

Uniwersytet Warszawski  
Wydział Fizyki

Radosław Chrapkiewicz

Nr albumu: 248940

Kwantowe stany światła generowane  
w procesie rozpraszania Ramana  
w parach rubidu

Praca magisterska  
na kierunku FIZYKA

w ramach KOLEGIUM  
MIĘDZYWYDZIAŁOWYCH INDYWIDUALNYCH STUDIÓW  
MATEMATYCZNO-PRZYRODNICZYCH

specjalność: OPTYKA

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

Warszawa, sierpień 2011

## Oświadczenie kierującego pracą

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

Data

Podpis kierującego pracą

## Oświadczenie autora (autorów) pracy

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

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

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

Data

Podpis autora (autorów) pracy

## Streszczenie

Przeprowadziłem szereg eksploracyjnych badań zjawiska wzmocnienia i rozpraszania Ramana w parach  $^{87}\text{Rb}$ . Dzięki uzyskanym wynikom i wnioskom zbudowałem układ, w którym zaobserwowałem efekt pamięci kwantowej z czasem przechowywania do  $17\mu\text{s}$ . W procesie stokesowskiego i opóźnionego w czasie antystokesowskiego rozproszenia Ramana wytworzyłem dwumodowy, makroskopowy stan światła. Stan każdego z modów osobno bliski był jednomodowemu stanowi termicznemu. Z kolei łączny, dwumodowy stan wykazywał 95% korelacji pomiędzy liczbą fotonów w każdym modzie. Były to silne przesłanki do tego, że zbudowany układ generował dwumodowe, makroskopowe stany ściśnięte, jednak szum detekcji nie pozwalał o tym rozstrzygnąć. Zaprezentowane wyniki i opracowane technologie będą punktem wyjścia do budowy zaawansowanych pamięci kwantowych o zastosowaniu w protokołach nowoczesnej komunikacji kwantowej.

## Słowa kluczowe

Rozpraszanie Ramana, pamięci kwantowe, stany ściśnięte, jednomodowy stan termiczny, dekoherencja

## Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

13.2 Fizyka

## Tytuł pracy w języku angielskim

Quantum states of light generated by Raman scattering in rubidium vapours



*Różnorodność zjawisk Natury jest tak wielka, a skarby ukryte w niebiosach tak ogromne  
właśnie po to, aby ludzkiemu umysłowi nigdy nie brakło świeżej strawy.*

Johannes Kepler, „Mysterium Cosmographicum”



# Spis treści

<b>Podziękowania</b> . . . . .	7
<b>Wprowadzenie</b> . . . . .	9
<b>1. Teoria</b> . . . . .	13
1.1. Oddziaływanie światła z atomem . . . . .	13
1.2. Rozpraszanie Ramana . . . . .	25
1.3. Atom rubidu . . . . .	32
<b>2. Pomiary i minimalizacja dekoherencji w układzie</b> . . . . .	37
2.1. Defazowanie w niejednorodnym polu magnetycznym . . . . .	37
2.2. Dyfuzja . . . . .	41
2.3. Pomiary szerokości rezonansu dwufotonowego . . . . .	42
<b>3. Wzmocnienie Ramana</b> . . . . .	47
3.1. Układ poziomów w procesie . . . . .	47
3.2. Układ doświadczalny . . . . .	49
3.3. Obserwacja wzmocnienia Ramana . . . . .	52
<b>4. Spontaniczne rozpraszanie Ramana</b> . . . . .	57
4.1. Układ poziomów w procesie . . . . .	58
4.2. Układ doświadczalny . . . . .	59
4.3. Pomiary podstawowych własności SRR . . . . .	62
4.4. Pomiary przesunięcia Starka . . . . .	67
4.5. Kwantowe własności SRR . . . . .	69
4.6. Egzotyczne oscylacje w nasyconym rozpraszaniu Ramana . . . . .	75
<b>5. Makroskopowa pamięć kwantowa</b> . . . . .	77
5.1. Idea pamięci kwantowej . . . . .	77
5.2. Układ eksperymentalny . . . . .	78
5.3. Czas życia pamięci kwantowej $T_2$ . . . . .	79
5.4. Korelacje . . . . .	82
5.5. Redukcja szumu . . . . .	85
<b>Podsumowanie</b> . . . . .	87
<b>A. Optymalizacja redukcji szumu</b> . . . . .	91
<b>Bibliografia</b> . . . . .	92





# Podziękowania

Powstanie tej pracy magisterskiej jest bezpośrednim efektem mojej kilkuletniej współpracy z dr. Wojciechem Wasilewskim. Zawdzięczam mu wprowadzenie w dziedzinę optyki kwantowej oraz przekazanie bardzo dużej wiedzy technicznej dzięki niezliczonej liczbie godzin którą mi poświęcił, za co chciałbym mu w tym miejscu serdecznie podziękować. Mam nadzieję, że nasza współpraca będzie się dalej rozwijała prowadząc w przyszłości do wyników na najwyższym poziomie.

Podziękowania należą się również prof. Czesławowi Radzewiczowi, który był moim opiekunem podczas indywidualnych studiów na Kolegium MISMaP. Pokazał mi jak fascynującą dziedziną fizyki jest optyka, nauczył trudnej pracy w laboratorium a także wspierał i doradzał osobiście podczas całych studiów.

Dr. Wojciecha Wasilewskiego i prof. Czesława Radzewicza poznałem podczas prowadzonych przez nich warsztatów w programie Krajowego Funduszu na rzecz Dzieci. Chciałbym serdecznie podziękować tej organizacji, a szczególnie byłemu dyrektorowi Ryszardowi Rakowskiemu za zaszczepienie pasji do nauki i poznawania świata, które nieustannie są moim głównym motorem prowadzenia badań naukowych.

Przy tej okazji chciałbym podziękować moim Rodzicom, którzy od najmłodszych lat aktywnie wspierali rozwój moich zainteresowań naukowych, pomagali na każdym kroku oraz uczyli konsekwencji w realizacji wyznaczonych celów. Wdzięczny też jestem mojej pierwszej nauczycielce fizyki, pani mgr Wandzie Korczyk za wprowadzenie w świat fizyki, poświęcony czas i nauczenie stawiania sobie coraz wyższych poprzeczek.

Wykonanie pracy byłoby znacznie trudniejsze gdyby nie liczne dyskusje, wymiana doświadczeń oraz przyjemna atmosfera pracy z kolegami i koleżankami z grupy prof. Czesława Radzewicza i grupy projektu TEAM prof. Konrada Banaszka. Pragnę również podziękować za wszelką pomoc zespołowi pracowników technicznych, w szczególności panu Markowi Trzaskowskiemu za cierpliwe nawijanie cewek magnetycznych.

Mój udział w badaniach nad rozpraszaniem Ramana w parach rubidu był finansowany jako część programu TEAM kierowanego przez prof. Konrada Banaszka.



# Wprowadzenie

## Idea i zastosowanie pamięci kwantowych

Znaczny postęp technologiczny, jaki dokonał się w minionych dwudziestu latach, sprawił, że dzisiejsze urządzenia elektroniczne i optoelektroniczne powoli zbliżają się do granicy, za którą niepodzielnie rządzą prawa mechaniki kwantowej. Potrzeby dalszej miniaturyzacji oraz zwiększenia wydajności i szybkości przetwarzania i transmisji danych wyznaczają ambitne zadania rzeszom inżynierów pracującym nad nowymi rozwiązaniami technicznymi, a także fizykom, którzy kładą podwaliny pod technologie zupełnie nowej generacji, oparte na prawach mechaniki kwantowej.

Na początku minionej dekady pojawiły się pierwsze urządzenia bezpośrednio wykorzystujące kwantowe właściwości pojedynczych cząstek: kwantowe generatory liczb losowych [1] oraz urządzenia do dystrybucji kwantowego klucza kryptograficznego [2, 1]. Istotnym przełomem najprawdopodobniej okaże się sprzedaż pierwszego komputera kwantowego [3], zaledwie trzy miesiące przed złożeniem niniejszej pracy magisterskiej<sup>1</sup>.

Ekscytującym obszarem frontu badań nad technologiami kwantowymi są pamięci kwantowe oraz nowe źródła kwantowego światła. Genezą badań nad pamięciami kwantowymi w komórkach z parami atomowymi był zaproponowany w 2001 protokół DLCZ [4]. Był to jeden z pierwszych pomysłów na wykorzystanie *kolektywnych wzbudzeń atomowych*. W tym konkretnym przypadku autorzy wskazują na możliwość wytwarzania splątania na odległość i przechowywania go we wzbudzeniach dwóch różnych zespołów atomów. Dzięki takiej możliwości czas wytworzenia splątania w stratnej sieci zmieniłby zależność z wykładniczej na wielomianową. Zrewolucjonizowałoby to potencjalnie możliwy zasięg komunikacji kwantowej, który obecnie ograniczony jest tłumiennością światłowodów i dochodzi do 250 km [5]. Zastosowanie protokołu DLCZ mogłoby w przyszłości umożliwić stworzenie *kwantowego internetu* [6].

Najczęściej jako nośnik informacji w komunikacji kwantowej wykorzystuje się światło – fotony, z uwagi na ich słabe oddziaływanie z otoczeniem oraz dużą prędkość. To samo, co stanowi zaletę dla nośnika informacji w komunikacji, jest jednocześnie wadą w przypadku zapisu informacji. Słabe oddziaływanie i w zasadzie niemożność bezstratnego uwięzienia fotonu wyklucza jego zastosowanie do celów konstrukcji pamięci. Te zadania spełniają doskonale relatywnie ciężkie i powolne atomy. Wzbudzenia atomów, które nawet w gorących gazach osiągają niewielkie prędkości ruchu, mogą być stosunkowo trwałym i łatwym sposobem na zapis informacji niesionej przez światło.

Nośnik informacji i odpowiadająca mu pamięć muszą być kompatybilne. W przypadku zapisu informacji we wzbudzeniach atomowych kompatybilność jest wyznaczana przez dopasowanie szerokości widmowej fotonów do przejść atomowych. Jedno z najpopularniejszych

---

<sup>1</sup>Produkt ten budzi jednak pewne kontrowersje w środowisku naukowym, o czym można więcej przeczytać w doniesieniu: [3].

źródeł nieklasycznych stanów światła – jednoprześciowy proces parametrycznego podziału częstości w kryształach nieliniowych – niestety, nie spełnia tego warunku. Aby można było uzyskać efektywne oddziaływanie fotonów z atomami, światło ze wzmacniacza parametrycznego musi zostać poddane bardzo żmudnemu i stratnemu procesowi filtracji spektralnej.

Naturalnym rozwiązaniem, które sprzyja ominięciu tego typu problemów, wydaje się zastosowanie tego samego zjawiska zarówno do generacji światła, jak i do jego przechowywania. Procesem, który spełnia oba wymagania, jest stokesowskie i antystokesowskie rozpraszanie Ramana. W tym zjawisku można generować wąskopasmowe dwumodowe stany ściśnięte światła, a jeden z modów może być przechowywany we wzbudzeniach atomowych przez kontrolowany czas [7, 8].

## Cel i motywacja pracy

Bezpośrednim celem mojej pracy było dogłębne zbadanie zjawiska rozpraszania Ramana oraz rozpoznanie kwantowych własności światła generowanego w procesie. Miało to być podłożem do dalszych badań i konstrukcji wielomodowej pamięci kwantowej w przyszłości. Cel ten nie tylko został osiągnięty, ale ponadto udało mi się zademonstrować efekt pamięci kwantowej, analogiczny do opisanego w [8].

Pionierski charakter prac w środowisku lokalnym oraz chęć dołączenia do grona grup badawczych na świecie, które dysponują technologią pamięci kwantowych, popchnął nas do wnikliwych badań warunków generacji samego zjawiska rozpraszania Ramana. Paradoksalnie, dodatkową motywacją były początkowe duże trudności w obserwacji jakichkolwiek efektów dwufotonowych, co wymuszało konieczność dokładnego zrozumienia i kontroli procesów dekoherencji w układzie, a także innych warunków generacji kolektywnych wzbudzeń i rozproszeń. Pokonanie wszelkich przeciwności otwierało drogę do zupełnie nowych dla nas zjawisk, których eksploracja nierzadko pchała nas na niezbadane dotąd tereny.

## Zastosowanie wyników

Nowe możliwości, które dawałoby stworzenie całej sieci łączności kwantowej, stanowiły silny bodziec do intensywnych prac nad budową pamięci kwantowych w ostatnich 10 latach. Pierwsze udane wykorzystanie wielomodowego zapisu w pamięci kwantowej zostało zaprezentowane w pracy [9]. W swej pracy autorzy użyli modów czasowych. Wykorzystanie całej złożoności zjawiska, uwzględniające przestrzenne mody procesu (jak dotąd nie zostało to zrealizowane) pozwoli nam potencjalnie w przyszłości na jeszcze lepsze wykorzystanie komórki z atomami jako pamięci, źródła stanów splątanych, a także przyspieszonego generatora stanów kwantowych na żądanie.

Bezpośrednią konsekwencją uzyskanych wyników jest opracowanie w naszych warunkach technologii, która pozwala na przechowywanie i kontrolowane odtwarzanie wzbudzeń ośrodka. Uzyskane wyniki korelacji pomiędzy rozproszeniem stokesowskim a antystokesowskim wskazują na ograniczenia wynikające z możliwości technicznych elektronicznej detekcji, a nie z fizyki samego procesu. Daje to duże nadzieje na to, że zwiększając czułość pomiarową, dowiedziemy, iż pomyślnie zbudowaliśmy układ do generacji wąskopasmowych dwumodowych stanów ściśniętych, z kontrolowanym opóźnieniem czasowym jednego modu.

Niniejsza praca przedstawia wyniki badań, dzięki którym opanowaliśmy w pewnym stopniu technologie podstawowych cegiełek sieci łączności kwantowych, jakimi są pamięci i generatory stanów kwantowych.

## Struktura pracy

W Rozdziale 1 opisuję teorię wzmocnienia i rozproszenia Ramana, stosując formalizm opisu kwantowego z relaksacją, a także formalizm przybliżenia adiabatycznego. Rozdział 2 dotyczy pomiarów i minimalizacji dekoherencji w układzie, które pochodziły od defazowania w polu magnetycznym, dyfuzji i zderzeń atomów ze ściankami komórki. Rozdział 3 opisuje udaną obserwację zjawiska wzmocnienia Ramana wraz z analizą własności i warunków potrzebnych do jego zajścia. W Rozdziale 4 pokazuję generację wielomodowych stanów termicznych w procesie stokesowskiego rozpraszania Ramana. Rozdział 5 jest opisem obserwacji efektu pamięci kwantowej oraz generacji dwudomowego, makroskopowego stanu światła wykazującego bardzo silne korelacje w liczbie fotonów.



# Rozdział 1

## Teoria

Zjawiska badane w niniejszej pracy magisterskiej zachodzą na poziomie procesów w pojedynczych atomach oraz na poziomie oddziaływania tych atomów z zewnętrznym polem elektromagnetycznym. Stosownym językiem opisu tego typu zjawisk jest język mechaniki kwantowej. Część zjawisk da się opisać w tzw. teorii półklasycznej, w której kwantowy jest tylko opis stanu atomów. Z kolei wyjaśnienie procesów spontanicznych wymaga użycia pełnego kwantowego obrazu, w którym dodatkowo światło opisywane jest za pomocą operatorów pola. W tym rozdziale przedstawię podstawową teorię oddziaływania światła z atomami, która następnie posłuży mi do wyciągnięcia ilościowych i jakościowych wniosków będących podstawą do interpretacji wyników eksperymentalnych przedstawionych w kolejnych rozdziałach pracy.

Dokładniejszą teorię opisywanych zjawisk można znaleźć w pozycjach [10, 11, 12, 13].

### 1.1. Oddziaływanie światła z atomem

#### 1.1.1. Atom dwupoziomowy

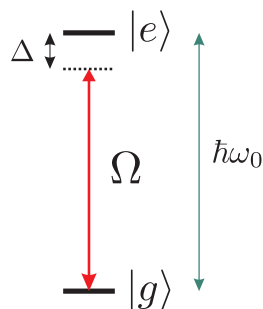
Model atomu dwupoziomowego jest podstawowym modelem teoretycznym wykorzystywanym do opisu oddziaływania atomu z polem elektromagnetycznym. Mimo iż w rzeczywistości każdy atom posiada wiele poziomów energetycznych, to często można przyjąć, że w oddziaływaniu biorą udział tylko dwa poziomy w odległości odpowiadającej częstości pola elektromagnetycznego. Jak pokażę w sekcji 1.1.2.1, model ten ma zastosowanie również w opisie zjawisk dwufotonowych zachodzących daleko od rezonansu.

##### 1.1.1.1. Hamiltonian oddziaływania

Na rysunku 1.1 przedstawiam symboliczną ilustrację układu dwóch poziomów atomu: podstawowego  $|g\rangle$  oraz wzbudzonego  $|e\rangle$  o energii  $\hbar\omega_0$ . Przyjmuję, że poziom podstawowy ma zerową energię. Taki izolowany atom opisywany jest prostym hamiltonianem:

$$\hat{H}_{at} = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| = \hbar\omega_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

W dalszym ciągu pracy, przedstawiając operatory w postaci macierzowej, będę stosował się do tej samej konwencji bazy stanów własnych atomów.



Rysunek 1.1: Atom dwupoziomowy ( $|g\rangle$  – stan podstawowy,  $|e\rangle$  – stan wzbudzony). Poziomy sprzężone polem elektrycznym o amplitudzie odpowiadającej częstości Rabięgo  $\Omega$ , odstrojonym od rezonansu o  $\Delta$ . Odległość pomiędzy poziomami  $\hbar\omega_0$ .

Z punktu widzenia równania Schrödingera zarówno stan  $|g\rangle$ , jak i  $|e\rangle$  są stanami stacjonarnymi. Przejścia między stanami są możliwe, gdy do układu włączymy pole elektryczne oscylujące z częstością  $\omega$  bliską  $\omega_0$ :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} + c.c. \quad (1.2)$$

W przybliżeniu dipolowym (długość fali świetlnej  $\gg$  rozmiar atomu) możemy napisać hamiltonian oddziaływania analogicznie do klasycznego potencjału pola elektrycznego [14] :

$$\hat{H}_{int}(t) = -e\hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}(t) \quad (1.3)$$

gdzie  $e$  to ładunek elektronu, a  $\hat{\mathbf{r}}$  – operator położenia elektronu w atomie. Na tym etapie będziemy pomijać zależność przestrzenną pola elektrycznego.

Dla łatwości i przejrzystości rachunków przedstawię teraz hamiltonian układu po przejściu do obrazu oddziaływania i po zastosowaniu *przybliżenia wirującej fali*. Szczegółowy opis tych procedur można znaleźć w pozycjach [15, 16]. Tutaj zaprezentuję tylko schemat postępowania.

Wprowadzę teraz kilka wygodnych wielkości i oznaczeń:

$\hat{\mathbf{d}} = e\hat{\mathbf{r}}$  – operator momentu dipolowego atomu

$\mathbf{d}_{ge} = e\langle g|\hat{\mathbf{r}}|e\rangle$  – średni moment dipolowy pomiędzy stanami  $|g\rangle$  i  $|e\rangle$

$\hat{\sigma}_{ij} = |i\rangle\langle j|$  – operatory przejść (np.  $\hat{\sigma}_{eg} = |e\rangle\langle g|$ )

$\Omega = \frac{\mathbf{d}_{ge}\cdot\mathbf{E}_0}{\hbar}$  – częstość Rabięgo

$\Delta = \omega - \omega_0$  – odstrojenie od rezonansu

W celu uzyskania hamiltonianu całkowicie niezależnego od czasu zastosuję transformację:

$$|\psi_I\rangle = e^{i(\omega_0 + \Delta)\hat{\sigma}_{ee}t} |\psi_S\rangle \quad (1.4)$$

(gdzie  $|\psi_I\rangle$ ,  $|\psi_S\rangle$  to stany odpowiednio w obrazie oddziaływania i Schrödingera). Po zastosowaniu przybliżenia wirującej fali otrzymuję hamiltonian niezależny od czasu:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar\Delta}{2}\hat{\sigma}_{ee} - \frac{\hbar\Omega}{2}\hat{\sigma}_{ge} + H.c. = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega \\ \Omega^* & 2\Delta \end{pmatrix} \quad (1.5)$$



### 1.1.1.2. Przesunięcie Starka

Przed rozwiązaniem równania Schrödingera z hamiltonianem (1.5) możemy wyciągnąć wnioski na temat efektywnego przesunięcia energii poziomu stanu wzbudzonego na skutek obecności zewnętrznego pola elektrycznego fali – *przesunięcia Starka*. Hamiltonian z (1.5) możemy łatwo zdiagnozować i obliczyć jego nowe wartości własne. Ich różnica wynosi:

$$\hbar\sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2} \quad (1.6)$$

Hamiltonian (1.5) w obrazie oddziaływania dla zerowego pola ( $\Omega = 0$ ) ma różnicę wartości własnych  $\hbar\Delta$ . Dlatego przesunięcie Starka  $\delta E_{Stark}$  należy obliczać względem tej wartości:

$$\delta E_{Stark} = \hbar\Delta - \hbar\sqrt{|\Omega|^2 + \Delta^2} = \hbar\frac{|\Omega|^2}{2\Delta} \quad \text{gdy } |\Omega| \ll \Delta \quad (1.7)$$

Podsumowując, dla małych natężeń ( $|\Omega| \ll \Delta$ ) przesunięcie Starka jest proporcjonalne do natężenia pola  $I = |\Omega|^2$  i odwrotnie proporcjonalne do odstrojenia. W przypadku gdy natężenie światła jest niejednorodne, przesunięcie Starka może prowadzić do efektywnego poszerzenia linii.

### 1.1.1.3. Ewolucja układu

Niech stan atomu ma postać:

$$|\psi(t)\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_e(t)|e\rangle \quad (1.8)$$

Przeanalizujemy teraz rozwiązania równania Schrödingera dla naszego układu dwupoziomowego [16]:

$$\begin{cases} c_g(t) &= e^{-i\tilde{\Omega}t/2} \left[ \cos\left(\frac{\tilde{\Omega}t}{2}\right) + \frac{i\Delta}{\tilde{\Omega}} \sin\left(\frac{\tilde{\Omega}t}{2}\right) \right] \\ c_e(t) &= i e^{i\tilde{\Omega}t/2 + i\varphi} \frac{\Omega}{\tilde{\Omega}} \sin\left(\frac{\tilde{\Omega}t}{2}\right) \end{cases} \quad (1.9)$$

gdzie  $\tilde{\Omega} = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}$ . Jako warunek początkowy przyjąłem stan podstawowy atomu ( $c_g(0) = 1$ ,  $c_e(0) = 0$ ). Zobaczmy, jak zmienia się . W rezonansie różnica populacji stanu górnego i dolnego, czyli *inwersja obsadzeń*  $|c_e(t)|^2 - |c_g(t)|^2$ , oscyluje z częstością Rabiego  $\Omega$ :

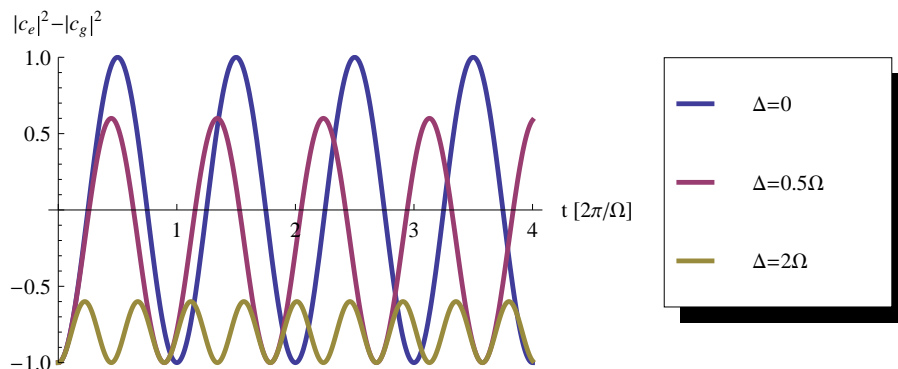
$$|c_e(t)|^2 - |c_g(t)|^2 = \cos(\Omega t) \quad (1.10)$$

Dla  $\Delta \neq 0$ , ewolucja inwersji w czasie ma również charakter oscylacyjny (z częstością  $\tilde{\Omega}$ ), jednak amplituda oscylacji zmniejsza się wraz z odstrojeniem. Ewolucję inwersji dla różnych odstrojeń przedstawiłem na wykresie 1.2.

### 1.1.1.4. Emisja i absorpcja

Prześledzę teraz pokrótce warunki emisji i absorpcji światła w przedstawionym modelu atomu dwupoziomowego. Posłużą mi później do analizy zjawiska wzmocnienia Ramana. Mając do dyspozycji wiedzę na temat ewolucji stanu atomu w polu elektrycznym o częstości  $\omega$  (1.9), możemy wyznaczyć moment dipolowy atomu, który da się bezpośrednio powiązać z makroskopową polaryzacją ośrodka  $\mathbf{P}$ :

$$\langle \hat{\mathbf{d}}(t) \rangle = c_g^*(t)c_e(t)\mathbf{d}_{ge} + c.c. \quad (1.11)$$



Rysunek 1.2: Różnica obsadzeń stanu wzbudzonego i stanu podstawowego  $|c_e(t)|^2 - |c_g(t)|^2$ , ma charakter oscylacji Rabiego.

$$\mathbf{P} = n\langle \hat{\mathbf{d}}(t) \rangle \quad (1.12)$$

gdzie  $n$  oznacza koncentrację atomów w ośrodku. Dla uproszczenia przyjrzyjmy się powyższemu wyrażeniu na polaryzację, dla atomu dwupoziomowego w rezonansie ( $\Delta = 0$ ). Wtedy, korzystając z rozwiązań (1.9), otrzymujemy:

$$\mathbf{P}(t) = 2\sin(\Omega t)\text{Re}[i\mathbf{d}_{ge}e^{i\varphi+i\omega t}] \quad (1.13)$$

Polaryzacja oscyluje zatem z częstością padającego pola, a jej amplituda zmienia się powoli, oscylując z częstością Rabiego. Faza polaryzacji w stosunku do pola jest przesunięta o  $\pi/2$ . W zależności od tego, czy polaryzacja jest akurat dodatnia, czy ujemna, mamy do czynienia ze wzmocnieniem lub absorpcją. Można to zaobserwować, wypisując *explicite* skalarnie równanie na propagację pola elektrycznego. Zaczniemy od jednowymiarowego równania falowego w ośrodku materialnym:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (1.14)$$

Następnie zastosujemy do obu stron równania (1.14) transformatę Fouriera, przyjmując oznaczenie  $\mathcal{F}(\mathbf{E}(z, t)) = \tilde{\mathbf{E}}(z, \omega)$ ,  $\mathcal{F}(\mathbf{P}(z, t)) = \tilde{\mathbf{P}}(z, \omega)$ :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = \frac{\omega^2}{c^2 \epsilon_0} \tilde{\mathbf{P}} \quad (1.15)$$

Funkcje  $\tilde{\mathbf{E}}$  i  $\tilde{\mathbf{P}}$  zależą teraz tylko od zmiennej  $z$ . Przyjmijmy, że obie funkcje są falami płaskimi z wolnozmienną amplitudą:

$$\tilde{\mathbf{E}}(z) = \tilde{\mathbf{E}}_0(z)e^{ikz} \quad (1.16)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}(z) = \tilde{\mathbf{P}}_0(z)e^{ikz} \quad (1.17)$$

gdzie  $k = \omega/c$ . Zastosujemy teraz przybliżenie amplitudy wolnozmiennnej wzdłuż  $z$  [17] ( $\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}/\partial z^2 \ll \frac{\omega}{c} \partial \tilde{\mathbf{E}}/\partial z$ ). Przybliżenie to ma zastosowanie, gdy amplituda pola zmienia się dużo wolniej niż oscylacje pola. Następnie, przez odwrotną transformatę Fouriera otrzymujemy:

$$2i \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial z} \simeq -\frac{\omega}{c} \frac{\mathbf{P}_0}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

Otrzymaliśmy równanie na propagację amplitudy pola elektrycznego zależną od zespolonej amplitudy polaryzacji  $\mathbf{P}_0$ . Tak jak pokazałem wcześniej, polaryzacja jest w fazie  $\pi/2$  (czynnik fazowy  $i$ ) w stosunku do pola  $\mathbf{E}_0$ . Z postaci równania (1.18) wynika, że mamy do czynienia z dwoma sytuacjami:

$$\begin{cases} \text{Wzmocnienie } \mathbf{E}_0 : & \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial z} > 0 \Leftrightarrow \text{Re}(\mathbf{P}_0) < 0 \Leftrightarrow 0 < t < \frac{\pi}{\Omega} \\ \text{Osłabienie } \mathbf{E}_0 : & \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial z} < 0 \Leftrightarrow \text{Re}(\mathbf{P}_0) > 0 \Leftrightarrow \frac{\pi}{\Omega} < t < \frac{2\pi}{\Omega} \end{cases} \quad (1.19)$$

W pierwszym przypadku, gdy  $\text{Re}(\mathbf{P}_0) < 0$ , zachodzi emisja z atomu i amplituda pola elektrycznego jest wzmacniana. W drugim, atom absorbuje promieniowanie i pole elektryczne jest osłabiane. Do tego wniosku odwołam się przy okazji omawiania modelu atomu trzypoziomowego i zjawiska wzmocnienia Ramana.

### 1.1.2. Atom trzypoziomowy

Wykorzystanie modelu atomu dwupoziomowego pozwala dobrze scharakteryzować podstawowe i najprostsze efekty, które pojawiają się w wyniku oddziaływania światła z atomami. Większe bogactwo zjawisk, z których część obserwowałem bezpośrednio w eksperymencie, ujawnia dodanie do rozważań trzeciego poziomu w atomie.

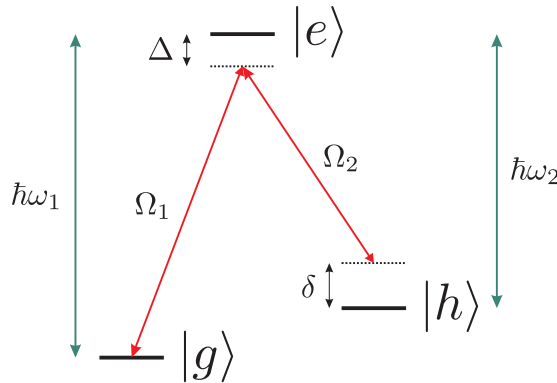
#### 1.1.2.1. Hamiltonian oddziaływania

Rozważmy szczególną sytuację, w której mamy do czynienia z jednym stanem wzbudzonym  $|e\rangle$  oraz stanem podstawowym rozszczepionym na dwa niezdegenerowane podpoziomy  $|g\rangle$  i  $|h\rangle$ . Niech różnice energii pomiędzy stanem wzbudzonym  $|e\rangle$  a stanami podstawowymi  $|g\rangle$  i  $|h\rangle$  wynoszą odpowiednio  $\hbar\omega_1$  i  $\hbar\omega_2$ , a także założmy, że:  $\omega_1 \simeq \omega_2 \Rightarrow \omega_1 - \omega_2 \ll \omega_1$ .

Niezaburzony hamiltonian atomowy tego układu ma postać:

$$\hat{H}_{at} = (\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2)\hat{\sigma}_{hh} + \hbar\omega_1\hat{\sigma}_{ee} \quad (1.20)$$

Niech teraz dozwolone będą przejścia dipolowe (na częstościach optycznych) pomiędzy parami stanów  $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  oraz  $|h\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ . Bezpośrednie przejście pomiędzy podpoziomami



Rysunek 1.3: Atom trzypoziomowy sprzężony z polami o częstościach Rabiego  $\Omega_1$  i  $\Omega_2$ .  $\Delta$  — odstrojenie od górnego poziomu,  $\hbar\omega_1$  i  $\hbar\omega_2$  — różnice energii pomiędzy stanem wzbudzonym  $|e\rangle$  a stanami podstawowymi  $|g\rangle$  i  $|h\rangle$ ,  $\delta$  — odstrojenie dwufotonowe.

$|g\rangle$ ,  $|h\rangle$  nie będzie miało miejsca ze względu na brak pola sprzęgającego. Co więcej, niewielka różnica energii pomiędzy poziomami  $|g\rangle$ ,  $|h\rangle$  będzie oznaczała znikome prawdopodobieństwo przejścia spontanicznego (jeśli w ogóle będzie ono dozwolone).

Niech pary poziomów  $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  oraz  $|h\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  będą sprzężone z polami elektrycznymi o częstościach Rabiego  $\Omega_1$  i  $\Omega_2$  odstrojonych od rezonansu o odpowiednio  $\Delta$  i  $\Delta + \delta$ , tak jak zaznaczono to na rysunku 1.3. Hamiltonian oddziaływania będzie miał postać:

$$\hat{H}(t) = \frac{1}{2}(\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2)\hat{\sigma}_{hh} + \frac{1}{2}\hbar\omega_1\hat{\sigma}_{ee} - \frac{1}{2}\hbar\Omega_1 e^{i(\omega_1+\Delta)t}\hat{\sigma}_{ge} - \frac{1}{2}\hbar\Omega_2 e^{i(\omega_2+\Delta+\delta)t}\hat{\sigma}_{he} + H.c. \quad (1.21)$$

Analogicznie do (1.4), stosuję obraz oddziaływania z transformacją układu:

$$|\psi_I\rangle = e^{i(\omega_1+\Delta)\hat{\sigma}_{ee}t + i(\omega_2-\omega_1+\delta)\hat{\sigma}_{hh}t} |\psi_S\rangle, \quad (1.22)$$

a następnie dokonuję przybliżenia wirującej fali. Doprowadzi to w efekcie do poniższej postaci hamiltonianu całego układu:

$$\hat{H} = \frac{\hbar\delta}{2}\hat{\sigma}_{hh} - \frac{\hbar\Delta}{2}\hat{\sigma}_{ee} - \frac{\hbar\Omega_1}{2}\hat{\sigma}_{ge} - \frac{\hbar\Omega_2}{2}\hat{\sigma}_{he} + H.c. = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_1 \\ 0 & -2\delta & \Omega_2 \\ \Omega_1^* & \Omega_2^* & 2\Delta \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

### 1.1.2.2. Eliminacja adiabatyczna

Zapiszmy stan atomu trzypoziomowego w następującej postaci:

$$|\psi(t)\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_h(t)|h\rangle + c_e(t)|e\rangle \quad (1.24)$$

Na przykładzie układu dwupoziomowego zobaczyliśmy, że dla dużych odstrojeń  $\Delta$  obsadzenie poziomu wzbudzonego jest małe (wykres 1.2). Podobnie będzie w tym przypadku. Co prawda, w pierwszym przybliżeniu nie możemy pominąć całkowicie współczynnika  $c_e$ , natomiast możemy założyć, że jego wartość podąża adiabatycznie za współczynnikami  $c_g$  i  $c_h$ , tak, że  $c_e$  nie będzie wprost zależała od czasu:

$$\begin{cases} c_e & = c_e(c_g, c_h) \\ \partial c_e / \partial t & = 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

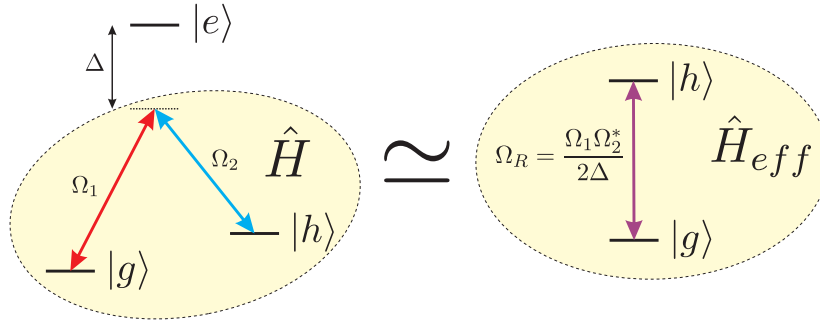
To przybliżenie jest nazywane *przybliżeniem adiabatycznym*, a jego dokładniejszy opis można znaleźć w pozycji [18]. Rozpisując bezpośrednio układ równań na współczynniki  $c_g(t)$ ,  $c_h(t)$ ,  $c_e(t)$  z równania Schrödingera z hamiltonianem (1.23), otrzymujemy:

$$i \frac{\partial c_g}{\partial t} = -\frac{\Omega_1}{2} c_e \quad (1.26a)$$

$$i \frac{\partial c_h}{\partial t} = \delta c_h - \frac{\Omega_2}{2} c_e \quad (1.26b)$$

$$i \frac{\partial c_e}{\partial t} = -\Delta c_e - \frac{\Omega_1^*}{2} c_g - \frac{\Omega_2^*}{2} c_h \quad (1.26c)$$

Podstawiając do (1.26c) pochodną równą zero ( $\partial c_e / \partial t = 0$ ), otrzymujemy:



Rysunek 1.4: Przybliżenie adiabaticzne w układzie trypoziomowym daleko od rezonansu. Układ zachowuje się efektywnie jak atom dwupoziomowy z polem o częstotliwości Rabięgo  $\Omega_R$ .

$$\frac{\partial c_e}{\partial t} = 0 \Rightarrow c_e = -\frac{\Omega_1^*}{2\Delta} c_g - \frac{\Omega_2^*}{2\Delta} c_h \quad (1.27)$$

Po stawieniu wartości  $c_e$  do równań (1.26a) i (1.26b) na  $c_g$ ,  $c_h$ , otrzymamy parę równań:

$$i \frac{\partial c_g}{\partial t} = \frac{|\Omega_1|^2}{4\Delta} c_g + \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{4\Delta} c_h \quad (1.28a)$$

$$i \frac{\partial c_h}{\partial t} = \left( \delta + \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} \right) c_h + \frac{\Omega_1^* \Omega_2}{4\Delta} c_g \quad (1.28b)$$

Para równań (1.28) jest matematycznie równoważna równaniu Schrödingera z efektywnym hamiltonianem:

$$H_{eff} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \frac{|\Omega_1|^2}{2\Delta} & \Omega_R \\ \Omega_R^* & 2\delta + \frac{|\Omega_2|^2}{2\Delta} \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

gdzie  $\Omega_R \equiv \frac{\Omega_1 \Omega_2^*}{2\Delta}$  będę nazywał *dwufotonową częstotliwością Rabięgo*. Struktura hamiltonianu (1.29) jest identyczna ze strukturą hamiltonianu atomu dwupoziomowego, sprzężonego polem o częstotliwości Rabięgo  $\Omega_R$ , odstrojonym od rezonansu o  $\delta$  (tak jak w (1.5)). W sposób uproszczony sytuacja ta jest zilustrowana na rysunku 1.4. Sytuację, w której  $\delta = 0$ , będę nazywał *rezonansem dwufotonowym*. Wartości energii poziomów  $|g\rangle$ ,  $|h\rangle$ :  $\hbar|\Omega_1|^2/4\Delta$  oraz  $\hbar|\Omega_2|^2/4\Delta$  wynikają z przesunięć Starka od pierwotnych pól  $\Omega_1$  i  $\Omega_2$ .

### 1.1.2.3. Wzmocnienie i osłabienie Ramana

Przybliżenie adiabaticzne daje nam bezpośrednią analogię pomiędzy układem trypoziomowym a dwupoziomowym. Dzięki temu wyniki, które uzyskaliśmy poprzednio, można przełożyć na sytuację trypoziomową. W szczególności, podobnie jak w przypadku atomu dwupoziomowego, możemy mówić o wzmocnieniu i absorpcji pola w wyniku oddziaływania z ośrodkiem trypoziomowym.

Analogicznie do (1.11) moment dipolowy dla układu z trzema poziomami wynosi:

$$\langle \hat{\mathbf{d}} \rangle = c_g c_e^* \mathbf{d}_{ge}^* + c_h c_e^* \mathbf{d}_{he}^* + c.c. \quad (1.30)$$

Po przejściu przez transformację odwrotną z obrazu oddziaływania do obrazu Schrödingera (odwrotna do (1.22)) zobaczymy, że wyraz  $c_g c_e^*$  oscyluje z częstotliwością pierwszego pola optycznego  $\omega_1 + \Delta$ , natomiast wyraz  $c_h c_e^*$  z częstotliwością drugiego pola  $\omega_2 + \Delta + \delta$ . Równanie falowe

(1.15) można rozdzielić na dwa osobne równania, po jednym dla każdej z częstości. obaczmy, jak wygląda polaryzacja na częstości pierwszego pola  $\omega_1 + \Delta$  (dla amplitud zespolonych):

$$\mathbf{P}_{0,\omega_1+\Delta} = -\frac{ne\mathbf{d}_{ge}^*}{2\Delta} [\rho_{ee}\Omega_1 + \rho_{hg}\Omega_2], \quad (1.31)$$

gdzie iloczyny współczynników przy stanach zastąpiłem elementami macierzy gęstości ( $\rho_{gg} = |c_g|^2$ ,  $\rho_{hg} = c_h^*c_g$ ). Pierwszy wyraz wyrażenia (1.31) na polaryzację jest proporcjonalny do amplitudy pola elektrycznego na tej samej częstości poprzez  $\Omega_1^*$ . Jest to zatem człon odpowiedzialny za dyspersję pierwszego rzędu i pojawia się niezależnie od obecności drugiego pola i poziomu  $|h\rangle$ . Dla uproszczenia, w dalszych rozważaniach pomnę go, tym bardziej że w kolejnych etapach będę brał uwagę sytuację, w której  $|\Omega_1| \ll |\Omega_2|$ . Ostatecznie przyjmę, że polaryzacja w badanym procesie ma postać:

$$\mathbf{P}_{0,\omega_1+\Delta} = -\frac{n\mathbf{d}_{ge}^*}{2\Delta} \rho_{hg}\Omega_2 \quad (1.32)$$

Korzystając z (1.18), dostajemy równanie na zespoloną amplitudę pola elektrycznego (przyjmuję  $\omega_1 + \Delta \simeq \omega_1$ ), które mogę przedstawić jako równanie na częstość Rabięgo:

$$\frac{\partial\Omega_1}{\partial z} = -i \frac{n|\mathbf{d}_{ge}|^2\omega_1}{\hbar c\epsilon_0} \frac{\rho_{hg}\Omega_2}{4\Delta} \quad (1.33)$$

Jeżeli prawa strona równania (1.33) ma niezerową część rzeczywistą, to w zależności od jej znaku będziemy mieli do czynienia ze *wzmacnianiem* bądź *osłabianiem Ramana* pola  $\Omega_1$ . Dokładna ewolucja  $\Omega_1$  zależy jednak od zachowania  $\rho_{gh}$  oraz  $\Omega_2$ , co będzie przedmiotem następnej sekcji.

