

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Michał Parniak-Niedojadło

Nr albumu: 306311

Optyczne obrazowanie dyfuzji polaryzacji atomów rubidu

Praca licencjacka
na kierunku FIZYKA w ramach studiów indywidualnych

Praca wykonana pod kierunkiem
dr. Wojciecha Wasilewskiego
Zakład Optyki

Warszawa, czerwiec 2013

Oświadczenie kierującego pracą

Oświadczam , że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i stwierdzam, że spełnia ona warunki do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data

Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora (autorów) pracy

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, że niniejsza wersja pracy jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data

Podpis autora (autorów) pracy

Streszczenie

W pracy przedstawiono metodę obserwacji dyfuzji atomów przy pomocy spektroskopii laserowej. Badania zostały osadzone w kontekście implementacji technologii kwantowych. Na przykładzie atomów rubidu przedstawiona jest prosta teoria łącząca efekty związane z pompowaniem optycznym i ruchem atomów. Wykonano pomiary dla komórek z rubidem i różnymi gazami buforowymi, wyznaczając znormalizowane współczynniki wzajemnej dyfuzji. Wyniki potwierdzają przewidywania teoretyczne, będąc krokiem naprzód w precyzyjnym wyznaczeniu współczynników dyfuzji. Sama metoda może być z łatwością zaadaptowana do podobnych układów.

Słowa kluczowe

pary atomowe, dyfuzja, pompowanie optyczne, polaryzacja atomowa

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

Klasyfikacja tematyczna

32.80.Xx Optical pumping of atoms

51.20.+d Diffusion in gases

37.10.De,37.10.Gh Atom manipulation in atomic physics

Tytuł pracy w języku angielskim

Imaging the diffusion of rubidium atoms polarization

Spis treści

1	Wstęp	5
1.1	Zastosowania par atomowych	5
1.2	Dekoherencja w pamięciach kwantowych	5
1.3	Dotychczasowe pomiary dyfuzji	6
1.4	Metoda pomiaru	7
1.5	Struktura pracy	7
2	Teoria	8
2.1	Pompowanie optyczne	8
2.1.1	Pompowanie w układzie czteropoziomym	8
2.1.2	Pompowanie optyczne w ^{87}Rb	9
2.2	Dyfuzja	10
2.3	Pompowanie optyczne gazu atomów w obecności dyfuzji	10
2.3.1	Model napompowania w z i wpływ na obserwowane gęstości optyczne	11
2.3.2	Wpływ relaksacji	12
2.3.3	Rozwiązania	13
3	Układ doświadczalny	14
3.1	Układ stabilizacji laserów	16
3.2	Kamera CCD	16
4	Wyniki	18
4.1	Wyznaczanie współczynnika dyfuzji	18
4.1.1	Dopasowanie gaussowskie	18
4.1.2	Metoda fourierowska	19
4.1.3	Wyniki dla różnych komórek	21
4.2	Dyskusja i porównanie wyników	22
5	Podsumowanie	24

Rozdział 1

Wstęp

1.1 Zastosowania par atomowych

Spektroskopia par atomowych praktykowana jest już od lat, lecz dopiero niedawno pojawiły się perspektywy zastosowania kwantowych oddziaływań światła z atomami dla celów powstającej dziedziny jaką jest inżynieria kwantowa. Jedną z pierwszych propozycji był protokół DLCZ [1] (Duan, Lukin, Cirac, Zoller), umożliwiający dystrybucję makroskopowego splątania kwantowego na odległość. Otwiera on nowe możliwości implementacji kryptografii i komunikacji kwantowej. W zakresie możliwości par atomów leży też przechowywanie [2] i produkcja [3] kwantowych stanów światła w procesach kolektywnych w atomach. Niestety różne własności atomów powodują, że stan kwantowy w nich zapisany jest z czasem niszczoney.

1.2 Dekoherencja w pamięciach kwantowych

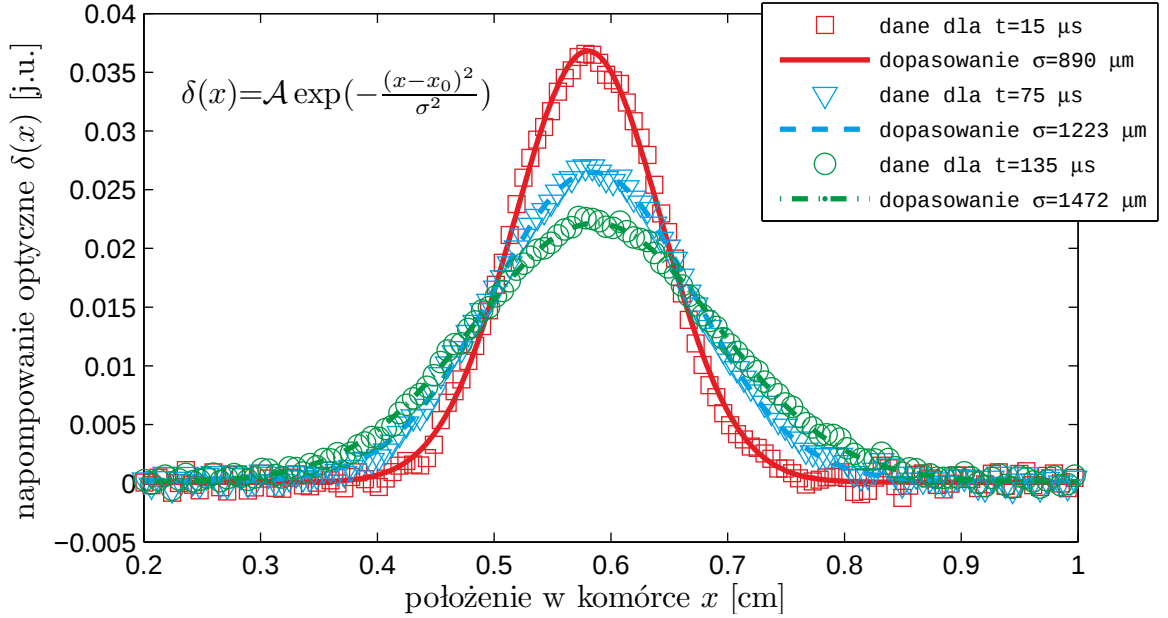
Głównym wyzwaniem z jakim zmagamy się przy praktycznych implementacjach technologii kwantowych, w tym również przy konstrukcji pamięci opartych na gazie atomów, jest dekoherencja. W gazie atomów naturalnym jej mechanizmem jest dyfuzja.

Dyfuzja ma szczególnie duże znaczenie jeśli chcemy korzystać z wielomodowości pola elektromagnetycznego i niezależnie przechowywać mody przestrzenne w atomowej pamięci kwantowej [4, 5].

Przygotowując zespół atomów w jakimś stanie, liczymy na to, że będziemy mogli ten stan później odczytać. Staje się to jednak trudne, jeśli pomiędzy zapisem a odczytem atomy zmieniają swoje położenia. Ze względu na to, że pracujemy z fazą gazową, będzie to nieuniknione i niestety dość szybkie. Jeśli atomy powszechnie stosowanych w pamięciach kwantowych metali alkalicznych, takich jak rubid czy cez, znajdują się pod niskim ciśnieniem w próżni, ich samodyfuzja jest bardzo szybka. Dodając jednak do układu neutralny¹ gaz buforowy, typowo pod ciśnieniem kilku torrów, znacznie dyfuzję spowalnimy. Zderzenia atomów metalu z atomami gazu buforowego mogą jednak niszczyć stan kwantowy, nie mówiąc już o poszerzeniu zderzeniowym linii.

Potrzebny jest zatem kompromis pomiędzy dyfuzją (która jest wolniejsza pod większym ciśnieniem), a dekoherencją spowodowaną zderzeniami. W poszukiwaniu optymalnych parametrów pracy pamięci kwantowej w kontekście gazu buforowego mają pomóc wyniki tej pracy. Znajomość współczynników dyfuzji w różnych gazach buforowych, takich jak neon, krypton czy ksenon pomoże projektować eksperymenty badające kwantowe własności atomów i światła. Znajomość szybkości dekoherencji dyfuzyjnej pozwoli też oszacować wpływ innych czynników, takich jak na przykład defazowanie w niejednorodnym polu magnetycznym.

¹niereagujący z atomami metali alkalicznych



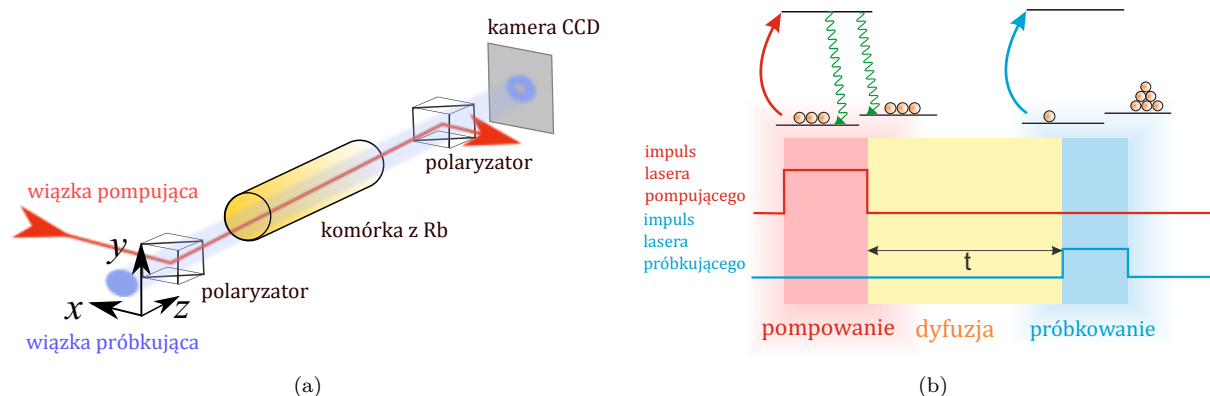
Rysunek 1.1: Przekrój przez rozkład napompowania optycznego ośrodka dla trzech różnych czasów po zakończeniu pompowania. Szczególnie po unormowaniu (pominięciu spontanicznego zaniku) widoczne jest rozpyływanie się napompowania spowodowane dyfuzją atomów rubidu. Napompowanie $\delta(x, t)$ ściśle zdefiniuję w rozdziale 2.

