około 50% (stosunek wysokości piku do głębokości dipu absorpcyjnego), co potwierdza, że pomiary spektroskopii EIT w pułapce dipolowej przy użyciu naszej aparatury byłyby możliwe dając bardzo dobre rezultaty, gdyby w grę nie wchodziło niejednorodne poszerzenie pro-



Rysunek 5.46: Spektroskopia EIT atomów uwolnionych z ODT - strzałki zaznaczają położenie rezonansów EIT, ew. struktur absorpcyjnych

filu dla atomów znajdujących się wewnątrz potencjału dipolowego.

W celu zbadania szerokości spektralnej obserwowanego piku EIT wykonano pojedynczy pomiar dla spłyconej pułapki, aby obniżyć temperaturę badanej chmury, co przedstawia najniższa krzywa (czerwona). Szerokość dopasowanego do struktury profilu gaussowskiego wyniosła 2 MHz, co w przypadku użycia niestabilizowanych częstotliwościowo laserów jest zbliżone do ich spektralnej zdolności rozdzielczej. Wynik ten wskazuje na zmniejszenie szerokości struktury względem pomiarów w chmurze MOT i sugeruje, że dalsze chłodzenie atomów aż do uzyskania kondensacji Bosego-Einsteina powinno nadal iść w parze z zawężaniem piku EIT, jednak wykracza poza obszar tej pracy.

Rozdział 6

Podsumowanie i dalsze plany

W ramach niniejszej pracy doktorskiej została zaprojektowana, skonstruowana i przetestowana unikalna aparatura badawcza pozwalająca na wydajne pułapkowanie i chłodzenie atomów rubidu do temperatur bliskich temperaturze kondensacji Bosego-Einsteina przy wykorzystaniu optycznej pułapki dipolowej w układzie MACRO-FORT lub *dimple trap*. Ponadto wykonano szereg pomiarów spektroskopowych koncentrujących się wokół tematyki elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości w różnych warunkach eksperymentalnych. Badania te miały na celu nie tylko przetestowanie możliwości skonstruowanej aparatury, ale również przygotowanie gruntu pod przyszłe eksperymenty mające na celu weryfikację zjawisk opisanych w rozdziale 3.6.

Projektowanie i konstrukcja układu wymagały zdobycia szerokiej wiedzy doświadczalnej i teoretycznej w dziedzinach aparatury próżniowej, laserów, pól magnetycznych, układów elektronicznych sterujących parametrami eksperymentu, obrazowania zimnych atomów, eliminacji wpływu czynników zewnętrznych na eksperyment, a w końcu zasad działania pułapek MOT oraz ODT i kondensacji Bosego-Einsteina.

Jak pokazano w pracy, skonstruowany układ jest w stanie szybko i wydajnie produkować próbki ultra-zimnych gazów znajdujących się w pułapce dipolowej. Tak przygotowane próbki mogą podlegać dalszemu chłodzeniu przez odparowanie do granicy kondensacji. Przeprowadzono takie próby, zakończyły się one jednak niepowodzeniem w związku z niestabilnością pułapki. Po przeniesieniu eksperymentu do nowego budynku, gdzie warunki doświadczalne są znacznie lepsze, wierzymy, że proces chłodzenia atomów będzie przebiegał dalej bez większych przeszkód.

Pomiary spektroskopowe zjawiska EIT zostały przeprowadzone dla obu izotopów rubidu (t.j. ^{85}Rb oraz ^{87}Rb), w układzie typu Λ , V, oraz kaskadowym. Uzyskano szereg różnych widm EIT zarówno w komórkach z atomami w temperaturze pokojowej, jak i również w pułapce MOT oraz pułapce dipolowej. Przeanalizowano strukturę energetyczną dostępnych poziomów i porównano różne ich konfiguracje w celu uwidocznienia różnic pomiędzy nimi oraz przygotowania się do dalszych, planowanych badań. Wskazano na występowanie zjawisk konkurencyjnych do EIT (jak dwufotonowa absorpcja) oraz wyszczególniono wyzwania, z jakimi będzie trzeba się zmierzyć planując dalsze badania. Wykonano również serię pomiarów EIT dla ciepłych atomów w polach magnetycznych

do około 1 kGs w celu stworzenia bazy wyników dla planowanych pomiarów z wykorzystaniem rezonansów Feshbacha.

Po uzyskaniu chmury skondensowanych atomów, będzie można przystąpić do pomiarów częstości rezonansu EIT na granicy przejścia fazowego. Jak wspomniano w rozdziale 3.6, przewidywane przesunięcie częstości rezonansu EIT w kondensacie dla atomów ^{87}Rb wyniesie kilka kHz. Jest to zbyt mała wartość, aby mogła być zaobserwowana przy zastosowaniu naszych technik spektroskopowych. Autor prowadził jednak prace nad zaprojektowaniem cewek magnetycznych pozwalających na wytworzenie jednorodnego pola magnetycznego rzędu 1 kGs w obszarze chmury skondensowanych atomów. Wykorzystanie takich cewek pozwala na wygenerowanie rezonansów Feshbacha (pierwszy szerszy rezonans dla ^{87}Rb - o szerokości 210 mGs - pojawia się w polu 1007.4 Gs). Można w ten sposób znacznie zwiększyć długość rozpraszania a_{11} (wzór 3.40) uzyskując znacznie większe przesunięcia częstości rezonansowej EIT.

Rezonansowa zmiana długości rozpraszania atomów zależy od wartości użytego pola magnetycznego. Możliwe do uzyskania wzmocnienie efektu zależne jest więc w zasadzie tylko od stabilności prądowej zasilacza generującego prąd w cewkach. Ponieważ cewki muszą wygenerować duże pole magnetyczne, a przy tym nie ograniczać dostępu optycznego do wnętrza chmury, zdecydowano się na wykorzystanie miedzianego drutu, wewnątrz którego prowadzona jest woda chłodząca układ.

