



UNIwersytet
Warszawski

ROZPRAWA DOKTORSKA

**Przestrzenna modulacja fazy jako
nastawny mechanizm transferu
informacji między światłem, a
pamięcią kwantową**

Autor

Adam Leszczyński

Promotor

dr hab. Wojciech
Wasilewski

Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski
Warszawa 2021

STRESZCZENIE ROZPRAWY DOKTORSKIEJ

Dopasowanie fazowe jako nastawny mechanizm transferu informacji między światłem, a pamięcią kwantową

Niniejsza rozprawa doktorska skupia się na zagadnieniu dopasowania fazowego w pamięci kwantowej działającej na zimnej chmurze atomów ^{87}Rb , gdzie jako interfejs między światłem, a atomami wykorzystano nierezonansowe rozpraszanie Ramana. Przedstawione zostały wyniki eksperymentów oraz rozważania na temat sterowania procesem odczytu z pamięci poprzez wykorzystanie efektu Zeemana, ac-Starka, kontrolę geometrii wiązek laserowych, czy też wykorzystanie pierścieniowej wnęki optycznej.

W rozdziale 2 wprowadzona jest teoria oddziaływania światła z atomami w trójpoziomowym układzie Λ . Analizowana jest wpływ czynników takich jak natężenia wiązek, ich odstrojenia, geometria, czy też gęstość optyczna, na szybkość i wydajność odczytu, a także straty związane z dekoherencją, czy absorpcją światła.

Rozdział 3 prezentuje generację fikcyjnego pola magnetycznego za pomocą efektu ac-Starka z rozdzielczością przestrzenną. Za jego pomocą modulowana była przestrzenna faza precesji spinów oscylujących w zewnętrznym polu magnetycznym. Uzyskane w eksperymencie wyniki pokazują, że kontrola przestrzennej fazy umożliwia niejako włączanie lub wyłączanie odczytu z pamięci kwantowej.

Rozdział 4 przedstawia eksperymentalną modulację przestrzennej fazy fal spinowych w pamięci kwantowej przy wykorzystaniu efektu ac-Starka. Zaprezentowana została możliwość kompensacji bezpośrednio na falach spinowych dowolnych aberracji układu obrazującego. Za pomocą pomiarów interferencyjnych na kamerze bliskiego pola oraz bezpośrednich pomiarów na kamerze dalekiego pola została również dokładnie scharakteryzowana praca przestrzennego modulatora fazy fal spinowych.

Rozdział 5 pokazuje połączenie pamięci typu GEM z przestrzenną modulacją fazy. Zaprezentowano eksperymentalną realizację spektrometru o bardzo wysokiej rozdzielczości ($20\text{ kHz} \sim 83\text{ peV} \sim 6 \times 10^{-7}\text{ cm}^{-1}$), dostosowanego do wąskopasmowej emisji atomowej. Przeanalizowana jest również zależność pomiędzy rozdzielczością, szerokością pasma oraz wydajnością spektrometru.

Rozdział 6 proponuje możliwą realizację konwertera modów umożliwiającego konwersję fal spinowych przechowywanych w różnych modach przestrzennych naszej pamięci kwantowej na ciąg impulsów wprzęganych do światłowodu jednomodowego. Zaprezentowane są wyniki symulacji numerycznych odczytu z pamięci wewnątrz pierścieniowej wnęki optycznej oraz manipulacja kierunkiem emisji fotonu za pomocą wiązki odczytującej o kontrolowanym kącie padania na chmurę atomową.

DOCTORAL THESIS ABSTRACT

Phase Matching as an adjustable mechanism of information transfer between light and quantum memory

This doctoral thesis focuses on the issue of phase matching in a quantum memory operating on a cold cloud of ^{87}Rb atoms, where non-resonant Raman scattering is used as an interface between light and atoms. Experimental results and considerations for controlling the memory readout process by using the Zeeman effect, ac-Stark effect, controlling the laser beam geometry, or using an optical ring cavity are presented.

Chapter 2 introduces the theory of the interaction between light and atoms in a three-level Λ system. The influence of factors such as beam intensities, beam offsets, beam geometry, or optical density on the readout rate and efficiency, as well as losses due to decoherence, or light absorption are analysed.

Chapter 3 presents the generation of a fictitious magnetic field using the ac-Stark effect with spatial resolution. Using it, the spatial precession phase of spins oscillating in an external magnetic field was modulated. The results obtained in the experiment show that the control of the spatial phase allow us to turn on or off the quantum memory readout.

Chapter 4 presents the experimental modulation of the spatial phase of spin waves in quantum memory using the ac-Stark effect. The possibility of compensating directly on the spin waves for any aberrations of the imaging system is presented. Using interference measurements on a near-field camera and direct measurements on a far-field camera, the operation of the spatial spin wave phase modulator is also characterised in detail.

Chapter 5 shows the combination of a GEM with spatial phase modulation. An experimental implementation of a very high resolution spectrometer (20 kHz ~ 83 peV $\sim 6 \times 10^{-7} \text{cm}^{-1}$) adapted to narrowband atomic emission is presented. The relationship between resolution, bandwidth and spectrometer efficiency is also analysed.

Chapter 6 proposes a possible implementation of a mod converter enabling the conversion of spin waves stored in different spatial modes of our quantum memory onto a sequence of pulses coupled into a single-mode optical fibre. Results of numerical simulations of the memory readout inside an annular optical cavity are presented, as well as the manipulation of the photon emission direction using a readout beam with a controlled angle of incidence on the atomic cloud.

LISTA PUBLIKACJI

Publikacje bezpośrednio powiązane z niniejszą rozprawą:

1. **A. Leszczyński**, M. Mazelanik, M. Lipka, M. Parniak, M. Dąbrowski, W. Wasilewski, „Spatially resolved control of fictitious magnetic fields in a cold atomic ensemble”, *Optics letters* 43, 1147-1150 (2018)
2. M. Lipka, **A. Leszczyński**², M. Mazelanik, M. Parniak, W. Wasilewski, „Spatial spin-wave modulator for quantum-memory-assisted adaptive measurements”, *Physical Review Applied* 11, 034049 (2019)
3. M. Mazelanik¹, **A. Leszczyński**¹, M. Lipka, M. Parniak, W. Wasilewski, „Temporal imaging for ultra-narrowband few-photon states of light”, *Optica* 7, 203-208 (2020)

Pozostałe publikacje:

1. M. Mazelanik, **A. Leszczyński**, M. Lipka, W. Wasilewski, M. Parniak, “Superradiant parametric conversion of spin waves”, *Physical Review A* 100, 053850 (2019)
2. M. Mazelanik, M. Parniak, **A. Leszczyński**, M. Lipka, W. Wasilewski, “Coherent spin-wave processor of stored optical pulses”, *npj Quantum Information* 5, 1-9 (2019)
3. M. Parniak, M. Mazelanik, **A. Leszczyński**, M. Lipka, M. Dąbrowski, W. Wasilewski, “Quantum optics of spin waves through ac Stark modulation”, *Physical review letters* 122, 063604 (2019)
4. M. Dąbrowski, M. Mazelanik, M. Parniak, **A. Leszczyński**, M. Lipka, W. Wasilewski, “Certification of high-dimensional entanglement and Einstein-Podolsky-Rosen steering with cold atomic quantum memory”, *Physical Review A* 98, 042126 (2018)
5. M. Parniak, M. Dąbrowski, M. Mazelanik, **A. Leszczyński**, M. Lipka, W. Wasilewski, “Wavevector multiplexed atomic quantum memory via spatially-resolved single-photon detection”, *Nature communications* 8, 2140 (2017)
6. **A. Leszczyński**, M. Parniak, W. Wasilewski, “Phase matching alters spatial multiphoton processes in dense atomic ensembles”, *Optics express* 25, 284-295 (2017)

²autor korespondencyjny

¹równy wkład autorów

7. M. Parniak, **A. Leszczyński**, W. Wasilewski, "Coupling of four-wave mixing and Raman scattering by ground-state atomic coherence", *Physical Review A* 93, 053821 (2016)
8. M. Parniak, **A. Leszczyński**, W. Wasilewski, "Magneto-optical polarization rotation in a ladder-type atomic system for tunable offset locking", *Applied Physics Letters* 108, 161103 (2016)
9. **A. Leszczyński**, W. Wasilewski, "Calibration of wavefront distortion in light modulator setup by Fourier analysis of multibeam interference", *JOSA A* 33, 683-688 (2016)

PODZIĘKOWANIA

Chciałem podziękować swojemu promotorowi, Wojtkowi Wasilewskiemu za wsparcie okazane w trakcie całej mojej pracy w laboratorium pamięci kwantowych. Zawsze służył mi radą i pomocą w najróżniejszych problemach. Bez jego pomocy nie byłoby możliwe powstanie niniejszej rozprawy.

Chciałbym również podziękować całemu zespołowi, w szczególności Michałowi Parniakowi, Mateuszowi Mazelanikowi oraz Michałowi Lipce. Wszystkie osiągnięte wyniki są również rezultatem ich pracy oraz świetnych pomysłów, których nigdy im nie brakowało.

Moja praca była współfinansowana przez Narodowe Centrum Nauki (2017/25/N/ST2/00713) oraz przez projekt „Kwantowe Technologie Optyczne” działający w ramach programu Międzynarodowych Agend Badawczych Fundacji Nauki Polskiej, współfinansowany przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego.

Spis treści

Streszczenie	2
Abstract	3
Lista publikacji	4
Podziękowania	6
1 Wstęp	9
1.1 Motywacja	9
1.2 Koncepcje	10
1.3 Zawartość rozprawy	12
1.4 Wkłady pracy	13
2 Interfejs światło-atomy	15
2.1 Trójpoziomowy układ Λ	16
2.2 Ewolucja macierzy gęstości	17
2.3 Ewolucja pola	19
2.3.1 Równania Maxwella-Blocha	20
2.4 Dopasowanie fazowe	21
2.5 Zachowanie liczby wzbudzeń	23
2.6 Interfejs światło-atomy jako obroty	24
2.7 Straty	27
2.8 Podsumowanie	27
3 Przestrzenna modulacja fazy	29
3.1 Efekt ac-Starka	30
3.2 Układ doświadczalny	32
3.3 Charakteryzacja fikcyjnego pola magnetycznego	33
3.4 Zanik i odrodzenie	35

3.5	Podsumowanie	38
4	Kompensacja aberracji	39
4.1	Eksperyment	40
4.2	Charakteryzacja dalekopolowa	42
4.3	Charakteryzacja interferometryczna	45
4.4	Zanik dopasowania fazowego	47
4.5	Stabilność fazy	49
4.6	Podsumowanie	51
5	Czasowo-częstotliwościowa transformacja Fouriera dla światła	53
5.1	Teoria-funkcje Wignera	54
5.2	Układ obrazujący w domenie czasowej	57
5.2.1	Pamięć gradientowa	57
5.2.2	Soczewka czasowa	59
5.2.3	Propagacja czasowa	59
5.3	Spektrometr	59
5.3.1	Rozdzielczość i pasmo spektrometru	60
5.4	Eksperyment	61
5.4.1	Szum	61
5.4.2	Demonstracja działania spektrometru	65
5.5	Rozdzielczość i pasmo, a wydajność	66
5.6	Podsumowanie	69
6	Sukcesywny odczyt-konwerter modów przestrzennych na czasowe	71
6.1	Koncepcja	72
6.2	Model teoretyczny	76
6.2.1	Dekoherencja	77
6.2.2	Wyniki Symulacji	79
6.3	Podsumowanie	80
7	Podsumowanie i wnioski	82
7.1	Otrzymane rezultaty	82
7.2	Perspektywy	83

Rozdział 1

Wstęp

Niniejsza rozprawa doktorska skupia się na analizie zagadnienia dopasowania fazowego jako sposobu rozbudowy funkcji pamięci kwantowej. Prezentujemy szereg prac, których wspólnym celem jest wypracowywanie nowych protokołów przetwarzania i selekcji w wielomodowej pamięci kwantowej. W eksperymentach wykorzystaliśmy pamięć opartą o nierezonansowe rozpraszanie Ramana, działającą na zimnej chmurze atomów rubidu [1]. Prezentujemy mechanizmy wykorzystujące gradient pola magnetycznego, geometrię użytych wiązek laserowych, a także modulacji przestrzennej fazy fal spinowych przechowywanych w pamięci.

1.1 Motywacja

Do dalszego badania oraz udoskonalania motywowała nas mnogość zastosowań pamięci kwantowych. Do najważniejszych należą:

Dystrybucja splątania kwantowego. Przesyłanie informacji kwantowej jest tematem wielu prac naukowych ostatnich lat. Kwantowa dystrybucja klucza kryptograficznego zapewnia najbezpieczniejszy możliwy sposób przekazywania wiadomości, gdzie bezpieczeństwo jest zapewniane przez zasady mechaniki kwantowej [2,3]. Ze względu na relatywnie słabe oddziaływanie z otoczeniem, fotony wydają się być najlepszym nośnikiem do przesyłu informacji na duże odległości. Powszechnie używa się światłowodów telekomunikacyjnych działających na długości fali około 1550 nm, które wykazują się niezwykle niskim tłumieniem [4–6].

Straty przy przesyśle informacji za pomocą fotonów skalują się wykładniczo

wraz z odległością. Stanowi to poważne ograniczenie w maksymalnym osiągalnym dystansie, na które wiadomość może zostać przekazana. Rozwiązaniem, który zmniejsza ten problem, może być zastosowanie wtórników kwantowych (ang. quantum repeater). Dzięki ich użyciu, zamiast wykładniczego spadku prędkości transmisji wraz z odległością, skaluje się ona wielomianowo [7]. W pracy [8] zaproponowano protokół (nazwany później DLCZ od pierwszych liter nazwisk jego twórców) wykorzystujący pamięć kwantową, bazującą na nierezonansowym rozpraszaniu Ramana. Z czasem powstało wiele prac dotyczących komunikacji kwantowej z użyciem pamięci kwantowych [9–12]

Przetwarzanie informacji kwantowej. W wielu przypadkach niezbędne jest posiadanie pamięci umożliwiającej przechowywanie stanów kwantowych, a także ich interakcję między sobą [13–22]. Właściwościami pamięci kwantowych, które ograniczają możliwości jej wykorzystania są wydajność przechowywania, wierność odtworzenia stanu oraz czas przechowywania. Ważna jest też możliwość odczytania informacji z pamięci na żądanie [23].

Wykorzystanie struktury czasowej światła. Czasowy stopień swobody zarówno klasycznych, jak i kwantowych stanów światła umożliwia lub zwiększa szereg sposobów przetwarzania informacji kwantowej [18–21]. W rozwoju architektur sieci kwantowych oraz nowych rozwiązań w obliczeniach kwantowych i metrologii, wiele wysiłku poświęcono pamięciom kwantowym opartym na zespołach atomowych, oferującym wielomodowe przechowywanie i przetwarzanie [1, 22, 24, 25], wysoką wydajność [26] lub długi czas przechowywania [27]. Możliwe do wykonania implementacje protokołów łączących elastyczność systemów atomowych i możliwości przetwarzania czasowego z natury rzeczy wymagają zdolności do manipulowania i wykrywania modów czasowych fotonów z rozdzielczością spektralną i czasową dopasowaną do wąskopasmowej emisji atomowej. Wszelchstronne podejście wykorzystujące dwoistość widmowo-czasową, polega na wykonaniu mapowania częstości na czas (transformacji Fouriera) w analogii do obrazowania dalekiego pola w przestrzeni położeń i pędów. W celu zachowania kwantowej struktury nieklasycznych stanów światła stosuje się układy oparte na koncepcji soczewki czasowej [28–30].

1.2 Koncepcje

Omówmy krótko podstawowe koncepcje wokół których obraca się niniejsza praca.

Pamięć kwantowa. Pamięć kwantowa dla światła składa się z układu materialnego zdolnego przechować informacje w bezruchu oraz odwracalnego interfejsu światło-materia, który pozwala przenieść informacje ze światła do materii lub z powrotem. Pamięć zasługuje na miano kwantowej, jeśli wierność przechowywania informacji jest lepsza, niż możliwa przy użyciu jakiegokolwiek protokołu typu pomiar oraz ponowne wygenerowanie stanu kwantowego.

Istnieje niezwykle dużo implementacji pamięci kwantowych. Można je klasyfikować ze względu na kilka kategorii.

Ośrodek materialny. Po pierwsze pamięci kwantowe mogą korzystać z różnych ośrodków materialnych, w których przechowywana jest informacja. Są to między innymi: ciepłe pary atomów [31–33], zimne atomy [1, 27, 34], centra barwne w diamencie [35–37], domieszki metali ziem rzadkich w ciele stałym [38, 39], czy też membrana [40].

Rodzaj interfejsu. Po drugie pamięci kwantowe mogą posiadać różne interfejsy między światłem, a materią. Należą do nich: rozpraszanie Ramana [1, 31], elektromagnetycznie indukowana przezroczystość [41, 42], atomowy grzebień częstości [43, 44], czy też spójna oscylacja populacji [45].

Modowość. Część pamięci kwantowych potrafi zapamiętywać różne mody pola elektromagnetycznego. Takie pamięci nazywamy wielomodowymi. Można je podzielić na grupy ze względu na to z jakiego stopnia swobody korzystają. Pamięci wielomodowe przestrzennie [1, 24, 46–51] rozróżniają fotony o różnych kierunkach wektora falowego. Pamięci wielomodowe czasowo [26, 52–57] potrafią odtworzyć fotony, które zostały zapisane w różnych momentach czasu, a wielomodowe spektralnie odróżniają natomiast fotony o różnej częstości [25, 58]. Istnieją również pamięci korzystające z więcej niż jednego stopnia swobody. Dla przykładu, pamięć typ GEM (gradient echo memory) zapamiętuje zarówno informację o modzie przestrzennym [59], czasowym [60] jak i spektralnym [57].

Dopasowanie fazowe. Informacja o stanie zapisanym w pamięci kwantowej jest zawarta wewnątrz (zazwyczaj całej) objętości ośrodka. Oznacza to, że aby w procesie odczytu konwersja przechowywanego stanu na foton była wydajna, niezbędne jest aby światło emitowane z różnych punktów w przestrzeni interferowało konstruktywnie. Nazywamy to warunkiem dopasowania fazowego. Bez konstruktywnej interferencji informacja nie może zostać odczytana. Wynika stąd, że kontrolując dopasowanie fazowe dla każdego przechowywanego modu można decydować o tym, który z nich zostanie odczytany, a który nie.

Tego typu zachowanie zostało zaprezentowane w pamięciach typu GEM [60], gdzie jako mechanizmu regulującego dopasowanie fazowe używa się pola magnetycznego o stałym w przestrzeni gradiencie. W przypadku pamięci wielomodowych przestrzennie jak na razie nie jest możliwe, by wybrać mody przestrzenne, które chcemy odczytać. Odczytywane są wszystkie na raz, co stanowi pewne ograniczenie.

1.3 Zawartość rozprawy

Początkiem prac było opracowanie metody pozwalającej na manipulowanie atomami z rozdzielczością przestrzenną. Rozdział 3 opisuje eksperyment, w którym za pomocą efektu ac-Starka modulowana była faza precesji spinów z rozdzielczością przestrzenną. Optyczna modulacja fazy została przez nas wybrana [61–64], ponieważ w przeciwieństwie do pola magnetycznego, czy elektrycznego, światło oświetlające atomy może być łatwo kształtowane. Generowanie fikcyjnych pól magnetycznych [65] za pomocą wektorowego efektu ac-Starka, ma już zastosowanie w magnetometrii [66–68]. Dodatkowa kontrola przestrzenna takiego pola mogłaby otworzyć pole do rozwiązań takich jak magnetometria z wysoką rozdzielczością przestrzenną [69], gradiometria magnetyczna [70], obrazowanie superrozdzielcze [71] czy generowanie przestrzajalnych potencjałów w zimnych atomach [72]. Precyzyjna kontrola przestrzenna mogłaby również umożliwić wydajne echa fotonowe [73, 74] stosowane w gradientowych pamięciach kwantowych [75, 76], precyzyjne operowanie atomami [63, 64], jak również nowe techniki pułapkowania atomów [77, 78]. Analogicznie modulację światłem można również wykorzystać do kontroli przestrzennej fazy fal spinowych przechowywanych w pamięci, co otwiera wiele nowych możliwości z zastosowaniem dopasowania fazowego [22, 79]. Wyniki zostały opublikowane w pracy [80].

Dalszą pracą było zagadnienie kształtowania przestrzennej struktury światła za pomocą pamięci kwantowej. Modulacja fazy fal spinowych z rozdzielczością przestrzenną pozwala stworzyć efektywnie element optyczny nadający światłu dowolnie zadaną fazę, co przedstawiliśmy w publikacji [81]. Dzięki temu możliwe jest korygowanie aberracji, czy też zniekształceń spowodowanych wadami układu obrazującego. Pozwala to na zwiększenie liczby dostępnych modów przestrzennych, a co za tym idzie wzrost wymiarowości przestrzeni Hilberta, co może być wykorzystywane w optycznej komunikacji kwantowej [1, 22, 24, 25], czy też przetwarzaniu informacji [82]. Posiadanie elementu optycznego o kontrolowalnym profilu fazowym może być też użyte w pomiarach adaptacyjnych [83] czy też zmiany bazy pomiarowej na żądanie, które może być przydatne w protokołach opartych o paradoks Einsteina-Podolskiego-

Rosena [84–86]. Powyższe zagadnienie zostało opisane w rozdziale 4 niniejszej rozprawy.

Kolejnym etapem było połączenie funkcjonalności przestrzennej modulacji fazy za pomocą efektu ac-Starka oraz pamięci typu GEM, która zapamiętuje czasowo-spektralne właściwości zapisywanego światła. Umożliwia to tworzenie układów obrazujących w domenie czasowej, jak to opisaliśmy w pracy [87]. Metody oparte na koncepcji soczewki czasowej umożliwiają kształtowanie widm [88–90], dopasowanie szerokości pasma [91] dla fotonów generowanych w różnych węzłach sieci kwantowej, a także obrazowanie korelacyjne znane jako ghost imaging [92–95]. Obecnie istniejące rozwiązania oparte o elektrooptyczną modulację fazy [96–98], generację sumy częstości [99–103], czy mieszanie czterech fal [104–107] w cieple stałym nadają się dobrze do przetwarzania światła o szerokim widmie, na przykład impulsów piko- lub femtosekundowych. Rozwiązanie oparte o pamięć kwantową jest natomiast dobrze dopasowane do wąskopasmowej emisji atomowej o widmie szerokości zaledwie kilku MHz do kilkudziesięciu kHz [108–110] czy też jonów sprzężonych ze światłem we wnęce (poniżej 100 kHz) [111], SPDC wzmocnionej przez wnękę (poniżej 1 MHz) [112] lub układów opto-mechanicznych [113, 114]. Dokładny opis konstrukcji oraz właściwości zbudowanego spektrometru znajduje się w rozdziale 5 niniejszej rozprawy.

Ostatnim badanym zagadnieniem, opisanym w rozdziale 6, jest zaprojektowanie konwertera modów przestrzennych pamięci kwantowej na czasowe. Konstrukcja ta umożliwi selektywny odczyt fal spinowych przechowywanych w różnych modach przestrzennych naszej pamięci kwantowej. Daje to możliwość projektowania nowych protokołów przetwarzania informacji kwantowej. Ponadto, daje sposobność do szerszego zastosowania w komunikacji kwantowej, dzięki możliwości wprzęgania fotonów, wygenerowanych w procesie odczytu z pamięci, bezpośrednio do światłowodu jednomodowego.

1.4 Wkłady pracy

Wyniki zaprezentowane w niniejszej rozprawie są efektem pracy całego zespołu pracującego w Laboratorium Pamięci Kwantowych. Poniżej zaprezentowany jest wkład poszczególnych jego członków: Wojciech Wasilewski (WW), Michał Parniak (MP), Mateusz Mazelanik (MM), Michał Lipka (ML) i Adam Leszczyński (AL).

WW napisał w języku Python system komunikacji umożliwiający zdalne sterowanie wszystkimi programami w LabView podpiętymi do serwera. Narzędzie to znacząco ułatwiało tworzenie sekwencji pomiarowych oraz zbieranie danych, gdzie niezbędne było skoordynowanie programów działających na

kilku komputerach. AL i MM napisali oprogramowanie do sterowania oraz kalibracji przestrzennego modulatora fazy (SLM) w języku Python. AL, MM oraz MP zbudowali układ do kształtowania przestrzennego profilu natężenia wiązki laserowej za pomocą SLM oraz oświetlający chmurę atomową. MM oraz MP zoptymalizowali gęstość optyczną atomów w pułapce magnetoopptycznej. AL, MM i MP zbudowali układ do pomiaru precesji średniego spinu atomów rubidu oraz wykonali pomiary badając wpływ fikcyjnych pól magnetycznych generowanych przez efekt ac-Starka. AL zajmował się analizą otrzymanych danych.

MP razem z MM zbudowali układ modulujący wiązkę lasera na częstotliwości 6,8 GHz, niezbędne do generowania wymuszonego rozpraszania Ramana w atomach ^{87}Rb . AL wraz z ML dokonali charakteryzacji modulacji fal spinowych efektem ac-Starka za pomocą bezpośrednich pomiarów sygnału odczytanego z pamięci kwantowej na kamerze dalekiego pola oraz pomiaru interferencyjnego na kamerze bliskiego pola. ML zaprojektował i zbudował efektywną słabą soczewkę cylindryczną skonstruowaną z dwóch soczewek sferycznych, która służyła do wprowadzenia sztucznych aberracji do układu obrazującego. AL zajął się analizą i opracowaniem danych zebranych za pomocą kamery dalekiego pola, natomiast ML danych z kamery bliskiego pola.

MP wraz z MM nawinęli cewki generujące gradient pola magnetycznego w obrębie pułapki magnetoopptycznej oraz skonstruowali przełącznik, umożliwiający zmianę kierunku przepływającego przez nie prądu w czasie rzędu kilku mikrosekund. AL oraz MM zajęli się konstrukcją spektrometru opartego na pamięci GEM oraz ac-Starkowskiego modulatora fal spinowych. AL zmodyfikował program WW sterujący DDS, by generować sygnał o liniowo zmieniającej się częstotliwości. MM udoskonalił interfejs do generowania sekwencji pomiarowych. AL wykonał symulacje numeryczne odtwarzające procesy zachodzące w pamięci kwantowej. MM opracował dane pod kątem wpływu szerokości pasma i rozdzielczości spektrometru na jego wydajność. MM dokonał również pomiaru i analizy szumu w funkcji mocy wiązki oświetlającej atomy.

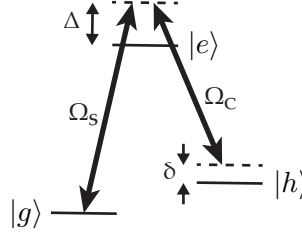
AL dokonał analizy zachowania dopasowania fazowego od konfiguracji przestrzennej wiązek biorących udział w procesie zapisu i odczytu z pamięci kwantowej. AL wraz z pomocą WW stworzył symulację oddziaływania światła z atomami wewnątrz pierścieniowej wnęki rezonansowej.

Rozdział 2

Interfejs światło-atomy

Rozdział przedstawia wprowadzenie do teorii oddziaływania między światłem, a atomami. Wykorzystuje przykład trójpoziomowego układu typu Λ . Analizowany jest wpływ czynników takich jak natężenia wiązek, ich odstrojenia, ich geometria, czy też gęstość optyczna, na szybkość i wydajność odczytu, a także straty związane z dekoherencją, czy absorpcją światła. Wyprowadzone zależności będą wykorzystywane we wszystkich kolejnych częściach niniejszej rozprawy. Struktura rozdziału jest następująca:

- Sekcja 2.1 - Wyprowadzony zostanie hamiltonian atomu trójpoziomowego oddziałującego ze światłem.
- Sekcja 2.2 - Wprowadzone zostanie równanie Limblada opisujące ewolucję macierzy gęstości atomu trójpoziomowego.
- Sekcja 2.3 - Wyprowadzone zostanie równanie na ewolucję światła w układzie Λ w obecności pola sprzęgającego oraz spójności atomowej.
- Sekcja 2.4 - Uogólnienie równań wyprowadzonych w poprzednich sekcjach do układu Λ z wieloma poziomami wzbudzonymi.
- Sekcja 2.5 - Przeanalizowane zostaną równania wyprowadzone w sekcjach 2.2 i 2.3. Pokazane zostaną właściwości oddziaływania światła z atomami takie jak zachowanie liczby wzbudzeń, przedstawienie oddziaływania jako złożenie obrotów na małych odcinkach czasoprzestrzennych, czy wpływ geometrii na dopasowanie fazowe.
- Sekcja 2.6 - Omówione zostaną mechanizmy strat wynikające z dekoherencji i absorpcji światła.

Rysunek 2.1: Schemat układu Λ

2.1 Trójpoziomowy układ Λ

W jednej z najprostszych konfiguracji pamięć kwantową można zbudować z zespołu atomów trójpoziomowych, w których dozwolone są dwa przejścia optyczne o wspólnym poziomie wzbudzonym $|e\rangle$ i dwóch długożyjących poziomach podstawowych $|g\rangle$ i $|h\rangle$, jak to przedstawia rysunek 2.1. Jest to tak zwany układ Λ . Czysta pamięć to taka w której wszystkie atomy są na poziomie początkowym $|g\rangle$, czyli łącznie cała pamięć jest w stanie $|g\rangle \otimes |g\rangle \cdots \otimes |g\rangle$. Spójna superpozycja tego stanu i stanu, w którym część atomów jest w $|h\rangle$ posłuży nam do zapamiętania światła.

Zapamiętanie (czyli interfejs) polega na absorpcji fotonów słabego światła sygnałowego na przejściu $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ i jednocześnie wymuszonej emisji fotonów $|e\rangle \rightarrow |h\rangle$ do silnej wiązki laserowej tzw. sprzęgającej (ang. *coupling*). Po absorpcji należy wyłączyć wiązkę sprzęgającą. Jej ponowne włączenie spowoduje odwrócenie działania interfejsu: przejście $|h\rangle \rightarrow |e\rangle \rightarrow |g\rangle$ i emisję sygnału.

Hamiltonian. Hamiltonian nieoddziałującego atomu zapiszemy następująco:

$$\hat{H}_0 = \hbar(\omega_g|g\rangle\langle g| + \omega_h|h\rangle\langle h| + \omega_e|e\rangle\langle e|) = \hbar \begin{pmatrix} \omega_g & 0 & 0 \\ 0 & \omega_h & 0 \\ 0 & 0 & \omega_e \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Przy oddziaływaniu atomu ze światłem przyjmujemy założenie, że moment dipolowy pomiędzy poziomami $|g\rangle$ i $|h\rangle$ jest zerowy. Zakładamy ponadto, że przerwa energetyczna pomiędzy stanami podstawowymi jest tak duża, że światło oddziałuje tylko z jednym przejściem na raz, $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, albo $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$. W takiej sytuacji atom oświetlany jest dwoma polami: sygnałowym o amplitudzie A_s na przejściu $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ oraz sprzęgającym A_c na przejściu $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$. Pole elektryczne sygnałowe o częstości ω_s i potrzebnym nam w kolejnych sekcjach

wektorze falowym k_s ma postać $E_s = \Re (A_s \exp(ik_s z) \exp(-i\omega_s t))$. Wygląda ona analogicznie dla pola sprzęgającego. Dodając sprzężenia dipolowe do hamiltonianu dostaniemy:

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_g & 0 & -\Omega_s^* e^{-i\omega_s t} \\ 0 & \omega_h & -\Omega_c^* e^{-i\omega_c t} \\ -\Omega_s e^{i\omega_s t} & -\Omega_c e^{i\omega_c t} & \omega_e \end{pmatrix} + \text{c.c.}, \quad (2.2)$$

gdzie $\Omega_s = d_{ge} A_s \exp(ik_s z) / \hbar$, $\Omega_c = d_{he} A_c \exp(ik_c z) / \hbar$ to częstości Rabiego, a d_{ge} i d_{he} są momentami dipolowymi na przejściach $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ oraz $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$.