### 1.1.3. Procesy relaksacji

Poprzednie dwie sekcje dotyczyły sytuacji, w której poza oddziaływaniem z zewnętrznym polem atom nie ulega żadnym zaburzeniom, jak również nie podlega procesowi emisji spontanicznej. Oczywiście, sytuacja taka nie zachodzi w warunkach rzeczywistych i jej opis może być stosowany tylko w odniesieniu do skal czasu dużo krótszych niż czas życia górnego poziomu, a także w sytuacji, w której atom jest doskonale izolowany.

#### 1.1.3.1. Macierz gęstości

W celu ilościowego uchwycenia skutków procesów dekoherencji należy odejść od języka opisu stanu atomu za pomocą funkcji falowych i zastosować opis przez *operator gęstości*  $\hat{\rho}$ . Zastosowanie operatora gęstości  $\hat{\rho}$  pozwala na opis *stanów mieszanych*, które stanowią mieszaninę statystyczną *stanów czystych*. Dla stanu czystego  $|\psi\rangle$  ma on postać:

$$\hat{\rho} = |\psi\rangle\langle\psi| \quad (1.34)$$

Dla mieszaniny ortogonalnych stanów  $|\psi_i\rangle$  macierz gęstości wynosi:

$$\hat{\rho} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$$

gdzie  $p_i$  oznacza klasyczne prawdopodobieństwo, że układ jest w stanie  $|\psi_i\rangle$ . Macierz gęstości ma trzy podstawowe własności:

1.  $\hat{\rho}^\dagger = \hat{\rho}$  — jest hermitowska,

2.  $\text{Tr}[\hat{\rho}] = \sum_i p_i = 1$  — prawdopodobieństwo znalezienia układu w *jakimkolwiek* stanie wynosi 1,
3.  $\hat{\rho} > 0$  — jest nieujemnie określona (prawdopodobieństwa są nieujemne).

Więcej na temat macierzy gęstości można przeczytać np. w pozycji [19].

### 1.1.3.2. Spójność i populacja

Istotnym zagadnieniem jest interpretacja członów diagonalnych i pozadiagonalnych macierzy gęstości. Wyrazy diagonalne będą miały znaczenie *populacji* (obsadzenia) danego poziomu. Inaczej mówiąc,  $\hat{\rho}_{ii}$  oznacza prawdopodobieństwo znalezienia atomu w tym stanie (bazy macierzy gęstości). Wyrazy pozadiagonalne  $\hat{\rho}_{ij}$ ,  $i \neq j$  będą nazywał *spójnościami* lub inaczej *koherencją*. Ich znaczenie fizyczne można zobaczyć na prostym przykładzie atomu dwupoziomowego. Niech stan atomu będzie dany przez:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |e\rangle)$$

Wtedy odpowiadająca mu macierz gęstości zapisana w bazie  $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$  ma postać:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2}(|g\rangle + |e\rangle)(\langle g| + \langle e|) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

Jako kontrprzykład weźmy sytuację, w której atom *albo* jest w stanie podstawowym, *albo* w stanie wzbudzonym. Prawdopodobieństwo znalezienia się atomu w jednym z tych stanów wynosi 1/2. Inaczej mówiąc, w zespole atomów część atomów jest w stanie wzbudzonym, część w podstawowym, ale żaden atom nie jest w stanie superpozycji. Wtedy odpowiednia macierz gęstości ma postać:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2}(|g\rangle\langle g| + |e\rangle\langle e|) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

O różnicy pomiędzy obydwoimi przypadkami przesądząją właśnie wyrazy pozadiagonalne, które pojawiają się tylko i wyłącznie wtedy, gdy mamy do czynienia z superpozycją stanów. W tym samym czasie prawdopodobieństwo znalezienia atomu w stanie  $|g\rangle$  i  $|e\rangle$  jest takie samo. Jako że superpozycja jest efektem czysto kwantowym, często mówi się, że pozadiagonalne elementy macierzy gęstości są manifestacją kwantowych właściwości stanu. Gdy elementy takie istnieją, mówi się również o *spójności* w ośrodku.

Warto tutaj zwrócić uwagę na konsekwencje istnienia spójności w ośrodku. Najprostszym przykładem jest polaryzacja elektryczna ośrodka  $\mathbf{P}$ , która jest proporcjonalna do pozadiagonalnego elementu macierzy gęstości (1.11), (1.12). Bez spójności nie byłoby polaryzacji elektrycznej, współczynnika załamania, a także wzmocnienia i osłabienia w ośrodku w procesie (1.19). W dalszej części rozdziału pokażę, że obecność spójności jest podstawą obserwowanych przeze mnie zjawisk.

### 1.1.3.3. Równanie Liouville'a z relaksacją

Dla ewolucji macierzy gęstości można wypisać równanie Liouville'a, które wprost wynika z równania Schrödingera [19]:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (1.35)$$

Rzeczywiste oddziaływania układu z otoczeniem prowadzące do dekoherencji są zbyt skomplikowane, aby można było włączyć je w hamiltonian oddziaływania. Zamiast tego do równania na ewolucję (1.35) wstawia się dodatkowe, fenomenologiczne człony opisujące procesy relaksacyjne (procesy zaniku) w układzie. W poprzednim akapicie nakreśliłem różnicę fizyczną pomiędzy wyrazami diagonalnymi i pozadiagonalnymi macierzy gęstości. Istnieje również jakościowa różnica w ewolucji tych wyrazów. Pisząc krótko, wyrazy pozadiagonalne – *spójności* – mają inny charakterystyczny czas zaniku niż wyrazy diagonalne – *populacje*. W literaturze przyjęło się określać zanik populacji jako *czas relaksacji podłużnej* oznaczany przez  $T_1$ , natomiast zanik spójności jako *czas relaksacji poprzecznej* oznaczany przez  $T_2$  [20]. Oba czasy są charakterystyczne dla jakiegoś poziomu lub pary poziomów. W dalszej części będę posługiwał się ich odwrotnościami, stałymi zaniku, z zaznaczeniem, o które poziomy chodzi.

Oba zaniki będące obserwacjami fenomenologicznymi wprowadza się jako dodatkowe wyrazy do równania Liouville’a (1.35). Dla populacji część równania odpowiadająca za jej zanik będzie miała postać:

$$\frac{d\hat{\rho}_{nn}}{dt} = -\Gamma_n \hat{\rho}_{nn}. \quad (1.36)$$

gdzie  $\Gamma_n = 2\pi/T_1$  to stała zaniku populacji  $n$ -tego poziomu  $\Gamma_n$ . Z kolei dla spójności ( $n \neq m$ ):

$$\frac{d\hat{\rho}_{nm}}{dt} = -\gamma_{nm} \hat{\rho}_{nm}. \quad (1.37)$$

gdzie  $\gamma_{nm} = 2\pi/T_2$ . Przyjmując, że zanik spójności jest wynikiem jednoczesnej depopulacji poziomów  $n$  i  $m$ , możemy również przyjąć, że  $\gamma_{nm}$  wyraża się poprzez stałe zaniku populacji. Ostatecznie możemy oba zjawiska połączyć w jeden człon równania (szczegóły w [19]).

$$\frac{d\hat{\rho}_{nm}}{dt} = -(\Gamma_n + \Gamma_m) \hat{\rho}_{nm}/2. \quad (1.38)$$

Dopisując człon (1.38) do równania (1.35), nie zachowamy własności macierzy gęstości w postaci śladu równego jedności. Koniecznym zabiegiem jest zatem dołączenie kolejnego członu równania, który będzie dodawał obsadzenie kolejnych stanów bez jakiegokolwiek spójności.

Kolejnym członem, który dopiszemy do równania Liouville’a, będzie *repopulacja*, czyli uwzględnienie wchodzenia do danego układu nowych atomów, które mogą być w innym stanie niż atomy będące już wcześniej w tym układzie. Repopulacja będzie opisywana dodatkowym, niejednorodnym członem w postaci:

$$\frac{d\hat{\rho}_{nn}}{dt} = \Lambda_n \quad (1.39)$$

Łącząc (1.35), (1.38) i (1.39) oraz zapisując wszystko w postaci macierzowej, dostajemy pełne równanie na ewolucję macierzy gęstości:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} (\hat{\Gamma} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\Gamma}) + \hat{\Lambda} \quad (1.40)$$

Z powyższego opisu wynika, że  $\hat{\Gamma}$ ,  $\hat{\Lambda}$  są diagonalnymi macierzami opisującymi odpowiednio relaksację i repopulację. W ogólniejszych przypadkach wystarczy jednak, by macierze te były hermitowskie.



#### 1.1.3.4. Nasylenie w układzie dwupoziomowym

W obecności procesów dekoherencji znikają takie zjawiska jak oscylacje Rabiego i atom osiąga stan stacjonarny. Dla atomu dwupoziomowego populacja stanu wzbudzonego w stanie stacjonarnym rośnie wraz z natężeniem pola. W rezonansie osiąga maksymalną wartość  $\rho_{ee} = 1/2$  dla nieskończonego natężenia pola. W tej części pracy (1.1.3.4) przedstawiam kilka wniosków, których wyprowadzenie znajduje się w pozycji [21]. Zastosowanie równań Liouville'a dla układu dwupoziomowego pozwala na znalezienie stanu stacjonarnego dla populacji poziomu górnego:

$$\rho_{ee}(t \rightarrow \infty) = \frac{1}{2} \frac{(I/I_{sat})^2}{1 + 4(\Delta/\Gamma)^2 + 2(I/I_{sat})^2}, \quad (1.41)$$

gdzie  $I$  oznacza natężenie światła ( $I = \frac{1}{2}c\epsilon_0 E^2$ ). Wprowadziłem tutaj natężenie nasycenia  $I_{sat}$ :

$$\frac{I}{I_{sat}} = 2 \left( \frac{\Omega}{\Gamma} \right), \quad (1.42)$$

odnoszące się do sytuacji, w której w rezonansie osiągamy populację stanu wzbudzonego  $\rho_{ee} = 1/4$ .  $I_{sat}$  jest zatem natężeniem, dla którego obsadzenie stanu górnego jest równe połowie swojej maksymalnej wartości. Natężenie nasycenia zależy bezpośrednio tylko od stałej zaniku  $\Gamma$  i od momentu dipolowego przejścia:

$$I_{sat} = \frac{c\epsilon_0 \Gamma^2 \hbar^2}{4|d_{ge}|^2} \quad (1.43)$$

W dalszej części pracy będę powoływał się na ten stabilizowany parametr jako bardzo wygodne odniesienie do używanych w eksperymencie natężeń, a także na sposób obliczania częstotści Rabiego (przez zależność (1.42)).

#### 1.1.3.5. Układ trypoziomowy z dekoherencją

Układ trypoziomowy jest najprostszym układem, za pomocą którego można dobrze zilustrować zjawiska relaksacji oraz repopulacji. W pojedynczym atomie dwupoziomowym mamy do czynienia ze skończonym czasem życia poziomu wzbudzonego, co prowadzi do poszerzenia naturalnego linii. Poszerzenie naturalne wynika ze skończonego czasu życia stanu wzbudzonego (czasu relaksacji podłużnej) na skutek *emisji spontanicznej* i wynosi:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{T_1} \quad (1.44)$$

Analogicznego oznaczenia użyję w odniesieniu do poziomu wzbudzonego atomu trypoziomowego. W tym wypadku jednak poziomy podstawowe również ulegają procesowi relaksacji na skutek rozfazowania lub ucieczki atomów z układu (u mnie obszaru oddziaływania z wiązkami laserowymi). Wprowadzę stałe zaniku spójności dla poziomów  $|g\rangle$  i  $|h\rangle$  wynoszące  $\gamma$ . Ostatecznie macierz zaniku spójności dla mojego układu (wprowadzona w równaniu (1.40)) będzie miała postać:

$$\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 \\ 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

Hamiltonian układu jest taki sam jak w wyrażeniu (1.23).

**Eliminacja adiabatyczna** Podobnie jak w przypadku czystego układu trypoziomowego bez dekoherencji, również w przypadku ewolucji stanu mieszanego można zastosować procedurę eliminacji adiabatycznej, gdy odstrojenie  $\Delta$  jest duże. W tym wypadku chcemy ograniczyć opis układu do operatora gęstości dla stanu podstawowego  $\hat{\rho}_0$  o wymiarach  $2 \times 2$ , jako podukład pełnego operatora gęstości.

$$\hat{\rho} = \left( \begin{array}{cc|c} & & \vdots \\ & \hat{\rho}_0 & \rho_{ie} \\ \hline \cdots & \rho_{ei} & \cdots \\ & & \rho_{ee} \end{array} \right) \quad (1.46)$$

W powyższym wyrażeniu jako  $\rho_{ie}$  oznaczyłem spójności z poziomem wzbudzonym dla indeksu  $i$  przebiegającego wszystkie stany poziomu podstawowego (tu:  $\rho_{ge}, \rho_{gh}$ ). Przybliżenie adiabatyczne w języku macierzy gęstości składa się z kilku kroków analogicznych do procedury dla stanów czystych:

1.  $\rho_{ee} = 0$ . Należy pominąć populację stanu wzbudzonego. W obecności procesu emisji spontanicznej obsadzenie stanu górnego jest znikome.
2.  $\dot{\rho}_{ie} = 0$ . Wszystkie spójności ze stanem wzbudzonym podążają adiabatycznie za wartościami macierzy gęstości dla stanu podstawowego.
3.  $\rho_{ie} = \rho_{ie}(\rho_{gg}, \rho_{gh}, \dots)$ . Należy wstawić postać macierzy gęstości z wyrażenia (1.46) do równania Liouville'a (1.40) oraz, stosując się do założeń z punktów 1 i 2, znaleźć wyrażenia na spójności  $\rho_{ie}$  w funkcji innych parametrów (liczba równań jest wystarczająca).
4. Należy obciąć równanie macierzowe (1.40) z podstawionymi, znalezionymi wartościami  $\rho_{ie}$  do podprzestrzeni stanu podstawowego.

Dzięki powyższej procedurze otrzymamy pełne równanie na ewolucję macierzy gęstości stanu podstawowego w przybliżeniu adiabatycznym. Z drugiej strony operator  $\hat{\rho}_0$  będzie spełniał równanie Liouville'a z nowym, efektywnym hamiltonianem  $\hat{H}_{eff}$ , operatorem zaniku spójności  $\hat{\Gamma}_{eff}$  i operatorem repopulacji  $\hat{\Lambda}_{eff}$ :

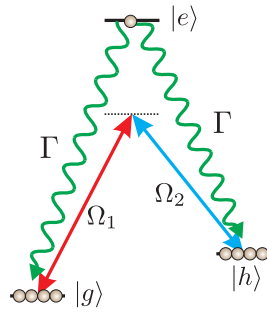
$$\frac{d\hat{\rho}_0}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_{eff}, \hat{\rho}_0] - \frac{1}{2}(\hat{\Gamma}_{eff}\hat{\rho}_0 + \hat{\rho}_0\hat{\Gamma}_{eff}) + \hat{\Lambda}_{eff} \quad (1.47)$$

Operator  $\hat{\Lambda}_{eff}$  jest po prostu obcięciem operatora  $\hat{\Lambda}$  do podprzestrzeni stanu podstawowego. Macierze operatorów  $\hat{H}_{eff}$  i  $\hat{\Gamma}_{eff}$  dają się zrekonstruować poprzez analizę algebraiczną każdego wyrazu równania (1.47). Wykonaliśmy tę procedurę i poniżej przedstawiamy wyznaczone macierze operatorów:

$$\hat{H}_{eff} = \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2} \cdot \left(-\frac{\hbar}{2}\right) \left( \begin{array}{cc} \frac{|\Omega_1|^2}{2\Delta} & \Omega_R \\ \Omega_R^* & \frac{|\Omega_2|^2}{2\Delta} \end{array} \right) - \frac{\hbar}{2} \left( \begin{array}{cc} 0 & 0 \\ 0 & 2\delta \end{array} \right) \quad (1.48)$$

$$\hat{\Gamma}_{eff} = \frac{\Delta\Gamma}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2} \cdot \frac{1}{2} \left( \begin{array}{cc} \frac{|\Omega_1|^2}{2\Delta} & \Omega_R \\ \Omega_R^* & \frac{|\Omega_2|^2}{2\Delta} \end{array} \right) + \left( \begin{array}{cc} \gamma & 0 \\ 0 & \gamma \end{array} \right) \quad (1.49)$$

Zastosowaliśmy przybliżenia  $\delta \ll \Delta$  oraz  $\gamma \ll \Gamma$ . Zazwyczaj mamy do czynienia z sytuacją, gdy  $\Delta \gg \Gamma$ , kiedy hamiltonian (1.48) sprowadza się do hamiltonianu dla sytuacji bez dekoherencji i emisji spontanicznej (1.29).



Rysunek 1.5: Mechanizm powstawania poszerzenia natężeniowego. Wzbudzenie stanu  $|e\rangle$ , proporcjonalne do natężenia pól, relaksuje prowadząc do repopulacji stanów podstawowych z przypadkową fazą.

**Poszerzenie linii** Przyjrzyjmy się teraz macierzy operatora zaniku spójności (1.49). W granicy bardzo małych pól zewnętrznych (w zerowym przybliżeniu) mamy:  $\hat{\Gamma}_{eff} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 \\ 0 & \gamma \end{pmatrix}$  i poszerzenie rezonansu dwufotonowego wynosi  $\gamma$  (odwrotnie proporcjonalne do czasu spójności pomiędzy poziomami  $|g\rangle$  i  $|h\rangle$ ). W pierwszym przybliżeniu możemy zobaczyć, że gdy zwiększymy natężenia jednego pola (np.  $\Omega_1$ ), poszerzenie się zwiększy i zgodnie z (1.49) będzie wynosić ( $\Delta \gg \Gamma$ ):

$$\delta E_{\Gamma} = \gamma + \frac{|\Omega_1|^2 \Gamma}{4\Delta^2}. \quad (1.50)$$

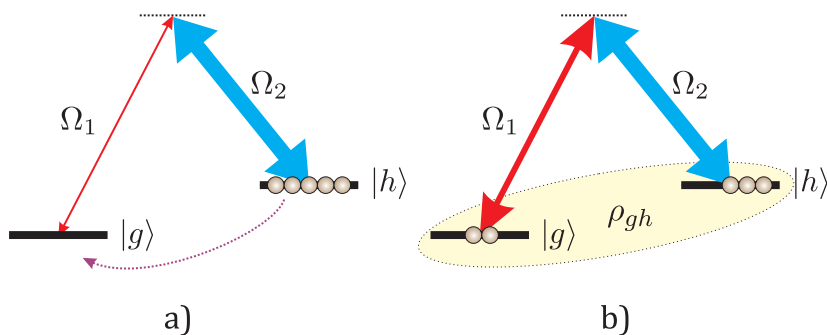
To, że rezonans dwufotonowy poszerza nam się proporcjonalnie do natężenia sprzęgającego pola, wynika z emisji spontanicznej ze stanu wzbudzonego. Sytuację zobrazowałem na rysunku 1.5. Dla skończonego odstrojenia  $\Delta$  zawsze wzbudzamy trochę poziom górny, który od razu relaksuje do poziomu podstawowego. Proces ten niszczy spójność pomiędzy poziomami  $|g\rangle$  i  $|h\rangle$ , co wpływa na efektywne poszerzenie rezonansu dwufotonowego.

## 1.2. Rozpraszanie Ramana

Rozpraszanie jest nierezonansowym procesem oddziaływania światła i materii, w wyniku którego pojedynczy foton może zmienić swój stan kwantowy. W przeciwieństwie do rezonansowego procesu absorpcji i emisji rozpraszanie jest natychmiastowe.

Ze względu na charakter zmiany stanu fotonu oraz rodzaj substancji rozpraszających, zjawisko rozpraszania podzielono na wiele typów. W szczególności, gdy rozproszony foton zmienia kierunek propagacji bez zmiany swojej energii, mówimy o *rozpraszaniu Rayleigha*. Tytułowy proces *rozpraszania Ramana* odnosi się do sytuacji, w której foton ulegający rozproszeniu zmienia zarówno swój kierunek propagacji, jak i energię. Oczywiście, zarówno pęd, jak i energia muszą zostać zachowane, dlatego w akcie rozpraszania w tym wypadku następuje przekaz pędu i energii do atomów.

To zjawisko wykorzystywane jest często w *spektroskopii ramanowskiej*, w której na podstawie widma rozproszonego światła odtwarza się strukturę energetyczną substancji rozpraszającej (najczęściej poziomy oscylacyjne i rotacyjne w cząsteczkach). Jeżeli w wyniku rozpraszania atomy przejdą do stanu słabo obsadzonego, to mowa o *rozpraszaniu stokesowskim* (proces zilustrowany dalej na Rys. 1.8). W sytuacji odwrotnej, w której atomy ze stanu słabo obsadzonego przejdą do stanu mocno obsadzonego, mamy do czynienia z *rozpraszaniem antystokesowskim* (dalej ilustracja na Rys. 1.9). W niniejszej pracy wykorzystam procesy



Rysunek 1.6: Wzmocnienie Ramana. a) W obecności silnego pola  $\Omega_2$  przy inwersji obsadzeń pomiędzy poziomami  $|g\rangle$  i  $|h\rangle$  możliwe jest przejście ramanowskie z poziomu  $|h\rangle$  do  $|g\rangle$ . b) W wyniku przejścia Ramana pole  $\Omega_1$  zostaje wzmocnione, a między poziomami powstaje spójność.

rozproszenia Ramana w wyniku których atom będzie przechodził pomiędzy różnymi podpoziomami stanu podstawowego.

### 1.2.1. Wzmocnienie Ramana

We wstępie do tego podrozdziału użyłem słowa „foton”, które sugeruje potrzebę zastosowania pełnego kwantowego opisu zarówno atomu, jak i pola elektromagnetycznego. Zanim dokonam takiego opisu, powrócę jeszcze do trypoziomowego modelu atomu oraz oddziałującego z nim pola. Z modelu półklasycznego wynika bowiem możliwość zajścia procesu *wzmocnienia Ramana*. Wynika on z procesu emisji, omówionej w oddziaływaniu światła z atomem dwypoziomowym w sekcji 1.1.1.4.

Rozpatrując układ trypoziomowy sprzężonymi dwoma polami  $\Omega_1$  i  $\Omega_2$  odstrojonymi od poziomu wzbudzonego, w specjalnych warunkach możemy zaobserwować wzmocnianie wiązki  $\Omega_1$  kosztem energii z  $\Omega_2$  i atomu (Rys. 1.6). Oprócz wzmocnienia atomy zmieniają spójnie swój stan. Wzmocnienie Ramana jest procesem parametrycznym, w którym energia układu jest zachowana i nie zmienia się w energię termiczną.

W tej części podam rozwiązanie pary równań na  $\rho_{gh}$  i  $\Omega_1$ , z których podam ilościowe wnioski na temat parametrycznego procesu wzmocnienia Ramana.

W poprzedniej części pracy wypisałem równanie na amplitudę pola elektrycznego (1.33), a także pełne równanie na macierz gęstości poziomu podstawowego (1.47). Ponieważ w (1.33) pojawia się  $\rho_{hg}$ , wypiszmy na niego równanie, korzystając z (1.47), (1.48) oraz (1.49):

$$\frac{\partial \rho_{hg}}{\partial t} = \frac{1}{2(\Gamma^2 + 4\Delta^2)} [-\Omega_1 \Omega_2^* (\Gamma + 2i\Delta(\rho_{gg} - \rho_{hh})) - \Gamma(|\Omega_1|^2 + |\Omega_2|^2)\rho_{hg} - 2i\Delta(|\Omega_1|^2 - |\Omega_2|^2)\rho_{hg}] - (\gamma + i\delta)\rho_{hg} \quad (1.51)$$

Przyjmijmy teraz, że  $|\Omega_1| \ll |\Omega_2|$  oraz  $\Delta \gg \Gamma$ . Wtedy mamy:

$$\frac{\partial \rho_{hg}}{\partial t} = -\frac{i}{4\Delta} \Omega_1 \Omega_2^* (\rho_{gg} - \rho_{hh}) + i \left( \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} - \delta \right) \rho_{hg} - \gamma \rho_{hg} \quad (1.52)$$

Wyraz  $i \left( \frac{|\Omega_2|^2}{4\Delta} - \delta \right) \rho_{hg}$  ma sens odstrojenia od rezonansu dwufotonowego w obecności przesunięcia Starka i można go skasować, dobierając odpowiednie  $\delta$ . Dalej zajmę się tylko sytuacją, w której spójność w ośrodku ma długi czas życia i pominię człon tłumiący  $-\gamma \rho_{hg}$ . W

równaniu (1.52) występuje częstość Rabiiego pola elektrycznego  $\Omega_1$ . Ona sama z kolei spełnia równanie (1.33). Otrzymuję parę sprzężonych równań na funkcje spójności atomowej  $\rho_{gh}(z, t)$  i pola elektrycznego w ośrodku  $\Omega_1(z, t)$ :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_{gh}(z, t)}{\partial t} &= -\frac{i}{4\Delta} \Omega_2 (\rho_{hh} - \rho_{gg}) \Omega_1^*(z, t) \\ \frac{\partial \Omega_1(z, t)}{\partial z} &= -i \frac{n |d_{ge}|^2 \omega_1}{\hbar c \epsilon_0} \frac{\Omega_2}{4\Delta} \rho_{gh}^*(z, t)\end{aligned}\quad (1.53)$$

Populację  $\rho_{gg}$ ,  $\rho_{hh}$ , a także amplitudę drugiego pola  $\Omega_2$  będę traktował jako stałe parametry, co będzie miało miejsce, gdy  $|\Omega_1| \ll |\Omega_2|$ , oraz zachodzi dla dużych odstrojeń. Analogiczny układ równań został rozwiązany w pozycji [12]. Żeby odnieść się do rozwiązań z [12], wprowadzę zamianę zmiennych:

$$\begin{cases} A(z, t) &= \Omega_1(z, t) \sqrt{\rho_{hh} - \rho_{gg}} \\ B(z, t) &= \rho_{gh}(z, t) \sqrt{\frac{n e |d_{ge}|^2 \omega_1}{\hbar c \epsilon_0}}\end{cases}\quad (1.54)$$

Przy tych zmiennych układ (1.53) przyjmuje formę:

$$\begin{aligned}\frac{\partial B(z, t)}{\partial t} &= g A^*(z, t) \\ \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} &= g B^*(z, t)\end{aligned}\quad (1.55)$$

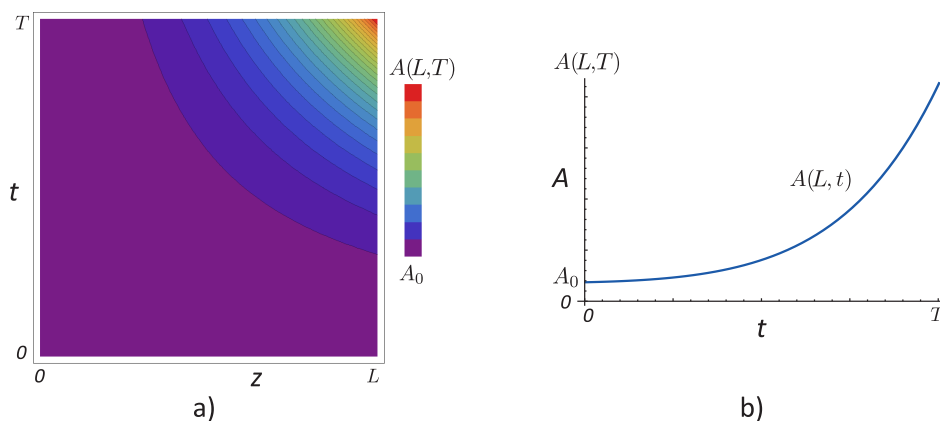
gdzie wprowadziłem stałą:

$$g = -\frac{i\Omega_2}{4\Delta} \left[ (\rho_{hh} - \rho_{gg}) \frac{n |d_{ge}|^2 \omega_1}{\hbar c \epsilon_0} \right]^{1/2}\quad (1.56)$$

Poniżej przedstawiam rozwiązanie (1.55), z warunkami brzegowymi  $B(z, 0) = 0$ ,  $A(z, 0) = A_0$  w sytuacji, gdy  $\rho_{hh} > \rho_{gg}$ :

$$\begin{cases} B(z, t) &= A_0^* \text{Arg}(g) \sqrt{\frac{t}{z}} I_1(2|g|\sqrt{zt}) \\ A(z, t) &= A_0 I_0(2|g|\sqrt{zt})\end{cases}\quad (1.57)$$

gdzie  $I_0$ ,  $I_1$  to odpowiednie zmodyfikowane funkcje Bessla.



Rysunek 1.7: Modelowe wzmocnienie Ramana amplitudy pola elektrycznego ( $TL = 16/|g|^2$ ). a)  $A(z, t)$  b) Przekrój dla  $z = L$ ,  $A(L, t)$ .

Powyższe rozwiązania w granicy dużego  $\sqrt{zt}$  można przybliżyć jako [22]:

$$\begin{cases} B(z, t) \simeq A_0^* \text{Arg}(g) t^{1/4} z^{-3/4} \frac{e^{2|g|\sqrt{zt}}}{\sqrt{4\pi|g|}} \\ A(z, t) \simeq A_0 \frac{e^{2|g|\sqrt{zt}}}{\sqrt{4\pi|g|\sqrt{zt}}} \end{cases} \quad (1.58)$$

Powracając do początkowych zmiennych, zapiszmy wyrażenie na  $\Omega_1(z, t)$ :

$$\Omega_1(z, t) \simeq \Omega_1(0, t) \frac{e^{2|g|\sqrt{zt}}}{\sqrt{4\pi|g|\sqrt{zt}}} \quad (1.59)$$

Powyższe wyrażenie pokazuje, że w opisywanym układzie początkowe pole elektryczne zostanie wzmocnione. Wzmocnienie to nosi nazwę *wzmocnienia Ramana* i ma bezpośredni związek z opisywanym dalej rozpraszaniem Ramana. Poniżej podsumuję w kilku punktach własności wzmocnienia Ramana wynikające z powyższych rozważań:

Przyjmujemy, że długość ośrodka wynosi  $L$ , a proces narastania amplitudy pola  $\Omega_1$  jest quasiwykładniczy ( $\sim e^{\sqrt{\zeta t}}/\sqrt{\zeta t}$ ). Parametr wzmocnienia wynosi:

$$\zeta = L|g|^2 = \frac{|\Omega_2|^2}{16\Delta^2} \left[ (\rho_{hh} - \rho_{gg}) \frac{nL|d_{ge}|^2\omega_1}{\hbar c\epsilon_0} \right] \quad (1.60)$$

- $\zeta \sim \rho_{hh} - \rho_{gg}$ . Wzmocnienie jest proporcjonalne do *inwersji obsadzeń* w układzie dwupoziomowym  $|g\rangle, |h\rangle$ , tak, że  $\rho_{hh} > \rho_{gg}$ . W innej sytuacji parametr  $g$  byłby rzeczywisty i układ (1.55) nie prowadziłby do wzmocnienia [12].
- $\zeta \sim nL\sigma/\Gamma$ . Wzmocnienie jest proporcjonalne do grubości optycznej w ośrodku.  $n$  – koncentracja atomów,  $\sigma = |d_{ge}|^2\omega_1/\hbar c\epsilon_0$  – przekrój czynny na absorpcję.

Sytuacja wykazuje tu dużą analogię do warunków na emisję wymuszoną we wzmacniaczach laserowych. Potrzebna jest inwersja obsadzeń, a także pompowanie (tutaj przez  $\Omega_2$ ) z którego przekazywana jest energia wiązce sygnałowej<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>W tym przypadku pompa  $\Omega_2$  nie wywołuje jednak inwersji obsadzeń. Potrzebny jest dodatkowy mechanizm — pompowania optycznego, za pomocy którego w atomie można wytworzyć różnicę w populacji podpoziomów stanu podstawowego.

Warto również zwrócić uwagę, że zaprezentowane rozwiązania zakładały istnienie początkowego pola  $\Omega_1(0, t)$ . Sygnał wzmocniony był do niego proporcjonalny  $\Omega_1(z, t) \sim \Omega_1(0, t)$ . Wynika stąd, że w przypadku braku pola  $\Omega_1$ , proces w ogóle nie zajdzie. Przeczą temu jednak obserwacje a uwzględnienie w opisie kwantowej natury pola elektromagnetycznego pokażą, że narastający proces wzmacniania może rozpocząć się od spontanicznie rozproszonego fotonu.

### 1.2.2. Spontaniczne rozproszenie Ramana

Najpierw przyjrzyjmy się sytuacji, w której istnieje początkowa spójność atomowa  $B_0 = B(0, t) \neq 0$ . Wtedy rozwiązanie układu (1.55) ma postać [12]:

$$\begin{cases} B(z, t) = A_0^* \text{Arg}(g) \sqrt{\frac{t}{z}} I_1(2|g|\sqrt{zt}) + B_0 I_0(2|g|\sqrt{zt}) \\ A(z, t) = A_0 I_0(2|g|\sqrt{zt}) + B_0^* \text{Arg}(g) \sqrt{\frac{z}{t}} I_1(2|g|\sqrt{zt}) \end{cases} \quad (1.61)$$

Jak widać, nawet gdy  $A_0 = 0$ , pojawia się pole elektryczne  $A$ , które następnie zostaje wzmocnione. Jednak  $B_0$ , które ma sens początkowej spójności pomiędzy poziomami  $|g\rangle$   $|h\rangle$ , wynosi zero gdy przygotujemy atomy z inwersją obsadzeń:  $\rho_{hh} = 1, \rho_{gg} = 0 \Rightarrow \rho_{gh} = 0$ .

W tym wypadku możliwy jest jednak proces spontaniczny, który da wyjaśnić się tylko przy użyciu pełnego kwantowego opisu zjawiska. Proces kwantowania w rozważanym układzie polega tylko na odpowiednich zamianach funkcji na operatory<sup>2</sup>:

$$\Omega_1(z, t) \rightarrow \hat{\Omega}_1(z, t) \quad (1.62)$$

$$\rho_{gh} \rightarrow \hat{\rho}_{gh} = |g\rangle\langle h| \quad (1.63)$$

Operatory te co więcej będą spełniały równania analogiczne do tych dla ich klasycznych odpowiedników. W celu uproszczenia notacji w dalszych obliczeniach będę posługiwał się operatorami:

$$\begin{cases} \hat{a}(z, t) = \hat{\Omega}_1(z, t) \sqrt{\rho_{hh} - \rho_{gg}} \\ \hat{b}^\dagger(z, t) = |g\rangle\langle h| \sqrt{\frac{ne|d_{ge}|^2 \omega_1}{\hbar c \epsilon_0}} \end{cases} \quad (1.64)$$

$\hat{a}$  jest proporcjonalny do operatora anihilacji pola elektrycznego, natomiast  $\hat{b}^\dagger$  do operatora kreacji wzbudzenia rozumianego jako przeniesienie atomu ze stanu początkowego  $|h\rangle$  do stanu  $|g\rangle$  (odpowiednio  $\hat{b}$  – anihilacja wzbudzenia) wynosi:

$$\hat{b}^\dagger|h\rangle = |g\rangle \quad (1.65)$$

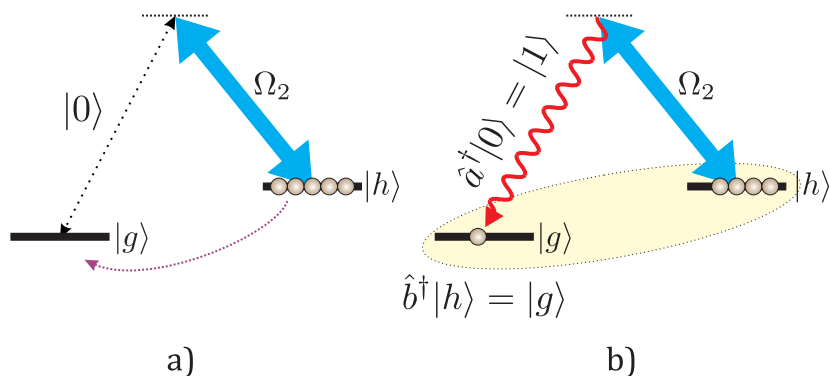
$$\hat{b}|g\rangle = |h\rangle \quad (1.66)$$

Ponadto operator  $\hat{a}^\dagger \hat{a}$  będzie proporcjonalny do operatora liczby cząstek pola, a średnia  $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$  do natężenia pola elektrycznego. Stan początkowy całego układu to stan próżni pola elektrycznego oraz stan wzbudzony atomu:

$$|h, 0\rangle = |h\rangle \otimes |0\rangle \quad (1.67)$$

Dla stanu początkowego średnia operatorów wynosi zero:

<sup>2</sup>Szczegółowy opis postępowania przy kwantowaniu pola elektromagnetycznego można znaleźć w pozycji [23]



Rysunek 1.8: Stokesowskie rozpraszanie Ramana. a) Bez obecności pola  $\Omega_1$ , ramanowskie przejście z  $|h\rangle$  do  $|g\rangle$  nie zajdzie w teorii półklasycznej. Możliwy jest jednak spontaniczny proces rozproszenia pola  $\Omega_2$  polegający na wzmocnieniu fluktuacji próżni  $|0\rangle$ . b) W wyniku stokesowskiego rozproszenia Ramana powstaje pojedynczy foton oraz pojedyncze wzbudzenie w ośrodku.

$$\begin{cases} \langle h|\hat{b}|h\rangle = 0 \\ \langle 0|\hat{a}|0\rangle = 0 \end{cases} \quad (1.68)$$

Ewolucja operatorów  $\hat{a}(z, t)$  i  $\hat{b}(z, t)$  ma tutaj sens ewolucji w obrazie Heisenberga. W celu obliczenia wartości średnich obserwabli wszystkie średnie obliczane są na stanie początkowym  $|h, 0\rangle$ . Ze względu na to, że wszystkie równania na  $A$  i  $B$  są liniowe, operatory  $\hat{a}$  i  $\hat{b}$  będą spełniać ten sam układ równań (1.55) co odpowiadające im funkcje:

$$\begin{aligned} \frac{\hat{b}^\dagger(z, t)}{\partial t} &= g\hat{a}^\dagger(z, t) \\ \frac{\partial \hat{a}(z, t)}{\partial z} &= g\hat{b}(z, t) \end{aligned} \quad (1.69)$$

Ponieważ średnie operatorów początkowych wynoszą zero (1.68), również średnie operatorów w ewolucji pozostaną zerowe. Inaczej dzieje się z natężeniem:

$$\langle \hat{a}^\dagger(z, t)\hat{a}(z, t) \rangle = \langle \hat{b}\hat{b}^\dagger \rangle \text{Arg}(g)^2 \left(\frac{z}{t}\right) I_1^2(2|g|\sqrt{zt}) \quad (1.70)$$

$$\langle \hat{b}\hat{b}^\dagger \rangle = \langle h|\hat{b}\hat{b}^\dagger|h\rangle = \langle h|(|h\rangle\langle g| \cdot |g\rangle\langle h||h\rangle) = 1 \quad (1.71)$$

Natężenie światła, proporcjonalne do  $(\langle \hat{a}^\dagger(z, t)\hat{a}(z, t) \rangle)$  będzie rosnać, a wzrost ten rozpocznie się od spontanicznego procesu rozproszenia. Na zjawisko to można spojrzeć również jako omówiony wcześniej proces wzmacniania, w którym wzmacniane są fluktuacje pola elektromagnetycznego próżni. Mamy tu analogię do generacji akcji laserowej, w której zaczynając od procesu emisji spontanicznej, uzyskujemy wzmocnienie laserowe.

Omówiony proces nosi nazwę stokesowskiego Spontanicznego Rozpraszania Ramana (SRR) a jego przebieg przedstawiłem na Rys. 1.8.