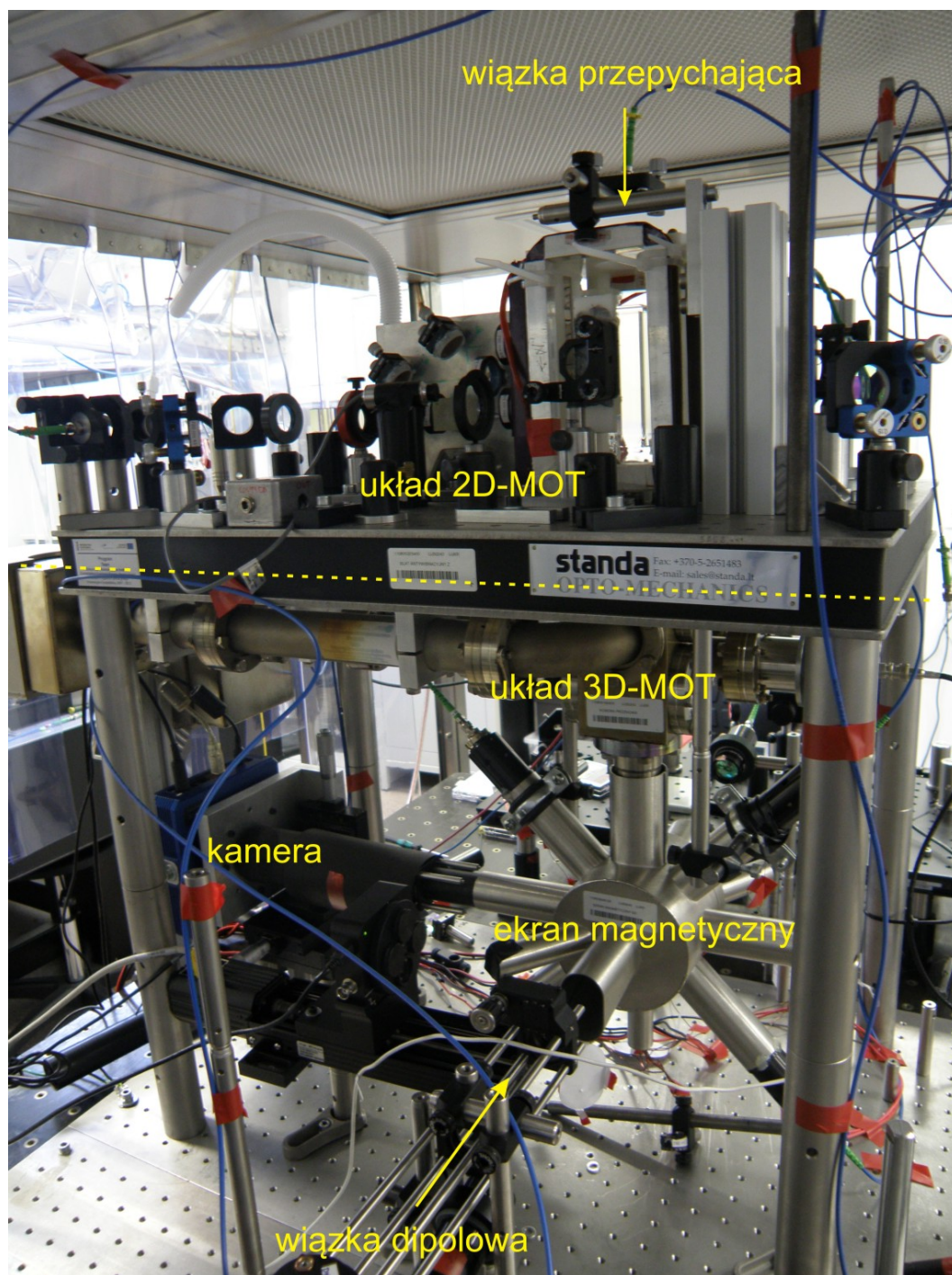
Konieczność zaprojektowania układów stabilizacji mocy cewek, stabilizacji częstości laserów próbkujących, schematu eksperymentu, optymalizacja procedury odparowania atomów do granicy kondensacji, czy wreszcie próby obserwacji i analizy uzyskanych danych eksperymentalnych wymagają wiele czasu i mogą stanowić osobną rozprawę doktorską.

Ciekawą alternatywą, również dostępną w naszym układzie eksperymentalnym mogłoby być skondensowanie atomów ^{85}Rb ze względu na łatwo osiągalny, szeroki (10.7 Gs) rezonans Feshbacha obecny w polu 155 Gs.

