

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Michał Dąbrowski

Nr albumu: 290853

**Badanie przestrzenno-statystycznych
właściwości kolektywnego rozpraszania
Ramana w parach rubidu w gazie
buforowym**

Praca magisterska
na kierunku FIZYKA
specjalność OPTYKA

Praca wykonana pod kierunkiem
dra Wojciecha Wasilewskiego
Zakład Optyki
Instytut Fizyki Doświadczalnej UW

Lipiec 2014

Oświadczenie kierującego pracą

Potwierdzam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i kwalifikuje się do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data

Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora (autorów) pracy

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

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

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

Data

Podpis autora (autorów) pracy

Streszczenie

W pracy zaprezentowano eksperymentalną realizację manipulacji Hamiltonianem oddziaływania światło-atomy w układzie działającym na zasadzie nierezonansowego rozpraszania Ramana pamięci kwantowej w gorących parach atomowych ^{87}Rb . Zmieniając odstrojenie wiązki laserowej od przejścia rezonansowego regulowano względny udział rozproszonych fotonów Stokesa i anty-Stokesa w procesie mieszania czterech fal, zachodzącym podczas odczytu pamięci kwantowej. Zmierzone w funkcji odstrojenia czasową ewolucję liczby rozproszonych fotonów, jak również przestrzenne korelacje pomiędzy fotonami rozproszonymi w procesie zapisu oraz odczytu wzbudzenia atomowego, używając czulej kamery ze wzmacniaczem obrazu. Uzyskane przestrzenne mapy korelacji pozwoliły na oszacowanie wkładów pochodzących od rozproszonych fotonów anty-Stokesa i Stokesa oraz porównanie wyników eksperymentu z zaproponowanym prostym modelem teoretycznym. Dzięki temu otrzymano prostą interpretację wzajemnego oddziaływania pomiędzy fotonami rozproszonymi w procesie odczytu. Udział fotonów Stokesa pozwala uzyskać dodatkowe wzmocnienie odczytu, kosztem generowanego szumu. W pracy przedstawiono prosty, użyteczny sposób śledzenia szumu i jego kontroli, co stanowi ważny element w działaniu istniejących pamięci kwantowych. Ponadto, przedstawiony sposób manipulacji Hamiltonianem oddziaływania oferuje nowe możliwości zarówno w istniejących, jak i przyszłych implementacjach kwantowych protokołów przetwarzania informacji, opartych na zespołach atomów.

Słowa kluczowe

nierezonansowe rozpraszanie Ramana, pamięć kwantowa, inżynieria Hamiltonianu, korelacje przestrzenne, fotony Stokesa i anty-Stokesa, dynamika odczytu pamięci

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

Klasyfikacja tematyczna

PACS:

42.50.Ct Quantum description of interaction of light and matter; related experiments

42.50.Ex Optical implementations of quantum information processing and transfer

Tytuł pracy w języku angielskim

Analysis of spatio-statistical properties of collective Raman scattering in rubidium vapours with buffer gas

Spis treści

Wprowadzenie	5
Pamięć kwantowa w gorących parach atomowych	5
Motywacja i cel pracy	6
Oryginalne wyniki w pracy	7
Struktura pracy	7
1. Teoria nierezonansowego rozpraszania Ramana	9
1.1. Interfejs atomy-fotony	9
1.1.1. Rozpraszanie Ramana w układzie Λ	9
1.1.2. Struktura poziomów energetycznych ^{87}Rb	10
1.2. Inżynieria Hamiltonianu – model teoretyczny	11
1.2.1. Warunek dopasowania fazowego	11
1.2.2. Wzmocnienie i szum	12
1.2.3. Przypadki charakterystyczne	13
2. Układ doświadczalny do obserwacji efektu pamięci	17
2.1. Schemat układu eksperymentalnego	17
2.2. Lasery diodowe	18
2.3. Wiązki laserowe	19
2.3.1. Geometria wiązek	19
2.3.2. Kalibracja dalekiego pola	19
2.4. Modulatory akustooptyczne	20
2.4.1. Sekwencja impulsów	20
2.4.2. Kształt impulsów	20
2.5. Komórki z rubidem	21
2.5.1. Komórka zasadnicza ^{87}Rb	21
2.5.2. Pomiar temperatury par rubidu	21
2.5.3. Procedura rozmagnesowania ekranu	22
2.5.4. Filtr absorpcyjny ^{85}Rb	22
2.5.5. Transmisja filtra absorpcyjnego	23
2.6. Kamery	24
2.6.1. Kamera EM CCD	24

2.6.2.	Wzmacniacz obrazu i kamera sCMOS	25
2.6.3.	Model szumu wzmacniacza obrazu	25
2.6.4.	Kalibracja wzmacniacza obrazu	26
2.7.	Pompowanie optyczne	27
2.7.1.	Wydażność pompowania optycznego	27
2.7.2.	Pomiar czasu zaniku populacji	28
3.	Pomiar efektywności rozpraszania Ramana	31
3.1.	Pomiary na kamerze EM CCD	31
3.1.1.	Sekwencja pomiarowa	31
3.1.2.	Wyniki pomiarów	31
3.2.	Wpływ namagnesowania	33
3.3.	Pomiar prędkości odczytu	34
4.	Dynamika procesu odczytu w układzie podwójne Λ	35
4.1.	Bramkowanie wzmacniacza obrazu	35
4.2.	Zanik i narastanie sygnału	36
4.2.1.	Sekwencja pomiarowa	36
4.2.2.	Wyniki pomiarów	37
4.3.	Wpływ odstrojenia Δ_R na dynamikę	38
5.	Korelacje przestrzenne w procesie zapisu i odczytu	39
5.1.	Współczynnik korelacji wzajemnej	39
5.2.	Wpływ odstrojenia Δ_R na współczynnik korelacji	40
5.2.1.	Kierunek rozproszonych fotonów	40
5.2.2.	Sekwencja pomiarowa	41
5.2.3.	Wyniki pomiarów	41
5.3.	Wydażność rozproszenia w procesie odczytu	43
5.3.1.	Model teoretyczny	43
5.3.2.	Zależność od odstrojenia	44
5.3.3.	Wzmocnienie w trakcie odczytu	45
6.	Podsumowanie i perspektywy	47
6.1.	Efekty pracy	47
6.2.	Znaczenie wyników	47
	Podziękowania	49
	Uzupełnienia	51
	Wprowadzenie współczynników wzmocnienia $\eta_W \eta_R \bar{G}_i$	51
	Bibliografia	53

Pamięć kwantowa w gorących parach atomowych

W ostatnich latach obserwujemy wciąż rosnące zainteresowanie naukowców dziedziną kwantowego przetwarzania informacji. Jest to niewątpliwie związane z ideą konstrukcji komputera kwantowego [1] w przyszłości. Przewaga takiego urządzenia nad klasycznym komputerem, którego używamy na co dzień, polegać ma na realizowaniu specyficznych algorytmów, jak rozkład liczby na czynniki pierwsze czy przeszukiwanie bazy danych w czasie, w którym klasyczny komputer musiałby działać kilkaset lat, nawet dla małego zbioru danych wejściowych. Kolejnym polem do wykorzystania zdobyczy mechaniki kwantowej, w szczególności zaś optyki kwantowej, jest przesyłanie informacji kwantowej na znaczne odległości. W perspektywie lat możliwe będzie stworzenie sieci połączeń przypominających sieć telekomunikacyjnych światłowodów [2], jednak o znacznie większej przepustowości pojedynczego kanału przesyłowego. Światło jest znakomitym nośnikiem informacji ze względu na dużą szybkość przesyłania sygnałów oraz znikome oddziaływanie z otoczeniem. W rzeczywistych układach doświadczalnych zawsze obserwujemy straty związane z resztkowym oddziaływaniem światła z materią, szczególnie bolesne przy przesyłaniu światła na duże odległości przy pomocy światłowodów. Pomysłem na ograniczenie strat podczas przesyłu informacji jest budowa elementów sieci zdolnych przechować przesyłany sygnał, by po wzmacnieniu przesłać go dalej kolejnym światłowodem. Element taki, z racji swojego działania oraz analogii do klasycznych pamięci komputerowych, nazywamy pamięcią kwantową.

Pamięć kwantowa jest urządzeniem zdolnym przechowywać stan kwantowy danego systemu, aby po ustalonym czasie odtworzyć powyższy stan [3]. Obecnie znanych jest wiele sposobów realizacji efektu pamięci, w tym wykorzystujących metody optyczne [4]: indukowaną elektromagnetycznie przezroczystość (EIT) [5], gradientowe echo fotonowe (GEM) [6], atomowy grzebień częstości (AFC) [4], czy wreszcie nierezonansowe rozpraszanie Ramana [7]. Wysoce obiecującym pomysłem na realizację optycznej pamięci kwantowej jest użycie komórki szklanej wypełnionej parami metali alkalicznych pod bardzo niskim ciśnieniem, przechowywanych w temperaturze pokojowej. Pierwszymi eksperymentalnymi próbami konstrukcji powyższego pomysłu są prace [8, 9]. Zainteresowanie realizacją pamięci w oparciu o oddziaływanie atomów ze światłem laserowym jest związane z pracą [10], w której autorzy podają protokół realizacji komunikacji kwantowej, teleportacji oraz wytworzenia splątania pomiędzy odległymi od siebie zespołami atomów. Nie bez znaczenia jest fakt, że realizacja pamięci kwantowej działającej w temperaturze pokojowej, wymagająca do działania jedynie

stabilnych laserów i odpowiedniej komórki z parami atomowymi, jest z praktycznego punktu widzenia lepsza od układów doświadczalnych wymagających skomplikowanych systemów chłodzenia i pułapkowania atomów.

Ważnymi parametrami definiującymi jakość działania pamięci kwantowej są: wierność odtworzenia stanu końcowego w stosunku do stanu początkowego (ang. *fidelity*), efektywność odtworzenia stanu końcowego po określonym czasie magazynowania (ang. *efficiency*), czas przechowywania wzbudzenia (ang. *storage time*) oraz zakres częstości przechowywanych we wzbudzeniach atomowych (ang. *bandwidth*), określająca najkrótsze możliwe impulsy mogące zostać zapamiętane w układzie. W 2009 roku ukazała się praca [11] pokazująca możliwość kontrolowania impulsów laserowych zmagazynowanych pod postacią wzbudzenia atomowego w szklanej komórce z rubidem ^{87}Rb , wymagająca użycia odpowiednio uformowanego zewnętrznego pola magnetycznego. Działanie tego urządzeń może być tłumaczone magazynowaniem z komórce wielu modów częstotliwościowych światła [6]. W tym samym układzie udało się uzyskać efektywność na poziomie 87% [12]. W 2012 roku grupie z Oxfordu udało się skonstruować pamięci kwantowe o bardzo szerokim spektrum przechowywanych częstości [13], zaś w 2014 roku uruchomić pamięć atomową zawierającą atomy rubidu we wnętrzu światłowodu fotonicznego [14], co niewątpliwie zapewni wysoki stopień kompatybilności z urządzeniami infrastruktury światłowodowej w przyszłości. Jednocześnie trwają prace nad zwiększeniem czasu przechowywania wzbudzenia w atomach: od rekordowego czasu przechowywania rzędu 6ms w roku 2008 [15], do czasu rzędu kilkunastu sekund pięć lat później [16]. Jednocześnie powstawały układy zdolne do manipulowania kolektywnym stanem atomów na poziomie pojedynczych atomów [17, 18], w których uzyskiwano duży współczynnik wierności, pozwalający wykazać nieklasyczość stanu otrzymywanego na wyjściu z pamięci, jak również dokonywać splątania stanu kwantowego atomów i fotonów [19] oraz przeprowadzać teleportację wzbudzenia atomowego pomiędzy dwoma pamięciami [20, 21, 22]. Perspektywy jawiące się w badaniach nad pamięciami kwantowymi, opisane w pracy [23] powodują, że coraz więcej grup badawczych na świecie rozpoczyna swoje zainteresowane powyższą tematyką.

Motywacja i cel pracy

Poniższa praca stanowi kontynuację badań nad kolektywnym rozpraszaniem Ramana [24, 25] w gorących parach atomowych rubidu ^{87}Rb [26, 24, 27], prowadzonych w naszej grupie badawczej od kilku lat. W tego typu pamięci fotony są przechowywane w formie kolektywnych wzbudzeń atomowych, zwanych falami spinowymi. Fale spinowe są sprzężone w fotonami poprzez nierezonansowe rozproszenie Ramana. W mojej pracy magisterskiej skupiłem się na badaniu przestrzennych korelacji światła generowanego w procesie odczytu pamięci.

Poprzednie podejścia zastosowane do opisu odczytu wzbudzenia z fal spinowych w procesie rozpraszania Ramana skupiały się wyłącznie na zjawisku rozpraszania anty-Stokesa. Rozważane były ewolucja w obecności strat [28], mody pczasowe [29] i przestrzenne [30], a także optymalizacja procesu odczytu [31]. W mojej pracy magisterskiej rozważam rozszerzony schemat procesu odczytu [32], biorąc pod uwagę spójny proces mieszania czterech fal. Tym samym, oprócz rozpraszania anty-Stokesa biorę pod uwagę również fotony Stokesa rozproszone w wyniku odczytu wzbudzenia atomowego. Mieszanie czterech fal jest wykorzystywane do wytwarzania światła ściśniętego kwadraturowo [33, 34], spowalniania oraz zatrzymywania światła w ośrodku atomowym [35, 36], testowania zjawiska splątania cząstek [37, 38], a także do wytwarzania skorelowanych ze sobą (w liczbie fotonów) bliźniaczych wiązek światła [39, 40]. Z powyższego widać, że wytworzone w procesie mieszania czterech fal nieklasyczne światło [41] ma liczne zastosowania, jest więc wdzięcznym tematem do dalszych badań.

Podczas przeprowadzania eksperymentów okazało się, że jesteśmy w stanie regulować stałe sprzężenia w Hamiltonianie określające efektywność rozpraszania fotonów w procesie odczytu pamięci, tym samym kontrolując samą dynamikę odczytu wzbudzenia atomowego (ang. Hamiltonian engineering) [42, 43]. Dzięki temu sygnał powstający w procesie odczytu może zostać wzmocniony, kosztem dodatkowego szumu. W przyszłości zjawisko to ma szansę znaleźć zastosowanie do wykrywania wzbudzenia w parach atomowych. Jeżeli nie zarejestrujemy żadnego rozproszonego fotonu, pochodzącego ze wzmocnionej w wyniku mieszania częstości wiązki możemy z dużym prawdopodobieństwem stwierdzić, że nie wytworzyliśmy żadnej fali spinowej w komórce z parami rubidu. Dokładna kontrola poziomu szumu generowanego w procesie spontanicznego rozpraszania zachodzącego w układzie jest potrzebna przy konstrukcji pamięci kwantowych operujących na pojedynczych fotonach [44, 45, 46]. Dokładne zbadanie zaobserwowanego zjawiska i czynników mających wpływ na jego przebieg jest tematem przewodnim pracy.

Oryginalne wyniki w pracy

W ramach badań przeprowadzonych na potrzeby niniejszej pracy magisterskiej uzyskano szereg nowych, oryginalnych wyników. Zostały one zebrane w postaci prac napisanych wspólnie z członkami Laboratorium Pamięci Kwantowych:

- M. Dąbrowski, R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski „Hamiltonian design in readout from room-temperature Raman quantum memory”, wysłana do „Optics Express” (czerwiec 2014), arXiv:1406.6489.
- M. Dąbrowski, M. Parniak, D. Pęczak, R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski „Spontaneous and parametric processes in warm rubidium vapours”, wysłana do „Latvian Journal of Physics and Technical Sciences” (kwiecień 2014).
- M. Dąbrowski, R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski, Spatio-temporal properties of Stimulated Raman Scattering in warm rubidium vapours, Developments in Optics and Communications 2014, edytor: M. Bruvelis, ISBN: 978-9934-517-32-1, pokonferencyjna.

Struktura pracy

Struktura pracy magisterskiej jest następująca. Rozdział 1 poświęcony jest opisowi zjawiska nierezonansowego rozpraszania Ramana w układzie Λ . Następnie rozważam możliwość sterowania Hamiltonianem oddziaływania w procesie odczytu wzbudzenia, traktowanym jako spójny proces mieszania czterech fal. W rozdziale 2 przedstawiam układ doświadczalny służący do przeprowadzania pomiarów oraz szczegółowo omawiam poszczególne jego komponenty, wraz z niezbędnymi informacjami na temat kalibracji przyrządów. W rozdziale 3 analizuję dynamikę rozpraszania Stokesa i anty-Stokesa w procesie zapisu i odczytu pamięci kwantowej. Rozdział 4 poświęcony jest bliższemu zbadaniu dynamiki sygnału rejestrowanego w procesie odczytu, w szczególności zjawisku wzmacniania. W rozdziale 5 analizuję przestrzenne korelacje pomiędzy fotonami rozproszonymi w procesie zapisu i odczytu. Rozdział 6 stanowi podsumowanie przeprowadzonych eksperymentów, wyznaczając plan działania i ścieżkę dalszych badań. Praca zawiera dodatkowy rozdział „Uzupełnienia”, w którym przedstawione są dokładne rachunki dotyczące wyliczenia wzorów, z których korzystam w niniejszej pracy magisterskiej.

Teoria nierezonansowego rozpraszania Ramana

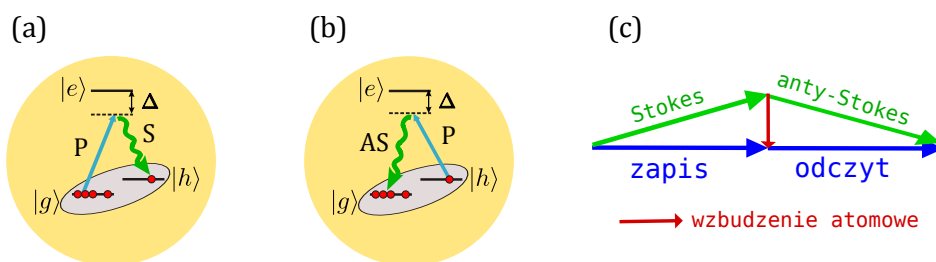
1.1. Interfejs atomy-fotony

1.1.1. Rozpraszanie Ramana w układzie Λ

Do przechowywania informacji dotyczących fotonów przy użyciu ośrodka atomowego, potrzebujemy oddziaływania, które można wykorzystać przy budowie interfejsu atomy-fotony. Jednym z kandydatów jest proces nierezonansowego rozpraszania Ramana.

Rozważmy układ Λ trzech poziomów energetycznych atomu: $|g\rangle$, $|h\rangle$ oraz $|e\rangle$. Stany $|g\rangle$ i $|h\rangle$ o podobnej energii będziemy nazywać stanami podstawowymi, zaś stan $|e\rangle$ stanem wzbudzonym. Modelowy układu Λ może być stworzony przy pomocy jednej z wielu trójek poziomów energetycznych w rzeczywistym atomie, np. wykorzystując strukturę nadsubtelną – patrz rozdział 1.1.2. Niech początkowo atom znajduje się w stanie podstawowym $|g\rangle$. Przy użyciu silnej wiązki pompującej P odstrojonej od rezonansu z poziomem $|e\rangle$, możemy przenieść atom do stanu $|h\rangle$ z jednoczesną emisją rozproszonego fotonu Stokesa S. Sytuacja taka jest pokazana na rysunku 1.1(a).

Następnie rozważmy sytuację, gdy atom znajduje się początkowo w stanie $|h\rangle$. W wyniku oddziaływania z silną wiązką pompującą P możliwa jest generacja rozproszonych fotonów anty-Stokesa AS z jednoczesnym przejściem atomu do stanu podstawowego $|g\rangle$. Sytuację taką przedstawia rysunek 1.1(b).



Rysunek 1.1: Schemat rozpraszania Ramana. Oznaczenia: P – wiązka pompująca, S – foton Stokesa, AS – foton anty-Stokesa, Δ – odstrojenie od rezonansu z poziomem $|e\rangle$. (a) Rozpraszanie Stokesa. (b) Rozpraszanie anty-Stokesa (c) Zachowanie pędu w procesie rozpraszania. Szarym obszarem zaznaczono istnienie spójności atomowej pomiędzy poziomami $|g\rangle$ i $|h\rangle$.

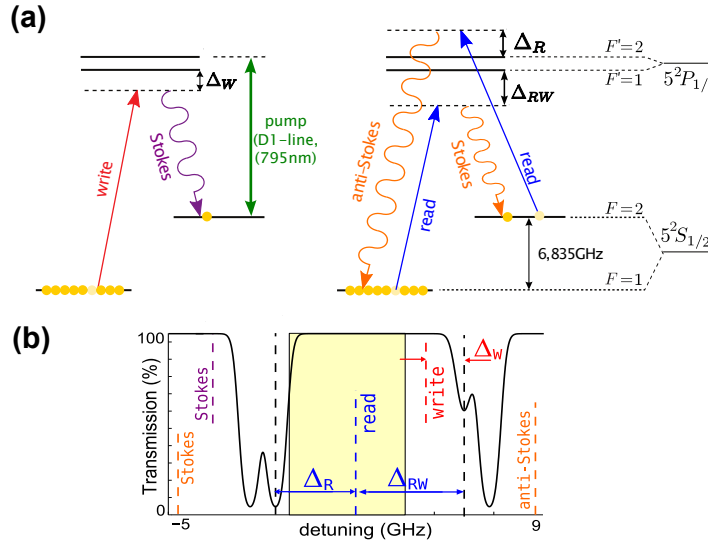
Prawdopodobieństwo zajścia wyżej wymienionych procesów jest proporcjonalne do amplitudy i odwrotnie proporcjonalne do odstrojenia Δ wiązki pompującej inicjującej proces

rozpraszania. Okazuje się, że powyższe wyidealizowane sytuacje prawie nigdy nie zachodzą. W praktyce obserwujemy zawsze oba procesy zachodzące jednocześnie. Względny udział obu procesów rozpraszania jesteśmy w stanie manipulować, zmieniając wartość odstrojenia Δ wiązki pompującej od poziomu $|e\rangle$. Sterowanie Hamiltonianem jest tematem przewodnim tej pracy i będzie dokładnie opisane w dalszych rozdziałach, zarówno od strony teoretycznej, jak i eksperymentalnej.

