

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Michał Parniak-Niedojadło

Nr albumu: 306311

Czterofotonowe procesy nieliniowe w ciepłych parach rubidu jako potencjalny interfejs światło-atomy

Praca magisterska
na kierunku FIZYKA
w zakresie OPTYKI

Praca wykonana pod kierunkiem
dr. hab. Wojciecha Wasilewskiego
Zakład Optyki
Instytut Fizyki Doświadczalnej

Warszawa, lipiec 2015

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 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 pracy

Streszczenie

W pracy przedstawiłem szereg doświadczeń dotyczących mieszania czterech fal i rozpraszania Ramana w ciepłych parach rubidu. W szczególności, zbadałem rezonanse mieszania czterech fal, porównując je z opracowanym modelem teoretycznym obejmującym poszerzenie Dopplera i strukturę nadsubtelną. Zademonstrowałem również działanie pamięci dla makroskopowych stanów światła. Najważniejszym wynikiem jest demonstracja działania całkowicie nowego interfejsu opartego o czterefotonowe przejście Ramanowskie, który otwiera nowe możliwości w zakresie inżynierii fal spinowych. Przeprowadzone badania, osadzone w szerokim kontekście interfejsów światło-atomy, są istotne zarówno dla zagadnień pamięci kwantowych jak i nieliniowej konwersji częstości optycznych.

Słowa kluczowe

interfejs światło-atomy, mieszanie czterech fal, rozpraszanie Ramana, atomy rubidu

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

Klasyfikacja tematyczna

32.80.-t Photon-atom interactions

42.50.Gy Effects of atomic coherence on propagation, absorption, and amplification of light; electromagnetically induced transparency and absorption

42.65.Ky Frequency conversion (nonlinear optics)

Tytuł pracy w języku angielskim

Four-photon nonlinear processes in warm rubidium vapours as a potential light-atom interface



Quantum
Memories
Laboratory

Spis treści

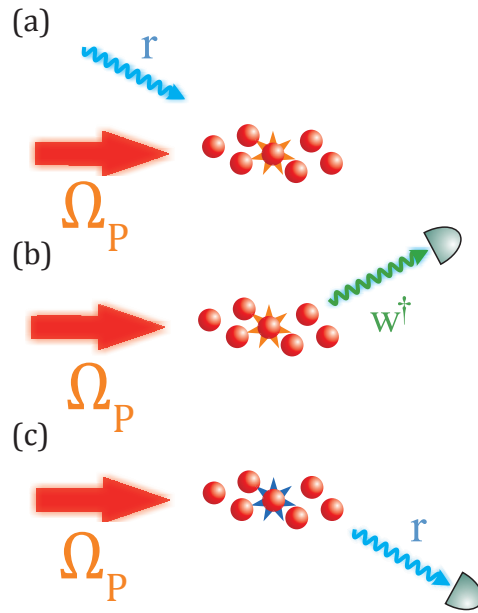
1	Wstęp	8
2	Wprowadzenie	12
2.1	Oddziaływanie światła i atomów	12
2.2	Atom rubidu	16
2.3	Poszerzenie Dopplera	17
2.4	Procesy wielofotonowe	19
3	Mieszanie czterech fal	22
3.1	Współbieżne wiązki w konfiguracji diamentu $\diamond$	22
3.2	Przeciwbieżne wiązki w konfiguracji diamentu $\diamond$	31
3.3	Skolimowane światło niebieskie	32
4	Rozpraszanie Ramana	36
4.1	Układ lambda Λ	36
4.2	Rozpraszanie czterofotonowe w konfiguracji drabiny Ξ	40
4.3	Zastosowania	46
5	Perspektywy i Wnioski	51
	Dodatki	52
A	Rachunek zaburzeń	53
B	Całka profilu linii	55
C	Mechanizmy stabilizacji laserów i referencji częstości	57
C.1	Spektroskopia nasyceniowa	57
C.2	Dichroizm kołowy	58
C.3	Obrót Faraday’a	59
	Bibliografia	60

innych metali alkalicznych, stanowią niezwykle popularny ośrodek do badań oddziaływań atomów ze światłem na zarówno fundamentalnym jak i inżynierskim poziomie. Popularność ta wynika z dużej prostoty zastosowania połączonej z doskonałą wydajnością. Właściwie wszystkie interfejsy pomiędzy światłem i atomami rubidu opierają się na prostych procesach nieliniowych. Nieliniowość optyczna umożliwia efektywny, spójny transfer światła pomiędzy różnymi modami. Atomy wykazują bardzo silne, rezonansowe nieliniowości, które są o rzędy wielkości większe niż te znane z być może nieco prostszych w zastosowaniach kryształów nieliniowych.

Rozpraszanie Ramana Podczas dyskusji działania interfejsu wspomniałem, że jego koniecznym elementem jest długo żyjąca spójność między stanami kwantowymi. W atomach rubidu taką spójnością jest spójność pomiędzy składowymi struktury nadsubtelnej stanu podstawowego. Istnieje wiele sposobów na sprzężanie światła i spójności stanu podstawowego, przy czym większość opiera się o układ trzech poziomów w konfiguracji Λ . Do interfejsów rezonansowych należy między innymi proces EIT (*electromagnetically induced transparency*) [15–17]. Typowo używa się jednak procesów pozarezonansowych, które w układzie Λ przybierają postać rozpraszania Ramana. Kiedy rozpraszanie powoduje populowanie stanu uprzednio nieobsadzonego, proces będę nazywał rozpraszaniem Stokesa, a w przeciwnym przypadku rozpraszaniem anty-Stokesa. Terminologia ta bywa jednak zmienna w różnych środowiskach.

Przejścia Ramanowskie wykorzystano między innymi do stworzenia pamięci kwantowej [18–24] (elementarne procesy budujące pamięć kwantową przedstawia rysunek 1.2), magnetometrii [25, 26] oraz realizacji oddziaływania typu QND (*quantum non-demolition measurement*) [27, 28]. Dodając do układu gradient pola magnetycznego stworzono niezwykle ciekawe rozszerzenie dotychczasowych pomysłów, tzw. pamięć GEM (*gradient echo memory*) [29–32].

Pamięci wielomodowe Wielomodowy, przestrzenny charakter oddziaływań Ramanowskich na poziomie pojedynczych fotonów i wzbudzeń atomowych umożliwia efektywniejsze przechowywanie stanów światła. Zagadnienie modów przestrzennych jest istotną częścią badań prowadzonych w naszej grupie [33]. W szczególności zajmowałem się tym



Rysunek 1.2: Trzy różne sytuacje eksperymentalne wykorzystujące rozpraszanie Ramana jako interfejs światło-atomy: (a) zapis pola r przy pomocy pola kontrolnego Ω_P w atomach w procesie anty-Stokesa, (b) tworzenie par wzbudzonych atomów i fotonów modzie w - dwumodowego stanu ściśniętego w procesie Stokesa oraz (c) odczyt transfer wzbudzeń z atomów do modu r w procesie anty-Stokesa.

zagadnieniem teoretycznie [34] (preprint), co nie jest jednak częścią niniejszej pracy magisterskiej.

Najprostszym sposobem rozumienia wielomodowego charakteru oddziaływania są kierunki rozproszenia. Rozważmy sytuację, w której padający foton o wektorze falowym $\mathbf{k}_1$ rozprasza się w procesie Stokesa do wektora falowego $\mathbf{k}_S$. Różnica pędów zostaje zapisana w tzw. fali spinowej, tzn. zależnej od położenia $\mathbf{r}$ spójności atomowej $\rho_{gh}(\mathbf{r}) = \rho_{gh}(0) \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})$, gdzie $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_S$ jest wektorem fali spinowej. Składowe K_x i K_y stanowią o modach poprzecznych pamięci kwantowej i umożliwiają jednoczesne przechowywanie wielu modów. Składowa podłużna nie jest modyfikowalna w typowym interfejsie Ramanowskim, jednak jego rozszerzenie gradient pola magnetycznego umożliwia pewne manipulacje [29].

Najważniejszym wynikiem tej pracy jest zaproponowany i zrealizowany w rozdziale 4 interfejs czterofotonowy, umożliwiający arbitralne adresowanie różnych fal spinowych, co znacząco zwiększa możliwości pamięci wielomodowych. W szczególności możliwe staje się adresowanie dowolnych składowych podłużnych.

Dekoherencja w tego typu układach jest ważnym zagadnieniem, a jednym z jej mechanizmów jest dyfuzja. Powoduje ona zanik fal spinowych, proporcjonalny do kwadratu ich długości $|\mathbf{K}|^2$. Zajmowałem się tym zagadnieniem przed przystąpieniem do badań opisanych w tej pracy, co zostało opisane w artykule w *Applied Physics B* [35].

Wyższe stany wzbudzone Popularność zyskały ostatnio również interfejsy oparte o wyższe poziomy wzbudzone, w szczególności poziomy Rydbergowskie [36–38], tzn. poziomy o wysokiej głównej liczbie kwantowej. Duże rozmiary atomów Rydbergowskich (czy też ściśle rzecz biorąc duża średnia odległość wzajemna elektronu i jądra atomowego) umożliwiają sterowanie interakcją światło-materia poprzez oddziaływania atom-atom. W tej pracy w rozdziale 3 szczegółowo zostanie opisany nowy, unikalny interfejs oparty o przejścia do stanów powłoki 5D rubidu, które oferują nieco inne możliwości niż stany Rydbergowskie.

Konwersja częstości Poza interfejsami i pamięciami kwantowymi, silną nieliniowość atomową można wykorzystać też do inżynierii stanów światła bez transferu informacji do lub z atomów. Najważniejszym przykładem jest tutaj proces spontanicznego mieszania czterech fal, który pozwala generować dwumodowe, ściśnięte stany światła [39, 40]. Proces taki można zrealizować w różnych konfiguracjach, między innymi w konfiguracji diamentu [41–44], którą będę szczegółowo dyskutować w tej pracy. Konfiguracja ta zapewnia ciekawe możliwości kształtowania modów pojedynczych fotonów [45, 46].

Innym zastosowaniem jest nieliniowa konwersja częstości, której poświęcony jest rozdział 2 tej pracy. Część moich wyników dotyczących konwersji częstości zostało opublikowanych w publikacji pokonferencyjnej w [47], lecz główny wynik rozdziału 2 dotyczący rezonansów mieszania czterech fal został opublikowany w pracy w [48]. Wiele innych prac naukowych poświęconych jest temu zagadnieniu [49–55].

Cele i struktura pracy

Struktura pracy jest następująca. Rozdział 2 jest przeglądem zagadnień dotyczących teorii oddziaływań światła z atomami. Wprowadzam podstawowe koncepcje, a następnie przytaczam przykłady prostych procesów w ciepłych atomach rubidu. W rozdziale 3 omawiam szczegółowo proces mieszania czterech fal w różnych konfiguracjach. Przedstawiam

wyniki oryginalnego doświadczenia porównane z wypracowanym modelem teoretycznym, który jako pierwszy jest w stanie uwzględnić strukturę nadsubtelną i poszerzenie Dopplera w tak złożonym układzie w sposób ścisły. W rozdziale 4 omawiam proces rozpraszanie Ramana, zaczynając od przytoczenia prostego modelu teoretycznego i wyników własnych doświadczeń, między innymi prezentujących działanie makroskopowej pamięci kwantowej. Następnie przedstawiam działanie analogicznego interfejsu opartego o przejścia czterofotonowe. Interfejs tego typu nie był wcześniej prezentowany w literaturze. Na koniec przedstawiam potencjalne zastosowania, począwszy od inżynierii fal spinowych, która stanie się przedmiotem dalszych badań, kończąc na zastosowaniach w komunikacji kwantowej. Rozdział 5 podsumowuje pracę.

Wyniki pracy są znaczące dla badań dotyczących zarówno mieszania czterech fal i innych metod konwersji częstości, jak i badań nad interfejsami światło-atomy. W szczególności najcenniejszymi wynikami są model teoretyczny opisujący mieszanie czterech fal w rubidzie, który doskonale odtwarza wyniki przeprowadzonych doświadczeń, oraz demonstracja działania czterofotonowego interfejsu. Dalsze badania nad inżynierią fal spinowych znacząco przyczynią się do zwiększenia możliwości wielomodowych pamięci kwantowych.

Rozdział 2

Wprowadzenie

2.1 Oddziaływanie światła i atomów

Rozdział ten stanowi wstęp do teorii oddziaływań atomów i pól optycznych. Z wprowadzonych konwencji i niektórych wyników będę korzystał w dalszych częściach tej pracy.

Podstawowy Hamiltonian

Najprostszym układem rozważanym w fizyce atomowej jest atom dwupoziomowy sprzężony z pojedynczym modem pola optycznego. W następujących częściach omówię podstawy oddziaływania atomu dwupoziomowego ze światłem, pozwalające przewidzieć ewolucję zarówno stanu atomu jak i pola optycznego. Na końcu rozszerzę opis do bardziej złożonych, rzeczywistych atomów.

Rozważany system składa się z dwóch stanów kwantowych: stanu podstawowego $|0\rangle$ i stanu wzbudzonego $|1\rangle$. Ewolucję atomu będzie rządził hamiltonian:

$$\hat{H} = \hat{H}_B + \hat{V}. \quad (2.1)$$

Hamiltonian bazowy $\hat{H}_B$ opisuje energię nieoddziałującego atomu. Możemy założyć, że energia stanu podstawowego wynosi $\langle 0 | \hat{H}_B | 0 \rangle = 0$, natomiast energia stanu wzbudzonego to $\langle 1 | \hat{H}_B | 1 \rangle = \hbar\omega_0$. Hamiltonian $\hat{H}_B$ wynosi więc

$$\hat{H}_B = \hbar\omega_0 |1\rangle\langle 1|. \quad (2.2)$$

Druga część hamiltonianu $\hat{V}$ odpowiada za oddziaływanie ze światłem. Nie przytaczam tu pełnego wyprowadzenia tej części hamiltonianu, które można znaleźć w literaturze [56, 57]. Ograniczymy się tutaj do jej postaci w przybliżeniu dipolowym, co daje:

$$\hat{V} = -\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{d}}, \quad (2.3)$$

gdzie $\mathbf{E} = 1/2(\mathbf{A}e^{-i\omega t} + \mathbf{A}^*e^{i\omega t})$ jest wektorem pola elektrycznego a $\hat{\mathbf{d}}$ operatorem momentu dipolowego.

Wyrażenie 2.3 można rozumieć po prostu jak energię dipola w polu elektrycznym. Wartości średnie tego operatora na stanach rzeczywistego atomu będą równe $\langle \psi | \hat{\mathbf{d}} | \phi \rangle = \langle \psi | -e\hat{\mathbf{r}} | \phi \rangle$, gdzie e jest ładunkiem elektronu a $\hat{\mathbf{r}}$ operatorem położenia. Dla dowolnych stanów własnych nieoddziałującego atomu oczekiwana wartość momentu dipolowego wynosi zero. Oznacza to, że $\hat{\mathbf{d}}$ jest operatorem niediagonalnym.

Polaryzacje

Warto tu zauważyć, że operator $\hat{\mathbf{d}}$ jest w ścisłym sensie wektorem operatorów. W szczególności, może rozłożyć go w bazie polaryzacji:

$$\hat{\mathbf{d}} = \sum_i \hat{d}^i \boldsymbol{\epsilon}_i.$$

Podobnie amplituda pola elektrycznego $\mathbf{A}$ może być zapisana w tej samej bazie:

$$\mathbf{A} = \sum_i A^i \boldsymbol{\epsilon}_i, \quad (2.4)$$

W obu powyższych rozkładach indeks i przebiega albo przez polaryzacje liniowe x, y i z , albo przez polaryzacje kołowe, co będziemy oznaczać $i = +$ ($i = -$) dla polaryzacji prawoskrętnej (lewoskrętnej) oraz $i = 0$ dla polaryzacji z . W przypadku amplitudy pola $\mathbf{A}$ poszczególne składowe A^i są skalarami, natomiast w przypadku operatora $\hat{\mathbf{d}}$ operatorami. Przykładowo, $\hat{d}^x = -e\hat{x}$, $\hat{d}^y = -e\hat{y}$ oraz $\hat{d}^z = -e\hat{z}$. Dla polaryzacji kołowych natomiast mamy $\hat{d}^+ = -e(\hat{x} + i\hat{y})$ i $\hat{d}^- = -e(\hat{x} - i\hat{y})$.

Obraz oddziaływania

Wracając to modelu atomu dwupoziomowego, możemy ograniczyć się do wyrazów $\langle 0|\hat{\mathbf{d}}|1\rangle = \mathbf{d}_{01}$ oraz $\langle 1|\hat{\mathbf{d}}|0\rangle = \mathbf{d}_{10}$. W szczególności jednak $\mathbf{d}_{10} = \mathbf{d}_{01}^*$, co dodatkowo upraszcza sytuację. Możemy teraz zapisać hamiltonian oddziaływania w bazie stanów własnych $\hat{H}_B$:

$$\hat{V} = -\frac{1}{2}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{d}_{01}e^{-i\omega t} + \mathbf{A}^* \cdot \mathbf{d}_{01}e^{i\omega t})|0\rangle\langle 1| - \frac{1}{2}(\mathbf{A} \cdot \mathbf{d}_{10}e^{-i\omega t} + \mathbf{A}^* \cdot \mathbf{d}_{10}e^{i\omega t})|1\rangle\langle 0|. \quad (2.5)$$

Powyższy hamiltonian zawiera nietrywialną zależność od czasu. Aby uprościć zagadnienie, przechodzimy do obrazu oddziaływania związanego z hamiltonianem $\hat{H}_0 = \hbar\omega|1\rangle\langle 1|$. Odpowiada to przejściu do układu odniesienia wirującego z padającym polem. Interesujący nas hamiltonian oddziaływania w obrazie oddziaływania wynosi:

$$\begin{aligned} \hat{H}_I &= \exp(i\hat{H}_0t/\hbar)(\hat{H} - \hat{H}_0)\exp(-i\hat{H}_0t/\hbar) = \\ &= -\hbar\Delta|1\rangle\langle 1| - \frac{1}{2}\mathbf{d}_{01} \cdot (\mathbf{A}e^{-2i\omega t} + \mathbf{A}^*)|0\rangle\langle 1| - \frac{1}{2}\mathbf{d}_{10} \cdot (\mathbf{A}^*e^{2i\omega t} + \mathbf{A})|1\rangle\langle 0|, \end{aligned} \quad (2.6)$$

gdzie $\Delta = \omega - \omega_0$ nazywamy odstrojeniem pola optycznego od rezonansu. Wyrażanie to upraszczamy pomijając człony wirujące z częstością 2ω , co nazywa się przybliżeniem wirującej fali (ang. *rotating wave approximation*). Przybliżenie to jest szerzej dyskutowane w literaturze [58]. Wygodnie jest zapisać siłę oddziaływania dipolowego w formie częstości, zwanej częstością Rabiego i zdefiniowanej jako $\Omega = \frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{d}_{10}}{\hbar}$, ostatecznie otrzymując prostą postać hamiltonianu oddziaływania:

$$\hat{H}_I = -\hbar\Delta|1\rangle\langle 1| - \hbar\frac{\Omega^*}{2}|0\rangle\langle 1| - \hbar\frac{\Omega}{2}|1\rangle\langle 0|. \quad (2.7)$$

Od tej pory pozostajemy w obrazie oddziaływania z przybliżeniem wirującej fali.

Równanie Liouville'a

Zapiszemy teraz równanie ewolucji macierzy gęstości $\hat{\rho}$ opisującej stan atomu. Równanie to w ogólności ma postać:

$$\dot{\rho} = \mathcal{L}(\rho), \quad (2.8)$$

gdzie $\mathcal{L}$ jest operatorem liniowym na przestrzeni macierzy gęstości. Równanie takie w ogólności nazywa się równaniem Master i ma szerokie zastosowania przy przewidywaniu ewolucji skomplikowanych układów atomy-światło [59]. Tutaj ograniczymy się do ewolucji hamiltonowskiej z relaksacją i repopulacją:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_I', \rho] - \frac{1}{2}\{\hat{\Gamma}, \rho\} + \hat{\Lambda}, \quad (2.9)$$

gdzie $[\cdot, \cdot]$ oznacza komutator, a $\{\cdot, \cdot\}$ antykomutator. Macierz $\hat{\Gamma}$ jest macierzą relaksacji i ma następującą postać:

$$\hat{\Gamma} = \Gamma|1\rangle\langle 1|. \quad (2.10)$$

Oznacza to po prostu relaksację stanu wzbudzonego. Aby zachować ślad macierzy gęstości równy 1, czy też ilość atomów, wprowadzamy też macierz repopulacji:

$$\hat{\Lambda} = \Gamma|0\rangle\langle 0|\rho_{11}. \quad (2.11)$$

Stany stacjonarne

Równanie 2.9 pozwala przewidywać ewolucję czasową atomu. Interesować nas tu będą jednak jedynie rozwiązania stacjonarne (dla $t \rightarrow \infty$). Dla tak prostego układu jak atom dwupoziomowy mają one prostą formę:

$$\rho_{11} = \frac{|\Omega|^2}{\Gamma^2 + 2|\Omega|^2 + 4\Delta^2}, \quad (2.12)$$

$$\rho_{10} = -\frac{2(\Delta - i\Gamma/2)\Omega}{\Gamma^2 + 2|\Omega|^2 + 4\Delta^2}. \quad (2.13)$$

W reżimie w którym dominuje relaksacja, tzn $\Omega \ll \Gamma$, czy też w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń względem parametru Ω/Γ otrzymujemy po prostu:

$$\rho_{10} = -\frac{2(\Delta - i\Gamma/2)\Omega}{(\Delta + i\Gamma/2)(\Delta - i\Gamma/2)} = -\frac{\Omega}{2(\Delta + i\Gamma/2)}. \quad (2.14)$$

Wynik ten można otrzymać albo jako granicę równania 2.13, albo stosując rachunek zaburzeń opisany w dodatku A. Powyższe wyrażenia dają Lorentzowskie kształty linii absorpcyjnych i dyspersyjnych. W szczególności ściśle wyrażenia 2.12 i 2.13 uwzględniają też poszerzenie natężeniowe (człon $|\Omega|^2$ w mianowniku).

Propagacja

Aby jednak przewidywać natężenia pól po przejściu przez ośrodek atomowy, musimy rozważyć najpierw polaryzację optyczną ośrodka $\tilde{\mathbf{P}} = 1/2\mathbf{P}e^{-i\omega t} + \text{c.c.}$. Polaryzacja jest w ogólności dana wzorem:

$$\tilde{\mathbf{P}} = n\text{Tr}(\rho\hat{\mathbf{d}}), \quad (2.15)$$

gdzie n jest ilością atomów na jednostkę objętości. Aby obliczyć polaryzację wrócimy na chwilę do laboratoryjnego układu odniesienia. Operator momentu dipolowego ma prostą postać $\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{d}_{01}|0\rangle\langle 1| + \mathbf{d}_{10}|1\rangle\langle 0|$, macierz gęstości (rozwiązanie stanu stacjonarnego) musimy natomiast przenieść z układu wirującego z polem:

$$\rho_{\text{LAB}} = \exp(-i\hat{H}_0 t/\hbar)\rho\exp(i\hat{H}_0 t/\hbar). \quad (2.16)$$

Spójność ma w tym układzie następującą postać:

$$\rho_{10,\text{LAB}} = -\frac{\Omega}{2(\Delta + i\Gamma/2)}e^{-i\omega t}. \quad (2.17)$$

Polaryzacja obliczona ze wzoru 2.15 będzie równa:

$$\tilde{\mathbf{P}} = -n\frac{\Omega\mathbf{d}_{01}}{2(\Delta + i\Gamma/2)}e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad (2.18)$$

Pozwala nam to podać po prostu amplitudę polaryzacji:

$$\mathbf{P} = -n\frac{\Omega\mathbf{d}_{01}}{(\Delta + i\Gamma/2)}, \quad (2.19)$$

gdzie ponadto możemy zdefiniować podatność χ , tak żeby $\mathbf{P} = \epsilon_0\chi\mathbf{A}$:

$$\chi = -n\frac{|\mathbf{d}_{01}|^2}{\hbar\epsilon_0(\Delta + i\Gamma/2)}. \quad (2.20)$$

Zakładając że w przestrzeni rozważane pola są falami płaskimi, w przybliżeniu wolnozmiennej obwiedni [60, 61] otrzymujemy równanie ewolucji amplitudy w przestrzeni:

$$2i\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial z} = -\frac{\omega}{c\epsilon_0}\mathbf{P}. \quad (2.21)$$

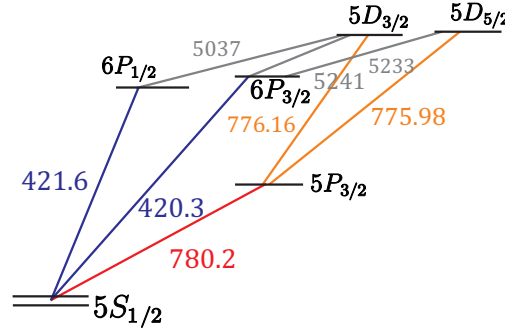
Otrzymujemy z tego prawo absorpcji i dyspersji:

$$\mathbf{A}(z) = \mathbf{A}(0)\exp\left(-n\frac{ik}{2\hbar\epsilon_0}\frac{|d_{01}|^2}{\Delta + i\Gamma/2}z\right). \quad (2.22)$$

W nieco innym przypadku, gdy na ośrodek nie pada żadne światło, ale uprzednio wytworzona tam została pewna polaryzacja (spójność), na wyjściu z ośrodka o długości L otrzymamy emisję światła o amplitudzie:

$$\mathbf{A}_{\text{out}} = \frac{ik}{2\epsilon_0}nL\mathbf{d}_{01}\rho_{10}. \quad (2.23)$$

2.2 Atom rubidu



Rysunek 2.1: Wybrana część struktury energetycznej atomu rubidu.