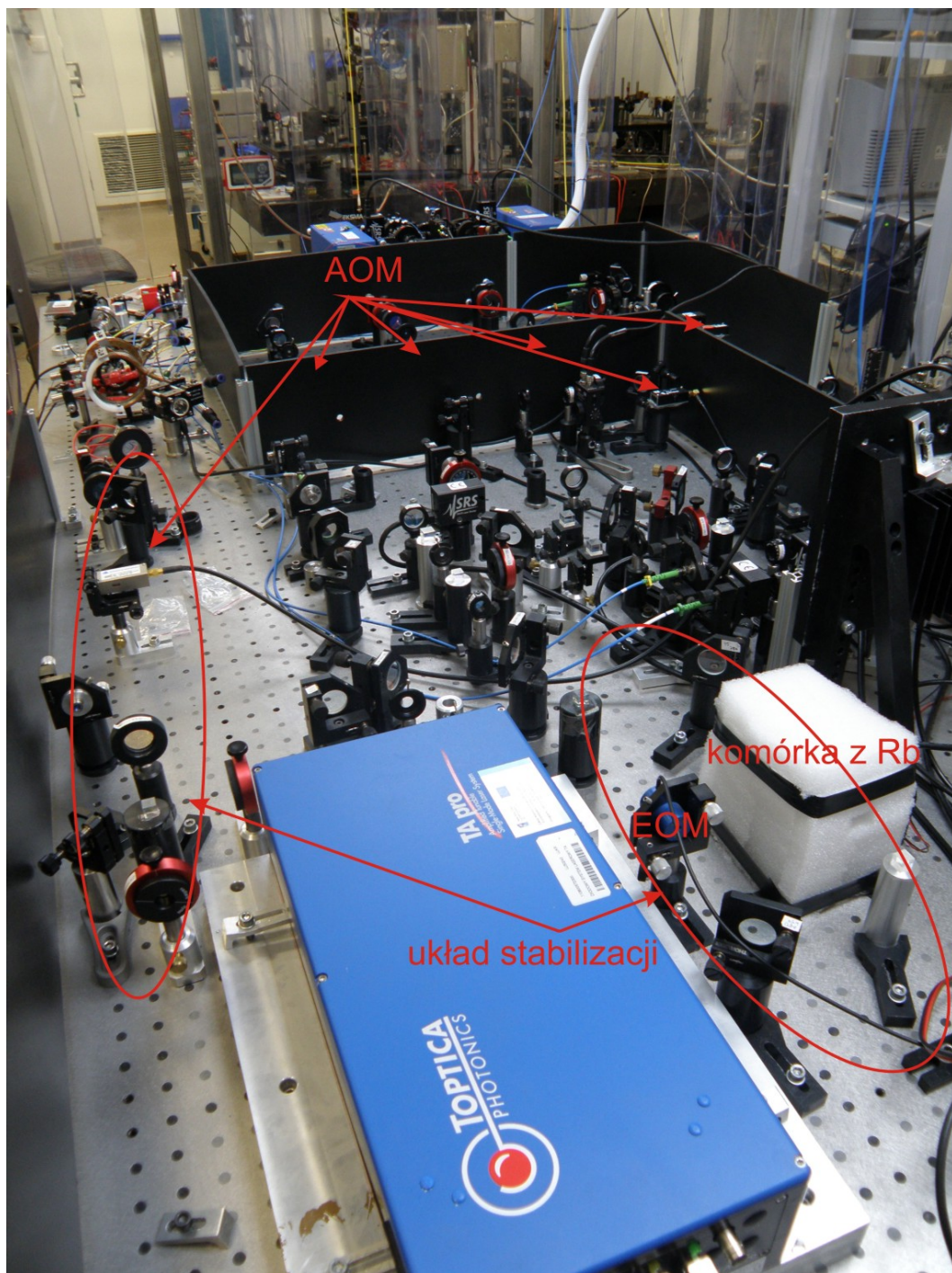
Można powiedzieć, że niniejsza praca oprócz wytworzenia unikalnej aparatury badawczej i przeprowadzenia podstawowych badań EIT ukierunkowuje również dalsze etapy dociekań naukowych. Wykorzystanie przeprowadzonych tu analiz oraz pomiarów może być podstawą dla następnych projektów, a zdobyta wiedza i doświadczenie będą przydatne w ich realizacji.

Dodatek A

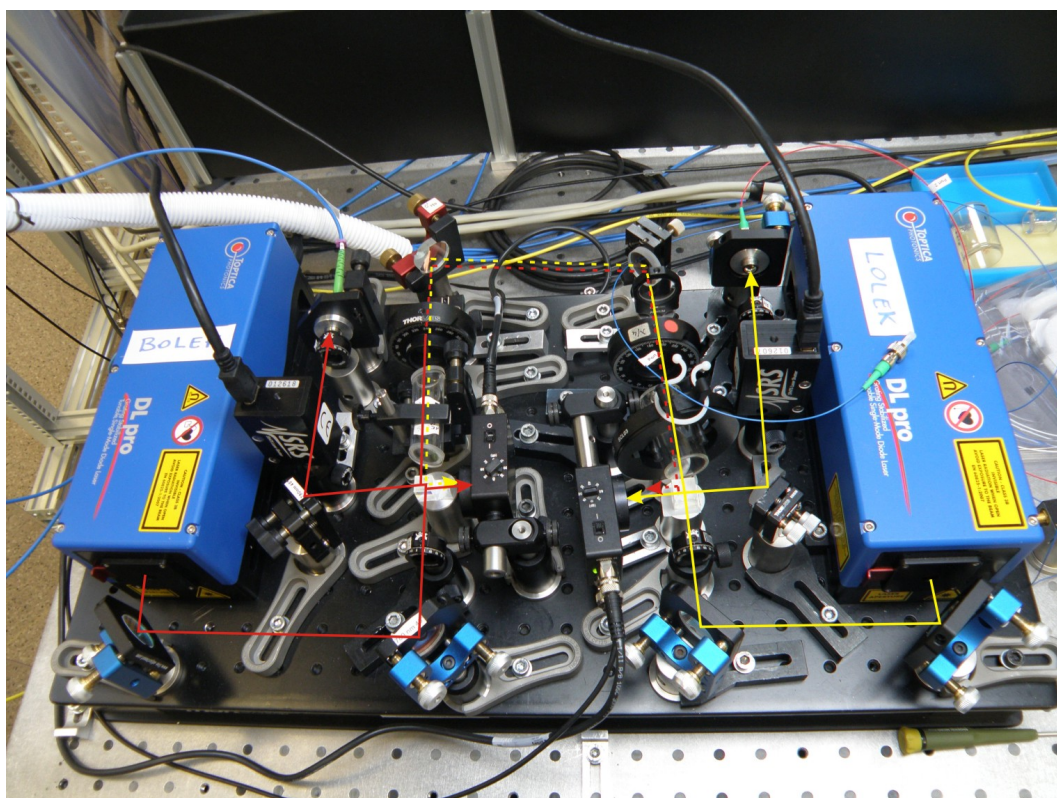
Elementy programu sterującego eksperymentem i zdjęcia układu



