

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Quantenbits in Ensembles ultrakalter Rydberg-Atome

Daniel Tiarks

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzende(r): Prof. Dr. Johannes Knolle
Prüfer der Dissertation: 1. Hon.-Prof. Dr. Gerhard Rempe
2. Prof. Dr. Menno Poot

Die Dissertation wurde am 09.10.2019 bei der Technischen Universität
München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 18.02.2020
angenommen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine konditionierte Phasenverschiebung von π rad zwischen zwei optischen Photonen erzeugt. Durch die Kombination von elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) mit Rydberg-Blockade in einem ultrakalten Gas war es möglich, eine ausreichend starke Photon-Photon-Wechselwirkung herzustellen. Die Transmission und Phasenverschiebung eines Target-Photons wurden als Funktion der Laserfrequenz charakterisiert. Aufgrund dessen wurden Bedingungen identifiziert, welche eine hinreichend große, konditionierte Phasenverschiebung erwarten lassen. In dem atomaren Gas wird mit Hilfe von EIT ein einlaufendes Control-Photon in eine stationäre Rydberg-Anregung umgewandelt. Durch die starke Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung ändern sich damit die optischen Eigenschaften des Mediums für das Target-Photon im Vergleich zu einer Situation ohne Control-Photon. Diese Änderung wurde als Funktion der atomaren Dichte untersucht und eine Phasendifferenz von bis zu 3,3 rad gemessen.

In einem zweiten Experiment wurde ein photonischer Quantenspeicher für Polarisations-Qubits realisiert. Dabei wird die rechtszirkulare Polarisation in einem Grundzustand und die linkszirkulare Polarisation in einem Rydberg-Zustand gespeichert. Die Kohärenz zwischen den Polarisierungen wird in eine kohärente Überlagerung der atomaren Zustände überführt. Nach einer Speicherzeit von 4,5 μ s wurde eine Visibility von 66% des ausgelesenen Qubits gemessen. Die kombinierte Schreib-Lese-Effizienz beträgt 5%. Die Charakterisierung des Quantenspeichers ergab eine mittlere Fidelity von 87,5%. Das zeitliche Verhalten des Speichers wird durch ungewollte Anregung von ultraweitreichenden Rydberg-Molekülen beeinflusst. Dieser Effekt wird charakterisiert und mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Optische Quanteninformationsverarbeitung	1
1.2	Photon-Photon-Wechselwirkung	2
1.3	EIT und Rydberg-Atome	5
1.4	Diese Arbeit	6
2	Theorie	9
2.1	Elektromagnetisch induzierte Transparenz	9
2.1.1	EIT	9
2.1.2	Langsames Licht und Pulspropagation	13
2.1.3	Speichern und Auslesen von Lichtpulsen mit EIT	15
2.2	Rydberg-Atome	17
2.2.1	Grundlegende Eigenschaften	17
2.2.2	Dipol-Dipol-Wechselwirkung	18
2.3	Photon-Photon-Wechselwirkung mit Rydberg-EIT	21
2.3.1	Rydberg-Blockade	21
2.3.2	Wechselwirkung zwischen einer stationären und einer propagierenden Anregung	23
2.3.3	Konditionierte Phasenverschiebung mit Rydberg-EIT	26
2.4	Charakterisierung eines photonischen Quantenspeichers	28
2.4.1	Polarisations-Qubits	29
2.4.2	Photonischer Quantenspeicher mit Rydberg-EIT	31
2.4.3	Auswirkung ultra-weitreichender Rydberg-Molekülen auf den Quantenspeicher	34
3	Experimenteller Aufbau	37
3.1	Präparation des atomaren Ensemble	37
3.2	Erzeugung eines axial homogenen Ensembles mit variabler Länge	39
3.3	Lasersysteme	44
3.4	Optischer Strahlengang	48
3.5	Trägerfreie Seitenbandmodulation	51
3.6	Interferometer zur Frequenzaufspaltung der Polarisations-Qubits	52
4	Einzel-Photon-Schalter und -Transistor basierend auf Rydberg-EIT	57
4.1	Einzel-Photon-Schalter	57
4.2	Einzel-Photon-Transistor	61