W związku z emisją fotonu Stokesa o innym wektorze falowym niż wektor falowy wiązki pompującej, informacja o różnicy wektorów falowych jest przechowywana w kolektywnym wzbudzeniu atomowym, czyli tzw. fali spinowej. Wektor fali spinowej stanowi różnicę długości wektorów falowych wiązek świetlnych. Warto podkreślić, że dla wiązki fotonów Stokesa rozchodzącej się w lewo w stosunku do wiązki zapisującej, fotony anti-Stokesa rozchodzą się w prawo w stosunku do wiązki odczytującej. Jest to związane z zasadą zachowania pędu, przedstawioną schematycznie na rysunku 1.1(c). Dokładniejsze omówienie relacji pomiędzy wektorami falowymi, ze szczególnym uwzględnieniem procesu odczytu, znajduje się w rozdziale 1.2.1.

1.1.2. Struktura poziomów energetycznych ^{87}Rb

Rubid jest jednym z najpopularniejszych pierwiastków wykorzystywanych w eksperymentach w fizyce atomowej i w optyce. Powszechnie występują tylko dwa stabilne izotopy tego pierwiastka: o liczbach masowych 87 i 85. Główną różnicą pomiędzy izotopami jest wartość spinu jądra, która prowadzi do innej struktury energetycznej atomu. W przypadku używanego we wszystkich eksperymentach w tej pracy ^{87}Rb spin jądra wynosi $I = \frac{3}{2}$.



Rysunek 1.2: (a) Układ poziomów energetycznych ^{87}Rb , wykorzystywanych w procesie zapisu i odczytu pamięci kwantowej. (b) Widmo absorpcji izotopu ^{87}Rb na linii D1 z zaznaczonymi położeniami częstości wiązek laserowych i rozproszonych fotonów. Laser zapisujący (kolor czerwony) jest odstrojony o Δ_W od przejścia $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$. W procesie zapisu generujemy fotony Stokesa (kolor fioletowy) odstrojone o 6.8 GHz od lasera zapisującego w stronę niższych częstości. Laser odczytujący (kolor niebieski) jest odstrojony odpowiednio o Δ_W i Δ_W od przejść rezonansowych $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$ oraz $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$. W procesie odczytu generowane są fotony Stokesa i anti-Stokesa (kolor pomarańczowy), przesunięte o 6.8 GHz od lasera odczytującego odpowiednio w stronę niższych i wyższych częstości.

Rysunek 1.2(a) przedstawia fragment struktury energetycznej izotopu ^{87}Rb , rozszczepionej nadsubtelnie. W ramach tej struktury mogą zachodzić przejścia pomiędzy stanami struktury subtelnej $5^2S_{1/2}$ oraz $5^2P_{1/2}$, każdy z nich posiadający dwa stany z rozszczepienia nadsubtelnego o $F = 1, 2$. Są to przejścia należące to tzw. linii D1, na długości fali ok. 795 nm. Rozszczepienie stanu podstawowego $5^2S_{1/2}$ na $F = 1$ i $F = 2$ jest największe i wynosi 6.835 GHz. Dla linii D1 rozszczepienie stanu wzbudzonego $5^2P_{1/2}$ wynosi 817 MHz – jest to niewiele więcej niż poszerzenie dopplerowskie linii w temperaturze kilkudziesięciu stopni Celsjusza.

Rysunek 1.2(a) przedstawia zarazem układ Λ poziomów energetycznych ^{87}Rb , wykorzystywanych w procesie zapisu i odczytu pamięci kwantowej. Jedną z możliwości jest potraktowanie jako poziomów podstawowych $|0\rangle$ i $|1\rangle$ dwóch podpoziomów stanu $5^2S_{1/2}$ rozszczepionych nadsubtelnie o $F = 1$ i $F = 2$. W wyniku procesu pompowania na linii D1 cała populacja atomów zostaje przeniesiona do stanu $5^2S_{1/2}, F = 1$. Przy użyciu wiązki zapisującej odstrojonej o Δ_W od przejścia $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$ przenosimy część populacji do stanu $5^2S_{1/2}, F = 2$ struktury nadsubtelnej, w wyniku otrzymując rozproszone fotony Stokesa oraz kolektywne wzbudzenie ośrodka atomowego. Następnie używając w procesie odczytu wiązki odstrojonej o Δ_R od rezonansu z przejściem $^{87}\text{Rb}, F = 2 \rightarrow F' = 2$ zamieniamy wzbudzenie atomów na fotony anty-Stokesa, przerzucając populację na powrót do stanu $F=1$ struktury nadsubtelnej. Jednocześnie w procesie odczytu pamięci powstaje wiązka fotonów Stokesa, produkowana za sprawą odstrojenia Δ_{RW} wiązki odczytującej od przejścia $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$.

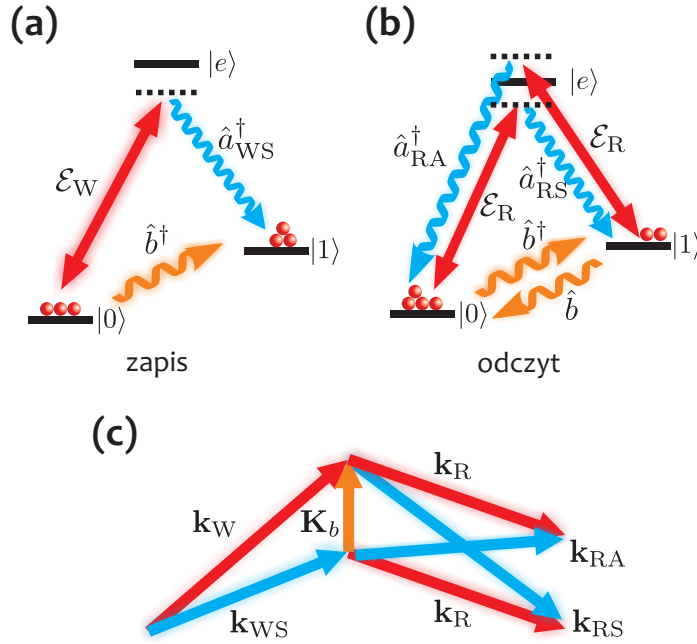
Rysunek 1.2(b) pokazuje na tle widma absorpcji ^{87}Rb na linii D1, położenia względem siebie częstości wiązek z laserów inicjujących procesy rozpraszania, jak również częstości rozproszonego ramanowsko światła. Kolory na rysunku 1.2(b) zgadzają się z kolorami odpowiednich wiązek, pokazanych na schemacie poziomów energetycznych z rysunku 1.2(a).

Przedstawiony schemat poziomów energetycznych oraz wprowadzone oznaczenia odstrojeń i laserów będą intensywnie wykorzystywane przy opisie wykonanych eksperymentów w dalszej części pracy.

1.2. Inżynieria Hamiltonianu – model teoretyczny

1.2.1. Warunek dopasowania fazowego

Zacznijmy od rozważenia prostego modelu mieszania czterech fal płaskich, który następnie zastosujemy do opisu procesu odczytu ramanowskiej pamięci kwantowej, omówionego w rozdziałach 4 i 5 pracy. Wzbudzenie w postaci fali spinowej może być kreowane w ośrodku atomowym na wiele różnych sposobów. W naszym eksperymencie wywołujemy rozpraszanie Stokesa za pomocą wiązki zapisującej, aby obsadzić fale spinowych, to jest kolektywne wzbudzenia atomowe pomiędzy poziomami $|0\rangle$ i $|1\rangle$ na rysunku 1.3(a). W idealnym przypadku liczba wytworzonych wzbudzeń n_b fali spinowej o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$ jest równa liczbie rozproszonych fotonów Stokesa o wektorze falowym $\mathbf{k}_W = \mathbf{k}_W - \mathbf{K}_b$. W każdej pojedynczej realizacji eksperymentu jesteśmy w stanie oszacować liczbę rozproszonych fotonów Stokesa.



Rysunek 1.3: Układ poziomów atomowych oraz schemat dopasowania fazowego w układzie Λ w procesie rozpraszania Ramana, wymuszonym przez silne pola laserowe $\mathcal{E}_W$ i $\mathcal{E}_R$. (a) Podczas spontanicznego procesu zapisu kreowane są fotony Stokesa $\hat{a}_{WS}^\dagger$ oraz wzbudzenia fali spinowej $\hat{b}^\dagger$. (b) Proces mieszania czterech fal w procesie odczytu. Generowane są fotony antyStokesa $\hat{a}_{RA}^\dagger$ oraz Stokesa $\hat{a}_{RS}^\dagger$, przy jednoczesnej generacji $\hat{b}^\dagger$ i anihilacji $\hat{b}$ fal spinowych. (c) Dopasowanie fazowe determinuje wektory falowe rozproszonych fotonów, sprzężonych z falą spinową o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$. Wiązka zapisująca o wektorze falowym $\mathbf{k}_W$ jest rozpraszana w postaci wiązki fotonów Stokesa o wektorze falowym $\mathbf{k}_{WS}$, podczas gdy wiązka odczytująca o wektorze falowym $\mathbf{k}_R$ w procesie rozpraszania produkuje fotony Stokesa i anty-Stokesa o wektorach falowych odpowiednio $\mathbf{k}_{RS}$ oraz $\mathbf{k}_{RA}$.

W tym miejscu skupimy się na procesie odczytu, w którym wzbudzenie atomowe za sprawą lasera odczytującego zostaje zamienione na fotony w procesie mieszania czterech fal, jak pokazano na rysunku Fig.1.3(b). Przyjmujemy upraszczające założenie, że wiązka odczytująca jest falą płaską o wektorze falowym $\mathbf{k}_R$. Fala spinowa o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$ jest związana z fotonami anty-Stokesa i Stokesa o wektorach falowych odpowiednio $\mathbf{k}_{RA} = \mathbf{k}_R + \mathbf{K}_b$ oraz $\mathbf{k}_{RS} = \mathbf{k}_R - \mathbf{K}_b$, powstającymi w procesie odczytu. Podczas eksperymentu fotony rozproszone padają na kamerę umieszczoną w dalekim polu. Padają one na inny obszar kamery niż wiązki fotonów Stokesa o wektorze falowym $\mathbf{k}_{WS} = \mathbf{k}_W - \mathbf{K}_b$, inicjujące wzbudzenie atomowe. Jest to związane z różnym kierunkiem wektorów falowych wiązek zapisującej $\mathbf{k}_W$ i odczytującej $\mathbf{k}_R$. Podsumowanie warunków dopasowania fazowego w procesie mieszania czterech fal, wraz z wektorami falowymi wiązek uczestniczących w procesie, jest ukazane na rysunku 1.3(c).

1.2.2. Wzmocnienie i szum

Aby opisać oddziaływanie światła z atomami w procesie odczytu, użyjemy bozonowych operatorów słabego pola świetlnego $\hat{a}_{RA}$ oraz $\hat{a}_{RS}$. Fala spinowa może być opisana w przybliżeniu Holsteina-Primakoffa przez bozonowy operator anihilacji $\hat{b}$, który usuwa jedno wzbudzenie z fali spinowej o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$ [47]. Hamiltonian opisujący rozpraszanie Stokesa i anty-Stokesa w procesie odczytu otrzymany w wyniku zastosowania procedury eliminacji

adiabatycznej stanu wzbudzonego [48, 32], przyjmuje postać:

$$\hat{H}_R = i\hbar\chi\hat{a}_{RA}^\dagger\hat{b} + i\hbar\xi\hat{a}_{RS}^\dagger\hat{b}^\dagger + H.c. \quad (1.1)$$

gdzie: χ oraz ξ są współczynnikami sprzężenia odpowiednio dla fotonów anty-Stokesa oraz Stokesa z falą spinową [49]. Pierwszy człon w Hamiltonianie pochodzi od procesu rozpraszania anty-Stokesa związanym z anihilacją fali spinowej. Drugi człon odpowiada rozpraszaniu Stokesa i kreacji fali spinowej – patrz rysunek 1.1. Hamiltonian w przedstawionej postaci był używany w wielu pracach opisujących eksperymenty z parami atomowymi w temperaturze pokojowej, np. w pracy opisującej realizację kwantowej teleportacji stanu pomiędzy dwiema komórkami z parami atomów [48]. Powyższy Hamiltonian prowadzi do sprzężonego układu równań Maxwella-Blocha, które mogą być scałkowane (patrz: [32, 47]). Prowadzi to do relacji wejścia-wyjścia łączących operatory odpowiadające rozproszonemu w procesie zapisu światła oraz początkowemu stanowi fali spinowej w komórce, ze światłem odtworzonym z komórki w procesie odczytu oraz końcowemu stanowi fali spinowej.

Obecnie użyjemy zasygnalizowanych powyżej relacji wejścia-wyjścia do obliczenia średnich obserwowanych w eksperymencie: zależnej od czasu średniej liczby fotonów anty-Stokesa $\langle\hat{a}_{RA}^\dagger(t)\hat{a}_{RA}(t)\rangle$ oraz Stokesa $\langle\hat{a}_{RS}^\dagger(t)\hat{a}_{RS}(t)\rangle$, rozproszonych w procesie odczytu. Przyjmując założenie, że początkowy stan pól świetlnych RA i RS jest stanem próżni oraz początkowo średnia liczba wzbudzeń fali spinowej wynosi $n_b = \langle\hat{b}^\dagger(0)\hat{b}(0)\rangle$, otrzymujemy:

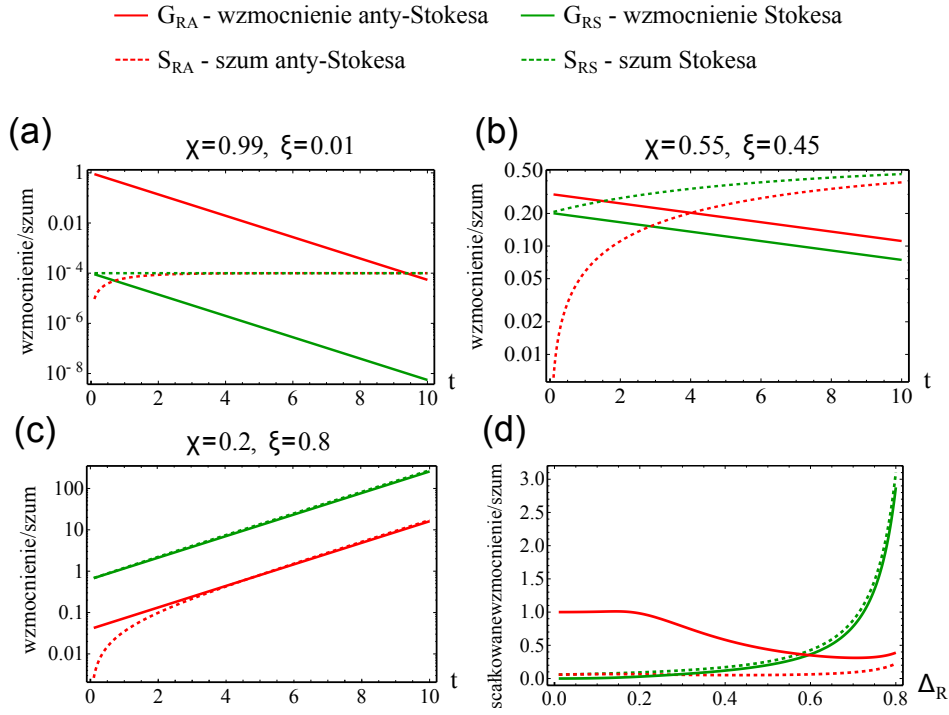
$$\langle\hat{a}_{RA}^\dagger(t)\hat{a}_{RA}(t)\rangle = \underbrace{\chi^2 e^{t(\xi^2-\chi^2)}}_{G_{RA}(t)} n_b + \underbrace{\frac{\chi^2\xi^2}{\xi^2-\chi^2} (e^{t(\xi^2-\chi^2)} - 1)}_{S_{RA}(t)}, \quad (1.2)$$

$$\langle\hat{a}_{RS}^\dagger(t)\hat{a}_{RS}(t)\rangle = \underbrace{\xi^2 e^{t(\xi^2-\chi^2)}}_{G_{RS}(t)} n_b + \underbrace{\frac{\xi^2}{\xi^2-\chi^2} (\xi^2 e^{t(\xi^2-\chi^2)} - \chi^2)}_{S_{RS}(t)}, \quad (1.3)$$

Wyrażenia $G_{RA}(t)$ oraz $G_{RS}(t)$ reprezentują wzmocnienie sygnału przy odczycie, to jest liczbę rozproszonych fotonów odpowiadających pojedynczemu wzbudzeniu fali spinowej. Natomiast wyrażenia $S_{RA}(t)$ i $S_{RS}(t)$ odpowiadają za szum powstały w wyniku spontanicznych rozprożeń fotonów w komórce z parami rubidu. Jak mogliśmy się domyślać z postaci Hamiltonianu, człony $S_{RA}(t)$ i $S_{RS}(t)$ pojawiają się jedynie wtedy, gdy współczynnik sprzężenia z fotonami Stokesa $\xi \neq 0$, czyli gdy fotony Stokesa pojawiają się w procesie odczytu wzbudzenia. Zauważmy również, że każdy ze współczynników χ oraz ξ pojawia się w obu wzorach (1.2) i (1.3) co oznacza, że procesy odpowiadające powyższym współczynnikom sprzężenia nie mogą być rozważane niezależnie. Przeciwnie, muszą być traktowane wspólnie, jako spójny proces mieszania czterech fal.

1.2.3. Przypadki charakterystyczne

Rozważmy ewolucję czasową rozproszonego światła anty-Stokesa oraz Stokesa dla kilku typowych przypadków, obserwowanych w eksperymencie. Wyniki symulacji numerycznych, przedstawiających wprowadzone powyżej współczynniki wzmocnienia i szumu, przedstawia rysunek 1.4.



Rysunek 1.4: (a) to (c) - ewolucja czasowa współczynników wzmocnienia G_i oraz szumu S_i . Wykresy przedstawiają przypadki dla różnych wartości współczynników sprzężenia χ oraz ξ , odpowiadających odstrojeniu odpowiednio $\Delta_R = 0.3, 0.6$ oraz 0.8 . (d) scałkowane po czasie współczynniki wzmocnienia $\bar{G}_i$ oraz szumu $\bar{S}_i$ w funkcji odstrojenia Δ_R .

Dla $\xi \simeq 0$ praktycznie nie występuje rozpraszanie Stokesa, podczas gdy od samego początku procesu odczytu następuje rozpraszanie anty-Stokesa zanikające wykładniczo w czasie, jak pokazano na rysunku Fig. 1.4(a). W tym przypadku praktycznie nie występuje żaden szum $S_{RA} \simeq 0$, zaś scałkowany po czasie współczynnik wzmocnienia osiąga poziom jedności $\bar{G}_{RA} = \int G_{RA} dt = 1$.

W rzeczywistej sytuacji, obecnej w eksperymencie, rozpraszanie Stokesa jest nieuniknione. Przypadek, w którym $\chi > \xi > 0$, jest pokazany na rysunku 1.4(b). Sygnał produkowany w procesie odczytu zawiera zarówno rozproszone w wymuszonym procesie rozpraszanie fotony anty-Stokesa, jak i Stokesa – obie wiązki fotonów mają porównywalne natężenia i szybkość zaniku w funkcji czasu. Wycalkowane współczynniki wzmocnienia przekraczają poziom jedności $\bar{G}_i = \int G_i dt > 1$. Jednak w układzie obserwujemy również nabudowywanie się poziomu szumu $S_i > 0$, gdzie: $i = RA, RS$. Układ działający w tym reżimie jest rozważany w pracy [50].

Sytuacja, w której obserwujemy dominację rozproszenia Stokesa, $\xi > \chi$, jest ukazana na rysunku 1.4(c). W tym wypadku proces odczytu produkuje prawie wyłącznie fotony Stokesa o wzrastającym w funkcji czasu oddziaływania współczynniku wzmocnienia. Jednakże, poziom szumu również wrasta, osiągając dla długich czasów oddziaływania poziom identyczny z możliwym do uzyskania wzmocnieniem $G_i \simeq S_i$ – zarówno dla fotonów Stokesa, jak i anty-Stokesa.

Pouczającym ćwiczeniem jest wycalkowanie po czasie współczynników wzmocnienia $G_{RA}(t)$, $G_{RS}(t)$ oraz szumu $S_{RA}(t)$, $S_{RS}(t)$ i zbadanie ich zachowania w funkcji odstrojenia Δ_R . Współczynniki sprzężenia χ oraz ξ w Hamiltonianie są odwrotnie proporcjonalne do odstrojenia Δ_R wiązki odczytującej od rezonansu w poziomem wzbudzonym [49, 47]. Jeden ze współ-

czynników może być zwiększony kosztem zmniejszenia drugiego z nich poprzez odpowiednie odstrojenie Δ_R lasera odczytującego, jeżeli jego częstość znajduje się pomiędzy rezonansem z przejściami $|0\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ oraz $|1\rangle \leftrightarrow |e\rangle$, jak pokazano na rysunku 1.3(b). Zależność scałkowanych po czasie współczynników wzmocnienia $\bar{G}_i = \int G_i dt$ oraz szumu $\bar{S}_i = \int S_i dt$ w funkcji odstrojenia Δ_R od przejścia $|0\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ (w jednostkach rozszczepienia stanu podstawowego), przedstawia rysunek 1.4(d).

Zakładamy, że zachodzą związki: $\chi \propto \alpha/\Delta_R$ oraz $\xi \propto \beta/(1 - \Delta_R)$, gdzie: $\alpha = 0.25$ oraz $\beta = 0.18$. Konkretnie wartości stałych α i β zostały tak dobrane, aby uzyskać wizualną zgodność z danymi otrzymanymi w wyniku analizy przeprowadzonej w rozdziale 5.3.2. Wartość odstrojenia Δ_R jest tu podana w jednostkach rozszczepienia nadsubtelnego stanu podstawowego $5^2S_{1/2}$, wynoszącego 6.8 GHz. Innymi słowy, wartość $\Delta_R = 1$ w powyższych wzorach odpowiada eksperymentalnie wyznaczonej wartości 6.8 GHz. Odmienne charakter rozpraszania anty-Stokesa i Stokesa wprowadza asymetrię widoczną na rysunku 1.4(d).