Przechodzimy następnie do obrazu oddziaływania tak dobraneo, aby uzyskać Hamiltonian niezależny od czasu. Jako część niezaburzona weźmiemy hamiltonian atomu, który miałby poziomy w miejscach linii przerywanych na rysunku 2.1 $H_b = \hbar\omega_s |e\rangle\langle e| + \hbar(\omega_s - \omega_c) |h\rangle\langle h|$. Różnice energii pomiędzy założonymi, a rzeczywistymi położeniami poziomów będą dalej grały rolę odstrojzeń $\Delta = \omega_s - \omega_{g,e}$ oraz $\delta = (\omega_s - \omega_c) - (\omega_{g,e} - \omega_{h,e})$. Możemy obliczyć hamiltonian oddziaływania:

$$\begin{aligned} \hat{H}_I &= e^{-\frac{iH_b t}{\hbar}} (\hat{H} - \hat{H}_b) e^{\frac{iH_b t}{\hbar}} \\ &= -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_s^* \\ 0 & 2\delta & \Omega_c^* \\ \Omega_s & \Omega_c & 2\Delta \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

Zastosowano tu tzw. przybliżenie wirującej fali (RWA) [115]. Człony oscylujące z częstościami rzędu setek THz, jak to ma miejsce w przypadku atomów rubidu, można zaniedbać, jako że w trakcie oddziaływania o czasie trwania rzędu mikrosekund, uśrednią się one do zera.

2.2 Ewolucja macierzy gęstości

W układzie izolowanym ewolucja jest opisywana równaniem Liouville'a. W przypadku opisanego wyżej układu Λ należy jednak uwzględnić emisję spontaniczną z poziomu wzbudzonego $|e\rangle$. Wtedy ewolucja macierzy gęstości jest opisywana równaniem Linblada [116]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} &= \overbrace{-\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_I, \hat{\rho}]}^{\text{Liouville}} - \overbrace{\frac{1}{2} \{\hat{\Gamma}, \hat{\rho}\}}^{\text{dekoherencja}} + \overbrace{\hat{Y}}^{\text{repopulacja}}, \\ \hat{\Gamma} &= \Gamma |e\rangle\langle e|, \\ \hat{Y} &= \Gamma \rho_{e,e} (|g\rangle\langle g| + |h\rangle\langle h|) / 2, \end{aligned} \quad (2.4)$$

gdzie Γ to stała zaniku dla poziomu wzbudzonego. $\hat{Y}$ jest tak zwaną macierzą repopulacji, która obsadza w sposób niespójny poziomy podstawowe $|g\rangle$ i $|h\rangle$ w wyniku emisji spontanicznej z poziomu $|e\rangle$.

Powyższe równanie na ewolucję macierzy gęstości można uprościć zakładając reżim, w którym można pominąć populację stanu wzbudzonego $\rho_{e,e} \simeq 0$. Ponadto stosujemy przybliżenie adiabatyczne, które mówi że spójności optyczne podążają natychmiast za zmianami pól optycznych Ω_s, Ω_c czyli $\frac{d\rho_{g,e}}{dt} = \frac{d\rho_{h,e}}{dt} \approx 0$. Uzyskamy stąd:

$$\begin{aligned}\rho_{g,e} &= i \frac{\Omega_s^* + \Omega_c^* \rho_{g,h}}{2\Delta - i\Gamma} \\ \rho_{h,e} &= i \frac{\Omega_s^* \rho_{g,h}^*}{2\Delta - i\Gamma}\end{aligned}\tag{2.5}$$

Podstawiając 2.5 do 2.4 uzyskamy uproszczone równania ewolucji.

Stany bliskie początkowego. Będzie nas interesował właściwie tylko przypadek, gdy praktycznie wszystkie atomy znajdują się w stanie podstawowym $|g\rangle$, czyli $\rho_{g,g} \simeq 1$, zaś populacje pozostałych stanów są zaniedbywalne $\rho_{h,h} \simeq 0$. Ponadto założymy, że pole Ω_s jest słabym sygnałem, a Ω_c silnym polem sprzęgającym, tzn. $|\Omega_s|^2 \ll |\Omega_c|^2$. Cała informacja o układzie zawiera się wtedy w spójności między długoo żyjącymi stanami podstawowymi $\rho_{g,h}$.

Ewolucja spójności. Ewolucja spójności w czasie dana jest wówczas równaniem:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{g,h}}{\partial t} &= (-i(\delta - \delta_{acS}) - \gamma)\rho_{g,h} + \frac{i}{2} \frac{\Omega_s^* \Omega_c}{2\Delta - i\Gamma}, \\ \delta_{acS} &= -\Delta \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}, \\ \gamma &= \frac{\Gamma}{2} \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}.\end{aligned}\tag{2.6}$$

Człon $\delta - \delta_{acS}$ oznacza całkowite odstrojenie od rezonansu dwufotonowego z uwzględnieniem przesunięcia ac-Starka wywołanego polem sprzęgającym Ω_c . Czynniki γ odpowiada za dekoherencję spójności atomowej pod wpływem Ω_c . Jest to tzw. poszerzenie natężeniowe linii. Człon proporcjonalny do $\Omega_s^* \Omega_c$ odpowiada za nieliniową konwersję światła na spójność $\rho_{g,h}$.

Zapis fali płaskiej. Jeżeli przyjmiemy, że pola sygnałowe i laser sprzęgający mają postać fal płaskich o wektorach falowych $\mathbf{k}_s$ i $\mathbf{k}_c$ oraz stałych w czasie amplitudach to człon opisujący nieliniową konwersję $\Omega_s^* \Omega_c$ będzie miał zależność przestrzenną¹ typu $\exp(i\mathbf{k}_c \mathbf{r} - i\mathbf{k}_s \mathbf{r})$. Równanie 2.6 można odcałkować. Zapisana spójność również będzie miała postać fali płaskiej z wektorem falowym

¹aby pozostać w zgodzie z konwencją śledzenia jedynie wolnozmiennej obwiedni pól względem fali nośnej $\exp(ik_0 z - \omega_0 t)$ dla fal płaskich przestrzenna zależność częstości Rabiego przyjmie postać $\Omega_s \sim \exp(i\mathbf{k}_s \mathbf{r} - ik_0 z)$ oraz $\Omega_c \sim \exp(i\mathbf{k}_c \mathbf{r} - ik_0 z)$. Odjęcie wektora falowego k_0 nie wpływa na człon $\Omega_s^* \Omega_c$ w równaniu 2.6.

$\mathbf{k}_\rho$:

$$\rho_{g,h} \sim \exp(i\mathbf{k}_\rho \mathbf{r}) \quad \mathbf{k}_\rho = \mathbf{k}_c - \mathbf{k}_s. \quad (2.7)$$

Wzór ten uzasadnia przekonanie, że w procesie rozpraszania Ramana absorpcja fotonu z wiązki sygnałowej i emisja do wiązki sprzęgającej prowadzi do przekazu pędu do atomów, który przyjmuje postać przestrzennie zmiennej fazy spójności atomowej, a charakter tej zmienności ma postać fali płaskiej.

2.3 Ewolucja pola

Ewolucja pola elektrycznego w ośrodku atomowym określona jest równaniem falowym z członem źródłowym:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}, \quad (2.8)$$

gdzie $\mathbf{E}$ jest polem elektrycznym, $\mathbf{P}$ polaryzacją atomową, c prędkością światła, ϵ_0 przenikalnością elektryczną próżni. Do powyższego równania można podstawić $\mathbf{E} = \Re(A \exp(ik_0 z - \omega_0 t)) \hat{e}_x$ oraz $\mathbf{P} = \Re(P \exp(ik_0 z - \omega_0 t)) \hat{e}_x$, gdzie A to obwiednia pola, a P to obwiednia polaryzacji atomowej, ω_0 częstością fali elektromagnetycznej, a $k_0 = \omega_0/c$ liczbą falową. Stosując przybliżenie wolno zmiennej obwiedni, w którym $\partial_z^2 A = 0$, $\partial_t^2 A = 0$, $\partial_t^2 P = 0$, można uzyskać z równania falowego równanie na obwiednie pola:

$$\frac{\partial}{\partial z} A + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} A = i \frac{k_0}{2\epsilon_0} P + \frac{i}{2k_0} \nabla_\perp^2 A, \quad (2.9)$$

gdzie $\nabla_\perp^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

Lewa strona otrzymanego równania opisuje falę biegnącą z prędkością światła. Równanie upraszcza się w układzie współrzędnych w którym mierzymy czas względem środka impulsu świetlnego ($t' = t - z/c$). Po przekształceniu współrzędnych z powyższego równania znika pochodna czasowa i przyjmuje ono postać:

$$\frac{\partial}{\partial z} A = \frac{i}{2k_0} \nabla_\perp^2 A + i \frac{k_0}{2\epsilon_0} P \quad (2.10)$$

Otrzymane równanie opisuje jak zmienia się obwiednia pola A po przejściu przez plasterkę ośrodka materialnego dz . Po prawej stronie mamy człon opisujący dyfrakcję oraz polaryzację ośrodka, która może powstać za sprawą innych pól.

Wiele pól. Jeśli pole elektryczne składała się z szeregu składowych

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_j \Re (A_j(\mathbf{r}, t - z/c) \exp(ik_j z - \omega_j t)) \hat{e}_j, \quad (2.11)$$

oraz analogicznie polaryzacja $\mathbf{P} = \sum_j \Re (P_j \exp(ik_j z - \omega_j t)) \hat{e}_j$, to równanie 2.10 można rozdzielić na szereg równań niezależnych dla każdej polaryzacji $\hat{e}_j$, częstości ω_j i wektora falowego k_j .

Fale płaskie Zauważmy, że jeśli tylko jedno A_j jest niezerowe i nie zależy od położenia, to wzór 2.11 opisuje fale płaską o wektorze falowym $k_j \hat{e}_z$ i częstości ω_j . W dalszej analizie będziemy potrzebowali rozważać jednocześnie fale płaskie o wektorach falowych lekko odchylonych oraz zmienionych częstościach. Zauważmy że podstawiając amplitudę w postaci bardzo długiej fali płaskiej $A_j \sim \exp(i\mathbf{d} \cdot \mathbf{r} - i\delta t)$ reprezentującej małe odchylenie od centralnego wektora falowego i centralnej częstości, uzyskamy zależność przestrzenną pola $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ z wektorem falowym $\mathbf{k} = \mathbf{d} + k_j \hat{e}_z$ oraz czasową z częstością $\omega = \omega_j + \delta + d_z/c$. Odwrotnie, pragnąc opisać falę płaską o wektorze falowym $\mathbf{k}$ i częstości ω musimy użyć amplitudy typu $A_j \sim \exp [i (\mathbf{k} - k_j \hat{e}_z) \cdot \mathbf{r} - i (\omega - \omega_j - d_z/c) t]$.

2.3.1 Równania Maxwella-Blocha

Rozważmy chmurę atomów trójpoziomowych, z których każdy ewoluuje zgodnie z opisanymi wcześniej prawami. W niniejszej rozprawie interesuje nas sytuacja kiedy praktycznie wszystkie atomy są w stanie $|g\rangle$ a pole sprzężone z tym stanem Ω_s jest słabe (obwiednia $A_s = \hbar\Omega_s/d_{g,e}$). Na drugim przejściu $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ atomy oddziałują z silną, przychodzącą z zewnątrz wiązką laserową Ω_c której amplituda praktycznie nie zmienia się przy przejściu przez chmurę — w stanie $|h\rangle$ jest rzędu wielkości mniej atomów niż fotonów w wiązce laserowej.

Pole Ω_s w przyjętym modelu atomu trójpoziomowego oddziałuje ze spójnością atomową za pośrednictwem przejścia $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$. Polaryzacja na tym przejściu z definicji jest równa gęstości objętościowej momentu dipolowego:

$$P = 2nd_{g,e}\rho_{g,e}^*, \quad (2.12)$$

gdzie n jest koncentracją atomów. Podstawiając powyższą formułę, wartość spójności $\rho_{g,e}^*$ uzyskaną w eliminacji adiabatycznej 2.5 oraz $A_s = \hbar\Omega_s/d_{g,e}$ do równania 2.10 uzyskujemy:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Omega_s = -i \frac{k_s}{\hbar\epsilon_0} \frac{nd_{g,e}^2}{2\Delta + i\Gamma} \underbrace{(\Omega_s)}_{\substack{\text{dyspersja} \\ \text{absorpcja}}} + \underbrace{(\Omega_c \rho_{g,h}^*)}_{\substack{\text{konwersja} \\ \text{światło-spójność}}} + \frac{i}{2k_s} \nabla_{\perp}^2 \Omega_s \quad (2.13)$$

Pod nieobecność Ω_c równanie to opisuje dyspersję oraz absorpcję pola Ω_s pod wpływem oddziaływania z przejściem $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, a także dyfrakcję związaną z propagacją. Dodatkowy człon Ω_c opisuje konwersje pomiędzy spójnością $\rho_{g,h}$, a polem Ω_s .

Zestaw równań 2.6 oraz 2.13 stanowią razem tzw. równania Maxwella-Blocha opisujące interakcję światła z atomami.

Wiele stanów wzbudzonych. W eksperymentach opisywanych w pracy, w atomie ^{87}Rb , spójność jest przechowywana między poziomami stanu podstawowego $|g\rangle$ i $|h\rangle$ o $F = 1$ oraz $F = 2$. Oznacza to, że w przejściach Ramanowskich mogą uczestniczyć poziomy wzbudzone $|e\rangle$ o $F' = 1$ oraz $F' = 2$. Jeżeli odstrojenia od poszczególnych poziomów wzbudzonych mają porównywalne wartości, należy uwzględnić rozszerzony model z dwoma poziomami wzbudzonymi. Przyjmujemy nazwę drugiego poziomu wzbudzonego $|f\rangle$ oraz $\Omega_{i,j}$ - częstości Rabiego na przejściach $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$, $i \in \{g, h\}$, $j \in \{e, f\}$. Ponadto niech Δ_e oraz Δ_f oznaczają odpowiednio odstrojenia od poziomów $|e\rangle$ i $|f\rangle$. Postępując analogicznie jak przy wyprowadzaniu formuły dla atomu trójpłomowego można pokazać, że wkłady od poszczególnych poziomów wzbudzonych dodają się.

Podstawiając do równania 2.9 polaryzację atomową $P = 2n(d_{g,e}\rho_{g,e}^* + d_{g,f}\rho_{g,f}^*)$, również można zauważyć, że wkłady policzone niezależnie dla każdego poziomu wzbudzonego dodają się.

2.4 Dopasowanie fazowe

Rozważania o ewolucji macierzy gęstości zakończyliśmy analizą zależności przestrzennych w trakcie zapisu fali sygnałowej do pamięci przewidując, że zapisana spójność będzie miała postać fali płaskiej $\rho_{g,h} \sim \exp(ik_\rho \mathbf{r})$ z wektorem falowym $\mathbf{k}_\rho = \mathbf{k}_c - \mathbf{k}_s$ równym różnicy wektorów falowych fali sprzęgającej i sygnałowej. Rozważmy teraz proces odczytu, całkując równanie 2.13 z zapisaną spójnością atomową przy płaskiej fali sprzęgającej.

Sygnałowe fale płaskie. Rozważmy najpierw rozwiązanie jednorodne równania 2.13 pod nieobecność lasera $\Omega_c = 0$. Rozwiązania te to fale płaskie, a równanie 2.13 nakłada jeden warunek wiążący częstość i wektor falowy. W próżni $c|k| = \omega$, co można przepisać jako $k_z \simeq k_0 - k_\perp^2/2k_0$ natomiast w obecności atomów pojawia się korekta od współczynnika załamania. Aby odzyskać skorygowany wektor falowy opisujący oscylacje pola elektrycznego $\mathbf{k}_s$ podstawiamy

$\Omega_s \sim \exp(i\mathbf{k}_s \mathbf{r} - ik_s z)$ do równania 2.13 i uzyskujemy wówczas:

$$k_{s,z} = k_s^{at} - \frac{1}{2k_0} \mathbf{k}_{s,\perp}^2, \quad k_s^{at} = k_s \left(1 - \frac{1}{\hbar\epsilon_0} \frac{nd_{g,e}^2}{2\Delta + i\Gamma} \right) \quad (2.14)$$

gdzie $\mathbf{k}_{s,\perp}^2$ to poprzeczna część wektora falowego. Warunek ten reprezentuje paraboloide obrotową dopuszczalnych wektorów falowych, czyli przyosiowy fragment sfery o promieniu równym długości wektora falowego k_s^{at} skorygowanym na dyspersję atomów.

Odczyt fali płaskiej i dopasowanie fazowe. Aby przekonwertować spójność atomową na światło, atomy są oświetlane wiązką sprzęgającą. Przyjmijmy, że pole elektryczne lasera ma postać fali płaskiej o wektorze falowym $\mathbf{k}_{c2}$, czyli $\Omega_{c2} \sim \exp(i\mathbf{k}_{c2} \mathbf{r} - ik_s z)$. Niech początkowa spójność ma postać fali płaskiej, jaką otrzymaliśmy po modelowym zapisie $\rho_{g,h} \sim \exp(i\mathbf{k}_\rho \mathbf{r})$. Prześledźmy co odczytalibyśmy, gdyby oba wspomiane pola nie ulegały osłabieniu. Tworzą one wspólnie człon źródłowy w równaniu 2.13 o zależności przestrzennej typu $\Omega_c \rho_{g,h}^* \sim \exp[i(\mathbf{k}_{c2} - \mathbf{k}_\rho) \mathbf{r} - ik_s z]$. Zastosujmy wobec tego ansatz rozwiązania zgodny z równaniem bez nieliniowości postaci $\Omega_s(\mathbf{r}) = s(z) \exp(i\mathbf{k}_{s2} \mathbf{r} - ik_s z)$ gdzie składową $k_{s2,z}$ wyznaczamy z równania 2.14. Zauważmy, że spełnienie 2.13 jednocześnie dla wszystkich x/y wymaga zgodności poprzecznej składowej przyjętego ansatzu z członem źródłowym, czyli $\mathbf{k}_{s2,\perp} = \mathbf{k}_{c2,\perp} - \mathbf{k}_{\rho,\perp}$. W tym momencie zdajemy sobie sprawę, że oscylacje członu źródłowego wzdłuż z mają potencjalnie inny wektor falowy $k_{c2,z} - k_{\rho,z} - k_s$ niż oscylacje ansatzu z wektorem falowym $k_{s2,z} - k_s$. Różnica wektorów falowych wynosi:

$$\delta k_z = k_{c2,z} - k_{\rho,z} - k_{s2,z} = k_{c2,z} - k_{\rho,z} - k_s^{at} + \frac{(\mathbf{k}_{c2,\perp} - \mathbf{k}_{\rho,\perp})^2}{2k_s}.$$

Podstawiając podany ansatz do równania 2.13 i wykorzystując podane zależności uzyskamy proste równanie na narastanie amplitudy fali odczytywanej wzdłuż z $\partial s / \partial z \sim n \exp(i\delta k_z z)$, gdzie dla uproszczenia pominęliśmy szeregi stałych multiplikatywnych pozostawiając jedynie gęstość atomów n , która może się zmieniać wzdłuż z . Dla jednorodnego zespołu atomów o długości L (szklana komórka z gazem) możemy podane równanie odcałkować uzyskując znane skalowanie wydajności z różnicą wektorów falowych $\sim \text{sinc}(\delta k_z L / 2)$. Dla gaussowskiego w przestrzeni rozkładu gęstości (zimne atomy) uzyskamy gładką zależność gaussowską $\sim \exp(-\delta k_z^2 L^2)$. Widzimy więc, że wydajny odczyt wymaga dopasowania fazowego $|\delta k_z L| \lesssim 1$.

Rzeczywisty zapis i odczyt. Dobra pamięć kwantowa powinna cechować się wysoką sprawnością zapisu i odczytu. Innymi słowy pole sygnałowe na etapie

zapisu powinno być absorbowane i nie opuszczać zespołu atomów. W efekcie zależność przestrzenna amplitudy wytworzonej spójności atomowej będzie inna niż otrzymaliśmy w najprostszym de facto pierwszym rzędzie rozwinięcia ze względu na sprzężenie atomy-światło. Z kolei proces odczytu będziemy prowadzić, aż do zaniku spójności atomowej. Dlatego przedstawione zależności należy traktować jedynie jako pierwsze przybliżenie. Poniżej zasugerujemy sposób konstrukcji prostej i niezawodnej symulacji numerycznej.

2.5 Zachowanie liczby wzbudzeń

Zgodnie z fizycznym opisem zagadnienia przedstawionym na początku spodziewamy się, że absorpcja jednego fotonu sygnałowego spowoduje przeniesienie jednego atomu do stanu $|h\rangle$. Pokażmy, że tak jest. Dla uproszczenia zaniebawimy wymiary poprzeczne x, y .

Wartość $|\rho_{g,h}|^2$ mówi nam o tym jaki odsetek atomów znajduje się w stanie $|h\rangle$. Oznacza to, że całkowita liczba atomów przeniesionych do stanu $|h\rangle$ wynosi:

$$n_h = \int_{-\infty}^{\infty} n |\rho_{g,h}|^2 dz = \int_{-\infty}^{\infty} n |\tilde{\rho}_{g,h}|^2 dk_z, \quad (2.15)$$

gdzie tylda oznacza transformację Fouriera względem z . Jednocześnie całkowita liczba fotonów sygnałowych n_{ph} równa jest energii pola $\int \epsilon_0 |A_1|^2 / 2$ podzielonej przez energię fotonu $\hbar\omega_0$ i wynosi:

$$n_{ph} = \frac{\epsilon_0}{2\hbar\omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} |A_s|^2 dz = \frac{\epsilon_0}{2\hbar\omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} |\tilde{A}_s|^2 dk_z. \quad (2.16)$$

Chcemy pokazać, że całkowita liczba wzbudzeń nie zmienia się w czasie:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_{at} + n_{ph}) = 0. \quad (2.17)$$

W tym celu podstawimy podane wyżej definicje (2.15,2.16), przejdziemy z pochodną czasową pod całki i wykorzystamy poznane równania na pochodne czasowe ewoluujących pól. Wykorzystując równanie 2.6 i zaniebując emisją spontaniczną Γ można obliczyć, że:

$$\frac{\partial}{\partial t} (|\tilde{\rho}_{g,h}|^2) = \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{\rho}_{g,h} \tilde{\rho}_{g,h}^*) = 2\Re \left(i \frac{\Omega_c}{4\Delta} \tilde{\Omega}_s^* \tilde{\rho}_{g,h}^* \right). \quad (2.18)$$

Z kolei z równań 2.9 i 2.12 otrzymujemy po zaniedbaniu dyspersji oraz absorpcji:

$$\frac{\partial}{\partial t}(|\widetilde{A}_s|^2) = \frac{\partial}{\partial t}(\widetilde{A}_s \widetilde{A}_s^*) = 2\Re \left(i \frac{ck_0 n \hbar \Omega_c^*}{2\epsilon_0 \Delta} \widetilde{\Omega}_s \widetilde{\rho}_{g,h} \right). \quad (2.19)$$

Obliczmy pochodną czasową całkowitej liczby wzbudzeń $n_{at} + n_{ph}$ wykorzystując otrzymane wyrażenia. Uzyskamy:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_{at} + n_{ph}) = \int_{-\infty}^{\infty} 2\Re \left(i \frac{n}{4\Delta} \left(\Omega_c \widetilde{\Omega}_s^* \widetilde{\rho}_{g,h}^* + \Omega_c^* \widetilde{\Omega}_s \widetilde{\rho}_{g,h} \right) \right) dk_z. \quad (2.20)$$

Zauważmy że suma iloczynów pól pod całką jest czysto rzeczywista — ma postać $\omega + \omega^*$. Wobec tego pod całką jest równe 0. Zatem całkowita liczba wzbudzeń $n_{at} + n_{ph}$ nie zmienia się w czasie po zaniedbaniu emisji spontanicznej $\Gamma \rightarrow 0$.

2.6 Interfejs światło-atomy jako obroty

Przyjmując niewielki krok czasowy dt i przestrzenny dz , pochodne $\partial_t \rho_{g,h}$ oraz $\partial_z \Omega_s$ można przybliżyć poprzez ilorazy

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{g,h}}{\partial t} &\approx \frac{\rho_{g,h}(t+dt) - \rho_{g,h}(t)}{dt} \\ \frac{\partial \Omega_s}{\partial z} &\approx \frac{\Omega_s(z+dz) - \Omega_s(z)}{dz} \end{aligned} \quad (2.21)$$

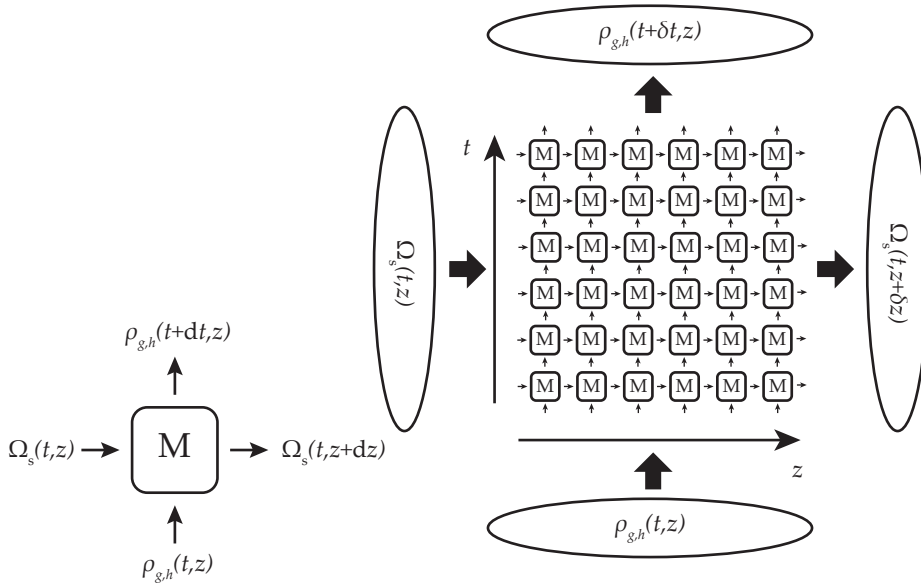
Podstawiając powyższe przybliżenie do równań 2.6 oraz 2.13 całe oddziaływanie światła i atomów można zapisać w postaci macierzowej

$$\begin{pmatrix} \rho'_{g,h} \\ \Omega_s^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & a \\ b & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_{g,h} \\ \Omega_s^* \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} a &= \frac{i}{2} \frac{\Omega_c}{2\Delta} dt, \\ b &= ik_0 \frac{nd_{ge}}{\hbar \epsilon_0} \frac{\Omega_c^*}{2\Delta} dz, \\ \rho'_{g,h} &= \rho_{g,h}(t+dt), \\ \Omega_s^* &= \Omega_s^*(z+dz). \end{aligned} \quad (2.23)$$

Dokonajmy teraz przeskalowania spójności i amplitudy pola wprowadzając zmienne $u_{at} = c_{at} \rho_{g,h}$ oraz $u_{ph} = c_{ph} \Omega_s^*$. Współczynniki skalowania c dobraćmy tak, żeby $|u_{at}|^2$ było ilością wzbudzeń atomowych na odcinku $[z, z+dz]$,



Rysunek 2.2: Ilustracja interfejsu światło Ω_s — spójność atomowa $\rho_{g,h}$ jako obrotów. Pojedynczy element nazwany M przedstawia unitarną operację pokazaną w formule 2.28, która zachowuje sumę liczby wzbudzeń atomowych i liczby fotonów i propaguje światło w przestrzeni o inifitezymalną odległość dz oraz spójność w czasie o inifitezymalną odległość dt . Pełną transformację można przedstawić jako złożenie operacji elementarnych M.

zaś $|u_{\text{ph}}|^2$ ilością fotonów na odcinku czasowym $[t, t + dt]$:

$$\begin{aligned} c_{\text{at}} &= e^{-i\frac{\pi}{4}} \sqrt{ndz}, \\ c_{\text{ph}} &= e^{i\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{\hbar}{d_{g,e}^2} \frac{\epsilon_0 c}{2\omega_0}} dt. \end{aligned} \quad (2.24)$$

równanie 2.22 przyjmuje po przeskalowaniu postać:

$$\begin{pmatrix} u'_{\text{at}} \\ u'_{\text{ph}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\Omega_c}{2\sqrt{2}\Delta} d_{g,e} \sqrt{\frac{nk_0}{\hbar\epsilon_0}} \sqrt{dtdz} \\ -\frac{\Omega_c^*}{2\sqrt{2}\Delta} d_{g,e} \sqrt{\frac{nk_0}{\hbar\epsilon_0}} \sqrt{dtdz} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{\text{at}} \\ u_{\text{ph}} \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Przeskalujmy także oś z na gęstość optyczną OD. Na każdy przyrost dz przypada przyrost gęstości optycznej:

$$d\text{OD} = 2 \frac{nk_0 d_{g,e}^2}{\hbar\epsilon_0 \Gamma} dz, \quad (2.26)$$

Wobec tego równanie 2.25 można przepisać w postaci

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u'_{\text{at}} \\ u'_{\text{ph}} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ -\alpha & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{\text{at}} \\ u_{\text{ph}} \end{pmatrix}, \\ \alpha &= \sqrt{\Gamma} \frac{\Omega_c}{4\Delta} \sqrt{d\text{OD}dt}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Jak wynika z analizy przeprowadzonej w podsekcji 2.5 całkowita liczba wzbudzeń $n_{\text{at}} + n_{\text{ph}} = |u_{\text{at}}|^2 + |u_{\text{ph}}|^2$ musi być zachowana. Powyższa transformacja jest pierwszym rzędem rozwinięcia unitarnej transformacji obrotu. Ostatecznie więc oddziaływanie między spójnością i polem w małym wycinku przestrzenno-czasowym $[z, z + dz]$, $[t, t + dt]$ musi być opisywane przez

$$\begin{pmatrix} u'_{\text{at}} \\ u'_{\text{ph}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{\text{at}} \\ u_{\text{ph}} \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Skalowanie. Przedstawienie oddziaływania światła z atomami w powyższej postaci pozwala również jasno pokazać, że szybkość konwersji skaluje się proporcjonalnie do pierwiastka z koncentracji atomów $\sqrt{n}$, pierwiastka z natężenia wiązki sprzęgającej $\sqrt{I} \sim |\Omega_2|$ oraz odwrotnie proporcjonalnie do odstrojenia Δ . Rysunek 2.2 pokazuje ideę oddziaływania światła z atomami jako złożenie elementarnych transformacji z wyrażenia 2.28.