5	Optische π-Phasenverschiebung erzeugt mit einem Einzel-Photon-Puls	65
5.1	Seitenbandbasierte Phasenreferenz	65
5.1.1	EIT mit verstimmttem Kopplungslaser	65
5.1.2	Konditionierte Phasenverschiebung	67
5.2	Polarisationsbasierte Phasenreferenz	69
5.2.1	EIT mit verstimmttem Kopplungslaser	70
5.2.2	Pulspropagation	72
5.2.3	Speichern und Auslesen eines Einzel-Photon-Pulses	73
5.2.4	Konditionierte Phasenverschiebung	75
6	Kohärenter Speicher für ein photonisches Quantenbit mit Rydberg-EIT	77
6.1	Niveau-Schema	77
6.2	EIT-Spektren	78
6.3	Kohärenz des Speichers	80
6.4	Abhängigkeit der Effizienz von der Dunkelzeit	84
7	Ausblick	87
	Literaturverzeichnis	89
	Eigene Publikationen	101
	Danksagung	103

1 Einleitung

1.1 Optische Quanteninformationsverarbeitung

Die digitale Informationsverarbeitung hat unseren Alltag im Verlauf der letzten Jahrzehnte dramatisch verändert. Der Fortschritt in diesem Bereich hat eine Welle von Innovationen - das Smartphone und das Internet sind nur zwei Beispiele - entfacht, die viele Bereiche unseres Lebens beeinflussen. Dies hat den Durst nach immer größerer Rechenleistung und noch schnelleren Netzwerken befeuert, sodass neue und unkonventionelle Wege der Informationsverarbeitung erdacht wurden. Die Quanteninformationsverarbeitung ist einer dieser Wege, welcher das Thema der vorliegenden Arbeit ist.

Die Quanteninformationsverarbeitung setzt sich zum Ziel, die Gesetzmäßigkeiten der Quantenphysik zu nutzen, um Informationen zu verarbeiten [1]. Im Gegensatz zu konventioneller Informationsverarbeitung, welche diskrete Zustände eines physikalischen Systems nutzt, um Information zu repräsentieren, nutzt ein Quantencomputer dafür die Freiheitsgrade eines quantenmechanischen Objekts. Analog zur klassischen Informationseinheit - dem Bit - wird dessen quantenmechanisches Pendant als Quantenbit (kurz „Qubit“) bezeichnet. Die Eigenschaften von Qubits unterscheiden sich erheblich von denen ihrer klassischen Gegenstücke. So kann ein Qubit nicht nur zwei diskrete Zustände (bspw. 0 und 1) annehmen, sondern auch beliebige Superpositionen - also Überlagerungen - dieser Zustände. Weiterhin lassen sich mehrere Qubits in einen kollektiven Zustand bringen, der kein klassisches Pendant besitzt. Dieser Zustand wird als Verschränkung bezeichnet [2]. Sind zwei Qubits miteinander verschränkt, so zeigen Messungen, die man an beiden Qubits durchführt, Korrelationen, die stärker sind, als mit einer lokal-realistischen Beschreibung zu erwarten wäre [3]. Diese zwei Eigenschaften - Superposition und Verschränkung - unterscheiden den Quantencomputer stark von seinem klassischen Gegenstück und ermöglichen vollkommen neue Arten von Informationsverarbeitung, die dramatische Auswirkungen auf die Effizienz eines Rechners haben können [4].

So konnte Peter Shor 1994 zeigen [5], dass ein Quantencomputer das Problem der Primfaktorzerlegung effizient lösen kann. Hingegen ist keine effiziente Methode auf einem klassischen Rechner bekannt. Ein weiterer Algorithmus, der von Grover [6] entwickelt wurde, ermöglicht die effiziente Suche in unstrukturierten Datenmengen. Die Anwendung von Quantenrechnern beschränkt sich aber nicht nur auf algorithmische Probleme, wie der effizienten Suche. So erkannte Richard Feynman 1982 [7], dass sich quantenmechanische Systeme nur mit ex-

ponentiellem Aufwand auf klassischen Rechnern simulieren lassen. Dies führte ihn zu der Erkenntnis, dass sich die Eigenschaften eines komplexen quantenmechanischen Systems, das nur schwer zu untersuchen ist, auf ein zweites, besser zu kontrollierendes System übertragen lassen, welches das erste simuliert. Bei diesem Vorgehen spricht man von Quantensimulation.