	⁸⁵ Rb	⁸⁷ Rb
5D _{5/2}	0 ——— 2.9	1 ——— 15
	1 ——— 5.5	2 ——— 23
	2 ——— 7.6	3 ——— 29
	3 ——— 9.0	4 ——— 29
	4 ——— 9.4	
5D _{3/2}	4 ——— 16	3 ——— 43
	3 ——— 12	2 ——— 29
	2 ——— 8	1 ——— 14
	1 ———	0 ———
5P _{3/2}	4 ——— 121	3 ——— 267
	3 ——— 63	2 ——— 157
	2 ——— 29	1 ——— 72
	1 ———	0 ———
5P _{1/2}	3 ——— 362	2 ——— 813
	2 ———	1 ———
5S _{1/2}	3 ——— 3036	2 ——— 6835
	2 ———	1 ———

Rysunek 2.2: Struktura nadsubtelna stanów atomów rubidu istotnych dla tej pracy. Dla każdego stanu zaznaczonego kreską po lewej podano jego całkowity moment pędu F . Pomiedzy stanami podano rozszczepienia nadsubtelne w MHz.

We wszystkich eksperymentach, które przedstawiam w tej pracy jako ośrodka materialnego, który oddziaływał ze światłem używałem atomów rubidu. Rubid jest metalem alkalicznym pierwszej grupy układu okresowego o liczbie atomowej 37. W eksperymentach optyki kwantowej i fizyki atomowej używa się go w postaci gazowej. W tej pracy używałem niewielkich (2.5 cm średnicy, 5 do 10 cm długości), cylindrycznych komórek próżniowych, w których umieszczono nieco metalicznego rubidu. Nawet w temperaturze pokojowej ciśnienie par rubidu jest już dość istotne, lecz zwykle należy podgrzać komórkę w celu uzyskania większego ciśnienia, które wyraża się wzorem:

$$p = p_0 e^{-Q/k_B T}, \quad (2.24)$$

gdzie Q jest ciepłem parowania równym $Q/k_B = 9303$ K dla temperatur powyżej temperatury topnienia $T_m = 312.45$ K oraz ciepłem sublimacji równym $Q/k_B = 9705$ K poniżej tej temperatury. Podobnie $p_0 = 7.2 \times 10^4$ atm dla $T < T_m$ oraz $p_0 = 2.1 \times 10^4$ atm dla $T > T_m$. Przykładowo, dla temperatury $T = 335$ K dostajemy ciśnienie par rubidu $p = 0.014$ mTorr, co odpowiada gęstości atomów równej około $n = 4 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

W temperaturach rzędu 300-400 K prędkość termiczna atomów jest na tyle istotna, że powoduje poszerzenia Dopplera rzędu kilkudziesięciu szerokości naturalnych linii. Aby pozbyć się tego efektu, rubidu używa się

też w pułapkach magneto optycznych, dipolowych i magnetycznych, które umożliwiają szereg ciekawych eksperymentów.

Popularność rubidu wynika z prostoty jego użycia. Wyszczególnić można między innymi znaczną prężność par w temperaturach pokojowych, dobrze znaną strukturę energetyczną, silne dipolowe przejścia optyczne dostępne przy pomocy laserów diodowych opartych na strukturach GaAs/AlGaAs [62–64], oraz rozszczepienie nadsubtelne poziomu podstawowego odpowiadające łatwo dostępnej częstotliwości kilku GHz.

W naturze rubid występuje jako mieszanina dwóch izotopów: o liczbie masowej 85 (ozn. ^{85}Rb , 72.17%, masa równa 84.911 u) oraz liczbie masowej 87 (ozn. ^{87}Rb , 27.83%, masa równa 86.909 u). Rubid 85 jest izotopem stabilnym, a rubid 87 ma okres połowicznego rozpadu równy prawie 50 miliardów lat, co czyni go również izotopem w praktycznych zastosowaniach stabilnym. Spin jądrowy izotopu 87 wynosi $3/2$, a izotopu 85 - $5/2$.

Struktura energetyczna rubidu jest bardzo bogata, w szczególności wysoko wzbudzone stany rydbergowskie zapewniają mnogość ostatnio popularnych możliwości [36]. Najczęściej używanymi przejściami są tzw. linie D1 (795 nm, od stanu podstawowego $5^2S_{1/2}$ do stanu $5^2P_{1/2}$) oraz D2 (780 nm, od stanu $5^2S_{1/2}$ do stanu $5^2P_{3/2}$). W tej pracy używam poza tym jednak kilku innych, wyżej wzbudzonych stanów, które przedstawione są na rysunku 2.1. W szczególności istotne są stany powłoki $5D$ dostępne przy pomocy przejść dwufotonowych, oraz stany powłoki $6P$ do których te poprzednie relaksują emitując światło w dalekiej podczerwieni. Powłoka $6P$ dostępna jest bezpośrednio ze stanu podstawowego dzięki przejściom dipolowym odpowiadającym długości fali około 420 nm.

Ponadto, na rysunku 2.2 przedstawiam strukturę nadsubtelną stanów najistotniejszych dla pracy. W zapisie termu atomowego dalej pomijana będzie multipletowość, gdyż jest ona równa 2 dla wszystkich interesujących nas stanów. Wynika to z faktu, że rubid ma tylko jeden elektron walencyjny i tylko jego stanem w tej pracy operujemy. Całkowity spin reszty elektronów wynosi 0, więc włącznie z elektronem walencyjnym całkowity spin S będzie równy $1/2$.

2.3 Poszerzenie Dopplera

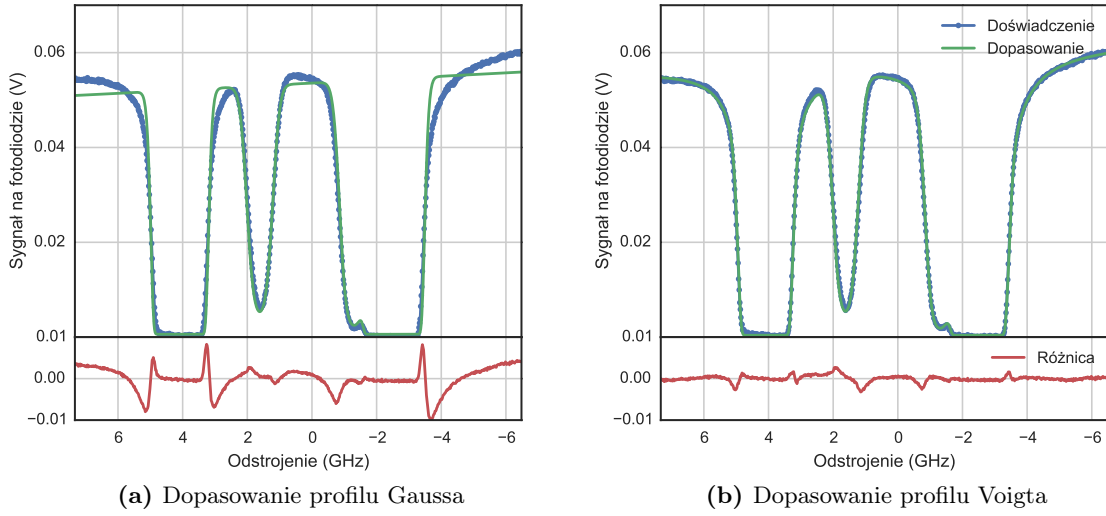
Przy badaniu widm absorpcyjnych ciepłych gazów i cząsteczek natychmiast zauważalnym efektem jest poszerzenie Dopplera linii. Jest ono konsekwencją efektu Dopplera dla atomów o różnych prędkościach. Dla wyjaśniania efektu rozważamy absorpcję wiązki światła lasera biegnącej wzdłuż osi z o wektorze falowym $\mathbf{k} = k\mathbf{e}_z$. Pozostając w reżimie $\Gamma \gg \Omega$, stan stacjonarny atomów klasy prędkości (wzdłuż z) $v = 0$ atomów może być opisany wzorem 2.14. Stan dowolnej innej klasy prędkości uzyskujemy korzystając z nierelatywistycznego wzoru na Dopplerowskie przesunięcie częstotliwości:

$$\Delta_{\text{Doppler}} = kv = \frac{2\pi v}{\lambda}. \quad (2.25)$$

Używając powyższego wyrażenia, aby zamienić odstrojenie Δ z równania 2.14 na $\Delta \rightarrow \Delta + \Delta_{\text{Doppler}}$, otrzymujemy stan stacjonarny atomów dla klasy prędkości v :

$$\rho_{10}(v) = \frac{\Omega}{2(\Delta + 2\pi v/\lambda + i\Gamma/2)}. \quad (2.26)$$

Aby uzyskać wzory na absorpcję i dyspersję ośrodka ciepłych atomów, uśredniamy wkłady od wszystkich klas prędkości z wagami proporcjonalnymi do ilości atomów danej



Rysunek 2.3: Widmo absorpcji par rubidu 87 (zmierzono zawartość rubidu 87 równą 98.9 %) w temperaturze $T = 354.0 \pm 0.4$ K światła o długości fali 780 nm (linia D2). W (a) dopasowano przybliżoną zależność zakładając że występuje jedynie poszerzenie Dopplera. W (b) dopasowano zależność wynikającą ze splotu Dopplerowskiego i Lorentzowskiego kształtu linii (wzór 2.29). Poniżej wykresów przedstawione są różnice między dopasowaniem i danymi doświadczalnymi (ang. *residuals*).

klasy. Wagi te wyrażają się rozkładem Gaussa:

$$g(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right), \quad (2.27)$$

gdzie oczywiście $\int_{-\infty}^{\infty} g(v) dv = 1$. W ogólności możemy zapisać wzór na uśrednioną macierz gęstości w temperaturze T :

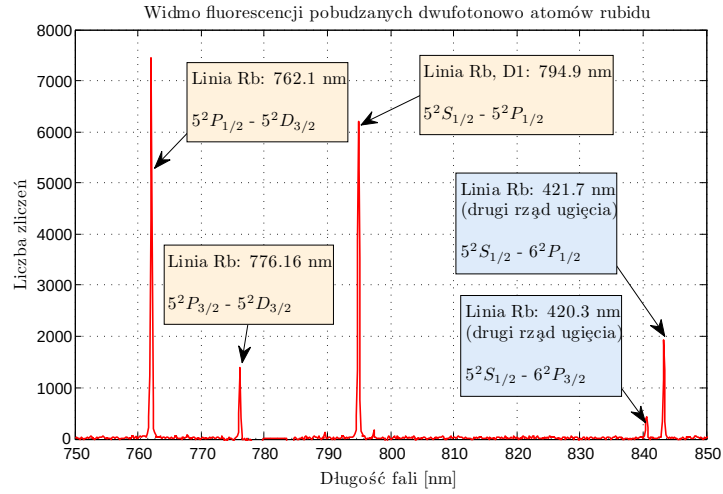
$$\langle \rho \rangle_T = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(v) g(v) dv. \quad (2.28)$$

W szczególności uśredniając wyraz $\rho_{01}(v)$ (równanie 2.26) otrzymujemy:

$$\begin{aligned} \langle \rho_{10} \rangle_T &= \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{10}(v) g(v) dv = \\ &= -i \frac{\lambda \Omega}{4} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{2(\Delta + i\Gamma/2)\lambda}{2\pi\sqrt{2k_B T/m}}\right) \left(\operatorname{erf}\left(i \frac{2(\Delta + i\Gamma/2)\lambda}{2\pi\sqrt{2k_B T/m}}\right) + 1 \right). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Wyprowadzanie powyższego wzoru, zwanego profilem Voigta, przedstawiam w dodatku B.

Jeżeli $\Gamma \ll \sqrt{2k_B T/m} = \sigma_{\text{Doppler}}$, często przybliża się kształt linii absorpcyjnej funkcją Gaussa. W przypadku rubidu (linii D2) mamy $\Gamma = 6.06$ MHz oraz $\sqrt{2k_B T/m} = 270$ MHz dla temperatury $T = 373$ K. Mimo tej znacznej różnicy przybliżenie Gaussowskie powoduje spory błąd, co można zaobserwować na rysunku 2.3, na którym przedstawione



Rysunek 2.5: Widmo fluorescencji atomów rubidu wzbudzonych do stanu $5D_{3/2}$ przy pomocy dwóch laserów o długościach fal 780 nm i 776 nm zarejestrowane przy pomocy spektrometru (Ocean Optics HR4000). Widoczne są różne możliwe ścieżki relaksacji: poprzez stan $5P_{1/2}$ (762 nm i 795 nm), poprzez stan $6P_{1/2}$ (421.7 nm), poprzez stan $6P_{3/2}$ (420.3 nm) oraz poprzez $5P_{3/2}$ (776 nm). Wycięto widmo fluorescencji jednofotonowej na linii D2 (780 nm), dlatego ta linia nie jest widoczna na wykresie.

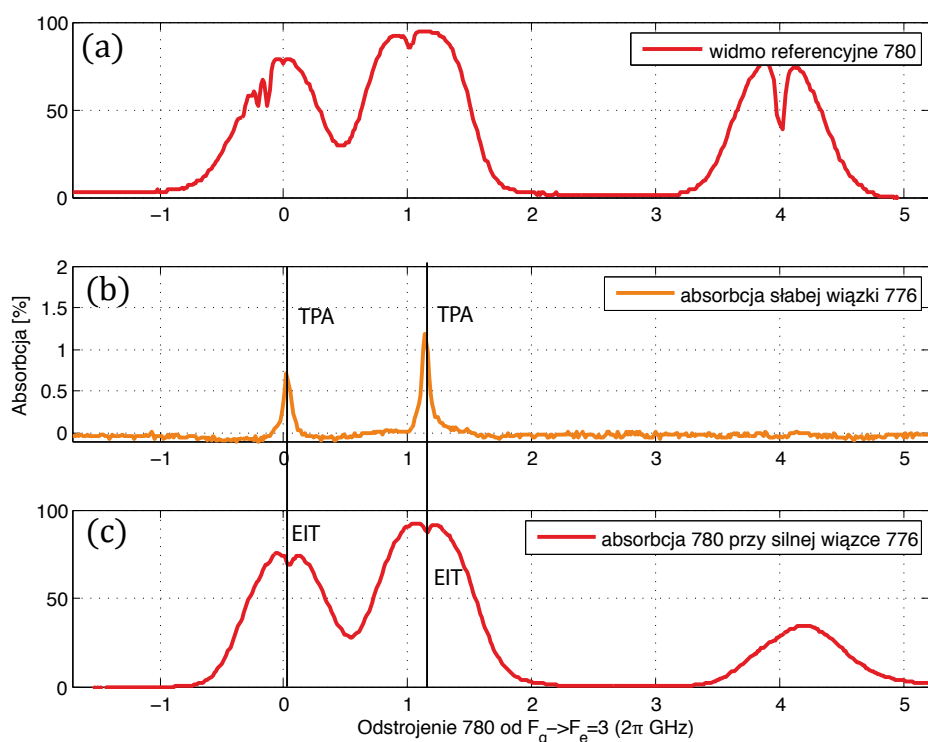
$$\rho_{21} = -\frac{|\Omega_1|^2 \Omega_2}{8(\Delta^2 + \Gamma_1^2/4)(\delta + i\Gamma_2/2)}. \quad (2.33)$$

Pokazuje to, że natężenie wzbudzonej linii jest proporcjonalne do natężenia pierwszego wzbudzającego lasera. Więcej o rachunku zaburzeń, którego używam w celu wyliczania wyrazów macierzy gęstości w tym przykładzie, jak również w dalszych częściach pracy, można przeczytać w dodatku A.

Wzbudzony atom będzie relaksował różnymi możliwymi ścieżkami. Obserwujemy to na widmie fluorescencji (rysunek 2.5). Na rysunku 2.6(b) przedstawiam natomiast absorpcję światła o długości fali 776 nm. Obserwujemy wąskie pasma absorpcji związane z selekcją klas prędkości, istotną dla absorpcji dwufotonowej.

Na rysunku 2.6(c) natomiast da się zaobserwować zjawisko elektromagnetycznie wymuszonej przeźroczystości (EIT) dla wiązki światła o długości fali 780 nm poprzez światło o długości fali 776 nm. Zjawisko to występuje w badanym układzie, gdy światło o długości fali 776 nm jest silne i dostrojone do rezonansu $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. Polega ono na zmniejszaniu absorpcji światła o długości fali 780 nm, kiedy spełniony jest warunek rezonansu dwufotonowego [66–70]. Nie będę się tutaj głębiej tym zjawiskiem zajmować, więcej informacji można znaleźć w pracy przeglądowej M. Fleischhauera, A. Imamoglu i J. P. Marangosa [15].

Dla wyrażen typu 2.33 istotnie trudniej oblicza się uśrednione po prędkościach wyrazy macierzy gęstości niż w przypadku jednofotonowym. W szczególności następny rozdział poświęcony jest w znacznej części obliczaniu tego wyrazu w przypadku mieszania czterech fal, które jest przykładem innego procesu wielofotonowego. W rozdziale 4 zajmiemy się natomiast dwu- i czterofotonowymi przejściami Ramanowskimi.

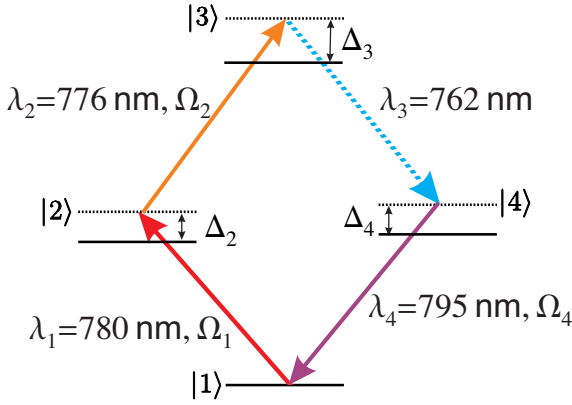


Rysunek 2.6: Absorbpcja światła w komórce z rubidem (bez gazu buforowego) zmierzona w układzie doświadczalnym z rysunku 2.4(a) w zależności od odstrojenia lasera LD780. Poszczególne wykresy przedstawiają: (a) widmo referencyjne zmierzone przy pomocy spektroskopii nasyceniowej, (b) absorbpcję dwufotonową (TPA) słabej wiązki światła o długości fali 776 nm w komórce z rubidem oświetlonej silną wiązką 780 nm przy ustalonym odstrojeniu LD776, (c) absorbpcję światła 780 nm w komórce oświetlonej silną wiązką 776 nm przy odstrojeniu LD 776 ustalonym tak samo jak w (b) demonstrującą wąskie obszary obniżonej absorbpcji na skutek elektromagnetycznie wymuszanie przeźroczystości (EIT). Temperatura komórki z rubidem wynosiła 55°C .

Rozdział 3

Mieszanie czterech fal

3.1 Współbieżne wiązki w konfiguracji diamentu $\diamond$



Rysunek 3.1: Schemat poziomów i przejść w atomie nazywany konfiguracją diamentu. Trzy pola optyczne o częstościach Rabiego Ω_1 , Ω_2 i Ω_4 powodują emisję światła o długości fali λ_3 na skutek mieszania czterech fal.

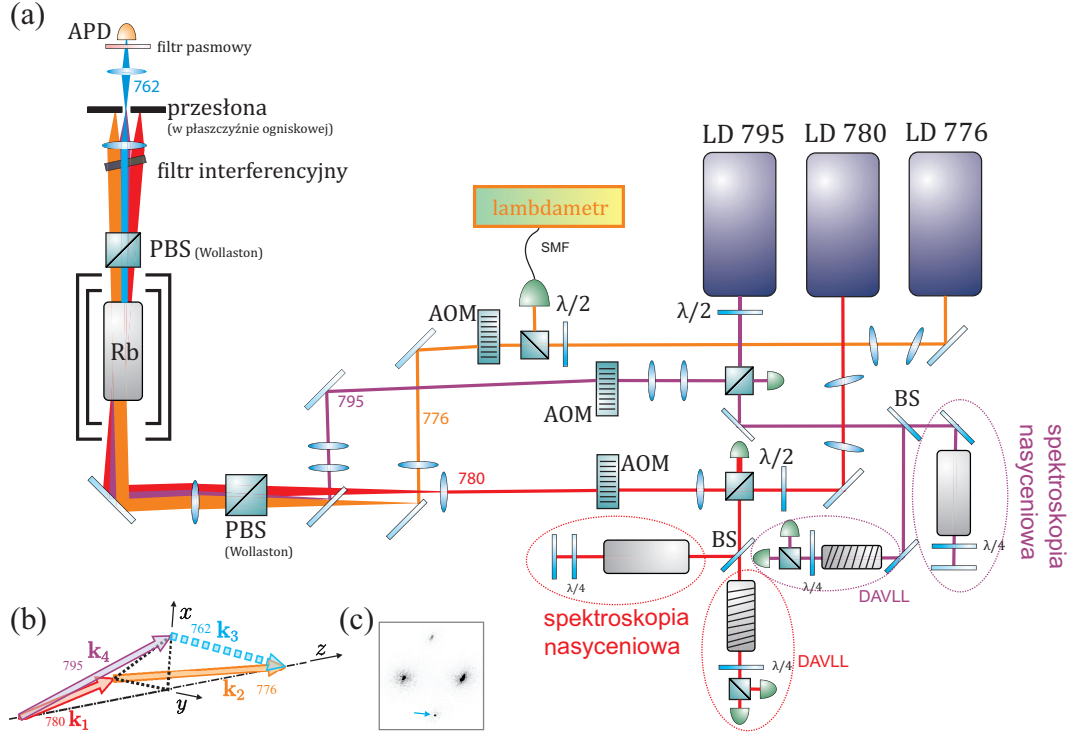
Celem eksperymentu była obserwacja mieszania czterech fal w tzw. konfiguracji diamentu [55, 71], przedstawionej na rysunku 3.1. Do tej pory badano podobny proces w nieco innej konfiguracji poziomów [41, 55] lub w takiej samej jak w prezentowanym eksperymencie, ale w zimnych atomach w pułapce magnetoptycznej [44]. Użycie takiej konfiguracji stanowi ciekawą metodę produkcji par fotonów [41, 44], czy też konwersji częstotliwości na potrzeby telekomunikacji kwantowej [51, 72]. Celem tego eksperymentu jest lepsze zrozumienie różnic między tym procesem w zimnych i ciepłych atomach (o Dopplerowsko poszerzonym spektrum), zbadanie wpływu struktury nadsubtelnej na położenia rezonansów i przygotowanie podstaw do eksperymentu, w którym prezentowane w powyż-

szych pracach czterofotonowe przejścia prowadzą do powstania spójności między nadsubtelnej rozszczepionymi podpoziomami stanu podstawowego na skutek procesu podobnego do rozpraszania Ramana, którym w nieco innej konfiguracji zajmuje się rozdział 4 tej pracy.

Eksperyment

Sercem układu doświadczalnego jest komórka z rubidem rozgrzana do temperatury 373 K i umieszczona wewnątrz ekranu magnetycznego. Komórka ma kształt cylindra i wymiary 2.5 cm średnicy i 7.5 cm długości. Zawiera rubid o naturalnym składzie izotopowym i w przeciwieństwie do eksperymentów z rozpraszaniem Ramana nie zawiera gazu buforowego. W doświadczeniu używany jest właściwie tylko rubid 85, ze względu na jego względnie większą ilość i w konsekwencji większą gęstość optyczną.