1.3 Dotychczasowe pomiary dyfuzji

Pomiarami dyfuzji par metali alkalicznych w gazach buforowych zajmowano się już w latach 60-tych. Pierwsza praca traktująca o takich pomiarach W. Franzena [6] wyznaczyła kierunek badań na następne lata. Stosowane metody były przede wszystkim niebezpośrednie i opierały się na niekoniecznie słusznych założeniach. Sama metoda polegała na zmianie absorpcji przy pompowaniu optycznym. Kolejne prace były modyfikacjami metody Franzena. Podobne metody zastosowano na przykład w pracach [7, 8]. Zmodyfikowaną metodę zaproponowano w pracach [9, 10], gdzie zamiast zmian absorpcji badano skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła na skutek efektu Faraday’a. Ostatnio badania nad dyfuzją przyciągnęły nieco uwagi w kontekście dyfuzji spójnej w pamięci kwantowej opartej na zjawisku elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości (EIT). Taka dyfuzja ma ciekawą własność zachowywania kształtu pewnych rozkładów wejściowych. Badano też wpływ dyfuzji na spektralne własności EIT[11, 12, 13, 14, 15], przy okazji wyznaczając współczynnik dyfuzji w neonie [16]. Inna grupa podała współczynnik dyfuzji dla kryptonu przy okazji eksperymentu z pamięcią kwantową *gradient echo memory* [17]. Wszystkie metody dają jednak wyniki różniące się nawet o 300% (dla neonu), a dla ksenonu współczynnik dyfuzji został zmierzony dopiero w naszym laboratorium [5].

W eksperymentach z pamięciami kwantowymi jak do tej pory mało uwagi poświęcano odpowiedniemu wyborowi gazu buforowego, używając głównie neonu. W pracy [18] użyto kryptonu, którego współczynnik dyfuzji jest mniejszy. Zdecydowanie warty rozważenia wydaje się być też być ksenon.

Precyzyjna znajomość współczynnika dyfuzji rubidu w ksenonie może też znaleźć zastosowanie w projektowaniu układu do uzyskiwania hiperpolaryzacji w ^{129}Xe metodą *spin exchange optical pumping*. Tak spolaryzowany ksenon podlegała jądrowemu rezonansowi magnetycznemu i może być obrazowany z użyciem standardowych technik obrazowania (MRI). Ma w związku z tym bardzo obiecujące zastosowania w medycynie [19, 20, 21]. W szczególności wydaje się, że symulacje przedstawione w pracy [20] mogłyby wiele zyskać dzięki precyzyjnej znajomości współczynnika dyfuzji rubidu w ksenonie.



Rysunek 1.2: (a) Uproszczony schemat układu doświadczalnego (b) Sekwencja impulsów używana w eksperymencie wraz z uproszczonym schematem poziomów energetycznych w atomie i ich obsadzeń.

1.4 Metoda pomiaru

Metoda pomiaru dyfuzji zastosowana w tej pracy opiera się na wytworzeniu, a następnie próbkowaniu napompowania w ośrodku.

Zgodnie z sekwencją z rysunku (1.2b) najpierw na atomy pada impuls pompujący. Powstaje przestrzennie zależne napompowanie w komórce z atomami. W ośrodku następuje dyfuzja i relaksacja. Powstałe napompowanie zmienia jego absorpcję, dzięki czemu możemy poznać przestrzenny rozkład napompowania po czasie t . Otrzymujemy go przepuszczając przez atomy krótki impuls próbkujący i mierząc jego rozkład natężenia na kamerze CCD.

Uproszczony schemat układu doświadczalnego przedstawiam na rysunku (1.2a), natomiast przykładowy wynik eksperymentu, na którym wyraźnie widać dyfuzję napompowania, na rysunku (1.1).

1.5 Struktura pracy

W rozdziale 2 przedstawiam podstawowe teorie opisującą pompowanie optyczne i zjawisko dyfuzji. Pokazuję w jaki sposób zachodzi dyfuzja w komórce i co można się o niej dowiedzieć z pomiarów gęstości optycznej. W szczególności pokazuję, że taki pomiar pozwala wyznaczyć współczynnik dyfuzji.

W rozdziale 3 szczegółowo opisuję układ doświadczalny. Poza częścią służącą bezpośrednio pomiarowi dyfuzji opisuję sposób stabilizacji częstotliwości laserów oraz spektroskopowy pomiar temperatury par rubidu. Nieco uwagi poświęcam też użytej kamerze CCD.

W rozdziale 4 stosując omówione uprzednio metody teoretyczne przekładam wyniki pomiarów na współczynniki dyfuzji. Podane są też przykładowe wyniki pośrednie. Porównuję otrzymane wyniki z innymi pracami oraz z przewidywaniami teoretycznymi. W ostatniej części rozdziału zestawione są wyniki dla różnych gazów buforowych.

Rozdział 2

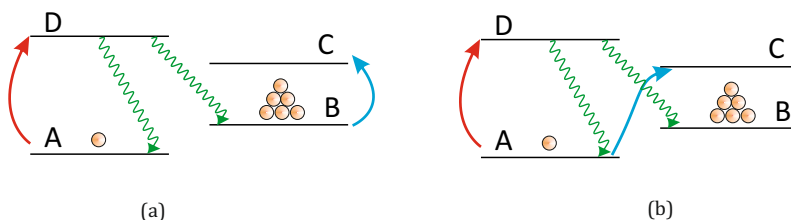
Teoria

2.1 Pompowanie optyczne

Pompowanie optyczne jest procesem umożliwiającym zmianę obsadzeń poziomów energetycznych w atomie. Poprzez wymuszenie jednego lub większej ilości przejść elektronu między poziomami energetycznymi możemy spowodować, że znaczna część atomów z zespołu znajdzie się w takim samym stanie. Ogólnie pompowanie powoduje jednak po prostu zmianę obsadzeń poziomów, co w istotny sposób może zmienić absorpcję ośrodka. Dzięki temu możemy zbadać powstałą zmianę obsadzeń stosując światło próbkujące.

Pompowanie optyczne znajduje zastosowanie w konstrukcji laserów jak również w badaniach nad strukturą nadsubtelną atomów, za które przyznano nagrodę Nobla w roku 1966 [22]. Ostatnio pompowanie optyczne staje się istotnym elementem działania układów takich jak pamięci kwantowe.

2.1.1 Pompowanie w układzie czteropoziomowym



Rysunek 2.1: Przypadki (a) zwiększenia i (b) zmniejszenia absorpcji na przejściu próbkowanym spowodowanego pompowaniem optycznym. Czerwona strzałka oznacza pompowanie optyczne, niebieska próbkowanie a zielone strzałki wskazują główne kierunki relaksacji. Kropki oznaczają względną ilość wzbudzeń danego poziomu w zespole atomów.

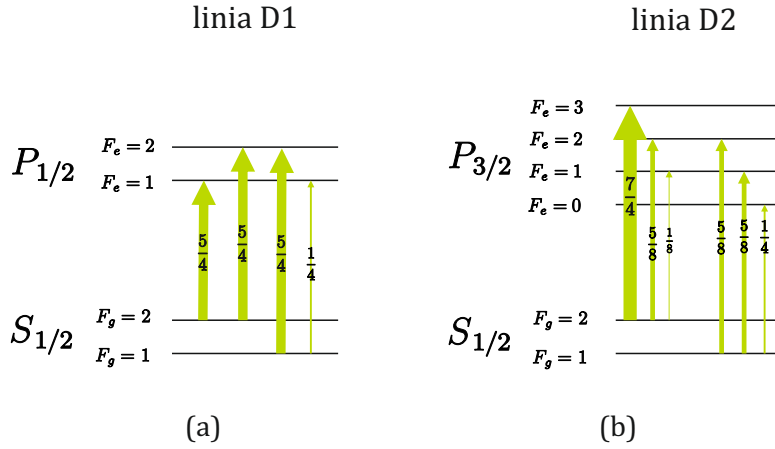
Jednym z prostszych przykładów może być układ czterech poziomów energetycznych, przy czym dwa z nich (A i B - poziomy podstawowe, czas życia jest rzędu sekund) mają dużo dłuższy czas życia niż C i D - poziomy wzbudzone (czas życia rzędu nanosekund). Pompując układ silnym impulsem laserowym w określony sposób możemy zmniejszyć lub zwiększyć absorpcję światła impulsu próbkującego. Zmniejszenie absorpcji otrzymujemy dostrajając lasery w sposób zobrazowany na rysunku (2.1). Silny impuls pompujący dostrojony jest do przejścia $A \rightarrow D$. Ze względu na emisję wymuszoną nie wystąpi inwersja obsadzeń między poziomami A i D, za to relaksacja układu do poziomu B powoduje inwersję obsadzeń między poziomami A i B. Impuls próbkujący dostrojony do przejścia $A \rightarrow C$ jest znacznie słabiej absorbowany, ze względu na zmniejszone

obsadzenie poziomu A. Po zakończeniu impulsu pompującego układ wraca do równowagi termodynamicznej, gdzie większość elektronów jest na poziomie A lub B, przy czym nie występuje już inwersja obsadzeń między A i B. Absorpcja światła o częstotliwości przejścia $A \rightarrow C$ zwiększa się.

Zwiększenie absorpcji otrzymujemy pompując w ten sam sposób co w poprzednim przypadku, ale próbkowane jest przejście $B \rightarrow C$. Duże obsadzenie poziomu B powoduje zwiększenie absorpcji. Po zaniku napompowania absorpcja światła o częstotliwości przejścia $B \rightarrow C$ zwiększa się.

W następnej części odniosę przedstawiony model do atomu ^{87}Rb .

2.1.2 Pompowanie optyczne w ^{87}Rb

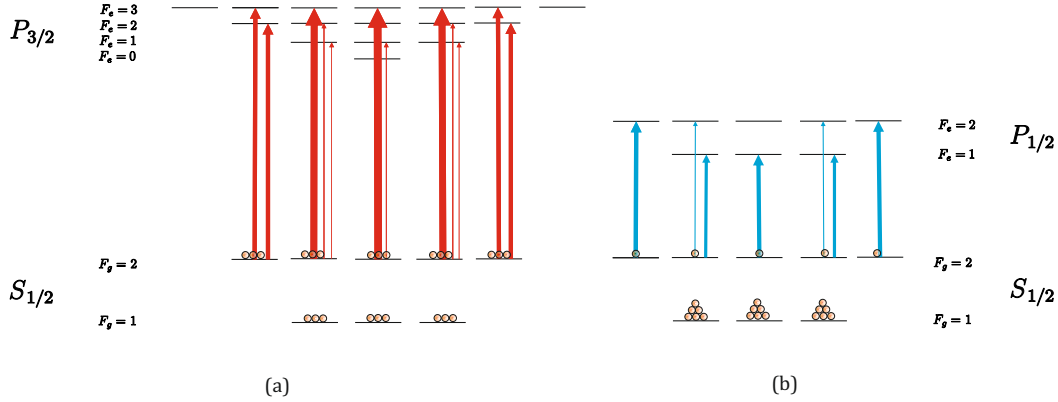


Rysunek 2.2: Względne natężenia linii (a) D1 i (b) D2 w rubidzie ^{87}Rb dla światła całkowicie niespolaryzowanego [23].

Omówiony powyżej model pozwala z dobrą dokładnością opisać rzeczywisty przypadek, jakim jest atom rubidu ^{87}Rb (spin jądra $I = 3/2$), jeśli weźmiemy jako A i B podpoziomy nadsubtelnie rozszczepionego stanu podstawowego, a jako C i D stany wzbudzone (o różnych rzutach całkowitego momentu pędu). Główną różnicą jest degeneracja podpoziomów stanu podstawowego, oraz degeneracja i rozszczepienie w stanie wzbudzonym. W takim złożonym układzie znaczenie mogą mieć intensywności poszczególnych linii (rysunek (2.2)), a przez to również używane polaryzacje światła.