In der Vergangenheit wurde eine Vielzahl von verschiedenen Systemen für die Implementierung eines Qubits untersucht. Jedes mit seinen eigenen Vor- und Nachteilen. So wurden z.B. gefangene Ionen in Paulfallen verwendet, um elementare Quanten-Logik zu implementieren [8–11], aber auch für programmierbare Prototypen [12, 13]. Darüber hinaus wurden weitere Systeme wie Neutralatome [14], Kernspins [15, 16], Stickstoff-Fehlstellen-Zentren in Diamanten [17, 18], Elektron-Spins in Silizium [19] und supraleitende Qubits [20] verwendet, um erste Prototypen zur Quanteninformationsverarbeitung zu demonstrieren.

Insbesondere einzelne Leichtteilchen (Photonen) als Träger von Quanteninformation haben im Kontext der Quantenkommunikation großes Interesse ausgelöst. Sie besitzen die vorteilhafte Eigenschaft, kaum von ihrer Umgebung beeinflusst zu werden. Dies macht sie insbesondere für den Informationstransport in Glasfasern attraktiv [21]. So konnte bereits die Anwendung des BB84-Quantenprotokolls [22] zur sicheren Verteilung von kryptographischen Schlüsseln demonstriert werden [23]. Quantenkommunikation kann auch verwendet werden, um materiebasierte Quantenrechner zu modularisieren [24]. Damit ließe sich ein Netzwerk von Modulen mit Hilfe von Photonen miteinander verbinden und so ein verteilter Quantencomputer realisieren. Weiterhin wurden elementare Quantennetzwerke zwischen einzelnen Neutralatomen [25] und Ionen [26] mit Hilfe von Photonen realisiert.

1.2 Photon-Photon-Wechselwirkung

Die große Aktivität im Bereich der optischen Quanteninformationsverarbeitung legt den Bau eines universellen Quantencomputers nahe [27]. Die Konstruktion eines solchen Quantencomputers setzt eine Reihe grundlegender Komponenten voraus, welche formal von DiVincenzo [28] definiert wurden. Eine davon ist die Existenz einer universellen Menge von Quanten-Logik-Gattern. So ist z.B. das Controlled-Phase (CPhase)-Gatter universell. Die Funktionalität eines Logikgatters wird typischerweise in einer Wahrheitstabelle angegeben. Wir können die Wahrheitstabelle eines CPhase-Gatters einführen

$$|00\rangle \mapsto |00\rangle, \quad |10\rangle \mapsto |10\rangle, \quad |01\rangle \mapsto |01\rangle, \quad |11\rangle \mapsto e^{i\pi}|11\rangle, \quad (1.1)$$

wobei der erste Basiszustand das sogenannte Control- und der zweite Zustand das Target-Qubit repräsentiert. Die Abbildungsvorschrift (1.1) hat offensichtlich nur dann einen Effekt wenn beide Qubits im Zustand $|1\rangle$ sind. Der Zwei-Qubit-Wellenfunktion wird in dem Fall ein Faktor $e^{i\pi} = -1$ aufgeprägt. Um dieses

konditionierte Verhalten der Wellenfunktion hervorzurufen muss eine ausreichend starke Wechselwirkung zwischen den Qubits existieren. Dies ist eine der größten Herausforderungen bei der Implementierung eines Quantencomputers.

Der große Vorteil der optischen Quanteninformationsverarbeitung - die geringe Wechselwirkung mit der Umgebung - ist auch gleichzeitig ihr größter Nachteil. Die Wechselwirkung zweier Photonen untereinander ist in der Regel winzig. Dies stellt damit eine signifikante Hürde für die Implementierung eines optischen, universellen Zwei-Qubit-Gatters dar.

Ein möglicher Ausweg ist das Ausnutzen des optischen Kerr-Effekts [29] in einem nichtlinearen Medium. Dieser Effekt spielt eine zentrale Rolle in der nichtlinearen Optik und wird seit Jahrzehnten aktiv erforscht. Er basiert auf einem Medium, in dem Licht eine intensitätsabhängige Änderung des Brechungsindex erfährt.

