

Uniwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej

Marcin Piotrowski

Zastosowania metrologiczne zimnych atomów pułapkowanych optycznie

Rozprawa doktorska
napisana pod kierunkiem
prof. dra hab. Jerzego Zachorowskiego

Kraków, 2015

OŚWIADCZENIE

Ja niżej podpisany Marcin Piotrowski (nr albumu: 1073057), doktorant Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. "Zastosowania metrologiczne zimnych atomów pułapkowanych optycznie" 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 .01/09/2015.....


.....
podpis doktoranta

Summary

The dissertation focuses on experiment with cold atoms, which are held in an optical dipole trap by strong non-resonant laser light. It discusses selected metrological applications of optically trapped cold atoms. Two experiments in which author participated are discussed: one with a dipole trap for cold rubidium atoms (at the Department of Photonics in Jagiellonian University) and another with an optical lattice for strontium atoms. The latter is a part of a larger project: the construction of the first polish optical atomic clock (project Polish Optical Atomic Clock) at the National Laboratory for Atomic, Molecular and Optical Physics.

The work is divided into four parts. The first chapter describes some theoretical issues, which give the basis for understanding the techniques and results presented in the remaining parts of the thesis.

The description of the experiment on rubidium atoms trapping is given in the second and third chapters. A detailed discussion of the construction of the new apparatus for laser cooling of ^{87}Rb and ^{85}Rb isotopes is given followed by a presentation of research opportunities in the field of nonlinear magneto-optical effects. Experimental setup is composed of two magneto-optical traps (MOT), spatially separated. First stage of cooling takes place in two-dimensional MOT and thus the atomic flux of cold atoms is formed. It is used to load the second trap – standard three dimensional MOT (3D-MOT). This is followed by transferring atoms from 3D-MOT to optical dipole trap.

The process of developing the concept and discussion of the solutions is presented in the second chapter. The third chapter describes the experimental results performed using the constructed apparatus.

The fourth and last chapter is devoted to the experiment with cold strontium atoms in an optical lattice, which is the key part of the optical atomic clock based on neutral strontium atoms. An introduction to time and frequency metrology with optical clocks is given. The description of the apparatus constructed by the author is given in detail. The results of precision spectroscopy of ultra-narrow clock transition in ^{88}Sr and the measurements of the clock stability based on atomic reference is provided.

Podziękowania

Chciałbym podziękować wielu osobom, które miały znaczący wpływ na powstanie niniejszej rozprawy. Rozpoczynając chronologicznie, dziękuję moim **Rodzicom** za to, że znajduje się właśnie w tym miejscu czasoprzestrzeni.

Dziękuję również wszystkim nauczycielom fizyki i matematyki, których spotkałem na swojej ścieżce edukacji. Chciałbym wspomnieć tu szczególnie pedagogów w LO im. Władysława Jagiełły w Płocku: **Annę Siekierską** oraz **Jolanę Iwańczyk**, które zapewniły mi wyśmienite przygotowanie fizyczno-matematyczne, które pozwoliło nudzić się podczas pierwszych kursów uniwersyteckich fizyki i matematyki.

Serdecznie dziękuję **profesorowi Wojciechowi Gawlikowi** za przyjęcie do swojego zespołu, umożliwienie rozwoju i pracy w znakomitym gronie Fotoników oraz za poświęcony czas, uwagę, przekazaną wiedzę i doświadczenie oraz wsparcie podczas trwania studiów doktoranckich w Krakowie.

Dziękuję wszystkim osobom z Zespołu Fotoniki, za wspaniałą atmosferę życzliwości i otwartości. Szczególnie dziękuję za pomoc kolegom, którzy pracowali ze mną przy budowie eksperymentu rubidowego: **Marcinowi Kubasikowie**, **Arturowi Stabrawie**, **Adamowi Wojciechowskiemu** i **Krystianowi Syczowi**. Bez ich udziału ta praca by nie powstała.

Dziękuję całemu Zespołowi KL FAMO w Toruniu za przyjęcie do grona zegarmistrzowskiego, szczególnie profesorowi **Romanowi Ciuryle** za życzliwość i okazaną pomoc podczas mojego pobytu w Toruniu. Szczególne podziękowania należą się też **Marcinowi Boberowi** i **Piotrowi Morzyńskiemu** za wprowadzenie w tajniki eksperymentu zegarowego oraz nieskończone po-

kłady cierpliwości do odpowiadania na moje pytania.

Ciepłe słowo należy się też **Panu Józefowi Anuszkiewiczowi** z warsztatu mechanicznego w Toruniu oraz **Panu Stanisławowi Pajce**, których rady i pomysły nie pozostały bez znaczenia w budowie eksperymentów. Dziękuję też za to, że zawsze byli gotowi wykonać jakiś element potrzebny „na wczoraj”.

Dziękuję **Ekipie Fiztaszki.pl** za podtrzymywanie zapału odkrywczego.

Wyjątkowe podziękowania należą się mojemu promotorowi **profesorowi Jerzemu Zachorowskiemu**, za przekazaną wiedzę, zawsze celne wskazówki i cenne rady podczas pracy badawczej oraz za wysiłek włożony w pracę nad redakcją tej rozprawy.

Na koniec najważniejsze podziękowania należą się mojej **Żonie**, za motywację, wsparcie i wyrozumiałość okazaną szczególnie w czasie pisania tej pracy.

Spis treści

Podziękowania	5
Spis rysunków	11
Spis tablic	15
Wstęp	17
Wkład autora	19
Rozdział 1. Wybrane zagadnienia teoretyczne	23
1.1. Miara niestabilności wzorców częstotliwości	23
1.2. Struktura poziomów energetycznych rubidu	26
1.3. Struktura poziomów energetycznych strontu	28
1.4. Pułapka optyczna	29
1.4.1. Jedna wiązka laserowa jako pułapka	30
1.4.2. Atomy w sieci 1D	31
1.4.3. Magiczna długość fali	35
1.5. Zegary atomowe jako grawimetry	36
Rozdział 2. Aparatura do chłodzenia i pułapkowania atomów rubidu	37
2.1. Aparatura próżniowa	37
2.1.1. Założenia projektowe	38
2.1.2. Kostka centralna	41
2.1.3. Elementy grafitowe i pompowanie różnicowe	43
2.1.4. Wybór dyspensera jako źródła rubidu	43
2.1.5. Pompy	44
2.1.6. Komórki szklane	44
2.1.7. Konstrukcja	46
2.1.8. Proces wygrzewania i odpompowywania	47
2.1.9. Czas życia MOT a próżnia	50
2.1.10. Zamiana pompy tytanowej na geterową	52
2.1.11. Dodatkowa kontrola ciśnienia w układzie	52
2.1.12. Transport aparatury	53

2.2.	Lasery pułapek magneto-optycznych	54
2.2.1.	Główny laser pułapkujący	55
2.2.2.	Laser repompujący	58
2.3.	Sterowanie eksperymentem	60
2.4.	Lasery optycznej pułapki dipolowej	61
2.5.	Ekranowanie magnetyczne	62
2.5.1.	Kontrola pola magnetycznego wewnątrz ekranu	62
Rozdział 3. Zimne atomy rubidu w pułapce optycznej		67
3.1.	Wstępne chłodzenie: dwuwymiarowa pułapka magneto-optyczna	67
3.1.1.	Symulacje	69
3.1.2.	Pole magnetyczne	71
3.1.3.	Tor wiązek laserowych	79
3.1.4.	Diagnostyka	80
3.2.	Trójwymiarowa pułapka magneto-optyczna – 3D-MOT	86
3.3.	Optyczna pułapka dipolowa z jedną wiązką 1070 nm	88
3.4.	Detekcja zimnych atomów	89
3.4.1.	Czas życia w pułapce	90
3.5.	Rotacja Faradaya w optycznej pułapce dipolowej	90
3.5.1.	Pierwsza rejestracja rotacji Faradaya w ODT	93
3.6.	Podsumowanie	96
Rozdział 4. Strontowy optyczny zegar atomowy		99
4.1.	Wprowadzenie	99
4.1.1.	Nowa wersja eksperymentu Sr1	102
4.2.	Chłodzenie laserowe strontu	103
4.2.1.	Spowalnianie zeemanowskie	103
4.2.2.	Niebieski MOT	103
4.2.3.	Czerwony MOT	105
4.2.4.	Pułapkowanie optyczne w sieci	106
4.3.	Kontrola temperatury komory próżniowej	107
4.4.	Kontrola pola magnetycznego	109
4.4.1.	Kalibracja cewek kompensujących	110
4.5.	Rezonator sieci optycznej	113
4.5.1.	Okienka próżniowe na indowych uszczelkach	113
4.5.2.	Mechanika rezonatora	113
4.6.	Układ laserowy dla sieci optycznej	115
4.6.1.	Tor lasera w Sr2	115
4.6.2.	Tor w Sr1	116
4.7.	Stabilizacja węgla do lasera sieciowego	118
4.7.1.	Metoda Pound–Drever–Hall	118

4.8. Laser zegarowy	119
4.8.1. Wiązka zegarowa w Sr1	120
4.9. Wyniki pomiarów	122
4.9.1. Detekcja atomów w sieci	122
4.9.2. Spektroskopia przejścia 689 nm w sieci optycznej	124
4.9.3. Spektroskopia przejścia zegarowego 698 nm	126
4.9.4. Cyfrowa stabilizacja lasera do przejścia zegarowego	131
4.9.5. Względna stabilność zegara Sr1 i Sr2	132
4.9.6. Względna stabilność Sr1 i masera wodorowego w Borowcu	132
4.9.7. Pomiar bezwzględny częstości przejścia zegarowego w Sr1	133
4.10. Podsumowanie	133
Podsumowanie i wnioski	135
Dodatek A. Szczegóły techniczne	137
A.1. Rysunki projektowe kostki łączącej komórki firmy Prevac	137
A.2. Rysunki projektowe ekranu magnetycznego	140
A.3. Komórki szklane firmy Japan Cell	144
A.4. Rysunki techniczne elementów grafitowych	145
A.5. Niestandardowe elementy montażowe układu próżniowego do pułapkowania Rb	146
A.6. Projekt płyt do dzielników wiązek 2D-MOT	147
A.7. Procedura instalacji szklanych okienek w oprawkach metalowych na indowych uszczelkach	148
Dodatek B. Zdjęcia aparatury	151
B.1. Zimne atomy rubidu w pułapce optycznej	151
B.2. Strontowy optyczny zegar atomowy	152
Bibliografia	155

Spis rysunków

1.1	Uproszczony schemat poziomów struktury nadsubtelnej linii D_2 w ^{87}Rb	27
1.2	Uproszczony schemat poziomów strontu	28
1.3	Ilustracja różnicy częstości własnych pułapki dipolowej z jedną wiązką i sieci optycznej	32
1.4	Ilustracja układu poziomów oscylacyjnych w sieci optycznej	33
2.1	Pierwsza wersja aparatury próżniowej	39
2.2	Przekrój przez kostkę łączącą komórki szklane.	42
2.3	Komórki szklane zastosowane w aparaturze próżniowej.	45
2.4	Aparatura próżniowa z konstrukcją montażową	46
2.5	Przygotowanie komórek szklanych do procesu wygrzewania.	49
2.6	Czas ładowania i rozładowywania pułapki 3D-MOT	50
2.7	Zmodyfikowana część układu próżniowego.	53
2.8	Zdjęcia aparatury próżniowej podczas transportu.	54
2.9	Schemat rzeczywistego toru wiązek z lasera pułapkującego Toptica TA pro.	56
2.10	Sygnał przestrojenia lasera przez dwie linie atomowe Rb	57
2.11	Schemat dodatkowej stabilizacji pasywnej i aktywnej lasera Sacher Lynx	59
2.12	Sygnały spektroskopii w komórce uzyskane laserem Sacher przy dużych zmianach temperatury	61
2.13	Projekt ekranu magnetycznego z zaznaczeniem planowanego rozmieszczenia wiązek laserowych eksperymentu	63
2.14	Układ cewek magnetycznych zainstalowanych wokół komórki eksperymentalnej.	64
3.1	Schematyczna ilustracja konfiguracji 2D-MOT	68
3.2	Przykładowe trajektorie ruchu atomów w 2D-MOT wyznaczone programem do symulacji.	70
3.3	Wyniki symulacji dla różnych odstrojeń wiązek pułapki	72
3.4	Przykładowe histogramy rozkładu prędkości atomów opuszczających obszar pułapki dwuwymiarowej	73
3.5	Projekt klatki dla mocowania stałych magnesów 2D-MOT	74

3.6	Zależność wartości pola magnetycznego w klatce od wysokości	75
3.7	Wyniki pomiarów pola magnetycznego w klatce dla największych rozstawów $R = 75$ mm i $R = 69$ mm	76
3.8	Wyniki pomiarów pola magnetycznego w klatce dla rozstawów $R = 63$ mm i $R = 57$ mm	77
3.9	Wyniki pomiarów pola magnetycznego w klatce dla rozstawów $R = 51$ mm i $R = 45$ mm	77
3.10	Porównanie wartości możliwych do uzyskania gradientów pól wyznaczonych w wyniku modelowania oraz pomiarów końcowych. . .	78
3.11	Tor wiązek laserowych tworzących 2D-MOT w górnej komórce.	79
3.12	Zdjęcie układu dzielącego wiązkę laserową dla 2D-MOT.	80
3.13	Sygnał ładowania 3D-MOT	82
3.14	Zależność strumienia z 2D-MOT wychwytywanego w dolnej pułapce 3D-MOT od prądu dyspensera.	83
3.15	Zależność strumienia z 2D-MOT wychwytywanego w dolnej pułapce 3D-MOT od odstrojenia wiązek pułapki	84
3.16	Zależność strumienia z 2D-MOT z dodatkową wiązką przepychającą od mocy tej wiązki.	85
3.17	Zależność strumienia z 2D-MOT z dodatkową wiązką przepychającą od odstrojenia tej wiązki.	86
3.18	Układ kolimatorów światłowodowych wytwarzający wiązki do 3D-MOT w ekranie magnetycznym.	87
3.19	Schemat toru optycznego do wytwarzania optycznej pułapki dipolowej laserem o długości fali 1070 nm.	88
3.20	Przykładowa sekwencja zdjęć fluorescencyjnych atomów w pułapce dipolowej wykonana w celu wyznaczenia czasu życia.	90
3.21	Wynik pomiaru czasu życia atomów w pułapce dipolowej.	91
3.22	Schemat układu eksperymentalnego do badania rotacji Faradaya w pułapce dipolowej	92
3.23	Przebieg czasowy eksperymentu do badania rotacji Faradaya w ODT .	93
3.24	Widmo transmisji przez polarymetr w zależności od pola B	94
3.25	Sygnał transmisji przez pułapkę dipolową zarejestrowany przestrajaną wiązką próbującą w zależności od obecności polarymetru	95
3.26	Kąt skręcenia polaryzacji w pułapce dipolowej	96
4.1	Rozwój dokładności zegarów atomowych na przestrzeni lat.	100
4.2	Schemat działania optycznego zegara atomowego.	101
4.3	Struktura laboratoriów optycznego zegara atomowego w KL FAMO w Toruniu.	102
4.4	Uproszczony schemat poziomów strontu	104
4.5	Rozmieszczenie termistorów na powierzchni komory	108

4.6	Nowe cewki kompensujące zewnętrzne pole magnetyczne w komorze eksperymentalnej.	109
4.7	Przebieg czasowy pomiarów kalibracyjnych pola magnetycznego w czerwonej pułapce magneto-optycznej.	110
4.8	Przykładowe widmo spektroskopii przejścia 689 nm	111
4.9	Średnia odległość składowych magnetycznych przejścia $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ wyznaczona dla różnych prądów I_x cewki kompensacyjnej w kierunku oznaczonym jako x	112
4.10	Okienka po zamontowaniu na indowych uszczelkach do zmodyfikowanych flansz próżniowych	114
4.11	Zdjęcia uchwytu na górne lustro rezonatora.	114
4.12	Schemat toru optycznego do podziału światła z lasera 813 nm do wytwarzania sieci w eksperymentach Sr1 i Sr2.	116
4.13	Zdjęcie stolika nad komorą eksperymentalną z torem laserowym dla sieci optycznej.	117
4.14	Schemat toru optycznego wiązki sieciowej 813 nm w eksperymencie Sr1.	118
4.15	Schemat blokowy układu wytwarzającego sygnał stabilizacji wewnątrz do lasera sieciowego metodą Puond-Drever-Hall	119
4.16	Przykładowe widmo transmisji podczas przestrajania przez cały FSR rezonatora	120
4.17	Uproszczony schemat blokowy układu laserowego tworzącego wiązkę do spektroskopii zegarowej w Sr1	121
4.18	Przykładowe zdjęcie atomów w sieci wykonane przy pomocy kamery CCD	123
4.19	Czas życia atomów ^{88}Sr w sieci optycznej z lasera Ti:Sa.	123
4.20	Czas życia atomów ^{88}Sr w sieci optycznej wytworzonej przy użyciu lasera diodowego	124
4.21	Spektroskopia w ^{88}Sr w sieci optycznej przejścia 689 nm.	125
4.22	Cykl pomiarowy używany podczas spektroskopii przejścia zegarowego oraz w trakcie stabilizacji lasera zegarowego do przejścia atomowego.	127
4.23	Najwyższa zmierzona linia zegarowa	127
4.24	Podłużne pasma boczne w sieci.	129
4.25	Przykładowa linia zegarowa	130
4.26	Porównanie stabilności zegarów stabilizowanych do wzorców atomowych Sr1 i Sr2.	132
4.27	Porównanie Sr1 z maserem wodorowym w Borowcu	133
A.1	Rysunek przekrojowy komórek dostarczonych przez firmę <i>Japan Cell</i> . Wszystkie zaznaczone wymiary są wyrażone w milimetrach.	144
A.2	Symulacje pokrycia antyrefleksyjnego na zewnętrznych ściankach komórek szklanych	145

A.3	Projekt płyty służącej do podwieszenia kostki próżniowej do stolika .	146
A.4	Projekt uchwytów do podwieszania rur próżniowych do blatu stolika .	147
A.5	Projekt płyty do montażu optyki dla 2D-MOT	147
A.6	Projekt płyty do montażu optyki dla 2D-MOT z zaznaczonymi konturami elementów optomechanicznych układu dzielącego wiązki laserowe 2D-MOT.	148
A.7	Flansa próżniowa CF35 z otworem przygotowanym do montażu okienka szklanego na indowych uszczelkach	149
B.1	Stół optyczny z układem laserowym do chłodzenia i pułapkowania atomów rubidu opisany w rozdziale 2.2.	151
B.2	Stół optyczny z aparaturą próżniową i układem optycznej pułapki dipolowej opisaną w rozdziale 2.	151
B.3	Laboratorium Sr1 podczas pracy eksperymentu.	152
B.4	Laboratorium Sr2.	152
B.5	Laboratorium grzebieńa częstości optycznych.	153
B.6	Chmura zimnych atomów strontu w niebieskiej pułapce magneto-optycznej w komorze próżniowej w eksperymencie Sr1.	153

Spis tablic

2.1	Parametry i części wchodzące w skład zbudowanego układu dodatkowej stabilizacji temperatury lasera Sacher.	60
-----	--	----

Wstęp

Rozwój technik chłodzenia i pułapkowania laserowego otworzył nowy rozdział w historii fizyki atomowej i spektroskopii laserowej. Dzięki możliwości badania zimnych próbek atomowych w temperaturach bliskich zera bezwzględnego, mamy dostęp do niespotykanej wcześniej precyzji. W dużej mierze zawdzięczamy to uwolnieniu się od efektów związanych z ruchem atomów. Możliwe jest też osiągnięcie degeneracji kwantowej w kondensacie Bosego-Einsteina, zrealizowanego już dla wielu pierwiastków [1–4], otwierającego pole do eksploracji podstawowych praw mechaniki kwantowej w makroskopowej skali.

Rozprawa koncentruje się na szczególnej klasie zimnych atomów, które są chwymane w ostatnim etapie chłodzenia w pułapkach optycznych dipolowych (*w skrócie ODT - ang. optical dipole trap*). Zatem do utrzymywania próbki zimnych atomów wykorzystywane jest nierezonansowe światło laserowe. W odróżnieniu od innego popularnego typu pułapek, pułapek magnetycznych, pozwala to uwolnić się od obecności pola magnetycznego, co jest korzystne w niezliczonych zastosowaniach, np. pod kątem zastosowania zimnych atomów w precyzyjnej magnetometrii. W przypadku kondensatu Bosego-Einsteina uwolnienie magnetycznego stopnia swobody pozwala badać kondensaty spinorowe [5–7]. Pozwala to manipulować stanami magnetycznymi. Daje to potencjalne możliwości aplikacji w przetwarzaniu i przechowywaniu informacji kwantowej. Pułapki dipolowe z periodycznym potencjałem, zwane sieciami optycznymi, pozwalają na wkroczenie fizyki atomowej na tereny do tej pory zastrzeżone dla fizyki fazy skondensowanej, dzięki możliwości symulowania układów krystalicznych [8]. Specyficzne sieci optyczne, przy odpowiednio dobranej długości fali, pozwoliły też znacznie poprawić osiągnięcia precyzji i stabilności optycznych zegarów atomowych, co otwiera nowe pola badawcze w dziedzinie metrologii kwantowej [9].

Rozprawa omawia wybrane zastosowania metrologiczne zimnych atomów pułapkowanych optycznie na przykładzie dwóch eksperymentów, w których

autor brał udział: eksperymentu z pułapką dipolową dla zimnych atomów rubidu oraz eksperymentu z siecią optyczną dla atomów strontu, będącego częścią większego przedsięwzięcia: pierwszego polskiego atomowego zegara optycznego.

Dla pewnej przejrzystości opisu, w pierwszym rozdziale wydzielono pewną część zagadnień teoretycznych, kluczowych dla zrozumienia technik i wyników prezentowanych w dalszych częściach rozprawy.

Opis eksperymentu dotyczącego pułpkowania rubidu znajduje się w rozdziałach drugim i trzecim. Tamże, omówiona jest szczegółowo budowa nowej aparatury do laserowego chłodzenia atomów ^{87}Rb (z możliwością dostosowania do pracy z izotopem ^{85}Rb) w laboratorium Zimnych Atomów Zakładu Fotoniki Uniwersytetu Jagiellońskiego oraz prezentacja możliwości badawczych w zakresie nieliniowych efektów magnetoptycznych w stworzonym stanowisku badawczym. Aparatura została zaprojektowana i zbudowana tak, aby umożliwić chłodzenie materii do stanu degeneracji kwantowej, zwanej kondensatem Bosego-Einsteina, na drodze czysto optycznej, w oparciu o pułpkę optyczną dipolową. Ultrazimna materia, przygotowana w pułpce optycznej, otwiera szereg nowych obszarów dla eksperymentatorów, do tej pory niedostępnych w Polsce. W rozprawie przedstawione zostaną nowe pola badawcze otwierające się dzięki powstałej aparaturze oraz pierwsze wyniki związane z nieliniowymi efektami magnetoptycznymi w próbie zimnych atomów uwięzionych w optycznej pułpce dipolowej.

Na początku pracy nad przygotowaniem nowego stanowiska eksperymentalnego staliśmy przed wyzwaniem zaprojektowania oraz wykonania nowatorskiej aparatury, wdrożenia niestosowanych wcześniej w Polsce technik eksperymentalnych oraz prezentacji nowych możliwości badawczych. Podjęcie takiego przedsięwzięcia wiązało się z dużymi nakładami pracy inżynierskiej. W zakres pracy wchodziło zarówno zaadoptowanie nowego pomieszczenia laboratoryjnego dla nowej aparatury, analiza obecnego stanu wiedzy na temat metod optycznego chłodzenia atomów rubidu pod kątem wyboru optymalnej dla naszych zastosowań metody i ostatecznie wybór konkretnych technik i sprzętu. Proces opracowywania koncepcji oraz dyskusja zastosowanych rozwiązań znajduje się w rozdziale drugim, a w rozdziale trzecim opis wyników uzyskanych dzięki skonstruowanej aparaturze.

Ostatni, czwarty rozdział, poświęcony jest eksperymentowi z zimnymi atomami strontu w sieci optycznej, który jest kluczową częścią pierwszego polskiego atomowego zegara optycznego. Zawiera wprowadzenie do metrologii czasu i częstotliwości przy pomocy zegarów optycznych oraz opisy aparatu-

tury skonstruowane przez autora. Ponadto przedstawione są tam, niezbędne dla klarowności opisu, inne części składowe zegara optycznego oraz wyniki pomiarów związane z jego uruchomieniem.

Wkład autora

Opisane w tej pracy doświadczenia realizowane były w wieloosobowych zespołach badawczych w Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie i w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu. W związku z tym przedstawiony jest osobisty wkład autora w przygotowanie i przeprowadzenie doświadczeń.

Autor brał udział we wszystkich pracach związanych z budową nowej aparatury badawczej do chłodzenia i pułapkowania rubidu, włączając w to opracowanie koncepcji i projektu nowego stanowiska badawczego, po jego realizację oraz pierwsze badania zrealizowane za pomocą nowej aparatury. Opisane w rozdziałach 2 i 3 rezultaty są bezpośrednio przeprowadzone przez autora. Część układu, w budowie której autor również brał udział, nie została włączona do tej rozprawy. Razem z wynikami pomiarów zrealizowanych przy jej pomocy została szczegółowo omówiona w równoległe przygotowywanej rozprawie Artura Stabrawy pt. *Nieliniowe zjawiska optyczne w ultra-zimnych atomach rubidu* [10].

Rezultaty przedstawione w rozdziale 4 są efektem wkładu autora w budowę optycznego zegara atomowego (projekt POZA – Polski Optyczny Zegar Atomowy) w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (KL FAMO). Autor przygotował nową wersję stanowiska do chłodzenia i pułapkowania atomów strontu w sieci optycznej oraz precyzyjnej spektroskopii przejścia zegarowego, która pozwoliła na włączenie tego eksperymentu do pracy zegara atomowego, jako jednego z dwóch używanych tamże atomowych wzorców częstotliwości. Prezentowane wyniki dotyczące porównania stabilności zegarów atomowych oraz dokładności skonstruowanych wzorców są zasługą pracy całego zespołu zaangażowanego w przygotowanie eksperymentu POZA. Autor był bezpośrednio odpowiedzialny za przeprowadzenie pomiarów w przygotowanym przez siebie wzorcu atomowym podczas porównywania stabilności zegarów.

Szczegółowo zadania zrealizowane przez autora w ramach prezentowanej rozprawy są zebrane w podpunktach z podziałem na eksperymenty.

Wkład w eksperyment z zimnymi atomami Rb w pułapce optycznej:

- ✓ Przegląd i analiza obecnego stanu wiedzy na temat otrzymywania kondensatu Bosego-Einsteina w pułapach optycznych.
- ✓ Koncepcja układu próżniowego, projekty najważniejszych części i ich rysunki techniczne.
- ✓ Koncepcja, symulacje, wykonanie oraz testy pułapki 2D-MOT.
- ✓ Dominujący wkład w budowę, wygrzewanie i uruchomienie aparatury próżniowej opisanej w rozdziale 2.1.
- ✓ Wdrożenie komputerowego sterowania eksperymentem (rozdział 2.3).
- ✓ Udział w pracach nad częścią laserową służącą zbieraniu atomów w 2D-MOT i 3D-MOT.
- ✓ Projekt różnych wariantów optycznej pułapki dipolowej oraz udział w pracach nad ich wykonaniem i opracowaniem procesu ładowania pułapki dipolowej zimnymi atomami.
- ✓ Projekt i montaż osłony magnetycznej dla komórki eksperymentalnej, wykonanej przez firmę *Magnetic Shielding*.
- ✓ Udział w pomiarach służących diagnostyce i optymalizacji przygotowywanego układu.
- ✓ Budowa pułapki dipolowej z wykorzystaniem lasera o długości fali 1070 nm oraz układu pomiarowego do badania nieliniowych efektów magneto-optycznych.
- ✓ Pierwsze pomiary rotacji Faradaya w zimnych atomach ^{87}Rb w pułapce dipolowej.
- ✓ Przygotowanie pułapki dipolowej do badania koherencji zeemanowskich w pułapce dipolowej.

Wkład w uruchomienie Polskiego Optycznego Zegara Atomowego opartego na atomach strontu w sieci optycznej:

- ✓ Przebudowanie układu próżniowego umożliwiające instalację czujników monitorujących temperaturę oraz wnęki optycznej dla wytworzenia sieci optycznej.
- ✓ Implementacja nowego układu cewek magnetycznych do kompensowania zewnętrznych pól magnetycznych w komorze eksperymentalnej.
- ✓ Budowa układu mechanicznego, elektronicznego oraz laserowego dla rezonatora wnęki optycznej wytwarzającej sieć optyczną.
- ✓ Przebudowa i modyfikacja układów tworzących pułapki magneto-optyczne dla atomów strontu.

- ✓ Przygotowanie układu detekcji zimnych atomów strontu - budowa obiektywu oraz uruchomienie kamery.
- ✓ Uruchomienie w komorze sieci optycznej dla atomów strontu oraz optymalizacja procedury ładowania jej zimnymi atomami strontu.
- ✓ Przygotowanie wiązki próbkującej pochodzącej ze stabilnego i wąskiego lasera dedykowanego do spektroskopii przejścia zegarowego.
- ✓ Realizacja precyzyjnej spektroskopii przejścia zegarowego umożliwiającą włączenie zbudowanego wzorca do prac w ramach Polskiego Optycznego Zegara Atomowego.

Rozdział 1

Wybrane zagadnienia teoretyczne

Rozdział przedstawia istotne z punktu widzenia omawianych technik badawczych i wyników eksperymentów zagadnienia teoretyczne oraz wybrane zastosowania metrologiczne zimnych atomów pułapkowanych optycznie. Zagadnienia tego rozdziału zostały wyselekcjonowane pod kątem przejrzystości wywodu, aby oddzielić je od części poświęconej aparaturze i wynikom eksperymentów. Część zagadnień teoretycznych znalazła się jednak poza tym rozdziałem. Umieszczona jest w następnych częściach, tam, gdzie poruszane są poszczególne tematy.

1.1. Miara niestabilności wzorców częstotliwości

Zagadnienia dotyczące opisywania niestabilności wzorców czasu i częstotliwości są klasycznymi zagadnieniami związanymi z tą tematyką. Wiedza na temat tych zagadnień jest dobrze ugruntowana i opisana w podręcznikach i historycznych już pracach [11–14]. Ponieważ jednak omówienie miar niestabilności jest kluczowe dla zrozumienia ważnych wyników prezentowanych w rozdziale 4 dotyczącym optycznego zegara atomowego, dla usystematyzowania różnej nomenklatury stosowanej w literaturze oraz klarowności wywodu pozwolę sobie przytoczyć klasyczne omówienie powszechnie stosowanej miary niestabilności wzorców częstotliwości wyrażanej poprzez wariancję i odchylenie Allana. Samo zagadnienie popularniejsze jest wśród inżynierów zajmujących się telekomunikacją niż fizyków z dziedziny fizyki atomowej.

Rozpocznijmy rozumowanie prowadzące do analizy miar niestabilności od rozważenia napięcia wyjściowego sinusoidalnego oscylatora:

$$u(t) = [U_0 + \varepsilon(t)] \sin(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)). \quad (1.1)$$

U_0 – znamionowa amplituda napięcia (stała z założenia),

ν_0 – znamionowa wartość częstotliwości (stała z założenia),

$\varepsilon(t)$ – wahania amplitudy - pomijalnie małe ($U_0 \gg \varepsilon(t)$),

$\varphi(t)$ – chwilowa dodatkowa faza, która jest mała w porównaniu z wyrazem $2\pi\nu_0 t$ i ma charakter przypadkowy.

Częstotliwość chwilowa sygnału jest sumą składowej stałej ν_0 oraz składowej zmiennej

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \nu_0 + \nu_v(t), \quad (1.2)$$

gdzie wprowadzamy oznaczenie $\nu_v(t) = 1/2\pi \, d\varphi(t)/dt$ dla składowej zmiennej. Dalej wprowadzamy względne odchylenie częstotliwości chwilowej od wartości znamionowej:

$$y(t) \equiv \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad (1.3)$$

Wprowadzamy też wielkość (o wymiarze czasu) proporcjonalną do fazy chwilowej, zwaną fluktuacjami fazy lub czasem fazowym:

$$x(t) \equiv \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0} = \int_0^t y(t') dt' \quad (1.4)$$

Wprowadzone względne odchylenie częstotliwości $y(t)$ i jego całkę, czyli czas fazowy $x(t)$ możemy traktować jako procesy losowe i opisywać metodami statystycznymi.

Zazwyczaj rzeczywiste oscylatory, oprócz losowych wahań częstotliwości wokół pewnej wartości znamionowej, wykazują też pewien systematyczny dryf częstotliwości z upływem czasu, co możemy opisać jako

$$y(t) = y_r(t) + at + y_0 \quad (1.5)$$

oraz

$$x(t) = x_r(t) + \frac{at^2}{2} + y_0 t. \quad (1.6)$$

Przy czym a jest współczynnikiem starzenia, y_0 - pewnym przesunięciem początkowym, zaś $x_r(t)$ i $y_r(t)$ rozumiemy jako rzeczywiste procesy losowe.

Pomiar częstotliwości w pewnym skończonym przedziale czasu τ , zastępuje nam wyznaczenie chwilowych próbek procesu losowego $y(t)$, w wyniku otrzymujemy pewną średnią w skończonym przedziale czasu τ . Pomiarów średniej dokonywane w regularnych odstępach czasu $T = t_{k+1} - t_k$ (indeks k numeruje kolejne przedziały czasu) wyrażamy

$$\overline{y}_k(t_k, \tau) = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t) dt = \frac{1}{\tau} [x(t_k + \tau) - x(t_k)], \quad (1.7)$$

przy czym $T - \tau$ to czas przerwy między pomiarami, zwany czasem martwym. Wyniki N takich pomiarów w kolejnych przedziałach czasu wynoszą $\overline{y}_k(t_k, \tau) = \overline{y}_1, \overline{y}_2, \dots, \overline{y}_N$.

Analizę wyników takich próbek procesu losowego $y(t)$ można przeprowadzić w dziedzinie czasu bądź częstotliwości. Dla naszych zastosowań i potrzeb tej rozprawy istotniejsze są rozważania w dziedzinie czasu, dlatego zostaną tu omówione. Stosując analizę czasową można wyznaczyć takie wielkości jak rozkład prawdopodobieństwa lub gęstość prawdopodobieństwa procesu. Jeśli rozkład prawdopodobieństwa jest normalny, można wyznaczyć wariancję czy odchylenie standardowe takiego zbioru próbek.

Staramy się mierzyć odcinki bez czasu martwego. Wartość średnia w zbiorze N próbek:

$$\langle \overline{y}_k \rangle_N = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \overline{y}_k. \quad (1.8)$$

Wariancja:

$$\sigma_y^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\overline{y}_i - \langle \overline{y}_k \rangle_N)^2 \quad (1.9)$$

Jeśli mamy do czynienia z prawdziwym procesem losowym, to

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \langle \overline{y}_k \rangle_N = 0, \quad (1.10)$$

zaś

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \sigma_y^2(N, T, \tau) = \sigma^2(\tau) \quad (1.11)$$

powinna dążyć do prawdziwej wartości wariancji $\sigma_y(\tau)$ procesu, jeśli taka istnieje. Nawet po usunięciu przesunięcia początkowego i liniowego dryfu występujących we wzorze 1.5, wariancja z próby zależy od wszystkich zmiennych N, T, τ , co oznacza, że nie jest uprawnione stosowanie wariancji wyrażonej przez drugi moment rozkładu zmiennej losowej z wzoru 1.9 do opisu danych eksperymentalnych, a wspomniana granica nie istnieje.

W latach 60-tych XX w. Allan [12] i Barnes [11] zaproponowali wielkość, znaną dziś popularnie pod nazwą *wariancja Allana*, która jest zbieżna w wielu przypadkach dla skończonych wartości N, T, τ .

$$\langle \sigma_y^2(N, T, \tau) \rangle = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \sigma_{yi}^2(N, T, \tau). \quad (1.12)$$

$\sigma_{yi}^2(N, T, \tau)$ oznacza tu wariancję z i -tej próby wyrażonej wzorem 1.9.

W praktycznych zastosowaniach największą popularność zdobyła wariancja Allana dla $N = 2$, ponieważ oferuje niezwykle prostotę w przetwarzaniu danych pomiarowych.

$$\langle \sigma_y^2(2, T, \tau) \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^2 \left(\bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^2 \bar{y}_k \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)^2 \rangle \quad (1.13)$$

W praktyce można sprawić by czas martwy $(T - \tau)$ był znikomo mały, aby przyjąć $\tau = T$. Biorąc pod uwagę skończony zbiór danych pomiarowych kolejnych $\bar{y}_k$, wzór 1.13 przybiera postać najczęściej spotykaną

$$\langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle = \left\langle \frac{[x(t_k + 2\tau) - 2x(t_k + \tau) + x(t_k)]^2}{2\tau^2} \right\rangle \quad (1.14)$$

Wariancję Allana dla $N = 2$ i $\tau = T$ przyjmuje się jako zalecaną miarę niestabilności częstotliwościowej w dziedzinie czasu i zazwyczaj przy takich założeniach używa się po prostu oznaczenia

$$\sigma_y^2(\tau) = \langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle. \quad (1.15)$$

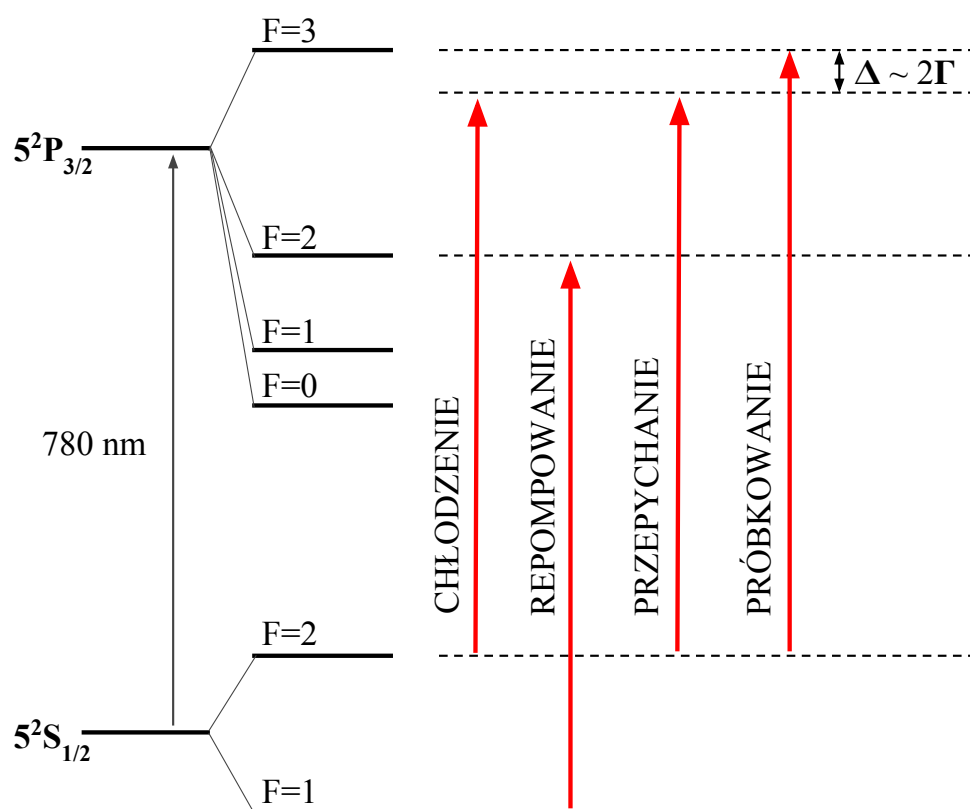
Konwencja taka została przyjęta również w tej rozprawie i tam gdzie mowa o wariancji lub odchyleniu Allana ($\sigma_y(\tau)$), zakładamy, że chodzi o przypadek omówiony powyżej.

1.2. Struktura poziomów energetycznych rubidu

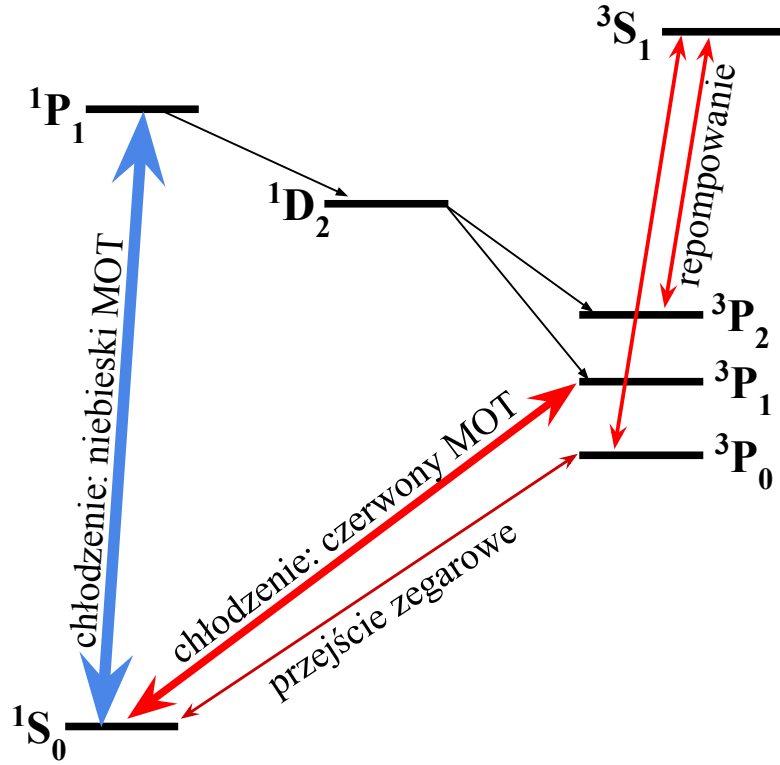
Większość eksperymentów z laserowym chłodzeniem i pułapkowaniem atomów metali alkalicznych, do których zalicza się rubid, wykorzystuje zamknięte przejścia cykliczne leżące w zakresie optycznym łatwo dostępnym w technice laserowej.

Rysunek 1.1 przedstawia uproszczoną strukturę poziomów linii D_2 w ^{87}Rb z zaznaczeniem przejść używanych w chłodzeniu i pułapkowaniu atomów ^{87}Rb w eksperymencie opisanym w rozdziałach 2 i 3.

Sprzężenie spin-orbita stanu wzbudzonego prowadzi do dobrze znanego dubletu linii D odpowiadającej przejściom $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}, ^2\text{P}_{3/2}$. Sprzężenie do spinu jądrowego $I = \frac{3}{2}$ jest przyczyną istnienia struktury nadsubtelnej zarówno stanu podstawowego jak i wzbudzonych.



Rysunek 1.1. Uproszczony schemat poziomów struktury nadsubtelnej linii D_2 w ^{87}Rb , z wyszczególnieniem przejść używanych w omawianym eksperymencie. Symbolem Δ oznaczono odstrojenie wiązek pułapkujących, które jest rzędu 2 szerokości naturalnych linii, ale zmienne w zależności od pułapki i fazy eksperymentu, szczegóły w tekście w adekwatnych opisach.



Rysunek 1.2. Uproszczony schemat poziomów strontu

1.3. Struktura poziomów energetycznych strontu

Stront, podobnie jak inne pierwiastki, często używane w zegarach optycznych z siecią (Mg, Ca, Yb, Hg), należy do metali ziem rzadkich. Ma dość prostą strukturę poziomów elektronowych i wąskie przejście interkombinacyjne. Dwa elektrony walencyjne na powłoce s skutkują pojawieniem się stanów singletowych i trypletowych. Silne przejście cykliczne $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ może być użyte do wstępnego chłodzenia i pułapkowania oraz detekcji, a znacznie słabsze $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ do dodatkowego chłodzenia do ultraniskich temperatur. Przejścia ze stanów 3P do 3S_1 są używane do repompowania atomów na przejściu chłodzącym. Pod względem zegarowym najatrakcyjniejsze jest przejście podwójnie wzbronione $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$. Dla izotopów ze strukturą nadsubtelną, mieszanie stanów struktury subtelnej powoduje, że zabronione przejście ma jednak niezerowe prawdopodobieństwo i szerokość naturalną od 1 Hz do mniej niż 1 mHz. W przypadku strontu wartość ta szacowana jest na kilka mHz [15]

W przypadku izotopów parzystych bez struktury nadsubtelnej, jak np. interesujący nas izotop ^{88}Sr , konieczne jest zastosowanie zewnętrznego pola magnetycznego, wprowadzającego moment dipolowy dla podwójnie zabronionego przejścia zegarowego $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$, poprzez mieszanie stanu 3P_0 do

3P_1 , który z kolei ma niezerowy moment przejścia do stanu 1S_0 . Indukowana częstość Rabiego dla przejścia zegarowego wyraża się jako [16]:

$$\Omega_R = \xi \sqrt{I_C} (\mathbf{B}_m \cdot \mathbf{E}_c / |\mathbf{E}_c|). \quad (1.16)$$

$\mathbf{B}_m$ oznacza wektor indukcji zewnętrznego pola magnetycznego, $\mathbf{E}_c$ – wektor pola elektrycznego światła próbkującego, a I_C natężenie światła próbkującego. Zaś stała $\xi = 198 \text{ Hz/T} \sqrt{\text{mW/cm}^2}$ wyraża indukowaną częstość Rabiego w odniesieniu do jednostkowych wartości pól mieszających. Oznacza to, że za pomocą zewnętrznych pól można sterować szerokością przejścia zegarowego, a realne parametry są całkiem korzystne: przy polu magnetycznym 1 mT i natężeniu światła 10 mW/cm^2 osiąga się częstość Rabiego ok. 2 Hz.

1.4. Pułapka optyczna

Jeśli rozważymy dwupoziomowy atom zaburzany nierezonansowym światłem $|\omega_L - \omega_0| \gg \Gamma$, obserwujemy dynamiczny efekt Starka. Dynamiczny efekt Starka powoduje przesunięcie poziomów, które wyraża się wzorem

$$\Delta E \simeq \frac{\hbar \Omega^2}{4(\omega_L - \omega_0)}, \quad (1.17)$$

w którym Ω oznacza częstość Rabiego przejścia $(\Gamma/2)\sqrt{I/I_S}$. Równanie 1.17 ma zastosowanie, jeśli spełniony jest warunek $|\omega_L - \omega_0| \gg \Omega$, wtedy można określić potencjał pułapkujący dla atomu U_{dip} [17], rozumiany jako przesunięcie stanu podstawowego. W najogólniejszym przypadku dla atomu dwupoziomowego potencjał pułapkujący wyraża się wzorem

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(\mathbf{r}). \quad (1.18)$$

Stosując przybliżenie fali wirującej, możemy napisać wyrażenie na potencjał dipolowy w prostszej formie, bardziej użytecznej do zastosowań praktycznych.

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad (1.19)$$

Przyjeliśmy, że odstrojenie $\Delta = \omega_0 - \omega_L$ jest dużo mniejsze niż ω_0 .

W optycznej pułapce dipolowej atomy są przyciągane do maksimum natężenia światła, jeśli częstość światła pułapkującego jest odstrojona ku czerwieni względem przejścia atomowego.

Jeśli natężenie światła wyrazimy przez kwadrat modułu pola elektrycznego fali świetlnej $I = |\mathbf{E}|^2$, to pozostałe stałe z wzoru 1.19 możemy wyrazić pewnym współczynnikiem α_i , zwanym polaryzowalnością atomową danego stanu:

$$U = -\frac{1}{2}\alpha_i|\mathbf{E}|^2. \quad (1.20)$$

1.4.1. Jedna wiązka laserowa jako pułapka

Dla wytworzenia gradientu natężenia światła, zdolnego wytworzyć odpowiedni potencjał pułapkujący w trzech wymiarach, możemy użyć ogniska wiązki laserowej z gaussowskim profilem natężenia odstrojonej poniżej przejścia elektronowego. Profil natężenia takiej wiązki laserowej rozchodzącej się wzdłuż kierunku z możemy napisać jako [18]:

$$I_L(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp \left[-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \quad (1.21)$$

r oznacza współrzędną radialną, $w(z)$ promień wiązki rozumiany jako odległość, gdzie natężenie światła zmniejsza się względem centrum o czynnik $1/e^2$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}. \quad (1.22)$$

w_0 oznacza najmniejszy promień w ognisku, zwany przewężeniem wiązki, $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_L$ to długość Rayleigha.

Korzystając z równania 1.19 oraz przestrzennej zależności natężenia wiązki laserowej możemy wyznaczyć potencjał pułapkujący wytworzony jedną wiązką laserową $U_{dip}(r, z) \propto I_L(r, z)$. Jako głębokość pułapki rozumiemy $U_0 = |U_{dip}(r=0, z=0)|$.

Długość Rayleigha jest większa od przewężenia wiązki o czynnik $\pi w_0 / \lambda_L$, co oznacza, że potencjał w kierunku radialnym jest znacznie bardziej stromy niż wzdłuż osi pułapki. W poprzek pułapki ruch atomów jest znacznie bardziej ograniczony niż wzdłuż.

Jeśli energia termiczna atomów w pułapce $k_B T$ jest znacznie mniejsza niż jej głębokość U_0 (typowa i pożądana sytuacja w eksperymencie), co oznacza, że atomy w pułapce są rozłożone w stosunkowo małym obszarze względem w_0 i z_R , potencjał pułapkujący możemy przybliżyć harmonicznym potencjałem cylindrycznie symetrycznym:

$$U_L(r, z) \simeq -U_0 \left[1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (1.23)$$

Częstości własne oscylacji w kierunku poprzecznym ω_r i radialnym ω_z wyrażają się następująco:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}, \quad (1.24)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}, \quad (1.25)$$

gdzie m jest masą atomu w pułapce.

1.4.2. Atomy w sieci 1D

Podobne rozumowanie do przedstawionego dla pułapki wytworzonej jedną wiązką laserową możemy przeprowadzić dla fali stojącej powstałej np. przez odbicie tej wiązki. Ograniczenie w kierunku radialnym pozostaje takie samo jak poprzednio, zaś wzdłuż osi pułapki ograniczenie jest zadane przez periodyczność fali stojącej wytworzonej światłem o długości fali λ_L , więc częstości własne ruchu wzdłuż osi stają się znacznie większe niż w kierunku radialnym. Potencjał dipolowy powstały przez dynamiczny efekt Starka w tym wypadku wyraża się jako [19]:

$$U(r, z) = 4U_0 e^{-2r^2/w(z)^2} \cos^2(2\pi z/\lambda_L). \quad (1.26)$$

Głębokość pułapki zaś dana jest przez:

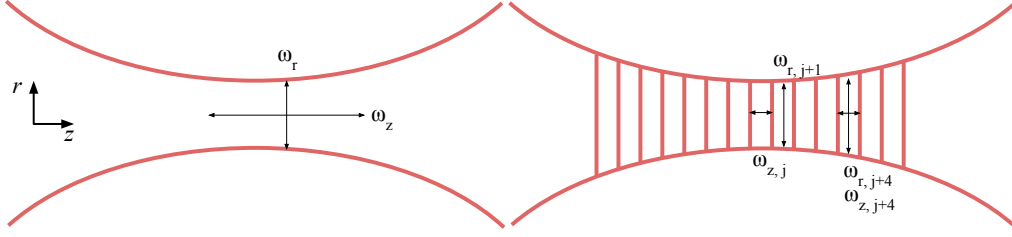
$$U_0 = \alpha_i P / c\epsilon_0 \pi w(z)^2, \quad (1.27)$$

przy czym P oznacza całkowitą moc wiązki świetlnej tworzącej pułapkę. W tym wypadku częstości własne pułapki możemy wyrazić za pomocą polaryzowalności oraz mocy światła pułapkującego:

$$\omega_r = \frac{1}{w_0^2} \sqrt{\frac{16\alpha_i P}{c\epsilon_0 m \pi}}, \quad (1.28)$$

$$\omega_z = \frac{1}{w_0 \lambda_L} \sqrt{\frac{32\pi\alpha_i P}{c\epsilon_0 m}}. \quad (1.29)$$

Łącząc wzory wyrażające częstości pułapki 1.28 i 1.29 z powyższymi, możemy głębokość U_0 wyrazić w bardziej praktyczny sposób, zastępując za-



Rysunek 1.3. Ilustracja różnicy częstości własnych pułapki dipolowej z jedną wiązką (po lewej) i sieci optycznej (po prawej).

leżność od mocy i przewężenia, częstością własną oscylacji w kierunku podłużnym, o wiele łatwiej dostępną w pomiarach bezpośrednich.

$$U_0 = \omega_z^2 \frac{m^2 \lambda_L^4}{4\pi^2 \hbar^2} E_R \quad (1.30)$$

W równaniu pojawiła się powszechnie stosowana do wyrażania głębokości pułapki wielkość – energia odrzutu związana z fotonami sieci $E_R = \hbar^2/2m\lambda_L^2$.

W przypadku jednowymiarowej sieci potencjał w każdym węźle może być przybliżony przez potencjał oscylatora harmonicznego z różnymi częstościami w kierunku podłużnym ω_z i poprzecznym ω_r . Kolejne węzły sieci są numerowane indeksem j .

$$U_j(r, z) = \frac{m}{2} \omega_{jr}^2 r^2 + \frac{m}{2} \omega_{jz}^2 z^2 \quad (1.31)$$

Różnica między częstościami własnymi pułapki jednowiązkowej a sieci optycznej przedstawiona jest na rysunku 1.3.