### Kwantowy stan układu

Para równań (1.69) jest analogiczna do równań wzmacniacza parametrycznego [16]. W procesie spontanicznego parametrycznego podziału częstości generuje się dwumodowy stan ściśnięty



światła [24]. Przez podobieństwa zarówno w naturze procesu, jak i w detalach matematycznego opisu, wyjściowy stan generowany w procesie rozpraszania Ramana będzie także dwumodowym stanem ściśniętym [25]. Równania (1.69) są liniowe, a końcowe wartości operatorów anihilacji wzbudzeń atomowych i pola można wyrazić ogólnie przez kombinację liniową ich początkowych wartości:

$$\begin{aligned}\hat{a}_{out} &= \hat{a}_{in} \cosh \kappa + \hat{b}_{in}^\dagger \sinh \kappa \\ \hat{b}_{out} &= \hat{b}_{in} \cosh \kappa + \hat{a}_{in}^\dagger \sinh \kappa\end{aligned}\quad (1.72)$$

Wyrażenie współczynników liniowych przez odpowiednie funkcje hiperboliczne zapewnia zachowanie relacji komutacyjnych. Funkcje  $\cosh \kappa$  i  $\sinh \kappa$  mają tu znaczenie propagatorów, a w stałej  $\kappa$  ukryta jest cała zależność ewolucji od  $z$  i innych parametrów. Z relacji 1.72 można odtworzyć stan pola i wzbudzenia wyrażony w bazie stanów Foka [25]. Wynosi on:

$$|\psi\rangle = \sqrt{1-r^2} \sum_n r^n |n\rangle_A \otimes |n\rangle_B \quad (1.73)$$

gdzie  $r = \tanh \kappa$ . Mod  $A$  odnosi się do wzbudzeń pola elektromagnetycznego, natomiast mod  $B$  – do wzbudzeń ośrodka atomowego. Jak łatwo zobaczyć z reprezentacji stanu ściśniętego w bazie stanów Foka, liczba wzbudzeń w obu modach jest identyczna. Dokonując jednoczesnego pomiaru liczby wzbudzeń obu modów, zawsze dostawalibyśmy te same wyniki.

Badając jednak statystykę liczby fotonów pojedynczego modu otrzymalibyśmy bardzo duży rozrzut zmierzonych wartości. Macierz gęstości podukładu  $A$  po wyśladowaniu po podukładzie  $B$  jest następująca:

$$\hat{\rho}_A = \text{Tr}_B \{ |\psi\rangle\langle\psi| \} = (1-r^2) \sum_n r^{2n} |n\rangle_A \langle n|_A \quad (1.74)$$

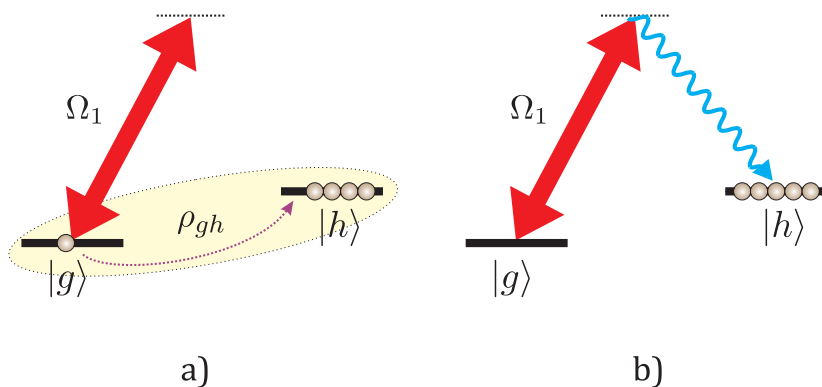
Jest to operator gęstości *stanu termicznego* [26]. Taki stan, dla  $r \simeq 1$ , wykazuje się bardzo dużym rozrzutem wartości liczby fotonów. Pomimo tego, gdy możemy dokonać pomiaru na obu modach  $A$  i  $B$ , wartości zliczeń liczby fotonów są identyczne. Jest to kwantowa własność stanu ściśniętego, nie spotykana dla żadnych klasycznych stanów światła.

### 1.2.3. Rozpraszanie antystokesowskie

Przed chwilą napisałem jaki jest kwantowy stan pary modów: pola i wzbudzenia. Nie mamy jednak bezpośredniego sposobu na wykonanie pomiaru stanu atomów. Zmierzone światło wygenerowane w procesie stokesowskiego rozproszenia Ramana, będzie spełniać statystykę stanu termicznego i samo z siebie nie wykazywać żadnych kwantowych własności.

Wzbudzenie można jednak z powrotem zamienić na światło, przykładając mocne pole na przejściu  $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$  i wywołując proces *antystokesowskiego rozproszenia Ramana*. Zilustrowałem to na Rys. 1.9. Dla tego zjawiska można wypisać analogicznie do (1.53) równania ewolucji pola (tym razem  $\Omega_2$ ) oraz odpowiedniej spójności. W tym wypadku rozpraszanie antystokesowskie będzie w całości zdeterminowane przez początkową spójność  $\rho_{gh}$  [12].

W sytuacji idealnej całe wzbudzenie ośrodka atomowego konwertowane jest spójnie na wzbudzenia pola elektromagnetycznego. Wyjściowym, łącznym stanem światła stokesowskiego i antystokesowskiego będzie zatem dwumodowy stan ściśnięty zapisany w formule 1.73. Będzie wykazywał perfekcyjne korelacje pomiędzy liczbami fotonów w obu modach.



Rysunek 1.9: Antystokesowskie rozpraszanie Ramana a) Mimo braku obecności pola  $\Omega_2$  przejście Ramana zajdzie ze względu na obecność spójności  $\rho_{gh}$ . b) Rozpraszanie antystokesowskie nie jest procesem spontanicznym i jest zdeterminowane przez początkową spójność  $\rho_{gh}$ .

W powyższym opisie nie uwzględniłem w ogóle strat wynikających m.in. z dekoherencji w układzie. Analiza zjawiska w tym przypadku będzie dużo trudniejsza, gdyż straty będą wymagały wprowadzenia dodatkowych operatorów pola modów próżni. W naszej wcześniejszej pracy [27], pokazaliśmy jednak, że w podobnej sytuacji, dla wzmacniacza parametrycznego w obecności strat może dalej zachodzić generacja nieklasycznego światła. Nie będzie to jednak stan czysty, a odpowiadający mu parametr ściśnięcia pomniejszy się.

### 1.3. Atom rubidu

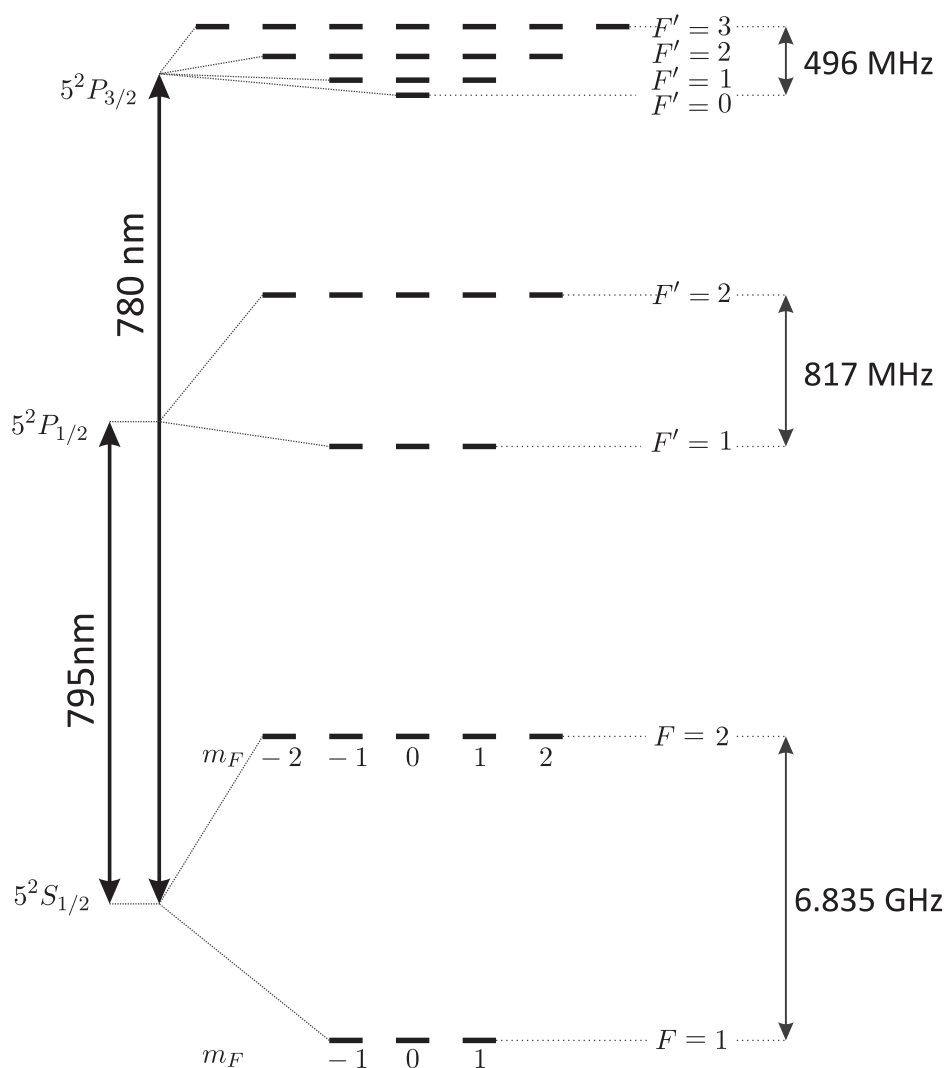
Rubid, metal alkaliczny o liczbie atomowej 37, jest jednym z najpopularniejszych pierwiastków wykorzystywanych w eksperymentach w fizyce atomowej i w optyce. W ostatnich latach gorące pary rubidu stały się głównym ośrodkiem, w którym tworzono pamięci kwantowe [8, 7, 9]. Nie sposób nie wspomnieć, że właśnie w parach rubidu (izotopu 87) stworzono pierwszy kondensat Bosego–Einsteina w 1995 roku [28], co przyniosło twórcom Nagrodę Nobla.

Powszechnie występują tylko dwa izotopy tego pierwiastka: o liczbach masowych 87 i 85. Główną różnicą pomiędzy izotopami jest wartość spinu jądra, która prowadzi do innej struktury energetycznej atomu. W przypadku  $^{87}\text{Rb}$  spin jądra wynosi  $3/2$ . Wszystkie obserwowane przeze mnie efekty miały miejsce w gorących parach rubidu 87, dlatego w dalszej części pracy będę w domyśle zakładał, że omawianym izotopem jest  $^{87}\text{Rb}$ .

#### 1.3.1. Struktura energetyczna

W przypadku rubidu pierwsze przejścia na częstościach optycznych ze stanu podstawowego odbywają się pomiędzy stanami rozszczepionymi subtelnie:  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  oraz  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ . Przejścia te odległe są od siebie o 15 nm, a w literaturze określa się je odpowiednio jako linie D1 i D2. Poniżej podsumowuję najważniejsze dane dotyczące obu linii (źródło [21]):

- **Linia D1:** przejście:  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ , długość fali w próżni: 794.979 nm, stała zaniku stanu wzbudzonego  $\Gamma = 2\pi \cdot 5.746$  MHz.
- **Linia D2:** przejście:  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ , długość fali w próżni: 780.241 nm, stała zaniku stanu wzbudzonego  $\Gamma = 2\pi \cdot 6.065$  MHz.

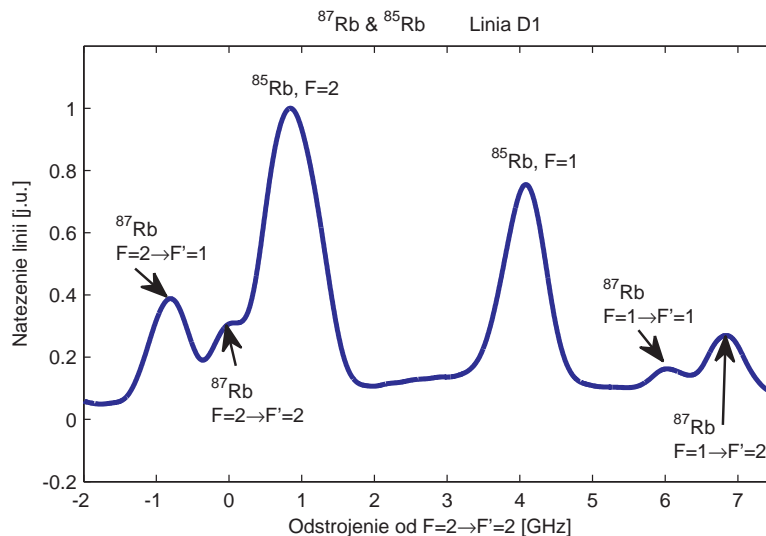


Rysunek 1.10: Schemat podpoziomów w  $^{87}\text{Rb}$ . Skala różnicy energii nie została zachowana.

Dodatkowo, poziomy te rozszczepione są nadsubtelnie. Schemat układu poziomów energetycznych  $^{87}\text{Rb}$  wraz z zaznaczonymi podpoziomami zeemanowskimi prezentują na Rys. 1.10. Rozszczepienia nadsubtelne są o rzędy wielkości mniejsze od rozszczepień subtelnych i odpowiadają im częstotliwości radiowe.

Rozszczepienie stanu podstawowego  $5^2S_{1/2}$  na  $F=1$ ,  $F=2$  jest największe i wynosi  $6.835\text{ GHz}$ . Dla linii D1 na  $795\text{ nm}$  rozszczepienie stanu wzbudzonego na  $F'=1$ ,  $F'=2$   $5^2P_{1/2}$  wynosi  $817\text{ MHz}$ . Jest to niewiele więcej niż poszerzenie dopplerowskie linii w temperaturze kilkudziesięciu stopni Celsjusza. Na wykresie 1.11 zazaczyłem zmierzone przeze mnie widmo absorpcji  $^{87}\text{Rb}$  na linii D1. W centrum widoczne są również linie absorpcyjne pochodzące od izotopu  $^{85}\text{Rb}$ . Zmierzone widmo pokazuje kilkukrotną różnicę wielkości rozszczepienia stanu podstawowego i wzbudzonego (również dającego się rozdzielić).

W przypadku linii D2 mamy poziom wzbudzony  $5^2P_{3/2}$ , który rozszczepia się na cztery podpoziomy z wartościami  $F'$  od 0 do 3. Rozszczepienie pomiędzy skrajnymi poziomami wynosi  $496\text{ MHz}$  i już w temperaturze pokojowej nie da się rozdzielić składowych linii pochodzących od przejść do poszczególnych poziomów wzbudzonych, ukrytych w profilu poszerzenia dopplerowskiego.



Rysunek 1.11: Zmierzone widmo absorpcyjne w  $^{87}\text{Rb}$  dla przejścia:  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  (linia D1). Po środku widoczne również linie izotopu  $^{85}\text{Rb}$ .

### 1.3.2. Przejścia Ramana w $^{87}\text{Rb}$

Opisane wcześniej zjawiska wzmocnienia i rozpraszania Ramana wyjaśniałem na prostym modelu trypoziomowym atomu, o stanach podstawowych  $|g\rangle$ ,  $|h\rangle$  i stanie wzbudzonym  $|e\rangle$  (Rys. 1.3). Jak zobaczyliśmy przed chwilą, rzeczywista struktura atomu rubidu jest znacznie bardziej złożona i możemy w niej wyznaczyć potencjalnie wiele trójek poziomów, pomiędzy którymi mogą zajść przejścia ramanowskie.

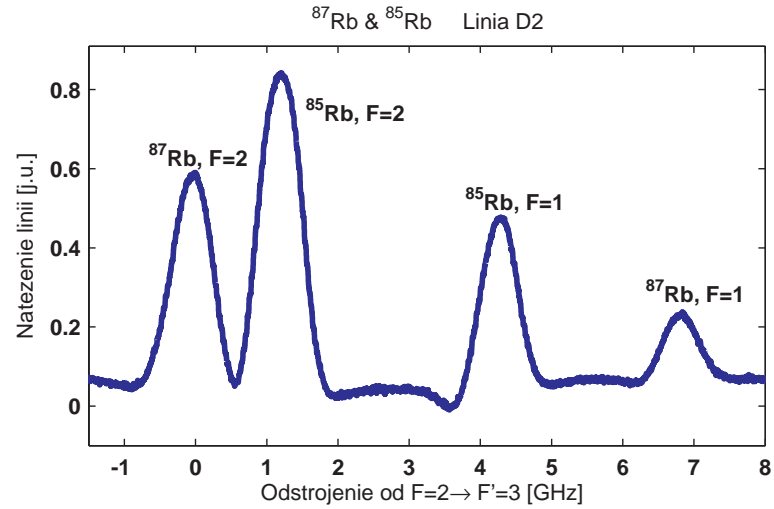
Możemy wyszczególnić dwie klasy układów trypoziomowych ze względu na rodzaj rozszczepienia stanu podstawowego. Jedną z możliwości jest wykorzystanie struktury zeemanowskiej i potraktowanie jako poziomów podstawowych  $|g\rangle$ ,  $|h\rangle$ , dwóch podpoziomów różniących się liczbą  $m_F$  o 2. Drugą z możliwości jest potraktowanie jako poziomów podstawowych  $|g\rangle$ ,  $|h\rangle$ , dwóch podpoziomów rozszczepionych nadsztylnie, gdzie  $F = 1$ ,  $F = 2$ . W części eksperymentalnej będę miał do czynienia z obydwoma sytuacjami.

W przypadku podpoziomów rozszczepionych zeemanowsko o  $\Delta m_F = 2$ , dla wiązki sygnałowej i pompy ramanowskiej należy użyć ortogonalnych polaryzacji kołowych, tak aby spełniona była zasada zachowania momentu pędu. W celu obliczenia całkowitego prawdopodobieństwa procesu należy zsumować wkłady od wszystkich poziomów wzbudzonych. Na Rys. 1.13 przedstawiłem sytuację, w której przejście odbywa się od  $F = 2$ ,  $m_F = -1$  do  $F = 2$ ,  $m_F = 1$ . Strzałkami zaznaczyłem symbolicznie wszystkie trzy przejścia mające wpływ na zajście rzeczony procesu dwufotonowego.

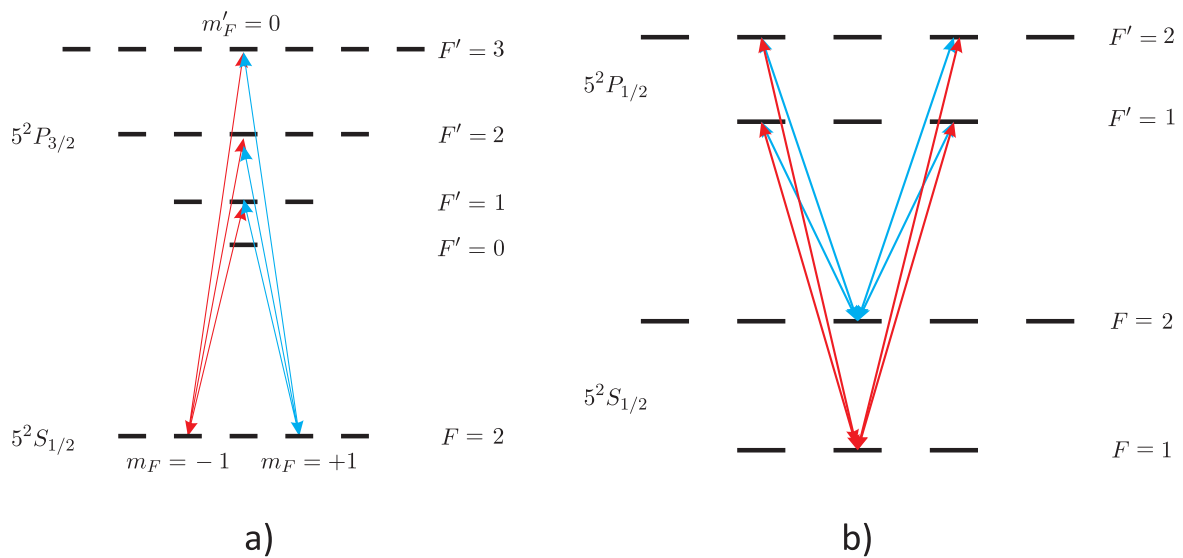
Amplituda przejścia z  $F = 2$ ,  $m_F = -1$  do  $F = 2$ ,  $m_F = 1$  proporcjonalna jest do następującej sumy wkładów:

$$\sum_{\tilde{F}} \frac{\left( \mathbf{d}_{F=2, m_F=-1; F'=\tilde{F}, m_{F'}=0} \cdot \mathbf{E}_1 \right) \left( \mathbf{d}_{F=2, m_F=1; F'=\tilde{F}, m_{F'}=0} \cdot \mathbf{E}_2 \right)^*}{2\Delta_{\tilde{F}}}, \quad (1.75)$$

gdzie  $\mathbf{d}_{F, m_F; F', m_{F'}}$  oznacza moment dipolowy pomiędzy odpowiednią parą poziomów, natomiast  $\Delta_{\tilde{F}}$  oznacza odstrojenie pary pól  $\mathbf{E}_{1,2}$  od poziomu wzbudzonego  $F' = \tilde{F}$ ,  $m_{F'} = 0$ .



Rysunek 1.12: Zmierzone widmo absorpcyjne w  $^{87}\text{Rb}$  dla przejścia:  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/3}$  (linia D2). Po środku widoczne również linie izotopu  $^{85}\text{Rb}$ .



Rysunek 1.13: W zależności od rodzaju rozszczepienia poziomu podstawowego, w granicach dużych odstrojeń  $\Delta$ , przejście Ramana może być wzbronione lub dozwolone a) Podpoziomy zeemanowski — przejście wzbronione. b) Podpoziomy rozszczepione nadsubtelnie — przejście dozwolone.

W rozważanym przypadku z użyciem ortogonalnych polaryzacji kołowych suma liczników powyższej formuły wynosi dokładnie zero [21]. Oznacza to, że w granicy, gdy  $\Delta_{\bar{F}} \rightarrow 0$ , dwufotonowe przejście od  $F = 2, m_F = -1$  do  $F = 2, m_F = 1$  jest wzbronione.

Dokładne kasowanie się wkładów pochodzących od różnych trójek poziomów nie jest przypadkowe. Dla dużych odstrojeń  $\Delta_{\bar{F}} \rightarrow 0$ , struktura nadsubtelna przestaje być widoczna i w efektywnie widzimy tylko poziomy rozszczepione subtelnie. Atom w tych poziomach posiada wkład do spinu pochodzący tylko od elektronu (zaniedbujemy spin jądrowy prowadzący do dalszej degeneracji i struktury nadsubtelnej). Dla poziomu podstawowego  $5^2S$  zabroniony jest proces, dla którego następowalaby zmiana momentu atomu  $2\hbar$  tak jak w omawianej wcześniej sytuacji.

Znacznie korzystniejszą sytuację mamy, gdy zastosujemy przejścia ramanowskie pomiędzy różnymi stanami poziomu podstawowego rozszczepionymi nadsubtelnie dla ortogonalnych polaryzacji liniowych. Te sytuację, zrealizowaną potem na linii D1, przedstawiam na Rys. 1.13. Proste obliczenia amplitudy przejścia dwufotonowego wykonuje się, gdy (w bazie o ustalonej osi kwantyzacji) przedstawi się polaryzacje liniowe jako superpozycje ortogonalnych polaryzacji kołowych. Tym razem suma wkładów od poszczególnych poziomów doda się do niezerowej wartości. Nawet dla dużych odstrojeń podany schemat nie łamie zasady zachowania momentu pędu, gdyż moment pędu fotonów o polaryzacji liniowej wynosi zero. Spodziewamy się zatem, że przejścia ramanowskie będą silniejsze, gdy wykorzystamy nadsubtelnie rozszczepione podpoziomy stanu podstawowego oraz polaryzacje ortogonalne.

## Rozdział 2

# Pomiary i minimalizacja dekoherencji w układzie

Rozważania z części teoretycznej wskazują na istotną rolę spójności potrzebną do zaistnienia wzmocnienia Ramana oraz generacji rozpraszania Ramana. Skończony czas spójności pomiędzy poziomami stanu podstawowego  $T_2 = 2\pi/\gamma$  ogranicza czas narastania spontanicznego wzmocnionego światła stokesowskiego i maksymalne wzmocnienie.

Skończony czas spójności dla stanu podstawowego pochodzi od dwóch zjawisk: defazowania w niejednorodnym polu magnetycznym (stała  $\gamma_{deph}$ ) oraz dyfuzji atomów w komórce (stała  $\gamma_{dyff}$ )<sup>1</sup>. Efektywny czas spójności jest wynikiem złożenia obu destruktywnych procesów i wynosi:

$$T_2 = \frac{2\pi}{\gamma_{deph} + \gamma_{dyff}} \quad (2.1)$$

W naszych eksperymentach przekonaliśmy się, że krótki czas spójności ośrodka uniemożliwia praktycznie wszelkie obserwacje efektów dwufotonowych. Dzięki starannym ulepszeniom ekranu magnetycznego oraz doborowi parametrów komórki z rubidem udało się zwiększyć czas spójności<sup>2</sup>, a także wyznaczyć jego wartość metodami magnetometrii optycznej. Przedmiotem tego rozdziału będzie bezpośredni pomiar stałej  $\gamma$  oraz opis jej minimalizacji.

### 2.1. Defazowanie w niejednorodnym polu magnetycznym

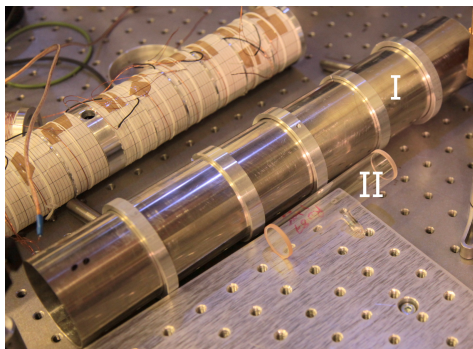
Atom w polu magnetycznym doznaje przesunięcia Zeemana energii podpoziomów zdegenerowanych ze względu na liczbę  $m_F$ . Przyjmuję, że osią kwantyzacji jest oś  $z$ . Faza podpoziomu w stałym polu magnetycznym wzdłuż osi kwantyzacji,  $B_z$ , ewoluuje w następujący sposób:

$$|m_F(t)\rangle = \exp(i\mu_B g_F m_F B_z t / \hbar) |m_F(0)\rangle \quad (2.2)$$

gdzie  $\mu_B$  — magneton Bohra,  $g_F$  — współczynnik giromagnetyczny (dla uproszczenia przyjmuję, że  $B_x = B_y = 0$ ). Fazy pomiędzy atomami będą stałe w czasie, gdy każdy atom będzie znajdował się w identycznym polu magnetycznym. Jeżeli pola magnetyczne w których znajdują się dwa różne atomy będą odmienne, to po pewnym czasie fazy obu atomów również będą się znacznie różniły. Proces ten będę nazywał *defazowaniem*, a czas spójności charakterystyczny

<sup>1</sup>W pewnych warunkach istotny jest również trzeci mechanizm zaniku spójności — zderzenia atomów ze ściankami komórki. Do tego efektu odwołam się w dalszej części tego rozdziału.

<sup>2</sup>Brak efektów dwufotonowych w przypadku bardzo krótkiego czasu spójności uniemożliwiał jego bezpośrednie pomiary. Szacujemy, że dokonana poprawa w stosunku do pierwotnych ustawień mogła wynosić dwa rzędy wielkości



(a) I Pojedyncza warstwa ekranu magnetycznego wykonana z mumetalu. II Komórka z  $^{87}\text{Rb}$  i z gazem buforowym w postaci kryptonu.



(b) Zewnętrzna warstwa ekranu wykonana z materiału amorficznego, wyprodukowana przez firmę **Magneto** z Częstochowy.

Rysunek 2.1: Składowe części ekranu magnetycznego.

dla tego procesu oznaczę jako  $T_{deph}$ . Niech  $\Delta B_z$  oznacza różnicę pola magnetycznego w dwóch atomach. Wtedy czas spójności będzie określony przez czas, w którym różnica faz pomiędzy atomami osiągnie  $2\pi$ :

$$T_{deph} \approx \frac{2\pi\hbar}{\mu_B g_F m_F \Delta B_z} = \frac{2\pi}{\gamma_{deph}} \quad (2.3)$$

W stanie podstawowym w atomie  $^{87}\text{Rb}$  rozszczepienie Zeemana wynosi  $\mu_B g_F / \hbar = 1.4 \text{ kHz/mG}$  dla  $\Delta m_F = 2$ . Żeby uzyskać czas defazowania większy niż  $T_{deph} > 10 \mu\text{s}$  niejednorodności pola muszą być odpowiednio małe:  $\Delta B_z \lesssim 70 \text{ mG}$ .

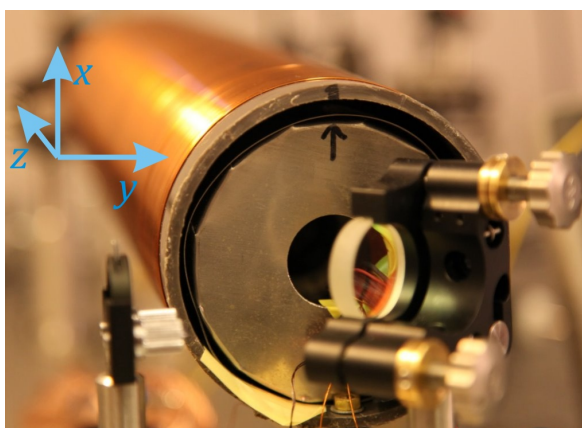
### 2.1.1. Konstrukcja ekranu magnetycznego

Stałe pole magnetyczne w laboratorium pochodzi od pola magnetycznego Ziemi oraz wszystkich ferromagnetycznych przedmiotów, które zawsze wykazują się szczątkowym namagnesowaniem. Ponadto, mamy do czynienia ze zmiennymi polami rozproszonymi pochodzącymi od transformatorów, silników i innych urządzeń. Aby zmaksymalizować czas  $T_{deph}$ , należy stłumić wszystkie pola w objętości komórki z rubidem za pomocą ekranowania magnetycznego. Technologia ekranowania magnetycznego jest dobrze znana i powszechnie wykorzystywana (więcej można przeczytać w [29, 30]). Gotowe ekrany o prawie dowolnych parametrach można zarówno znaleźć w ofercie wielu firm, jak i wykonać samodzielnie z odpowiednich materiałów.

W moim układzie komórka z rubidem umieszczana była wewnątrz ekranu magnetycznego w postaci cylindra wykonanego z materiału o dużej przenikalności magnetycznej. Na rys. 2.1 przedstawiam wewnętrzną i zewnętrzną część użytego ekranu magnetycznego. Wewnętrzną warstwę stanowiła blacha z permaloju [Ni (79%), Fe (21%)] o grubości 1 mm. Zewnętrzną część została wykonana (firma **Magneto**, Częstochowa) z 40 warstw materiału amorficznego Metglas 2605SA1, mających łączną grubość 1 mm. Materiał amorficzny [Fe (85-95%), Si (5-10%), B (1-5%)] posiadał względną przenikalności magnetyczną  $\mu_r = 10000$  (w polu 1 A/m, około 10mG w próżni). Ekran miał kształt cylindra o średnicy zewnętrznej 78 mm i długości 410 mm, zakończonego denkami z mumetalu z otworami o średnicy 1" na wiązkę laserową i przewody.

Przed użyciem ekranu konieczne było jego rozmagnesowanie w miejscu przeznaczenia, tj. na stole optycznym. Sam ekran magnetyczny, będąc ferromagnetykiem, może się łatwo na-





Rysunek 2.2: Dwuwarstwowy ekran magnetyczny z mumetalu i materiału amorficznego wewnątrz cewki do rozmagnesowywania.

magnesować, wskutek czego staje się źródłem niejednorodnego pola. Rozmagnesowywanie przeprowadzałem zgodnie z procedurą opisaną w patencie [31], którą pokrótce przedstawię. W tym celu wykorzystywałem dwie cewki: jedną na zewnątrz ekranu, drugą wewnątrz. Na Rys. 2.2 przedstawiam zdjęcie ekranu wewnątrz cewki rozmagnesowującej umieszczonej na stałe w układzie. Pola obu cewek dodawały się w objętości ekranu magnetycznego. Uzyskiwane pole magnetyczne było dostatecznie silne, by przeorientować większość domen ośrodka. Poprzez wytwarzanie oscylującego pola o malejącej amplitudzie zacieśniałem pętlę histerezy, zmniejszając pole resztkowe teoretycznie do zera. W tym celu przez połączone szeregowo cewki przepuszczałem prąd zmienny (50Hz), którego amplitudę zwiększałem do  $5A^3$ . Następnie powoli zmniejszałem tę wartość do zera. Procedura powtarzana zazwyczaj trzy razy znacznie poprawiała właściwości pola magnetycznego. Miało to bezpośrednie przełożenie na jakość obserwowanych efektów fizycznych, co opiszę w dalszej części rozdziału.

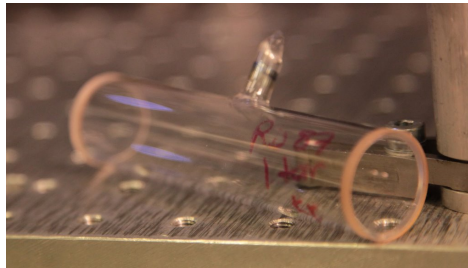
Ostateczny dwuwarstwowy ekran magnetyczny był czwartym ekranem zastosowanym w układzie i jako jedyny pozwolił na obserwację rezonansów dwufotonowych. Dwie pierwsze wersje wykonane z permaloju, a także trzecia w postaci materiału amorficznego o grubości 1 mm dawały niedostateczne tłumienie, aby można było uzyskać obserwowalne efekty dwufotonowe przedstawione w dalszej części. Dobre ekranowanie od pola magnetycznego zapewniło dopiero zastosowanie dwóch warstw opisanych powyżej.

### 2.1.2. Komórka z rubidem

Pary rubidu znajdowały się w komórce szklanej z próżnią lub komórce wypełnionej dodatkowo gazem buforowym w postaci gazu szlachetnego (Rys. 2.3).

Koncentracja atomów rubidu wykładniczo wraz z temperaturą [21]. Większa koncentracja atomów oznaczała większą grubość optyczną ośrodka, ale jednocześnie większe poszerzenie ciśnieniowe oraz poszerzenie Dopplera. Regulacja temperatury stanowiła osobną kwestię w każdym eksperymencie i wahała się od  $80 - 120^{\circ}C$ . Podgrzewanie komórki odbywało się za pomocą dwóch cewek nawiniętych bifilarnie (Rys. 2.4). Skręcony drut miedziany, w którym blisko płynął prąd w przeciwnych kierunkach, nie wytwarzał pola magnetycznego wewnątrz komórki. Pomiar temperatury dokonywane były za pomocą termopary na stałe dotykającej komórki.

<sup>3</sup>Maksymalnie, wytwarzanie w ten sposób pole wynosiło około 200G



Rysunek 2.3: Zdjęcie jednej z używanych komórek z rubidem. Długość komórki 10 cm, średnica 1”.



Rysunek 2.4: Jedna z dwóch bifilarnie nawiniętych cewek do podgrzewania komórki z rubidem.

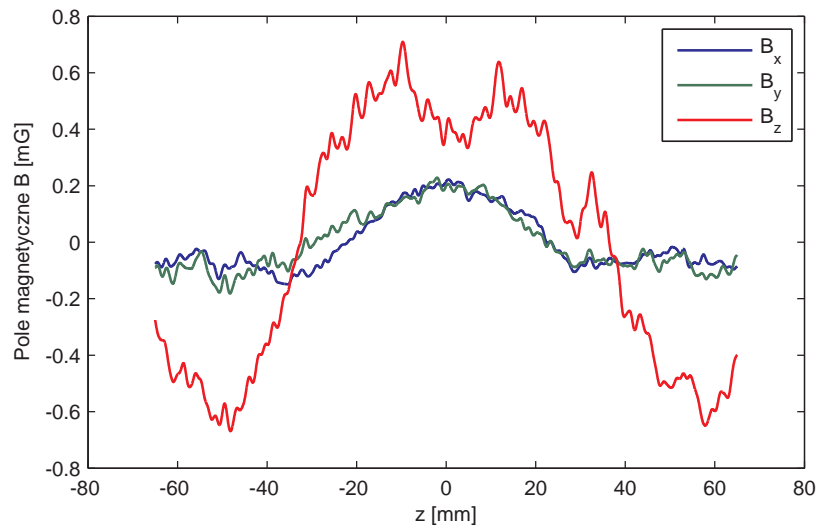
### 2.1.3. Pomiary pola magnetycznego

Aby określić jakość ekranu magnetycznego, sprawdziliśmy jego właściwości ekranowania za pomocą trójosiowego miernika pola magnetycznego (Honeywell, HMC2003). Użyty miernik pola dawał napięcie proporcjonalne do przyłożonego pola magnetycznego (1 V/1 G). Czułość miernika wynosiła  $40 \mu\text{G}$ . W praktyce jednak dokładność pomiaru ograniczały szумы elektroniczne w wyjściowym sygnale.

Przeprowadziłem pomiar wektora pola magnetycznego, przesuając miernik pola wzdłuż jego osi w zakresie  $\pm 65$  mm od środka ekranu. Kierunki osi pola magnetycznego zaznaczyłem na Rys. 2.2.

Miernik posiadał nieznaną składową stałą wskazania (offset), którego nie dało się wyznaczyć z dużą dokładnością. Na wykresie 2.5 prezentuję wyniki pomiarów resztkowego pola magnetycznego wewnątrz dwuwarstwowego ekranu po rozmagnesowaniu. Od wartości uzyskanych danych odjąłem offset tak, że średnia wartość danych wynosi zero. Rzeczywistą średnią wartość samego pola wyznaczałem w pomiarach magnetooptycznych opisanych później, nie miała ona jednak wpływu na wartość stałej  $\gamma_{deph}$ .

Ekran charakteryzuje się gorszymi właściwościami tłumienia wzdłuż swojej osi niż w kierunkach prostopadłych. Pomiaru resztkowego pola wykazują również przewidywaną symetrię w kierunkach pola  $B_x$  i  $B_y$ . Amplituda (Pk-Pk) pola w kierunkach poprzecznych wynosiła 0.4mG, natomiast w kierunku wzdłuż osi osiągała wartość 1.4mG. W samym centrum ekranu na długości 5 cm pole  $B_z$  miało amplitudę 0.4mG. Niejednorodności pola na poziomie 1.4mG zgodnie z (2.3) odpowiadają  $\gamma_{deph} \approx 1.9$  kHz. W rzeczywistości zmierzone  $\gamma$  było o rząd wielkości większe, co wskazywało na dodatkową obecność innych mechanizmów dekoherencji.



Rysunek 2.5: Resztkowe pole magnetyczne zmierzone na osi ekranu magnetycznego po zastosowaniu kilkakrotnej procedury rozmagnesowywania. Odjęto nieznaną wartość offsetu pola.

#### 2.1.4. Wytwarzanie jednorodnego pola magnetycznego

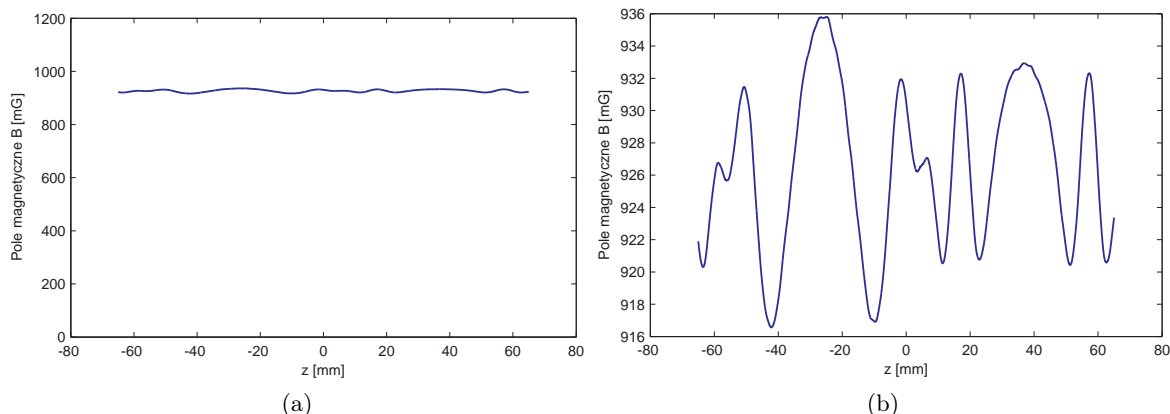
Aby wytworzyć identyczne rozszczepienie zeemanowskie dla atomów w objętości całej komórki, potrzebna była wytwarzająca to pole cewka magnetyczna, umiejscowiona na zewnątrz komórki, ale wewnątrz ekranu magnetycznego. Użyta cewka wykonana była z trzech warstw, około 30 zwojów/cm, miała długość 400 mm i średnicę 60 mm. Cewka podzielona była na 10 sekcji, z którymi równoległe połączone były potencjometry. Wartość oporu potencjometrów zoptymalizowałem w iteracyjnym procesie, tak aby zminimalizować niejednorodność pola wytwarzanego przez cewkę. W efekcie układ cewki z potencjometrami wytwarzał 1 G pola na 19.5 V przyłożonego napięcia<sup>4</sup>.

Na wykresach 2.6 pokazuję w dwóch różnych skalach zmierzone przeze mnie pole o średniej 926mG wykazujące niejednorodność 19.2mG jako różnicę pomiędzy maksymalną a minimalną wartością. Stanowi to 2% średniej wartości pola. Wartości pól w kierunkach prostopadłych  $B_x$  i  $B_y$  były bliskie zeru, a ich amplitudy zmian wynosiły odpowiednio 2mG i 9mG.