Betrachten wir zwei nahezu parallele Laserstrahlen in einem Kerr-Medium, so erfährt einer der Strahlen einen Brechungsindex abhängig von der Intensität des anderen. Gehen wir noch davon aus, dass das Medium den Strahlen ausschließlich eine Phasenverschiebung aufprägt, so könnte sich die Vorschrift (1.1) z.B. unter Verwendung von verschiedenen räumlichen Moden im Prinzip experimentell realisieren lassen [30]. Grundvoraussetzung ist, dass die optische Nichtlinearität stark genug ist, um eine Phasenverschiebung von π für ein einzelnes Photon hervorzurufen. Für einzelne Photonen wurde der Kerr-Effekt bspw. in optischen Glasfasern beobachtet [31]. Aber bisher ist jedoch kein Material bekannt, das auch nur annähernd einen ausreichend großen Kerr-Effekt auf dem Einzel-Photon-Niveau gezeigt hat, um ein universelles Quanten-Logik-Gatter zu realisieren [32].

Der Mangel eines geeigneten Mediums hat dazu geführt, dass die Forschungsbemühungen in verschiedene Richtungen vorangetrieben wurden. So haben Knill, Laflamme und Milburn im Jahr 2000 [33] einen Ansatz vorgestellt (auch als KLM-Schema bezeichnet), der ohne optische Nichtlinearität für einzelne Photonen auskommt und ausschließlich auf linearen, optischen Elementen zusammen mit Messungen basiert. Ein Experiment, das ein Controlled-NOT (CNOT)-Gatter zwischen photonischen Qubits mit diesem Schema realisiert, wurde 2003 veröffentlicht [34]. Der komplette Ansatz der linearen Optik ist aber inhärent probabilistisch und hat nur eine gewisse Erfolgswahrscheinlichkeit, die aus fundamentalen Gründen deutlich unter 1 sein muss. Kürzlich wurde in Ref. [35] diskutiert, dass probabilistische Schemata selbst unter günstigen Bedingungen den Bau effizienter Quantenrechner erheblich erschweren. Dennoch werden die Arbeiten auf diesem Feld weiter vorangetrieben [36].

Auch einzelne Quantenemitter wurden verwendet, um optische Nichtlinearitäten zu erzeugen. In Ref. [37] war die Sättigung eines einzelnen Moleküls ausreichend, um eine effektive Wechselwirkung auf dem Niveau von wenigen hundert Photonen nachzuweisen.

Wie in Ref. [38] gezeigt wurde, eignen sich optische Resonatoren mit hoher Finesse, die an einen einzelnen Emitter oder ein Ensemble von Emittieren

koppeln, um eine deterministische, optische Nichtlinearität herzustellen. Durch die Überhöhung des Lichtfeldes im Resonator können sehr starke Atom-Licht-Wechselwirkungen erzielt werden. Ein Beispiel, welches in vielen Experimenten Anwendung findet, ist ein einzelnes Atom in einem Fabry-Perot-Resonator (FPR). Entspricht die Frequenz einer Resonatormode der Übergangsfrequenz zwischen zwei atomaren Zuständen, so zeichnet sich das kombinierte System durch Quantenzustände aus, die eine starke Nichtlinearität für das Licht zur Folge haben. Mit einem solchen System konnte bereits elementare Quanten-Logik zwischen einem Atom und einem Photon demonstriert werden [39, 40].

Über die Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld und dem Atom können auch die Eigenschaften eines zweiten Lichtfeldes im Resonator beeinflusst werden. Somit wird das Atom-Resonator-System zum Mediator für eine Photon-Photon-Wechselwirkung. Bereits 1995 konnte dies in Ref. [38] in Form einer konditionierten Phasenverschiebung zwischen zwei Lichtfeldern demonstriert werden, was der erste Schritt auf dem Weg zu einem Photon-Photon-Quantengatter war. Ein weiteres Beispiel ist die Photon-Blockade in Ref. [41]. Hier ändert das erste Photon das Atom-Resonator-System derart, dass die Transmission eines zweiten Photons unterdrückt wird. Kürzlich wurde mit der Kaskadierung zweier Atom-Photon-Gatter ein universelles Quanten-Logik-Gatter zwischen zwei Photonen demonstriert [42]. Auch hier wurde ein Atom-Resonator-System verwendet.