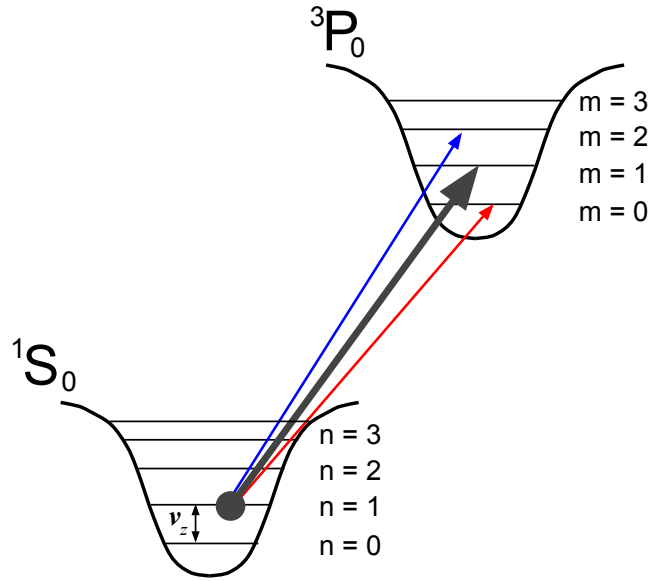
Interesująca nas sytuacja ma miejsce, jeśli atomy są chwymane w sieci optycznej utworzonej przez falę stojącą w pionowym rezonatorze. Promień wiązki laserowej w_0 w modzie podstawowym w środku rezonatora optycznego wytworzonego dwoma lustrami o tej samej krzywiznie r , oddalonymi od siebie o d wyraża się przez [18]:

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{d(2r - d)}. \quad (1.32)$$

Finezja $\mathcal{F}$ rezonatora złożonego z dwóch lusterek o różnych współczynnikach odbicia R_1 i R_2 , równa stosunkowi zakresu $\Delta\lambda$ do połówkowej szerokości pasma transmitowanego przez wnękę $\delta\lambda$, może być przybliżona jako

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\pi(R_1 R_2)^{\frac{1}{4}}}{1 - (R_1 R_2)^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.33)$$

Przy założeniu idealnie gaussowskiego modu poprzecznego wiązki lasero-



Rysunek 1.4. Ilustracja układu poziomów oscylacyjnych w oczkach sieci optycznej. Pokazane jest przejście używane w precyzyjnej spektroskopii zegarowej, indeksami n i m zaznaczono podłużne poziomy oscylacyjne w pułapce, odpowiednio dla dolnego i górnego poziomu. Strzałkami zaznaczono przejście główne bez zmiany stanu oscylacyjnego oraz przejścia ze zmianą stanu oscylacyjnego (niebieskie i czerwone strzałki) odpowiadające za pojawienie się podłużnych pasm bocznych w spektroskopii zegarowej.

wej, tworzącej sieć optyczną, potencjał pułapki w pobliżu przewężenia wiązki możemy zapisać jako (uwzględniając potencjał grawitacyjny):

$$U(z, r) = -U_0 \cos^2(kz) \exp \left[-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] + mgz, \quad (1.34)$$

gdzie $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ oznacza odległość poprzeczną od osi sieci, z jest współrzędną podłużną, $k = 2\pi/\lambda$ wektorem falowym sieci, g przyspieszeniem grawitacyjnym, a m to masa atomu. Pułapka tworzy pionowy stos elipsoidalnych dołków potencjału, których stosunek wymiaru osiowego do poprzecznego jest określony przez długość fali sieci oraz rozmiar ogniska wiązki. Potencjał grawitacyjny wprowadza przesunięcie między kolejnymi oczkami sieci rzędu 1 kHz, tym samym zapobiega tunelowaniu atomów między węzłami sieci [20].

Spektroskopia przejścia zegarowego w sieci 1D

Rysunek 1.4 ilustruje schematycznie zasadę wykonywania spektroskopii przejścia zegarowego w jednowymiarowej sieci optycznej. Z każdym oczkiem sieci wiąże się drabinka stanów oscylacyjnych. Wykonując spektroskopię przejścia zegarowego mamy do czynienia z przejściem centralnym

(bez zmiany stanu oscylacyjnego) oraz przejściami, w których stan oscylacyjny w pułapce zmienia się o 1, których rezultatem jest pojawienie się dodatkowych linii w spektroskopii w odległości ν_z po obu stronach linii centralnej, zwanych pasmami bocznymi. Jeśli odległość ν_z jest znacznie większa niż szerokość badanych przejść, mówimy o reżimie rozdzielonych pasm bocznych.

Ruch atomów w sieci optycznej jest mocno ograniczony wzdłuż osi pułapki, oznaczanej wcześniej jako kierunek podłużny z . Zaś w kierunku poprzecznym ograniczenie jest znacznie słabsze, zadane przez gaussowski profil natężenia wiązki tworzącej sieć. Skutkuje to tym, że atomy mogą swobodniej poruszać się w kierunku radialnym, zatem w zależności od pozycji r odczuwają nieco inny potencjał. Co za tym idzie w zależności od pozycji r w oczkach zmienia się częstość podłużna. W przypadku częstości centralnej, odpowiadającej przejściu z poziomu podstawowego do wzbudzonego bez zmiany stanu oscylacyjnego w sieci (rysunek 1.4), nie ma to znaczenia, ponieważ wpływ pozycji radialnej będzie taki sam dla obu stanów. Nie jest to jednak obojętne dla przejść, w których następuje zmiana stanu oscylacyjnego, te przejścia są czułe na ruch w kierunku poprzecznym. Oznacza to, że z pasmami bocznymi, będzie się wiązać pewne niesymetryczne poszerzenie. Rozmiar poszerzenia zależy od średniej odległości atomu od osi pułapki, zatem od temperatury związanej z ruchem radialnym oraz parametrów geometrycznych potencjału tworzącego sieć. Warto też zauważyć, że w rzeczywistości pułapka nie jest idealnie harmoniczna. Anharmoniczność objawia się tym, że odległość między wyższymi stanami oscylacyjnymi się zmniejsza, co objawia się jako dodatkowe poszerzenie pasm bocznych w kierunku linii centralnej.

Stosując przybliżenie potencjału harmonicznego, częstotliwość drgań własnych w kierunku podłużnym i poprzecznym w sieci jednowymiarowej możemy wyrazić następująco

$$\nu_z = 2\nu_{rec}\sqrt{\frac{U_0}{h\nu_{rec}}}, \quad (1.35)$$

$$\nu_r = \sqrt{\frac{U_0}{m\pi^2w_0^2}}. \quad (1.36)$$

W tych definicjach $\nu_{rec} = E_R/h$ odnosi się do częstotliwości odrzutu związanej ze wspomnianą wcześniej energią odrzutu. Dzięki tym relacjom możemy wyznaczyć głębokość naszej pułapki oraz rozmiar wiązki, poprzez pomiar częstości poprzecznych i podłużnych.

Do praktycznego wyznaczenia przewężenia sieci, możemy skorzystać z zależności wyrażającej stosunek częstotliwości własnych:

$$\frac{\nu_z}{\nu_r} = \frac{\sqrt{2\pi}w_0}{\lambda_L}. \quad (1.37)$$

1.4.3. Magiczna długość fali

Działanie sieci optycznej opiera się na utrzymywaniu atomów siłą pochodzącą od gradientu pola elektrycznego działającą na moment dipolowy indukowany w atomach światłem laserowym. Dla izolowanego układu dwóch poziomów (jak w dyskusji dynamicznego efektu Starka powyżej) przesunięcia dla górnego i dolnego poziomu są takie same co do wartości, a różnią się tylko znakiem. Jeśli zaś zostaną uwzględnione sprzężenia do wszystkich możliwych stanów, to przesunięcia te są różne. Przekłada się to na zmianę częstości badanego przejścia zależną od głębokości pułapki, a więc od natężenia światła. Polaryzowalności stanów są zależne od polaryzacji i częstości światła laserowego tworzącego sieć optyczną. W pewnych szczególnych warunkach możliwe jest dobranie długości fali światła tworzącego sieć tak, aby polaryzowalności stanów przejścia zegarowego były równe, zatem stany te doznają identycznych przesunięć. W ten sposób możliwe jest badanie przejścia zegarowego niezaburzonego światłem pułapki dipolowej. Takie rozwiązanie, w którym do celów zegarowych korzystamy z tego, że polaryzowalności obu stanów są równe, po raz pierwszy zaproponowała grupa Katoriego w 2003 roku [21]. Rozwiązanie takie może być zrealizowane praktycznie dlatego, że o wiele dokładniej potrafimy wyznaczać częstotliwość niż natężenie światła. Technika taka zwana jest „magiczną długością fali” (*ang. magic wavelenght*).

Magiczna długość fali dla izotopu ^{88}Sr została zmierzona, jak dotąd najdokładniej wyznaczona wartość wynosi 813,42 757(62) nm (w próżni) lub wyrażona w częstotliwości fali 368 554,58(28) GHz [22,23].

Niestety wpływ światła sieci, który jak pokazano, może być zminimalizowany poprzez użycie odpowiedniej długości fali, nie jest jedyny. Podobny niekorzystny efekt będzie wywierać promieniowanie termiczne w zakresie mikrofalowym, którego obecność w komorze eksperymentalnej jest nieunikniona (dopóki nie schłodzimy całej aparatury). Dyskusję wpływu promieniowania ciała doskonale czarnego na przesunięcie poziomów elektronowych omówiono w rozdziale 4.3.

1.5. Zegary atomowe jako grawimetry

Ciekawym zastosowaniem metrologicznym optycznych zegarów atomowych omawianych w rozdziale 4 jest użycie ich w roli grawimetrów. Zgodnie z ogólną teorią względności [24] dwa zegary umieszczone na różnych wysokościach nad powierzchnią Ziemi mogą posłużyć do wyznaczania potencjału grawitacyjnego [25, 26].

Zmiana częstotliwości względnej zegarów w zależności od lokalnej różnicy potencjału grawitacyjnego $g\Delta h$ wynosi [27]

$$\frac{\delta f}{f_0} = \frac{g\Delta h}{c^2}. \quad (1.38)$$

Dla różnicy wysokości $\Delta h = 10$ cm, względna różnica częstotliwości zegara wynosi $\frac{\delta f}{f_0} \simeq 10^{-17}$.

Porównując zegary umieszczone na różnych wysokościach, uwzględniamy poprawkę na lokalne pole grawitacyjne. Potencjał grawitacyjny wyznaczony jest obecnie różnymi metodami z dokładnością do różnicy wysokości 30 cm [28]. Oznacza to, że dzięki osiąganym współcześnie dokładności zegarów optycznych, możemy zwiększyć precyzję wyznaczania lokalnego potencjału pola grawitacyjnego przy ich pomocy.

Rozdział 2

Aparatura do chłodzenia i pułapkowania atomów rubidu

Rozdział zawiera szczegółowy opis elementów, które składają się na stworzone stanowisko badawcze z zimnymi atomami rubidu w optycznej pułapce dipolowej. Omówiony jest też proces przygotowywania koncepcji, rozważane warianty oraz budowa aparatury.

Przebieg eksperymentu dzieli się na kilka podstawowych etapów. W pierwszej fazie, atomy rubidu są dostarczane w postaci gorących par do górnej komórki szklanej, gdzie pracuje dwuwymiarowa pułapka magneto-optyczna (2D-MOT). Dzięki chłodzeniu tylko w kierunku poprzecznym do osi pułapki wytwarzany jest strumień wstępnie schłodzonych atomów. Tak przygotowana wiązka atomowa jest źródłem rubidu dla trójwymiarowej pułapki magneto-optycznej (3D-MOT), przestrzennie oddzielonej, znajdującej się w dolnej części aparatury próżniowej.

Kolejnym krokiem, po zebraniu odpowiednio dużej próbki atomów w temperaturze kilku mili-kelwinów, jest przeładowanie ich do pułapki optycznej dipolowej (ODT), która przestrzennie przekrywa się z 3D-MOT.

Ostatnim etapem eksperymentu jest próbkowanie i detekcja, które mogą odbywać się na różne sposoby i w różnych konfiguracjach, co opisane jest szczegółowo w kolejnych częściach pracy poświęconej konkretnym pomiarom.

2.1. Aparatura próżniowa

Eksperymenty z laserowym chłodzeniem i pułapkowaniem neutralnych atomów w ultraniskich temperaturach [29–31] wymagają niezwykle rygorystycznych warunków izolacji próbek badawczych od otoczenia, dlatego ważnym aspektem projektowania nowej aparatury jest przygotowanie stanowiska próżniowego.

Konieczność budowy nowego układu eksperymentalnego z zimnymi atomami rubidu, była podyktowana w dużej mierze zbyt wysokimi poziomami ciśnienia, rzędu $\sim 10^{-9}$ mbar, jaki był osiągany w układach wcześniej skon-

struowanych i używanych do tej pory w Zakładzie Fotoniki. Wymiennie dla określenia zbyt *wysokiego ciśnienia* będziemy mówić też równoważnie o zbyt *słabej próżni* lub zbyt *niskim poziomie próżni*.

Po szczegółowe opisy wielu kolejnych wariantów poprzednio stosowanych układów próżniowych odsyłam do prac doktorskich zrealizowanych w poprzednich latach w Zakładzie Fotoniki UJ [32–38]. Zasadnicze ograniczenie tych rozwiązań polegało na zastosowaniu komory eksperymentalnej, do której bezpośrednio były dostarczane pary rubidu, co ograniczało możliwość obniżenia ciśnienia podczas pracy poniżej poziomu 10^{-9} mbar. Rozwiązaniem tego problemu jest zastosowanie chłodzenia dwuetapowego, w dwusekcyjnej komorze próżniowej, gdzie sekcja dostarczania par atomowych (i wstępnego chłodzenia) jest oddzielona od sekcji eksperymentalnej przegrodą pozwalającą na pompowanie różnicowe obu sekcji, co pozwala osiągnąć znacznie niższe ciśnienie w komórcie eksperymentalnej. To z kolei bezpośrednio przekłada się na dłuższe czasy życia w konstruowanych pułapkach dla atomów, a taka była właśnie główna motywacja do stworzenia koncepcji i budowy nowej aparatury próżniowej.

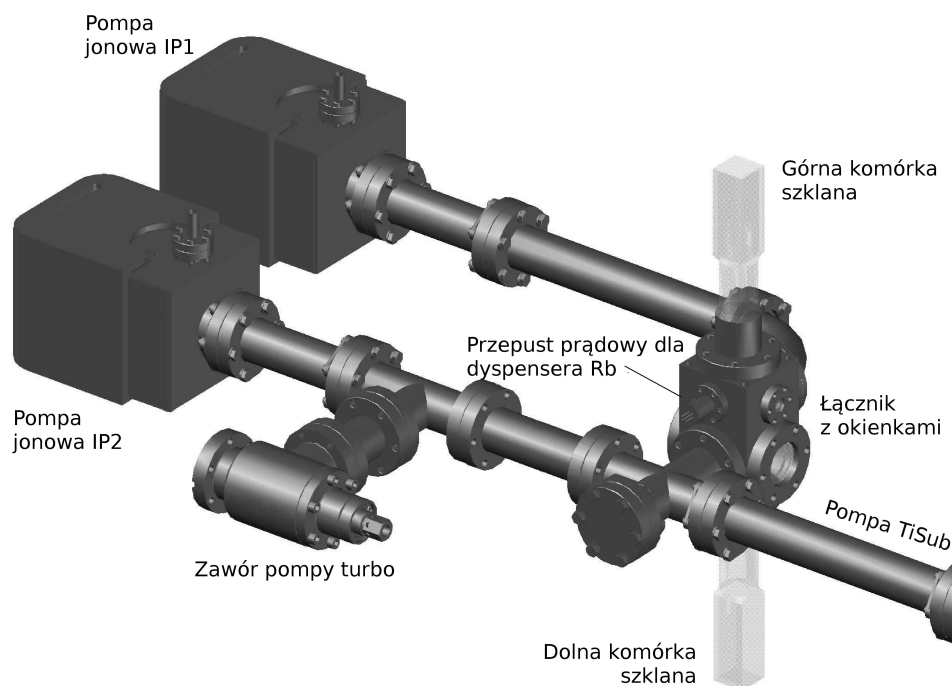
2.1.1. Założenia projektowe

Chłodzenie i pułapkowanie zimnych atomów, wliczając w to osiągnięcie stanu degeneracji kwantowej w kondensacie Bosego-Einsteina [39–42], możliwe jest tylko w warunkach ultra wysokiej próżni (UHV).

Aby zapewnić odpowiednie warunki próżniowe w komórcie eksperymentalnej, jednocześnie zachowując szybkie ładowanie atomów rubidu do pułapki tam umieszczonej, konieczne jest oddzielenie przestrzenne obszaru dostarczania par rubidu od obszaru docelowego chwytania zimnych atomów. Jednocześnie należy mieć na uwadze, że zbyt duża odległość między tymi obszarami zwiększa straty podczas transferu atomów. Niezbędne jest, aby odległość między regionem eksperymentu UHV a obszarem zbierania atomów z par była jak najmniejsza.

W opisywanej tu aparaturze atomy rubidu będą dostarczane do górnej komórki szklanej, wstępnie schładzane, a następnie transportowane do dolnej komórki, utrzymywanej w warunkach UHV. Do połączenia całej aparatury zaplanowano niestandardowy element próżniowy w postaci kostki z portami na okienka i dołączanie poszczególnych części. Poniżej przeprowadzona jest dokładna dyskusja zastosowanych rozwiązań.

Przy projektowaniu układu próżniowego, postawiono szereg wymagań, które musiały zostać spełnione. Jednym z priorytetów, nie związanych bezpo-



Rysunek 2.1. Pierwsza wersja aparatury próżniowej jaka została zaprojektowana i zbudowana. w późniejszej wersji zrezygnowano z pompy sublimacyjnej na rzecz pompy getterowej oraz dołączono miernik próżni pozwalający precyzyjnie monitorować ciśnienie w dolnym ramieniu. Szczegóły na temat zastosowanych rozwiązań omówione w dalszej części tekstu.

średnio z planami naukowymi, było stworzenie układu kompaktowego, zbudowanego modułowo, łatwego w transporcie. Ten aspekt trzeba było mieć na uwadze, ze względu na planowany transport aparatury do nowego budynku Instytutu Fizyki na III kampusie Uniwersytetu Jagiellońskiego, który miał nastąpić w perspektywie kilku lat od początku budowy nowego stanowiska eksperymentalnego. Transport aparatury i ponowne jej uruchomienie w nowym pomieszczeniu laboratoryjnych faktycznie miał miejsce w listopadzie 2014 roku. Wnioski i spostrzeżenia na ten temat są zamieszczone w dalszej części tego rozdziału (czytaj 2.1.12).

Szereg założeń przy projektowaniu aparatury:

- ✓ Zapewnienie stabilnych warunków UHV w komorze eksperymentalnej, przy jednoczesnym efektywnym dostarczaniu atomów do eksperymentu.
- ✓ Zapewnienie dostępu optycznego dającego elastyczność w prowadzeniu wiązek laserowych oraz obserwacji i detekcji badanych próbek atomowych.
- ✓ Uwzględnienie możliwości wprowadzenia wiązek pułapki dipolowej w bliskiej podczerwieni.

- ✓ Możliwość wytworzenia w komorze eksperymentalnej dużych pól magnetycznych oraz ich dostatecznie dokładna kontrola. Wymaganie to wiąże się z planami wykorzystania magnetycznych rezonansów Feshbacha [43–48].
- ✓ Zapewnienie budowy modułowej ułatwiającej transport.
- ✓ Uwzględnienie potrzeby ekranowania magnetycznego dla niektórych zastosowań badawczych, zwłaszcza związanych z magnetometrią.

Zaprojektowano aparaturę mającą spełnić wszystkie stawiane wymagania. Pierwszy projekt aparatury próżniowej przedstawiony jest na rysunku 2.1.

Dla zapewnienia dostępu optycznego na pożądanym poziomie oraz zachowania małych rozmiarów zdecydowano się na użycie komórek szklanych. Głównym czynnikiem decydującym o tym wyborze były małe wymiary komórek, co pozwala umieścić cewki magnetyczne blisko próbek atomowych. Jednak wybór komórki szklanej zamiast standardowej metalowej komory próżniowej z portami dla okienek implikuje spore ograniczenie w dostępie optycznym. Raz wybrany kształt komórki oraz pokrycia ścianek determinują zakres dostępu optycznego. W przypadku metalowej komory z portami dla okienek możliwa jest ich wymiana i wybór różnych pokryć anty-refleksyjnych dla różnych portów, co jest niezbędne przy planach używania dużej rozpiętości długości fali laserów, np. inne okienka dla lasera CO₂. W przypadku użycia okienek łatwiejsze jest też wykonanie pokryć dwustronnych, co nie jest niemożliwe dla komórek, ale znacznie trudniejsze i droższe. Istnieją komórki, których ścianki są łączone klejem, dzięki czemu mogą być pokryte anty-refleksyjnie z dwóch stron, jednak nie spełniają one rygorystycznych wymogów dla UHV. Dla planowanych eksperymentów zalety zastosowania komórki wspomniane wcześniej były jednak większe niż ograniczenia względem dużej metalowej komory.

Należy pamiętać, że ewentualna wymiana okienek w komorze próżniowej wiąże się z kłopotliwym zapowietrzaniem układu, więc elastyczność wymiany okienek wcale nie jest tak duża, jak może się wydawać, a sama operacja nie jest prosta, zwłaszcza jeśli komora jest już obudowana inną aparaturą. Sytuacja opisana w rozdziale dotyczącym przebudowy układu strontowego, związana z wymianą okienek (rozdział 4) pokazała z jakimi konsekwencjami się to wiąże. W przypadku opisywanej tu aparatury próżniowej dla rubidu, można sobie wyobrazić, że w przyszłości możliwa jest jego modyfikacja poprzez dołączenie do kostki (opisanej w następnym podrozdziale 2.1.2) komory metalowej zamiast szklanej komórki eksperymentalnej. Wymiana komórki

eksperymentalnej na inną komorę w zasadzie jest operacją tego samego kalibru, co wymiana portów w standardowej komorze metalowej, zatem można uznać, że stworzona aparatura spełnia kryterium elastyczności w długofalowym planowaniu eksperymentów.

2.1.2. Kostka centralna

Istotną częścią systemu próżniowego jest kostka, łącząca poszczególne części. Z kostki wyprowadzone są połączenia do wszystkich używanych pomp, mierników, komórek eksperymentalnych i źródła rubidu. Ponadto kostka zapewnia izolację części aparatury utrzymywanej w różnych reżimach próżniowych, poprzez zastosowanie wewnątrz grafitowych przesłon. Osiągnięcie wymagań stawianych naszej aparaturze nie byłoby możliwe przy użyciu standardowych części próżniowych, została zaprojektowana kostka dedykowana dla naszego rozwiązania. Podobnie jak reszta armatury metalowej użytej do budowy układu, kostka jest wykonana z wysokiej jakości niemagnetycznej stali nierdzewnej¹.

Rysunek 2.2 przedstawia przekrój przez kostkę łączącą komórki szklane (wymiary zewnętrzne $70 \times 70 \times 115$ mm). Wewnątrz zamocowane są dwa elementy grafitowe²: rurka oraz krążek. Rurka ma długość 34 mm oraz średnicę wewnętrzną 4 mm, zapewnia pompowanie różnicowe między dolną i środkową sekcją, z których są wyprowadzone połączenia do pomp. Krążek zaś, rozdzielający górną sekcję utrzymywaną w ciśnieniu zadanym przez źródło par rubidu od części pompowanej, ma średnicę wewnętrzną 2 mm oraz grubość 7 mm (2 mm wyżłobienia). Dodatkowo pełni funkcję ograniczenia strumienia gorących atomów z górnej komórki³. Koncepcja i projekt kostki został stworzony przez autora rozprawy, a produkcja zlecona firmie *Prevac*⁴.

Dla przytwierdzenia komórek szklanych do kostki, od góry i dołu przygotowano porty dla kołnierzy CF35. Do górnej części kostki przez flanszę CF16 doprowadzony jest skośny kanał do wprowadzenia rubidu do górnej komórki eksperymentalnej (ponad krążek grafitowy).

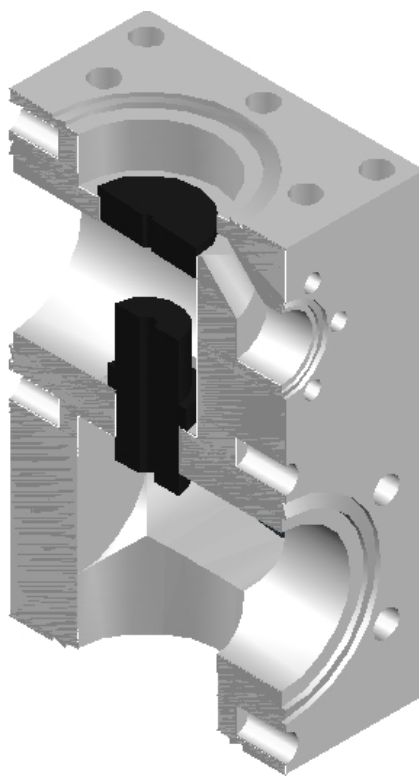
Naprzeciwko tego kanału (ale poniżej krążka grafitowego) znajduje się port CF35, przez który podłączone jest ramię dla pomp. w kierunku poprzecznym przez kostkę przewiercone są otwory umożliwiające zainstalowanie kołnierzy CF16. Mogą one być zamknięte okienkami, umożliwiającymi dostęp optyczny do strumienia atomów z górnej komórki.

¹ 1.4571/316Ti EN10088-1, X6CrNiMoTi17-12-2

² Wykonane z grafitu AXM-5QR firmy Poco Graphite, www.poco.com

³ Rysunki techniczne elementów grafitowych: patrz załączniki rozdział A.4

⁴ Rysunki techniczne kostki: patrz załączniki rozdział A.1



Rysunek 2.2. Przekrój przez kostkę łączącą komórki szklane. w górnej części widać skośny kanał doprowadzania rubidu bezpośrednio do górnej komórki (ponad grafitowy krążek) zakończony portem CF16, co pozwala na elastyczność w wyborze źródła rubidu (piec lub elektryczny dyspenser)

Dolna część kostki zaprojektowana jest podobnie, z tą różnicą, że zamiast kanału dostarczania rubidu zastosowano duży otwór na kołnierz CF35 do podłączenia pomp. W kierunku poprzecznym są takie same otwory, do których podobnie jak w części górnej, możliwe jest dołączenie okienek.

2.1.3. Elementy grafitowe i pompowanie różnicowe

Pompowanie różnicowe polega na oddzieleniu sekcji aparatury próżniowej utrzymywanych pod różnymi ciśnieniami poprzez zastosowanie przegród oraz dodatkowych pomp. Szybkość pompowania w sekcjach utrzymywanych pod niższym ciśnieniem ma być większa. Różnica ciśnień między sekcjami pojawia się ponieważ w zakresie wysokiej i ultra-wysokiej próżni średnia droga swobodna jest bardzo długa, zatem przepływ gazu przez małe apertury jest znacząco utrudniony.

W układzie można wyróżnić trzy sekcje oddzielone grafitowymi elementami o małych aperturach, zapewniających pompowanie różnicowe. Jak widać na rysunku 2.2 pierwszą sekcję stanowi górna komórka wypełniona parami rubidu, oddzielona od kolejnej sekcji pompowanej przez ramię połączone do pompy jonowej aperturą o średnicy 2 mm. Ostatnią dolną sekcję stanowi dolna komórka eksperymentalna utrzymywana w najniższym ciśnieniu, pompowana większą pompą jonową wspieraną przez dodatkową pompę tytanową lub w późniejszej wersji geterową.

2.1.4. Wybór dyspensera jako źródła rubidu

Źródło atomów dla eksperymentu może stanowić piec z metalicznym nabojem lub elektryczny dyspenser, w którym uwalnianie atomów odbywa się poprzez przepuszczanie prądu przez metaliczne żarniki, zawierające odpowiednie związki chemiczne, zazwyczaj sole metalu alkalicznego z dodatkami [49]. Piece są szczególnie użyteczne, kiedy zależy nam na formowaniu strumienia atomowego, np. dla potrzeb spowalniacza zeemanowskiego [50]. Wadą pieców jest fakt, że do pracy i kontroli ilości uwalnianych gazów wymagają skomplikowanych układów sterowania temperatury. Przykłady i opisy takich rozwiązań można znaleźć w pracach o spowalniaczach zeemanowskich dla atomów rubidu [51] i strontu [52]. Ponadto dyspensery metali alkalicznych gwarantują dużą czystość uzyskiwanych par oraz niską emisję pozostałych gazów zanieczyszczających układ próżniowy.

Dla naszych potrzeb, gdzie zależy nam na długim działaniu bez ingerencji w układ próżniowy oraz skutecznym i szybkim wypełnianiu górnej komórki parami rubidu, zdecydowanie lepszym rozwiązaniem był wybór dyspensera

z elektrycznymi żarnikami. W opisywanym układzie dwa niezależne dyspensery rubidu⁵ zostały przymocowane do standardowego próżniowego przepustu prądowego. W przypadku, gdy jeden z nich się wyczerpie, możemy przełączyć zasilanie na kolejny, bez konieczności wymiany wkładu związanej z otwieraniem aparatury. W chwili pisania tej pracy wciąż korzystaliśmy z pierwszego dyspensera, mając wciąż drugi w rezerwie. Optymalne działania pułapek obserwujemy przy pracy dyspensera zasilanego prądem około 3,5 A.

2.1.5. Pompy

Do górnego ramienia dołączona została pompa jonowa⁶ o szybkości pompowania 20 l/s.

W pierwszej wersji dolna część układu odpompowywana była pompą jonową⁷ o szybkości pompowania 40 l/s oraz tytanową pompą sublimacyjną (Ti-Sub). Pompa Ti-Sub składa się z trzech żarników pokrytych tytanem ogrzewanych poprzez przepływ prądów o dużych natężeniach (w przypadku naszego sterownika do 50 A⁸) do temperatury niezbędnej do sublimacji tytanu z ich powierzchni. Żarniki umieszczone są w rurce stalowej o średnicy 50 mm. Rozpylone pary tytanu osiadając na wewnętrznej powierzchni rury wiążą niepożądane w komorze gazy.

Pompy te dołączone są do krzyża umieszczonego zaraz za wyjściem z kostki. W krzyżu zostawiony został wolny port, umożliwiający w przyszłości dołączenie dodatkowej aparatury, np. miernika próżni. W dolnym ramieniu prowadzącym do pompy jonowej umieszczony jest zawór kątowy, przez który podłączany jest układ wytwarzania próżni wstępnej dla całego układu. Ostatecznie pompa tytanowa została zastąpiona pompą geterową, co jest szczegółowo omówione w dalszej części rozważań na temat układu próżniowego.

W takiej konfiguracji pompy są oddalone od kostki i komórek, co jest niekorzystne dla szybkości pompowania, ale konieczne, aby pole magnetyczne pomp możliwie najmniej wpływało na działanie pułapek i nie zaburzało pomiarów.

2.1.6. Komórki szklane

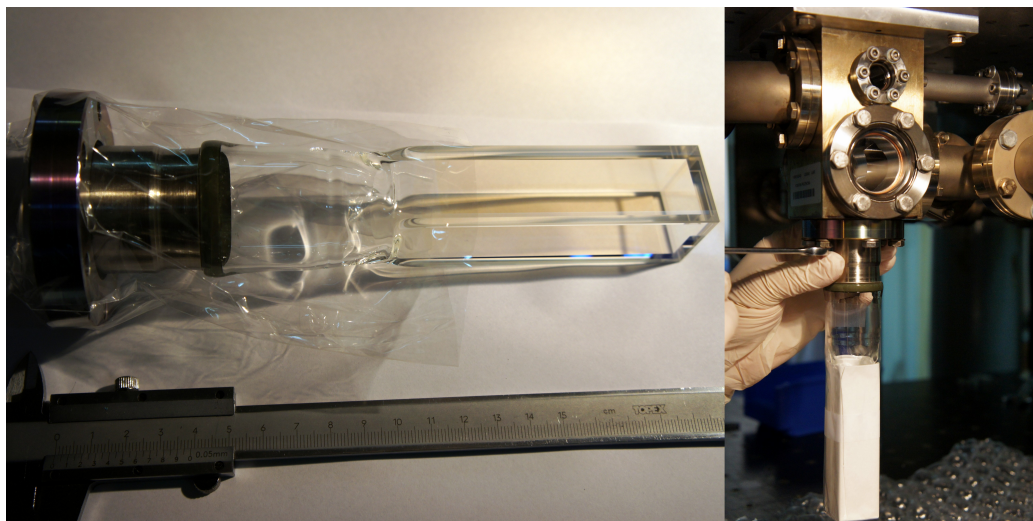
Zdecydowaliśmy się na użycie prostopadłościennych komórek szklanych do eksperymentu, aby zapewnić dobry dostęp optyczny, przy zachowaniu niewielkich rozmiarów komory eksperymentalnej. Takie rozwiązanie wydaje

⁵ SEAS Alkali Metal Dispenser (AMG) www.saesgetters.com

⁶ Gamma Vacuum TiTanTM 25S Ion Pump

⁷ Gamma Vacuum TiTanTM 40S Ion Pump

⁸ PREVAC: Titanium Sublimation Pump Power Supply TSP02-PS

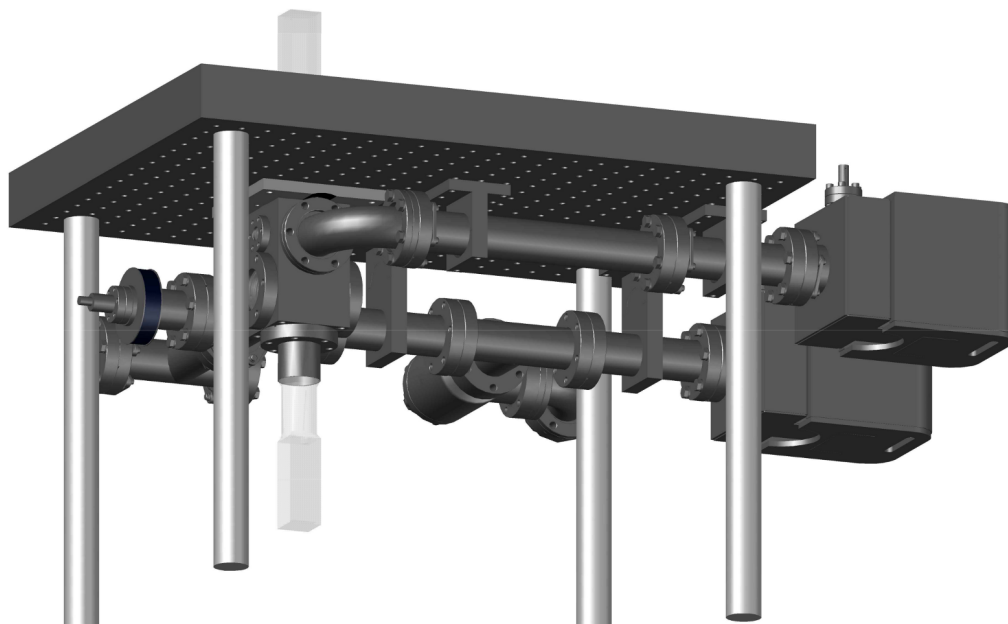


Rysunek 2.3. Komórki szklane zastosowane w aparaturze próżniowej. Po lewej zdjęcie komórki dostarczonej przez firmę *Japan Cell*. Prawe zdjęcie przedstawia tę samą komórkę w papierowym opakowaniu ochronnym podczas montażu do kostki centralnej łączącej aparaturę próżniową.

się znacznie lepsze do naszych celów niż użycie dużych i nieporęcznych komór próżniowych. Ponadto jest też bardziej uniwersalne i elastyczne pod kątem planowania przyszłych eksperymentów. Małe rozmiary komórek szklanych pozwalają na wytworzenie w obszarze eksperymentu pól magnetycznych o dużych wartościach. Brak części metalowych w pobliżu, umożliwia dobrą kontrolę wartości pola (szybkie włączanie i wyłączanie).

Po analizie dostępnych rozwiązań, zdecydowaliśmy się na użycie komórek wykonanych z wysokiej jakości szkła borowo-krzemowego⁹ połączonych z metalowym kołnierzem próżniowym. Kluczowe dla wyboru takiej opcji było zapewnienie odpowiednio krótkiego przejścia metal-szkło między zasadniczą częścią komórki, a kołnierzem metalowym umożliwiającym scalenie do pozostałej aparatury próżniowej.

Prostopadłościenna część użytkowa komórek ma wymiary zewnętrzne $28 \times 28 \times 80$ mm, ścianki mają grubość 4 mm, po zewnętrznej stronie są pokryte przeciwdrobnociennie dla światła o długości fali 780 nm w szerokim zakresie kątów. Ścianki są łączone poprzez zgrzewanie, a nie klejenie co jest konieczne dla utrzymania zadanych poziomów próżni. Szczegółowe wymiary i symulacje działania pokrycia przedstawione są w załącznikach na końcu pracy w rozdziale A.3.



Rysunek 2.4. Aparatura próżniowa z konstrukcją montażową.

2.1.7. Konstrukcja

Budowa eksperymentu i prowadzenia wiązek laserowych wymaga stworzenia konstrukcji mechanicznej dla aparatury próżniowej, zapewniającej łatwy dostęp do komór eksperymentalnych oraz ułatwienia montażu innych elementów aparatury, w szczególności elementów optycznych i optomechanicznych dla pułapek atomowych.

W tym celu aparatura próżniowa została podwieszona do stolika typu *breadboard* o grubości 50 mm ustawionej na czterech nogach stalowych o regulowanej wysokości. Stolik ma otwór w środku o średnicy 100 mm, aby możliwe było wyprowadzenie ponad jej powierzchnię górnej komórki eksperymentalnej. Błat stoika wykonany został na specjalne zamówienie według naszego projektu przez firmę *Standa* z wypełnieniem antywibracyjnym i otworami montażowymi z gwintem M6 na obu powierzchniach. Górna powierzchnia blatu służy do montażu części i prowadzenia wiązek pułapki 2D-MOT. Kostka podwieszona jest 10 mm poniżej dolnej powierzchni stolika za pomocą dodatkowej płytki (rysunek w załączniku A.3), dodatkowo aparaturę podtrzymują cztery uchwyty wykonane samodzielnie (rysunki projektowe w załącznikach A.4). Całość jest niezależna od stołu optycznego, zatem łatwa w transporcie. Przez zastosowanie dodatkowych wsporników do nóg, możliwa jest zmiana wysokości ustawienia aparatury nad stołem optycznym.

⁹ Schott BOROFLOAT® 33

Dzięki temu, że płyta ma otwory montażowe po obu stronach w siatce 25×25 mm, możliwe jest montowanie elementów opto-mechanicznych również z dołu, co daje szersze możliwości wykorzystania przestrzeni. Z tej możliwości skorzystano między innymi w badaniach strumienia atomów w kostce łączącej komórki, pierwszych wersjach pułapek magneto-optycznych oraz późniejszym mocowaniu ekranu magnetycznego.

Przy ustawianiu aparatury zadbaliliśmy o to, aby zapewnić przekrycie siatki otworów montażowych na górnej płycie i powierzchni płyty podstawy, tzn. aby siatka otworów górnych wypadała dokładnie nad wzorem na dolnych płytach, przymocowanych bezpośrednio do stołu optycznego, na którym stoi cała konstrukcja. Dzięki temu, późniejsze prowadzenie wiązek laserowych do górnej i dolnej komórki, oraz justowanie wiązek dzielonych między tymi poziomami było łatwiejsze.

2.1.8. Proces wygrzewania i odpompowywania

Aby możliwe było szybkie osiągnięcie ultra-wysokiej próżni, konieczne jest poddanie elementów próżniowych procesowi wygrzewania w celu odgazowania powierzchni metalowych. W celu wstępnego wygrzania w wysokiej temperaturze aparaturę skrecono bez elementów szklanych, tzn. bez okienek oraz bez komórek szklanych, wszystkie otwory zostały zaślepione flanszami metalowymi. Układ został podłączony do zestawu pompy turbomolekularnej oraz pompy próżni wstępnej. Zestaw pompy turbomolekularnej wyposażony jest w mierniki próżni, z których mogliśmy odczytywać poziom ciśnienia w komorze, kiedy był podłączony. Po odcięciu tego zestawu i przełączeniu na samodzielną pracę pomp jonowych, korzystaliśmy z odczytu prądu ich pracy w celu oszacowania ciśnienia.

Aparatura taka jak nasza, złożona z relatywnie cienkich rurek łączących pompy z komorami, wymaga dość długiego procesu wygrzewania. Pierwszy dzień zajęło podniesienie temperatury do około 150°C . Temperatura taka, była utrzymywana przez kolejne 7 dni podczas których utrzymywało się ciśnienie rzędu 10^{-5} mbar. Przez kolejną dobę podniesiono temperaturę do około 300°C , co spowodowało wzrost ciśnienia do poziomu $5,5 \times 10^{-4}$ mbar. w tej temperaturze aparatura była pompowana przez kolejne 4 doby. Zaprzestaliśmy wygrzewania, kiedy ciśnienie zaczęło ponownie się obniżać do poziomu 10^{-6} mbar, co pozwalało uznać, że w procesie wygrzewania z powodzeniem odgazowaliśmy wewnętrzne powierzchnie. Ostatnią dobę trwało schładzania do temperatury pokojowej.

Po schłodzeniu włączone zostały pompy jonowe. Pierwsze uruchomienie

pomp jonowych powoduje wydzielenie się dużej ilości gazów, zatem konieczna jest jednoczesna praca pompy turbo. Zawór doprowadzający do tej pompy został zamknięty, gdy ciśnienie ustabilizowało się na stałym poziomie rzędu 10^{-6} mbar. Dalsze pompowanie odbywało się już tylko z użyciem pomp jonowych. w ten sposób osiągnęliśmy ciśnienie około $5,5 \times 10^{-10}$ mbar w dolnej części układu i prawie rząd wielkości większe w górnej części, szacowane na podstawie wskazań prądów pomp jonowych.

Odgazowanie pompy tytanowo-sublimacyjnej

Nowe wkłady pomp tytanowo-sublimacyjnych, które były wystawione wcześniej na powietrze pod ciśnieniem atmosferycznym muszą zostać odgazowane. Zalecane jest aby przez kilkadziesiąt minut przez tytanowe żarniki pompy przepuszczać prąd rzędu 25–30 A, wystarczający do ich ogrzania i skutecznego odgazowania, ale zbyt mały do rozpoczęcia sublimacji tytanu z powierzchni. Podczas procedury odgazowania należy kontrolować ciśnienie w układzie, ponieważ duże ilości wydzielających się gazów mogą spowodować nagle przekroczenie ciśnienia krytycznego dla pracy pompy turbomolekularnej. Kiedy ciśnienie w układzie zacznie znowu spadać i osiągnie wartość stabilną, można uznać, że powierzchnia prętów tytanowych jest pozbawiona gazów.

Proces odgazowania można też przeprowadzić przez krótkotrwale zwiększanie prądu żarników do maksymalnych wartości, powtarzane kilkakrotnie w odstępach czasu wystarczających na ostygnięcie pompy.

W naszym układzie zastosowaliśmy pierwszą z opisanych procedur pod koniec etapu wygrzewania układu próżniowego opisanego wcześniej. Aby zapobiec przeniesieniu uwolnionych z żarników zanieczyszczeń do innych części aparatury, wygrzewanie przeprowadziliśmy wciąż utrzymując aparaturę w temperaturze powyżej 300 °C. Po schłodzeniu całości poszczególne żarniki tytanowe były uruchamiane kilka razy w normalnym trybie pracy, tzn. na dwuminutowe okresy pracy przy dużym (40–50 A) prądzie, powodującym sublimację tytanu.

Po kilku dniach pracy z pompami jonowymi oraz pompą Ti-Sub zostało osiągnięte stabilne ciśnienie rzędu $6 \cdot 10^{-10}$ mbara w górnej części oraz około $2 \cdot 10^{-10}$ mbara w dolnej.

Kolejnym etapem było dołączenie szklanych komórek do tak przygotowanej i odpompowanej aparatury metalowej.

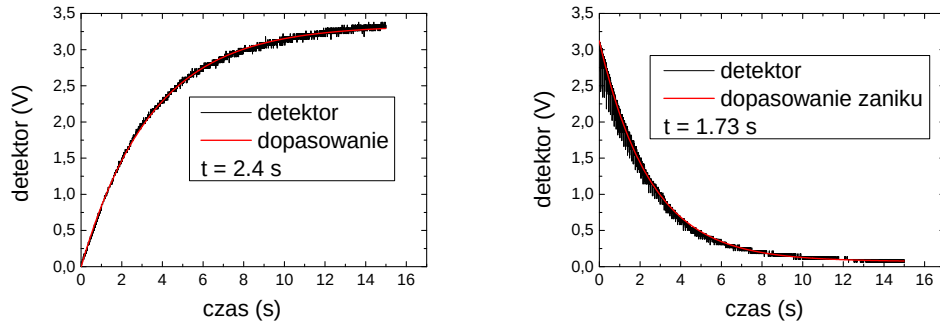


Rysunek 2.5. Przygotowanie komórek szklanych do procesu wygrzewania. Po lewej zdjęcia aparatury przygotowanej do podwieszenia i dołączenia komórek szklanych. Po prawej instalacja pasów grzewczych na słupkach chroniących komórki szklane dołączone do reszty aparatury.

Dołączenie elementów szklanych i montaż do docelowej konstrukcji

Kolejnym krokiem było dołączenie komórek szklanych oraz okienek do portów, które wcześniej były zamknięte ślepymi metalowymi flanszami. Przed otwarciem aparatury została ona wypełniona czystym gazem N_2 , pomimo tego nie dało się uniknąć pewnego zanieczyszczenia, głównie związanego z przedostaniem się pary wodnej do środka. Konieczne więc było ponowne wygrzanie układu, jednak tym razem w znacznie niższej temperaturze ($150\text{ }^{\circ}\text{C}$ - wystarczające na pozbycie się wody), oraz przy zachowaniu większej ostrożności przy zmianie temperatury. Ze względu na możliwość pojawienia się naprężeń w miejscach łączeń elementów szklanych i metalowych, nie przekraczaliśmy szybkości zmiany temperatury $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ na godzinę.

Krytycznym momentem okazało się podwieszenie układu do konstrukcji za pomocą dedykowanych uchwytów. Pojawiające się naprężenia powodowały kilkukrotne rozszczelnienia w miejscach łączenia kołnierzy CF, co za tym idzie konieczność ponownego otwierania w celu wymiany uszczelek miedzianych oraz każdorazowego krótkiego wygrzewania. Jednak po ostatecznym skutecznym dokręceniu aparatury do konstrukcji, rozszczelnienia nie pojawiały się, nawet podczas transportu. Można zatem uznać taki sposób mocowania za skuteczny.



Rysunek 2.6. Czas ładowania i rozładowywania pułapki 3D-MOT wyznaczony poprzez rejestrację fluorescencji na fotodiodzie podczas włączania i wyłączania strumienia atomów ładującego pułapkę. Włączano i wyłączyli wiązki górnej pułapki oraz wiązkę przepychającą, co w praktyce było równoznaczne z odcięciem strumienia atomów ładujących 3D-MOT.

2.1.9. Czas życia MOT a próżnia

Ostatecznym testem dla jakości aparatury próżniowej i osiąganych ciśnień było sprawdzenie czasu życia atomów w dolnej pułapce magneto-optycznej. Pierwsze takie pomiary zostały wykonane na początku 2013 roku, kiedy uruchomiliśmy 3D-MOT w dolnej komórce eksperymentalnej (szczegółowo ta faza eksperymentu została opisana w rozdziale 3.2). Na rysunku 2.6 przedstawiono wykresy czasu życia atomów w pułapce oraz czas jej ładowania wykonane w tym okresie. Zmierzone czasy życia, mimo wysiłków wkładanych w poprawę działania aparatury, nie przekraczały kilku sekund, co wskazywało jednoznacznie, że główną przyczyną krótkiego czasu życia jest zbyt słaba próżnia w układzie.

Dynamikę pułapki magneto-optycznej można opisać z dobrym przybliżeniem przy pomocy równania [53, 54]

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N(t) - \beta \bar{n} N(t). \quad (2.1)$$

W powyższym równaniu N oznacza liczbę atomów w pułapce, R stałą ładowania atomów, która może zależeć od ciśnienia par pułapkowanych atomów, jeśli ładujemy pułapkę bezpośrednio z par gorących atomów. W naszym wypadku, kiedy ładujemy pułapkę wstępnie przygotowanym strumieniem atomów, stała R może być utożsamiana z częścią tego strumienia, który trafia do MOT. Straty są opisane parametrami γ (zawierającym zderzenia z wszystkimi ciepłymi atomami tła) oraz β (nieelastyczne zderzenia dwuciałowe między zimnymi atomami wewnątrz pułapki). Straty powodowane

zderzeniami wewnątrz pułapki są też proporcjonalne do średniej gęstości atomów w pułapce $\bar{n}$.

Powyższe równanie można rozwiązywać w zależności od różnych parametrów pułapki, co szczegółowo zrobiono w pracy [53]. Tamże autorzy podali ogólną przybliżoną formułę pozwalającą powiązać ciśnienie w komorze z czasem ładowania $\tau = 1/\Gamma$ pułapki. Przy czym równanie 2.1 można zapisać w postaci

$$\frac{dN}{dt} = R - \Gamma N(t). \quad (2.2)$$

Czynnik Γ zawiera wszystkie sumaryczne straty w MOT skracające czas życia. Składa się na niego kilka czynników, które można je wyrazić następująco:

$$\Gamma = \gamma + \beta\bar{n}. \quad (2.3)$$

A jeśli wprowadzimy oznaczenie $\beta\bar{n} = \Gamma_0$ dla strat w wyniku zderzeń wewnątrz pułapki oraz rozbijając parametr $\gamma = aR' + bP$ na straty związane ze zderzeniami z atomami rubidu oraz innymi atomami tła, to wzór możemy zapisać w postaci:

$$\Gamma = \Gamma_0 + aR' + bP. \quad (2.4)$$

W przyjętych oznaczeniach b jest związane ze zderzeniami z atomami gazów otoczenia o ciśnieniu parcjale P , zaś a zderzeniami z atomami Rb obecnymi w komorze. W przypadku ładowania MOT z gorących par rubidu dostarczanych bezpośrednio do komory, zderzenia z gorącymi atomami Rb wnoszą spory wkład, czynnik R oraz R' możemy uznać za tożsame. W naszym wypadku, kiedy ładujemy pułapkę strumieniem wstępnie schłodzonych atomów, ładowanie pułapki nie jest bezpośrednio powiązane z ciśnieniem rubidu w komorze, a czynnik R' nie jest tak istotnym składnikiem strat. Głównym źródłem strat, oprócz zderzeń wewnątrz pułapki, są zderzenia z innymi atomami tła (głównie wodoru), proporcjonalne do ciśnienia parcjale P w komorze.

We wspomnianej już pracy [53] autorzy pokazali, że wartość czynnika b można przyjąć równą ($2 \times 10^{-8} \text{ Torr}^{-1} \text{ s}^{-1}$) w bardzo szerokim zakresie parametrów dla różnych eksperymentów z MOT. Zatem przyjmując, że na straty w pułapce mają wpływ tylko zderzenia z atomami gazów w komorze, można oszacować górne ograniczenie na czas życia atomów, a w konsekwencji również oszacować ograniczenie na najniższe możliwe do uzyskania ciśnienie w układzie.

W naszym przypadku zmierzone czasy życia MOT pozwalają szacować

powyżej opisaną metodą minimalne ciśnienie na około 10^{-9} mbar, co sugeruje, że dane na temat poziomu ciśnienia uzyskane na podstawie prądu pomp jonowych mogą być zaniżone, co za tym idzie zastosowany układ pomp nie jest wystarczający do osiągnięcia pożądanych warunków. Należy też mieć na uwadze, że w układzie złożonym z rurek może występować gradient ciśnienia, zatem ciśnienie przy pompach może być nieco niższe niż w samej komórce.

W tej sytuacji zdecydowaliśmy się na zainstalowanie dodatkowego miernika próżni bliżej dolnej komórki oraz instalację pompy geterowej, znanej pod akronimem NEG (*ang. non-evaporative getter*).

2.1.10. Zamiana pompy tytanowej na geterową

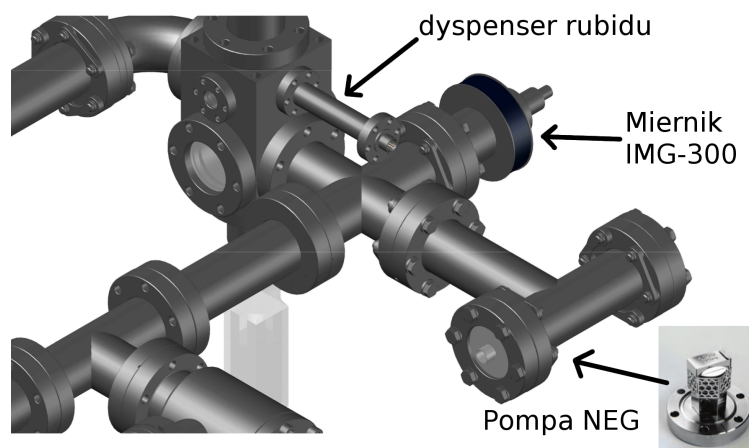
W pierwszej wersji uzupełnieniem dla pomp jonowych była pompa tytanowa (Ti-Sub), która była zainstalowana w cienkiej stalowej rurce w sposób przedstawiony na rysunku 2.1. Taka konfiguracja nie spełniła jednak naszych oczekiwań. Typowa praca tej pompy opisana w rozdziale 2.1.8 nie przynosiła znaczącego obniżenia ciśnienia, a wręcz zdawała się na jakiś czas pogarszać próżnię. Jako przyczynę uznaliśmy zbyt małą powierzchnię rozpylania tytanu w rurce o średnicy 50 mm oraz fakt, że tak wąska rurka bardzo szybko się nagrzewała. Rozwiązaniem byłoby zainstalowanie żarników pompy w bębnie o znacząco większej średnicy oraz dodatkowe chłodzenie zewnętrzne powierzchni, na którą rozpylany jest tytan. Takie warunki pracy są zalecane dla tego rodzaju pompy. Z racji argumentów przytoczonych wcześniej na temat wymagań stawianych naszej aparaturze, było to nie do zaakceptowania. Zadowalającym rozwiązaniem okazało się zastąpienie pompy Ti-Sub pompą geterową typu NEG¹⁰, która stanowi równie dobre uzupełnienie pracy pomp jonowych, przy małych wymiarach i łatwości użycia.

2.1.11. Dodatkowa kontrola ciśnienia w układzie

W pierwszej fazie budowy i testów aparatury szacunki na temat poziomu ciśnienia w układzie były dokonywane na podstawie prądu pomp jonowych lub mierników zastosowanych w zestawie pompy turbomolekularnej (nie możliwe po odłączeniu tego zestawu i przejściu na pompy jonowe). Wraz z wymianą pompy Ti-Sub na NEG zastosowano próżniomierz z głowicą typu *odwrócony magnetron* dedykowany do pomiarów w zakresie UHV¹¹. Mankamentem tego rozwiązania jest fakt, że tego typu miernik wyposażony jest w silny stały magnes zainstalowany dość blisko komórki eksperymentalnej.