2.7 Straty

Istnieją dwa mechanizmy strat podczas konwersji światła i spójności atomowej. Pierwszy jest związany z poszerzeniem natężeniowym powodowanym przez wiązkę sprzęgającą, które niszczy spójność atomową. Zapominając na chwilę o konwersji na światło, zgodnie z równaniem 2.6 spójność atomowa będzie zanikać wykładniczo w czasie:

$$\rho_{g,h}(t) = \rho_{g,h}(0)e^{-\gamma t}, \quad \gamma = \frac{\Gamma}{2} \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2}. \quad (2.29)$$

Zauważmy, że dla dużych odstrojeń $\gamma dt = 2|\alpha|^2 / OD$, gdzie α jest kątem uogólnionego obrotu przeprowadzającego wzbudzenia ze światła do atomów lub odwrotnie, wprowadzonym w równaniu 2.28. Wobec tego o ile jest prawdą, że straty γ można redukować poprzez zwiększanie odstrojenia Δ lub zmniejszenia natężenia wiązki sprzęgającej proporcjonalnego do $|\Omega_c|^2$, to uzyskanie małych start przy wydajnym zapisie lub odczycie jest wyłącznie kwestią dużej gęstości optycznej. Zaawansowane analizy teoretyczne potwierdzają tę konkluzję [117].

Drugim mechanizmem strat jest absorpcja jednofotonowa światła sygnałowego Ω_s przez chmurę atomową. Amplituda światła, które przepropagowało się przez chmurę atomową, zakładając brak wiązki sprzęgającej Ω_c , spada wykładniczo:

$$A_f = A_i e^{-\Gamma^2 \frac{OD}{2\Gamma^2 + 8\Delta^2}}, \quad (2.30)$$

$$OD = 2 \frac{k_0 d_{g,e}^* N}{\hbar \epsilon_0 \Gamma},$$

gdzie N to liczba atomów. Straty te zależą od gęstości optycznej OD oraz od odstrojenia Δ .

W obu przypadkach straty mogą zostać zmniejszone poprzez zwiększanie odstrojenia Δ . Należy jednak pamiętać, że dzieje się to kosztem spowolnienia konwersji między spójnością atomową, a polem. Uwzględniając analizę przeprowadzoną w sekcji 2.6 zwiększanie natężenia wiązki sprzęgającej I oraz gęstości optycznej OD proporcjonalnie do odstrojenia Δ zmniejszy straty, a jednocześnie w granicy dużych Δ , zachowa stałą szybkość oddziaływania. Ponieważ odstrojenie, jak i natężenie są łatwo regulowalne, ważne jest, by budując układ, optymalizować go pod względem jak największej gęstości optycznej.

2.8 Podsumowanie

W tym rozdziale wyprowadzone zostały równania opisujące oddziaływanie światła z atomami w modelu atomu trójpoziomowego w układzie Λ . Najważniejsze wyniki uzyskane w tej części rozprawy to:

- Zinterpretowanie oddziaływania światła z atomami jako złożenie transformacji obrotów na niewielkich odcinkach czasoprzestrzennych, które konwertują fotony sygnału na wzbudzenia atomowe i odwrotnie.
- Demonstracja wpływu niedopasowania fazowego na amplitudę odczytu. Szerokość zakresu niedopasowania δk_z w którym możliwy jest wydajny odczyt, jest odwrotnie proporcjonalna do długości chmury atomowej.
- Opisanie mechanizmów strat podczas konwersji światło-spójność atomowa. Jest to dekoherencja spójności spowodowana oddziaływaniem z wiązką z sprzęgającą, czyli tzw. poszerzenie natężeniowe oraz absorpcja jednofotonowa światła przez chmurę atomową.

Rozdział 3

Przestrzenna modulacja fazy

Pierwszym krokiem prezentowanej rozprawy jest eksperymentalna weryfikacja faktycznej możliwości przestrzennego modulowania fazy fal spinowych. Pierwszy eksperyment powinien prowadzić do uzyskania łatwego do detekcji i jednoznacznego efektu. Jako jedną z najpowszechniej stosowanych opcji wybraliśmy detekcję precesji spinu atomowego za pomocą pomiaru skręcenia polaryzacji. Po ustawieniu wszystkich spinów wzdłuż osi wiązki próbującej, a prostopadle do pola magnetycznego wynikiem pomiaru jest oscylujący sygnał z detektora różnicowego, który można na żywo obserwować na oscyloskopie upewniając się natychmiast o postępie eksperymentu. Wiązka próbująca przechodzi przez eliptyczną chmurę atomową wzdłuż jej najdłuższej osi (z), natomiast modulacja optyczna ma postać wyświetlanego z boku za pomocą projektora laserowego obrazu. W takim układzie łatwo można zaobserwować zmianę częstości precesji przy jednorodnym oświetleniu. Towarzyszy jej jednak znaczne przyspieszenie zaniku. W niniejszym rozdziale przedstawiamy wyniki pomiaru tych efektów.

Manipulowanie spinem atomowym za pomocą efektu ac-Starka posiada dwie zasadnicze przewagi na polu magnetycznym. Po pierwsze, wiązka Starkowska może zostać szybko włączona lub wyłączona. W naszym przypadku za pomocą modulatorów akustooptycznych w czasie rzędu kilkudziesięciu nanosekund. W przypadku pola magnetycznego jest to niemożliwe do osiągnięcia, nawet w przy użyciu cewek o niskiej indukcyjności. Po drugie, za pomocą przestrzennego modulatora fazy możliwe jest wygenerowanie wiązki o prawie dowolnym przestrzennym rozkładzie natężenia. Oznacza to, że faza może być modulowana z rozdzielczością przestrzenną. Wytworzenie takich pól magnetycznych jest praktycznie niewykonalne.

Byliśmy w stanie odróżnić zanik sygnału wywołany destruktywną interfe-

rencją wkładów od poszczególnych części chmury od lokalnej dekoherencji. W szczególności przeprowadziliśmy prosty eksperyment, w którym chmura podzielona jest na kilka spójnie interferujących fragmentów. Analiza pozwoliła ustalić, że głównym powodem dekoherencji są niedoskonałości wyświetlanego obrazu modulującego — speckle. Powodują one ograniczenie maksymalnej możliwej do nałożenia fazy bez zniszczenia spójności atomowej.

Struktura Rozdziału jest następująca:

- Sekcja 3.1 - Omówiony zostanie model przesunięcia ac-Starka. Pokazane zostanie, że przy kołowej polaryzacji i w granicy dużego odstrojenia hamiltonian oddziaływania między światłem a atomami przyjmuje formę analogiczną jak dla hamiltonian atomu w zewnętrznym polu magnetycznym.
- Sekcja 3.2 - Zaprezentowana zostanie budowa układu doświadczalnego, który umożliwia obserwowanie oscylacji średniego rzutu spinu atomowego na oś z oraz wytwarzanie fikcyjnego pola magnetycznego z rozdzielczością przestrzenną.
- Sekcja 3.3 - Przedstawione zostaną pomiary charakteryzujące działanie fikcyjnego pola magnetycznego w funkcji parametrów wiązki oświetlającej atomy rubidu.
- Sekcja 3.4 - Pokazana zostanie dynamika średniego spinu przy schodkowych rozkładach fikcyjnego pola magnetycznego. Pokazana zostaje również analogia obserwowanych oscylacji do wydajności odczytu z pamięci kwantowej.

Wyniki zostały opublikowane w pracy [80].

3.1 Efekt ac-Starka

Hamiltonian poziomego nadsubtelnego o spinie atomowym F i całkowitym elektronowym momencie pędu J , oddziałującego ze światłem propagującym się wzdłuż osi z , składa się z trzech komponentów [118–120]:

$$\hat{H}_s = \underbrace{\hat{H}_s^{(0)}}_{\text{skalarowy}} + \underbrace{\hat{H}_s^{(1)}}_{\text{wektorowy}} + \underbrace{\hat{H}_s^{(2)}}_{\text{tensorowy}}, \quad (3.1)$$

gdzie

$$\begin{aligned}\hat{H}_s^{(0)} &= \frac{2}{3}g\alpha_{FJJ'I}^{(0)}(\Delta_s)\hat{S}_0, \\ \hat{H}_s^{(1)} &= g\alpha_{FJJ'I}^{(1)}(\Delta_s)\hat{S}_z\hat{F}_z, \\ \hat{H}_s^{(2)} &= g\alpha_{FJJ'I}^{(2)}(\Delta_s)\left(\frac{1}{3}\hat{S}_0\left(3\hat{F}_z^2 - 2\hat{1}\right) + \hat{S}_x\left(\hat{F}_x^2 - \hat{F}_y^2\right) + \hat{S}_x\left(\hat{F}_x\hat{F}_y + \hat{F}_y\hat{F}_x\right)\right).\end{aligned}\quad (3.2)$$

$\alpha_{FJJ'I}^{(i)}(\Delta_s)$ jest tensorem polaryzacji atomowej zależnym od całkowitego elektronowego momentu pędu stanu wzbudzonego J' , spinu jądrowego I oraz odstrojenia światła Δ_s od centroidu linii. Współczynnik $g = \omega_0 / (2\epsilon_0 V)$, gdzie ω_0 jest częstością rezonansową linii, a V objętością oddziaływania. $\hat{S}_i$ oraz $\hat{F}_i$ są odpowiednio operatorami Stokesa oraz operatorami spinu atomowego.

Przy odstrojeniu Δ_s znacznie większym niż rozszczepienie nadsubtelne poziomu wzbudzonego, czynnik $\alpha^{(2)}$ skaluje się jak $1/\Delta_s^2$, podczas gdy $\alpha^{(0)}$ oraz $\alpha^{(1)}$ jak $1/\Delta_s$ [118]. Ponadto, gdy polaryzacja światła jest kołowa, $|\langle\hat{S}_z\rangle| \gg |\langle\hat{S}_x\rangle|, |\langle\hat{S}_y\rangle|$. W takich warunkach tensorowa część hamiltonianu $\hat{H}_s^{(2)}$ może zostać zaniedbana. Skalarna część hamiltonianu $\hat{H}_s^{(0)}$ daje jedynie stały wkład do energii wszystkich poziomów energetycznych, co nie wpływa na dynamikę spinu atomowego. Wobec tego ten człon również może zostać pominięty.

Fikcyjne pole magnetyczne. Ostatecznie jedynym nietrywialnym członem hamiltonianu $\hat{H}_s$ jest człon wektorowy $\hat{H}_s^{(1)}$. W przybliżeniu klasycznego elektromagnetyzmu przyjmuje on postać

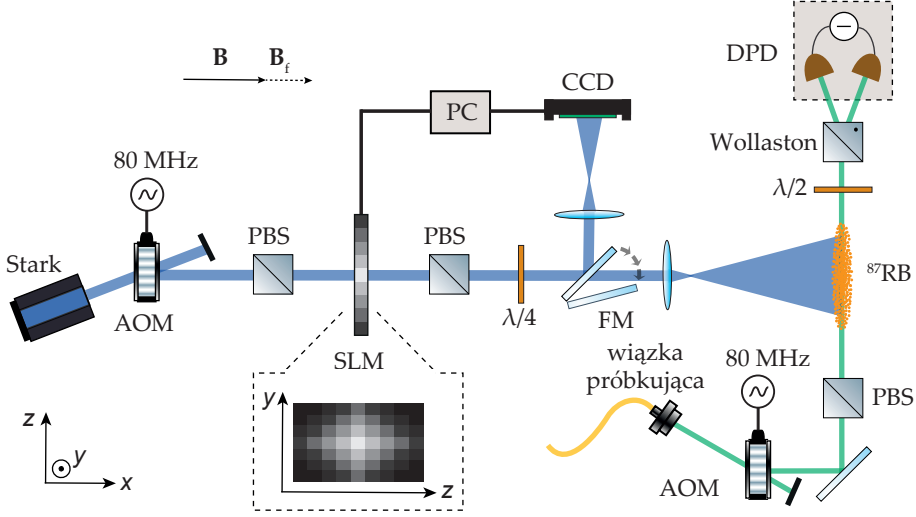
$$\hat{H}_s^{(1)} = q \frac{\kappa}{\Delta_s} \frac{I_s}{2\hbar\epsilon_0 c} \hat{F}_z, \quad (3.3)$$

gdzie $\kappa = \alpha^{(1)}\Delta_s$ jest stałe w granicy dużych Δ_s , q przyjmuje wartości ± 1 odpowiednio dla polaryzacji $\sigma_{\pm}$, a I_s jest natężeniem światła. Powyższy hamiltonian ma formę analogiczną do hamiltonianu oddziaływania atomu z polem magnetycznym. Pozwala to zdefiniować tzw. fikcyjne pole magnetyczne [65]

$$\mathbf{B}_f = q \frac{1}{g_F\mu_B} \frac{\kappa}{\Delta_s} \frac{I_s}{2\hbar\epsilon_0 c} \hat{e}_s, \quad (3.4)$$

gdzie $\hat{e}_s$ jest wersorem wskazującym kierunek propagacji światła. Jeżeli atomy znajdują się również pod wpływem prawdziwego pola magnetycznego $\mathbf{B}$ to całkowity hamiltonian przyjmie postać

$$\hat{H} = g_F\mu_B(\mathbf{B}_{\text{eff}})\hat{\mathbf{F}}, \quad (3.5)$$



Rysunek 3.1: Schemat układu doświadczalnego. Atomy ^{87}Rb , po wypuszczeniu z pułapki magnetoptycznej są oświetlane przez kołowo spolaryzowaną wiązkę Starkowską oraz liniowo spolaryzowaną wiązkę próbkującą. Wiązka Starkowska jest kształtowana za pomocą odbiciowego SLM, natomiast dla większej czytelności schemat przedstawia SLM transmisyjny. FM przełącza obraz pomiędzy atomami ^{87}Rb , a kamerą CCD. Obrót polaryzacji wiązki próbkującej jest rejestrowany za pomocą polaryzatora Wollastona oraz DPD. Użyte skróty: AOM - modulator akustooptyczny, PBS - polaryzująca kostka światłodzieląca, FM - przestawne lustro, DPD - fotodioda różnicowa.

gdzie $\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_f$ jest efektywnym polem magnetycznym. W konsekwencji można obserwować precesję spinów z częstotścią Larmora

$$\omega_L = g_F \mu_B |\mathbf{B}_{\text{eff}}| / \hbar \quad (3.6)$$

3.2 Układ doświadczalny

Centralnym elementem układu eksperymentalnego przedstawionego na rysunku 3.1 jest chmura atomów ^{87}Rb . Za pomocą pułapki magnetoptycznej jest ona uformowana w kształt cygara o długości około 1 cm i średnicy około 0,6 mm. Po pułapkowaniu przez około 19 ms chmura atomów jest dodatkowo chłodzona przez $300 \mu\text{s}$ za pomocą melasy optycznej, co pozwala zmniejszyć jej temperaturę do $22 \mu\text{K}$ [1]. Po uformowaniu atomy są przez $15 \mu\text{s}$ pompowane

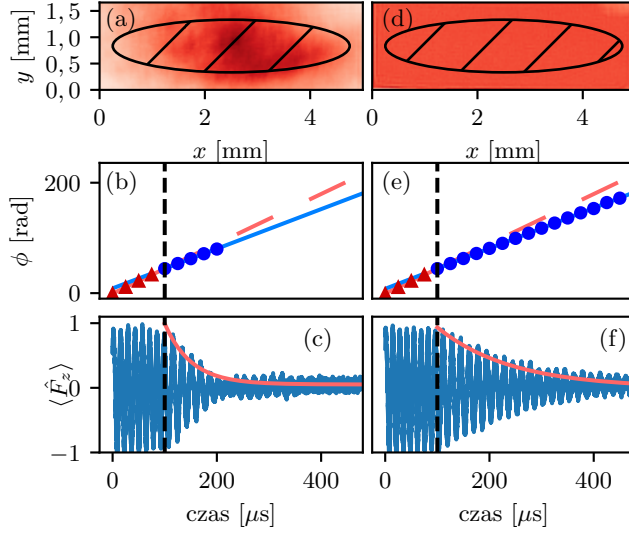
za pomocą do stanu $|g\rangle = 5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1$, gdzie oś kwantyzacji z jest skierowana wzdłuż chmury. Po zakończeniu pompowania następuje pomiar precesji. Atomy oświetlane są liniowo spolaryzowaną wiązką próbkującą, świecąca wzdłuż osi z , odstrojoną o 100 MHz od przejścia $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$. Skręcenie jej polaryzacji, które zależy od średniego rzutu spinu atomowego $\langle \hat{F}_z \rangle$ na oś z , jest mierzone przy pomocy polaryzatora Wollastona oraz fotodiody różnicowej [119, 121]. Dzięki temu możliwa jest obserwacja oscylacji Larmora pod wpływem efektywnego pola magnetycznego. Po około 100 μs swobodnych oscylacji załączamy modulację. Cały eksperyment odbywa się cyklicznie z częstotnością 50 Hz, synchronizowanymi do częstotliwości napięcia w sieci. Dzięki temu zewnętrzne pole magnetyczne pochodzące od wszystkich urządzeń elektrycznych znajdujących się wokół układu doświadczalnego jest dokładnie takie samo w każdym cyklu.

Do wytwarzania fikcyjnego pola magnetycznego użyta została silna, kołowo spolaryzowana wiązka laserowa (zwana dalej wiązką Starkowską) daleko odstrojona od linii $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$ i oświetlająca atomy wzdłuż osi x . Dodatkowo został wybudowany układ kształtujący jej przestrzenny rozkład natężenia. Składa się on z odbiciowego przestrzennego modulatora fazy światła (ang. spatial light modulator, SLM), znajdującego się w płaszczyźnie obrazowania chmury atomowej oraz polaryzującej kostki światłodzielącej. Całość działa na dokładnie takiej samej zasadzie jak powszechnie używane ekrany ciekłokrystaliczne. Obraz powierzchni SLM jest przełączany pomiędzy atomy, a kamerę CCD. Umożliwia to bezpośrednią kalibrację przestrzennego rozkładu natężenia światła [122] padającego na chmurę atomów. Dodatkowo cała pułapka otoczona jest zestawem 6 cewek, które umożliwiają precyzyjną kontrolę prawdziwego pola magnetycznego, w jakim znajdują się atomy. Zostały one skonfigurowane tak, by wytworzyć stałe w przestrzeni pole magnetyczne $\mathbf{B}$ o natężeniu $B = 100$ mG wzdłuż osi x , czyli tak by pokrywało się z kierunkiem fikcyjnego pola $\mathbf{B}_f$.

3.3 Charakteryzacja fikcyjnego pola magnetycznego

Rysunek 3.2 przedstawia wpływ wiązki Starkowskiej, o polaryzacji σ_- , odstrojeniu $\Delta_s = 2\pi \times 30$ GHz i średnim natężeniu $I_s = 160$ mW/cm², na precesję spinu. Odpowiada to fikcyjnemu polu magnetycznemu $\mathbf{B}_f$ o natężeniu $B_f = 20$ mG. Jego zwrot jest przeciwny do pola zewnętrznego $\mathbf{B}$. Lewa (a-c) oraz prawa (d-f) kolumna przedstawiają wyniki pomiaru dla wiązek Starkowskich o odpowiednio niejednorodnym rozkładzie natężenia (a) oraz o natężeniu wyrównanym za pomocą SLM (d). Panele (c) i (f) pokazują mierzone na detektorze różnicowym oscylacje $\langle \hat{F}_z \rangle(t)$ w czasie.

Ponieważ oscylacje są równomierne i wolnozmiennie, to stosując transforma-



Rysunek 3.2: Wpływ wiązki Starkowskiej na precesję spinów. Lewa oraz prawa kolumna przedstawiają wyniki pomiarów odpowiednio dla wiązki o niejednorodnym (a) oraz jednorodnym (b) rozkładzie natężenia. W obu przypadkach $\Delta_s = 2\pi \times 30$ GHz, a średnie natężenie wynosi $I_s = 160$ mW/cm², co odpowiada fikcyjnemu polu magnetycznemu o natężeniu $B_f = 20$ mG. Panele (c) i (f) przedstawiają oscylacje Larmora wraz z dopasowanym zanikiem wykładniczym. Panele (b) i (e) prezentują skumulowaną fazę tych oscylacji. Czerwona przerywana linia przedstawia fazę spodziewaną przy braku modulacji wiązki starkowskiej, natomiast kolor niebieski przedstawia zmierzoną fazę. Przerywana linia pionowa oznacza moment w którym wiązka starkowska została włączona.

cję Hilberta na zmierzonym sygnale $\langle \hat{F}_z \rangle(t)$ można odzyskać czasowy przebieg amplitudy i fazy oscylacji. Moduł transformaty Hilberta stanowi obwiednia, która została narysowana czerwoną linią na panelach (c) i (d). Natomiast faza transformaty Hilberta (czyli skumulowana faza oscylacji) została narysowana na panelach (b) i (e).

Jak widać z pomiaru, czas zaniku τ_s obserwowanych oscylacji $\langle \hat{F}_z \rangle$ po wyrównaniu natężenia światła znacząco się wydłużył.

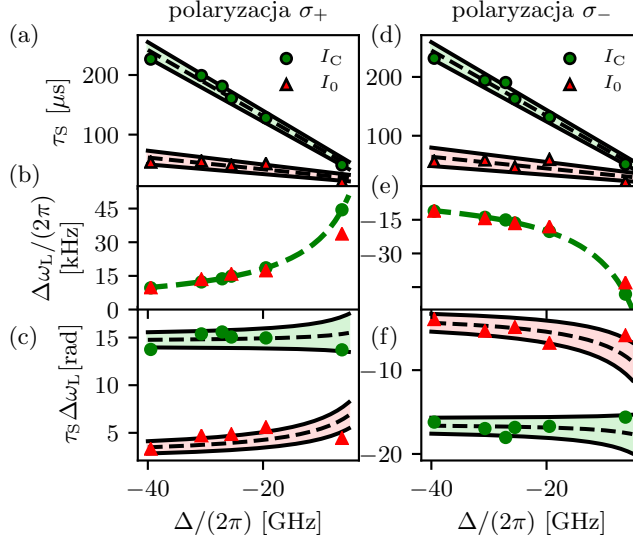
Zanik oscylacji $\langle \hat{F}_z \rangle_z$ może być spowodowany utratą napompowania (dekoherencją) lub przestrzennym rozfazowaniem spinów. Utrata napompowania może być wywołana absorpcją wiązki próbującej lub Starkowskiej. Absorpcja wiązki Starkowskiej jest jednak proporcjonalna do czynnika $1/\Delta_s^2$ [75], co przy odstrojeniu $\Delta_s = 2\pi \cdot 30$ GHz jest całkowicie zaniedbywalne. Zmniejszenie mocy wiązki próbującej do poziomu kilku μ W pozwala osiągnąć czas zaniku oscylacji $\tau_s = 700$ μ s.

Największy wkład do zaniku pochodzi od przestrzennej nierównomierności natężenia wiązki Starkowskiej. Przy oświetleniu chmury atomów wiązką o rozkładzie natężenia przedstawionym na rysunku 3.2 (a), czas zaniku oscylacji Larmora wyniósł zaledwie $\tau_s = 50$ μ s (rysunek 3.2 (c)). Wyrównanie go za pomocą SLM (rysunek 3.2 (d)) zwiększyło go do około $\tau_s = 250$ μ s (rysunek 3.2 (f)).

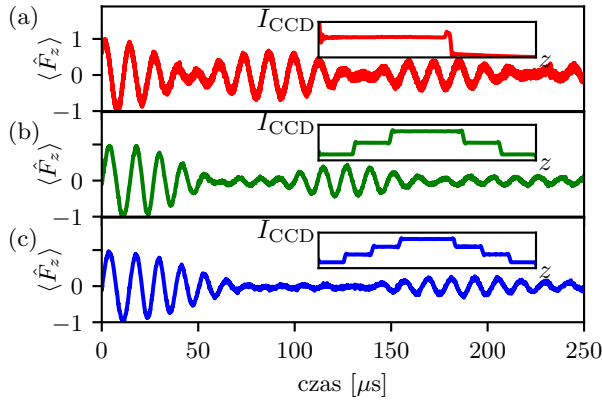
Rysunek 3.3 przedstawia, w jaki sposób zachowują się oscylacje Larmora pod wpływem wiązki Starkowskiej o różnych odstrojeniach Δ . Lewa oraz prawa kolumna odpowiadają polaryzacji kołowej σ_+ oraz σ_- wiązki Starkowskiej, co odpowiada dwóm przeciwnym zwrotom generowanego fikcyjnego pola magnetycznego. Czas życia oscylacji Larmora τ_s skaluje się liniowo (a, d) z odstrojeniem Δ . Jednocześnie, zgodnie z równaniami 3.4 i 3.6, zmiana częstości Larmora $\Delta\omega_L$ wywołana fikcyjnym polem magnetycznym skaluje się jak odwrotność odstrojenia Δ^{-1} (b, e). Oznacza to, że całkowita faza nadana spinom w czasie zaniku τ_s wynosi $\phi_s = \tau_s \Delta\omega_L$. W granicy dużych odstrojeń Δ faza ϕ_s nie zależy od Δ a jedynie od stopnia niejednorodności przestrzennego rozkładu natężenia wiązki Starkowskiej. W zaprezentowanym eksperymencie korekcja za pomocą SLM pozwoliła podnieść osiągalną fazę do $\phi_s = 15$ rad. Szczegółowa analiza dekoherencji spowodowanej niejednorodnością nadanej przestrzennej fazy znajduje się w następnym rozdziale poświęconym przestrzennej modulacji fazy fali spinowej.

3.4 Zanik i odrodzenie

Rysunek 3.4 przedstawia oscylacje średniego rzutu spinu $\langle \hat{F}_z \rangle(t)$ przy modulacji za pomocą wiązki Starkowskiej o schodkowym przestrzennym rozkładzie



Rysunek 3.3: Wpływ odstrojenia Δ na oscylacje Larmora z (I_C) oraz bez (I_0) korekcji natężenia za pomocą SLM. (a, d) Czas życia oscylacji τ_s wraz z dopasowaną prostą. (b, e) Zmiana częstości Larmora $\Delta\omega_L$ wywołana wiązką Starkowską wraz z dopasowaną krzywą teoretyczną (równanie 3.6) odpowiadającą natężeniu $I_s = 160 \text{ mW/cm}^2$. (c, f) Całkowita faza zakumulowana w czasie zaniku oscylacji Larmora $\phi_s = \tau_s\Delta\omega_L$. Lewa oraz prawa kolumna odpowiadają dwóm polaryzacji kołowym wiązki Starkowskiej, odpowiednio σ_+ oraz σ_- .



Rysunek 3.4: Dynamika spinu dla schodkowych profili przestrzennych natężenia wiązki Starkowskiej. Małe wykresy wewnętrzne pokazują przestrzenny rozkład natężenia wzdłuż osi z zarejestrowany przez kamerę CCD. Zaobserwowano dudnienia dla natężenia dwustopniowego (a) oraz zanik i odrodzenie sygnału dla profili trzy (b) i czterostopniowego (c).

natężenia $I_{CCD}(z)$. Taka modulacja odpowiada podzieleniu atomów na kilka grup z których każda ma inną częstość precesji ω_L . Dla dwóch stopni (a) obserwujemy dudnienia. Przy zwiększaniu liczby stopni, okres wygaszenia oscylacji $\langle \hat{F}_z \rangle$ staje się coraz wyraźniejszy. Przy czterech poziomach (c) oscylacje znikają niemal całkowicie na okres około $80 \mu s$. Po tym czasie pojawiają się ponownie. Widzimy więc, że za pomocą SLM można nadać spinom w poszczególnych miejscach przestrzeni takie fazy, by całkowite $\langle \hat{F}_z \rangle$ wynosiło zero. Dalsze działania wiązki Starkowskiej może przywrócić konstruktywną interferencję wkładów od poszczególnych fragmentów chmury. Wyniki takiego eksperymentu jednoznacznie wykazują, że rzeczywiście dokonaliśmy modulacji fazy precesji z rozdzielczością przestrzenną a nie po prostu zniszczenia stanu atomów lub ich wydmuchnięcia z pułapki.

Sygnał obserwowany na fotodiodzie $S(t)$ można przepisać w postaci analogicznej, jak w przy rozważaniu dopasowania fazowego przy odczycie fali spinowej (sekcja 2.4). Faza nabyta przez atomy ϕ jest zależna od położenia z i wynosi $\phi(z) = \omega_L(z)t$ gdzie $\omega_L(z)$ jest częstością precesji w obecności modulacji. Łatwo napisać:

$$S(t) \sim \int n e^{i\phi(z)} dz. \quad (3.7)$$

W przypadku podziału atomów na kilka różnie modulowanych części uzyskamy $S(t) \sim \sum n_j \exp(i\omega_j t)$, gdzie n_j jeśli liczbą atomów na grupie j .

3.5 Podsumowanie

W tym rozdziale przedstawiliśmy pierwszą eksperymentalną weryfikację możliwości modulacji fazy spójności atomowej z rozdzielczością przestrzenną. Konkretnie pokazaliśmy wprost możliwość zmieniania częstości precesji Larmora spinu atomów $\hat{F}$ poprzez wyświetlanie obrazów z projektora laserowego na chmurze. Do tego celu zbudowaliśmy układ umożliwiający dowolne kształtowanie przestrzennego rozkładu natężenia wiązki światła oświetlającego atomy. Z przedstawionych pomiarów można wyciągnąć kilka najważniejszych wniosków:

- Lasery i modulatory którymi dysponujemy umożliwiły modulowanie fazy przestrzennej precesujących spinów
- Możliwe jest uzyskanie efektów interferencyjnych pomiędzy różnymi fragmentami chmury - sygnał precesji można odwracalnie wygasić - co jest zupełnie alogiczne do zniszczenia i następnie naprawienia dopasowania fazowego
- Maksymalna osiągalna modulacja jest ograniczona przez niejednorodności przestrzenne wiązki Starkowskiej

Koncepcje pokazane w tym rozdziale stanowią preludium do modulacji fazy fal spinowych w pamięci kwantowej. Rzut spinów $\langle \hat{F}_z \rangle$ zostanie zastąpiony przez spójność pomiędzy poziomami stanu podstawowego $\rho_{g,h}$. Obserwowana amplituda sygnału średniego rzutu spinu na oś z wykazuje analogię z wydajnością odczytu z pamięci kwantowej, jak to zaargumentowaliśmy w ostatnim podrozdziale. Efekt ac-Starka wykorzystany do wytworzenia fikcyjnego pola magnetycznego może również posłużyć do zmiany rozsunęcia poziomów energetycznych stanu podstawowego, co po upływie czasu t w konsekwencji prowadzi do nadania spójności $\rho_{g,h}$ dodatkowej fazy.