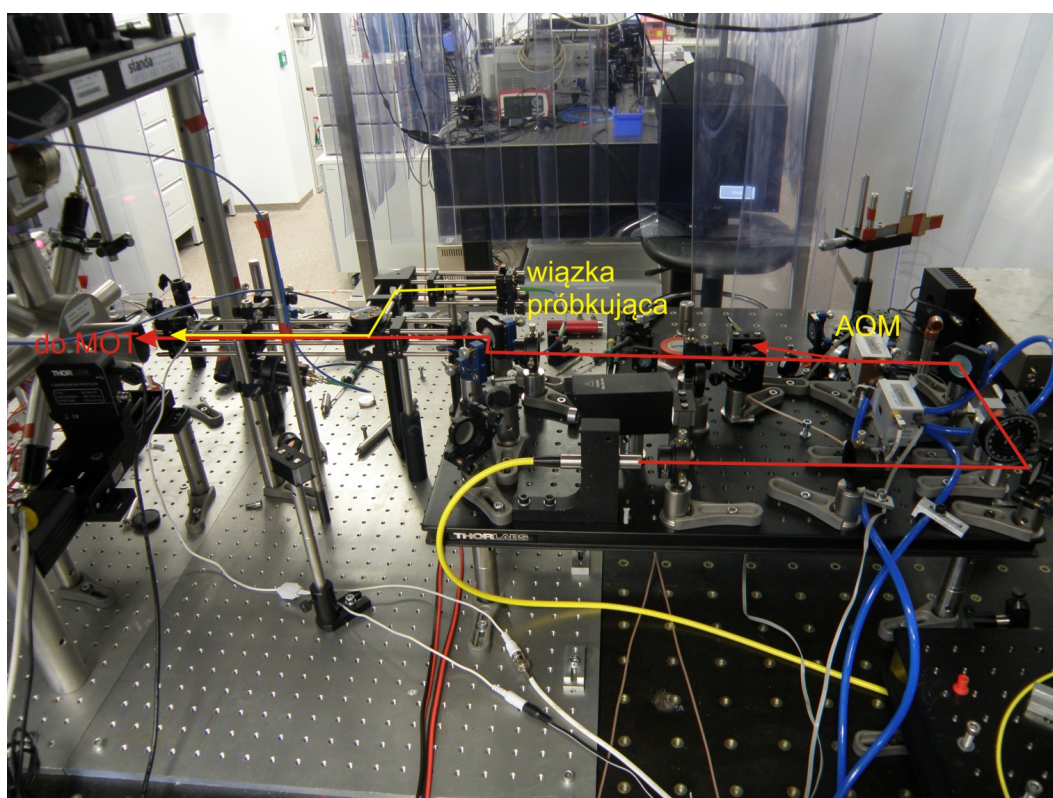
Rysunek A.1: Zdjęcie komory eksperymentalnej z ekranem magnetycznym i układem 2D



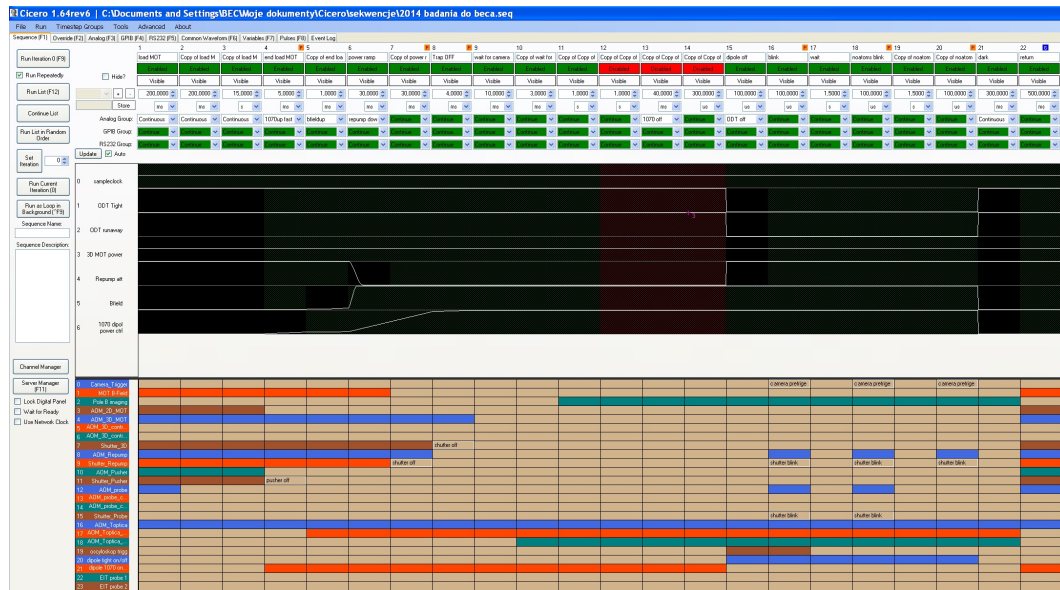
Rysunek A.2: Zdjęcie stołu optycznego z torem wiązki lasera Toptica TApró