Eine erste Anwendung optischer Nichtlinearitäten sind optische Schalter und Transistoren. Diese könnten als Komponenten in einem klassischen, optischen Rechner, der sich unter anderem durch deutlich reduzierte Dissipation auszeichnen könnte, verwendet werden. Funktionieren diese Komponenten auf dem Einzel-Photon-Niveau so wäre dies eine Demonstration für die untere Grenze der benötigten Energieaufnahme eines optischen Rechners. In einem Resonator wurde ein optischer Schalter auf dem Niveau weniger Photonen in Ref. [43] mit Hilfe eines atomaren Ensembles beobachtet. In demselben System wurde auch eine konditionierte Phasenverschiebung von $\pi/3$ durch ein einzelnes Photon beobachtet [44].

Auch die Kopplung eines Atoms an einen Resonator, der nicht in Fabry-Perot-Geometrie aufgebaut ist, hat zu Erfolgen geführt. Beispielsweise konnte in Ref. [45] eine konditionierte π -Phasenverschiebung zwischen Photonen in einem Flaschen-Resonator demonstriert werden. Die in diesen Experimenten beobachtete Phasenverschiebung ist allerdings nur dann π , wenn es zufällig passiert, dass zwei Photonen ungefähr gleichzeitig den Detektor erreichen. In dieser Form ist dieser Effekt für ein Quanten-Gatter nur schwer nutzbar. Außerdem gelang es mit einem Atom, das an eine Mikrokugel gekoppelt ist, einen optischen Schalter auf Einzel-Photon-Niveau zu demonstrieren [46].

Für zukünftige Anwendungen ist es erstrebenswert, die Bauteile eines Quantencomputers zu integrieren. So wurden auch Festkörpersysteme untersucht, um optische Nichtlinearitäten zu erzeugen [27]. Mit Hilfe eines optisch aktiven Quantenpunkts in einem Nanoresonator konnten so bereits starke optische Nichtlinearitäten beobachtet werden [47]. Auch hier wurde in ähnlichen Systeme-

men ein optischer Schalter mit 20 oder mehr Photonen demonstriert [48–51].

1.3 EIT und Rydberg-Atome

Da ein Resonator in der Praxis zusätzliche Komplexität birgt, wurde weiterhin das Ziel verfolgt, eine optische Nichtlinearität mit einem frei propagierenden Strahl zu erreichen. Um diesem Ziel näher zu kommen, wurde im Jahr 1990 elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) vorgeschlagen [52]. EIT ist eng verwandt mit laserinduzierten, kohärenten Phänomenen in Drei-Niveau-Atomen, die schon in den 1960er Jahren beobachtet wurden (siehe z.B. Refs. [53, 54]), beispielsweise „coherent population trapping“ [55, 56]. Bei EIT wird die Absorption in einem optisch dichten Medium durch Verwendung eines zusätzlichen Lichtfeldes (Kopplungslaser) unterdrückt [57]. Die dispersiven Eigenschaften des Mediums werden dabei so stark geändert, dass die Gruppengeschwindigkeit in einigen Experimenten um bis zu sieben Größenordnungen [58] verringert werden konnte. EIT basiert auf destruktiver Interferenz verschiedener Anregungspfade [59] und koppelt einlaufende Photonen kohärent an die Atome des Mediums. Dabei wird das einlaufende Licht in eine Hybridanregung aus Licht und atomarer Anregung konvertiert. Ein solche Anregung wird als Polariton [60] bezeichnet. Das Polariton propagiert verlustarm durch das Medium und wird beim Verlassen des Mediums von selbst wieder in ein Photon umgewandelt. Mit Hilfe von EIT wurden bereits konditionierte Phasenverschiebungen auf dem Einzel-Photon-Niveau demonstriert [61–63] und ein optischer Schalter mit 100 Photonen [64]. Die Stärke der beobachteten Effekte war für die Realisierung einer π -Phasenverschiebung allerdings Größenordnungen zu klein [65]. Durch die Weiterentwicklung dieser Ideen konnte kürzlich eine π -Phasenverschiebung bei einer mittleren Photonenzahl von acht beobachtet werden [66].