¹⁰ SAES GETTERS: CapaciTorr D50

¹¹ Głowica *Agilent IMG-300 UHV Inverted Magretron Gauge*, kontroler *XGS-600 Gauge Controller*



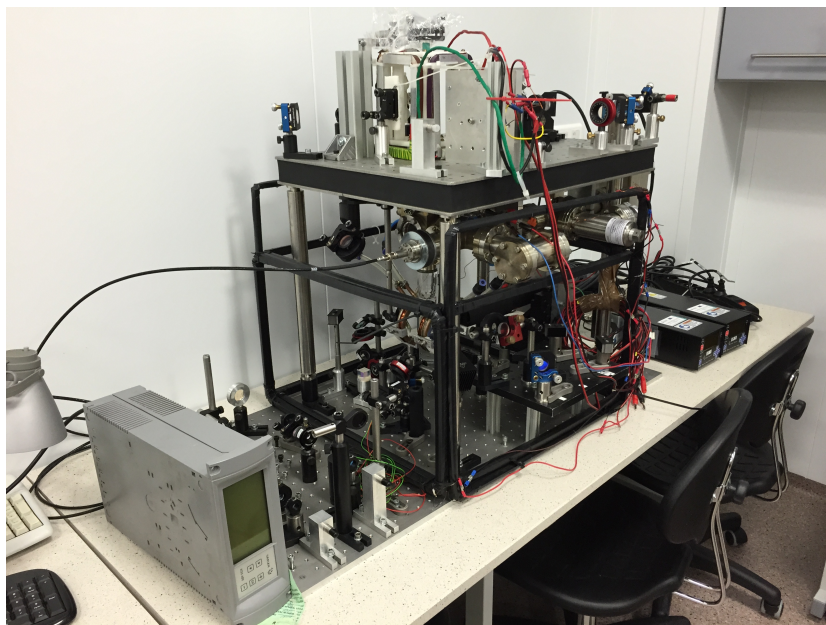
Rysunek 2.7. Zmodyfikowana część układu próżniowego. Zamiast pompy Ti-Sub dołączono trójnik z pompą typu NEG oraz miernik ciśnienia.

Magnes ten można jednak usuwać, aby jego bliskie sąsiedztwo nie wpływało na przebieg późniejszych eksperymentów. Kontrolowanie poziomu ciśnienia w układzie po jego złożeniu i uruchomieniu nie jest wymagane, zatem magnes można instalować tylko okresowo w razie konieczności sprawdzenia ciśnienia w układzie. Przykładowo, taka sytuacja miała miejsce po przewiezieniu aparatury do nowych laboratoriów. Podczas normalnej pracy i w trakcie wykonywania eksperymentów miernik należy wyłączać i usunąć magnes.

Dzięki użyciu pompy geterowej blisko bezpośredniego połączenia do dolnej części kostki, osiągnęliśmy poziom ciśnienia 10^{-11} mbar zmierzony za instalowanym miernikiem. Taki poziom ciśnienia w układzie potwierdzają też czasy życia atomów w pułapce magneto-optycznej. Po dodatkowych zabiegach polegających na powiększeniu średnicy wiązek laserowych 3D-MOT czasy życia atomów dochodziły do 40 s, co dawało pewność, że próżnia nie jest już ograniczeniem.

2.1.12. Transport aparatury

Oprócz wspomnianej już konstrukcji pozwalającej na niezależny od stołu optycznego transport aparatury próżniowej wraz z górnym stolikiem, zdecydowaliśmy się umieścić na powierzchni stołu dwie płyty aluminiowe o wymiarach 100 cm x 50 cm. Dzięki temu możliwe było łatwe zdemontowanie nie tylko aparatury próżniowej, ale również optyki, cewek magnetycznych i innych elementów budowanego eksperymentu. Na zdjęciu 2.8 widać stolik z podwieszoną aparaturą próżniową umieszczony na jednej takiej płycie aluminiowej, w tym module możliwe było przewiezienie optyki i innych elementów niezbędnych dla działania górnej i dolnej pułapki magneto-optycznej,



Rysunek 2.8. Zdjęcia aparatury próżniowej podczas transportu. Układ wraz z całym stolikiem dla 2D-MOT i innymi elementami eksperymentu umieszczonymi na aluminiowej płycie mógł zostać przewiezione w całości. Zdjęcie wykonane po przewiezieniu całości do nowego laboratorium na III Kamusie Uniwersytetu Jagiellońskiego.

(fot. Adam Wojciechowski)

bez konieczności demontażu poszczególnych części. Dzięki temu po przeprowadzce uruchomienie eksperymentu w zasadzie sprowadzało się do podpięcia i wyregulowania światłowodów doprowadzających wiązki z drugiego stołu z laserami.

Niezależnie przetransportowano pozostałe moduły na aluminiowych płytach, które zawierały układ obrazowania i detekcji oraz tor optyczny dla pułapki dipolowej.

2.2. Lasery pułapek magneto-optycznych

Praca pułapek magneto-optycznych w eksperymencie bazuje na dwóch laserach diodowych o długości fali 780 nm. Główny laser pułapkujący składa się z diody laserowej z zewnętrznym rezonatorem oraz modułu wzmacniacza TA (*ang. tapered amplifier*)¹². Układ jest dedykowany do chłodzenia atomów na przejściu cyklicznym $5^2S_{1/2}(F = 2) \longrightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$. Dodatkowy laser¹³ służy przepompowywaniu atomów ze stanu $5^2S_{1/2}(F = 1)$

¹² Zestaw firmy Toptica: TA pro - Tapered Amplifier Laser System

¹³ Sacher Lynx TEC120

do $5^2P_{3/2}(F' = 2)$, dzięki czemu utrzymywana jest populacja atomów na przejściu cyklicznym.

Światło obu laserów dzielone jest między układ górnej pułapki (2D-MOT) i dolnej (3D-MOT). Układ laserowy zainstalowany jest na oddzielnym stole optycznym, a wiązki tam uformowane i dostrojone do odpowiednich przejść są przesyłane światłowodami jednomodowymi zachowującymi polaryzację na drugi stół, gdzie znajduje się aparatura próżniowa. Światłowody zakończone są złączami typu FC-APC o niewielkich stratach na złączach przy możliwości dowolnego konfigurowania połączeń. Zapewnia to filtrację przestrzenną wiązek przed wprowadzeniem do eksperymentu oraz dużą swobodę w modyfikacjach. Tak przygotowany układ wiązek laserowych można elastycznie przełączać między różnymi zastosowaniami poprzez przepinanie światłowodów. Daje to też dużą wygodę w transporcie. Stół optyczny przeznaczony dla układu laserowego może być w całości transportowany, niezależnie od pozostałej aparatury. Ponowne uruchomienie eksperymentu w zasadzie sprowadza się do połączenia światłowodami i ewentualną korekcję sprzężenia do nich.

2.2.1. Główny laser pułapkujący

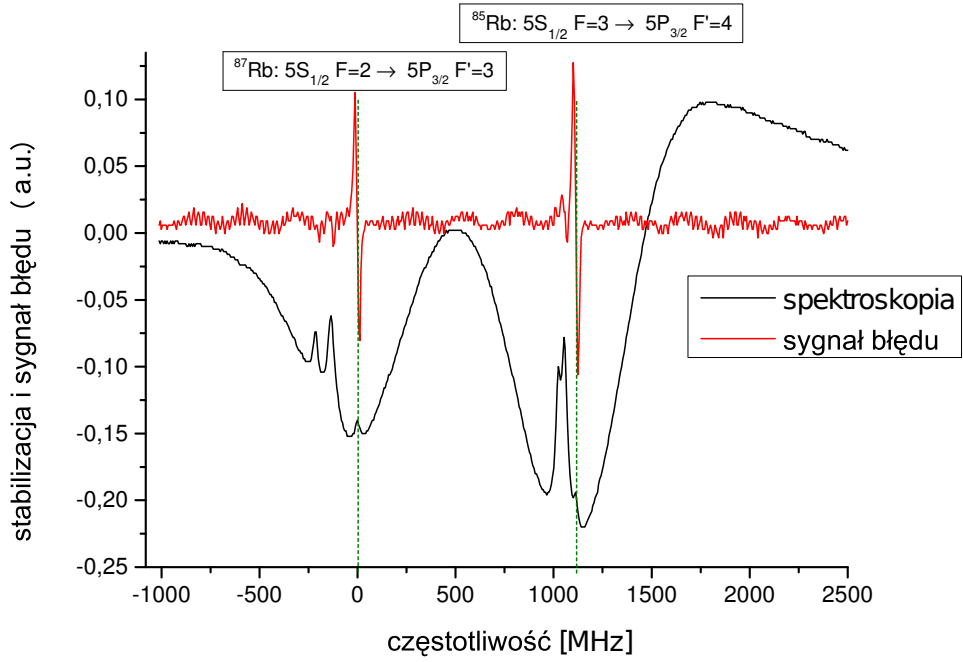
Rysunek 2.9 przedstawia schemat toru optycznego, w którym są formowane wszystkie wiązki, z głównego lasera. Oprócz wytwarzania podstawowych wiązek pułapkujących, laser ten stanowi źródło dla dodatkowej wiązki przepychającej w 2D-MOT oraz wiązki dedykowanej do próbkowania i obrazowania absorpcyjnego.

Chłodzenie laserowe w pułapkach magneto-optycznych odbywa się na przejściu $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$ w izotopie ^{87}Rb , dlatego częstotliwości wiązek są tak dobrane, aby móc stroić je w pobliżu tego przejścia.

Stabilizacja z transferem modulacji

Technika stabilizacji laserów oparta na spektroskopii z transferem modulacji [55–57], ma kilka zalet względem innych powszechnie stosowanych w chłodzeniu laserowym metod [58–65]. Pierwszą jest fakt, że generowane sygnały błędu mają czysty dyspersyjny charakter w miejscu linii atomowych na zerowym tle. Ponadto największy wkład do sygnału pochodzi od cyklicznych, zamkniętych przejść atomowych, nie pojawia się sygnał z innych linii, np. rezonansów krzyżowych. Niezwykle użyteczny jest też fakt, że modulacja częstości lasera w tej technice odbywa się poprzez zastosowanie zewnętrznego modulatora elektro-optycznego w wiązce pompującej. Dzięki





Rysunek 2.10. Sygnał pochodzący z przestrojenia lasera przez dwie linie atomowe. Kolorem czarnym przedstawiono sygnał bezdopplerowskiej spektroskopii nasyceniowej w komórce z parami atomowymi, a czerwonym sygnał błędu używany w stabilizacji techniką transferu modulacji. Po lewej widoczna linia $5^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F'=1,2,3)$ w izotopie ^{87}Rb , po prawej zaś widoczne silniejsza linia $5^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F'=2,3,4)$ dla izotopu ^{85}Rb . Sygnał błędu pojawia się tylko od przejść cyklicznych $(F=2) \rightarrow (F'=3)$ w ^{87}Rb oraz $(F=3) \rightarrow (F'=4)$ w ^{85}Rb . Dodatkowo zielonymi liniami pionowymi zaznaczono interesujące nas przejścia opisane nad wykresem. Widoczna modulacja na sygnale błędu to niepożądany efekt aparaturowy.

temu nie ingerujemy w światło samego lasera, a światło używane do chłodzenia i pułapkowania nie jest modulowane, co byłoby efektem niepożądanym.

Laser jest stabilizowany za pomocą techniki transferu modulacji na przejściu $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 3)$. Do wytworzenia sygnału błędu w układzie stabilizacji wykorzystana jest wiązka kontrolna, wychodząca z bocznego portu, oddzielona bezpośrednio za diodą laserową zanim trafi do wzmacniacza TA. W tę wiązkę wstawiony jest modulator akusto-optyczny o częstotliwości centralnej 80 MHz. Wiązka po dwukrotnym przejściu przez modulator jest kierowana do układu stabilizacji. W ten sposób światło używane w eksperymencie jest odstrojone poniżej rezonansu o podwójną częstotliwość modulatora. Dodatkowo część wiązki kontrolnej oddzielana jest jeszcze przed modulatorem i kierowana światłowodem do miernika długości fali.

Wiązki do eksperymentu

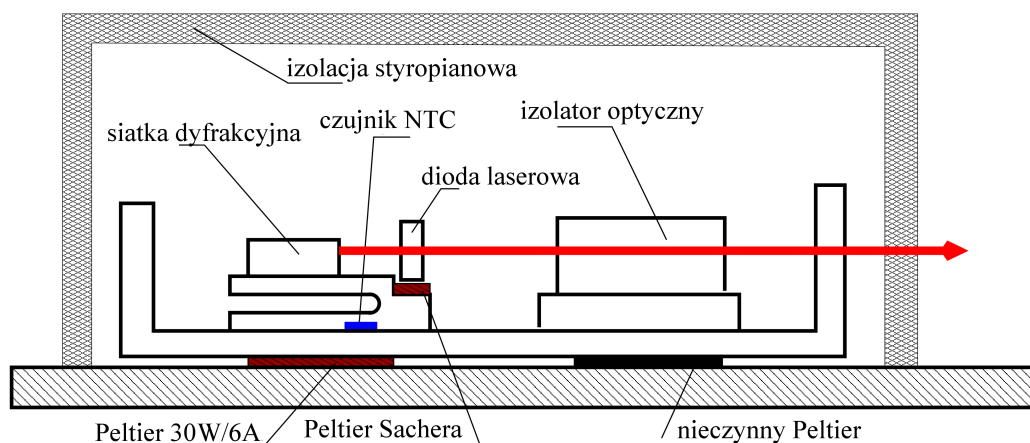
W samym eksperymencie są używane wiązki pochodzące z podziału światła wychodzącego z modułu TA wzmacniającego światło diody laserowej. Każda wiązka przed wstrzeleniem do światłowodu ponownie przechodzi przez modulator akusto-optyczny, dzięki czemu możemy ponownie dostroić ją do rezonansu, bądź uzyskać większy zakres strojenia częstotliwości lasera. Sposób prowadzenia, podziału i kształtowania wiązek z tego lasera pokazany jest na rysunku 2.9. We wszystkich wiązkach AOM ustawiony jest w tzw. podwójnym przejściu, dzięki czemu podczas strojenia częstości nie przesuwamy przestrzennie wiązek. Dodatkowo w każdej wiązce wstawiona jest zdalnie sterowana przesłona, pozwalająca skutecznie wyłączać poszczególne wiązki.

Światło kierowane do pułapek magneto-optycznych jest odstrojone kilkanaście MHz poniżej rezonansu, a wiązka próbkująca może być rezonansowa bądź strojona w zakresie kilkudziesięciu MHz w zależności od zastosowania. Szczegółowo układ modulatorów i zakresów częstości dostępnych w eksperymencie jest omówiony w pracy [10], w związku z tym nie będzie tu przytaczany.

2.2.2. Laser repompujący

Jako laser repompujący jest używany inny laser diodowy z zewnętrznym rezonatorem oraz siatką dyfrakcyjną w konfiguracji Littrowa¹⁴. Do stabilizacji częstości tego źródła światła do linii atomowej używana jest standardowa technika spektroskopii nasyconej absorpcji wolnej od poszerzenia dopplerow-

¹⁴ Sacher Lynx TEC120



Rysunek 2.11. Schemat dodatkowej stabilizacji pasywnej i aktywnej lasera Sacher Lynx. Zaznaczono rozmieszczenie elementów Peltiera i czujników temperatury wewnątrz obudowy lasera.

skiego w komórce. Dla uzyskania sygnału błędu, od widma bezdopplerowskiego odejmowany jest referencyjny profil linii atomowej poszerzonej dopplerowsko, pochodzący z tej samej komórki. Odejmowanie jest realizowane detektorem różnicowym. W ten sposób otrzymujemy sygnał od przejść atomowych oraz rezonansów krzyżowych na zerowym tle.

Dodatkowa stabilizacja temperaturowa lasera Sacher Lynx TEC120

Stabilizowanie częstości tego modelu lasera okazało się wyzwaniem, ponieważ punkt pracy lasera był bardzo wrażliwy na temperaturę otoczenia. Obserwowaliśmy duży dryf częstości pod wpływem temperatury, np. zmian w cyklu dobowym, często uniemożliwiający ustawienie lasera w pobliżu pożądanej linii. Niewiele pomagały próby dodatkowej pasywnej izolacji termicznej lasera. Jak się okazuje, charakterystyczna dla tego modelu jest tendencja do takiego dryfu. W tej sytuacji zastosowaliśmy dodatkową aktywną stabilizację temperatury.

W celu poprawienia stabilności temperaturowej, pod podstawą obudowy umieściliśmy element Peltiera utrzymujący ją w stałej temperaturze. Płytkę ceramiczną z modulem Peltiera została podłożona pod metalową podstawę w miejscu najbliższym diodzie laserowej. Dla zapewnienia stabilności mechanicznej, druga identyczna, nieaktywna płytkę została umieszczona po drugiej stronie. Rozmieszczenie czujników i elementów Peltiera w obudowie obrazuje rysunek 2.11.

Oryginalny element Peltiera pod diodą laserową reguluje jej temperaturę względem bloczka z siatką dyfrakcyjną za pomocą sterownika lasera. Doda-

Dodatkowa stabilizacja lasera Sacher	
Wymiary modułu Peltiera	40x40x3,8 mm
Moc	30 W
Prąd	6 A
Kontroler temperatury	Thorlabs TED200C
Czujnik temperatury	NTC 22 kΩ

Tablica 2.1. Parametry i części wchodzące w skład zbudowanego układu dodatkowej stabilizacji temperatury lasera Sacher.

nie regulacji temperatury podstawy obudowy znacznie poprawiło stabilność częstości lasera. W praktyce stosowano następujące ustawienia: temperatura podstawy 25 °C (co odpowiada nastawie wartości oporu termistora 21 kΩ na sterowniku TEC200C), temperatura diody laserowej 21 °C. Element Peltiera pracował przy prądach z zakresu 0,2–0,5 A. Przy tych parametrach wykonano test stabilności termicznej (i częstotliwościowej) lasera: znacząco zmieniono temperaturę w laboratorium (o kilka stopni) i w odstępie 30 minut zmierzono częstotliwość pracy lasera względem widma atomów Rb. Wyniki testu przedstawione są na rysunku 2.12, który wykazuje, że tak drastyczna zmiana warunków termicznych spowodowała przesunięcie częstotliwości lasera o mniej niż 200 MHz.

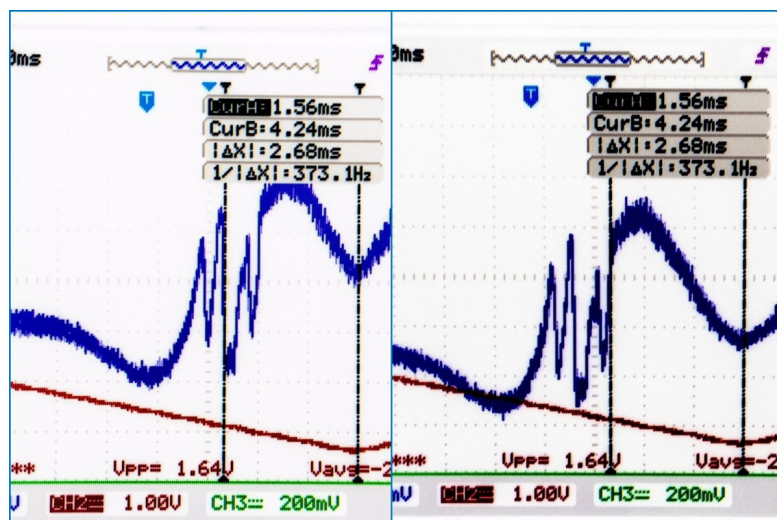
Stabilizacja działa najlepiej po kilkunastu minutach od włączenia prądu diody laserowej, czyli czasie wystarczającym na osiągnięcie równowagi termicznej wszystkich elementów.

2.3. Sterowanie eksperymentem

Komputerowe sterowanie eksperymentem zostało oparte o karty pomiarowe National Instruments oraz oprogramowanie dedykowane eksperymentom z chłodzeniem i pułapkowaniem atomowym *Cicero World Generator* [66], stworzone w *MIT Center for Ultracold Atoms* w 2007 roku¹⁵.

Sygnały sterujące eksperymentem są zadawane z dwóch kart pomiarowych PCI-6723 oraz PCI-6259. Z racji ograniczeń dedykowanego oprogramowania, niemożliwe jest pełne wykorzystanie możliwości obu kart. Konieczne jest rozdzielenie zadań wyjść analogowych i cyfrowych pomiędzy kartami, tzn. na jednej karcie wykorzystujemy tylko wyjścia analogowe, a na drugiej cyfrowe.

¹⁵ Instrukcje, kody źródłowe i wszystkie inne informacje na temat systemu Cicero dostępne na stronie: <http://akeshet.github.io/Cicero-Word-Generator/>



Rysunek 2.12. Dwa sygnały ze spektroskopii w komórce uzyskane laserem Sacher w odstępie kilkudziesięciu minut, w międzyczasie temperatura otoczenia była zmieniana o kilka stopni. Widać, że laser pracujący bez aktywnej stabilizacji częstości nie zmienił swojego punktu pracy o więcej niż kilkadziesiąt MHz. Bez dodatkowej stabilizacji temperatury, częstość lasera w takich warunkach zmieniała się nieporównanie bardziej, znacząco oddalając się od danego przejścia.

2.4. Lasery optycznej pułapki dipolowej

Kolejną ważną częścią aparatury są lasery do wytwarzania optycznej pułapki dipolowej. W eksperymencie stosowaliśmy lasery włóknowe dużej mocy oraz dedykowane do pracy z takim promieniowaniem modulatory akusto-optyczne. W historii eksperymentu testowaliśmy kilka różnych laserów, stosowane rozwiązania przed przeprowadzką są szczegółowo omówione w pracy [10]. W najnowszej wersji układu, stosowany jest laser włóknowy o mocy do 50 W i długości fali 1070 nm¹⁶, z którym osiągnęte rezultaty są najlepsze. Jest to laser z jednym modem poprzecznym o pracy ciągłej, dający na wyjściu światło spolaryzowane liniowo o szerokości spektralnej $\Delta\lambda = 2,5$ nm. Wiązka wyjściowa za kolimatorem ma średnicę 5,1 mm. Laser posiada możliwość sterowania mocą wyjściową za pomocą analogowego sygnału napięciowego 0–4 VDC (regulacja 0–100% mocy). Testowana długoczasowa stabilność mocy wyjściowej jest na poziomie $\pm 0,4\%$.

Opis toru i działania jednowiązkowej pułapki dipolowej znajduje się w kolejnym rozdziale w części 3.3.

¹⁶ IPG Photonics Laser - Ytterbium fiber laser model YFR-50-LP-AC-Y12

2.5. Ekranowanie magnetyczne

Dla dolnej komórki, przeznaczonej do prowadzenia docelowych eksperymentów, został zaprojektowany jednowarstwowy ekran magnetyczny o grubości 1 mm, wykonany z materiału o wysokiej przenikalności magnetycznej. W ekranie, którego podstawową część stanowi puszka w kształcie walca o wysokości 100 mm oraz średnicy podstawy 115 mm, zaplanowano tuby dla wprowadzenia wiązek laserowych. Dzięki temu minimalizujemy wpływ otworów w ekranie. Na powierzchni bocznej znajduje się w sumie 8 tub: 4 dla wprowadzenia wiązek MOT, dwie w kierunku poziomym przeznaczone do obrazowania i detekcji, szeroka tuba pionowo do góry dla wprowadzenia komórki oraz jedna dodatkowa u dołu dla wprowadzenia kabli zasilających cewki wewnątrz lub dodatkowej wiązki laserowej. Ponadto z podstawy wyprowadzone są dwie połączone tuby – jedna w poziomie dla wiązki pułapki dipolowej oraz odgięta względem niej o 10° dla wiązki MOT. Dla drugiej wiązki dipolowej przewidziano tubę w płaszczyźnie poziomej odchyloną pod kątem 35° . Ekran jest zamykany pokrywą, z symetrycznie rozmieszczonymi tubami dla wiązek laserowych. Na rysunku 2.13 pokazany jest sposób wprowadzania wiązek do ekranu magnetycznego.

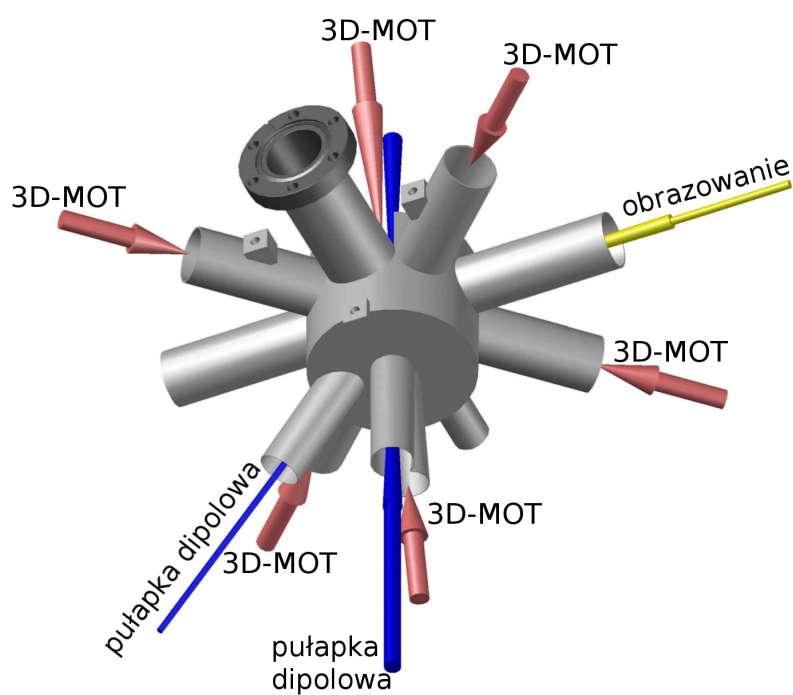
2.5.1. Kontrola pola magnetycznego wewnątrz ekranu

Stosowanie pasywnego ekranowania magnetycznego, uniemożliwia stosowanie jakichkolwiek cewek magnetycznych na zewnątrz ekranu. W związku z powyższym konieczne stało się skonstruowanie cewek magnetycznych niezbędnych do pracy 3D-MOT oraz prowadzenia badań wewnątrz ekranu.

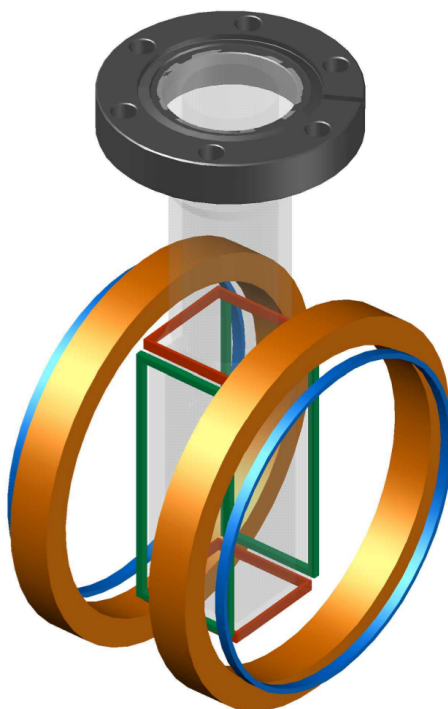
Cewki pułapki MOT

W pierwszej wersji układu stosowane były cewki magnetyczne dostępne z poprzednich eksperymentów, które zostały zaadoptowane do naszych potrzeb. Były to dwie cewki okrągłe, nawinięte drutem $\phi 0,8$ mm (80 zwojów każda) na karkasach miedzianych o średnicy zewnętrznej 70 mm. Do karkasów była dołączona miedziana rurka do chłodzenia wodnego, które było niezbędne w warunkach w jakich pracował nasz pierwszy MOT, czyli prądach 3–5 A przez obie cewki. Cewki były zawieszone swobodnie na zewnątrz dolnej komórki szklanej.

Modyfikacja eksperymentu i zastosowanie ekranu magnetycznego wokół dolnej komórki eksperymentalnej, wymusiły wymianę cewek wytwarzających kwadrupolowe pole magnetyczne dla 3D-MOT. Nowe cewki musiały być



Rysunek 2.13. Projekt ekranu magnetycznego z zaznaczeniem planowanego rozmieszczenia wiązek laserowych eksperymentu. Na rysunku widać kołnierz próżniowy, do którego jest podłączona komórka szklana, umieszczona wewnątrz.



Rysunek 2.14. Układ cewek magnetycznych zainstalowanych wokół komórki eksperymentalnej. Cewki i komórka są umieszczone wewnątrz ekranu magnetycznego. Kolorem złotym zaznaczono cewki wytwarzające kwadropolowe pole magnetyczne dla pułapki magneto-optycznej, które po zmianie polaryzacji mogą wytwarzać duże jednorodne pola magnetyczne (do 150 G). Kolorami niebieskim, zielonym i czerwonym zaznaczono pary cewek, które mają wytwarzać dodatkowe jednorodne pole magnetyczne we wszystkich kierunkach w obszarze eksperymentu.

umieszczone wewnątrz ekranu magnetycznego, co utrudniało zastosowanie chłodzenia.

Nowe okrągłe cewki dla MOT wykonano drutem o średnicy $\phi 1,5$ mm, każda składa się z 72 zwojów, ułożonych w 9 warstwach na przekroju prostokątnym. Cewki umieszczone są wewnątrz ekranu na karkasach dopasowanych rozmiarem, wykonanych z tworzywa sztucznego. Duża średnica użytego drutu, zapewnia niskie wydzielanie ciepła podczas typowej pracy dla pułapki 3D-MOT (nie więcej niż 2 W), dzięki temu można zrezygnować z dodatkowego chłodzenia wodnego. Cewki są rozsunięte względem siebie o 32 mm (między wewnętrznymi powierzchniami), co pozwala umieścić między nimi komórkę szklaną oraz zostawia przestrzeń dla instalacji dodatkowych cewek do kontroli pola magnetycznego w eksperymencie. Cewki dają również możliwość wytworzenia dużych jednorodnych pól magnetycznych po zmianie polaryzacji (do 150 G). Sposób umieszczenia cewek MOT oraz dodatkowych cewek wokół komórki przedstawiony jest na rysunku 2.14. Stała cewek połączonych równolegle wynosi 14,5 G/A. W przypadku połączenia przeciwnego, cewki wytwarzają gradient 3,2 G/cm przy prądzie 1 A.

Dodatkowe cewki

Pierwotnie, kiedy w układzie nie było ekranu magnetycznego, stosowane były duże cewki kompensacyjne, ustawione wokół całej aparatury (widoczne na rysunku 2.8), których zadaniem było niwelowanie zewnętrznych pól magnetycznych. Po dodaniu ekranu magnetycznego wokół komórki eksperymentalnej dalsze stosowanie zewnętrznych cewek kompensacyjnych stało się bezcelowe. W tej sytuacji, aby zachować możliwość kontroli i dodawania dodatkowego stałego pola magnetycznego w eksperymencie, konieczne było umieszczenie cewek wewnątrz ekranu. Zmieszczenie trzech par cewek, pozwalających na aplikowanie stałych pól w dowolnych kierunkach, stanowiło wyzwanie techniczne. Większość miejsca wewnątrz ekranu zajmują cewki magnetyczne wytwarzające kwadrupolowe pole dla 3D-MOT, a dodatkowo trzeba pamiętać o zapewnieniu dostępu do komórki dla wszystkich wiązek laserowych. Zastosowany układ cewek wewnątrz ekranu przedstawiony jest na rysunku 2.14.

Para cewek okrągłych umieszczonych współosiowo z cewkami dla MOT przeznaczona jest do aplikowania stałego pola magnetycznego wzdłuż pułapki dipolowej, niezbędnego w eksperymentach z obserwacją rotacji Faradaya. Cewki te, złożone z 9 zwojów każda (drutem $\phi 0,8$ mm), mają średnicę 95 mm i są od siebie oddalone o 80 mm. Stała dla tych cewek wynosi 0,4 G/A.

Ponadto wokół komórki nawinięte są dwie małe cewki kwadratowe, de-

dykowane do wytwarzania pola w kierunku pionowym oraz dwie cewki prostokątne pozwalające aplikować pole w poprzek pułapki dipolowej.

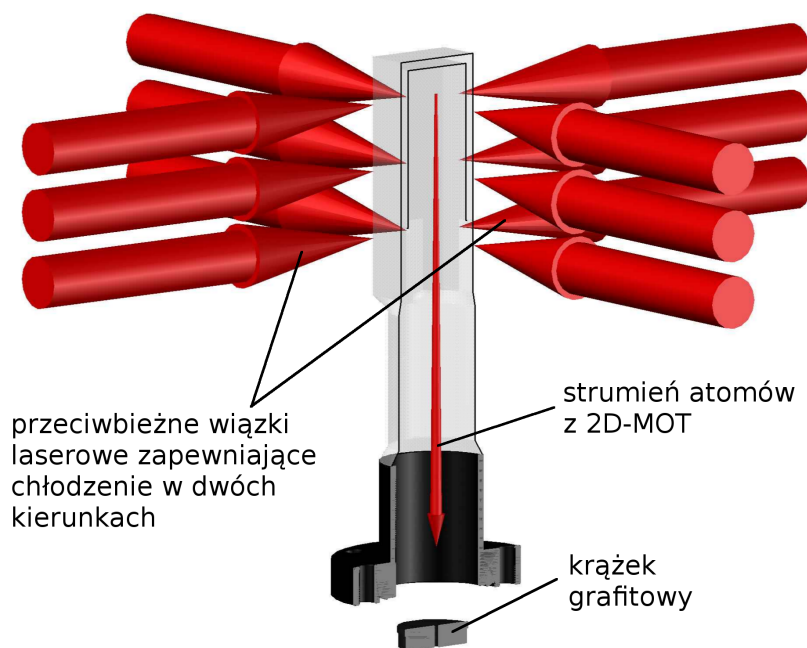
Rozdział 3

Zimne atomy rubidu w pułapce optycznej

W rozdziale tym opisane są wszystkie fazy działania eksperymentu, począwszy od zbierania atomów w pułapce 2D-MOT do przeładowania i detekcji w optycznej pułapce dipolowej wytworzonej jedną wiązką lasera 1070 nm. Ze szczegółami przedstawiona jest budowa i działanie konkretnych pułapek, z uwzględnieniem procesu projektowania, wykonania, diagnostyki oraz czynionych modyfikacji w miarę rozwoju aparatury. W ostatniej części zaprezentowane są pierwsze wstępne wyniki badań efektu Faradaya w optycznej pułapce dipolowej oraz dalsze perspektywy badawcze przy użyciu opisywanej aparatury.

3.1. Wstępne chłodzenie: dwuwymiarowa pułapka magneto-optyczna

Znanych jest wiele rozwiązań pozwalających uzyskać skolimowany strumień zimnych atomów, użyteczny dla potrzeb spektroskopii czy efektywnego ładowania 3D-MOT. W jednym nurcie można wymienić techniki oparte na chłodzeniu strumienia atomów termicznych jedną wiązką laserową, które wymagają kompensacji odstrojenia wiązki od przejścia na skutek efektu Dopplera. Można to uzyskać zmiennym przestrzennie polem magnetycznym [50, 67] (spowalnianie zeemenowskie), strojeniem częstości wiązki laserowej [68] lub stosowaniem wiązki szerokiej spektralnie [69]. Techniki te wymagają zazwyczaj dość skomplikowanych układów formowania wiązki atomów oraz długiej drogi, na której odbywa się chłodzenie. Konsekwencją są problemy z dobrą kolimacją wiązki atomowej. W tym celu połączono te techniki z dodatkowym dwuwymiarowym chłodzeniem laserowym w kierunku poprzecznym, poprawiającym parametry konstruowanych źródeł [70–73]. Alternatywnym nurtem jest uzyskiwanie wstępnie schłodzonego strumienia atomów bezpośrednio z pułapki magneto-optycznej ładowanej z par metalu. Wymienić tu należy uzyskiwanie strumienia atomów z 3D-MOT, poprzez stosowanie jed-



Rysunek 3.1. Schematyczna ilustracja konfiguracji wiązek laserowych tworzących 2D-MOT

nej z wiązek laserowych z „ciemną kolumną” wewnątrz, co powoduje wypływ atomów z pułapki. W literaturze taka technika znana jest pod akronimem LVIS (*ang. low-velocity intense source*) [74]. Wspomniane wcześniej techniki dodatkowego chłodzenia dwuwymiarowego strumienia atomów stały się z czasem podstawą tego, co dziś znamy pod akronimem 2D-MOT, czyli dwuwymiarowej pułapki magneto-optycznej, która już nie tylko wspomaga działanie strumienia atomów wytworzonego innymi technikami, ale staje się jego bezpośrednim źródłem. 2D-MOT jako źródło strumienia atomów o parametrach odpowiednich dla potrzeb skutecznego i szybkiego ładowania 3D-MOT stosowany jest z powodzeniem w różnych wariantach [75–81]. Analizując dostępny stan wiedzy, uznaliśmy, że dla naszych potrzeb najskuteczniejsza będzie właśnie ta technika, która pozwala osiągać strumienie atomów o wartościach rzędu 10^{10} atomów/s.

Główną ideą przy planowaniu źródła atomów produkującego wstępnie schłodzoną wiązkę atomów jest takie dobranie prędkości podłużnej, aby była mniejsza od prędkości wychwyty pułapki docelowej 3D-MOT, która jest ładowana tym strumieniem.

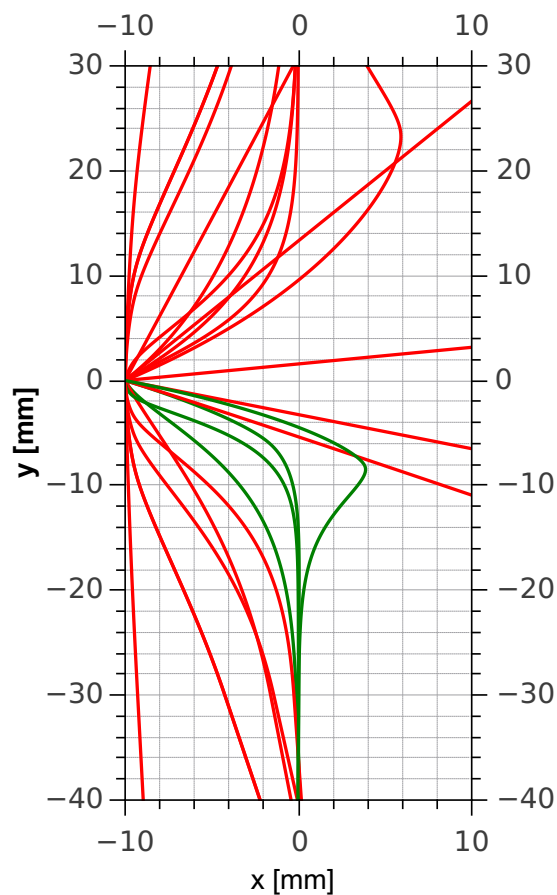
Do działania źródła atomów, zwanego dwuwymiarową pułapką magneto-optyczną (2D-MOT), niezbędne jest kwadrupolowe pole magnetyczne w dwóch kierunkach poprzecznych, a stałe wzdłuż osi pułapki, czyli w kierunku w którym nie zachodzi chłodzenie. Pole na samej osi pułapki jest zerowe. Region pułapki 2D-MOT jest oświetlony przez cztery wydłużone wiązki laserowe o kołowych ortogonalnych polaryzacjach. Z powodów praktycznych, zamiast wytwarzać wiązki o silnie eliptycznym przekroju poprzecznym, zdecydowaliśmy na użycie trzech równoległych wiązek o kołowym przekroju każda, rozsuniętych o 25 mm. Zasada działania 2D-MOT jest zilustrowana grafiką na rysunku 3.1. Taka konfiguracja poprzecznego gradientu pola magnetycznego oraz wiązek laserowych zapewniających chłodzenie atomów tylko w kierunkach poziomych, powoduje, że prędkość atomów w komórce jest zmniejszana w kierunku radialnym. Nie zachodzi chłodzenie w kierunku podłużnym. Atomy zbierają się wokół osi z pułapki (oś zerowego pola magnetycznego). Atomy w komórce muszą spełnić trzy warunki, aby zasilić strumień atomów wydobywających się z rejonu pułapki:

- ✓ początkowa prędkość radialna musi być mniejsza niż poprzeczna prędkość wychwyty pułapki 2D-MOT,
- ✓ czas oddziaływania atomów ze światłem musi być wystarczająco długi, aby atomy osiągnęły trajektorię ruchu pozwalającą wylot w interesującym nas kierunku,
- ✓ średnia droga swobodna powinna być większa albo porównywalna do długości pułapki, aby kolizje nie zaburzały procesu chłodzenia.

3.1.1. Symulacje

Na etapie planowania i przygotowywania źródła zimnych atomów, przeprowadzone zostały proste symulacje mające na celu zobrazowanie działania tworzonej dwuwymiarowej pułapki magneto-optycznej. Miały one też na celu oszacowanie spodziewanego strumienia atomów ładującego dolną pułapkę oraz zależności od takich parametrów pracy jak gradient pola magnetycznego, natężenie wiązek laserowych i ich odstrojenie. Znajomość przybliżonych wartości parametrów była niezbędna do zaplanowania i wykonania poszczególnych elementów, takich jak wybór magnesów, sposób montowania, dobór odstrojenia (częstotliwości) lasera pułapki czy podział mocy światła laserowego.

Program do symulacji 2D-MOT został napisany w języku C. Jego działanie opierało się na modelowaniu ruchu poszczególnych atomów w obszarze



Rysunek 3.2. Wynikiem symulacji pracy 2D-MOT były trajektorie ruchu poszczególnych atomów w obszarze komórki. Wybrane trajektorie dobrze ilustrują sposób działania tego typu źródła atomów. Do ilustracji wybrano jeden punkt na bocznej ścianie komórki jako startowy. Losowane atomy z różnymi wektorami prędkości podążają różnymi drogami. Kolorem zielonym wyszczególniono te trajektorie, które w wyniku symulacji zaliczamy jako dające wkład do interesującego nas strumienia. Kolorem czerwonym zaznaczono pozostałe trajektorie.

krzyżowania się wiązek laserowych. Obliczenia opierały się na ruchu opisanym równaniami klasycznymi.

W modelu założono ruch w przestrzeni ograniczonej rzeczywistymi rozmiarami komórki szklanej. Do obliczeń losowano wektory prędkości dla atomów rozpoczynających swój ruch na ściankach komórki. Założono, że atomy startują tylko z powierzchni komórki, co można uzasadnić następująco: jeśli atom po przelocie przez obszar pracy pułapki dotrze do innej ścianki i się odbije, możemy uznać go za nowy, wpływający niezależnie. Symulacje nie uwzględniają zderzeń między atomami, każda trajektoria jest obliczana niezależnie od pozostałych.

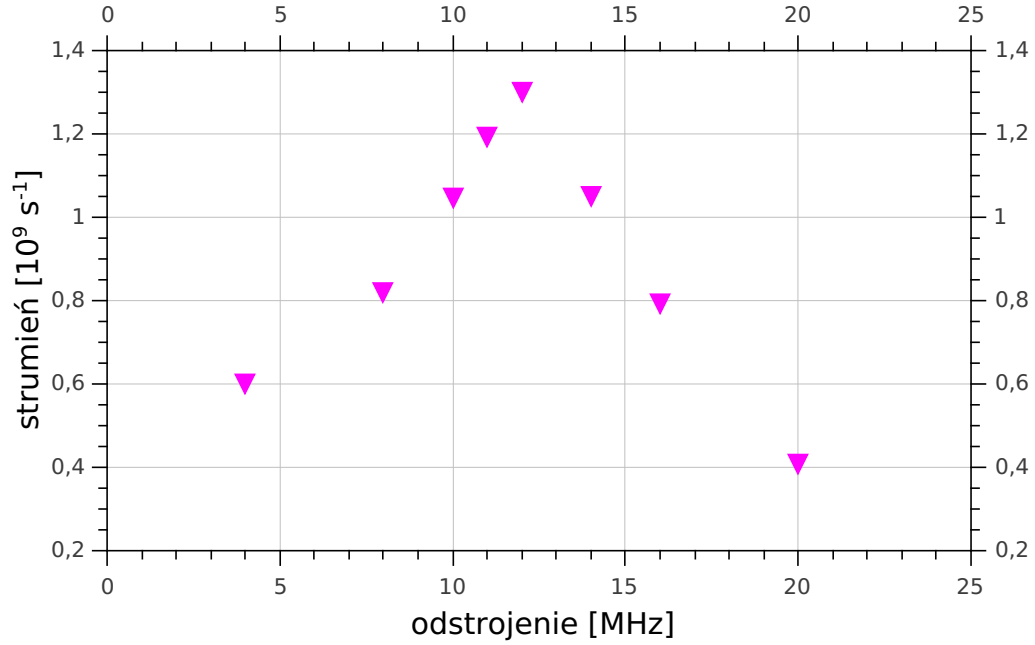
Zakładając symetrię układu do wstępnych obliczeń przyjęto uproszczony dwuwymiarowy model. W obszarze działania pułapki, założono jednorodny rozkład natężenia światła laserowego z przeciwbieżnych wiązek, kwadrupolowy rozkład pola magnetycznego z zerem w środku komórki. Warunkiem początkowym jest punkt startowy na ściankach komórki, z uwzględnieniem losowania kierunku wektora prędkości oraz termicznego rozkładu wartości. W ten sposób jest losowanych kilkadziesiąt tysięcy wektorów początkowych dla atomów, a następnie metodą iteracyjną obliczana jest trajektoria ruchu każdego atomu. Na podstawie tego modelu możemy sprawdzić jaki odsetek wszystkich trajektorii opuści obszar pułapki po interesujących nas trajektoriach (oznaczonych na rys. 3.2 kolorem zielonym).

Wykresy na rysunkach 3.3 i 3.3 pokazują przykładowe wyniki uzyskane dzięki opisanym symulacjom numerycznym.

Wyniki nawet tak prostego modelowania działania pułapki 2D-MOT, były ogromnie pomocne na etapie planowania i projektowania eksperymentu. Mimo, że symulacje oparte na bardzo uproszczonych założeniach, nie prowadziły do zadowalających wyników ilościowych, jednak z powodzeniem odtwarzały jakościowo wpływ parametrów pracy pułapki. Modelowanie pozwoliło oszacować pożądane parametry, co było nieocenioną pomocą w doborze konkretnych rozwiązań.

3.1.2. Pole magnetyczne

Wytworzenie kwadrupolowego pola magnetycznego w dwóch kierunkach może zostać zrealizowane przy użyciu magnesów stałych lub cewek. W omawianym eksperymencie zdecydowaliśmy się na stałe magnesy. Dzięki temu mogliśmy zrezygnować z zasilania cewek, które może stanowić źródło niestabilności oraz zwiększa niepotrzebnie stopień skomplikowania tej części aparatury. Niewątpliwą zaletą takiego rozwiązania jest fakt, że magnesy raz



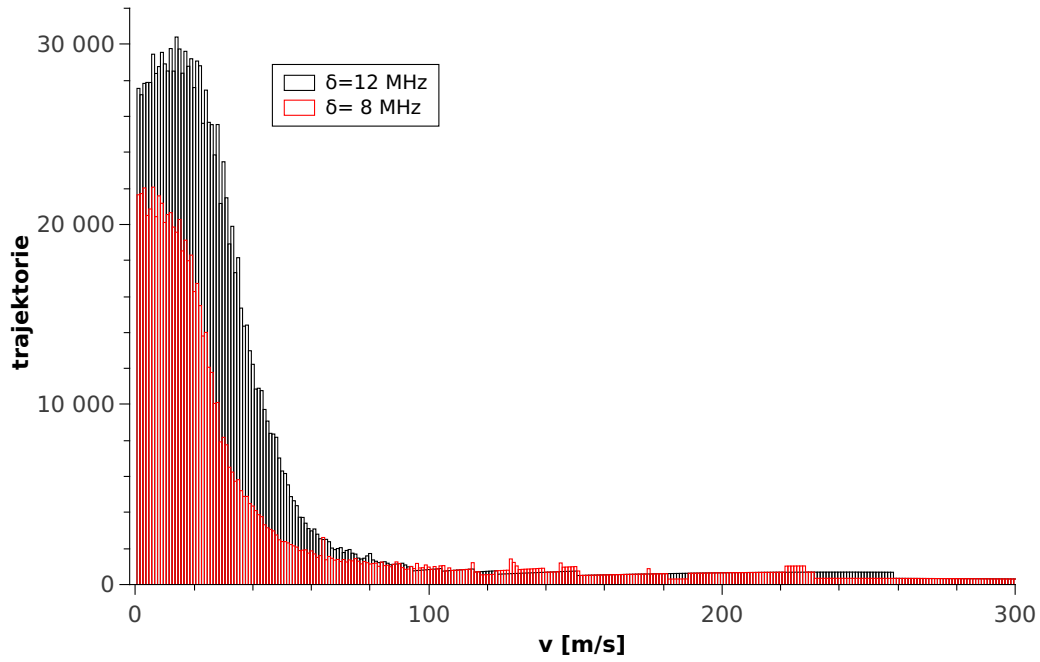
Rysunek 3.3. Wyniki symulacji dla różnych odstrojeń wiązek pułapki przy zadanych pozostałych warunkach: natężenie światła $I=5 \text{ mW/cm}^2$, gradient pola magnetycznego 12 G/cm .

zamontowane w odpowiednich pozycjach, po zapewnieniu stabilności mechanicznej, wytwarzają pożądaną rozkład pola magnetycznego, bez konieczności późniejszej ingerencji czy kalibracji. Pewną wadą jest niemożliwość „wyłączenia” takich magnesów oraz mniejsza elastyczność w modyfikacji układu. Jednak wyłączenie pola magnetycznego w tej części eksperymentu nie jest konieczne. Odcinanie strumienia atomów może być zrealizowane poprzez zasłanianie wiązek laserowych. Sprawdzono też, że wpływ pola magnetycznego od magnesów stałych na dolną komórkę eksperymentalną jest zanedbywalny. Ponadto fakt, że dolna komórka eksperymentalna jest ekranowana magnetycznie, dodatkowo zabezpiecza przed wpływem tych magnesów (patrz podrozdział 2.5).

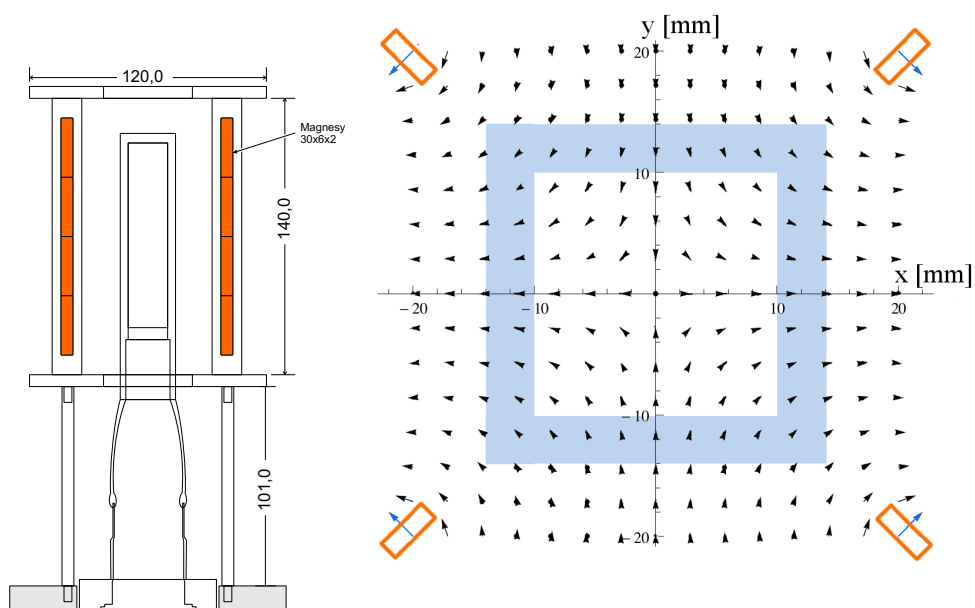
Stałe magnesy neodymowe o rozmiarze $30 \times 6 \times 2 \text{ mm}^1$ umieszczono w klatce wykonanej z ertacetalu na 4 słupkach pionowych. Każdy zawiera cztery magnesy, które są wklejone do słupków specjalnym klejem epoksydowym wybranym do łączenia tego typu materiałów², zapewniającym stabilność i utrzymanie pozycji. Dzięki temu, że wysokość słupków (120 mm) przekracza wymiary komórki, w obszarze działania pułapki wytwarzany jest dość dobrze określony gradient na całej wysokości. Rysunek 3.6 pokazuje

¹ www.magnesy.eu MPŁ 30 x 6 x 2, materiał N38SH

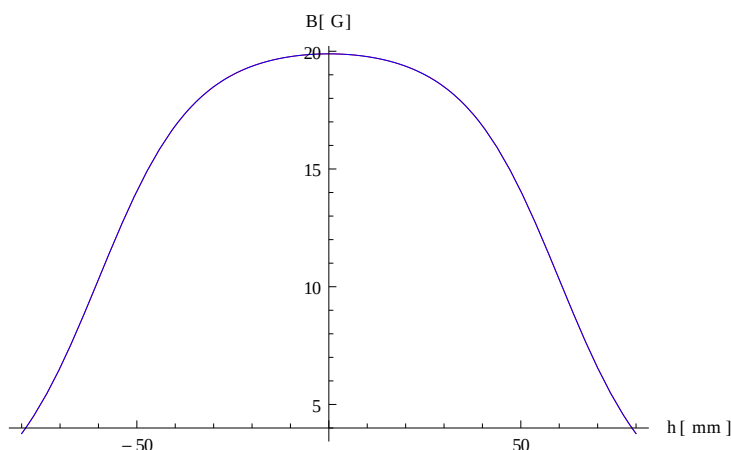
² Loctite Hysol 9466 - 2K epoxy



Rysunek 3.4. Przykładowe histogramy rozkładu prędkości atomów opuszczających obszar pułapki dwuwymiarowej po trajektoriach uznanych za dobre. Różnymi kolorami oznaczono histogramy dla różnych odstrojeń wiązek pułapkujących. Widać wyraźną nadreprezentację atomów o bardzo małych prędkościach, co jest konsekwencją przyjętego założenia o braku zderzeń między atomami. W rzeczywistych warunkach, atomy z najmniejszymi prędkościami, nie mają szansy dać wkładu do strumienia, ponieważ przed opuszczeniem obszaru pułapki, ulegają zderzeniom i zmieniają trajektorię.



Rysunek 3.5. Projekt klatki dla mocowania stałych magnesów ustawionych w czterech słupkach wokół szklanej komórki. Po prawej przedstawiony rzut z góry na klatkę z zaznaczeniem pozycji magnesów (pomarańczowe prostokąty), konturem komórki szklanej (niebieski cień) oraz liniami pola magnetycznego wytwarzanymi przez 4 słupki magnesów. W klatce możliwe są różne rozstawy R magnesów, rozumiane jako odległość po przekątnej między środkami słupków położonych w przeciwległych narożnikach.