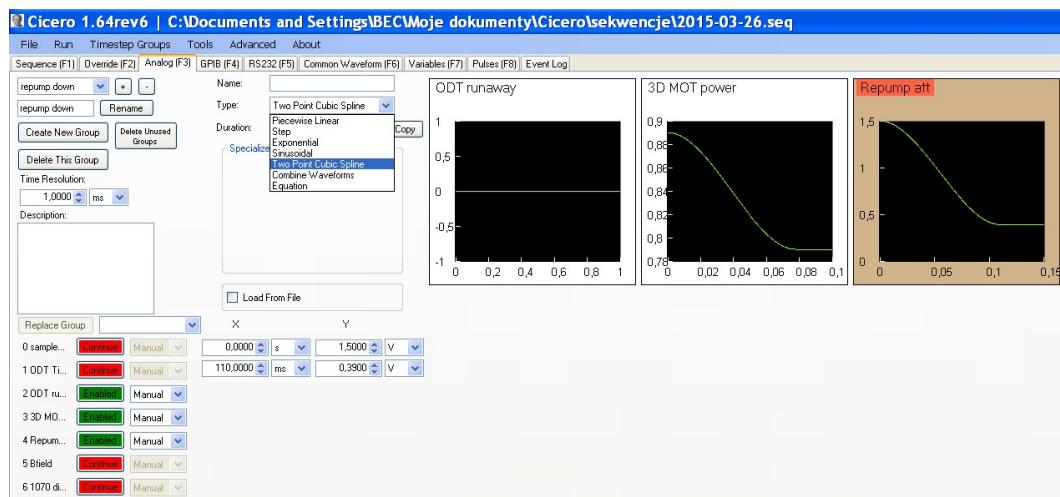
Rysunek A.3: Zdjęcie układu laserów próbujących dla pomiarów EIT i NFE



Rysunek A.4: Zdjęcie toru optycznego pułapki dipolowej jednowiązkowej



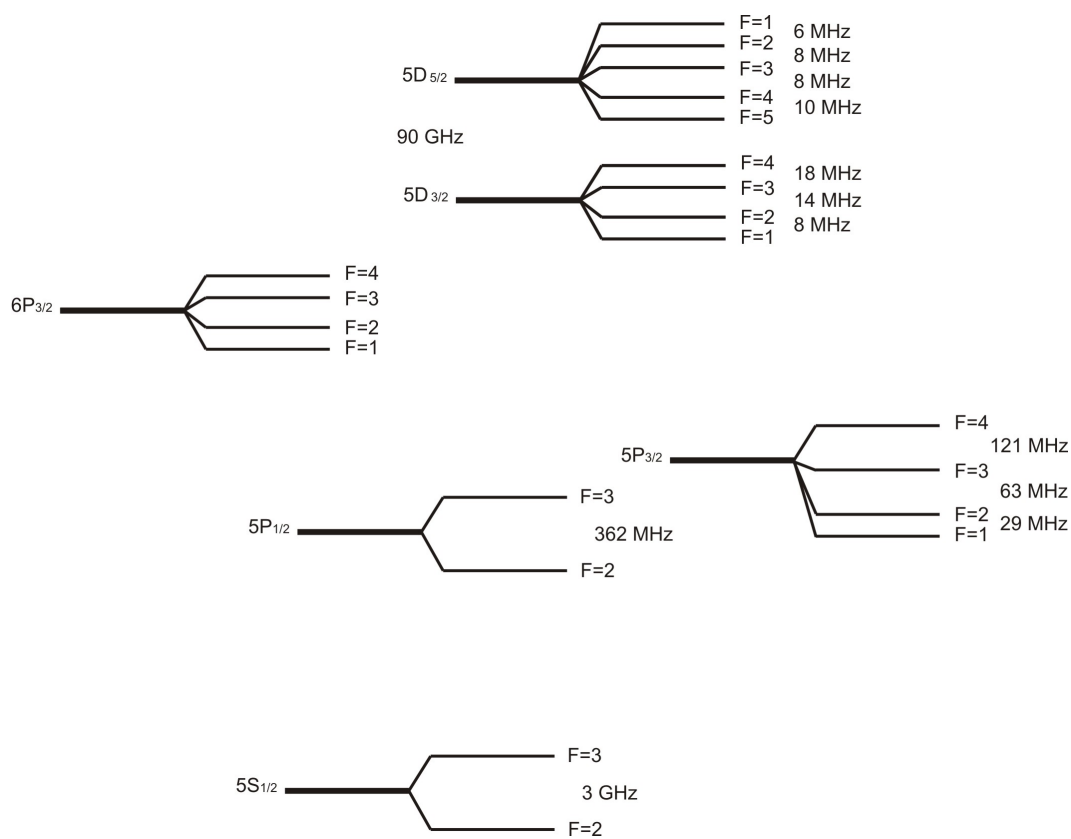
Rysunek A.5: Zrzut ekranu z panelu sterującego programu Cicero - programowanie przebiegu. Od góry - definicja czasu trwania kroku czasowego i wybór sygnałów analogowych, kształt sygnałów analogowych, włączanie/wyłączanie sygnałów logicznych.



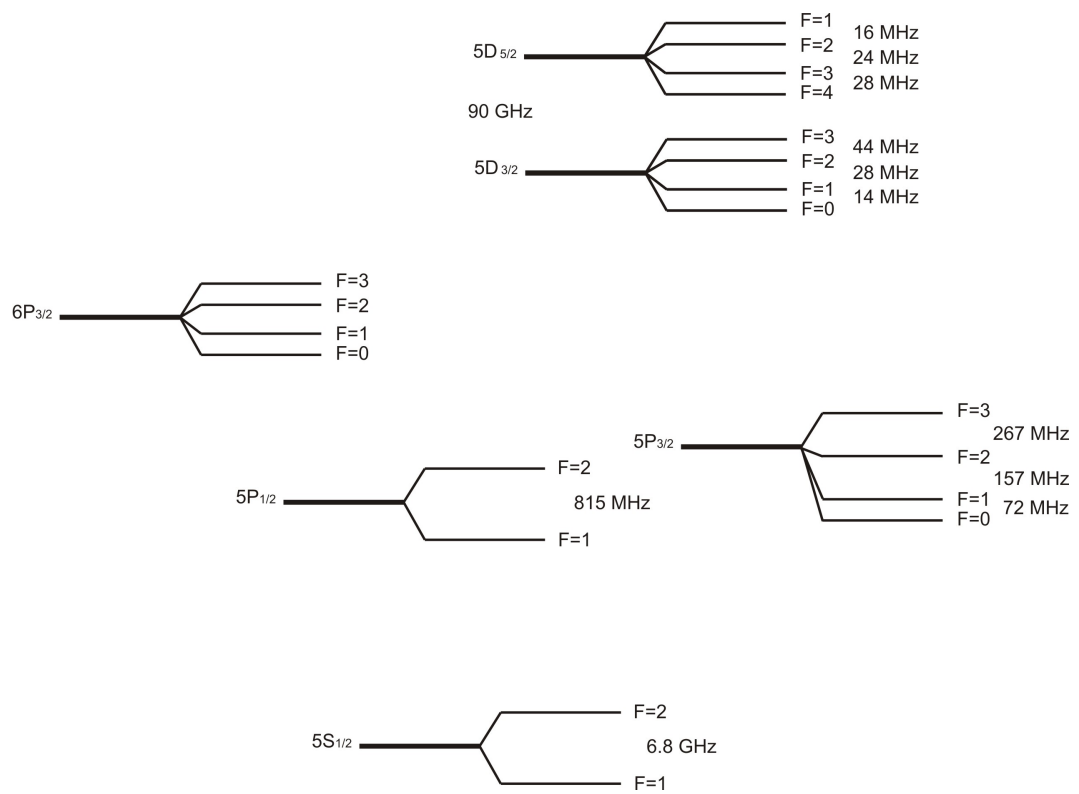
Rysunek A.6: Zrzut ekranu z panelu sterującego programu Cicero - definicja grup sygnałów analogowych przypisywanych odpowiednim krokom czasowym