Besonders vielversprechend für die Realisierung starker optischer Nichtlinearitäten ist die Kombination von EIT mit Rydberg-Atomen (Rydberg-EIT). Rydberg-Atome zeichnen sich durch sehr hoch angeregte Zustände des äußeren Elektrons aus [67]. Dies führt zu einer stark ausgeprägten Wechselwirkung mit ihrer Umgebung und anderen Rydberg-Atomen.

Eine Konsequenz der Wechselwirkung ist die Unterdrückung der simultanen Anregung zweier benachbarter Rydberg-Atome. Hierbei verschiebt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung bei geringer Distanz die Energie der beteiligten Rydberg-Zustände so stark, dass die laserinduzierte Anregung der Atome blockiert wird. Dieser Mechanismus wird als Rydberg-Blockade [68, 69] bezeichnet. Insbesondere die Idee, Quanteninformationsverarbeitung mit Hilfe von Rydberg-Blockade zwischen einzelnen Rydberg-Atomen [70] durchzuführen, hat zur Demonstration von Verschränkung [71–73] und Quanten-Logik-Gattern für elektrisch neutrale Atome [14, 74] geführt. Aber auch im Bereich der Vielteilchensysteme konnten interessante Ansätze experimentell umgesetzt werden [75–79].

Durch die Verwendung von Rydberg-EIT ist es möglich, Rydberg-Blockade

zwischen einzelnen Rydberg-Atomen auf Photonen zu übertragen [80]. Die einlaufenden Photonen werden dabei in Polaritonen mit einem Rydberg-Anteil umgewandelt. Die Wechselwirkung zwischen Rydberg-Polaritonen verhält sich analog zu der zwischen einzelnen Rydberg-Atomen. Unterschreitet der Abstand zweier Polaritonen im Medium eine kritische Distanz, so wird der EIT-Prozess durch die Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung gestört und es kommt zu einer Beeinflussung der Propagation der Polaritonen. Dies manifestiert sich in geänderten optischen Eigenschaften des Mediums. Dies führt zu Absorption und/oder einer Phasenverschiebung. Damit steht ein Mechanismus zur Verfügung, der die starke Wechselwirkung der Rydberg-Atome auf Photonen überträgt.

Einerseits lassen sich damit interessante Vielteilchenzustände von Polaritonen realisieren [81–84]. Andererseits wurde bereits 2001 vorgeschlagen [85], Polaritonen und Rydberg-Blockade für Quanteninformationsverarbeitung zu verwenden. Die kohärente Kopplung an Rydberg-Zustände mittels EIT konnte 2007 erstmals demonstriert [86] werden. Dies hat Rydberg-EIT in den Fokus weiterer Studien gerückt und so wurden Rydberg-Wechselwirkungen für die Realisierung von optischen Quantengattern [85, 87–95] vorgeschlagen. Auf dem Weg zu einem Photon-Photon-Gatter basierend auf Speichern und Auslesen beider Photonen mittels Rydberg-EIT wurden bereits erste Fortschritte erzielt [96].

Im Jahr 2010 konnte zum ersten Mal eine optische Nichtlinearität basierend auf Rydberg-EIT demonstriert werden [97]. In einer Reihe von Folgeexperimenten wurde dieses Konzept verwendet, um die Paarkorrelationsfunktion von Photonen durch Rydberg-Blockade zu unterdrücken [98–100] und damit eine Einzel-Photon-Quelle zu realisieren [101]. Auch die Verschränkung zwischen einer Rydberg-Anregung und einem Photon konnte experimentell gezeigt werden [102]. Um die Nichtlinearitäten weiter zu erhöhen, wurde auch der Einsatz von Resonatoren mit niedriger Finesse in Kombination mit Rydberg-Polaritonen experimentell untersucht [103]. Unter bestimmten Umständen propagieren Polaritonen in Paaren durch das Medium und erzeugen abhängig von ihrem Abstand eine Phasenverschiebung [88]. Dieser Effekt wurde 2013 erstmals in Ref. [104] demonstriert und dokumentiert die erste Beobachtung einer konditionierten Phasenverschiebung zwischen Photonen basierend auf Rydberg-Polaritonen. In demselben System wurde auch eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen einem gespeicherten und einem propagierenden Photon beobachtet [105]. Optische Schalter und Transistoren auf dem Einzel-Photon-Niveau konnten in Refs. [106–109] demonstriert werden. Damit gelang es, eine Rydberg-Anregung zerstörungsfrei zu detektieren [110], bei ausreichender Verstärkung eines Transistors sogar im Einzelschuss [106, 108].