Na rysunku (2.3) przedstawiłem schemat pompowania optycznego przy pomocy lasera dostrojonego do linii D2. Przy wzbudzaniu obecna jest emisja spontaniczna. Następuje ona bardzo szybko w porównaniu do wszystkich innych procesów w badanym układzie. Fotony wyemitowane w ten sposób mają bardzo różne kierunki i polaryzacje. Dzięki temu zmiana obsadzenia spowodowana pompowaniem jest podobna dla wszystkich podpoziomów zeemanowskich. Efekty związane z nierównościami w obsadzeniu, czy też patrząc w innej bazie - koherencjami, okazują się być pomijalne.

Rozszczepienie poziomu $P_{3/2}$ jest bardzo małe w stosunku do poszerzenia dopplerowskiego linii. Rozszczepienie poziomu podstawowego jest jednak znaczne, możemy więc dostroić laser pompujący tak, aby zmniejszało się obsadzenie poziomu $F_g = 1$ albo $F_g = 2$ (tak ja na rysunku (2.3)). Podobnie wiązka próbująca z lasera działającego na linii D1 może być dostrojona tak, aby próbować obsadzenie wybranego stanu podstawowego. W przedstawionym przypadku pompowanie zmniejsza absorpcję światła próbującego, czyli więcej światła przechodzi przez komórkę z atomami. Napompowanie można rozumieć jako pewną polaryzację atomu. W tym przypadku zmieniamy jednak tylko całkowity momentu pędu, nie jego rzut.



Rysunek 2.3: Schemat pompowania optycznego (a) i następnie (b) próbkowania powstałej inwersji obsadzeń wiązki światłem spolaryzowanym liniowo (polaryzacja π). Grubości strzałek są proporcjonalne do intensywności linii. Przed pompowaniem obsadzenia poziomów dane są rozkładem termicznym. Pompowanie optyczne powoduje zmianę obsadzeń która zmienia absorpcję dla światła próbkującego.

2.2 Dyfuzja

W poprzedniej części pominąłem wszelkie zależności przestrzenne, odpowiadało to sytuacji pojedynczego atomu lub grupy uwięzionych atomów. Takie sytuacje są doświadczalnie realizowane, jednak w parach atomowych istotne znaczenie mają termiczne ruchy atomów oraz ich zderzenia z atomami gazu buforowego. Efekty te składają się na zjawisko dyfuzji. Najprostszy model dyfuzji dają prawa Ficka. Pierwsze prawo Ficka ($\mathbf{J} = -D\nabla c$) mówi, że strumień cząstek $\mathbf{J}$ jest proporcjonalny do gradientu gęstości c . Drugie prawo Ficka, zwane również równaniem dyfuzji, wiąże laplasjan stężenia ze zmianami tej gęstości w czasie:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\nabla^2 c \quad (2.1)$$

Współczynnik D jest właśnie *współczynnikiem dyfuzji*. W następnej części powrócę do optycznych badań gazu atomowego i pokażę w jaki sposób można przy pomocy światła badać jego dyfuzję.

2.3 Pompowanie optyczne gazu atomów w obecności dyfuzji

Rozważamy gaz atomów w komórce o długości L , które mogą znajdować się w którymś z podpoziomów nadsubtelnie rozszczepionego stanu podstawowego $F_g = 1$ albo $F_g = 2$ (tak jak na rysunku (2.3)). Jeśli przyjmiemy, że degeneracja tych poziomów nie wpływa na wyniki eksperymentu, możemy opisać układ przez dwie gęstości atomów $c_1(\mathbf{r}, t)$ (gęstości atomów na którymś z podpoziomów $F_g = 1$) i $c_2(\mathbf{r}, t)$ (gęstość atomów na którymś z podpoziomów $F_g = 2$). Tak jak poprzednio posiadamy laser umożliwiający pompowanie optyczne oraz laser próbkujący umożliwiający poznanie obsadzenia poziomów. Dopuszczamy teraz możliwość ruchu atomów, który jest opisany równaniem dyfuzji. Właśnie dlatego istotna jest zależność zdefiniowanych powyżej gęstości od położenia $\mathbf{r} = (x, y, z)$ i czasu t .

Przyjmiemy, że absorpcja na linii D1 $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$ do której dostrojony jest laser próbkujący charakteryzowana jest pewnym współczynnikiem absorpcji α , który mógłby być obliczony na podstawie informacji o odstojeniu i intensywności linii (zaznaczonych na rysunku (2.2)a). Obserwowana gęstość optyczna ośrodka w sytuacji bez pompowania optycznego wynosi:

$$d^{np} = \alpha c_2^{np} L \quad (2.2)$$

Gdzie c_2^{np} oznacza gęstość atomów w stanie $F_g = 2$ bez pompowania. Faktem jednak jest, że w tej sytuacji gęstość atomów jest stała w czasie i położeniu, więc i obserwowana gęstość optyczna będzie stała. Natężenie światła próbującego za komórką wynosi:

$$I^{np}(x, y) = I_0(x, y) \exp(-d^{np}) \quad (2.3)$$

Dodajemy teraz pompowanie optyczne i rozważamy jak będzie się zmieniała gęstość optyczna ośrodka wraz z czasem t po zakończeniu pompowania. Pompowanie wprowadza również zależność gęstości atomów od położenia. W rezultacie stałe w czasie i przestrzeni gęstości atomów c_1^{np} i c_2^{np} w obecności pompowania stają się funkcjami $c_1^p(\mathbf{r}, t)$ i $c_2^p(\mathbf{r}, t)$. Tutaj pojawia się funkcja $\delta(\mathbf{r}, t)$ nazwana już we wstępie napompowaniem.

$$c_2^{np} \xrightarrow{\text{pompowanie}} c_2^{np} - \delta(\mathbf{r}, t) = c_2^p(\mathbf{r}, t) \quad (2.4)$$

$$c_1^{np} \xrightarrow{\text{pompowanie}} c_1^{np} + \delta(\mathbf{r}, t) = c_1^p(\mathbf{r}, t) \quad (2.5)$$

Gęstość optyczna dla światła wiązki próbującej wyniesie teraz

$$d^p(x, y, t) = \alpha \int_0^L c_2^p(\mathbf{r}, t) dz \quad (2.6)$$

natomiast natężenie światła za komórką

$$I^p(x, y, t) = I_0(x, y) \exp(-d^p(x, y, t)). \quad (2.7)$$

Wiadomo, że gęstości atomów $c_1^p(\mathbf{r}, t)$ i $c_2^p(\mathbf{r}, t)$ spełniają równanie dyfuzji. Nie możemy jednak w łatwy sposób uzyskać ich bezpośrednio. Zamiast tego mierzymy natężenia światła za komórką z i bez pompowania. Biorąc logarytm stosunku tych natężeń otrzymujemy różnicę gęstości optycznych:

$$d(x, y, t) = \ln(I^p/I^{np}) = -d^p(x, y, t) + d^{np} = \alpha \int_0^L \delta(\mathbf{r}, t) dz \quad (2.8)$$

Z definicji (2.4) funkcja $\delta(\mathbf{r}, t)$ spełnia równanie dyfuzji, ponieważ jest kombinacją liniową gęstości atomów. Na razie zakładamy, że nie następuje swobodna relaksacja do stanu termicznego, więc mamy równanie:

$$\frac{\partial \delta(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \delta(\mathbf{r}, t) \quad (2.9)$$

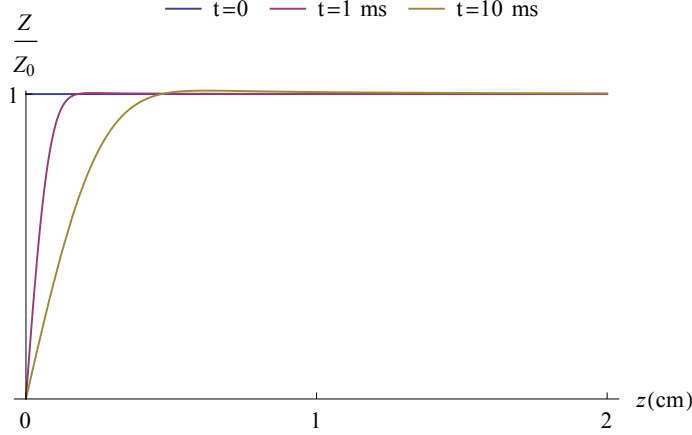
Niestety mierzoną wielkością nie jest $\delta(\mathbf{r}, t)$, ale różnica gęstości optycznych $d(x, y, t)$. Jednak zgodnie z równaniem (2.8) jeśli $\delta(\mathbf{r}, t)$ prawie nie zależy od z , to z pewnością pomiar różnicy gęstości optycznych pozwoli odzyskać współczynnik dyfuzji. W następnej części rozważę więc prosty model napompowania w z który pokazuje, że założenie to jest z dobrym przybliżeniem spełnione.

2.3.1 Model napompowania w z i wpływ na obserwowane gęstości optyczne

Wiązka pompująca jest wystarczająca silna aby nasycać absorpcję na całej długości komórki. Dzięki temu mamy do czynienia z rozwiązaniem separowalnym, czyli $\delta(\mathbf{r}, t) = P(x, y, t)Z(z, t)$. W takim przypadku $Z(z, t)$ oraz $P(x, y, t)$ spełniają układ równań:

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial Z}{\partial t} = D \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \end{cases} \quad (2.10)$$

Rozwiążemy drugie z tych równań z warunkiem brzegowym znikania Z na ściankach komórki w 0 i L oraz warunkiem początkowym równomiernego napompowania $Z(z, t=0) = Z_0$. Metoda separacji zmiennych daje następujące rozwiązanie:



Rysunek 2.4: Zmiany napompowania w z na skutek dyfuzji ($D = 80 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$) w pobliżu ścianki komórki o długości 10 cm dla czasów $t = 0, 1 \text{ ms}, 10 \text{ ms}$. Widoczne jest, że obszar wyraźnie zaburzony przez ściankę jest mały w porównaniu do długości całej komórki.

$$Z(z, t) = \frac{4Z_0}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sin\left(\frac{(2n+1)\pi}{L}z\right) \exp\left(-\frac{(2n+1)^2 D}{L^2}t\right) \quad (2.11)$$

Całkując ten szereg otrzymujemy:

$$\int_0^L Z(z, t) dz = \frac{8Z_0 L}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \exp\left(-\frac{(2n+1)^2 D}{L^2}t\right) = \frac{8Z_0 L}{\pi^2} \left[\exp\left(-\frac{Dt}{L^2}\right) + \frac{1}{9} \exp\left(-\frac{9Dt}{L^2}\right) + \dots \right] \quad (2.12)$$

Co prawda wyższe wyrazy szeregu zanikają coraz szybciej z czasem, ale są one bardzo małe ze względu na kwadratowe współczynniki. Dobrym przybliżeniem jest więc tylko pierwszy wyraz. Aby móc traktować obliczoną całkę jako prawie stałą w czasie, musi być spełniony warunek

$$Dt \ll L^2 \quad (2.13)$$

Średni czas pomiaru wynosi $200 \mu\text{s}$, typowy współczynnik dyfuzji w badanym problemie to $100 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$, długość komórki $L = 10 \text{ cm}$. Istotnie średni kwadrat przemieszczenia atomu $Dt \approx 0.02 \text{ cm}^2$ jest dużo mniejszy od $L^2 = 100 \text{ cm}^2$. Ostatecznie oznacza to, że zgodnie z równaniem (2.8) dla parametrów eksperymentu można przyjąć:

$$d(x, y, t) \propto P(x, y, t) \quad (2.14)$$

Pozwala to od tej pory pominąć wszelkie rozważania o niejednorodnościach napompowania w z oraz relaksacji atomów na przedniej i tylnej ścianie.