Dodatek B

Schematy wybranych poziomów energetycznych rubidu



Rysunek B.1: Schemat wybranych poziomów energetycznych rubidu 85. Rysunek bez zachowania skali.



Rysunek B.2: Schemat wybranych poziomów energetycznych rubidu 87. Rysunek bez zachowania skali.

Bibliografia

- [1] S. Dutta, J. Lorenz, A. Altaf, D. S. Elliott, and Y. P. Chen. Photoassociation of ultracold LiRb^* molecules: Observation of high efficiency and unitarity-limited rate saturation. *Phys. Rev. A*, 89:020702, Feb 2014.
- [2] W. B. Tiffany, H. W. Moos, and A. L. Schawlow. Selective laser photocatalysis of bromine reactions: Laser light excites gaseous bromine molecules to single bound quantum states near the dissociation continuum. *Science*, 157(3784):40–43, 1967.
- [3] R. Zhang, S. R. Garner, and L. V. Hau. Creation of long-term coherent optical memory via controlled nonlinear interactions in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 103:233602, Dec 2009.
- [4] S. Zibrov, I. Novikova, D. F. Phillips, A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, R. L. Walsworth, and A. S. Zibrov. Three-photon-absorption resonance for all-optical atomic clocks. *Phys. Rev. A*, 72(1):011801, July 2005.
- [5] M. Bober. Optyczne wzorce częstotliwości. Praca magisterska, Uniwersytet Jagielloński, 2008.
- [6] M. O. Scully and M. Fleischhauer. High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media. *Phys. Rev. Lett.*, 69:1360–1363, Aug 1992.
- [7] G Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan, and M. Auzinsh. High-spatial-resolution monitoring of strong magnetic field using Rb vapor nanometric-thin cell. *Optics Communications*, 284(16–17):4007 – 4012, 2011.
- [8] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 87:010404, Jun 2001.
- [9] M.-S. Chang, C. D. Hamley, M. D. Barrett, J. A. Sauer, K. M. Fortier, W. Zhang, L. You, and M. S. Chapman. Observation of spinor dynamics in optically trapped ^{87}Rb Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 92:140403, Apr 2004.
- [10] L. Krzemień. *Optyczna pułapka dipolowa dla atomów rubidu*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2009.
- [11] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77:633–673, Jul 2005.

- [12] R. Drampyan, S. Pustelny, and W. Gawlik. Electromagnetically induced transparency versus nonlinear Faraday effect: Coherent control of light-beam polarization. *Phys. Rev. A*, 80:033815, Sep 2009.
- [13] A. Wojciechowski, E. Corsini, J. Zachorowski, and W. Gawlik. Nonlinear Faraday rotation and detection of superposition states in cold atoms. *Phys. Rev. A*, 81:053420, May 2010.
- [14] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631–2634, Dec 1987.
- [15] D. A. Steck. Rubidium 87 D Line Data, 2009-07-19 15:26:43.
- [16] D. Bartoszek. Absorpcyjne obrazowanie zimnych atomów. Praca magisterska, Uniwersytet Jagielloński, 2008.
- [17] M. D. Barrett. *A QUEST for BEC: An all optical alternative*. Rozprawa doktorska, Georgia Institute of Technology, 2002.
- [18] K. K. Brzozowski. *Silnie nierezonansowa atomowa optyczna pułapka dipolowa z laserem CO₂*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2010.
- [19] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2084–2107, Nov 1989.
- [20] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023–2045, Nov 1989.
- [21] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. In Benjamin Bederson and Herbert Walther, editors, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, volume 42 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 95 – 170. Academic Press, 2000.
- [22] Harald F. Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, 34:3476–3479, Sep 1986.
- [23] S. Chaudhuri, S. Roy, and C. S. Unnikrishnan. Evaporative cooling of atoms to quantum degeneracy in an optical dipole trap. *Journal of Physics: Conference Series*, 80(1):012036, 2007.
- [24] A. J. Olson, R. J. Niffenegger, and Y. P. Chen. Optimizing the efficiency of evaporative cooling in optical dipole traps. *Phys. Rev. A*, 87:053613, May 2013.
- [25] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga. Feshbach resonances in ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, 82:1225–1286, Apr 2010.