1.4 Diese Arbeit

In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal die Wechselwirkung zwischen einer stationären Rydberg-Anregung und einem Rydberg-Polaritonen genutzt, um

eine konditionierte Phasenverschiebung von π zwischen zwei Photonen zu erzeugen [65]. Dies ist ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu einem universellen Quanten-Logik-Gatters zwischen Photonen.

Um die Stärke der Wechselwirkung zu demonstrieren, diskutieren wir zunächst ein Experiment, bei dem ein optischer Schalter zwischen zwei Photonen realisiert wird [107]. Dabei schaltet ein Control-Photon die Transmission eines Target-Photons. Eine konzeptionelle Erweiterung dieses Experiments konnte das Schalten von deutlich mehr als einem Target-Photon demonstrieren [106], was einem Einzel-Photon-Transistor mit einer Verstärkung von ≈ 20 entspricht. Wesentlich für die Beobachtung der Verstärkung war die Verwendung einer „Förster-Resonanz“. Beide Experimente [106,107] wurden ausführlich in einer vorherigen Dissertation [111] beschrieben und werden nur kurz erläutert.

Im nächsten Teil der Arbeit führen wir Experimente durch, die ähnlich zum Einzel-Photon-Schalter ablaufen. Teile der gezeigten Untersuchungen wurden bereits in Ref. [112] diskutiert. Hierbei wird verstimmtes EIT für das Target-Photon verwendet, was dazu führt, dass sich der Schalteffekt primär in der Phase und nicht in der Absorption des geschalteten Photons manifestiert. Dies ist entscheidend für die Realisierung einer konditionierten Phasenverschiebung.

In dem Abschnitt werden zunächst die Eigenschaften des Target-Photons unter verstimmtten EIT-Bedingungen genauer untersucht. Basierend auf diesen Untersuchungen wurden die experimentellen Parameter so gewählt, dass die zu erwartende konditionierte Phasenverschiebung π erreicht. Zur Messung der konditionierten Phasenverschiebung wurde ein Control-Photon mit einer mittleren Photonenzahl von 0,6 mit Hilfe von EIT in eine stationäre Rydberg-Anregung umgewandelt. Das Target-Photon mit einer mittleren Photonen-Zahl von 0,9 propagierte unter verstimmtten EIT-Bedingungen durch das Medium und erhielt eine Phasenverschiebung abhängig von der Anwesenheit des Control-Photons. Diese Phasenverschiebung wurde in Abhängigkeit von der atomaren Dichte charakterisiert und ergab einen Wert von bis zu 3,3 rad [65].

Der letzte Teil befasst sich mit einem neuartigen Quantenspeicher für Photonen, der es ermöglicht ein photonisches Polarisations-Qubit in einer stationären Überlagerung aus Rydberg- und Grundzustand zu speichern. Über die gezeigten Experimente wurde auch in Ref. [113] berichtet. Der Quantenspeicher ist neben der π -Phasenverschiebung die zweite wichtige Komponente auf dem Weg zu einem photonischen Quanten-Logik-Gatter.

Die Grundlage des Quantenspeichers ist ein in dieser Arbeit implementiertes räumliches Interferometer, das die Zustände eines Polarisations-Qubits im Frequenzraum separiert. Die Charakterisierung dieses Aufbaus zeigte, dass dieser gut genug funktioniert, um damit ein Quantengatter zu bauen. Mit Hilfe von Polarisationsstomographie wurde eine Fidelity des Quantenspeichers von 0,83 gemessen, was die klassische Grenze von $2/3$ für ein Photon übersteigt.

Zusammenfassend ist diese Arbeit wie folgt gegliedert: In Abschn. 2 wird ein Überblick über die zugrunde liegende Theorie der Experimente gegeben. Die Charakterisierung des experimentellen Aufbaus wird in Abschn. 3 diskutiert.