## 2.2. Dyfuzja

Efektywny czas spójności atomu ograniczony jest również czasem, w którym atom będzie oddziaływał z polem wiązki laserowej. Ten czas będę określał jako  $T_{diff} = 2\pi/\gamma_{diff}$ . Atomy rubidu w próżni, których koncentracja jest na tyle mała, że ich średnia droga swobodna ma rozmiary komórki, mają prędkość zależną tylko od temperatury zgodnie z rozkładem Maxwella. W temperaturze 100°C, wynosi ona  $\bar{v} = 330$  m/s. W tych warunkach dla wiązki laserowej o średnicy 1 mm atom będzie pozostawał w obszarze wiązki przez średnio  $T_{diff} = 1.5$   $\mu$ s. Czas ten jest zdecydowanie zbyt krótki, aby można było zaobserwować interesujące efekty. W tym wypadku efekt ucieczki atomów z wiązki laserowej dominowałby nad defazowaniem nawet w przypadku kiepskiego ekranowania od zewnętrznych pól magnetycznych.

<sup>4</sup>Dodatkowo, kalibracja pomiaru wytwarzanego pola magnetycznego została przez nas przeprowadzona niezależnie za pomocą pomiaru magnetooptycznego, z użyciem zmodulowanej amplitudy światła. Szczegóły pomiaru można znaleźć w pracy [32].



Rysunek 2.6: Pomiary pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę (przedstawione w dwóch skalach osi pionowej). Pole wzdłuż osi ekranu wykazywało 19.2mG niejednorodności przy 926mG średniej, co stanowiło 2% niejednorodności względnej.

W celu spowolnienia atomów stosuje się dodatkowo *gazy buforowe* o gęstości znacznie przekraczającej gęstość atomów rubidu. Jako gazów buforowych używa się gazów szlachetnych. Atomy rubidu, zderzając się z atomami gazu buforowego, nie tracą spójności stanu podstawowego. Zderzenia wpływają jednak na powstanie zwykłego poszerzenia zderzeniowego linii absorpcyjnej rubidu (atomy tracą spójność stanu wzbudzonego), dlatego bardzo ważny jest dobór odpowiedniego rodzaju i ciśnienia gazu. Ruch atomów w gazie buforowym jest mocno spowolniony, ma on charakter błędzenia losowego (dyfuzji).

Na podstawie doświadczeń innych grup do naszego eksperymentu dobraliśmy komórkę z  $^{87}\text{Rb}$  oraz kryptonem jako gazem buforowym o ciśnieniu 0.5 tora [33]. Przy tych parametrach stała dyfuzji rubidu w kryptonie wynosi  $D \approx 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$  [34]. Odpowiada to charakterystycznemu czasowi ucieczki atomu z wiązki o średnicy 1 mm:  $T_{dyff} = 10 \mu\text{s}$  oraz  $\gamma_{dyff} = 628 \text{ kHz}$ .

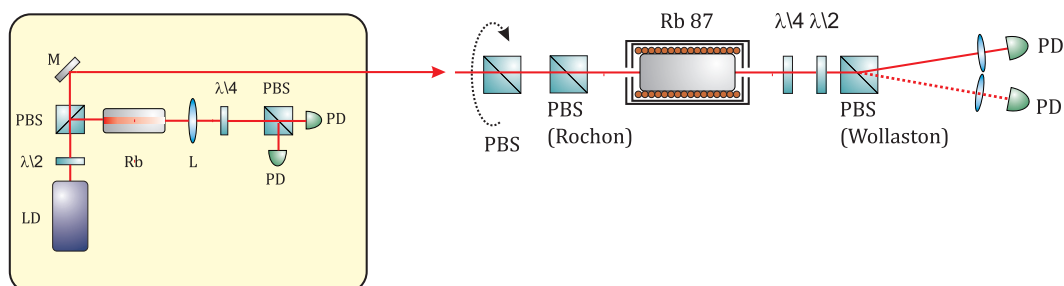
### 2.3. Pomiary szerokości rezonansu dwufotonowego

Najprostszym pomiarem czasu spójności w ośrodku  $T_2 = 2\pi/\gamma$  jest pomiar nieliniowego obrotu Faradaya polaryzacji światła w małych polach magnetycznych. Jest to standardowa metoda, a jej szczegółowy opis można znaleźć w publikacji [35]. Eksperyment polegał na przepuszczeniu liniowo spolaryzowanego światła dostrojonego do rezonansu z atomami rubidu i pomiarze skręcenia polaryzacji w funkcji przyłożonego pola magnetycznego. Dla zerowego pola skręcenie to wynosi zero, następnie skręcenie rośnie w funkcji pola (zależy też od jego znaku), a dla dużych pól zanika. Pomiar szerokości skręcenia w funkcji pola magnetycznego, daje charakterystyczną krzywą rezonansową, na podstawie której łatwo wyznaczyć  $\gamma$ .

Liniowa polaryzacja światła jest superpozycją dwóch polaryzacji kołowych. W tym kontekście przyłożenie pola magnetycznego do atomu powoduje odstrojenie wiązek od rezonansu dwufotonowego. Odstrojenie dwufotonowe traktuję tu jako:

$$\delta = \frac{\mu_B g_F m_F B_z}{\hbar} \quad (2.4)$$

Pomiar skręcenia dokonywany był na linii D2 pomiędzy środkami linii  $F = 2$  dla izotopów  $^{87}\text{Rb}$  i  $^{85}\text{Rb}$  (porównaj Rys. 1.12). Częstotliwość została dobrana ze względu na maksymalny

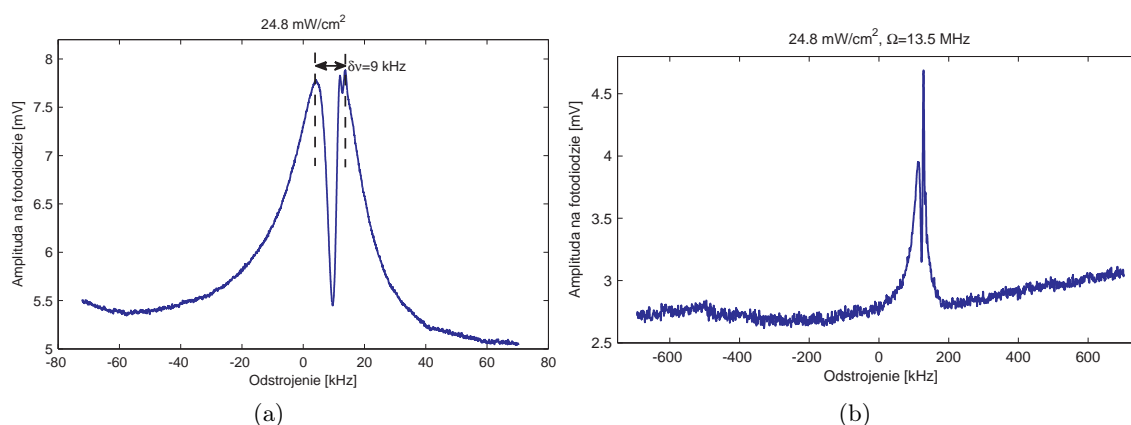


Rysunek 2.7: Schemat układu do pomiaru skręcenia polaryzacji światła blisko rezonansu. W prostokącie z lewej podukład do stabilizacji częstotliwości lasera. PBS — polaryzator, Rb 87 — komórka z rubidem w ekranie dwuwarstwowym i cewce magnetycznej,  $\lambda/4$  — płytką ćwierćfalowa,  $\lambda/2$  — płytką półfalowa, PD — fotodiody.  $L$  — soczewka,  $M$  — lustro.

efekt, który balansował absorpcję z liczbą atomów będących akurat w rezonansie (częstotliwość pomiaru leżała wewnątrz dopplerowsko poszerzonej linii  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F = 2$ ).

Rys. 2.7 przedstawia schemat układu użytego w eksperymencie. Do pomiarów użyłem wiązki o szerokości połówkowej 0.8 mm. Część wiązki z lasera była kierowana do układu do stabilizacji (*Dichroic Atomic Vapour Laser Lock* (DAVLL) [36]). Światło przechodziło przez polaryzator, którego kąt obrotu regulował moc wiązki wchodzącej do komórki. Następnie światło przechodziło przez polaryzator Rochona o dużej ekstynkcji  $10^{-5}$ . Potem wiązka przechodziła przez komórkę z rubidem 87, w temperaturze  $46^\circ\text{C}$ , umieszczoną w bifilarnych cewkach grzejących, cewce magnetycznej oraz podwójnym ekranie magnetycznym. Za komórką, półfalówka, ćwierćfalówka oraz polaryzator Wollastona wysokiej ekstynkcji  $10^{-5}$  pełniły funkcję rozdzielania przestrzennego polaryzacji padającej i ortogonalnej. Kąty obrotu obu płytek oraz polaryzatora zoptymalizowałem (daleko od rezonansu) na minimum transmisji w port polaryzacji ortogonalnej.

Do cewki magnetycznej przyłożone było zmienne napięcie dające liniową zależność pola magnetycznego od czasu. Sygnał z fotodiody obserwowany był na oscyloskopie, z którego dane przekazywane były do komputera.



Rysunek 2.8: Przykładowy kształt rezonansu dla natężenia wiązki  $24.8 \text{ mW/cm}^2$  ( $180 \mu\text{W}$  mocy,  $\Omega = 13.5 \text{ MHz}$ ) dla dwóch różnych zakresów skanowania pola magnetycznego. Natężenie polaryzacji ortogonalnej do początkowej w funkcji odstrojenia poziomów przez przyłożenie pola magnetycznego. Szerokość środkowego piku (spadku natężenia) 9 kHz. Minimum natężenia przypada tutaj na 9.6 kHz, co odpowiada 6.9mG pola.

Na wykresach 2.8 przedstawiłem pomiar natężenia (tu odpowiadające napięcia na fotodiodzie) polaryzacji ortogonalnej w funkcji odstrojenia dwufotonowego. Odległość pomiędzy maksimami, odpowiadającymi maksymalnemu skręceniu polaryzacji światła, jest rzędu  $\gamma$  i na wykresach 2.8 wynosi ona 9 kHz. Dla odstrojeń większych niż 40 kHz efekt skręcenia polaryzacji znika.

Położenie minimum sygnału odpowiada zerowemu polu magnetycznego. Przesunięcie minimum o 9.6 kHz na wykresie 2.8 a) odpowiada wartości 6.9mG resztkowego pola magnetycznego w komórce. Na wykresie 2.8 b) przesunięcie minimum względem zera jest większe ze względu na przesunięcie fazy pola względem przyłożonego napięcia (skanowanie z częstotścią 27 Hz). Na wykresie 2.8 a) efekt przesunięcia od indukcji jest już minimalny (mniejsza amplituda skanowania pola), o czym przekonałem się, zmniejszając częstotliwość skanowania.

Natężenie wiązki padającej wynosiło 24.8 mW/cm<sup>2</sup>. Wartość tę wyznaczyłem jako stosunek mocy  $P$  do efektywnego pola przekroju wiązki gaussowskiej<sup>5</sup> o szerokości połówkowej  $\sigma_{1/2}$ :

$$I = 4P \ln(2) / \pi \sigma_{1/2}^2 \quad (2.5)$$

Pomiary przedstawione na wykresach 2.8 pokazują tylko natężenie wytworzonego pola o polaryzacji ortogonalnej. Aby określić znak skręcenia polaryzacji, należy zmierzyć wartość pola elektrycznego polaryzacji ortogonalnej. Można się tu posłużyć metodą detekcji heterodynowej. Dla dwóch pól o amplitudach rzeczywistych  $E_1$  i  $E_2$ , gdzie  $E_1 \ll E_2$ , całkowite natężenie wynosi:  $(E_1 + E_2)^2 \simeq E_1^2 + 2E_1E_2$ . Jako że  $E_1^2$  jest stałe w funkcji odstrojenia, możemy odczytać bezpośrednio znak  $E_1$ , a sam sygnał ma amplitudę  $2E_2/E_1$ , a więc większą niż w przypadku, gdy  $E_2 = 0$ .

W praktyce detekcja heterodynowa odbywała się u mnie poprzez niewielki obrót jednej płytek falowych przed ostatnim polaryzatorem. Na wykresie 2.9 prezentuję krzywą rezonansową proporcjonalną do pola elektrycznego polaryzacji ortogonalnej w funkcji odstrojenia dwufotonowego. Widać, że kwadrat tego pola (po odjęciu składowej stałej) odpowiada krzywym z wykresów 2.8.

Wyznaczone szerokości rezonansu dają wartość parametru  $\gamma$  w obecności światła, a wartość ta rośnie wraz ze wzrostem jego natężenia. Mechanizm zmniejszania spójności jest taki sam jak ten przedstawiony w Rozdziale 1 na rysunku 1.5. Aby znaleźć wartość współczynnika  $\gamma$  w granicy zerowego natężenia, wykonałem serię pomiarów szerokości rezonansu, regulując moc wejściową wiązki za pomocą polaryzatora opisanego na Rys. 2.7. Zgodnie z pomiarem skręcenia polaryzacji światła, zależność szerokości rezonansu od częstotliwości Rabiiego pola jest następująca [19]:

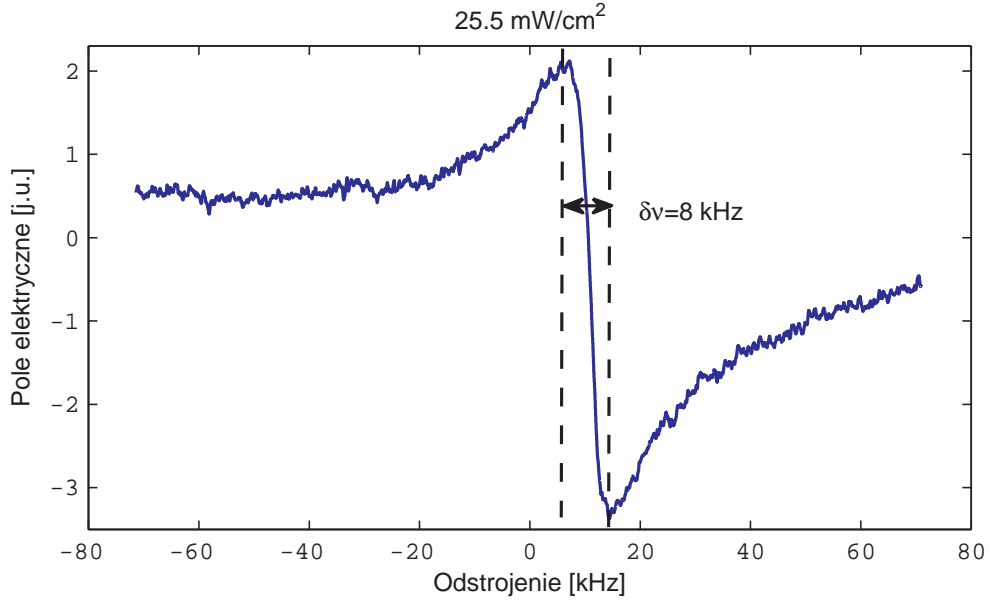
$$\delta\nu = \frac{\gamma}{2} + \frac{|\Omega|^2}{2\Gamma} \quad (2.6)$$

Daje to szerokość rezonansu w zerowym polu jako:  $\delta\nu = \gamma/2$ . Warto zwrócić uwagę, że powyższa formuła równa jest (z dokładnością do czynnika 1/2) poszerzeniu natężeniowemu w rezonansie ( $\Delta = 0$ ) z formuły (1.49), który otrzymałem w wyniku zastosowania eliminacji adiabatycznej.

Z danych pomiarowych przedstawionych na Rys. 2.10 wyznaczyłem przez ekstrapolację szerokość rezonansu w zerowym polu  $\delta\nu = 5$  kHz, co daje wartość współczynnika

$$\gamma \approx 10 \text{ kHz.}$$

<sup>5</sup>Efektywne pole przekroju dla wiązki gaussowskiej o natężeniu  $I = I_0 e^{-r^2/\sigma^2}$  tu definiuję jako  $\pi\sigma^2$ .



Rysunek 2.9: Pośredni pomiar ortogonalnej polaryzacji pola elektrycznego poprzez detekcję heterodynową. Natężenie światła padającego na komórkę  $25.5 \text{ mW/cm}^2$  ( $\Omega = 14 \text{ MHz}$ ), szerokość rezonansu  $8 \text{ kHz}$ .

Odpowiada to czasowi spójności pomiędzy podpoziomami rozszczepionymi zeemanowsko

$$T_2 \approx 630 \text{ } \mu\text{s}.$$

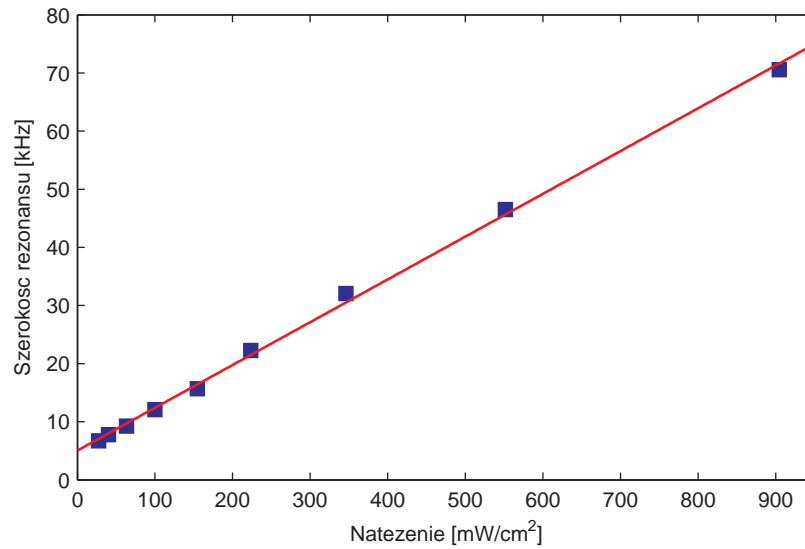
Ponadto, można było sprawdzić zgodność teorii z prostego modelu [19] z danymi doświadczalnymi dotyczącymi współczynnika kierunkowego dopasowanej prostej. W tym celu częstość Rabiego w (2.6) najprościej wyrazić przez natężenie nasycenia wprowadzone w formule 1.42, z której mamy:

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{I}{I_{sat}}} \Gamma \quad (2.7)$$

Stąd szerokość rezonansu w funkcji natężenia światła:

$$\delta\nu = \frac{\gamma}{2} + \frac{\Gamma}{4} \frac{I}{I_{sat}} \quad (2.8)$$

Natężenie nasycenia dla linii D2 w wypadku polaryzacji liniowej wynosi  $I_{sat} = 2.5 \text{ mW/cm}^2$ , z kolei współczynnik zaniku wzbudzenia  $\Gamma = 6.07 \text{ MHz}$  [21]. Zgodnie z powyższymi wartościami liczbowymi, spodziewany współczynnik kierunkowy w liniowej zależności  $\delta\nu(I)$  powinien wynosić  $\Gamma/4I_{sat} = 607 \text{ kHz}\cdot\text{cm}^2/\text{mW}$ . W rzeczywistości wyznaczyłem go jako  $74 \text{ Hz}\cdot\text{cm}^2/\text{mW}$ , co jest wartością znacznie mniejszą niż w przewidywaniach teoretycznych. Wynika stąd, że rzeczywisty proces poszerzania natężeniowego jest dużo bardziej skomplikowany niż ten wprowadzony dla izolowanego atomu trypoziomowego (2.8). Z punktu widzenia dalszych eksperymentów współczynnik proporcjonalności pomiędzy szerokością rezonansu a natężeniem światła ma małe znaczenie, a właściwym celem pomiarów było znalezienie  $\gamma$ .



Rysunek 2.10: Zależność szerokości rezonansu od natężenia światła  $I$ . Dopasowałem zależność liniową  $\delta\nu = 0.074 \text{ kHz} \cdot \text{cm}^2/\text{mW } I + 5 \text{ kHz}$ .

Znaleziona wartość parametru  $\gamma \approx 10 \text{ kHz}$  jest mniejsza niż stała zaniku spójności dyfuzji dla wiązki o szerokości  $0.8 \text{ mm}$  ( $\gamma_{diff} \approx 980 \text{ kHz}$ ) i większa niż stała dla defazowania ( $\gamma_{deph} \approx 1.9 \text{ kHz}$ ). Po pierwsze, wynika to stąd, że dyfuzja ma znaczny wpływ na zanik spójności czasu podstawowego. Dużą różnicę pomiędzy wyznaczonym  $\gamma$  a  $\gamma_{diff}$  (dwa rzędy wielkości) można prawdopodobnie wytłumaczyć powstawaniem i utrzymywaniem się spójności wewnątrz obszaru całej komórki. Należy zwrócić uwagę, że natężenie światła w procesie jest stałe, w związku z tym cały czas w komórce powstają nowe atomy ze spójnością pomiędzy zeemanowskimi podpoziomami dla  $F = 2$ . Atomy tracą ją dopiero, gdy zderzą się ze ściankami komórki. Przyjmując, że obszar, w którym atomy mogą dyfundować bez utraty spójności, to komórka o średnicy  $1''$ , dostajemy  $\gamma_{diff} \approx 25 \text{ kHz}$ , co jest znacznie bliższe zmierzonej wartości.



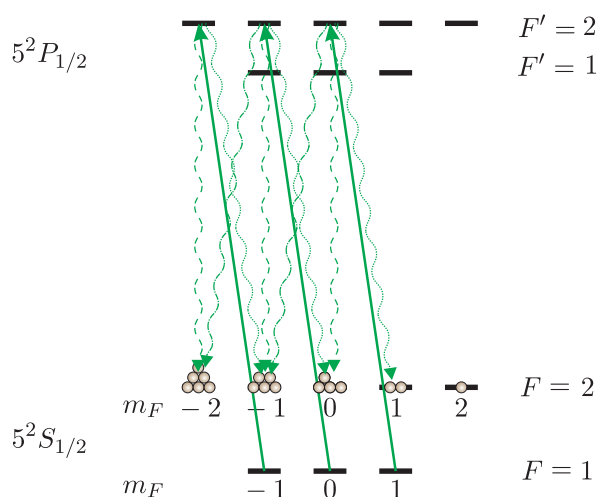
## Rozdział 3

# Wzmocnienie Ramana

W poprzednim rozdziale przekonaliśmy się, że w użytym ekranie magnetycznym czas spójności pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi jest długi i wynosi ponad  $600 \mu\text{s}$ . Wyniki były na tyle obiecujące, że zdecydowaliśmy się od razu sprawdzić, czy uda się zaobserwować parametryczny proces wzmocnienia Ramana między podpoziomami rozszczepionymi zeemanowsko. Jak się okazało, warunki fizyczne determinujące długi czas spójności atomów były na tyle dobre, że pozwoliły na przeprowadzenie udanych obserwacji i pomiarów wzmocnienia Ramana, mimo iż w granicy dużych odstrojeń jest ono zabronione dla tego typu przejść.

### 3.1. Układ poziomów w procesie

Zgodnie z tym, co napisałem w sekcji 1.2.1, do wzmocnienia Ramana potrzebna jest inwersja obsadzeń pomiędzy dwoma dolnymi poziomami biorącymi udział w procesie. W warunkach równowagi termicznej, ze znikomą różnicą energii pomiędzy poziomami, ich obsadzenie będzie identyczne. Zgodnie z równaniem (1.56) parametr wzmocnienia wyniesie wtedy zero:  $\zeta = 0$ .

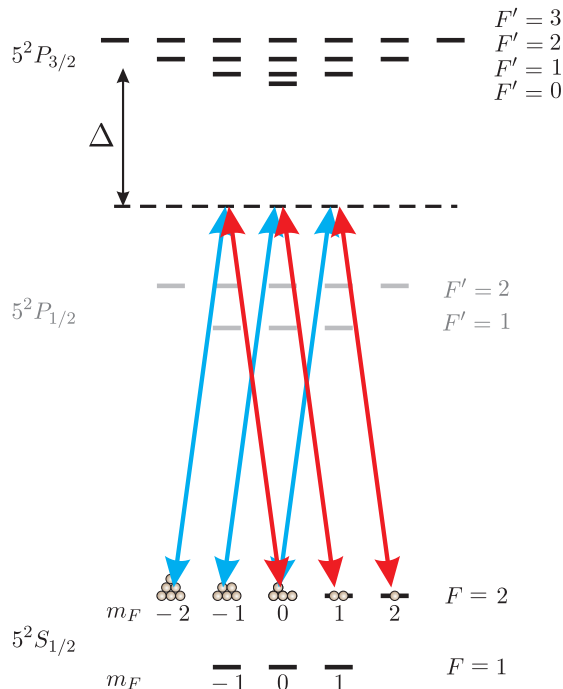


Rysunek 3.1: W wyniku pompowania optycznego polaryzacją kołową  $\sigma_-$  na przejściu  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  linii D1, opróżnia się poziom  $F = 1$  oraz tworzy się nierównomierny rozkład obsadzeń na  $F = 2$ , co daje inwersję obsadzeń pomiędzy podpoziomami z  $\Delta m_F = 2$ .

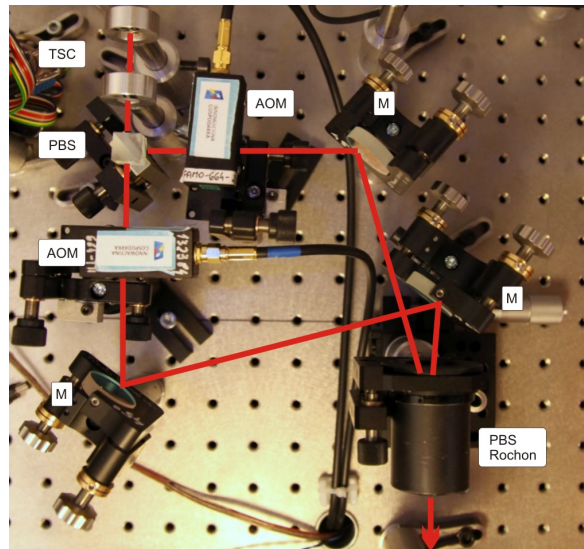
Nierównomierne obsadzenie możemy wytworzyć w mechanizmie pompowania optycznego, stosując drugi laser dostrojony do odpowiedniego przejścia atomowego [34]. W tym przypadku, do pompowania optycznego zastosowałem laser dostrojony do przejścia  $F = 1 \rightarrow F' = 2$  na linii D2, o polaryzacji lewoskrętnej. W wyniku pompowania optycznego tworzy się nierównomierny rozkład obsadzeń pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi na  $F = 2$ , co zilustrowałem na Rys. 3.1. Dodatkowo poziom  $F = 1$  jest opróżniany, co sprawdziłem za pomocą drugiego lasera, obserwując znikanie absorpcji na przejściach z  $F = 1$  (absorpcja na przejściach z  $F = 2$  rosła).

Konkretny rozkład obsadzeń wynika z prawdopodobieństw przejść (a te z odpowiednich współczynników Clebscha–Gordana), tu jednak istotna jest tylko obserwacja, że obsadzenie malało wraz z  $m_F$  [34]. W szczególności w tej konkretnej konfiguracji, do podpoziomu  $F = 2$ ,  $m_F = 2$  nie było żadnego przejścia, które mogłoby zwiększyć jego populację ponad tę początkową, wynikającą z równowagi termicznej. W efekcie pomiędzy każdą z trzech par o  $\Delta m_F = 2$  tworzyła się inwersja obsadzeń potrzebna do uzyskania wzmocnienia Ramana, zgodnie z (1.56).

Mając do dyspozycji trzy pary poziomów z inwersją, każdą z nich możemy sprząc dwoma niezależnymi polami optycznymi tak jak na Rys. 3.2. Pola sprzęgające były odstrojone od przejścia z  $F = 2$  na linii D2 o  $\Delta$ . Pompa ramanowska zaznaczona kolorem niebieskim miała kołową polaryzację prawoskrętną  $\sigma_+$ . Światło wzmacniane (sygnał) oznaczony został kolorem czerwonym i miał kołową polaryzację lewoskrętną  $\sigma_-$ . Zastosowanie światła pompującego oraz pól powodujących przejścia ramanowskie o częstościach odpowiadającym dwóm różnym liniom w  $^{87}\text{Rb}$  nie było przypadkowe. Dzięki temu dwa niezależne procesy nie mają wspólnych poziomów wzbudzonych, a tylko wspólnymi poziomami są poziomy podstawowe.



Rysunek 3.2: Trzy niezależne przejścia ramanowskie pomiędzy parami podpoziomów różniących się o  $\Delta m_F = 2$ . W każdej parze podpoziomów istnieje inwersja obsadzeń wywołana pompowaniem optycznym. Pola sprzęgające: pompa ramanowska (kolor niebieski, polaryzacja  $\sigma_+$ ) i wzmacniane pole sygnałowe (kolor czerwony,  $\sigma_-$ ) w rezonansie dwufotonowym, odstrojone od górnego poziomu na linii D2 o  $\Delta$ .



Rysunek 3.3: Układ interferometryczny nakładający dwie ortogonalne polaryzacje liniowe o regulowanych częstotliwościach. TSC — teleskop, AOM — modulator akustooptyczny, PBS — polaryzator, M — lustro dielektryczne, PBS Rochon — polaryzator Rochona o dużej ekstynkcji.

### 3.2. Układ doświadczalny

Zgodnie z Rys. 3.2 w eksperymencie powinniśmy użyć dwóch pól dostrojonych do rezonansu dwufotonowego, o polaryzacjach kołowych o przeciwnej skrętności. Ze względu na wytworzoną inwersję obsadzeń powinniśmy w efekcie zaobserwować wzmocnienie wiązki sygnałowej, kosztem energii pompy ramanowskiej. Żeby proces zaszedł, potrzebny jest długi czas spójności w stanie podstawowym (zapewniony przez ekran magnetyczny oraz gaz buforowy w komórce). Musi zachodzić również spójność pomiędzy dwoma polami optycznymi.

Najprostszą metodą wytworzenia dwóch spójnych pól optycznych, nakładających się przestrzennie, jest potraktowanie polaryzacji liniowej lub eliptycznej jako spójnej superpozycji dwóch ortogonalnych polaryzacji kołowych. Polaryzacje te można łatwo rozdzielić za pomocą dwóch płytek falowych ( $\lambda/2$  i  $\lambda/4$ ) i polaryzującej płytki światłdzielnej (PBS), a następnie obserwować wzmocnienie jednej ze składowych. W taki sposób otrzymamy spójne dwa pola o identycznej częstotliwości.

W pobliżu rezonansu dla polaryzacji liniowych i eliptycznych występuje efekt obrotu polaryzacji opisany w poprzednim rozdziale. Efekt wzmocnienia jednej ze składowych kołowych trudno odróżnić od skręcenia z tego względu, że również objawia się zwiększoną transmisją w drugi port analizatora. Żeby zobaczyć tylko wzmocnienie Ramana, należy skorzystać z pól optycznych o różnych częstotliwościach, a za pomocą pola magnetycznego dostroić je do rezonansu dwufotonowego. Kołowo spolaryzowane wiązki nie będą doznawały skręcenia polaryzacji, a ich superpozycja nie będzie już światłem o tej samej częstości i polaryzacji eliptycznej.

Aby uzyskać dwie spójne wiązki o częstościach różniących się od siebie nie więcej niż o 1 MHz (co odpowiada polu magnetycznemu 0.7G), światło z lasera podzieliłem na polaryzującej płytce światłdzielnej (PBS). Następnie przepuściłem każdy port przez modulator akustooptyczny (AOM). Wiązki były ogniskowane za pomocą teleskopu (TSC), tak aby praca AOM-ów

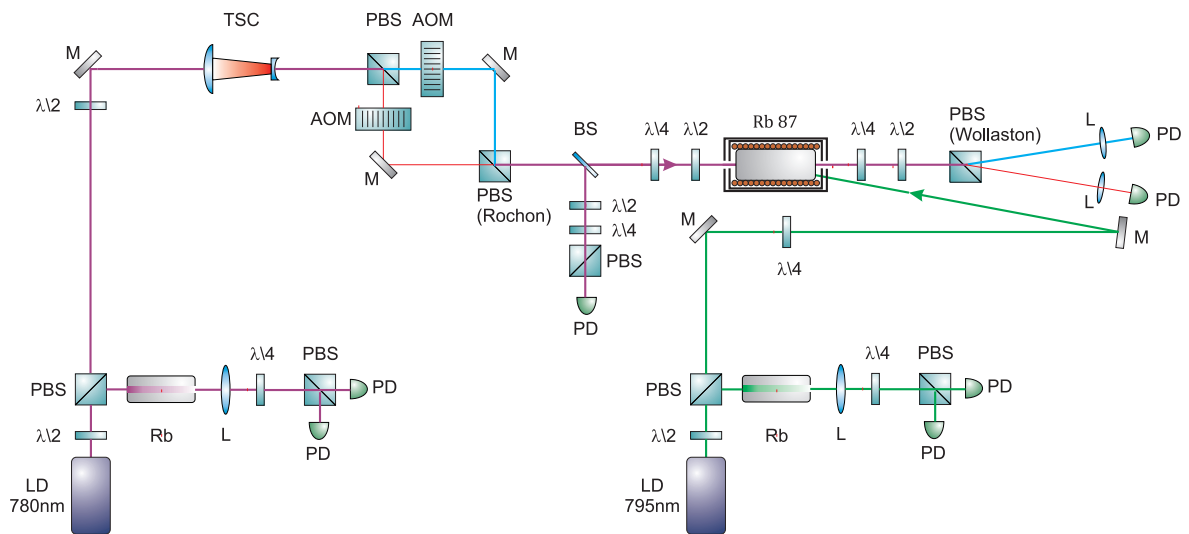
była optymalna. W AOM-ie wytwarzaliśmy biegnącą falę o częstotliwości 80 MHz. Światło, przechodząc przez modulator, ugięło się, a jego częstotliwość ulegała przesunięciu Dopplera w zależności od tego, czy rząd ugięcia wynosił 1, czy  $-1$ :  $\pm 80$  MHz.

Każdy z AOM-ów miał niezależnie sterowaną częstotliwość, co pozwalało zadać efektywne odstrojenie pomiędzy dwoma wiązkami. Po przesunięciu częstotliwości wiązki były składane na polaryzatorze Rochona o dużej ekstynkcji  $10^{-5}$ . Na Rys. 3.3 przedstawiam omawiany fragment układu. Na wyjściu układu otrzymywałem dwie ortogonalne polaryzacje liniowe nałożone na siebie. Zbudowany układ jest modyfikacją interferometru Macha-Zendera, a wiązki na wyjściu interferowały po zrzutowaniu na polaryzację ukośną, dla zerowego odstrojenia. Zmaksymalizowałem widzialność prążków interferencji, dzięki czemu osiągnąłem bardzo dobre nakładanie przestrzenne wiązek. Zbudowany przeze mnie interferometr cechował się bardzo dobrą stabilnością mechaniczną ze względu na niewielkie rozmiary (około  $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ ).

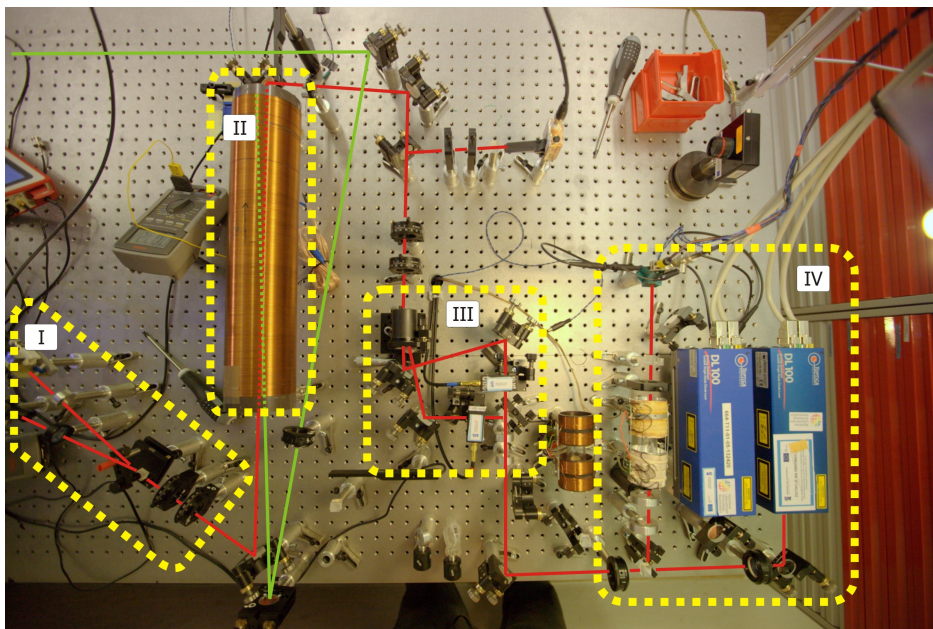
Uproszczony schemat całego układu znajduje się na Rys. 3.4, natomiast rzeczywiste ułożenie wszystkich elementów prezentuję na zdjęciu układu 3.5. Wiązki z laserów LD 780 nm i LD 795 nm odbijane są częściowo do układów do stabilizacji częstości DAVLL [36]. Wiązka z lasera LD 780 nm została następnie przepuszczona przez omówiony wyżej interferometr, dzięki czemu uzyskałem superpozycję dwóch ortogonalnych polaryzacji liniowych o niezależnie sterowanej częstości. Aby móc zdiagnozować zarówno odstrojenie, jak i fazę pomiędzy wiązkami, nałożone światło zostało częściowo odbite do fotodiody, gdzie po przejściu przez płytki falowe i polaryzator dawało sygnał zdudnień na fotodiodzie. Przed wejściem do komórki z  $^{87}\text{Rb}$  polaryzacje liniowe były zamieniane na polaryzacje kołowe za pomocą płytki ćwierćfalowej i półfalowej. Za komórką dwie wiązki były rozdzielane za pomocą identycznego układu płytek falowych oraz polaryzatora Wollastona.

Użycie pary płytek falowych zamiast pojedynczej płytki ćwierćfalowej było konieczne ze względu na nieznaną i niezerową dwójłomność okienek komórki z rubidem. Obserwacja wzmocnienia Ramana w tym układzie wymagała uzyskania idealnych polaryzacji kołowych wewnątrz komórki, inaczej efekt wzmocnienia Ramana był całkowicie zdominowany przez skręcenie polaryzacji światła. Płytki falowe ustawiłem w iteracyjnym procesie optymalizacji sygnału z dokładnością kąta obrotu większą niż  $0.1^\circ$ . Zmiana ustawienia którejkolwiek z płytek falowych przed komórką o więcej niż  $0.1^\circ$  praktycznie uniemożliwiała obserwację wzmocnienia Ramana.

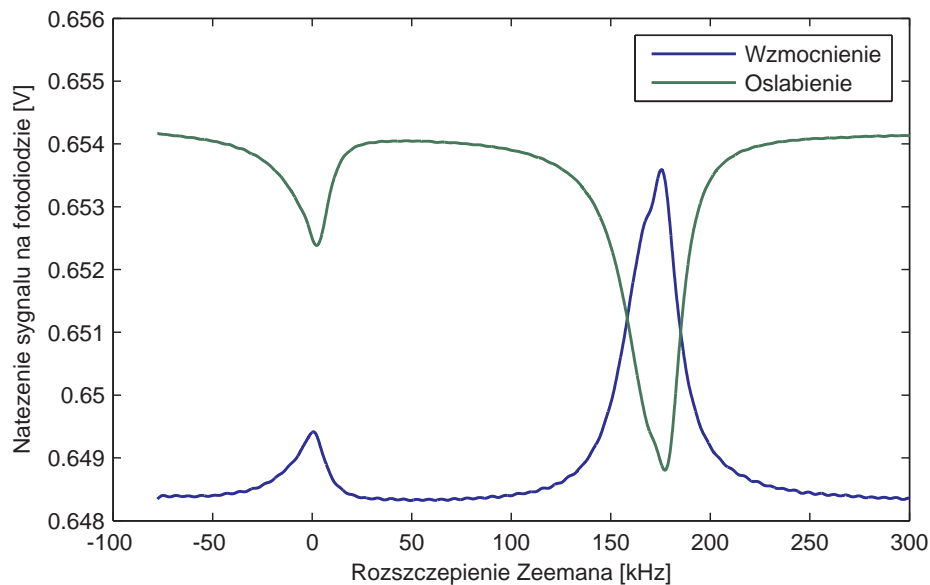
Wiązka pompująca była wpuszczona z drugiej strony komórki, przeciwnie do pompy ramanowskiej i wiązki sygnałowej, tak by nie zakłócała pomiaru na fotodiodach.



Rysunek 3.4: Schemat układu do pomiaru wzmocnienia Ramana w podpoziomach Zeemana. Kolorem niebieskim i czerwonym oznaczono pompę ramanowską i wiązkę sygnałową, kolorem zielonym – wiązkę pompującą. Kolor purpurowy odpowiada sytuacji, gdy mamy superpozycję wiązki sygnałowej i pompy ramanowskiej. LD – diody laserowe na liniach D1 i D2, wraz z układem do stabilizacji częstości (Rb – komórka z  $^{87}\text{Rb}$  i  $^{85}\text{Rb}$ , L – soczewka,  $\lambda/4$  – płytką ćwierćfalową, PBS – polaryzująca płytką światłodzielną, PD – fotodioda). Następnie:  $\lambda/2$  – płytką półfalowa, TSC – teleskop do sprzęgania do AOM – modulatora akustooptycznego, M – lustro, Rb 87 – komórka z rubidem w ekranie dwuwarstwowym i cewce magnetycznej.