- [26] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss. All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap. *Phys. Rev. A*, 71:011602, Jan 2005.
- [27] C. Hung, X. Zhang, N. Gemelke, and C. Chin. Accelerating evaporative cooling of atoms into Bose-Einstein condensation in optical traps. *Phys. Rev. A*, 78:011604, Jul 2008.
- [28] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H. Nägerl, and R. Grimm. Bose-Einstein condensation of cesium. *Science*, 299(5604):232–235, 2003.
- [29] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. A*, 79:061406, Jun 2009.
- [30] I. Bloch. Ultracold quantum gases in optical lattices. *Nature Physics*, 1:23, October 2005.
- [31] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415(6867):39–44, 2002.
- [32] M. Greiner, O. Mandel, T. W. Hänsch, and I. Bloch. Collapse and revival of the matter wave field of a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 419(6902):51–54, Sep 2002.
- [33] M. Greiner, I. Bloch, O. Mandel, T. W. Hänsch, and T. Esslinger. Exploring phase coherence in a 2D lattice of Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 87:160405, Oct 2001.
- [34] A. Eckardt, P. Hauke, P. Soltan-Panahi, C. Becker, K. Sengstock, and M. Lewenstein. Frustrated quantum antiferromagnetism with ultracold bosons in a triangular lattice. *EPL*, 89(1):10010, 2010.
- [35] P. Soltan-Panahi, J. Struck, P. Hauke, A. Bick, W. Plenkers, G. Meineke, C. Becker, P. Windpassinger, M. Lewenstein, and K. Sengstock. Multi-component quantum gases in spin-dependent hexagonal lattices. *Nat. Phys.*, 7(5):434–440, 2011.
- [36] R. A. Williams, J. D. Pillet, S. Al-Assam, B. Fletcher, M. Shotton, and C. J. Foot. Dynamic optical lattices: two-dimensional rotating and accordion lattices for ultracold atoms. *Opt. Express*, 16(21):16977–16983, Oct 2008.
- [37] R. Sachdeva, S. Johri, and S. Ghosh. Cold atoms in a rotating optical lattice with nearest-neighbor interactions. *Phys. Rev. A*, 82:063617, Dec 2010.
- [38] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman. Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(5):946–958, May 1991.
- [39] K. Sycz. *Dynamika stanów superpozycji zimnych atomów ^{85}Rb* . Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2015.

- [40] M. Piotrowski. *Zastosowania metrologiczne zimnych atomów pułapkowanych optycznie*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2015.
- [41] P. Mandel. *Nonlinear Optics*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010.
- [42] D. J. Fulton, S. Shepherd, R. R. Moseley, B. D. Sinclair, and M. H. Dunn. Continuous-wave electromagnetically induced transparency: A comparison of V, Λ , and cascade systems. *Phys. Rev. A*, 52:2302–2311, Sep 1995.
- [43] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 64:1107–1110, Mar 1990.
- [44] B. Kaltenhäuser, H. Kübler, A. Chromik, J. Stuhler, T. Pfau, and A. Imamoglu. Narrow bandwidth electromagnetically induced transparency in optically trapped atoms. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40(10):1907, 2007.
- [45] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397(6720):594, 598 1999.
- [46] Z. Dutton and L. V. Hau. Storing and processing optical information with ultraslow light in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. A*, 70:053831, Nov 2004.
- [47] U. Schnorrberger, J. D. Thompson, S. Trotzky, R. Pugatch, N. Davidson, S. Kuhr, and I. Bloch. Electromagnetically induced transparency and light storage in an atomic Mott Insulator. *Phys. Rev. Lett.*, 103:033003, Jul 2009.
- [48] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, and A. Weis. Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 74:1153–1201, Nov 2002.
- [49] C.J. Pethick and H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in dilute gases*. Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- [50] S. Stellmer, C. Becker, P. Soltan-Panahi, E.-M. Richter, S. Dörscher, M. Baumert, J. Kronjäger, K. Bongs, and K. Sengstock. Collisions of dark solitons in elongated Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 101:120406, Sep 2008.
- [51] V. Ahufinger, R. Corbalán, F. Cataliotti, S. Burger, F. Minardi, and C. Fort. Electromagnetically induced transparency in a Bose-Einstein condensate. *Optics Communications*, 211(1–6):159 – 165, 2002.
- [52] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 85:033420, Mar 2012.
- [53] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 64:408–411, Jan 1990.

- [54] G. L. Gattobigio, T. Pohl, G. Labeyrie, and R. Kaiser. Scaling laws for large magneto-optical traps. *Physica Scripta*, 81(2):025301, 2010.
- [55] D. J. McCarron, S. A. King, and S. L. Cornish. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology*, 19(10):105601, 2008.
- [56] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation (FM) spectroscopy. *Applied Physics B*, 32(3):145–152, 1983.
- [57] A. Schenzle, R. G. DeVoe, and R. G. Brewer. Phase-modulation laser spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 25:2606–2621, May 1982.
- [58] D. W. Preston. Doppler-free saturated absorption: Laser spectroscopy. *American Journal of Physics*, 64:1432–1436, November 1996.
- [59] B. Höltkemeier. 2D MOT as a source of a cold atom target. *Praca magisterska*, University of Heidelberg, 2011.
- [60] J. M. Kohel, J. Ramirez-Serrano, R. J. Thompson, L. Maleki, J. L. Bliss, and K. G. Libbrecht. Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap: experiment and simulation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(6):1161–1168, Jun 2003.
- [61] J. P. Brantut, J. F. Clément, M. Robert de Saint Vincent, G. Varoquaux, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, and P. Bouyer. Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 78:031401, Sep 2008.
- [62] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman. Loading an optical dipole trap. *Phys. Rev. A*, 62:013406, Jun 2000.
- [63] H. Crepaz. *Trapping and cooling rubidium atoms for quantum information*. Rozprawa doktorska, University of Innsbruck, 2006.
- [64] W. Alt. An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms. *Optik*, 113(3):142–144, 2002.
- [65] Lambda Research Corporation, editor. *OSLO user guide*. Lambda Research Corporation, Littleton, 2009.
- [66] A. Keshet and W. Ketterle. A distributed GUI-based computer control system for atomic physics experiments. *Rev. Sci. Instrum.*, 84(015105), 2013.
- [67] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy*. Springer-Verlag, 1981.
- [68] A. Sargsyan, R. Mirzoyan, and D. Sarkisyan. Splitting of the electromagnetically induced transparency resonance on ^{85}Rb atoms in strong magnetic fields up to the Paschen-Back regime. *JETP Letters*, 96(5):303–307, 2012.