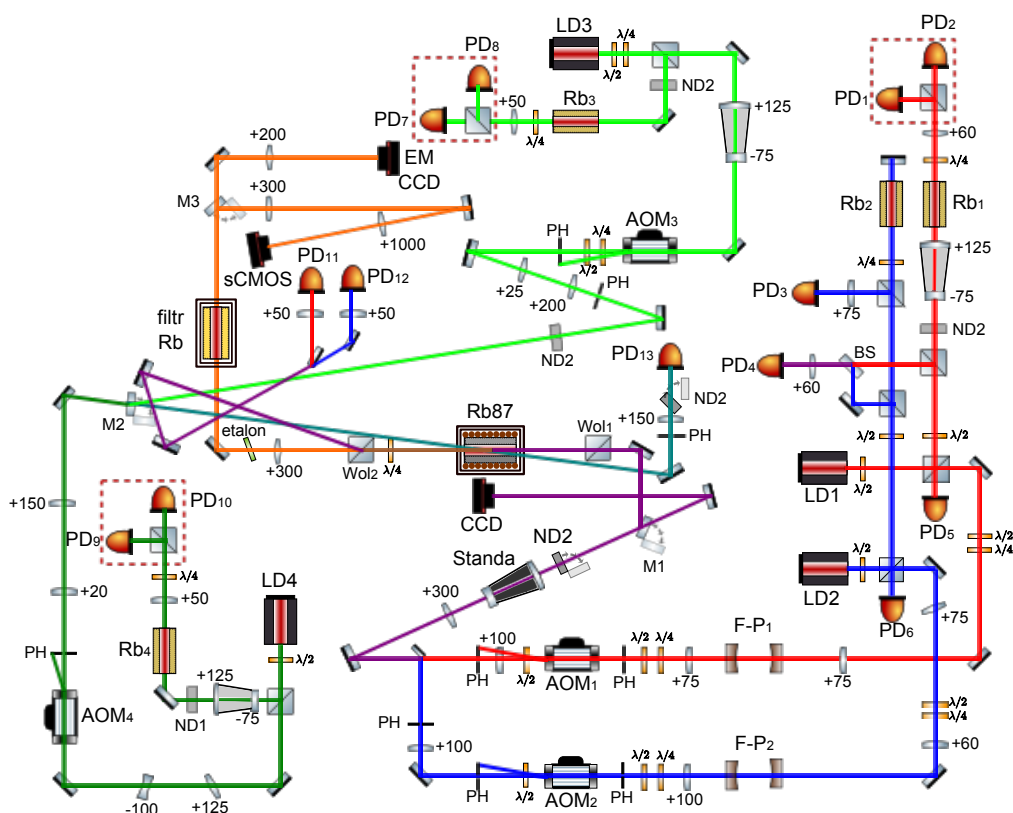
Scałkowany współczynnik wzmocnienia w reżimie odstrojeń Δ_R , w których dominuje rozpraszanie anty-Stokesa $\chi \gg \xi$ osiąga wartość jedności $\bar{G}_{RA} = 1$. Natomiast współczynnik szumu pochodzący od rozpraszania spontanicznego jest niewielki $\bar{S}_{RA} \ll 1$. Odpowiada to sytuacji, dla której w procesie odczytu otrzymujemy niezaszumiony, aczkolwiek niewzmocniony sygnał.

Dla odmiany, w reżimie gdzie dominuje rozproszenie Stokesa $\chi \ll \xi$, scałkowany współczynnik wzmocnienia $\bar{G}_{RS}$ rośnie prawie wykładniczo wraz ze wzrostem współczynnika sprzężenia ξ ze światłem Stokesa. Jednakże, pociąga to ze sobą również wykładniczy wzrost szumu $\bar{S}_{RS}$. W rozważanym przypadku proces spójnego mieszania czterech fal niejako podtrzymuje proces rozpraszania anty-Stokesa powodując, że współczynnik $\bar{G}_{RA}$ nie zanika do zera, a wręcz rośnie wraz ze wzrostem odstrojenia Δ_R . Niemniej jednak stosunek wkładu pochodzącego od rozpraszania anty-Stokesa w stosunku do wkładu od rozpraszania Stokesa $\bar{G}_{RA}/\bar{G}_{RS}$ do całkowitej liczby rozproszonych fotonów, pozostaje zaniedbywalny. Warto zauważyć, że jest to reżim pracy układu, którego używamy do kreowania wzbudzeń fal spinowych w procesie zapisu pamięci kwantowej, podczas procesu spontanicznego rozpraszania Stokesa.

Układ doświadczalny do obserwacji efektu pamięci

2.1. Schemat układu eksperymentalnego

Układ eksperymentalny użyty do przeprowadzenia wszystkich pomiarów opisanych w niniejszej pracy magisterskiej jest przedstawiony na rysunku 2.1.



Rysunek 2.1: Schemat układu doświadczalnego. Lasery: LD1 – zapisujący, LD2 – odczytujący, LD3 – do pomiaru temperatury, LD4 – pompujący. AOM – modulator akustooptyczny, F-P – interferometr Fabry-Perot, PD – fotodioda, Wol – pryzmat Wollastona, Rb87 – komórka zasadnicza, filtr Rb – komórka filtrująca z ^{85}Rb , Rb – komórki z rubidem, Standa – teleskop, EMCCD – kamera EM CCD, sCMOS – kamera sCMOS, CCD – kamera CCD, ND – filtr szary, BS – płytka światłodzieląca, PH – szczelina. M1–M3 – lustra uchyłne.

Składał się z czterech laserów diodowych LD1–LD4, każdy z układem do stabilizacji częstotliwości - małą część wiązki każdego z laserów biegnąca w kierunku pomocniczych komórek z rubidem Rb1–Rb4. Większość wiązki po opuszczeniu laserów padały na modulatory akustooptyczne AOM1—AOM4, aby następnie przeciąć się wewnątrz komórki z izotopem rubidu ^{87}Rb . Fotony powstałe w wyniku rozpraszania Ramana wewnątrz komórki ^{87}Rb , ze względu ortogonalną do wiązek wymuszających LD1–LD2 polaryzację, były rozdzielane od wiązek laserowych przy użyciu pryzmatu Wollastona. Następnie fotony przechodziły przez absorpcyjny filtr Rb, który usuwał światło pochodzące z procesów emisji spontanicznej w komórce. Po odfiltrowaniu spektralnym rozproszone ramanowsko fotony padały na jedną z dwóch kamer: EM CCD lub kamerę sCMOS połączoną ze wzmacniaczem obrazu. Rodzaj kamery był wybierany przy pomocy lustra uchylnego M3. Moce wiązek z laserów LD1 – LD4 po przejściu przez komórkę zasadniczą były mierzone na fotodiodach PD11-PD13.

Układ doświadczalny został zmodyfikowany w stosunku do użytego w pracach [24, 25]. Zasadniczą zmianą w stosunku do układów opisanych w powyższych pracach jest przebudowa układu pompującego, zastępując poprzedni laser nowym, o wyższej mocy. Obecnie stary laser pompujący LD3 jest używany do pomiarów temperatury komórki z parami rubidu. Zmieniono geometrię wiązek wchodzących do komórki zasadniczej, jak również przebudowano układ obrazujący w taki sposób, aby możliwa stała się łatwa i szybka zmiana z kamery EM CCD na sCMOS i odwrotnie

2.2. Lasery diodowe

W eksperymencie użyto laserów diodowych pracy ciągłej z zewnętrzną wnęką (ECDL) pracujących na linii D1 izotopu ^{87}Rb (795nm) oraz lasera z wewnętrzną siatką Bragga (DFB) pracującego na linii D2 (780nm). Dwóch laserów ECDL: LD1 i LD2 użyto do stymulowania rozpraszania Ramana, ich moce wynosiły odpowiednio ok. 7 oraz ok. 5 mW (wewnątrz komórki zasadniczej). W pomiarach opisanych w rozdziale 3 do pompowania optycznego używano lasera DFB LD3 o mocy kilkunastu mW. Potem został zastąpiony przez laser ECDL LD4 o mocy ok. 80 mW w celu zwiększenia efektywności pompowania – pomiary opisane w rozdziałach 4 i 5 wykonane są z użyciem lasera LD4. Zmiany lasera pompującego atomy w komórce dokonywano przy użyciu lustra uchylnego M2. Każdy z laserów mógł być przestrajanym w granicach kilkunastu GHz, układ stabilizacji oparty na metodzie DAVLL [51] zapewniał utrzymywanie wybranej uprzednio częstotliwości każdego z laserów LD1, LD3 oraz LD4. Położenie linii lasera odczytującego LD2 było precyzyjnie wyznaczane metodą spektroskopii nasyceniowej w pomocniczej komórce z parami rubidu. Przykładowe widmo, z pomocą którego możemy ustawić wybraną przez nas częstotliwość wiązki z lasera LD2 jest pokazane na rysunku 2.5 (czarna krzywa). Wiązki zapisująca LD1 i odczytująca LD2 były zdudniane na fotodiodzie mikrofalowej PD4. Maksymalna częstota zdudnień, zdeterminowana przez własności samej fotodiody, wynosiła 7GHz. Dzięki wyznaczeniu względnej różnicy częstotliwości obu laserów, możliwe było precyzyjne odczytanie częstotliwości lasera odczytującego. Podczas przeprowadzania pomiarów opisanych w rozdziałach 3–5 odczyt częstotliwości zdudnień pozwalał kontrolować aktualną częstotliwość laserów przy zmianie położenia linii jednego z nich. Dodatkową filtrację przestrzenną i spektralną wiązek laserów zapisującego i odczytującego osiągnięto, stosując interferometrię Fabry-Perot’a F-P1 i F-P2.

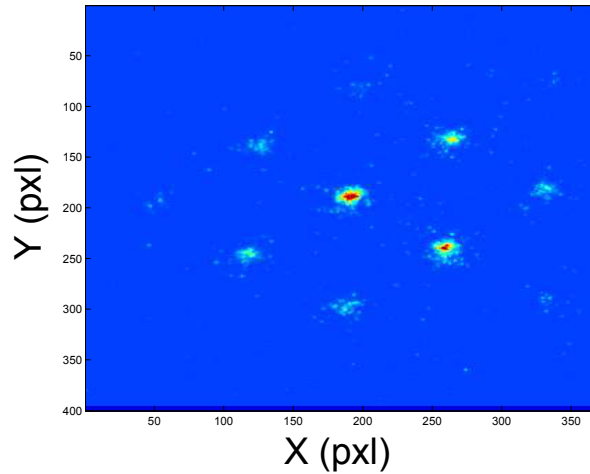
2.3. Wiązki laserowe

2.3.1. Geometria wiązek

Wiązki z laserów LD1 i LD2 przecinają się w środku komórki pod kątem $\theta = 2\text{mrad}$. Wiązka pompująca przekrywa się z obiema wiązkami, lecz propaguje się w przeciwnym kierunku. Teleskop Standa ustawiony przed komórką zasadniczą pozwalał na swobodną regulację rozmiarów wiązek – jego powiększenie można było zmieniać w przedziale od 2 do 8 razy. Rozmiary wiązek zapisującej i odczytującej, mierzone jako średnica obszaru na kamerze, na granicach którego natężenie spada jak e^{-2} wynoszą 4mm, zaś dla wiązki pompującej 6mm. Aby zapewnić dobre przekrywanie się wiązek z laserów LD1 i LD2 wewnątrz komórki ^{87}Rb oraz kontrolować ich rozmiar, za pomocą lustra uchylnego M1 (patrz rysunek 2.1) wiązki z laserów zapisującego i odczytującego były kierowane na pomocniczą kamerę CCD ustawioną w odległości od teleskopu odpowiadającej geometrycznemu środkowi komórki

2.3.2. Kalibracja dalekiego pola

W dalekim polu różnym kierunkom propagacji wiązek (czyli różnym wektorom falowym) odpowiadają różne obszary kamery. Wynika to z faktu, że natężenie światła w dalekim polu jest transformatą Fouriera natężenia w polu bliskim. W celu kalibracji powiększenia kąтового wiązek na kamerze sCMOS, wstawiono za komórką zasadniczą dwie prostokątne transmisyjne siatki dyfrakcyjne o stałych siatki $k = 3\text{mm}^{-1}$, ustawione względem siebie pod kątem ok. 76° . Obie siatki były ustawione prostopadłe do wiązki padającej z lasera. Wspólny kąt układu siatek względem pionu ustawiono w taki sposób, aby na kamerze sCMOS obserwować kolejne rzędy dyfrakcji światła ugiętego na siatkach, ułożone symetrycznie wzdłuż linii pionowej i poziomej. Obraz rejestrowany przez kamerę w dalekim polu jest pokazany na rysunku 2.2.



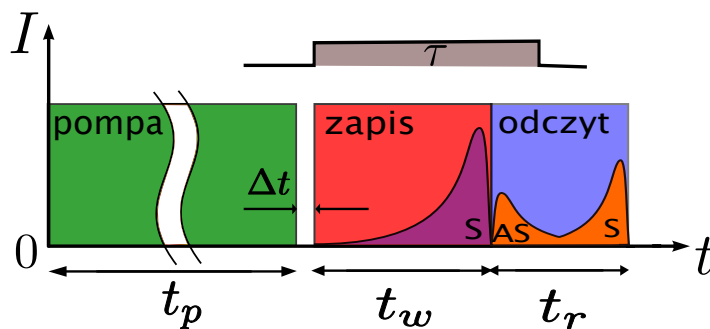
Rysunek 2.2: Kalibracja dalekiego pola na kamerze sCMOS. Widoczny obraz dyfrakcyjny, symetryczny względem osi pionowej i poziomej. Odległość pomiędzy rzędami dyfrakcji w pionie i poziomie wynosi odpowiednio 110 i 140 pikseli. Jednostki na osiach w pikselach kamery.

Korzystając ze wzoru siatkowego dla pierwszego rzędu ugięcia dyfrakcyjnego: $d \sin(\alpha) = \lambda$ obliczamy, że odległość kątowa na kamerze wynosi $25\mu\text{rad/piksel}$ (gdzie: d – stała siatki, $d = k^{-1}$).

2.4. Modulatory akustooptyczne

2.4.1. Sekwencja impulsów

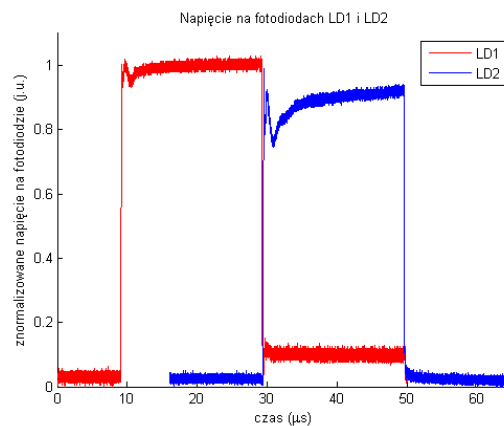
Impulsy o czasie trwania od kilku μs do setek μs były wytwarzane z użyciem modulatorów akustooptycznych (AOM). Sekwencja impulsów generowanych w eksperymencie jest ukazana na rysunku 2.3. Impuls z lasera pompującego trwający $t_p = 700\mu s$ został użyty do pompowania optycznego. Po czasie $\Delta t = 5\mu s$ następował impuls zapisujący o regulowanym czasie trwania t_w , w wyniku czego powstawały rozproszone fotony Stokesa **S**. Natychmiast po zakończeniu impulsu zapisującego stosowano impuls z lasera odczytującego trwający t_r – czas ten również podlegał regulacji. W wyniku oddziaływania impulsu odczytującego z ośrodkiem atomowym powstają wiązki fotonów Stokesa **S** oraz anty-Stokesa **AS**. Szczegóły dotyczące czasów trwania oraz mocy użytych impulsów zostaną przytoczone przy opisie poszczególnych eksperymentów w rozdziałach 3, 4 oraz 5.



Rysunek 2.3: Sekwencja impulsów użytych podczas przeprowadzanych eksperymentów: impuls pompujący, zapisujący i odczytujący. Schematycznie zaznaczono również ramanowsko rozproszone fotony generowane w procesach zapisu i odczytu. Szarym prostokątem zaznaczono bramkę o regulowanym czasie trwania τ , wyznaczającą czas akwizycji danych.

2.4.2. Kształt impulsów

Na rysunku 2.3 impulsy wychodzące z modulatorów akustooptycznych mają kształt prostokątny. Okazuje się, że w rzeczywistym eksperymencie kształt ten odbiega od prostokątnego. Za pomocą szybkiej fotodiody ustawionej za komórką zasadniczą zmierzono przebieg czasowy impulsów wychodzących z modulatorów akustooptycznych po odstrojeniu obu laserów daleko od rezonansu z którymkolwiek z przejść. Efekt pomiaru jest przedstawiony na rysunku 2.4. W związku z powyższym odchyleniem od kształtu prostokątnego, podczas analizy dynamiki procesu odczytu w rozdziale 4 należy pominąć pierwszych kilka punktów pomiarowych.



Rysunek 2.4: Kształty impulsu zapisującego (LD1) i odczytującego (LD2) zmierzone przy użyciu szybkiej fotodiody ustawionej za komórką ^{87}Rb z pamięcią kwantową.

2.5. Komórki z rubidem

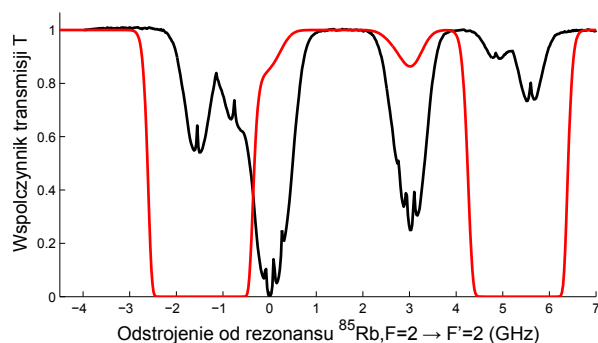
2.5.1. Komórka zasadnicza ^{87}Rb

Podczas eksperymentów do przechowywania wzbudzeń atomowych używano komórki szklanej o długości 10cm, wypełnionej parami rubidu oraz gazem buforowym. Używanym gazem buforowym był krypton pod ciśnieniem 0.5 tora (pomiar w rozdziale 3) oraz krypton pod ciśnieniem 1 tora (pomiar w rozdziałach 4 i 5). Komórka wraz z cewkami została umieszczona w dwuwarstwowym ekranie magnetycznym wykonanym z μ -metal, aby odizolować układ od resztkowego zewnętrznego pola magnetycznego, pochodzącego od Ziemi oraz aparatury laboratoryjnej. Komórkę ogrzewano przy pomocy cewek, przez które przepuszczano prąd. Na czas trwania sekwencji impulsów używanych w eksperymentach grzanie było wyłączane. Celem ogrzewania komórki było zapewnienie dostatecznej gęstości optycznej par rubidu. Duża gęstość optyczna jest niezbędna do obserwacji rozproszonych ramanowsko fotonów. Z drugiej strony, zbyt duża temperatura par powoduje, że absorpcja na linii izotopu ^{85}Rb , występującego w ilości ok. 2% wewnątrz komórki, uniemożliwia obserwację rozpraszania światła z laserów inicjujących proces rozpraszania. Na drodze kompromisu wybrano temperaturę par w komórce wynoszącą 90°C , co odpowiada gęstości optycznej par w komórce równej $d=135$.

2.5.2. Pomiar temperatury par rubidu

Temperatura komórki stabilizowana była przy użyciu termostatu. Pomiar temperatury odbywał się w wyniku odczytu wykalibrowanej wartości oporu na cewkach oraz przy użyciu termistora przyklejonego do ścianki komórki. Wartość wyznaczona powyższym sposobem była obarczona błędem systematycznym, niemniej pozwalała kontrolować temperaturę przy jej podwyższaniu bądź obniżaniu. Dokładniejszy pomiar temperatury możliwy był przy użyciu metod spektroskopowych. Mierzono widmo absorpcji bardzo słabej (ok. $10\mu\text{W}$) wiązki laserowej przechodzącej przez komórkę. Przykładowe widmo absorpcji otrzymane podczas pomiaru temperatury komórki zasadniczej na linii D1 przedstawia czerwona krzywa na rysunku 2.5. Czarna krzywa przedstawia widmo uzyskane metodami nasyceniowej spektroskopii bezdoplerowskiej zmierzone w komórce referencyjnej. Na podstawie dopasowania modelu teoretycznego absorpcji w parach rubidu do obserwowanego widma, uwzględniając poszerzenie Dopplera oraz względną intensywność poszczególnych przejść, możemy wyznaczyć gęstość

optyczną ośrodka atomowego. Następnie korzystając z [52] znajdujemy wartość temperatury wewnątrz komórki.



Rysunek 2.5: Przykładowy pomiar temperatury komórki zasadniczej (krzywa czerwona) wraz z referencyjnym widmem rubidu dla innej komórki (krzywa czarna). W komórce powinien znajdować się jedynie izotop ^{87}Rb , jednak w pomiarze widma absorpcji wyraźnie widać linie odpowiadające izotopowi ^{85}Rb . Zmierzono gęstość optyczną par $d=135$.