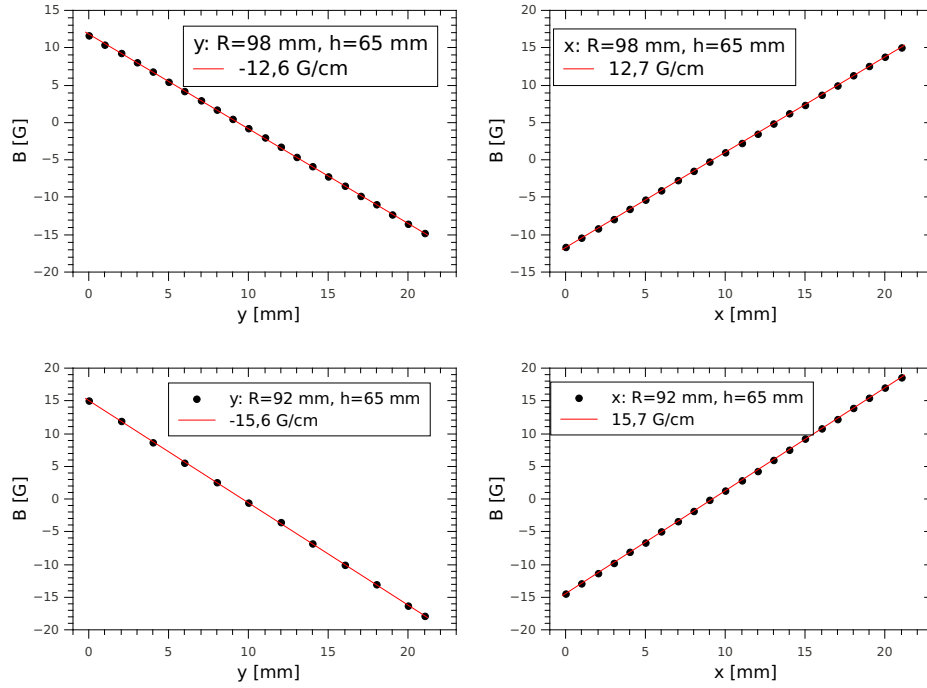


Rysunek 3.6. Zależność wartości pola magnetycznego w klatce od wysokości h , przy czym $h = 0$ odnosi się w tym wypadku do środka słupów i komórki szklanej. Zaprezentowana wartość pola magnetycznego wyznaczona jest wzdłuż osi z dla ustalonych współrzędnych ($x = 5$ mm, $y = 5$ mm).

wartość pola magnetycznego obliczoną wzdłuż osi z dla ustalonych współrzędnych ($x = 5$ mm, $y = 5$ mm) poza osią w zależności od wysokości. Na tym wykresie przyjęto $h = 0$ jako środek słupków. Widać, że pole magnetyczne w interesującym nas przedziale wysokości, w którym pracuje pułapka (około 60 mm) nie zmienia się o więcej niż 10% na krańcach przedziału.

Klatka została pomyślana tak, aby była możliwość regulacji odległości między słupkami magnesów. Ze względu na występujące siły między magnesami oraz potrzebę stabilności konstrukcji, zdecydowaliśmy się na skokową regulację. W klatce możliwe jest 6 ustawień słupków z magnesami, tak aby regulować rozstaw R między słupkami. R oznacza odległość po przekątnej między środkami magnesów w przeciwnych narożnikach kwadratu. Rozmieszczenie słupków i magnesów w klatce obrazuje rysunek 3.5. Magnesy mogą zostać ustawione z rozstawem R w przedziale między 68 mm a 98 mm, ze skokiem 6 mm. Zapewnia to wystarczający zakres regulacji gradientu pola magnetycznego, co zostało obliczone na podstawie symulacji oraz potwierdzone pomiarami pola magnetycznego wewnątrz klatki po jej zmontowaniu. Wyniki obliczeń oraz pomiarów przedstawione są w kolejnej części.

Projekt klatki z magnesami był opracowywany na podstawie wyników symulacji działania pułapki opisanych w rozdziale 3.1.1. Dzięki modelowaniu mogliśmy zaplanować konstrukcję pokrywającą pożądany zakres parametrów.



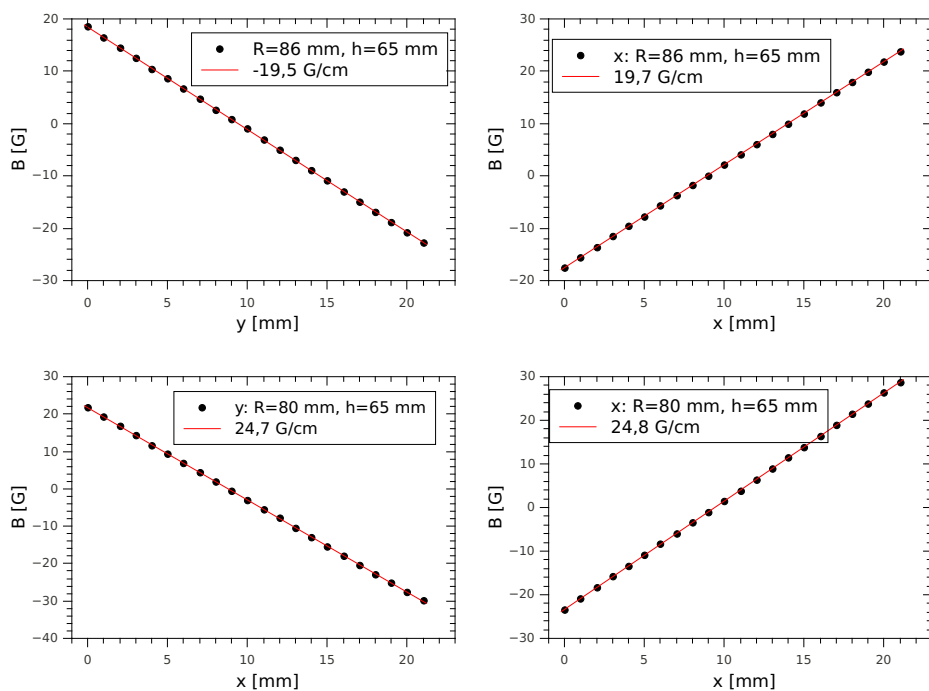
Rysunek 3.7. Wyniki pomiarów pola magnetycznego w klatce dla największych rozstawów $R = 75$ mm i $R = 69$ mm na wysokości $h = 65$ mm od dołu klatki. Lewa kolumna przedstawia wyniki pomiaru wzdłuż osi y , a prawa x .

Pomiar pola w klatce

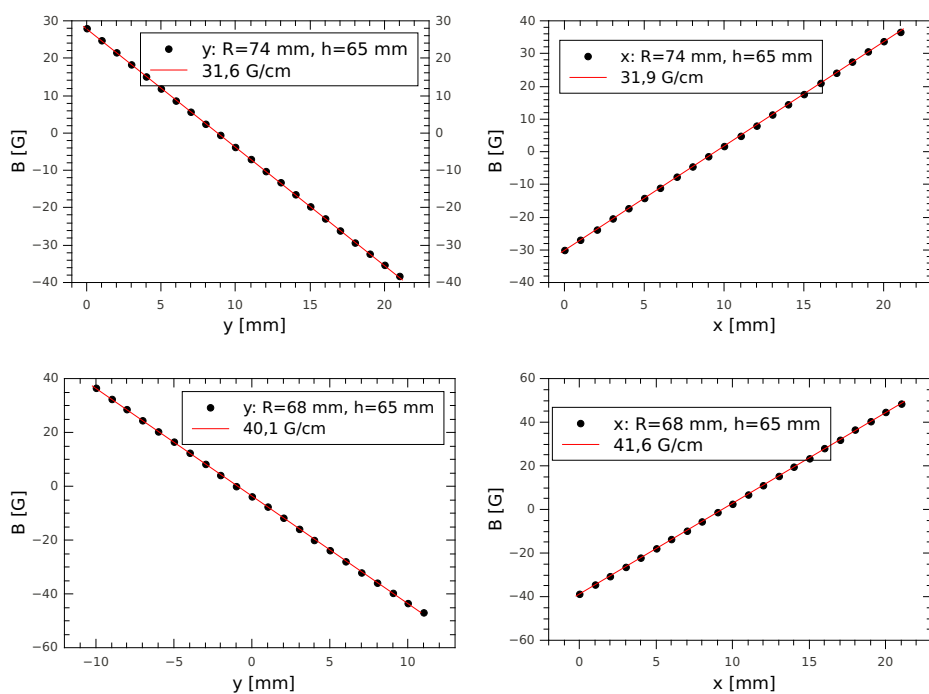
Pomiary indukcji pola magnetycznego zostały wykonane dla różnych wysokości h , liczonej od dołu klatki. Pierwszy magnes umieszczony jest na wysokości $h_{min} = 10$ mm. R oznacza rozstaw między magnesami, rozumiany jako długość przekątnej kwadratu, jaki tworzą słupki z magnesami. Ilustruje to rysunek 3.5.

Na wykresach 3.7 - 3.9 przedstawiono pomiary indukcji pola magnetycznego wewnątrz klatki dla wysokości $h_r = 65$ mm, odpowiadającej środkowi komórki, dla różnych rozstawów słupków R . Na każdym wykresie są wypisane warunki dla danego pomiaru. Dla każdego rozstawu dokonano dwóch pomiarów, wzdłuż osi x i y . Na wykresach przedstawiono też interesującą nas wartość gradientu pola magnetycznego, którą uzyskano w wyniku dopasowania liniowego do punktów pomiarowych.

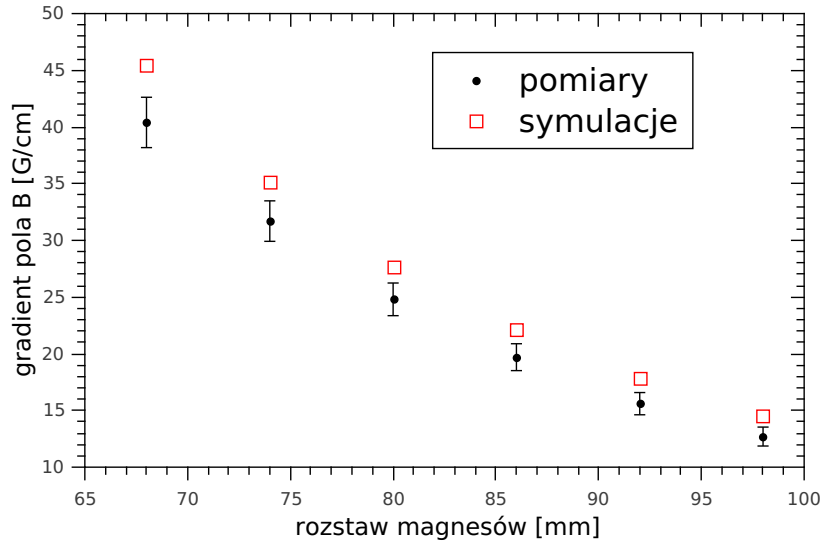
Pomiary potwierdziły nasze przewidywania, że przy użyciu stałych magnesów można z powodzeniem wykonać założony rozkład przestrzenny pola magnetycznego w obszarze eksperymentu. Jak widać wytworzone pole charakteryzuje się stałym gradientem w dużym obszarze. Dla różnych wysokości h , obserwujemy tylko niewielkie zmiany gradientu w pionie poza obszarem działania 2D-MOT. Można przyjąć, że w całym interesującym nas zakresie



Rysunek 3.8. Wyniki pomiarów pola magnetycznego w klatce dla rozstawów $R = 63$ mm i $R = 57$ mm na wysokości $h = 65$ mm od dołu klatki. Lewa kolumna przedstawia wyniki pomiaru wzdłuż osi y , a prawa x .



Rysunek 3.9. Wyniki pomiarów pola magnetycznego w klatce dla rozstawów $R = 51$ mm i $R = 45$ mm na wysokości $h = 65$ mm od dołu klatki. Lewa kolumna przedstawia wyniki pomiaru wzdłuż osi y , a prawa x .



Rysunek 3.10. Porównanie wartości możliwych do uzyskania gradientów pól magnetycznych wyznaczonych w wyniku modelowania oraz pomiarów końcowych.

h gradient pola magnetycznego jest stały. Diagnostyczne pomiary rozkładu pola magnetycznego wytwarzanego stałymi magnesami, pozostają w dużej zgodności z modelowaniem numerycznym wykonanym na etapie projektowania.

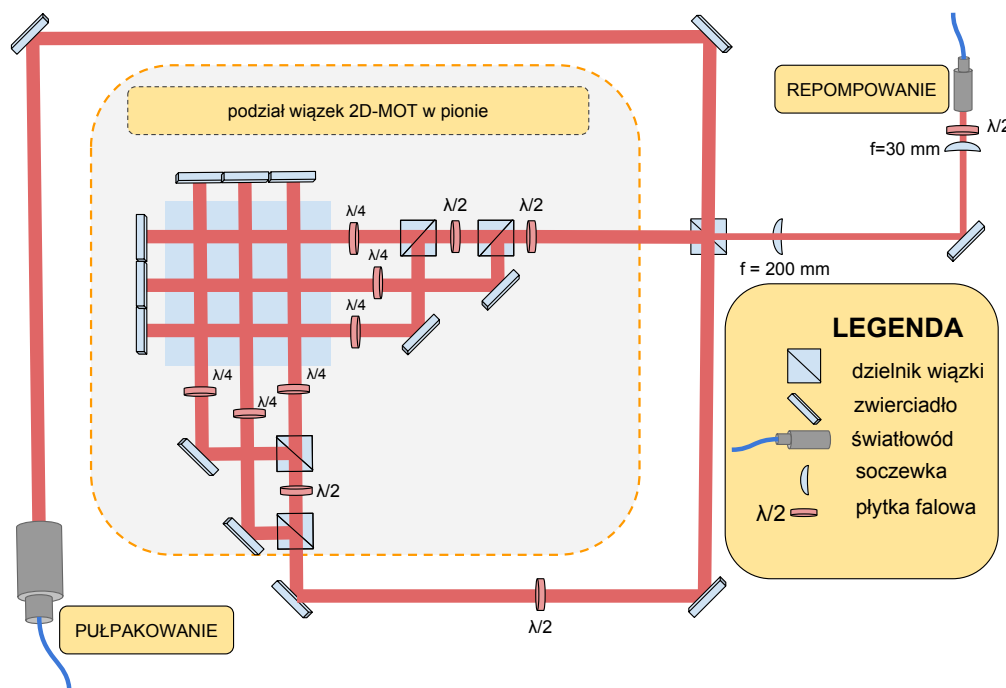
Symulacje pola od magnesów stałych

Obliczenia rozkładu pola magnetycznego od magnesów stałych zostały wykonane na podstawie programu dołączonego w materiałach uzupełniających do pracy [82]³.

Dla dostępnych rozstawów słupków z magnesami w naszej klatce zostały wykonane obliczenia gradientów pola magnetycznego wewnątrz komórki za pomocą wspomnianego programu, a następnie porównane z wynikami pomiarów omówionymi w poprzednim podrozdziale 3.1.2. Wynik porównania jest przedstawiony na rysunku 3.10. Widać, że symulacje numeryczne dały nieco wyższe wyniki niż rzeczywiste. Można zatem podejrzewać, że parametry podane przez producenta magnesów nieco różniły się od rzeczywistych.

W oparciu o obliczenia numeryczne, wybraliśmy pracę pułapki przy gradientie pola w największym rozstawie słupków z magnesami, odpowiadającym wartości około 12 G/cm. Diagnostyka eksperymentalna dla różnych warunków również potwierdziła słuszność takiego wyboru.

³ Materiały dodatkowe opublikowane i dostępne na stronie: <http://rmathevet.free.fr/English/HalbachZeemanSlowerEN.html>



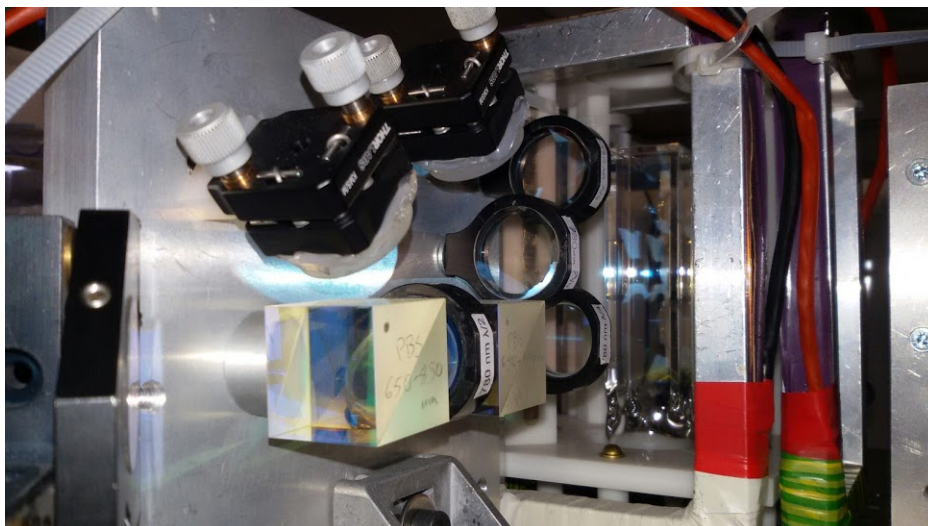
Rysunek 3.11. Tor wiązek laserowych tworzących 2D-MOT w górnej komórce. Dla zobrazowania trójwymiarowej konfiguracji wiązek na płaskim rysunku w części zaznaczonej pomarańczową, przerywaną obwiednią obie gałęzie są obrócone o 90 stopni względem reszty rysunku, tzn. podział na trzy wiązki pułapki odbywa się w pionie.

3.1.3. Tor wiązek laserowych

W pierwszej wersji eksperymentu wyjścia światłowodów doprowadzających wiązki laserowe były ustawione na powierzchni stołu optycznego a wiązki dzielone między górną a dolną pułapkę za pomocą wielu elementów optycznych na dolnej powierzchni oraz przesyłane pionowo do góry. Szczegółowo ta wersja układu optycznego wytwarzania 2D-MOT i 3D-MOT jest opisana w rozprawie Artura Stabrawy [10]. Stopień skomplikowania takiego układu optycznego był znaczny, dlatego po przeniesieniu eksperymentu zastosowaliśmy oddzielne światłowody doprowadzające światło pułpakujące i repompujące dla 2D-MOT i 3D-MOT. Dzięki temu tor wiązki laserowych znacznie się uprościły. Rysunek 3.11 pokazuje tor wiązek laserowych tworzących pułapkę.

Światło pułpakujące (moc całkowita około 130 mW) jest doprowadzone do eksperymentu światłowodem zakończonym kolimatorem⁴, który formuje wiązkę o średnicy 6,75 mm, która jest następnie łączona na kostkę ze światłem repompującym. Połączone wiązki są kierowane w dwa ramiona, w któ-

⁴ Schäfter + Kirchhoff, fiber collimator 60FC-Q780-4-M75-37



Rysunek 3.12. Zdjęcie układu dzielącego wiązkę laserową dla 2D-MOT.

rych są dzielone w pionie, formując trzy wiązki tworzące pułapkę dwuwymiarową. Podział wiązek w pionie wykonywany jest na specjalnie w tym celu zaprojektowanych płytach do montażu optyki⁵. Zdjęcie układu dzielącego wiązki w pionie widoczne jest na rysunku 3.12. Wiązki przeciwbieżne tworzone są poprzez odbicie wsteczne na zwierciadłach.

3.1.4. Diagnostyka

Parametry układu 2D-MOT zostały wstępnie dobrane na podstawie wyników symulacji opisanych wcześniej, odpowiednio zoptymalizowane pod kątem ładowania 3D-MOT w dolnej komórce. Głównym wyznacznikiem skuteczności tej pułapki jako źródła atomów była szybkość ładowania dolnej pułapki. W tej części przytoczonych jest kilka pomiarów diagnostycznych, w których sprawdzony został ilościowo wpływ takich parametrów jak odstrojenie laserów pułapki, moc i częstotliwość wiązki przepychającej czy warunki pracy dyspensera rubidu. Prezentowane wyniki pomiarów strumienia ładującego odnoszą się do nowej wersji pułapek, która została zbudowana po przeniesieniu eksperymentu do nowego laboratorium.

Opisana poniżej technika wyznaczenia strumienia wychwytywanego w dolnej pułapce może być łatwo stosowana do systematycznego i ilościowego justowania i optymalizacji eksperymentu po różnych modyfikacjach i zmianach warunków jego przygotowania.

⁵ Patrz projekt techniczny płyt w załączniku A.6

Pomiar strumienia atomów ładującego 3D-MOT

Pomiar strumienia atomów z górnej pułapki dwuwymiarowej został wykonany poprzez rejestrację sygnału fluorescencji podczas ładowania 3D-MOT w dolnej komorze odpowiednio skalibrowanym detektorem. Zgodnie z przytoczonym wcześniej równaniem 2.1 opisującym dynamikę atomów w pułapce magneto-optycznej, początkowy okres ładowania można uznać za zależny tylko od strumienia dostarczającego atomy do obszaru pułapki, zatem z pewnym przybliżeniem można wyrazić zmianę liczby atomów N w pułapce $dN = Rdt$. Korzystając z tej liniowej zależności liczby atomów w MOT od czasu (tylko w początkowej fazie ładowania) można łatwo wyznaczyć stałą R , czyli współczynnik kierunkowy dopasowanej prostej. Całkowite natężenie światła fluorescencji atomów w pułapce magneto-optycznej możemy oszacować, znając geometrię układu zbierającego światło. Wyznaczamy go na podstawie stosunku kąta bryłowego z jakiego zbieramy światło do kąta pełnego (zakładamy jednorodną fluorescencję we wszystkich kierunkach). Z kolei fluorescencję z pułapki możemy przeliczyć na liczbę atomów, zakładając stałą emisję fotonów na jednostkę czasu dla zadanych warunków:

$$\gamma_{sc} = \frac{\pi\Gamma(I/I_S)}{1 + (I/I_S) + 4(\Delta/\Gamma)^2}. \quad (3.1)$$

W powyższym wzorze I oznacza całkowite natężenie światła pochodzące od 6 wiązek MOT, Γ szerokość naturalną przejścia pułapkującego, Δ odstrojenie światła od rezonansu, a I_S natężenie nasycenia.

Liczba atomów w pułapce jest proporcjonalna do napięcia na fotodetektorze U_{PD} rejestrującym fluorescencję. Może zostać obliczona według wzoru

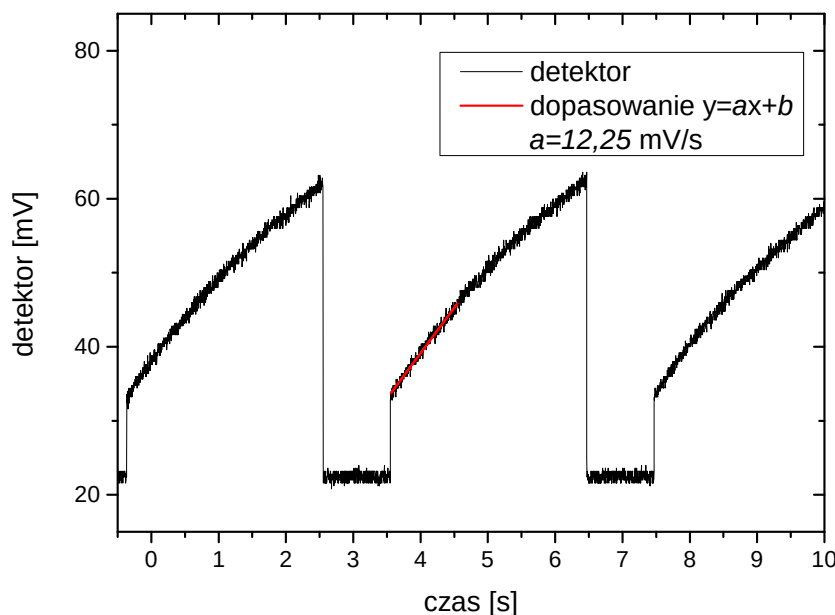
$$N = \frac{\lambda}{hc} \frac{4\pi}{\Omega} \frac{1}{\gamma_{sc}} \frac{\alpha}{s} U_{PD}, \quad (3.2)$$

przy założeniu znanego współczynnika wzmocnienia α i czułości s używanego fotodetektora oraz kąta bryłowego Ω z jakiego zbierane jest światło. Długość fali światła emitowanego oznaczona jest jako λ , a h i c to stałe fizyczne, odpowiednio stała Plancka i prędkość światła.

Oznaczając stałe we wzorze 3.2 jednym współczynnikiem proporcjonalności $\kappa = 4\pi\lambda\alpha/hc\Omega\gamma_{sc}s$ można go przepisać w formie pozwalającej łatwo stosować w praktyce $N = \kappa \cdot U_{PD}$. W naszym wypadku przelicznik dla stosowanej fotodiody⁶, której napięcie wyrażone jest w mV, pracującej przy wzmocnieniu 30 dB wynosi $\kappa = 3 \times 10^6$ atomów/mV.

Na rysunku 3.13 przedstawiono przykładowy sygnał fluorescencji podczas

⁶ Thorlabs PDA100A



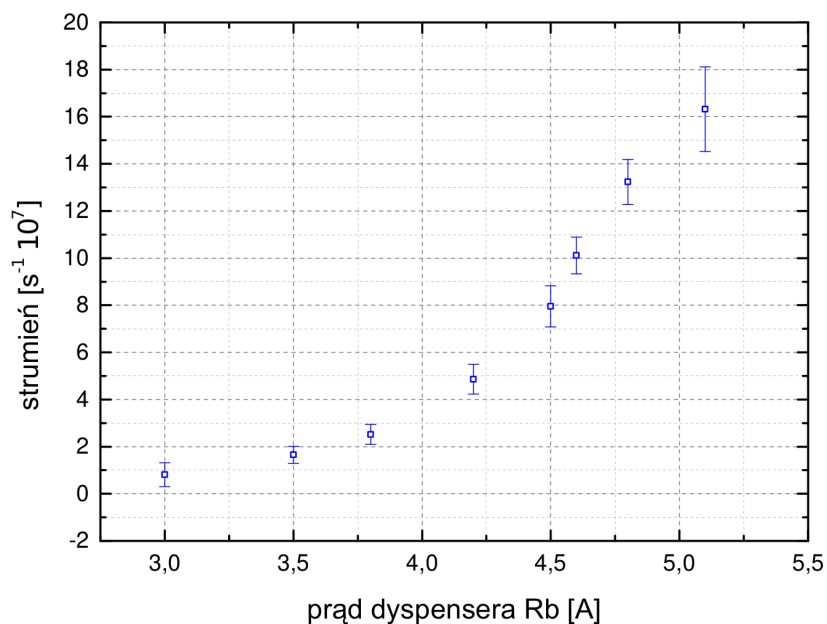
Rysunek 3.13. Sygnał sekwencyjnego ładowania 3D-MOT w celu wyznaczenia dopływającego strumienia atomów.

ładowania 3D-MOT rejestrowany w ten sposób. Na podstawie współczynnika kierunkowego prostej, dopasowanego do pierwszej fazy krzywej ładowania oraz znajomości geometrii układu obrazującego, wyliczono strumień atomów wychwytywany przez pułapkę.

Wpływ dyspensera rubidu na strumień atomów

W ostatnich tygodniach pracy zaobserwowaliśmy pogorszenie pracy pułapki, związane ze znacznym spadkiem wydajności dyspensera rubidu zasilającego 2D-MOT, który do tej pory zapewniał wystarczający i stabilny dopływ par rubidu przy prądzie około 3 A. Niezaprzeczalnie dowodzi to, że zapasy rubidu w tym dyspenserze są bliskie wyczerpania i niedługo konieczne będzie skorzystanie z kolejnego. Zmierzoną zależność strumienia atomów 2D-MOT od prądu dyspensera przedstawia rysunek 3.14.

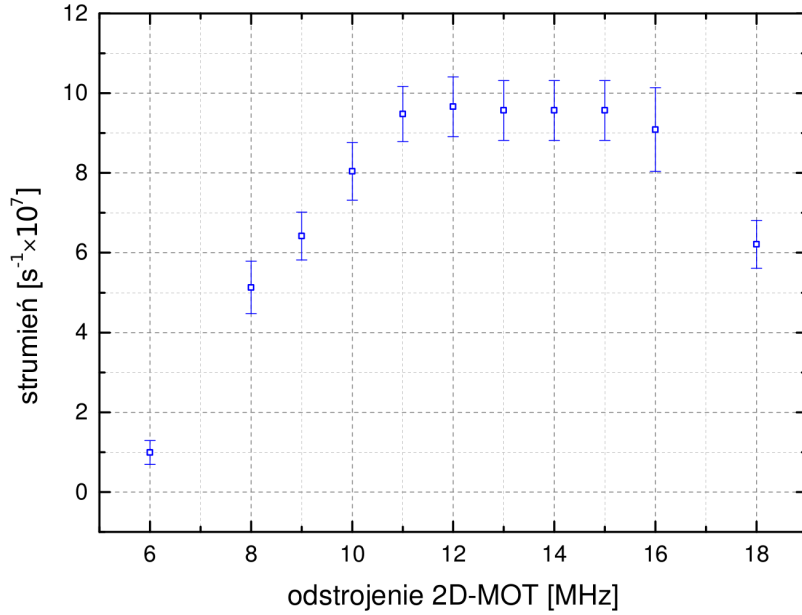
Widać wyraźnie, że dopływ rubidu rośnie dopiero przy prądach powyżej 4 A, a zadowalające rezultaty ładowania otrzymujemy przy prądach powyżej 5 A. Jednak przy takich prądach już po kilku minutach obserwujemy niekorzystny wpływ zużywającego się źródła rubidu na ciśnienie w układzie. Najprawdopodobniej jest to związane z dużą ilością ciepła wydzielającego się podczas przepływu dużego prądu, co powoduje znaczne uwalnianie gazów zanieczyszczających układ próżniowy.



Rysunek 3.14. Zależność strumienia z 2D-MOT wychwytywanego w dolnej pułapce 3D-MOT od prądu dyspensera, którego zapasy rubidu są bliskie wyczerpania.

Wpływ odstrojenia wiązek pułapki

Zbadany został też wpływ odstrojenia wiązek laserowych 2D-MOT na strumień atomów zasilający dolną komorę. Na podstawie wyniku symulacji opisaną wcześniej (patrz rysunek 3.3), spodziewaliśmy się najlepszego działania 2D-MOT przy odstrojeniu wiązek pułapkujących około 12 MHz, co poniekąd potwierdzają nasze obserwacje. Wykres na rysunku 3.15 pokazuje, w przeciwieństwie do symulacji, że działanie pułapki nie jest tak wrażliwe na odstrojenia wiązek. Strumień atomów z górnej pułapki osiąga zadowalające wartości około 10^8 at/s przy odstrojeniach od 11 MHz do 15 MHz. Takie zachowanie w konfrontacji z symulacjami można zrozumieć analizując histogramy rozkładu prędkości w strumieniu. Prawdopodobne jest, że choć całkowity strumień atomów z 2D-MOT ma pewne maksimum, to użyteczna część strumienia będąca w zakresie wychwytu 3D-MOT nie zmienia się znacząco w pewnym zakresie odstrojeń. Dodatkowym czynnikiem mogącym wpływać na pewną stabilność strumienia w zakresie kilku MHz odstrojenia jest fakt zmiany wydajności AOM. Zatem na zmianę odstrojenia wiązek pułapki nakłada się jednocześnie zmiana ich mocy.

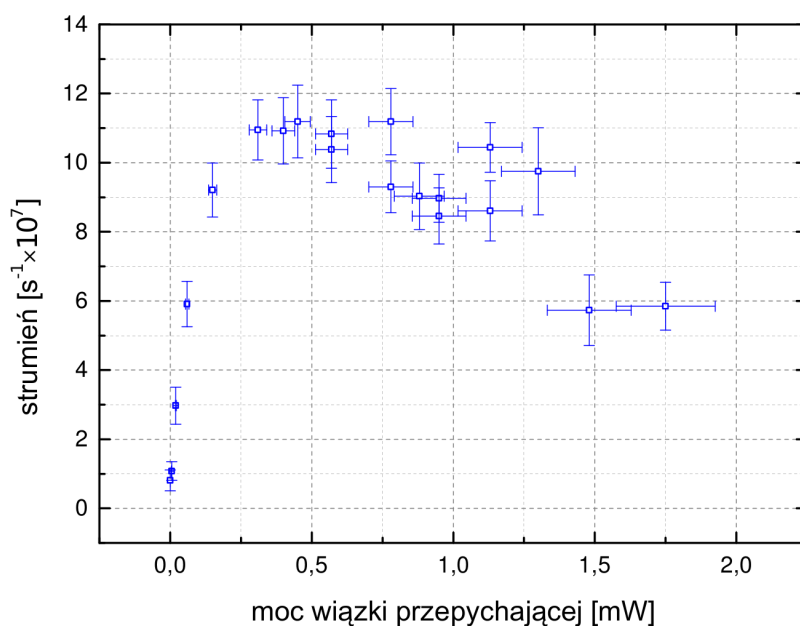


Rysunek 3.15. Zależność strumienia z 2D-MOT wychwytywanego w dolnej pułapce 3D-MOT od odstrojenia wiązek pułapki.

Wpływ wiązki przepychającej

Jak pokazano w pracy [76] dodatkowa przepychająca wiązka laserowa z góry może znacząco poprawić ilość atomów z mniejszymi prędkościami w strumieniu w porównaniu ze zwykłym układem 2D-MOT. Wiązka laserowa w pionie, gdzie wzdłuż osi pole magnetyczne jest stałe, dostraja się poprzez efekt Dopplera tylko do pewnej klasy prędkości atomów. Dodanie takiej wiązki nie powinno wpływać na całkowity strumień, jednak przy odpowiednim odstrojeniu może zwiększać ilość atomów o małych prędkościach, będących w zasięgu wychwytu 3D-MOT.

W naszym eksperymencie potwierdziliśmy pozytywny wpływ dodania takiej wiązki na ładowanie pułapki. Stosowana wiązka laserowa pochodzi z kolimatora światłowodowego ustawionego bezpośrednio nad górną komórką szklaną. Wiązka przepychająca jest skolimowana i ma przekrój około $1,3 \text{ mm}^2$. Powoduje to, że jej działanie nie jest bez znaczenia dla pracy 3D-MOT. Obserwujemy wyraźne przesuwanie i lekkie rozdmuchiwanie chmury atomów w dolnej pułapce, kiedy jej działanie jest zoptymalizowane pod kątem szybkości ładowania. W związku z tym przed pomiarami oraz w trakcie przeładowania do pułapki dipolowej wiązka przepychająca jest wyłączana. Jej obecność jest konieczna tylko dla szybkiego załadowania 3D-MOT, a tym

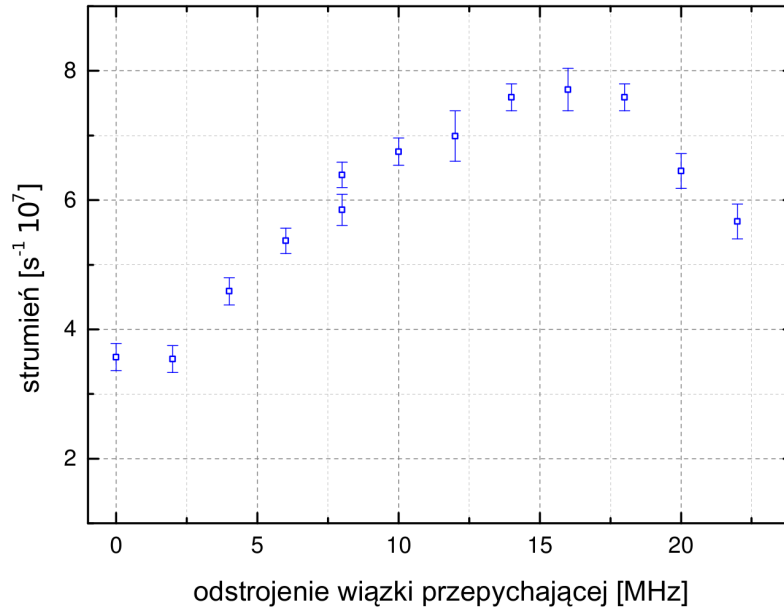


Rysunek 3.16. Zależność strumienia z 2D-MOT z dodatkową wiązką przepychającą od mocy tej wiązki. Pomiar wykonany przy ustalonym odstrojeniu 12 MHz.

samym skrócenia całego cyklu eksperymentalnego. W dalszej części pokazane są przykładowe wyniki pomiarów diagnostycznych wykonane opisaną powyżej metodą. Warto zauważyć, że zmierzone wartości strumienia atomów rzędu 10^8 at/s nie są całkowitym strumieniem z 2D-MOT, a tylko użyteczną jego częścią, która jest w zakresie wychwytu dolnej pułapki. Dla celów opisywanych eksperymentów, nie ma większego znaczenia pomiar całkowitego strumienia, a tylko jego użyteczna dla ładowania 2D-MOT część. Uzyskana wartość użytecznej części strumienia jest zadowalająca dla naszych celów, pozwala w kilka sekund zebrać w 3D-MOT nawet do 5×10^9 atomów.

Na kolejnym wykresie 3.16 widzimy zmierzoną zależność strumienia od mocy wiązki przepychającej. Zgodnie z przewidywaniami obserwujemy nasycenie powyżej pewnej wartości.

Na rysunku 3.17 przedstawiono pomiar przykładowej zależności strumienia ładującego 3D-MOT od odstrojenia wiązki przepychającej poniżej rezonansu. Wartości dodatnie na wykresie oznaczają bezwzględną wartość odstrojenia ku czerwieni poniżej przejścia pułapkującego.



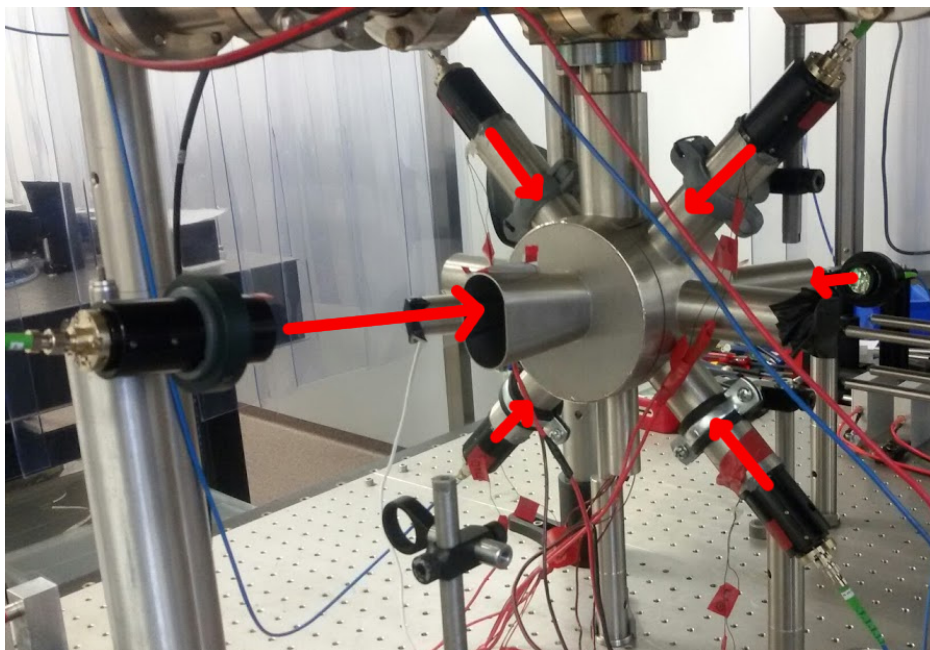
Rysunek 3.17. Zależność strumienia z 2D-MOT z dodatkową wiązką przepychającą od odstrojenia tej wiązki.

3.2. Trójwymiarowa pułapka magneto-optyczna – 3D-MOT

Do chłodzenia i zbierania atomów w trójwymiarowej pułapce używamy standardowego rozwiązania dla metali alkalicznych z 6 wiązkami laserowymi w ortogonalnych kierunkach [83]. Podobnie jak w przypadku górnej pułapki, 3D-MOT został znacznie przebudowany po przeniesieniu eksperymentu na III Kampus UJ. Po dodaniu ekranu magnetycznego i zmianach cewek magnetycznych opisanych w poprzednim rozdziale, zmieniony został też sposób doprowadzania światła do układu. Zamiast tworzenia toru optycznego mieszającego wiązki pułpakujące i repompujące a następnie dzieleniu na poszczególne ramiona pułapki, zastosowana została matryca sprzęgaczy światłowodowych⁷ łącząca światło dwóch światłowodów wejściowych a następnie dzieląca je na sześć wyjściowych. W ten sposób otrzymujemy 6 światłowodów, które po wpięciu do kolimatorów⁸ wytwarzających odpowiedni profil mocy oraz polaryzację, dostarczają gotowych wiązek dla pułapki magneto-optycznej. W ten sposób cały układ optyczny pułapki redukuje

⁷ Evanescent Optics, spliceless PM coupler array 2x6

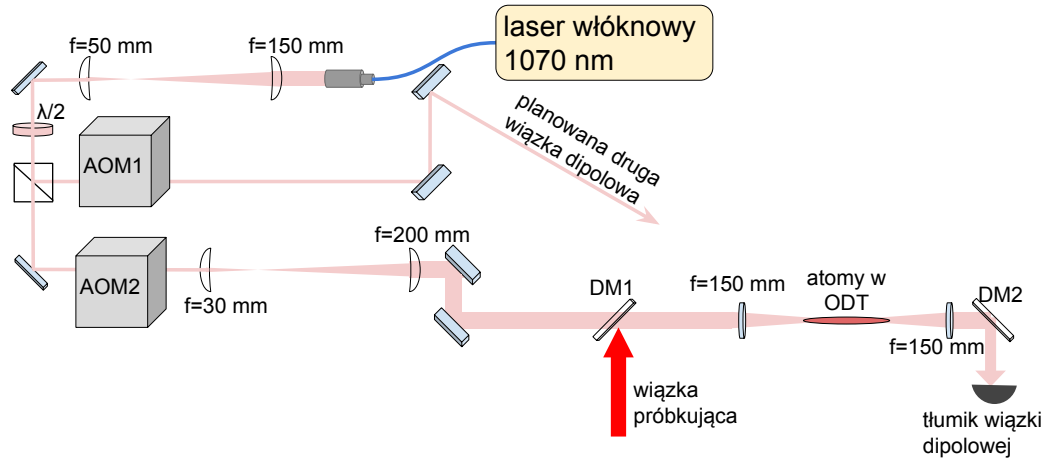
⁸ Podobnie jak w przypadku wiązki pułpakującej 2D-MOT tu również zastosowano kolimatory Schäfter + Kirchhoff, fiber collimator 60FC-Q780-4-M75-37, zawierające płytkę ćwierćfalową pozwalających regulować polaryzację



Rysunek 3.18. Układ kolimatorów światłowodowych wytwarzający wiązki do 3D-MOT w ekranie magnetycznym. Czerwonymi strzałkami zaznaczono bieg wiązek pułapki magneto-optycznej.

się do 6 kolimatorów, z których 4 są zainstalowane bezpośrednio do tub ekranu magnetycznego, a dwa pozostałe na specjalnych uchwytach w pewnej odległości, aby zapewnić dostęp wiązce pułapki dipolowej. Cały układ po przebudowie pokazany jest na zdjęciu na rysunku 3.18.

Taka budowa pułapki magneto-optycznej ma szereg zalet, nie jest jednak pozbawiona pewnych ograniczeń. Przede wszystkim zastosowanie dzielników światłowodowych i kolimatorów znacznie upraszcza tor optyczny, ułatwia transport i zmniejsza liczbę potencjalnych źródeł niestabilności. Zastosowane kolimatory na stałe związane z ekranem magnetycznym posiadają precyzyjną regulację kierunku wiązki laserowej, co jest niezbędne podczas pierwszego ustawienia układu. Raz ustawiona pozycja i polaryzacja nie wymaga w zasadzie ponownej ingerencji i poprawek podczas pracy. Pewną trudnością okazało się stałe związanie ekranu magnetycznego z kolimatorami i cewkami magnetycznymi. Okazało się, że taka dość ciężka konstrukcja nastęrcza problemów ze stabilnością mechaniczną. Wiąże się to z możliwością pojawienia się naprężeń i drgań ekranu względem komórki szklanej, która z kolei jest niezależna od reszty, podłączona bezpośrednio do aparatury próżniowej. Pierwsze eksperymenty z układem w nowej wersji ujawniły potrzebę lepszego stabilizacji mechanicznej ekranu i kolimatorów. W momencie składania tej rozprawy, takie prace nad kolejną wersją były prowadzone i zmierzały



Rysunek 3.19. Schemat toru optycznego do wytwarzania optycznej pułapki dipolowej laserem o długości fali 1070 nm. Szczegóły w tekście.

w stronę pozytywnego rozwiązania. Można zatem przyjąć, że po przeprowadzeniu niezbędnych poprawek, uzyskany zostanie stabilny i kompaktowy układ trójwymiarowej pułapki magneto-optycznej, dający szerokie spektrum potencjalnych zastosowań. W szczególności stanowiący stabilne źródło zimnych atomów do przeładowania do pułapki optycznej dipolowej.

3.3. Optyczna pułapka dipolowa z jedną wiązką 1070 nm

Podobnie jak w przypadku poprzednich etapów, zostanie opisana wersja optycznej pułapki dipolowej zbudowana w nowej wersji układu po przeprowadzce. Wcześniejsze eksperymenty z jedno- i dwu-wiązkową pułapką dipolową są omówione w pracy [10]. Do eksperymentów omówionych w tej części przygotowana została jednowiązkowa pułapka dipolowa wytworzona laserem 1070 nm. Schemat toru optycznego ustawionego na niezależnym stoliku obok komórki eksperymentalnej wraz z niezależnie dołączaną częścią mieszania wiązki próbkującej w komórce przedstawiono na rysunku 3.19. Wiązka o średnicy 5,1 mm wychodząca bezpośrednio z lasera włóknowego jest trzykrotnie pomniejszana teleskopem z dwóch soczewek, aby uzyskać wysoką wydajność w modulatorach akustooptycznych⁹. Zastosowanie płytki falowej oraz polaryzacyjnej kostki światłdzielącej umożliwia podział światła trafiającego do dwóch modulatorów, z których każdy ma za zadanie wytwarzać niezależnie kontrolowaną wiązkę dla pułapki. Dodatkowo dzięki użyciu

⁹ AOM Isomet M1306-T80L-6-TC + sterownik AOM 532-7-X

innych rzędów ugięcia, oprócz kontroli natężenia światła, modulatory pozwalają nieznacznie odstroić wiązki względem siebie, a tym samym uniknąć interferencji. Dla potrzeb omawianego eksperymentu wykorzystywana jest tylko jedna wiązka przechodząca przez komórkę na wprost. Druga jest przygotowana do wytworzenia pułapki ze skrzyżowanymi wiązkami, umożliwiającej skuteczne odparowanie do kondensatu Bosego-Einsteina na drodze czysto optycznej [84–90].

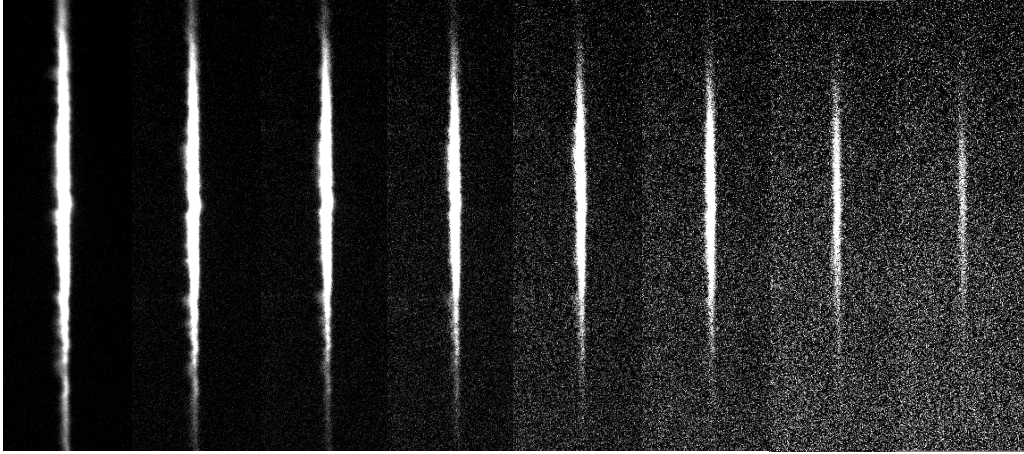
Interesująca nas wiązka po przejściu przez AOM i odfiltrowaniu odpowiedniego rzędu ugięcia jest powiększana kolejnym teleskopem w celu uzyskania odpowiedniej średnicy dla wytworzenia ogniska pułapki o przewężeniu około $30\ \mu\text{m}$. Zmierzona średnica wiązki ODT za drugim teleskopem wynosi $8,8\ \text{mm}$. Układ dwóch zwierciadeł za teleskopem pozwala na precyzyjne przestrzenne ustawienie wiązki w dalszym torze, który znajduje się już poza stolikiem. W drodze wiązki wstawione jest zwierciadło dichroiczne¹⁰, przezroczyste dla światła $1070\ \text{nm}$, a odbijające światło o długości $780\ \text{nm}$. Pozwala to na dodanie wiązki próbkującej dokładnie wzdłuż ODT. Ostatnim elementem formującym pułapkę jest soczewka o ogniskowej $150\ \text{mm}$, która ogniskuje wiązkę do odpowiedniego rozmiaru. Precyzyjne kontrolowanie pozycji tej soczewki jest niezbędne dla osiągnięcia pożądanej pozycji ogniska w miejscu, gdzie znajduje się chmura atomów w 3D-MOT. Po przejściu przez komórkę, wiązka pułapki dipolowej o dużej mocy musi być odfiltrowana od próbki i wygaszona.

3.4. Detekcja zimnych atomów

Detekcja atomów w pułapce dipolowej odbywa się poprzez obserwację fluorescencji za pomocą obiektywu wysokiej rozdzielczości oraz kamery z matrycą CCD¹¹ o rozmiarze 512×512 pikseli. Przy zastosowanym obiektywie każdy piksel na matrycy odpowiada rozmiarowi obrazowanej chmury atomów $3,2\ \mu\text{m}$. Każde zdjęcie atomów w pułapce dipolowej na rysunku 3.20 ma długość w pionie około $1,6\ \text{mm}$. W kierunku poziomym wycięto tylko interesujący nas fragment zdjęcia. Do oświetlania atomów podczas wykonywania zdjęć wykorzystywane są wiązki 3D-MOT. Szczegółowo używany w eksperymencie układ obrazowania jest opisany przez Artura Stabrawę w jego rozprawie [10].

¹⁰ Thorlabs, DMLP950R

¹¹ Apogee Alta U57



Rysunek 3.20. Przykładowa sekwencja zdjęć fluorescencyjnych atomów w pułapce dipolowej wykonana w celu wyznaczenia czasu życia. Kolejne zdjęcia wykonywane po różnych czasach przechowywania atomów w pułapce dipolowej.

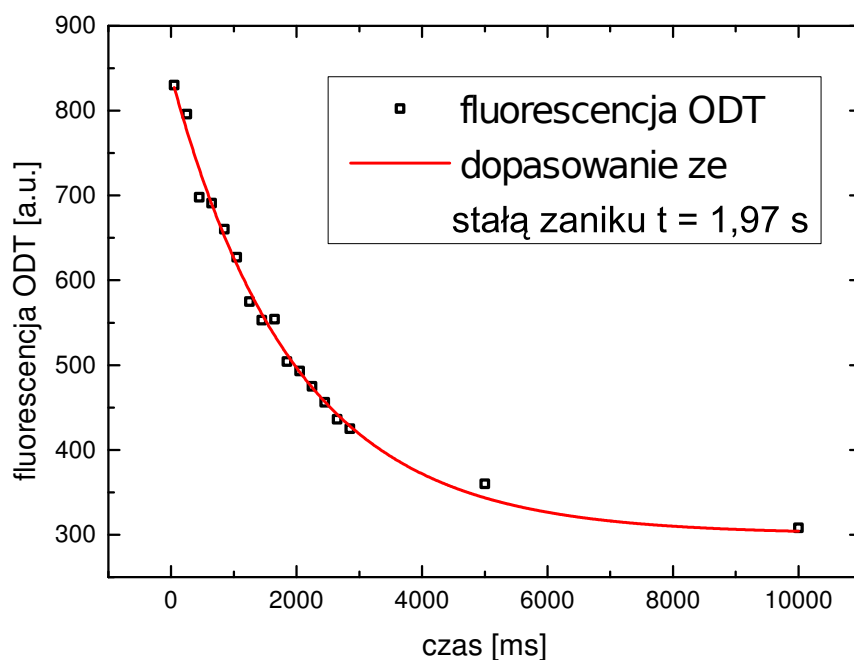
3.4.1. Czas życia w pułapce

Czasy życia w opisywanej pułapce optycznej dipolowej wynoszą około 2 s, co jest bardzo dobrym i obiecującym rezultatem, zwłaszcza w porównaniu ze znacznie krótszymi czasami życia osiąganymi we wcześniejszych eksperymentach z pułapkami ODT w Zakładzie Fotoniki [36]. Kilkusekundowy czas życia w ODT jest też bardzo obiecujący pod kątem kontynuacji badań koherencji zeemanowskich, które do tej pory były prowadzone tylko w MOT [38], co ograniczało czas na badanie do kilkunastu milisekund, w którym atomy wypuszczone z pułapki swobodnie ekspandowały i opadały grawitacyjnie.

Osiągane czasy są też wystarczające do przeprowadzenia dalszego chłodzenia przez odparowania w celu osiągnięcia kondensatu Bosego-Einsteina. Można też spodziewać się jeszcze dłuższych czasów życia po dodaniu dodatkowej aktywnej stabilizacji mocy lasera włóknowego, gdyż podejrzewamy, że fluktuacje mocy są w tej chwili głównym źródłem ograniczenia czasu życia.