Rozdział 4

Kompensacja aberracji

Po zaprezentowaniu modulacji przestrzennej fazy precesujących spinów, kolejnym krokiem jest modulacja przestrzennej fazy fal spinowych przechowywanych w pamięci kwantowej i weryfikacja nałożonego profilu fazowego. Do tego celu obmyśliliśmy eksperyment w którym wprowadzamy i kompensujemy zniekształcenie fazy fali spinowej. Weryfikacja poprawności procesu przeprowadzana jest na dwa sposoby: w polu dalekim sprawdzamy poprawność ogniskowania poprawionej wiązki, zaś w polu bliskim dokonujemy interferencyjnego pomiaru frontu falowego. Pomiar interferencyjny udało nam się rozszerzyć i pokazać, że dwa kolejne odczyty z pamięci mają taką samą fazę, niezależnie od powolnego dryfu interferometru pomiarowego.

W tym rozdziale pokazane zostanie działanie przestrzennego modulatora fazy fali spinowej. Zaprezentowana będzie możliwość kompensacji aberracji układu obrazującego, bezpośrednio na falach spinowych. Omówione zostaną również zagadnienia związane z niszczeniem spójności atomowej spowodowanej niejednorodnością nadrukowanej fazy. Wyniki te zostały opublikowane w [81].

Struktura rozdziału jest następująca:

- Sekcja 4.1 - Omówiona jest sekwencja przygotowująca atomy w odpowiednim stanie początkowym oraz sekwencja pomiarowa.
- Sekcja 4.1 - Przedstawiona jest budowa i działanie przestrzennego modulatora fazy fali spinowej.
- Sekcja 4.2 - Zaprezentowane są wyniki pomiarów wykonane za pomocą kamery dalekiego pola. Pokazana jest kompensacja fazy wprowadzonej przez dodatkową soczewkę cylindryczną.

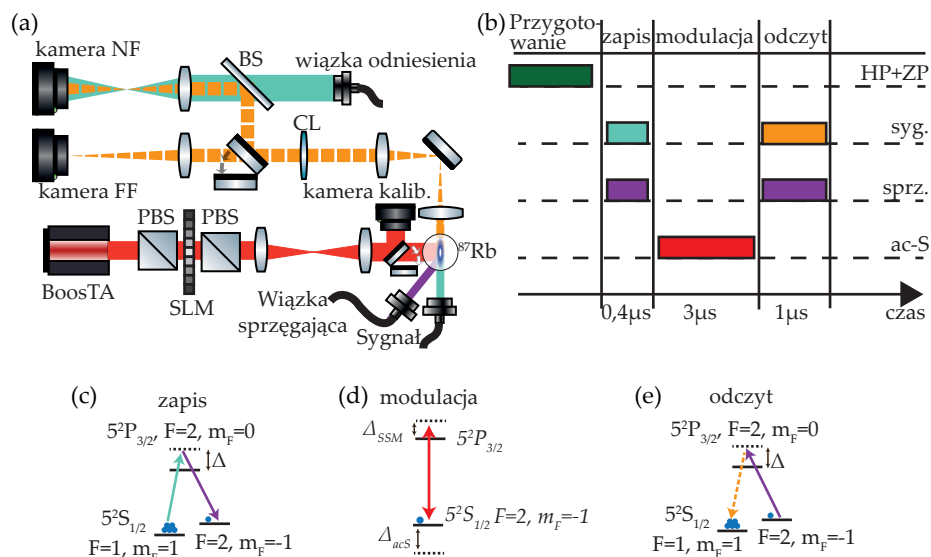
- Sekcja 4.3 - Przedstawione są pomiary interferencyjne za pomocą kamery bliskiego pola, które umożliwiają dokładne odtworzenie fazy nadanej falom spinowym oraz dekoherencji spójności atomowej nią spowodowaną.
- Sekcja 4.4 - Wyprowadzona została formuła określająca w jaki sposób dekoherencja fal spinowych skaluje się z nadaną im fazą przestrzenną. Wykonane pomiary potwierdzają jej zgodność z doświadczeniem.
- Sekcja 4.5 - Omówione jest zagadnienie stabilności fazy fal spinowych przechowywanych w pamięci kwantowej.

4.1 Eksperyment

Do zademonstrowania modulacji przestrzennej fazy fal spinowych wykorzystujemy wielomodową przestrzennie pamięć kwantową realizowaną w zimnym zespole atomów ^{87}Rb uwięzionych w pułapce magnetoptycznej (MOT). Rysunek 4.1 koncepcyjnie przedstawia układ eksperymentalny oraz sekwencję wykonywanych operacji. Sama pamięć działa w układzie Λ przedstawionym na rysunku 4.1 (c) i (e). Wiązka sprzęgająca Ω_c (silne pole laserowe) jest odstrojona o $\Delta = 2\pi \cdot 20$ MHz od przejścia $|h\rangle = 5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 1 \rightarrow |e\rangle = 5^2P_{3/2}, F' = 2, m_F = 0$ natomiast słaby sygnał Ω_s jest z nią w rezonansie dwufotonowym na przejściu $|h\rangle \rightarrow |g\rangle = 5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -1$.

Ponieważ rezonans dwufotonowy jest bardzo wąski (w praktyce tak szeroki jak poszerzenie natężeniowe spowodowane wiązką sprzęgającą), ważne jest by różnica częstotliwości między wiązką sprzęgającą, a sygnałem była stabilna. Z tego powodu aby utworzyć wiązkę sygnałową, niewielka część lasera wiązki sprzęgającej jest podebrana i zmodulowana za pomocą modulatora elektroptycznego na częstotliwości bliskiej rozszczepieniu poziomów $|h\rangle \rightarrow |g\rangle$, syntezowanej jako 6,835 GHz względem generatora kwarcowego. Boczne pasmo modulacji jest izolowane przez aktywnie stabilizowaną wnękę Fabry-Pérot [1]. Wiązki sprzęgająca i sygnałowa są dwukrotnie uginane na modulatorach akustooptycznych, które są niezależnie sterowane z generatorów DDS działających na częstotliwości około 80 MHz. Poprzez drobne przestrajanie jednego z tych generatorów możliwe jest bardzo dokładne ustawienie różnicy częstotliwości między sygnałem i wiązką sprzęgającą, z precyzją dużo lepszą niż wymaga tego czas prowadzenia przejścia dwufotonowego. W praktyce znajdujemy rezonans dwufotonowy obserwując absorpcję wiązki sygnałowej w chmurze atomów.

Sekwencja eksperymentalna. Rysunek 4.1 przedstawia sekwencję czasową używanych impulsów laserowych. Na początku atomy są pompowane do stanu $|g\rangle$ za pomocą dwóch laserów: tzw. pompy nadsubtelnej (HP) dostrojonej do



Rysunek 4.1: (a) Uproszczony schemat eksperymentu. Przestrzenny modulator fazy fali spinowej składa się ze wzmacniacza laserowego (BoosTA) oraz przestrzennego modulatora światła (SLM) skonfigurowanych do kształtowania profilu natężenia wiązki Starkowskiej i zobrazowania jej na zespole atomów rubidu. (b) Sekwencja czasowa impulsów używanych w eksperymencie. (c-e) Schemat poziomów energetycznych używanych w procesie zapisu, modulacji wiązką Starkowską oraz odczytu. Użyte skróty: NF —bliskie pole, FF —dalekie pole, PBS —polaryzująca kostka światłodzielająca, BS —płytką światłodzielająca, HP+ZP —Pompy nadsubtelna i Zeemanowska.

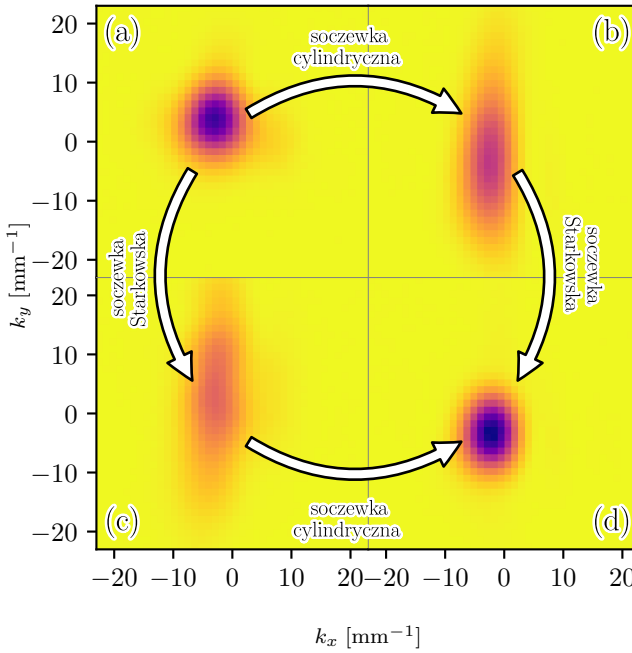
przejścia $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F' = 2$ oświetlającej atomy z kilku stron oraz kołowo spolaryzowanej pompy Zeemanowskiej (ZP) dostrojonej do przejścia $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 1$. Pompa Zeemansowska propaguje się wzdłuż osi z , która tym sposobem staje się osią kwantyzacji. Następnie przez około 300 ns wiązki sprzęgająca oraz sygnałowa wytwarzają w atomach spójność $\rho_{g,h}$ pomiędzy stanami $|g\rangle$ i $|h\rangle$. Obie wiązki mają postać fal płaskich na obszarze chmury. Pomiedzy zapisem, a odczytem, przez okres $3 \mu s$, fale spinowe są modulowane za pomocą przestrzennego modulatora fazy fali spinowej opisanego w następnym punkcie. Ponowne oświetlenie atomów wiązką sprzęgającą powoduje konwersję spójności atomowej na sygnał odczytu.

Modulator przestrzenny. Przestrzenny modulator fazy fali spinowej opiera się na przestrzennie zmiennym efekcie ac-Starka uzyskanym za pomocą silnej wiązki Starkowskiej, odstrojonej o $\Delta_{SSM} \approx 1.5$ GHz od przejścia $|h\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (rysunek 4.1 (d)). Budowa modulatora jest dokładnie taka jak przedstawiona w sekcji 3.2, z tą różnicą, że światło oświetlające atomy ma polaryzację liniową π wzdłuż osi kwantyzacji z (rysunek 4.1 (a)). Indukuje ono przestrzennie zmienne przesunięcie ac-Starka Δ_{acS} , zmieniające rozsuniecie poziomów $|g\rangle$ i $|h\rangle$. Przesunięcie zmienia tempo akumulacji fazy przechowywanej spójności atomowej $\rho_{g,h}$. Z równań 3.2 znajdujących się w poprzednim rozdziale można pokazać, że przesunięcie Δ_{acS} jest proporcjonalne do natężenia światła $I(y)$. W ten sposób można nadać falam spinowym dodatkową fazę $\rho_{g,h} \rightarrow \rho_{g,h} \exp[i\varphi(y)]$, gdzie $\varphi(y) \propto I(y)T$, a T jest czasem przez jaki atomy są oświetlane przez wiązkę Starkowską [118].

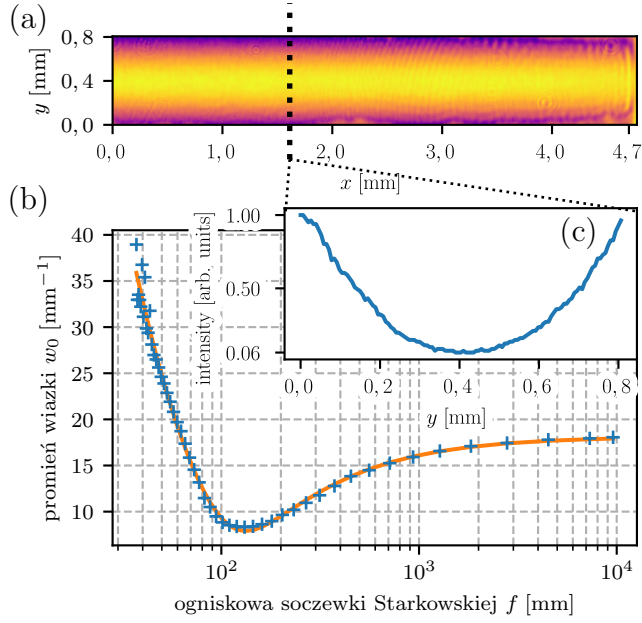
Możliwości pomiarowe. Światło odczytane z atomów jest odwzorowywane przy pomocy teleskopu o powiększeniu $M = 4$ na płaszczyznę w której można wstawić soczewkę cylindryczną o ogniskowej $f_{ph} = -2000$ mm, aby zakrzywić front falowy lub skompensować jego uprzednie zakrzywienie. Następnie światło może biec albo do kamery obserwacji natężenia w dalekim polu (FF), albo alternatywnie do interferometru z kamerą w bliskim polu (NF).

4.2 Charakteryzacja dalekopolowa

Eksperyment można skonfigurować na 4 podstawowe sposoby (a) bez żadnej modulacji, (b) z soczewką cylindryczną w układzie obrazującym, (c) z paraboliczną fazą nałożoną na spójność atomową, (d) zarówno z soczewką cylindryczną jak i modulacją fazy kompensującą jej efekt. Przestrzenny rozkład natężenia światła odczytywanego w dalekim polu we wszystkich tych przypadkach przedstawia rysunek 4.2. Wydajność kompensacji, czyli stosunek całkowitego



Rysunek 4.2: Obraz sygnału odczytu zarejestrowany przez kamerę dalekiego pola (a) bez modulacji, (b) z soczewką cylindryczną w układzie obrazującym, (c) z paraboliczną fazą nałożoną na spójność atomową, (d) zarówno z soczewką cylindryczną jak i modulacją fazy kompensującą jej efekt. Modulacja niszczy około 20% spójności. Zgodność kształtu (a) i (d) mierzona jako wierność wynosi $\mathcal{F} \approx 96\%$.



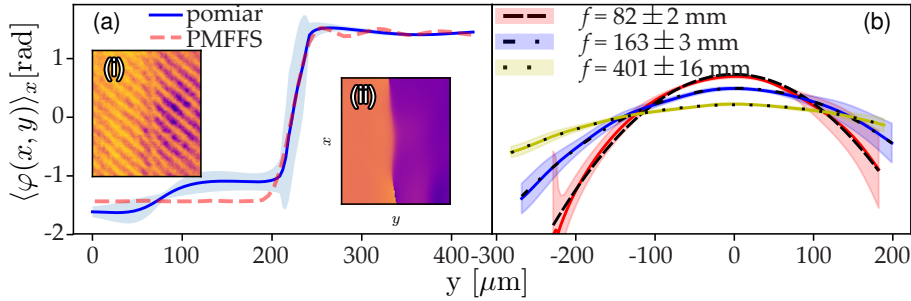
Rysunek 4.3: Kompensacja soczewki cylindrycznej za pomocą modulacji Starkowskiej. (a), (c) przedstawia przestrzenny profil natężenia wiązki modulującej, zarejestrowany przez kamerę kalibracyjną, który jest paraboliczny wzdłuż osi y oraz stały wzdłuż osi z . (b) Promień wiązki w_0 sygnału odczytany zarejestrowany przez kamerę dalekiego pola w funkcji mocy $1/f$ soczewki Starkowskiej, proporcjonalnej do natężenia wiązki modulującej. Linia ciągła jest dopasowaniem modelu teoretycznego.

natężenia światła odczytanego po zastosowaniu modulacji i soczewki do natężenia bez nich wynosi $\eta = I_d/I_a \approx 80\%$.

Wierność. Dodatkowo zdefiniować można wierność kompensacji

$$\mathcal{F} = \frac{\langle \sqrt{I_d(x', y')} \sqrt{I_a(x', y')} \rangle_{x', y'}}{\sqrt{\langle I_d(x', y') \rangle_{x', y'} \langle I_a(x', y') \rangle_{x', y'}}}, \quad (4.1)$$

która sięga około 96%. Obserwowane natężenia $I_d(x', y')$ oraz $I_a(x', y')$ są przedstawione na rysunku 4.2 (d) oraz 4.2 (a).



Rysunek 4.4: Interferencyjny pomiar fazy przestrzennej nadanej spójności atomowej. (i) Przykładowy obraz prążków interferencyjnych zarejestrowanych przez kamerę bliskiego pola oraz (ii) odpowiadająca mu zrekonstruowana przestrzenna faza. (a) Faza ze schodkowym skokiem o π rad, uśredniony wzdłuż osi x . Niebieska linia jest wartością zmierzoną, natomiast przerywana czerwona wartością spodziewaną na podstawie obrazu wiązki Starkowskiej z kamery kalibracyjnej. (b) Paraboliczne profile fazy nadrukowane na fale spinowe.

Modulacja jako soczewka o zmiennej mocy. Aby upewnić się co do poprawności działania modulacji przeprowadziliśmy pomiar średnicy pionowej wiązki odczytywanej w dalekim polu w funkcji natężenia wiązki modulującej przy obecności soczewki cylindrycznej. Minimalna średnica wiązki odczytywanej w dalekim polu jest ograniczona przez poprzeczny rozmiar chmury atomowej w_{sw} . Konkretnie spodziewamy się, że amplituda światła odczytywanego w płaszczyźnie chmury atomowej $A(y)$ ma postać gaussowską $\exp(-y^2/w_{sw}^2)$, na którą nałożone są fazy pochodzące od soczewki $\varphi_{ph}(y)$, od modulacji $\varphi(y)$, a także tłumienie wynikające z dekoherencji wywołanej modulacją. Kamera umieszczona w dalekim polu rejestruje transformatę Fouriera opisanej amplitudy $\tilde{A}(k_y)$. Można w ten sposób obliczyć średnicę plamki rejestrowanej w dalekim polu w funkcji mocy modulacji. Rysunek 4.3 przedstawia porównanie wyników eksperymentalnych z przewidywaniem analitycznym. Stosując modulację przez czas $T = 3$ μs , najkrótsza uzyskana ogniskowa wynosiła $f = 40$ mm.

4.3 Charakteryzacja interferometryczna

Aby precyzyjnie scharakteryzować przestrzenną modulację fazy spójności atomowej, sygnał odczytany z pamięci jest interferowany z dużą, skolimowaną wiązką odniesienia, nachyloną pod kątem 22 mrad, a następnie rejestrowany na kamerze bliskiego pola (rysunek 4.4). Przyjmijmy, że $h(\mathbf{r}_\perp) =$

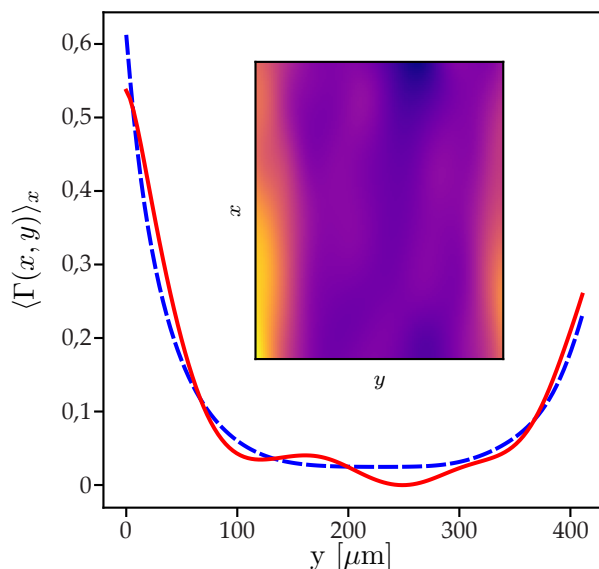
$|h(\mathbf{r}_\perp)| \exp[i\varphi(\mathbf{r}_\perp)]$ jest przestrzennym rozkładem amplitudy sygnału odczytu. Wtedy, przyjmując amplitudę wiązki odniesienia jako A_0 , natężenie rejestrowane przez kamerę będzie wynosić

$$I_{\text{inter}}(\mathbf{r}_\perp) = |h(\mathbf{r}_\perp) + A_0 e^{i\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}_\perp}|^2 = |h(\mathbf{r}_\perp)|^2 + A_0^2 + A_0 |h(\mathbf{r}_\perp)| \exp(i\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}_\perp + i\varphi(\mathbf{r}_\perp)) + c.c. \quad (4.2)$$

Demodulacja obrazu. Amplitudę i fazę ostatniego członu można odzyskać jeśli na przekroju $h(\mathbf{r}_\perp)$ mamy do dyspozycji wiele prążków, a tak ustawiamy interferometr. Wówczas transformata Fouriera zmierzonego profilu $I_{\text{inter}}(\mathbf{r}_\perp)$ zawiera trzy wyraźnie rozdzielone składowe: dwa pierwsze człony równania 4.2 są wolnozmiennie i wobec tego ich transformata będzie skupiona wokół zerowych częstości, natomiast człon interferencyjny rozdzieli się na składową wokół $\mathbf{K}_0$ oraz sprzężenie zespolone wokół $-\mathbf{K}_0$. Po przeprowadzeniu numerycznej transformaty Fouriera każdego obrazu z kamery można wyciąć fragment odpowiadający $A_0 |h(\mathbf{r}_\perp)| \exp(i\mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r}_\perp + i\varphi(\mathbf{r}_\perp))$ i odzyskać całą tę funkcję zespoloną dokonując odwrotnej transformaty. Tym sposobem można wyznaczyć amplitudę $2A_0 |h(\mathbf{r}_\perp)|$ oraz fazę sygnału odczytu $\varphi(\mathbf{r}_\perp)$ [123]. Wykonując pomiar z modulacją oraz bez niej można odzyskać fazę wprowadzaną przez modulację niezależnie od ewentualnych aberracji układu.

Profil schodkowy. Aby zademonstrować możliwości metody i wydajność modulatora przestrzennej fazy, wykonajmy modulację fazy z płaskim profilem wzdłuż x i stopniem o wysokości π przy wybranym y (rysunek 4.4). Wstawka (i) przedstawia przykładowe prążki interferencyjne zarejestrowane na kamerze dalekiego pola. Wstawka (ii) przedstawia fazę $\varphi(x, y)$ odzyskaną z 10^4 zarejestrowanych klatek. Ciągła niebieska linia na głównym wykresie przedstawia fazę uśrednioną wzdłuż osi x , $\langle \varphi(x, y) \rangle_x$, podczas gdy obszar zacieniony na niebiesko odpowiada jego odchyleniu standardowemu. Czerwona linia przerywana przedstawia natomiast uśredniony wzdłuż osi x profil natężenia wiązki starkowskiej, obserwowanej przez dodatkową kamerę kalibracyjną, przeskalowaną w celu dopasowania do obserwowanych profili fazowych. Wierność odwzorowania pomiędzy zmierzonym $\varphi(x, y)$, a oczekiwanym profilem fazowym $\varphi_0(x, y)$ jest zdefiniowana analogicznie do wyrażenia 4.1 z $\sqrt{I} \rightarrow \varphi$ i wynosi $\mathcal{F} = 98\%$. Wydajność zdefiniowana jako stosunek całkowitej energii sygnału odczytu zmodulowanego do niezmodulowanego wynosi $\eta = 77\%$.

Profile cylindryczne. Panel (b) rysunku 4.4 przedstawia profile fazowe kilku cylindrycznych soczewek Starkowskich, uśrednionych wzdłuż osi x . Obszar zacieniony odpowiada jednemu odchyleniu standardowemu. By odzyskać ogni-



Rysunek 4.5: Obserwowana interferencyjnie dekoherencja fal spinowych. Wstawka przedstawia stosunek amplitud sygnału odczytu zmodulowanego $h(x, y)$ oraz niezmodulowanego $h_0(x, y)$. Wykres główny przedstawia obliczony czynnik zaniku $2\Gamma = \ln h/h_0$ (czerwona linia ciągła) oraz dopasowanie funkcji proporcjonalnej do kwadratu nałożonej fazy $\gamma\varphi(y)^2$ (niebieska linia przerywana)

skową soczewki, do odzyskanego profilu fazy $\varphi(x, y)$ dopasowana została powierzchnia paraboliczna, a jej średnia wzdłuż osi x została przedstawiona przez różne typy linii przerywanych. Niepewność odzyskanej ogniskowej uzyskano jako odchylenie standardowe z 10 niezależnych pomiarów. Wierność odwzorowania waha się od $\mathcal{F} = 95\%$ dla $f = 82$ mm do $\mathcal{F} = 98\%$ dla $f = 163$ mm i $f = 401$ mm. Dla wszystkich ogniskowych wydajność η pozostała powyżej 80%.

4.4 Zanik dopasowana fazowego

Charakteryzacja interferometryczna umożliwia dokładniejsze zbadanie zagadnienia osłabienia natężenia światła odczytywanego po dokonaniu modulacji fal spinowych. Eksperyment pokazał, że zanik ten skaluje się z kwadratem nałożo-

nej fazy. Okazuje się, że można to całkowicie wyjaśnić jako utratę dopasowania fazowego wywołaną przez niejednorodne oświetlenie modulujące.

Podobnie jak w poprzednim rozdziale (sekcja 3.4) zapiszmy sygnał odczytywany z pamięci w postaci analogicznej jak w przy rozważaniu dopasowania fazowego przy odczycie fali spinowej (sekcja 2.4). Faza nabyta przez atomy jest zależna od położenia z i wynosi $\varphi(x, y, z) = \alpha TI(y, z)$, gdzie α jest czynnikiem proporcjonalności, a T jest czasem przez jaki wiązka Starkowska oddziałuje na atomy. Amplituda w wybranym punkcie kamery $A(x, y)$ stanowi sumę wkładów od poszczególnych plasterków chmury atomowej:

$$A(x, y) \propto \int n e^{i\varphi(x, y, z)} dz. \quad (4.3)$$

Przy doskonale działającym oświetleniu laserowym rozkład natężenia wiązki Starkowskiej I oświetlającej atomy powinien w rozważanym eksperymencie zależeć jedynie od y , oraz nie zależeć od z .¹ Jednakże, w rzeczywistości natężenie to ma pewne odstępstwa od tego ideału $I(y, z) = I_0(y) + \Delta I(z, y)$. W efekcie dla każdej wysokości y na obrazie wyjściowym będziemy uzyskiwać sumę wkładów od atomów które nie są ze sobą zgodne w fazie. Przyjmijmy, że odstępstwa $\Delta I(z, y)$ są losowe, gaussowskie i o średniej zero. Założenie o gaussowskim szumie potwierdza obraz wiązki Starkowskiej zarejestrowanej na kamerze kalibracyjnej. Co więcej odchylenie standardowe szumu jest proporcjonalne do lokalnego natężenia światła w stosunku $\sigma_I / I_0 \approx 6\%$. Obserwowaną zależność można zrozumieć jako efekt interferencji właściwej wiązki zmodulowanej z przypadkowymi rozproszczeniami tej wiązki na różnych elementach układu. Ponownie spójrzmy na równanie 4.2 - niech h gra przez chwilę rolę rozproszeń. Rozproszczenia o bardzo małym udziale energetycznym $|h|^2 \simeq 0,4\% |A_0|^2$ wystarczą, aby spowodować obserwowane efekty interferencyjne $hA_0^* \simeq 6\% |A_0|^2$. Rozproszczenia od dowolnych elementów metalowych, krawędzi szkła itp. dają fale padające na chmurę pod bardzo dużym kątem w stosunku do wiązki zasadniczej, czyli bardzo geste prążki. Mieszanina takich prążków w czasie kilku mikrosekund jest nieruchoma i stanowi omawiany szum.

Wykorzystajmy wzór 4.3 aby obliczyć natężenie na kamerze $|A(x, y)|^2$. Ponieważ szum natężenia $\Delta I(z, y)$ zmienia się na odległościach dużo mniejszych niż długość chmury L , to całkowanie wzdłuż z możemy zastąpić uśrednianiem po rozkładzie prawdopodobieństwa wystąpienia odchylenia:

$$A(x, y) \propto \exp[i\alpha TI_0(y)] \langle \exp(i\alpha T \Delta I) \rangle = \exp[i\alpha TI_0(y)] \exp\left(-\frac{\alpha^2 T^2 \sigma_I^2}{2}\right).$$

¹Oś x jest ustawiona wzdłuż biegu wiązki modulującej i na grubości chmury $\sim 0,5\text{mm}$ zaniedbujemy wszelką zależność natężenia

Warto zwrócić uwagę na to, że o ile faza nałożona na spójność atomowa rośnie liniowo z energią impulsu modulującego $\varphi(x, y, z) = \alpha TI(y, z)$, to zanik dopasowana fazowego $\alpha^2 T^2 \sigma_I^2$ skaluje się już kwadratowo. Natężenie odczytu spada jak $\exp[-\gamma \varphi^2]$ z $\gamma = (\sigma_I / I_0)^2$.

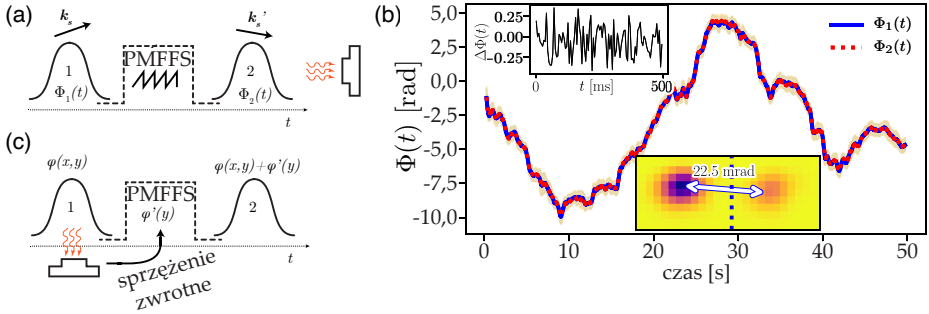
Kwadratowa zależność wykładnika zaniku od fazy została potwierdzona przez pomiar interferencyjny opisany w poprzedniej sekcji. Pomiar ten umożliwia jednocześnie odzyskanie nadrukowanej fazy oraz przestrzennego rozkładu amplitudy sygnału odczytu $h(x, y)$. Porównując sygnały odczytu z modulacją $h(x, y)$ oraz bez modulacji $h_0(x, y)$, można odzyskać $2\Gamma = \ln h / h_0$. Rysunek 4.5 przedstawia wielkość czynnika $\Gamma(y)$, uśrednionego wzdłuż osi x , dla Soczewki Starkowskiej o ogniskowej $f = 82 \pm 2$ mm (profil fazy przedstawiony na rysunku 4.4 (b)). Z dopasowania otrzymaliśmy $\gamma = (4,2 \pm 1,4) \cdot 10^{-2}$. Odpowiada to względnemu odchyleniu standardowemu szumu natężenia na poziomie $\sigma_I / I_0 = (29 \pm 5)\%$. Wynik ten jest znacznie wyższy, niż to wynika z bezpośrednich pomiarów na kamerze kalibracyjnej (około 6%). Jest to spowodowane prawdopodobnie zbyt niską rozdzielczością kamery i precyzją jej ustawienia, co utrudnia obserwowanie szybko zmiennych profili, takich jak gęste plamki.² Dekoherecja spowodowana utratą dopasowania fazowego na skutek losowej modulacji fazy przez przypadkowy szum na obrazie optycznym jest główną przyczyną dekoherencji fal spinowych przechowywanych w pamięci, znacznie istotniejszą niż absorpcja wiązki Starkowskiej, czy poszerzenie natężeniowe.