W środku komórki wiązki z laserów LD780, LD795 i LD776 przecinają się pod małym



Rysunek 3.2: (a) Układ doświadczalny używany do badania mieszania czterech fal w konfiguracji diamentu w układzie współbieżnych wiązek. Rysunek (b) przedstawia wektory falowe i dopasowanie fazowe. Układ składa się z trzech laserów (LD780, LD795, LD776), z których wiązki wprowadzone są do komórki z rubidem (Rb). Po drodze wiązki są przygotowane przy pomocy teleskopów i skrzywionych soczewek korygujących astygmatyzm. Modulatorów akustooptycznych (AOM) użyto w celu kontroli mocy światła w komórce, z myślą o przyszłych zastosowaniach do generowania impulsów. Do referencji/stabilizacji użyto w przypadku laserów LD780 i LD795 spektroskopii nasyceniowej (patrz dodatek C.1) oraz układu DAVLL (ang. *dichroic atomic vapor laser lock*, patrz [64] oraz dodatek C.2). Do stabilizacji lasera LD776 użyto interferometrycznego miernika długości fali opartego o interferometrię Fizeau (lambdametr), do którego światło wprowadzamy światłowodem jednomodowym (SMF). We wnętrzu komórki wiązki mają płaskie fronty falowe i przecinają się pod niewielkim kątem. Za komórką umieszczono soczewkę i przesłonę, która pozwala odfiltrować sygnał od laserów. Na rysunku (c) przedstawiono obraz widoczny na kamerze umieszczonej w miejscu przesłony (niebieska strzałka wskazuje sygnał mieszania czterech fal). Kolejna soczewka skupia wiązkę sygnału na fotodiodzie lawinowej. Do filtrowania spektralnego użyto dodatkowych filtrów interferencyjnych (więcej informacji w tekście).

kątem, jak przedstawiono na rysunku 3.2. Światło o długości fali 762 nm emitowane jest zgodnie z warunkiem dopasowania fazowego $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$. W przybliżeniu możemy zapisać wektory falowe jako $\mathbf{k}_1 \approx \frac{2\pi}{\lambda_1}[0, -\theta, 1]$, $\mathbf{k}_2 \approx \frac{2\pi}{\lambda_2}[0, \theta, 1]$, $\mathbf{k}_3 \approx \frac{2\pi}{\lambda_3}[-\theta, 0, 1]$ oraz $\mathbf{k}_4 \approx \frac{2\pi}{\lambda_4}[\theta, 0, 1]$, gdzie $\theta = 8$ mrad. Wszystkie wiązki są skolimowane w środku komórki (mają płaskie fronty falowe) oraz mają średnicę $1/e^2$ około 3 mm. Zmieniając kąt między wiązkami o około 2 mrad da się utrzymać wydajne generowanie sygnału, co wskazuje na niską wrażliwość na precyzyjne dopasowanie fazowe.

Używane lasery to: dwie diody ze sprzężeniem zwrotnym opartym o wewnętrzną siatkę Bragga działające na długościach fal 780 nm i 795 nm oraz laser z zewnętrzną wnęką w konfiguracji Littrowa działający na długości fali 776 nm. Do ustalenia polaryzacji użyty jest pryzmat Wollastona o wysokiej ekstynkcji.

Na końcu, światło o długości fali 762 nm musi być oddzielone od reszty wiązek. Jak pokazuje rysunek 3.2(c), zostały użyte jednocześnie trzy różne metody filtrowania. Pierwszym etapem jest pochylony filtr interferencyjny, drugim przesłona z dziurką umieszczona w płaszczyźnie ogniskowej, a ostatnim filtr pasmowy mający minimum transmisji na długości fali 785 nm (Thorlabs NF785-33). Jedynym niechcianym światłem które wciąż jest rejestrowane jest fluorescencja na długości fali 762 nm pochodząca z diod laserowych. Dopiero w następnych eksperymentach pozbyłem się jej stosując filtry pasmowe tuż za laserami. Sygnał mieszania czterech fal rejestrowany jest przy użyciu fotodiody lawinowej o wzmacnieniu 50 (Thorlabs APD120A).

Sekwencja eksperymentalna została zaprojektowana tak, aby wynikiem były mapy natężenia mieszania czterech fal w funkcji różnych odstrojeń. Laser LD776 był stabilizowany przy pomocy miernika długości fali (Angstrom WS-7) na ustalonym odstrojeniu Δ_{776} , niedaleko rezonansu $|2\rangle - |3\rangle$. Podczas pomiaru odstrojenie lasera LD795 ($\Delta_4 = \Delta_{795}$) było zmieniać małymi krokami, rzędu $4 \times 2\pi$ MHz, podczas gdy odstrojenie lasera LD780 ($\Delta_2 = \Delta_{780}$) było zmieniane szybko (skanowane). Prędkość przestrajania wynosiła około $50 \times 2\pi$ MHz/ms. Dane z 800 do 1000 skanów były zbierane i uśredniane dając zależność natężenia sygnału mieszania czterech fal od odstrojenia Δ_{780} dla ustalonych odstrojeń Δ_{795} i Δ_{776} . Procedura była powtarzana dla wielu różnych odstrojeń Δ_{795} . Na koniec warto zwrócić uwagę, że odstrojenie dwufotonowe $\Delta_3 = \Delta_{780} + \Delta_{776}$.

Opis teoretyczny

Podatność nieliniowa

Punktem wyjścia jest rozwiązanie stacjonarne równania Liouville'a dla układu czterech poziomów. Korzystając z rachunku zaburzeń opisanego w dodatku A, otrzymałem następujące wyrażenie na interesujący nas element macierzy gęstości, który odpowiada za generowanie światła na długości fali 762 nm:

$$\rho_{34} = \frac{\Omega_1 \Omega_2 \Omega_4^*}{8 \tilde{\Delta}_2 \tilde{\Delta}_3 \tilde{\Delta}_4^*}. \quad (3.1)$$

Używamy tu zespolonych odstrojeń, tzn. $\tilde{\Delta}_k = \Delta_k + i\Gamma_k/2$, częstości Rabiego odpowiednich pól Ω_k oraz prędkości zaniku Γ_k . Kiedy spełniony jest warunek dopasowania fazowego, to wyjściowe pole o amplitudzie $\mathbf{A}_{3,\text{out}}$ będzie proporcjonalne do amplitudy polaryzacji atomowej $\mathbf{P}_3$, ilości atomów na jednostkę objętości n oraz długości ośrodka L . Można je zapisać analogicznie do wyrażenia 2.23:

$$\mathbf{A}_{3,\text{out}} = \frac{ik}{2\epsilon_0} n L \mathbf{P}_3 \quad (3.2)$$

Amplituda polaryzacja wynosi natomiast:

$$\mathbf{P}_3 = 2n \mathbf{d}_{43} \rho_{34}, \quad (3.3)$$

gdzie d_{43} jest momentem dipolowym, a n gęstością atomów. Podstawiając 3.1 do 3.3 zapisać polaryzację jako:

$$\mathbf{P}_3 = n \frac{(\mathbf{d}_{21} \cdot \mathbf{A}_1)(\mathbf{d}_{32} \cdot \mathbf{A}_2)(\mathbf{d}_{41}^* \cdot \mathbf{A}_4^*)\mathbf{d}_{34}^*}{4\hbar \tilde{\Delta}_2 \tilde{\Delta}_3 \tilde{\Delta}_4^*}. \quad (3.4)$$

Możemy zapisać powyższe wyrażenie w bazie polaryzacji (patrz równanie 2.4) w celu sprawdzenia stosowanej konwencji):

$$P_3^k = \epsilon_0 \sum_{ijl} \chi_{ijkl} A_1^i A_2^j A_4^{l*}, \quad (3.5)$$

gdzie indeks górny oznacza składową wektora, a tensor podatności wynosi:

$$\chi_{ijkl} = n \frac{d_{21}^i d_{32}^j d_{34}^{k*} d_{41}^{l*}}{4\epsilon_0 \hbar \tilde{\Delta}_2 \tilde{\Delta}_3 \tilde{\Delta}_4^*} \quad (3.6)$$

Alternatywnie, możemy znaleźć stan stacjonarny równania Liouville'a analitycznie, przy pomocy programu MATHEMATICA. Wynik jest bardzo złożonym wyrażeniem, można je jednak podstawić do wzoru 3.3 i obliczyć wyjściowy sygnał również dla silnych pól wejściowych w ogólności jako:

$$\mathbf{P}_3 = 2n \mathbf{d}_{43} \rho_{43}(\tilde{\Delta}_2, \tilde{\Delta}_3, \tilde{\Delta}_4^*, \Omega_1, \Omega_2, \Omega_4^*). \quad (3.7)$$

Struktura nadsubtelna - interferencja ścieżek

Aby w pełni wziąć pod uwagę strukturę realnego atomu, konieczne jest rozwiązanie równania Liouville'a z bardzo dużą macierzą gęstości. W rozważanym przypadku należałoby uwzględnić co najmniej 64 różne stany atomowe. Rozwiązanie odpowiadającego tej sytuacji równania Liouville'a i znalezienie stanu stacjonarnego, byłoby obliczeniowo bardzo czasochłonne, gdyż interesuje nas rozwiązanie dla wielu różnych zakresów parametrów.

W przybliżonej metodzie rozwiązania tego problemu, traktujemy cały atom, w którym zachodzi mieszanie czterech fal jak zbiór atomów czteropoziomowych. Każdy z takich modelowych atomów może zostać przedstawiony jako ścieżka

$$\mathcal{P} = \{|1 F m_{F_1}\rangle, |2 F_2 m_{F_2}\rangle, |3 F_3 m_{F_3}\rangle, |4 F m_{F_4}\rangle, |1 F_1 m_{F_1}\rangle\} \quad (3.8)$$

poprzez pośrednie poziomy, gdzie F_i jest całkowitym momentem pędu stanu $|i\rangle$ oraz m_{F_i} jest rzutem tego momentu pędu. Każda ścieżka może być scharakteryzowana poprzez odpowiednie momenty dipolowe $\mathbf{d}_{ij}(\mathcal{P})$ oraz odstojenia $\Delta_i(\mathcal{P})$. Rozważamy wszystkie możliwe momenty pędu wszystkich poziomów wzbudzonych $|2\rangle$, $|3\rangle$ i $|4\rangle$, natomiast dla stanu podstawowego $|1\rangle$ wybieramy tylko jeden moment pędu F_1 , rozważając tylko różne możliwe rzuty m_{F_1} . Tu uproszczenie wynika z faktu, że lasery pozwalają adresować tylko jeden stan podstawowy ze względu na jego duże rozszczepienie nadsubtelne.

Momenty dipolowe $\mathbf{d}_{ij}(\mathcal{P}) = \langle J_i \mathcal{I} F_i m_{F_i} | \hat{\mathbf{d}} | J_j \mathcal{I} F_j m_{F_j} \rangle$, gdzie $\mathcal{I}$ jest spinem jądra atomowego, a J_i elektronowym momentem pędu stanu $|i\rangle$, są obliczone na podstawie zredukowanych momentów pędu $\mathbf{d}_{ij} = \langle J_i | \hat{\mathbf{d}} | J_j \rangle$ przy pomocy dobrze znanych wzorów zgromadzonych w referencji [73]. Zespolone odstrojenia $\tilde{\Delta}_i(\mathcal{P})$ obliczane są od centroidów odpowiednich linii:

$$\tilde{\Delta}_i(\mathcal{P}) = \tilde{\Delta}_i + \Delta F_i - \Delta F_1, \quad (3.9)$$

gdzie ΔF_i jest różnicą częstością odpowiadającą różnicy energii stanu o momencie pędu F_i od centroidu zespołu stanów $|i\rangle$. W przybliżeniu dipolowego oddziaływania jądrowego mamy:

$$\Delta F_i = \frac{\langle \hat{A}_i \rangle}{2} (F_i(F_i + 1) - \mathcal{I}(\mathcal{I} + 1) - J_i(J_i + 1)), \quad (3.10)$$

gdzie $\langle \hat{A}_i \rangle$ jest dipolową stałą struktury nadsubtelnej (wyznaczaną eksperymentalnie).

W rozważanym przypadku 61 ścieżek o niezerowych amplitudach wpływa na polaryzację optyczną $\mathbf{P}_3$. Dla każdej ścieżki $\mathcal{P}$ obliczamy jej wkład do polaryzacji $\mathbf{P}_3(\mathcal{P})$, łącznie otrzymując:

$$\mathbf{P}_3 = 2 \sum_{\mathcal{P}} n(\mathcal{P}) \mathbf{d}_{43}(\mathcal{P}) \rho_{34}(\mathcal{P}), \quad (3.11)$$

gdzie $n(\mathcal{P})$ jest gęstością atomów w podpoziomie stanu podstawowego o liczbach kwantowych F_1, m_{F_1} , a $\rho_{34}(\mathcal{P})$ jest obliczane biorąc odpowiednie dla danej ścieżki $\mathcal{P}$ momenty dipolowe i odstrojenia (przesunięcia nadsubtelne), zgodnie ze wzorem 3.1 albo wzorem 3.7. Sumowanie to jest ściśle dla słabych pól wejściowych. Dla silnych pól mogą pojawiać się różne dodatkowe efekty, jednak doświadczenie potwierdziło, że jest to rozsądne przybliżenie o ile częstości Rabiego pól są mniejsze niż rozszczepienia nadsubtelne.

Pola o częstościach Rabiego Ω_1 i Ω_4 wywołują dodatkowe pompowanie optyczne zmieniając populacje $n(\mathcal{P})$, które zostały oszacowane poprzez obliczenie populacji w stanie stacjonarnym z każdym z pól z osobna dla całego atomu.

Dla słabych pól wejściowych możemy posłużyć się wyrażeniem perturbacyjnym wstawiając równanie 3.5 do równania 3.11, co prowadzi do::

$$P_3^k = \epsilon_0 \sum_{ijl, \mathcal{P}} \chi_{ijkl}(\mathcal{P}) A_1^i A_2^j A_4^{l*}, \quad (3.12)$$

gdzie tensor podatności nieliniowej $\chi_{ijkl}(\mathcal{P})$ wynosi:

$$\chi_{ijkl}(\mathcal{P}) = n(\mathcal{P}) \frac{d_{21}^i(\mathcal{P}) d_{32}^j(\mathcal{P}) d_{34}^{k*}(\mathcal{P}) d_{41}^{l*}(\mathcal{P})}{4\epsilon\hbar \tilde{\Delta}_2(\mathcal{P}) \tilde{\Delta}_3(\mathcal{P}) \tilde{\Delta}_4^*(\mathcal{P})} \quad (3.13)$$

Wyrażenie to doskonale przybliża właściwości i kształty rezonansów mieszania czterech fal nawet dla sporych częstości Rabiego. Umożliwia ponadto śledzenie wkładów różnych ścieżek. W tabeli 1 przedstawiam względne wkłady od różnych ścieżek (rezonansów), obliczone jako maksymalne 3.13 (tzn. dla optymalnych odstrojeń), dla polaryzacji wzdłuż osi x .

Na koniec warto rozważyć limit dużych odstrojeń, tzn. takich że w wyrażeniu na $\tilde{\Delta}_i(\mathcal{P})$ można pominąć przesunięcia nadsubtelne. Podobne przybliżenie możemy zastosować, jeśli moduły $\tilde{\Delta}_i(\mathcal{P})$ dla wszystkich ścieżek są podobne, czyli np. jeśli rozszczepienia

$\chi(\mathcal{P})$	$F_2 = 2$				$F_2 = 3$				$F_2 = 4$			
$ m_{F_1} $	3	2	1	0	3	2	1	0	3	2	1	0
$F_4 = 2$	0	-40	32	72	0	140	56	0	0	180	360	432
$F_4 = 3$	0	80	32	0	360	0	-21	0	216	144	45	0

Tabela 1: Obliczone teoretycznie względne amplitudy rezonansów mieszania czterech fal w rubidzie 85 w konfiguracji diamentu z wiązkami spolaryzowanymi liniowo sparametryzowane całkowitymi spinami stanów $|2\rangle$ i $|4\rangle$ dla każdego rzutu momentu pędu stanu podstawowego m_{F_1} . Rozważamy tylko jeden z komponentów stanu podstawowego o $F_1 = 3$ oraz uśredniamy po strukturze nadsubtelnej najwyższego stanu $F_3 = 1 \dots 4$ ze względu na pomijanie małe rozszczepienie nadsubtelne. Warto zauważyć, że niektóre amplitudy są ujemne, co może prowadzić do destruktywnej interferencji ścieżek.

nadsubtelne są rzędu szerokości linii¹. Przyjmujemy ponadto równe $n(\mathcal{P}) = n$ dla wszystkich ścieżek. Wtedy wyrażenie 3.12 można łatwo wysumować po ścieżkach otrzymując w ogólności:

$$\tilde{P}_3^k = \frac{n}{4\hbar\tilde{\Delta}_2\tilde{\Delta}_3\Delta_4^*} \sum_{ijl} \mathcal{D}_{ijkl} A_1^i A_2^j A_4^{l*}, \quad (3.14)$$

gdzie tensor dipolowy dany jest przez sumę:

$$\mathcal{D}_{ijkl} = \sum_{\mathcal{P}} d_{21}^i(\mathcal{P}) d_{32}^j(\mathcal{P}) d_{34}^{k*}(\mathcal{P}) d_{41}^{l*}(\mathcal{P}). \quad (3.15)$$

Wyrażenie to jest najwygodniejsze, jeśli chodzi o szukanie optymalnych polaryzacji, tzn. takich, dla których sygnał mieszania czterech fal jest maksymalny. Przykładowo, dla rozważanego układu największy sygnał (o polaryzacji ϵ_x) powstaje gdy padające wiązki mają polaryzacje $1 \rightarrow \epsilon_x$, $2 \rightarrow \epsilon_y$ i $4 \rightarrow \epsilon_y$. Sygnał badany w przedstawionych pomiarach, tzn. dla polaryzacji ϵ_x dla każdego pola, był nieco słabszy (zgodnie z teorią równy 25.4% sygnału maksymalnego jeśli chodzi o natężenie).

Poszerzenie Dopplera

Aby wziąć pod uwagę poszerzenie Dopplera, podstawiamy zależne od prędkości odstrojenia: $\tilde{\Delta}_2^{(v)} = \tilde{\Delta}_2 + \frac{2\pi v}{\lambda_1}$, $\tilde{\Delta}_3^{(v)} = \tilde{\Delta}_3 + \frac{2\pi v}{\lambda_1} + \frac{2\pi v}{\lambda_2}$, $\tilde{\Delta}_4^{(v)} = \tilde{\Delta}_4 + \frac{2\pi v}{\lambda_4}$. Są to odstrojenia odpowiednie dla konkretnej klasy prędkości atomów v . W ogólności uzyskujemy wyrażenie na uśrednioną polaryzację:

$$\langle \mathbf{P}_3 \rangle_T = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{\mathcal{P}} g(v) n(\mathcal{P}) \mathbf{d}_{43}(\mathcal{P}) \rho_{34}(\mathcal{P}, v) dv, \quad (3.16)$$

gdzie pominęliśmy zależne od prędkości efekty pompowania optycznego, biorąc rozkład gęstości atomów pomiędzy stanami podstawowymi $n(\mathcal{P})$ jako niezależny od prędkości.

W przypadku słabych pól wejściowych $\Omega \ll \Gamma$ można wykonać powyższe całkowanie analitycznie. Uśredniając po prędkościach równanie 3.12 otrzymujemy:

$$P_3^k = 2\epsilon_0 \sum_{ijl, \mathcal{P}} \langle \chi_{ijkl}(\mathcal{P}) \rangle_T A_1^i A_2^j A_4^{l*}, \quad (3.17)$$

¹W szczególności nie tylko szerokości naturalnej linii, ale też szerokości linii lasera

gdzie podatność $\langle \chi_{ijkl}(\mathcal{P}) \rangle_T$ jest obliczona poprzez uśrednienie wyrażania $g(v)/\tilde{\Delta}_2^{(v)} \tilde{\Delta}_3^{(v)} \tilde{\Delta}_4^{(v)*}$, które upraszcza się do sumy profili Voigta. Wynik ten otrzymany jest poprzez następujący rozkład na ułamki proste względem prędkości:

$$\left(\tilde{\Delta}_2^{(v)} \tilde{\Delta}_3^{(v)} \tilde{\Delta}_4^{(v)*} \right)^{-1} = \sum_n \left(\tilde{\Delta}_n^{(v)(*)} Q_n(\{\tilde{\Delta}_{2,3,4}^{(*)}\}) \right)^{-1}.$$

Odpowiednie wielomiany dane są przez: $Q_2 = L_{23}L_{24}$, $Q_3 = \frac{\lambda_4(\lambda_1+\lambda_2)^2}{\lambda_1\lambda_2^2} L_{23}L_{34}$ i $Q_4 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} L_{24}L_{34}$, gdzie $L_{23} = (1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2})\tilde{\Delta}_2 - \tilde{\Delta}_3$, $L_{24} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\tilde{\Delta}_2 - \tilde{\Delta}_4^*$ oraz $L_{34} = \lambda_4 \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \tilde{\Delta}_4^* - \tilde{\Delta}_3$. Przyrównując części rzeczywiste L_{ij} otrzymujemy warunki rezonansów, takie jak dane przez równania 3.19 i 3.20. Wyrażenie może być teraz łatwo wycalkowane z rozkładem prędkości $g(v)$, ponieważ każdy jego człon zawiera wielomian jedynie pierwszego stopnia względem prędkości v , a wynik takiej całki dany jest przez zdefiniowaną w dodatku B funkcję $\mathcal{V}(z)$. Wynik można ostatecznie zapisać jako:

$$\langle \chi_{ijkl}(\mathcal{P}) \rangle_T = n(\mathcal{P}) \frac{d_{21}^i(\mathcal{P}) d_{42}^j(\mathcal{P}) d_{34}^{k*}(\mathcal{P}) d_{41}^{l*}(\mathcal{P})}{8i\epsilon_0 \hbar^3} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \sum_{n=2}^4 \frac{\Lambda_n \mathcal{V} \left(\tilde{\Delta}_n(\mathcal{P}) \frac{\Lambda_n}{2\pi} \sqrt{\frac{k_B T}{2m}} \right)}{Q_n(\{\tilde{\Delta}_{2,3,4}^{(*)}(\mathcal{P})\})}, \quad (3.18)$$

gdzie $\Lambda_2 = \lambda_1$, $\Lambda_3 = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1+\lambda_2}$ i $\Lambda_4 = \lambda_4$.

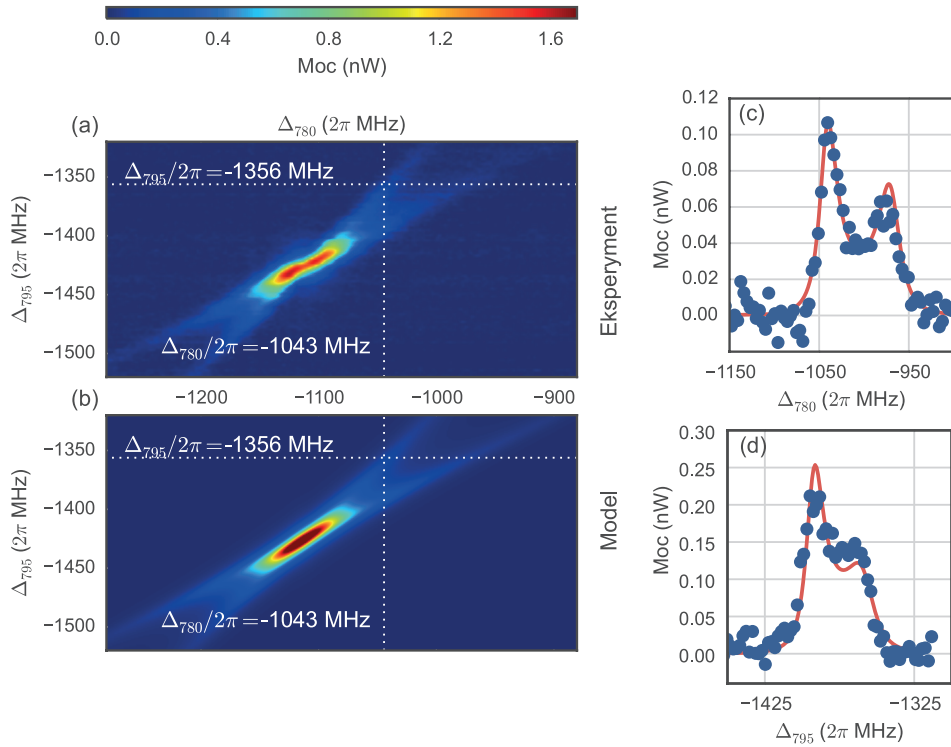
Wyniki

Pierwszy pomiar, jaki przedstawiam, miał na celu zbadanie kształtów rezonansów mieszania czterech fal w reżimie rozwiązania perturbacyjnego. Odpowiednie częstotliwości Rabiego pól wyniosły $\Omega_1/2\pi=5$ MHz, $\Omega_2/2\pi=0.3$ MHz oraz $\Omega_4/2\pi=4$ MHz². We wszystkich przypadkach jest to mniej niż odpowiednia szerokość linii, dzięki czemu pozostajemy w reżimie liniowego rozwiązania perturbacyjnego. Najsilniejszy sygnał odpowiadał rezonansowi związanemu ze ścieżką poprzez poziomy o $F_2 = 4$, $F_3 = 3$ oraz $F_4 = 2$. Dzięki takiemu wyborowi ścieżki nie obserwujemy żadnego rozszczepienia związanego z najwyższym poziomem $|3\rangle$, gdyż istnieje tylko jeden możliwy moment pędu F_3 jeżeli ustalimy $F_2 = 4$ i $F_4 = 2$.