Podsumowując, można myśleć o różnicy gęstości optycznych jako o rzucie funkcji opisującej napompowanie ośrodka na płaszczyznę, z pominięciem niejednorodności w z . Dzięki temu mierzona wielkość pozwala uzyskać informacje o współczynniku dyfuzji w układzie.

2.3.2 Wpływ relaksacji

Relaksacja w układzie może być spowodowana wieloma czynnikami. Poprzednio rozważyłem relaksację na przedniej i tylnej ścianie komórki. Inne mechanizmy to relaksacja na ściankach bocznych i zderzenia, w tym przypadku Rb-Rb i Rb-gaz buforowy.

Użycie odpowiednio małej wiązki pompującej powoduje, że napompowanie opisane funkcją $\delta(\mathbf{r}, t)$ jest bardzo małe na ściankach bocznych komórki. Pozwala to rozważać rozwiązania równania dyfuzji z warunkami brzegowymi znikania w nieskończoności, zamiast na ściankach komórki. Jest to problem matematycznie znacznie prostszy. Ścisłe rozwiązania w symetrii cylindrycznej z odpowiednimi warunkami brzegowymi podane są na przykład w pracy [9].

Jeśli wszystkie mechanizmy zaniku opisujemy jedną stałą zaniku γ_0 , równanie na $\delta(\mathbf{r}, t)$ przyjmuje postać:

$$\frac{\partial \delta(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D \nabla^2 \delta(\mathbf{r}, t) - \gamma_0 \delta(\mathbf{r}, t) \quad (2.15)$$

Nietrudno pokazać, że podane wcześniej rozwiązania wystarczy przemnożyć przez czynnik $\exp(-\gamma_0 t)$ aby otrzymać rozwiązania zmodyfikowanego równania. Stałą γ_0 można próbować wyznaczać, jednak trudnością jest odróżnienie zaniku opisywanego tą stałą od relaksacji na ściankach, którą omówiłem w poprzedniej części.

Ostatecznie zakładamy, że mierzona różnica gęstości optycznych $d(x, y, t) = \alpha \int_0^L \delta(\mathbf{r}, t) dz \approx \alpha Z_0 L P(x, y, t)$ spełnia równanie:

$$\frac{\partial d(x, y, t)}{\partial t} = D \nabla^2 d(x, y, t) - \gamma_{0,obs} d(x, y, t) \quad (2.16)$$

gdzie $\gamma_{0,obs}$ zawiera wkłady od wszystkich mechanizmów zaniku.

2.3.3 Rozwiązania

Jedynym z najbardziej obrazowych rozwiązań równania (2.16) jest dwuwymiarowa funkcja Gaussa:

$$d(x, y, t) \propto \frac{1}{\sqrt{(s_x^2 + 4Dt)(s_y^2 + 4Dt)}} \exp\left(-\frac{x^2}{s_x^2 + 4Dt} - \frac{y^2}{s_y^2 + 4Dt} - \gamma_{0,obs} t\right), \quad (2.17)$$

gdzie s_x i s_y są początkowymi szerokościami rozkładu napompowania. Dla uproszczenia założono, że osie x i y pokrywają się z osiami symetrii rozkładu. O ile taka funkcja w praktyce dość dobrze opisuje obserwowane rozkłady napompowania, nie ma powodu aby twierdzić, że rozkład jest ogólnie takiej postaci. Ogólniejsze rozwiązanie daje metoda transformaty Fouriera. Jest ona bardzo skuteczna przy analizie danych doświadczalnych. Rozwiązaniem równania dyfuzji w dziedzinie fourierowskiej jest:

$$\hat{d}(k_x, k_y, t) = \hat{d}(k_x, k_y, 0) \exp(-D(k_x^2 + k_y^2)t - \gamma_{0,obs} t) \quad (2.18)$$

gdzie $\hat{d}(k_x, k_y, t)$ jest transformatą Fouriera funkcji $d(x, y, t)$ zdefiniowaną następująco:

$$\hat{d}(k_x, k_y, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}^2} d(x, y, t) \exp(-ik_x x - ik_y y) dx dy \quad (2.19)$$

Oznacza to, że dla danych k_x i k_y mamy zanik wykładniczy. Szybkość tego zaniku γ jest funkcją kwadratową długości $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$:

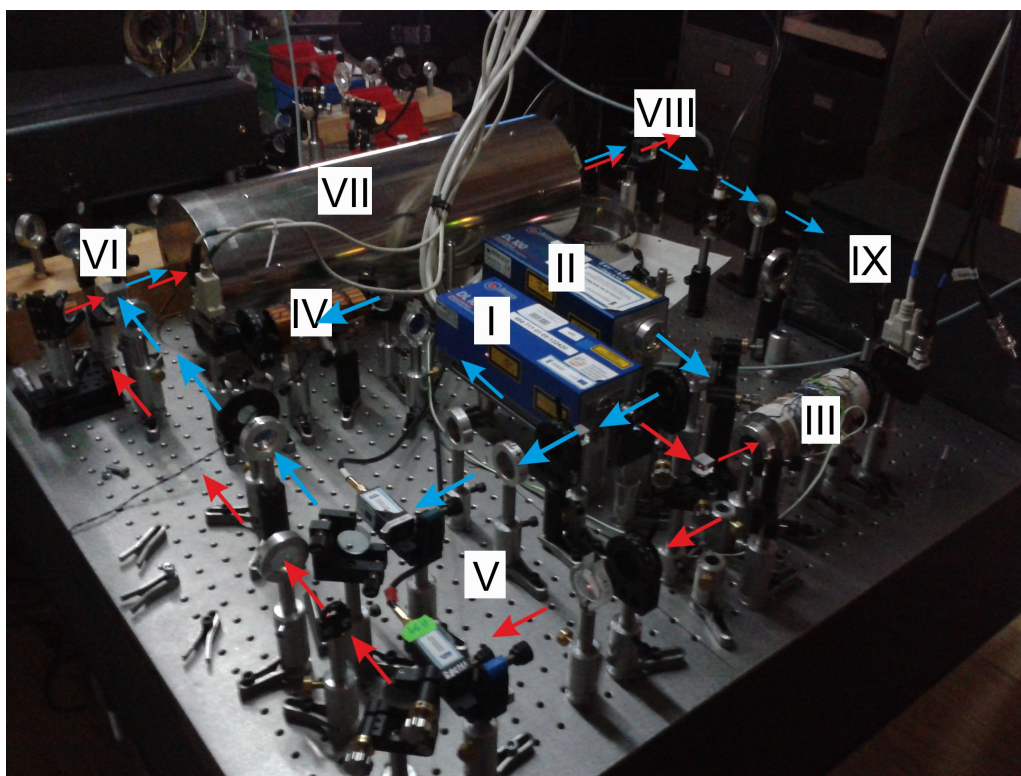
$$\gamma = D|\mathbf{k}|^2 + \gamma_{0,obs}. \quad (2.20)$$

W analizie danych doświadczalnych przedstawię obie te metody, przy czym jednak druga z nich jest ogólniejsza i pozwala lepiej wyznaczyć współczynnik dyfuzji. Wystarczy bowiem wykonać szybką transformatę Fouriera zmierzonych różnic gęstości optycznych, następnie dopasować zaniki wykładnicze dla różnych $\mathbf{k}$ i na końcu dopasować parabolę opisaną równaniem (2.20). Tę metodę omówię szczegółowo przy analizie danych doświadczalnych.

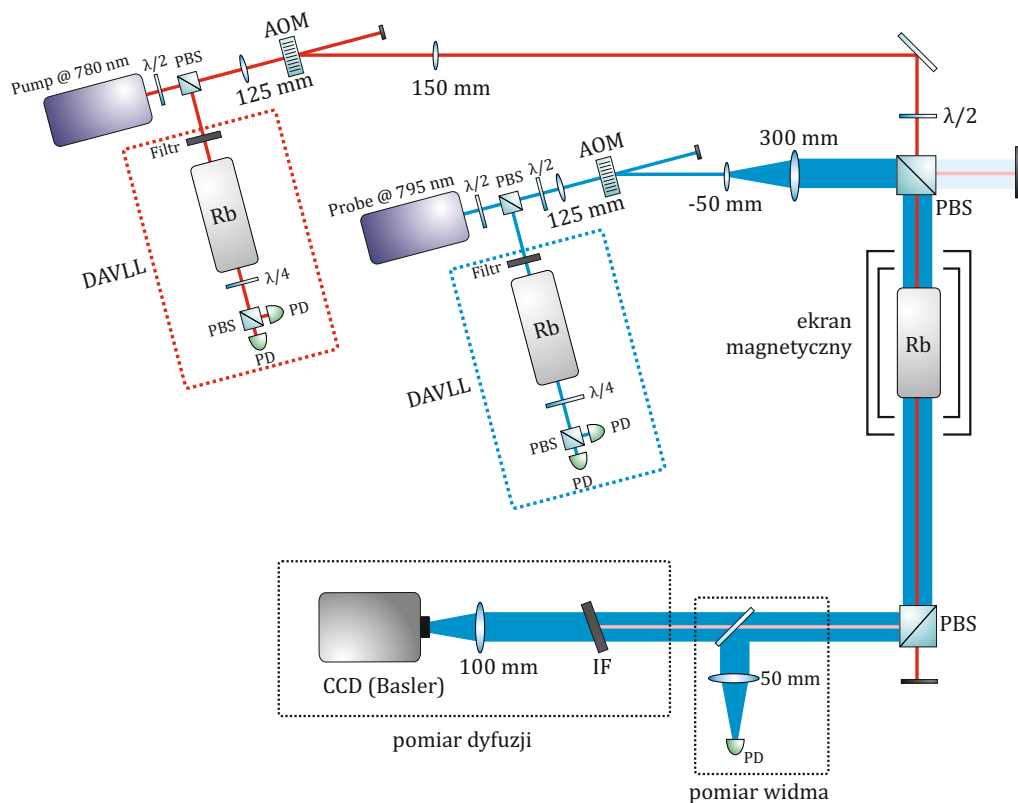
Rozdział 3

Układ doświadczalny

W tym rozdziale przedstawiony jest układ doświadczalny który umożliwia zaproponowany pomiar dyfuzji. Główny schemat układu znajduje się na rysunku (3.2).