2.5.3. Procedura rozmagnesowania ekranu

Zewnętrzne pole magnetyczne wpływa na zwiększenie dekoherencji w układzie, co zostało opisane w pracy [24]. Wpływa to niekorzystnie na czas życia wzbudzenia atomowego wewnątrz komórki z parami rubidu, powodując defazowanie atomów. Ekran magnetyczny, wewnątrz którego znajduje się komórka jest ferromagnetykiem, stąd może się łatwo namagnesować. W wyniku namagnesowania staje się źródłem niejednorodnego pola magnetycznego. Chcąc wyeliminować ten efekt, stosujemy procedurę rozmagnesowania ekranu, wewnątrz którego umieszczona jest komórka, opisaną w amerykańskim patencie [53]. Cewka znajdująca się pomiędzy dwiema warstwami ekranu magnetycznego, przez którą przepuszczano prąd, wytwarzała pola rozmagnesowujące ekran. Pole wytwarzane na zewnątrz cewki rozmagnesowywało zewnętrzną warstwę ekranu, natomiast pole wewnątrz cewki rozmagnesowywało wewnętrzną warstwę. Uzyskiwane pole magnetyczne było wystarczająco silne, aby przeorientować domeny magnetyczne wewnątrz materiału, z którego wykonany był ekran. Trzykrotnie przepuszczono przez obwód prąd zmienny (50Hz) wzrastający od 0 do 5 amperów i z powrotem od 5 do 0 amperów. Zmniejszanie prądu odpowiadało zacieśnianiu pętli histerezy, zmniejszając resztkowe pole magnetyczne wewnątrz ekranu do zera. Procedura rozmagnesowania istotnie poprawiła poziom sygnału rejestrowanego w procesie zapisu i odczytu wzbudzenia, co zostało dokładnie opisane w rozdziale 3.2.

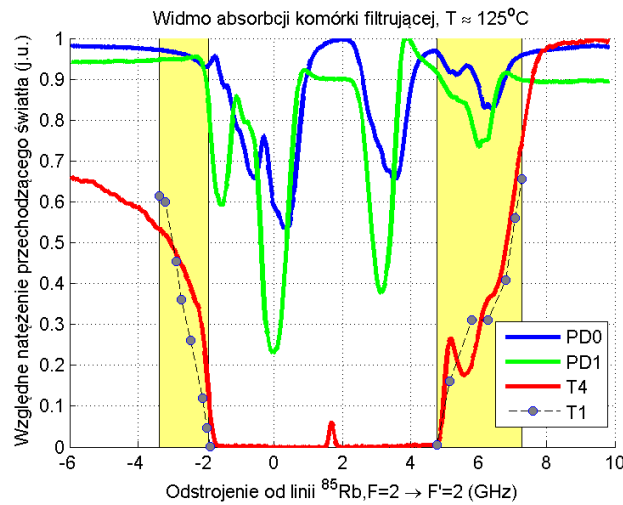
2.5.4. Filtr absorpcyjny ^{85}Rb

Fotony powstające w procesie rozproszenia Ramana mają częstotliwości odległe zaledwie o kilka GHz od częstotliwości wiązek laserowych, które zainicjowały proces rozproszenia. W związku z tym filtrowanie spektralne przy użyciu filtrów interferencyjnych nie jest wystarczające ze względu na ich zbyt szerokie pasmo transmisji. W celu dokładnego odfiltrowania rozproszonych fotonów zastosowano filtr absorpcyjny, składający się z komórki szklanej zawierającej izotop ^{85}Rb , umieszczonej w polu magnetycznym. Filtr utrzymywany jest w temperaturze ok. 125-130°C dzięki ciepłu wydzielanemu na opornikach (przymocowanych do obudowy, w której znajduje się komórka), przez które przepływa prąd. Wysoka temperatura jest niezbędna

do osiągnięcia dużej gęstości optycznej par w komórce filtrującej ^{85}Rb . Wiąże się to z faktem, iż koncentracja atomów rubidu w komórce rośnie wykładniczo ze wzrostem temperatury [52]. Komórka ^{85}Rb jest umieszczona wewnątrz obudowy w poprzecznym względem padającej wiązki światła polu magnetycznym. Pole magnetyczne jest potrzebne, aby przesunąć absorpcję światła do częstości, na której pracują lasery zapisujący i odczytujący (patrz rysunki 2.6 i 2.7 w następnym paragrafie).

2.5.5. Transmisja filtra absorpcyjnego

Aby rejestrować na kamerze rozproszone fotony z dużą wydajnością, a jednocześnie tłumić światło pochodzące z wiązek laserowych inicjujących procesy rozpraszania, potrzebna jest znajomość transmisji filtra absorpcyjnego dla używanego w eksperymentach spektrum częstości. Filtr ^{85}Rb utrzymywany był w temperaturze 125°C . Temperatura filtra była wyznaczana z odczytu oporu dwóch termistorów umieszczonych na ściankach komórki. Następnie wyciągnięta została średnia obu wartości. Powyższa wartość temperatury filtra była użyta podczas pomiarów opisanych w rozdziale 3 pracy. Do pomiaru transmisji użyto wiązki lasera LD1 o mocy ok. $30\mu\text{W}$ mierzonej przez filtrem. Światło z lasera było dokładnie filtrowane spektralnie dzięki zastosowaniu interferometru Fabry-Perot'a F-P1, więc można było precyzyjnie wybrać żadaną częstość. Następnie mierzono moc transmitowaną przez filtr przy użyciu miernika mocy. Wyniki pomiaru są pokazane na rysunku 2.6 przy użyciu szarych punktów (T1). Zaciemnione na rysunku obszary odpowiadają przedziałom częstości, dla których był wykonywany pomiar.

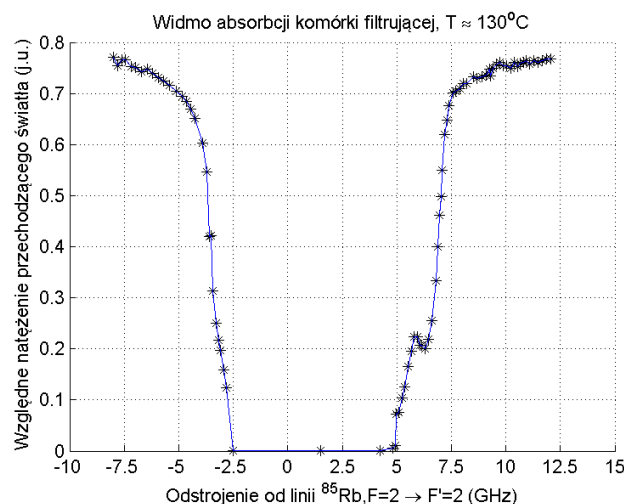


Rysunek 2.6: Widmo absorpcji światła lasera przechodzącego przez filtr optyczny (komórka z parami ^{85}Rb) dla temperatury 125°C . Krzywa T4 przedstawia sygnał mierzony na fotodiodzie ustawionej za filtrem ^{85}Rb i odpowiada transmisji filtra dla światła lasera LD4. Analogiczny pomiar dla lasera LD1, po zastąpieniu fotodiody miernikiem mocy, został zaznaczony kropkami (T1). W celu kalibracji skali częstości, krzywe PD0 i PD1 przedstawiają widmo absorpcyjne na linii D1 lasera LD4 dla dwóch różnych polaryzacji kołowych, powstałych po przejściu przez filtr Faraday'a (element lockowania DAVLL).

Do zmierzenia widma absorpcji użyto także fotodiody umieszczonej za filtrem, na którą padała wiązka z lasera LD4. Dzięki temu, że częstość wiązki z lasera mogła być łatwo skanowana w zakresie częstości używanych w pomiarze, możliwe stało się zarejestrowanie całego

widma częstości. Moc wiązki przed wejściem do filtra wynosiła jak poprzednio $30\mu\text{W}$. Wynik pomiaru jest przedstawiony na rysunku 2.6 przy użyciu czerwonej krzywej (T4). W związku z brakiem dodatkowej filtracji widmowej światła z lasera LD4, wynik pomiaru może być mniej dokładny niż otrzymany dla lasera LD1. Widać, że pomiary przeprowadzone przy użyciu dwóch powyższych metod dają zgodne ze sobą rezultaty.

Analogiczne pomiary wykonano dla temperatury filtra absorpcyjnego ok. 130°C z użyciem lasera LD1. Wyniki pomiarów z użyciem miernika miernika mocy jako detektora, przedstawia rysunek 2.7. Ta temperatura była używana w eksperymentach w rozdziale 4 i 5. Z rysunku możemy odczytać, że dla obszarów odstrojeń, dla których spodziewamy się rejestrować fotony w procesie odczytu (częstości poniżej -6GHz i powyżej 10GHz na rysunku 2.7) transmisja rozproszonych fotonów wynosi 76%, natomiast dla fotonów rozproszonych w procesie zapisu (odstrojenie 5.5GHz na rysunku) transmisja wynosi 12%. Pomiary przedstawione w rozdziałach 4 i 5 poniższej pracy zostały dla temperatury filtra absorpcyjnego wynoszącej 130°C – do wartości transmisji z rysunku 2.7 będziemy odwoływać się przy dyskusji konkretnych pomiarów.



Rysunek 2.7: Widmo absorpcji światła lasera LD1, przechodzącego przez filtr optyczny (komórka z parami ^{85}Rb) dla temperatury 130°C . Punkty pomiarowe wyznaczone na podstawie wskazania miernika mocy umieszczonego za absorpcyjną komórką filtrującą.

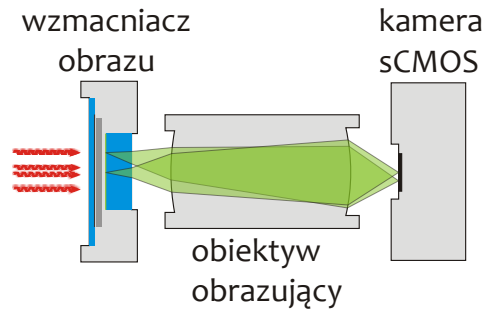
2.6. Kamery

2.6.1. Kamera EM CCD

Pomiary zaprezentowane w rozdziale 3 wykonano, posługując się czułą kamerą EM CCD (Electron Multiplying CCD, Hamamatsu C9100-13). Z powodu zbyt małej czułości oraz dużego poziomu szumów, kamery używano przy pracy z makroskopowymi natężeniami światła. Nie była możliwa praca w trybie zliczania pojedynczych fotonów. Podczas analizy danych zliczano poziom sygnału z obszaru kamery, na który padały interesujące nas fotony. Wartość tego sygnału była proporcjonalna do natężenia padającego na kamerę światła, co pozwoliło na zmierzenie względnej zmiany rejestrowanego natężenia światła w funkcji zmiany parametrów charakteryzujących wchodzące do komórki zasadniczej impulsy.

2.6.2. Wzmacniacz obrazu i kamera sCMOS

Kamera sCMOS (Scientific CMOS, Andor Zyla) była użyta, w połączeniu ze wzmacniaczem obrazu, do detekcji pojedynczych fotonów. Schemat układu jest pokazany na rysunku 2.8. Układ składa się ze wzmacniacza obrazu, obiektywu obrazującego oraz kamery sCMOS. Rozproszone światło z lasera pada na fotokatodę wzmacniacza obrazu, wybijając z niej fotoelektrony. Wybite fotoelektrony są wzmacniane lawinowo w trakcie wędrówki przez płytkę mikrokanalikową w kierunku płytki pokrytej fosforem. Elektrony pobudzają fosfor do świecenia – wytworzone w tym procesie fotony są za pomocą obiektywu obrazowane na matrycy kamery sCMOS. Dzięki zastosowaniu mikrokanalików oraz układu obrazującego możliwa jest detekcja światła z przestrzenną zdolnością rozdzielczą.



Rysunek 2.8: Schemat budowy układu kamery sCMOS ze wzmacniaczem obrazu. Światło padające na wzmacniacz obrazu wybija fotoelektrony, które wywołują lawinę wewnątrz mikrokanalików, a ta pobudza do świecenia fosfor. Wytworzone podczas fluorescencji fosforu fotony dzięki zastosowaniu obiektywu są obrazowane na matrycy kamery sCMOS.

Układu używano w dwóch trybach. W pierwszym dokonywano detekcji pojedynczych zliczeń – każde zliczenie odpowiadało pojedynczemu fotonowi padającemu na matrycę wzmacniacza. Praca w trybie zliczania fotonów była wykorzystana przy pomiarach opisanych w rozdziale 4, gdzie pracowano na wysokim wzmocnieniu wzmacniacza obrazu, jednocześnie zachowując bardzo krótki czas (rzędu 250ns) impulsu bramkującego kamerę. W drugim trybie rejestrowano natężenia światła – poziom rejestrowanego sygnału był proporcjonalny do liczby fotonów padających na wzmacniacz. Znajomość dokładnej zależności jest możliwa po wykonaniu kalibracji, opisanej w punkcie 2.6.4. Praca w trybie rejestracji natężenia światła była prowadzona podczas pomiarów opisanych w rozdziale 5, gdzie potrzebna była wiedza na temat korelacji pomiędzy poszczególnymi pikselami kamery. Wypracowane algorytmy pozwalały obliczać te korelacje w powyższym trybie. W przyszłości można napisać program pozwalający pracować w trybie zliczania pojedynczych fotonów niezależnie od faktu, czy chcemy mierzyć poziom sygnału, czy też wzajemne korelacje.

2.6.3. Model szumu wzmacniacza obrazu

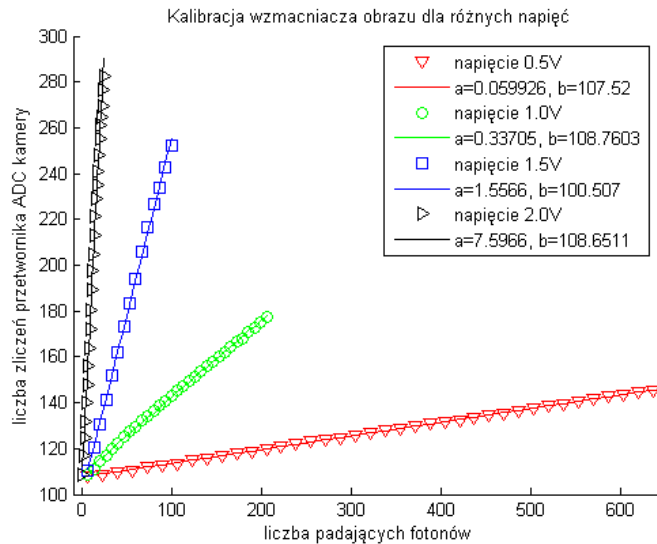
Rozważmy sytuację, w której rejestrujemy sygnał powstający podczas zapisu wzbudzenia w atomach. Sygnał I_{WS} rejestrowany dla piksela $i = WS$ wzmacniacza obrazu został skalibrowany z liczbą padających na wzmacniacz fotonów. Zawiera on wkład proporcjonalny do liczby fotonów n_{WS} generowanych w komórce zasadniczej w procesie zapisu, odpowiadający fali spinowej o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$ oraz część odpowiadającą za szum kamery f_{WS} :

$$I_{WS} = t_{WS}n_{WS} + f_{WS}, \quad (2.1)$$

gdzie: t_{WS} – transmisja fotonów Stokesa pochodzących z procesu zapisu przez filtr absorpcyjny. Analogiczne rozumowanie możemy przeprowadzić dla procesu odczytu wzbudzenia atomowego, przechowywanego w pamięci kwantowej. Szum w procesie odczytu f_{WS} jest zmienną losową, jego wariancja zależy jedynie od natężenia światła padającego na rozważany piksel kamery: $\langle(\Delta f_i)^2\rangle \sim I_i^2$. Wykonanie kalibracji zależności szumu kamery od liczby zliczeń przetwornika ADC wzmacniacza obrazu pozwala nam na bezpośrednie i jednoznaczne określenie wariancji szumu dla każdego piksela kamery. Procedura kalibracji jest opisana w kolejnym punkcie.

2.6.4. Kalibracja wzmacniacza obrazu

Dla pomiarów z użyciem kamery sCMOS pracującej w trybie rejestracji natężenia światła, konieczna jest znajomość liczby zliczeń przetwornika ADC kamery w funkcji natężenia światła padającego na wzmacniacz obrazu tak, aby możliwe było wyznaczenie liczby fotonów rejestrowanych przez kamerę. W celu kalibracji kierowano na wzmacniacz obrazu bardzo słabą wiązkę z lasera pracującego w pracy impulsowej. Długość impulsu bramkującego wzmacniacz wynosiła $t_{gate} = 10\mu s$, co stanowiło górną granicę na długość impulsu z lasera. Przed wzmacniaczem ustawiono filtr szary ND 6.0. Wiązka z lasera pracującego w pracy ciągłej miała przed filtrem moc 75mW. Dla kilku różnych napięć na wzmacniaczu obrazu zmieniano czas trwania impulsów z lasera, dla każdego z czasów rejestrując natężenie sygnału na obszarze kamery o wielkości $A=5060$ pikseli. Wartość średnią oraz natężenie wariancji liczby zliczeń przetwornika ADC na klatkę kamery obliczono, rejestrując sygnał z $M=5000$ klatek kamery. Dzięki znajomości czasu trwania impulsu, mocy wychodzącej z lasera, transmisji filtra ND oraz długości fali światła z lasera, możliwe stało się obliczenie średniej liczby fotonów padających na wzmacniacz obrazu.

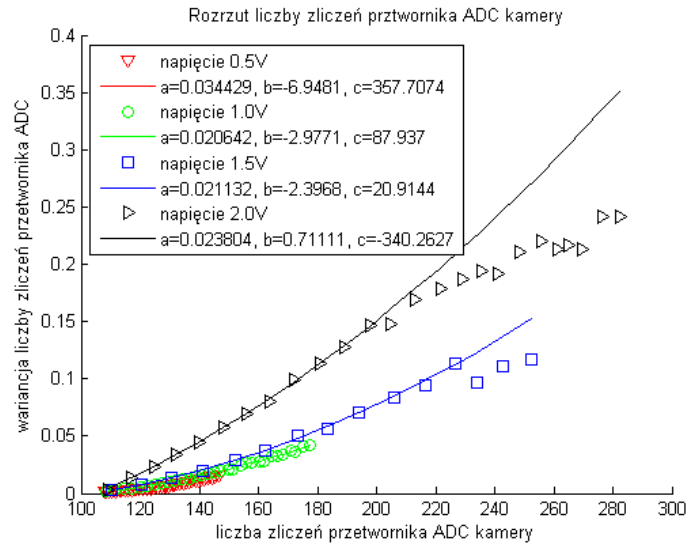


Rysunek 2.9: Liczba zliczeń przetwornika ADC kamery sCMOS w funkcji liczby fotonów padających na wzmacniacz, dla kilku różnych napięć na wejściu wzmacniacza obrazu. Na wykresie przedstawiono punkty pomiarowe wraz z dopasowanymi charakterystykami liniowymi $y = ax + b$, gdzie: x – liczba padających fotonów, y – liczba zliczeń przetwornika ADC.

Jeżeli przez I_{klm} oznaczmy liczbę zliczeń przetwornika ADC kamery dla piksela (k, l)

dla m-tej klatki kamery, to całkowita liczba zliczeń dla m-tej klatki wynosi: $I_{tot,m} = \sum_{kl} I_{klm}$. Wtedy średnia liczba zliczeń na jedną klatkę kamery wynosi: $I_{tot} = \langle I_{tot,m} \rangle$, gdzie uśrednianie jest wykonywane po wszystkich M=5000 klatkach kamery. Rysunek 2.9 pokazuje liczbę zliczeń przetwornika ADC kamery sCMOS w funkcji liczby fotonów padających na wzmacniacz obrazu, dla kilku różnych napięć na wejściu wzmacniacza. Wyraźnie widoczna liniowa charakterystyka pracy wzmacniacza, niezależnie od przyłożonego napięcia.

Następnie obliczono wariancję σ_{pxl}^2 średniej liczby zliczeń przypadających na pojedynczy piksel klatki kamery. Niech σ_{kl}^2 oznacza wariancję średniej liczby zliczeń dla piksela (k,l), wyrażoną wzorem: $\sigma_{kl}^2 = \langle I_{kl}^2 \rangle - \langle I_{kl} \rangle^2$, gdzie uśrednianie jest wykonywane po wszystkich M klatkach kamery. Wtedy wariancję σ_{pxl}^2 obliczamy ze wzoru: $\sigma_{pxl}^2 = \langle \sigma_{kl}^2 \rangle$, gdzie tym razem uśredniano po obszarze A=5060 pikseli, z których był zbierany sygnał. Wynik obliczeń dla kilku różnych napięć na wejściu wzmacniacza obrazu jest przedstawiony na rysunku 2.10.



Rysunek 2.10: Wariancja σ_{pxl}^2 średniej liczby zliczeń przetwornika ADC na piksel kamery sCMOS w funkcji liczby zliczeń przetwornika ADC kamery, dla kilku różnych napięć na wejściu wzmacniacza obrazu. Na wykresie przedstawiono punkty pomiarowe wraz z dopasowanymi (do kilkunastu pierwszych punktów) charakterystykami kwadratowymi $y = ax^2 + bx + c$, gdzie: x – liczba zliczeń przetwornika, y – wariancja liczby zliczeń przetwornika ADC. Obliczona wariancja nie uwzględnia korelacji pomiędzy zliczeniami dla różnych pikseli kamery.

Wariancja σ_{pxl}^2 jest kwadratową funkcją liczby zliczeń przetwornika ADC kamery, zatem na podstawie rysunku 2.9 również kwadratową funkcją liczby fotonów padających na wzmacniacz obrazu. Dla dużej liczby zliczeń przetwornika ADC występuje nasycenie kamery i kwadratowa zależność przestaje dobrze pasować do zmierzonych danych, co widać na rysunku 2.10.

2.7. Pompowanie optyczne

2.7.1. Wydajność pompowania optycznego

W celu wyznaczenia efektywności procesu pompowania optycznego do stanu $S_{1/2}$, $F = 1$ zmierzono transmisję wiązki sondującej przez komórkę z parami rubidu w obecności oraz bez udziału silnej wiązki pompującej. Użyto wiązek z laserów pompującego i sondującego o mocy

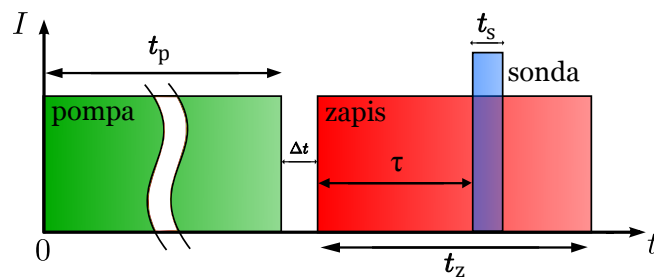
w pracy ciągłej odpowiednio 68mW oraz 4.6mW, mierzonych przed wejściem do komórki zasadniczej. Impuls z lasera sondującego o czasie trwania $t_s = 40\mu s$ następował natychmiast po zakończeniu impulsu pompującego, trwającego $t_p = 1ms$.