Rysunek 3.5: Zdjęcie układu doświadczalnego z góry (opisanego na Rys. 3.4). W ramkach zaznaczyłem (od lewej): I układ detekcji, II komórę z  $^{87}\text{Rb}$  w ekranie, III interferometr, IV laser (z prawej) z układem stabilizacji częstości. Kolorem zielonym oznaczyłem wiązkę pompującą (wchodzącą z lewej), kolorem czerwonym wiązkę użytą do pomiarów efektów wzmocnienia Ramana.



Rysunek 3.6: Sygnał wzmocnienia Ramana (środek 175 kHz, względny przyrost 0.0082) wraz z resztkowym sygnałem skręcenia polaryzacji światła (środek na częstotliwości 0 kHz). Pomiar przy odstrojeniu 150 kHz (25 kHz przesunięcie Starka) dla odstrojenia  $\Delta = -2.6$  GHz. Natężenie pompy ramanowskiej 6mW oraz sygnału wzmacnianego 5.11 mW. Przy zamianie skrętności polaryzacji pompy, tj. wskutek odwrócenia inwersji, sygnał odwracał się względem średniej i obserwowane było osłabianie Ramana.  $T = 131^{\circ}\text{C}$ .

### 3.3. Obserwacja wzmocnienia Ramana

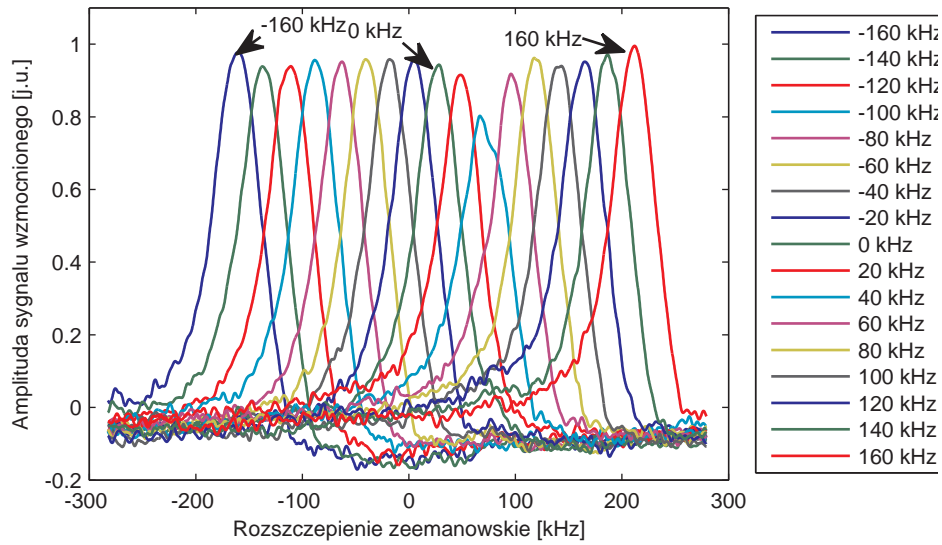
Pomiar wzmocnienia Ramana polegał na ustawieniu zadanego odstrojenia pomiędzy pompą ramanowską a wiązką sygnałową oraz powolnym skanowaniu pola magnetycznego  $B_z$  przy jednoczesnej obserwacji sygnałów na fotodiodach. Temperatura komórki wynosiła około  $80^{\circ}\text{C}$ .

Na wykresie 3.6 prezentuję wynik wzmocnienia i osłabienia Ramana dla odstrojenia dwufotonowego pomiędzy pompą ramanowską i wiązką wzmacnianą 150 kHz. Wskutek przesunięcia Starka właściwe maksimum znajduje się 25 kHz dalej. Dla zerowego odstrojenia Zeemana obserwujemy resztkowy efekt skręcenia polaryzacji światła.

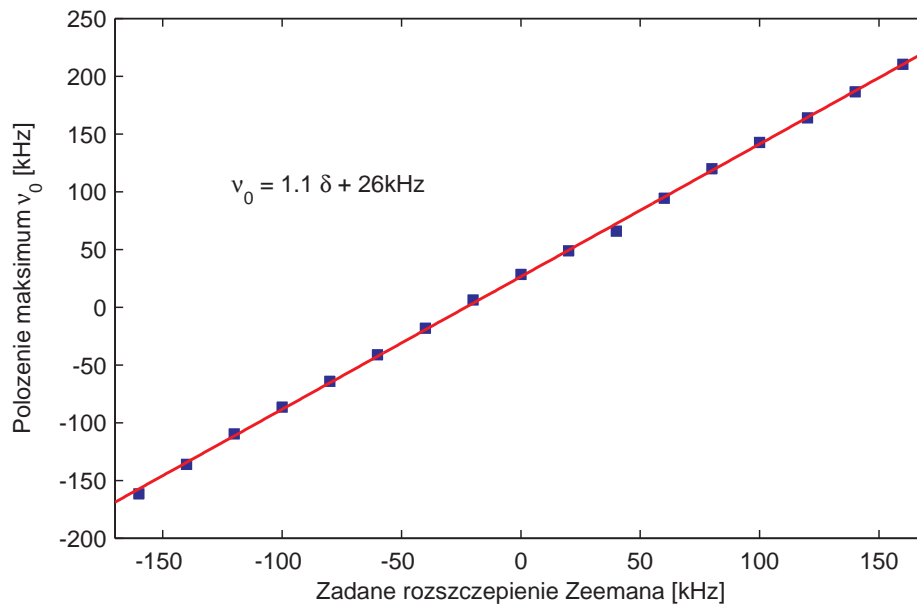
Wzmocnienie następuje wtedy, gdy układ polaryzacji pompy oraz wiązek biorących udział we wzmocnieniu jest taki jak układ zaprezentowany w sekcji 3.1. Gdy polaryzację pompy zamienimy na kołową prawoskrętną, to obsadzenie podpoziomów zeemanowskich odwróci się i zamiast procesu wzmocnienia, zajdzie osłabianie Ramana.

Położenie maksimum wzmocnionego sygnału jako funkcji rozszczepienia Zeemana zmieniło się proporcjonalnie do odstrojenia, co było dowodem, że rzeczywiście mamy do czynienia z rezonansem dwufotonowym, w którym biorą udział poziomy atomu o różnych energiach. Sytuację, w której zmieniałem odległość pomiędzy poziomami stanu podstawowego, pokazałem na Rys. 3.7. Położenie maksimum każdego z pików jest prawie dokładnie równe przesunięciu Zeemana podpoziomów z przesunięciem Starka 3.8.

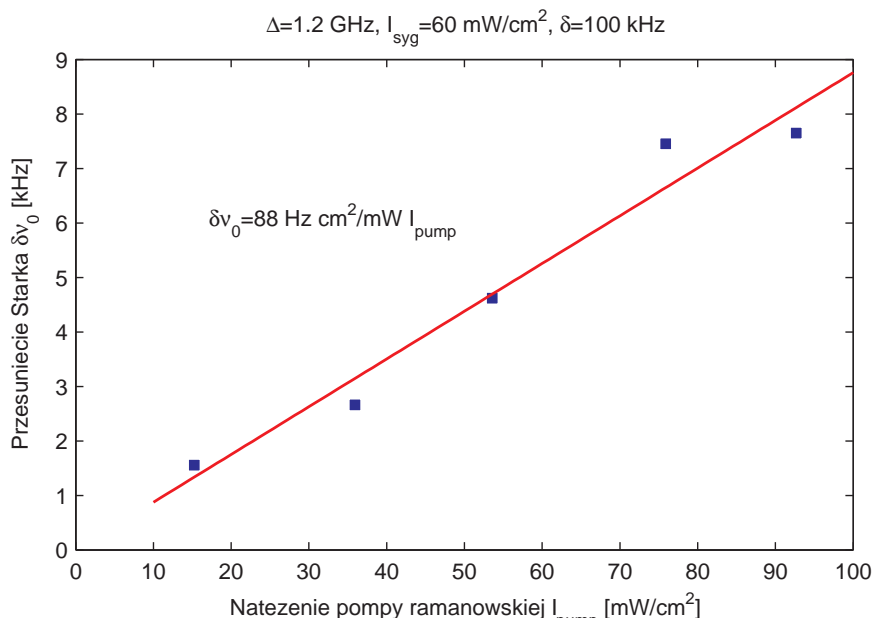
Przesunięcie Starka w sposób istotny wpływa na położenie rezonansu fotonowego. Wyznaczyłem zatem położenie maksimum wzmocnienia Ramana w funkcji natężenia pompy ramanowskiej 3.9. Przesunięcie, zgodnie z przewidywaniami, okazało się wprost proporcjonalne do natężenia pompy ze stałą proporcjonalności  $0.088 \text{ kHz cm}^2/\text{mW}$ .



Rysunek 3.7: Sygnał wzmacnienia Ramana (w funkcji rozszczepienia Zeemana) przesuwający się w funkcji różnicy częstotliwości wiązek. Szerokość rezonansu wynosi 52 kHz (odchylenie standardowe to 4 kHz). Wzmocnienie 5.2 %. Pomiary dla  $440 \text{ mW/cm}^2$  – wartość natężenia pompy ramanowskiej – i  $29\,440 \text{ mW/cm}^2$  – wiązki sygnałowej. Odstrojenie wynosiło 1.4 GHz, a pomiar odbywał się w temperaturze  $82^\circ\text{C}$ .



Rysunek 3.8: Położenia maksimum sygnału wzmacnienia Ramana (oś pionowa) z Rys. 3.7 zmieniało się proporcjonalnie do różnicy częstotliwości pomiędzy pompą ramanowską i wiązką wzmacnianą (oś pozioma). Składowa stała zależności, 26 kHz wynikała z obecności przesunięcia Starka.



Rysunek 3.9: Przesunięcie centralnej częstotliwości wzmacnienia Ramana (przesunięcie Starka) w funkcji natężenia pompy ramanowskiej. Jednostki na osi pionowej przesunąłem tak, aby dla zerowego natężenia wypadło zerowe przesunięcie. Z dopasowanej zależności liniowej przesunięcie Starka wynosi  $88 \text{ Hz} \cdot \text{cm}^2/\text{mW}$ . Natężenie sygnału wzmacnianego stałe  $I_{syg} = 60 \text{ mW}/\text{cm}^2$ , odstrojenie dwufotonowe  $100 \text{ kHz}$ , odstrojenie jednofotonowe od linii  $^{87}\text{Rb } F = 2$  (w stronę niższych częstotliwości)  $\Delta = 1.2 \text{ GHz}$ . Pompowanie, kołowa polaryzacja na  $^{87}\text{Rb } F = 1 \rightarrow F' = 2$ . Temperatura komórki  $82^\circ\text{C}$ .

Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, przesunięcie Starka wynosi:

$$\delta\nu_0(I) = \frac{\Omega^2}{2\Delta} = \frac{1}{4} \frac{I}{I_{sat}} \frac{\Gamma^2}{\Delta} \quad (3.1)$$

Daje to stałą proporcjonalności  $1875 \text{ Hz} \cdot \text{cm}^2/\text{mW}$ , a zatem wartość stałej wynosi ponad 20 razy więcej niż stała wyznaczona doświadczalnie. Widzimy, że formuła 3.1 pochodzi z modelu, który nie uwzględnia jeszcze wielu zjawisk mających wpływ na bezwzględną wartość przesunięcia Starka<sup>1</sup>.

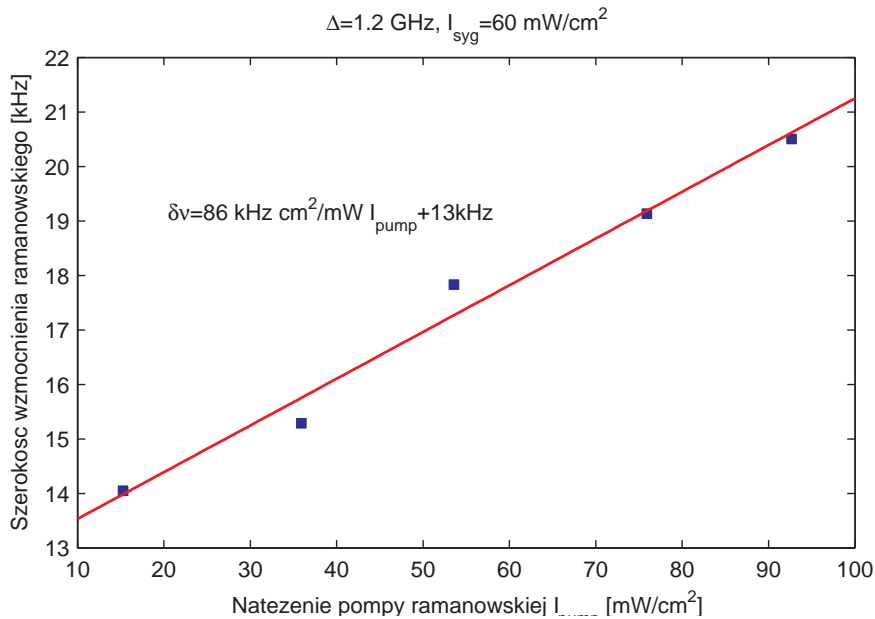
Oprócz przesunięcia Starka bardzo wyraźnie było widać poszerzenie natężeniowe rezonansu dwufotonowego. Mierzyłem je jako szerokość połówkową funkcji Gaussa dopasowanej do krzywej rezonansu. Wartość rezonansu zależała od natężenia pompy ramanowskiej, co przedstawiłem na Rys. 3.10. Ekstrapolując wyniki do zerowego natężenia, otrzymuję szerokość rezonansu  $13 \text{ kHz}$ , co bardzo dobrze koresponduje z parametrem zaniku spójności  $\gamma \approx 10 \text{ kHz}$  wyznaczonym w poprzednim rozdziale.

Z kolei nie stwierdziłem, by szerokość rezonansu zależała od natężenia sygnału. Wynik sprawdziłem dla natężenia pompy ramanowskiej  $440 \text{ mW}/\text{cm}^2$ , temperatury komórki  $82^\circ\text{C}$ , odstrojenia  $1.2 \text{ GHz}$ <sup>2</sup>, odstrojenia dwufotonowego  $\delta = 100 \text{ kHz}$  i w zakresie natężeń wiązki sygnałowej  $2 - 27 \text{ mW} / \text{cm}^2$ .

<sup>1</sup>Po uwzględnieniu pełnej struktury poziomów wartość tego parametru będzie w granicach  $1.1 - 1.3 \text{ kHz} \cdot \text{cm}^2/\text{mW}$ .

<sup>2</sup>Pomiarów odstrojenia dokonywałem względem środka linii absorpcyjnej na D2 (odstrojonej o  $50 \text{ MHz}$  do czerwieni) od przejścia  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ .





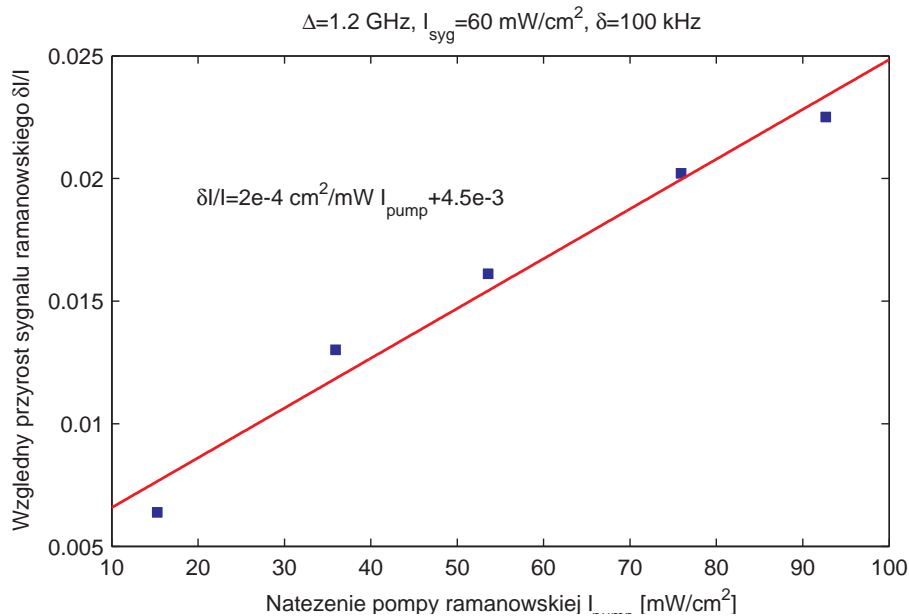
Rysunek 3.10: Szerokość wzmocnienia ramanowskiego w funkcji natężenia pompy ramanowskiej. Natężenie sygnału wzmacnianego stałe  $I_{syg} = 60$  mW/cm<sup>2</sup>, odstrojenie dwufotonowe 100 kHz, odstrojenie jednofotonowe od linii Rb87 F=2 (w stronę niższych częstotliwości)  $\Delta = 1.2$  GHz. Pompowanie, kołowa polaryzacja na Rb87 F=1  $\rightarrow$  F'=2 (trochę w stronę F'=1). Na wykresie przedstawiono dopasowaną zależność liniową. Ekstrapolując natężenie pompy do zera, otrzymujemy szerokość wzmocnienia 13 kHz. Temperatura komórki 82°C.

Mówiąc o wzmocnieniu Ramana, nie sposób pominąć analizy bezwzględnej skali tego zjawiska, o ile rzeczywiście wzmocniliśmy wiązkę sygnałową. Tak jak napisałem w Rozdziale 1, proces wzmocnienia Ramana na linii D2 jest wzbroniony w granicy dużych natężeń, stąd obserwowalne efekty nie były duże. Przeciętne wzmocnienie Ramana dla generycznych warunków eksperymentu wynosiło 1% względnej zmiany natężenia wiązki. Na wykresie 3.11 przedstawiam zależność między wzmocnieniem (jako względnym przyrostem) a natężeniem pompy ramanowskiej. Do zmierzonych punktów dopasowałem funkcję liniową.

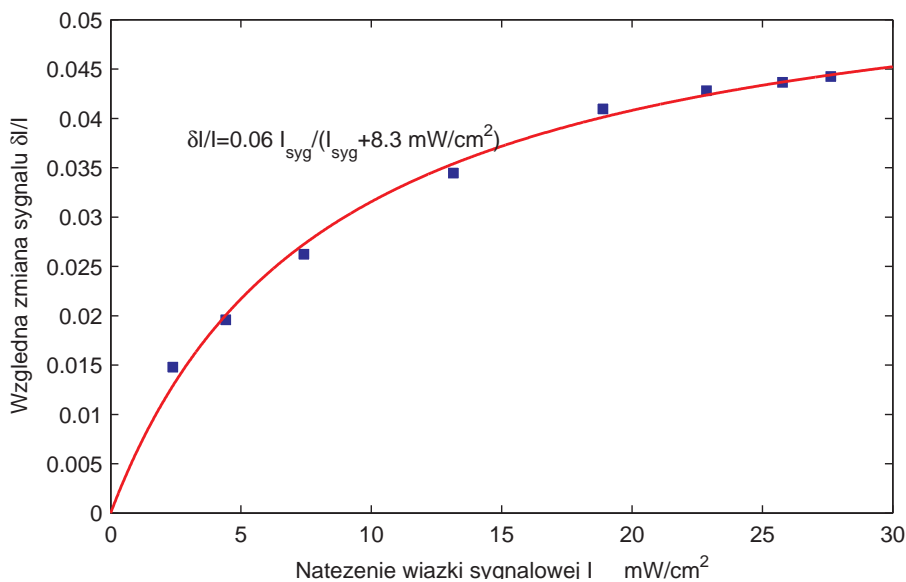
Ostatnim pomiarem była obserwacja nasycenia wzmocnienia Ramana przy zwiększaniu natężenia wiązki sygnałowej. Do zmierzonych wartości 3.12 dopasowałem krzywą nasyceniową  $\frac{\delta I}{I} = \frac{1}{1+I/I_{nas}} - 1 = \frac{I}{I+I_{nas}}$ . Parametr nasycenia wynosił tu  $I_{nas} \approx 8$  mW/cm<sup>2</sup>.

### Podsumowanie

Przedstawione wyniki są pierwszym uzyskanym przez nas dowodem na to, że istnienie długotrwałej spójności atomowej prowadzi w efekcie do wzmocnienia Ramana. Co więcej, przekonaliśmy się eksperymentalnie, że szerokość wzmocnienia Ramana w granicach zerowego natężenia jest praktycznie równa zmierzonej wartości parametru zaniku spójności atomowej  $\gamma$ . Uzyskane wzmocnienia ramanowskie na poziomie 1% są zbyt słabe, by można było zaobserwować spontaniczne procesy zachodzące w tym układzie. Sytuacja ta zmieni się jednak całkowicie wraz ze zmianą konfiguracji układu, co będzie przedmiotem następnego rozdziału.



Rysunek 3.11: Względny przyrost sygnału podczas wzmocnienia ramanowskiego w funkcji natężenia pompy ramanowskiej. Natężenie sygnału wzmacnianego stałe  $I_{\text{syg}} = 60 \text{ mW/cm}^2$ , odstrojenie dwufotonowe 100 kHz, odstrojenie jednofotonowe od linii  $^{87}\text{Rb } F = 2$  (w stronę niższych częstotliwości)  $\Delta = 1.2 \text{ GHz}$ . Pompowanie, kołowa polaryzacja na  $\text{Rb}87 F = 1 \rightarrow F' = 2$  (trochę w stronę  $F' = 1$ ). Temperatura komórki  $82^\circ\text{C}$ .

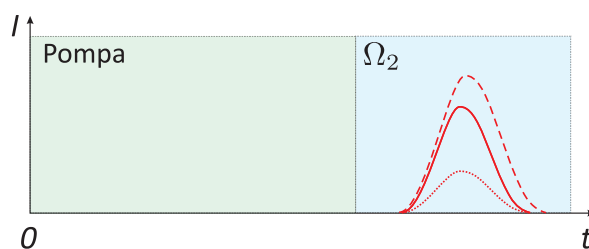


Rysunek 3.12: Względna zmiana sygnału wzmocnienia ramanowskiego w funkcji natężenia wiązki wzmacnianej. W badanym zakresie widać nasycenie wzmocnienia. Do punktów pomiarowych dopasowałem krzywą nasycenia  $\frac{\delta I}{I} = \frac{1}{1 + I/I_{\text{nas}}} - 1 = \frac{I}{I + I_{\text{nas}}}$ . Otrzymany parametr nasycenia to  $I_{\text{nas}} \approx 8 \text{ mW/cm}^2$ . Pomiarów wykonywano przy odstrojeniu  $\Delta = 1.2 \text{ GHz}$ , natężeniu wiązki pompującej  $440 \text{ mW/cm}^2$ , temperatury komórki  $82^\circ\text{C}$ . Zwiększona szerokość wzmocnienia wynosiła  $52 \text{ kHz}$ .

## Rozdział 4

# Spontaniczne rozpraszanie Ramana

Wyniki z poprzednich rozdziałów pokazały, że warunki fizyczne, którymi dysponujemy, umożliwiają zajście zjawisk dwufotonowych takich jak skrócenie polaryzacji i wzmocnienie Ramana. Uzyskane w poprzednim rozdziale wartości wzmocnienia Ramana dla stanu podstawowego rozszczepionego zeemanowsko na linii D2, były jednak bardzo niewielkie ze względu na znoszące się wkłady poziomów wzbudzonych. To, że mimo wszystko udało się zaobserwować wspomniane efekty dwufotonowe, dawało duże nadzieje na osiągnięcie zamierzonych wyników w eksperymentach dokonywanych na stanie podstawowym rozszczepionym nadsubtelnie.



Rysunek 4.1: Idea pomiaru Spontanicznego Rozpraszania Ramana (SRR). Po napompowaniu ośrodka (zielony prostokąt) i po włączeniu pompy ramanowskiej (niebieski). Po pewnym czasie pojawia się makroskopowy sygnał SRR (czerwony).

W tym rozdziale zaprezentuję wyniki pomiarów wzmocnionego Spontanicznego Rozpraszania Ramana (SRR) ze stanem podstawowym rozszczepionym nadsubtelnie o 6.8 GHz. Wszystkie zaprezentowane pomiary wykonane były w zerowym polu magnetycznym.

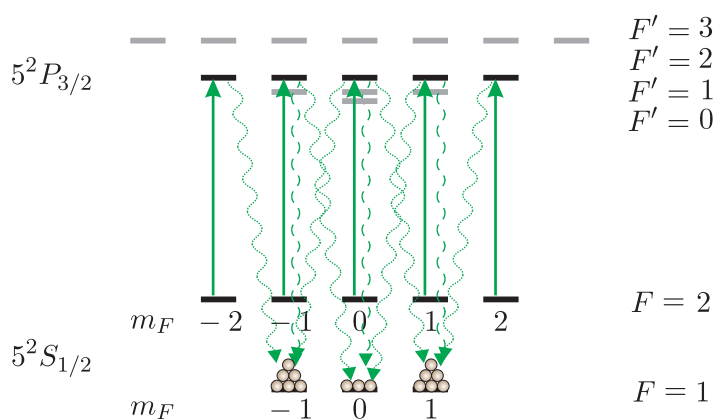
Uzyskane efekty znacznie przerosły nasze oczekiwania. W porównaniu do 1% zmiany mocy wiązki w zasiewanym procesie wymuszonym z Rozdziału 3, tu udało mi się zaobserwować spontaniczną generację światła o mocy do 2 mW z pompy ramanowskiej o mocy 12 mW, czego całkowicie się nie spodziewaliśmy<sup>1</sup>. Ponadto, w reżimie nienasyconego procesu, po zastosowaniu specjalnych metod statystycznych, rozpoznaliśmy kwantowe właściwości wytworzonego światła.

Aby doszło do powstawania SRR w parach rubidu, konieczne są specjalne warunki fizyczne (długi czas spójności, odpowiednia grubość optyczna). Poniżej prezentuję opis badań właściwości zmierzonego światła. Zgodnie z naszą wiedzą, część zmierzonych własności była jak dotąd nieznaną i nieprezentowaną w literaturze (pomiary przesunięcia Starka, obserwacja oscylacji mocy rozproszenia w reżimie nasyconym, badanie funkcji kowariancji i analiza modów czasowych SRR).

<sup>1</sup>Przykładowo w pracy [8] autorzy uzyskiwali dużo mniejsze moce.

Obserwacje SRR odbywały się przy użyciu impulsów światła. Pierwszym z nich był impuls pompujący (Rys. 4.1, czas trwania 0.5ms), który wytwarzał inwersję w ośrodku. Jako drugi następował impuls pompy ramanowskiej. W zależności od natężenia pompy ramanowskiej, wzmożone światło rozproszone pojawiało się po czasie od kilku do kilkudziesięciu mikrosekund, jego natężenie rosło, po czym opadało. Przerwywając impuls pompy ramanowskiej w czasie trwania generacji światła wzmożonego, proces wzmożenia i rozpraszania kończył się. Ten ostatni przypadek pokażę jednak przy okazji obserwacji efektu pamięci kwantowej w kolejnym rozdziale pracy.

#### 4.1. Układ poziomów w procesie



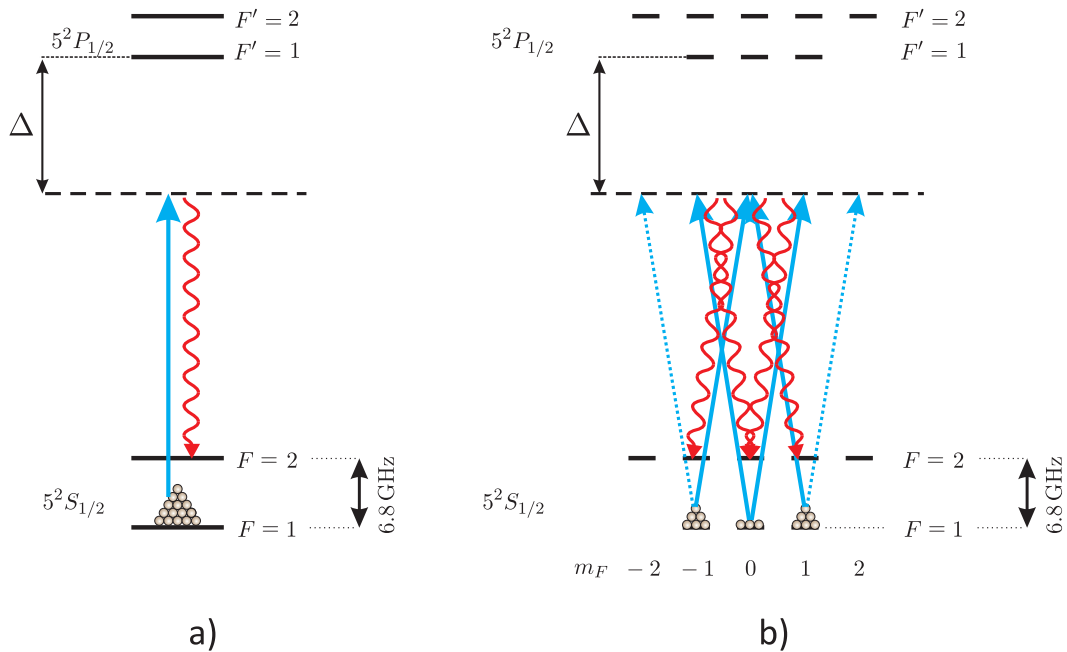
Rysunek 4.2: W wyniku pompowania optycznego polaryzacją liniową  $\pi$  na linii D2, na przejściu z  $F = 2$  do stanów wzbudzonych, opróżnia się poziom  $F = 2$ . Inwersja obsadzeń zachodzi pomiędzy dowolnym podpoziomem z  $F = 1$  i dowolnym podpoziomem z  $F = 2$ .

Warunki zajścia procesu spontanicznego są identyczne jak w przypadku procesu parametrycznego opisanego w Rozdziale 3. Różnicę pomiędzy oboma procesami stanowi to, że w przypadku procesu spontanicznego wzmacniamy nie makroskopową wiązkę laserową, a kwantowe fluktuacje stanu próżni pola elektromagnetycznego. Wszystkie warunki do zajścia wzmożenia Ramana opisane w Rozdziale 1 dalej obowiązują i w szczególności, aby proces ten mógł zajść, musimy mieć inwersję obsadzeń pomiędzy odpowiednimi podpoziomami stanu podstawowego.

Inwersja była osiągnięta poprzez pompowanie na linii D2 od stanu  $F = 2$  do stanu wzbudzonego. W temperaturze pokojowej, dla linii D2 odległość pomiędzy górnymi poziomami jest mniejsza niż poszerzenie dopplerowskie odpowiadające przejściom do nich. Gdy pompa dostrojona jest do środka obserwowanej linii (por. Rys. 1.11), biorąc pod uwagę objętość całej komórki, przejścia następują do wszystkich stanów poziomu wzbudzonego. Sytuację, gdy pompowanie odbywa się za pomocą światła o polaryzacji liniowej, zilustrowałem na Rys. 4.2 (oś kwantyzacji wzdłuż kierunku propagacji wiązki). W wyniku pompowania całkowicie opróżniany jest poziom  $F = 2$ , a zapełniony zostaje  $F = 1$ . Największe obsadzenie zachodzi dla  $F = 1$ ,  $m_F = \pm 1$ .

Zarówno pompa ramanowska, jak i wiązka sygnałowa (tu potencjalnie pochodząca z procesu spontanicznego) miały ortogonalne polaryzacje liniowe. Tak jak napisałem w Rozdziale 1, w dla liniowych polaryzacji wiązek i pary poziomów podstawowych rozszczepionych nadsubtelnie, wkłady od poziomów górnych dodają się i prowadzą do wzmożenia Ramana nawet

w granicy dużych odstrojeń. Na Rys. 4.3 zaznaczyłem schemat poziomów i pól biorących udział w rozpraszaniu Ramana (w obrazie polaryzacji liniowych a) i kołowych b) ).



Rysunek 4.3: Schemat układu poziomów biorących udział w rozpraszaniu Ramana. a) Pompa ramanowska i światło rozproszone mają ortogonalne polaryzacje liniowe. b) Pola jako superpozycje polaryzacji kołowych.

## 4.2. Układ doświadczalny

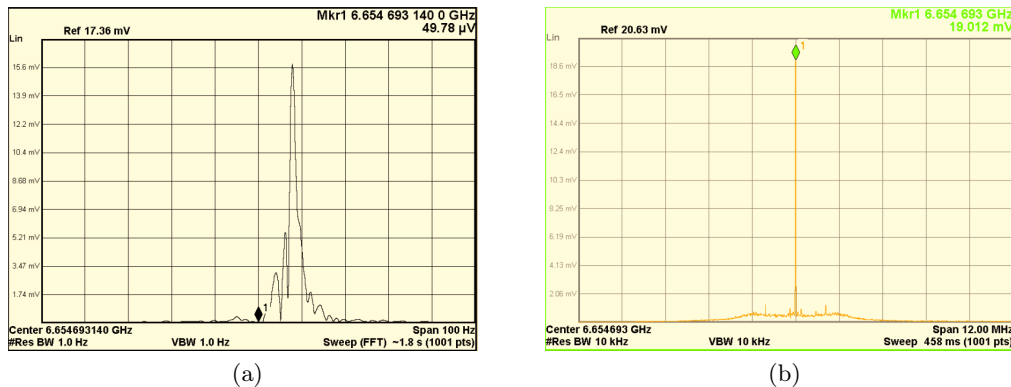
Na Rys. 4.5 przedstawiłem schemat układu wykorzystanego do eksperymentów opisanych w tym oraz w kolejnym rozdziale. Oprócz pompy ramanowskiej (niebieskie wiązki) oraz pompy optycznej (zielone wiązki), na układzie zaznaczona jest również część wytwarzająca wiązkę sygnałową na częstotliwości przesuniętej o 6.8 GHz. Mimo że celem tego eksperymentu nie była obserwacja wzmocnienia Ramana, zbadanego w Rozdziale 3, to światło o częstotliwości bliskiej częstotliwości światła rozproszonego służyło jako referencja częstotliwości w detekcji heterodynowej omówionej w dalszej części tego rozdziału. Ponadto, światło z drugiego lasera będzie wykorzystane jako antystokesowska pompa ramanowska w procesie odczytu z pamięci kwantowej, co zostanie opisane w kolejnym rozdziale.

Lasery LD1 i LD2 pracowały na linii D1. Były to lasery typu ECDL (ang. *External cavity diode laser*). Posiadały dodatkową zewnętrzną siatkę dyfrakcyjną, dzięki czemu szerokość linii wynosiła około 100 kHz.

Laser LD3, identyczny z laserem użytym w eksperymencie z Rozdziału 3, był to typ DFB (ang. *distributed feedback*) z siatką wewnątrz wnęki lasera. Posiadał szerszą linię niż LD1 i LD2 i pracował na linii D2 (780 nm). Część światła z laserów LD1 i LD3 była kierowana do układów stabilizacji częstotliwości, podobnie jak w poprzednim rozdziale i w pracy [36].

Do dalszych celów badawczych laser LD2 musiał być odstrojony od LD1 o zadaną wartość, rzędu rozszczepienia stanu podstawowego 6.8 GHz. Wykonany układ do stabilizacji (projekt [37]) korzystał z sygnału błędny pochodzącego z porównywania częstotliwości zdudnień LD1 i LD2 oraz niezależnego generatora. Światło z obu laserów było odbijane częściowo oraz nakładane

na płytce światłodzielną (wiązki koloru fioletowego). Pomiar sygnału zdudnień odbywał się na szybkiej diodzie Hamamatsu 64176-03, a następnie sygnał ten był wzmacniany i przekierowywany do dalszej części układu. Uzyskana stabilność względnej różnicy częstotliwości była bardzo dobra, co pokazują widma zdudnień lasera z analizatora widma.



Rysunek 4.4: a) Widmo dudnień obu laserów z analizatora widma. Res BW i VBW 1 Hz. Szerokość linii rzędu 10 Hz, w ciągu minuty położenie stabilne w granicach 50 Hz. Sygnał z analizatora przesunięty o 12 kHz do góry w porównaniu z ustawieniami systemu stabilizującego. Span 100 Hz.

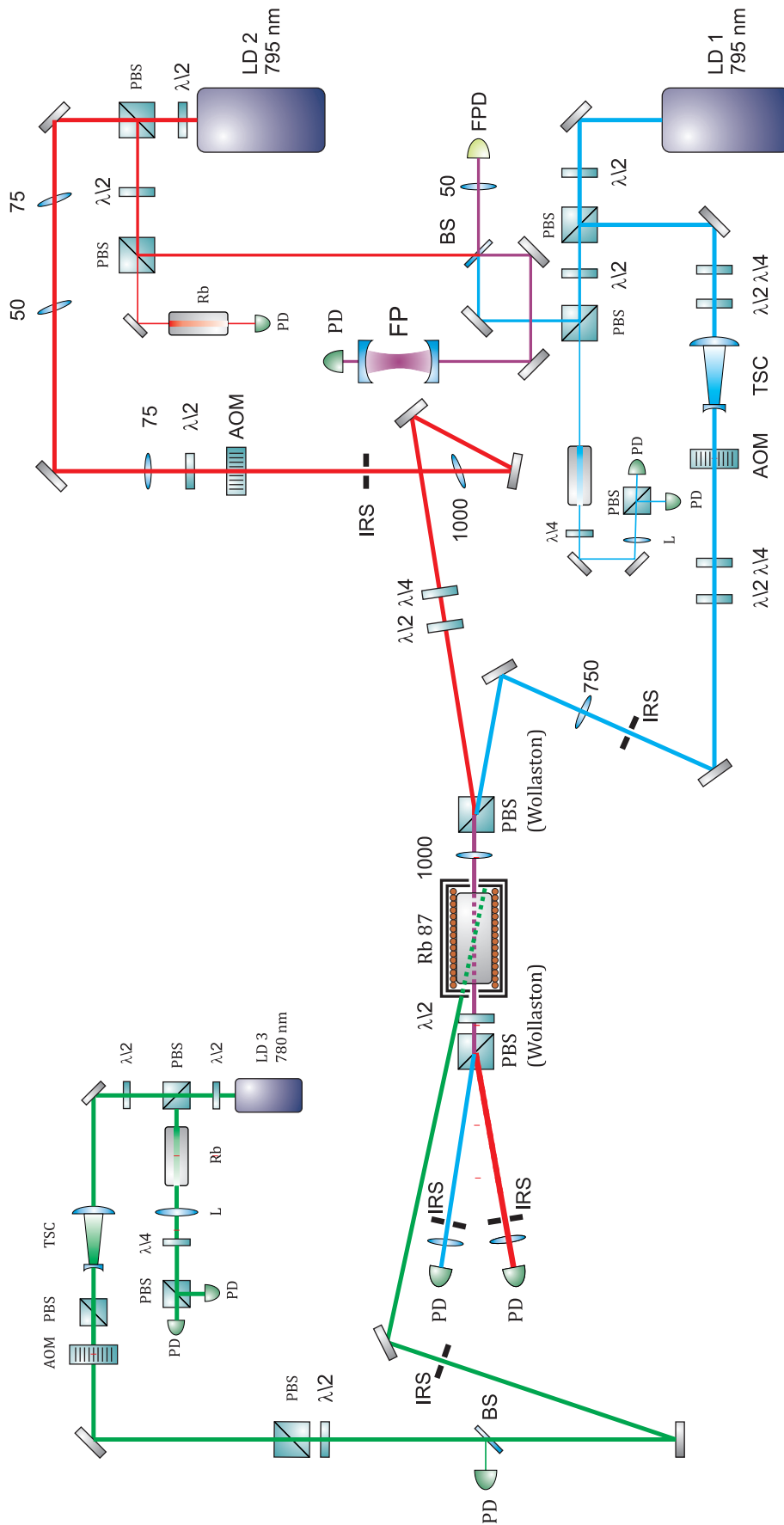
b) Widmo dudnień laserów na częstotliwości 6.654693 GHz z analizatora przy Res BW i VBW 10kHz. Span 12 MHz. Skala liniowa, jednostki na osi pionowej umowne. Według analizatora widma wstęgi boczne są o 20 dBm poniżej wysokości pików.

Ponadto, aby zapewnić lepszą pracę laserów, światło z drugiego portu płytki światłodzielną kierowane było do interferometru Fabry’ego–Perota. Skanując długość wnęki interferometru lub częstotliwość któregoś z laserów, można było łatwo stwierdzić przypadek, w którym lasery pracowały wielomodowo, a następnie wyeliminować dodatkowe mody, regulując ustawieniem prądu i położeniem siatki.

Odpowiednie obrazowanie i zastosowanie właściwych soczewek będzie omówione w kolejnym rozdziale. Wiązki z laserów LD1 i LD2 o wystabilizowanej częstotliwości względnej oraz bezwzględnej przechodziły przez modulatory akustooptyczne, używane do formowania impulsów. Następnie wiązki były nakładane na siebie na polaryzatorze Wollastona i dalej przechodziły przez ekranowaną i podgrzewaną komórkę z parami rubidu. Po przejściu sygnał był rozdzielany na kolejnym polaryzatorze Wollastona i trafiał do detektorów (fotodiody). Do obserwacji tylko i wyłącznie wzmocnionego spontanicznego rozpraszania Ramana laser LD2 nie był używany.

Wiązka pompująca spolaryzowana liniowo wchodziła do komórki przeciwbieżnie do wiązek z pozostałych laserów. Wiązka ta również była kontrolowana czasowo za pomocą modulatora akustooptycznego.