Rysunki 3.3(a) i 3.3(b) pokazują odpowiednio doświadczalne i teoretyczne sygnały mieszania czterech fal. Zaprezentowane mapy pokazują doskonałą zgodność teorii (danej równaniem 3.18) oraz wyników doświadczenia. Jedynym wolnym parametrem w modelu teoretycznym był czynnik multiplikatywny natężenia. Wziąłem również pod uwagę fluktuacje częstotliwości laserów, które uśrednione po czasie pomiarów są rzędu kilku MHz.

Na rysunkach 3.3(c) i 3.3(d) pokazane są przekroje przez mapy (zaznaczone przerywanymi kreskami). Przekroje wzięte są daleko od rezonansu, gdyż struktura jest dla większych odstrojeń nietrywialna. W szczególności można zaobserwować dwa piki, a o poprawności modelu można wnioskować obserwując ich względne natężenia i rozsuniecie w częstotliwościach, które wykazują doskonałą zgodność. Na mapach można natomiast zaobserwować niewielką niezgodność w samym środku rezonansu, objawiającą się jako delikatne przekrzywienie wyniku doświadczalnego. Wynik ten można tłumaczyć efektami

²Częstotliwości Rabiego liczone są na podstawie zredukowanych momentów dipolowych

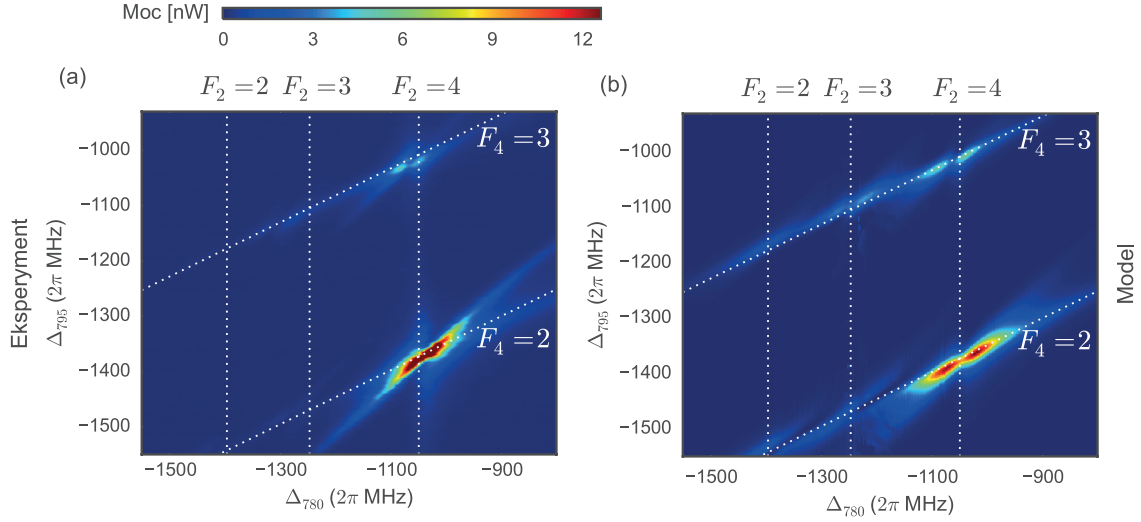


Rysunek 3.3: Doświadczalne (a) i teoretyczne (b) mapy natężenia sygnału mieszania czterech fal w funkcji odstrojeń laserów LD780 i LD795 dla małych natężeń wiązek wejściowych, w pobliżu rezonansu odpowiadającemu $F_2 = 2$ i $F_4 = 4$. Rysunki (c,d) przedstawiają odpowiednie przekroje danych doświadczalnych (kropki) i przewidywania teoretycznego (linie ciągłe). Odstrojenie LD776 wynosiło $\Delta_{776}/2\pi = -51$ MHz.

nieliniowymi związanymi z faktem, że częstotliwości Rabiego są jedynie niewiele mniejsze od szerokości linii. Taki ich wybór był jednak podyktowany koniecznością uzyskania odpowiednio silnego sygnału mieszania czterech fal.

Wyniki drugiego pomiaru miały demonstrować wpływ struktury nadsubtelnej na położenia i kształty rezonansów. Ponieważ niektóre z rezonansów są bardzo słabo, konieczne było zwiększenie mocy wszystkich wiązek wejściowych do odpowiadających częstotliwościom Rabiego $\Omega_1/2\pi=34$ MHz, $\Omega_2/2\pi=0.7$ MHz i $\Omega_4/2\pi=28$ MHz. Rozważając jedynie stan podstawowy o $F_1 = 3$, oczekujemy sześciu rezonansów mieszania czterech fal, gdyż stan ten jest sprzężony do trzech podpoziomów nadsubtelnych ($F_2 = 2, 3, 4$) stanu $|2\rangle$ oraz dwóch podpoziomów ($F_4 = 2, 3$) stanu $|4\rangle$. Nie oczekujemy zaobserwować istotnych rozszczepień związanych ze strukturą nadsubtelną stanu $|3\rangle$, gdyż rozszczepienia tam są bardzo małe.

Rysunki 3.4(a) i 3.4(b) pokazują odpowiednio doświadczalne i teoretyczne sygnały mieszania czterech fal dla drugiego pomiaru. Przewidywane położenia rezonansów dane są przez punkty przecięcia przerywanych linii. Każda z tych linii odpowiada pewnemu podpoziomowi nadsubtlenemu stanu $|2\rangle$ lub $|4\rangle$. Linie te odpowiadają warunkom zerowania się części rzeczywiste mianownika wyrażenia 3.18, czy też miejscom zerowym wielomianów L_{ij} , które jak przypominę, są równe $L_{23} = (1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2})\tilde{\Delta}_2 - \tilde{\Delta}_3$, $L_{24} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\tilde{\Delta}_2 - \tilde{\Delta}_4^*$ oraz $L_{34} = \lambda_4 \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} \right) \tilde{\Delta}_4^* - \tilde{\Delta}_3$. Warunki rezonansów można zapisać poprzez dwa równania:



Rysunek 3.4: Doświadczalne (a) i teoretyczne (b) mapy sygnału mieszania czterech fal pokazujące wszystkie rezonanse związane ze strukturą nadsubtelną. Odstrojenie LD776 wynosiło $\Delta_{776}/2\pi = 30$ MHz.

$$\Delta_{780} = -\Delta F_1 + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1} \Delta F_2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \Delta_{776}, \quad (3.19)$$

$$\Delta_{795} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2) \lambda_4} (\Delta_{780} + \Delta_{776}) + \left(\frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2) \lambda_4} - 1 \right) \Delta F_1 + \Delta F_4, \quad (3.20)$$

gdzie pominięta jest struktura nadsubtelna stanu $|3\rangle$. Pierwsze z równań definiuje linie rezonansów związane ze strukturą stanu $|2\rangle$. Linie te są na mapach pionowe (nie zależą od Δ_{795}), a ich wzajemna odległość to dwa razy rozszczepienie nadsubtelne, gdyż $\frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1} \approx 2$. Drugie z równań definiuje linie rezonansów związane ze strukturą stanu $|4\rangle$. Linie te mają nachylenie równe $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2) \lambda_4} \approx \frac{1}{2}$, a ich wzajemna separacja odpowiada rozczepieniom nadsubtelnym stanu $|4\rangle$.

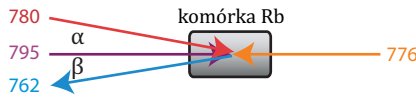
Powyższe wyniki dotyczące położenia rezonansów wynikają wciąż z perturbacyjnej teorii. Zgodność z doświadczeniem pokazuje siłę tej teorii nawet poza reżimem w którym wszystkie przybliżenia są dobrze uzasadnione. Dla uzyskania mapy (rysunek 3.4(b)) użyto pełnego wyrażenia 3.7 uśrednionego po ścieżkach i prędkościach zgodnie z formułą 3.16. Obserwujemy dobrą jakościową zgodność przewidywań teoretycznych z doświadczeniem. Można zaobserwować, że zarówno zgodnie z teorią jak i w doświadczeniu najsilniejsze są rezonanse po prawej stronie map, odpowiadające najwyższemu momentowi pędu F_2 . Wynik ten można otrzymać ponownie nawet w reżimie perturbacyjnym, co pokazuje tabela 1 w której przedstawione są względne natężenia rezonansów dla różnych podpoziomów magnetycznych $|m_{F_1}|$. Warto zauważyć, że różne podpoziomy magnetyczne odpowiadają za różne rezonanse mieszania czterech fal. W związku z tym nierównowagowe populacje w stanie podstawowym mogą silnie wpływać na mieszanie czterech fal. W obliczeniach wziąłem to pod uwagę modyfikując populacje zgodnie z przewidywanymi skutkami pompowania optycznego [74].

W przedstawionych wynikach da się ponadto zauważyć ciekawe efekty nieliniowe. Między innymi jest to rozszczepienie Autlera-Townesa [71, 75] rezonansu związanego z

$F_2 = 4$, $F_4 = 3$. Objawia się ono powstawaniem dwóch oddzielnych maksimów. Innym efektem obserwowanym w pobliżu rezonansu $F_2 = 4$, $F_4 = 2$ jest przekrzywianie się linii rezonansu do kierunku pionowego, tzn. obserwujemy większe natężenie światła nad rezonansem po lewej i pod rezonansem po prawej (patrz na mapę).

W doświadczeniu jednak obserwowane są też efekty nie uwzględnione w modelu teoretycznym. Po pierwsze względne natężenia rezonansów są jeszcze bardziej nierównoważone niż by to wynikało z tabeli 1. Ponadto obserwuje się zwiększone natężenie sygnału wzdłuż wąskich antydiagonalnych linii na mapie 3.4(a). Efekty te najprawdopodobniej są skutkiem elektromagnetycznie wymuszanej przeźroczystości lub też zależnego od klas prędkości pompowania optycznego. Mimo tych niedokładności twierdzę, że zgodność modelu z doświadczeniem jest zadowalająca.

3.2 Przeciwbieżne wiązki w konfiguracji diamentu $\diamond$



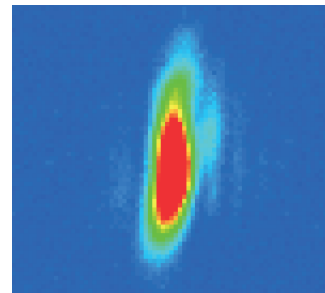
Rysunek 3.5: Geometria mieszania czterech fal dla wiązek przeciwbieżnych. Dopasowanie fazowe wymusza kąty $\alpha = 194.2$ mrad oraz $\beta = 189.7$ mrad.

Typowo, aby uzyskać wysoką absorpcję dwufotonową, wiązki z dwóch laserów powinny być przeciwbieżne. Powinno być możliwe jednocześnie wydajniejsze mieszanie czterech fal w konfiguracji diamentu (rysunek 3.1). Dopasowanie fazowe nie pozwala jednak, aby wiązki z laserów LD776 i LD780 były w komórce przeciwbieżne. Kąty pomiędzy wiązkami (patrz rysunek 3.5) musi wynosić:

$$\alpha = \arcsin \left(\sqrt{1 - \frac{k_{762}^2 - (k_{795} + k_{776})^2 - k_{780}^2}{2(k_{795} + k_{776})k_{780}}} \right) = 194.2 \text{ mrad.} \quad (3.21)$$

$$\beta = \arcsin \left(\sqrt{1 - \frac{k_{780}^2 - (k_{776} + k_{795})^2 - k_{762}^2}{2(k_{776} + k_{795})k_{762}}} \right) = 189.7 \text{ mrad,} \quad (3.22)$$

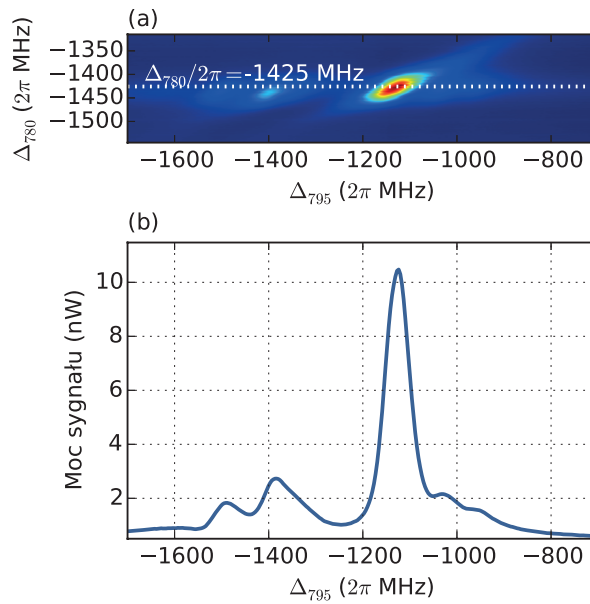
gdzie β jest kątem między osią wiązek z laserów LD795 i LD776 a wiązką wyjściową. Kąt wejściowy α należy ustalić z dokładnością do około 0.1 mrad. W przeciwnym przypadku niedopasowanie fazowe staje się bardzo duża. Na rysunku 3.6 można zaobserwować, że rozbieżność kątowa wiązek wejściowych w komórce jest na tyle duża, że nie dla każdego wektora falowego niedopasowanie fazowe jest wystarczająco małe. Mieszanie czterech fal zachodzi więc tylko wokół optymalnego wektora falowego. Tak restrykcyjny warunek dopasowania obowiązuje jednak tylko w płaszczyźnie wiązek, a nie w płaszczyźnie prostopadłej. Przez to sygnał emitowany jest w szerszy kąt w kierunku prostopadłym do płaszczyzny, niż w płaszczyźnie wiązek, gdzie



Rysunek 3.6: Profil wiązki generowanego światła o długości fali 762 nm w płaszczyźnie ogniskowej.

szerokość kątowna emisji ograniczona jest poprzez dopasowanie fazowe. W szczególności daje się zaobserwować dodatkowe prążki, odpowiadające najprawdopodobniej kolejnym maksimum funkcji sinc [76].

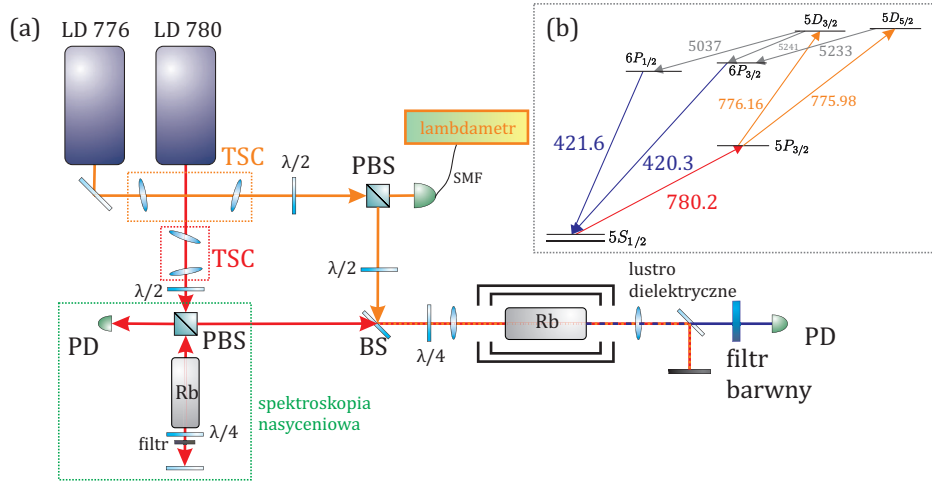
Takie dopasowanie fazowe powoduje, że układ przeciwbieżny nie jest zbyt przydatny. Spory kąt między wiązkami powoduje, że trudno jest uzyskać duży obszar przekrycia wszystkich trzech wiązek wejściowych. Ponadto, poprzecznie poszerzenie Dopplera (związane z prędkością atomów prostopadłą do osi wiązek z laserów LD776 i LD795) jest rzędu kilkudziesięciu MHz, czyli istotnie więcej niż naturalna szerokość linii. Zmierzone kształty rezonansów, analogiczne do tych przedstawionych w poprzedniej części pracy, demonstruje rysunek 3.7.



Rysunek 3.7: Rezonanse mieszania czterech fal w konfiguracji diamentu dla wiązek przeciwbieżnych. Widoczne jest poszerzenie rezonansów we wszystkich kierunkach, związane zarówno z klasami prędkości zarówno poprzecznych jak i podłużnych. Rysunek (b) jest przekrojem mapy (a).

3.3 Skolimowane światło niebieskie

Generację spójnego światła niebieskiego w parach rubidu zaobserwowano i opisano po raz pierwszy w pracy [54]. Otrzymano je poprzez oświetlenie par rubidu współbieżnymi wiązkami laserów o długościach fal 780 i 776 nm. W komórce następowała spójna emisja w średniej podczerwieni ($5\ \mu\text{m}$) i na długości fali 420 nm, zgodnie ze schematem przejść $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2} \rightarrow 5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$. Od tej pory zjawisko to było dość szczegółowo badane i przede wszystkim skupiono się na zwiększeniu mocy generowanego światła, pokazując szereg ciekawych możliwości polepszenia tego procesu i uzyskania natężeń światła rzędu kilku miliwatów i wysokich sprawności [52, 77–79], w tym między innymi możliwość zwiększenia wydajności poprzez selektywne pompowanie optyczne [78]. Niedawno zbadano również własności powstającego jednocześnie światła o długości fali ponad $5\ \mu\text{m}$ [80], jak również innych dróg prowadzących do emisji światła o długości fali 1367 nm.



Rysunek 3.8: (a) Schemat układu doświadczalnego użytego do produkcji niebieskiego światła; PD - fotodioda, BS - niepolaryzująca płytka światłodziąca, PBS - polaryzacyjna kostka światłodziąca, Rb - komórka z rubidem, LD - laser diodowy, $\lambda/2$ - płytka półfalowa, $\lambda/4$ - płytka ćwierćfalowa, TSC - teleskop korygujący astygmatyzm oraz (b) struktura poziomów istotna dla eksperymentu

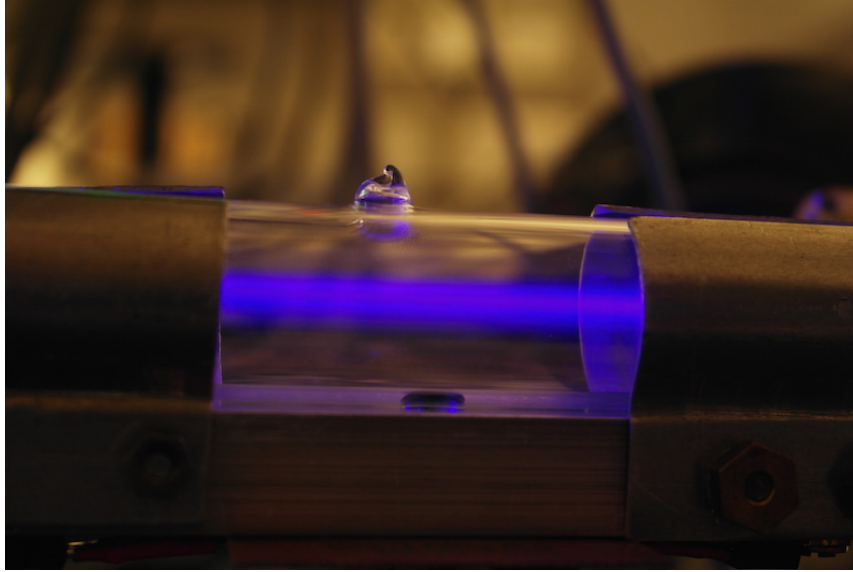
Inną ciekawą opcją jest uzyskiwanie spójnej emisji niebieskiego światła używając tylko jednego lasera (długość fali 778 nm) [81].

Schemat z rysunku 3.8(a) przedstawia układ doświadczalny użyty do generacji niebieskiego spójnego światła. Wiązki z laserów LD780 i LD776 połączono na płaskorównoległej płytce światłodziącej, dzięki czemu mogą być idealnie równoległe. Komórkę z rubidem umieszczono w ekranie magnetycznym i grzałce umożliwiającej osiągnięcie temperatury prawie 130°C.

W badanym układzie możliwe są trzy drogi prowadzące do otrzymania niebieskiego światła. Jedna prowadzi przez wzbudzenie dwufotonowe do stanu $5D_{5/2}$ przy użyciu światła o długościach fal 780 i 775.98 nm. Ta droga była wcześniej badana i jest najbardziej wydajna. Pozostałe dwie wymagają użycia światła o długości fali 776.16 nm i wzbudzenia atomu do stanu $5D_{3/2}$. Możliwe są tu do otrzymania dwie różne długości fali światła niebieskiego: 421.6 nm poprzez stan $6P_{1/2}$ i 420.3 nm poprzez stan $6P_{3/2}$. Różne scenariusze przedstawia rysunek 3.8(b).

W moim eksperymencie zaobserwowałem wszystkie te scenariusze i istotnie największą moc światła niebieskiego, rzędu kilkuset μW , otrzymałem na przejściu przez stan $5D_{5/2}$ (poprzez pompowanie światłem o długości fali 775.98 nm). Proces jest najefektywniejszy, gdy polaryzacje obu laserów pompujących są takie same i kołowe.

Znacznie mniejsze natężenie światła niebieskiego było obserwowane kiedy atom wzbudzany był do stanu $5D_{3/2}$. Optymalne polaryzacje w tej konfiguracji są inne niż poprzednio i powinny być prostopadłe liniowe. Ponadto, w zależności od odstrojenia, obserwuje się silniejszą generację światła o długości fali 421.6 bądź 420.3 nm. Zmierzono całkowite natężenie światła rejestrowane na fotodiodzie za pomocą komórki w której powstaje niebieskie światło w zależności od odstrojeń obu laserów. Wyniki przedstawia rysunek 3.10. Obserwuje się nietrywialną strukturę rezonansową, jednak dominują dwa zasadniczo różne przypadki. W pierwszym z nich (najwyższe maksimum) oba lasery są odstrojone od



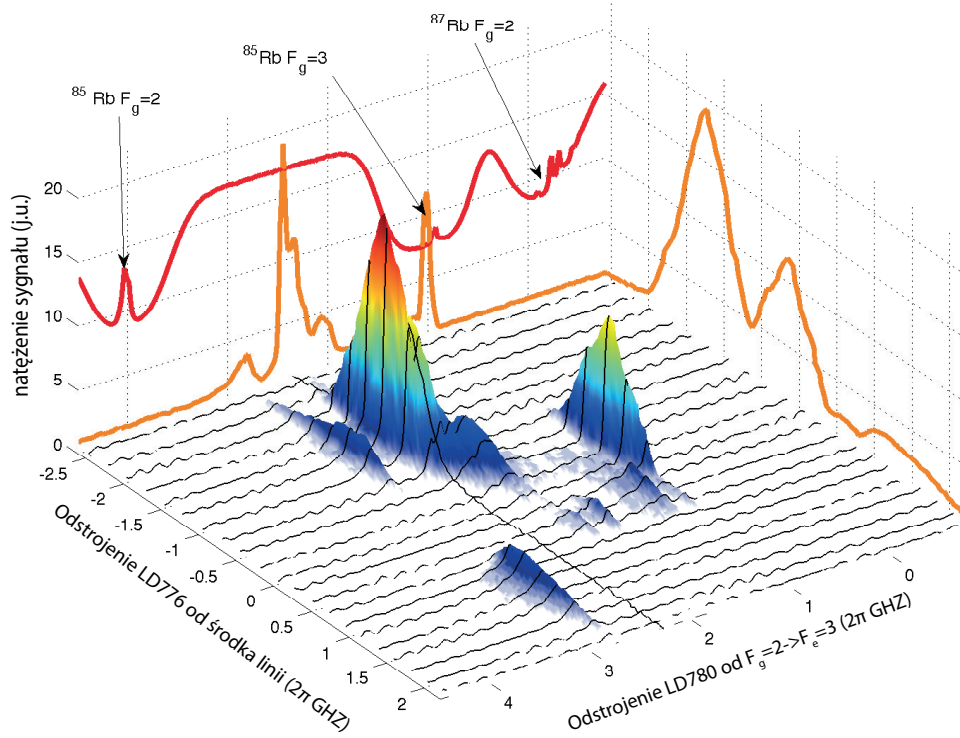
Rysunek 3.9: Niebieska fluorescencja wywołana wygenerowaną wiązką światła o długości fali 420.3 nm w dodatkowej komórce z parami rubidu.

przejść jednofotonowych o około 1.5 GHz (LD 776 od środka linii, a LD 780 od przejścia z poziomem podstawowym rubidu $85 F_g = 3$), ale dostrojone do przejścia dwufotonowego. Niska absorpcja jednofotonowa światła lasera LD780 umożliwia uzyskanie maksymalnej wydajności procesu. Kolejny przypadek, odpowiadający drugiemu w kolejności najwyższemu maksimum, pokrywa się z przejściem jednofotonowym rubidu 85 o stanie podstawowym $F_g = 3$. Jednocześnie laser LD776 jest w rezonansie dwufotonowym. Pompa 780 nm jest bardzo silnie absorbowana, a ponadto obserwuje się silną niebieską fluorescencję na początku komórki - następnie natężenie pompy spada praktycznie do zera.