Pomiary przeprowadzono dla komórki w temperaturze 90°C. Mierzac transmisję wiązki sondującej T_1 w rezonansie z przejściem $^{87}\text{Rb}, F = 2 \rightarrow F' = 1$ oraz transmisji daleko od rezonansu T_2 otrzymujemy stosunek transmisji wynoszący $\frac{T_2}{T_1} = 88$. Odpowiada to gęstości optycznej par rubidu równej $d_1 = -\log(\frac{T_2}{T_1}) = 4.5$. Zmierzona całkowita gęstość optyczna na linii D2 (wszystkie przejścia) wynosi 140. Tylko $\frac{5}{8}$ atomów znajduje się w warunkach równowagi termodynamicznej w stanie $S_{1/2}, F = 2$. Gdyby wszystkie atomy były przed pompowaniem w stanie o $F=2$, gęstość optyczna powinna wynosić zatem $d_2 = 224$. Spodziewamy się, że silna wiązka pompująca przerzuci wszystkie atomy do stanu $F=1$. Stąd wniosek, że $\frac{d_1}{d_2} \simeq 2\%$ atomów mimo pompowania optycznego zostaje w stanie o $F=2$. Z powyższej analizy wynika, że efektywność pompowania na przejściu $^{87}\text{Rb}, F = 2 \rightarrow F' = 1$ wynosi 98%.

Sprawdzono, że w obecności wiązki pompującej równocześnie z nią występujący impuls sondujący wykazywał mniejszą absorpcję niż przy braku pompowania – już po czasie $t_0 = 50\mu s$ od rozpoczęcia impulsu pompującego absorpcja impulsu sondującego była do pominięcia. Również zmiana częstości repetycji sekwencji impulsów wynoszącej 3.3kHz nie wpływa na zmianę transmisji wiązki sondującej przez komórkę.

2.7.2. Pomiar czasu zaniku populacji

Ważnym parametrem charakteryzującym rozważany w pracy układ atomowy jest czas zaniku populacji poziomu podstawowego $S_{1/2}, F = 1$. W wyniku dochodzenia układu atomowego do stanu równowagi termodynamicznej z otoczeniem, jedynie $\frac{3}{8}$ atomów znajdujących się na skutek pompowania optycznego w stanie $S_{1/2}, F = 1$ pozostanie w tym stanie – pozostałe $\frac{5}{8}$ na skutek termalizacji znajdzie się w stanie $S_{1/2}, F = 2$. Szybkość zachodzenia tego procesu możemy badać, mierzac absorpcję wiązki sondującej dostrojonej do jednego z przejść rezonansowych z poziomem $S_{1/2}, F = 2$. W naszym wypadku było to przejście $^{87}\text{Rb}, F = 2 \rightarrow F' = 1$. W celu przeprowadzenia pomiaru użyto dwóch impulsów: pompującego oraz sondującego. Sekwencję impulsów przedstawia rysunek 2.11.

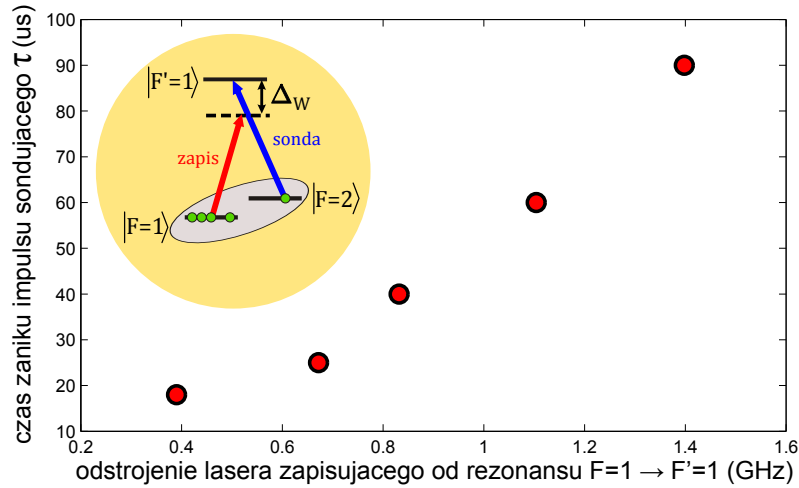


Rysunek 2.11: Pomiaru czasu zaniku populacji. Laser zapisujący opcjonalnie, w obecności światła. Stosując sekwencję impulsów przedstawioną na rysunku, mierzono czas τ , po którym transmisja impulsu sondującego spadała do połowy.

Zastosowano impuls pompujący o czasie trwania $t_p = 1ms$, po którym w odstępie czasowym $\Delta t = 5\mu s + \tau$ następował impuls sondujący o czasie trwania $t_s = 2\mu s$. Początek impulsu sondującego opóźniano względem końca impulsu pompującego, zmieniając czas τ . Użyte lasery diodowe miały w pracy ciągłej moc odpowiednio: laser pompujący $P_p = 68mW$ oraz laser sondujący $P_s = 4.6mW$, mierzone przed wejściem wiązek laserowych do komórki zasadniczej z izotopem ^{87}Rb . Mierzono transmisję lasera sondującego dla różnych opóźnień τ , co

pozwoiliło na znalezienie takiego czasu τ_0 , dla którego transmisja spadała o połowę względem transmisji dla $\tau = 0$. Zmierzony czas zaniku populacji poziomu podstawowego $S_{1/2}, F = 1$ w ciemności wynosi $\tau_0 = 500\mu s$.

Następnie zbadano efektywny czas zaniku wzbudzenia atomowego z poziomu $S_{1/2}, F = 2$ w obecności światła wymuszającego przejścia Ramana, dla różnych częstotliwości lasera zapisującego. Sekwencję impulsów użytych podczas pomiaru przedstawia rysunek 2.11 – jest ona analogiczna do sekwencji użytej do pomiaru czasu zaniku populacji z poziomu $F=1$. Dodatkowym elementem jest impuls zapisujący o czasie trwania $t_z = 100\mu s$, pochodzący z lasera o mocy w pracy ciągłej, mierzonej przed komórką, wynoszącej $P_z = 6.9mW$. Impuls zapisujący następował po czasie $\Delta t = 5\mu s$ od końca impulsu pompującego. Początek impulsu sondującego o czasie trwania $t_s = 2\mu s$ był opóźniony względem początku impulsu zapisującego o τ . Dla kilku różnych wartości odstrojenia Δ_W wiązki zapisującej od rezonansu z przejściem $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$ w stronę niższych częstotliwości, mierzono czas τ , dla którego transmisja wiązki sondującej spadała o połowę. Wyniki eksperymentu są pokazane na rysunku 2.12.



Rysunek 2.12: Czas zaniku populacji τ w obecności światła w funkcji odstrojenia Δ_W lasera zapisującego od częstotliwości przejścia rezonansowego $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$ pompowanego optycznie. Laser odczytujący dostrojony do rezonansu z przejściem $^{87}\text{Rb}, F = 2 \rightarrow F' = 1$.

Dla małych odstrojeń transmisja impulsu sondującego bardzo szybko zanika w czasie, co wiąże się z absorpcją wiązki zapisującej na przejściu $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$. Dla dużych odstrojeń czas zaniku populacji jest dużo większy, co wiąże się z małą absorpcją wiązki zapisującej na przejściu $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$. Dla zupełności opisu: zwiększając odstrojenie Δ_W do jeszcze większych wartości, obserwujemy absorpcję światła z impulsu zapisującego pochodzącą od izotopu rubidu ^{85}Rb .

Pomiary czasu zaniku populacji są potrzebne w trakcie wykonywania pomiarów opisanych w rozdziałach 4 oraz 5. Pozwalają ocenić, jak szybko część atomów przerzucona do stanu podstawowego podczas procesu zapisu musi być odczytana, aby nie utracić informacji przechowywanej we wzbudzeniach atomowych.

Pomiar efektywności rozpraszania Ramana

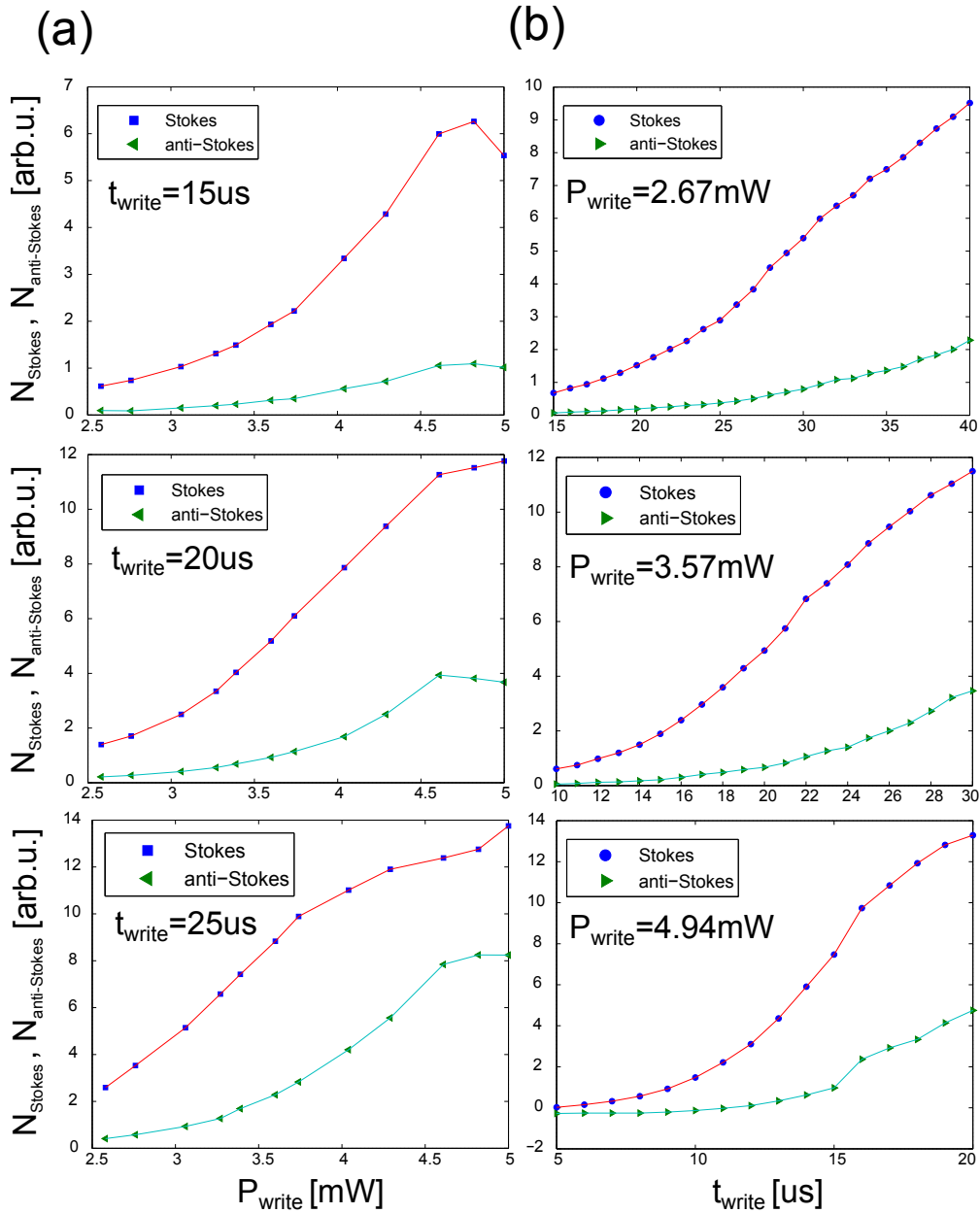
3.1. Pomiary na kamerze EM CCD

3.1.1. Sekwencja pomiarowa

Pierwszym pomiarem było zbadanie natężenia światła pochodzącego z rozpraszania Stokesa i anti-Stokesa w funkcji czasu trwania oraz mocy impulsu z lasera zapisującego. Wszystkie pomiary opisane w tym rozdziale przeprowadzono, używając jako gazu buforowego kryptonu pod ciśnieniem 0.5 tora. Temperatura komórki wyznaczona z pomiarów spektroskopowych wynosiła 90°C. Schemat zastosowanej sekwencji impulsów pokrywa się z opisanym w rozdziale 2.4.1. Impuls z lasera pompującego trwał $t_p = 700\mu s$, natomiast impuls z lasera odczytującego trwał $t_r = 10\mu s$. Czas trwania impulsu zapisującego był zmieniany w przedziale od 5 μs do 40 μs , w zależności od pomiaru. Moc wiązek z laserów, mierzona bezpośrednio przed komórką zasadniczą, wynosiła dla lasera pompującego $P_p = 18mW$, dla lasera odczytującego $P_r = 3.5mW$. Moc lasera zapisującego była zmieniana w przedziale od 2.5mW do 5mW, co zostanie zaznaczone przy omawianiu konkretnych wyników pomiarów. Rozmiary wiązek pompującej, zapisującej i odczytującej, mierzone jako średnica obszaru na pomocniczej kamerze CCD, na granicach którego natężenie spada jak e^{-2} , wynosiły odpowiednio 4mm, 3mm oraz 2.5mm. Częstota lasera odczytującego została ustawiona na przejściu $^{85}Rb, F = 2 \rightarrow F' = 2$, laser LD1 odstrojony o $\Delta_W = 2.508GHz$ w stronę niższych częstotliwości od przejścia $^{87}Rb, F = 1 \rightarrow F' = 1$.

3.1.2. Wyniki pomiarów

W wyniku rozpraszania Ramana na kamerze EMCCD pojawiały się sygnały pochodzące od fotonów Stokesa i anti-Stokesa. Liczono sygnał w obszarze w wielkości 10x10 pikseli wokół maksimum każdej z wiązek (obszar kątowy o wielkości $760\mu rad$), uśredniony po 1000 klatkach kamery. Wykonano również pomiar z wyłączoną wiązką pompującą, co pozwoliło na pomiar tła. Sygnał tła pochodził przede wszystkim od przecieku wiązek zapisującej i odczytującej przez filtr absorpcyjny, jak również od fotonów rozproszonych spontanicznie w komórce zasadniczej. Wyniki pomiarów dla różnych czasów trwania i mocy impulsu zapisującego przedstawia rysunek 3.1. Natężenia przedstawione na rysunku są pomniejszone o tło.



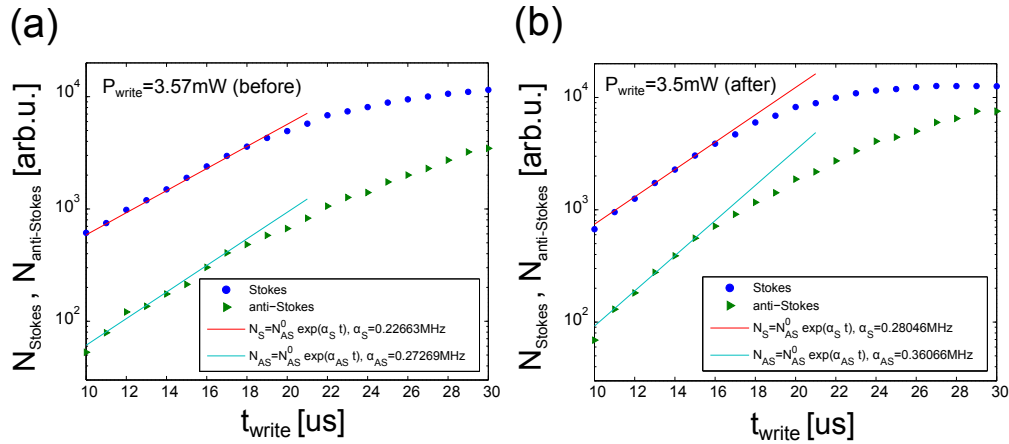
Rysunek 3.1: (a) Natężenia rozproszonego światła w funkcji mocy lasera zapisującego, dla kilku różnych czasów trwania impulsu zapisującego. (b) Natężenia rozproszonego światła w funkcji czasu trwania impulsu zapisującego, dla kilku różnych mocy lasera zapisującego. Skala pionowa w jednostkach umownych. Dla dużych mocy i długich czasów trwania impulsów obserwujemy wypłaszczenie się charakterystyk, spowodowane nasycaniem kamery EM CCD.

Obserwowana ilość rozproszonego światła anti-Stokesa jest 8 razy większa, jeżeli zwiększymy dwukrotnie czas trwania impulsu zapisującego. Także zwiększając dwukrotnie moc impulsu zapisującego obserwujemy czterokrotnie większy poziom sygnału anti-Stokesa. Na wszystkich wykresach ilość światła rozproszonego dla długich impulsów zapisujących oraz dla dużych mocy utrzymuje się na stałym względem zmiany powyższych parametrów poziomie. Jest to prawdopodobnie efekt nasycania się kamery EM CCD, spowodowany oświetlaniem jej matrycy zbyt dużą ilością rozproszonego światła. Obserwowany ujemny sygnał fotonów

anty-Stokesa dla mocy impulsu zapisującego $P_{write} = 4.94\text{mW}$ wynika z odejmowania poziomu tła, które okazało się być pod nieobecność lasera pompującego większe niż w sytuacji, gdy zachodziło pompowanie optyczne. Powyższe wyniki pokazują, że możemy sterować ilością wyprodukowanego w procesie odczytu światła, zmieniając warunki występujące podczas procesu zapisu. Pozwala to sądzić, że można znaleźć optymalne warunki, przy których ta sama ilość światła rozproszonego w procesie odczytu zostanie wytworzona jak najmniejszym kosztem.

3.2. Wpływ namagnesowania

Dynamika sygnału zmierzonego w poprzednim paragrafie okazała się kilkukrotnie gorsza od zmierzonej rok wcześniej w analogicznych pomiarach [25]. Pojawiło się przypuszczenie o namagnesowaniu ekranu, w którym znajduje się komórka z pamięcią kwantową. W celu sprawdzenia słuszności przypuszczenia dokonano procedury rozmagnesowania ekranu, jak opisano w rozdziale 2.5.3. Porównanie krzywych narastania natężenia rozproszonych ramanowsko fotonów przed rozmagnesowaniem oraz po rozmagnesowaniu przedstawia rysunek 3.2. Parametry pomiaru po rozmagnesowaniu identyczne jak w pomiarach z rozdziału 3.1

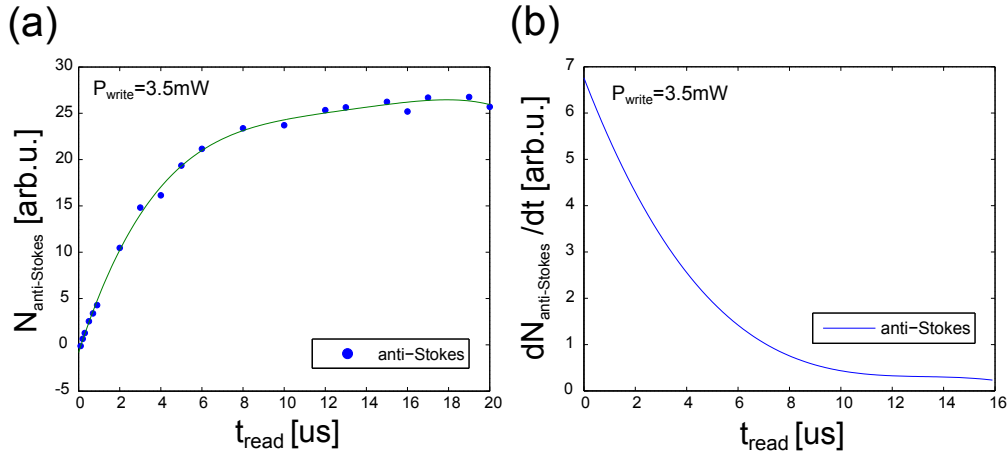


Rysunek 3.2: Porównanie natężenia wiązek Stokesa i anti-Stokesa w funkcji długości impulsu z lasera zapisującego przed (a) oraz po rozmagnesowaniu (b) komórki z pamięcią kwantową. Pokazano również dopasowanie prostej do pierwszych 10 punktów pomiarowych. Narastanie ma charakter wykładniczy. Widać poprawę stałych narastania α_S i α_{AS} o 30%. Skala pionowa w jednostkach umownych.

Do pierwszych 10 punktów pomiarowych dla każdego z mierzonych natężeń dopasowano funkcję wykładniczą $N_i(t) = N_i(0)e^{\alpha_i t}$, gdzie indeks $i \in \{S, AS\}$ oznacza fotony Stokesa bądź anti-Stokesa. Widoczna poprawa stałych narastania α_i sygnałów o 30%, zarówno dla fotonów Stokesa, jak i anti-Stokesa. W związku z niemożnością powtórzenia rezultatów z pracy [25] pojawiło się przypuszczenie, że komórka jest uszkodzona. Jednak pobieżne pomiary z użyciem innej komórki (krypton pod ciśnieniem 1 tora jako gaz buforowy) również wykazały wolniejszą dynamikę narastania. Powodów należy prawdopodobnie szukać w spadku mocy laserów diodowych. W przyszłości pomiary powinny zostać powtórzone dla laserów o większej mocy.

3.3. Pomiar prędkości odczytu

Zmierzono również dynamikę zaniku rozproszonych fotonów anti-Stokesa w czasie. W tym celu zmieniano długość impulsu odczytującego t_r dla impulsu zapisującego o długości $t_w = 20\mu s$. Pozwoliło to na pomiar szybkości odczytu wzbudzeń przechowywanych w pamięci od momentu rozpoczęcia impulsu odczytującego, w funkcji czasu trwania tego impulsu. Wyniki pomiarów wraz z obliczonym kształtem zaniku sygnału anti-Stokesa przedstawia rysunek 3.3.