Rysunek 3.1: Zdjęcie zbudowanego układu doświadczalnego. (I) laser pompujący, (II) laser próbkujący, (III) układ stabilizacji lasera pompującego, (IV) układ stabilizacji lasera próbkującego, (V) modulatory akustooptyczne, (VI) polaryzator łączący wiązki, (VII) ekran magnetyczny z komórką z rubidem, (VIII) polaryzator rozdzielający wiązki, (IX) czarne pudełko z kamerą.



Rysunek 3.2: Schemat układu doświadczalnego. Wielkości przy soczewkach są długościami ich ogniskowych. Pozostałe użyte oznaczenia: PD - fotodioda, DAVLL - *dichroic atomic vapor laser lock* (układ stabilizacji laserów), CCD - *charge-coupled device* (kamera), PBS - polaryzacyjna kostka światłodzieląca, $\lambda/2$ - płytki półfalowa, $\lambda/4$ - płytki ćwierćfalowa, Rb - komórka z rubidem, AOM - modulator akustooptyczny, IF - filtr interferencyjny. W danej chwili używana jest albo część do pomiaru dyfuzji albo część do pomiaru widma.

Po wyjściu z laserów diodowych (Toptica) część światła jest kierowana do układu stabilizacji częstotliwości przy pomocy półfalówki i polaryzatora.

Następnie wiązki kierowane są na modulatory akustooptyczne. W ten sposób produkowane są impulsy używane w głównym pomiarze. Zerowy rząd ugięcia jest odrzucany, natomiast do dalszej części układu kieruje pierwszy rząd ugięcia z modulatora. W modulatorze wiązka ma przewężenie o średnicy około 300 μm . Zapewnia to optymalną wydajność uginania.

Obie wiązki są kolimowane, przy czym wiązka próbkująca jest najpierw poszerzana do rozmiaru 1 cm, natomiast wiązka pompująca ma w komórce średnicę około 1 mm.

Półfalówki przed polaryzatorem wejściowym do głównej komórki służą kontroli mocy światła wchodzącego do ekranu.

Sam ekran wykonany z metalu o dużej podatności magnetycznej, a taki układ ma własność ekranowania zewnętrznego pola magnetycznego. W ekranie znajduje się ogrzewana bifilarnie nawiniętą cewką komórka z rubidem i gazem buforowym. Stabilność temperatury zapewnia termostat, który stabilizuje temperaturę w oparciu o opór cewek ogrzewających komórkę. Konieczne okazuje się wyłączenie grzania na czas pomiaru (czyli sekwencję impulsów łącznej długości najwyżej kilkuset mikrosekund), ponieważ impulsy grzejące wprowadzają istotne zaburzenia w pompowaniu. Jest to spowodowane polem magnetycznym wytwarzanym przez cewkę grzejącą.

Za komórką polaryzator rozdziela prostopadłe spolaryzowane wiązki, kierując światło wiązki próbkującej na kamerę. Konieczne okazuje się użycie filtra interferencyjnego, który do końca filtruje światło wiązki

pompującej. Taka separacja spektralna jest możliwa dzięki użyciu laserów dostrojonych do dwóch różnych linii.

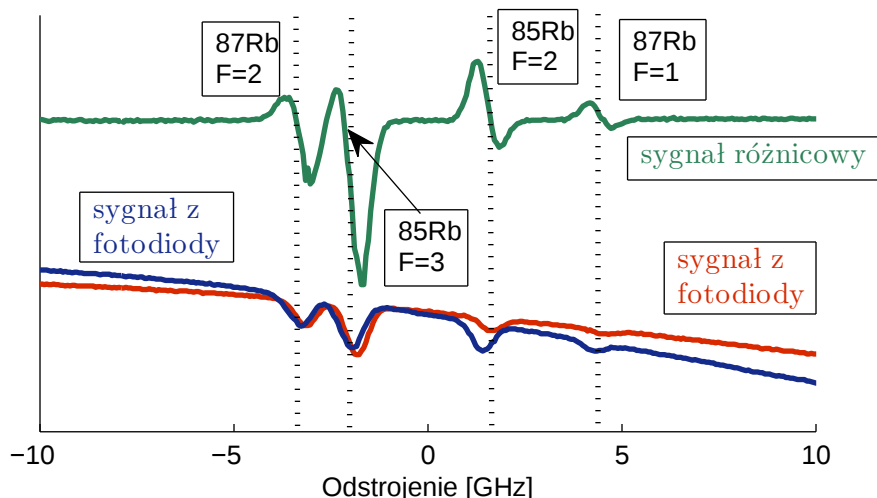
Ostatnią soczewkę przed kamerą dobrano tak, aby obrazować wnętrze komórki na detektorze CCD.

Zagadnieniem pobocznym jest wyznaczenie temperatury par rubidu. W tym celu wyłączany jest laser pompujący, a laser próbkujący jest okresowo przestrajany. Wiązka lasera próbkującego kierowana jest przy pomocy opuszczanego lustra na fotodiode. Do sygnału rejestrowanego przez fotodiode dopasowywany jest teoretyczny kształt widma absorpcyjnego par rubidu. Tą metodą daje się precyzyjnie wyznaczyć temperaturę.

3.1 Układ stabilizacji laserów

Układ stabilizacji lasera DAVLL (*dichroic atomic vapor laser lock*) szczegółowo opisany w [24] stanowi również odniesienie przy ustalaniu częstości pracy lasera. Na wejściu układu światło spolaryzowane jest liniowo. Następnie przechodzi przez ogrzewaną komórkę z rubidem znajdującą się w magnetycznej cewce. Pole magnetyczne powoduje przesunięcie linii absorpcyjnych dla światła spolaryzowanego lewo- i prawoskrętnie. Ćwierćfalówka i polaryzator za układem umożliwiają pomiar absorpcji właśnie w bazie polaryzacji kołowych.

Do stabilizacji pracy lasera używany jest elektroniczny sygnał różnicowy z fotodiod. Ma on dużą pochodną w środku linii, dzięki czemu sterownik lasera jest czuły na fluktuacje częstości światła i pozwala precyzyjnie ustawiać częstość lasera w środku linii absorpcyjnej. Sygnały z fotodiod oraz ich różnica przedstawione są na rysunku (3.3).



Rysunek 3.3: Sygnał z układu do stabilizacji laserów DAVLL, w tym przypadku lasera pompującego 780 nm (linia D2). Czerwona i niebieska krzywa to sygnały z poszczególnych fotodiod. Widoczne są przesunięcia linii absorpcyjnych dla różnych polaryzacji kołowych spowodowane polem magnetycznym. Zielona krzywa to sygnał różnicowy służący do stabilizacji. Ma ona duże nachylenie w środkach linii zaznaczonych przerywanymi kreskami.

3.2 Kamera CCD

Zadaniem kamery (Basler, scA1400-17fm) jest rejestrowanie krótkich impulsów światła, potrzebna jest więc precyzyjna synchronizacja wyzwalania. Zapewnia ją sygnał podawany do kamery w odpowiednim czasie przed nadejściem impulsu światła. Czas naświetlania jest dużo dłuższy niż rozdzielczość czasowa zapewniona przez długość impulsu próbkującego. Naświetlanie musi trwać co najmniej 40 μ s, przy czym czas trwania impulsu

podczas eksperymentu bywał tak krótki jak kilkaset nanosekund. Sprawdzono, że przy rozmiarze obrazu 256×256 px maksymalna ilość klatek na sekundę wynosi około 40.

Ponieważ wewnątrz komórki obrazowane jest na matrycy kamery, konieczna jest znajomość powiększenia jakie daje układ obrazujący. Można je zmierzyć wstawiając obraz referencyjny na miejsce komórki bądź obliczyć z praw optyki geometrycznej. W drugim przypadku konieczna jest znajomość rozmiaru pojedynczego piksela (*pixel pitch*) równego $6.45 \mu\text{m}$. Obie te metody dają zgodny wynik, który mówi że 1 piksel odpowiada odległości $59 \pm 2 \mu\text{m}$ w środku komórki. Istotnym źródłem błędu jest jednak różnica powiększenia pomiędzy początkiem a końcem komórki wynosząca około 10%.

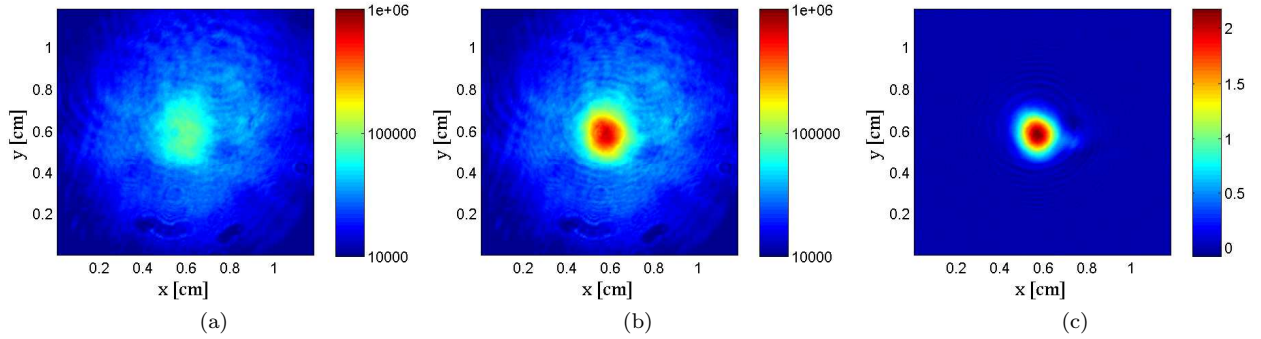
Rozdział 4

Wyniki

4.1 Wyznaczanie współczynnika dyfuzji

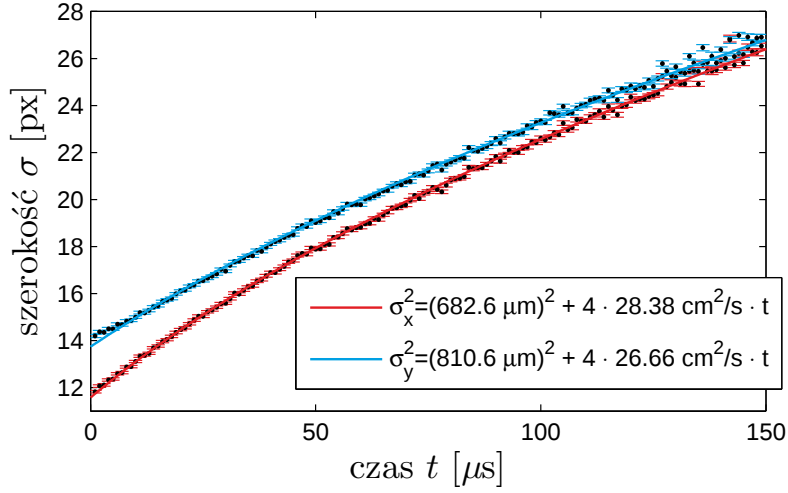
W tej części przedstawię wyniki jakie otrzymałem dla różnych badanych komórek z rubidem. W szczególności na przykładzie przedstawię procedurę analizy danych, czyli przejście od zmierzonej różnicy gęstości optycznych $d(x, y, t)$ do wyznaczenia współczynnika dyfuzji atomów rubidu w danym gazie buforowym.