- [69] H. S. Moon and H. Noh. Resonant two-photon absorption and electromagnetically induced transparency in open ladder-type atomic system. *Opt. Express*, 21(6):7447–7455, Mar 2013.
- [70] S.A. Hopkins, E. Usadi, H.X. Chen, and A.V. Durrant. Electromagnetically induced transparency of laser-cooled rubidium atoms in three-level Λ -type systems. *Optics Communications*, 138(1–3):185 – 192, 1997.
- [71] Masaharu M., Tetsuya M., Kimitaka W., and Takaaki M. Dressed-atom spectroscopy of cold cs atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(12):2696–2700, Dec 1996.
- [72] T. Pałasz. *Pułapka magneto – optyczna i nieliniowa spektroskopia zimnych atomów rubidu*. Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 1999.
- [73] K. Kowalski. *Elektromagnetycznie wymuszona przezroczystość w zimnych atomach rubidu w pułapce magneto-optycznej*. Rozprawa doktorska, Instytut Fizyki PAN, Warszawa, 2008.
- [74] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. E. Pritchard. High densities of cold atoms in a *dark* spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2253–2256, Apr 1993.
- [75] G. Labeyrie, T. Ackemann, B. Klappauf, M. Pesch, G.L. Lippi, and R. Kaiser. Nonlinear beam shaping by a cloud of cold rb atoms. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 22(3):473–483, 2003.
- [76] L. E. Sadler, J. M. Higbie, S. R. Leslie, M. Vengalattore, and D. M. Stamper-Kurn. Coherence-enhanced imaging of a degenerate Bose-Einstein gas. *Phys. Rev. Lett.*, 98:110401, Mar 2007.
- [77] J. M. Higbie, L. E. Sadler, S. Inouye, A. P. Chikkatur, S. R. Leslie, K. L. Moore, V. Savalli, and D. M. Stamper-Kurn. Direct nondestructive imaging of magnetization in a spin-1 Bose-Einstein gas. *Phys. Rev. Lett.*, 95:050401, Jul 2005.
- [78] A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama. Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in Rb vapor. *Phys. Rev. A*, 57:2996–3002, Apr 1998.
- [79] J. Wang, L. B. Kong, X. H. Tu, K. J. Jiang, K. Li, H. W. Xiong, Y. Zhu, and M. S. Zhan. Electromagnetically induced transparency in multi-level cascade scheme of cold rubidium atoms. *Physics Letters A*, 328:437–443, August 2004.
- [80] L. Giner, L. Veissier, B. Sparkes, A. S. Sheremet, A. Nicolas, O. S. Mishina, M. Scherman, S. Burks, I. Shomroni, D. V. Kupriyanov, P. K. Lam, E. Giacobino, and J. Laurat. Experimental investigation of the transition between Autler-Townes splitting and electromagnetically-induced-transparency models. *Phys. Rev. A*, 87:013823, Jan 2013.

- [81] D. Sarkisyan, G. Hakhumyan, A. Sargsyan, R. Mirzoyan, C. Leroy, and Y. Pashayan-Leroy. Laser spectroscopy with nanometric cells containing atomic vapor of metal: influence of buffer gas. *Proc. SPIE*, 7747:77470C–77470C–15, 2010.
- [82] L. E. Sadler, J. M. Higbie, S. R. Leslie, M. Vengalattore, and D. M. Stamper-Kurn. Spontaneous symmetry breaking in a quenched ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate. *Nature*, 443(7109):312–315, 2006.
- [83] P. M. Anisimov, J. P. Dowling, and B. C. Sanders. Objectively discerning Autler-Townes splitting from Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 107:163604, Oct 2011.
- [84] A. Harsono. *Dipole trapping and manipulation of ultra-cold atoms*. Rozprawa doktorska, University of Oxford, 2006.
- [85] L. Bennie. *A large atom number magneto-optical trap for BEC production*. Rozprawa doktorska, Monash University, 2010.
- [86] Y.-J. Lin, A. R. Perry, R. L. Compton, I. B. Spielman, and J. V. Porto. Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential. *Phys. Rev. A*, 79:063631, Jun 2009.
- [87] G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy. Revisiting optical spectroscopy in a thin vapor cell: mixing of reflection and transmission as a Fabry–Perot microcavity effect. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(5):793–800, May 2003.
- [88] C. Weitenberg, M. Endres, J. F. Sherson, M. Cheneau, P. Schauß, T. Fukuhara, I. Bloch, and S. Kuhr. Single-spin addressing in an atomic Mott insulator. *Nature*, 471(7338):319–324, 2011.
- [89] J. M. Higbie. *First Steps toward Precision Measurements using Multicomponent Bose-Einstein Condensates of ^{87}Rb* . Rozprawa doktorska, University of Innsbruck, 2005.
- [90] C. Becker, P. Soltan-Panahi, J. Kronjäger, S. Dörscher, K. Bongs, and K. Sengstock. Ultracold quantum gases in triangular optical lattices. *New Journal of Physics*, 12(6):065025, 2010.
- [91] M. Pinard, C. G. Aminoff, and F. Laloë. Velocity-selective optical pumping and Doppler-free spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 19:2366–2370, Jun 1979.
- [92] W. Zhang, D. L. Zhou, M.-S. Chang, M. S. Chapman, and L. You. Dynamical instability and domain formation in a spin-1 Bose-Einstein Condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 95:180403, Oct 2005.