3.5. Rotacja Faradaya w optycznej pułapce dipolowej

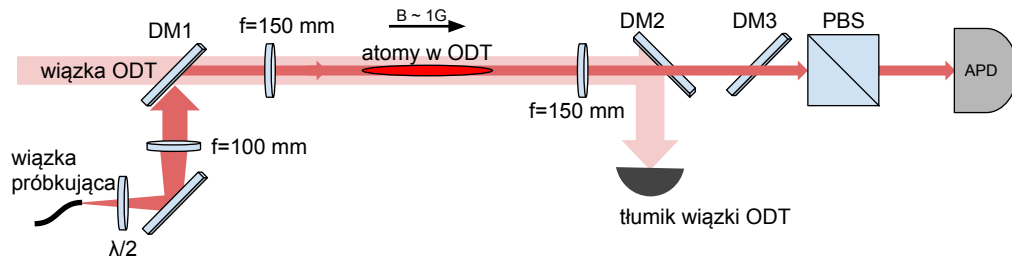
W tej części omówiony jest eksperyment, którego celem było wstępne sprawdzenie czy możliwa jest obserwacja rotacji polaryzacji wiązki świetlnej przechodzącej przez chmurę atomów w optycznej pułapce dipolowej, a tym samym kontynuowanie prac w celu obserwacji bardziej subtelnych efektów, jak nieliniowy efekt Faradaya [91,92] czy kreowanie i obserwacja długożyciowych koherencji zeemanowskich [93]. Został on przygotowany tylko testowo



Rysunek 3.21. Wynik pomiaru czasu życia atomów w pułapce dipolowej.

podczas prac nad przestrzennym formowaniem profilu wiązki próbującej, w taki sposób, aby jej przekrycie z atomami wypełniającymi pułapkę dipolową było jak największe, co w naszej konfiguracji ODT okazało się zadaniem nietrywialnym. Prezentowane pomiary zostały wykonane wiązką próbującą, która przestrzennie była kilka razy większa niż chmura atomów poddawana badaniu, co skutkowało tym, że tylko niewielka część wiązki próbującej oddziaływała z atomami. Objawiało się to rejestrowaną absorpcją po przejściu przez chmurę na poziomie kilku procent.

Do sprawdzenia, czy mimo wspomnianych trudności technicznych, możliwa jest obserwacja rotacji Faradaya, zestawiony został prosty układ detekcji (schemat na rysunku 3.22). Wiązka próbująca wychodząca ze światłowodu kolimowana jest soczewką o ogniskowej 100 mm, której położenie może być regulowane, co pozwala na znalezienie takiej pozycji, w którym ognisko wiązki próbującej i pułapkującej przekrywają się najlepiej. Wiązka przeznaczona do badania łączona jest z wiązką pułapki na lustrze dichroicznym, które jak się okazało, wprowadza duży astygmatyzm. Objawiał się on tym, że ogniska wiązki próbującej za kolejną soczewką (wspólną dla obu wiązek) w ortogonalnych kierunkach były rozsunięte o kilka milimetrów. Uniknięcie astygmatyzmu było możliwe, tylko jeśli wiązka próbująca padająca na lustro dichroiczne była idealnie skolimowana. Wtedy możliwe było uzyskanie

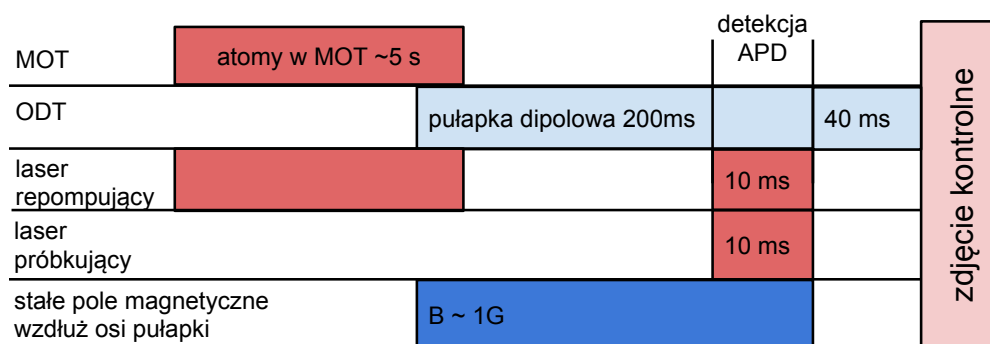


Rysunek 3.22. Schemat układu eksperymentalnego do badania rotacji Faradaya w pułapce dipolowej. DM - lustro dichroiczne, PBS - polaryzacyjny dzielnik wiązki

ładnego profilu przestrzennego wiązki próbkującej o rozmiarze ogniska zbliżonym do rozmiaru chmury atomowej. Niestety taka sytuacja pojawiała się tylko dla jednego położenia soczewki formującej wiązkę, w którym wiązka próbkująca i pułapkująca nie ogniskowały się w tym samym punkcie w przestrzeni, ze względu na dyspersję szkła soczewki w torze wspólnym wiązek, która ma różne ogniskowe dla różnych długości fali. Rozwiązaniem tego problemu, może być regulowanie położenia ogniska wiązki ODT, jednak to z kolei rodzi problemu z załadowaniem jej atomami z 3D-MOT i większej ingerencji w układ. Dla potrzeb opisywanego eksperymentu, który miał być tylko wstępem do dalszych prac, wybrano rozwiązanie kompromisowe, w którym wiązka próbkująca z pewnym astygmatyzmem, była tak ustawiona, aby w miejscu chmury atomów w ODT miała średnicę kilka razy większą niż sama chmura.

Układ detekcji składał się z obrotowej płytki falowej $\lambda/2$, ustawionej za wyjściem ze światłowodu oraz filtra polaryzacyjnego w postaci kostki, ustawionego przed detektorem. Nie jest to rozwiązanie idealne, ponieważ nie w pełni możemy kontrolować polaryzację próbki podczas odbić przez lustra dichroiczne. Lepszym rozwiązaniem byłoby zastosowanie obrotowego filtra polaryzacji względem ustalonej polaryzacji światła wiązki próbkującej.

Jednak mimo niedoskonałości technicznych pierwotnego rozwiązania, które można uznać za „choroby wieku dziecięcego”, udało się z całą pewnością zademonstrować pierwsze dowody na obserwację rotacji Faradaya w pułapce dipolowej. Zdobyta wiedza i doświadczenie podczas testów, stanowi bazę dla modyfikacji eksperymentu dalszych badań w kierunku bardziej subtelnych efektów magneto-optycznych w zimnych atomach pułapkowanych optycznie.



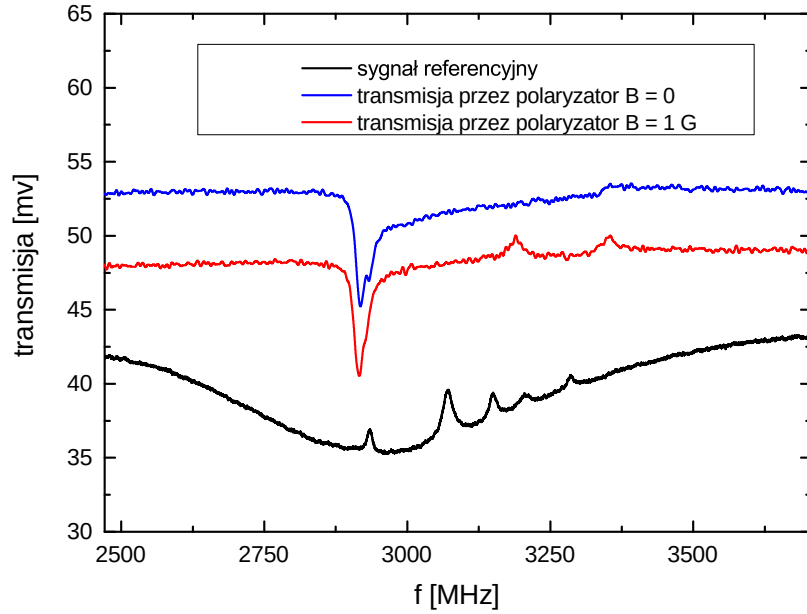
Rysunek 3.23. Przebieg czasowy eksperymentu do badania rotacji Faradaya w ODT. W trakcie pomiaru laser próbujący jest przestrajany przez wszystkie linie. Szczegółowe omówienie w tekście.

3.5.1. Pierwsza rejestracja rotacji Faradaya w ODT

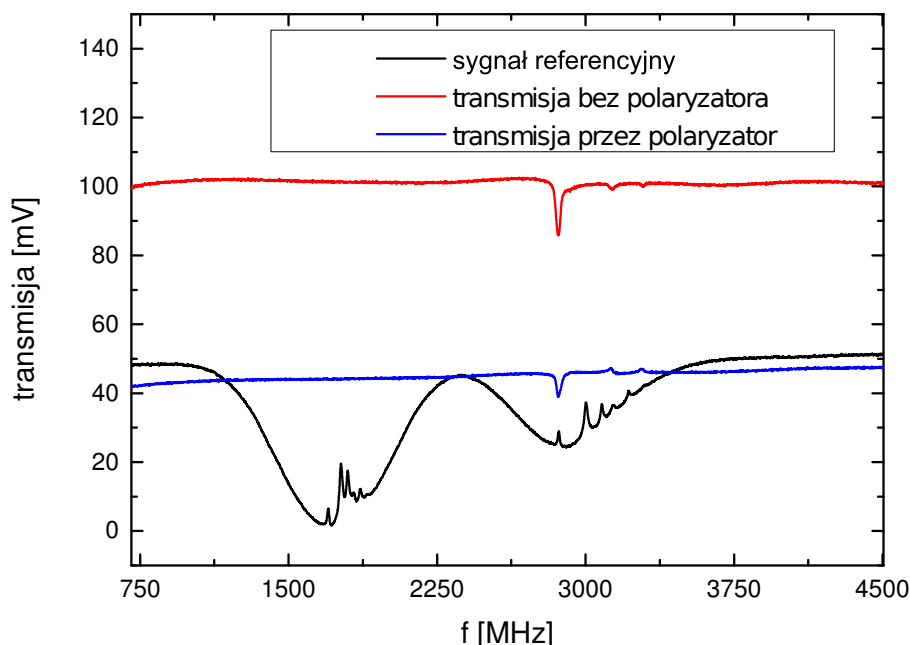
Przebieg czasowy eksperymentu zobrazowany jest graficznie na rysunku 3.23. Przez pierwsze kilka sekund atomy są zbierane w 3D-MOT, następnie przeładowywane do pułapki dipolowej, gdzie są trzymane przez 200 ms po wyłączeniu pól świetlnych i magnetycznych 3D-MOT. Jest to wystarczający czas, żeby włączyć dodatkowe pole jednorodne wzdłuż osi pułapki oraz mieć pewność, że w wszystkie pola pułapkujące są wyłączone. Jednocześnie taki czas gwarantuje, że wciąż mamy wystarczająco wiele atomów w ODT. W zależności od przebiegu eksperymentu w tym samym czasie włączane są cewki wytwarzające jednorodne pole magnetyczne wzdłuż osi ODT. Kiedy jeszcze atomy są trzymane w ODT włączana jest wiązka próbująca oraz światło lasera repompującego. W pomiarach używaliśmy wiązki próbującej przestrajanej wokół interesujących nas linii atomowych. Sygnał z wiązki próbującej jest rejestrowany czułą fotodiodą lawinową. Następnie po 40 ms robione jest kontrolne zdjęcie atomów wypuszczanych z pułapki, żeby mieć pewność, że w danym przebiegu eksperymentu przygotowaliśmy odpowiednią liczbę atomów.

Wykres 3.24 pokazuje różnice w oddziaływaniu wiązki laserowej z atomami w pułapce dipolowej w obecności pola magnetycznego oraz bez niego. Na czerwonym sygnale widać zmianę transmisji w miejscu przejść atomowych ze stanu $F = 2$ na $F' = 1, 2, 3$, która jest ewidentnym objawem zmiany polaryzacji światła próbującego na skutek oddziaływania z chmurą atomów rubidu w optycznej pułapce dipolowej.

Jak wspomniano wcześniej, w skutek niedoskonałości układu detekcji,



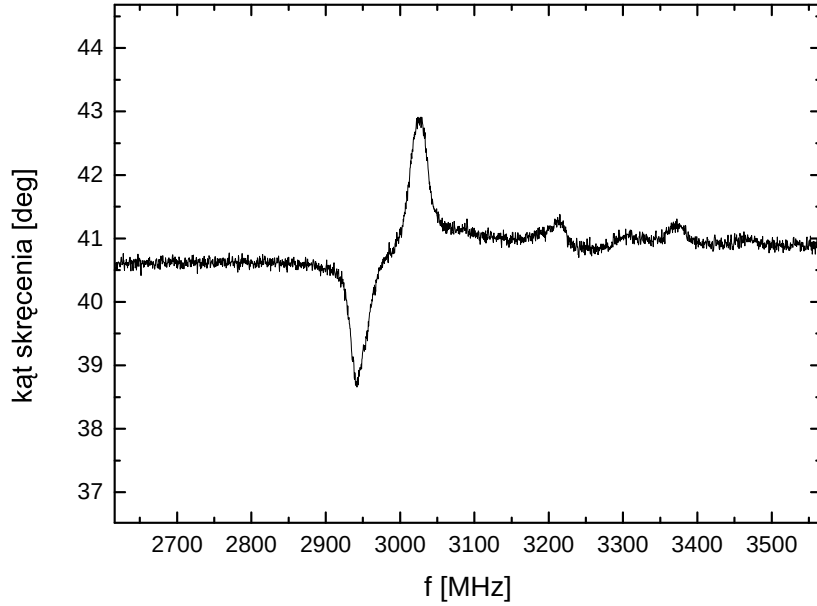
Rysunek 3.24. Porównanie widma transmisji przez polarymetr w optycznej pułapce dipolowej z zadaniem stałym polem magnetycznym (czerwony sygnał) wzdłuż osi pułapki oraz w zerowym polu (niebieski sygnał). Dla wizualizacji danych oba sygnały zostały sztucznie rozsunęte względem siebie. Pionowa oś wykresu odnosi się do sygnałów zarejestrowanego fotodiodą lawinową (APD) za polarymetrem. Na osi poziomej dana jest częstotliwość względna przestrajanej wiązki próbkującej, liczona względem umownego początku skanu lasera. Do wykresu dodano referencyjny sygnał spektroskopii bezdopplerowskiej wykonywany światłem wiązki próbkującej w niezależnej komórce referencyjnej. Poziom tego sygnału nie odnosi się do pionowej skali na wykresie.



Rysunek 3.25. Sygnał transmisji przez pułapkę dipolową zarejestrowany przestrajaną wiązką próbującą w obecności polarymetru (polaryzacja światła ustawiona pod kątem 45° względem polaryzatora PBS) oraz bez niego. W przypadku bez polaryzatora widzimy niewielką absorpcję światła na przejściach $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$, zaś z polarymetrem obserwujemy zmianę sygnału powodowaną obrotem polaryzacji na skutek liniowego efektu Faradaya. Najbardziej widoczne jest to na słabszych przejściach $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$, gdzie obserwujemy wyraźny wzrost transmisji. Do wykresu dodano referencyjny sygnał spektroskopii bezdopplerowskiej wykonywany światłem wiązki próbującej w niezależnej komórce referencyjnej. Poziom tego sygnału nie odnosi się do pionowej skali na wykresie

na zmianę polaryzacji światła próbującego może mieć wpływ kilka czynników. Aby upewnić się, że obserwowany efekt jest związany z oddziaływaniem z atomami w pułapce, przeprowadziliśmy pomiary porównawcze z układem detekcji i bez niego, tzn. z i bez polaryzatora ustawionego przed detektorem. Wynik pomiaru bez układu detekcji wrażliwego na polaryzację, dał spodziewany wynik małej absorpcji na przejściach atomowych $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$, a pomiar wrażliwy na zmianę polaryzacji wyraźnie pokazał istnienie pewnego oddziaływania z atomami w pułapce. Najbardziej widoczne jest to na słabszych przejściach $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2$, gdzie obserwujemy wyraźny wzrost transmisji.

Korzystając z zależności natężenia światła od kąta skręcenia oraz wyników



Rysunek 3.26. Kąt skręcenia polaryzacji w pułapce dipolowej wyznaczony na podstawie wzoru 3.3. Na przejściu $F = 2 \rightarrow F' = 3$ obserwujemy największe skręcenie rzędu kilku stopni.

pomiaru opisanego powyżej, wyliczyliśmy kąt skręcenia poprzez odwrócenie wzoru:

$$I = I_0 \sin(\varphi_0). \quad (3.3)$$

Dla wspomnianych przejść obserwujemy skręcenie płaszczyzny polaryzacji rzędu kilku stopni. Jak widać skręcenie nie występuje dla rezonansów krzyżowych, co tym bardziej potwierdza, że obserwowany efekt nie jest związany z konstrukcją układu detekcji.

3.6. Podsumowanie

Stworzone od zera zostało nowe stanowisko eksperymentalne do optycznego pułapkowania rubidu o bardzo szerokiej gamie potencjalnych zastosowań. W szczególności do badania różnych efektów magneto-optycznych w zimnych atomach. Do tej pory przeprowadzone zostały badania różnych efektów związanych z elektromagnetycznie wymuszoną przezroczystością [94] i rotacją Faradaya, a układ jest dostosowywany do kontynuacji badań kreowania i ewolucji długożyjących koherencji zeemanowskich w optycznej pułapce

dipolowej, które wcześniej były prowadzone tylko w próbkach atomów wypuszczanych z MOT, co znacznie ograniczało czas dostępny na obserwację. W ostatnim czasie przeprowadzona została gruntowna przebudowa układu mechanicznego utrzymującego ekran magnetyczny wokół komórki oraz optymalizacja toru optycznego wszystkich wiązek laserowych. Efektem tych prac jest poprawa stabilności pracy układu oraz znacznie szybsze i efektywniejsze zbieranie atomów. W kilka sekund ładujemy kilka miliardów atomów do 3D-MOT. Przygotowany został też nowy układ detekcji z nowymi laserami dedykowanymi do badań efektów magneto-optycznych, stabilizowanymi niezależnie względem układu laserowego opisanego w niniejszej pracy. Obecnie trwają prace nad badaniami koherencji zeemenowskich w MOT oraz ODT, aby porównać się z badaniami wcześniej prowadzonymi w naszej grupie w innym układzie eksperymentalnym [95].

Wśród potencjalnych zastosowań przygotowanego eksperymentu, pod warunkiem przygotowania kondensatu Bosego-Einsteina w pułapce optycznej, który jest planowany w dalszej perspektywie, można wymienić interesujące badania kondensatów spinorowych, które były prowadzone do tej pory w KL FAMO w pułapce magnetycznej [96, 97]. Uwolnienie magnetycznego stopnia swobody do badań kondensatów spinorowych miało tam miejsce poprzez wypuszczenie atomów z pułapki, co jest ogromnym ograniczeniem. Przeniesienie tych badań do pułapki optycznej daje możliwość manipulacji stanami magnetycznymi w pułapce.

Innym ciekawym polem badań wykorzystującym oddziaływanie polaryzacji światła z atomami w pułapce dipolowej jest metrologia kwantowa przy użyciu stanów ściśniętych światła [98–103].

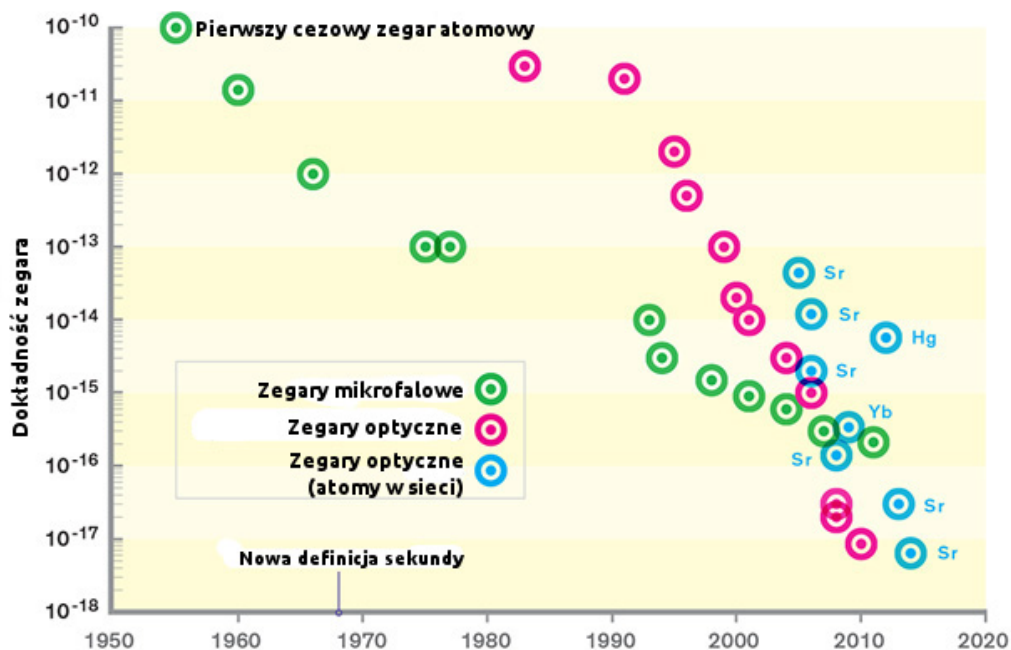
Rozdział 4

Strontowy optyczny zegar atomowy

Wyniki opisane w tym rozdziale dotyczą mojej pracy w Krajowym Laboratorium FAMO w Toruniu przy budowie optycznego zegara atomowego. Głównym zadaniem było przygotowanie nowej wersji eksperymentu z zimnymi atomami ^{88}Sr zbudowanego na Uniwersytecie Jagiellońskim [104] i przetransportowanego do Torunia. Eksperyment ten będący na etapie pozwalającym na wstępne chłodzenie i zbieranie atomów w niebieskiej pułapce magneto-optycznej musiał być rozbudowany o kolejne części, aby umożliwić precyzyjne badanie bardzo wąskiego przejścia elektronowego, zwanego przejściem zegarowym. W tym celu konieczne było dodanie drugiego etapu chłodzenia w czerwonej pułapce magneto-optycznej, uwięzienie zimnych atomów strontu w jednowymiarowej sieci optycznej oraz skonstruowanie systemu detekcji. Szereg prac opisanych w tym rozdziale pozwolił na wykonanie precyzyjnej spektroskopii przejścia zegarowego. Dzięki temu możliwe było włączenie układu do pracy w ramach optycznego zegara atomowego, jako atomowego wzorca częstotliwości oraz porównanie z drugim podobnym, konstruowanym równolegle.

4.1. Wprowadzenie

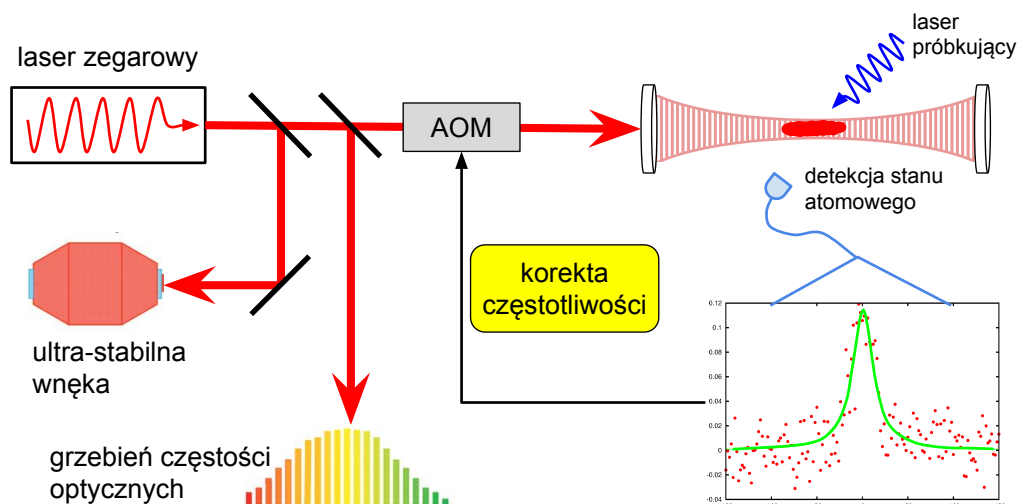
Zegary atomowe w połączeniu z obserwacjami astronomicznymi tworzą współcześnie stosowaną skalę czasu UTC. W przyrodzie nie ma idealnego pierwotnego zegara, zatem konieczne jest ciągle porównywanie i uśrednianie między zegarami rozsianymi po całym świecie. Zajmują się tym organizacje międzynarodowe [105], a do swojej pracy potrzebują danych z jak największej liczby ośrodków dysponujących odpowiednio dokładnymi zegarami. Obecnie najpopularniejsze wzorce, które są uwzględniane w tym porównaniu, oparte są na przejściu elektronowym z zakresu mikrofali w atomach cezu lub wodoru. Na wzorcu cezowym oparta jest też współczesna definicja sekundy [106]. Lepsze rezultaty można uzyskać dzięki wzorcom o wyższych częstotliwościach,



Rysunek 4.1. Rozwój dokładności zegarów atomowych na przestrzeni lat. Rysunek zaczerpnięty z [108], opracowany graficznie na podstawie [109].

dlatego trwają intensywne prace nad konstrukcją zegarów pracujących w zakresie częstotliwości optycznych. W tym zakresie częstotliwości istnieją już rozwiązania bazujące na pojedynczych jonach, ale w ostatnich latach absolutne rekordy dokładności i stabilności biją zegary atomowe, które bazują na przejściach optycznych w zimnych atomach strontu, utrzymywanych w sieciach optycznych na tzw. magicznej długości fali [107]. Właśnie taki zegar powstał w roku 2014 w Krajowym Laboratorium FAMO w Toruniu, dzięki współpracy grup z Uniwersytetu Jagiellońskiego, Uniwersytetu Warszawskiego oraz Uniwersytetu Mikołaja Kopernika.

Wykres na rysunku 4.1 przedstawia rozwój zegarów atomowych na przestrzeni lat. Na osi pionowej zaznaczona jest dokładność osiągana w różnych ośrodkach badawczych. Zielone punkty to zegary bazujące na przejściach w zakresie mikrofalowym. Jak widać ich szybki rozwój po skonstruowaniu pierwszego wzorca atomowego w 1955 roku [110,111] pozwolił na wprowadzenie nowej definicji sekundy w 1967 roku, która wcześniej była związana z ruchem Ziemi. Punktami fioletowymi i niebieskimi zaznaczono zegary bazujące na przejściach optycznych, gdzie dysponujemy „wahadłem” zegara w terahercowym zakresie częstotliwości. Spośród nich wyróżnione niebieskim kolorem są zegary podobne do tego pracującego w Toruniu, których sercem są ekstremalnie zimne atomy w sieci optycznej. Przy każdym punkcie zaznaczony jest symbol pierwiastka, który służy za wzorzec. Fioletowe to inne zegary



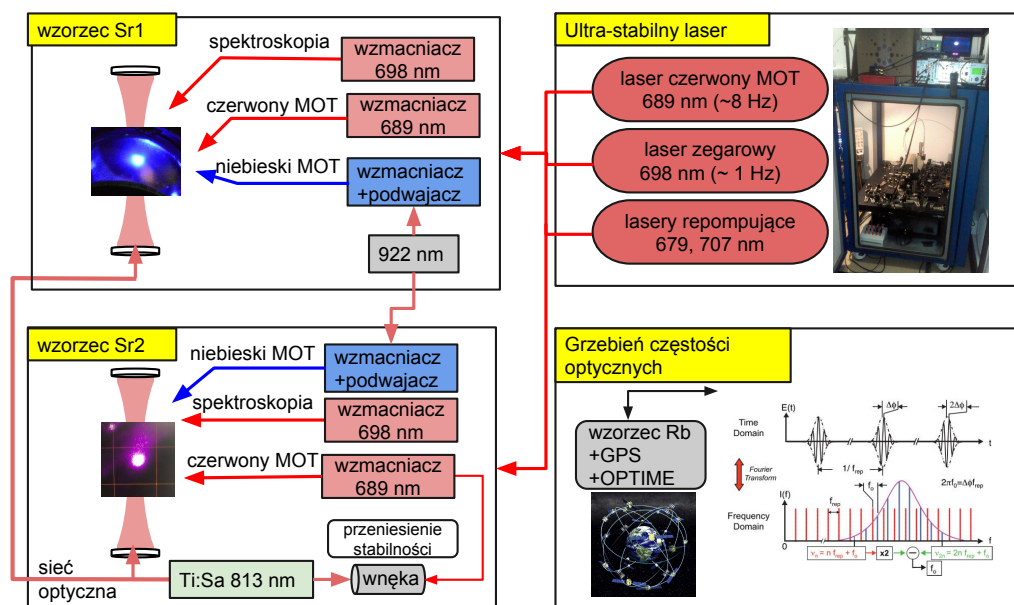
Rysunek 4.2. Schemat działania optycznego zegara atomowego.

optyczne, które nie bazują na zimnych atomach, a np. jonach. Dane do wykresu zostały zebrane w pracy [112]. Nie uwzględnia on najnowszych doniesień na temat dokładności i stabilności optycznych zegarów atomowych na poziomie 10^{-18} [113, 114]

Jak widać, XXI wiek staje się erą optycznych zegarów atomowych i możemy się spodziewać coraz większego ich znaczenia w technice i codziennym życiu. Prawdopodobne jest również uaktualnienie definicji sekundy w niedalekiej przyszłości [115, 116].

Rysunek 4.2 pokazuje typową organizację eksperymentu zegarowego. Wąski i stabilny laser, dowiązany do ultra-stabilnej wnęki optycznej o dużej finezji, używany jest do spektroskopii wąskiego przejścia elektronowego, zwanego zegarowym. Spektroskopia jest wykonywana poprzez przestrajanie częstotliwości za pomocą modulatora akusto-optycznego (AOM), który na podstawie sygnału zwrotnego ze spektroskopii laserowej wykonywanej na próbce zimnych atomów w sieci optycznej, dokonuje korekty częstotliwości, tak aby cały czas być dostrojonym do przejścia atomowego. Jednocześnie częstotliwość lasera może być monitorowana i porównywana z innymi oscylatorami o częstotliwościach spoza zakresu optycznego za pomocą grzebieńa częstotliwości optycznych [117].

W Krajowym Laboratorium FAMO laser zegarowy oraz grzebień częstotliwości optycznych stanowią osobne eksperymenty, ponadto oddzielnie pracują dwa wzorce atomowe z zimnymi atomami strontu w sieci optycznej. Ze względów historycznych przyjęło się oznaczanie eksperymentów z wzorcami atomowymi skrótami Sr1 i Sr2. Pierwszy skrót odnosi się do układu eksperymentalnego przetransportowanego z Krakowa, który jest omawiany w tym



Rysunek 4.3. Struktura laboratoriów optycznego zegara atomowego w KL FAMO w Toruniu.

rozdziale, a drugi do nowego wzorca, skonstruowanego w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu. Wszystkie części składowe wspomniane powyżej, rozmieszczone w różnych pomieszczeniach laboratoryjnych połączonych światłowodami, tworzą razem optyczny zegar atomowy. Rysunek 4.3 przedstawia strukturę laboratoriów wchodzących w skład zegara, z zaznaczeniem najważniejszych części składowych.

4.1.1. Nowa wersja eksperymentu Sr1

Celem i motywacją modyfikacji eksperymentu Sr1, było przygotowanie próbek zimnych atomów strontu w sieci optycznej do pomiarów przejścia zegarowego. W momencie rozpoczęcia prac eksperyment był na etapie uruchomionej niebieskiej i czerwonej pułapki magneto-optycznej (wymagającej odтворzenia). Konieczne było dodanie rezonatora optycznego wytwarzającego sieć optyczną oraz opracowanie procedury przeładowania i detekcji atomów w sieci. W tej części opisane są szczegółowo wszystkie kroki i modyfikacje wykonane zarówno w układzie próżniowym jak i laserowym, niezbędne dla zrealizowania celu jakim była spektroskopia przejścia zegarowego i dowiązanie do niego lasera zegarowego.

4.2. Chłodzenie laserowe strontu

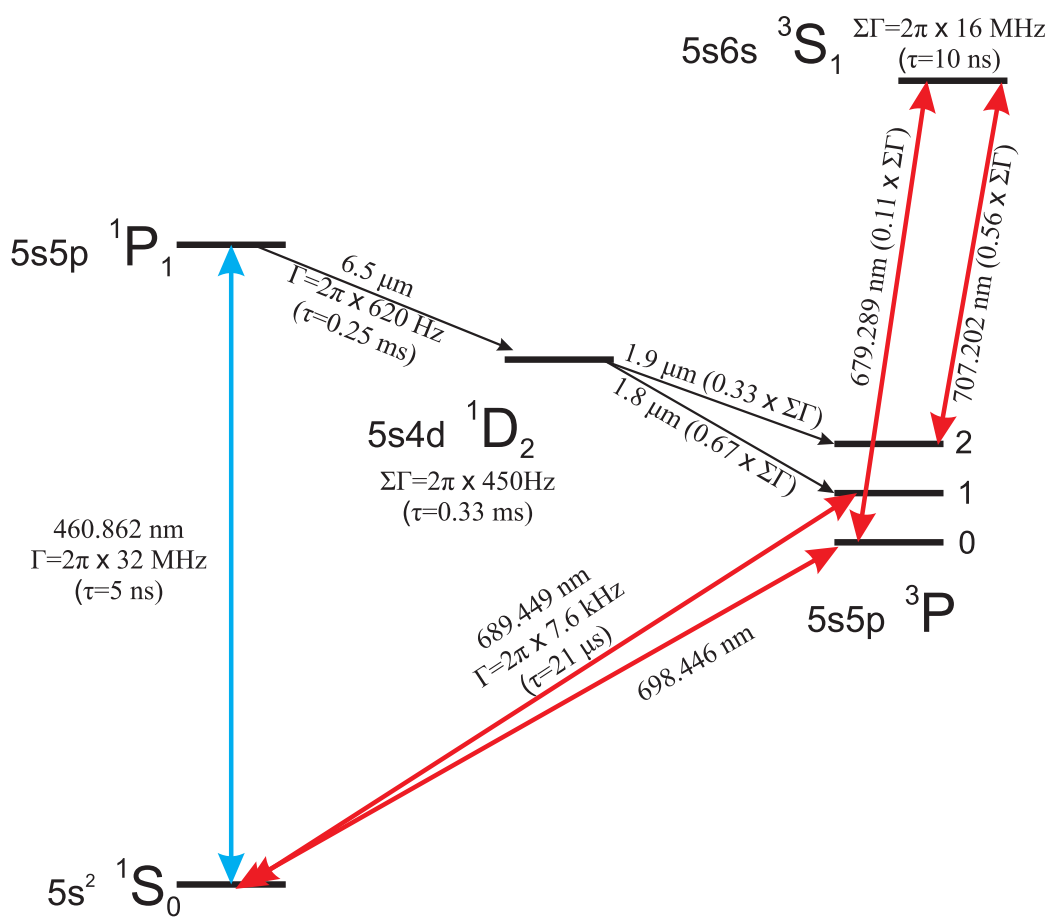
Uproszczony schemat poziomów energetycznych atomów strontu jest przedstawiony na 4.4. Chłodzenie odbywa się w dwóch etapach. Pierwszy etap obejmuje wstępne spowolnienie zeemanowskie strumienia atomów z pieca oraz wychwyt atomów w pułapce magneto-optycznej. Zarówno spowalniacz zeemanowski, jak i pułapka pracują na przejściu $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ o długości fali 461 nm i szerokości naturalnej $\Gamma = 32$ MHz, dlatego też będziemy używać określenia „niebieska” pułapka magneto-optyczna (lub krócej: niebieski MOT). W ten sposób wytwarzana jest chmura atomów o temperaturze kilku mK. Relatywnie wysoka temperatura chmury atomowej wynika z dużej szerokości naturalnej przejścia chłodzącego i braku mechanizmu chłodzenia subdopplerowskiego. Drugi etap to chłodzenie w pułapce magneto-optycznej na węższym przejściu interkombinacyjnym $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ o długości fali 689 nm i szerokości naturalnej $\Gamma = 7,6$ kHz. W odniesieniu do tego etapu będzie w skrócie stosowana nazwa „czerwona” pułapka lub „czerwony” MOT. Taka technika chłodzenia dwustopniowego [118] pozwala osiągnąć temperaturę chmury atomów poniżej 1 μ K, wystarczająco niską, aby atomy mogły pozostać uwięzione w sieci optycznej.

4.2.1. Spowalnianie zeemanowskie

Atomy strontu z gorącego pieca są wstępnie formowane w wiązkę przy użyciu spowalniacza zeemanowskiego. Spowalniacz wychwytuje atomy z prędkościami do 450 m/s, wytwarzając strumień rzędu $3,5 \times 10^9$ s⁻¹ o prędkościach około 30 m/s przy temperaturze pieca 460 °C. Ta część układu jest szczegółowo opisana w pracy [52].

4.2.2. Niebieski MOT

Atomy ze strumienia są bezpośrednio wychwytywane i zbierane w niebieskiej pułapce MOT używającej światła 461 nm [119,120]. W tym etapie chłodzenia używane jest przejście $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ o szerokości naturalnej $\Gamma = 32$ MHz. Wiązki chłodzące są odstrojone 40 MHz poniżej tego przejścia. Pułapka składa się z trzech wiązek o średnicy 23 mm, które są odbijane, aby stworzyć wiązki przeciwnie skierowane. Pierwszym elementem przy generacji promieniowania o długości fali 461 nm jest laser diodowy z zewnętrznym rezonatorem o długości fali 922 nm (ECDL). Wiązka z tego lasera jest dzielona między eksperymentami Sr1 i Sr2, a następnie w każdym z nich wzmacniany



Rysunek 4.4. Uproszczony schemat poziomów strontu

niezależnie¹ i podwajany do 461 nm². Częstotliwość niebieskiego światła jest dowiązana do przejścia atomowego $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ w ^{88}Sr . Sygnał stabilizacji do przejścia jest wytworzony za pomocą spektroskopii saturacyjnej w parach strontu w lampie z katodą wnątkową³. Dzięki zastosowaniu serii kilku modulatorów akusto-optycznych przestrajających częstotliwość światła laserowego możliwe jest wytworzenie niebieskiej pułapki MOT zarówno dla izotopu ^{88}Sr i ^{87}Sr .

W celu uniknięcia strat atomów spowodowanych ucieczką do stanu meta-stabilnego 3P_2 drogą $^1P_1 \rightarrow ^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ (por. schemat poziomów na rysunku 4.4), używane są dwa lasery repompujące: 679 nm oraz 707 nm, opróżniające stany 3P_0 i 3P_2 . Lasery repompujące przerzucają populację do stanu 3S_1 , skąd atomy mogą opaść do 3P_1 , a następnie powrócić do stanu podstawowego.

Długość fali laserów repompujących jest kontrolowana za pomocą spektrometru⁴, nie są dowiązane do przejścia atomowego. Ponadto światło tych laserów jest modulowane z częstotliwością 10 kHz i amplitudą około 500 MHz dla ^{88}Sr w celu pokrycia wszystkich stanów oraz pozbycia się fluktuacji lasera pracującego bez stabilizacji częstości. Lasery repompujące zwiększają gęstość, liczbę atomów i czas życia w pułapce o rząd wielkości, ale nie są niezbędne do działania MOT, jak ma to miejsce w przypadku atomów alkalicznych, np. rubidu opisanego wcześniej.

W niebieskiej pułapce MOT zbieramy $6 - 8 \times 10^8$ atomów w temperaturze 2 – 3 mK.

4.2.3. Czerwony MOT

Kolejnym etapem chłodzenia jest czerwona pułapka MOT pracująca na wąskim przejściu $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ o długości fali 689 nm. Wiązki pułapkujące pochodzą z lasera Fabry-Perot⁵, który pracuje jako wzmacniacz promieniowania z ultra-stabilnego lasera diodowego 689 nm zawężanego spektralnie poniżej naturalnej szerokości linii poprzez dowiązanie do wnęki optycznej o wysokiej finezji ($F = 62800$) [121]. Częstotliwość światła po zawężeniu jest dowiązana do przejścia atomowego $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ przy użyciu modulatora akusto-optycznego. Spektroskopia przejścia atomowego jest wykonywana w oddzielnej komorze próżniowej ze strumieniem atomów strontu, podobnym do tych używanych w spowalniaczu zeemanowskim.

¹ Toptica Taper-Amplifier (TA)

² Toptica TA-SGH pro system

³ Hamamatsu L2783-38NE-SR

⁴ HighFinesse Angstrom WS-6

⁵ Toptica DL pro

Taki system wymuszania lasera, zwany *master-slave* pozwala uzyskać więcej mocy światła dla wytworzenia czerwonego MOT-a oraz znacząco odfiltrować fluktuacje mocy.

Wiązki tworzące czerwoną pułapkę magneto-optyczną na przejściu 689 nm mają średnicę 6 mm i są zmieszane i przestrzennie przekryte z wiązkami niebieskiej pułapki. Dla najefektywniejszego przeładowania atomów z niebieskiej do czerwonej pułapki opracowano procedurę zbliżoną do tej zaproponowanej w pracy [122]. Gradient pola magnetycznego w niebieskiej pułapce wynosi 55 G/cm. Na początku fazy następuje szybkie obniżenie gradientu do wartości 3 G/cm. Przez kolejne 50 ms chmura jest kompresowana poprzez liniowe zwiększanie gradientu pola do 10 G/cm. Dodatkowo w tym czasie, aby z niebieskiej pułapki przeładować odpowiednio dużo atomów, światło lasera 689 nm jest poszerzane spektralnie przez modulację o częstotliwości 20 kHz i o amplitudzie 1,6 MHz, podawaną na AOM wstawiony w wiązkę do wytworzenia MOT. Poszerzenie spektralne lasera 689 nm jest konieczne, ponieważ naturalna szerokość przejścia $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ wynosi $\Gamma = 2\pi \times 7,6$ kHz, co oznacza, że jest znacznie mniejsza niż szerokość Dopplerowska tego przejścia, zwłaszcza w temperaturze kilku mK, jaka panuje w niebieskiej pułapce. Limit Dopplerowski dla tego przejścia wynosi 200 nK. Przez kolejne 60 ms utrzymywana jest wartość gradientu, a moc wiązek jest obniżana przy jednoczesnym wyłączeniu poszerzania. Taka procedura okazała się optymalna pod kątem przeładowania atomów między pułapkami oraz załadowania sieci optycznej opisanego dalej.

Osiągnięto wydajność przeładowania atomów z niebieskiego do czerwonego MOT na poziomie 30–40 %.

4.2.4. Pułapkowanie optyczne w sieci

Zgodnie z rozumowaniem przeprowadzonym w rozdziale 1.4.2 możliwe jest wytworzenie pionowej sieci optycznej w rezonatorze optycznym. Taka właśnie sieć optyczna jest zastosowana w obu wzorcach Sr1 i Sr2. Rezonator pozwala zwiększyć moc światła pułapki, a tym samym jej głębokość, o czynnik równy finezji. W obu eksperymentach możliwe jest wytworzenie sieci o głębokościach do kilkuset energii odrzutu. Rezonator, układ laserowy oraz inne elementy niezbędne do wytworzenia sieci optycznej w eksperymencie Sr1 są omówione w dalszej części tego rozdziału. Tam też podane są konkretne parametry sieci optycznej i uzyskane rezultaty.

4.3. Kontrola temperatury komory próżniowej

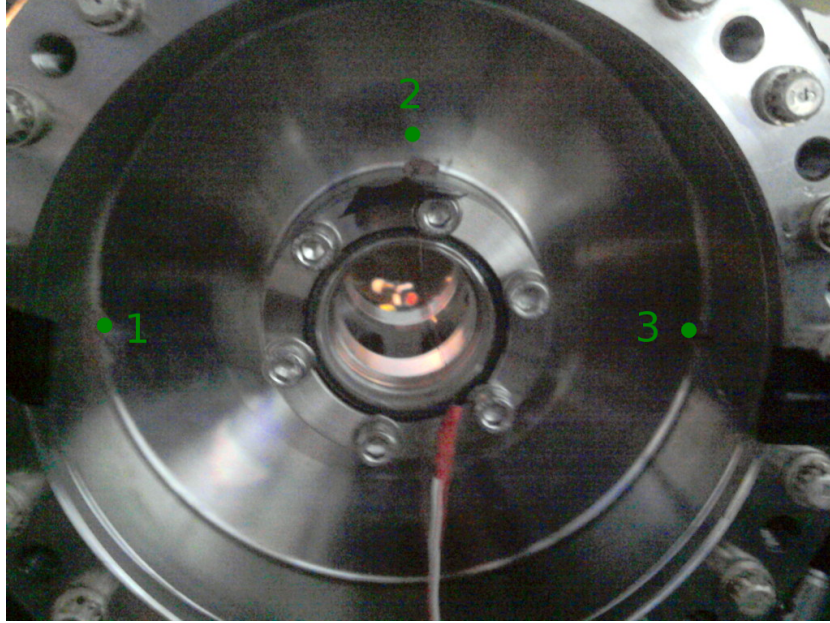
Przy zakładanej precyzji pracy zegara optycznego przejście zegarowe w atomach strontu jest na tyle wrażliwe na przesunięcia poziomów powodowane promieniowaniem ciała doskonale czarnego, że jego wpływu nie można pominąć. W przypadku tego pierwiastka jest to w tej chwili główne źródło niepewności systematycznych, dlatego część grup badawczych pracuje nad uruchomieniem zegara kriogenicznego, z komorą eksperymentalną utrzymaną w temperaturze ciekłego azotu [123]. W temperaturze pokojowej przesunięcie wynosi 2 Hz, co przekłada się na względne przesunięcie 5×10^{-15} . Zatem, aby zademonstrować dokładność przejścia zegarowego na poziomie $\sim 10^{-18}$, konieczne jest kontrolowanie temperatury otoczenia na poziomie 0,1 K, przy założeniu znajomości polaryzowalności różnicowej przejścia na poziomie 0,1% [112]. Wielkość ta została obliczona teoretycznie na tym poziomie [124, 125] i zweryfikowana doświadczalnie [126].

Poprawkę częstotliwości przejścia zegarowego wynikającą z efektu Starka pochodzącego od promieniowania termicznego można wyrazić jako [127]

$$\Delta\nu_{BBR} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta\alpha(0)}{h} \langle E^2 \rangle [1 + \eta_{zegar}(T)], \quad (4.1)$$

gdzie, $\Delta\alpha(0)$ jest różnicową polaryzowalnością poziomów przejścia zegarowego, h stałą Plancka, $\langle E^2 \rangle = [8, 319430(15)\text{V/cm}]^2 (T/300\text{K})^4$ jest średnią kwadratu pola elektrycznego w promieniowaniu termicznym otoczenia w temperaturze bezwzględnej T , a $\eta_{zegar}(T) \approx \eta_1(T/300\text{K})^2 + \eta_2(T/300\text{K})^4$ wyraża małe poprawki dynamiczne pochodzące od zależności polaryzowalności stanów od częstości promieniowania w rozkładzie termicznym. Dla iterbu pokazano, że w temperaturze pokojowej możliwe jest zminimalizowanie poprawki wynikającej z efektu Starka od promieniowania ciała doskonale czarnego na poziomie 10^{-19} [128].

Stąd dla uzyskania dużej dokładności wyznaczenia częstości przejścia, konieczne jest uwzględnienie przesunięć powodowanych tym efektem. Aby opracować odpowiedni model rozkładu termicznego w komorze próżniowej, która stanowi bezpośrednie otoczenie chmury atomowej poddawanej badaniu, i tym samym główne źródło promieniowania termicznego, niezbędne jest monitorowanie jej temperatury. Instalacja czujników temperatury bezpośrednio pod cewkami MOT podyktowana jest tym, że praca cewek może podgrzewać komorę. Inne elementy o zmiennej temperaturze, jak spowalniacz zeemenowski i piec atomowy nie mają tak dużego wkładu przestrzennego do promieniowania termicznego. W miejscach, które nie są bezpośrednio narażone na



Rysunek 4.5. Rozmieszczenie termistorów na powierzchni komory. Trzy termistory umieszczone na dużych flanszach próżniowych we wgłębieniach dla cewek MOT. Termistory pod jedną cewką ułożone są w kierunku poziomym (jak na obrazku), a pod druga pionowym, czyli obrócone o 90°

grzanie cewkami MOT, można przyjąć występowanie równowagi termicznej z otoczeniem.

Zainstalowane czujniki dostarczyły danych wejściowych dla symulacji numerycznych rozkładu termicznego w całej aparaturze, opracowanych przez dr Dobrosławę Bartoszek-Bober.

Pod głównymi cewkami magnetycznymi wytwarzającymi pole dla pułapek magnetooptycznych zainstalowane zostało 6 termistorów⁶, umożliwiających badanie rozkładu temperatury komory próżniowej.

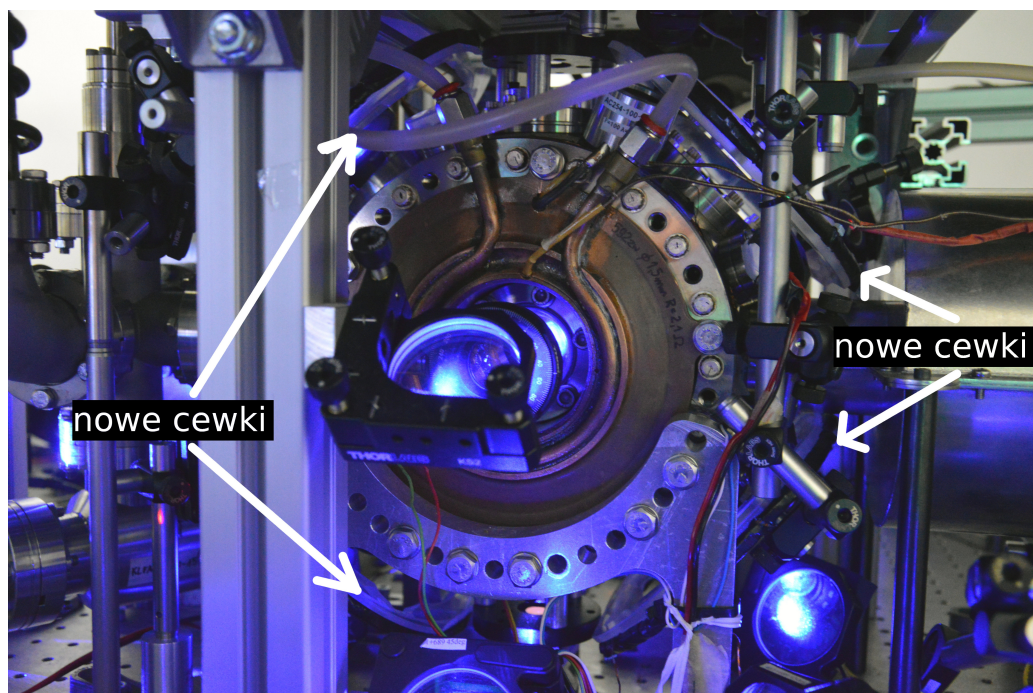
Obliczenie temperatury na podstawie pomiaru oporu termistora tego typu umożliwia formuła Steinharta-Harta

$$\frac{1}{T} = a + b\left(\ln \frac{R_t}{R_{25}}\right) + c\left(\ln \frac{R_t}{R_{25}}\right)^2 + d\left(\ln \frac{R_t}{R_{25}}\right)^3, \quad (4.2)$$

gdzie T oznacza temperaturę w Kelwinach, R_t i R_{25} odpowiednio mierzony opór w danej temperaturze oraz opór referencyjny w temperaturze 25°C , a współczynniki a, b, c, d podane są przez producenta [129]

Sprawdzono, że cewki MOT podczas normalnej pracy w trakcie eksperymentu, mimo pracującego chłodzenia wodnego, podnoszą temperaturę w swoim otoczeniu o kilka stopni. Oszacowanie maksymalnych wahań tem-

⁶ Termistor NTC o symbolu MC65F103A z firmy GE-MS, wykonany z materiału typu F [129]



Rysunek 4.6. Nowe cewki kompensujące zewnętrzne pole magnetyczne w komorze eksperymentalnej.

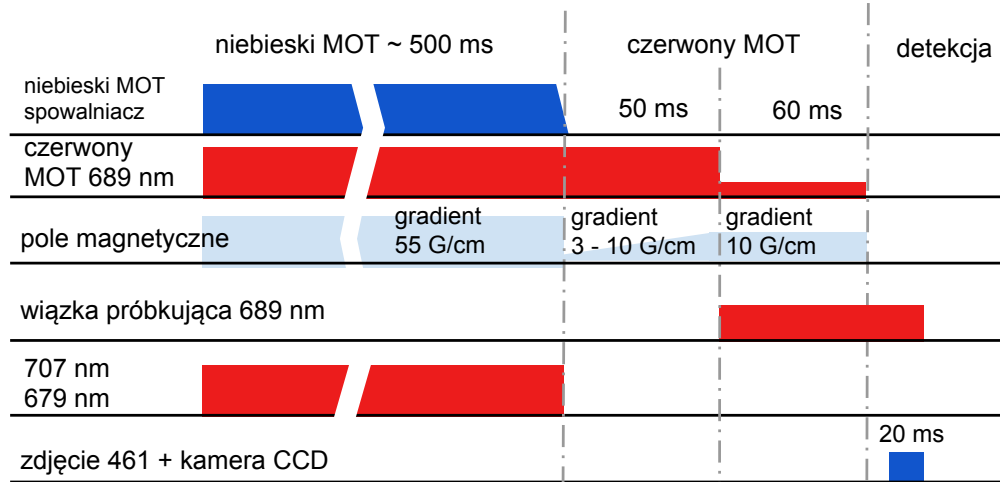
peratury w komorze umożliwiło oszacowanie niepewności wyznaczenia poprawki ze względu na promieniowanie termiczne.

Dzięki pomiarom i modelowaniu opisanemu tutaj możliwe stało się oszacowanie poprawki ze względu na promieniowanie termiczne w naszym zegarze przy wyznaczaniu budżetu niepewności dla bezwzględnej częstotliwości przejścia zegarowego opisanej w rozdziale 4.9.7. W układzie Sr1 poprawka ta wyniosła $-2,210(0,075)$ Hz.

4.4. Kontrola pola magnetycznego

Konieczność ingerencji w układ próżniowy, związana z budową rezonatora dla sieci optycznej (patrz następny podrozdział 4.5), implikowała konieczność usunięcia dwóch par cewek kompensujących zewnętrzne pole, nawiniętych bezpośrednio na komorę, wykonanych w pierwszej wersji układu próżniowego. Odtworzenie ich w tej samej konfiguracji było niemożliwe, zatem pojawiła się konieczność wykonania nowych cewek kompensacyjnych.

W układzie pozostała para cewek okrągłych, nawiniętych bezpośrednio na komorę próżniową, których oś cewek pokrywa się z osią największych okienek komory głównej i jedną wiązką MOT. Cewki te mają po 10 zwojów każda (średnica drutu 0,65 mm).



Rysunek 4.7. Przebieg czasowy pomiarów kalibracyjnych pola magnetycznego w czerwonej pułapce magneto-optycznej.