Sprawdziłem na koniec, że generowane światło niebieskie jest rezonansowe do rubidu. Wiązka przechodząca przez dodatkową, rozgrzaną komórkę powoduje wyraźnie widoczną fluorescencję, widoczną na rysunku 3.9.

Rozważany układ poziomów i pól przeanalizowałem pobieżnie rozwiązując numerycznie równanie stanu stacjonarnego macierzy gęstości dla układu pięciu poziomów. Zadaając silne pola na przejściach o długościach fali 780 nm i 776 nm oraz niezbyt silne pole (w eksperymencie pierwotnie powstające jedynie na skutek emisji spontanicznej) na przejściu odpowiadającym długości fali około $5 \mu\text{m}$, zaobserwowałem powstawanie polaryzacji dającej emisję światła o długości fali 421 nm. Ponadto, powstaje inwersja obsadzeń pomiędzy poziomami $6P$ i $5D$. To istotna przesłanka, że mechanizm zjawiska jest następujący: inwersja obsadzeń powoduje wzmacnianie światła o długości fali $5 \mu\text{m}$ w całym obszarze oddziaływania. Ze względu na jego podłużny kształt, najsilniejsze wzmocnienie mamy w kierunku zgodnym i przeciwnym do kierunku propagacji pól 780 nm i 776 nm. Światło niebieskie powstaje natomiast na skutek mieszania czterech fal, w którym wymagane jest dopasowanie fazowe. Jest ono możliwe do spełnienia tylko wtedy, kiedy wszystkie cztery pola propagują się w tym samym kierunku. Dlatego właśnie niebieską wiązkę obserwujemy tylko z jednej strony komórki, współbieżnie z wiązkami laserów.

Dokładniejsza analiza modelu powinna pozwolić dokładniej wyjaśnić położenia poszczególnych rezonansów. Zgodnie z literaturą mogą tu jednak odgrywać znaczną rolę



Rysunek 3.10: Natężenie generowanego niebieskiego światła rejestrowane przez fotodiodę w zależności od odstrojeń obu laserów pompujących. Czerwona krzywa to referencyjne widmo absorpcji nasyconej, natomiast krzywe pomarańczowe to marginałe. Odstrojenie lasera LD 780 liczone jest od przejścia rubidu $87 F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$, natomiast odstrojenie lasera LD 776 liczone jest względem częstości 386251.6 GHz (środek linii $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$).

zjawiska nieliniowe wpływające na dopasowanie fazowe, takie jak na przykład soczewkowanie Kerra.

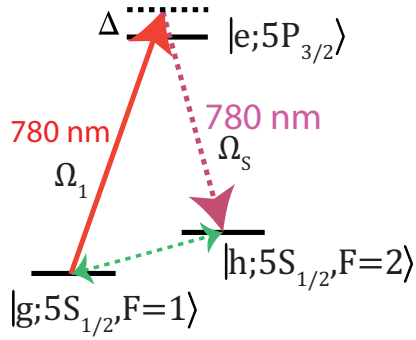
Podsumowując, zaobserwowałem generację spójnego światła niebieskiego poprzez mieszanie czterech fal w rubidzie w kilku konfiguracjach. Pomiar natężenia generowanego światła w zależności od odstrojeń laserów ujawniły nietrywialną strukturę rezonansową. W szczególności obserwuje się jednoczesną, nieopisaną wcześniej, generację wiązek światła o długości fali 420.3 i 421.6 nm. Pokazałem ponadto, że przejście przez poziom $5D_{3/2}$ wymaga użycia innych polaryzacji pomp niż przez do tej pory szczegółowo badany poziom $5D_{5/2}$. Teoretyczne wyjaśnienie obserwowanych kształtów widm i położeń rezonansów będzie wymagało dalszego rozwoju modelu teoretycznego.

Rozdział 4

Rozpraszanie Ramana

4.1 Układ lambda Λ

Wstęp teoretyczny



Rysunek 4.1: Konfiguracja Λ w której zachodzi spontaniczne rozpraszanie Ramana, jak również inne podobne procesy dwufotonowe. Zieloną przerywaną kreską zaznaczono spójność atomową ρ_{gh} z którą oddziałują pola optyczne.

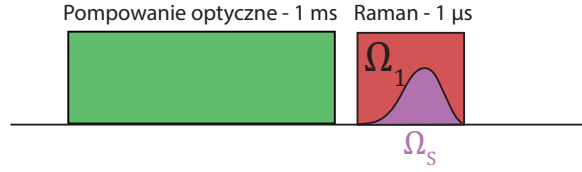
gdyż układ przed całym procesem nie ma ani spójności w stanie podstawowym, tzn. $\rho_{gh} = 0$, ani nie istnieje pole Stokesa $\Omega_S = 0$. Układ ma jednak własność wzmacniania zarówno spójności jak i pola Stokesa, przez co dochodzi do wzmocnienia fluktuacji próżni. Jest to efekt analogiczny do emisji spontanicznej, czy też to parametrycznej fluorescencji, w której powstają dwumodowe, ściśnięte stany światła. Tutaj mamy dla odróżnienia do czynienia z dwumodowym ściśniętym stanem światła i atomów [20, 34, 61, 82–86]. Silne wzmocnienie powoduje natomiast, że w krótkim czasie fluktuacje zostają silnie wzmocnione, i obserwujemy makroskopowe pole Stokesa. Jednocześnie, w atomach powstaje makroskopowa spójność stanu podstawowego. Ze względu na losowy charakter fluktuacji próżni, również makroskopowe światło w każdej realizacji eksperymentu jest różne.

Jednym z prostszych sposobów zrozumienia działania układu Λ jest procedura eliminacji adiabatycznej [61]. Polega ona na pominięciu stanu wzbudzonego $|e\rangle$ w rozwiązaniach. Efektywnie, zamiast atomu trójpoziomowego, otrzymujemy wtedy atom dwupoziomowy, składający się ze stanów $|g\rangle$ i $|h\rangle$ sprzężonych polem o tzw. dwufotonowej częstotliwości Rabiego:

$$\Omega_{R1} = \frac{\Omega_1 \Omega_S^*}{2(\Delta + i\Gamma/2)} \quad (4.1)$$

W skrócie oznacza to, że przykładając silne pole kontrolne Ω_1 możemy efektywnie sterować oddziaływaniem słabego pola Stokesa Ω_S z atomem, a konkretnie spójnością stanu podstawowego ρ_{gh} .

W szczególności jednak powyższy opis nie wystarcza do wyjaśnienia zjawiska spontanicznego rozpraszania Ramana,



Rysunek 4.2: Sekwencja eksperymentalna do badania spontanicznego rozpraszania Raman. Impuls pompy Ramanowskiej o długości około $1 \mu s$ poprzedza od $500 \mu s$ do $1 ms$ pompowania optycznego do stanu $|g\rangle$.

Na koniec przedstawię podejście teoretyczne opierające się na wypracowanych w rozdziale 2 metodach stanu stacjonarnego. Podejście to będzie w sposób ścisły poprawne tylko dla długich impulsów, lecz nawet dla krótkich stanowi dobre przybliżenie. Aby pokazać oddziaływanie światła i spójności atomowej, przeprowadzamy rachunek zaburzeń z dodatku A zakładając, że w zerowym rzędzie mamy pewną niezerową spójność stanu podstawowego ρ_{gh} oraz zerowe pole Stokesa $\Omega_S = 0$. Otrzymamy wtedy, że spójność na przejściu $|h\rangle \leftarrow |e\rangle$, odpowiadająca za emisję pola Stokesa, wynosi:

$$\rho_{eh} = \rho_{gh} \frac{\Omega_1}{2(\Delta + i\Gamma/2)}, \quad (4.2)$$

gdzie Γ jest prędkością zaniku stanu $|e\rangle$. Inaczej, jeśli założymy zerową spójność stanu podstawowego oraz niezerowe pole Ω_S , uzyskamy wynik, że spójność stanu podstawowego będzie proporcjonalna do pola Stokesa:

$$\rho_{gh} = -\frac{\Omega_1^*}{8(\Delta - i\Gamma/2)i\gamma} \Omega_S, \quad (4.3)$$

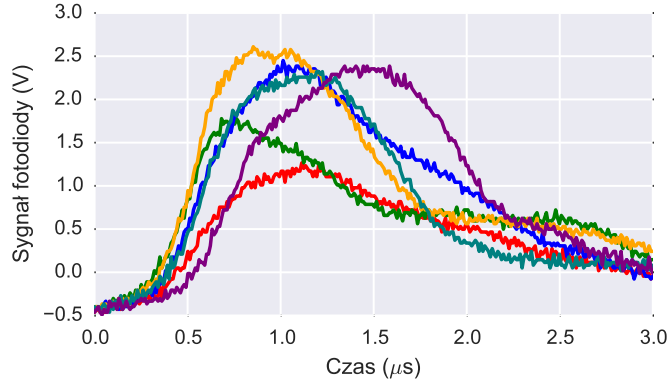
gdzie γ jest szybkością spójności stanu podstawowego. Wzajemne oddziaływanie tego typu pomiędzy polem a spójność atomową stanowi interfejs światło atomy.

Rozpraszanie Ramana w doświadczeniu

Przeprowadziłem proste doświadczenie ilustrujące opisane powyżej efekty. Komórkę z rubidem 87 w temperaturze $100^\circ C$ z neonem jako gazem buforowym pod ciśnieniem 5 torr umieściłem w ekranie magnetycznym. Pierwszy laser pracujący na linii D1 przez 1 ms pompował atomu do stanu $F = 1$. Drugi laser pracujący na linii D2 o mocy 20 mW i średnicy wiązki w komórce $300 \mu m$ oświetlał napomowane atomy przez $3 \mu s$ (pole Ω_1). Odstrojenie pompy Ramanowskiej wynosiło około $\Delta = 2\pi \times 2$ GHz ku niebieskiemu. Sygnał Stokesa ma prostopadłą polaryzację do pompy Ramanowskiej Ω_1 , dzięki czemu może być od niej łatwo oddzielony. Kilka realizacji eksperymentu pokazuje rysunek 4.3. Po czasie kilkuset ns sygnał osiągał maksimum, co odpowiada znanym modelom [61]. Po osiągnięciu sygnał słabł w czasie, a ponadto dało się zaobserwować oscylacje.

Proste obliczenia które wykonałem, pokazały, że maksimum sygnału odpowiada maksymalnej spójności atomowej ρ_{gh} i bardzo istotnemu przeniesieniu populacji do stanu $|h\rangle$. Dla małych mocy Ω_1 i Ω_S obserwuje się czysty spadek bez oscylacji. Dla większych mocy oscylacje pojawiają się ze względu na zjawisko oscylacji Rabiego z dwufotonową częstością Rabiego Ω_{R1} .

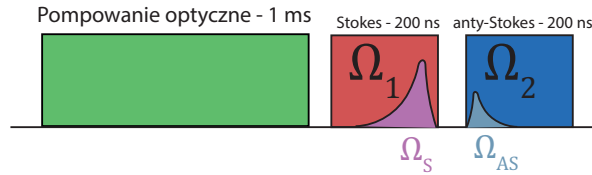
W eksperymentach z pojedynczymi fotonami, właściwie interesujący jest sam początek procesu, w którym mamy jedynie pojedyncze wzbudzenia atomów do stanu $|h\rangle$.



Rysunek 4.3: Kilka przykładowych realizacji procesu spontanicznego rozpraszania Ramana dla czasu pompy Ramanowskiej $3 \mu\text{s}$. Na początku obserwujemy (kwazi)eksponencjalny wzrost sygnału. Po osiągnięciu maksimum sygnał zanika, a ponadto czasem pojawiają się jego oscylacje.

Dłuższe oddziaływanie jest jednak porządane, gdy chcemy stworzyć dużą spójność w stanie podstawowym.

Pamięć kwantowa

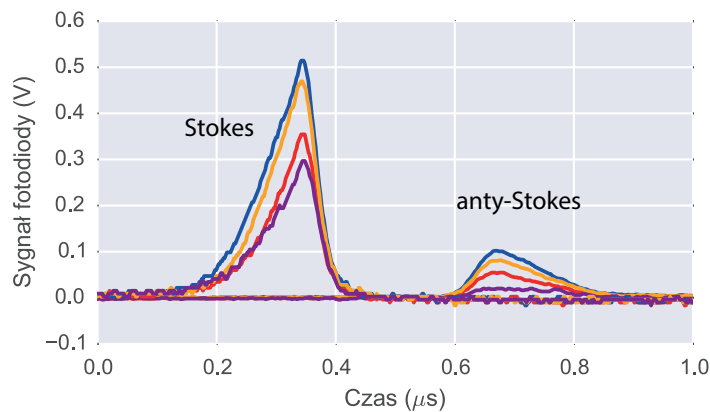


Rysunek 4.4: Sekwencja impulsów demonstrująca działanie pamięci kwantowej.

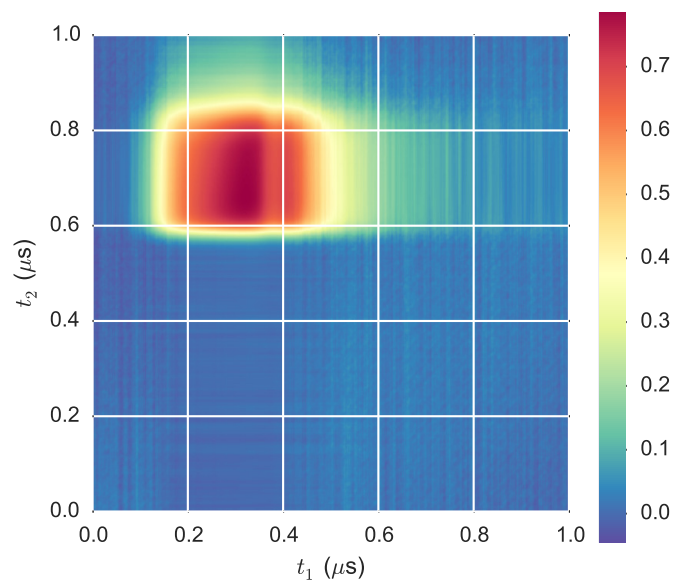
Rozpraszanie Ramana jest doskonałym sposobem aby zrealizować pamięć kwantową. Poprzez niewielkie rozszerzenie poprzedniego eksperymentu, zademonstrowałem efekt przechowywania makroskopowych stanów światła w pamięci. Podobnie jak poprzednio atomy zostały przygotowane w stanie $|g\rangle$ poprzez pompowanie optyczne. Następnie atomy zostały oświetlone impulsem pompy Ramanowskiej Ω_1 , co powodowało generowanie pola Stokesa Ω_S , które było rejestrowane na fotodiodzie. Odstrojenie pola Ω_1 wynosiło $\Delta_1 = 2\pi \times 2.5 \text{ GHz}$ ku niebieskiemu. Sygnał był rejestrowany na fotodiodzie.

Po 200 ns czasu przechowywania, atomy były oświetlane impulsem pompy anti-Stokesowskiej Ω_2 . Impuls ten powodował transfer spójności atomowej do pola anti-Stokesa Ω_{AS} . Odstrojenie pompy wynosiło $\Delta_2 = 2\pi \times 2 \text{ GHz}$ ku niebieskiemu. Impuls anti-Stokesa ma również polaryzację prostopadłą do pompy Ω_2 i był rejestrowany przez dodatkową fotodiodę.

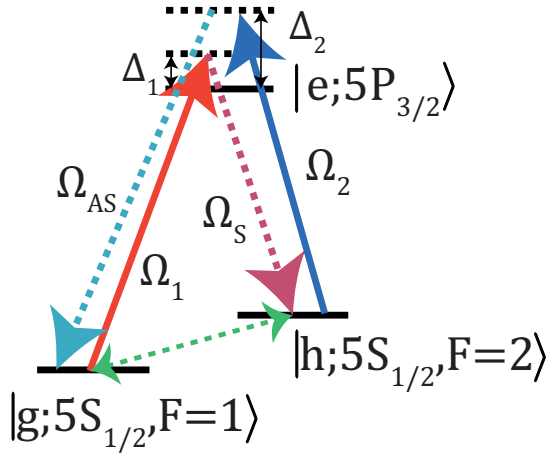
Wiązki pomp Ramanowskich Ω_1 i Ω_2 przecinały się pod małym kątem. Zmierzono częstość dudnień światła pompy Stokesowskiej i anti-Stokesowskiej równą $\Delta_2 - \Delta_1 + \Delta_{\text{HFS}} = 7.2 \text{ GHz}$.



Rysunek 4.5: Kilka realizacji procesu zapisu - rozpraszania Stokesa (po lewej) oraz następującego 200 ns później odczytu - rozpraszania anti-Stokesa. Zaobserwować można silne korelacje natężeniowe pomiędzy oboma sygnałami.



Rysunek 4.6: Korelacja pomiędzy sygnałem Stokesa (oś odciętych) i anti-Stokesa (oś rzędnych) obliczona zgodnie ze wzorem 4.4. Zmierzono maksymalną korelację rzędu 0.8.



Rysunek 4.7: Konfiguracja Λ w której działa Ramanowska pamięć kwantowa. W pierwszej kolejności atomy są przygotowywane w stanie $|g\rangle$. Następnie następuje jednocześnie tworzenie spójności atomowej ρ_{gh} oraz wzmacnianie pola Stoksa Ω_S poprzez działanie pompą Ramanowską Ω_1 . Kwantowo proces ten jest rozumiany jako ściskanie pomiędzy modem atomowym a modem Stoksa [34]. Odczyt polega na transferze spójności atomowej ρ_{gh} do pola anti-Stoksa Ω_{AS} poprzez działanie polem Ω_2 .

Zarówno impulsy Stokesa i anti-Stokesa były losowe, tzn. miały losową amplitudę i energię, w każdej realizacji procesu. Zaobserwowano jednak silne korelacje pomiędzy tymi impulsami, tzn. pomiędzy polem Ω_S i Ω_{AS} w pojedynczej realizacji eksperymentu. Na rysunku 4.5 pokazałem cztery realizacje procesu. Tymi samymi kolorami zaznaczyłem te same realizacje – po lewej stronie impuls Stokesa, po prawej impuls anti-Stoksa (rejestrowane na różnych fotodiodach).

Jest to związane z faktem, że z osobna mody światła Stokesa i anti-Stokesa są w stanach terminicznych. Łączny stan tych dwóch modów jest jednak dwumodowym stanem ścisniętym. Taki stan kwantowy pola wiąże się z silnymi korelacjami w liczbie fotonów pomiędzy modami.

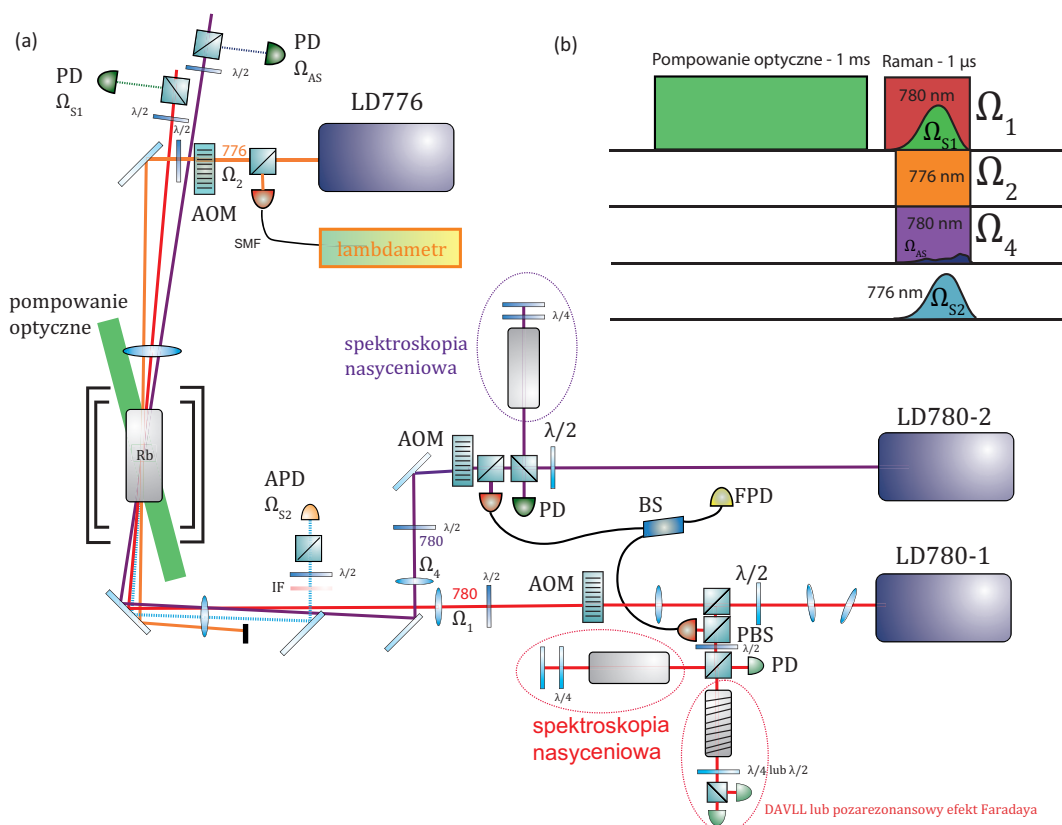
Korelacja jest widoczna już na tak małej próbie jak kilka realizacji (patrzy rysunek 4.5), lecz żeby potwierdzić ją ilościowo obliczyłem dwupunktowe korelacje natężeniowe sygnałów $I_S(t_1)$ i $I_{AS}(t_2)$ dla każdej pary punktów w czasie (t_1, t_2) w czasie przy pomocy wzoru:

$$C(t_1, t_2) = \frac{\langle (I_S(t_1) - \langle I_S(t_1) \rangle)(I_{AS}(t_2) - \langle I_{AS}(t_2) \rangle) \rangle}{\sqrt{(\langle I_S(t_1)^2 \rangle - \langle I_S(t_1) \rangle^2)(\langle I_{AS}(t_2)^2 \rangle - \langle I_{AS}(t_2) \rangle^2)}}, \quad (4.4)$$

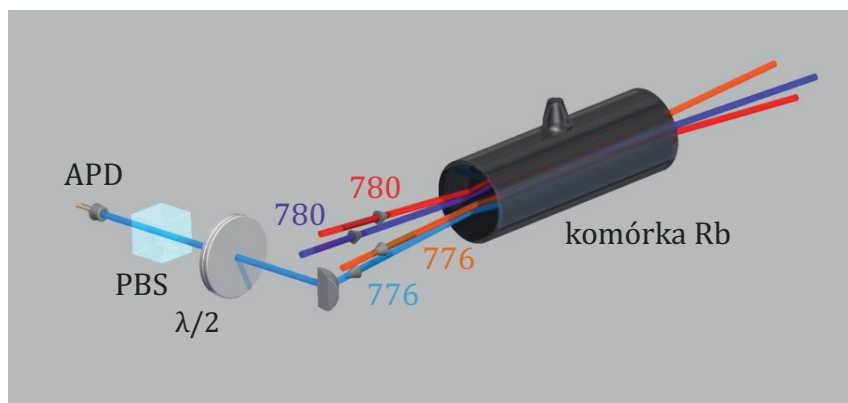
gdzie uśrednianie $\langle \cdot \rangle$ zachodzi po realizacjach procesu. W tym przypadku wziąłem pod uwagę 10^4 realizacji. Mapę korelacji przedstawia rysunek 4.6. Istotnie impuls Stokesa (t_1 od 200 do 400 ns) skorelowany jest w impulsie anti-Stoksa (t_2 od 600 do 800 ns). Maksymalna korelacja wyniosła 0.8. Nie jest to wyjątkowo dobry wynik, jednak jest zadowalający, biorąc pod uwagę fakt, że w układzie nie zastosowano żadnego filtrowania poza polaryzatorami. Zaawansowane eksperymenty badające te korelacje korzystają z nawet dwóch stopni filtrowania.