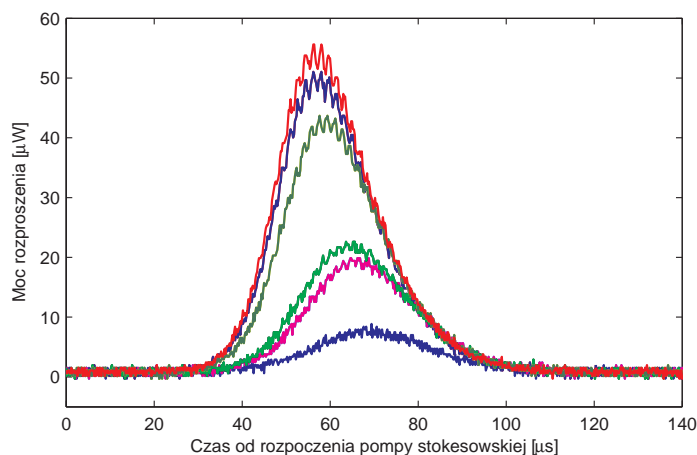
Średnica wiązki pompującej wynosiła około 3 mm, natomiast średnice wiązek z LD1 i LD2 miały około 0.7 mm szerokości połówkowej.



Rysunek 4.5: Schemat układu do generacji i pomiarów spontanicznego rozpraszania Ramana, a także do obserwacji efektu pamięci kwantowej. Wiązki niebieskie: stokesowska pompa ramanowska, wiązki czerwone: antystokesowska pompa ramanowska, wiązki zielone: wiązka pompująca, wiązki fioletowe: nałożone wiązki pompy stokesowskiej i antystokesowskiej. LD1, LD2, LD3 – głowice laserowe, Rb – komórka z  $^{87}\text{Rb}$  i  $^{85}\text{Rb}$ , Rb 87 – komórka z rubidem w ekranie dwuwarstwowym i cewce magnetycznej, L – soczewka,  $\lambda/4$  – płytki ćwierćfalowa,  $\lambda/2$  – płytki półfalowa, PBS – polaryzator, PD – fotodioda, FPD – szybka fotodioda Hamamatsu 64176-03, TSC – teleskop do sprzężenia do AOM – modulatora akustooptycznego, FP – interferometr Fabry-Perot, IRS – irys, BS – płytki światłodzielną. Część soczewek została oznaczonych wartością ogniskowych w mm. Dla uproszczenia nie oznaczam symbolami luster.

### 4.3. Pomiary podstawowych własności SRR

W napompowanym ośrodku w temperaturze powyżej  $110^{\circ}\text{C}$ , po włączeniu pompy ramanowskiej można było zaobserwować generację rozproszonego wzmocnionego światła o polaryzacji ortogonalnej do pompy ramanowskiej. Temperaturę pracy ustaliłem ostatecznie na około  $120^{\circ}\text{C}$ , jako kompromis pomiędzy grubością optyczną a szerokością linii absorpcyjnych. Proces ewidentnie miał charakter spontaniczny i niepowtarzalny. Między każdą sekwencją impulsów (pompa, pompa ramanowska, przerwa Rys. 4.1), wygenerowane światło rozproszenia różniło się swym przebiegiem. Przykład zarejestrowanego procesu rozproszenia znajduje się na Rys. 4.6.



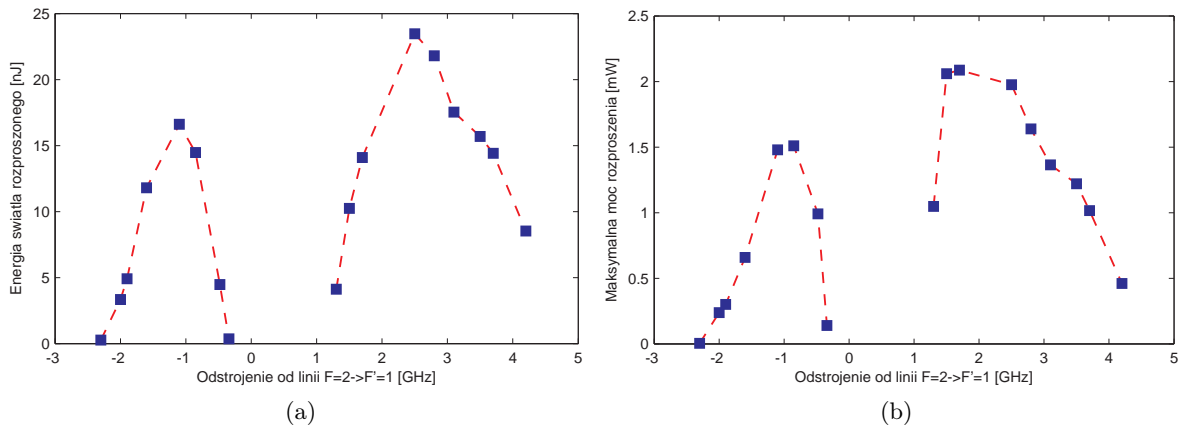
Rysunek 4.6: Kilka kolejnych realizacji spontanicznego rozpraszania Ramana (SRR). Moc pompy Stokesowskiej  $13.6\text{mW}$ , odstrojenie od  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ ,  $\Delta = \text{GHz}$ .

W celu przeprowadzenia optymalnych pomiarów w dalszej części pracy zmierzyłem własności rozproszenia. W pierwszej kolejności przeanalizowałem zachowanie procesu rozproszenia w funkcji odstrojenia od linii rubidu. Jako parametry do porównania wziąłem całkowitą energię rozproszonego światła oraz maksymalną moc rozproszenia. Na wykresach 4.7 przedstawiam wyniki pomiarów dla tych dwóch wielkości po dwóch stronach przejścia z  $F = 2$ . Odstrojenie podaję jako odstrojenie od środka linii  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ . Maksymalne energie i moce szczytowe rozproszenia zmierzyłem dla odstrojenia  $\Delta \approx -1\text{ GHz}$  oraz  $\Delta \approx 2\text{ GHz}$ , co odpowiada w przybliżeniu  $\Delta \approx 1\text{ GHz}$  odstrojenia od linii  $F = 2 \rightarrow F' = 2$ . Linia  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  nakłada się na poszerzoną dopplerowsko linię w drugim izotopie rubidu,  $85$ , a także znajduje się bliżej drugiej linii w  $^{87}\text{Rb}$  z  $F = 1$ . Aby zachować przejrzystość pomiarów, zdecydowałem się przeprowadzać wszystkie dalsze pomiary dla  $\Delta \approx -1\text{ GHz}$  odstrojenia od środka linii  $F = 2 \rightarrow F' = 1$  gdzie lokalnie sprawność procesu była największa.

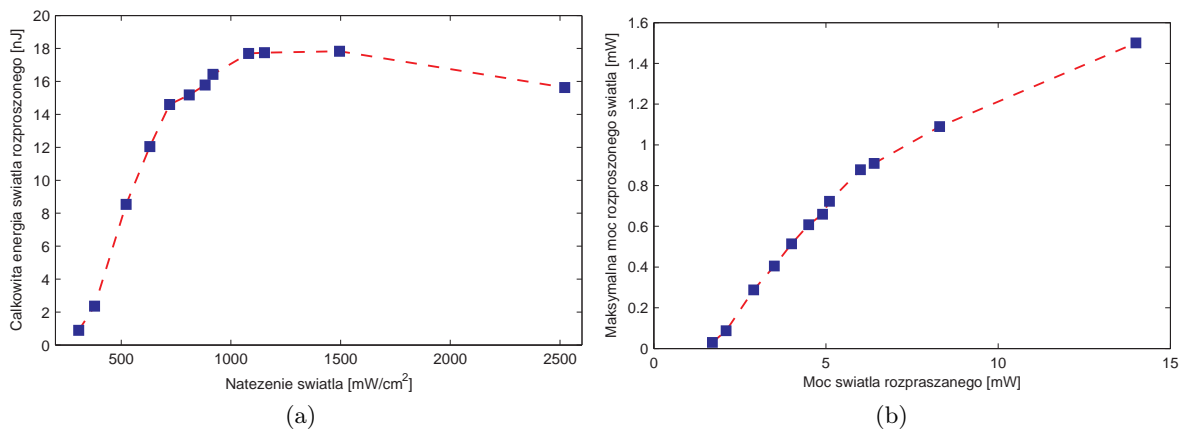
Te same parametry, całkowitą energię oraz moc szczytową zmierzyłem w funkcji natężenia pompy ramanowskiej. Wyniki przedstawione na wykresach 4.8 pokazują przede wszystkim skończony próg generacji procesu. Wynosił on  $1.6\text{ mW}$ . Ponadto, maksymalna energia w procesie generowana jest dla natężenia światła około  $1000\text{ mW/cm}^2$ . Potem energia rozproszenia spada. Dla podobnej wartości natężenia pompy ramanowskiej widać, że moc szczytowa (mimo że jej wartość się nie nasyca) zaczyna wolniej rosnąć.

Zbadałem również, jak kształtuje się zależność między czasem trwania rozproszenia a natężeniem światła pompy ramanowskiej. Wyniki zaprezentowane na Rys. 4.9 wskazują na ogromną różnicę pomiędzy przebiegiem procesu w warunkach natężeń mniejszych niż  $650\text{ mW/cm}^2$  oraz tych większych.

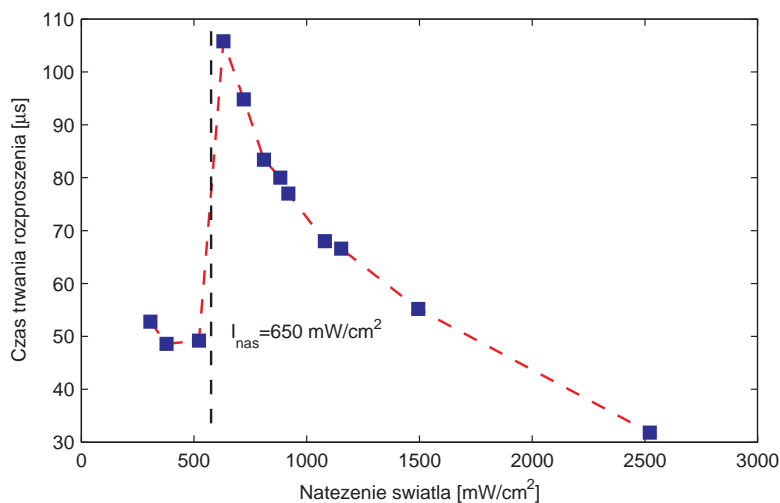




Rysunek 4.7: a) Energia światła rozproszonego w funkcji odstrojenia od linii rubidu 87  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ , przy natężeniu światła pompy ramanowskiej  $2200 \text{ mW/cm}^2$ . Energia spada wraz z odstrojeniem poza obszarem absorpcji, jest większa po prawej stronie linii. b) Maksymalna moc rozproszenia w funkcji odstrojenia.



Rysunek 4.8: a) Całkowita energia rozproszonego światła w funkcji natężenia światła padającego. Wartość energii nasycy się przy około  $1000 \text{ mW/cm}^2$ . b) Moc szczytowa rozproszenie w funkcji mocy padającego światła (średnica wiązki  $0.7 \text{ mm}$ ). Podobnie jak na poprzednich wykresach widać próg generacji wzmocnionego spontanicznego rozproszenia Ramana. (Po liniowej ekstrapolacji kilku początkowych punktów wynosi on  $1.6 \text{ mW}$ , co zgadza się z innymi zaprezentowanymi wynikami.)



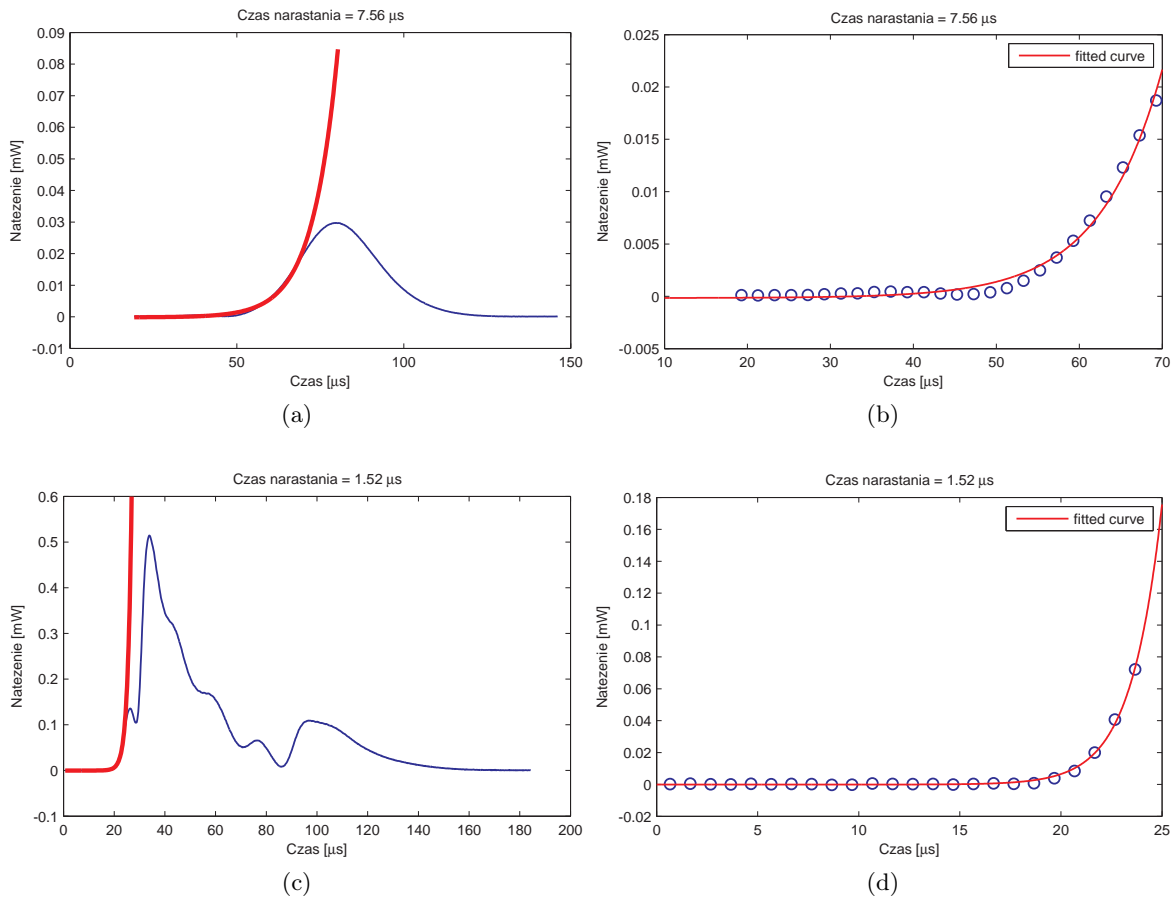
Rysunek 4.9: Czas trwania SRR (szerokość przy 10% wartości maksymalnej amplitudy) w funkcji natężenia światła. Dla natężeń od  $I_{nas} = 650 \text{ mW/cm}^2$  funkcja przyjmuje zupełnie inny charakter (pojawiają się oscylacje etc.).

Dla dużych natężeń ( $I > I_{nas}$ ) charakterystyczny czas trwania wygenerowanego światła zanika powoli wraz z malejącym natężeniem światła rozpraszanego. Trzy pierwsze punkty Rys. 4.9 dla najmniejszych zmierzonych natężeń ( $I < I_{nas}$ ) odnoszą się do zdecydowanie krótszego czasu życia niż trend wyznaczony przez dalsze wartości. Najprawdopodobniej jest to wynik całkowitej zmiany charakteru procesu, w którym dla dużych wartości pojawia się nasycenie i zmieniają się kwantowe właściwości światła. Do tego wyniku odniosę się w ostatniej sekcji tego rozdziału.

Warto zwrócić uwagę, że maksymalna zaprezentowana moc światła rozproszonego wynosi około 2 mW z 12.2 mW mocy światła rozpraszanego (Rys. 4.7). Taka moc jest porównywalna z mocą małych wskaźników laserowych. Generacja tak silnego światła po jednym przejściu w komórce świadczy o bardzo dużej wydajności procesu.

Jak pokażę w analizie kwantowych właściwości światła, rozproszenia o mocach 1 mW nie miały już nic ze swojego pierwotnego, stochastycznego charakteru. Parametry takiego światła były w dużej mierze zdeterminowane średnimi własnościami początku narastania SRR, jednak tylko początek narastania natężenia światła rozproszonego wykazywał stochastyczny charakter. Przyjrzyjmy się teraz średnim własnościom początku procesu. Zgodnie z równaniem (1.59) z Rozdziału 1 narastanie spontanicznego światła powinno być quasiwykładnicze. Na wykresach 4.10 prezentuję początki narastania sygnału wraz z dopasowanymi funkcjami wykładniczymi  $e^{(t-t_0)/\tau}$ . Umieściłem tu dwie pary punktów odpowiadających reżimowi małego i dużego natężenia pompy ramanowskiej.

Odwrotność czasu narastania  $1/\tau$  przedstawiłem na wykresie 4.11. Stała narastania rośnie liniowo wraz z natężeniem pompy ramanowskiej. Wykres nie przecina początku układu współrzędnych. Prosta przecina oś w punkcie odpowiadającym progowi generacji wzmocnionego spontanicznego rozpraszania Ramana, tu wyznaczonym jako około  $220 \text{ mW/cm}^2$ . To, że próg generacji ma wartość niezerową, jest objawem strat ośrodka. Dopiero przy natężeniu pompy  $220 \text{ mW/cm}^2$  wzmocnienie Ramana staje się na tyle duże, że proces odbywa się z dodatnią sprawnością.



Rysunek 4.10: Dopasowanie narastania wykładniczego do początku narastania średniej spontanicznego rozpraszania Ramana. a), b) Natężenie 300 mW/cm<sup>2</sup>. Czas narastania 7.5 μs. c), d) Natężenie 720 mW/cm<sup>2</sup>. Czas narastania 1.5 μs.

#### 4.3.1. Pomiary czasu $T_1$

Skończony czas wygenerowanego rozproszonego światła w przypadku dużych natężeń pompy ramanowskiej był związany z przeniesieniem populacji z powrotem do stanu  $F = 2$  i wyzerowaniem inwersji obsadzeń wytworzonej przez początkowy impuls pompujący. Inwersja obsadzeń pomiędzy poziomami  $F = 2$  i  $F = 1$  zanika jednak bez udziału światła w wyniku

procesu relaksacji podłużnej, opisywanej czasem  $T_1$ . Czas ten można było wyznaczyć, badając energię impulsu rozproszonego w funkcji czasu początku impulsu pompy ramanowskiej. Sekwencja użytych impulsów zilustrowana jest na Rys. 4.12.

Na wykresie 4.13 przedstawiam krzywą eksponencjalną dopasowaną do danych pomiarowych, energii impulsu rozproszonego w funkcji czasu pomiędzy impulsem pompującym a pompą ramanowską. Wzmocnione rozproszenie Ramana obserwowałem aż do 180 μs po wyłączeniu pompy. Wartość ta jest porównywalna z maksymalnym czasem trwania SRR dla średnich natężeń pompy ramanowskiej (Rys. 4.9).

Czas relaksacji podłużnej w układzie, tu wyznaczony jako charakterystyczny czas zaniku, wynosi:

$$T_1 \approx 50 \mu s$$

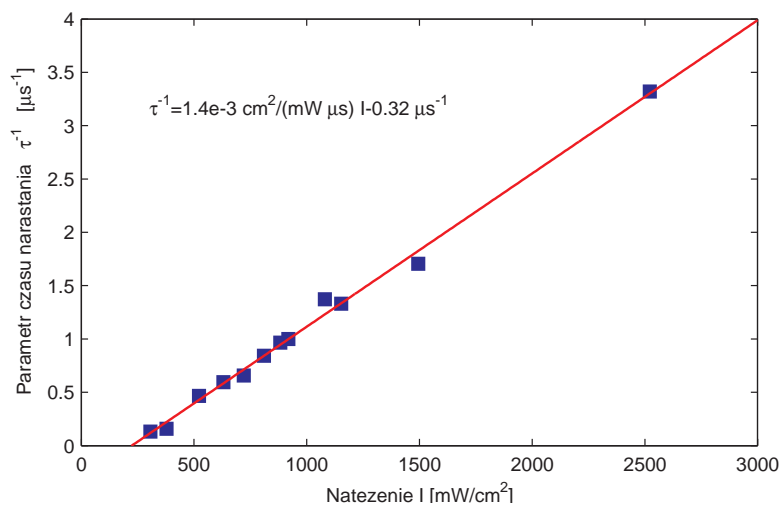
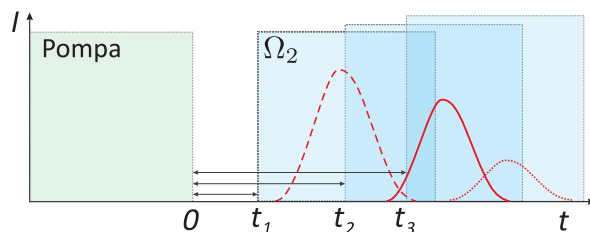
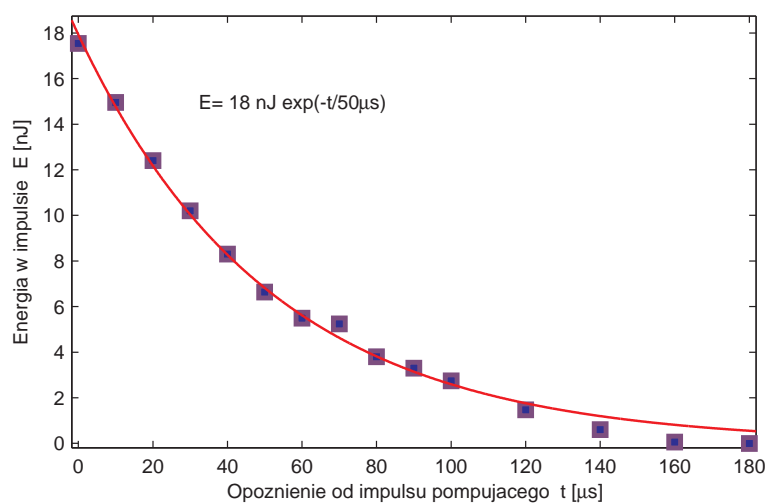


Figure 4.11: Odwrotność czasu narastania w funkcji natężenia światła. Dane spełniają zależność liniową:  $\tau^{-1} = 1.4e - 3 \text{ cm}^2 / (\text{mW } \mu\text{s}) I - 0.32 \mu\text{s}^{-1}$ , co daje próg generacji wzmacnionego rozpraszania Ramana  $220 \text{ mW/cm}^2$ .  $\Delta = -1 \text{ GHz}$ .



Rysunek 4.12: Sposobem na pomiar czasu  $T_1$  były pomiary energii SRR w funkcji opóźnienia impulsu pompy ramanowskiej względem końca pompy optycznej (na rys.  $t_1, t_2, t_3$ ).



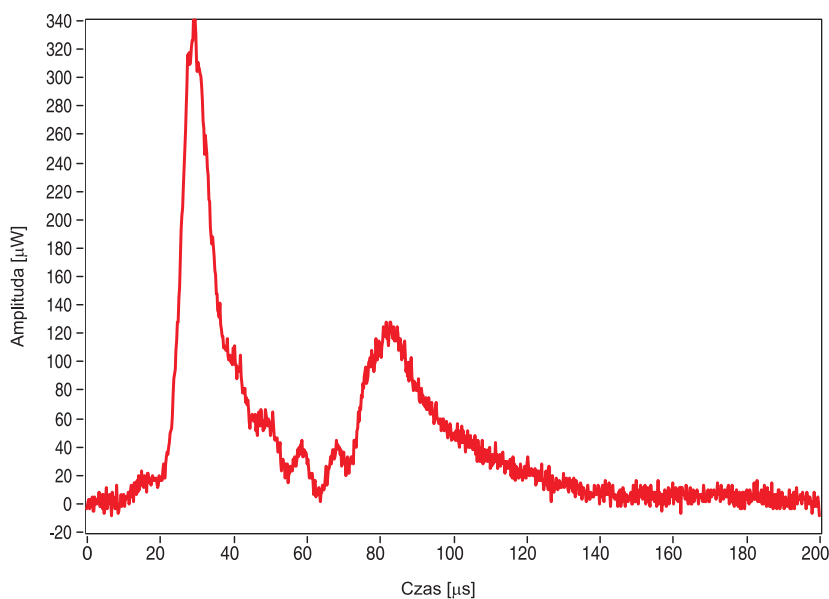
Rysunek 4.13: Energia impulsu wytworzonego w SRR w funkcji czasu rozpoczęcia impulsu zapisującego od końca impulsu pompującego. Czas trwania impulsu pompującego:  $1 \text{ ms}$ . Czas trwania impulsu zapisującego:  $50 \mu\text{s}$ , natężenie  $10.4 \text{ mW}$ .

## 4.4. Pomiary przesunięcia Starka

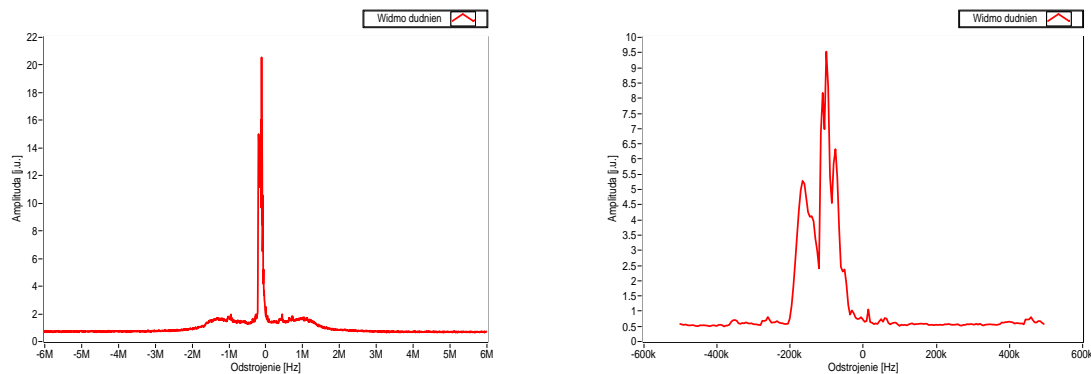
Kolejną dokonaną obserwacją był pomiar częstości wygenerowanego światła. W granicy zerowego natężenia pompy ramanowskiej (bez przesunięcia Starka) częstość ta powinna być równa dokładnie odległości pomiędzy podpoziomami stanu podstawowego. Odległość ta wynosi dokładnie 6.835 682 611 GHz [21].

Znajomość rozszczepienia nadsubtelnego z dokładnością kiloherca jest niezbędna przy wyznaczaniu przesunięć Starka, które niewątpliwie występują w omawianym rezonansie dwufotonowym. W celu wyznaczenia przesunięcia Starka zdudniałem światło z lasera LD2 z wytworzonym światłem rozproszenia. Laser LD2 był odstrojony od rezonansu dwufotonowego o 160 MHz, dzięki czemu nie oddziaływał z układem, w tym nie ulegał wzmocnieniu Ramana. Na Rys. 4.14 prezentuję zmierzoną moc rozproszenia Ramana zdudnionego ze światłem LD2. Z transformaty sygnału odzyskiwałem faktyczną różnicę częstości pomiędzy światłem SRR a LD2, która, pomniejszona o 160 MHz, dawała przesunięcie Starka.

Przykład widma zdudnień obliczony na podstawie danych zmierzonych na szybkim oscyloskopie przedstawiam na Rys. 4.15. Na wykresie 4.15a) pokazuję widmo zdudnień (0 oznacza częstość odstrojenia LD2 od rezonansu dwufotonowego bez przesunięcia Starka) w zakresie 12 MHz. Kształt widma bardzo przypomina kształt widma bezpośredniego zdudnienia dwóch laserów 4.4. Jeśli powiększymy obszar wokół pików do większej skali, 1.2 kHz, zobaczymy bogatszą strukturę. Jako przesunięcie Starka będę brał zawsze położenie maksimum obliczonego widma.



Rysunek 4.14: Amplituda w czasie SRR. Drugi laser nie miał żadnego wpływu na kształt i zachowanie sygnału w czasie (poza dudnieniami). Maksymalna amplituda sygnału 330  $\mu\text{W}$ . Temperatura 120°C.



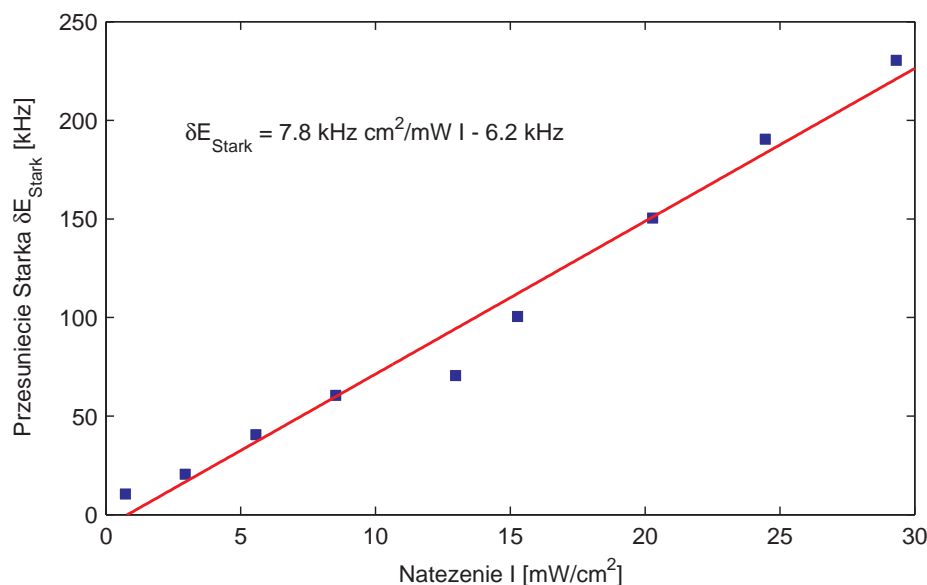
(a) Widmo na częstotliwości RF 180MHz odpowiadające zdudnieniu lasera LD2 z SRR.

(b) Widmo zdudnień, zakres skali 1MHz. Dla natężenia LD2 14.7 MHz, przesunięcie Starka 100 kHz.

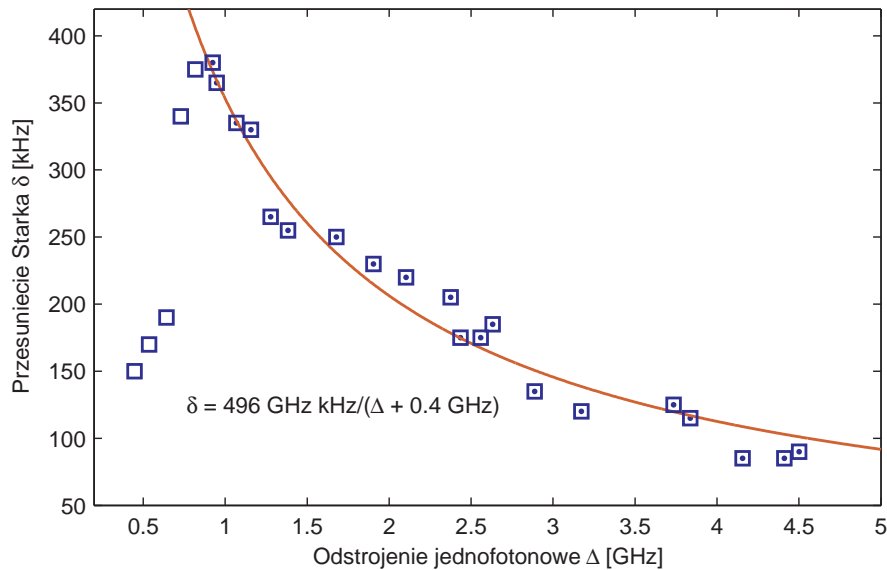
Rysunek 4.15: Kwadrat modułu amplitudy spektralnej wyznaczonej obliczonej przez transformatę Fouriera sygnału rozproszenia (w granicach czasu jego istnienia).

Przedstawione pomiary zostały przeprowadzone dla mocy LD2:  $300 \mu\text{W}$ , LD1: 14.7 mW (średnica wiązki około 0.7 mm), mocy pompowania 8.5 mW i dla odstrojenia 1.7 GHz. Powyższe pomiary zebrane były dla następującej sekwencji: 1 ms – pompowanie,  $200 \mu\text{s}$  – impulsy z dwóch laserów. Po sekwencji następowało 0.5 ms przerwy.

Następnie przeprowadziłem pomiar zależności przesunięcia Starka w funkcji natężenia pompy ramanowskiej. Wyniki prezentuję na wykresie 4.16. Do danych dopasowałem funkcję liniową. Stała proporcjonalności pomiędzy przesunięciem Starka a natężeniem to  $7.8 \text{ kHz}\cdot\text{cm}^2/\text{mW}$ . Podobnie jak w Rozdziale 3 występuje tu istotna różnica pomiędzy przewidywaniami teoretycznymi modelu atomu trójpoziomowego z wyznaczonymi stałymi.



Rysunek 4.16: Przesunięcie Starka w funkcji natężenia światła padającego. 1.8 GHz odstrojenie jednofotonowe. Stała proporcjonalności pomiędzy przesunięciem Starka a natężeniem to  $7.8 \text{ kHz}\cdot\text{cm}^2/\text{mW}$ .



Rysunek 4.17: Pomiar przesunięcia Starka w funkcji odstrojenia od rezonansu od linii rubidu  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ . Czas trwania impulsu pompy ramanowskiej  $200 \mu\text{s}$ , częstotliwość zdudnień  $160 \text{ MHz}$ . Do danych (punkty wypełnione) pomiarowych dopasowałem hiperbolę  $495.8 \text{ kHz}/(\Delta + 0.4 \text{ GHz})$ . Absorpcja dla  $\Delta < 1 \text{ GHz}$  jest prawdopodobnie przyczyną zmniejszania się przesunięcia Starka blisko rezonansu.

Przesunięcie Starka zależy nie tylko od natężenia pompy ramanowskiej, lecz także od częstotliwości odstrojenia. Wyzaczyłem tę zależność i dopasowałem teoretyczną funkcję zależności  $1/\Delta$ .

Uzyskane wartości dotyczące odstrojeń większych niż  $1 \text{ GHz}$  dobrze układają się wzdłuż dopasowanej krzywej, potwierdzając jakościowo zgodność teorii z doświadczeniem. W przypadku mniejszych odstrojeń wchodzimy już w szerokość poszerzonej dopplerowsko linii absorpcyjnej, która jest przyczyną zmniejszenia natężenia pompy, co skutkuje mniejszym przesunięciem Starka. Przesunięcie Starka nie zależało od częstości odstrojenia LD2 od rezonansu dwufotonowego. Zgodnie z naszą wiedzą, nasze wyniki są pierwszą demonstracją wpływu efektu Starka na generację SRR w parach rubidu.

## 4.5. Kwantowe własności SRR

Stochastyczny proces zilustrowany na Rys. 4.6 jest manifestacją kwantowej natury zjawiska wymuszonego rozpraszania Ramana. W analizie z Rozdziału 1 pozostałem przy opisie tylko jednego modu przestrzennego i czasowego. W rzeczywistości w procesie może powstawać wiele niezależnych modów zarówno przestrzennych, jak i czasowych. Pełny opis zjawisk jest wtedy bardzo skomplikowany.

Mając do dyspozycji statystykę przebiegów natężenia od czasu  $\{I(t)\}$ , możemy na jej podstawie skonstruować kowariancję natężeń pomiędzy dowolnymi momentami czasu  $t, t'$ :

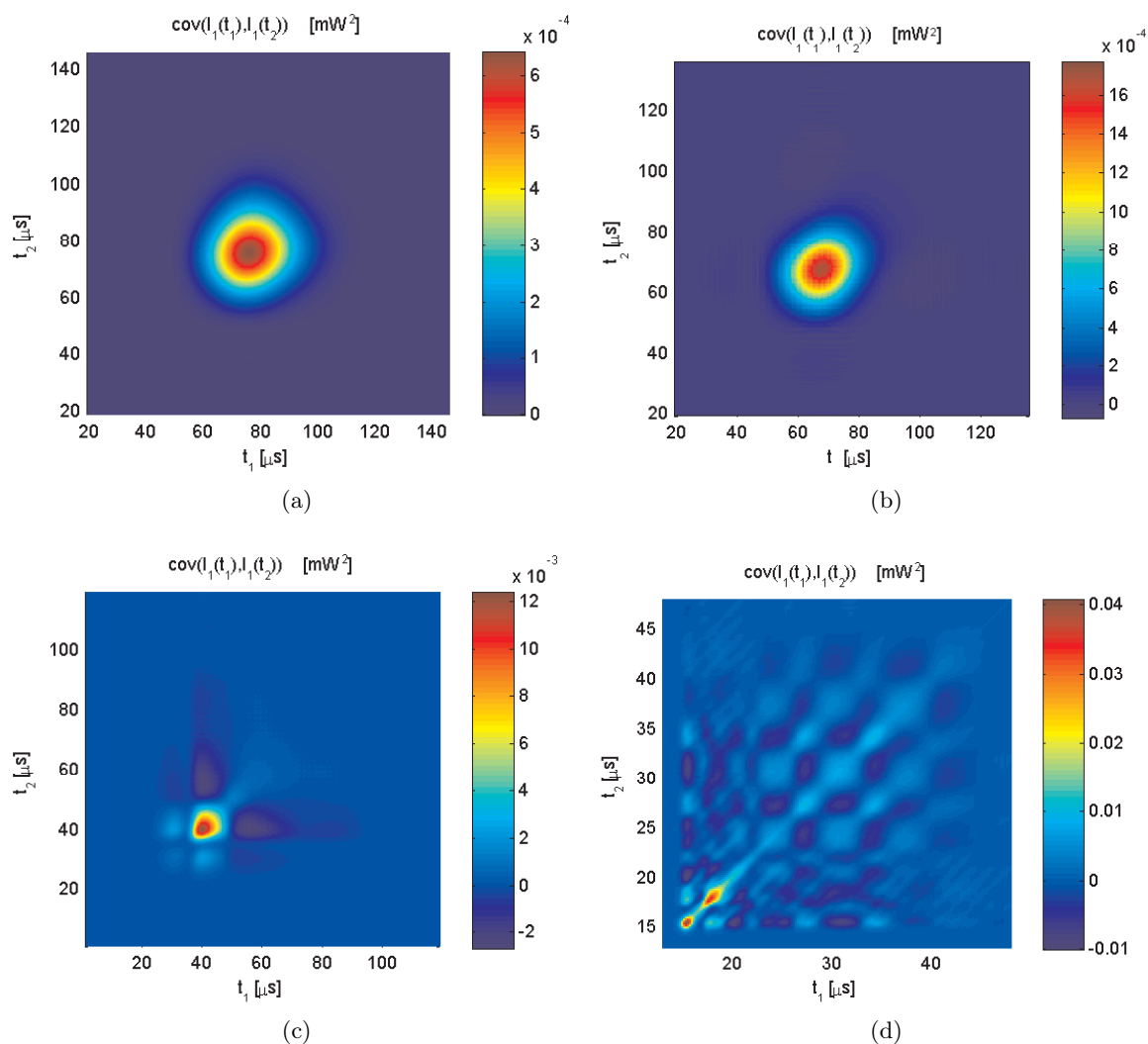
$$V(t, t') = \text{cov}[I(t), I(t')] = \langle I(t)I(t') \rangle - \langle I(t) \rangle \langle I(t') \rangle \quad (4.1)$$

Kowariancja ta będzie funkcją separowalną, gdy mierzone pole będzie składało się tylko i wyłącznie z jednego modu. W przypadku rzeczywistych pomiarów z dyskretnym czasem

próbkowania dwuargumentowa funkcja  $V(t, t')$  staje się macierzą  $V$ . Dalej będę nazywał tę macierz *macierzą kowariancji*. Separowalność macierzy kowariancji będzie się objawiała pojedynczą wartością własną, natomiast wektor własny będzie odpowiadał modułowi kwadratu modu pola elektrycznego.

Przeprowadziłem pomiary macierzy kowariancji dla światła SRR w zależności od natężenia światła. Poniżej przedstawiam i analizuję cztery reprezentatywne wyniki. Dla tych konkretnych natężeń wyznaczam w tym rozdziale również inne parametry, przedstawione na charakterystycznych, poczwórnych wykresach.