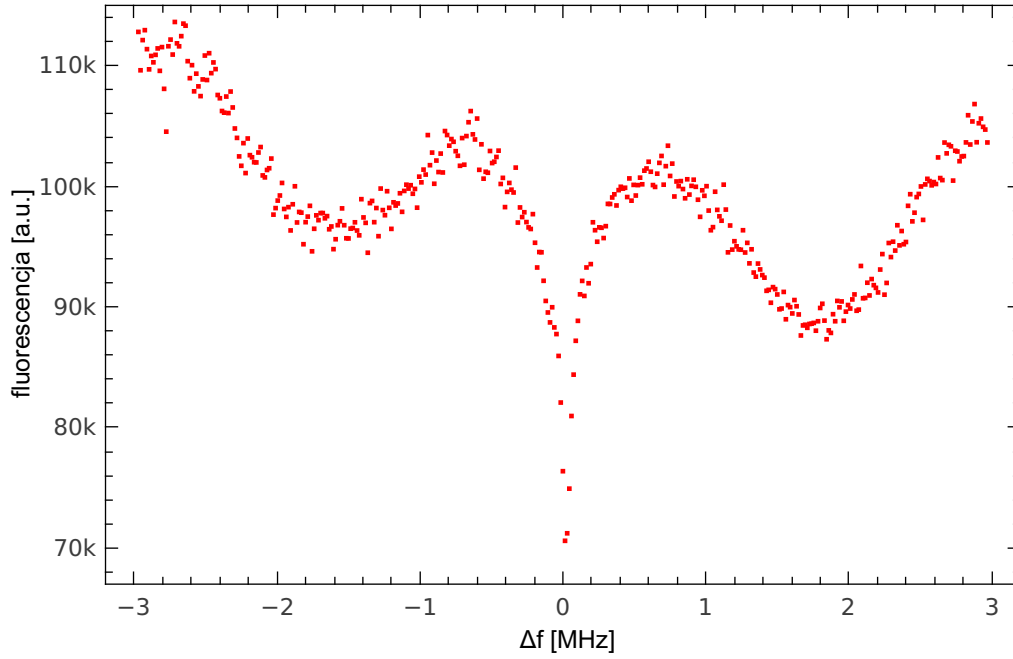
Pozostałe dwie pary cewek kompensujących zewnętrzne pole magnetyczne musiały zostać usunięte. W ich miejsce zamontowano dwie pary nowych okrągłych cewek, każda o średnicy 16 cm, nawinięta 24 zwojami drutu o średnicy 0,9 mm. Zostały zamontowane pod kątem 45 stopni względem stołu. Tym samym nowy układ cewek kompensacyjnych odpowiada osiom wiązek pułapek magneto-optycznych.

4.4.1. Kalibracja cewek kompensujących

W celu precyzyjnego doboru wstępnych parametrów pracy nowych cewek kompensacyjnych, pozwalających na przeładowanie atomów w czerwonego MOT-a do sieci optycznej, wykonano prosty eksperyment badający zależność rozszczepienia zeemenowskiego poziomu 3P_1 od przyłożonego pola magnetycznego.

Badając odległość składowych sigma, odpowiadających przejściom $^1S_0 \rightarrow ^3P_1(m_F = 0 \rightarrow m'_F = \pm 1)$, od składowej pi ($m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$) w zależności od prądu cewek kompensujących w każdym kierunku, można dobrać najlepsze wartości prądów w cewkach. Wyznaczając minimum odległości pasm sigma, można pośrednio wyznaczyć minimum wartość indukcji pola magnetycznego w środku pułapki. Metoda ta jest skuteczna, ponieważ w przypadku przejść $0 \rightarrow \pm 1$ mamy do czynienia z czułością na pole magnetyczne 2,1 MHz/G przy szerokości naturalnej przejścia 7,6 kHz. Wpływ pola magnetycznego na przejście $0 \rightarrow 0$ jest zaniedbywalny.

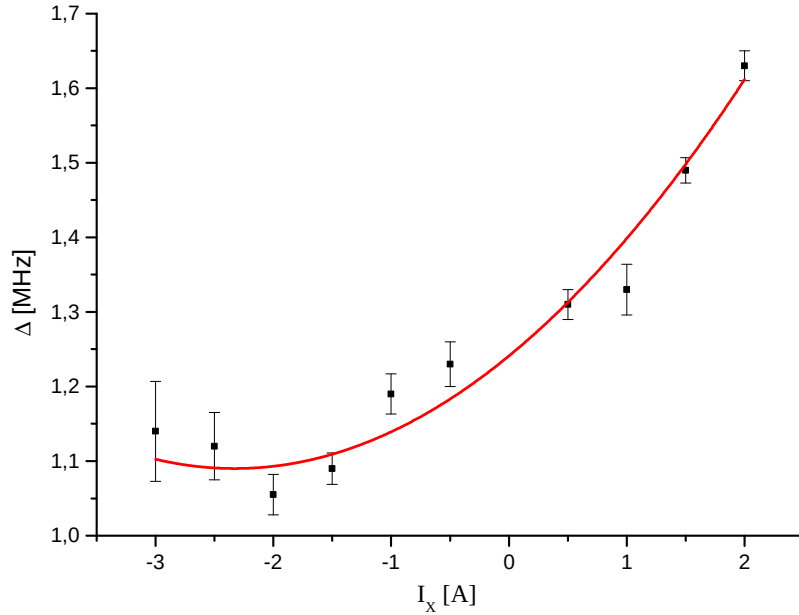
Na rysunku 4.7 przedstawiono przebieg czasowy eksperymentu, polegają-



Rysunek 4.8. Przykładowe widmo spektroskopii przejścia 689 nm, na którym widać centralną linię $m_F = 0 \rightarrow m'_F = 0$, przejście pi, oraz przejścia sigma odpowiadające $m_F = 0 \rightarrow m'_F = \pm 1$. Do każdej linii dopasowano krzywą Gaussa, w ten sposób wyznaczając środek i szerokość, które posłużyły do wyliczenia odległości pasm sigma w nieskompensowanym polu magnetycznym.

cego na spektroskopii przejścia $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ w czerwonym MOT, wiązką próbkującą spolaryzowaną liniowo, tworzącą niezerowy kąt z kierunkiem przyłożonego pola magnetycznego. [130]

Do przeprowadzenia spektroskopii przygotowana została dodatkowa wiązka z lasera 689 nm, oddzielna od wiązek czerwonego MOT-a. W jej torze znajduje się modulator akusto-optyczny, dający możliwość przestrajania częstotliwości i badania przejścia atomowego. Próbką atomów do spektroskopii jest przygotowana w standardowy sposób, omówiony wcześniej w części 4.2, obejmujący zbieranie atomów w niebieskim MOT, obniżenie gradientu pola magnetycznego, przeładowanie do czerwonego MOT, a następnie detekcję za pomocą zdjęcia fluorescencyjnego. Wiazka próbkująca włączana jest w drugiej fazie pracy czerwonego MOT-a i świeci przez pewien czas podczas ekspansji chmury po wyłączeniu pułapki. Obecność wiązki powoduje wydmuch atomów z obszaru obrazowania, jeśli jest dostrojona do rezonansu z jakimś przejściem. Obserwujemy to jako spadek sygnału fluorescencji. Przykładowe widmo zarejestrowane w ten sposób przedstawione jest na rysunku 4.8. Z kolei rysunek 4.7 przedstawia sekwencję czasową eksperymentu



Rysunek 4.9. Średnia odległość składowych magnetycznych przejścia $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ wyznaczona dla różnych prądów I_x cewki kompensacyjnej w kierunku oznaczonym jako x . Minimum odległości przejść magnetycznych wyznacza najlepszą kompensację pola magnetycznego w tym kierunku. Do danych pomiarowych dopasowano wielomian drugiego rzędu.

stosowaną w celu uzyskania widma. Sekwencja jest powtarzana, a w każdym kroku zmieniana jest częstotliwość światła wiązki próbkującej. Każdy punkt widma odpowiada jednemu przebiegowi eksperymentu. Następnie na podstawie uzyskanych danych wyznaczane jest średnie rozsuniecie składowych sigma od składowej pi.

Tak wyznaczoną odległość składowych magnetycznych, zmierzoną dla różnych wartości prądów w cewkach kompensacyjnych w kierunku oznaczonym jako x , przedstawiono na rysunku 4.9.

Opisaną procedurę wyznaczania minimum odległości składowych magnetycznych powtórzono dla wszystkich kierunków kompensacji pola magnetycznego, co pozwoliło na dobranie wartości prądów w cewkach kompensacyjnych, konieczne do załadowania atomów do sieci optycznej. Jak się później okazało procedura taka była skuteczna tylko do wstępnego skompensowania zewnętrznego pola magnetycznego i optymalnej pracy czerwonej pułapki. Po pierwszej skutecznej detekcji atomów w sieci optycznej, konieczne było nieznaczne skorygowanie wartości prądów w cewkach, wykonane pod kątem

optymalizacji przeładowania. Nie trudno zrozumieć, że związane jest to ze względnym przestrzennym ustawieniem czerwonej pułapki i sieci optycznej.

Ostatnio podobna metoda kompensacji pola magnetycznego dla celów przeładowania atomów ^{88}Sr z niebieskiej do czerwonej pułapki została zaproponowana i opisana w pracy [131].

4.5. Rezonator sieci optycznej

Zwierciadła rezonatora dla sieci optycznej zostały zamontowane na zewnątrz komory próżniowej⁷. W celu ich montażu w równej odległości od środka, gdzie gromadzone są zimne atomy, stworzona została mechaniczna konstrukcja. W celu dołączenia jej do komory zmienione zostały dwa standardowe okienka próżniowe, zaplanowane do wprowadzenia wiązki sieci optycznej w pionie, na samodzielnie wykonane w zmodyfikowanych ślepych flanszach CF35⁸. W środku flansz został wywiercony otwór pozwalający na przymocowanie okienek szklanych na indowych uszczelkach⁹, a na obwodzie wykonano 6 dodatkowych otworów na śruby pomiędzy już istniejącymi, co pozwoliło użyć niewykorzystane gwinty w porcie komory próżniowej dla stabilnego przytwierdzenia mechaniki rezonatora.

4.5.1. Okienka próżniowe na indowych uszczelkach

Rysunek 4.10 przedstawia nowe okienka próżniowe złożone ze zmodyfikowanej flanszy CF35, szklanego okienka z odpowiednimi pokryciami antyrefleksyjnymi oraz niestandardowej, aluminiowej pokrywki dociskającej okienko do flanszy CF35. Tak przygotowane okienka mogły zostać zamontowane do komory eksperymentalnej, pozwalając na stabilne dołączenie mechaniki dla rezonatora optycznego.

4.5.2. Mechanika rezonatora

Dzięki opisanym wcześniej okienkom próżniowym, możliwe było dołączenie do komory próżniowej dwóch metalowych krążków z otworami w środku. Krążki oraz komora są połączone aluminiowymi prętami. Na krążkach zaplanowano uchwyty do dołączenia zwierciadeł rezonatora. Górny uchwyt uwzględnia instalację elementu piezoelektrycznego, pozwalającego na zmianę

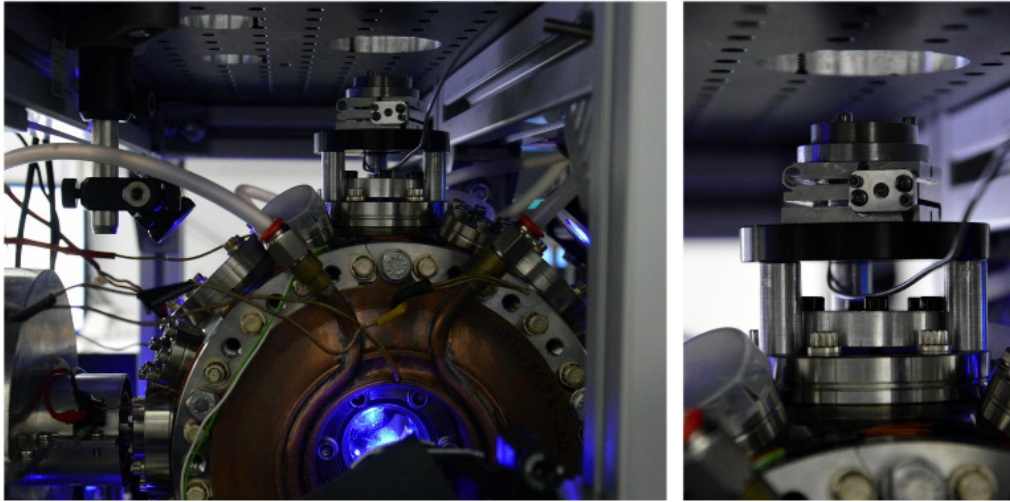
⁷ Kimball Physics: 8.0" Extended Spherical Octagon - Vacuum Chamber

⁸ Rysunki techniczne modyfikacji flanszy pod kątem instalacji okienek próżniowych na indowych uszczelkach znajdują się w załączniku ??

⁹ Procedura przygotowania okienek i uszczelki indowych opisana szczegółowo w załączniku A.7



Rysunek 4.10. Okienka po zamontowaniu na indowych uszczelkach do zmodyfikowanych flansz próżniowych



Rysunek 4.11. Zdjęcia uchwytu na górne lustro rezonatora. Lustro jest zamocowane na kryształ piezoelektrycznym w stabilnym mechanicznie uchwycie, dołączonym do okienek próżniowych.

długości rezonatora. Górny i dolny uchwyt zaplanowane są tak, aby zwierciadła były zainstalowane w równych odległościach względem środka komory. Projekt mechaniki i rezonatora musiał uwzględniać ograniczone miejsce pod komorą próżniową (podniesienie całej aparatury na tym etapie było niemożliwe), co implikowało dodatkowe ograniczenie w wyborze rozwiązań.

Rezonator zbudowany jest z dwóch lusterek o krzywiznie $r = 20$ cm, oddalonych od siebie o 29 cm. Układ taki pozwala na osiągnięcie szerokości wiązki w centrum wnęki (patrz wzór 1.32) około $152 \mu\text{m}$. Górne lustro jest zamocowane na elemencie piezoelektrycznym, co pozwala na precyzyjną kontrolę i skanowanie długości rezonatora. Przez górne lustro o współczynniku odbicia $R_1 = 0,98$ dla długości fali 813 nm światło laserowe wchodzi do rezonatora. Dolne lustro ma współczynnik odbicia dla tej długości fali $R_2 = 0,997$. Taki układ tworzy wnękę o finezji wyliczonej ze wzoru 1.33 około 150. Jednocześnie, aby możliwe było dodanie po tej samej drodze światła próbującego

przejście zegarowego, oba lustra są pokryte antyrefleksyjnie dla długości fali 698 nm.

Wartość teoretyczna finezji nieznacznie różni się od wyznaczonej na podstawie widma transmisji. W praktyce finezja wnęki wynosi około 130. Prawdopodobnie jest to spowodowane nieco gorszymi współczynnikami odbicia niedoskonale wykonanych lusterek i ewentualnych zabrudzeń.

Znajomość finezji rezonatora pozwala obliczyć moc wiązki laserowej wewnątrz, a tym samym głębokość wytworzonej pułapki optycznej.

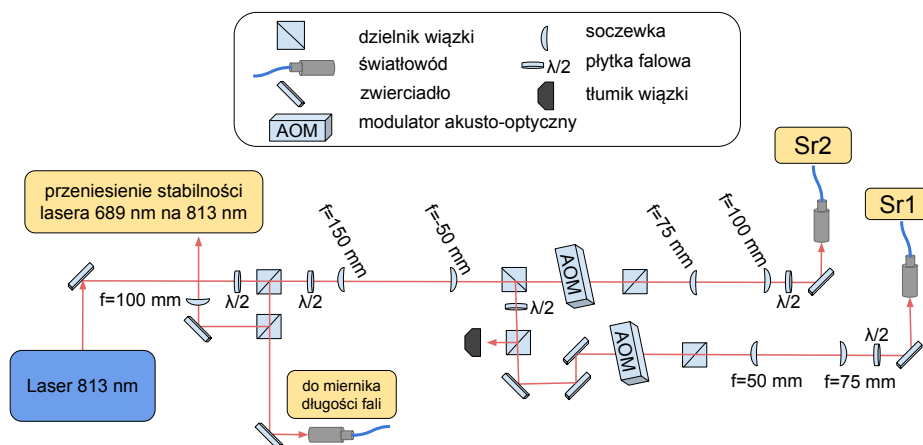
4.6. Układ laserowy dla sieci optycznej

Sieć optyczna oznacza w praktyce falę stojącą. Wytworzenie fali stojącej w rezonatorze jest możliwe, przy założeniu modu podstawowego wnęki, gdy jego długość jest całkowitą wielokrotnością połowy długości fali światła laserowego tworzącego sieć. W tym celu długość wnęki optycznej, która może być precyzyjnie strojona za pomocą elementu piezo-elektrycznego, jest dowiązywana do stabilnego źródła światła laserowego 813 nm. W tej części opisana jest technika używana do stabilizacji, zarówno samego lasera, jak i wnęki dowiązanej do niego.

Wiązka dedykowana do sieci optycznej pracującej na magicznej długości fali 813 nm jest dzielona między eksperymenty Sr1 i Sr2. Światło jest przesyłane światłowodami jednomodowymi zachowującymi polaryzację do obu układów ze źródła ustawionego na stole optycznym w laboratorium Sr2. Podstawowe źródło światła dla sieci optycznych ma stanowić układ lasera tytan:szafir pompowany laserem diodowym Verdi, który jednak uległ awarii w trakcie przygotowywania opisanych tu eksperymentów. Z tego powodu został zastąpiony laserem diodowym mniejszej mocy *Toptica TApró* i gorszej stabilności. Większość prezentowanych w tej pracy wyników eksperymentów przeprowadzonych w sieci optycznej została zrealizowana przy użyciu wspomnianego lasera zastępczego.

4.6.1. Tor lasera w Sr2

Rysunek 4.12 przedstawia tor optyczny układu dzielącego wiązki między sieci w Sr1 i Sr2. Na pierwszej kostce światłodzielnącej za laserem odłączana jest część światła do stabilizacji lasera i pomiaru jego długości fali. Stabilizacja częstości wykonywana jest poprzez dowiązanie do wnęki optycznej przenoszącej stabilność lasera 689 nm w sposób opisany poniżej. Część świa-



Rysunek 4.12. Schemat toru optycznego do podziału światła z lasera 813 nm do wytwarzania sieci w eksperymentach Sr1 i Sr2. Opis w tekście.

tła do kontroli długości fali jest przesyłana światłowodem do spektrometru wysokiej rozdzielczości w innym laboratorium¹⁰.

Po następnym podziale na kostce wiązki do obu eksperymentów przechodzą przez niezależne modulatory akusto-optyczne, które pozwalają na kontrolę mocy. Następnie profil wiązek jest formowany za pomocą soczewek, tak aby uzyskać wysoką wydajność sprzężenia do światłowodów, które prowadzą światło dalej.

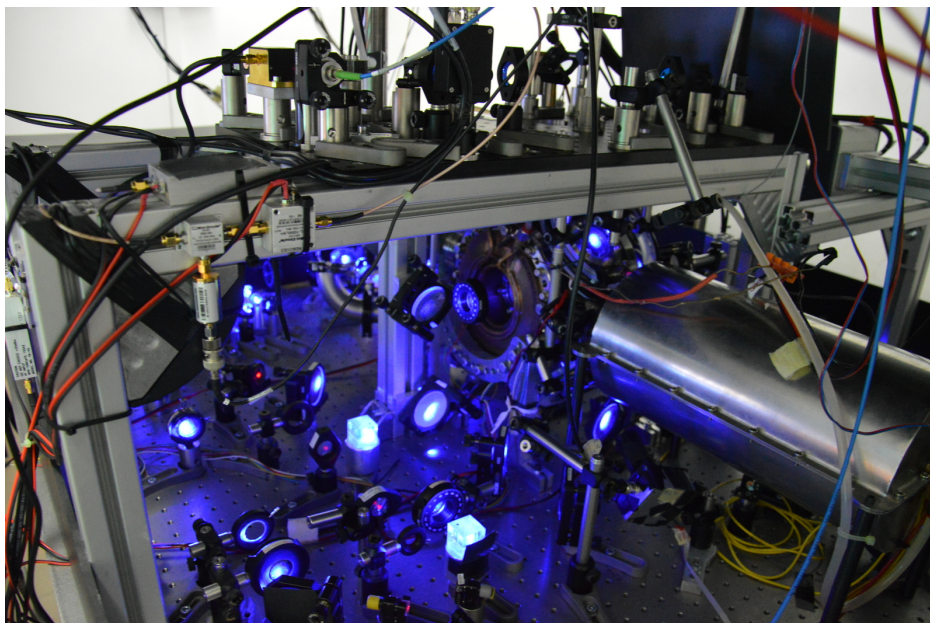
Stabilizacja i zawężanie lasera 813 nm

Na rysunku 4.12 zaznaczono część odpowiedzialną za dodatkowe zawężenie i stabilizację lasera 813 nm. Odbywa się ona poprzez dowiązanie częstotliwości lasera do dodatkowej wnęki optycznej, zaprojektowanej dla dwóch długości fali: 813 nm i 689 nm. Wnuka ta z kolei jest dowiązana do wąskiego lasera 689 nm, dzięki czemu stabilność tego lasera przenoszona jest na laser wytwarzający sieć optyczną. Szczegóły na temat tego rozwiązania są przedstawione w pracy [132].

4.6.2. Tor w Sr1

Tor lasera do sieci optycznej w eksperymencie Sr1 (rys. 4.14) został ustawiony na stabilnym stoliku nad główną komorą próżniową (zdjęcie na rys. 4.13). Po wyjściu ze światłowodu wiązka przechodzi przez polaryzacyjną kostkę światłodziącą w celu wyczyszczenia polaryzacji. Następnie przechodzi przez modulator elektro-optyczny, wprowadzający modulację fazy

¹⁰ HighFinesse Angstrom WS-6



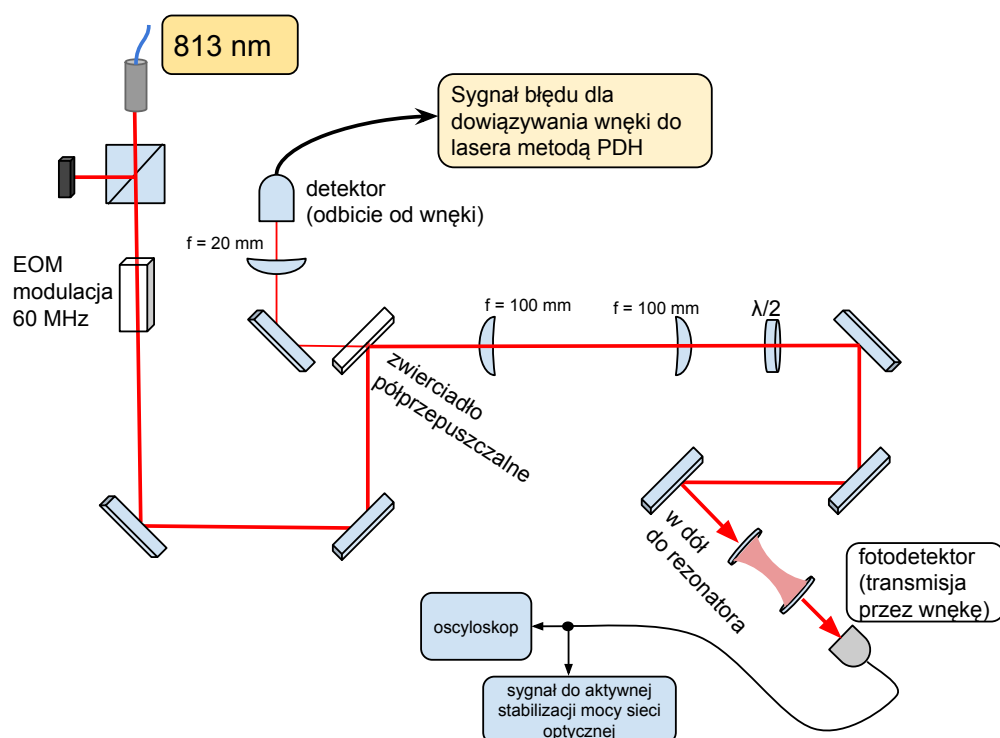
Rysunek 4.13. Zdjęcie stolika nad komorą eksperymentalną z torem laserowym dla sieci optycznej.

60 MHz niezbędną do uzyskania sygnału błędu metodą Pound-Drever-Hall, opisaną dalej.

W stoliku wycięty jest otwór, przez który wiązka laserowa jest wprowadzana pionowo w dół do rezonatora po odbiciu od zwierciadła. Do odbicia w dół zastosowano zwierciadło przezroczyste dla światła o długości fali 698 nm używanego do spektroskopii zegarowej, dzięki temu możliwy jest podgląd profilu przestrzennego wiązki przechodzącej od dołu przez rezonator.

Część światła transmitowanego przez rezonator jest skupiana na drugim detektorze. Sygnał transmisji przez wnękę jest wykorzystywany do monitorowania jej pracy oraz stabilizacji mocy światła w rezonatorze. W tym celu sygnał z detektora jest podawany do regulatora PID a następnie do eksperymentu Sr2, gdzie przy pomocy AOM wstawionego w tor wiązki sieciowej (patrz schemat toru w Sr2 na rysunku 4.12) wykonywana jest aktywna stabilizacja mocy.

Schemat toru wiązki za wnęką, gdzie dołączana jest wiązka próbkująca, przedstawiony jest na rysunku 4.17 w dalszej części poświęconej wiązce zegarowej w Sr1. Znajomość współczynnika transmisji przez elementy optyczne ustawione za wnęką pozwala skalibrować detektor, aby móc monitorować moc promieniowania wewnątrz rezonatora.

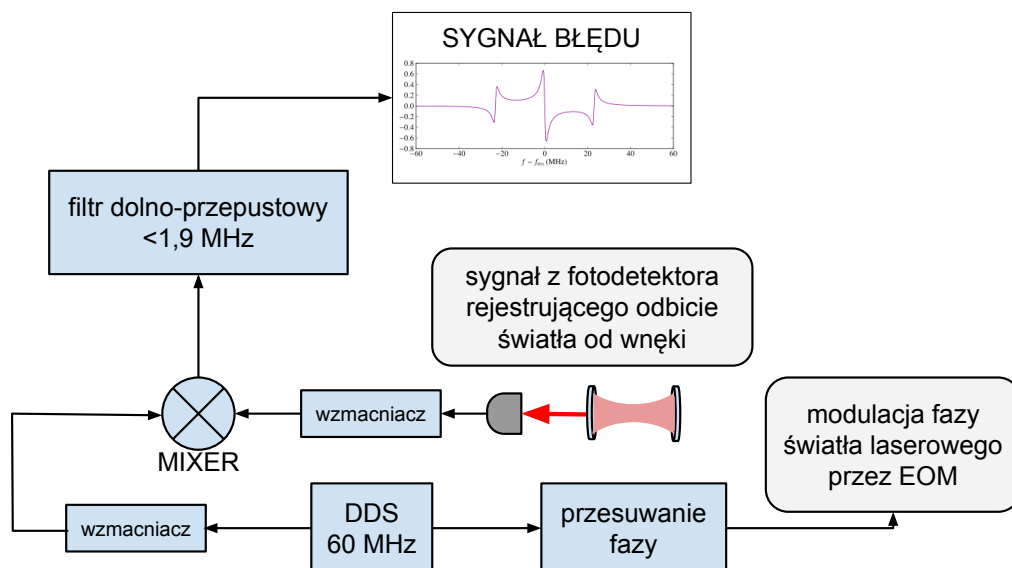


Rysunek 4.14. Schemat toru optycznego wiązki sieciowej 813 nm w eksperymencie Sr1. Opis w tekście.

4.7. Stabilizacja wnęki do lasera sieciowego

4.7.1. Metoda Pound–Drever–Hall

Metoda Pound-Drever-Hall (w skrócie PDH) jest powszechnie stosowana do stabilizacji częstości laserów poprzez stworzenie pętli sprzężenia zwrotnego z rezonatorem Fabry-Perot [133,134]. Światło lasera przestrajanego może być transmitowane przez wnękę, tylko jeśli całkowita wielokrotność długości fali jest równa podwójnej długości rezonatora. Wnęką działa zatem jak filtr, który wybiera tylko wąskie pasma transmisyjne, gdy światło laserowe jest do niej odpowiednio dostrojone. Sygnał odbity od wnęki może zostać użyty do stabilizacji częstości lasera w pobliżu minimum odbicia (odbicie bliskie zeru). Piki transmisyjne z rezonatora są symetryczne, zatem aby wytworzyć użyteczny do stabilizacji sygnał błędu muszą zostać zróżniczkowane. Dzięki temu otrzymamy sygnał antysymetryczny w pobliżu rezonansu, który może być użyty jako referencyjny. W tym celu modulujemy fazę lasera, dodając pasma boczne. Sygnał z detektora rejestrującego odbicie od wnęki mieszamy z referencyjnym sygnałem oscylatora pracującego również na częstotliwości modulacji, ale w przeciwfazie. W ten sposób, odfiltrowując wysokie często-



Rysunek 4.15. Schemat blokowy układu wytwarzającego sygnał stabilizacji wnęki do lasera sieciowego metodą Pound-Drever-Hall

tliwości otrzymujemy dyspersyjny sygnał błędu, z którego jesteśmy w stanie odczytać po której stronie rezonansu się znaleźliśmy z częstotliwością lasera, tym samym użyć go do stabilizacji.

Technika PDH ma bardzo szeroki zakres stosowania, może być również używana w odwrotnej konfiguracji, tzn. do stabilizowania długości rezonatora za pomocą stabilnego źródła światła. Właśnie w takiej konfiguracji została użyta w przypadku budowanej wnęki dla sieci optycznej. Schemat blokowy układu stabilizującego długość wnęki do częstotliwości lasera 813 nm przedstawiony jest na rysunku 4.15. Światło odbite od wnęki jest zbierane przez detektor, z którego sygnał po wzmocnieniu¹¹ jest mieszany¹² z referencyjnym sygnałem o tej samej częstotliwości, która jest podawana na modulator elektro-optyczny wstawiony w wiązkę laserową 813 nm.

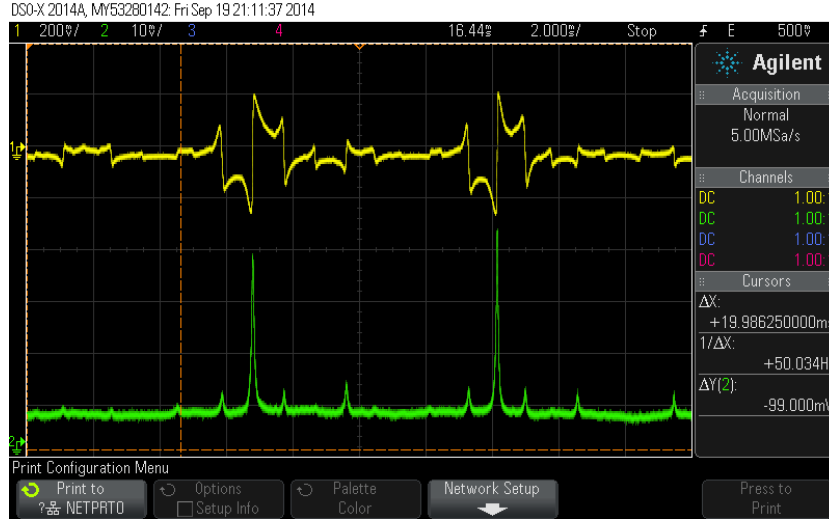
4.8. Laser zegarowy

Światło laserowe do badania przejścia zegarowego musi być odpowiednio wąskie spektralnie oraz stabilne w krótkim okresie czasu. Źródłem takiego światła jest ultra-stabilny laser, dowiązany do modu TEM_{00} wnęki rezonansowej wysokiej dobroci¹³, wykonanej ze szkła ULE o niskiej rozszerzalności cieplnej (*ang. ultra-low expansion*). Finezja tej wnęki wynosi 300 000, a FSR

¹¹ Mini-Circuits ZFL-1000LN

¹² Mixer Mini-Circuits ZEM-2B+

¹³ Stable Laser Systems, typ ATF 6010-4



Rysunek 4.16. Przykładowe widmo transmisji podczas przestrajania przez cały FSR rezonatora (zielony sygnał) oraz sygnał błędu (żółty) wytworzony metodą Pound-Drewell-Halla.

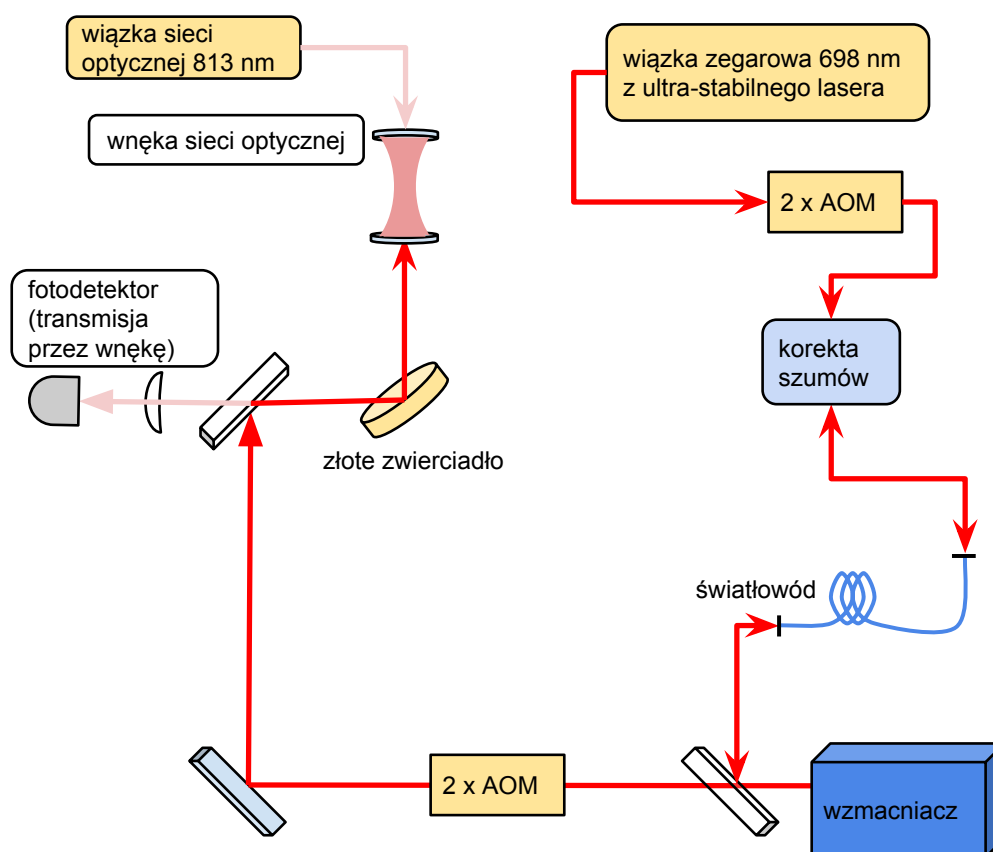
1,5 GHz. Szczegółowy opis konstrukcji i działania ultrastabilnego lasera używanego w spektroskopii przejścia zegarowego znajduje się w pracy [135].

Światło lasera zegarowego jest transmitowane do wzorców Sr1 i Sr2 oraz laboratorium z grzebieniem optycznym światłowodami po wcześniejszym przesłaniu przez AOM. Zapewnienie przeniesienia stabilności częstotliwości lasera za światłowodem wymaga każdorazowej aktywnej korekcji szumów, która polega na odbiciu części wiązki z powrotem przez światłowód i zdudnieniu z oryginalną wiązką. Na podstawie sygnału z dudnień tworzy się sygnał błędu, na podstawie którego wykonywana jest korekta szumu fazowego na AOM [136].

4.8.1. Wiązka zegarowa w Sr1

Podobnie jak w przypadku lasera 689 nm, światło do eksperymentów Sr1 i Sr2 jest wzmacniane poprzez układ lasera Fabry-Perot, pracującego jako wzmacniacz w układzie *master-slave*. Dzięki temu w znacznym stopniu filtrowane są fluktuacje mocy światła oraz zachowywana jest szerokość spektralna. Za wzmacniaczem wiązka przechodzi przez AOM w podwójnym przejściu, który jest używany do jej strojenia. Pozwala to precyzyjnie zmieniać częstość światła by wykonać spektroskopię pozwalającą na dowiązanie lasera do przejścia zegarowego.

Wiązka próbkująca przejście zegarowe $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ jest wpuszczona do rezonatora od dołu po odpowiednim ukształtowaniu przestrzennym, tak aby przekrywała się z profilem sieci optycznej. Wiązka prowadzona poziomo nad



Rysunek 4.17. Uproszczony schemat blokowy układu laserowego tworzącego wiązkę do spektroskopii zegarowej w Sr1

stołem optycznym jest odbijana do góry na złotym lustrze. Przed odbiciem na złotym lustrze czyszczona jest polaryzacja światła za pomocą polaryzatora.

Polaryzacja wiązki jest tak dobrana, aby wektor $\mathbf{E}$ w wiązce laserowej był równoległy do wektora $\mathbf{B}$ pola mieszanego. Oznacza to, że światło wchodzące do rezonatora przed odbiciem na złotym lustrze w górę, musi być spolaryzowane pionowo (względem stołu optycznego). Po odbiciu do góry, wiązka będzie miała odpowiednią polaryzację względem kierunku pola mieszanego poziomy, wytwarzanego przez cewki MOT przełączone do układu wytwarzającego pole jednorodne [137]. Wiazka zegarowa jest spolaryzowana w taki sam sposób jak wiązka tworząca sieć optyczną.

4.9. Wyniki pomiarów

4.9.1. Detekcja atomów w sieci

Detekcja atomów w sieci optycznej i czerwonym MOT odbywa się poprzez oświetlanie próbki niebieskim światłem laserowym, dostrojonym do rezonansu z przejściem $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ i obserwację niebieskiej fluorescencji. Inne przejścia są za słabe, aby używać ich do obrazowania. Niemożliwa byłaby rejestracja czerwonej fluorescencji. Do rejestracji sygnału używana jest kamera CCD¹⁴ kontrolowana z komputera oraz obiektyw zbudowany z trzech soczewek, dobranych tak, aby otrzymany sygnał był optymalny pod kątem stosunku sygnału do szumu.

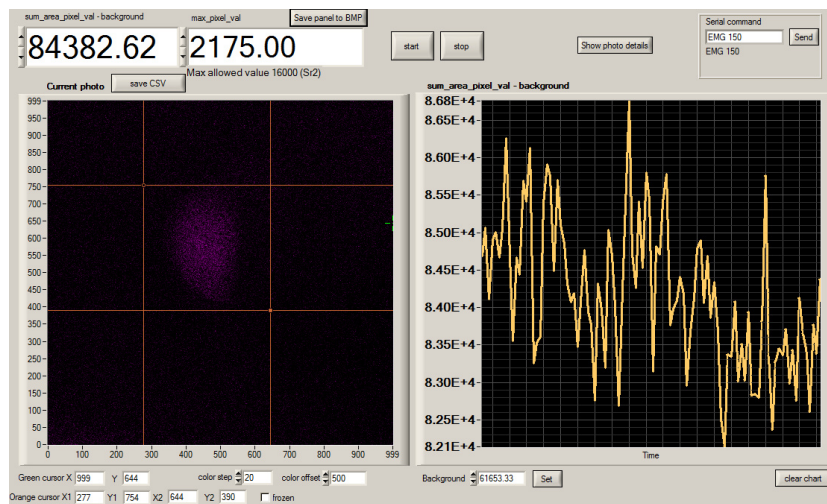
Sytuacja jest nieco bardziej skomplikowana w przypadku badania populacji przerzuconej podczas spektroskopii zegarowej do stanu 3P_0 , który jest stanem ciemnym dla niebieskiego światła. Szczegółowo sposób detekcji podczas pomiarów przejścia zegarowego opisany jest dalej w części poświęconej temu właśnie zagadnieniu.

Czas życia atomów w sieci optycznej Sr1

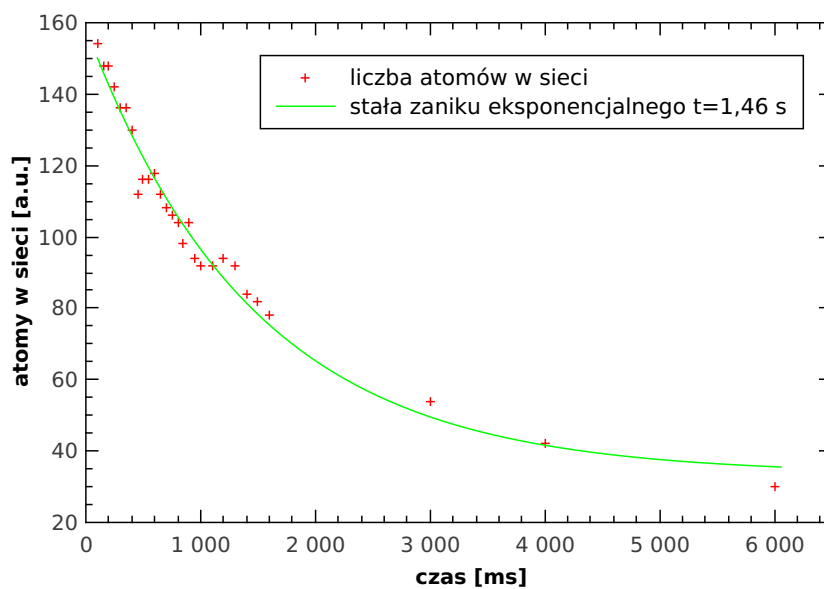
Pierwszym krokiem po pomyślnym przeładowaniu zimnych atomów z pułapek magneto-optycznych do sieci była diagnostyka czasu życia.

Czas życia atomów w sieci jest dłuższy dla stabilniejszego lasera Ti:Sa z zewnętrzną wnęką. Przed awarią lasera zostało wykonanych tylko kilka pomiarów atomów w sieci. Rysunek 4.19 przedstawia wyniki pomiaru czasu życia złapanych atomów. Mechanizm ładowania w tym wypadku był jesz-

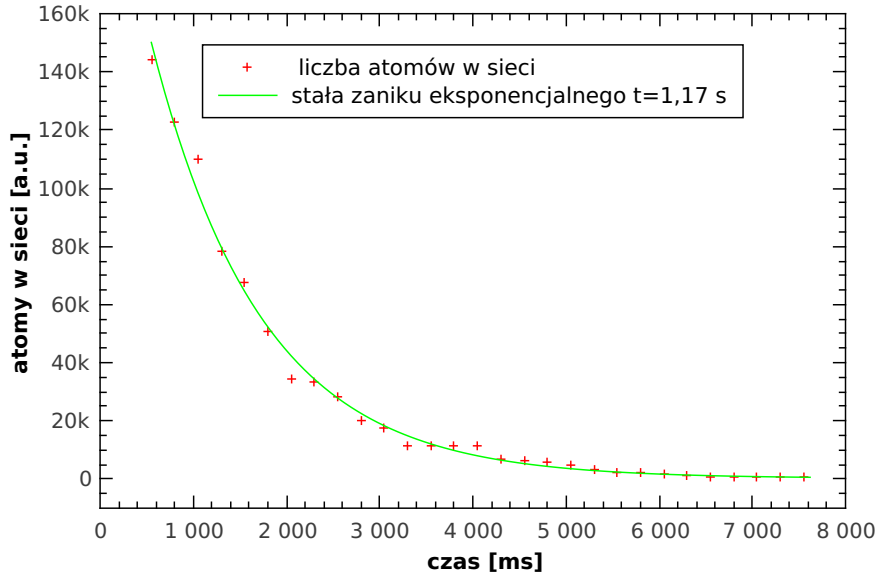
¹⁴ Hamamatsu C9100-02



Rysunek 4.18. Przykładowe zdjęcie atomów w sieci wykonane przy pomocy kamery CCD. Widok całego panelu programu do kontroli kamery.



Rysunek 4.19. Czas życia atomów ^{88}Sr w sieci optycznej z lasera Ti:Sa. Moc światła w rezonatorze szacowana na około 10 - 15 W, co odpowiada sieci o głębokości potencjału 350 - 500 energii odrzutu.



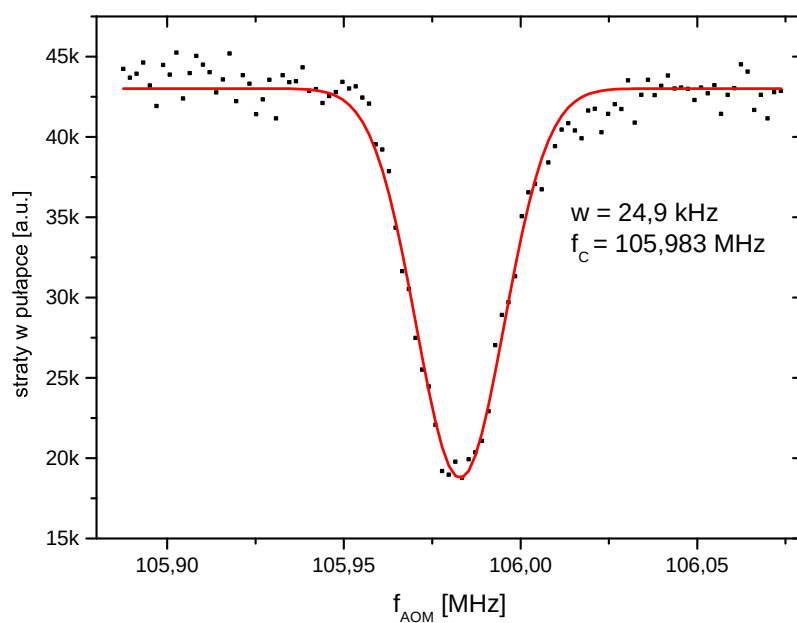
Rysunek 4.20. Czas życia atomów ^{88}Sr w sieci optycznej wytworzonej przy użyciu lasera diodowego, stabilizowanego do zewnętrznej wnęki dowiązanej do stabilnego laser 689 nm.

cze nie zoptymalizowany i z pewnością możliwe byłoby uzyskanie dłuższych czasów życia przy użyciu tego lasera.

Po zamianie lasera sieciowego na diodowy laser TA100, możliwe było opracowanie optymalnych warunków pułapkowania zimnych atomów strontu w sieci. Mimo, że laser diodowy ma znacznie gorsze parametry, udało się osiągnąć czasy życia dłuższe niż sekunda. Istotne było dowiązanie tego lasera do zewnętrznej wnęki, stabilizowanej wąskim czerwonym laserem 689 nm. Na rysunku 4.20 przedstawiono typowy wynik pomiaru czasu życia w sieci przy użyciu tego lasera.

4.9.2. Spektroskopia przejścia 689 nm w sieci optycznej

Pierwszym eksperymentem jaki został wykonany z atomami w sieci optycznej, była spektroskopia przejścia $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$, wykonana przy pomocy lasera 689 nm o szerokości spektralnej poniżej 8 Hz [121]. Laser jest dowiązany do stabilnej wnęki optycznej i pracuje na stałej częstotliwości, monitorowanej za pomocą grzebienia stabilizowanego do wzorca rubidowego dyscyplinowanego GPSEM. Wykres na rysunku 4.21 pokazuje wynik tej spektroskopii, która była wykonywana poprzez przestrajanie AOM wstawionego w wiązkę próbkującą. Częstotliwość tego AOM jest zaznaczona na osi poziomej. Jest to częstotliwość, o którą wiązka próbkująca jest przestrojona względem mierzonej na grzebieniu. Z dopasowania krzywej Lorentza do uśrednionych wyników



Rysunek 4.21. Spektroskopia w ^{88}Sr w sieci optycznej przejścia 689 nm. Pomiar wykonany równolegle z pomiarem częstości lasera na grzebieniu częstości optycznych stabilizowanym do wzorca rubidowego dyscyplinowanego GPS-em. Na osi poziomej zaznaczono częstość modulatora, który przestraja światło laserowe używane w spektroskopii względem tego mierzonego bezpośrednio za pomocą grzebienia. Prezentowane dane są wynikiem uśrednienia 31 niezależnych pomiarów.

pomiarów został wyznaczony środek linii dla częstotliwości 105,983 MHz. Pomiaru były wykonywane w dwóch układach Sr1 i Sr2 równocześnie. Po uwzględnieniu przesunięć częstotliwości wszystkich modulatorów używanych w eksperymentach oraz uwzględnieniu zmierzonego przesunięcia poziomów pochodzącego od sieci optycznej (813 nm nie jest magiczną długością fali dla tego przejścia) możliwe było wyznaczenie bezwzględnej częstotliwości przejścia $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.

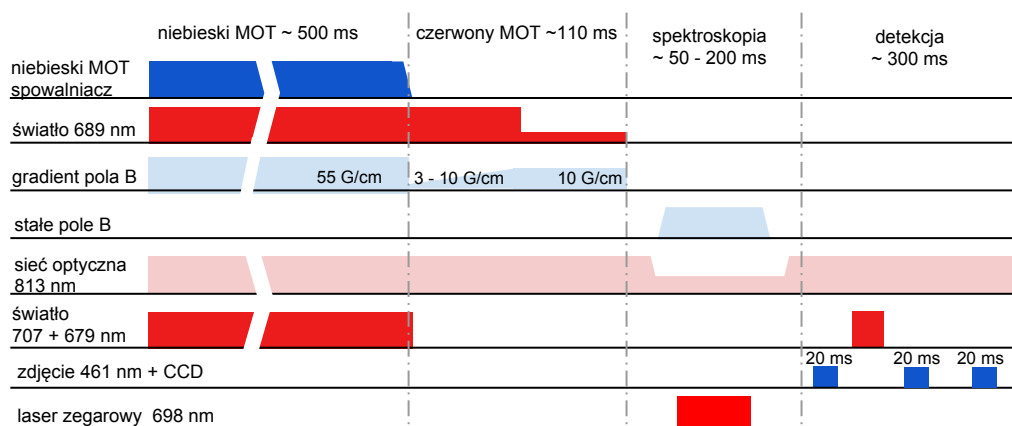
W układzie Sr1 w bozonach ^{88}Sr częstotliwość wyniosła 434 829 121 310,2 (2,6) kHz. Zmierzona częstotliwość jest o 2.1 kHz mniejsza od częstotliwości opublikowanej przez grupę z NIST [138].

Z kolei w układzie Sr2, gdzie pomiar był wykonywany w fermionach ^{87}Sr w niebieskim MOT $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ $F = \frac{9}{2} \rightarrow F' = \frac{9}{2}$ częstotliwość po ekstrapolacji do centrum linii wyniosła 434 829 343,3 (2,4) MHz. Wyznaczona częstotliwość jest o 300 kHz większa od częstotliwości opublikowanej przez grupę z SYRTE [130].

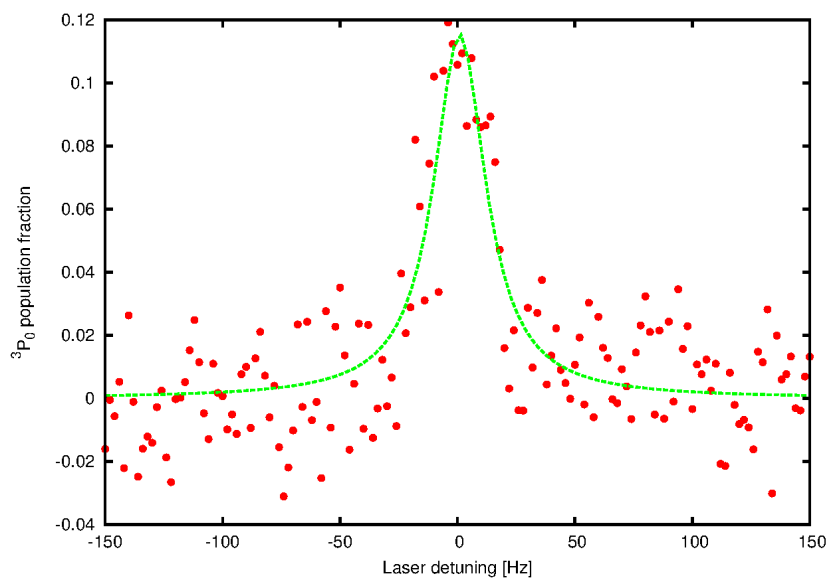
4.9.3. Spektroskopia przejścia zegarowego 698 nm

Mając próbkę zimnych atomów utrzymywaną w sieci optycznej oraz wiązkę stabilnego ultra-wąskiego lasera możemy przejść do realizacji precyzyjnej spektroskopii laserowej przejścia zegarowego.

Zgodnie z tym, co zostało powiedziane w rozdziale 1.3 na temat częstości Rabiego zabronionego przejścia zegarowego, w przypadku atomów ^{88}Sr konieczne jest dodatkowe zewnętrzne pole magnetyczne mieszające poziomy. W praktyce oznacza to, że możemy wartością zewnętrznego pola magnetycznego oraz mocą światła próbkującego regulować szerokość badanego przejścia. Ma to ogromną zaletę dla celów poszukiwania linii zegarowej, ponieważ należy mieć na uwadze, że poszukiwanie wąskiej linii, o szerokości rzędu kilku lub kilkunastu Hz, w zakresie kilku MHz nie jest trywialnym zadaniem. W związku z tym pierwsze poszukiwania linii zegarowe odbywały się przy obecności dużego pola magnetycznego oraz przy użyciu silnej wiązki próbkującej, poszerzającej mocą badane przejście. Przykład takiej linii, której szerokość jest rzędu 1 kHz pokazany jest na rysunku 4.24. Pomiaru linii zegarowych o szerokościach rzędu 1 kHz wykonywane były w polu magnetycznym około 200 G. Zmniejszając pole do około 10 G przy mocy wiązki próbkującej na poziomie 400 mW/cm² szerokości badanych przejść były rzędu kilkunastu do kilkudziesięciu Hz.



Rysunek 4.22. Cykl pomiarowy używany podczas spektroskopii przejścia zegarowego oraz w trakcie stabilizacji lasera zegarowego do przejścia atomowego.