4.1.1 Dopasowanie gaussowskie



Rysunek 4.1: Uśrednione wyniki 500 pomiarów natężenia światła próbującego dla czasu $t = 20 \mu s$. (a) Obraz wiązki próbującej z wyłączonym pompowaniem. (b) To samo z włączonym pompowaniem. W środku widoczny obszar o zwiększonej transmisji. Obrazy (a) i (b) posiadają wspólną skalę logarytmiczną, a jednostką jest liczba zliczeń. (c) Różnica gęstości optycznych $d(x, y, t = 20 \mu s)$ obliczona na podstawie obrazów (a) i (b). Do tej funkcji dopasowany jest dwuwymiarowy rozkład normalny (wzór (2.17)).

Najprostszym sposobem analizy otrzymanych danych jest dopasowanie funkcji rozkładu normalnego do przekroju dla każdego czasu t . Przykładowe przekroje dla kilku czasów po pompowaniu przedstawiłem we wstępie (rysunek (1.1)). Nieco bardziej wyrafinowanym podejściem jest dopasowanie dwuwymiarowego rozkładu normalnego do danych, również dla wszystkich mierzonych czasów. Aby wyznaczyć z tego współczynnik dyfuzji, należy wyznaczyć zależność szerokości rozkładu od czasu po napompowaniu. Powinna się ona wyrażać wzorem $\sigma_i = \sqrt{s_i^2 + 4Dt}$, gdzie s_i jest początkową szerokością rozkładu (pełny rozkład opisany jest wyrażeniem (2.17)). Można to zrobić oddzielnie dla szerokości w poziomie i w pionie, odpowiednio σ_x i σ_y . Na rysunku (4.1) przedstawiam przykładowe pomiary dla czasu $t = 20 \mu s$ po pompowaniu. Otrzymana różnica gęstości optycznych sięga tu 2, co jest bardzo istotną różnicą w natężeniu rejestrowanego światła. Na



Rysunek 4.2: Zależność szerokości rozkładu napompowania σ uzyskanej metodą dopasowania do dwuwymiarowego rozkładu gaussa (wzór (2.17)) od czasu t po zakończeniu pompowania. Dane dla komórki z rubidem 85 i neonem pod ciśnieniem 5 Tr. Widać, że dla małych czasów zależność teoretyczna gorzej pasuje do danych doświadczalnych, a ponadto istnieje niewielka rozbieżność między współczynnikiem dyfuzji w kierunku x a y .

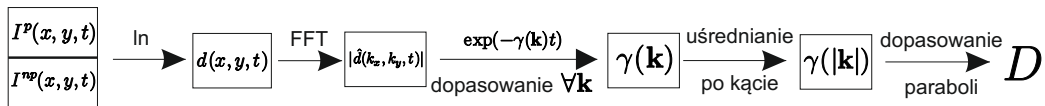
rysunku (4.2) natomiast znajdują się wyniki dopasowania gaussowskiego wraz z wyznaczonymi tą metodą współczynnikami dyfuzji.

Opisana metoda pozwala nieźle oszacować współczynnik dyfuzji, daje jednak nie najlepsze wyniki dla małych czasów t , gdzie otrzymywane rozkłady bardziej odbiegają od normalnych. Trzeba pamiętać, że ta metoda jest mało ogólna i lepsza byłaby metoda, która nie zakłada konkretnego rozwiązania równania dyfuzji.

4.1.2 Metoda fourierowska

Ogólniejszą metoda, która jest poprawna dla dowolnego rozwiązania równania dyfuzji, opiera się na transformacie Fouriera (w przypadku danych doświadczalnych - dyskretnej). Zgodnie z równaniem (2.18) każdy piksel transformaty będzie zanikał wykładniczo w czasie, a zależność stałej zaniku od $|\mathbf{k}|$ jest kwadratowa (równanie (2.20)). Procedura analizy jest więc następująca. W pierwszej kolejności mając uśrednione wyniki pomiarów natężenia z pompowaniem $I^p(x, y, t)$ oraz bez pompowania $I^{np}(x, y, t)$ należy obliczyć logarytm ich stosunku otrzymując różnicę gęstości optycznych $d(x, y, t)$.

Następnie obliczany jest moduł transformaty Fouriera w zmiennych przestrzennych wszystkich zebranych map różnic gęstości optycznych (tak jak na rysunku (4.1c)). Otrzymujemy dzięki temu wartości $|\hat{d}(k_x, k_y, t)|$, które przedstawia właśnie mapa (4.1c). Rozmiar pojedynczego elementu transformaty to $\frac{2\pi}{X}$, gdzie X jest rozmiarem boku wejściowej mapy. Otrzymywane rozkłady mają szerokości odwrotnie proporcjonalne do rozkładów wejściowych. Dlatego właśnie dla takich danych wejściowych jak na rysunku (4.1c) większość punktów transformaty ma wartości bezwzględne bliskie zera. Z tego powodu na rysunku (4.4a)

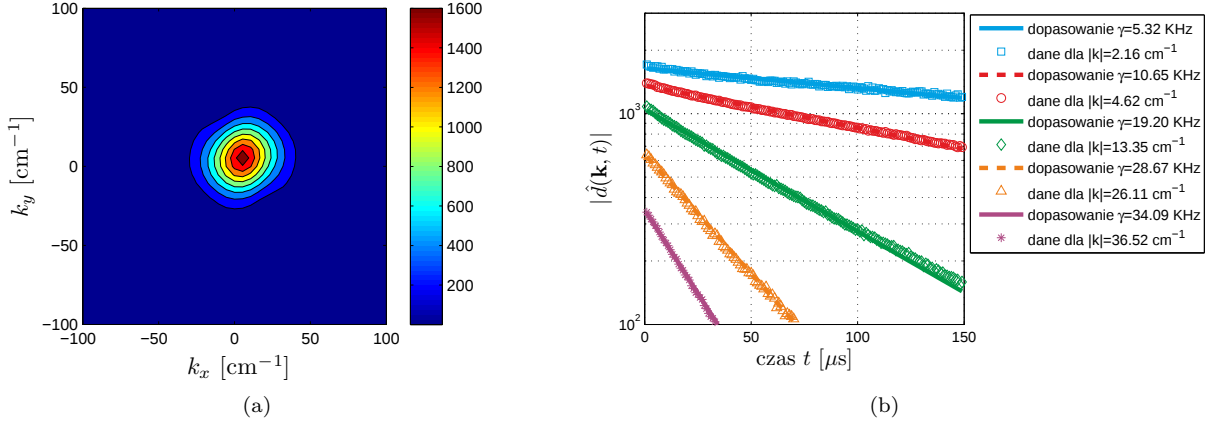


Rysunek 4.3: Schematyczne przedstawienie procedury analizy danych prowadzącej do wyznaczenia współczynnika dyfuzji D .

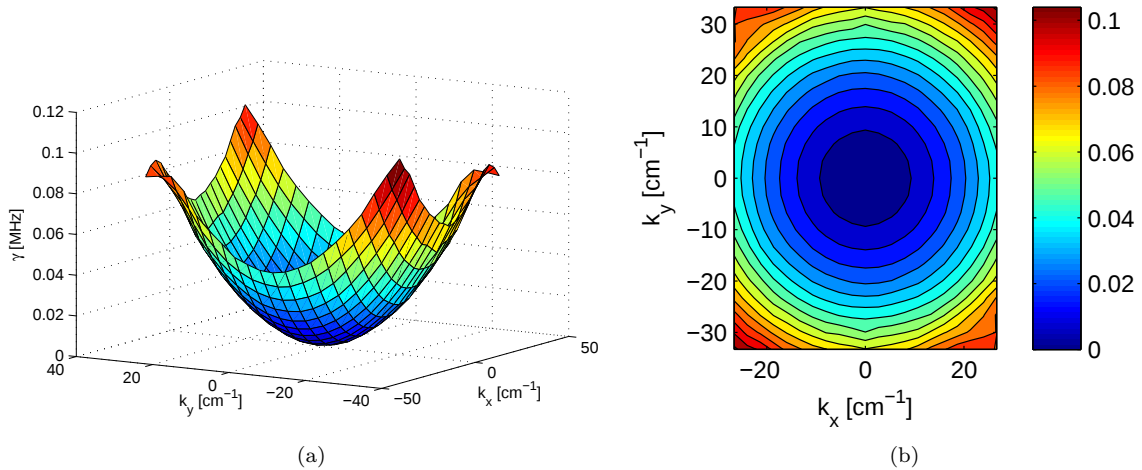
przedstawiłem fragment transformaty gdzie jej moduł od zera istotnie odbiega.

Następnie dla każdego elementu należy dopasować zanik wykładniczy (w praktyce da się to zrobić tylko dla niedużych $|\mathbf{k}|$) otrzymując stałą zaniku $\gamma(\mathbf{k})$, teoretycznie zależną jednak tylko od długości $\mathbf{k}$. Dlatego właśnie wykonywana jest procedura uśredniania po kątach, w celu otrzymania danych postaci $\gamma(|\mathbf{k}|)$. Przykładowe dopasowania zaników wykładniczych $|\hat{d}(\mathbf{k}, t)| = |\hat{d}(\mathbf{k}, t)| \exp(-\gamma(\mathbf{k})t)$ pokazałem na rysunku (4.4b).

Na końcu takie dane dopasowywane są do paraboli opisanej równaniem $\gamma(|\mathbf{k}|) = \gamma_{0,obs} + D|\mathbf{k}|^2$, z czego wyznaczany jest współczynnik dyfuzji. Przykładowe dopasowania pokazane są na rysunku (4.6).