4.2 Rozpraszanie czeterofotonowe w konfiguracji drabiny Ξ

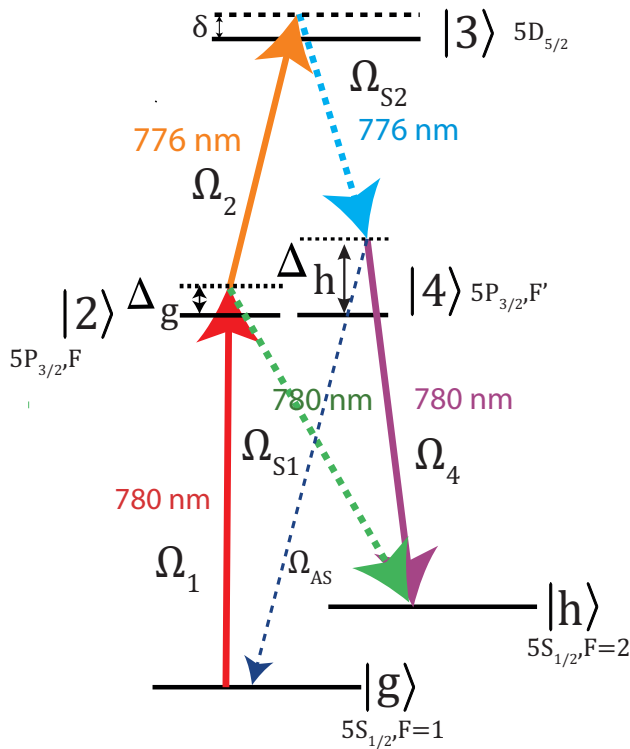
Jak wspomniałem, zarówno we wstępie jak i na początku tego rozdziału, interfejs światła atomy to w rozumieniu naszych eksperymentów konfiguracja atomów i pól, która umożliwia spójne oddziaływanie długożyjącej spójności stanu podstawowego i słabego pola optycznego. W ramach pracy zaproponowałem i zrealizowałem nowy interfejs, który tutaj opisuję. Podstawa jego działania, zilustrowana na rysunku 4.10, jest następująca: trzy pola optyczne Ω_1 , Ω_2 i Ω_4 sprzęgają pole Ω_{S2} do spójności stanu podstawowego ρ_{gh} . Podobnie jak przy rozpraszaniu Ramana, możemy zastosować rachunek zaburzeń stanu stacjonarnego otrzymując polaryzację na przejściu $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$ zależną od spójności stanu



Rysunek 4.8: (a) Układ doświadczalnych (b) sekwencja eksperymentalna pozwalająca sprzęgać światło o długości fali 776 nm i spójność atomową w stanie podstawowym. Dwufotonowe rozpraszanie Ramana powoduje powstawanie spójności, która jednocześnie oddziałuje wywołuje mieszanie czterech fal i generowanie światła o długości fali 776 nm na przejściu $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$. Impulsy są przygotowywane przy pomocy modulatorów akustooptycznych. Odstrojenie laserów LD780-1 i LD802-2 dodatkowo dawało się wyznaczyć poprzez dudnienia na szybkiej fotodiodzie (FPD). Wewnątrz komórki z rubidem umieszczonej w ekranie magnetycznym wiązki przecinają się pod małymi kątami mając średnicę $1/e^2$ około 300 μm . Nie zaznaczono lasera pompy optycznej, który działał na linii D1 i był dostrojony pomiędzy przejścia $F = 2 \rightarrow F' = 1$ i $F = 2 \rightarrow F' = 2$.



Rysunek 4.9: Uproszczony schemat układu doświadczalnego ilustrujący geometrię eksperymentu.



Rysunek 4.10: Konfiguracja drabiny (Ξ) w której udało się zaobserwować sprzężenie się światła o długości fali 776 nm (niebieska przerywana kreska) i spójności atomowej ρ_{gh} . W praktyce konfiguracja ta niewiele różni się od konfiguracji diamentu, gdyż w prawie wszystkich przypadkach $F \neq F'$ lub $m_F \neq m'_F$. Wtedy oczywiście konfiguracja jest identyczna z konfiguracją diamentu $\diamond$. W przeciwnym przypadku konfiguracja jest również identyczna z konfiguracją diamentu w przybliżeniu rozwinięcia Floqueta [87]. Zieloną przerywaną kreską zaznaczono powstające jednocześnie spontaniczne, dwufotonowe rozpraszanie Ramana.

laser LD780-2 potencjalnie mógł też wytwarzać pole anty-Stokesa Ω_{AS} , jednak sygnał ten okazał się być bardzo słaby. Główny sygnał czterofotonowego rozpraszania na długości fali 776 nm ma charakter pola Stokesa i oznaczany jest przez jego częstość Rabiego Ω_{S2} .

Aby zniwelować poszerzenie Dopplerowskie użyto przeciwbieżnej geometrii mieszania czterech fal (rysunek 4.9). Pola Ω_1 i Ω_4 propagują się więc w kierunku z , a pola Ω_3 i Ω_{S2} w kierunku $-z$. Sygnał Ω_{S2} emitowany był pod kątem kilku mrad do wiązki Ω_2 , a następnie po przefiltrowaniu polaryzatorem rejestrowany przez fotodiodę lawinową.

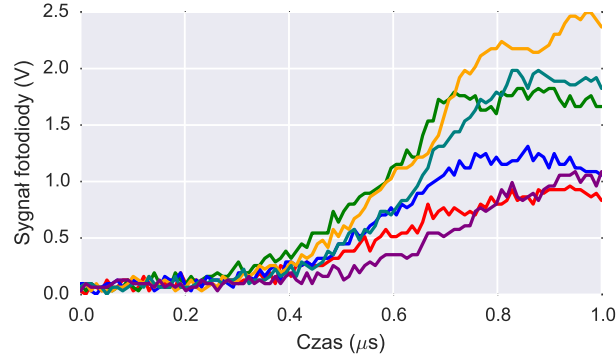
Wybór polaryzacji jest kluczowy w tym eksperymencie. Jednocześnie z czterofotonowym rozpraszaniem Ramana może zachodzić mieszanie czterech fal w zamkniętej konfiguracji, analogicznej do tej dyskutowanej w rozdziale 3. Sygnał tego mieszania jest praktycznie nieodróżnialny od rozpraszania czterofotonowego bez interferometru - w szczególności

podstawowego:

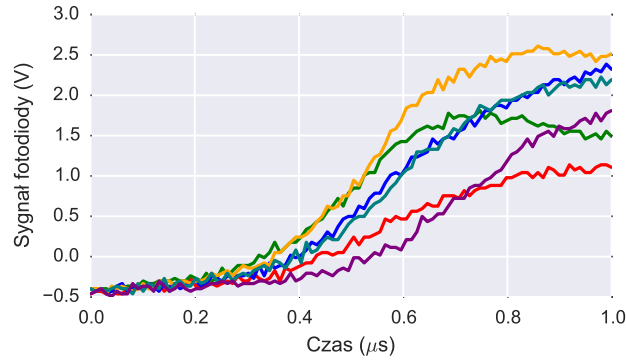
$$\rho_{34} = \rho_{gh} \frac{\Omega_1 \Omega_2 \Omega_4^*}{8 \Delta_g \delta \Delta_h^*}. \quad (4.5)$$

Warto zwrócić uwagę na podobieństwo tego wyrażenia zarówno do wzoru 3.1 na polaryzację w układzie zamkniętym oraz do wzoru 4.2 na polaryzację zależną od spójności stanu podstawowego. Podobieństwa te pokazują, że w istocie badane zjawisko łączy cechy typowego rozpraszania Ramana i mieszania czterech fal. W szczególności spełnia definicję rozpraszania Ramana, gdyż po całym czterofotonowym procesie atom znajduje się w innym stanie niż początkowym. Dlatego też sądzę, że odpowiednim terminem jest tutaj czterofotonowe rozpraszanie Ramana.

Aby zademonstrować to zjawisko, zbudowałem układ doświadczalny przedstawiony na rysunku 4.8. Strategia eksperymentalna zakładała, że najpierw spójność atomowa zostanie wytworzona przy pomocy zwykłego rozpraszania Ramana, gdyż wzmocnienie w procesie czterofotonowym jest dużo mniejsze niż w dwufotonowym. Laser LD780-1 służy więc jako dwufotonowa pompa Ramanowska powodująca generację pola Stokesa Ω_{S1} , oraz jako źródło pola biorącego udział w procesie czterofotonowym. La-



(a) Proces czterofotonowy



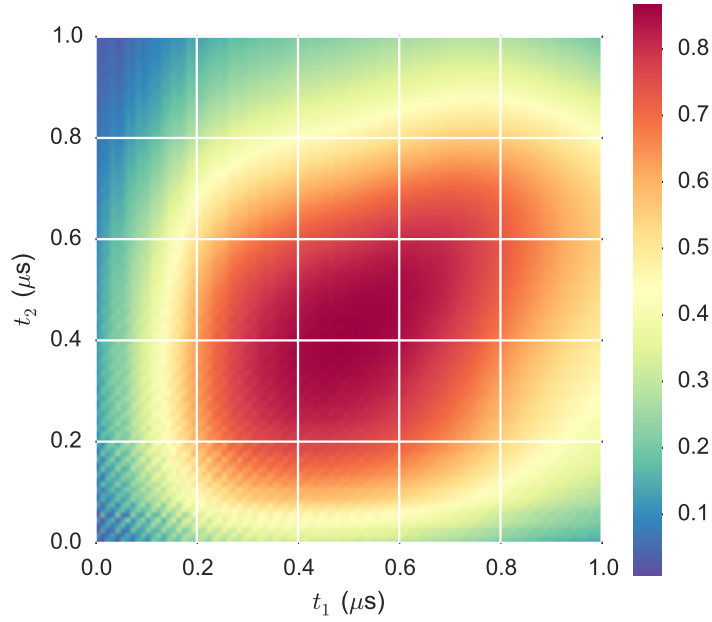
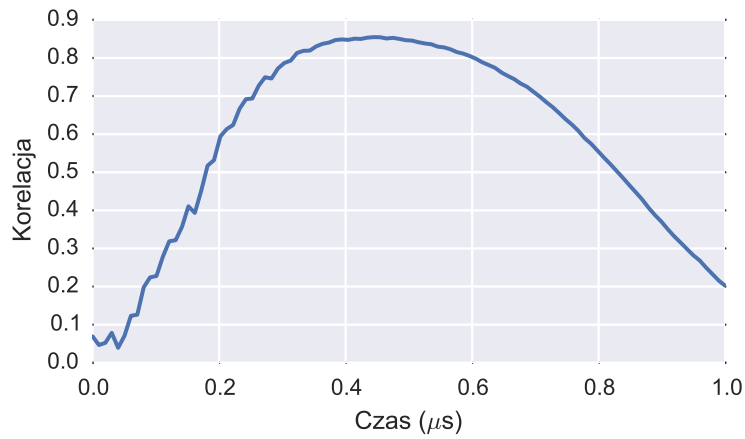
(b) Proces dwufotonowy

Rysunek 4.11: Kilka przykładowych realizacji mieszania czterech fal w otwartej konfiguracji - rozpraszania czterofotonowego (a) oraz procesu dwufotonowego, spontanicznego rozpraszania Ramana (b). Te same kolory na rysunku (a) i (b) odpowiadają tym samym realizacją procesu.

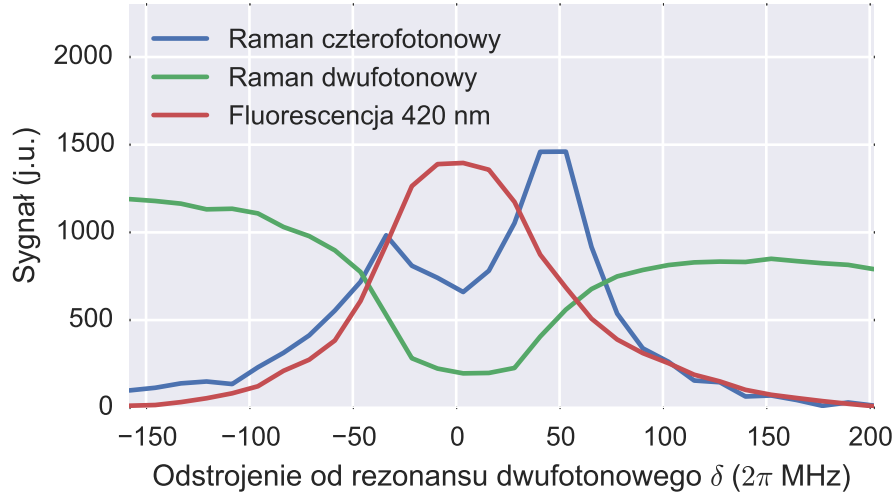
jednak potwierdziłem różnicę częstości używając skanującego interferometru Fabry-Perot (Toptica FPI-100-0750-y) o $\text{FSR}=1$ GHz. Konfiguracja zamknięta (czyli z tym samym poziomem początkowym co końcowym $F = 1$) charakteryzuje się jednak innymi zależnościami polaryzacyjnymi niż konfiguracja otwarta (czyli czterofotonowe przejścia Ramanowskie zaczynające się na $F = 1$ a kończące na $F = 2$). Konkretnie, przykładając zestaw polaryzacji $\Omega_1 \rightarrow \epsilon_x$, $\Omega_2 \rightarrow \epsilon_y$ oraz $\Omega_4 \rightarrow \epsilon_y$ otrzymamy sygnał zamkniętego mieszania czterech fal o polaryzacji $\Omega_3 \rightarrow \epsilon_x$, a sygnał Ramanowski o polaryzacji $\Omega_{S2} \rightarrow \epsilon_y$. Polaryzator wyjściowy jest więc kluczowy przy filtrowaniu sygnału.

Odstrojenia dobrano tak, aby zmaksymalizować sygnał rozpraszania czterofotonowego. Laser LD780-1 był odstrojony $\Delta_g = 2\pi \times 2$ GHz ku niebieskiemu, a laser LD780-2 o $\Delta_h = -2\pi \times 1.5$ GHz ku czerwieni. Zmierzona częstość dudnień laserów wynosiła $\Delta_g - \Delta_h + \Delta_{HFS} = 10.3$ GHz. Odstrojenie dwufotonowe δ było bliskie zera.

Kilka przykładowych realizacji procesów czterofotonowego i dwufotonowego rozpraszania Ramana pokazano na rysunkach 4.11(a) i 4.11(b). Sygnały wykazują silne korelacje między sobą na samym początku rozpraszania, które następnie stają się słabsze. Zweryfikowałem to ilościowo ponownie stosując wzór:

(a) Mapa korelacji dwupunktowych $C(t_1, t_2)$ (b) Diagonała korelacji $C(t, t)$

Rysunek 4.12: Korelacje pomiędzy dwufotonowym, spontanicznym rozpraszaniem Ramana a sygnałem mieszania czterech fal w konfiguracji otwartej: (a) mapa korelacji obliczona zgodnie ze wzorem 4.6 oraz jej diagonała (b). Maksymalna korelacja wyniosła 0.87.



Rysunek 4.13: Zależność energii impulsu mieszania czterofotonowego rozproszenia Ramana - mieszania czterech fal (niebieska krzywa, całka z impulsu), dwufotonowego rozproszenia Ramana (zielona krzywa, całka z impulsu) oraz wzbudzonej dwufotonowej fluorescencji na długości fali 420 nm (czerwona krzywa, proporcjonalna do liczby zliczeń na kamerze CCD). Absorpcja dwufotonowa wyraźnie osłabia rozpraszanie Ramana, więc również generowanie spójności w stanie podstawowym. Z drugiej strony mieszanie czterech fal zachodzi najefektywniej w rezonansie dwufotonowym, jednak aby zaszło potrzebna jest spójność w stanie podstawowym. Dlatego obserwujemy dwa maksima po obu stronach rezonansu.

$$C(t_1, t_2) = \frac{\langle (I_{S1}(t_1) - \langle I_{S1}(t_1) \rangle)(I_{S2}(t_2) - \langle I_{S2}(t_2) \rangle) \rangle}{\sqrt{(\langle I_{S1}(t_1)^2 \rangle - \langle I_{S1}(t_1) \rangle^2)(\langle I_{S2}(t_2)^2 \rangle - \langle I_{S2}(t_2) \rangle^2)}}. \quad (4.6)$$

i wykreślając mapę korelacji na rysunku 4.12(a). Rysunek 4.12(b) przedstawia diagonalę tej mapy, tzn. $C(t, t)$. Maksymalna korelacja wyniosła 0.87. Nie jest do końca jasne czemu korelacje zanikają w miarę rozpraszania, jednak może mieć to związek z wieloma procesami, przykładowo dekoherencją dyfuzyjną fal spinowych [35, 88] i napływaniem nowych atomów w obszar interakcji. W typowych eksperymentach najbardziej interesująca jest jednak początkowa faza rozpraszania, gdzie istotnie obserwujemy bardzo silne korelacje.

Aby ostatecznie potwierdzić zaproponowany model zjawiska, zmierzylem zależność energii rozproszonych impulsów od odstrojenia dwufotonowego δ (rysunek 4.13). Obserwujemy osłabione rozpraszanie dwufotonowe w rezonansie dwufotonowym (laserów LD780-1 i LD776), ze względu na straty związane z absorpcją dwufotonową. W samym rezonansie tworzymy więc mało spójności stanu podstawowego. Dlatego właśnie rozpraszanie czterofotonowe zachodzi natomiast najefektywniej bliżej rezonansu dwufotonowego, lecz jest osłabione w samym rezonansie przez mniejszą spójność stanu podstawowego.

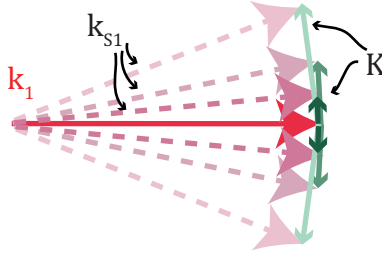
Kolejnym krokiem w badaniach nad pokazanym tu zjawiskiem powinno moim zdaniem być znalezienie konfiguracji, w której może zachodzi jedynie rozpraszanie czterofotonowe, a nie dwufotonowe. Znalezienie takiej konfiguracji będzie możliwe na przykład zespole zimnych atomów, gdzie można adresować poszczególne podpoziomy nadsubtelne.

Innym sposobem jest adresowanie spójności atomowych o różnych zależnościach przestrzennych - tzw. fal spinowych [20, 88]. W szczególności, powinno się dać adresować ortogonalne fale spinowe rozpraszaniem dwufotonowym i czterofotonowym. Pomysł ten jest rozwinięty w następnej części pt. „Inżynieria fal spinowych”.

Warto na koniec nadmienić, że podobny interfejs próbowałem zrealizować w konfiguracji analogicznej do tej dyskutowanej w rozdziale 3, tzn. z długościami fal 780, 776, 762 i 795 nm. Nie udało się jednak zaobserwować sygnału rozpraszania czterofotonowego, ze względu na dużo mniejsze momenty dipolowe przejść pomiędzy stanami wzbudzonymi niż w przedstawionej w tym rozdziale konfiguracji oraz niekorzystne dopasowanie fazowe w przeciwbieżnej geometrii, dyskutowane w sekcji 3.2.

4.3 Zastosowania

Inżynieria fal spinowych



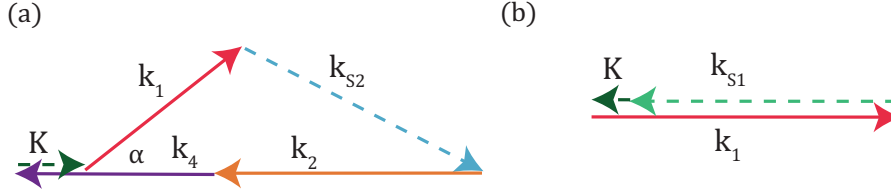
Rysunek 4.14: Dwufotonowe rozpraszanie Ramana i związane z różnymi kierunkami rozproszenia $\mathbf{k}_{S1}$ fale spinowe zapisane w ośrodku $\mathbf{K}$. Dłuższe fale spinowe wiążą się z większymi stratami i równocześnie z mniej efektywnym rozpraszaniem fotonów. Podłużna składowa fali spinowej ma ustaloną długość w interfejsie czterofotonowym równą $1/(44 \text{ mm})$.

Do tej pory mówiliśmy, że rozpraszanie Ramana wiąże się z powstawaniem spójności w stanie podstawowym. Zauważmy teraz jednak, że wektor falowy pompy Ramanowskiej $\mathbf{k}_1$ jest inny niż wektor falowy rozproszonego światła $\mathbf{k}_{S1}$. Ponieważ pęd musi być zachowany, różnica pędów zostaje przekazana atomom. Ich zmiana prędkości jest zupełnie pomijalna, lecz istotna jest zależność fazy spójności w postaci funkcji $\rho_{gh}(\mathbf{r}) = \rho_{gh}(0) \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})$, gdzie $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_{S1}$. Taką zależność przestrzenną nazywamy falą spinową.

Poprzeczne składowe fal spinowych odpowiadają różnym kierunkom rozproszenia (patrz rysunek 4.14). Umożliwia to przechowywanie wielu modów przestrzennych w pamięci kwantowej. Jednak im dłuższa fala spinowa, tym szybsza jej dekoherencja [35, 88].

W Gradient Echo Memory Zajmijmy się teraz składową podłużną $\mathbf{K}$, zakładając, że $\mathbf{K} \parallel \mathbf{z}$. Składowa podłużna K_z będzie wtedy proporcjonalna do różnicy energii między fotonem pompy a fotonem Ramanowskim. Dla rubidu 87 w rozważanym do tej pory przypadku układu Λ będzie on równy $K_{z0} = 1/(44 \text{ mm})$.

W pracy [29] zaproponowano metodę zmieniania składowej podłużnej K_z . Do komórki z rubidem przyłożony został gradient podłużnego pola magnetycznego, tzn. pole możemy zapisać jako $B_z(z) = \eta z$. Energie poziomów podstawowych $|g\rangle$ i $|h\rangle$ zaczynają więc zależeć od położenia w komórce. Dla uproszczenia rozważając jedynie poziomy o $m_F = 1$ otrzymujemy przesunięcia energii:



Rysunek 4.15: Geometria dopasowania fazowego i fali spinowej w (a) czterofotonowym interfejsie oraz (b) typowym dwufotonowym interfejsie Ramanowskim. Interfejs czterofotonowy pozwala modyfikować długość wektora fali spinowej wzdłuż osi z poprzez zmiany kąta α . W interfejsie dwufotonowym rozproszenie pod dużym kątem powoduje powstanie fali spinowej o znacznym K_x lub K_y , a takie fale spinowe są podatne na dekoherencję dyfuzyjną. Nie ma natomiast żadnej możliwości inżynierii składowej podłużnej. Wiązki związane w wektorami k_1 i k_4 są przeciwbieżne do wiązek związanych z wektorami k_2 i k_{S2} na rysunku (a). Na rysunku (b) natomiast obie wiązki, związane z wektorami k_1 i k_{S1} są współbieżne.

$$\Delta E_g = -\frac{1}{2}\mu_B\eta z, \quad (4.7)$$

$$\Delta E_h = \frac{1}{2}\mu_B\eta z. \quad (4.8)$$

Oznacza to, że zaobserwujemy dodatkową fazę związaną z tą różnicą energii w spójności między tymi stanami w postaci $\mu_B\eta z t/\hbar$. Odpowiada to zależności od czasu fali spinowej postaci $\rho_{gh}(z) = \rho_{gh}(0) \exp(i(K_{z0} + \mu_B\eta/\hbar c)z)$. Metoda ta pozwala więc „przesuwać” fale spinowe do wyższych lub też niższych wektorów falowych. Oddziaływanie Ramanowskie sprzęga jedynie fale spinowe o $K_z = 1/(44 \text{ mm})$, przez co autorzy pracy [29] po pewnym czasie odwracali gradient pola aby wrócić do tej wartości składowej podłużnej.

W interfejsie czterofotonowym takie wymaganie jednak już nie istnieje, ze względu na zwiększoną liczbę stopni swobody. W szczególności, w przypadku przeciwbieżnych wiązek możemy zapisać kolejne wektory falowe jako:

$$k_{1,z} = \frac{2\pi}{\lambda_{780}} + \frac{\Delta_g + \Delta_{F=1}}{c}, \quad (4.9)$$

$$k_{2,z} = \frac{2\pi}{\lambda_{776}} - \frac{\Delta_g}{c}, \quad (4.10)$$

$$k_{4,z} = \frac{2\pi}{\lambda_{780}} + \frac{\Delta_h + \Delta_{F=2}}{c}, \quad (4.11)$$

$$k_{S2,z} = \frac{2\pi}{\lambda_{776}} - \frac{\Delta_h}{c}. \quad (4.12)$$

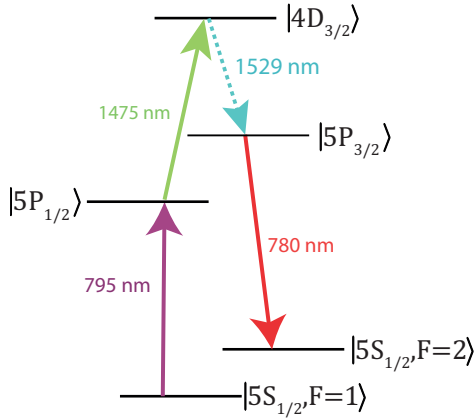
Różnica wynosi wtedy $K_z = K_{z0} + 2\frac{\Delta_g - \Delta_h}{c}$, zaczyna zależeć więc od odstrojenia. Dla odstrojeń $\Delta_g = 2.5 \text{ GHz}$ i $\Delta_h = -1.5 \text{ GHz}$ otrzymujemy $K_z = 1/(20 \text{ mm})$. Na obszarze oddziaływania długości 2 cm fala ta jest nieodróżnialna od fali o wektorze K_{z0} .