4.5 Stabilność fazy

Spójność atomowa może być odczytana jako kilka czasowo oddzielonych od siebie impulsów świetlnych poprzez zastosowanie serii krótkich impulsów wiązki sprzęgającej. Dzięki modulacji możliwa jest zmiana fazy przestrzennej kolejnych odczytów. Modulacja n -tego impulsu może zależeć od wyników wszystkich poprzednich pomiarów (np. poprzez pętlę sprzężenia zwrotnego). W ten sposób, modulacja fazy przestrzennej może być stosowana do realizacji pomiarów adaptacyjnych z rozdzielczością przestrzenną. Idea takiego pomiaru została pokazana na rysunku 4.6 (c). Można sobie wyobrazić dokonanie w czasie rzeczywistym takiej modulacji, która spowoduje przejście od pomiaru w bliskim polu do pomiaru w polu dalekim. W przypadku gdyby emitowane światło podlegało detekcji homodynowej, możnaby w każdym punkcie zmieniać podlegającą detekcji kwadraturę. Otwierają się zatem nowe możliwości w optycznych protokołach komunikacji i przetwarzania informacji.

Rysunek 4.6 (a) przedstawia schemat zastosowanej sekwencji pomiarowej.

²Analogiczny pomiar przeprowadzony w najnowszym układzie optycznym wykazał już dobrą zgodność.



Rysunek 4.6: (a), (b) Pomiar stabilności fazy pomiędzy dwoma sygnałami odczytu wykonanymi w różnych momentach czasu. (a) Sekwencja operacji na pamięci. Drugi odczyt jest przesunięty w przestrzeni fourierowskiej poprzez nałożenia na spójność atomową dodatkowej liniowej fazy. (b) Odzyskana globalna faza sygnałów odczytu ($\Phi_1(t)$ i $\Phi_2(t)$). Górna wstawka przedstawia różnicę faz $\Delta\Phi(t) = \Phi_1(t) - \Phi_2(t)$ dla pierwszych 500 ms pomiaru. Dolna wstawka przedstawia natomiast moduł transformacji Fouriera obrazu zarejestrowanego na kamerze. Dwa widoczne maksima odpowiadają odpowiednio sygnałowi z pierwszego i drugiego odczytu. (c) Idea pomiarów adaptacyjnych z pętlą sprzężenia zwrotnego. Modulacja przestrzennej fazy przed drugim pomiarem może zależeć od wyniku pierwszego.

Pierwszy odczyt wykonywany jest po $1\ \mu\text{s}$ przechowywania w pamięci przy użyciu krótkiego impulsu wiązki sprzęgającej o długości 200 ns. Dalej, na spójność atomową zostaje nadrukowana liniowa faza Fresnelowska (profil piłk kształtny z zębami o wysokości 2π rad), która przesuwą pozostałą spójność w domenę Fourierowskiej. Jest ona odczytywana po $10\ \mu\text{s}$. Dzięki modulacji przestrzennej fazy spójności atomowej odczyty są rozdzielone przestrzennie w polu dalekim. Oba odczytywane impulsy interferują z wiązką odniesienia, a prążki interferencyjne są rejestrowane na pojedynczej klatce kamery bliskiego pola.

Stosując analizę fourierowską, odczytane sygnały mogą zostać łatwo odseparowane (rysunek 4.6 (b)). Dla każdego z nich odzyskiwana była faza globalna $\Phi(t)$, metodą opisaną w sekcji 4.3. Wstawka w lewym górnym rogu rysunku 4.6 (b) przedstawia ich różnicę $\Delta\Phi(t) = \Phi_1(t) - \Phi_2(t)$ przez pierwsze 500 ms. Średnie odchylenie standardowe $\Delta\Phi(t)$ wynosi około 0,2 rad. Może to wynikać z niestabilności fazy pomiędzy wiązką sprzęgającą, a sygnałem. Sygnał jest wytwarzany poprzez zmodulowanie lasera wiązki sprzęgającej za pomocą modulatora elektrooptycznego na częstotliwości 6,8 GHz, a następnie odfiltrowanie odpowiedniego pasma za pomocą aktywnie stabilizowanej wnęki Fabry-Pérot. Zbyt wolna pętla sprzężenia zwrotnego powoduje oscylacje częstotliwości rezonansowej wnęki. Wiedząc, że finezja wnęki wynosi 100, a zakres między kolejnymi jej rezonansami wynosi 10 GHz, można obliczyć, że każdy MHz odsunięcia od rezonansu wnęki nadaje wiązce dodatkową fazę 20 mrad. Obserwując sygnał błędu użyty do stabilizacji wnęki, oszacowaliśmy, że jej niestabilność powinna generować średnie odchylenie standardowe $\Delta\Phi(t)$ na poziomie około 0,1 rad. Uwzględniając to, że wiązka sprzęgająca, sygnał jak i wiązka odniesienia muszą przepropagować się przez 10 m światłowodu, odchylenie to może dodatkowo wzrosnąć do zmierzonego poziomu 0,2 rad.

4.6 Podsumowanie

W rozdziale tym opisana została technika modulacji przestrzennej fazy fali spinowej przy pomocy efektu ac-Starka. Zademonstrowane zostało nakładanie na sygnał odczytu dowolnie wybranej, jednowymiarowej przestrzennej fazy. Najważniejsze wyniki przedstawione w tym rozdziale to:

- Demonstracja kompensacji fazy nałożonej na sygnał odczytu za pomocą soczewki cylindrycznej z wiernością $\mathcal{F} = 95\%$ oraz wydajnością definowaną jako stosunek mocy sygnału kompensowanego do niemodulowanego na poziomie 80%,
- Interferencyjny pomiar nadrukowanej fazy. Wierność pomiędzy fazą zmierzoną, a żadaną na poziomie powyżej 95%.

- Wykorzystanie analizy dopasowania fazowego do potwierdzenia, że najważniejszą przyczynę dekoherencji jest ziarnista struktura obrazu wyświetlanego na chmurze atomów
- Demonstracja dwuetapowego odczytu z modulacją fazy pomiędzy etapami. Zmierzona została stabilność fazy pomiędzy odczytami oddzielnymi czasowo o $10\ \mu\text{s}$. Średnie odchylenie standardowe różnicy faz między poszczególnymi odczytami $\Delta\Phi(t)$ wynosiło $0,2\ \text{rad}$ i jej głównym źródłem były zewnętrzne elementy układu eksperymentalnego.

Przedstawione wyniki dają obiecującą perspektywę na dalsze zastosowania przestrzennej modulacji fazy. Wysoka wierność nakładania fazy na fale spinowe umożliwia stworzenie elementu optycznego z kontrolowalnym i dowolnym profilem fazowym. Może mieć to zastosowanie w kompensacji aberracji w układzie obrazującym, co wpływa pozytywnie na liczbę modów dostępnych w pamięci kwantowej.

Dzięki przestrzennej modulacji fazy możliwe jest w umieszczenie w układzie dodatkowej soczewki o dowolnej ogniskowej. Można to wykorzystać m.in. do szybkiego zmieniania układu obrazującego pomiędzy blisko, a dalekopoolowym. Aktywny wybór bazy pomiarowej jest niezbędny w protokołach komunikacji kwantowej opartej na paradoksie Einsteina-Podolskiego-Rosena [84–86].

Zademonstrowany wieloetapowy odczyt z pamięci kwantowej może pozwolić w dalszej przyszłości na tworzenie sekwencji ze sprzężeniem zwrotnym, w którym modulacja fazy fali spinowej zależy od wyniku wcześniejszego pomiaru. Otwiera to nowe możliwości prowadzenia pomiarów adaptatywnych [83] a także superaddytywnych [124].

Ponieważ modulacja fazy opiera się na rozsuwaniu poziomów energetycznych, pomiędzy którymi przechowywana jest spójność atomowa, przedstawiony schemat można adaptować, poprzez zmianę długości fali lasera modulującego, do innych ośrodków materialnych np. na ciepłych par atomowych [31–33] (konieczne znaczne zwiększenie odstrojenia i mocy), centrów barwnych w diamentach [35–37], czy domieszek metali ziem rzadkich w ciele stałym [38,39]

Modulacja fazy fal spinowych wzdłuż osi kwantyzacji pozwala na modyfikowanie struktury czasowej sygnału odczytu. Takie użycie modulacji przestrzennej fazy fal spinowych zostanie zaprezentowane w następnym rozdziale.

Rozdział 5

Czasowo-częstotliwościowa transformacja Fouriera dla światła

W toku prowadzonych badań okazało się, że naturalnym rozwinięciem koncepcji soczewki przedstawionej w poprzednim rozdziale są soczewki czasowe, które można zrealizować przy wykorzystaniu protokołów GEM (gradient echo memory). Soczewkę można wykorzystać do realizacji przestrzennej transformacji Fouriera pola optycznego. Naturalnie wobec tego nasuwa się użycie soczewki czasowej do konstrukcji spektrometru. Realizacja spektrometru w pamięci kwantowej okazuje się skutkować nadzwyczajną rozdzielczością, z którą konkurować mogą jedynie bardzo dobre wnęki. Aby zrozumieć przyczynę tego faktu przypomnijmy sobie, że rozdzielczość spektrometru δ_ω jest ograniczona maksymalnym opóźnieniem τ pomiędzy najkrótszą, a najdłuższą drogą optyczną jaka się w nim realizuje (skrajne pozycje na siatce, skrajne pozycje lustra w interferometrze lub finezja wnęki razy jej długość), $\delta_\omega = 1/\tau$. W przypadku pamięci kwantowej opóźnienie τ jest czasem życia pamięci, ograniczonym ostatecznie w naszym przypadku termicznym ruchem atomów. W opracowanym protokole do pamięci zapisuje się badany impuls świetlny, a po przetworzeniu odczytujemy po kolei poszczególne jego częstotliwości.

Protokół zachowuje relacje fazowe i jest odwracalny - może służyć do syntezy impulsu o zadanym widmie z podanych po kolei składników spektralnych. Najkrótszy impuls jaki możnaby uzyskać poprzez spójne dodanie częstotliwości z pełnego pasma spektrometru B będzie miał długość $\delta_t \sim 1/B$. Wobec tego dla spektrometru który potrafi rozdzielić pasmo na B/δ_ω punktów pomiarowych

możemy liczbę punktów przepisać na wiele sposobów $\mathcal{B}/\delta_\omega = \ll \mathcal{B} = 1/(\delta_t \delta_\omega)$. Rysunek 5.1 przedstawia porównanie naszego spektrometru z istniejącymi implementacjami pod względem dostępnego pasma częstotliwości $\mathcal{B}$, z którego spektrometr przetwarza światło oraz rozdzielczości spektralnej δ_ω .

Struktura rozdziału jest następująca:

- Sekcja 5.1 - Wprowadzona zostanie funkcja Wignera, która umożliwia przedstawienie modulacji czasu i częstotliwości sygnału świetlnego w języku optyki geometrycznej.
- Sekcja 5.2 - Przedstawiona zostanie koncepcja soczewki oraz propagacji czasowej.
- Sekcja 5.3 - Zaprezentowana zostanie idea spektrometru oraz ograniczenia jego rozdzielczości i pasma wynikające bezpośrednio z rozmiaru chmury atomowej oraz natężenia wiązki sprzęgającej.
- Sekcja 5.4 - Omówiona zostanie budowa układu eksperymentalnego oraz sekwencja pomiarowa. Zestawione ze sobą zostaną również wyniki pomiarów wraz z wynikami symulacji numerycznych na bazie równań Maxwella-Blocha wyprowadzonych w rozdziale 2.
- Sekcja 5.5 - Pokazuje zależność wydajności spektrometru od jego rozdzielczości oraz dostępnego pasma.

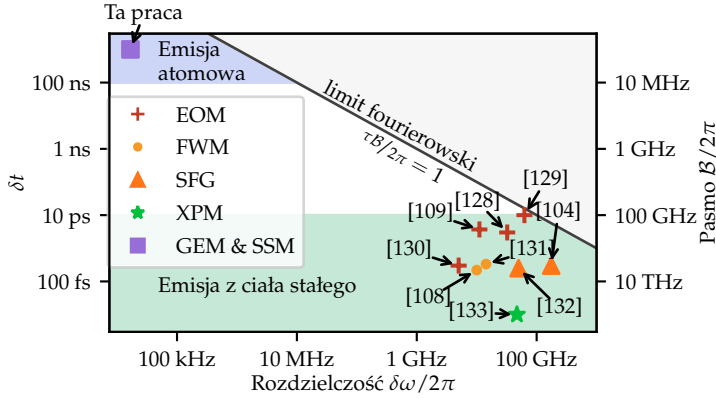
Wyniki rozdziału zostały opublikowane w pracy [87].

5.1 Teoria-funkcje Wignera

Funkcja Wignera jest kwazirozkładem prawdopodobieństwa w przestrzeni fazowej położenia i pędów [131]. Dla naszych celów użyjemy funkcji Wignera dla obwiedni pola $A(x)$, którą można zapisać w postaci

$$\begin{aligned} W(x, k) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A\left(x + \frac{y}{2}\right) A^*\left(x - \frac{y}{2}\right) e^{-iky} dy \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}\left(k - \frac{k'}{2}\right) \tilde{A}^*\left(k + \frac{k'}{2}\right) e^{ik'x} dk'. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Funkcja Wignera jest znormalizowana jak rozkład prawdopodobieństwa $\int_{-\infty}^{\infty} W(x, k) dk dx = 1$. Jej marginałe są rozkładami natężenia w położeniach



Rysunek 5.1: Istniejące schematy obrazowania w domenie czasowej scharakteryzowane przez rozdzielczość spektralną $\delta\omega$ oraz dostępne pasmo pomiarowe $B = 1/\delta t$. Wiele implementacji bazujących na ciele stałym (EOM - modulator elektrooptyczny [107, 125–127], FWM - mieszanie czterech fal [106, 128], SFG - generacja sumy częstości [102, 129], XPM - skrośna modulacja fazy [130]) jest dobrze dopasowanych do impulsów piko- a nawet femtosekundowych o szerokim widmie, osiągając rozdzielczość nie lepszą niż 1 GHz z ilością niezależnych punktów pomiarowych $B/\delta\omega$ na poziomie $2\pi \cdot 2000$. Nasz system (GEM & SSM) osiąga rozdzielczość $\delta\omega \sim 2\pi \times 20$ KHz, czyli 6 rzędów wielkości lepszą, przy wciąż dobrym $B/\delta\omega$. Wyszaryzony region oznacza niefizyczny obszar w którym $B/\delta\omega < 2\pi$.

(bliskopolowy) i pędach (dalekopolowy):

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} W(x, k) dk &= |A(x)|^2, \\ \int_{-\infty}^{\infty} W(x, k) dx &= |\tilde{A}(k)|^2. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Oznacza to, że gdy funkcja Wignera przyjmuje wartości dodatnie, może być interpretowana jako rozkład prawdopodobieństwa w przestrzeni położeń i kierunków, stanowiąc analogię do zespołu promieni optyki geometrycznej o określonym rozkładzie położeń jak i kierunków.

Używając funkcji Wignera ewolucję wiązki w układzie optycznym można przedstawić za pomocą narzędzi optyki geometrycznej. W przypadku soczewki o ogniskowej f , która w przestrzeni położeń nadaje wiązkę dodatkową fazę kwadratową $A'(x) = A(x) \exp(-ik_0/(2f)x^2)$ można z równania 5.1 obliczyć transformację, której podlega funkcja Wignera $W(x, k) \rightarrow W'(x, k)$. Funkcja Wignera pola za soczewką $W'(x, k)$ może być przedstawiona jako początkowa funkcja Wignera w nowych współrzędnych $W'(x, k) = W(x', k')$. Transformacja współrzędnych jest nam znana z kursu optyki geometrycznej:

$$\begin{pmatrix} x' \\ \frac{k'}{k_0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \frac{k}{k_0} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Podobnie w przypadku propagacji o odległość d , która zgodnie z równaniem 2.9 nadaje obwiedni dodatkową fazę kwadratową $\tilde{A}'(k) = \tilde{A}(k) \exp(-id/(2k_0)k^2)$ w przestrzeni fourierowskiej

$$\begin{aligned} W(x, k) &\xrightarrow[\text{propagacja}]{\tilde{A}(k) \rightarrow \tilde{A}(k) e^{-i\frac{d}{2k_0}k^2}} W'(x, k) = W(x', k') \\ &\downarrow \\ \begin{pmatrix} x' \\ \frac{k'}{k_0} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \frac{k}{k_0} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Analogicznie do ewolucji wiązki przestrzeni położeń i wektorów falowych, funkcji Wignera można użyć do opisu światła w domenie czasowej i częstotliwości. Wtedy działanie soczewki czasowej o ogniskowej f_t sprowadza się do nałożenia na światło czasowej fazy $\exp(-i\omega_0/(2f_t)t^2)$, gdzie ω_0 to jego częstota nośna, a propagacja o odcinek czasowy d_t jest związana z nałożeniem dodatkowej fazy spektralnej $\exp(-id_t/(2\omega_0)\omega^2)$

5.2 Układ obrazujący w domenie czasowej

5.2.1 Pamięć gradientowa

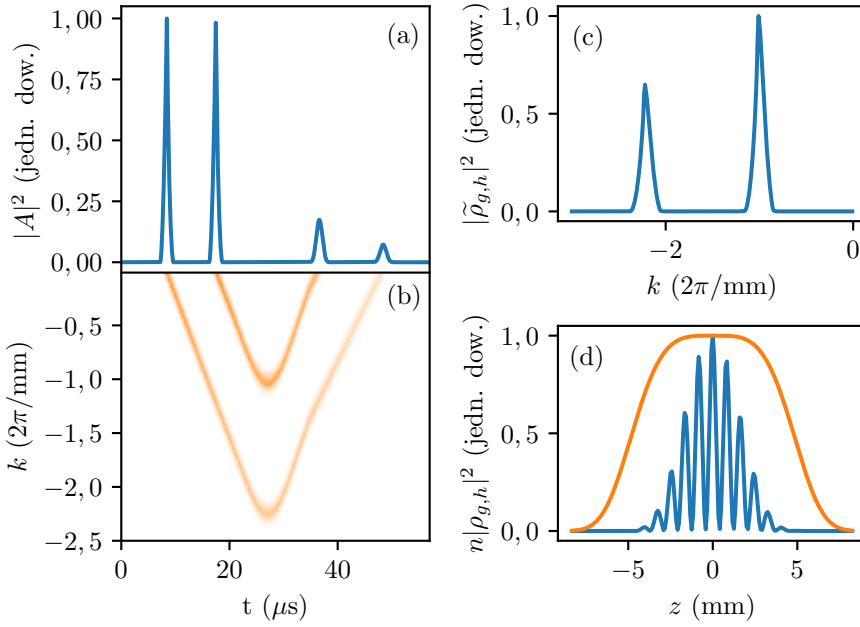
Pamięć gradientowa (gradient echo memory, GEM) jest pamięcią kwantową, w której dodatkowo używa się cewek generujących jednorodny przestrzennie gradient pola magnetycznego wzdłuż chmury atomowej $B = B_0 + \beta z / \mu_B$ [57]. Sprawia to, że przesunięcie Zeemanowskie, a co za tym idzie przerwa energetyczna pomiędzy stanami $|g\rangle$ i $|h\rangle$, gdzie przechowywane są fale spinowe, zależy liniowo od położenia na osi z . W równaniu ewolucji spójności $\rho_{g,h}$ 2.6 pojawia się liniowo zmienne w z odstrojenie dwufotonowe $\delta(z) = \beta z$. Dla różnych warstw atomów $\rho_{g,h}(z)$ rezonans dwufotonowy zachodzi z różnymi składowymi $\tilde{A}(\omega)$ słabego pola. Dzięki temu pamięć odwzorowuje poszczególne składowe spektralne przychodzącego pola $\tilde{A}(\omega)$ w różnych miejscach $z = (\omega - \omega_0) / \beta$.

Równoważny wniosek można uzyskać analizując proces zapisu w czasie. Ewolucja w czasie spójności wywołana gradientem pola $\dot{\rho}_{g,h} = i\beta z \rho_{g,h}$ może być przepisana jako równanie przesuwania w przestrzeni pędów $\tilde{\rho}_{g,h}(K) = \beta \partial_z \tilde{\rho}_{g,h}(K)$. Zapis krótkiego impulsu powoduje powstanie fali spinowej o zerowym wektorze falowym K (por. równanie 2.7). Dlatego przebieg czasowy pola $A(t)$ odwzoruje się jako rozkład amplitud spójności w przestrzeni pędów $\tilde{\rho}_{g,h}(K = \beta t) \sim A(t)$. Transformując tę relację obustronnie odzyskujemy zależność z poprzedniego paragrafu.

Rysunek 5.2 przedstawia symulację działania pamięci GEM. Przez cały okres działania pamięci atomy są oświetlane wiązką sprzęgającą o częstotliwości Rabiego $\Omega = 2\pi \cdot 0,75$ MHz. Do 25 μs gradient pola przesunięcia Zeemanowskiego wynosi $\beta = 1,25$ MHz/cm. Następnie gradient jest zmieniany na przeciwny. Rysunek 5.2 (c) przedstawia spójność atomową w przestrzeni Fourierowskiej w 25 μs , czyli po procesie zapisu. Widać tutaj odtworzenie struktury czasowej przychodzącego sygnału. Pewna niezgodność w amplitudzie wynika z tego, że sygnał zapisany wcześniej uległ większej dekoherencji z powodu oddziaływania z wiązką sprzęgającą. Rysunek 5.2 (d) przedstawia natomiast tę samą spójność atomową, ale w przestrzeni z . Rozkład ten dobrze odtwarza widmo sygnału zapisanego w pamięci GEM.

Podsumowując, dodanie pola magnetycznego o stałym gradiencie do pamięci kwantowej sprawia, że zapamiętuje ona jego strukturę czasową odtwarzając jego funkcję Wignera $W_t(t, \omega) \sim W_\rho(k, z)$.

W 25 μs gradient pola magnetycznego został odwrócony i rozpoczął się proces odczytu. Tam gdzie długość wektora falowego fali spinowej K wynosi zero, zaczynają być spełnione warunki dopasowania fazowego, co skutkuje wygenerowaniem makroskopowego sygnału świetlnego przez atomy. W efekcie sy-



Rysunek 5.2: Symulacja pamięci GEM. Do $25 \mu\text{s}$ następuje proces zapisu do pamięci. W $25 \mu\text{s}$ następuje odwrócenie gradientu pola magnetycznego i rozpoczyna się proces odczytu. (a) Natężenie sygnału zapisywanego i odczytywanego z pamięci GEM w funkcji czasu. (b) Diagram modułu kwadrat spójności atomowej $|\tilde{\rho}_{g,h}|^2$ w przestrzeni fourierowskiej w funkcji czasu. (c) Moduł kwadrat spójności atomowej $|\tilde{\rho}_{g,h}|^2$ w przestrzeni fourierowskiej w $25 \mu\text{s}$. (d) Liczba wzbudzeń przechowywanych w atomach w $25 \mu\text{s}$ w funkcji z (niebieska linia). Pomarańczowa linia przedstawia rozkład koncentracji atomowej w z .

gnał odczytany z pamięci GEM odtwarza profil czasowy sygnału zapisywanego (z dokładnością do dekoherencji wywołanej wiązką sprzęgającą), przy czym jest on odwrócony. Pierwszy zapisany impuls został odczytany jako ostatni, a ostatni zapisany odczytany jako pierwszy. Ze względu na przeciwny gradient pola przesunięcia Zeemanowskiego podczas odczytu, odwrócone zostało również widmo sygnału. Komponenty o najniższych częstościach zapisane w pamięci GEM mają przy odczycie najwyższą częstość i odwrotnie, komponenty o najwyższych częstościach mają przy odczycie najniższą częstość.

5.2.2 Soczewka czasowa

Soczewka czasowa o ogniskowej f_t powinna nadawać wiązce dodatkową fazę kwadratową $\exp(-i\omega_0/(2f_t)t^2)$. Odpowiada to liniowej w czasie zmianie częstości nośnej $\omega(t) = \omega_0 + \alpha t$, gdzie $\alpha = -\omega_0/f_t$. Można tego dokonać w łatwy sposób, używając modulatora akusto lub elektrooptycznego [107, 125–127]. Z perspektywy oddziaływania atomów ze światłem (równanie 2.6), zakładając że $\alpha t \ll \Delta$ w trakcie trwania całego impulsu, istotne jest jedynie odstrojenie dwufotonowe δ . Sprawia to, że soczewka czasowa może zostać zrealizowana również bezpośrednio w trakcie zapisu w pamięci GEM. Zamiast sygnału należy jedynie zmodulować częstość wiązki sprzęgającej przy czym z odwrotnym przyrostem częstości $\omega_S(t) = \omega_{0S} - \alpha t$

5.2.3 Propagacja czasowa

Propagacja czasowa na odległość d_t wiąże się z nałożeniem dodatkowej, kwadratowej fazy spektralnej $\exp(-id_t/(2\omega_0)\omega^2)$. Przy zapisie w obecności gradientu przesunięcia Zeemanowskiego β spektralne komponenty sygnału są rzutowane na przestrzenne komponenty spójności atomowej $\rho(z) \sim \tilde{A}(\beta z)$. Oznacza to, że modulacja fazy spektralnej światła jest równoważna modulacji przestrzennej fazy spójności atomowej przetrzymywanej w pamięci. Aby nadać spójności atomowej fazę $\exp(-id_t/(2\omega_0)\beta^2 z^2)$ można posłużyć się modulatorem przestrzennej fazy fali spinowej [15, 22, 80, 81].

5.3 Spektrometr

Spektrometr jest urządzeniem, które wykonuje transformację Fouriera na przychodzącym sygnale. Można go zrealizować przy pomocy dwóch soczewek czasowych o ogniskowej f_t odseparowanych od siebie odległością czasową $d_t = f_t$.

W języku optyki geometrycznej transformacja ta jest opisywana równaniem

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} t' \\ \frac{\omega'}{\omega_0} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_t} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_t} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ \frac{\omega}{\omega_0} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & f_t \\ -\frac{1}{f_t} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ \frac{\omega}{\omega_0} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Spodziewamy się zatem, że amplituda pola wyjściowego będzie wynosić

$$A'(t) = \tilde{A}(\alpha t). \quad (5.6)$$

Jest to wynik idealny, zakładający stuprocentową wydajność zapisu i odczytu z pamięci kwantowej oraz nieskończenie długą chmurę atomową.

5.3.1 Rozdzielczość i pasmo spektrometru

Projektując spektrometr w efekcie końcowym chcemy otrzymać określoną dostępną szerokość pasma $\mathcal{B}$ oraz rozdzielczość $\delta\omega$.

Jak to było wspomniane w podsekcji 5.2.1, przy gradiencie przesunięcia Zeemanowskiego β , poszczególne komponenty spektralne zapisywanego sygnału są mapowane na komponenty przestrzenne spójności atomowej $z = (\omega - \omega_0)/\beta$. Przy założeniu prostokątnego rozłożenia atomów na odcinku o długości L , maksymalny zakres częstości dostępnych w pamięci będzie miał szerokość $\mathcal{B} = \beta L$. Oznacza to, że szerokość pasma jest proporcjonalna do gradientu pola magnetycznego jakie było obecne podczas zapisu.

Rozdzielczość spektrometru zależy natomiast od tego jak długi impuls jesteśmy w stanie zapisać w pamięci. Nazwijmy maksymalną długość $\tau_{\max}$. Po zadziałaniu na monochromatyczny sygnał o długości $\tau_{\max}$ soczewki czasowej o ogniskowej $f_t = -\omega_0/\alpha$ jego widmo ma szerokość $|\alpha|\tau_{\max}$. Widmo to musi być tak szerokie jak szerokość pasma, skąd dostajemy wartość $\tau_{\max} = \mathcal{B}/|\alpha|$. Widmo prostokątnego monochromatycznego impulsu $A(t)$ o długości $\tau_{\max}$, zdefiniowane jako szerokość $|\tilde{A}(\omega)|^2$ w połowie wysokości, wynosi $\delta\omega \approx 2\pi \cdot 0,89/\tau_{\max} = 2\pi \cdot 0,89|\alpha|/\mathcal{B}$.

Czynnikiem, który może dodatkowo ograniczyć rozdzielczość jest dekoherencja spójności atomowej pod wpływem oddziaływania z wiązką sprzęgającą. Średni czas życia fali spinowej w polu o częstości Rabiego Ω wynosi $\tau = 4\Delta^2/(\Gamma\Omega^2)$. W przypadku, gdy $\tau \ll \tau_{\max}$ rozdzielczość spektrometru zdefiniowana jako szerokość widma $|\tilde{A}(\omega)|^2$ w połowie wysokości impulsu o amplitudzie $A(t) = \Theta(t) \exp(-t/(2\tau))$ wynosi $\delta\omega = 1/\tau$.

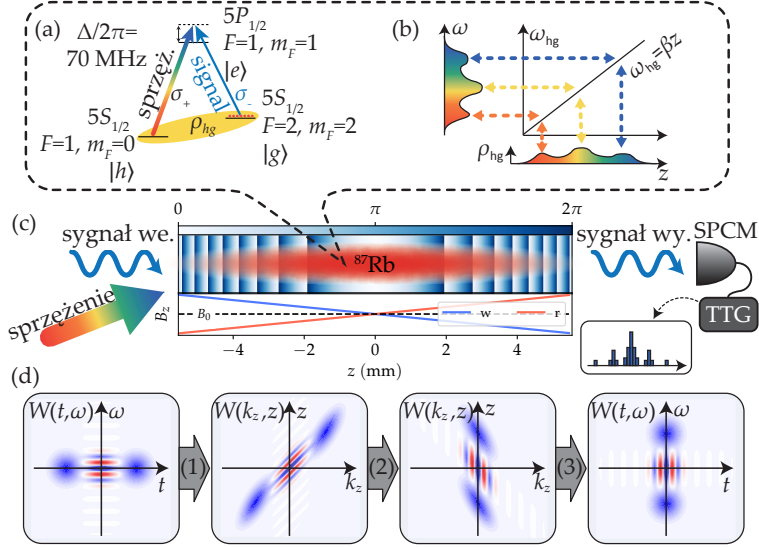
5.4 Eksperyment

Do eksperymentu użyto układu Λ z poziomami podstawowymi $|g\rangle = 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$, $|h\rangle = 5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0$, oraz poziomem wzbudzonym $|e\rangle = 5P_{1/2}, F = 1, m_F = 1$. Wiązka sprzęgająca posiada polaryzację kołową σ_+ i jest odstrojona o $\Delta = 2\pi \times 70$ MHz od przejścia $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$, natomiast sygnał ma ortogonalną polaryzację kołową σ_- i dostrojony do przejścia $|g\rangle \rightarrow |h\rangle$ z odstrojeniem dwufotonowym $\delta \approx 0$ (rysunek 5.5). Chmura atomowa ma kształt cygara o długości około 1 cm i średnicy około 0,5 mm. Dla ustalenia osi kwantyzacji atomy znajdują się w zewnętrznym polu magnetycznym wzdłuż osi z o natężeniu około 1 G. Ponadto sygnał posiada średnicę jedynie 0,1 mm i oświetla środek chmury atomów, tam gdzie gęstość optyczna jest największa i wynosi około OD = 76 na przejściu $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$. Przed procesem zapisu ośrodek atomowy jest pompowany za pomocą dwóch wiązek laserowych. Pierwsza, niepolaryzowana jest dostrojona do przejścia $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$, przepompowując tym samym wszystkie atomy do poziomu $5S_{1/2}, F = 2$. Druga zaś posiada polaryzację kołową σ_+ i jest dostrojona do zamkniętego przejścia $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 3$. Powoduje to przepompowanie wszystkich atomów do podpoziomu Zeemanowskiego $|g\rangle$. Wiązka modulująca fazę fal spinowych za pomocą efektu ac-Starka posiada polaryzację π i jest odstrojone o około 1 GHz ku niebieskiemu od przejścia $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$.