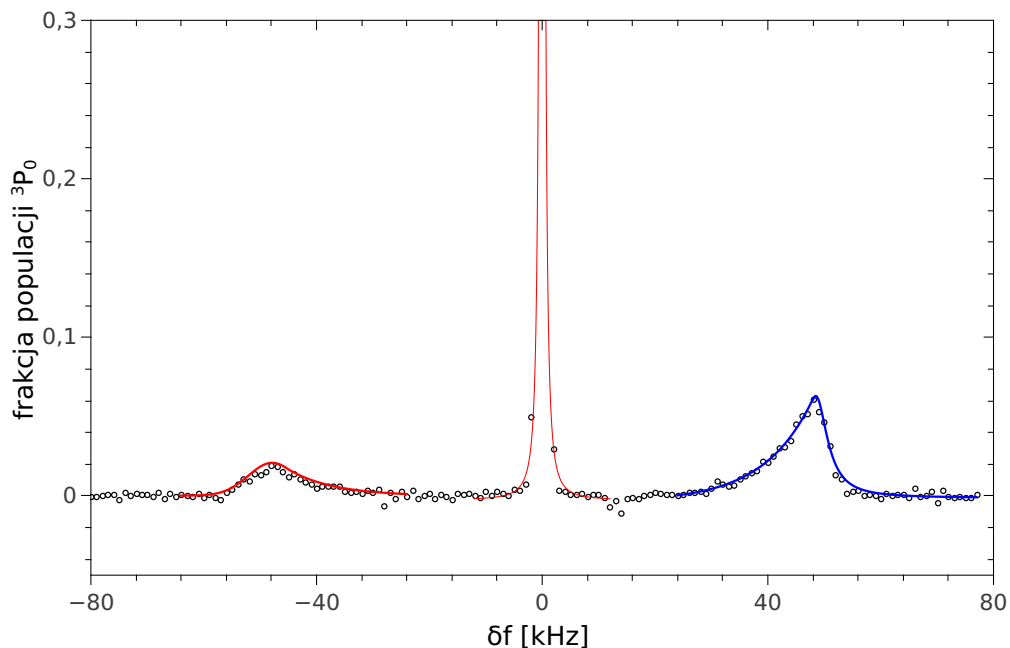


Rysunek 4.23. Najwyższa zmierzona linia zegarowa. Pomiar wykonany w Sr2. Rysunek z pracy [135]

Cykl pomiarowy

Na rysunku 4.22 zobrazowany jest graficznie typowy cykl pomiarowy podczas spektroskopii przejścia zegarowego. W pierwszej części następuje typowa procedura zebrania próbki zimnych atomów strontu w sieci optycznej opisana wcześniej. Następnie, po wyłączeniu wszystkich laserów pułapek magneto-optycznych, na kilkadziesiąt milisekund włączane jest jednorodne pole magnetyczne i wiązka zegarowa. Czas oświetlania atomów wiązką zegarową, która przenosi populację ze stanu podstawowego do stanu 3P_0 dobierany jest tak, aby uzyskać maksymalny transfer, tzn. stosować impuls π przy zadanej gęstości mocy wiązki. Jednocześnie w tym samym czasie obniżana jest moc wiązki laserowej tworzącej sieć optyczną, aby zminimalizować jej wpływ na badane przejście. Dalej następuje faza detekcji. W pierwszym kroku wykonywane jest zdjęcie światłem dostrojonym do przejścia 461 nm, które wykrywa atomy pozostałe w stanie podstawowym. Absorpcja światła rezonansowego powoduje także podgrzanie atomów i ich ucieczkę z sieci (opróżnienie stanu podstawowego). Ta część populacji, która została przerzucona do stanu 3P_0 , stanu ciemnego dla niebieskiego światła, nie jest wykrywana w takim pomiarze. Kolejnym krokiem jest użycie laserów repompujących, które przerzucają populację ze stanu ciemnego do stanu 3S_1 , a w konsekwencji powrót do stanu podstawowego. Dzięki temu możemy wykryć populację atomów, które zostały przeniesione wiązką zegarową, kolejnym standardowym zdjęciem. Po chwili jest wykonywane trzecie zdjęcie, którego celem jest rejestracja tła, które jest odejmowane od uprzednio wykonanych. W ten sposób, porównując sygnał z dwóch pierwszych zdjęć możemy obliczyć prawdopodobieństwo przerzucenia populacji do stanu 3P_0 .

Na wykresie na rysunku 4.23 przedstawiony jest wynik spektroskopii wykonanej opisaną metodą. Na osi pionowej zaznaczono część populacji atomów w sieci, która podczas spektroskopii została przerzucona do stanu 3P_0 . Prezentowany wynik najwęższej spektroskopii przejścia zegarowego został uzyskany w układzie Sr2, gdzie z przyczyn technicznych możliwe było dokładniejsze kontrolowanie częstotliwości modulatora przestrajającego światło wiązki zegarowej. Próbkowanie odbywało się impulsem laserowym trwającym 50 ms w polu magnetycznym 6, 7 G. Natężenie światła laserowego używanego w tej spektroskopii wynosiło około 400 mW/cm². Szerokość połówkowa linii uzyskanej na podstawie dopasowania profilu Lorentza do punktów pomiarowych wynosi 27(1) Hz.

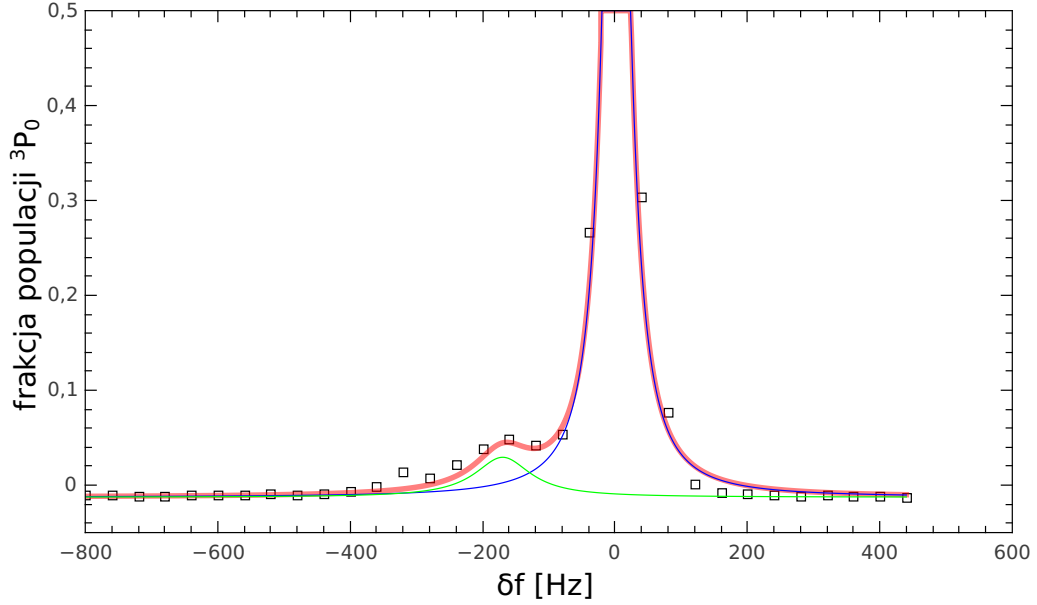


Rysunek 4.24. Przykładowy wynik spektroskopii linii zegarowej wykonany w szerokim zakresie częstotliwości wykonany w celu zbadania podłużnych pasm bocznych w sieci. Skala na osi poziomej przedstawia rzeczywiste odstrojenie lasera próbującego od centrum linii.

Spektroskopia rozdzielonych pasm bocznych w jednowymiarowej pułapce optycznej

Zgodnie z tym co zostało powiedziane w rozdziale 1.4.2 w spektroskopii przejścia zegarowego w jednowymiarowej sieci optycznej, oprócz głównej częstotliwości nośnej, pojawiają się pasma boczne pochodzące od przejść ze zmianą stanu oscylacyjnego w pułapce ($n_z \rightarrow n_z \pm 1$). Środkowa, najsilniejsza linia widoczna na przykładowym spektrum na rysunku 4.24 odpowiada głównemu przejściu bez zmiany stanu oscylacyjnego [139].

Jak zostało to już wcześniej wspomniane, z kształtu pasm bocznych oraz różnicy ich natężeń możemy wnioskować o częstościach podłużnych w pułapce oraz temperaturze atomów. W materiałach dodatkowych do pracy [139] znajdują się wyprowadzenia wzorów, których można użyć do opisu kształtów linii odpowiadających pasmom bocznym. Na rysunku 4.24 widzimy, że linie odpowiadające podłużnym pasmom bocznym pojawiają się w odległości około 48 kHz od środka linii centralnej. Zatem taką wartość można przyjąć za rzeczywistą częstotliwość podłużną naszej sieci w centrum pułapki. Zgodnie z tym co zostało powiedziane w rozdziale 1.4.2 o wpływie anharmoniczności potencjału, widoczne jest rozmycie pasm bocznych w kierunku częstotliwości centralnej. Z drugiej strony następuje dość ostre odcięcie,



Rysunek 4.25. Przykładowy wynik spektroskopii linii zegarowej. Do punktów pomiarowych zostały dopasowane dwa profile Lorentza w celu wyjaśnienia jednostronnego poszerzenia, wielokrotnie obserwowanego w pierwszych pomiarach. Skala na osi poziomej przedstawia rzeczywiste odstrojenie lasera próbującego od centrum linii.

co jest intuicyjne - istnieje ograniczenie największej częstości podłużnej ν_z w centrum pułapki.

Dodatkowo na podstawie stosunku wysokości pasma czerwonego i niebieskiego, które w przybliżeniu odzwierciedla rozkład termiczny atomów w pułapce możemy wnioskować o temperaturze podłużnej [140]:

$$\frac{P_{\text{czerwony}}}{P_{\text{niebieski}}} \simeq \frac{N_1}{N_0} = e^{-\frac{h\nu_z}{k_B T_z}}. \quad (4.3)$$

N_0 i N_1 oznaczają odpowiednio populację w oscylacyjnym stanie podstawowym i pierwszym wzbudzonym.

Z kształtu linii dopasowanej do basm bocznych, możemy wyciągnąć informacje na temat temperatury poprzecznej schwytych atomów. W pierwszych pomiarach temperatury atomów dla kierunków poprzecznego i podłużnego wyznaczone tą metodą wynosiły odpowiednio $T_z = 2,5\mu\text{K}$ oraz $T_r = 30\mu\text{K}$.

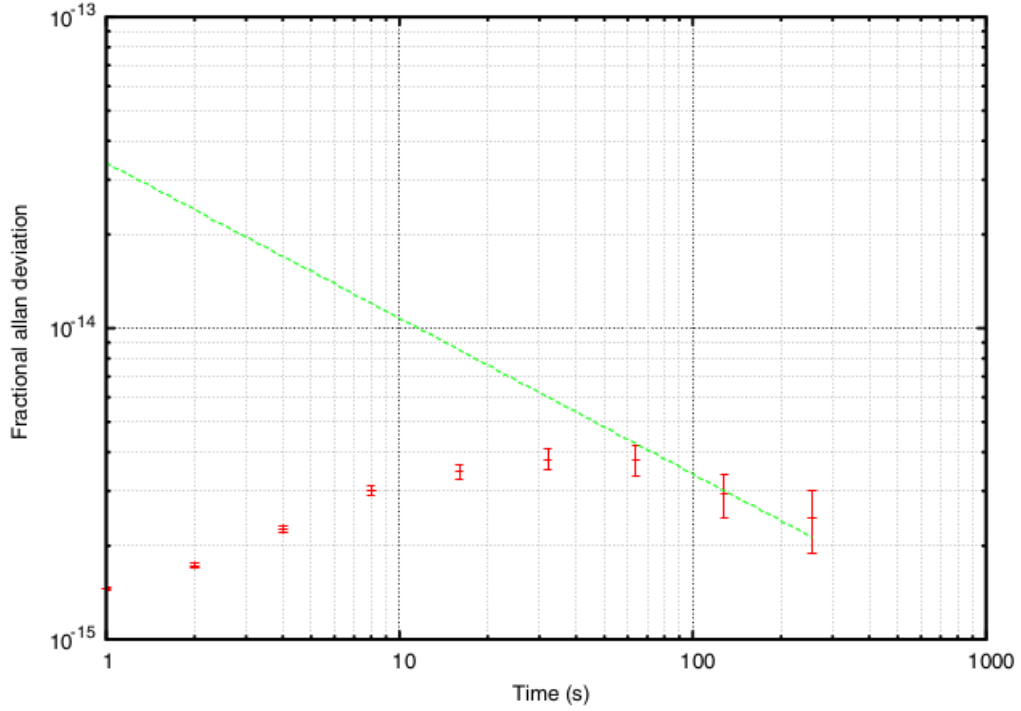
Po ustaleniu wstępnego położenia wąskiej linii zegarowej na skali częstości, prowadzone były pomiary mające na celu dobranie optymalnych parametrów próbkowania linii pod kątem stworzenia pętli sprzężenia zwrotnego stabilizującej laser zegarowy na podstawie wyników spektroskopii. Procedura dowiązywania jest opisana w kolejnej części. Przykładowe widmo spektro-

skopii przejścia zegarowego wybranego pod kątem stabilizacji przedstawione jest na rysunku 4.25. Wybrana linia o szerokości około 100 Hz próbkowana jest co 40 Hz.

W pierwszych pomiarach linii zegarowej występowało wyraźne jednostronne poszerzenie widoczne na rysunku 4.25. Prawdopodobnym uzasadnieniem może być niedokładne przekrycie wiązki próbkującej wzdłuż sieci, co skutkuje obserwacją poprzecznych pasm bocznych. Zakładając, że widoczna struktura jest poprzecznym pasmem bocznym, można spróbować wyznaczyć poprzeczną częstość pułapki. Z dopasowania kształtu linii będącego złożeniem dwóch profili Lorentza wynika, że drugi pik pojawia się około 170 Hz od głównego. Wartość taka jest zgodna z przewidywaniami co do częstości poprzecznej naszej pułapki, wynikającej z jej geometrii (porównaj wzór 1.37). Pomiar częstości własnych pułapki pokazuje jak bardzo różne są ograniczenia ruchu atomów wzdłuż osi sieci oraz w poprzek.

4.9.4. Cyfrowa stabilizacja lasera do przejścia zegarowego

Jak zostało powiedziane we wprowadzeniu do tego rozdziału, możliwość wykonywania spektroskopii wąskiego przejścia zegarowego, pozwala na dowiązanie lasera do wzorca atomowego, a tym samym stworzenie urządzenia, które można uważać za zegar. Cyfrowa korekta częstości lasera, odbywa się w ciągłym powtarzaniu cyklu pomiarowego opisanego wcześniej, gdzie wynikiem pojedynczego pomiaru jest liczba proporcjonalna do części populacji przerzuconej do stanu 3P_0 . Prawdopodobieństwo jest tym większe im bliżej centrum linii atomowej się znajdujemy. Jako sygnał błędu używana jest wartość różnicy z dwóch kolejnych pomiarów, w których wartość odstrojenia jest zmieniana skokowo. Chodzi o to, aby będąc dostrojonym do rezonansu z linią atomową próbować ją symetrycznie na obu zboczach, co oznacza, że wartość prawdopodobieństwa w wyniku dwóch pomiarów jest równa. Jeśli nie jesteśmy dostrojeni do rezonansu wynik dwóch takich pomiarów będzie różny od zera, a różnica może być użyta jako sygnał korygujący częstość lasera. Każdorazowe przygotowanie do procedury dowiązywania wiązało się z wykonaniem kilkudziesięciu pomiarów, których wynik jest podobny do przykładu pokazanego w poprzedniej części na rysunku 4.25. Szerokość skoku częstotliwości używanego podczas pracy zegara jest dobierana do szerokości przejścia. Ważne jest, aby skok był wykonywany w ramach profilu linii, a próbkowanie odbywało się po obu stronach zbocza. Najlepsze rezultaty są otrzymywane, jeśli próbkowanie odbywa się w pobliżu połowy wysokości linii, gdzie nachylenie zboczy jest największe.



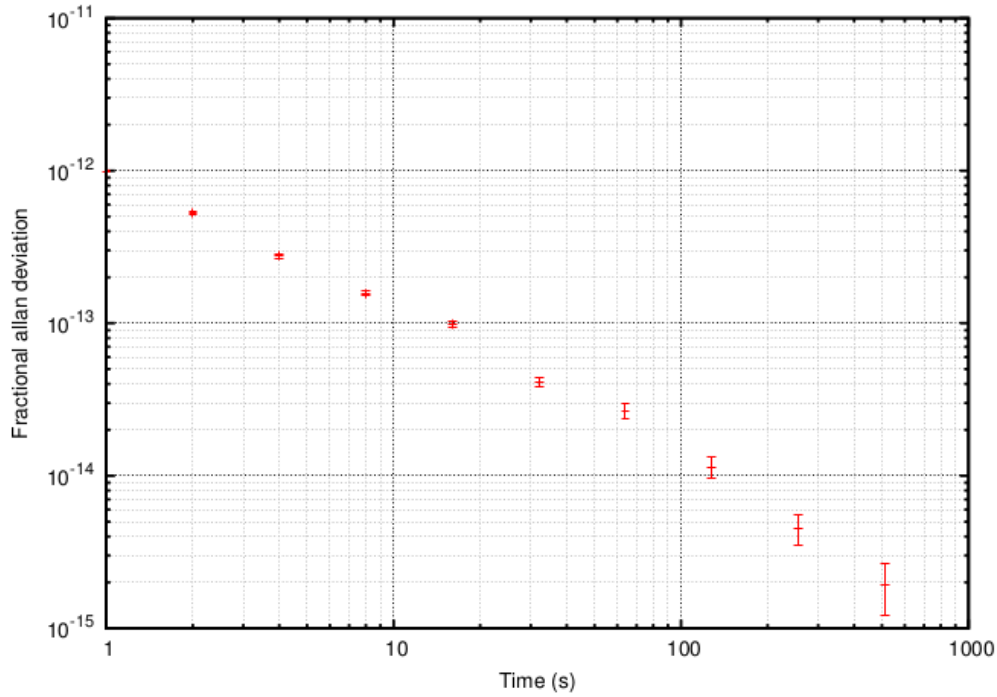
Rysunek 4.26. Porównanie stabilności zegarów stabilizowanych do wzorców atomowych Sr1 i Sr2. Na osi pionowej wartość niestabilności wyrażona poprzez odchylenie Allana, na osi pionowej czas wyrażony w sekundach. Zielona linia przedstawia asymptotyczną stabilność względną $\sigma_y(\tau) = 3,41(27) \times 10^{-14}/\sqrt{\tau}$. Wykres z pochodzi z pracy [135]

4.9.5. Względna stabilność zegara Sr1 i Sr2

Wynik porównania wzorców Sr1 i Sr2 pokazany jest na rysunku 4.26. Dla czasów uśredniania τ większych niż 60 s odchylenie Allana dąży do wartości $\sigma_y(\tau) = 3,41(27) \times 10^{-14}/\sqrt{\tau}$, co pozostaje w zgodzie z wynikami innych grup porównujących zegary dla ^{88}Sr [22, 141, 142].

4.9.6. Względna stabilność Sr1 i masera wodorowego w Borowcu

Stabilność zegara Sr1 została też porównana do stabilności standardu UTC(AOS) opartego na maserze wodorowym utrzymywanym w Obserwatorium Astrogeodynamicznym w Borowcu [143]. Porównanie było wykonane poprzez stabilizowane połączenie światłowodowe między laboratorium w Borowcu a KL FAMO, będące nową częścią sieci światłowodowej OPTIME [144, 145]. Zmierzona stabilność wyrażona odchyleniem Allana wyniosła 2×10^{-15} po 500 s uśredniania. Wynik porównania przedstawiony jest na rysunku 4.27.



Rysunek 4.27. Porównanie wzorca Sr1 z maserem wodorowym w Borowcu. Wykres pochodzi z pracy [146].

4.9.7. Pomiar bezwzględny częstości przejścia zegarowego w Sr1

Bezwzględna częstość przejścia zegarowego w eksperymencie Sr1 została zmierzona przy użyciu grzebienia częstotliwości optycznych stabilizowanego do wzorca rubidowego dyscyplinowanego GPS-em, którego limit dokładności wynosił 10^{-12} [147]. Przy tej dokładności oraz uwzględnieniu wszystkich niepewności wynikających z wpływu czynników zewnętrznych opisanych wcześniej w układzie Sr1 wyznaczono częstość bezwzględną przejścia $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ na:

$$429\,228\,066\,418\,300\,(580)\,\text{Hz}.$$

Wartość mieści się w ramach budżetu niepewności z wartością podawaną przez BIPM [148].

Po podłączeniu laboratorium do sieci OPTIME [144], odkąd możliwe jest bezpośrednie porównywanie z maserem wodorowym, spodziewamy się, że precyzja będzie mogła być podniesiona do poziomu 10^{-15} .

4.10. Podsumowanie

Rozbudowano aparaturę wzorca atomowego Sr1, dzięki czemu stało się możliwe porównanie dwóch wzorców Sr1 i Sr2 przy użyciu wspólnego lasera

dowiązanego do ultrastabilnej wnęki optycznej. Pierwsze pomiary wykonane w grudniu pokazały obiecującą stabilność względną wzorców. Dzięki przygotowanym łączom światłowodowym stało się możliwe bezpośrednie porównanie z maserem wodorowym. Rozwój eksperymentu oraz infrastruktury światłowodowej może pozwolić w przyszłości na połączenie z kolejnymi dokładnymi wzorcami, jak fontanny cezowe czy inne zegary optyczne za granicą.

Możliwość bezpośredniego porównania najlepszych obecnie dostępnych wzorców optycznych oraz łącza do zegarów o porównywalnej dokładności dadzą możliwość badania potencjału grawitacyjnego oraz zastosowań geodezyjnych dzięki mechanizmowi opisanym w rozdziale 1.5. Tego typu przedsięwzięcia są już prowadzone w Europie, np. w ramach powstającej obecnie sieci zegarów optycznych ITOC (*ang. International Timescale with Optical Clocks*) skupiającej kilka ośrodków badawczych [149, 150]. Rozwój zegara optycznego w KL FAMO w Toruniu oraz innej infrastruktury pozwoli na udział w tego typu badaniach.

Wzorzec w eksperymencie Sr1 oparty na bozonach jest w tej chwili unikatowy na skalę światową. Do tej pory tylko dwie inne grupy uruchomiły zegar optyczny oparty na tym izotopie w sieci optycznej [23, 141], a kolejne pracują obecnie nad takim zadaniem [151, 152].

Podsumowanie i wnioski

W rozprawie opisane zostały dwa eksperymenty z zimnymi atomami pułapkowanymi optycznie, których przeznaczeniem są zastosowania metrologiczne.

Pierwszy z nich dotyczy zimnych atomów rubidu w pułapce optycznej dipolowej o długości fali 1070 nm. Pułapkowanie optyczne daje nowe możliwości badawcze względem innych rodzajów uwięzienia atomów. Przykładowo zastosowanie pułapki optycznej do badań magneto-optycznych, zamiast wcześniej stosowanych w naszej grupie atomów wypuszczanych bezpośrednio z MOT, pozwala znacznie wydłużyć czas oddziaływania światła próbującego z atomami. W odniesieniu zaś do odparowania do stanu degeneracji kwantowej, pułapka optyczna ma tę zaletę względem np. pułapki magnetycznej, że pozwala na uwolnienie magnetycznego stopnia swobody. Tym samym otwiera pole do precyzyjnej magnetometrii czy badania kondensatów spinorowych.

W drugiej części rozprawy pokazano, że dzięki zimnym atomom strontu zebranych w sieci optycznej na magicznej długości fali przy odpowiednio dobranej geometrii, możliwe stało się niezwykle precyzyjne badanie ultra-wąskiego przejścia inter-kombinacyjnego. Badania takie otwierają drogę do metrologii czasu i częstotliwości na niedostępnym wcześniej poziomie.

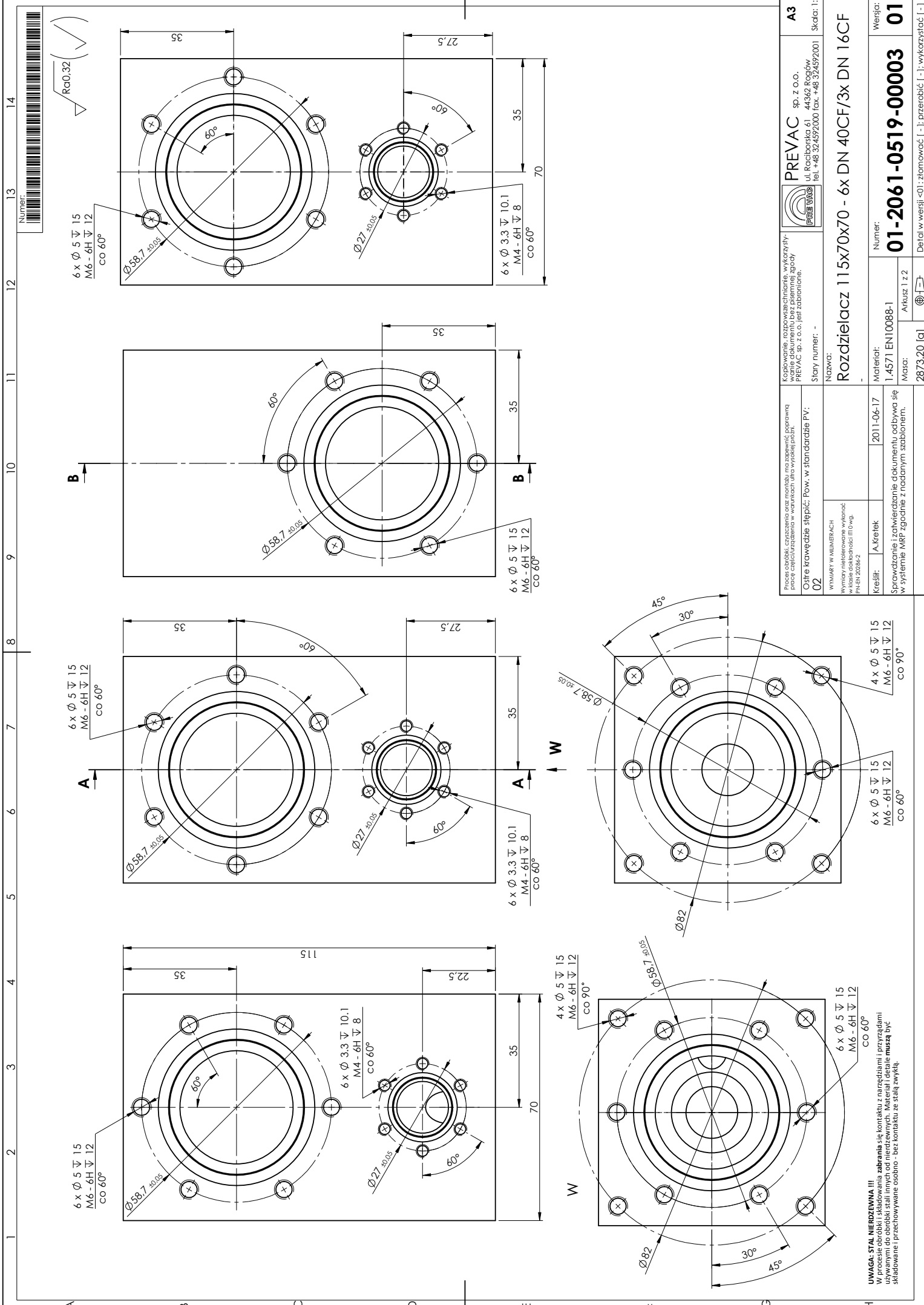
W obu przypadkach pokazano pewne zastosowania metrologiczne zimnych atomów pułapkowanych optycznie już zrealizowane przy pomocy opisanych eksperymentów oraz szereg potencjalnych przyszłych zastosowań.

Dodatek A

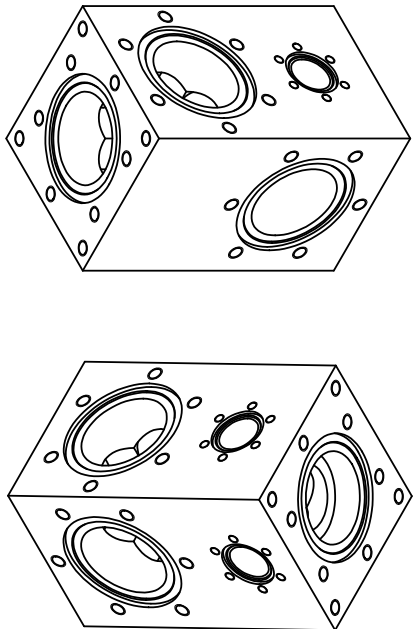
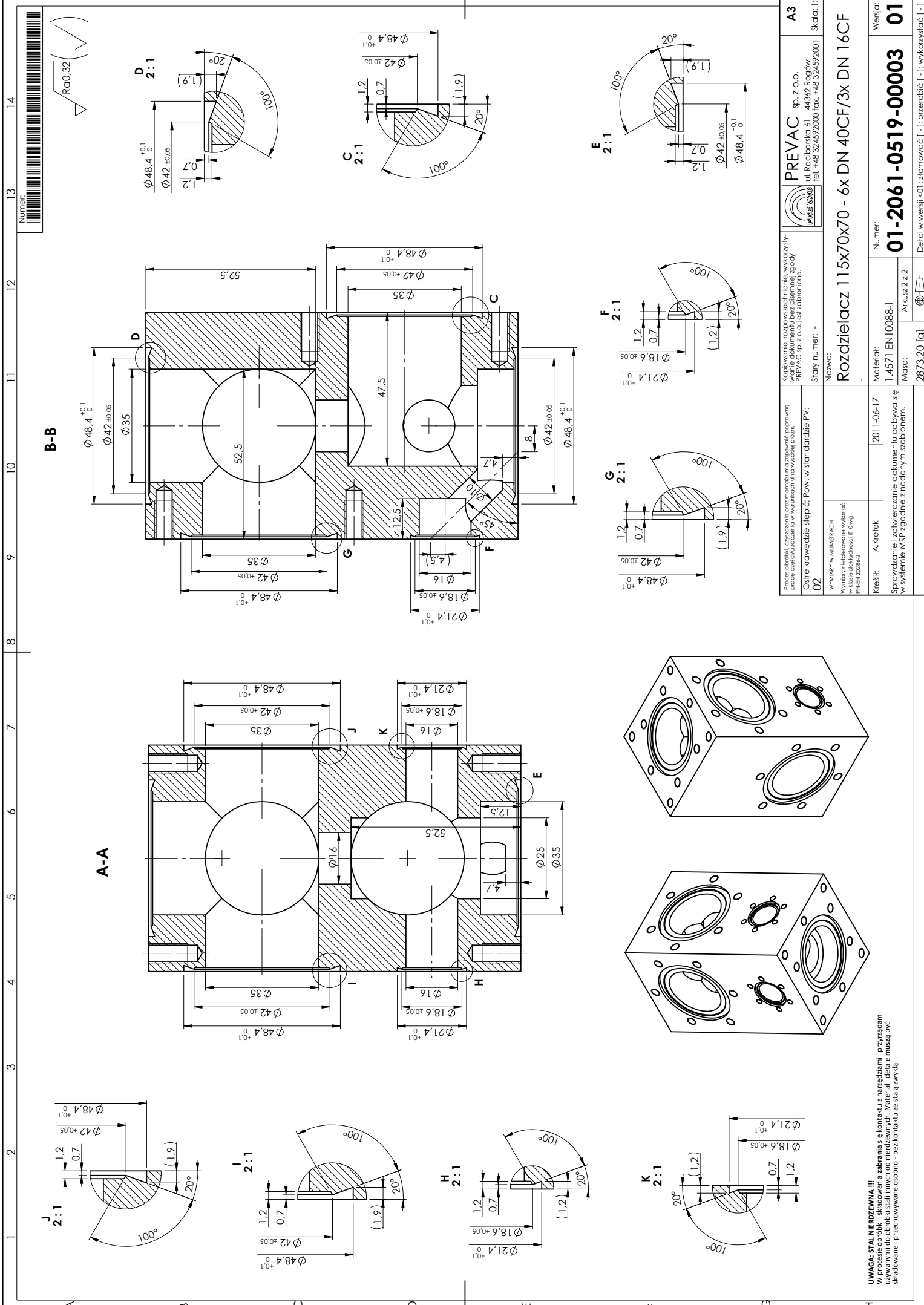
Szczegóły techniczne

A.1. Rysunki projektowe kostki łączącej komórki firmy Prevac

Kostka centralna łącząca komórki została zaprojektowana przez autora rozprawy, a wykonana w firmie Prevac. Poniżej załączone są rysunki wykonawcze firmy Prevac, przygotowane na podstawie modelu 3D i wytycznych autora.



Kopowanie, rozpowszechnianie, wykrasz- wanie dokumentu bez pisemnej zgody PREVAC sp. z o.o. jest zabronione.		PREVAC sp. z o.o., ul. Raciborska 61, 44-342 Rogów, tel. +48 324592000 fax. +48 324592001		PREVAC		A3	
Ostre prowadzenie stępli; Pow. w standardzie PV; 02		Nazwa:		Rozdzielacz 115x70x70 - 6x DN 40CF/3x DN 16CF		Skala: 1:1	
WYMIARY W MILIMETRACH Wymiary nieolerowane wykonano w klasie dokładności IT 0 wg PN-EN 20266-2		Kresli:		A.Krettek		2011-06-17	
Sprawdzenie i zatwierdzenie dokumentu odbywa się w systemie MRP zgodnie z nadanym szablonem.		Materiał:		1.4571 EN10088-1		Akrusz 1 z 2	
		Masa:		2873,20 [g]		Ⓢ	
		Numer:		01-2061-0519-00003		Wersja:	
						01	
						Detail w wersji -01: zmontować [-]; przerobić [-]; wykrasztać [-]	

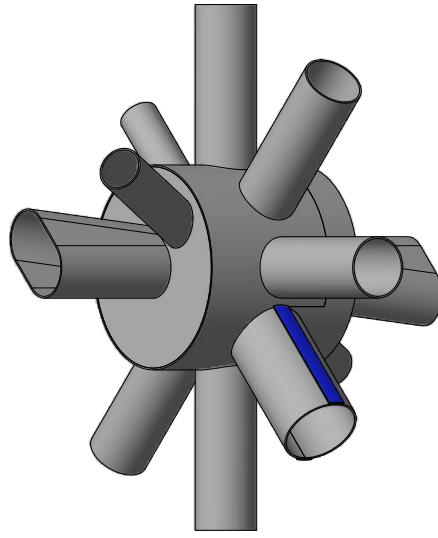
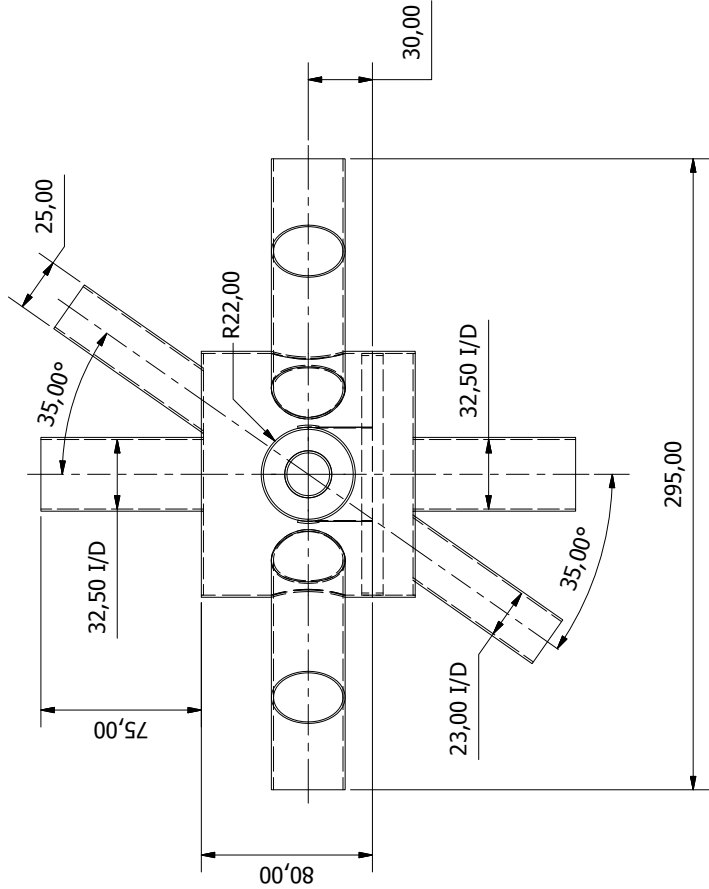
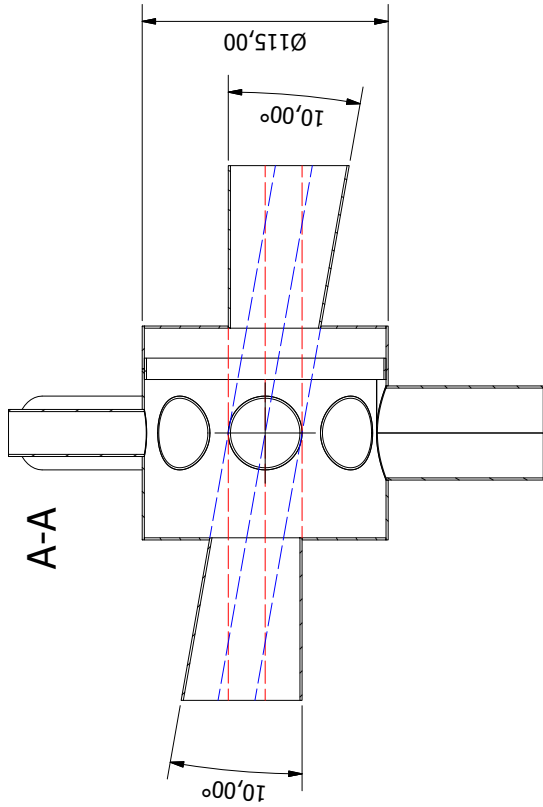
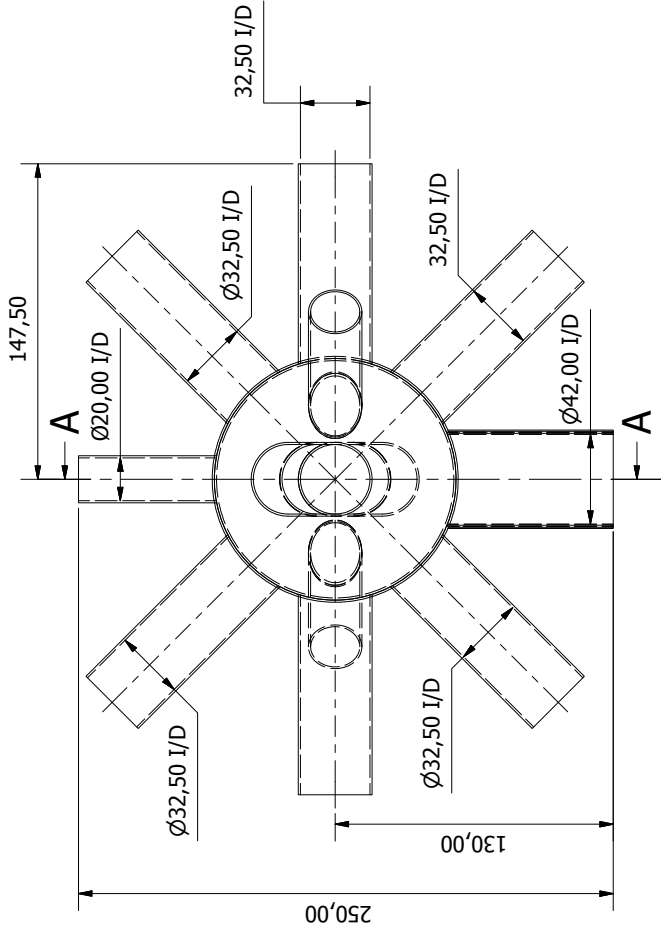


UWAGA: STAL NIERDZEWNA III
W procesie obróbki i składowania **zabrania** się kontaktu z narzędziami i przyrządami
używanymi do obróbki stali innych od nierdzewnych. Materiał i detale **muszą** być
składowane i przechowywane osobno - bez kontaktu ze stalią zwykłą.

Proces obróbki, czyszczenia oraz montażu ma zapewnić poprawną pracę części/usługodawcy w warunkach ultra wysokiej próżni.		Kopowanie, rozprowadzanie, wykazywanie dokumentu bez pisemnej zgody PREVAC sp. z o.o. jest zabronione.			PREVAC sp. z o.o. ul. Raciborska 61 44-342 Rogów tel. +48 324592000 fax. +48 324592001	A3	
Ostre trawienie stępić; Pow. w standardzie PV:		Stary numer: -					
WYMIARY W MILIMETRACH Wymiary nieolerowane wykonano w klasie dokładności IT 0 wg. PN-EN 20266-2		Nazwa:		Rozdzielacz 115x70x70 - 6x DN 40CF/3x DN 16CF			
Kreśli:	A. Kretek	2011-06-17		Numer:			
Sprawdzenie i zatwierdzenie dokumentu odbywa się w systemie MRP zgodnie z nadanym szablonem.		1.4571 EN10088-1		01-2061-0519-00003			
Masa:		2873,20 [g]		01			
				Detal w wersji -01: zmontować [-]; przerobić [-]; wykonać [-]			

A.2. Rysunki projektowe ekranu magnetycznego

Ekran magnetyczny zaprojektowany przez autora pracy, wykonany przez firmę *Magnetic Shields* na podstawie przesłanego projektu. Poniżej załączone są rysunki techniczne wykonawcy.

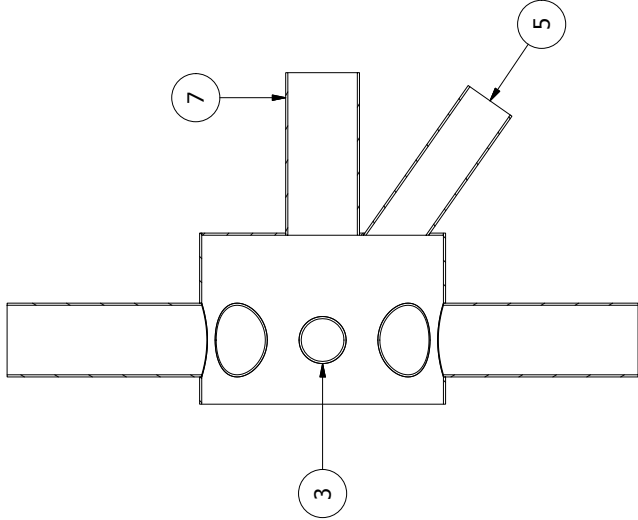


DRAFT COPY FOR APPROVAL -
NOT FOR PRODUCTION RELEASE

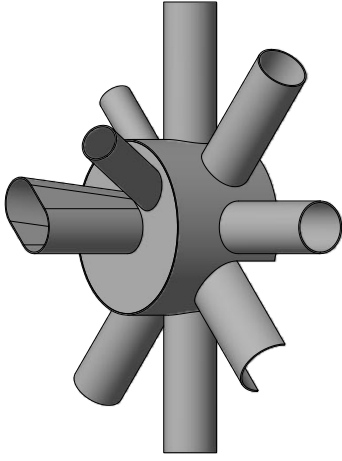
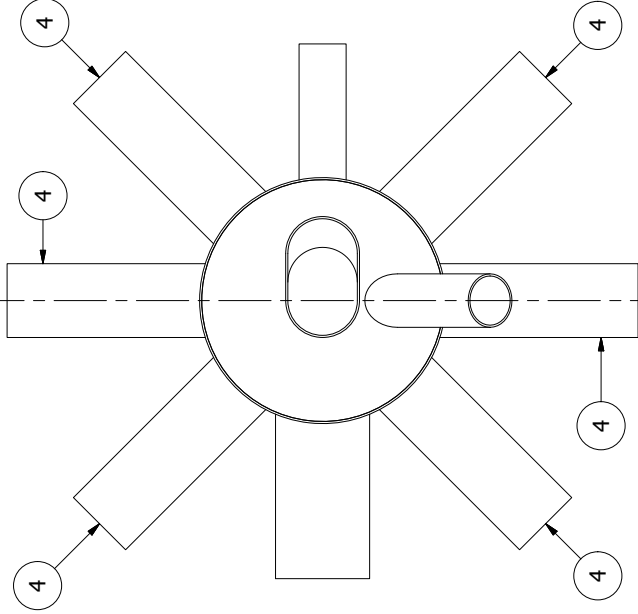
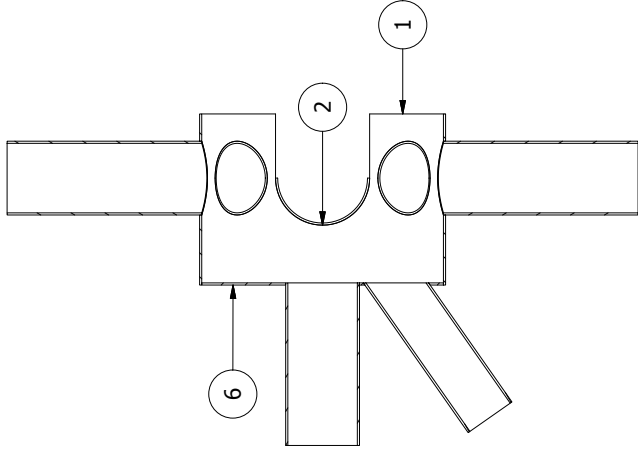
CAD GENERATED MASTER
DO NOT MANUALLY ALTER

Dimensions in Millimeters			
Designed by	Checked by	Approved by	Date Created
P. Nell			05/11/2014
General Tolerance ISO 2768-mk			
Materials:			
1.00mm Mu-Metal			
(heat treat to MSL1153-HTA)			
All parts burr free & clean finish			
Jagiellonian University		SK 2393	
Edition		Sheet	
X7		1 / 3	

B-B



C-C

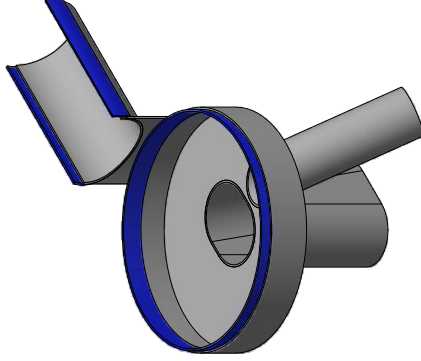
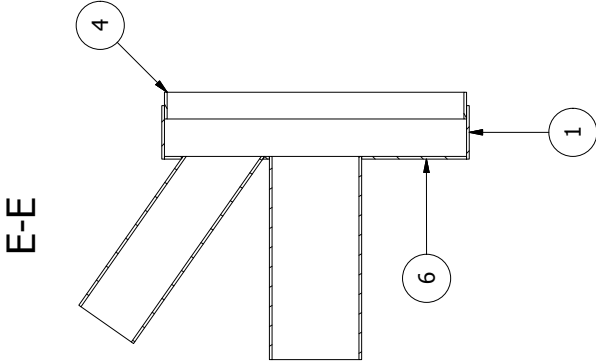
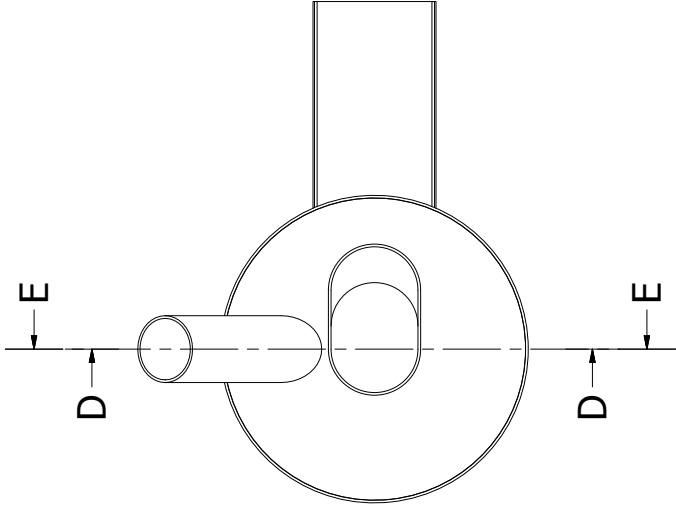
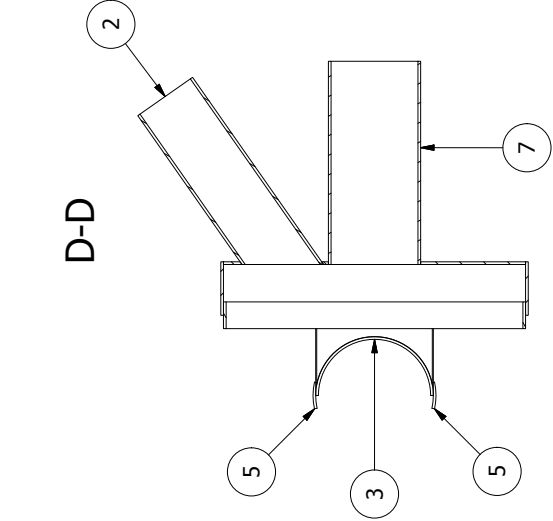


DRAFT COPY FOR APPROVAL -
NOT FOR PRODUCTION RELEASE

Parts List				
ITEM	QTY	PART NUMBER	MATERIAL	MASS
1	1	Main Body	MuMetal	0.178 kg
2	1	Half Cylinder	MuMetal	0.044 kg
3	1	Dia 20.00mm Cylinder	MuMetal	0.037 kg
4	6	Dia 34.00mm Cylinder	MuMetal	0.084 kg
5	1	Dia 25.00mm Cylinder - Angled	MuMetal	0.050 kg
6	1	End Plate 2	MuMetal	0.071 kg
7	1	Oround 2	MuMetal	0.090 kg

Dimensions inMillimeters			
Designed by	Checked by	Approved by	Date Created
P. Nell			05/11/2014
General Tolerance ISO 2768-mk			
Materials: 1.00mm Mu-Metal (heat treat to MSL1153-HTA) All parts burr free & clean finish			
Jagiellonian University			
SK 2393			
Edition X7			
Sheet 2 / 3			

CAD GENERATED MASTER
DO NOT MANUALLY ALTER



Parts List				
ITEM	QTY	PART NUMBER	MATERIAL	MASS
1	1	Lid Band	MuMetal	0.067 kg
2	1	Dia 25.00mm Cylinder - Angled	MuMetal	0.050 kg
3	1	Half Cylinder	MuMetal	0.044 kg
4	1	Cylinder Joining Band	MuMetal	0.031 kg
5	2	Joining Strip	MuMetal	0.007 kg
6	1	Lid Base 2	MuMetal	0.071 kg
7	1	Obround 2	MuMetal	0.090 kg

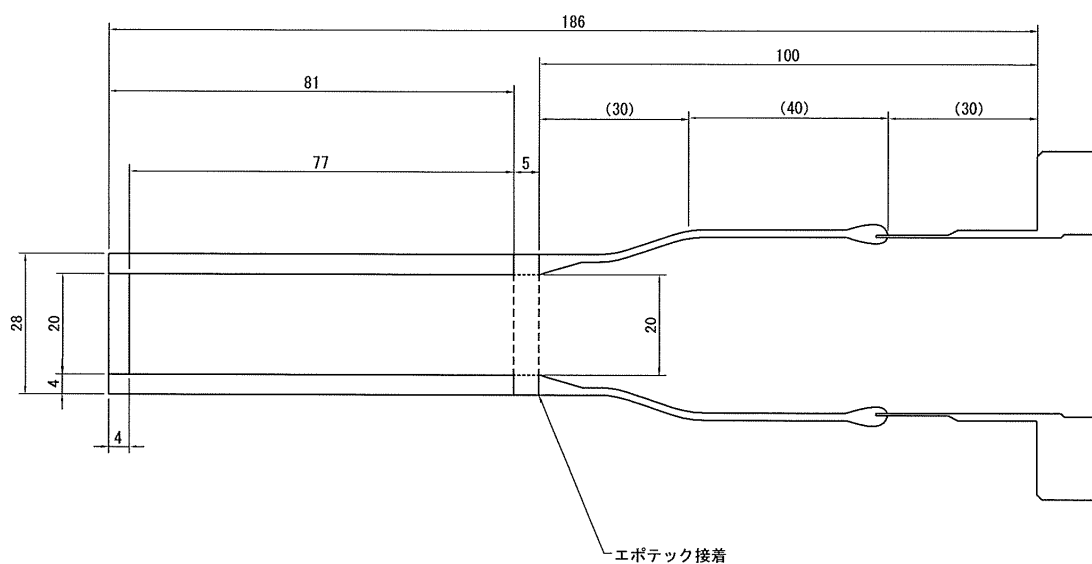
DRAFT COPY FOR APPROVAL -
NOT FOR PRODUCTION RELEASE

Dimensions in Millimeters			
Designed by	Checked by	Approved by	Date Created
P. Nell			05/11/2014
General Tolerance ISO 2768-mk			
Materials: 1.00mm Mu-Metal (heat treat to MSL1153-HTA) All parts burr free & clean finish			
Jagiellonian University			
SK 2393		Edition	Sheet
		X7	3 / 3

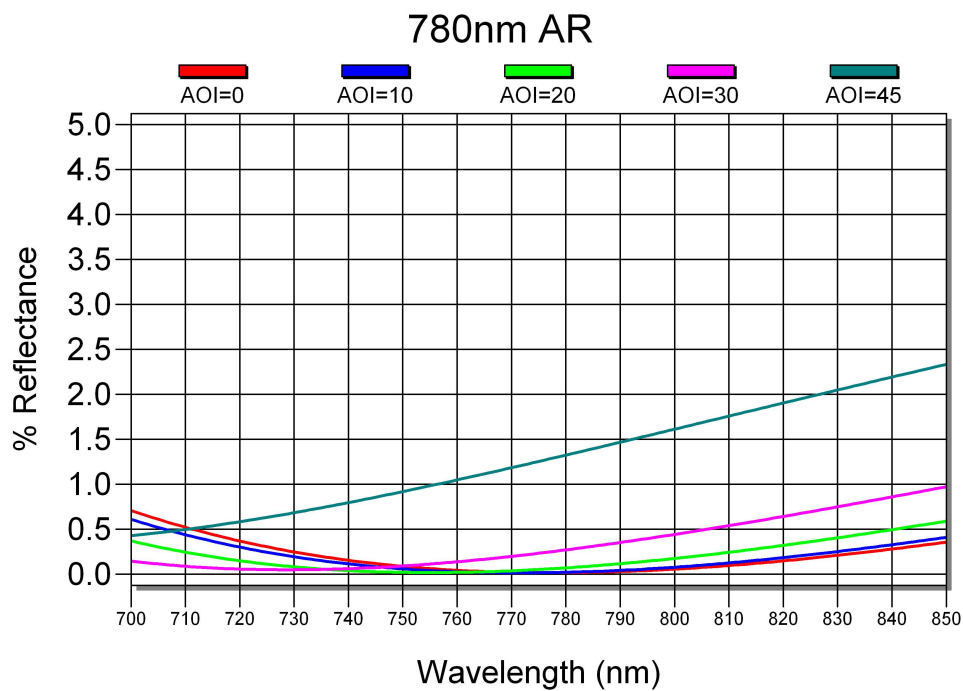
CAD GENERATED MASTER
DO NOT MANUALLY ALTER

A.3. Komórki szklane firmy Japan Cell

セル部溶接 フランジエポテック接着

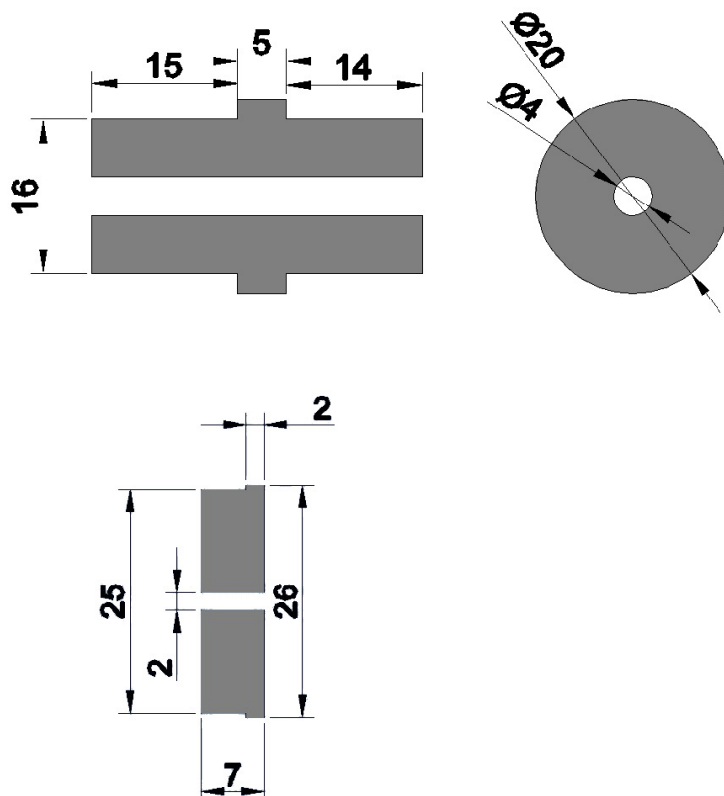


Rysunek A.1. Rysunek przekrojowy komórek dostarczonych przez firmę *Japan Cell*. Wszystkie zaznaczone wymiary są wyrażone w milimetrach.