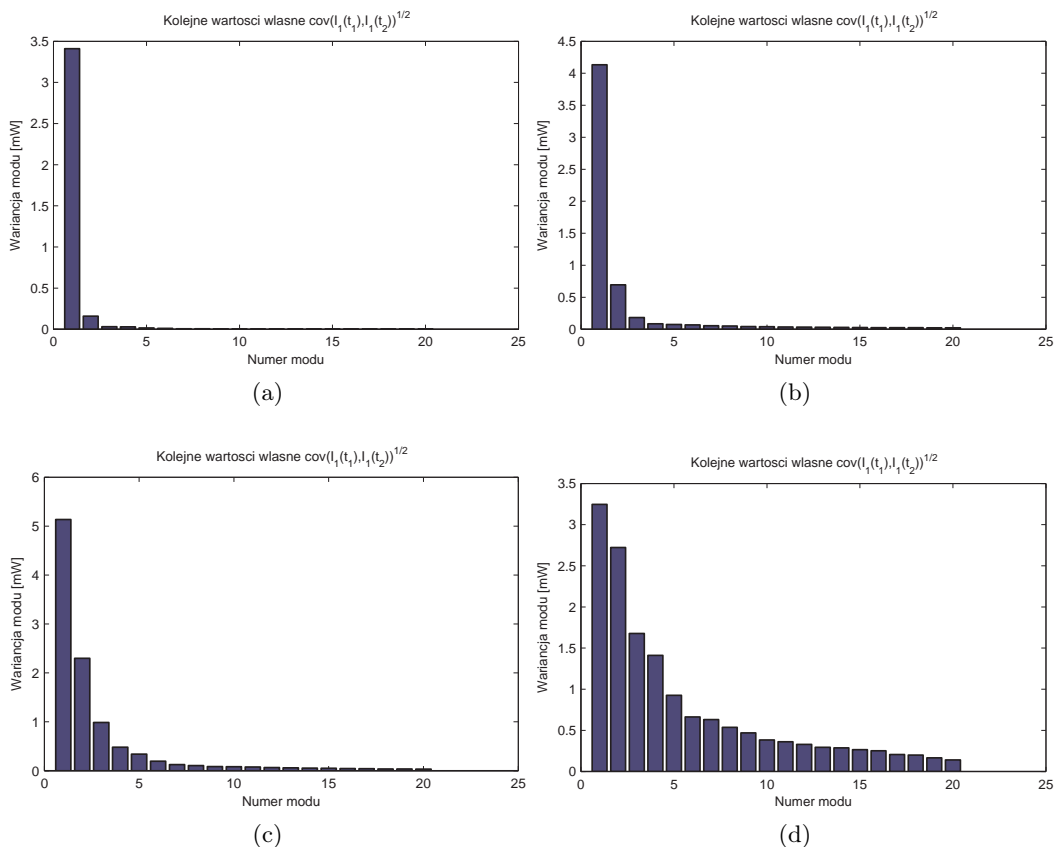
Na wykresach 4.18 przedstawiam funkcje kowariancji dla czterech natężeń zmierzonych dla optymalnego odstrojenia  $\Delta = -1$  GHz. Pierwszą obserwacją jest regularny i symetryczny kształt funkcji z wykresów a) i b). Przy natężeniu  $520 \text{ mW/cm}^2$  w macierzy  $V$  wyraźnie pojawiają się wartości ujemne, można dostrzec także początek oscylacyjnego zachowania. Oscylacje, które omawiam w ostatniej sekcji, ujawniają się przy większych natężeniach (wykres d) ) w macierzy  $V$ . Podobnie jak w sytuacji z wykresu c) funkcja kowariancji przyjmuje periodycznie dodatnie i ujemne wartości.



Rysunek 4.18: Funkcje kowariancji dla kolejnych natężeń pompy ramanowskiej. a)  $300 \text{ mW/cm}^2$  b)  $380 \text{ mW/cm}^2$  c)  $520 \text{ mW/cm}^2$  d)  $2520 \text{ mW/cm}^2$ .  $\Delta = -1$  GHz.



Analiza wartości własnych przedstawionych przypadków pokazuje, że w żadnym ze zmierzonych przypadków nie mamy do czynienia z czystym, pojedynczym modem pola w procesie (Rys. 4.19) Przypadek, gdy natężenie pompy ramanowskiej wynosi  $300 \text{ mW/cm}^2$ , jest jednak tej sytuacji najbliższy. Największa wartość własna dominuje nad pozostałymi. Druga wartość własna nie jest zaniedbywalna, dlatego nie możemy mówić o czystej sytuacji jednomodowej.



Rysunek 4.19: Rozkład wartości własnych pierwiastka macierzy kowariancji dla kolejnych natężeń pompy ramanowskiej. a)  $300 \text{ mW/cm}^2$  b)  $380 \text{ mW/cm}^2$  c)  $520 \text{ mW/cm}^2$  d)  $2520 \text{ mW/cm}^2$

Pierwszy wektor własny macierzy kowariancji odpowiadający największej i jedynej znaczącej wartości własnej (natężenie  $300 \text{ mW/cm}^2$ ), przedstawiłem na Rys. 4.20. Zarówno dane z Rys. 4.19 i 4.20 wyznaczone są z wartości  $\sqrt{V}$ , dla których mody własne są proporcjonalne do wartości bezwzględnej modu pola elektrycznego.

W Rozdziale 1 napisałem, że wytworzony stan kwantowy układu to dwumodowy stan ściśnięty, w którym jeden mod odnosi się do pola elektromagnetycznego, a drugi do wzbudzeń atomowych. Praktycznie nie mieliśmy żadnych możliwości, aby bezpośrednio dowiedzieć się czegoś na temat wytworzonego wzbudzenia. W tym konkretnym pomiarze, badając tylko i wyłącznie własności rozproszonego światła i pomijając stan atomów, z punktu widzenia mechaniki kwantowej wykonywaliśmy ślad po podukładzie atomowym. W efekcie generowany stan kwantowy światła był stanem termicznym. Analiza wartości własnych macierzy kowariancji pokazuje, że w procesie bierze udział jeden lub więcej modów światła i najprawdopodobniej mamy do czynienia z jedno- lub wielomodowym stanem termicznym światła. Żeby się o tym przekonać, dokonałem porównania statystyki generowanego światła z przewidywaną

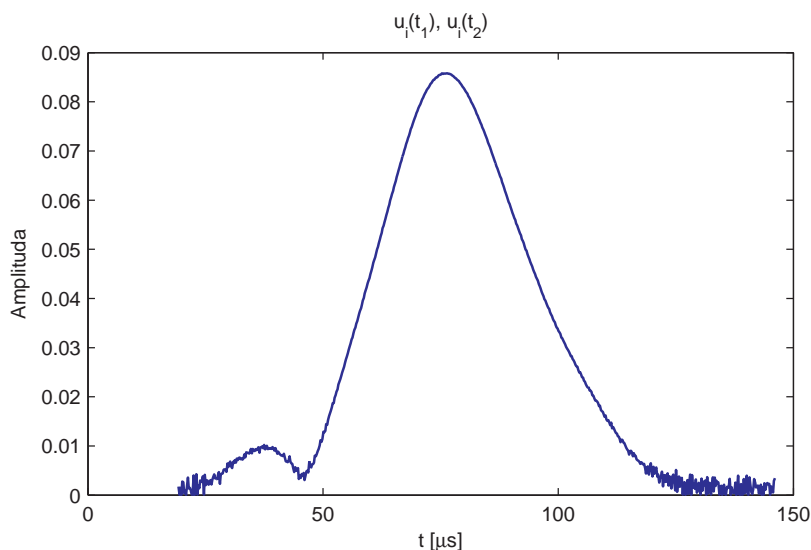


Figure 4.20: Funkcja modowa pierwiastka funkcji kowariancji dla natężenia pompy ramanowskiej  $300\text{mW}/\text{cm}^2$  i  $\Delta = -1$  GHz.

statystyką wielomodowego stanu termicznego.

W rzeczywistości, ze względu na istnienie modów poprzecznych i potencjalnie większej liczby modów czasowych, w powyższym opisie pominąłem przestrzenne mody poprzeczne oraz dekoherencję, które mogą prowadzić do powstawania większej liczby niezależnych par modów w procesie. Wielomodowy stan termiczny posiada znaną statystykę (gamma, [38]), którą w dalszej części pracy wykorzystam do zbadania stanu światła. Prawdopodobieństwo zmierzenia w badanym świetle  $N$  fotonów jest następujące:

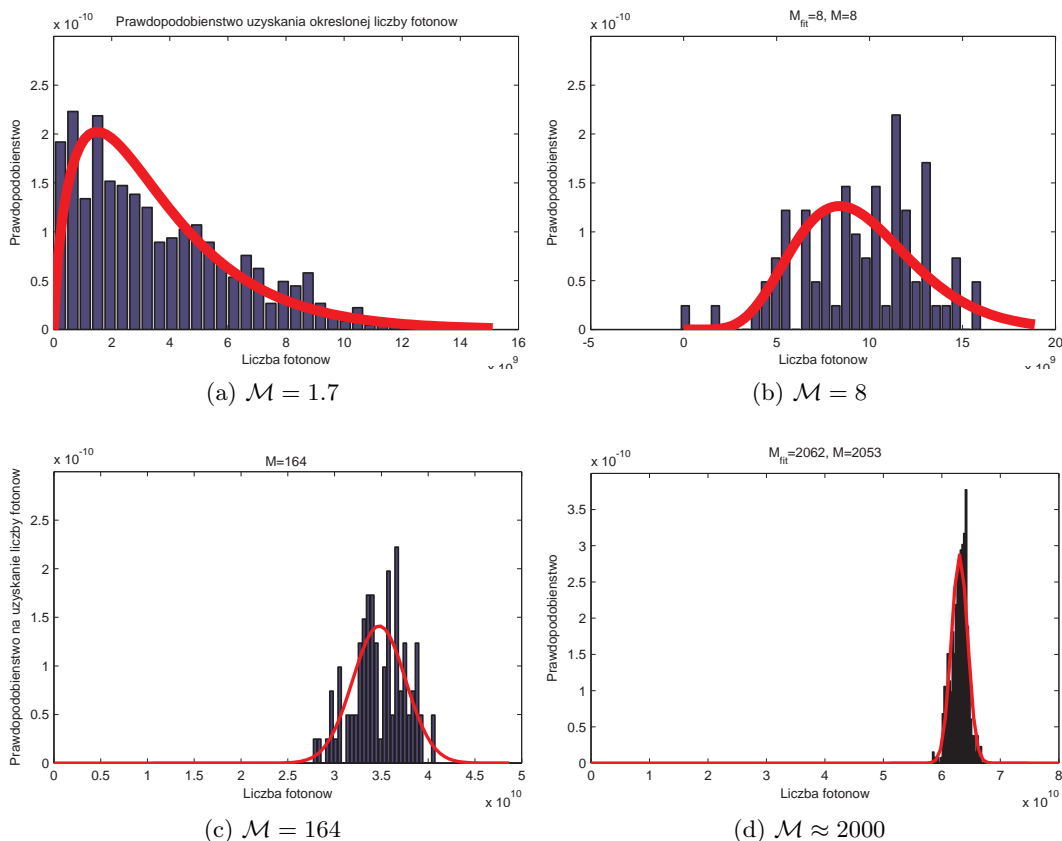
$$p(N) = \left(\frac{\mathcal{M}}{\langle N \rangle}\right)^{\mathcal{M}} \frac{N^{\mathcal{M}-1} \exp\left(-\mathcal{M} \frac{N}{\langle N \rangle}\right)}{\Gamma(\mathcal{M})} \quad (4.2)$$

Średnia liczba fotonów  $\langle N \rangle$  występuje tu wprost jako parametr rozkładu. Parametr  $\mathcal{M}$  ma znaczenie efektywnej liczby obsadzonych modów w świetle i w literaturze występuje jako parametr Mandela [38]. Jego związek ze średnią i wariancją liczby fotonów jest następujący:

$$\mathcal{M} = \frac{\langle N \rangle^2}{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 - \langle N \rangle} \quad (4.3)$$

Ponieważ w mierzonym świetle  $\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 \gg \langle N \rangle$  wariancja liczby fotonów znacznie przekraczała średnią, powyższe wyrażenie na  $\mathcal{M}$  można przybliżyć poprzez stosunek kwadratu średniej i wariancji liczby fotonów. Niecałkowita wartość  $\mathcal{M}$  ma znaczenie statystyczne i jest precyzyjnie wyjaśniona w pozycji [38].

Na wykresach 4.21 przedstawiam zarejestrowane histogramy liczby fotonów w rejestrowanym świetle (liczone z całkowitej energii). Do histogramów dopasowywałem rozkład gamma, w nagłówkach wykresów umieściłem wyznaczone wartości parametru. Tylko na dwóch pierwszych wykresach odpowiadających regularnym funkcjom kowariancji z jedną dominującą wartością własną parametr Mandela  $\mathcal{M}$  ma niewielkie, potencjalnie realistyczne wartości, odpowiednio 1.72 i 8. Dla natężenia pompy ramanowskiej  $300 \text{ mW}/\text{cm}^2$  otrzymaliśmy zatem stan o statystyce bliskiej jednomodowemu stanowi termicznemu.



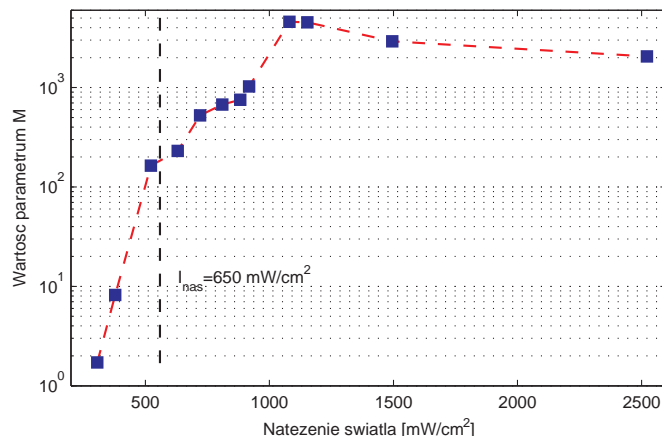
Rysunek 4.21: Histogramy zliczeń liczby fotonów, tu przedstawione jako empiryczne rozkłady prawdopodobieństwa wraz z dopasowanymi krzywymi modelowymi (czerwony). Natężenia użytej pompy ramanowskiej: a) 300 mW/cm<sup>2</sup> b) 380 mW/cm<sup>2</sup> c) 520 mW/cm<sup>2</sup> d) 2520 mW/cm<sup>2</sup>. Tylko w przypadku a) i b) możemy mówić o statystyce stanu termicznego, gdyż dla c) i d) niechybnie wkraczamy w nasycony reżim procesu gdzie generowany stan jest inny.

W innych przypadkach, gdzie  $\mathcal{M}$  wynosi odpowiednio 164 oraz ponad 2000, najprawdopodobniej nie mamy już do czynienia ze światłem termicznym. Parametr  $\mathcal{M}$  traci wtedy znaczenie efektywnej liczby modów termicznych w świetle, a staje się stosunkiem kwadratu średniej do wariancji natężenia. Jego zależność od natężenia przedstawiłem na wykresie 4.22.

Na podstawie funkcji kowariancji  $V$  i przy znanym średniej mocy rozproszenia od czasu, można określić ewolucję liczby modów w funkcji czasu wraz z ewolucją powstawania SRR. Średnia liczba fotonów będzie proporcjonalna do energii czyli całki ze średniej mocy w odpowiednich granicach  $0, t$ . Wielkość ta ma fizyczne znaczenie średniego obsadzenia w płaskim modzie czasowym ograniczonym do  $0, t$ . Analogicznie można policzyć wariancję liczby fotonów w funkcji czasu, co sprowadzi się do obliczenia całki:

$$\Delta N_t^2 = n_0^2 \int_0^t \int_0^t V(t', t'') dt' dt'', \quad (4.4)$$

gdzie  $n_0$  to liczba fotonów w jednostce energii. Na wykresach 4.23 pokazuję ewolucję wartości parametru  $\mathcal{M}$  jako średniej liczby modów na tle średniego natężenia od czasu. W obu przypadkach lekkie przesunięcie krzywej w dół (wartość  $\mathcal{M}$  nie powinna schodzić poniżej 1) wynika z niedokładności wyznaczenia składowej stałej natężenia pochodzącej od tła. Taka

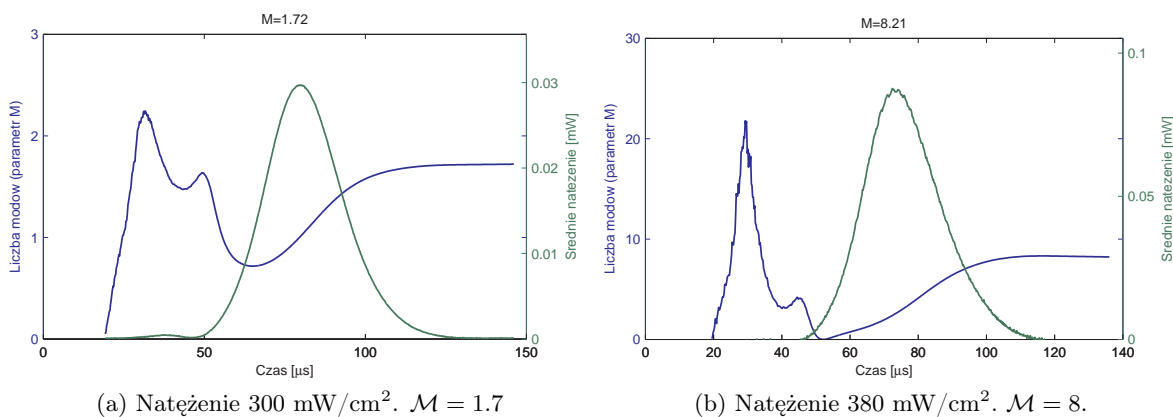


Rysunek 4.22: Zależność wartości parametru  $\mathcal{M}$  od natężenia światła. Przy dużych natężeniach światła rozproszenie Ramana się nasyci i znaczenie parametru  $\mathcal{M}$  traci sens jako liczba modów dla światła termicznego, a pozostaje jedynie stosunkiem kwadratu średniej do wariancji liczby fotonów. Na wykres naniosłem natężenie  $I_{nas}$ , które wyznaczało jakościową granicę pomiędzy charakterem obserwowanego rozproszenia (por. Rys. 4.9)

stała wchodzi do wszystkich wyrazów z wyrażenia na  $\mathcal{M}$  ((4.3)), którą ciężko było wyeliminować w procesie analizy wyników. Na początku ewolucji, zanim natężenie osiągnie swoje średnie maksimum, liczba modów gwałtownie rośnie, potem spada (po drodze osiąga maksimum lokalne). Zmiany te świadczą o tym, że na początku procesu SRR powstaje wiele niezależnych modów, z których ostatecznie tylko jeden jest w stanie pokonać straty.

Dalsze narastanie i stabilizowanie liczby modów jest już procesem nasyceniowym, w którym światło prawdopodobnie traci swe kwantowe własności.

Do celów obserwacji efektu pamięci kwantowej będę wykorzystywał zatem tylko początek ewolucji SRR, wyłączając impuls pompy ramanowskiej na początku narastania sygnału rozproszenia.



(a) Natężenie  $300 \text{ mW/cm}^2$ .  $\mathcal{M} = 1.7$

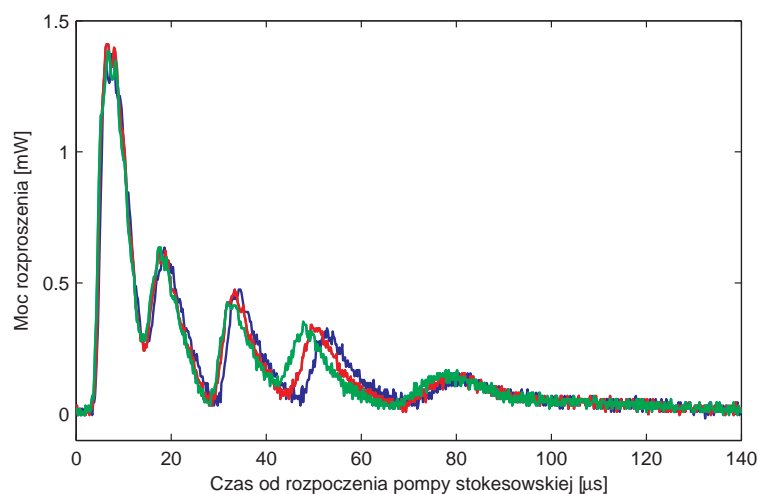
(b) Natężenie  $380 \text{ mW/cm}^2$ .  $\mathcal{M} = 8$ .

Rysunek 4.23: Ewolucja parametru  $\mathcal{M}$  (mającego sens liczby obsadzonych modów stanu termicznego) i średniego natężenie w funkcji czasu. Na początku procesu SRR powstaje wiele niezależnych modów światła, z których większość ginie w wyniku procesów tłumienia. Ostatecznie stan liczby modów światła stabilizuje się na pewnej ustalonej wartości.

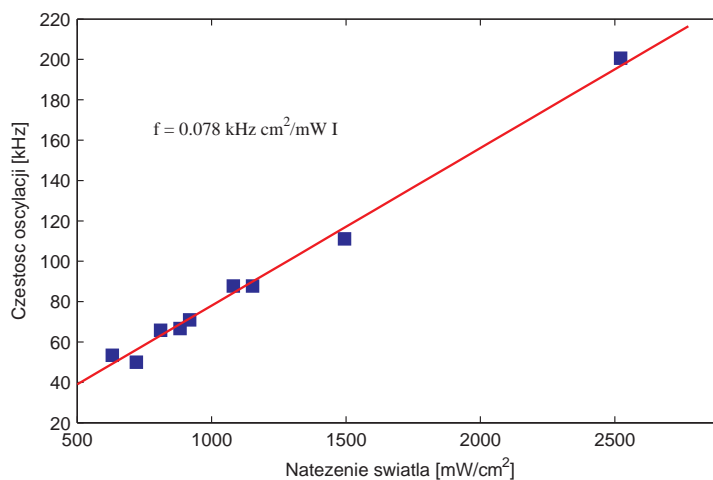
## 4.6. Egzotyczne oscylacje w nasyconym rozpraszaniu Ramana

Zaskakującą obserwacją, którą dokonałem podczas badania właściwości SRR, było odkrycie oscylacji mocy rozproszenia w reżimie dużych natężeń pompy ramanowskiej.

Oscylacje miały swoją częstotliwość, która – jak sprawdziłem – była wprost proporcjonalna do natężenia (bez składowej stałej). Na wykresie znajdującym się na Rys. 4.25 pokazuję zmierzone częstotliwości w funkcji natężenia światła. Stała proporcjonalności wynosi  $78 \text{ Hz}\cdot\text{cm}^2/\text{mW}$ . Zgodnie z naszą wiedzą, podobne zjawisko nie było dotychczas prezentowane w literaturze. Na razie nie byliśmy w stanie wyjaśnić jego pochodzenia oraz znaczenia częstotliwości oscylacji. Wymaga ono dużo bardziej złożonego modelu niż ten przedstawiony w Rozdziale 1. Ten nowy wynik pozostawiam jako punkt wyjścia i miejsce odniesienia do dalszych badań tego zjawiska.



Rysunek 4.24: Oscylacje mocy wygenerowanego rozproszenia o nieznanym pochodzeniu. Natężenie pompy ramanowskiej  $2.4 \text{ kW}/\text{cm}^2$ , odstrojenie od  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ ,  $\Delta = 3.4 \text{ GHz}$ . Na wykresie przedstawiłem trzy realizacje procesu.



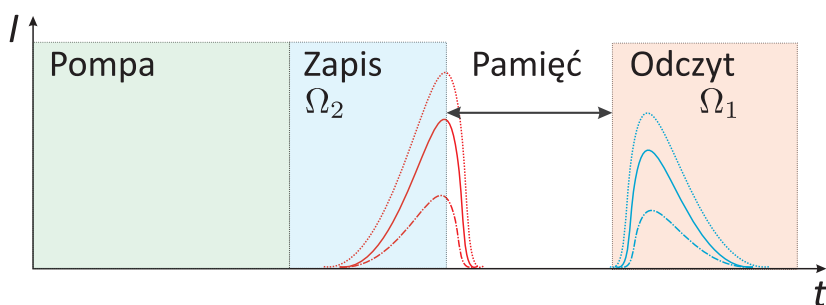
Rysunek 4.25: Częstotliwość oscylacji była wprost proporcjonalna do natężenia światła ze stałą proporcjonalności  $78 \text{ Hz}\cdot\text{cm}^2/\text{mW}$ .  $\Delta = -1 \text{ GHz}$ . Częstotliwości oscylacji wzięte jako odwrotność mediany odległości między pikami w czasie.



## Rozdział 5

# Makroskopowa pamięć kwantowa

### 5.1. Idea pamięci kwantowej



Rysunek 5.1: Kolejne etapy generowania i obserwacji efektu pamięci kwantowej.

W poprzednim rozdziale pokazałem, że stokesowskie rozproszenie Ramana jest spontanicznym procesem stochastycznym. Dla małych natężeń pompy ramanowskiej, liczba fotonów rozproszenia spełnia statystykę wielomodowego stanu termicznego. Z teoretycznych przewidywań wynika, że w procesie rozproszenia generowane jest również wzbudzenie atomowe, które łącznie z rozproszonym światłem znajduje się w dwumodowym stanie ściśniętym.

W Rozdziale 1 opisałem sposób na odwrotną konwersję, tj. konwersję wzbudzenia na światło, za pomocą rozproszenia antystokesowskiego. Dzięki temu procesowi mod wzbudzenia atomowego konwertowany jest na mod pola elektrycznego. Sekwencja impulsów światła w opisywanym procesie przedstawiona jest na Rys. 5.1.

Można spojrzeć na to zjawisko w następujący sposób. W procesie zapisu uzyskujemy  $n$  fotonów oraz  $n$  wzbudzeń, gdzie  $n$  jest zmienną losową ulegającą zmianie od realizacji do realizacji. W wyniku procesu odczytu w idealnym przypadku całe wzbudzenie zamieni się z powrotem na światło, dając nam  $n$  fotonów rozproszenia antystokesowskiego. W ten sposób uzyskamy perfekcyjną korelację pomiędzy liczbą fotonów światła stokesowskiego i antystokesowskiego.

W rzeczywistości do pełnego opisu zjawiska potrzebujemy kwantowego traktowania pola elektromagnetycznego, który omówiłem w Rozdziale 1. W przypadku bezstratnego procesu rozproszenia stokesowskiego a następnie antystokesowskiego uzyskujemy dwumodowy stan ściśnięty (1.73). Wykazuje on idealne korelacje pomiędzy liczbami fotonów w obu modach, mimo statystyki termicznej każdego modu z osobna.

W przeciwieństwie do dwumodowego ściśniętego stanu światła generowanego w spontanicznym procesie parametrycznego podziału częstości [24], w tym procesie drugi mod światła

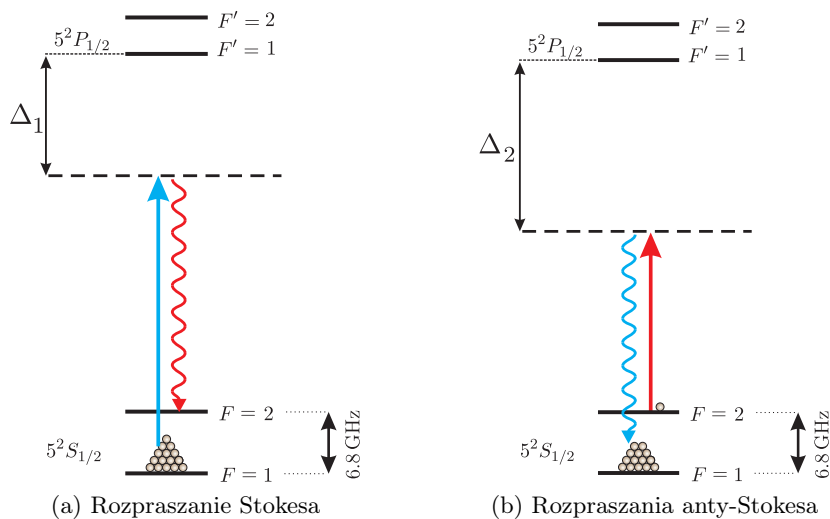
uwalniany jest z zadanym opóźnieniem za pomocą ramanowskiej pompy antystokesowskiej. Do tego czasu stan światła przechowywany jest w postaci wzbudzenia atomowego. Zjawisko przechowywania kwantowego stanu światła w ośrodku określa się terminem: *pamięć kwantowa*. Po raz pierwszy, w identycznym schemacie doświadczenia jak przeprowadzony u mnie, zjawisko to zostało zademonstrowane w 2003 roku [8].

Dzięki starannemu przygotowaniu warunków fizycznych procesu udało mi się z sukcesem zaobserwować efekt makroskopowej pamięci kwantowej. Zaobserwowane zjawisko jest makroskopowe, ponieważ mam do czynienia z bardzo dużą ilością wywoływanych wzbudzeń i rozproszonych fotonów (do  $10^{10}$ ).

Maksymalny czas życia pamięci kwantowej wynosił  $17 \mu s$ . Stwierdziłem, zgodnie z przewidywaniami, bardzo silne korelacje pomiędzy światłem stokesowskim i antystokesowskim. Korelacje te są dowodem na kwantową i spójną naturę procesu generacji światła. Są także przesłanką do tego, że w reżimie mniejszej liczby rozproszonych fotonów przy zastosowaniu czulszych technik detekcyjnych wprowadzona w tym rozdziale zredukowana wariancja różnicy liczby fotonów, rozproszeń przekroczyłaby klasyczną granicę szumu śrutowego.

## 5.2. Układ eksperymentalny

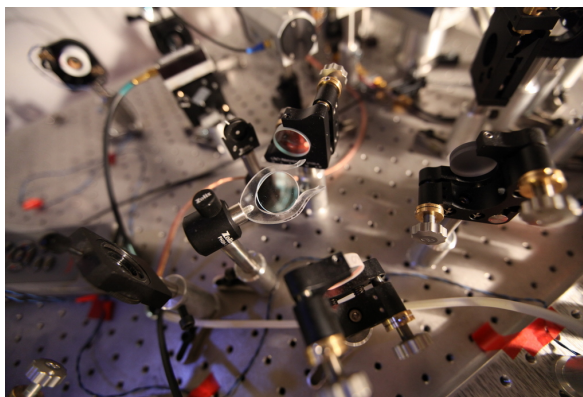
Zastosowany układ doświadczalny był identyczny z układem opisanym w poprzednim rozdziale i został przedstawiony na Rys. 4.5. Schemat poziomów w procesie przedstawiam na Rys. 5.2. Wiązka niebieska oznaczała ramanowską pompę stokesowską, a czerwona – antystokesowską. Pompa stokesowska wywoływała przejście ramanowskie z pełnego poziomu  $F = 1$ , wskutek czego powstało wzbudzenie na  $F = 2$ . Pompa antystokesowska wywoływała przejście odwrotne, zaczynające się z  $F = 2$ , w wyniku czego nastąpiła z powrotem konwersja wzbudzenia na światło. Odstrojenia dla obu wiązek od poziomu wzbudzonego  $F' = 1$  były różne. Antystokesowski proces konwersji wzbudzenia na światło nie wymagał użycia pompy o częstotliwości bezwzględnej takiej jak częstota światła rozpraszania stokesowskiego. Pozwoliło to również uniknąć wymuszonego rozpraszania Ramana (z udziałem światła przeciekającego przez AOM-y). W przypadku opisywanych wyników  $\Delta_2 - \Delta_1 = 200$  MHz. Domyślnie jako odstrojenie fotonowe będą podawał odstrojenie pompy stokesowskiej ( $\Delta_1$ ).



Rysunek 5.2: Układ poziomów w procesie zapisu i odczytu z pamięci kwantowej.

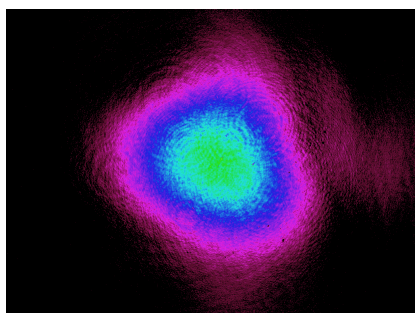


Dioda laserowa LD2 produkowała sama z siebie wiązkę bardzo astygmatyczną. Sprawny proces odczytu wymagał dopasowania przestrzennego obu wiązek. Na Rys. 4.5 naniesione są zastosowane soczewki, przez których pochylenie kompensowałem astygmatyzm wiązki. Zdjęcie z Rys. 5.3 przedstawia ostatnią pochyloną soczewkę  $f = 1000$  mm użytą do kompensacji astygmatyzmu wiązki.

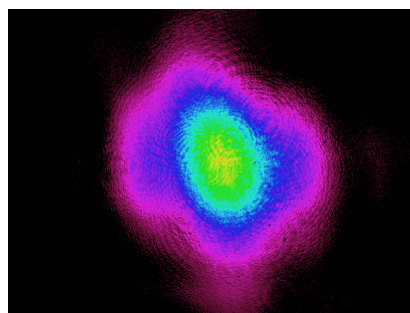


Rysunek 5.3: Jedna z pochylonych soczewek (środek zdjęcia,  $f = 1000$  mm) korygujących astygmatyzm wiązki z lasera LD2.

W wyniku iteracyjnego procesu optymalizacji udało mi się uzyskać wiązkę o parametrach zbliżonych do wiązki z lasera LD1 na całej długości komórki. Zadbałem o najlepsze nakładanie się wiązek. Obrazy wiązek z kamery, zaraz przed wejściem do komórki, wraz z parametrami przedstawiam na Rys. 5.4.



(a) Wiązka z LD1. Szerokości połówkowe 0.83 mm (pozioma), 0.76 mm (pionowa).



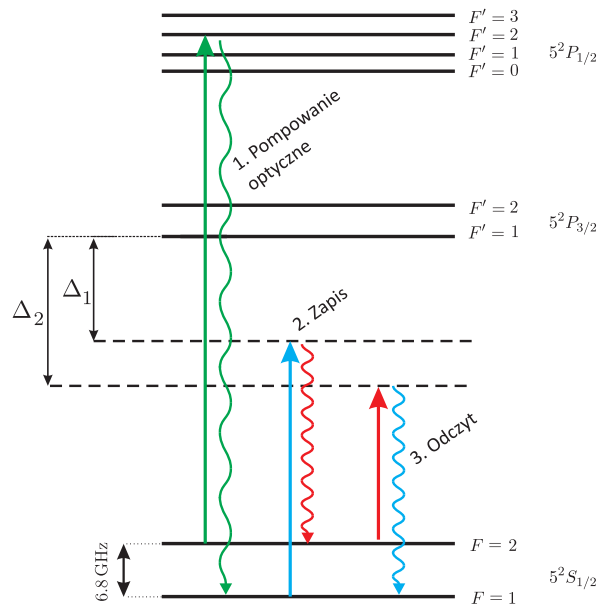
(b) Wiązka z LD1. Szerokości połówkowe 0.59 mm (pozioma), 0.78 mm (pionowa).

Rysunek 5.4: Obrazy z kamery wiązek użytych w eksperymencie, po korekcji astygmatyzmu. Pomiary bezpośrednio przed wejściem do komórki z rubidem.

### 5.3. Czas życia pamięci kwantowej $T_2$

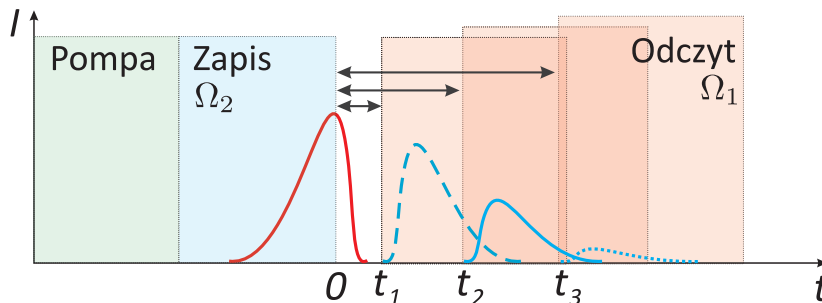
Po starannym przygotowaniu układu opisanym powyżej zaobserwowałem udany proces odczytu w postaci antystokesowskiego rozpraszania Ramana. Układ wszystkich poziomów i wiązek wykorzystanych i wygenerowanych w procesie został zaznaczony na Rys. 5.5.

Zastosowany czas trwania stokesowskiej pompy ramanowskiej był krótki i wynosił 1-4  $\mu\text{s}$ . Dzięki krótkiemu czasowi rozpraszanie stokesowskie było obcinane tylko do początku swo-

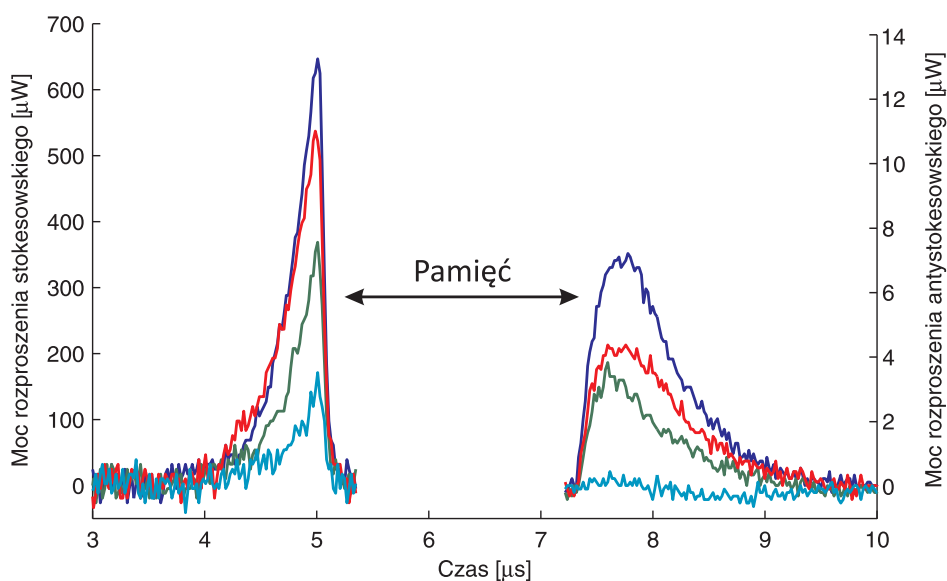


Rysunek 5.5: Pełny schemat poziomów wykorzystany w przy obserwacji efektu pamięci kwantowej. Kolejno (od lewej) następują po sobie procesy: 1. pompowania optycznego (na linii D2), 2. rozproszenia stokesowskiego i 3. rozpraszania antystokesowskiego. Wszystkie wiązki miały polaryzację liniową.

jego trwania tak, że nie osiągało jeszcze nasycenia o czym pisałem w poprzednim rozdziale. Impuls pompy antystokesowskiej włączany był z opóźnieniem w stosunku do końca impulsu pompy stokesowskiej, tak jak przedstawiłem to na Rys. 5.1. Czas trwania pompy antystokesowskiej wynosił typowo 10 – 20  $\mu\text{s}$ , co znacznie przekraczało czas trwania rozproszenia antystokesowskiego (rzędu 1  $\mu\text{s}$ ).



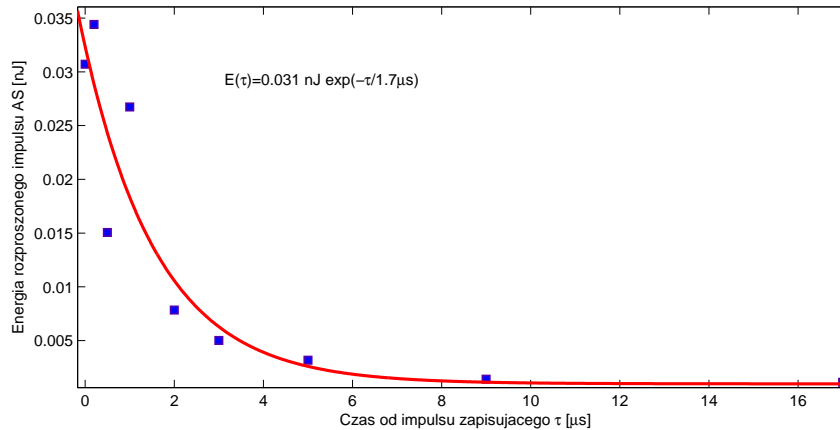
Rysunek 5.6: Sekwencja impulsów wykorzystanych w pomiarze czasu życia pamięci kwantowej. Impuls zapisujący był przerywany na początku narastania rozproszenia stokesowskiego. Po pewnej przerwie, odpowiadającej czasowi przechowywania wytworzonego wzbudzenia w ośrodku, przykładany był antystokesowski impuls odczytujący w wyniku którego wzbudzenie atomowe odtwarzało się na światło rozproszenia antystokesowskiego.



Rysunek 5.7: Kilka realizacji generacji światła rozproszenia stokesowskiego (po lewej) oraz rozproszenia antystokesowskiego (po prawej). Te same realizacje oznaczone są identycznymi kolorami. Zarejestrowane rozproszenie po czasie  $2 \mu\text{s}$  przechowywania w pamięci ośrodka. Oba sygnały charakteryzują się dużą losowością amplitudy, jednak były ze sobą silnie skorelowane. Sprawność odzyskiwania energii około 1%. Moc pompy stokesowskiej: 13.6 mW, moc pompy antystokesowskiej: 10.4 mW. Odstrojenia pomp od  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ :  $\Delta_1 = -700$  MHz,  $\Delta_2 = -570$  MHz.

Na Rys. 5.7 przedstawiam przykładową serię pomiarów rozproszenia wygenerowanego w procesie zapisu i odczytu. Stosunek energii jest obu pól jest niewielki i wynosił około 1%. Na pierwszy rzut oka widać, że zarówno w polu stokesowskim jak i antystokesowskim moc rozproszenia fluktuuje od realizacji do realizacji procesu. Widać również, że oba pola wykazują pewne korelacje. W sposób ilościowy zbadam te korelacje w dalszej części rozdziału. Będą one wskaźnikiem na redukcję szumu zliczeń różnicy fotonów, która w odpowiednich warunkach może stać się *kwantowym ściśnięciem* stanu światła poniżej poziomu szumu śrutowego.

Czas życia pamięci kwantowej był czasem życia spójności atomowej wytworzonej w procesie zapisu. Ten z kolei był czasem relaksacji poprzecznej stanu podstawowego  $T_2$ . Zmierzyłem czas życia pamięci kwantowej, dokonując pomiaru energii w procesie odczytu, w funkcji czasu przechowywania w ośrodku  $\tau$ . Na Rys. 5.8 pokazuję zmierzone wartości energii wraz z odpowiednim dopasowaniem krzywej eksponencjalnej.