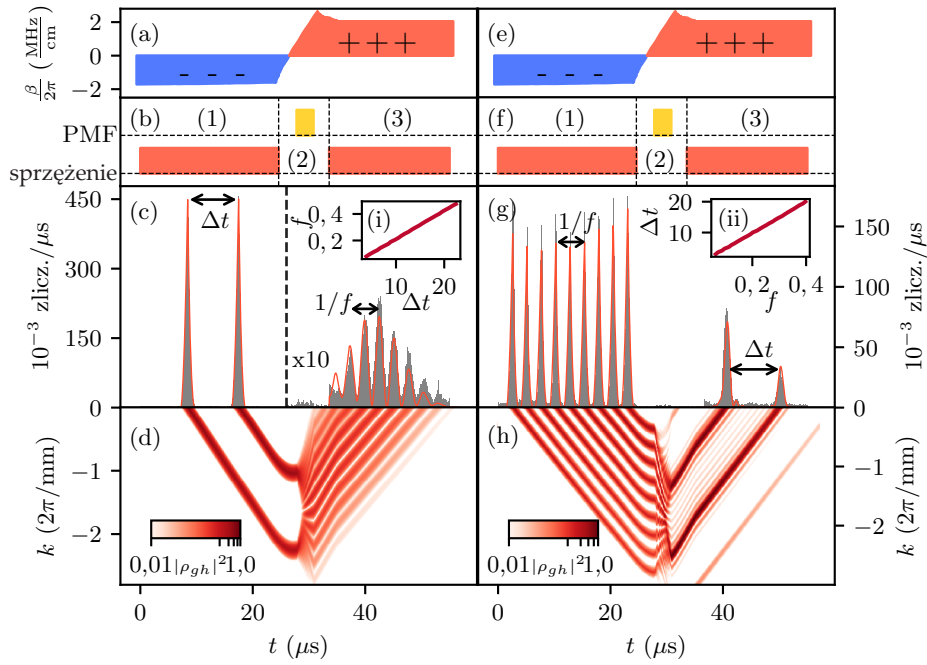
5.4.1 Szum

Zasadniczą kwestią w eksperymentalnej realizacji pamięci kwantowej jest eliminacja wszelkiego innego światła niż odczytane z fal spinowych. Aby uzyskać jak najlepszy stosunek sygnału do szumu, fotony emitowane z pamięci kwantowej są przepuszczane przez wieloetapowy filtr (rysunek 5.5). Na początek, wiązka sprzęgająca jest wstępnie usuwana przy pomocy przysłony dalekopolowej. Dalej, korzystając z faktu, że ma ona ortogonalną polaryzację do sygnału, jest ona dalej odfiltrowywana polaryzatorem Wollastona. Następnie, by usunąć fotony nie pochodzące z chmury atomowej użyta jest przysłona bliskopolowa. W kolejnym etapie, sygnał jest przepuszczany przez komórkę z ciepłym ^{87}Rb napompowanym do poziomu $5S_{1/2}, F = 1$ oraz azotem jako gazem buforowym. Pozwala to usunąć resztę fotonów z lasera sprzęgającego. Na samym końcu znajduje się filtr interferencyjny na 795 nm, który usuwa wszelkie fotony o innych długościach fali.

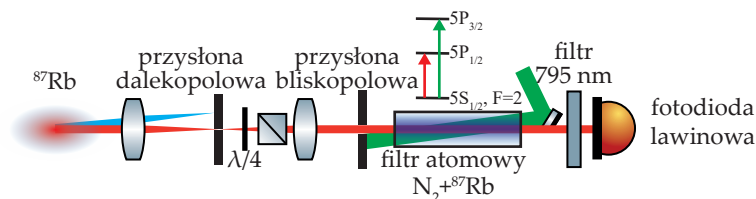
Przejdźmy do wyznaczenia średniej liczby fotonów szumu rejestrowanych w trakcie odczytu z pamięci. W tej fazie pamięć oświetlana jest wiązką laserową, która powoduje zanik spójności atomowej ze stałą $1/\tau = \Gamma\Omega^2/(4\Delta^2)$. Przyjmijmy że proces odczytu trwa dokładnie τ — przedłużanie go byłoby i tak



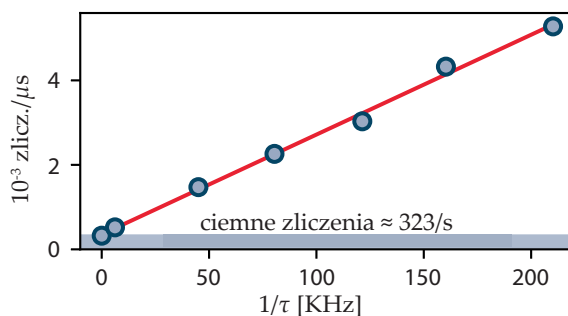
Rysunek 5.3: (a) Interfejs światło-atomy. Zmodulowane pole sprzęgające pozwala na jednoczesne mapowanie sygnału wejściowego na spójność atomową $\rho_{g,h}$ i realizację soczewki czasowej. (b) Projektacja składowych spektralnych sygnału na składowe przestrzenne spójności atomowej w pamięci gradientowej z gradientem przesunięcia Zeemana β . (c) Podczas procesu zapisu atomy są umieszczane w ujemnym gradiencie pola magnetycznego wzdłuż chmury (w). Po zakończeniu zapisu, na spójność atomową nakładana jest przestrzenna faza o Fresnelowskim profilu parabolicznym, która realizuje czasowy odpowiednik propagacji w pustej przestrzeni. Na końcu, gradient jest przełączany na dodatni (r), a spójność jest z powrotem przekształcana na światło, które jest dalej rejestrowane przez moduł zliczający pojedyncze fotony. (d) Ewolucja czasowo-spektralnej funkcji Wignera na kolejnych etapach obrazowania czasowego dalekiego pola: (1) soczewka czasowa, (2) propagacja w pustej przestrzeni, (3) soczewka czasowa. Całkowita transformacja efektywnie obraca początkową funkcję Wignera dwóch impulsów (odpowiednik funkcji Wignera stanu kota Schrödingera w przestrzeni fazowej) o $\pi/2$, w przestrzeni fazowej jak podano w równaniu 5.5.



Rysunek 5.4: Sekwencja czasowa spektrometru. (a, e) Gradient przesunięcia Zeemanowskiego w czasie. (b, f) Sekwencja włączania pola sprzęgającego na przejściu $|h\rangle \rightarrow |e\rangle$ (kolor czerwony) oraz wiązki modulatora przestrzennej fazy fali spinowej (kolor żółty). (b, f) Cały proces można podzielić na 3 następujące po sobie części. (1) Wiązka sprzęgająca ze zmodulowaną częstotliwością umożliwia zapis sygnału przychodzącego implementując jednocześnie soczewkę czasową. (2) Następnie jest ona wyłączana, a włączona na $3\ \mu\text{s}$ zostaje wiązka modulująca o parabolicznym rozkładzie natężenia, nadrukowując spójności atomowej dodatkową kwadratową fazę przestrzenną i tym samym realizując propagację czasową. Równolegle gradient pola magnetycznego jest przełączany na przeciwny. (3) Na koniec wiązka sprzęgająca zostaje ponownie włączona umożliwiając konwersję fal spinowych z powrotem na światło. Jeżeli byłaby ona zmodulowana, tak jak przy procesie zapisu, to realizowałaby ona drugą soczewkę czasową. Jednakże, ponieważ wpływa to jedynie na fazę wychodzącego sygnału, która i tak nie jest rejestrowana przez fotodiode ławinową, dla uproszczenia użyta została wiązka o stałej częstotliwości. (c, g) Przykładowe rezultaty otrzymane sygnału wejściowego w kształcie odpowiednio dwóch szpil, oraz fali sinusopodobnej. Szary kolor prezentuje liczbę zarejestrowanych fotonów, a czerwona linia odpowiada wynikom symulacji numerycznej. (d, h) Znormalizowany moduł kwadrat spójności atomowej w przestrzeni fourierowskiej. Rysunki (i) oraz (ii) przedstawiają zmierzone relacje pomiędzy parametrami f i Δt zdefiniowanymi na rysunkach (c, g)



Rysunek 5.5: Układ filtrujący sygnał wyjściowy. Przechodzi on kolejno przez przysłonę dalekopolową, polaryzator Wollastona, przysłonę bliskopolową, optycznie pompowany filtr atomowy oraz filtr interferencyjny na długości fali 795 nm



Rysunek 5.6: Częstość rejestrowania fotonów szumu w funkcji stałej zaniku spójności atomowej.

niecelowe. Dla kilku różnych natężeń wiązki odczytującej zmierzaliśmy średnią ilość fotonów odczytywanych z czystej pamięci na jednostkę czasu przy stałe włączonej wiązce sprzęgającej. Dla każdego z próbnych natężeń wyznaczaliśmy τ z osobnego pomiaru całkowitej energii odczytywanego sygnału w zależności od czasu pomiędzy zapisem, a odczytem, przy ciągle włączonej wiązce sprzęgającej, a następnie dopasowanie zaniku wykładniczego. Wyniki przedstawia rysunek 5.6. Nachylenie prostej dopasowanej do zależności natężenia szumu od natężenia lasera wyskalowanego jako stała zaniku $1/\tau$ ma interpretację średniej liczby fotonów szumu zarejestrowanych w czasie odczytu τ . Wynosi ona jedynie 0,023, a więc foton szumu będzie rejestrowany średnio raz na 43 pomiary.

5.4.2 Demonstracja działania spektrometru

Rysunek 5.4 przedstawia wyniki dwóch przykładowych pomiarów dokonanych przy pomocy opisanego wyżej układu. Panele (a) oraz (e) pokazują zmienność czasową gradientu przesunięcia Zeemanowskiego, którego wartość w trakcie zapisu wynosi około $\beta = -2\pi \times 1,7$ MHz/cm. Panele (b) i (f) prezentują sekwencję uruchamiania wiązki sprzęgającej oraz wiązki modulującej, którą można podzielić na 3 etapy. (1) W pierwszym, wiązka sprzęgająca o częstotliwości Rabiego $\Omega = 2\pi \times 4,7$ MHz jest używana do konwersji słabego sygnału (średnio 2,8 fotonu na impuls) o amplitudzie $A(t)$ na spójność atomową $\rho_{g,h}$. Dodatkowo częstotliwość nośna wiązki sprzęgającej ω_S jest zmodulowana za pomocą modulatora akustooptycznego $\omega_S(t) = \omega_0 + \alpha t$ ze świergotem $\alpha = 2\pi \cdot 0,004$ MHz/ μ s, co odpowiada implementacji soczewki czasowej o ogniskowej $f_t = 9,6 \cdot 10^3$ s. (2) W kolejnym etapie, w czasie 3μ s, za pomocą wiązki modulującej na spójność atomową nadrukowywany jest paraboliczny fresnelowski profil fazy $\exp(-i\beta^2/(2\alpha)z^2)$, co odpowiada propagacji na odległość czasową $d_t = f_t$. Równocześnie gradient pola magnetycznego jest przełączany na przeciwny. (3) Na sam koniec, wiązka sprzęgająca zostaje włączona i spójność atomowa jest z powrotem konwertowana na sygnał świetlny. Ponieważ detekcja za pomocą fotodiody lawinowej nie rejestruje fazy, częstotliwość wiązki sprzęgającej podczas odczytu nie jest modulowana, co upraszcza to sterowanie.

Rysunki 5.4(c) oraz 5.4(g) przedstawiają rezultaty dla dwóch różnych sygnałów wejściowych, odpowiednio: dwa wąskie ucha lub sygnał prążkowany. Czerwona linia odpowiada wynikom symulacji numerycznej pełnej interakcji między światłem a atomami, zgodnie z równaniami 2.6 oraz 2.9 wykonaną za pomocą skryptu napisanego na platformie XMDS2. Diagramy (d) i (h) pokazują ewolucję czasową spójności atomowej w przestrzeni fourierowskiej. Można zauważyć, jak struktura czasowa sygnału wejściowego jest odwzorowana w przestrzeni fourierowskiej. Całkowita wydajność konwersji światło wchodzące - odczytane dla obu typów sygnałów wejściowych wynosiła około 7%. Wstawki (i) oraz (ii) przedstawiają zależność między parametrami Δt i f zdefiniowanymi na wykresach (c) i (g) którą wyznaczyliśmy powtarzając pomiary dla wielu różnych parametrów wchodzącego sygnału.

Pomiędzy wynikami symulacji (czerwone obwiednie na rysunku 5.4), a pomiarami (szare histogramy zliczeń w czasie) istnieją pewne niewielkie rozbieżności. Wynikają one z kilku czynników. Po pierwsze gradient pola magnetycznego mógł nie być idealnie równy w całej objętości chmury atomowej. Po drugie modulacja fazy powoduje pewną dekoherencję poprzez niejednorodność natężenia wiązki oświetlającej atomy z boku. Po trzecie w symulacji rozkład atomów w przestrzeni został przybliżony funkcją supergaussowską.

5.5 Rozdzielczość i pasmo, a wydajność

Rysunek 5.7 przedstawia transformację funkcji Wignera sygnału w kolejnych etapach działania spektrometru. W pierwszej kolejności sygnał przychodzący (a) zostaje poddany działaniu soczewki czasowej o ogniskowej f (b). Przy zapisie (c) część sygnału jest tracona. Wzdłuż osi ω ze względu na skończony rozmiar chmury ($\mathcal{B} = \beta L$) oraz wzdłuż osi t ze względu na skończony czas życia fal spinowych τ pod wpływem dekoherencji spowodowanej wiązką sprzęgającą. Zacieniony obszar oznacza przestrzeń roboczą spektrometru, w której sygnał przychodzący zapisywany jest w wydajny sposób. Panele (d) oraz (e) przedstawiają dalszą przekształcenie przestrzeni roboczej w kolejnych etapach działania spektrometru, czyli propagacji o odległość czasową f (d) oraz ponowne zastosowanie soczewki czasowej o ogniskowej f (e). Przy odczycie (e) pojawia się dodatkowe ograniczenie obszaru roboczego w t ze względu na ponowne uruchomienie wiązki sprzęgającej. Panel (f) przedstawia obszar roboczy działania spektrometru w przestrzeni czas-częstość na nieprzetworzonym sygnale przychodzącym. Rozmiar tego obszaru skaluje się z dobrym przybliżeniem jak iloczyn $\tau\mathcal{B} = \mathcal{B}/\delta\omega$, który można interpretować jako ilość pikseli dostępną w spektrometrze.

Szerokość pasma $\mathcal{B} = \beta L$ można zwiększać poprzez zwiększanie gradientu przesunięcia Zeemanowskiego $\mathcal{B}$. Podobnie rozdzielczość $\delta\omega = 1/\tau = \Gamma\Omega^2/(4\Delta^2)$ można zwiększać poprzez zmniejszenie natężenia wiązki sprzęgającej. Niestety cena jaką należy zapłacić za zwiększenie iloczynu $\tau\mathcal{B}$ jest wydajność. W przybliżeniu atomów równo rozłożonych w przestrzeni na odcinku o długości L i gęstości optycznej OD, wydajność pamięci GEM wyraża się jak [57]

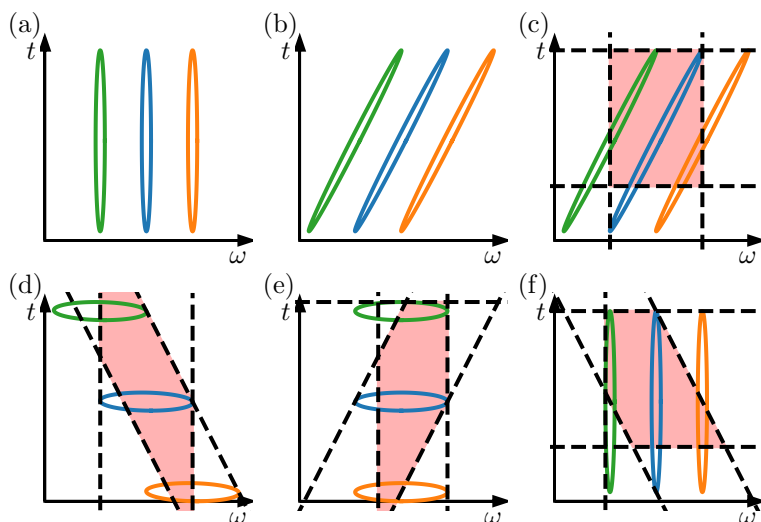
$$\eta_0 = \left(1 - e^{-2\pi \frac{OD}{\tau\mathcal{B}}}\right)^2. \quad (5.7)$$

Dla stałego iloczynu $\tau\mathcal{B}$ wydajność również jest stała. Innymi słowy wydajność spektrometru jest monotoniczną funkcją ilości dostępnych pikseli.

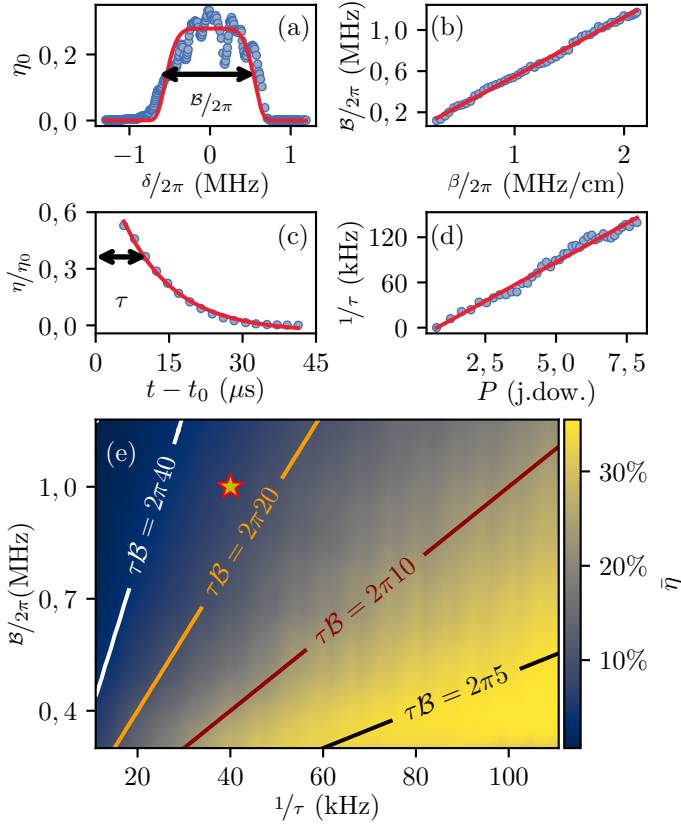
W realnym przypadku atomy nie są równo rozłożone w przestrzeni, więc wydajność η_0 zależy od częstości ω . Rysunek 5.8 (a) przedstawia zmierzone η_0 w funkcji odstrojenia dwufotonowego δ . Szerokość tego rozkładu w połowie wysokości będzie traktowana jako operacyjna definicja szerokości pasma $\mathcal{B}$. Jako średnią wydajność przyjmujemy

$$\bar{\eta} = \frac{1}{\mathcal{B}} \int_{-\mathcal{B}/2}^{\mathcal{B}/2} \eta_0(\omega) d\omega. \quad (5.8)$$

Rysunek 5.8 (c) przedstawia natomiast natężenie sygnału odczytu w zależności od czasu przez jaki wiązka sprzęgająca świeciła pomiędzy zapisem, a odczytem. Z tego pomiaru możliwe było odzyskanie parametru τ .



Rysunek 5.7: Transformacje funkcji Wignera w kolejnych etapach działania spektrometru oraz ograniczenia pasma i rozdzielczości wynikające z dekoherencji i skończonego rozmiaru chmury atomowej. Trzy kolorowe elipsy symbolizują funkcję Wignera trzech przykładowych sygnałów - długich impulsów o wąskim widmie i trzech różnych częstościach. (a) Funkcje Wignera sygnału przychodzącego. (b) Funkcje Wignera po zastosowaniu soczewki czasowej o ogniskowej f . (c) Zapis sygnału do atomów. Zaciemniony obszar to ta część funkcji Wignera, która zostanie zapisana w atomach. Ograniczenie w częstościach ω wynika ze skończonego rozmiaru chmury, natomiast w czasie t z dekoherencji spójności atomowej pod wpływem wiązki sprzęgającej. (d) Propagacja sygnału o odległość czasową f . (e) Sygnał po zastosowaniu drugiej soczewki czasowej o ogniskowej f . Ponieważ przy odczycie wiązka sprzęgająca zostaje ponownie uruchomiona, pojawia się dodatkowe ograniczenie w t z powodu dekoherencji. (f) Nieprzetworzona funkcja Wignera sygnału przychodzącego (taka jak w panelu (a)) z naniesionym obszarem roboczym spektrometru.



Rysunek 5.8: (a) Wydajność spektralna w funkcji odstrojenia dwufotonowego $\delta = \omega - \omega_0$, dla wybranego iloczynu $\tau B = 2\pi \cdot 13$, z pasmem B zdefiniowanym jako szerokość $\eta_0(\omega)$ w połowie wysokości. Czerwona linia jest przybliżeniem rozkładu atomów funkcją super-gaussowską ($\exp(-\delta^4/(4\sigma^4))$) używanego w symulacjach. (b) Szerokość pasma B w funkcji gradientu przesunięcia Zeemana β razem z dopasowaną funkcją liniową (czerwona linia). (c) Wydajność pamięci GEM w funkcji czasu przechowywania, przy ciągle włączanej wiązce sprzęgającej. Średni czas życia τ otrzymany jest z dopasowania zaniku wykładniczego (czerwona linia) - na rysunku $\tau = 10 \mu s$. (d) $1/\tau$ w funkcji mocy wiązki sprzęgającej $P \sim |\Omega|^2$, z dopasowaną funkcją liniową (czerwona linia). (e) Obliczona mapa średniej wydajności $\bar{\eta}$ w funkcji pasma B oraz rozdzielczości $1/\tau$. Gwiazdka oznacza miejsce, w którym wykonane były pomiary przedstawione na rysunku 5.4.

Wartości τ , $\mathcal{B}$ oraz $\bar{\eta}$ zostały zmierzone dla różnych natężeń wiązki sprzęgającej $P \sim |\Omega|^2$ raz dla różnych wartości gradientu przesunięcia Zeemanowskiego β . Diagram na rysunku 5.8 (e) przedstawia wartość $\bar{\eta}$ w funkcji τ oraz $\mathcal{B}$. Zmierzona zależność dobrze odwzorowuje relację pomiędzy $\bar{\eta}$, a iloczynem $\tau\mathcal{B}$ wynikającą z uproszczonej formuły 5.7.

W przypadku zademonstrowanego spektrometru udało się osiągnąć wydajność rzędu 20% przy szerokości pasma około 1 MHz oraz rozdzielczości 100 KHz. Przy zejściu z wydajnością do poziomu około 5% udało się uzyskać rozdzielczość rzędu 20 kHz.

5.6 Podsumowanie

W tym rozdziale zaprezentowane zostało działanie modulacji przestrzennej fazy fal spinowych wraz z pamięcią GEM, która odtwarza czasową strukturę zapisywanego sygnału. Przedstawiona została idea czasowych odpowiedników propagacji w przestrzeni oraz soczewki, a także za ich pomocą skonstruowany został spektrometr. Najważniejsze wyniki uzyskane w tym rozdziale to:

- demonstracja działania spektrometru oraz wysoka zgodność pomiędzy danymi uzyskanymi z pomiarów, a wynikami symulacji numerycznych
- zaprezentowanie wieloetapowego układu filtrującego, dzięki któremu średnia liczba fotonów szumu rejestrowanych w trakcie odczytu z pamięci wynosi 0,023.
- charakteryzacja zależności pomiędzy wydajnością, szerokością pasma, a rozdzielczością spektrometru. Przy wydajnościach rzędu 20% osiągnięto szerokość pasma około 1 MHz przy rozdzielczości 100 kHz, a przy obniżeniu wydajności do około 5% osiągnięto rozdzielczość rzędu 20 kHz.

Bardzo niski poziom rejestrowanego szumu pozwala na wykonywanie pomiarów na stanach o bardzo małej liczbie fotonów. Jednocześnie bardzo wysoka rozdzielczość sprawia, że układ ten doskonale nadaje się do charakteryzowania wąskopasmowej emisji atomowej. Charakteryzacja w domenie czasowej i manipulacja na poziomie pojedynczej fotonów jest stosowana w wielu kwantowych protokołach przetwarzania informacji, architekturach sieci kwantowych i metrologii. Nasze urządzenie pozwoli tym technikom zejść do domeny bardzo wąskiego pasma. Ponieważ za pomocą efektu ac-Starka możliwe jest nadrukowywanie dowolnych profili fazowych, możliwe jest niemal dowolne manipulowanie stanami światła zapisanymi w GEM. Stwarza to nowe możliwości w czasowym i spektralnym przetwarzaniu wąskopasmowych kwantowych stanów

światła pochodzących z emisji atomowej. Wraz z poprawą gradientu pola magnetycznego oraz zwiększeniem gęstości optycznej atomów, szerokość pasma GEM może osiągnąć dziesiątki MHz otwierając nowe obszary zastosowań, takie jak półprzewodnikowe pamięci kwantowe [43], czy centra barwne [132]. Nasza technika zastosowana w układach o większej szerokości pasma absorpcji [133] lub gęstości optycznej [26] może wypełnić lukę w szerokości pasma, umożliwiając zastosowanie w hybrydowych (ciało stałe - atomy) sieciach kwantowych pracujących z pełnym czasowo-spektralnym stopniem swobody.

Rozdział 6

Sukcesywny odczyt-konwerter modów przestrzennych na czasowe

Ostatnim zagadnieniem poruszonym w niniejszej rozprawie jest analiza teoretyczna układu umożliwiającego sukcesywny odczyt wybranych przez nas fal spinowych, przechowywanych w różnych modach przestrzennych naszej pamięci kwantowej. Zaprezentowany pomysł pozwala nie tylko na konwersję fali spinowej na foton, ale także wydajne sprzęgnięcie go do światłowodu jednomodowego. Znacząco to zwiększy możliwości naszej pamięci, ułatwiając jej wykorzystanie w protokołach przesyłu informacji kwantowej. W opisie wykorzystana będzie pamięć kwantowa opisana w [1], modulacja fal spinowych za pomocą gradientu pola magnetycznego (cewki GEM) [57] oraz wnęki rezonansowa [134]. Struktura rozdziału jest następująca:

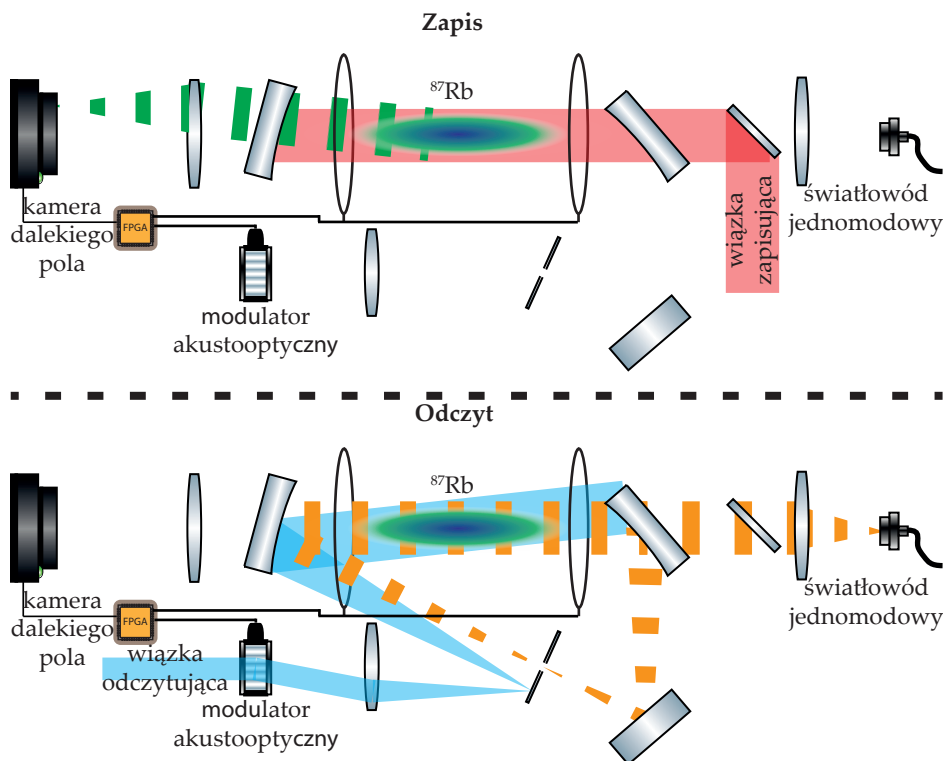
- Sekcja 6.1 - Zaprezentowana zostanie konstrukcja układu doświadczalnego, którego celem jest konwersja fal spinowych, wytworzonych w procesie spontanicznego rozpraszania Ramana, na ciąg fotonów sprzężonych do światłowodu jednomodowego. Omówiony zostanie wpływ geometrii wiązek na kierunek generowania fotonów odczytu. Wprowadzona zostanie również koncepcja korekcji dopasowania za pomocą gradientu pola magnetycznego oraz wnęki rezonansowej jako narzędzia pozwalającego na wydajny, selektywny odczyt z pamięci.
- Sekcja 6.2 - Wyprowadzone zostaną równania oddziaływania światła i spójności atomowej w obecności pierścieniowej wnęki rezonansowej. Dokładnie omówione zostaną wpływ dopasowania fazowego na wydajność,

a także straty związane z dekoherencją oraz absorpcją światła, Na koniec przedstawiony zostanie również wynik symulacji dla realnego zestawu parametrów, jakie oferuje nasza pamięć kwantowa opisana w poprzednich rozdziałach niniejszej rozprawy.

6.1 Koncepcja

Rysunek 6.1 przedstawia schemat układu doświadczalnego, którego zadaniem byłaby konwersja fal spinowych wygenerowanych w procesie spontanicznego rozpraszania Ramana na ciąg fotonów sprzężonych do światłowodu. Chmura atomów rubidu znajduje się w pierścieniowej wnęce rezonansowej, ustawionej w taki sposób, by sprzęgać się z fotonem wyemitowanym dokładnie wzdłuż osi chmury. Wewnątrz wnęki, w dalekim polu względem atomów, znajduje się przysłona, przez którą przedostaje się światło zgodne z jej modem podstawowym. Pełni ona jednocześnie funkcję lustra, od którego odbija wiązka odczytująca. Na drodze wiązki odczytującej znajduje się modulator akustooptyczny, który jest obrazowany za pomocą teleskopu na chmurę atomową. Zmieniając częstotliwość podawanego sygnału można kontrolować kąt pod jakim oświetlany jest rubid [134]. Mod podstawowy wnęki optycznej jest sprzężony z modem światłowodu jednomodowego. Pozwala to na bardzo wydajne wylapywanie światła wyciekającego z rezonatora. Lustro użyte w do budowy układu są dichroiczne. Elementy z których skonstruowana jest wnęka optyczna odbijają światło o długości fali 795 nm używane przy odczycie i są jednocześnie przezroczyste dla światła o długości 780 nm, używanego przy zapisie. Jednocześnie lustro, którym wiązka zapisująca jest kierowana na atomy jest przezroczyste dla fotonów odczytu.