Jeżeli jednak dodatkowo odchyliny wiązki związanej z wektorem $\mathbf{k}_1$ od osi z o kąt α , ze względu na poprzeczne dopasowanie fazowe o prawie taki sam kąt odchyli się wiązka sygnału związana z wektorem $\mathbf{k}_{S2,z}$, co ilustruje rysunek 4.15. Składowa podłużna wynosi wtedy:

$$K_z = K_{z0} + 2 \frac{\Delta_g - \Delta_h}{c} - \alpha^2 \left(\frac{\Delta_g - \Delta_h - \Delta_{F=1}}{c} + \frac{2\pi}{\lambda_{780}} + \frac{2\pi}{\lambda_{776}} \right). \quad (4.13)$$

Zauważmy, że wyraz $2\pi/\lambda_{780} + 2\pi/\lambda_{776}$ jest ogromny w porównaniu do pozostałych, równy $1.61 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$. Pomnożony nawet przez mały kąt rzędu kilku mrad może dać bardzo istotną różnicę w długości K_z . Podsumowując, manipulacja kątem α pozwala bardzo łatwo manipulować wektorem fali spinowej. Dzięki układowi czterofotonowemu, który zaproponowałem i zrealizowałem w tej pracy możliwe stanie się adresowanie nie-standardowych fal spinowych, co stanowi bardzo ważne rozszerzenie schematu *Gradient Echo Memory* i otwiera drogę do zaawansowanych manipulacji przestrzennych fal spinowych. W szczególności zaproponowany interfejs umożliwia również adresowanie szerokiej, trójwymiarowej przestrzeni fal spinowych.

Komunikacja kwantowa

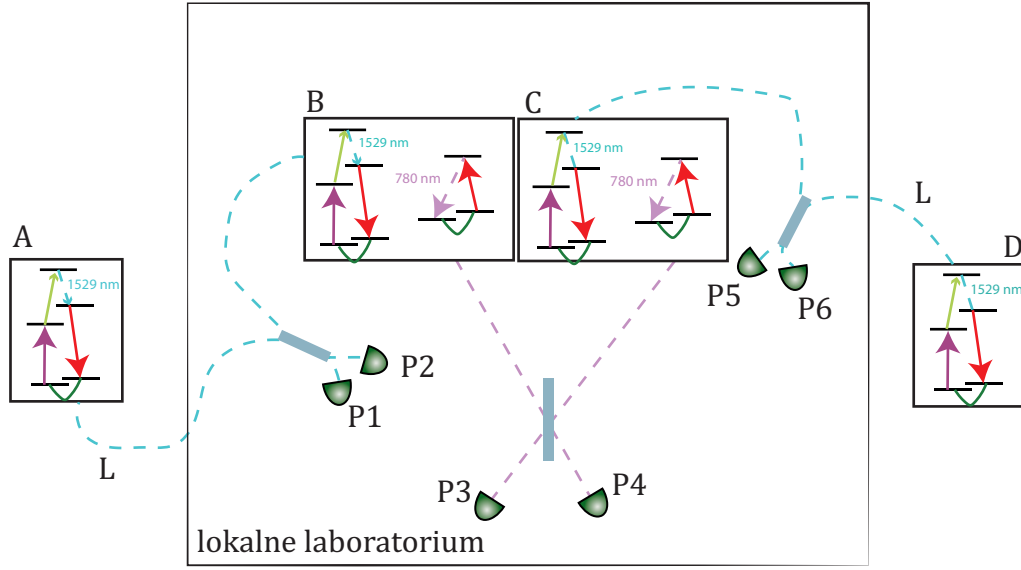


Rysunek 4.16: Konfiguracja diamentu, która może być użyta do sprzęgania światła o długości 1529 nm, nadającego się do transferu przez światłowody komunikacyjne, do spójności stanu podstawowego. Konfiguracja układu eksperymentalnego miałaby być podobna jak w poprzednio rozważanych przypadkach.

Pomocy pojedynczych fotonów powodują, że realizacja protokołu staje się eksponencjalnie coraz trudniejsza wraz ze wzrastającymi stratami. W szczególności, nawet zminimalizowane straty powodują, że trudność realizacji protokołu rośnie wykładniczo z odległością między węzłami.

Bezpieczne przysyłanie informacji, a właściwie kluczy kryptograficznych, jest w dzisiejszych czasach zagwarantowane przez właściwości operacji matematycznych. Przykładowo, trudniej rozłożyć liczbę na czynniki pierwsze, niż czynniki te pomnożyć. Fakt ten jednak nie gwarantuje bezpieczeństwa, które może zostać zagwarantowane przez prawa fizyki kwantowej. Zaproponowano różne protokoły kryptografii kwantowej, takie jak BB84 czy B92 [89]. W szczególności protokół zaproponowany przez A. Ekerta wymaga, aby najpierw pomiędzy odległymi, komunikującymi się węzłami, istniało splątanie [90].

Najbardziej realistycznym sposobem realizacji protokołów komunikacji kwantowej wydaje się przesyłanie fotonów. Fotony można przysyłać poprzez atmosferę, gdzie straty są minimalne dla światła zielonego, albo poprzez światłowody, gdzie minimalne straty osiągamy dla światła o długości fali około 1500 nm. Straty w przypadku komunikacji kwantowej przy pomocy



Rysunek 4.17: Schematyczne przedstawienie protokołu DLCZ z użyciem przejść między poziomami wzbudzonymi na telekomunikacyjnych długościach fali. Protokół służy splątaniu wzbudzeń atomowych (fal spinowych) w węzłach A i D, poprzez węzeł pośredni (lokalne laboratorium), który jest odległy od obu węzłów końcowych. Dokładny opis działania protokołu można znaleźć w tekście.

Jako rozwiązanie tych problemów zaproponowano protokół oparty o tak zwane przełączniki kwantowej (ang. *quantum repeater*) [12, 13]. Protokół, zwany protokołem DLCZ, jest ściśle rzecz biorąc protokołem generującym splątanie między odległymi węzłami. Pomiedzy tymi węzłami umieszcza się właśnie przełączniki. Jak już wspominałem, wygenerowane splątanie można skutecznie wykorzystać do komunikacji kwantowej¹. Ponadto, splątanie daje się wykorzystać w teorii na tak wiele sposobów, że bywa ono nazywane „zasobem” [91].

Podstawowym składnikiem przełącznika kwantowego jest pamięć kwantowa. W oryginalnej propozycji zaproponowano atomy, w których informacja kwantowa przechowywana jest w spójności stanu podstawowego jak wzbudzenie kolektywne w zespołach atomów takich jak rubid czy cez. Wadą większości tych rozwiązań jest jednak fakt, że generowane światło ma długość fali około 800-900 nm. Przesłanie tych fotonów przez światłowód wiąże się ze znacznymi stratami. Rozwiązaniem tego problemu, może okazać się proces czterofotonowy, który opisałem w poprzednich częściach tej pracy, jednak w nieco innej konfiguracji poziomów energetycznych (patrz rysunek). Poza tą konfiguracją można zaproponować jeszcze wiele innych, podobnych konfiguracji. Wszystkie będą jednak lepiej przystosowane do działania w zimnych atomach, ze względu na fakt, że rezonans dwufotonowy dwóch przeciwbieżnych wiązek o istotnie różnych długościach fali jest poszerzony Dopplerowsko.

Działanie protokołu DLCZ

Przedstawiam tutaj uproszczony opis działania protokołu. Protokół rozpoczyna się generowaniem splątania pomiędzy zespołami atomów A i B oraz C i D. W tym celu, we wszystkich czterech węzłach wywołujemy emisję fotonu w czterofotonowym procesie rozpraszania w konfiguracji diamentu z pewnym małym prawdopodobieństwem p . Jednocześnie w każdym zespole atomów na jeden foton powstaje pojedyncze, kolektywne wzbudzenie atomowe, podobnie jak w dobrze znanym procesie rozpraszania Stokesa w konfiguracji Λ .

Dla ustalenia uwagi rozważmy teraz powstawanie splątania między węzłami A i B. Foton z węzła A przesłany jest światłowodem do lokalnego, środkowego węzła. Fotony z węzła A i z węzła B padają na płytkę światłodziącą, której porty wyjściowe podłączone są do detektorów (np. liczników fotonów). Ponieważ prawdopodobieństwo wygenerowania fotonu $p \ll 1$ jest małe, oczekujemy że tylko jeden z detektorów P1 i P2 zarejestruje foton. Ponieważ jednak nie wiadomo, z którego zespołu atomów foton ten pochodzi, łączny stan kwantowy węzłów (kolektywnych wzbudzeń atomowych) A i B jest splątanym stanem Bella:

$$|\psi\rangle_{AB} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_A|1\rangle_B + |0\rangle_A|1\rangle_B). \quad (4.14)$$

Identyczne wyrażenie opisuje łączny stan węzłów C i D. Sekwencję powtarzamy, aż wygenerujemy stan splątany zarówno węzłów A i B, jak i C i D. Pamięć kwantowa znacznie ułatwia to zadanie, gdyż splątanie w pierwszej parze węzłów może zostać wygenerowane w innej iteracji niż w drugim.

Drugim etapem protokołu jest wymiana splątania między węzłami B i C. Rozpraszanie anty-Stokesa wykorzystywane jest, aby odczytać kolektywne wzbudzenia atomowe i przekonwertować je na fotony. Można tutaj użyć konfiguracji Λ , gdyż nie przesyłamy już fotonów na duże odległości, a detektory są bardziej wydajne na długościach fali rzędu 800 nm. Pomiar pojedynczego fotonu przez detektor P3 lub P4 rzutuje całkowity stan atomów na superpozycję $1/\sqrt{2}(B + C)$, co skutkuje powstaniem stanu splątanego A i D:

$$|\psi\rangle_{AD} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_A|1\rangle_D + |0\rangle_A|1\rangle_D). \quad (4.15)$$

Jeśli żaden z detektorów nie zarejestruje fotonu, należy powtórzyć cały protokół. Wydajność całej procedury mierzymy czasem potrzebnym na splątanie odległych węzłów. Czas ten w przypadku komunikacji bez użycia przekaźników rośnie wykładniczo z odległością L , natomiast z użyciem protokołu DLCZ i optymalnej liczby przekaźników, zależność jest subwykładnicza, a nawet wielomianowa [12]. Zastosowanie zaproponowanych tu przejść telekomunikacyjnych dodatkowo zmniejsza czas potrzebny na wygenerowanie splątania [41].

¹Warto zauważyć, że wciąż potrzebny jest klasyczny kanał komunikacji między węzłami

Rozdział 5

Perspektywy i Wnioski

W pracy przedstawiłem szereg zagadnień związanych z procesami nieliniowymi w parach rubidu. Zaczynając od podstaw teorii oddziaływań atomów ze światłem, gdzie rozważyłem zarówno przykłady proste jak i te bardziej złożone uwzględniające przejścia wielofotonowe i poszerzenie Dopplera, doszedłem do zjawiska mieszania czterech fal. Zbadałem to zjawisko w szeregu różnych konfiguracji. W szczególności, wypracowany model teoretyczny pozwolił precyzyjnie przewidzieć położenia i kształty rezonansów mieszania czterech fal w układzie z poszerzeniem Dopplera i strukturą nadsubtelną. Stanowi to pierwszy model uwzględniający te zjawiska ściśle w tak złożonym procesie.

Pozostałe schematy mieszania czterech fal objęły między innymi zagadnienie nietrywialnego dopasowania fazowego w konfiguracji przeciwbieżnej mającej znieść poszerzenie Dopplera, jak i spektakularny eksperyment z generowaniem wiązki światła niebieskiego. Doświadczenia te demonstrowały bogactwo procesów jakie można zrealizować dzięki silnym, atomowym nieliniowościom rezonansowym przy pomocy laserów pracy ciągłej. Wyniki dotyczące mieszania czterech fal zostały opublikowane w pracach w *Physical Review A* [48] oraz w publikacji pokonferencyjnej w *Latvian Journal of Physics and Technical Sciences* [47].

W kolejnym rozdziale pracy skupiłem się na zjawisku rozpraszania Ramana. Zade-monstrowałem, między innymi, działanie tego procesu w reżimie dużych natężeń oraz realizację makroskopowej pamięci kwantowej, czy też generatora dwumodowych stanów ściśniętych. O różnicach między tymi procesami więcej można przeczytać w pracy teoretycznej [34], która nie jest jednak fragmentem niniejszej pracy magisterskiej.

Wreszcie łącząc doświadczenie z eksperymentów z rozpraszaniem Ramana i mieszaniem czterech fal zademonstrowałem pierwszy Ramanowski interfejs światło-atomy oparty o przejście czterofotonowe. Interfejs ten ma unikalną własność sprzęgania spójności stanu podstawowego do światła rezonansowego z przejściem pomiędzy stanami wzbudzonymi - pozornie zupełnie nie związanym ze stanem podstawowym. Dzięki inżynierii oddziaływań nieliniowych i dopasowania fazowego udało się jednak takie sprzęgnięcie otrzymać. Jak do tej pory wyniki te były przedstawiane na niedawnej konferencji *22nd Central European Workshop on Quantum Optics*.

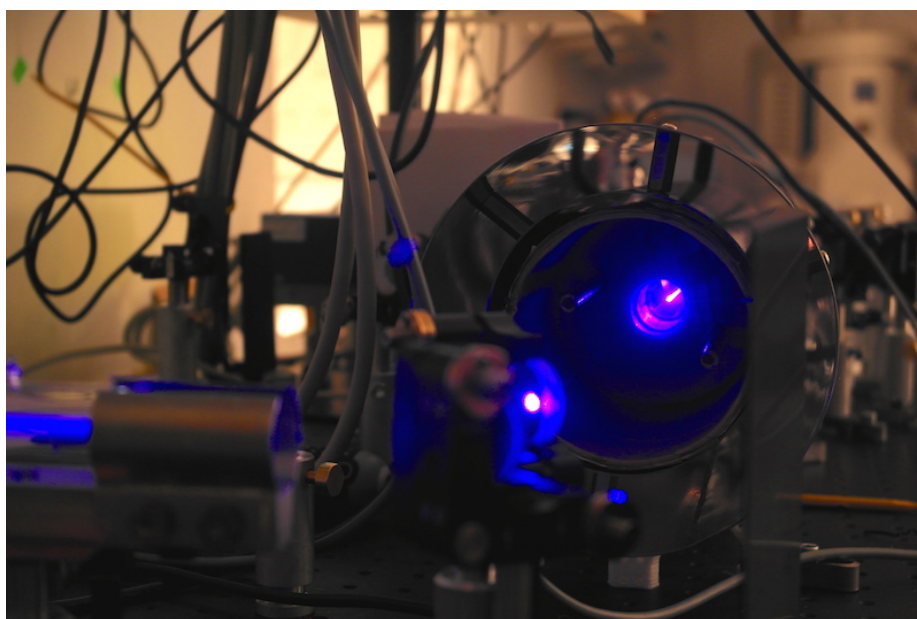
Nowy interfejs zapewnia szereg nowych możliwości, między innymi ulepszony schemat komunikacji kwantowej w protokole DLCZ, oraz inżynierię fal spinowych opartą o geometrię dopasowania fazowego. Taka inżynieria połączy możliwości mieszania czterech fal i schematu *Gradient Echo Memory*.

Wreszcie warte uwagi są też dodatki A i B, które kolejno przedstawiają rachunek zaburzeń umożliwiający obliczanie podatności dowolnego rzędu oraz rozwiązanie całki

dającej poszerzone Dopplerowsko profile linii. Zagadnienia te są znane, ciężko jednak znaleźć je w całości w literaturze, dlatego znalazły się w dodatkach do tej pracy.

Dalsze badania skupią się na realizacji wspomnianej inżynierii fal spinowych, jak i na zademonstrowaniu efektu rozpraszania czterofotonowego w pułapce magnetoopycznej. W atomach chłodzonych laserowo można adresować poszczególne poziomy struktury nadsubtelnej stanów wzbudzonych. Dzięki temu możliwe stanie się zrealizowanie rozpraszania czterofotonowego bez, jak do tej pory zawsze obecnego, typowego dwufotonowego rozpraszania Ramana. Pozwoli to na zastosowanie nowego interfejsu w skali pojedynczych fotonów i pojedynczych wzbudzeń atomowych, co jest konieczne przy realizacji protokołów kwantowych.

Badania opisane w tej pracy zostały sfinansowane z projektu „Opracowanie podstaw kwantowego interfejsu atomy-światło opartego o rozpraszanie czterofotonowe w parach atomowych” w ramach programu Ministerstwa Nauki i Szkolnictwa Wyższego „Diamantowy Grant” oraz grantu Narodowego Centrum Nauki nr. DEC- 2011/03/D/ST2/01941.



Dodatek A

Rachunek zaburzeń

Rozważmy perturbacyjne rozwiązania równania 2.9:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}'_I, \rho] - \frac{1}{2}\{\hat{\Gamma}, \rho\} + \hat{\Lambda}, \quad (\text{A.1})$$

Parametrem rozwinięcia perturbacyjnego jest tutaj siła sprzężenia atomu i pola optycznego. We wszystkich rozważanych przypadkach okazuje się, że można pominąć repopulację $\hat{\Lambda}$. W przypadku atomu dwupoziomowego, jest to jedna częstość Rabiego. W bardziej złożonych przypadkach mamy dwie (absorbpcja dwufotonowa) lub więcej różnych częstości Rabiego (np. mieszanie czterech fal). W ogólności należy rozbić hamiltonian $\hat{H}'_I$ na część diagonalną $\hat{H}_d$, zależną jedynie od odstrojeń i pozadiagonalną $\hat{H}_a$, zależną od częstości Rabiego:

$$\hat{H}'_I = \hat{H}_d + \lambda \hat{H}_a. \quad (\text{A.2})$$

Parametr λ jest dodanym sztucznie parametrem rachunku zaburzeń. Zapisujemy teraz ρ w nowym obrazie oddziaływania zadany przez równanie niezaburzone:

$$\rho = \exp(-i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t) \tilde{\rho} \exp(i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t). \quad (\text{A.3})$$

Pochodna po czasie tego wyrażenia wynosi

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_d, \rho] - \frac{1}{2}\{\hat{\Gamma}, \rho\} + \exp(-i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t) \dot{\tilde{\rho}} \exp(i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t) \quad (\text{A.4})$$

Poprzez przyrównanie ostatniego wyrazu tej sumy do

$$-\frac{i\lambda}{\hbar}[\hat{H}_a, \rho] = -\frac{i\lambda}{\hbar}[\hat{H}_a, \exp(-i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t) \tilde{\rho} \exp(i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t)] \quad (\text{A.5})$$

otrzymujemy równanie na $\tilde{\rho}$. Zapisujemy teraz $\tilde{\rho}$ jako szereg kolejnych rzędów rachunku zaburzeń: $\tilde{\rho} = \tilde{\rho}^{(0)} + \lambda \tilde{\rho}^{(1)}$. Przyrównując teraz wyrazy rzędu λ otrzymujemy równanie:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}^{(1)} = & -\frac{i}{\hbar} \exp(-i\hat{H}_d t/\hbar + \frac{\hat{\Gamma}}{2}t) [\hat{H}_a, \underbrace{\exp(i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t) \tilde{\rho}^{(0)} \exp(-i\hat{H}_d t/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2}t)}_{\rho^{(0)}}] \\ & \exp(-i\hat{H}_d t/\hbar + \frac{\hat{\Gamma}}{2}t) \quad (\text{A.6}) \end{aligned}$$

Rozwiązanie otrzymujemy przez odcałkowanie:

$$\tilde{\rho}^{(1)}(t_1) = -\frac{i}{\hbar} \int_{-T}^{t_1} dt_0 \exp(i\hat{H}_d t_0/\hbar + \frac{\hat{\Gamma}}{2} t_0) [\hat{H}_a, \rho^{(0)}(t_0)] \exp(-i\hat{H}_d t_0/\hbar + \frac{\hat{\Gamma}}{2} t_0) \quad (\text{A.7})$$

Teraz wystarczy ponownie skorzystać ze wzoru A.3 i otrzymać $\rho^{(1)}$. Kolejne rzędy otrzymujemy uogólniając powyższy wzór i korzystając z niego iteracyjnie. Poprawka rzędu $(k+1)$ wyraża się przez k -tą poprawkę w następujący sposób:

$$\begin{aligned} \rho^{(k+1)}(t_{k+1}) = & -\frac{i}{\hbar} \exp(-i\hat{H}_d t_{k+1}/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2} t_{k+1}) \int_{-T}^{t_{k+1}} dt_k \exp(i\hat{H}_d t_k/\hbar + \frac{\hat{\Gamma}}{2} t_k) [\hat{H}_a, \rho^{(k)}(t_k)] \\ & \exp(-i\hat{H}_d t_k/\hbar + \frac{\hat{\Gamma}}{2} t_k) \exp(i\hat{H}_d t_{k+1}/\hbar - \frac{\hat{\Gamma}}{2} t_{k+1}) \quad (\text{A.8}) \end{aligned}$$

Ostatnim etapem jest wzięcie granicy $T \rightarrow \infty$, która daje nam stan stacjonarny ($\rho^{(k)}$ nie zależy wtedy już od t_{k+1}).

Dodatek B

Całka profilu linii

W tym dodatku obliczona jest całka, przez którą wyraża się profil linii poszerzonej Dopplerowsko:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v^2/2\langle v^2 \rangle}}{2\pi v/\lambda + \tilde{\Delta}} dv \quad (\text{B.1})$$

gdzie $\tilde{\Delta} = \Delta + i\Gamma/2$ jest zespolonym odstrojeniem. W wyrażeniu z rozdziału 3 występują zarówno człony w których Γ jest dodatnie, jak i ujemne, dlatego rozważamy oba te przypadki. Na początek w celu uproszczenia wyrażenia podstawiamy $u = v/\sqrt{2\langle v^2 \rangle}$ oraz $C = \tilde{\Delta}(\lambda/2\pi)/\sqrt{2\langle v^2 \rangle}$. Całka jest wtedy równa:

$$\lambda \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u^2}}{C + u} du \quad (\text{B.2})$$

Zapiszmy teraz samo wyrażenie $1/(C + u)$ jako całkę:

$$\frac{1}{C + u} = \begin{cases} -\frac{1}{i} \int_0^{\infty} e^{-i(C+u)t} dt & \text{dla } \Im C < 0 \\ \frac{1}{i} \int_0^{\infty} e^{i(C+u)t} dt & \text{dla } \Im C > 0 \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Podstawiając ten wynik do B.2 otrzymujemy (dla $\Im C > 0$):

$$\frac{\lambda}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} e^{i(C+u)t} e^{-u^2} dt du = \frac{\lambda}{2\pi i} \int_0^{\infty} e^{iCt} e^{-t^2/4} \sqrt{\pi} dt \quad (\text{B.4})$$

Zwijając wykładnik to pełnego kwadratu ($t^2/4 - iCt = (t/2 - iC)^2 + C^2$) i podstawiając $s = t/2 - iC$ otrzymujemy:

$$2\sqrt{\pi} \frac{\lambda}{2\pi i} e^{-C^2} \int_{-iC}^{\infty} e^{-s^2} ds = 2\sqrt{\pi} \frac{\lambda}{2\pi i} e^{-C^2} \left(\int_0^{iC} e^{-s^2} ds + \sqrt{\pi} \right) = \pi \frac{\lambda}{2\pi i} e^{-C^2} (\text{erf}(iC) + 1) \quad (\text{B.5})$$

Dla $\Im C < 0$ otrzymujemy podobny wynik:

$$\pi \frac{\lambda}{2\pi i} e^{-C^2} (\text{erf}(iC) - 1) \quad (\text{B.6})$$

Wracając do oryginalnych zmiennych otrzymujemy ostateczny wynik całki B.1:

$$-i(\lambda/2)\mathcal{V} \left(\frac{\tilde{\Delta}(\lambda/2\pi)}{\sqrt{2\langle v^2 \rangle}} \right), \quad (\text{B.7})$$

gdzie funkcja $\mathcal{V}(z)$ jest równa:

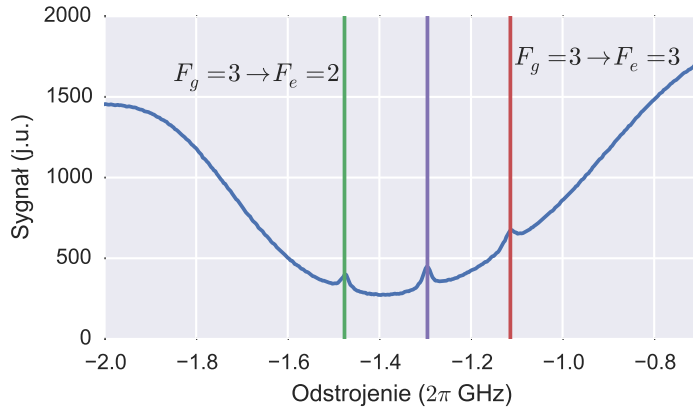
$$\mathcal{V}(z) = \begin{cases} e^{-z^2}(\operatorname{erf}(iz) + 1) & \Im m(z) > 0 \\ e^{-z^2}(\operatorname{erf}(iz) - 1) & \Im m(z) < 0 \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

Warto zauważyć, że w literaturze najczęściej pomija się fakt, że w całce Γ może być ujemna [74]. Wtedy wynikiem jest tzw. funkcja Faddeevy, która jest równa $\mathcal{V}(z)$ w górnej części płaszczyzny zespolonej. W dolnej części jednak funkcja Faddeevy nie jest jednak zdefiniowana jako wynik całki, ale jako przedłużenie analityczne z górnej części. Zdefiniowana tutaj funkcja $\mathcal{V}(z)$ jest zawsze wynikiem całki, ale nie jest funkcją analityczną.