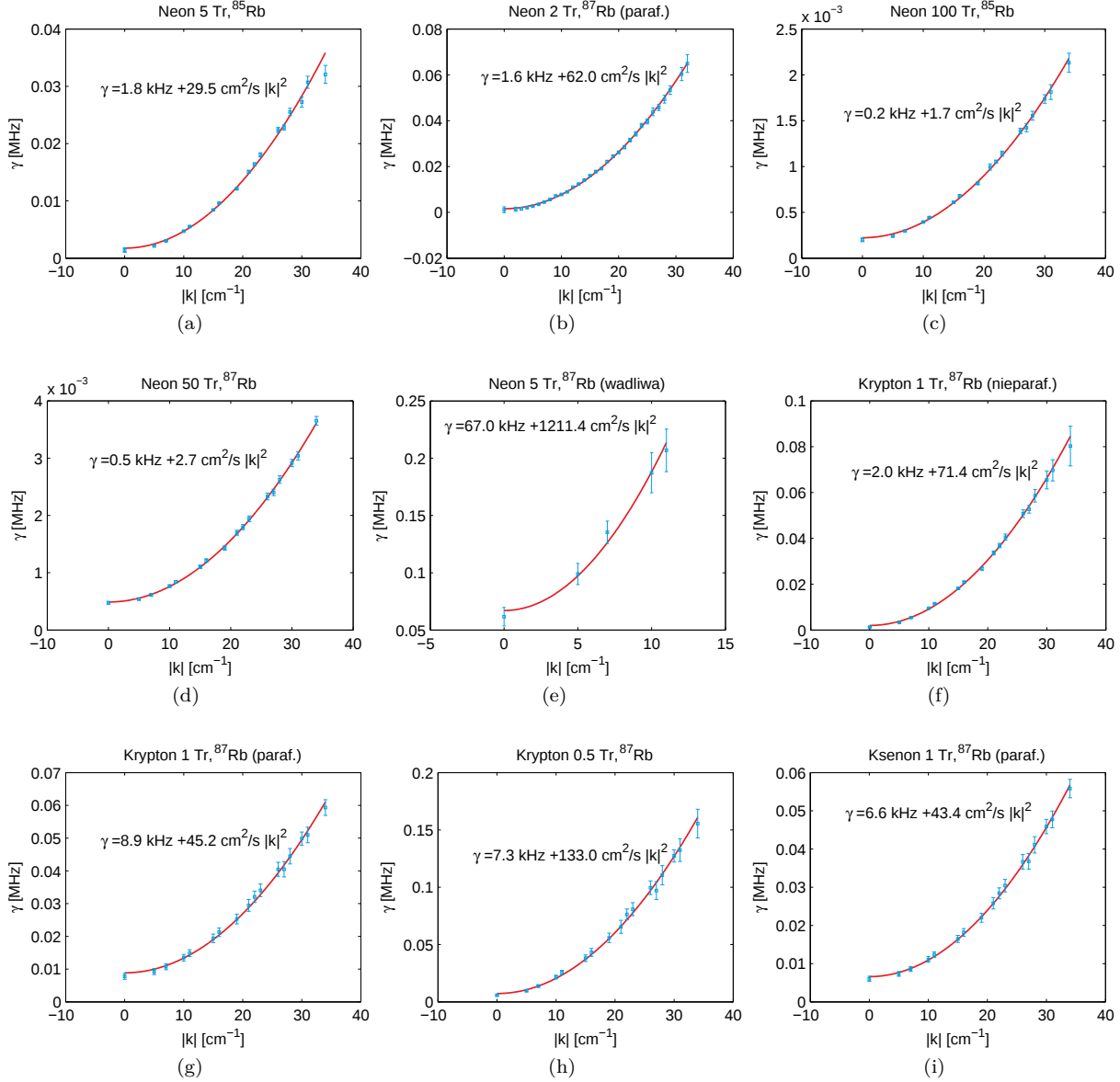
Rysunek 4.4: (a) Fragment modułu dwuwymiarowej transformaty Fouriera $|\hat{d}(\mathbf{k}, t)|$ mapy z rysunku (4.1c) (czyli dla $t = 20\mu s$). (b) Zaniki wykładnicze dla kilku różnych pojedynczych elementów transformaty $|\hat{d}(\mathbf{k}, t)|$. Zaniki są wyraźnie szybsze dla większych $|\mathbf{k}|$. Początkowa amplituda jest wynikiem początkowego napompowania, które jak pokazałem wcześniej jest w przybliżeniu opisywane funkcją Gaussa. Dla dużych $|\mathbf{k}|$ dopasowanie zaniku staje się niemożliwe ze względu na bardzo dużą szybkość oraz małą amplitudę początkową.



Rysunek 4.5: Zależność dopasowanej prędkości zaniku od położenia w przestrzeni odwrotnej. W idealnym przypadku w dwóch wymiarach powinna ona mieć kształt paraboloidy obrotowej, co otrzymane dane odzwierciedlają z zadowalającą dokładnością. Dane dla komórki z rubidem 87 i neonem pod ciśnieniem 2 Tr w temperaturze $45^\circ C$.

4.1.3 Wyniki dla różnych komórek

Na rysunku (4.6) przedstawiam dopasowania paraboli $\gamma = \gamma_{0,obs} + D|\mathbf{k}|^2$ do danych uzyskanych zgodnie z opisaną powyżej procedurą.



Rysunek 4.6: Dopasowania paraboli do danych uzyskanych metodą fourierowską z danych doświadczalnych dla różnych komórek. “paraf.” oznacza komórkę z parafinowanymi ściankami. Komórka z rubidem 87 i neon pod ciśnieniem 5 Tr wykazuje anomalnie szybką dyfuzję, co może być spowodowane wadliwym napełnieniem gazem buforowym.

4.2 Dyskusja i porównanie wyników

Wyniki zaprezentowane na wykresach w poprzedniej części zestawilem w tabeli (2). Zamieszone są tam też znormalizowane współczynniki dyfuzji - otrzymane w moim eksperymencie, przewidywane teoretycznie oraz opublikowane uprzednio.

Wyniki teoretyczne opierają się na metodzie zaproponowanej w [27]. Przybliżenie Chapmana i Enskoga dyfuzji w gazie dwuskładnikowym daje następujący wzór na współczynnik dyfuzji:

$$D = \frac{CT^{3/2}\sqrt{\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}}}{p\sigma_{12}^2\Omega} \quad (4.1)$$

gdzie σ_{12} jest *średnim promieniem zderzenia*, Ω wartością bezwymiarowej, zależnej od temperatury i kształtu potencjału atomów *całki zderzenia*, p ciśnieniem, T temperaturą, a M_1 i M_2 masami molekularnymi (atomowymi) składników. Stała C wynosi $0.46 \frac{\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{1/2}}{\text{s}^3 \cdot \text{K}^{3/2}}$.

Często używa się współczynnika dyfuzji znormalizowanego do temperatury $T_o = 273$ K i ciśnienia $p_o = 1$ atm = 760 Tr. Dla gazu doskonałego skalowanie jest następujące [30]:

$$D_o = D(p, T) \frac{p}{p_o} \sqrt{\frac{T_o}{T}} \quad (4.2)$$

Powyższa formuła nie jest jednak zgodna z (4.1), ze względu na zależność Ω od temperatury. Przy skalowaniu będę więc używał wzoru Chapmana-Enskoga, przy czym założę że gaz buforowy opisany jest równaniem gazu doskonałego.

Aby uzyskać D_o na podstawie zmierzonego $D(T, p)$ potrzebna jest wartość całki zderzenia Ω w temperaturze pomiaru i w 273 K. Obliczałem ją na podstawie informacji zawartych w podręczniku [27] oraz pracy teoretycznej [25]. Obliczone wartości całki zderzenia Ω umieściłem w tabeli (1). Okazuje się, że różnica wartości całki zderzenia Ω w rozważanych temperaturach (od 270 do 320 K) jest istotna. Fakt ten wydaje się być często niesłusznie pomijany.

Korzystając z najczęściej uzyskanych doświadczalnie parametrów mikroskopowych i wzoru Chapmana-Enskoga można uzyskać teoretyczne oszacowanie współczynnika dyfuzji. Średni promień zderzeń między atomami rubidu a gazu buforowego σ_{12} zgodnie z [27] może być obliczony jako średnia arytmetyczna indywidualnych promieni, czyli $\sigma_{12} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$. W pracy [28] podano jednak bezpośrednio zmierzony parametr σ_{12} , który nieco różni się od tego obliczonego jako średnia arytmetyczna. W tabeli (1) podaję obie te wartości, przy czym pierwsza z nich odpowiada średniej arytmetycznej, a druga bezpośredniemu pomiarowi. W tej samej tabeli podaję też masy atomowe. Dane te wystarczają, aby obliczyć D_o . Różnica wynikająca z różnych mas izotopów rubidu wynosi mniej niż 1% i jest całkowicie pomijalna przy dokładności eksperymentów.

Wyniki dla dyfuzji rubidu w neonie wykazują zadowalającą zgodność, chociaż niepewność średniej (0.18 ± 0.03 cm²/s) jest spora (prawie 20%). Wykazuje jednak zgodność z ostatnimi wynikami opublikowanymi w [5] i z niektórymi ze starszych wyników. Zastosowana metoda ma też znaczną przewagę nad starymi pomiarami,

Atom	σ [Å]	Ω z Rb w $T = 273$ K	Ω z Rb w $T = 318$ K	σ_{12} z Rb [Å]	M [u]
⁸⁷ Rb	4.405 [25]	-	-	-	86.9 [26]
⁸⁵ Rb	4.405 [25]	-	-	-	84.9 [26]
Ne	2.820 [27]	1.17	1.11	3.6, 3.4 [28]	20.2 [29]
Kr	3.655 [27]	1.76	1.62	4.0, 4.2 [28]	83.8 [29]
Xe	4.047 [27]	1.88	1.73	4.2, 4.3 [28]	131.3 [29]

Tabela 1: Parametry mikroskopowe atomów konieczne aby użyć wzoru Chapmana-Enskoga (4.1); σ - średni promień zderzenia, Ω - całka zderzenia, σ_{12} - średni promień wzajemnego zderzenia Rb z atomem gazu buforowego.

Komórka	$\gamma_{0,obs}$ [kHz]	D [cm ² /s]	D_o (ta praca) [cm ² /s]	D_o (teoria) [cm ² /s]	D_o (inne prace) [cm ² /s]
Ne 5 Tr, ⁸⁵ Rb	1.7 ± 0.5	29.5 ± 1.0	0.18 ± 0.02	0.145 ± 0.01	0.2 [5], 0.11 [31], 0.18 [7], 0.31 [6, 8], 0.48 [32]
Ne 2 Tr, ⁸⁷ Rb, paraf.	1.6 ± 0.2	62.0 ± 0.8	0.15 ± 0.02		
Ne 100 Tr, ⁸⁵ Rb	0.22 ± 0.02	1.69 ± 0.04	0.21 ± 0.03		
Ne 50 Tr, ⁸⁷ Rb	0.48 ± 0.01	2.70 ± 0.04	0.17 ± 0.02		
Ne 5 Tr, ⁸⁷ Rb	66 ± 16	1200 ± 200	-	0.065 ± 0.005	0.068 [5], 0.1 [33], 0.04 [17]
Kr 1 Tr, ⁸⁷ Rb	2.0 ± 0.5	71 ± 2	0.08 ± 0.01		
Kr 1 Tr, ⁸⁷ Rb, paraf.	8.0 ± 1.0	45 ± 2	0.06 ± 0.01		
Kr 0.5 Tr, ⁸⁷ Rb	7.0 ± 2.0	133 ± 4	0.08 ± 0.01	0.055 ± 0.005	0.057 [5]
Xe 1 Tr, ⁸⁷ Rb, paraf.	6.0 ± 1.0	43 ± 1	0.052 ± 0.006		

Tabela 2: Wyznaczone współczynniki dyfuzji D porównane z przewidywaniami teoretycznymi i innymi wynikami. Teoretyczną wartość D obliczałem dla temperatury 45°C, w której z dokładnością do 5°C wykonywany był eksperyment. Ciśnienia gazu buforowego podano dla temperatury 25°C. Niepewność wyznaczenia D_o pochodzi praktycznie w całości z niepewności podawanej przez producenta komórek (Precision Glassblowing) wynoszącej 10%. Błąd oszacowania teoretycznego wyniku z różnych wartości promienia wzajemnego zderzenia σ_{12} oraz niedokładności wzoru Chapmana-Enskoga określanej w [27] jako 8%.

które same różniły się między sobą nawet o 300%. Odrzuciłem wynik z komórki w której współczynnik dyfuzji wynosił 1200 ± 200 cm²/s. Sądzę, że tak niepoprawna wartość wynika z błędu producenta. Wynik ten potwierdzony został też metodą R. Chrapkiewicza.