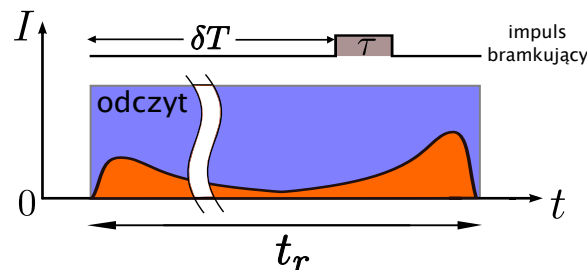
Rysunek 3.3: Natężenie wiązki anti-Stokesa w funkcji czasu trwania impulsu odczytującego. (a) Punkty pomiarowe wraz z dopasowaniem krzywej splajnowej. (b) Kształt zaniku rozproszonych fotonów anti-Stokesa, obliczony w wyniku procedury różniczkowania numerycznego krzywej splajnowej z rysunku (a). Skala na osi pionowej umowna.

Do krzywej przedstawionej na rysunku 3.3(a) dopasowano splajna, którego następnie zróżniczkowano numerycznie. Wynik różniczkowania jest ukazany na rysunku 3.3(b). Do krzywej obrazującej zanik sygnału anti-Stokesa w czasie dopasowano zanik wykładniczy, obrazujący zmianę średniej liczby fotonów w czasie: $N_{AS}(t) = N_{AS}(0)e^{-\gamma t}$. Wykonując wiele serii pomiarowych, otrzymywano wartość stałej zaniku zmieniającej się w zakresie $\gamma = (200 \pm 100)$ kHz, w zależności od konkretnego pomiaru. Być może było to związane z fluktuacjami oraz dryfem mocy oraz częstotści laserów.

Dynamika procesu odczytu w układzie podwójne Λ

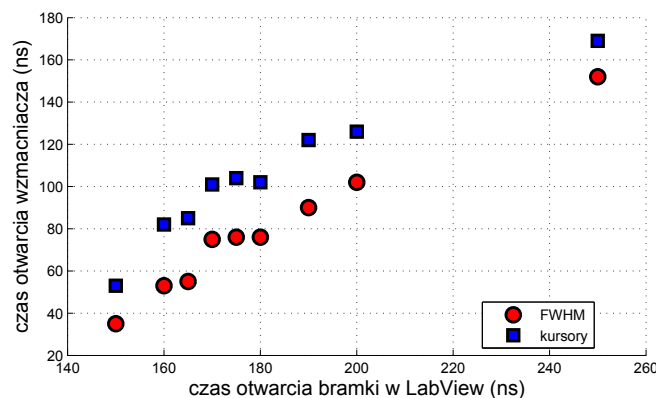
4.1. Bramkowanie wzmacniacza obrazu

Osobnego opisu wymaga użyty proces bramkowania, czyli ustawienia czasu trwania okienka czasowego, podczas którego wzmacniacz rejestruje padające światło. Oprócz standardowego ustawienia czasu impulsu bramkującego, obejmującego całą sekwencję interesujących nas impulsów zapisującego i odczytującego (rysunek 2.3), w eksperymencie opisanym w tym rozdziale użyto innego sposobu bramkowania. Podczas eksperymentu interesowała nas dynamika czasowa sygnału rejestrowanego w procesie odczytu pamięci kwantowej. Sposób bramkowania impulsu odczytującego, użyty podczas wykonywania eksperymentów, jest pokazany na rysunku 4.1.



Rysunek 4.1: Schematyczne ukazanie przebiegu bramkowania. Wzmacniacz jest bramkowany przy użyciu ciągu impulsów prostokątnych o czasie trwania τ . Podczas eksperymentu zmieniano opóźnienie δT impulsu bramkującego względem początku impulsu odczytującego.

Wzmacniacz jest bramkowany przy użyciu ciągu impulsów prostokątnych TTL o czasie trwania τ , wysyłanych przez kartę FPGA sterującą eksperymentem. Podczas pomiaru zmieniano opóźnienie $\delta T =$ impulsu bramki względem początku impulsu z lasera odczytującego. W celu osiągnięcia krótkiego impulsu bramkującego potrzebna była znajomość minimalnego czasu otwarcia bramki, który był ustalany przez układ FPGA sterujący eksperymentem. Według specyfikacji elektronicznego sterownika wzmacniacza obrazu, minimalny czas otwarcia wzmacniacza pozwala na zastosowanie impulsu bramkującego o czasie trwania $\tau = 200ns$. Aby upewnić się co do zasadności danych umieszczonych w specyfikacji wzmacniacza obrazu, zmierzono na oscyloskopie rzeczywisty czas otwarcia bramki w funkcji czasu podawanego za pośrednictwem programu LabView karcie FPGA. Wyniki pomiaru są umieszczone na rysunku 4.2.



Rysunek 4.2: Rzeczywisty czas otwarcia wzmacniacza obrazu w funkcji czasu otwarcia bramki podawanego na kartę FPGA. Na wykresie widoczne są skokowe zmiany czasu otwarcia bramki dla krótkich czasów podawanych do wzmacniacza przez kartę FPGA.

Pomiar wykonano z użyciem oscyloskopu LeCroy z włączoną funkcją pomiaru szerokości impulsu (FWHM) oraz przy użyciu kursorów dostępnych w oscyloskopie (kursory). Kursory były ustawiane ręcznie w taki sposób, że jeden z nich ustawiony został na początku impulsu, zaś drugi na jego końcu. Innymi słowy, odległość pomiędzy kursorami odpowiadała całkowitej szerokości impulsu. Okazuje się, że dla czasów otwarcia bramki powyżej 200ns zależność obu czasów jest liniowa, podczas gdy dla czasów otwarcia bramki (w LabView) poniżej 180ns obserwuje się nieciągłości w impulsie bramkującym pracę kamery, co uniemożliwia precyzyjną kontrolę nad czasem trwania naświetlania klatek kamery sCMOS. Wyniki są zgodne dla obu zastosowanych metod pomiaru czasu trwania impulsu. Występujące nieciągłości w postaci poziomych schodków o szerokości ok. 10ns są spowodowane taktowaniem zegara na karcie FPGA, którego okres wynosi 12.5ns. Brak nieciągłości dla długiego czasu trwania impulsów wynika z faktu, iż względna zmiana długości impulsu spowodowana skokowym taktowaniem zegara była zaniedbywalna. W związku z powyższym podczas opisywanych w bieżącym rozdziale pracy pomiarów, zdecydowano się na impuls bramkujący o czasie trwania $\tau = 250ns$.

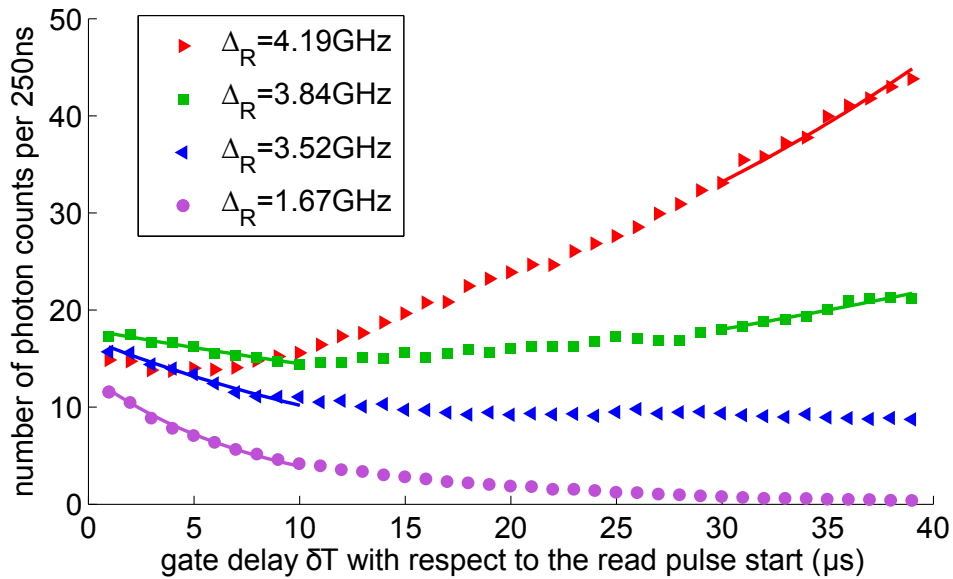
4.2. Zanik i narastanie sygnału

4.2.1. Sekwencja pomiarowa

Zmierzono ewolucję czasową natężenia światła rozpraszanego w procesie odczytu wzbudzenia z pamięci kwantowej. Pomiary opisane w tym rozdziale przeprowadzono, używając jako gazu buforowego kryptonu pod ciśnieniem 1 tora. Temperatura komórki wyznaczona z pomiarów spektroskopowych wynosiła 90°C. Schemat zastosowanej sekwencji impulsów został przedstawiony na rysunku 2.3. Impuls z lasera pompującego trwał $t_p = 700\mu s$, impuls z lasera zapisującego trwał $t_w = 10\mu s$, zaś impuls odczytujący trwał $t_r = 40\mu s$. Sposób bramkowania wzmacniacza użyty podczas pomiarów został opisany w rozdziale 4.1. Opóźnienie impulsu bramkującego zmieniano co $\delta T = 1\mu s$. Moc wiązek z laserów, mierzona bezpośrednio przed komórką zasadniczą, wynosiła dla lasera pompującego $P_p = 75mW$, dla lasera zapisującego $P_w = 6.8mW$ oraz $P_r = 4.5mW$ dla lasera odczytującego. Rozmiary wiązek pompującej, zapisującej i odczytującej, mierzone jako średnica obszaru na pomocniczej kamerze CCD, na granicach którego natężenie spada jak e^{-2} , wynosiły odpowiednio 6mm, 4mm oraz 4mm. Laser zapisujący został odstrojony o $\Delta_W = 1.77GHz$ w stronę niższych częstotliwości od przejścia $^{87}Rb, F = 1 \rightarrow F' = 1$. Częstość lasera odczytującego była zmieniana podczas pomiarów.

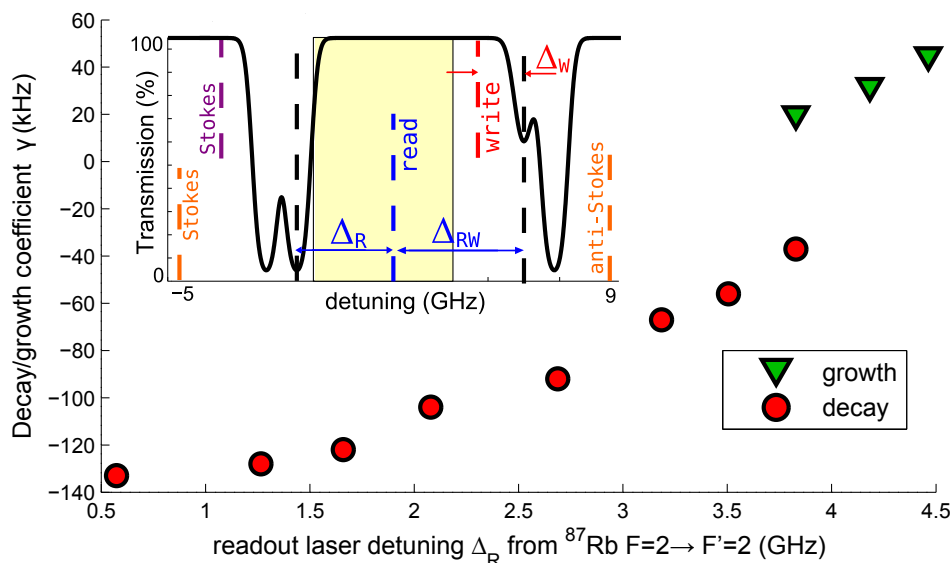
4.2.2. Wyniki pomiarów

Użyta kamera sCMOS ze wzmacniaczem obrazu pracowała w trybie zliczania pojedynczych fotonów. Wydajność kwantowa układu kamery ze wzmacniaczem wynosiła 20%. Na kamerze rejestrowaliśmy fotony wewnątrz okręgu o środku w punkcie odpowiadającym środkowi wiązki z lasera zapisującego o wektorze falowym k_R . W związku z tym rejestrowaliśmy wszystkie fotony rozproszone w procesie odczytu, zarówno Stokesa, jak i anty-Stokesa. Ponadto, nie było możliwości rozdzielenia sygnału pochodzącego od fotonów rozproszonych w procesie wymuszonym od sygnału emisji spontanicznej. Pomiar liczby fotonów był wykonywany dla różnych odstrojeń Δ_R lasera odczytującego od rezonansu $F=2 \rightarrow F'=2$. Wyniki pomiarów średniej liczby fotonów w funkcji opóźnienia impulsu bramkującego wzmacniacz, wraz z dopasowanymi krzywymi wykładniczymi, przedstawia rysunek 4.3. Każdy z punktów pomiarowych został otrzymany w wyniku uśredniania liczby fotonów z 2000 klatek kamery.



Rysunek 4.3: Średnia liczba fotonów rejestrowana w obszarze o dużym rozmiarze kątowym wokół wiązki odczytującej dla kilku różnych odstrojeń Δ_R lasera odczytującego od rezonansu ^{87}Rb $F=2 \rightarrow F'=2$. Krzywe wykładnicze dopasowane do 10 pierwszych lub ostatnich punktów pomiarowych.

Współczynniki zostały uzyskane, dopasowując funkcję wykładniczą do 10 pierwszych lub 10 ostatnich punktów pomiarowych w zależności od tego, czy mamy do czynienia z procesem zaniku, czy też narastania. Na rysunku 4.3 przedstawiliśmy jedynie charakterystyczne sytuacje pomiarowe, uzyskane podczas prowadzenia eksperymentu. Rysunek 4.4 przedstawia współczynniki wykładniczego zaniku lub narastania w funkcji odstrojenia Δ_R wiązki odczytującej od rezonansu $F=2 \rightarrow F'=2$ dla pozostałych zmierzonych odstrojeń.



Rysunek 4.4: Współczynniki wykładniczego zaniku i narastania w funkcji odstrojenia Δ_R lasera odczytującego. Wstawka: widmo absorpcji na linii ^{87}Rb D1 z zaznaczonymi częstotliwościami laserów oraz rozproszonych fotonów.

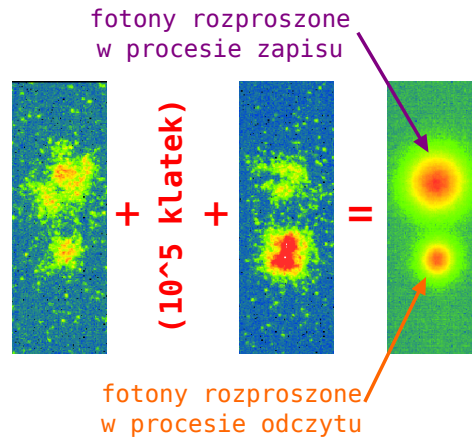
4.3. Wpływ odstrojenia Δ_R na dynamikę

Wyniki przedstawione na rysunku 4.3 wyraźnie pokazują przejście od zaniku do narastania natężenia światła rozproszonego w procesie odczytu. Zgadza się to jakościowo z zaproponowanym w rozdziale 1.4 modelem rozpraszania w procesie odczytu. Dla małych odstrojeń $\Delta_R = 1.67$ GHz wiązka zapisująca jest blisko przejścia $F=2 \rightarrow F'=2$, zatem zgodnie z modelem teoretycznym spodziewamy się dominującego sprzężenia ze światłem anty-Stokesa. Obserwujemy wykładniczy zanik liczby fotonów w czasie, zgodnie z przewidywaniami modelu. Z drugiej strony dla dużego odstrojenia $\Delta_R = 4.19$ GHz wiązka odczytująca jest blisko rezonansu $F=1 \rightarrow F'=1$. Spodziewamy się silnego sprzężenia z rozproszonymi fotonami Stokesa. Jak sugeruje model teoretyczny (porównaj 1.4(c)), powinniśmy obserwować narastanie sygnału rozproszonych fotonów, co rzeczywiście widać na rysunku 4.3. Dla przypadków pośrednich odstrojeń obserwujemy wzrost liczby fotonów po początkowym jej spadku. Przypadki te mogą odpowiadać sytuacji zaprezentowanej na rysunku 1.4(b), w sytuacji gdy fotony rozproszone w procesie wymuszonym zanikają w czasie, podczas gdy liczba fotonów pochodzących z procesu spontanicznego wykładniczo narasta. W obserwowanej ewolucji czasowej dekoherencja fali spinowych gra zasadniczą rolę. Nie jest to jednak uwzględnione w naszym prostym modelu rozpraszania, stąd niemożność dokładnego opisu ewolucji czasowej liczby fotonów dla odstrojenia $\Delta_R = 3.8$ GHz.

Korelacje przestrzenne w procesie zapisu i odczytu

5.1. Współczynnik korelacji wzajemnej

Podczas eksperymentu rejestrujemy na kamerze światło rozproszone podczas procesów zapisu i odczytu wzbudzenia atomowego w komórce zasadniczej. Proces rozpraszania jest zjawiskiem stochastycznym, więc w każdej realizacji procesu rozpraszania rejestrujemy na kamerze losowy obraz. Wynik uśredniania takich losowych obrazów jest pokazany na rysunku 5.1.



Rysunek 5.1: Losowe obrazy rejestrowane na kamerze sCMOS w wyniku procesów rozpraszania Ramana, wraz z wynikiem uśrednienia po 100 tysiącach klatek kamery.

Sygnał I_i mierzony na i -tym pikselu kamery jest proporcjonalny do natężenia padającego światła. Zakładamy tu liniową pracę wzmacniacza obrazu, która została potwierdzona w pomiarach w rozdziale 2.6.4. Współczynnik korelacji wzajemnej pomiędzy natężeniem światła rejestrowanym na pikselach i -tym i j -tym wynosi:

$$C_{ij} = \text{corr}(I_i, I_j) = \frac{\langle I_i I_j \rangle - \langle I_i \rangle \langle I_j \rangle}{\sqrt{\langle (\Delta I_i)^2 \rangle \langle (\Delta I_j)^2 \rangle}}. \quad (5.1)$$

Dla światła skorelowanego współczynnik korelacji wynosi 1, dla światła nieskorelowanego jego wartość spada do zera.

5.2. Wpływ odstrojenia Δ_R na współczynnik korelacji

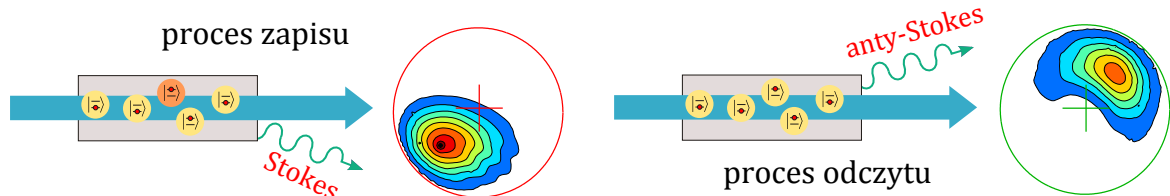
5.2.1. Kierunek rozproszonych fotonów

Analiza korelacji natężeniowych pomiędzy światłem rozproszonym w różnych kierunkach pozwala zyskać głębsze spojrzenie na proces mieszania czterech fal zachodzący podczas odczytu pamięci kwantowej. Rozważmy pojedynczą realizację procesu mieszania czterech fal. Zakładamy, że początkowa liczba wzbudzeń atomowych (fal spinowych) n_b mierzona jako liczba zliczeń fotonów Stokesa rozproszonych w procesie zapisu n_{WS} , w idealnym przypadku wynosi $n_{WS} = n_b$. W tej konkretnej iteracji liczba rozproszonych w procesie odczytu fotonów anty-Stokesa (RA) oraz Stokesa (RS) wynosi odpowiednio:

$$n_i = \bar{G}_i n_b + \tilde{S}_i, \quad i = \text{RS, RA} \quad (5.2)$$

gdzie: $\bar{S}_i$ – wycałkowane po czasie wzmocnienie, $\tilde{S}_i$ – szum, traktowany jako niezależna zmienna losowa. $\tilde{S}_i$ to wycałkowany po czasie sygnał rozproszeń spontanicznych, jego średnia wynosi $\langle \tilde{S}_i \rangle = \bar{S}_i$. Powyższa formuła łączy skorelowany sygnał (proporcjonalny do liczby wzbudzeń n_b) w procesie odczytu ze średnim wzmocnieniem $\bar{G}_i$, a także nieskorelowany szum $\tilde{S}_i$ z uśrednionym po czasie sygnałem rozproszeń spontanicznych.

Rozważmy związek pomiędzy kierunkami rozproszonych fotonów. Światło rozproszone w wyniku procesu zapisu jest emitowane wokół wiązki lasera zapisującego, i tafia w obszar kamery w kształcie koła wokół środka wiązki zapisującej, jak pokazano na rysunku 5.2. Czerwone koło odpowiada kierunkom wektora falowego wokół środka wiązki zapisującej, obrazowanej w górnej części kamery.



Rysunek 5.2: Obrazowanie rozproszonych fotonów na kamerze. Po lewej proces zapisu, po prawej odczytu. Okręgi odpowiadają obszarowi, w którym rejestrujemy rozproszone fotony. Czerwony okrąg położony jest w górnej, zaś zielony w dolnej części kamery. Krzyżyki odpowiadają środkom wiązek z lasera. Dla ustalenia uwagi, światło Stokesa rozproszone jest w dół, zaś anty-Stokesa w górę względem kierunku odpowiedniej wiązki z lasera. Dla prostoty rysunku, w procesie odczytu nie zaznaczono rozproszeń Stokesa.