Cały eksperyment składał się będzie z kilku, następujących po sobie faz. Na początek, atomy rubidu po uwolnieniu z pułapki magnetooptrycznej są pompowane optycznie do poziomu $|g\rangle$. W pierwszym kroku atomy oświetlane są wiązką zapisującą. W wyniku tego dochodzi do spontanicznego rozpraszania Ramana. Fotony wyemitowane w tym procesie są rejestrowane przez kamerę dalekiego pola. Z otrzymanych pozycji można dokładnie określić wektory falowe wszystkich powstałych fal spinowych. Następnie, dane z kamery trafiają do modułu FPGA, który na tej podstawie przygotowuje sekwencję odczytującą. Pojedynczy cykl tej sekwencji składa się z dwóch etapów. Najpierw uruchamiane są cewki wytwarzające gradient pola magnetycznego, aby zoptymalizować dopasowanie fazowe dla wybranej do odczytu fali spinowej. Następnie uruchamiana jest wiązka odczytująca i kierowana na chmurę atomową pod takim kątem, by wygenerowany foton odczytu był sprzężony z podstawowym modem wnęki rezonansowej. Następnie trafia on do światłowodu jednomodo-



Rysunek 6.1: Sekwencja zapisu i sukcesywnego odczytu fal spinowych. Na początek chmura atomów rubidu jest oświetlona wiązką zapisującą. Rozproszone fotony ramanowskie są rejestrowane przez kamerę dalekiego pola ze wzmacniaczem obrazu. Daje to informacje o wektorach fali wygenerowanych fal spinowych. Następnie następuje seria konwersji kolejnych fal spinowych na fotony i sprzęganie ich do światłowodu jednomodowego. Pojedynczy akt odczytu składa się z dwóch etapów. Najpierw uruchamiane są cewki generujące gradient pola magnetycznego celem korekcji wzdłużnej składowej wektora fali odczytywanej fali. Następnie na okres $1\ \mu\text{s}$ uruchamiana jest wiązka odczytująca, której kąt padania na chmurę atomów jest kontrolowany za pomocą modulatora akustooptycznego. Kąt ten ustawiany jest w taki sposób, by wyemitowany foton był sprzężony z modem wnętrza. Jednocześnie wnęka jest sprzężona ze światłowodem jednomodowym, do którego owy foton trafia.

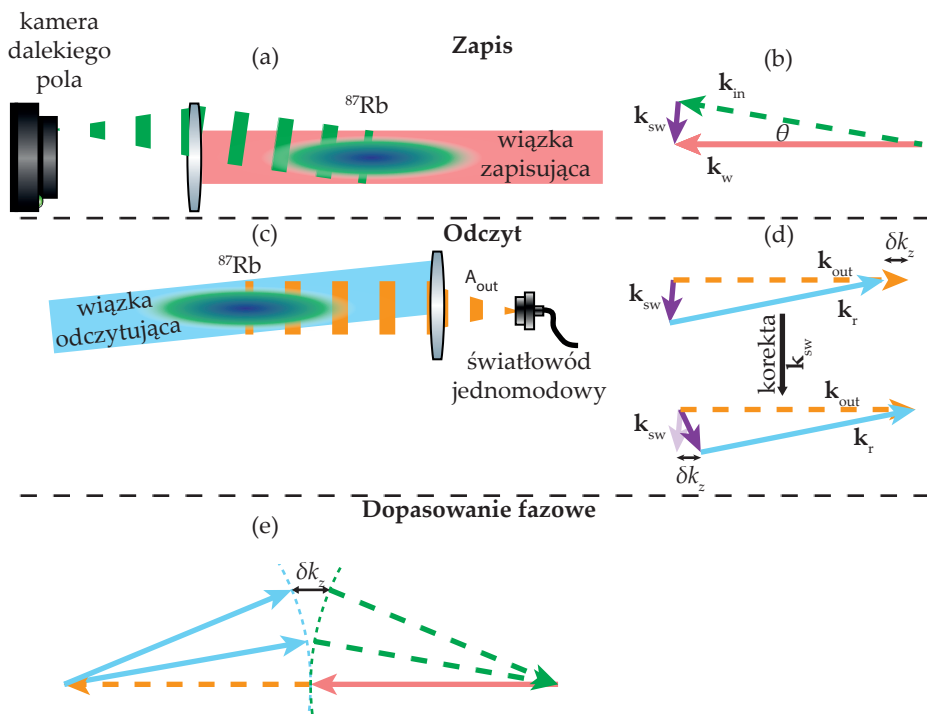
wego, którym może zostać przetransportowany dalej. Każda kolejna fala spinowa podlega dokładnie tej samej procedurze. Cewki naprawiają dopasowanie fazowe, a następnie wiązka odczytująca oświetla atomy tak, by foton odczytu sprzął się z modem wnęki i dalej z modem światłowodu.

Analiza dopasowania fazowego Pierwszym celem jest przekonwertowanie wybranej przez nas fali spinowej na foton skierowany w kierunku z , czyli $\mathbf{k}_{\text{out},\perp} = 0$ gdzie $\perp$ oznacz składowe prostopadłe do z . Przyjmijmy, że wiązka lasera zapisującego jest skierowana wzdłuż osi z , czyli $\mathbf{k}_{w,\perp} = 0$. Aby uzyskać $\mathbf{k}_{\text{out},\perp} = 0$, należy zapewnić $\mathbf{k}_{r,\perp} = \mathbf{k}_{\text{in},\perp}$. Ponieważ długości fali wiązki zapisującej i odczytującej wynoszą odpowiednio 780 nm oraz 795 nm, to jeżeli foton zapisu został rozproszony pod kątem θ , wiązka odczytująca również powinna być pochylona pod kątem $795/780 \cdot \theta$ (rysunek 6.2 (c, d)).

Przy takiej konfiguracji pojawi się niedopasowanie fazowe $\delta k_z = (\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_{\text{in}} + \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_{\text{out}})_z$ (rysunek 6.2 (d)). Rysunek 6.2 (e) przedstawia diagram wektorów falowych wszystkich fotonów biorących udział w procesie zapisu i odczytu. Wynika z niego, że $\delta k_z = (1 - \cos(\theta))(|\mathbf{k}_r| + |\mathbf{k}_{\text{in}}|) - 0,045 \text{ mm}^{-1} \approx (|\mathbf{k}_r| + |\mathbf{k}_{\text{in}}|)\theta^2/2$. Dla δk_z większego niż odwrotność długości chmury atomowej, wydajność odczytu drastycznie spada. Z tego powodu ważne jest, by czynnik ten skompensować.

Korekcja wzdłużnego wektora falowego. Aby skompensować niedopasowanie fazowe i uzyskać najlepszą wydajność konwersji fali spinowej na foton po oświetleniu atomów wiązką odczytującą, należy zmieniać k_z -ową składową wektora falowego fali spinowej o wartość δk_z . Można tego dokonać, wytwarzając pole magnetyczne o stałym gradiencie wzdłuż osi z . Aby jednak było to możliwe należy odpowiednio wybrać poziomy stanu podstawowego, między którymi fale spinowe będą przechowywane. Przejście dwufotonowe $5S_{1/2}, F = 1, m_F = -1 \rightarrow 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 1$ użyte w pracy [1], nie jest do tego odpowiednie, ponieważ jest to tak zwane przejście zegarowe, które jest niewrażliwe na działanie pola magnetycznego. Jako stan początkowy dobrym wyborem jest poziom $|g\rangle = 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$. Wtedy fale spinowe przechowywane będą między poziomami $|g\rangle$ oraz $|h\rangle = 5S_{1/2}, F = 1, m_F = 0$. Z jednej strony umożliwia ono wykorzystanie pola magnetycznego, a z drugiej fotony zapisu i odczytu posiadają ortogonalne polaryzacje do wiązek zapisującej i odczytującej, co znacznie ułatwia ich odfiltrowanie.

Odczyt sukcesywny/rola wnęki. Drugim celem jest to, aby odczytowi uległa tylko wybrana przez nas fala spinowa. Częściowo jest to zapewnione przez dopasowanie fazowe, ponieważ przy jego braku fala spinowa jest praktycznie nie naruszona [60]. Jednakże, zwłaszcza dla małych kątów θ , w obszarze dobrego



Rysunek 6.2: Analiza wektorów falowych. (a) Foton rozproszony w procesie spontanicznego rozpraszania Ramana jest rejestrowany przez kamerę dalekiego pola. (b) Pomiar ten pozwala obliczyć wektor falowy fali spinowej $\mathbf{k}_{\text{sw}} = \mathbf{k}_{\text{w}} - \mathbf{k}_{\text{in}}$. (c) Wiązka odczytująca oświetla atomy pod kątem θ , (d) aby spełnić zależność $\mathbf{k}_{\text{in},\perp} = \mathbf{k}_{\text{r},\perp}$ i aby foton wygenerowany w procesie odczytu był emitowany wzdłuż osi z . Panel (e) przedstawia wektory falowe fotonów biorących udział w całym cyklu zapisu i odczytu. Brakujący do zamknięcia cyklu wektor δk_z , zwany niedopasowaniem fazowym, uzupełniamy poprzez np. modulację pomiędzy zapisem a odczytem.

dopasowania może znajdować się więcej niż jedna fala spinowa. Potrzebny jest więc dodatkowy mechanizm pozwalający na odczytanie tylko jednej fali spinowej. Dobrym rozwiązaniem wydaje się być pierścieniowa wnęka rezonansowa, która znacznie potrafi podnieść efektywną gęstość optyczną dla fotonów, które są zgodne z jej modem.

6.2 Model teoretyczny

Pierścieniowa wnęka rezonansowa, w której umieszczona jest chmura atomów rubidu, znacząco podnosi szybkość konwersji fali spinowej na foton [27]. Jeżeli transmisja lustra wnęki, przez które wycieka światło, wynosi T , to średnia liczba obiegów wykonanych przez uwięziony w niej foton wyniesie $1/T$. Oznacza to, że efektywna gęstość optyczna również wzrasta $1/T$ razy, co zgodnie z równaniem 2.28 przekłada się na odczyt $1/\sqrt{T}$ -krotnie szybszy, niż w przypadku braku wnęki.

Ewolucja słabego pola. Ewolucja słabego pola o częstotliwości Rabiego $\Omega = d_{g,e}A/\hbar$, gdzie A jest amplitudą pola elektrycznego, w obecności spójności atomowej $\rho_{g,h}$, zgodnie z równaniem 2.9 oraz pomijając dyfrakcję, jest opisana równaniem

$$\frac{\partial}{\partial z}\Omega + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\Omega = -i\frac{k_0}{\hbar\epsilon_0}\frac{nd_{g,e}^2}{2\Delta + i\Gamma}(\Omega + \Omega_r\rho_{g,h}^*). \quad (6.1)$$

Dla uproszczenia analizy można przeformułować zmienne o odpowiednie fazy przestrzenne

$$\begin{aligned} \rho_{g,h} &\rightarrow \rho_{g,h} \exp(i(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_{\text{out}})\mathbf{r}) \\ \Omega_r &\rightarrow \Omega_r \exp(i\mathbf{k}_r\mathbf{r}) \\ \Omega &\rightarrow \Omega \exp(i\mathbf{k}_{\text{out}}\mathbf{r}) \end{aligned}$$

Wtedy Ω_r jest rzeczywiste, Ω pozbywa się szybko zmiennej fazy. Ponieważ spójność wygenerowana w procesie spontanicznego rozpraszania Ramana jest falą płaską $\rho_0 \exp(i(\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_{\text{in}})\mathbf{r})$, to po zmianie o podaną wyżej fazę ma ona postać $\rho_0 \exp(i\delta k_z z)$. Dla wnęki rezonansowej o długości L i transmisji lustra $T \ll 1$ możemy przyjąć, że częstotliwość Rabiego Ω wewnątrz wnęki nie zależy od z , czyli innymi słowy

$$\Omega(z, t) = \Theta(z + L/2)\Theta(L/2 - z)\Omega_{\text{cav}}(t), \quad (6.2)$$

gdzie $\Omega_{\text{cav}}(t)$ jest częstotliwością Rabiego pola we wnęcie zależną jedynie od czasu, a Θ jest theta Heavside'a. Podstawiając 6.2 do równania 6.1 i całkując po z oraz

dodając czynnik odpowiedzialny za wyciek światła z wnęki dostaniemy:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Omega_{\text{cav}} = -i \frac{c\Gamma\text{OD}}{2L(2\Delta + i\Gamma)} \Omega_{\text{cav}} - i \frac{ck_0}{L\hbar\epsilon_0} \frac{d_{g,\ell}^2}{2\Delta + i\Gamma} \Omega_r \int_{-\infty}^{\infty} n\rho_{g,h}^* dz - \frac{Tc}{2L} \Omega_{\text{cav}}. \quad (6.3)$$

Jednocześnie równanie na ewolucję, zgodnie z równaniem 2.6 oraz przy założeniu $\Omega_r \gg \Omega_{\text{cav}}$ oraz łącznym odstrojeniu dwufotonowym $\delta + \delta_{\text{acS}} = 0$ (δ_{acS} - przesunięcia ac-Starka pod wpływem Ω_r):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{g,h} = \frac{i}{2} \frac{\Omega_{\text{cav}}^* \Omega_r}{2\Delta - i\Gamma} - \frac{\Gamma |\Omega_r|^2}{2\Gamma^2 + 8\Delta^2} \rho_{g,h}. \quad (6.4)$$

Aby uprościć analizę zdefiniujmy rozkład

$$\begin{aligned} \sqrt{n} \rho_{g,h} &= \sum_{j=0}^{\infty} c_j(t) u_j(z), \\ \int_{-\infty}^{\infty} u_j(z) u_k^*(z) dz &= \delta_{j,k}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Funkcje u_j tworzą bazę ortonormalną. Załóżmy też, że $u_0 = \sqrt{n}/N$, gdzie N to liczba atomów. Można zauważyć, że w równaniu 6.3 wkład do generowania światła ma jedynie czynnik $c_0 = 1/N \int_{-\infty}^{\infty} n\rho_{g,h} dz$. Równanie na poszczególne c_j można otrzymać, mnożąc obustronnie równanie 6.4 przez $\sqrt{n}/N \cdot u_j^*$ oraz całkując wzdłuż osi z . Wtedy przyjmują one postać

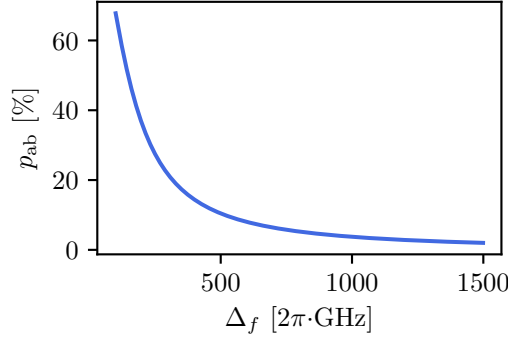
$$\frac{\partial}{\partial t} c_j = -\frac{\Gamma |\Omega_r|^2}{2\Gamma^2 + 8\Delta^2} c_j + \begin{cases} \frac{i}{2} \frac{\Omega_{\text{cav}}^* \Omega_r}{2\Delta - i\Gamma} & j = 0 \\ 0 & j \neq 0 \end{cases} \quad (6.6)$$

Widać stąd, że jedynie człon c_0 oddziałuje z polem Ω_{cav} . Równanie na jego ewolucję wygląda dokładnie tak samo jak równanie 6.4 w punkcie. Pozostałe człony nie biorą udziału w procesie zapisu i odczytu. Zachodzi jedynie dekoherencja związana z poszerzeniem natężeniowym wywołanym polem Ω_r . Ich zanik jest opisany równaniem:

$$c_j(t) = c_j(0) e^{-\frac{\Gamma |\Omega_r|^2}{2\Gamma^2 + 8\Delta^2} t}. \quad (6.7)$$

6.2.1 Dekoherencja

Absorpcja jednofotonowa. Z równania 6.3 wynika, że istnieją dwa mechanizmy zaniku pola Ω_{cav} nie związane z oddziaływaniem ze spójnością atomową: absorpcja jednofotonowa przez atomy ze średnim czasem życia $\tau_{\text{at}} =$

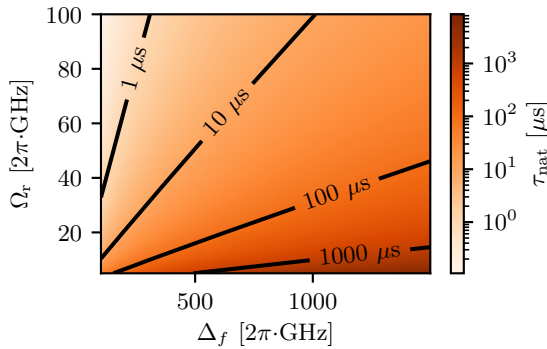


Rysunek 6.3: Prawdopodobieństwo absorpcji fotonu we wnęce w funkcji odstrojenia Δ_f , przy wyłączonej wiązce odczytującej.

$4L\Delta^2/(c\Gamma^2OD)$ (przy założeniu $\Delta \gg \Gamma$) oraz transmisja przez lustro wnęki z czasem życia $\tau_{cav} = L/(cT)$. Aby użycie wnęki miało sens, τ_{cav} musi być znacząco mniejsze od τ_{at} . W innym przypadku absorpcja jednofotonowa będzie źródłem znacznych strat. Prawdopodobieństwo absorpcji światła we wnęce, brzy braku wiązki odczytującej wynosi $p_{ab} = \tau_{at}\tau_{cav}/(\tau_{at}(\tau_{at} + \tau_{cav}))$. Poziom $5P_{1/2}$, wykorzystywany w procesie odczytu, posiada 2 podpoziomy z którymi może oddziaływać wiązka odczytująca: $|e\rangle = 5P_{1/2}F = 1, m_F = 1$ oraz $|f\rangle = 5P_{1/2}F = 2, m_F = 1$, odseparowane od siebie o $2\pi \cdot 814$ MHz. Rysunek 6.3 przedstawia prawdopodobieństwo absorpcji fotonu we wnęce w funkcji odstrojenia Δ_f od poziomu $|f\rangle$, dla $T=0,01$, $OD=70$ na przejściu $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ [87] oraz stosunku momentów dipolowych $d_{g,f}/d_{g,e} = -1/\sqrt{3}$ [135].

Rozmywanie fal spinowych. Zakładając maxwellowski rozkład prędkości atomów, fale spinowe zanikają jak $\exp(-t^2/\tau_{term}^2)$, gdzie dla niedużych kątów θ , τ_{term} skaluje się jak $1/\theta$. Przy temperaturze naszej chmury atomów wynoszącej około $20 \mu K$ [1], czas τ_{term} wynosi $80 \mu s$ dla $\theta = 1^\circ$, $40 \mu s$ dla $\theta = 2^\circ$, a $20 \mu s$ dla $\theta = 4^\circ$. Widać więc, że termiczna dekoherencja znacząco ogranicza czas, w którym możliwy jest odczyt fal spinowych. Przyjmijmy więc, że interesować nas będą tylko fale spinowe dla kątów $\theta < 1^\circ$.

Poszerzenia natężeniowe. Dekoherencja wywołana poszerzeniem natężeniowym jest opisana członem proporcjonalnym do c_j w równaniu 6.6. Dotyka ona również w takim samym stopniu fale spinowe nie sprzężone z wnęką (równanie 2.6). Rysunek 6.4 przedstawia średni czas życia fali spinowej pod wpływem



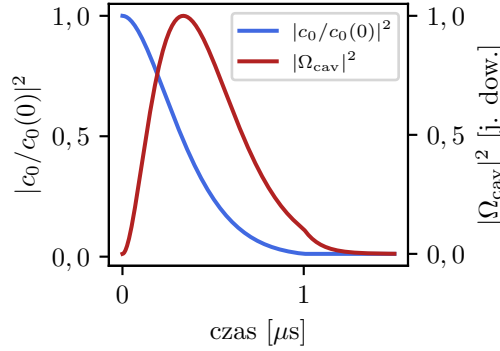
Rysunek 6.4: Średni czas życia fali spinowej pod wpływem poszerzenia natężeniowego w funkcji Ω_r i Δ_f .

tego poszerzenia w funkcji Ω_r oraz Δ_f .

6.2.2 Wyniki Symulacji

Wyniki symulacji. Rysunek 6.5 przedstawia prawdopodobieństwo istnienia fali spinowej w atomach oraz natężenia światła we wnętrzu. Symulacja została wykonana za pomocą skryptu w języku Python. Przyjęte zostały parametry: długość wnęki $L = 30$ cm, transmisja lustra wnęki $T = 0.01$, częstość Rabbiego wiązki odczytującej $\Omega_r = 2\pi \cdot 30$ MHz na przejściu $|h\rangle \rightarrow |f\rangle$, odstrojenie $\Delta_f = 2\pi \cdot 1$ GHz oraz gęstość optycznej wynosząca 70 na przejściu $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ [87]. Dla przyjętych parametrów średni czas życia fali spinowej pod wpływem poszerzenia natężeniowego wynosi około $\tau_{\text{nat}} = 109 \mu\text{s}$, a więc przekracza τ_{term} dla $\theta = 1^\circ$. Wiązka odczytująca jest uruchamiana na okres $1 \mu\text{s}$. Spójność początkowa w symulacji posiada parametr $c_0(0) = 1$ oraz pozostałe $c_j(0) = 0$. Prawdopodobieństwo odczytu, zdefiniowane jako stosunek liczby fotonów w wyemitowanym świetle $n_{ph} = \epsilon_0 / (2\hbar\omega_0) \int |A(t)|^2 dt$ do początkowej liczby atomów n_h w stanie $|h\rangle$, wynosi 92%.

Równocześnie, by określić niszczenie fal spinowych nie sprzężonych z wnęką, przeprowadzona została symulacja bazująca na równaniach 2.6 oraz 2.10, za pomocą skryptu napisanego w XMDS. Parametry takie jak Ω_r, Δ_f oraz gęstość optyczna zostały takie same. Początkową spójność $\rho_{g,h,0}$ przyjęto równą 1 w całej objętości atomów. Rozkład atomów w przestrzeni został przyjęty taki, jak opisano w [87]. Na podstawie symulacji, prawdopodobieństwo zniszczenia fali spinowej zdefiniowane jako $1 - \int |\rho_{g,h}| dz / \int |\rho_{g,h,0}| dz$, wynosi



Rysunek 6.5: Symulacja konwersji spójności atomowej na światło we wnęce rezonansowej. Niebieska linia przedstawia $|c_0/c_0(0)|^2$, które daje informację o prawdopodobieństwie, że fala spinowa wciąż przechowywana jest w atomach. Czerwona linia przedstawia $|\Omega_{\text{cav}}|^2$ proporcjonalne do natężenia światła we wnęce. Wiązka odczytująca jest włączona na okres $1 \mu\text{s}$. Parametry wnęki oraz wiązek przedstawione są w tekście głównym w sekcji 6.2.2

1,7%. W przypadku fal spinowych, dla których warunek dopasowania fazowego nie jest spełniony można przyjąć, że niszczenie jest spowodowane jedynie poszerzeniem natężeniowym. Jego prawdopodobieństwo wynosi wtedy $1 - \exp(1/\tau_{\text{nat}} \cdot 1\mu\text{s}) = 0,9\%$.

6.3 Podsumowanie

W tym rozdziale zaprezentowany został pomysł na konstrukcję konwertera modów, który umożliwiłby odczyt fal spinowych przechowywanych w różnych modach przestrzennych na ciąg fotonów sprzęgniętych ze światłowodem jednomodowym. Do najważniejszych wyników przedstawionych w tym rozdziale należą:

- Pokazanie, że w procesie odczytu biorą udział jedynie składowa fali spinowej o całkowitym dopasowaniu fazowym.
- Analiza strat podczas odczytu. Dla maksymalnej wydajności ważne jest by średni czas absorpcji fotonu przez atomy τ_{at} był jak największy w stosunku do średniego czasu życia fotonu we wnęce τ_{cav} . Jednocześnie do optymalnej pracy dekoherencja związana ze świeceniem wiązką odczytu-

jąca nie powinna być mniejsza od dekoherencji termicznej, która odgórnie ogranicza czas życia fali spinowej w pamięci.

- Symulacja numeryczna odczytu pojedynczej fali spinowej, dla parametrów możliwych do osiągnięcia w pamięci kwantowej opisywanej w poprzednich rozdziałach niniejszej pracy. Przewidywana wydajność odczytu wybranej fali spinowej wyniosła 92% w czasie 1 μ s. Jednocześnie, w zależności od dopasowania fazowego, prawdopodobieństwo zniszczenia innej fali spinowej waha się pomiędzy 0,9% do 1,7%. Uwzględniając termiczną dekoherencję zaprezentowana sekwencja pozwoliłaby na odczyt do kilkudziesięciu fal spinowych.

Przedstawiony schemat jest kompatybilny z przestrzenną modulacją fazy. Dzięki temu możliwe jest interferowanie ze sobą wielu fal spinowych [15]. W połączeniu z możliwością dokonywania pomiarów na wybranych modach umożliwi to np. generowanie na żądanie stanów n -falospinowych (przekładających się na stany n -fotonowe w odczycie), czy też możliwość projektowania bramek kwantowych działających na falach spinowych. Wydajne wprzęgnięcie wygenerowanych fotonów prosto do światłowodu jednomodowego sprawia, że wzrasta łatwość przesyłania wygenerowanej informacji na duże odległości. Daje to więc szerokie pole do wykonywania w przyszłości obliczeń kwantowych, czy też realizowania kolejnych protokołów przesyłu informacji kwantowej.

Rozdział 7

Podsumowanie i wnioski

W niniejszej rozprawie doktorskiej zaprezentowana została idea wykorzystania przestrzennej modulacji fazy fal spinowych do modyfikacji dopasowania fazowego. Przedstawiono szereg idei które umożliwiają wykorzystanie wielomodowych pamięci kwantowych na nowe sposoby i do nowych celów.

7.1 Otrzymane rezultaty

Przestrzenna modulacja fazy. W rozdziale 3 przedstawiona została idea modulowania fazy spójności przechowywanej w atomach za pomocą efektu ac-Starka wywołującego fikcyjne pole magnetyczne [65]. Zaprezentowana była konstrukcja umożliwiająca kontrolę przestrzennego rozkładu natężenia wiązki światła. przekłada się to na kontrolę przesunięcia ac-Starka z rozdzielczością przestrzenną. Modulując przestrzenną fazę spinów precesujących w zewnętrznym polu magnetycznym zademonstrowano ideę kontrolowania wydajności odczytu z pamięci kwantowej poprzez modyfikowanie dopasowania fazowego. Jednocześnie pokazane zostało, że niejednorodność nadrukowanej fazy jest głównym źródłem dekoherencji.

Modyfikacja fazy poprzecznej. W rozdziale 4 pokazana została koncepcja poprzecznej fazy fal spinowych w pamięci kwantowej, co przekłada się bezpośrednio na przestrzenną fazę światła wygenerowanego w procesie odczytu. Zademonstrowana została kompensacja z wysoką wydajnością i wiernością aberracji wprowadzonych sztucznie przez dodatkową soczewkę cylindryczną. Za pomocą pomiarów interferometrycznych potwierdzono wysoką wierność fazy nakładanej spójność atomową z profilami natężenia wiązki starkowskiej oświetlającej atomy. Pokazane również zostało, że dekoherencja fal spinowych pod

wpływem modulacji fazy jest proporcjonalna do kwadratu nałożonej fazy, a współczynnik proporcjonalności skaluje się kwadratowo ze względnym odchyleniem standardowym natężenia wiązki modulującej fazę od zadanego profilu.

Spektrometr o rekordowej rozdzielczości. W rozdziale 5 zaprezentowana była modulacja podłużnej fazy fal spinowych w pamięci kwantowej typu GEM, która zapamiętuje strukturę czasową zapisywanego sygnału. Zademonstrowany został czasowy odpowiednik propagacji w przestrzeni oraz soczewki. Posłużyły one do konstrukcji spektrometru o szerokości pasma rzędu 1MHz i rozdzielczości rzędu kilkudziesięciu kHz. Dzięki możliwości nadrukowywania dowolnych profili fazowych, możliwe jest niemal dowolne manipulowanie stanami światła zapisanymi w GEM. Stwarza to nowe możliwości w czasowym i spektralnym przetwarzaniu wąskopasmowych kwantowych stanów światła pochodzących z emisji atomowej.

Selektywny odczyt. W rozdziale 6 przedstawiona została koncepcja konwertera modów, który umożliwia konwersję fal spinowych przechowywanych w różnych modach przestrzennych pamięci kwantowej na ciąg fotonów sprzęgniętych do światłowodu jednomodowego. W tym celu została użyta wnęka optyczna zwiększająca wydajność odczytu, gradient pola magnetycznego kompensujący niedopasowanie fazowe oraz kontrolowanie kąta świecenia wiązki odczytującej na atomy, by wybrać kierunek odczytu zgodny z modem wnęki. Dobrano zestaw realnych parametrów, które pozwalają na odczyt wybranej fali spinowej z wysoką wydajnością (92%) przy jednoczesnym niewielkim niszczeniu pozostałych fal spinowych (0,9% - 1,7%).

7.2 Perspektywy

Przetwarzanie informacji kwantowej w przestrzennych stopniach swobody [1, 22, 24, 25] i w czasie/częstości [18–21] stanowi ważny aspekt współczesnych badań. Modulacja fazy przestrzennej przechowywanych stanów daje w tym względzie nowe możliwości.

Po pierwsze otrzymujemy narzędzie pozwalające na wprowadzenie na żądanie dodatkowego elementu optycznego o dowolnym profilu fazowym. Z jednej strony umożliwia to skompensowanie aberracji, co pozytywnie wpływa na zwiększenie liczby modów przestrzennych w pamięci, a także może zwiększać sprzężenie odczytywanego sygnału z modem światłowodu jednomodowego [81]. Z drugiej strony możliwa jest szybka zmiana bazy pomiarowej, co jest potrzebne w protokołach komunikacji kwantowej opartych o paradoks

EPR [84–86] i może być wykorzystane do pomiarów adaptatywnych [83]. Ponadto uzyskujemy zdolność do oddziaływania ze sobą pojedynczych fal spinowych przechowywanych w różnych modach przestrzennych [79].

Po drugie pełna kontrola podłużnej fazy stanów w pamięci GEM [75, 76] daje możliwość czasowego i spektralnego przetwarzaniu kwantowych stanów światła pochodzących z wąskopasmowej emisji atomowej [108–110], który to obszar był wcześniej niedostępny.

Połączenie pamięci typu GEM z wnęką rezonansową, oraz aktywnie sterowanym ustawieniem kąta padania wiązki sprzęgającej [134] umożliwia wykonanie selektywnego odczytu fal spinowych wytworzonych w procesie spontanicznego rozpraszania Ramana w różnych modach przestrzennych.