Dodatek C

Mechanizmy stabilizacji laserów i referencji częstości

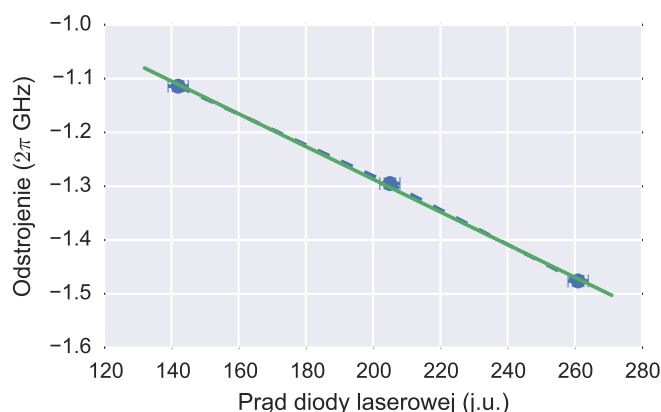
C.1 Spektroskopia nasyceniowa



Rysunek C.1: Fragment widma spektroskopii nasyceniowej na linii D1 rubidu 85 wokół linii związane ze stanem podstawowym o $F_g = 3$.

Spektroskopia nasyceniowa jest bardzo standardową techniką umożliwiającą wgląd w subdopplerowskie struktury energetyczne atomów w układach ciepłych atomów. Ideą tej metody jest zaadresowanie zerowej klasy prędkości przy pomocy przeciwbieżnych wiązek. W szczególności najłatwiej użyć dwóch wiązek tego samego lasera. Wiązka biegnąca w jedną stronę jest rezonansowa tylko do jednej klasy prędkości v_z , natomiast wiązka biegnąca w drugą stronę jest w rezonansie z klasą prędkości $-v_z$. Wyjątkową sytuacją jest klasa prędkości $v_z = 0$, gdzie obie wiązki są w rezonansie z atomami. Obserwujemy wtedy pomniejszoną absorpcję ze względu na nasycenie przejścia.

Efekt staje się nieco bardziej skomplikowany gdy mamy kilka stanów wzbudzonych sprzężonych do pojedynczego stanu podstawowego. Jeśli teraz jedna z wiązek jest w rezonansie z jednym z tych przejść, a druga z wiązek z drugim, zaobserwujemy zmniejszoną absorpcję ze względu na wzmożone opróżnianie stanu podstawowego poprzez pompowanie optyczne. Rezonanse tego typu nazywa się krzyżowymi (*cross-over*). Ogólnie obszary zmniejszonej absorpcji widoczne podczas skanowania lasera przez linię nazywa się dipami



Rysunek C.2: Kalibracyjne dopasowanie liniowe położenia pików absorpcji nasyczonej. Dopasowanie położenia pików wziętych w jednostkach procesora sterującego laserem do ich położenia teoretycznych pozwalało skalibrować widmo i ustalić precyzyjne odstrojenia dla pomiarów przedstawionych np. na rysunkach 3.4 i 3.3.

Lamba.

W układzie, który stosowałem, wysyłałem tę samą wiązkę w obie strony przy pomocy lustra umieszczonego za komórką. Polaryzacje światła biegnące w jedną i w drugą stronę były prostopadłe liniowe. Zaobserwowałem zmniejszenie absorpcji gdy światło było w rezonansie z konkretnymi przejściami do poziomów nadsubtelnych, oraz rezonans krzyżowy dokładnie w połowie odległości między tymi rezonansami.

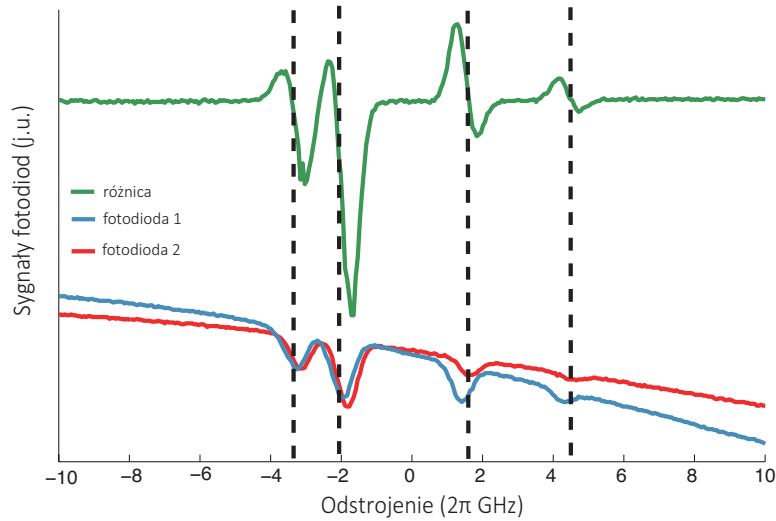
Metodę tę stosowałem do kalibrowania skali odstrojenia względem prądu diody laserowej. Tak jak na rysunku C.2 dopasowywałem teoretyczne położenia maksimum do ich położenia wyznaczonych w jednostkach procesora sterującego laserem. Dopasowanie liniowe okazywało się zawsze w zupełności wystarczająco precyzyjne.

C.2 Dichroizm kołowy

Stabilizacja laserów oparta o dichroizm kołowy została zaproponowana w pracy [64] i zyskała od tego czasu ogromną popularność, ze względu na prostotę wykonania układu eksperymentalnego oraz szeroki zakres zastosowań. W szczególności sygnał o dużej pochodnej, nadający się do użycia w stabilizacji, zapewniony jest dla szerokich zakresów odstrojeń.

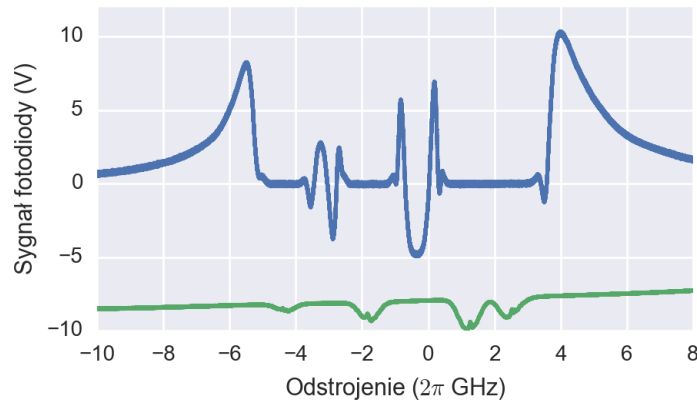
Metoda polega na przepuszczeniu przez ciepłe pary rubidu polaryzacji liniowej, a następnie analizie tej polaryzacji w bazie kołowej przy pomocy płytki ćwierćfalowej i polaryzatora. Komórka z rubidem umieszczona jest w polu magnetycznym, np. wytworzonym przez cewkę grzejącą. Pole magnetyczne powoduje przesunięcie linii absorpcyjnych dla różnych polaryzacji kołowych na skutek efektu Zeemana. Po odjęciu tych dwóch sygnałów otrzymujemy krzywą, która jest stroma w samym środku rezonansu. W szczególności w punkcie przecięcia tej krzywej z zerem mamy idealnie takie same natężenia na obu fotodiodach, dzięki czemu zniwelowane są klasyczne sumy mocy lasera.

Krzywe otrzymywane w tym układzie (przykład przedstawiony na rysunku C.3) są szczegółowo opisane i przeanalizowane w pracy [93].



Rysunek C.3: Typowy sygnał DAVLL (zielony) oraz sygnały poszczególnych fotodiod (czerwony i niebieski). Rysunek zaadaptowałem z [92].

C.3 Obrót Faraday’a



Rysunek C.4: Sygnał skreślenia polaryzacji (niebieski) w komórce z silnym polem magnetycznym pozwala na otrzymanie silnego sygnału referencyjnego nawet daleko poza rezonansem. U dołu rysunku zaznaczono widmo spektroskopii nasyceniowej dla porównania (przesunięte i przeskalowane).

Mechanizm oparty o dichroizm kołowy zapewnia dobrą referencję częstotliwości lub sygnał do stabilizacji jednak w samym środku linii rezonansowych. Aby uzyskać analogiczny sygnał daleko od rezonansu, gdzie lasery często pracują w przypadku rozpraszania Ramana, dokonałem bardzo niewielkiej modyfikacji układu. Tuż przed polaryzatorem badającym rozdzielającym światło na dwie fotodiody zamieniłem płytkę ćwierćfalową na półfalową. W ten sposób poza rezonansem możemy obserwować sygnał skreślenia polaryzacji, biorący się z faktu istnienia różnych współczynników załamania dla polaryzacji kołowych. Taka modyfikacja została opisana w pracy [94]. W porównaniu do systemu DAVLL konieczne okazało się też podniesienie pola magnetycznego i temperatury. Używana cewka

nie pozwoliła jednak osiągnąć optymalnych wartości.

Przykładowe widmo przedstawia rysunek C.4. Sygnał jest widocznie najwyższy kilka GHz od rezonansu, a ponadto ma tam znaczną pochodną umożliwiającą stabilizację. W rezonansie sygnał jest natomiast zerowy, ze względu na całkowitą absorpcję. Przy temperaturze około 90°C jakiej używałem, sygnał jest natomiast również użyteczny w samym środku linii gdzie nie ma żadnych rezonansów. W wyższych temperaturach absorpcja w tym obszarze staje się zbyt duża [94].

Bibliografia

- [1] E. Flurin, N. Roch, J. Pillet, F. Mallet, and B. Huard, [Physical Review Letters](#) **114**, 1 (2014), [arXiv:arXiv:1401.5622v1](#) .
- [2] M. Hofheinz, H. Wang, M. Ansmann, R. C. Bialczak, E. Lucero, M. Neeley, A. D. O'Connell, D. Sank, J. Wenner, J. M. Martinis, and A. N. Cleland, [Nature](#) **459**, 546 (2009).
- [3] R. W. Andrews, R. W. Peterson, T. P. Purdy, K. Cicak, R. W. Simmonds, C. A. Regal, and K. W. Lehnert, [Nature Physics](#) **10**, 321 (2014).
- [4] S. Barzanjeh, S. Guha, C. Weedbrook, D. Vitali, and S. Pirandola, [Physical Review Letters](#) **114**, 080503 (2015), [arXiv:1410.4008v2](#) .
- [5] M. D. LaHaye, J. Suh, P. M. Echternach, K. C. Schwab, and M. L. Roukes, [Nature](#) **459**, 960 (2009).
- [6] P. Zhang, Y. D. Wang, and C. P. Sun, [Physical Review Letters](#) **95**, 097204 (2005).
- [7] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt, [Reviews of Modern Physics](#) **86**, 1391 (2014).
- [8] J. Kobak, T. Smoleński, M. Goryca, M. Papaj, K. Gietka, A. Bogucki, M. Koperski, J.-G. Rousset, J. Suffczyński, E. Janik, M. Nawrocki, A. Golnik, P. Kossacki, and W. Pacuski, [Nature communications](#) **5**, 3191 (2014).
- [9] P. J. Bustard, J. Erskine, D. G. England, J. Nunn, P. Hockett, R. Lausten, M. Spanner, and B. J. Sussman, [Optics Letters](#) **40**, 922 (2015).
- [10] D. Rielander, K. Kutluer, P. M. Ledingham, M. Gundogan, J. Fekete, M. Mazzera, and H. de Riedmatten, [Physical Review Letters](#) **112**, 040504 (2014).
- [11] N. Maring, K. Kutluer, J. Cohen, M. Cristiani, M. Mazzera, P. M. Ledingham, and H. de Riedmatten, [New Journal of Physics](#) **16**, 113021 (2014).
- [12] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller, [Nature](#) **414**, 413 (2001).
- [13] N. Sangouard, C. Simon, H. De Riedmatten, and N. Gisin, [Reviews of Modern Physics](#) **83**, 33 (2011), [arXiv:0906.2699](#) .
- [14] F. Bussi eres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, C. Simon, and W. Tittel, [Journal of Modern Optics](#) **60**, 1519 (2013).
- [15] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. Marangos, [Reviews of Modern Physics](#) **77**, 633 (2005).

- [16] M. Shuker, O. Firstenberg, R. Pugatch, A. Ron, and N. Davidson, [Physical Review Letters](#) **100**, 223601 (2008).
- [17] D. Yankelev, O. Firstenberg, M. Shuker, and N. Davidson, [Optics Letters](#) **38**, 1203 (2013).
- [18] M. Bashkansky, F. K. Fatemi, and I. Vurgaftman, [Optics Letters](#) **37**, 142 (2012).
- [19] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, [Science](#) **301**, 196 (2003).
- [20] R. Chrapkiewicz and W. Wasilewski, [Optics Express](#) **20**, 29540 (2012).
- [21] M. Dąbrowski, R. Chrapkiewicz, and W. Wasilewski, [Optics Express](#) **22**, 26076 (2014).
- [22] P. S. Michelberger, T. F. M. Champion, M. R. Sprague, K. T. Kaczmarek, M. Barbieri, X. M. Jin, D. G. England, W. S. Kolthammer, D. J. Saunders, J. Nunn, and I. A. Walmsley, [New Journal of Physics](#) **17**, 043006 (2015).
- [23] D. G. England, P. S. Michelberger, T. F. M. Champion, K. F. Reim, K. C. Lee, M. R. Sprague, X.-M. Jin, N. K. Langford, W. S. Kolthammer, J. Nunn, and I. A. Walmsley, [Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics](#) **45**, 124008 (2012).
- [24] J. Nunn, *Quantum Memory in Atomic Ensembles*, Ph.D. thesis, University of Oxford (2008).
- [25] W. Wasilewski, K. Jensen, H. Krauter, J. J. Renema, M. V. Balabas, and E. S. Polzik, [Physical Review Letters](#) **104**, 133601 (2010).
- [26] W. Chalupczak, R. M. Godun, S. Pustelny, and W. Gawlik, [Applied Physics Letters](#) **100**, 242401 (2012).
- [27] R. J. Sewell, M. Napolitano, N. Behbood, G. Colangelo, and M. W. Mitchell, [Nature Photonics](#) **7**, 517 (2013).
- [28] W. Wasilewski, T. Fernholz, K. Jensen, L. S. Madsen, H. Krauter, C. Muschik, and E. S. Polzik, [Optics Express](#) **17**, 14444 (2009).
- [29] M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Hétet, J. J. Longdell, P. K. Lam, and B. C. Buchler, [Nature](#) **461**, 241 (2009).
- [30] M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Campbell, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Nature Communications* **2**, 174 (2011).
- [31] G. Hétet, M. Hosseini, B. M. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, and B. C. Buchler, [Optics Letters](#) **33**, 2323 (2008).
- [32] D. B. Higginbottom, B. M. Sparkes, M. Rancic, O. Pinel, M. Hosseini, P. K. Lam, and B. C. Buchler, [Physical Review A](#) **86**, 023801 (2012).
- [33] J. Kolodynski, J. Chwedenczuk, and W. Wasilewski, [Physical Review A](#) **86**, 013818 (2012).

- [34] M. Parniak, D. Pęczak, and W. Wasilewski, (2015), [arXiv:1505.04118](#) .
- [35] M. Parniak and W. Wasilewski, [Applied Physics B](#) **116**, 415 (2014).
- [36] T. Peyronel, O. Firstenberg, Q.-Y. Liang, S. Hofferberth, A. V. Gorshkov, T. Pohl, M. D. Lukin, and V. Vuletić, [Nature](#) **488**, 57 (2012).
- [37] B. Huber, T. Baluktsian, M. Schlagmüller, A. Kölle, H. Kübler, R. Löw, and T. Pfau, [Physical Review Letters](#) **107**, 243001 (2011).
- [38] B. Huber, A. Kölle, and T. Pfau, [Physical Review A](#) **90**, 053806 (2014), [arXiv:1410.0897](#) .
- [39] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo, and P. D. Lett, [Optics Letters](#) **32**, 178 (2007).
- [40] C. McCormick, A. Marino, V. Boyer, and P. Lett, [Physical Review A](#) **78**, 043816 (2008).
- [41] R. T. Willis, *Photon pair production from a hot atomic ensemble in the diamond configuration*, [Praca doktorska](#), University of Maryland, College Park (2009).
- [42] R. T. Willis, F. E. Becerra, L. A. Orozco, and S. L. Rolston, [Physical Review A](#) **82**, 053842 (2010).
- [43] R. T. Willis, F. E. Becerra, L. A. Orozco, and S. L. Rolston, [Optics Express](#) **19**, 14632 (2011).
- [44] B. Srivathsan, G. K. Gulati, B. Chng, G. Maslennikov, D. Matsukevich, and C. Kurtsiefer, [Physical Review Letters](#) **111**, 123602 (2013), [arXiv:arXiv:1302.3706v2](#) .
- [45] B. Srivathsan, G. K. Gulati, A. Cerè, B. Chng, and C. Kurtsiefer, [Physical Review Letters](#) **113**, 163601 (2014).
- [46] G. K. Gulati, B. Srivathsan, B. Chng, A. Cerè, D. Matsukevich, and C. Kurtsiefer, [Physical Review A](#) **90**, 033819 (2014).
- [47] M. Dąbrowski, M. Parniak, D. Pęczak, R. Chrapkiewicz, and W. Wasilewski, [Latvian Journal of Physics and Technical Sciences](#) **51**, 21 (2014).
- [48] M. Parniak and W. Wasilewski, [Physical Review A](#) **91**, 023418 (2015).
- [49] P. S. Donvankar, V. Venkataraman, S. Clemmen, K. Saha, and A. L. Gaeta, [Optics Letters](#) **39**, 1557 (2014).
- [50] H. H. Jen and T. A. B. Kennedy, [Physical Review A](#) **82**, 023815 (2010).
- [51] A. G. Radnaev, Y. O. Dudin, R. Zhao, H. H. Jen, S. D. Jenkins, A. Kuzmich, and T. A. B. Kennedy, [Nature Physics](#) **6**, 894 (2010).
- [52] A. Vernier, S. Franke-Arnold, E. Riis, and A. S. Arnold, [Optics Express](#) **18**, 17020 (2010).

- [53] G. Wang, H.-L. Chen, Y. Qu, J. Wang, Y. Xue, J.-H. Wu, M.-Y. Liu, Y.-H. Ren, and J.-Y. Gao, *Laser Physics* **24**, 035201 (2014).
- [54] A. S. Zibrov, M. D. Lukin, L. Hollberg, and M. O. Scully, *Physical Review A* **65**, 051801 (2002).
- [55] R. T. Willis, F. E. Becerra, L. A. Orozco, and S. L. Rolston, *Physical Review A* **79**, 033814 (2009).
- [56] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (1999).
- [57] L. I. Schiff, *Mechanika Kwantowa* (PWN, Warszawa, 1987).
- [58] L. Allen, J. H. Eberly, and K. Rzażewski, *Rezonans Optyczny* (Warszawa, 1981).
- [59] M. Auzinsh, D. Budker, and S. Rochester, *Optically polarized atoms* (2010).
- [60] S. Rand, *Lectures on Light: Nonlinear and Quantum Optics using the Density Matrix* (2010) p. 320.
- [61] R. Chrapkiewicz, *Kwantowe stany światła generowane w procesie rozpraszania Ramana w parach rubidu*, Praca magisterska, Uniwersytet Warszawski (2011).
- [62] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, “A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb,” (1992).
- [63] S. Kraft, A. Deninger, C. Trück, J. Fortágh, F. Lison, and C. Zimmermann, *Laser Physics Letters* **2**, 71 (2005).
- [64] K. Corwin, Z. Lu, and C. Hand, *Applied Optics* **37**, 3295 (1998).
- [65] Gianni Di Domenico and A. Weis, “Wolfram Demonstration Project: Spectra of the D-Lines of Alkali Vapors,” .
- [66] A. Ray, M. Sabir Ali, and A. Chakrabarti, *The European Physical Journal D* **67**, 78 (2013).
- [67] H. S. Moon and H.-R. Noh, *Optics express* **21**, 7447 (2013).
- [68] Z.-S. He, J.-Y. Su, H.-R. Chen, W.-F. Chen, M.-H. Sie, J.-Y. Ye, and C.-C. Tsai, *Journal of the Optical Society of America B* **31**, 2485 (2014).
- [69] N. Hayashi, A. Fujisawa, H. Kido, K.-i. Takahashi, and M. Mitsunaga, *Journal of the Optical Society of America B* **27**, 1645 (2010).
- [70] R. Boyd, M. Malcuit, D. Gauthier, and K. Rzażewski, *Physical Review A* **35**, 1648 (1987).
- [71] F. E. Becerra, R. T. Willis, S. L. Rolston, and L. A. Orozco, *Physical Review A* **78**, 013834 (2008).
- [72] T. Chanelière, D. Matsukevich, S. Jenkins, T. Kennedy, M. Chapman, and A. Kuzmich, *Physical Review Letters* **96**, 093604 (2006).
- [73] D. A. Steck, “Rubidium 85 D line data,” (2013).

- [74] W. Happer, Y.-Y. Jau, and T. Walker, *Optically Pumped Atoms* (Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, Germany, 2010).
- [75] S. H. Autler and C. H. Townes, *Physical Review* **100**, 703 (1955).
- [76] R. W. Boyd, *Applied Optics*, edited by R. W. Boyd, Electronics and Electrical, Vol. 5 (Academic Press, 2003) Chap. 9, p. 578, [arXiv:0102038 \[physics\]](#) .
- [77] T. Meijer, J. D. White, B. Smeets, M. Jeppesen, and R. E. Scholten, *Optics Letters* **31**, 1002 (2006).
- [78] A. M. Akulshin, A. A. Orel, and R. J. McLean, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **45**, 015401 (2012).
- [79] A. A. M. Akulshin, R. J. R. McLean, A. I. Sidorov, and P. Hannaford, *Optics Express* **17**, 22861 (2009).
- [80] A. Akulshin, D. Budker, and R. McLean, *Optics Letters* **39**, 845 (2013), [arXiv:1311.0071](#) .
- [81] J. F. Sell, M. A. Gearba, B. D. DePaola, and R. J. Knize, *Optics Letters* **39**, 528 (2014).
- [82] W. Wasilewski and M. Raymer, *Physical Review A* **73**, 063816 (2006).
- [83] M. G. Raymer and J. Mostowski, *Physical Review A* **24**, 1980 (1981).
- [84] M. G. Raymer, K. Rzażewski, and J. Mostowski, *Optics Letters* **7**, 71 (1982).
- [85] M. G. Raymer, I. A. Walmsley, J. Mostowski, and B. Sobolewska, *Physical Review A* **32**, 332 (1985).
- [86] M. G. Raymer, *Journal of Modern Optics* **51**, 1739 (2004).
- [87] A. Raczyński, J. Zaremba, and S. Zielińska-Raczyńska, *Journal of the Optical Society of America B* **32**, 1229 (2015).
- [88] R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski, and C. Radzewicz, *Optics Communications* **317**, 1 (2014), [arXiv:1304.5396](#) .
- [89] C. Bennett, *Physical Review Letters* **68**, 3121 (1992).
- [90] A. K. Ekert, *Physical Review Letters* **67**, 661 (1991).
- [91] W. K. Wootters, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **356**, 1717 (1998).
- [92] M. Parniak, *Optyczne obrazowanie dyfuzji polaryzacji atomów rubidu*, Praca licencjacka, Uniwersytet Warszawski (2013).
- [93] A. Millett-Sikking, I. G. Hughes, P. Tierney, and S. L. Cornish, *Journal of Physics B Atomic Molecular and Optical Physics* **40**, 187 (2006).
- [94] A. L. Marchant, S. Händel, T. P. Wiles, S. a. Hopkins, C. S. Adams, and S. L. Cornish, *Optics letters* **36**, 64 (2011).