Podobnie, światło generowane w procesie odczytu emitowane jest w kołowy obszar położony w dolnej części umieszczonej w dalekim polu kamery. Jest to obszar wewnątrz zielonego okręgu na rysunku 5.2, którego środek odpowiada środkowi wiązki odczytującej, obrazowanej w dolnej części kamery. W związku z warunkiem dopasowania fazowego zobrazowanym na rysunku 1.3(c), rozproszone światło odpowiadające tej samej fali spinowej o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$ propaguje się w różnych kierunkach. W dalekim polu kierunki te odpowiadają trzem różnym pikselom kamery. Dla wektora falowego $\mathbf{K}_b$ fali spinowej zorientowanego w prawo, piksele kamery położone w obszarze na lewo od środka wiązki zapisującej zbierają rozproszenia Stokesa o natężeniu proporcjonalnym do liczby fotonów n_{WS} . Inna para pikseli, położona odpowiednio w obszarach kamery na prawo oraz na lewo od środka wiązki odczytującej, odpowiada światłu rozproszonych fotonów anty-Stokesa n_{RA} oraz Stokesa n_{RS} .

Warto podkreślić, że powyższa para pikseli zawiera wkład również od rozproszonych fotonów związanych z falą spinową o przeciwnym wektorze falowym $-\mathbf{K}_b$ (skierowanym w lewo), z tym że teraz role fotonów anty-Stokesa i Stokesa są zamienione. Oznacza to, że fotony anty-Stokesa rozpraszane są na lewo, a fotony Stokesa na prawo względem środka wiązki odczytującej. Powyższy wkład od drugiej fali spinowej generuje dodatkowy szum podczas pomiarów współczynnika korelacji z rozproszonymi fotonami Stokesa n_{WS} generowanymi w procesie zapisu.

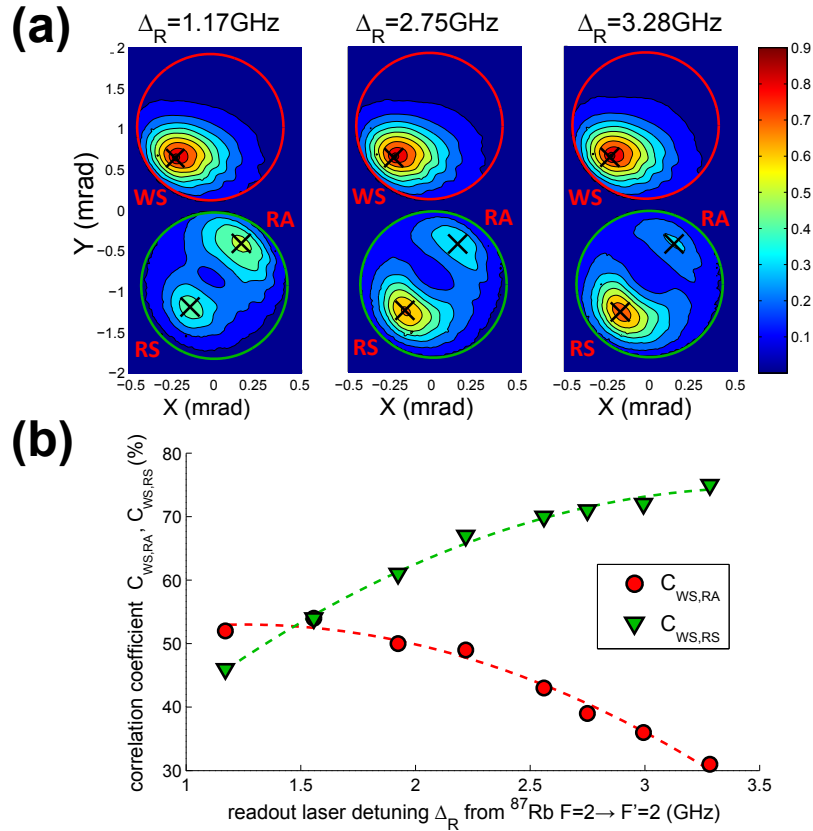
5.2.2. Sekwencja pomiarowa

Pomiary opisane w tym rozdziale przeprowadzono, używając jako gazu buforowego kryptonu pod ciśnieniem 1 tora. Temperatura komórki wyznaczona z pomiarów spektroskopowych wynosiła 90°C . Schemat zastosowanej sekwencji impulsów został przedstawiony na rysunku 2.3. Impuls z lasera pompującego trwał $t_p = 700\mu\text{s}$, impuls z lasera zapisującego trwał $t_w = 10\mu\text{s}$, zaś impuls odczytujący trwał $t_r = 40\mu\text{s}$. Długość impulsu bramkującego wynosiła $\tau = 50\mu\text{s}$ tak, by rejestrować światło rozproszone w trakcie trwania obu impulsów z lasera: zapisującego i odczytującego. Moc wiązek z laserów, mierzona bezpośrednio przed komórką zasadniczą, wynosiła dla lasera pompującego $P_p = 75\text{mW}$, dla lasera zapisującego $P_w = 6.8\text{mW}$ oraz $P_r = 4.5\text{mW}$ dla lasera odczytującego. Rozmiary wiązek pompującej, zapisującej i odczytującej, mierzone jako średnica obszaru na pomocniczej kamerze CCD, na granicach którego natężenie spada jak e^{-2} , wynosiły odpowiednio 6mm, 4mm oraz 4mm. Laser zapisujący został odstrojony o $\Delta_W = 1.77\text{GHz}$ w stronę niższych częstotliwości od przejścia $^{87}\text{Rb}, F = 1 \rightarrow F' = 1$. Częstotliwość lasera odczytującego była zmieniana podczas kolejnych pomiarów. Napięcie na wzmacniaczu obrazu było ustawione na wartość $V = 1.75\text{V}$. Kamera sCMOS ze wzmacniaczem obrazu była użyta w trybie rejestracji natężenia światła, stąd konieczna była znajomość kalibracji wzmacniacza obrazu.

5.2.3. Wyniki pomiarów

Na rysunku 5.3(a) pokazane są uzyskane w wyniku pomiarów mapy współczynników korelacji C_{ij} ze wzoru (5.1). Rysunek pokazuje, dla różnych odstrojzeń lasera odczytującego Δ_R , współczynnik korelacji pomiędzy pikselem $i = \text{WS}$ oznaczonym krzyżykiem a pozostałymi pikselami w rozważanym obszarze. Piksel $i = \text{WS}$ odpowiada emisji fotonów Stokesa sprzężonych z falą spinową o wektorze falowym $|\mathbf{K}_b| = 45.8\text{ cm}^{-1}$. Każda z map korelacji została wyliczona, bazując na uśrednianiu 10^5 pojedynczych klatek kamery. Ograniczyliśmy się do obliczenia współczynników korelacji jedynie wewnątrz obszarów zaznaczonych na rysunkach przy pomocy okręgów. Odpowiada to regionom kamery wokół wiązek zapisującej i odczytującej, w których rejestrujemy rozproszone fotony. W górnym, czerwonym okręgu rejestrujemy fotony Stokesa rozproszone w procesie zapisu, natomiast w dolnym, zielonym fotony rozproszone podczas odczytu pamięci.

Dla każdej z map korelacji na rysunku 5.3(a) pojawiają się trzy obszary. Piksele $i = \text{WS}$, RA , RS odpowiadające maksimum tych trzech obszarów zostały na rysunku zaznaczone krzyżykami. Te trzy piksele odpowiadają kierunkom rozproszeń fotonów sprzężonych z tą samą falą spinową o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$, zaś ich pozycje na kamerze zgadzają się z warunkiem dopasowania fazowego, pokazanym na rysunku 1.3(c).



Rysunek 5.3: a) Przestrzenne mapy korelacji dla różnych odstrojeń lasera odczytującego od rezonansu $^{87}\text{Rb } F=2 \rightarrow F'=2$. Czerwony i zielony okrąg odpowiadają obszarom, wewnątrz których rejestrujemy fotony rozproszone w procesie zapisu i odczytu. (b) Współczynniki korelacji w maksimach mapy korelacji, odpowiadające fotonom anty-Stokesa $C_{WS,RA}$ oraz Stokesa $C_{WS,RS}$, w funkcji odstrojenia Δ_R . Liniami przerywanymi zaznaczono linię trendu, będącą funkcją kwadratową odstrojenia Δ_R .

Jak wynika z równania 5.2, korelacje pomiędzy światłem rozproszonym w procesie zapisu a światłem rozproszonym w procesie odczytu są przenoszone przez falę spinową, która zawiera losową liczbę n_b wzbudzeń w każdej z pojedynczych realizacji eksperymentu. Liczba ta jest proporcjonalna do sygnału rejestrowanego dla piksela związanego z procesem zapisu I_{WS} , zaś sama wnosi wkład to sygnałów I_{RA} oraz I_{RS} .

Sygnały pochodzące od pikseli leżących daleko od siebie na kamerze są związane ze wzbudzeniami pochodzącymi od różnych fal spinowych, które ewoluują niezależnie. Sprawdzono, że obliczone mapy korelacji zawierają charakterystyczną strukturę trzech obszarów korelacji niezależnie od wyboru punktu w obszarze wokół wiązki zapisującej, względem którego jest obliczana mapa współczynników korelacji. Dowodzi to, że jesteśmy w stanie rozdzielić wkład pochodzący od fotonów anty-Stokesa i Stokesa rozproszonych w procesie odczytu. Pomiary przestrzennych korelacji mają szansę stać się praktyczną alternatywą względem filtrowania spektralnego, używanego w innych pomiarach pamięci kwantowych.

Przeanalizujemy teraz, jak zmieniają się wkłady do rozproszonego w procesie odczytu światła, pochodzące od fotonów anty-Stokesa i Stokesa, w funkcji odstrojenia Δ_R lasera odczytującego. Na rysunku 5.3(a) pokazano trzy mapy korelacji uzyskane dla różnych odstrojeń Δ_R lasera odczytującego. Przejście od dominacji rozpraszania anty-Stokesa do rozpraszania Stokesa osiągnięto zmieniając odstrojenie od wartości $\Delta_R = 1.17 \text{ GHz}$ do $\Delta_R = 3.28 \text{ GHz}$.

Aby dokładniej zbadać powyższą zależność, obliczono współczynniki korelacji pomiędzy światłem rozproszonym Stokesa w procesie zapisu a światłem rozproszonym w procesie odczytu: dla anty-Stokesa $C_{WS,RA}$ oraz dla Stokesa $C_{WS,RS}$. Wartości otrzymanych współczynników korelacji $C_{WS,RA}$, $C_{WS,RS}$ są pokazane na rysunku 5.3(b). Widać wyraźną zmianę wartości obu współczynników w zależności od wartości odstrojenia Δ_R .

5.3. Wydajność rozproszenia w procesie odczytu

5.3.1. Model teoretyczny

Zmierzone wartości współczynnika korelacji wraz z odpowiednimi wartościami natężeń oraz ich wariancji mogą być użyte do wydobywania informacji dotyczących scałkowanych po czasie wzmocnień światła rozproszonego, oddzielnie dla rozproszenia anty-Stokesa $\bar{G}_{RA}$ oraz Stokesa $\bar{G}_{RS}$. Może być to zrealizowane poprzez śledzenie źródła sygnału obserwowanego na poszczególnych pikselach kamery.

W procesie odczytu sygnał na pikselu $i = RA$ może być rozłożony w postaci następującej sumy:

$$I_{RA} = t_{RA}n_{RA} + t_{RS}n'_{RS} + f_{RA}, \quad (5.3)$$

gdzie: n_{RA} jest liczbą rozproszonych fotonów anty-Stokesa wygenerowanych w procesie odczytu, odpowiadających fali spinowej o wektorze falowym $\mathbf{K}_b$, zaś n'_{RS} jest liczbą wygenerowanych w procesie odczytu fotonów Stokesa, które odpowiadają innej fali spinowej o przeciwnym wektorze falowym $-\mathbf{K}_b$, padającym na ten sam piksel kamery. t_{RA} oraz t_{RS} to odpowiednio transmisje fotonów anty-Stokesa oraz Stokesa, natomiast f_{RA} jest poziomem szumu kamery rejestrowanym na pikselu $i = RA$. Możemy napisać analogiczną formułę dla sygnału rejestrowanego na pikselu kamery o numerze $i = RS$:

$$I_{RS} = t_{RS}n_{RS} + t_{RA}n'_{RA} + f_{RS}. \quad (5.4)$$

W naszym eksperymencie liczba kreowanych fal spinowych n_b jest mniejsza niż liczba rozproszonych fotonów n_{WS} z powodu dekoherencji podczas procesu zapisu: $n_b = \eta_W n_{WS}$. Czynniki η_W wyznacza efektywność zapisu. W efekcie również dekoherencja w procesie odczytu wpływa na utratę wydajności η_R . Uwzględniając powyższe efektywności w równaniu (5.2), otrzymujemy fenomenologiczne formuły na liczbę fotonów odzyskanych w procesie odczytu:

$$n_{RA} = \eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} n_{WS} + \check{S}_{RA}, \quad (5.5)$$

$$n_{RS} = \eta_W \eta_R \bar{G}_{RS} n_{WS} + \check{S}_{RS}, \quad (5.6)$$

gdzie $\bar{G}_{RA}$ oraz $\bar{G}_{RS}$ są całkowanymi po czasie wzmocnieniami sygnału, zaś $\check{S}_{RA}$ oraz $\check{S}_{RS}$ odpowiadają za emisję spontaniczną generowaną w procesie odczytu, w zgodzie z modelem teoretycznym przedstawionym w rozdziale 1.4. Czynniki $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA}$ oraz $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$ wyznaczają efektywną wydajność otrzymywania fotonów anty-Stokesa oraz Stokesa rozproszonych w procesie odczytu.

Równania (5.3)-(5.6) i proste obserwacje $\text{corr}(n_{WS}, \eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} n_{WS}) = 1$, $\text{corr}(n_{WS}, \check{S}_i) = \text{corr}(n_{WS}, n'_i) = \text{corr}(n_{WS}, f_i) = 0$ pozwalają nam obliczyć efektywne wzmocnienie sygnału przy pomocy wielkości mierzonych w eksperymencie:

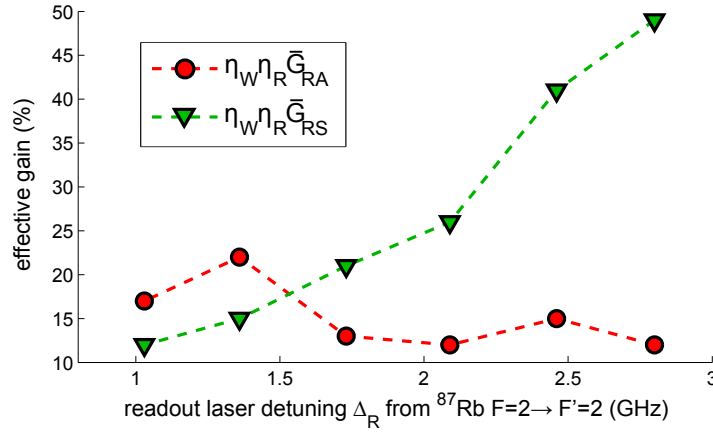
$$\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} = \frac{t_{WS}}{t_{RA}} \frac{C_{WS,RA} \sqrt{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle \langle (\Delta I_{RA})^2 \rangle}}{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle - \langle (\Delta f_{WS})^2 \rangle}, \quad (5.7)$$

$$\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS} = \frac{t_{WS}}{t_{RS}} \frac{C_{WS,RS} \sqrt{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle \langle (\Delta I_{RS})^2 \rangle}}{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle - \langle (\Delta f_{WS})^2 \rangle}. \quad (5.8)$$

Powyższe formuły mogą być łatwo zweryfikowane przez rozwinięcie prawych stron równania (szczegóły w dodatku „Wyprowadzenie współczynników wzmocnienia $\eta_W \eta_R \bar{G}_i$ ”).

5.3.2. Zależność od odstrojenia

Na rysunku 5.4 prezentujemy obliczone z pomiarów efektywne współczynniki wzmocnienia dla rozproszeń anti-Stokesa $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA}$ oraz Stokesa $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$, w funkcji odstrojenia Δ_R lasera odczytującego. Zakładamy, że w wyniku dekoherencji podczas procesu zapisu, wydajność η_W pozostaje niezależna od odstrojenia Δ_R . Natomiast wydajność η_R rozproszeń w procesie odczytu jest oczywiście zdeterminowana przez dekoherencję podczas odczytu, niemniej słabo zależy od odstrojenia Δ_R . Oczekujemy, że wyznaczone z eksperymentu efektywności rejestracji rozproszonych ramanowsko fotonów zmieniają się głównie pod wpływem zmiany współczynników $\bar{G}_i$ co pozwala na porównanie wyników doświadczeń z przewidywaniami teoretycznymi.



Rysunek 5.4: Efektywny współczynnik wzmocnienia dla rozproszonych fotonów anti-Stokesa $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA}$ oraz fotonów Stokesa $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$. Dla małych odstrojeń Δ_R zaczyna odgrywać rolę absorpcja w komórce zasadniczej.

Uzyskane rezultaty pokazują, że w przeprowadzonym eksperymencie rozproszone w procesie odczytu fotony Stokesa stanowią znaczący wkład do całkowitej liczby rozproszonych w procesie odczytu fotonów. Najwyższa zaobserwowana wydajność odzyskiwanych fotonów anti-Stokesa wynosiła $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} = 22\%$ dla odstrojenia $\Delta_R = 1.37$ GHz, podczas gdy wydajność rejestracji rozproszonych fotonów Stokesa $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$ zwiększała się wraz ze wzrostem Δ_R . Warto zauważyć, że obserwowana zależność wydajności rozproszeń anti-Stokesa i Stokesa od wartości odstrojenia Δ_R zgadza się jakościowo ze scałkowanymi wartościami wzmocnienia $\bar{G}_i$ pochodzącymi z naszego modelu, przedstawionymi na rysunku 1.4(d). Podkreślimy, że z modelu teoretycznego wynika, iż dla dużych odstrojeń sygnał pochodzący od rozproszonych fotonów anti-Stokesa zanika, jeżeli nie występuje żaden wkład pochodzący od rozpraszania Stokesa. Podejrzewamy, że wydajność rozproszeń anti-Stokesa na poziomie $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} > 10\%$, dla odstrojeń $\Delta_R > 2$ GHz wynika z wkładu pochodzącego od procesu mieszania czterech fal. Zmiana charakteru procesu od dominacji rozpraszania anti-Stokesa do rozpraszania Stokesa zachodzi dla odstrojeń $\Delta_R \simeq 1.5$ GHz.

5.3.3. Wzmocnienie w trakcie odczytu

W naszym układzie eksperymentalnym mamy możliwość manipulacji czasem trwania impulsu bramkującego wzmacniacz obrazu. Pozwala to sprawdzić, jak efektywność rozproszonych ramanowsko fotonów zależy od efektywnego czasu oddziaływania z impulsem odczytującym. Efektywne wzmocnienie w procesie rozpraszania zostało zmierzone dla różnych czasów trwania impulsu bramkującego, obejmującego $10 \mu\text{s}$ impuls zapisujący oraz część z $40 \mu\text{s}$ impulsu odczytującego (patrz: rysunek 2.3). Użyto dwóch impulsów bramkujących o czasie trwania $\tau = 25 \mu\text{s}$ oraz $\tau = 50 \mu\text{s}$. Wyniki pomiarów dla dwóch różnych wartości odstrojenia Δ_R przedstawia tabela 5.1.

Δ_R	$\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$	
	$\tau = 25 \mu\text{s}$	$\tau = 50 \mu\text{s}$
2.0GHz	18%	31%
3.8GHz	93%	122%

Tabela 5.1: Efektywność wzmocnienia rozproszania Stokesa $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$ dla różnych długości impulsu bramkującego τ i różnych odstrojeń Δ_R lasera odczytującego.

Sprawdzono, że efektywność rozproszonego w procesie odczytu światła anty-Stokesa utrzymywała się, niezależnie od wartości odstrojenia, na stałym poziomie wynoszącym $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} = 12\%$. Wartość powyższa nie zmieniała się również dla różnych czasów oddziaływania z impulsem odczytującym co pozwala przypuszczać, iż fotony anty-Stokesa przechowywane w postaci wzbudzeń fali spinowej zawsze ulegają rozproszeniu na samym początku procesu odczytu.

Z drugiej strony, wydajność rozproszania fotonów Stokesa w procesie odczytu zmienia się, jak przedstawiono w tabeli 5.1, w funkcji odstrojenia Δ_R oraz czasu oddziaływania z wiązką odczytującą. Jak widzimy, dłuższy czas oddziaływania zwiększa efektywny współczynnik wzmocnienia $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$ i w rezultacie dla dużego odstrojenia otrzymujemy $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS} > 100\%$. Odpowiada to sytuacji, w której scałkowane po czasie wzmocnienie $\bar{G}_{RS}$ znacząco przekracza poziom jedności i kompensuje powstałe podczas procesu odczytu straty. Jednakże, wiąże się to z dużą wartością współczynnika szumu $\bar{S}_{RS}$.

Wartość współczynnika wzmocnienia powyżej jedności z pewnością znajdzie liczne zastosowania w operacjach z użyciem pamięci kwantowych. Między innymi może być użyta do wykrycia, czy pamięć nie była pusta w momencie odczytu – oznacza to brak rejestracji (wzmocnionego) światła Stokesa w procesie odczytu. Dzięki temu można osiągnąć mniejsze prawdopodobieństwo pomyłki niż przy konwencjonalnym odczycie światła anty-Stokesa, o ograniczonym przez dekoherencję wzmocnieniu.

Podsumowanie i perspektywy

6.1. Efekty pracy

Na zakończenie chciałbym opisać mój własny wkład w przedstawione w pracy magisterskiej badania. W ramach części teoretycznej, bazując na istniejącym modelu Hamiltonianu oddziaływania, zbadałem co wynika ze wzorów analitycznych. W wyniku otrzymałem wykresy przedstawione na rysunku 1.4. Należało dobrać wartości sprzężeń w Hamiltonianie, a także zidentyfikować przypadki szczególnie interesujące, bo otrzymywane jako wyniki pomiarów. Układ doświadczalny nie był przeze mnie budowany od zera, gdyż w momencie rozpoczęcia pomiarów istniała jego wersja przedstawiona w pracach [24, 25, 27]. Moim wkładem było przebudowanie części układu służącej do pompowania optycznego, dodanie lasera służącego do pomiaru temperatury komórki zasadniczej, jak również wstawienie teleskopu pozwalającego zmieniać rozmiar wiązek inicjujących procesy rozpraszania i przebudowa układu obrazującego tak, by uzyskać lepszą przestrzenną zdolność rozdzielczą na kamerze sCMOS, jednocześnie zachowując poprzednie rozmiary wiązek na kamerze EM CCD. Wszystkie wyniki zaprezentowane w rozdziałach 3–5 były otrzymane w wyniku pomiarów, które samodzielnie przeprowadziłem. Dotyczy to także pomiarów kalibracyjnych i pomocniczych, opisanych w rozdziale 2. Korzystając z dostępnych skryptów, napisałem programy do analizy danych w środowisku MATLAB i LabView. Używając istniejących wcześniej oraz własnych programów, przeanalizowałem samodzielnie wszystkie zebrane dane, wspomagając się uwagami udzielanymi przez W. Wasilewskiego i R. Chrapkiewicza.