Wreszcie pełna kontrola nad odczytem z wielomodowej przestrzeni pamięci kwantowej w połączeniu z przestrzenną modulacją fazy [22] otwiera nowe pola do tworzenia bramek kwantowych [79] i przeprowadzania obliczeń kwantowych z użyciem kilku kubitów. Jest to ważny krok, który w przyszłości umożliwi konstrukcję procesora kwantowego.

Bibliografia

- [1] M. Parniak, M. Dąbrowski, M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, and W. Wasilewski, “Wavevector multiplexed atomic quantum memory via spatially-resolved single-photon detection,” *Nature Communications* **8**, 2140 (2017).
- [2] S. Pirandola, U. L. Andersen, L. Banchi, M. Berta, D. Bunandar, R. Colbeck, D. Englund, T. Gehring, C. Lupo, C. Ottaviani, J. Pereira, M. Razavi, J. S. Shaari, M. Tomamichel, V. C. Usenko, G. Vallone, P. Villoresi, and P. Wallden, “Advances in quantum cryptography,” *Advances in Optics and Photonics* **12**, 1012–1236 (2020).
- [3] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, “Quantum cryptography,” *Reviews of Modern Physics* **74**, 145–195 (2002).
- [4] C. Gobby, Z. L. Yuan, and A. J. Shields, “Quantum key distribution over 122 km of standard telecom fiber,” *Applied Physics Letters* **84**, 3762–3764 (2004).
- [5] D. Stucki, N. Walenta, F. Vannel, R. T. Thew, N. Gisin, H. Zbinden, S. Gray, C. R. Towery, and S. Ten, “High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres,” *New Journal of Physics* **11**, 75003–75012 (2009).
- [6] B. Korzh, C. C. W. Lim, R. Houlmann, N. Gisin, M. J. Li, D. Nolan, B. Sanguinetti, R. Thew, and H. Zbinden, “Provably secure and practical quantum key distribution over 307 km of optical fibre,” *Nature Photonics* **9**, 163–168 (2015).
- [7] H. J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, and P. Zoller, “Quantum repeaters: The role of imperfect local operations in quantum communication,” *Physical Review Letters* **81**, 5932–5935 (1998).
- [8] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller, “Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics,” *Nature* **414**, 413–418 (2001).
- [9] K. Azuma, K. Tamaki, and H. K. Lo, “All-photonic quantum repeaters,” *Nature Communications* **6**, 6787 (2015).
- [10] W. Zhang, D. S. Ding, Y. B. Sheng, L. Zhou, B. S. Shi, and G. C. Guo, “Quantum Secure Direct Communication with Quantum Memory,” *Physical Review Letters* **118**, 220501 (2017).
- [11] N. Sangouard, C. Simon, H. De Riedmatten, and N. Gisin, “Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics,” *Reviews of Modern Physics* **83**, 33–80 (2011).
- [12] C. Simon, H. De Riedmatten, and M. Afzelius, “Temporally multiplexed quantum repeaters with atomic gases,” *Physical Review A* **82**, 010304 (2010).
- [13] A. Furusawa and N. Takei, “Quantum teleportation for continuous variables and related quantum information processing,” *Physics Reports* **443**, 97–119 (2007).
- [14] M. A. Nielsen, “Quantum computation by measurement and quantum memory,” *Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics* **308**, 96–100 (2003).

- [15] M. Parniak, M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, M. Dąbrowski, and W. Wasilewski, "Quantum Optics of Spin Waves through ac Stark Modulation," *Physical Review Letters* **122**, 063604 (2019).
- [16] M. J. Tao, M. Hua, Q. Ai, and F. G. Deng, "Quantum-information processing on nitrogen-vacancy ensembles with the local resonance assisted by circuit QED," *Physical Review A* **91**, 062325 (2015).
- [17] X. Y. Lü, Z. L. Xiang, W. Cui, J. Q. You, and F. Nori, "Quantum memory using a hybrid circuit with flux qubits and nitrogen-vacancy centers," *Physical Review A* **88**, 012329 (2013).
- [18] C. Reimer, M. Kues, P. Roztock, B. Wetz, F. Grazioso, B. E. Little, S. T. Chu, T. Johnston, Y. Bromberg, L. Caspani, D. J. Moss, and R. Morandotti, "Generation of multiphoton entangled quantum states by means of integrated frequency combs," *Science* **351**, 1176–1180 (2016).
- [19] B. Brecht, D. V. Reddy, C. Silberhorn, and M. G. Raymer, "Photon temporal modes: A complete framework for quantum information science," *Physical Review X* **5**, 041017 (2015).
- [20] P. C. Humphreys, W. S. Kolthammer, J. Nunn, M. Barbieri, A. Datta, and I. A. Walmsley, "Continuous-variable quantum computing in optical time-frequency modes using quantum memories," *Physical Review Letters* **113**, 130502 (2014).
- [21] H.-H. Lu, J. M. Lukens, B. P. Williams, P. Imany, N. A. Peters, A. M. Weiner, and P. Lougovski, "A controlled-NOT gate for frequency-bin qubits," *npj Quantum Information* **5**, 24 (2019).
- [22] M. Mazelanik, M. Parniak, A. Leszczyński, M. Lipka, and W. Wasilewski, "Coherent spin-wave processor of stored optical pulses," *npj Quantum Information* **5**, 22 (2019).
- [23] F. Bussi eres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, C. Simon, and W. Tittel, "Prospective applications of optical quantum memories," *Journal of Modern Optics* **60**, 1519–1537 (2013).
- [24] Y.-F. Pu, N. Jiang, W. Chang, H.-X. Yang, C. Li, and L.-M. Duan, "Experimental realization of a multiplexed quantum memory with 225 individually accessible memory cells," *Nat. Commun.* **8**, 15359 (2017).
- [25] A. Seri, D. Lago-Rivera, A. Lenhard, G. Corrielli, R. Osellame, M. Mazzera, and H. de Riedmatten, "Quantum Storage of Frequency-Multiplexed Heralded Single Photons," *Physical Review Letters* **123**, 080502 (2019).
- [26] Y.-W. Cho, G. T. Campbell, J. L. Everett, J. Bernu, D. B. Higginbottom, M. T. Cao, J. Geng, N. P. Robins, P. K. Lam, and B. C. Buchler, "Highly efficient optical quantum memory with long coherence time in cold atoms," *Optica* **3**, 100–107 (2016).
- [27] X. H. Bao, A. Reingruber, P. Dietrich, J. Rui, A. D uck, T. Strassel, L. Li, N. L. Liu, B. Zhao, and J. W. Pan, "Efficient and long-lived quantum memory with cold atoms inside a ring cavity," *Nature Physics* **8**, 517–521 (2012).
- [28] B. H. Kolner and M. Nazarathy, "Temporal imaging with a time lens," *Optics Letters* **15**, 655 (1990).
- [29] Y. Zhu, J. Kim, and D. J. Gauthier, "Aberration-corrected quantum temporal imaging system," *Physical Review A* **87**, 43808 (2013).
- [30] G. Patera, D. B. Horoshko, and M. I. Kolobov, "Space-time duality and quantum temporal imaging," *Physical Review A* **98**, 053815 (2018).
- [31] K. F. Reim, J. Nunn, V. O. Lorenz, B. J. Sussman, K. C. Lee, N. K. Langford, D. Jaksch, and I. A. Walmsley, "Towards high-speed optical quantum memories," *Nature Photonics* **4**, 218–221 (2010).
- [32] M. Hosseini, G. Campbell, B. M. Sparkes, P. K. Lam, and B. C. Buchler, "Unconditional room-temperature quantum memory," *Nature Physics* **7**, 794–798 (2011).

- [33] M. Bashkansky, F. K. Fatemi, and I. Vurgaftman, "Quantum memory in warm rubidium vapor with buffer gas," *Optics Letters* **37**, 142 (2012).
- [34] D. T. Stack, P. J. Lee, and Q. Quraishi, "Simple and efficient absorption filter for single photons from a cold atom quantum memory," *Optics Express* **23**, 6822 (2015).
- [35] P. C. Maurer, G. Kucsko, C. Latta, L. Jiang, N. Y. Yao, S. D. Bennett, F. Pastawski, D. Hunger, N. Chisholm, M. Markham, D. J. Twitchen, J. I. Cirac, and M. D. Lukin, "Room-temperature quantum bit memory exceeding one second," *Science* **336**, 1283–1286 (2012).
- [36] A. V. Tsukanov, "Quantum memory based on ensemble states of NV centers in diamond," *Russian Microelectronics* **42**, 127–147 (2013).
- [37] M. Pfender, N. Aslam, P. Simon, D. Antonov, G. Thiering, S. Burk, F. Fávoro De Oliveira, A. Denisenko, H. Fedder, J. Meijer, J. A. Garrido, A. Gali, T. Teraji, J. Isoya, M. W. Doherty, A. Alkauskas, A. Gallo, A. Grüneis, P. Neumann, and J. Wrachtrup, "Protecting a Diamond Quantum Memory by Charge State Control," *Nano Letters* **17**, 5931–5937 (2017).
- [38] E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J. A. Slater, D. Oblak, F. Bussières, M. George, R. Ricken, W. Sohler, and W. Tittel, "Broadband waveguide quantum memory for entangled photons," *Nature* **469**, 512–515 (2011).
- [39] H. De Riedmatten, M. Afzelius, M. U. Staudt, C. Simon, and N. Gisin, "A solid-state light-matter interface at the single-photon level," *Nature* **456**, 773–777 (2008).
- [40] R. A. Thomas, M. Parniak, C. Østfeldt, C. B. Møller, C. Bærentsen, Y. Tsaturyan, A. Schliesser, J. Appel, E. Zeuthen, and E. S. Polzik, "Entanglement between distant macroscopic mechanical and spin systems," *Nature Physics* pp. 228–233 (2021).
- [41] L. Veissier, A. Nicolas, L. Giner, D. Maxein, A. S. Sheremet, E. Giacobino, and J. Laurat, "A reversible optical memory for twisted photons," in "CLEO: QELS Fundamental Science, CLEO:QELS FS 2013," , vol. 38 (Optical Society of America, 2013), vol. 38, pp. 712–714.
- [42] L. Ma, O. Slattery, and X. Tang, "Optical quantum memory based on electromagnetically induced transparency," *Journal of Optics* **19**, 43001 (2017).
- [43] M. P. Hedges, J. J. Longdell, Y. Li, and M. J. Sellars, "Efficient quantum memory for light," *Nature* **465**, 1052–1056 (2010).
- [44] R. A. Akhmedzhanov, L. A. Gushchin, A. A. Kalachev, S. L. Korableva, D. A. Sobgayda, and I. V. Zelensky, "Atomic frequency comb memory in an isotopically pure $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$ crystal," *Laser Physics Letters* **13**, 015202 (2016).
- [45] A. J. F. de Almeida, S. Barreiro, W. S. Martins, R. A. de Oliveira, D. Felinto, L. Pruvost, and J. W. R. Tabosa, "Storage of orbital angular momenta of light via coherent population oscillation," *Optics Letters* **40**, 2545 (2015).
- [46] P. Vernaz-Gris, K. Huang, M. Cao, A. S. Sheremet, and J. Laurat, "Highly-efficient quantum memory for polarization qubits in a spatially-multiplexed cold atomic ensemble," *Nature Communications* **9**, 363 (2018).
- [47] L. Chen, Z. Xu, W. Zeng, Y. Wen, S. Li, and H. Wang, "Controllably releasing long-lived quantum memory for photonic polarization qubit into multiple spatially-separate photonic channels," *Scientific Reports* **6**, 33959 (2016).
- [48] H. N. Dai, H. Zhang, S. J. Yang, T. M. Zhao, J. Rui, Y. J. Deng, L. Li, N. L. Liu, S. Chen, X. H. Bao, X. M. Jin, B. Zhao, and J. W. Pan, "Holographic storage of biphoton entanglement," *Physical Review Letters* **108**, 210501 (2012).
- [49] K. Surmacz, J. Nunn, K. Reim, K. C. Lee, V. O. Lorenz, B. Sussman, I. A. Walmsley, and D. Jaksch, "Efficient spatially resolved multimode quantum memory," *Physical Review A* **78**, 033806 (2008).

- [50] M. Dąbrowski, M. Parniak, and W. Wasilewski, "Einstein–Podolsky–Rosen paradox in a hybrid bipartite system," *Optica* **4**, 272–275 (2017).
- [51] S.-Y. Lan, A. G. Radnaev, O. A. Collins, D. N. Matsukevich, T. A. Kennedy, and A. Kuzmich, "A multiplexed quantum memory," *Optics Express* **17**, 13639 (2009).
- [52] A. Seri, A. Lenhard, D. Rieländer, M. Gündogan, P. M. Ledingham, M. Mazzera, and H. de Riedmatten, "Quantum correlations between single telecom photons and a multimode on-demand solid-state quantum memory," *Physical Review X* **7**, 021028 (2017).
- [53] K. Kutluer, M. Mazzera, and H. De Riedmatten, "Solid-State Source of Nonclassical Photon Pairs with Embedded Multimode Quantum Memory," *Physical Review Letters* **118**, 210502 (2017).
- [54] A. Tiranov, P. C. Strassmann, J. Lavoie, N. Brunner, M. Huber, V. B. Verma, S. Woo Nam, R. P. Mirin, A. E. Lita, F. Marsili, M. Afzelius, F. Bussières, and N. Gisin, "Temporal Multimode Storage of Entangled Photon Pairs," *Physical Review Letters* **117**, 240506 (2016).
- [55] J.-S. Tang, Z.-Q. Zhou, Y.-T. Wang, Y.-L. Li, X. Liu, Y.-L. Hua, Y. Zou, S. Wang, D.-Y. He, G. Chen, Y.-N. Sun, Y. Yu, M.-F. Li, G.-W. Zha, H.-Q. Ni, Z.-C. Niu, C.-F. Li, and G.-C. Guo, "Storage of multiple single-photon pulses emitted from a quantum dot in a solid-state quantum memory," *Nature Communications* **6**, 8652 (2015).
- [56] G. T. Campbell, O. Pinel, M. Hosseini, T. C. Ralph, B. C. Buchler, and P. K. Lam, "Configurable unitary transformations and linear logic gates using quantum memories," *Physical Review Letters* **113**, 063601 (2014).
- [57] B. M. Sparkes, J. Bernu, M. Hosseini, J. Geng, Q. Glorieux, P. A. Altin, P. K. Lam, N. P. Robins, and B. C. Buchler, "Gradient echo memory in an ultra-high optical depth cold atomic ensemble," *New Journal of Physics* **15**, 085027 (2013).
- [58] N. Sinclair, E. Saglamyurek, H. Mallahzadeh, J. A. Slater, M. George, R. Ricken, M. P. Hedges, D. Oblak, C. Simon, W. Sohler, and W. Tittel, "Spectral multiplexing for scalable quantum photonics using an atomic frequency comb quantum memory and feed-forward control," *Physical Review Letters* **113**, 053603 (2014).
- [59] D. B. Higginbottom, B. M. Sparkes, M. Rancic, O. Pinel, M. Hosseini, P. K. Lam, and B. C. Buchler, "Spatial-mode storage in a gradient-echo memory," *Physical Review A* **86**, 023801 (2012).
- [60] M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. T. Campbell, P. K. Lam, and B. C. Buchler, "Storage and manipulation of light using a Raman gradient-echo process," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **45**, 124004 (2012).
- [61] C. G. Yale, B. B. Buckley, D. J. Christle, G. Burkard, F. J. Heremans, L. C. Bassett, and D. D. Awschalom, "All-optical control of a solid-state spin using coherent dark states," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **110**, 7595–600 (2013).
- [62] T. Moriyasu, D. Nomoto, Y. Koyama, Y. Fukuda, and T. Kohmoto, "Spin manipulation using the light-shift effect in rubidium atoms," *Physical Review Letters* **103**, 213602 (2009).
- [63] C. Y. Park, H. Noh, C. M. Lee, and D. Cho, "Measurement of the Zeeman-like ac Stark shift," *Physical Review A. Atomic, Molecular, and Optical Physics* **63**, 325121–325127 (2001).
- [64] C. Y. Park, J. Y. Kim, J. M. Song, and D. Cho, "Optical Stern-Gerlach effect from the Zeeman-like ac Stark shift," *Physical Review A* **65**, 033410 (2002).
- [65] C. Cohen-Tannoudji and J. Dupont-Roc, "Experimental Study of Zeeman Light Shifts in Weak Magnetic Fields," *Physical Review A* **5**, 968–984 (1972).
- [66] E. Zhivun, A. Wickenbrock, B. Patton, and D. Budker, "Alkali-vapor magnetic resonance driven by fictitious radiofrequency fields," *Applied Physics Letters* **105**, 192406 (2014).

- [67] Z. Lin, X. Peng, W. Li, H. Wang, and H. Guo, "Magneto-optical double resonance driven by fictitious fields," *Optics Express* **25**, 7668 (2017).
- [68] W.-M. Sun, Q. Huang, Z.-J. Huang, P.-W. Wang, and J.-H. Zhang, "All-Optical Vector Cesium Magnetometer," *Chinese Physics Letters* **34**, 058501 (2017).
- [69] M. Vengalattore, J. M. Higbie, S. R. Leslie, J. Guzman, L. E. Sadler, and D. M. Stamper-Kurn, "High resolution magnetometry with a spinor Bose-Einstein condensate," *Phys. Rev. Lett.* **98**, 200801 (2007).
- [70] A. B. Deb, B. J. Sawyer, and N. Kjærgaard, "Dispersive probing of driven pseudospin dynamics in a gradient field," *Physical Review A* **88**, 1–10 (2013).
- [71] P. R. Hemmer and T. Zapata, "The universal scaling laws that determine the achievable resolution in different schemes for super-resolution imaging," *Journal of Optics (United Kingdom)* **14**, 083002 (2012).
- [72] N. Goldman, G. Juzeliūnas, P. Öhberg, and I. B. Spielman, "Light-induced gauge fields for ultracold atoms," *Reports on Progress in Physics* **77**, 126401 (2014).
- [73] M. Rosatzin, D. Suter, and J. Mlynek, "Light-shift-induced spin echoes in a $J = 1/2$ atomic ground state," *Physical Review A* **42**, 1839–1841 (1990).
- [74] M. Zielonkowski, J. Steiger, U. Schünemann, M. DeKieviet, and R. Grimm, "Optically induced spin precession and echo in an atomic beam," *Physical Review A* **58**, 3993–3998 (1998).
- [75] B. M. Sparkes, M. Hosseini, G. Hétet, P. K. Lam, and B. C. Buchler, "ac Stark gradient echo memory in cold atoms," *Physical Review A* **82**, 043847 (2010).
- [76] T. Chanelière and G. Hétet, "Light-shift-modulated photon-echo," *Optics Letters* **40**, 1294 (2015).
- [77] P. Schneeweiss, F. Le Kien, and A. Rauschenbeutel, "Nanofiber-based atom trap created by combining fictitious and real magnetic fields," *New Journal of Physics* **16**, 013014 (2014).
- [78] B. Albrecht, Y. Meng, C. Clausen, A. Dareau, P. Schneeweiss, and A. Rauschenbeutel, "Fictitious magnetic-field gradients in optical microtraps as an experimental tool for interrogating and manipulating cold atoms," *Physical Review A* **94**, 061401 (2016).
- [79] M. Parniak, M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, M. Dąbrowski, and W. Wasilewski, "Multidimensional quantum optics of spin waves through ac-Stark modulation," (2018).
- [80] A. Leszczyński, M. Mazelanik, M. Lipka, M. Parniak, M. Dąbrowski, and W. Wasilewski, "Spatially resolved control of fictitious magnetic fields in a cold atomic ensemble," *Optics Letters* **43**, 1147 (2018).
- [81] M. Lipka, A. Leszczyński, M. Mazelanik, M. Parniak, and W. Wasilewski, "Spatial Spin-Wave Modulator for Quantum-Memory-Assisted Adaptive Measurements," *Physical Review Applied* **11**, 034049 (2019).
- [82] U. L. Andersen, J. S. Neergaard-Nielsen, P. van Loock, and A. Furusawa, "Hybrid discrete- and continuous-variable quantum information," *Nature Physics* **11**, 713 (2015).
- [83] H. M. Wiseman, D. W. Berry, S. D. Bartlett, B. L. Higgins, and G. J. Pryde, "Adaptive Measurements in the Optical Quantum Information Laboratory," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 1661–1672 (2009).
- [84] M. Edgar, D. Tasca, F. Izdebski, R. Warburton, J. Leach, M. Agnew, G. Buller, R. Boyd, and M. Padgett, "Imaging high-dimensional spatial entanglement with a camera," *Nature Communications* **3**, 984 (2012).
- [85] R. S. Aspden, D. S. Tasca, R. W. Boyd, and M. J. Padgett, "EPR-based ghost imaging using a single-photon-sensitive camera," *New J. Phys.* **15**, 73032 (2013).

- [86] M. Dąbrowski, M. Mazelanik, M. Parniak, A. Leszczyński, M. Lipka, and W. Wasilewski, "Certification of high-dimensional entanglement and Einstein-Podolsky-Rosen steering with cold atomic quantum memory," *Physical Review A* **98**, 42126 (2018).
- [87] M. Mazelanik, A. Leszczyński, M. Lipka, M. Parniak, and W. Wasilewski, "Temporal imaging for ultra-narrowband few-photon states of light," *Optica* **7**, 203 (2020).
- [88] B. Li, M. R. Fernández-Ruiz, S. Lou, and J. Azaña, "High-contrast linear optical pulse compression using a temporal hologram," *Optics Express* **23**, 6833 (2015).
- [89] J. M. Donohue, M. Agnew, J. Lavoie, and K. J. Resch, "Coherent ultrafast measurement of time-bin encoded photons," *Physical Review Letters* **111**, 153602 (2013).
- [90] H. H. Lu, J. M. Lukens, N. A. Peters, O. D. Odele, D. E. Leaird, A. M. Weiner, and P. Lougovski, "Electro-Optic Frequency Beam Splitters and Titters for High-Fidelity Photonic Quantum Information Processing," *Physical Review Letters* **120**, 030502 (2018).
- [91] M. Allgaier, V. Ansari, L. Sansoni, C. Eigner, V. Quiring, R. Ricken, G. Harder, B. Brecht, and C. Silberhorn, "Highly efficient frequency conversion with bandwidth compression of quantum light," *Nature Communications* **8**, 14288 (2017).
- [92] S. Denis, P. A. Moreau, F. Devaux, and E. Lantz, "Temporal ghost imaging with twin photons," *Journal of Optics (United Kingdom)* **19**, 34002 (2017).
- [93] S. Dong, W. Zhang, Y. Huang, and J. Peng, "Long-distance temporal quantum ghost imaging over optical fibers," *Scientific Reports* **6**, 26022 (2016).
- [94] P. Ryczkowski, M. Barbier, A. T. Friberg, J. M. Dudley, and G. Genty, "Magnified time-domain ghost imaging," *APL Photonics* **2**, 46102 (2017).
- [95] H. Wu, P. Ryczkowski, A. T. Friberg, J. M. Dudley, and G. Genty, "Temporal ghost imaging using wavelength conversion and two-color detection," *Optica* **6**, 902 (2019).
- [96] B. H. Kolner, "Active pulse compression using an integrated electro-optic phase modulator," *Applied Physics Letters* **52**, 1122–1124 (1988).
- [97] D. Grischkowsky, "Optical pulse compression," *Applied Physics Letters* **25**, 566–568 (1974).
- [98] M. Karpinski, M. Jachura, L. J. Wright, and B. J. Smith, "Bandwidth manipulation of quantum light by an electro-optic time lens," *Nature Photonics* **11**, 53–57 (2017).
- [99] V. J. Hernandez, C. V. Bennett, B. D. Moran, A. D. Drobshoff, D. Chang, C. Langrock, M. M. Fejer, and M. Ibsen, "104 MHz rate single-shot recording with subpicosecond resolution using temporal imaging," *Optics Express* **21**, 196–203 (2013).
- [100] C. V. Bennett and B. H. Kolner, "Aberrations in temporal imaging," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **37**, 20–32 (2001).
- [101] C. V. Bennett, R. P. Scott, and B. H. Kolner, "Temporal magnification and reversal of 100 Gb/s optical data with an up-conversion time microscope," *Applied Physics Letters* **65**, 2513–2515 (1994).
- [102] C. V. Bennett and B. H. Kolner, "Upconversion time microscope demonstrating 103 Å magnification of femtosecond waveforms," *Optics Letters* **24**, 783–785 (1999).
- [103] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, "Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers," *Physical Review A* **40**, 5063–5072 (1989).
- [104] O. Kuzucu, Y. Okawachi, R. Salem, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Spectral phase conjugation via temporal imaging," *Optics Express* **17**, 20605 (2009).
- [105] Y. Okawachi, R. Salem, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "High-resolution spectroscopy using a frequency magnifier," *Optics Express* **17**, 5691 (2009).

- [106] M. A. Foster, R. Salem, D. F. Geraghty, A. C. Turner-Foster, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Silicon-chip-based ultrafast optical oscilloscope," *Nature* **456**, 81–84 (2008).
- [107] M. A. Foster, R. Salem, Y. Okawachi, A. C. Turner-Foster, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Ultrafast waveform compression using a time-domain telescope," *Nature Photonics* **3**, 581–585 (2009).
- [108] L. Zhao, X. Guo, C. Liu, Y. Sun, M. M. T. Loy, and S. Du, "Photon pairs with coherence time exceeding 1 μ s," *Optica* **1**, 84 (2014).
- [109] X. Guo, Y. Mei, and S. Du, "Testing the Bell inequality on frequency-bin entangled photon pairs using time-resolved detection," *Optica* **4**, 388 (2017).
- [110] P. Farrera, G. Heinze, B. Albrecht, M. Ho, M. Chávez, C. Teo, N. Sangouard, and H. De Riedmatten, "Generation of single photons with highly tunable wave shape from a cold atomic ensemble," *Nature Communications* **7**, 13556 (2016).
- [111] A. Stute, B. Casabone, P. Schindler, T. Monz, P. O. Schmidt, B. Brandstätter, T. E. Northup, and R. Blatt, "Tunable ion-photon entanglement in an optical cavity," *Nature* **485**, 482–485 (2012).
- [112] M. Rambach, A. Nikolova, T. J. Weinhold, and A. G. White, "Sub-megahertz linewidth single photon source," *APL Photonics* **1**, 096101 (2016).
- [113] S. Hong, R. Riedinger, I. Marinković, A. Wallucks, S. G. Hofer, R. A. Norte, M. Aspelmeyer, and S. Gröblacher, "Hanbury Brown and Twiss interferometry of single phonons from an optomechanical resonator," *Science* **358**, 203–206 (2017).
- [114] J. T. Hill, A. H. Safavi-Naeini, J. Chan, and O. Painter, "Coherent optical wavelength conversion via cavity optomechanics," *Nature Communications* **3**, 1196 (2012).
- [115] L. Allen and J. H. Eberly, "Optical resonance and two-level atoms," *Physics Bulletin* **26**, 545 (1975).
- [116] D. Manzano, "A short introduction to the Lindblad master equation," *AIP Advances* **10**, 025106 (2020).
- [117] A. V. Gorshkov, T. Calarco, M. D. Lukin, and A. S. Sørensen, "Photon storage in π -type optically dense atomic media. IV. Optimal control using gradient ascent," *Physical Review A* **77**, 043806 (2008).
- [118] S. de Echaniz, M. Koschorreck, M. Napolitano, M. Kubasik, and M. W. Mitchell, "Hamiltonian design in atom-light interactions with rubidium ensembles: A quantum-information toolbox," *Physical Review A* **77**, 032316 (2008).
- [119] J. M. Geremia, J. K. Stockton, and H. Mabuchi, "Tensor polarizability and dispersive quantum measurement of multilevel atoms," *Physical Review A* **73**, 1–14 (2006).
- [120] G. Colangelo, R. J. Sewell, N. Behbood, F. M. Ciurana, G. Triginer, and M. W. Mitchell, "Quantum atom-light interfaces in the Gaussian description for spin-1 systems," *New Journal of Physics* **15**, 103007 (2013).
- [121] N. Behbood, F. Martin Ciurana, G. Colangelo, M. Napolitano, M. W. Mitchell, and R. J. Sewell, "Real-time vector field tracking with a cold-atom magnetometer," *Applied Physics Letters* **102** (2013).
- [122] A. Leszczyński and W. Wasilewski, "Calibration of wavefront distortion in light modulator setup by Fourier analysis of multibeam interference," *Journal of the Optical Society of America A* **33**, 683 (2016).
- [123] D. J. Bone, H.-A. Bachor, and R. J. Sandeman, "Fringe-pattern analysis using a 2-D Fourier transform," *Applied optics Opt.* **25**, 1653–1660 (1986).

- [124] A. Klimek, M. Jachura, W. Wasilewski, and K. Banaszek, "Quantum memory receiver for superadditive communication using binary coherent states," *Journal of Modern Optics* **63**, 2074–2080 (2016).
- [125] M. T. Kauffman, W. C. Banyai, A. A. Godil, and D. M. Bloom, "Time-to-frequency converter for measuring picosecond optical pulses," *Applied Physics Letters* **64**, 270–272 (1994).
- [126] J. Azaña, N. K. Berger, B. Levit, and B. Fischer, "Spectral Fraunhofer regime: Time-to-frequency conversion by the action of a single time lens on an optical pulse," *Applied Optics* **43**, 483–490 (2004).
- [127] H. Babashah, Z. Kavehvasht, A. Khavasi, and S. Koohi, "Temporal analog optical computing using an on-chip fully reconfigurable photonic signal processor," *Optics and Laser Technology* **111**, 66–74 (2019).
- [128] R. Salem, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, D. F. Geraghty, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "High-speed optical sampling using a silicon-chip temporal magnifier," *Optics Express* **17**, 4324–4329 (2009).
- [129] P. Suret, R. El Koussaifi, A. Tikan, C. Evain, S. Randoux, C. Szewaj, and S. Bielawski, "Single-shot observation of optical rogue waves in integrable turbulence using time microscopy," *Nature Communications* **7**, 13136 (2016).
- [130] L. K. Mouradian, F. Louradour, V. Messenger, A. Barthélémy, and C. Froehly, "Spectro-temporal imaging of femtosecond events," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**, 795–801 (2000).
- [131] E. Wigner, "On the quantum correction for thermodynamic equilibrium," *Physical Review* **40**, 749–759 (1932).
- [132] H. Jeong, S. Du, and N. Y. Kim, "Proposed narrowband biphoton generation from an ensemble of solid-state quantum emitters," *Journal of the Optical Society of America B* **36**, 646 (2019).
- [133] E. Saglamyurek, T. Hrushevskyi, A. Rastogi, K. Heshami, and L. J. LeBlanc, "Coherent storage and manipulation of broadband photons via dynamically controlled Autler-Townes splitting," *Nature Photonics* **12**, 774–782 (2018).
- [134] K. C. Cox, D. H. Meyer, Z. A. Castillo, F. K. Fatemi, and P. D. Kunz, "Spin-Wave Multiplexed Atom-Cavity Electrodynamics," *Physical Review Letters* **123**, 263601 (2019).
- [135] D. A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data," <http://steck.us/alkalidata>, (2001).