Dla kryptonu średni wynik wynosi 0.07 ± 0.01 cm²/s, co jest zgodne z przewidywaniami teoretycznymi jak innymi pomiarami. Wynik ten prezentuje również zadowalająco niedużą niepewność.

Najciekawszy wynik dla ksenonu opiera się na pomiarze tylko jednej komórki, ostatecznym wynikiem jest więc 0.052 ± 0.006 cm²/s. Jest to z bardzo dobrą dokładnością zgodne z przewidywaniami teoretycznymi i wynikiem z [5]. Zgodnie z moją wiedzą jest to zaraz po [5] drugi pomiar dyfuzji rubidu w ksenonie.

Głównym źródłem niepewności jest ciśnienie gazu w komórce znane z dokładnością 10% zadeklarowaną przez producenta. Inne źródła to: zmienne powiększenie na długości komórki, niepewność kalibracji, dryf temperatury i niepewność jej wyznaczenia, dryf częstotści i mocy laserów, szumy kamery.

Rozdział 5

Podsumowanie

Motywacją dla pomiaru dyfuzji było dokładniejsze poznanie tego mechanizmu dekoherencji w pamięci kwantowej. Wyniki pomogą w odpowiednim doborze gazu buforowego. W szczególności ksenon do tej pory wydawał się być niedoceniany i mało używany, a wyniki tej pracy sugerują, że mógłby doskonale służyć jako gaz buforowy.

W pracy przedstawiłem nową metodę pomiaru dyfuzji polaryzacji atomów rubidu. Metoda polega na przestrzennym pompowaniu optycznym gazu atomów rubidu, a następnie obserwacji rozplywania się tego napompowania. Aby je zaobserwować, należy oświetlić komórkę z atomami szeroką wiązką próbkującą i mierzyć natężenie przechodzącego światła na kamerze. Gęstość optyczna ośrodka dostarcza informacji o przestrzennej i czasowej zależności gęstości atomów w komórce, co pozwala wyznaczyć współczynnik dyfuzji.

W ramach tej pracy wykonałem układ doświadczalny. Stworzyłem też program w środowisku LabVIEW sterujący całym eksperymentem i automatycznie wykonujący pomiar. Opisałem również prostą teorię umożliwiającą analizę danych doświadczalnych oraz na jej podstawie napisałem programy w środowisku MATLAB służące do analizy danych doświadczalnych.

Z użyciem skonstruowanego układu doświadczalnego wykonałem pomiaru dla różnych komórek z rubidem i gazami buforowymi. Otrzymałem współczynniki dyfuzji rubidu w neonie, kryptonie i ksenonie. Posłużą one do badań nad dekoherencją w pamięciach kwantowych i być może pomogą przy badaniach na hiperpolaryzację ksenonu.

Zaprezentowana metoda może być stosowana w wielu podobnych układach. W przyszłości przydatne byłoby precyzyjne zmierzenie współczynnika dyfuzji rubidu w innych gazach neutralnych. Nic nie stoi na przeszkodzie, aby użyć laserów dostrojonych do linii np. cezu, również używanego w pamięciach kwantowych, w celu uzyskania analogicznych wyników dla tego pierwiastka.

Dalsze badania nad dekoherencją w pamięciach kwantowych będą natomiast musiały dotyczyć też innych jej mechanizmów, takich jak na przykład poszerzenie zderzeniowe linii.

Bibliografia

- [1] L M Duan, M D Lukin, J I Cirac, and P Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414(6862):413–8, November 2001.
- [2] C H van der Wal, M D Eisaman, A André, R L Walsworth, D F Phillips, A S Zibrov, and M D Lukin. Atomic memory for correlated photon states. *Science (New York, N.Y.)*, 301(5630):196–200, July 2003.
- [3] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, and H. J. Kimble. Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. *Nature*, 423(6941):731–734, June 2003.
- [4] Radoslaw Chrapkiewicz and Wojciech Wasilewski. Generation and delayed retrieval of spatially multi-mode Raman scattering in warm rubidium vapors. *Optics Express*, 20(28):29540, December 2012.
- [5] Radoslaw Chrapkiewicz, Wojciech Wasilewski, and Czeslaw Radzewicz. How to measure diffusional decoherence in multimode Rubidium vapor memories? *arXiv:1304.5396*, April 2013.
- [6] W. Franzen. Spin Relaxation of Optically Aligned Rubidium Vapor. *Physical Review*, 115(4):850–856, August 1959.
- [7] Jacques Vanier, JF Simard, and JS Boulanger. Relaxation and frequency shifts in the ground state of $\text{Rb}^{\{85\}}$. *Physical Review A*, 9(3), 1974.
- [8] M. Arditi and T. R. Carver. Hyperfine Relaxation of Optically Pumped Rb^{87} Atoms in Buffer Gases. *Phys. Rev.*, 620(1956), 1964.
- [9] P. Bicchi, L. Moi, P. Savino, and B. Zambon. Measurement of the diffusion coefficient of oriented Na atoms in different buffer gases. *Il Nuovo Cimento B*, 55(1):1–14, January 1980.
- [10] A. Gozzini, N. Ioli, and F. Strumia. A new method for the study of the diffusion of optically oriented atoms in a buffer gas. *Il Nuovo Cimento B Series 10*, 49(2):185–193, June 1967.
- [11] O. Firstenberg, M. Shuker, R. Pugatch, D. Fredkin, N. Davidson, and a. Ron. Theory of thermal motion in electromagnetically induced transparency: Effects of diffusion, Doppler broadening, and Dicke and Ramsey narrowing. *Physical Review A*, 77(4):043830, April 2008.
- [12] O. Firstenberg, P. London, D. Yankelev, R. Pugatch, M. Shuker, and N. Davidson. Self-Similar Modes of Coherent Diffusion. *Physical Review Letters*, 105(18):183602, October 2010.
- [13] Ofer Firstenberg, Moshe Shuker, Amiram Ron, and Nir Davidson. Coherent Diffusion of Polaritons in Atomic Media. *arXiv:1207.6748*, July 2012.
- [14] Dimitry Yankelev, Ofer Firstenberg, Moshe Shuker, and Nir Davidson. Shape-preserving diffusion of a high-order mode. *Optics letters*, 38(8):1203–5, April 2013.
- [15] L. Zhao, T. Wang, Y. Xiao, and S. Yelin. Image storage in hot vapors. *Physical Review A*, 77(4):041802, April 2008.

- [16] Yanhong Xiao, Irina Novikova, David Phillips, and Ronald Walsworth. Diffusion-Induced Ramsey Narrowing. *Physical Review Letters*, 96(4):043601, February 2006.
- [17] D. B. Higginbottom, B. M. Sparkes, M. Rancic, O. Pinel, M. Hosseini, P. K. Lam, and B. C. Buchler. Spatial-mode storage in a gradient-echo memory. *Physical Review A*, 86(2):023801, August 2012.
- [18] Mahdi Hosseini, Ben M Sparkes, Gabriel Hétet, Jevon J Longdell, Ping Koy Lam, and Ben C Buchler. Coherent optical pulse sequencer for quantum applications. *Nature*, 461(7261):241–5, September 2009.
- [19] Mary L Mazzanti, Ronn P Walvick, Xin Zhou, Yanping Sun, Niral Shah, Joey Mansour, Jessica Gereige, and Mitchell S Albert. Distribution of hyperpolarized xenon in the brain following sensory stimulation: preliminary MRI findings. *PloS one*, 6(7):e21607, January 2011.
- [20] A. Fink, D. Baumer, and E. Brunner. Production of hyperpolarized xenon in a static pump cell: Numerical simulations and experiments. *Physical Review A*, 72(5):053411, November 2005.
- [21] Christopher Witte, Martin Kunth, Jörg Döpfert, Federica Rossella, and Leif Schröder. Hyperpolarized xenon for NMR and MRI applications. *Journal of visualized experiments : JoVE*, (67), January 2012.
- [22] A Kastler. Optical methods for studying hertzian resonances. *Science (New York, N. Y.)*, 158(3798):214–21, October 1967.
- [23] M Auzinsh, D Budker, and SM Rochester. *Optically polarized atoms*. 2010.
- [24] K L Corwin, Z T Lu, C F Hand, R J Epstein, C E Wieman. Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor. *Applied optics*, 37(15):3295 – 8, 1998.
- [25] Mohammad Hadi Ghatee and Fatemeh Niroomand-Hosseini. Hard-wall potential function for transport properties of alkali metal vapors. *The Journal of chemical physics*, 126(1):014302, January 2007.
- [26] MP Bradley, JV Porto, and Simon Rainville. Penning Trap Measurements of the Masses of ^{133}Cs , ^{87}Rb , and ^{23}Na with Uncertainties ≤ 0.2 ppb. *Physical Review Letters*, pages 8–11, 1999.
- [27] E. L. Cussler. *Diffusion: mass transfer in fluid systems*. Cambridge University Press, 2007.
- [28] K. Gibble and A. Gallagher. Measurements of velocity-changing collision kernels. *Physical Review A*, 43(3):1366–1380, February 1991.
- [29] A. Earnshaw and Norman Greenwood. *Chemistry of the Elements, Second Edition*. Butterworth-Heinemann, 1997.
- [30] W. Hogervorst. Diffusion coefficients of noble-gas mixtures between 300 K and 1400 K. *Physica*, 51(1):59–76, January 1971.
- [31] M. Shuker, O. Firstenberg, R. Pugatch, A. Ron, and N. Davidson. Storing Images in Warm Atomic Vapor. *Physical Review Letters*, 100(22):223601, June 2008.
- [32] F. Franz. Rubidium Spin Relaxation in the Rare Gases Under Ultraclean Conditions. *Physical Review*, 139(3A):A603–A611, August 1965.
- [33] M. A. Bouchiat. Evidence for Rb-Rare-Gas Molecules from the Relaxation of Polarized Rb Atoms in a Rare Gas. Experimental Results. *The Journal of Chemical Physics*, 56(7):3703, April 1972.