Rysunek 5.8: Średnia energia rozproszonego światła antystokesowskiego w procesie odczytu. Dopasowałem krzywą zaniku eksponencjalnego z czasem  $E(\tau) = 0.031 \text{ nJ} \exp(-\tau/1.7 \mu\text{s})$ .

Maksymalnym czasem dla którego udało się zaobserwować przechowywanie i odtwarzanie spójnych zbudzeń do pola antystokesowskiego było  $17 \mu\text{s}$ . Z dopasowania, charakterystyczny czas zaniku dla tego procesu, który będę traktował jako czas relaksacji poprzecznej ośrodka wynosi.

$$T_2 \approx 1.7 \mu\text{s}$$

Czasowi  $T_2$  odpowiada parametr  $\gamma$  równy:

$$\gamma = \frac{2\pi}{T_2} \approx 3.69 \text{ MHz}$$

Wartość ta znacznie przekracza wartości wyznaczone w rozdziałach 2 i 3. Należy jednak pamiętać, że pomiary z rozdziałów 2 i 3 wykonywane były w warunkach pracy ciągłej wiązek, nie impulsowej jak tutaj. W przypadku pracy ciągłej spójność atomowa namnażała się w całej objętości komórki, a czas swobodnej dyfuzji ograniczony był przez średnicę komórki.

W przypadku omawianej pracy impulsowej znaczenie ma średnica wiązki, tj. obszaru, w którym generowane było wzbudzenie. W tym przypadku, dla średnicy wiązki około  $0.7 \text{ mm}$ , parametr zaniku spójności w wyniku dyfuzji wynosi  $\gamma_{diff} = 1.3 \text{ MHz}$ , co jest rzędu wielkości zmierzonego parametru. Podobnie jak we wcześniejszych rozdziałach, na podstawie pomiaru czasu  $T_2$  można wysnuć wniosek, że jesteśmy ograniczeni głównie przez dyfuzję, a defazowanie od pola magnetycznego udało się zredukować do zaniedbywalnego poziomu.

## 5.4. Korelacje

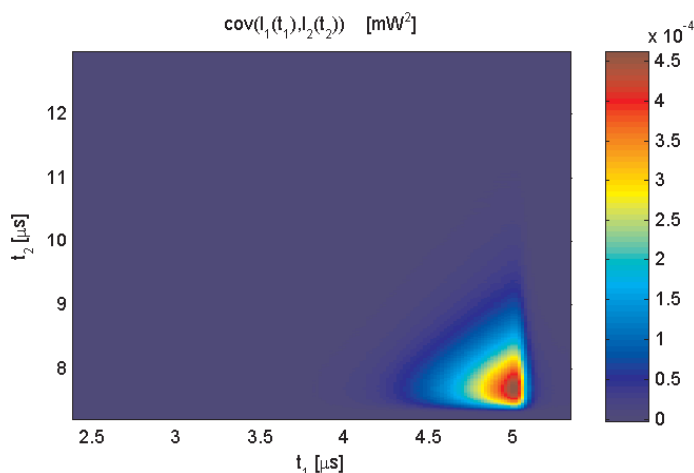
Z pomiarów SRR z poprzedniego rozdziału wynika, że światło rozproszenia, w reżimie przed nasyceniem, wykazuje bardzo duży rozrzut energii, a statystyka liczby fotonów rozproszenia spełnia statystykę wielomodowego światła termicznego. Już pierwsze wykonane przeze mnie pomiary rozpraszania antystokesowskiego wskazały, że oba światła rozproszenia są ze sobą powiązane. Mimo bardzo dużej wariancji ( $\Delta N^2 \sim \langle N \rangle^2$ ) energii światła rozproszonego stokesowsko, rozproszenie antystokesowskie wykazywało ewidentną korelację z poprzedzającym je rozproszeniem stokesowskim.

W celu ilościowego zbadania korelacji pomiędzy rozproszeniami posłużyliśmy się zaawansowanymi metodami statystycznego opisu procesu. W Rozdziale 4 zmierzylem funkcję kowariancji dla światła SRR. Jej rozkład na wartości własne pokazał jej separowalność dla małych natężeń pompy (jedna wartość własna była dominująca). Funkcja kowariancji wskazała też na duże korelacje pomiędzy różnymi chwilami czasu dla wygenerowanego światła, co świadczyło o tym, że generacja rozproszenia następuje do modów pola rozciągłych czasowo.

W przypadku procesu zapisu i odczytu zmierzylem funkcję kowariancji wzajemnej pomiędzy natężeniami światła stokesowskiego i antystokesowskiego  $I_1(t)$ ,  $I_2(t)$ , zdefiniowaną następująco:

$$C(t, t') = \text{cov}[I_1(t), I_2(t')] = \langle I_1(t)I_2(t') \rangle - \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t') \rangle \quad (5.1)$$

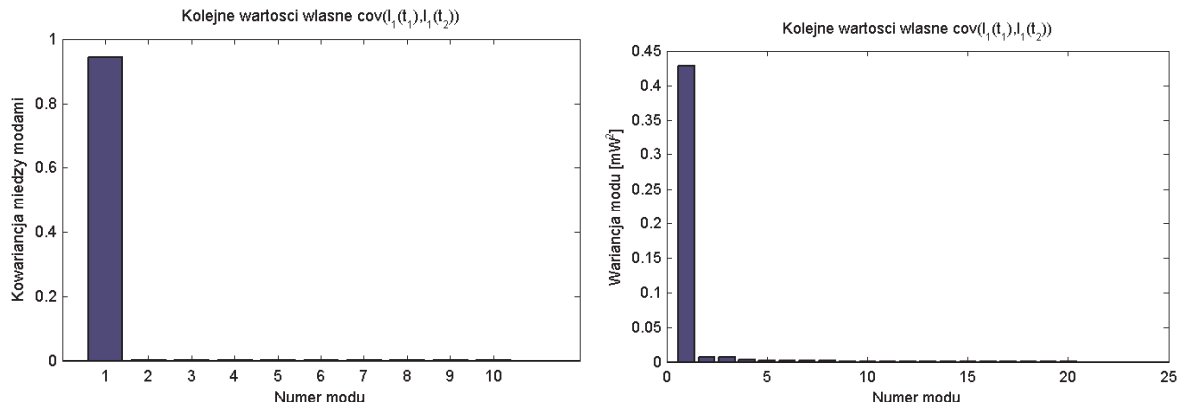
Poniżej prezentuję zmierzoną funkcję kowariancji wzajemnej dla  $\Delta_1 = -700$  MHz,  $\Delta_2 = -570$  MHz i mocy pompy stokesowskiej: 13.6 mW, antystokesowskiej: 10.4 mW. Czas trwania impulsów zapisujących i odczytujących wynosił  $2.5 \mu\text{s}$ , natomiast czas przechowywania w pamięci to  $2 \mu\text{s}$ .



Rysunek 5.9: Funkcja kowariancji wzajemnej  $C(t, t')$  natężenia rozproszenia stokesowskiego i antystokesowskiego. Moc pompy stokesowskiej: 13.6 mW, moc pompy antystokesowskiej: 10.4 mW. Odstrojenia pomp od  $F = 2 \rightarrow F' = 1$ :  $\Delta_1 = -700$  MHz,  $\Delta_2 = -570$  MHz.

Mając do dyspozycji funkcję kowariancji wzajemnej oraz funkcję kowariancji dla rozproszenia stokesowskiego i antystokesowskiego, można znaleźć parę najbardziej skorelowanych modów. Sposób znalezienia takich modów przedstawiam w dodatku A, a wykorzystuję w następnej sekcji.

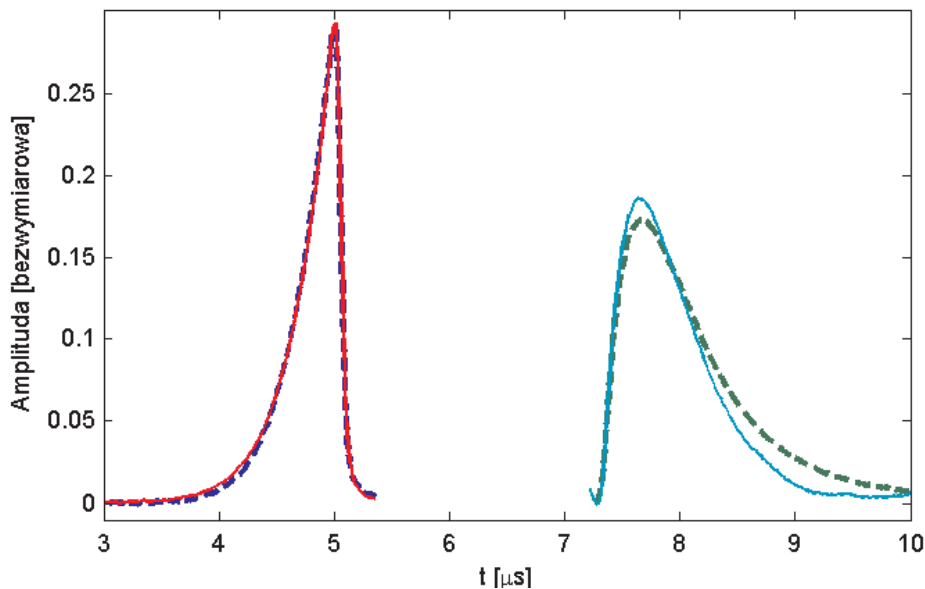
W zaprezentowanym przypadku występuje tylko jeden dominujący mod i tylko jedna para modów ma dominującą korelację 5.10a. Koresponduje to z proporcją wartości własnych macierzy kowariancji dla  $I_1$ , co zostało przedstawione na wykresie 5.10b.



(a) Kolejne wartości osobliwe macierzy kowariancji wzajemnej  $C(t, t')$ . (b) Kolejne wartości własne macierzy kowariancji światła stokesowskiego  $V(t, t')$ .

Rysunek 5.10: Rozkład zarówno macierzy kowariancji wzajemnej  $C(t, t')$ , jak i obu macierzy kowariancji wskazuje na obecność w zjawisku jednego silnie obsadzonego modu światła.

W tym wypadku para modów własnych macierzy kowariancji wzajemnych jest identyczna do odpowiednich modów macierzy kowariancji (z największą wartością własną). Obie funkcje modowe prezentują na wykresie: 5.11. Porównuję ich wartości z wartością średnią natężenia światła (dla przejrzystości unormowaną). Bardzo duże podobieństwo kształtu obu funkcji potwierdza, że opisują one pojedynczy, silnie obsadzony mod pola obecny w procesie.



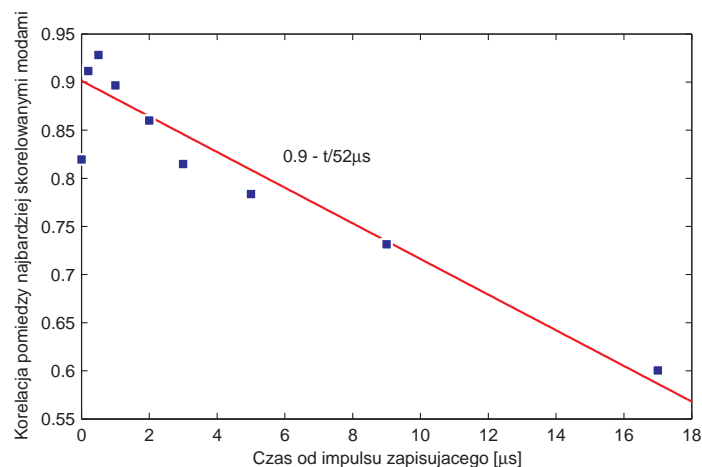
Rysunek 5.11: Porównanie modów własnych macierzy  $C$  z Rys. 5.9, ze średnim natężeniem rozprożeń od czasu (linie przerywane). Dane zostały znormalizowane w celach porównawczych.

Mając do dyspozycji funkcje modowe  $u_i$ , a także odpowiednie macierze kowariancji  $V_i$  i kowariancji wzajemnej, możemy wyznaczyć korelację pomiędzy tymi modami jako:

$$\xi = \frac{u_1^T C u_2}{\sqrt{u_1^T V_1 u_1} \sqrt{u_2^T V_2 u_2}} = 0.944$$

Więcej szczegółów na temat wyboru modów i obliczenia korelacji znajduje się w Dodatku A.

Korelacja zależała od czasu przechowywania w pamięci. Na wykresie prezentuję zmierzoną wartość korelacji w funkcji czasu przerwy między impulsami stokesowskiej i antystokesowskiej pompy ramanowskiej. Idea pomiaru jest taka sama jak wcześniej (Rys. 5.6). Oba mody były skorelowane w coraz mniejszym stopniu przy zwiększaniu przerwy między impulsami. Spadek wartości korelacji blisko zerowej przerwy wiązał się tylko i wyłącznie z zakłóceniami pomiaru gdy impulsy pomp padające na fotodiody, prawie się zaczynały nakrywać.



Rysunek 5.12: Korelacja pomiędzy najbardziej skorelowanymi modami w rozproszeniu stokesowskim i antystokesowskim spadała w funkcji czasu pomiędzy impulsem zapisującym i odczytującym. Dwa pierwsze punkty o mniejszej korelacji niż trzeci odnoszą się do sytuacji, gdy światło S i AS nakładało się na odpowiedź fotodiody od impulsów zapisujących i odczytujących. Do reszty punktów dopasowałem zależność liniową  $0.9 - t/52 \mu s$ .

## 5.5. Redukcja szumu

Wskaźnikiem kwantowego pochodzenia światła jest korelacja pomiędzy rozproszeniem stokesowskim i antystokesowskim. W przypadku ściśniętego stanu dwumodowego korelacje pomiędzy liczbą fotonów w obu rozproszeniach są perfekcyjne. Mimo bardzo dużego rozrzutu liczby fotonów w pojedynczym modzie możemy ją bezbłędnie przewidzieć, mając daną liczbę fotonów światła stokesowskiego. W ogólniejszym przypadku, miarą jakości tego przewidywania jest tzw. *wariancja zredukowana*:

$$\Delta(N_2 - gN_1)^2, \quad (5.2)$$

którą obliczamy na podstawie statystyki liczby fotonów rozproszeń w jakichś określonych modach. Zmniejszanie się tej wariancji w przypadku skorelowanych stanów nosi nazwę *redukcji szumu*. Parametr  $g$  ma związek ze stratami i niedoskonałym odtwarzaniem w procesie odczytu. Odgrywa on również rolę wolnego parametru w procesie optymalizacji redukcji szumu, która jest przedmiotem Dodatku A. Opisuję w nim dokładną procedurę pozwalającą wyznaczyć mody, dla których (5.2) osiąga wartość minimalną (w stosunku do wariancji  $\Delta N_2^2$ ). Okazuje

się, że są to również te same tryby wykazujące maksymalną korelację liczby fotonów, która w opisanym niżej sposób wiąże się z redukcją szumu.

Niech  $\xi$  będzie wartością korelacji liczby fotonów optymalnej pary trybów światła stokesowskiego i antystokesowskiego. Wtedy dostajemy:

$$\Delta(N_2 - gN_1)^2 = (1 - \xi^2)\Delta N_2^2 \quad (5.3)$$

Wartością redukcji szumu jest zatem  $1 - \xi^2$ . W mechanice kwantowej nie ma dolnego ograniczenia nałożonego na minimalną wartość wariancji zredukowanej. W półklasycznej teorii detekcji nie można jednak zejść poniżej wartości wariancji dla stanu koherentnego ( $\Delta N^2 = \langle N \rangle$ ), co jest tzw. granicą klasyczną (poziomym szumem śrutowym) [31]:

$$(1 - \xi^2)\Delta N_2^2 \geq \langle N_2 \rangle \quad (5.4)$$

W praktyce, dla obserwowanej liczby fotonów rzędu  $10^8 - 10^{11}$ , redukcja szumu musiałaby być na poziomie co najmniej  $10^{-4}$ , co wymagało dokładności pomiarowych nieosiągalnych w przypadku zastosowanych urządzeń pomiarowych. Można jednak było sprawdzić, czy wartość redukcji szumu jest ograniczona przez możliwości techniczne układu, czy też ma swoje podstawy fizyczne. Po podstawieniu powyżej zaprezentowanych pomiarów, uzyskałem:

$$\Delta(N_2 - gN_1)^2 = (1 - \xi^2)\Delta N_2^2 = (1 - 0.944^2) \cdot 1.23 \cdot 10^{14} = 1.34 \cdot 10^{13}$$

Tę wartość można odnieść do poziomu szumu technicznego zdefiniowanego przeze mnie jako wariancja „zliczeń fotonów”<sup>1</sup>  $\Delta\eta^2$  w układzie detekcji, z zablokowanym wchodzeniem do układu rozproszenia antystokesowskiego. Wyznaczona wartość wyniosła  $\Delta\eta^2 = 1.92 \cdot 10^{13}$ . Zmierzona zredukowana wariancja wynosi zatem 0.7 wartości szumu technicznego. Jest to dowód na to, że podstawowym ograniczeniem związanym z redukcją szumu są nie zjawiska fizyczne odbywające się w komórce, a ograniczenia techniczne detekcji. Wynik ten jest również poszlaką, na to że wygenerowany makroskopowy stan światła cechował się w istocie znacznie większymi korelacjami pomiędzy trybami.

Można spekulować, czy redukcja szumu osiągnęła granicę szumu śrutowego a tylko była niedostępna ze względu na ograniczenia techniczne. Z pewnością dokładniejsze sprawdzenie tego zjawiska będzie przedmiotem naszych dalszych badań.

---

<sup>1</sup>Dokonywałem pomiaru energii światła rozproszonego za pomocą wykalibrowanych fotodiod, a następnie obliczałem z niego liczbę fotonów.



# Podsumowanie

Przedstawiona praca magisterska, *Kwantowe stany światła generowane w procesie rozpraszania Ramana w parach rubidu*, była eksperymentalnym studium tytułowego zjawiska, a jej celem było przygotowanie gruntu pod budowę zaawansowanych układów pamięci i generatorów kwantowych stanów światła. Poprzez zbadanie i zrozumienie mechanizmów rządzących dwufotonowymi interakcjami światła i materii udało się zaobserwować szereg nowych i ciekawych zjawisk.

Wszystkie omówione układy były zbudowane od podstaw, a prace miały charakter pionierski w lokalnym środowisku. Duże wymagania względem pożądanych warunków fizycznych wymusiły konieczność bardzo uważnego doboru parametrów pracy układu i weryfikacji zrozumienia badanych procesów na każdym poziomie. Obserwacja któregośkolwiek z opisanych zjawisk poprzedzona była długimi i żmudnymi próbami, które stopniowo przybliżyły nas do zadowalających rezultatów.

Głównym wynikiem pracy było znalezienie i stworzenie warunków, w których pomyślnie udało mi się zaobserwować efekt pamięci kwantowej. Rezultat ten był poprzedzony badaniami procesów dekoherencji w układzie z wykorzystaniem nieliniowego obrotu Faradaya, zjawiska wzmocnienia Ramana oraz spontanicznego, wzmocnionego rozproszenia Ramana. Były to trzy niezależne sytuacje pomiarowe wymagające budowy osobnych, coraz to bardziej złożonych układów optycznych.

W Rozdziale 1 przedstawiłem model teoretyczny pozwalający zrozumieć obserwowane efekty wzmocnienia i rozproszenia Ramana. Wprowadziłem kwantowy formalizm opisu zjawisk, z którego wyciągnąłem wnioski na temat dekoherencji, poszerzeń linii i przesunięć Starka.

Kolejnym etapem było eksperymentalne zbadanie zjawisk dekoherencji, zarówno w procesie defazowania w niejednorodnym polu magnetycznym, jak i w wyniku dyfuzji opisane w Rozdziale 2. Dzięki ekranowaniu od zewnętrznego pola magnetycznego udało się osiągnąć niejednorodności pola wewnątrz komórki z Rubidem rzędu 1.4mG. Ponadto, staranna kompensacja niejednorodności pola wytwarzanego przez cewkę wewnątrz ekranu pozwoliła obniżyć je do względnej wartości 2%. Zastosowanie komórki z rubidem z gazem buforowym w postaci kryptonu (ciśnienie 0.5 tora) pozwoliło osiągnąć względny kompromis pomiędzy dekoherencją w wyniku dyfuzji a ciśnieniowym poszerzeniem linii w układzie. W pomiarach magnetooptycznego efektu nieliniowego obrotu Faradaya wyznaczyłem stałą zaniku spójności  $\gamma = 10$  kHz, która wskazuje na główne ograniczenie spójności przez dyfuzję atomów do ścianek komórki.

W Rozdziale 3 zademonstrowałem wzmocnienie Ramana na wiązkach laserowych (780 nm) w reżimie pracy ciągłej. Spójność wiązek, którą osiągnąłem dzięki budowie stabilnego układu interferometrycznego, optymalizacja polaryzacji wejściowych, a także zastosowanie pompowania optycznego doprowadziły do udanej obserwacji wzmocnienia Ramana. Szerokość rezonansu dwufotonowego w niezerowych polach magnetycznych wynosząca 13 kHz była zgodna z wyznaczonym wcześniej parametrem zaniku spójności  $\gamma$ . Przeprowadziłem również badanie wpływu efektu Starka i poszerzenia natężeniowego na zjawisko. Wyniki wskazały na

konieczność użycia wiązek o dużej średnicy.

W Rozdziale 4 opisuję udane obserwacje spontanicznego, wzmocnionego rozproszenia Ramana (SRR). Zaobserwowane światło miało makroskopowe moce dochodzące do 2 mW. Optymalna generacja następowała w temperaturze 120 °C przy odstrojeniu pompy ramanowskiej o 1 GHz na zewnątrz przejścia od  $F = 2$  na linii D1 (795 nm). Wyszczególniliśmy reżim natężeń pompy ramanowskiej, dla którego generowany stan kwantowy światła był wielomodowym stanem termicznym. Ustaliłem próg generacji SRR dla natężenia na około 220 mW/cm<sup>2</sup>. Przeprowadziłem także obserwacje przesunięcia Starka dla badanego procesu dwufotonowego. Ponadto, przeprowadziłem badania nasyconego SRR dla dużych natężeń pompy ramanowskiej, które ujawniły nieznane oscylacje mocy SRR o częstości proporcjonalnej do natężenia wiązki rozpraszanej. Zarówno badania efektu Starka, jak i obserwacje oscylacji mocy nasyconego SRR wedle naszej wiedzy nie były dotąd opisywane w literaturze. Pozostałe pomiary miały bardzo ważne znaczenie dla ustalenia parametrów pracy układu i zrozumienia natury zjawiska SRR.

W Rozdziale 5 korzystam z wniosków i wyników wyciągniętych z badań i analiz wykonanych w rozdziałach 1 – 4, aby z sukcesem zaobserwować efekt pamięci kwantowej. Maksymalny czas przechowywania wzbudzenia powstałego w wyniku rozproszenia stokesowskiego wynosi 17  $\mu$ s. Pomiary zostały wykonane w układzie podobnym do tego przedstawionego w 2003 w jednej z pierwszych prac pokazujących efekt pamięci kwantowej w parach atomowych [8]. Uzyskany przeze mnie czas przechowywania był o rząd wielkości większy niż w [8] (1  $\mu$ s). Świadczy to bezpośrednio o znacznej redukcji dekoherencji którą udało się wykonać. Charakterystyczny czas zaniku przechowywania wzbudzenia wynosi  $T_2 = 1.7 \mu$ s. Odpowiada to czasowi dyfuzji atomów poza średnicę wiązki, co wskazuje na istotne jakościowe różnice pomiędzy dekoherencją w reżimie ciągłej i impulsowej pracy (czego nie odnotowano w literaturze). Przebadałem właściwości światła antystokesowskiego wygenerowane go w procesie odczytu wzbudzenia z pamięci. Światło to wykazywało bardzo silne korelacje z rozproszonym światłem stokesowskim. Ponadto, wyznaczyłem parametry pomiaru, dla których proces posiada tylko jedną parę modów czasowych w rozproszeniu w procesie zapisu i odczytu. Znaleźliśmy najbardziej skorelowaną parę modów (współczynnik korelacji 95%).

Podczas sprawdzania okazało się, że korelacja nie jest idealna ze względu na szum techniczny. Zebrane wyniki pozwalają wywnioskować, że gdyby szumu nie było i gdybyśmy dysponowali układem elektronicznym o większej rozdzielczości pomiaru, to byłoby możliwe zarejestrowanie korelacji silniejszych niż dozwolone klasycznie.

Wnioski te wyciągnęliśmy, stosując standardową procedurę optymalnej estymacji energii światła antystokesowskiego przy użyciu pomiarów światła stokesowskiego opisaną szczegółowo w Dodatku A. Udaje się przewidywać 90% wariacji energii światła antystokesowskiego. Daje to 10-krotną redukcję szumu światła antystokesowskiego. Pozostałe 10% co do wielkości odpowiada szumowi elektronicznemu w zastosowanym układzie detekcji.

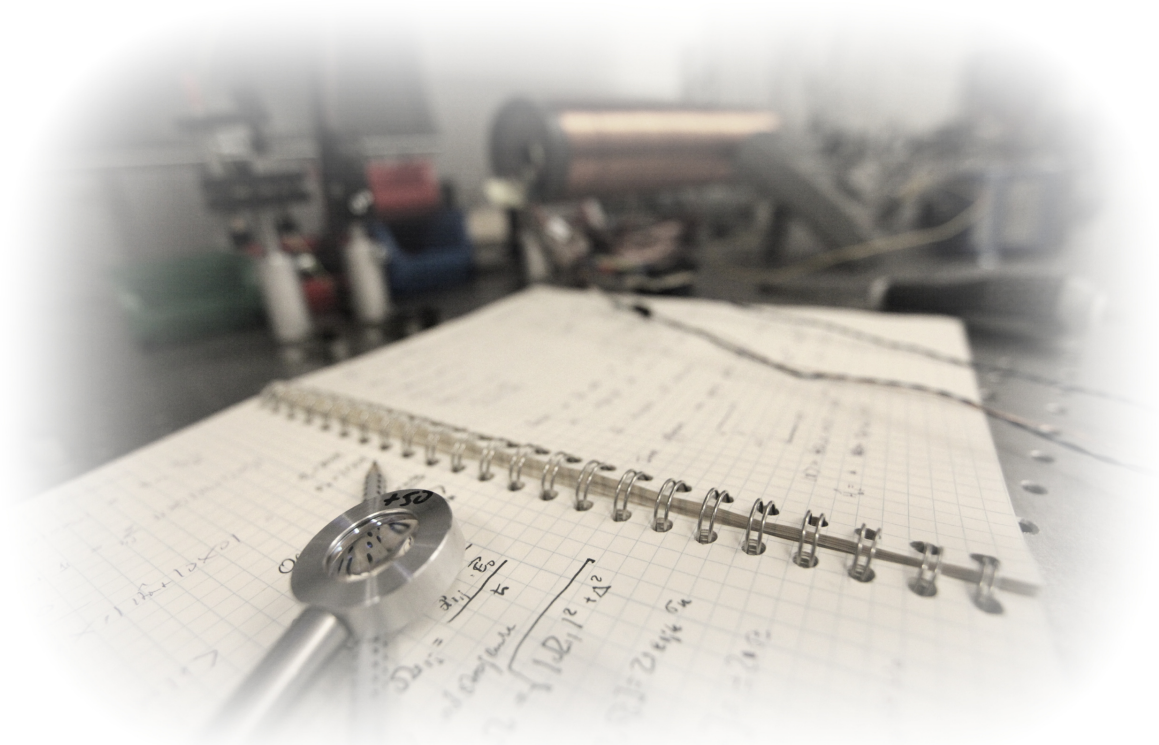
Na bazie doświadczeń z wyników opisanych w całej pracy magisterskiej mogę w tym miejscu nakreślić optymalne lub dobre warunki potrzebne do generacji i obserwacji omawianych efektów, które mogą stanowić punkt odniesienia dla przyszłych badań:

- **Pole magnetyczne** – jednorodne lub zerowe. Niejednorodności najlepiej nie większe niż 1mG.
- **Gaz buforowy** – krypton (względnie ciężki gaz szlachetny), ciśnienie 0.5 tora. Kompromis pomiędzy dyfuzją a poszerzeniem ciśnieniowym.
- **Średnica wiązek** – duża, dzięki czemu wzrasta czas utraty spójności przez dyfuzję oraz

zmniejsza się poszerzenie natężeniowe linii. Prawdopodobnie potrzebny będzie kompromis w przypadku kontroli generacji modów przestrzennych w przyszłych badaniach.

- **Rozszczepienie stanu podstawowego** – nadsubtelne.
- **Polaryzacja wiązek** – liniowa.
- **Pompowanie optyczne** – niezbędne dla procesu. Bez pompowania nie ma inwersji obsadzeń, a odwracając inwersję, można uzyskać osłabienie Ramana.
- **Temperatura** – powyżej 110 °C najlepiej 120 s°C (być może temperatura optymalna jest wyższa).
- **Warunki generacji termicznego światła jednomodowego** – krótki czas trwania impulsu światła rozpraszanego lub jego małe natężenie.

Przedstawione wyniki napełniają nas optymizmem i zachęcają do dalszych badań nad rozpraszaniem Ramana w spójnym ośrodku atomowym oraz do budowy pamięci kwantowych. W rzeczywistości w niniejszej pracy udało się pokazać pierwszą pamięć kwantową w naszych badaniach, zdolną do przechowywania wielu wzbudzeń oraz wytwarzającą silnie skorelowane stany światła w procesie odczytu i zapisu. Kolejnym etapem prac będzie wykorzystanie niezbadanych dotąd przestrzennych modów w zjawisku, które potencjalnie będzie mogło ogromnie zwiększyć możliwości zastosowania pamięci opartych na parach atomowych w różnych protokołach komunikacji kwantowej. Dzięki badaniom przeprowadzonym na potrzeby tej pracy magisterskiej mamy pewność, że poczyniliśmy duży krok naprzód na drodze do fascynujących możliwości technicznych oferowanych nam przez mechanikę kwantową.





## Dodatek A

# Optymalizacja redukcji szumu

Mając do dyspozycji funkcje kowariancji natężeń światła stokesowskiego i antystokesowskiego oraz ich funkcję kowariancji wzajemnej, można znaleźć parę modów czasowych, dla których najlepiej da się przewidzieć liczbę fotonów w modzie światła antystokesowskiego przy znajomości liczby fotonów w modzie światła stokesowskiego. Sprowadza się to do minimalizacji tzw. *wariancji zredukowanej*  $\Delta(N_2 - gN_1)^2$ , czyli do minimalizacji szumu różnicy fotonów w obu modach.

Indeksy  $i = 1, 2$  odnoszą się odpowiednio do światła stokesowskiego i antystokesowskiego,  $N_i$  jest liczbą fotonów w pewnym modzie,  $g$  natomiast jest parametrem optymalizacji mającym fizyczne znaczenie strat w procesie odczytu. Wariancję  $\Delta(N_2 - gN_1)^2$  najlepiej odnieść do wariancji liczby fotonów w modzie światła antystokesowskiego  $\Delta N_2^2$ . Będę zatem minimalizował parametr:

$$\vartheta = \frac{\Delta(N_2 - gN_1)^2}{\Delta N_2^2} \quad (\text{A.1})$$

Zdefiniuję teraz ściśle wspomniane wyżej wielkości dla światła stokesowskiego i antystokesowskiego.  $I_i(t)$  to natężenie zmierzone podczas pojedynczego pomiaru. Macierz kowariancji (zdyskretyzowana funkcja kowariancji) indeksowana czasami  $t, t'$  wynosi:

$$[V_i]_{t,t'} = \langle I_i(t)I_i(t') \rangle - \langle I_i(t) \rangle \langle I_i(t') \rangle \quad (\text{A.2})$$

$$V_i = \langle I_i I_i^T \rangle - \langle I_i \rangle \langle I_i^T \rangle \quad (\text{A.3})$$

Natężeniowa funkcja modowa –  $u_i(t)$  (również jako dyskretny wektor  $u_i$ )<sup>1</sup>. Liczba fotonów w zdefiniowanym modzie wynosi:

$$N_i = n_0 \int u_i(t) I_i(t) dt \quad (\text{A.4})$$

gdzie  $n_0$  to liczba fotonów w świetle o jednostkowej energii. Macierz kowariancji wzajemnej dla natężeń światła stokesowskiego i antystokesowskiego liczona jest z wzoru:

$$[C]_{t,t'} = \langle I_1(t)I_2(t') \rangle - \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t') \rangle \quad (\text{A.5})$$

$$C = \langle I_1 I_2^T \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_2^T \rangle \quad (\text{A.6})$$

---

<sup>1</sup>Funkcja ta ma tutaj znaczenie matematyczne, jednak w sytuacji, gdy łączny stan światła jest dwumodowy,  $\sqrt{u_i(t)}$  będzie funkcją modową pola elektrycznego.

Wyrażenie na  $\vartheta$  przyjmuje postać:

$$\vartheta = 1 + g^2 \frac{\Delta N_1^2}{\Delta N_2^2} - 2g \operatorname{cov}(N_1, N_2) \quad (\text{A.7})$$

Powyższą formułę możemy przepisać dla konkretnego wyboru modów  $u_i$  i zmierzonych macierzy kowariancji:

$$\vartheta = 1 + \frac{g^2 u_1^T V_1 u_1 - 2g u_1^T C u_2}{u_2^T V_2 u_2} \quad (\text{A.8})$$

Przyjmując następującą normalizację wektorów modowych  $\|V_i^{1/2} u_i\| = 1$ , otrzymamy z (A.8):

$$\vartheta = 1 + g^2 - 2g v_1^T X v_2 \quad (\text{A.9})$$

gdzie  $v_i \equiv V_i^{-1/2} u_i$  oraz  $X \equiv V_1^{-1/2} C V_2^{-1/2}$ . Parametr  $\vartheta$  w (A.9) będzie minimalny, gdy  $v_1^T X v_2$  przyjmie swą największą wartość. Ma to miejsce, gdy  $v_1$  i  $v_2$  są wektorami osobliwymi macierzy  $X$  odpowiadającymi wartości osobliwej<sup>2</sup>, o maksymalnej wartości, którą oznaczą przez  $\xi$ . Ze względu na  $g$ , wyrażenie (A.9) jest minimalizowane, gdy  $g = \xi$ , i przyjmuje wartość:

$$\vartheta_{\min} = 1 - \xi^2 \quad (\text{A.10})$$

Tak więc w celu znalezienia optymalnych modów  $u_i$ , które minimalizują zredukowaną wariancję, należy:

1. znaleźć rozkład macierzy  $X \equiv V_1^{-1/2} C V_2^{-1/2}$  na wartości osobliwe,
2. znaleźć największą wartość osobliwą  $\xi$  oraz odpowiadające jej wektory osobliwe  $v_i$ ,
3. zamienić bazę transformacją odwrotną:  $u_i \equiv V_i^{-1/2} v_i$ .

Można przekonać się, że powyższa procedura jest tożsama z procedurą znajdowania *korelacji kanonicznej*, w której znajdujemy dwa najbardziej skorelowane ze sobą mody czasowe [40]. Korelacja liczby fotonów w tych modach wynosi wtedy:

$$\operatorname{corr}(N_1, N_2) = \frac{u_1^T C u_2}{\sqrt{u_1^T V_1 u_1} \sqrt{u_2^T V_2 u_2}} = \xi \quad (\text{A.11})$$

Największa wartość osobliwa macierzy  $X$  ma zatem znaczenie maksymalnej korelacji pomiędzy modami. Mody  $u_i$ , które minimalizują wartość wariancji zredukowanej, są też jednocześnie modami najbardziej skorelowanymi pod względem liczby fotonów.

---

<sup>2</sup>Rozkład osobliwy dowolnej macierzy na wektory i wartości osobliwe jest popularną techniką pochodzącą z algebry liniowej, zaimplementowaną w wielu środowiskach obliczeniowych jako SVD (ang. *Singular Value Decomposition*). Więcej na jego temat można przeczytać w [39].

# Bibliografia

- [1] <http://www.idquantique.com/>. QUANTIS: physical random number generator.
- [2] <http://www.magiqtech.com/>. MagiQ: QPN Security Gateway (QPN - 8505).
- [3] Z. Merali. First sale for quantum computing. *Nature*, 474(18), 2011.
- [4] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414(6862):413–8, November 2001.
- [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 250km of ultra low loss fibres. *New Journal of Physics*, 11(7):075003, July 2009.
- [6] H. J. Kimble. The quantum internet. *Nature*, 453(7198):1023–30, June 2008.
- [7] A. Kuzmich, W. P. Bowen, D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L. M. Duan, and H. J. Kimble. Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles. *Nature*, 423(6941):731–4, June 2003.
- [8] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin. Atomic Memory for Correlated Photon States. *Science*, 301(5630):196–200, July 2003.
- [9] M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Campbell, P. K. Lam, and B. C. Buchler. High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour. *Nature communications*, 2:174, February 2011.
- [10] M. G. Raymer and J. Mostowski. Stimulated Raman scattering: Unified treatment of spontaneous initiation and spatial propagation. *Physical Review A*, 24(4):1980–1993, October 1981.
- [11] M. Raymer, I. Walmsley, Jan Mostowski, and B. Sobolewska. Quantum theory of spatial and temporal coherence properties of stimulated Raman scattering. *Physical Review A*, 32(1):332–344, July 1985.

- [12] M. G. Raymer. Quantum state entanglement and readout of collective atomic-ensemble modes and optical wave packets by stimulated Raman scattering. *Journal of Modern Optics*, 51(12):1739–1759, August 2004.
- [13] J. Mostowski and B. Sobolewska. Transverse effects in stimulated Raman scattering. *Physical Review A*, 30:610, 1984.
- [14] L. Schiff. *Mechanika kwantowa*. PWN, Warszawa, 1977.
- [15] R. Shankar. *Mechanika kwantowa*. PWN, Warszawa, 2006.
- [16] M. O. Scully and M. S. Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1 edition, September 1997.
- [17] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2 edition, January 2003.
- [18] E. Brion, L. H. Pedersen, and K. Molmer. Adiabatic elimination in a lambda system. *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 40(5):1033–1043, February 2007.
- [19] M. Auzinsh, D. Budker, and S. Rochester. *Optically Polarized Atoms: Understanding light-atom interactions*. Oxford University Press, USA, September 2010.
- [20] L. Allen, J. H. Eberly, and K. Rzazewski. *Rezonans optyczny*. PWN, Warszawa, 1981.
- [21] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*, volume 2009.  
<http://steck.us/alkalidata/>.
- [22] M. Abramowitz and I. A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover Publications, June 1965.
- [23] I. Bialynicki-Birula and Z Bialynicka-Birula. QED Quantum theory of the electromagnetic field. In B. D. Guenther, editor, *Encyclopedia of Modern Optic*, page 211. Elsevier, Amsterdam, 2004.
- [24] L.A. Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, and H. Wu. Generation of Squeezed States by Parametric Down Conversion. *Physical Review Letters*, 57(20):2520, November 1986.
- [25] K. Banaszek and K. Wodkiewicz. Nonlocality of the Einstein-Podolsky-Rosen state in the phase space. *Acta Physica Slovaca*, 49:10, 1999.
- [26] W. P. Schleich. *Quantum Optics in Phase Space*. Wiley-VCH, 1 edition, February 2001.
- [27] R. Chrapkiewicz and W. Wasilewski. Multimode spontaneous parametric down-conversion in a lossy medium. *Journal of Modern Optics*, 57(5):345, 2010.
- [28] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science*, 269(5221):198–201, July 1995.



- 
- [29] Amuneal. *Magnetic Shielding. Theory and Design*. <http://www.amuneal.com/>.
- [30] W. Skubiszak. *Relaksacja spójności atomowych metali alkalicznych w słabych polach magnetycznych*. Rozprawa doktorska, 1976.
- [31] E. A. Goldberg. *Degaussing arrangement for maser surrounded by magnetic shielding*. RCA Corporation. U.S. Patent no. 4286304, New York, 1981.
- [32] S. Pustelny, A. Wojciechowski, M. Gring, M. Kotyrba, J. Zachorowski, and W. Gawlik. Magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation with amplitude-modulated light. *Journal of Applied Physics*, 103(6):063108, 2008.
- [33] M. Hosseini, B.M. Sparkes, G. Campbell, P.K. Lam, and B.C. Buchler. High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour. *Nat Commun*, 2:174, February 2011.
- [34] W. Happer. Optical Pumping. *Reviews of Modern Physics*, 44(2):169, April 1972.
- [35] D. Budker. Nonlinear laser spectroscopy and magneto-optics. *American Journal of Physics*, 67(7):584, July 1999.
- [36] K. L. Corwin, Z. T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman. Frequency-Stabilized Diode Laser with the Zeeman Shift in an Atomic Vapor. *Applied Optics*, 37(15):3295–3298, May 1998.
- [37] J. Appel. *A Light-Atom Quantum Interface based on Electromagnetically Induced Transparency*. Rozprawa doktorska, University of Calgary, 2007.
- [38] J.W. Goodman. *Optyka statystyczna*. PWN, Warszawa, 1993.
- [39] L. N. Trefethen and D. Bau. *Numerical Linear Algebra*. SIAM: Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, June 1997.
- [40] R. A. Johnson and D. W. Wichern. *Applied Multivariate Statistical Analysis*. Prentice Hall, 5 edition, December 2001.