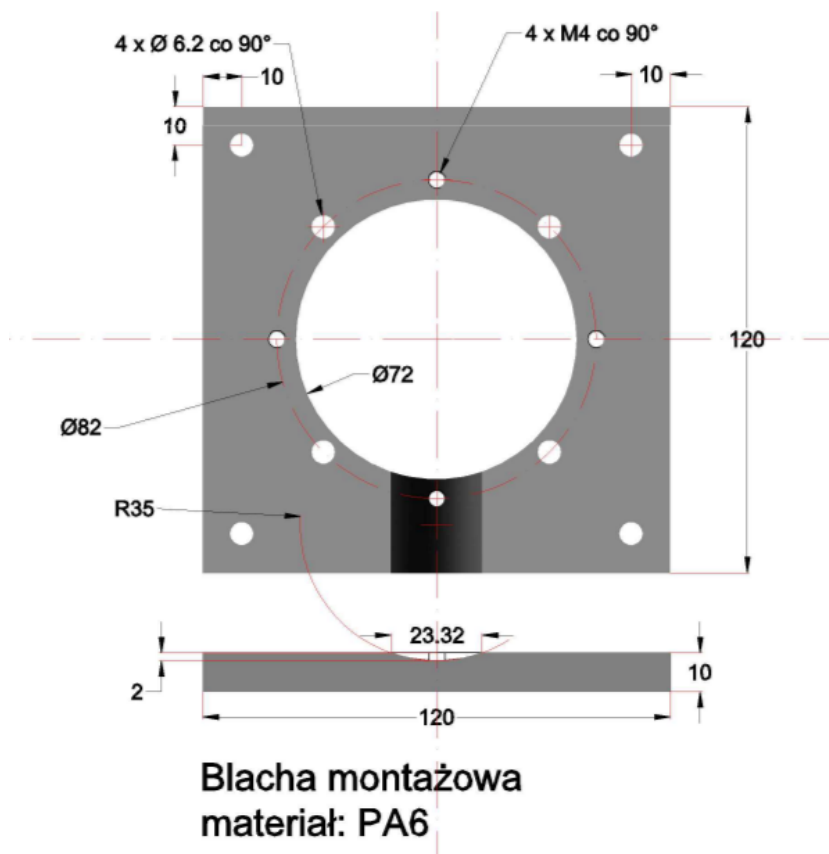


Rysunek A.2. Symulacje pokrycia antyrefleksyjnego na zewnętrznych ściankach komórek szklanych z *Japan Cell*. Wykres przedstawia zależność współczynnika odbicia (*reflectance*) od długości fali wyrażonej w nm. Krzywymi w różnych kolorach oznaczono zależności dla różnych kątów padania wiązki światła na powierzchnię szklaną.

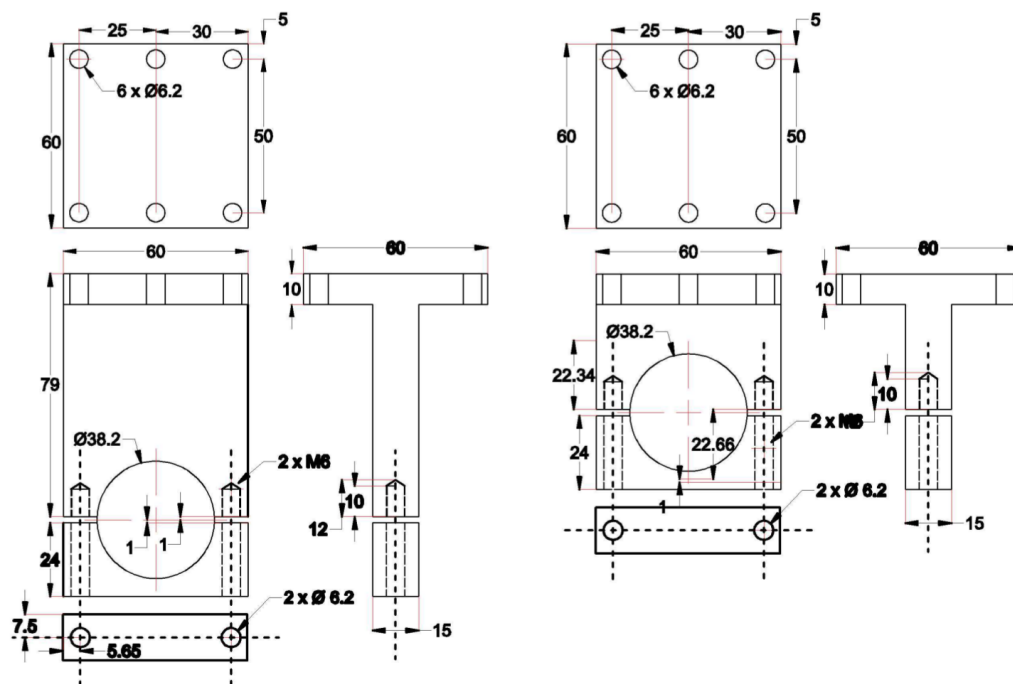
A.4. Rysunki techniczne elementów grafitowych



A.5. Niestandardowe elementy montażowe układu próżniowego do pułapkowania Rb

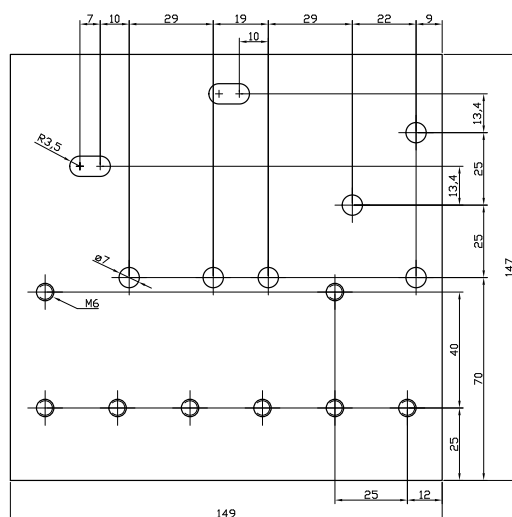


Rysunek A.3. Projekt płyty służącej do podwieszenia kostki próżniowej do stolika

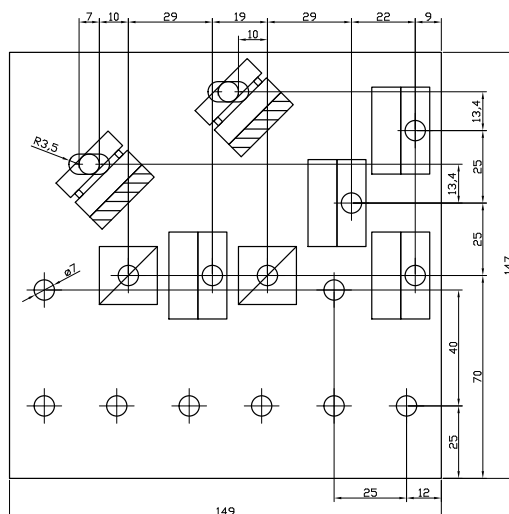


Rysunek A.4. Projekt uchwytów do podwieszania rur próżniowych do blatu stolika

A.6. Projekt płyt do dzielników wiązek 2D-MOT



Rysunek A.5. Projekt płyty do montażu optyki dla 2D-MOT



Rysunek A.6. Projekt płyty do montażu optyki dla 2D-MOT z zaznaczonymi konturami elementów optomechanicznych układu dzielącego wiązki laserowe 2D-MOT.

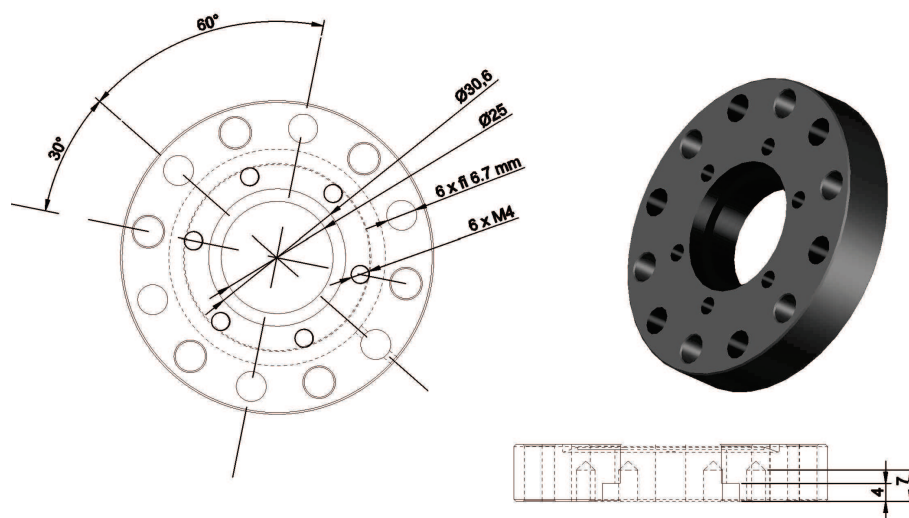
W celu odpowiedniego uformowania 3 wiązek laserowych ułożonych kolejno nad sobą możliwie blisko siebie, zostały zaprojektowane niestandardowe płyty dla ustawienia elementów optomechanicznych. Projekt i wykonanie Mirosława Marszałka w ramach pracy licencjackiej pod bezpośrednim nadzorem i przy współpracy autora rozprawy. Rysunek A.5 przedstawia projekt samej płyty aluminiowej z otworami montażowymi, a rysunek A.6 dodatkowo zaznacza kontury elementów optomechanicznych do montażu niezbędnej optyki. Opis układu laserowego zbudowanego przy pomocy tych elementów znajduje się w rozdziale 2. Rysunek 3.12 na stronie 80 przedstawia zdjęcie gotowej płyty z osadzonymi elementami.

A.7. Procedura instalacji szklanych okienek w oprawkach metalowych na indowych uszczelkach

Opisana procedura przygotowania i wykorzystania uszczelki indowej do łączenia szklanych okienek i elementów metalowych została zastosowana przy budowie rezonatora sieci optycznej w eksperymencie Sr1 oraz przy konstrukcji całej aluminiowej komory próżniowej w eksperymencie Sr2.

Do przygotowania indowych uszczelki potrzebny jest drut indowy o dużej czystości, szklane okienko oraz dwie metalowe powierzchnie, które mogą zostać dociśnięte (np. śrubami), zamykając między sobą element szklany.

Przygotowanie uszczelki z indowego drutu:



Rysunek A.7. Flansa próżniowa CF35 z otworem przygotowanym do montażu okienka szklanego na indowych uszczelkach

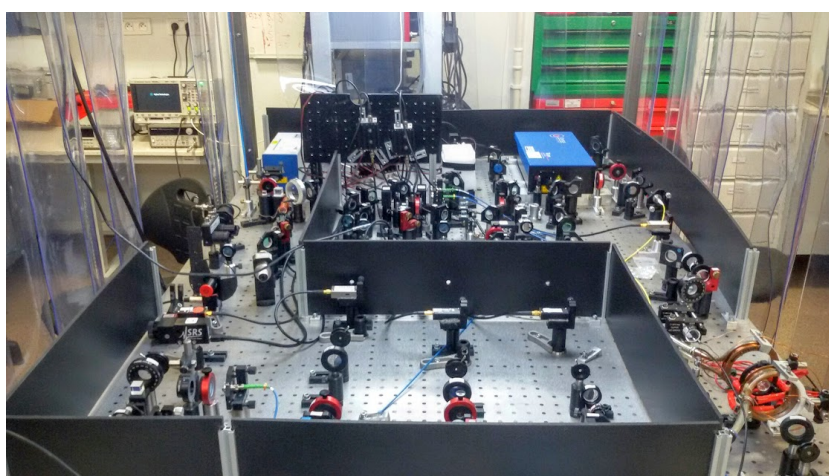
1. Z drutu indowego nawinąć pierścionelek o odpowiedniej (pozwalającej na ułożenie na obwodzie okienka) średnicy i dwukrotnie zapleść „pętela”, tworząc trwały okrągły pierścień.
2. Nawiniętą uszczelkę umyć kolejno w:
 - acetonie - w celu pozbycia się zanieczyszczeń z formowania
 - 10% roztworze kwasu solnego przez około 30 sekund, aby pozbyć się tlenków
 - wodzie destylowanej, w celu umycia z kwasu
 - ponownie w czystym acetonie, przed ostatecznym montażem
3. Tak przygotowaną uszczelkę indową, należy równo ułożyć w otworze montażowym (rys. A.7). Najlepiej przygotować element metalowy z otworem o nieco mniejszej średnicy niż średnica okienka oraz wyżłobieniem pozwalającym ułożyć na nim uszczelkę.
4. Uszczelkę przykryć okienkiem szklanym, analogiczną procedurę powtórzyć dla metalowego pierścienia dociskającego.

5. Okienko należy delikatnie i równomiernie skręcać, aż do uzyskania jednolitej struktury uszczelek indowych (zniknięcia "pętelek").

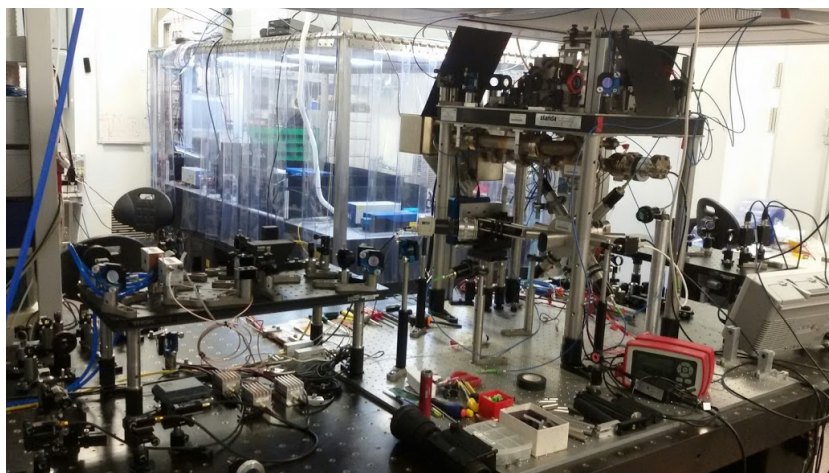
Dodatek B

Zdjęcia aparatury

B.1. Zimne atomy rubidu w pułapce optycznej

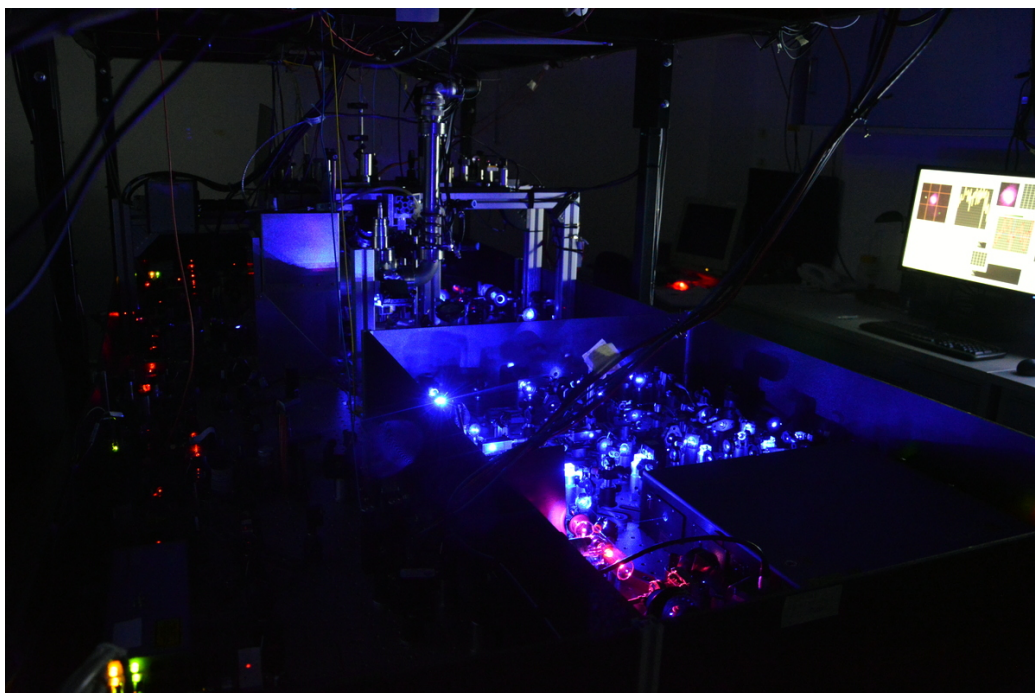


Rysunek B.1. Stół optyczny z układem laserowym do chłodzenia i pułapkowania atomów rubidu opisany w rozdziale 2.2.

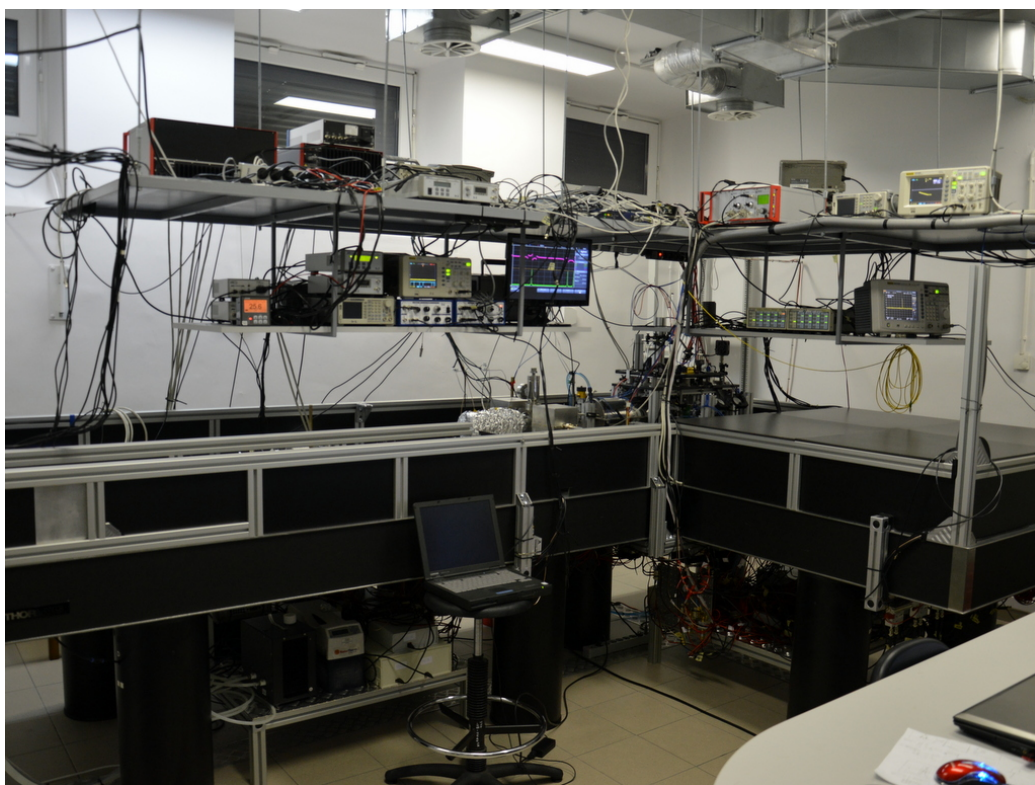


Rysunek B.2. Stół optyczny z aparaturą próżniową i układem optycznej pułapki dipolowej opisaną w rozdziale 2.

B.2. Strontowy optyczny zegar atomowy



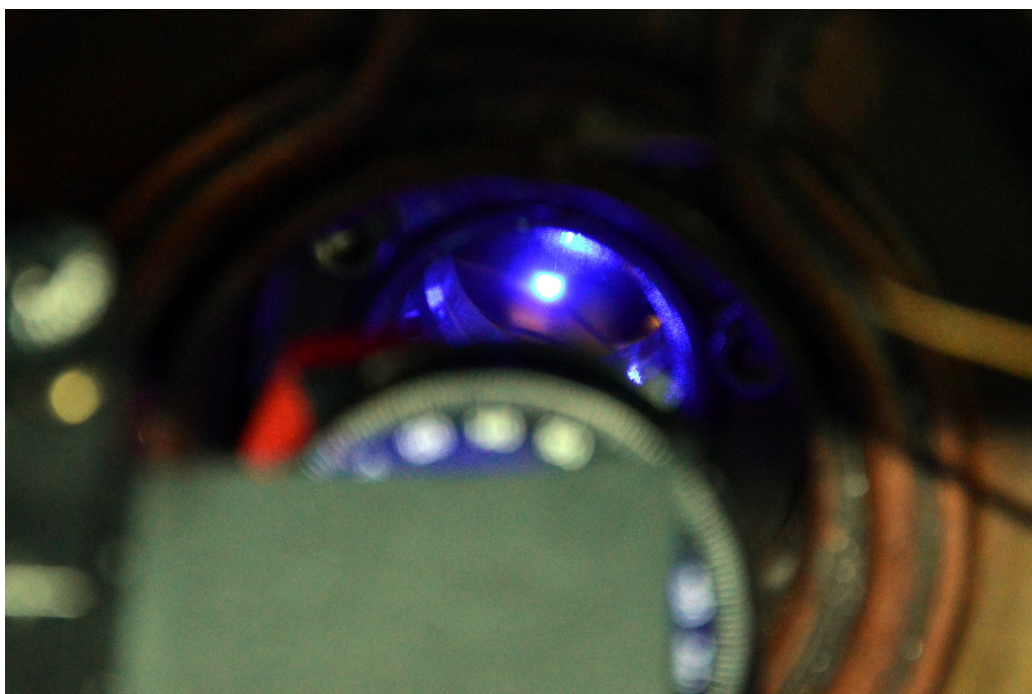
Rysunek B.3. Laboratorium Sr1 podczas pracy eksperymentu.



Rysunek B.4. Laboratorium Sr2.



Rysunek B.5. Laboratorium grzebieńa częstotści optycznych.



Rysunek B.6. Chmura zimnych atomów strontu w niebieskiej pułapce magneto-optycznej w komorze próżniowej w eksperymencie Sr1.

Bibliografia

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science* **269**(5221), 198–201 Lipiec 1995.
- [2] C. C. Bradley, C. A. Sackett, R. G. Hulet. Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number. *Physical Review Letters* **78**(6), 985–989 Luty 1997.
- [3] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle. Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms. *Physical Review Letters* **75**(22), 3969–3973 Listopad 1995.
- [4] Simon Stellmer, Meng Khoon Tey, Bo Huang, Rudolf Grimm, Florian Schreck. Bose-Einstein Condensation of Strontium. *Physical Review Letters* **103**(20), 200401 Listopad 2009.
- [5] Dan M. Stamper-Kurn, Masahito Ueda. Spinor Bose gases: Symmetries, magnetism, and quantum dynamics. *Reviews of Modern Physics* **85**(3), 1191–1244 Lipiec 2013.
- [6] L. E. Sadler, i in. Spontaneous symmetry breaking in a quenched ferromagnetic spinor Bose-Einstein condensate. *Nature* **443**(7109), 312–315 Wrzesień 2006.
- [7] M. Vengalattore, J. Guzman, S. R. Leslie, F. Serwane, D. M. Stamper-Kurn. Periodic spin textures in a degenerate $F=1$ ^{87}Rb spinor Bose gas. *Phys. Rev. A* **81**(5), 053612 May 2010.
- [8] Immanuel Bloch. Ultracold quantum gases in optical lattices. *Nature Physics* **1**(1), 23–30 Październik 2005.
- [9] Hidetoshi Katori. Optical lattice clocks and quantum metrology. *Nature Photonics* **5**(4), 203–210 Kwiecień 2011.
- [10] Artur Stabrawa. *Nieliniowe zjawiska optyczne w ultra-zimnych atomach rubidu*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2015.
- [11] James A. Barnes, Andrew R. Chi, Leonard S. Cutler, Daniel J. Healey, David B. Leeson, Thomas E. McGunigal, James A. Mullen, Warren L. Smith, Richard L. Sydnor, Robert F. C. Vessot, Gernot M. R. Winkler. Character-

- rization of Frequency Stability. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **IM-20**(2), 105–120 Maj 1971.
- [12] D.W. Allan. Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE* **54**(2), 221–230 Luty 1966.
- [13] P. Kartaschoff. *Częstotliwość i czas*. Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, 1985.
- [14] Fritz Riehle. *Frequency Standards: Basics and Applications*. John Wiley & Sons, Marzec 2006.
- [15] Sergey G. Porsev, Andrei Derevianko. Hyperfine quenching of the metastable $^3\text{P}_{0,2}$ states in divalent atoms. *Physical Review A* **69**(4), 042506 Kwiecień 2004.
- [16] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, C. W. Oates, C. W. Hoyt, Z. W. Barber, L. Hollberg. Magnetic Field-Induced Spectroscopy of Forbidden Optical Transitions with Application to Lattice-Based Optical Atomic Clocks. *Physical Review Letters* **96**(8), 083001 Marzec 2006.
- [17] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller, Yurii B. Ovchinnikov. Optical Dipole Traps for Neutral Atoms. Benjamin Bederson, Herbert Walther, redaktorzy, , tom 42 serii *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, strony 95–170. Academic Press, 2000.
- [18] H. Kogelnik, T. Li. Laser Beams and Resonators. *Appl. Opt.* **5**(10), 1550–1567 10 1966.
- [19] S. Friebe, C. D’Andrea, J. Walz, M. Weitz, T. W. Hänsch. CO2 laser optical lattice with cold rubidium atoms. *Physical Review A* **57**(1), R20–R23 Styczeń 1998.
- [20] Pierre Lemonde, Peter Wolf. Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap. *Physical Review A* **72**(3), 033409 Wrzesień 2005.
- [21] Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, V. G. Pal’chikov, V. D. Ovsiannikov. Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap. *Physical Review Letters* **91**(17), 173005 Październik 2003.
- [22] Tomoya Akatsuka, Masao Takamoto, Hidetoshi Katori. Three-dimensional optical lattice clock with bosonic Sr88 atoms. *Physical Review A* **81**(2), 023402 Luty 2010.
- [23] Xavier Baillard, Mathilde Fouché, Rodolphe Le Targat, Philip G. Westergaard, Arnaud Lecallier, Yann Le Coq, Giovanni D. Rovera, Sebastien Bize, Pierre Lemonde. Accuracy evaluation of an optical lattice clock with bosonic atoms. *Optics Letters* **32**(13), 1812–1814 Lipiec 2007.
- [24] Albert Einstein. Zur elektrodynamik bewegter körper. *Annalen der physik* **322**(10), 891–921 (1905).
- [25] R. F. C. Vessot, M. W. Levine, E. M. Mattison, E. L. Blomberg, T. E. Hoffman, G. U. Nystrom, B. F. Farrel, R. Decher, P. B. Eby, C. R. Baugher, J. W. Watts, D. L. Teuber, F. D. Wills. Test of Relativistic Gravitation with

- a Space-Borne Hydrogen Maser. *Physical Review Letters* **45**(26), 2081–2084 Grudzień 1980.
- [26] Arne Bjerhammar. On a relativistic geodesy. *Bulletin géodésique* **59**(3), 207–220 Wrzesień 1985.
- [27] C. W. Chou, D. B. Hume, T. Rosenband, D. J. Wineland. Optical Clocks and Relativity. *Science* **329**(5999), 1630–1633 Wrzesień 2010. PMID: 20929843.
- [28] Nikolaos K. Pavlis, Marc A. Weiss. The relativistic redshift with 3×10^{-17} uncertainty at NIST, Boulder, Colorado, USA. *Metrologia* **40**(2), 66 Kwiecień 2003.
- [29] Steven Chu. Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles. *Reviews of Modern Physics* **70**(3), 685–706 Lipiec 1998.
- [30] William D. Phillips. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Reviews of Modern Physics* **70**(3), 721–741 Lipiec 1998.
- [31] Claude N. Cohen-Tannoudji. Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons. *Reviews of Modern Physics* **70**(3), 707–719 Lipiec 1998.
- [32] Tadeusz Pałasz. *Pułapka magneto-optyczna i spektroskopia zimnych atomów rubidu*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 1999.
- [33] Tomasz M. Brzozowski. *Nonlinear spectroscopy of atoms in magneto-optical trap*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2004.
- [34] Maria Brzozowska. *Efekty odrzutu i lokalizacji atomów w pułapce magneto-optycznej*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2004.
- [35] Leszek Krzemień. *Optyczna pułapka dipolowa dla atomów rubidu*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2009.
- [36] Krzysztof Brzozowski. *Silnie nierezonansowa atomowa optyczna pułapka dipolowa z laserem CO₂*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2010.
- [37] Adam Wojciechowski. *Koherencje kwantowe w zimnych atomach*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2011.
- [38] Krystian Sycz. *Dynamika stanów superpozycji zimnych atomów ⁸⁵Rb*. Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2015.
- [39] E. A. Cornell, C. E. Wieman. Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Reviews of Modern Physics* **74**(3), 875–893 Sierpień 2002.
- [40] Franco Dalfovo, Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, Sandro Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Reviews of Modern Physics* **71**(3), 463–512 Kwiecień 1999.
- [41] Wolfgang Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. *Reviews of Modern Physics* **74**(4), 1131–1151 Listopad 2002.
- [42] Anthony J. Leggett. Bose-Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts. *Reviews of Modern Physics* **73**(2), 307–356 Kwiecień 2001.

- [43] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar. Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurement and Analysis. *Physical Review Letters* **89**(28), 283202 Grudzień 2002.
- [44] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature* **392**(6672), 151–154 Marzec 1998.
- [45] Vladan Vuletić, Andrew J. Kerman, Cheng Chin, Steven Chu. Observation of Low-Field Feshbach Resonances in Collisions of Cesium Atoms. *Physical Review Letters* **82**(7), 1406–1409 Luty 1999.
- [46] Ph. Courteille, R. S. Freeland, D. J. Heinzen, F. A. van Abeelen, B. J. Verhaar. Observation of a Feshbach Resonance in Cold Atom Scattering. *Physical Review Letters* **81**(1), 69–72 Lipiec 1998.
- [47] T. Loftus, C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, D. S. Jin. Resonant Control of Elastic Collisions in an Optically Trapped Fermi Gas of Atoms. *Physical Review Letters* **88**(17), 173201 Kwiecień 2002.
- [48] J. L. Roberts, N. R. Claussen, James P. Burke, Chris H. Greene, E. A. Cornell, C. E. Wieman. Resonant Magnetic Field Control of Elastic Scattering in Cold ^{85}Rb . *Physical Review Letters* **81**(23), 5109–5112 Grudzień 1998.
- [49] P. della Porta, C. Emili, S. J. Hellier. Alkali Metal Generation and Gas Evolution from Alkali Metal Dispensers. Raport instytutowy, Wrzesień 1968.
- [50] William D. Phillips, Harold Metcalf. Laser Deceleration of an Atomic Beam. *Physical Review Letters* **48**(9), 596–599 Marzec 1982.
- [51] Marcin Piotrowski. Spowalniacz Zeemana dla atomów rubidu. Praca magisterska, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, 2010.
- [52] Marcin Bober, Jerzy Zachorowski, Wojciech Gawlik. Designing Zeeman slower for strontium atoms – towards optical atomic clock. *Optica Applicata* **40**(3), 547–555 (2010).
- [53] T. Arpornthip, C. A. Sackett, K. J. Hughes. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A* **85**(3), 033420 Marzec 2012.
- [54] Rowan W. G. Moore, Lucie A. Lee, Elizabeth A. Findlay, Lara Torralbo-Campo, Graham D. Bruce, Donatella Cassettari. Measurement of Vacuum Pressure with a Magneto-Optical Trap: a Pressure-Rise Method. *arXiv:1401.7949 [cond-mat, physics:physics]* Styczeń 2014. arXiv: 1401.7949.
- [55] Jing Zhang, Dong Wei, Changde Xie, Kunchi Peng. Characteristics of absorption and dispersion for rubidium D2 lines with the modulation transfer spectrum. *Optics Express* **11**(11), 1338 Czerwiec 2003.
- [56] D J McCarron, S A King, S L Cornish. Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium. *Measurement Science and Technology* **19**(10), 105601 Październik 2008.
- [57] Jon H. Shirley. Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy. *Optics Letters* **7**(11), 537 Listopad 1982.

- [58] Kristan L. Corwin, Zheng-Tian Lu, Carter F. Hand, Ryan J. Epstein, Carl E. Wieman. Frequency-Stabilized Diode Laser with the Zeeman Shift in an Atomic Vapor. *Applied Optics* **37**(15), 3295 Maj 1998.
- [59] Alfred Millett-Sikking, Ifan G. Hughes, Patrick Tierney, Simon L. Cornish. DAVLL lineshapes in atomic rubidium. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **40**(1), 187 Styczeń 2007.
- [60] Daniel J. McCarron, Ifan G. Hughes, Patrick Tierney, Simon L. Cornish. A heated vapor cell unit for dichroic atomic vapor laser lock in atomic rubidium. *Review of Scientific Instruments* **78**(9), 093106 Wrzesień 2007.
- [61] M. L. Harris, S. L. Cornish, A. Tripathi, I. G. Hughes. Optimization of sub-Doppler DAVLL on the rubidium D2 line. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **41**(8), 085401 Kwiecień 2008.
- [62] G. Jundt, G. T. Purves, C. S. Adams, I. G. Hughes. Non-linear Sagnac interferometry for pump-probe dispersion spectroscopy. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **27**(3), 273–276 Grudzień 2003.
- [63] C. Wieman, T. W. Hänsch. Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy. *Physical Review Letters* **36**(20), 1170–1173 Maj 1976.
- [64] C. P. Pearman, C. S. Adams, S. G. Cox, P. F. Griffin, D. A. Smith, I. G. Hughes. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **35**(24), 5141 Grudzień 2002.
- [65] Gary C. Bjorklund. Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions. *Opt. Lett.* **5**(1), 15–17 Styczeń 1980.
- [66] Aviv Keshet, Wolfgang Ketterle. A distributed, graphical user interface based, computer control system for atomic physics experiments. *Review of Scientific Instruments* **84**(1), 015105 Styczeń 2013.
- [67] Thomas E. Barrett, Samuel W. Daport-Schwartz, Mark D. Ray, Gregory P. Lafyatis. Slowing atoms with σ^- polarized light. *Physical Review Letters* **67**(25), 3483–3486 Grudzień 1991.
- [68] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, M. Zhu. Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal. *Physical Review Letters* **54**(10), 996–999 Marzec 1985.
- [69] M. Zhu, C. W. Oates, J. L. Hall. Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique. *Physical Review Letters* **67**(1), 46–49 Lipiec 1991.
- [70] Erling Riis, David S. Weiss, Kathryn A. Moler, Steven Chu. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Physical Review Letters* **64**(14), 1658–1661 Kwiecień 1990.
- [71] J. Nellesen, J. Werner, W. Ertmer. Magneto-optical compression of a mo-

- noenergetic sodium atomic beam. *Optics Communications* **78**(3–4), 300–308 Wrzesień 1990.
- [72] A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig, W. Ertmer. Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne* atomic beam. *Optics Communications* **111**(1-2), 155–162 Wrzesień 1994.
- [73] T. B. Swanson, N. J. Silva, S. K. Mayer, J. J. Maki, D. H. McIntyre. Rubidium atomic funnel. *Journal of the Optical Society of America B* **13**(9), 1833–1836 Wrzesień 1996.
- [74] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, C. E. Wieman. Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap. *Physical Review Letters* **77**(16), 3331–3334 Październik 1996.
- [75] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A* **58**(5), 3891–3895 Listopad 1998.
- [76] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, T. Pfau. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. *Physical Review A* **66**(2), 023410 Sierpień 2002.
- [77] R. S. Conroy, Y. Xiao, M. Vengalattore, W. Rooijakkers, M. Prentiss. Compact, robust source of cold atoms for efficient loading of a magnetic guide. *Optics Communications* **226**(1–6), 259–266 Październik 2003.
- [78] Christopher Slowe, Laurent Vernac, Lene Vestergaard Hau. High flux source of cold rubidium atoms. *Review of Scientific Instruments* **76**(10), 103101 Październik 2005.
- [79] Saptarishi Chaudhuri, Sanjukta Roy, C. S. Unnikrishnan. Realization of an intense cold Rb atomic beam based on a two-dimensional magneto-optical trap: Experiments and comparison with simulations. *Physical Review A* **74**(2), 023406 Sierpień 2006.
- [80] Xiao-Jia Wang, Yan-Ying Feng, Hong-Bo Xue, Zhao-Ying Zhou, Wen-Dong Zhang. A cold ^{87}Rb atomic beam. *Chinese Physics B* **20**(12), 126701 Grudzień 2011.
- [81] Sung Jong Park, Jiho Noh, Jongchul Mun. Cold atomic beam from a two-dimensional magneto-optical trap with two-color pushing laser beams. *Optics Communications* **285**(19), 3950–3954 Wrzesień 2012.
- [82] P. Cheiney, O. Carraz, D. Bartoszek-Bober, S. Faure, F. Vermersch, C. M. Fabre, G. L. Gattobigio, T. Lahaye, D. Guéry-Odelin, R. Mathevet. A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration. *The Review of Scientific Instruments* **82**(6), 063115 Czerwiec 2011.
- [83] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, D. E. Pritchard. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. *Physical Review Letters* **59**(23), 2631–2634 Grudzień 1987.
- [84] M. D. Barrett, J. A. Sauer, M. S. Chapman. All-Optical Formation of an

- Atomic Bose-Einstein Condensate. *Physical Review Letters* **87**(1), 010404 Czerwiec 2001.
- [85] K. J. Arnold, M. D. Barrett. All-optical Bose-Einstein condensation in a $1.06\ \mu\text{m}$ dipole trap. *Optics Communications* **284**(13), 3288–3291 Czerwiec 2011.
- [86] J.-F. Clément, J.-P. Brantut, M. Robert-de Saint-Vincent, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, P. Bouyer. All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation. *Physical Review A* **79**(6), 061406 Czerwiec 2009.
- [87] Matthew J. Williams, Chad Fertig. Multipartite model of evaporative cooling in optical dipole traps. *Physical Review A* **91**(2), 023432 Luty 2015.
- [88] Abraham J. Olson, Robert J. Niffenegger, Yong P. Chen. Optimizing the efficiency of evaporative cooling in optical dipole traps. *Physical Review A* **87**(5), 053613 Maj 2013.
- [89] D. Jacob, E. Mimoun, L. De Sarlo, M. Weitz, J. Dalibard, F. Gerbier. Production of sodium Bose-Einstein condensates in an optical dimple trap. *New Journal of Physics* **13**(6), 065022 Czerwiec 2011.
- [90] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, J. E. Thomas. Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps. *Physical Review A* **64**(5), 051403 Październik 2001.
- [91] Adam Wojciechowski, Eric Corsini, Jerzy Zachorowski, Wojciech Gawlik. Nonlinear Faraday rotation and detection of superposition states in cold atoms. *Physical Review A* **81**(5), 053420 Maj 2010.
- [92] D. Budker, W. Gawlik, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk, A. Weis. Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Reviews of Modern Physics* **74**(4), 1153–1201 Listopad 2002.
- [93] W. Gawlik, A. Wojciechowski. Experiments on quantum coherence with cold atoms. *Optics and Spectroscopy* **111**(4), 626–632 Październik 2011.
- [94] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, Jonathan P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Reviews of Modern Physics* **77**(2), 633–673 Lipiec 2005.
- [95] Krystian Sycz, Adam M. Wojciechowski, Wojciech Gawlik. Magneto-optical effects and rf magnetic field detection in cold rubidium atoms. *Journal of Physics: Conference Series* **497**(1), 012006 Kwiecień 2014.
- [96] Rafał Gartman, Marcin Piotrowski, Jacek Szczepkowski, Marcin Witkowski, Michał Zawada, Wojciech Gawlik. Production of spinor condensates of ^{87}Rb released from a magnetic trap. *Optica Applicata* **40**(3), 565 (2010).
- [97] Marcin Witkowski, Rafał Gartman, Bartłomiej Nagórny, Marcin Piotrowski, Marcin Płodzień, Krzysztof Sacha, Jacek Szczepkowski, Jerzy Zachorowski, Michał Zawada, Wojciech Gawlik. Matter-wave interference versus spontaneous pattern formation in spinor Bose-Einstein condensates. *Physical Review A* **88**(2), 025602 Sierpień 2013.

- [98] S. R. de Echaniz, M. Koschorreck, M. Napolitano, M. Kubasik, M. W. Mitchell. Hamiltonian design in atom-light interactions with rubidium ensembles: A quantum-information toolbox. *Physical Review A* **77**(3), 032316 Marzec 2008.
- [99] M. Kubasik, M. Koschorreck, M. Napolitano, S. R. de Echaniz, H. Crepaz, J. Eschner, E. S. Polzik, M. W. Mitchell. Polarization-based light-atom quantum interface with an all-optical trap. *Physical Review A* **79**(4), 043815 Kwiecień 2009.
- [100] M. Koschorreck, M. Napolitano, B. Dubost, M. W. Mitchell. Quantum Non-demolition Measurement of Large-Spin Ensembles by Dynamical Decoupling. *Physical Review Letters* **105**(9), 093602 Sierpień 2010.
- [101] M. Koschorreck, M. Napolitano, B. Dubost, M. W. Mitchell. Sub-Projection-Noise Sensitivity in Broadband Atomic Magnetometry. *Physical Review Letters* **104**(9), 093602 Marzec 2010.
- [102] R. J. Sewell, M. Koschorreck, M. Napolitano, B. Dubost, N. Behbood, M. W. Mitchell. Magnetic Sensitivity Beyond the Projection Noise Limit by Spin Squeezing. *Physical Review Letters* **109**(25), 253605 Grudzień 2012.
- [103] Morgan W. Mitchell, R. J. Sewell, M. Napolitano, M. Koschorreck, B. Dubost, N. Behbood, M. Kubasik. Quantum metrology with cold atomic ensembles. *EPJ Web of Conferences* **57**, 03004 (2013).
- [104] Marcin Bober. *Zimne atomy strontu dla zastosowań metrologicznych*. Praca doktorska, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, 2012.
- [105] BIPM. Recommended values of standard frequencies, 2015, <http://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies.html>.
- [106] The 13th Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM). BIPM - Resolution 1 of the 13th CGPM. Październik 1967.
- [107] Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Jun Ye, E. Peik, P. O. Schmidt. Optical atomic clocks. *Reviews of Modern Physics* **87**(2), 637–701 Czerwiec 2015.
- [108] Marcin Piotrowski. Pierwszy polski optyczny zegar atomowy tyka w Toruniu! *Fiztaszki.pl*: <http://fiztaszki.pl/pierwszy-polski-optyczny-zegar-atomowy-tyka-w-toruniu> Grudzień 2014.
- [109] Jérôme Lodewyck. Introducing the World's Most Precise Clock. *IEEE Spectrum*: <http://spectrum.ieee.org/aerospace/satellites/introducing-the-worlds-most-precise-clock> Wrzesień 2014.
- [110] L. ESSEN, J. V. L. PARRY. An Atomic Standard of Frequency and Time Interval: A Caesium Resonator. *Nature* **176**(4476), 280–282 Sierpień 1955.
- [111] L. ESSEN, J. V. L. PARRY. Atomic and Astronomical Time. *Nature* **177**(4512), 744–745 Kwiecień 1956.

- [112] N. Poli, C. W. Oates, P. Gill, G. M. Tino. Optical atomic clocks. *La Rivista del Nuovo Cimento* (12), 555–624 Grudzień 2013.
- [113] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppo, N. D. Lemke, K. Belloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates, A. D. Ludlow. An Atomic Clock with 10^{-18} Instability. *Science* **341**(6151), 1215–1218 Sierpień 2013.
- [114] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley, J. Ye. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level. *Nature* **506**(7486), 71–75 Luty 2014.
- [115] Patrick Gill. When should we change the definition of the second? *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **369**(1953), 4109–4130 Październik 2011.
- [116] Helen Margolis. Timekeepers of the future. *Nature Physics* **10**(2), 82–83 Luty 2014.
- [117] Jun Ye. *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation and Applications*. Springer Science & Business Media, 2005.
- [118] Hidetoshi Katori, Tetsuya Ido, Yoshitomo Isoya, Makoto Kuwata-Gonokami. Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature. *Physical Review Letters* **82**(6), 1116–1119 Luty 1999.
- [119] Takayuki Kurosu, Fujio Shimizu. Laser Cooling and Trapping of Calcium and Strontium. *Japanese Journal of Applied Physics* **29**(Part 2, No. 11), L2127–L2129 Listopad 1990.
- [120] Xinye Xu, Thomas H. Loftus, John L. Hall, Alan Gallagher, Jun Ye. Cooling and trapping of atomic strontium. *Journal of the Optical Society of America B* **20**(5), 968 (2003).
- [121] Daniel Lisak, Agata Cygan, Katarzyna Bielska, Mariusz Piwiński, T. Ido, Ryszard S. Trawiński, Roman Ciuryło. Ultra-Narrow Laser for Optical Frequency Reference. *Acta Physica Polonica A* **121**(3), 614–21 Marzec 2012.
- [122] Thomas H. Loftus, Tetsuya Ido, Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Jun Ye. Narrow Line Cooling: Finite Photon Recoil Dynamics. *Physical Review Letters* **93**(7), 073003 Sierpień 2004.
- [123] Ichiro Ushijima, Masao Takamoto, Manoj Das, Takuya Ohkubo, Hidetoshi Katori. Cryogenic optical lattice clocks. *Nature Photonics* **9**(3), 185–189 Marzec 2015.
- [124] S. G. Porsev, Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Jun Ye. Determination of Sr properties for a high-accuracy optical clock. *Physical Review A* **78**(3), 032508 Wrzesień 2008.
- [125] M. S. Safronova, S. G. Porsev, U. I. Safronova, M. G. Kozlov, Charles W. Clark. Blackbody-radiation shift in the Sr optical atomic clock. *Physical Review A* **87**(1), 012509 Styczeń 2013.

- [126] Thomas Middelmann, Stephan Falke, Christian Lisdat, Uwe Sterr. High Accuracy Correction of Blackbody Radiation Shift in an Optical Lattice Clock. *Physical Review Letters* **109**(26), 263004 Grudzień 2012.
- [127] Sergey G. Porsev, Andrei Derevianko. Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks. *Physical Review A* **74**(2), 020502 Sierpień 2006.
- [128] K. Beloy, N. Hinkley, N. B. Phillips, J. A. Sherman, M. Schioppo, J. Lehman, A. Feldman, L. M. Hanssen, C. W. Oates, A. D. Ludlow. Atomic clock with 1×10^{-18} room-temperature blackbody stark uncertainty. *Physical Review Letters* **113**(26), 260801 Grudzień 2014.
- [129] Temperature resistance curves material tyle F: http://www.ge-mcs.com/download/temperature/GE-THM_Curves.pdf.
- [130] I. Courtillot, A. Quessada-Vial, A. Brusch, D. Kolker, G. D. Rovera, P. Lemonde. Accurate spectroscopy of Sr atoms. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **33**(2), 161–171 Maj 2005.
- [131] K. Yu Khabarova, A. A. Galyshev, S. A. Strelkin, A. S. Kostin, G. S. Belotelov, O. I. Berdasov, A. Gribov, N. N. Kolachevsky, S. N. Slyusarev. Spectroscopy of intercombination transition $1S_0 - 3P_1$ for secondary cooling of strontium atoms. *Quantum Electronics* **45**(2), 166 Luty 2015.
- [132] Mateusz Prymaczek. Atomy strontu w sieci optycznej. Praca magisterska, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, 2014.
- [133] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B* **31**(2), 97–105 Czerwiec 1983.
- [134] Eric D. Black. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics* **69**(1), 79–87 Styczeń 2001.
- [135] Marcin Bober, Piotr Morzyński, Agata Cygan, Daniel Lisak, Piotr Masłowski, Mateusz Prymaczek, Piotr Weisło, Piotr Ablewski, Mariusz Piwiński, Szymon Wójtewicz, Katarzyna Bielska, Dobrosława Bartoszek-Bober, Ryszard S. Trawiński, Michał Zawada, Roman Ciuryło, Jerzy Zachorowski, Marcin Piotrowski, Wojciech Gawlik, Filip Ozimek, Czesław Radzewicz. Strontium optical lattice clocks for practical realization of the metre and secondary representation of the second. *Measurement Science and Technology* **26**(7), 075201 Lipiec 2015.
- [136] Long-Sheng Ma, Peter Jungner, Jun Ye, John L. Hall. Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path. *Optics Letters* **19**(21), 1777 Listopad 1994.
- [137] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, C. W. Oates, C. W. Hoyt, Z. W. Barber, L. Hollberg. Magnetic Field-Induced Spectroscopy of Forbidden Optical

- Transitions with Application to Lattice-Based Optical Atomic Clocks. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 083001 Mar 2006.
- [138] Tetsuya Ido, Thomas H. Loftus, Martin M. Boyd, Andrew D. Ludlow, Kevin W. Holman, Jun Ye. Precision Spectroscopy and Density-Dependent Frequency Shifts in Ultracold Sr. *Physical Review Letters* **94**(15), 153001 Kwiecień 2005.
- [139] S. Blatt, J. W. Thomsen, G. K. Campbell, A. D. Ludlow, M. D. Swallows, M. J. Martin, M. M. Boyd, J. Ye. Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a one-dimensional optical lattice clock. *Phys. Rev. A* **80**(5), 052703 Listopad 2009.
- [140] Andrew D. Ludlow, Martin M. Boyd, Tanya Zelevinsky, Seth M. Foreman, Sebastian Blatt, Mark Notcutt, Tetsuya Ido, Jun Ye. Systematic Study of the ^{87}Sr Clock Transition in an Optical Lattice. *Physical Review Letters* **96**(3), 033003 Styczeń 2006.
- [141] Tomoya Akatsuka, Masao Takamoto, Hidetoshi Katori. Optical lattice clocks with non-interacting bosons and fermions. *Nat Phys* **4**(12), 954–959 Grudzień 2008.
- [142] Masao Takamoto, Tetsushi Takano, Hidetoshi Katori. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit. *Nat Photon* **5**(5), 288–292 Maj 2011.
- [143] J. Azoubib, J. Nawrocki, W. Lewandowski. Independent atomic timescale in Poland—organization and results. *Metrologia* **40**(3), S245 Czerwiec 2003.
- [144] Łukasz Śliwczyński, Przemysław Krehlik, Albin Czubla, Łukasz Buczek, Marcin Lipiński. Dissemination of time and RF frequency via a stabilized fibre optic link over a distance of 420 km. *Metrologia* **50**(2), 133 Kwiecień 2013.
- [145] Z Jiang, A Czubla, J Nawrocki, W Lewandowski, E F Arias. Comparing a GPS time link calibration with an optical fibre self-calibration with 200 ps accuracy. *Metrologia* **52**(2), 384–391 Kwiecień 2015.
- [146] M Zawada, M Bober, P Morzynski, A Cygan, D Lisak, P Maslowski, M Prymaczek, P Weislo, P Ablewski, M Piwinski, S Wojtewicz, K Bielska, D Bartoszek-Bober, R Ciurylo, J Zachorowski, M Piotrowski, W Gawlik, F Ozimek, C Radzewicz. Two independent strontium optical lattice clocks for practical realization of the meter and secondary representation of the second. *Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum (FCS), 2015 Joint Conference of the IEEE International*, strony 304–306. IEEE, Kwiecień 2015.
- [147] Piotr Morzyński, Piotr Weisło, Piotr Ablewski, Rafał Gartman, Wojciech Gawlik, Piotr Masłowski, Bartłomiej Nagórny, Filip Ozimek, Czesław Radzewicz, Marcin Witkowski, Roman Ciuryło, Michał Zawada. Absolute fre-

- quency measurement of rubidium 5S – 7S two-photon transitions. *Optics Letters* **38**(22), 4581 Listopad 2013.
- [148] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Recommended values of standard frequencies for applications including the practical realization of the metre and secondary representations of the definition of the second, strontium 88 Atom ($f = 429$ THz). Raport instytutowy, France: BIPM, Sevres, 2009.
- [149] H.S. Margolis, R.M. Godun, P. Gill, L.A.M. Johnson, S.L. Shemar, P.B. Whibberley, D. Calonico, F. Levi, L. Lorini, M. Pizzocaro, P. Delva, S. Bize, J. Achkar, H. Denker, L. Timmen, C. Voigt, S. Falke, D. Piester, C. Lisdat, U. Sterr, S. Vogt, S. Weyers, J. Gersl, T. Lindvall, M. Merimaa. International timescales with optical clocks (ITOC). *European Frequency and Time Forum International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), 2013 Joint*, strony 908–911, Lipiec 2013.
- [150] Elizabeth Gibney. Hyper-precise atomic clocks face off to redefine time. *Nature* **522**(7554), 16–17 Czerwiec 2015.
- [151] N. Poli, M. Schioppo, S. Vogt, St Falke, U. Sterr, Ch Lisdat, G. M. Tino. A transportable strontium optical lattice clock. *Applied Physics B* strony 1–10 Październik 2014.
- [152] Yi-Ge Lin, Qiang Wang, Ye Li, Bai-Ke Lin, Shao-Kai Wang, Fei Meng, Yang Zhao, Jian-Ping Cao, Er-Jun Zang, Tian-Chu Li, Zhan-Jun Fang. Magnetic Field Induced Spectroscopy of 88 Sr Atoms Probed with a 10 Hz Linewidth Laser. *Chinese Physics Letters* **30**(1), 014206 Styczeń 2013.