6.2. Znaczenie wyników

Podsumowując, w pracy przedstawiona została eksperymentalna demonstracja manipulacji Hamiltonianem oddziaływania w procesie nierezonansowego rozpraszania Ramana, wykorzystanego do odczytu wzbudzenia atomowego w pamięci kwantowej. Zmierzono ewolucję czasową światła rozproszonego w procesach zapisu i odczytu pamięci kwantowej, ze szczególnym zwróceniem uwagi na dynamikę procesu odczytu. Dokonano pomiaru przestrzennych korelacji pomiędzy rozproszonym światłem Stokesa w procesie zapisu, a światłem rozproszonym ramanowsko w procesie odczytu. Wyniki pomiarów wskazują na możliwość regulowania stałych sprzężenia w Hamiltonianie, odpowiadających za procesy rozpraszania Stokesa i antyStokesa. Otrzymane rezultaty zgadzają się z opracowanym prostym modelem spójnego mieszania czterech fal w procesie odczytu. Dzięki użyciu kamery, przy spełnieniu warunku dopasowania fazowego możliwe było rozdzielenie wkładów pochodzących od trzech procesów rozpraszania:

Stokesa w procesie zapisu, jak również anty-Stokesa i Stokesa w procesie odczytu.

Otrzymane rezultaty dostarczają bardzo prostego modelu do interpretacji niepożądanego szumu, który nieodłącznie towarzyszy badaniom związanym z przechowywaniem światła w gorących parach atomowych. Podczas gdy rozpraszanie anty-Stokesa jest użyte do konwersji wzbudzenia fal spinowych do postaci światła, towarzyszący temu proces rozpraszania Stokesa wprowadza dodatkowo losową liczbę niechcianych fotonów, jak również kreuje kolejne wzbudzenia atomowe. W niniejszej pracy pokazuje, że niechciany (i nieunikniony) wkład od rozproszonych fotonów Stokesa może być oszacowany dzięki użyciu wprowadzonego modelu teoretycznego, zaś od strony doświadczalnej ograniczony przez odpowiedni dobór odstrojenia lasera odczytującego od jednego z przejść rezonansowych. Pokazano również istnienie optymalnego czasu oddziaływania wiązki odczytującej z fotonami anty-Stokesa, powyżej którego zaczyna dominować szum pochodzący od spontanicznej emisji fotonów w komórce zasadniczej. Dobrym pomysłem jest zastosowanie konfiguracji eksperymentalnej, w której wiązki inicjujące proces rozpraszania są niewspółliniowe, tzn. przecinają się pod małym kątem. Pozwala to, dzięki obserwacjom z użyciem kamery, na oddzielenie wkładu pochodzącego od rozproszeń anty-Stokesa, co może skutkować obniżeniem poziomu szumu podczas przeprowadzanych pomiarów.

Wzmocnienie rozproszonego światła Stokesa w procesie odczytu może okazać się bardzo pomocne w niektórych zastosowaniach, szczególnie tam, gdzie obecność dodatkowego szumu nie jest czynnikiem krytycznym. Tak jest w przypadku, gdy używamy detektorów o małej wydajności kwantowej lub nasze badania są ukierunkowane na inne własności odzyskiwanego z atomów światła, np. odzyskiwania przechowywanych obrazów [54, 55]. Wzmocnienie w procesie odczytu może być także użyte w celu sprawdzenia, czy pamięć kwantowa znajduje się w stanie podstawowym – innymi słowy, czy jest pusta. Gdy w pamięci kwantowej przechowywane jest wzbudzenie, kompletny brak fotonów Stokesa, nawet przy użyciu bardzo słabego detektora, jest bardzo mało prawdopodobny ze względu na fakt, iż wzmocnienie dla fotonów Stokesa w procesie odczytu znacząco kompensuje wszelkie straty w trakcie procesu detekcji sygnału. W szczególności, brak jakiegokolwiek sygnału utwierdza nas w przekonaniu, że pamięć kwantowa znajdowała się w stanie podstawowym.

Model Hamiltonianu, jaki został zaprezentowany w pracy magisterskiej, może być z łatwością zaimplementowany w wielu innych rodzajach pamięci kwantowych. Jakkolwiek współistnienie rozproszonego światła anty-Stokesa oraz Stokesa jest postrzegane jako źródło dodatkowego szumu w układzie [44, 46], właściwa inżynieria Hamiltonianu pozwala wprowadzić do układu nietrywialną kwantową dynamikę. Gdy współczynniki sprzężenia w Hamiltonianie są identyczne, co może być łatwo osiągnięte przy wykorzystaniu zastosowanych metod, oddziaływanie rozproszonego światła z atomami jest typu QND (ang. quantum nondemolition measurement), tzn. nieokreśloność wartości obserwabli nie powiększa się w efekcie wykonania pomiaru. W reżimie odstrojeń odpowiadających dominacji rozproszeń anty-Stokesa oddziaływanie to może być postrzegane jako wymiana wzbudzeń pomiędzy atomami a światłem ściśniętym. Stopień ściśnięcia może być regulowany poprzez zmianę stosunku stałych sprzężenia w Hamiltonianie [32]. W niniejszej pracy ściśnięcie zostało użyte do wzmocnienia światła w procesie odczytu, lecz nic nie stoi na przeszkodzie w wykorzystaniu otrzymanego ściśnięcia do innych zastosowań. Wierzimy, że przyczyni się to w przyszłości do wymyślenia i zaimplementowania nowych protokołów kwantowych, wykorzystujących gorące pary atomowe.

Badania rozpoczęte w pracy magisterskiej będą przeze mnie kontynuowane w ramach studiów doktoranckich na Wydziale Fizyki UW, pod opieką prof. Konrada Banaszka i dra Wojciecha Wasilewskiego.

Podziękowania

Jestem niezmiernie wdzięczny mojemu promotorowi dr Wojtkowi Wasilewskiemu, który opiekuje się mną od początku moich studiów na Wydziale Fizyki UW. Podczas tych pięciu lat służył mi radą i pomocą w podejmowaniu decyzji związanych ze ścieżką kariery, jak również tłumaczył zawiłości powstałe w wyniku uczenia się mechaniki czy też optyki kwantowej. Mam nadzieję że wiedza, którą mi przekazał, zaowocuje w przyszłości wieloma odkryciami naukowymi.

Kolejną osobą, której chciałbym podziękować jest Radek Chrapkiewicz. Nieustannie mobilizował mnie do pracy, pomagał w pisaniu oprogramowania do analizy danych pomiarowych. Liczne wspólne dyskusje sprawiły, że obecnie lepiej rozumiem aspekty fizyczne rządzące działaniem rozpraszania Ramana. Bez jego pomocy i zaangażowania w pomiary oraz pisanie artykułu niniejsza praca nie powstałaby.

Miła atmosfera pracy była nieodłącznym elementem prowadzenia badań w laboratorium, za co pochwały należą się wszystkim członkom zespołu Laboratorium Pamięci Kwantowych. Oprócz już wymienionych, są to: Michał Parniak, Daniel Pęcak, Jarek Iwaszkiewicz, Marcin Piasecki oraz Paweł Spryszak. Liczę na równie udaną współpracę podczas kolejnych kilku lat spędzonych z Wami.

Dziękuję mojej narzeczonej Asi, która dzielnie wytrzymała wiele długich dni mojej nieobecności w domu, podczas których prowadziłem pomiary i obliczenia w laboratorium. Podziękowania także dla moich Rodziców za to, że od czasów szkoły zapewniali mi dostęp do wiedzy i motywowali do dalszej nauki.

Wyprowadzenie współczynników wzmocnienia $\eta_W \eta_R \bar{G}_i$

Wyprowadźmy wzór 5.7 na współczynnik wzmocnienia $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA}$ dla światła anty-Stokesa. Tożsamość, którą chcemy sprawdzić, ma postać:

$$\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} = \frac{t_{WS}}{t_{RA}} \frac{C_{WS,RA} \sqrt{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle \langle (\Delta I_{RA})^2 \rangle}}{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle - \langle (\Delta f_{WS})^2 \rangle} \quad (1)$$

Przekształcając prawą stronę (RHS) powyższej równości, korzystając z wcześniejszych wzorów, otrzymujemy kolejno:

$$\text{RHS} = \frac{t_{WS}}{t_{RA}} \frac{C_{WS,RA} \sqrt{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle \langle (\Delta I_{RA})^2 \rangle}}{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle - \langle (\Delta f_{WS})^2 \rangle} \stackrel{(5.1)}{=} \quad (2)$$

$$\frac{t_{WS}}{t_{RA}} \frac{\langle I_{WS} I_{RA} \rangle - \langle I_{WS} \rangle \langle I_{RA} \rangle}{\langle (\Delta I_{WS})^2 \rangle - \langle (\Delta f_{WS})^2 \rangle} \stackrel{(2.1)}{=} \quad (3)$$

$$= \frac{t_{WS}}{t_{RA}} \frac{\langle (t_{WS} n_{WS} + f_{WS}) I_{RA} \rangle - \langle (t_{WS} n_{WS} + f_{WS}) \rangle \langle I_{RA} \rangle}{t_{WS}^2 \langle (\Delta n_{WS})^2 \rangle} \stackrel{(5.3)}{=} \quad (4)$$

$$= \frac{\langle (t_{WS} n_{WS} + f_{WS})(t_{RA} n_{RA} + t_{RS} n'_{RS} + f_{RA}) \rangle - \langle t_{WS} n_{WS} + f_{WS} \rangle \langle t_{RA} n_{RA} + t_{RS} n'_{RS} + f_{RA} \rangle}{t_{RA} t_{WS} \langle (\Delta n_{WS})^2 \rangle} = \quad (5)$$

$$= \frac{t_{WS} t_{RA} (\langle n_{WS} n_{RA} \rangle - \langle n_{WS} \rangle \langle n_{RA} \rangle)}{t_{RA} t_{WS} \langle (\Delta n_{WS})^2 \rangle} = \quad (6)$$

$$\frac{\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} \langle (\Delta n_{WS})^2 \rangle}{\langle (\Delta n_{WS})^2 \rangle} = \quad (7)$$

$$\eta_W \eta_R \bar{G}_{RA} = LHS, \quad (8)$$

dochodząc ostatecznie do lewej strony (LHS) równania 1, co było do pokazania.

Wzór 5.8 na współczynnik wzmocnienia $\eta_W \eta_R \bar{G}_{RS}$ dla światła Stokesa ma identyczną postać, a jego wyprowadzenia dokonuje się analogicznie.

Bibliografia

- [1] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, J. L. O'Brien, "Quantum computers," *Nature* **464**, 45-53 (2010).
- [2] H. J. Kimble, "The quantum internet," *Nature* **453**, 1023-1030 (2008).
- [3] C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, A. Boyer de la Giroday, S.J. Dewhurst, N. Gisin, C.Y. Hu, F. Jelezko, S. Kroll, J.H. Muller, J. Nunn, E. Polzik, J. Rarity, H. de Riedmatten, W. Rosenfeld, A.J. Shields, N. Skold, R.M. Stevenson, R. Thew, I. Walmsley, M. Weber, H. Weinfurter, J. Wrachtrup, R.J. Young, "Quantum memories," *Eur. Phys. J. D* **58**, 1-22 (2010).
- [4] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, W. Tittel, "Optical quantum memory," *Nature Photon.* **3**, 706-714 (2009).
- [5] N. Phillips, "Slow and stored light under conditions of Electromagnetically Induced Transparency and Four Wave Mixing in an atomic vapor," *rozprawa doktorska* (2011).
- [6] M. Hosseini, "Quantum Optical Storage and Processing Using Raman Gradient Echo Memory," *rozprawa doktorska* (ANU 2012).
- [7] K. F. Reim, J. Nunn, V. O. Lorenz, B. J. Sussman, K. C. Lee, N. K. Langford, D. Jaksch, I. A. Walmsley, "Toward high-speed optical quantum memories," *Nature Photon.* **4**, 218-221 (2010).
- [8] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, H. J. Kimble, "Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles," *Nature* **423**, 731-734 (2003).
- [9] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, M. D. Lukin, "Atomic Memory for Correlated Photon States," *Science* **301**, 196-200 (2003).
- [10] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, P. Zoller, "Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics," *Nature* **414**, 413-418 (2001).
- [11] M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Hétet, J. J. Longdell, P. K. Lam, B. C. Buchler, "Coherent optical pulse sequencer for quantum applications," *Nature* **461**, 241-245 (2009).

- [12] M. Hosseini, B.M. Sparkes, G. Campbell, P.K. Lam, B.C. Buchler, “High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour,” *Nature Commun.* **2**, 1-5 (2011).
- [13] K. C. Lee, B. J. Sussman, M. R. Sprague, P. Michelberger, K. F. Reim, J. Nunn, N. K. Langford, P. J. Bustard, D. Jaksch, I. A. Walmsley, “Macroscopic non-classical states and terahertz quantum processing in room-temperature diamond,” *Nature Photon.* **6**, 41-44 (2012).
- [14] M. R. Sprague, P. S. Michelberger, T. F. M. Champion, D. G. England, J. Nunn, X.-M. Jin, W. S. Kolthammer, A. Abdolvand, P. St. J. Russell, I. A. Walmsley, “Broadband single-photon-level memory in a hollow-core photonic crystal fibre,” *Nat. Photon.* **8**, 287-291 (2014).
- [15] R. Zhao, Y.O. Dudin, S. D. Jenkins, C. J. Campbell, D. N. Matsukevich, T. A. B. Kennedy, A. Kuzmich, “Long-lived quantum memory,” *Nature Photon.* **5**, 100-104 (2008).
- [16] Y. O. Dudin, L. Li, A. Kuzmich, “Light storage on the time scale of a minute,” *PRA* **87**, 031801(R) (2013).
- [17] H. P. Specht, C. Nolleke, A. Reiserer, M. Uphoff, E. Figueroa, S. Ritter, G. Rempe, “A single-atom quantum memory,” *Nature* **473**, 190-193 (2011).
- [18] M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, M. D. Lukin, “Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses,” *Nature* **438**, 837-841 (2005).
- [19] K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat, H. J. Kimble, “Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory,” *Nature* **452**, 67-72 (2008).
- [20] T. Chaneliere, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S. Y. Lan, T. A. B. Kennedy, A. Kuzmich, “Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories,” *Nature* **438**, 833-836 (2005).
- [21] J. F. Sherson, H. Krauter, R. K. Olsson, B. Julsgaard, K. Hammerer, I. Cirac, E. S. Polzik, “Quantum teleportation between light and matter,” *Nature* **443**, 557-560 (2006).
- [22] D. N. Matsukevich, A. Kuzmich, “Quantum State Transfer Between Matter and Light,” *Science* **306**, 663-666 (2004).
- [23] F. Bussieres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, C. Simon, W. Tittel, “Prospective applications of optical quantum memories,” *J. Mod. Phys.* **60**, 1519-1537 (2013).
- [24] R. Chrapkiewicz, “Kwantowe stany światła generowane w procesie rozpraszania Ramana w parach rubidu,” praca magisterska (FUW 2011).
- [25] R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski, “Generation and delayed retrieval of spatially multimode Raman scattering in warm rubidium vapours,” *Opt. Express* **20**, 29540–29551 (2012).
- [26] M. Bashkansky, F. K. Fatemi, I. Vurgaftman, “Quantum memory in warm rubidium vapor with buffer gas,” *Optics letters* **37**, 142–4 (2012).
- [27] R. Chrapkiewicz, W. Wasilewski, C. Radzewicz, “How to measure diffusional decoherence in multimode rubidium vapor memories?” *Optics Communications* **317**, 1–6 (2014).

- [28] M. G. Raymer, “Quantum state entanglement and readout of collective atomic-ensemble modes and optical wave packets by stimulated Raman scattering,” *Journal of Modern Optics* **51**, 1739–1759 (2004).
- [29] W. Wasilewski M. Raymer, “Pairwise entanglement and readout of atomic-ensemble and optical wave-packet modes in traveling-wave Raman interactions,” *Physical Review A* **73** (2006).
- [30] E. Zeuthen, A. Grodecka-Grad, A. S. Sørensen, “Three-dimensional theory of quantum memories based on Λ -type atomic ensembles,” *Physical Review A* **84**, 043838 (2011).
- [31] A. Gorshkov, A. André, M. Lukin, A. Sørensen, “Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. II. Free-space model,” *Physical Review A* **76**, 033805 (2007).
- [32] W. Wasilewski, T. Fernholz, K. Jensen, L. S. Madsen, H. Krauter, C. Muschik, E. S. Polzik, “Generation of two-mode squeezed and entangled light in a single temporal and spatial mode,” *Optics Express* **17**, 14444 (2009).
- [33] C. F. McCormick, V. Boyer, E. Arimondo, P. D. Lett, “Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor,” *Opt. Lett.* **32**, 178-180 (2007).
- [34] N. Corzo, A. M. Marino, K. M. Jones, P. D. Lett, “Multi-spatial-mode single-beam quadrature squeezed states of light from four-wave mixing in hot rubidium vapor,” *Opt. Express* **19**, 21358-21369 (2011).
- [35] R. M. Camacho, P. K. Vudyaletu, J. C. Howell, “Four-wave-mixing stopped light in hot atomic rubidium vapour,” *Nature Photon.* **3**, 103-106 (2009).
- [36] V. Boyer, C. F. McCormick, E. Arimondo, P. D. Lett, “Ultraslow Propagation of Matched Pulses by Four-Wave Mixing in an Atomic Vapor,” *PRL* **99**, 143601 (2007).
- [37] Q. Glorieux, J. B. Clark, N. V. Corzo, P. D. Lett, “Generation of pulsed bipartite entanglement using four-wave mixing,” *New J. Phys.* **14** 123024 (2012).
- [38] A. M. Marino, R. C. Pooser, V. Boyer, P. D. Lett, “Tunable delay of Einstein–Podolsky–Rosen entanglement,” *Nature* **457**, 859-862 (2009).
- [39] C. F. McCormick, A. M. Marino, V. Boyer, P. D. Lett, “Strong low-frequency quantum correlations from a four-wave-mixing amplifier,” *PRA* **78** 043816 (2008).
- [40] R. C. Pooser, A. M. Marino, V. Boyer, K. M. Jones, P. D. Lett, “Quantum correlated light beams from non- degenerate four-wave mixing in an atomic vapor: the D1 and D2 lines of 85Rb and 87Rb,” *Opt. Express* **17**, 16722-16730 (2009).
- [41] W. Jiang, C. Han, P. Xue, L.M. Duan, G. C. Guo, “Nonclassical photon pairs generated from a room-temperature atomic ensemble,” *PRA* **69**, 043819 (2004).
- [42] S. R. de Echaniz, M. Koschorreck, M. Napolitano, M. Kubasik, M. W. Mitchell , “Hamiltonian design in atom-light interactions with rubidium ensembles: A quantum-information toolbox,” *PRA* **77**, 032316 (2008).
- [43] M. Guo, H. Zhou, D. Wang, J. Gao, J. Zhang, S. Zhu, “Experimental investigation of high-frequency-difference twin beams in hot cesium atoms,” *PRA* **89**, 033813 (2014).

- [44] K. Reim, P. Michelberger, K. Lee, J. Nunn, N. Langford, I. Walmsley, “Single-Photon-Level Quantum Memory at Room Temperature,” *Physical Review Letters* **107** (2011).
- [45] I. Vurgaftman M. Bashkansky, “Suppressing four-wave mixing in warm-atomic-vapor quantum memory,” *Physical Review A* **87**, 063836 (2013).
- [46] 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, I. A. Walmsley, “Interfacing GHz-bandwidth heralded single photons with a room-temperature Raman quantum memory,” preprint arXiv:1405.1470.
- [47] J. Kołodynski, J. Chwedeńczuk, W. Wasilewski, “Eigenmode description of Raman scattering in atomic vapors in the presence of decoherence,” *Physical Review A* **86**, 013818 (2012).
- [48] H. Krauter, D. Salart, C. a. Muschik, J. M. Petersen, H. Shen, T. Fernholz, E. S. Polzik, “Deterministic quantum teleportation between distant atomic objects,” *Nature Physics* **9**, 400–404 (2013).
- [49] M. G. Raymer, J. Mostowski, “Stimulated Raman scattering: Unified treatment of spontaneous initiation and spatial propagation,” *Physical Review A* **24**, 1980–1993 (1981).
- [50] V. Boyer, A. M. Marino, R. C. Pooser, P. D. Lett, “Entangled images from four-wave mixing.” *Science (New York, N.Y.)* **321**, 544–7 (2008).
- [51] K. L. Corwin, Z. T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, C. E. Wieman, “Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor,” *Appl. Opt.* **37**, 3295–3298 (1998).
- [52] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data,” dostępne online: <http://steck.us/alkalidata/> (2010).
- [53] E. A. Goldberg, “Degaussing arrangement for maser surrounded by magnetic shielding,” RCA Corporation, U.S. Patent no. 4286304, New York, 1981.
- [54] O. Firstenberg, M. Shuker, A. Ron, N. Davidson, “Colloquium: Coherent diffusion of polaritons in atomic media,” *Reviews of Modern Physics* **85**, 941–960 (2013).
- [55] M. Shuker, O. Firstenberg, R. Pugatch, A. Ron, N. Davidson, “Storing Images in Warm Atomic Vapor,” *Physical Review Letters* **100** (2008).