1 Einleitung

Messungen zum Einzel-Photon-Schalter und -Transistor sind in Abschn. 4 kurz dargelegt. In Abschn. 5 wird die Charakterisierung von verstimtem EIT und die Messung der π -Phasenverschiebung gezeigt. Der Quantenspeicher für ein Polarisations-Qubit wird in Abschn. 6 erläutert. Abschließende Bemerkungen und ein Ausblick werden in Abschn. 7 gegeben.

2 Theorie

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen der hier durchgeführten Experimente beschrieben werden. Dazu wird in Abschn. 2.1 eine theoretische Beschreibung von elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) vorgestellt. Dies ist der grundlegende Mechanismus, mit dem einzelne Photonen an ultrakalte Atome gekoppelt werden. Die außergewöhnlichen Eigenschaften der Rydberg-Atome, welche zentrale Bedeutung für diese Arbeit haben, werden in Abschn. 2.2 näher erläutert. Diese Eigenschaften sind ursächlich für die starken Wechselwirkungen zwischen den Photonen. Die zugrundeliegenden Mechanismen werden in Abschn. 2.3 beschrieben. Im letzten Abschn. 2.4 des Kapitels werden die theoretischen Aspekte eines Quantenspeichers diskutiert, der ein Polarisations-Qubit in eine Überlagerung von Grund- und Rydberg-Zustand konvertiert.

2.1 Elektromagnetisch induzierte Transparenz

Elektromagnetisch induzierte Transparenz kann die Propagationseigenschaften von Licht drastisch ändern. In Abschn. 2.1.1 wird die zugrundeliegende Theorie beschrieben. Die Experimente in dieser Arbeit wurden mit gepulsten Lichtfeldern durchgeführt, deren Propagationsverhalten und Verlangsamung unter EIT-Bedingungen in Abschn. 2.1.2 diskutiert wird. Zuletzt wird das kohärente Abspeichern von Licht mittels EIT in Abschn. 2.1.3 erläutert.

2.1.1 EIT

EIT kann auftreten wenn zwei Lichtfelder an Atome koppeln, die mindestens drei interne Zustände besitzen. Sind die Lichtfelder resonant mit den optischen Übergängen der Atome, so können Interferenzeffekte auftreten, die die optischen Eigenschaften der Atome stark ändern. Häufig werden Experimente in optisch dichten Atomwolken oder Damp fzellen durchgeführt, die durch EIT nahezu vollständig transparent werden können. Die beiden Lichtfelder werden oft als Signal- und Kopplungsstrahl bezeichnet.

Das hier betrachtete Atom hat drei interne Zustände $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$. Der Signallaser mit Kreisfrequenz ω_s treibt den Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, während der Kopplungslaser auf dem Übergang $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ mit der Kreisfrequenz ω_c einstrahlt wird. Die Population in den genannten Zuständen $|i\rangle$ kann durch spontane Emission mit der Rate Γ_i zerfallen. Zusätzlich lassen sich die Frequenzen der Laser auch als Verstimmungen relativ zu ihren entsprechenden Übergängen

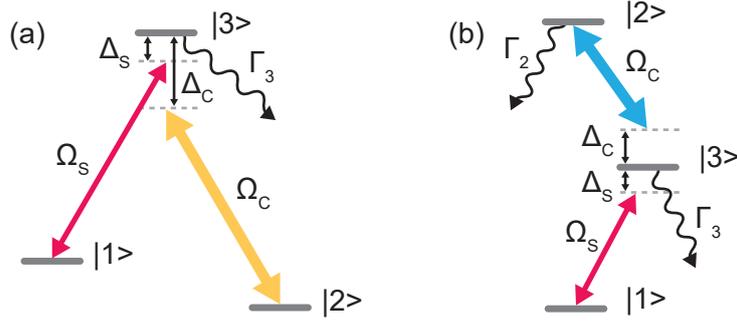


Abbildung 2.1: Niveauschemata für EIT. (a) Λ -Schema und (b) Leiter-Schema mit den Rabi-Frequenzen Ω_s und $\Omega_{0,c}$ für den Signal- und Koppplungslaser. Zusätzlich sind Verstimmungen Δ_s und Δ_c der Laser zu ihren entsprechenden Übergangsfrequenzen angegeben. Weiterhin sieht man die relevante spontane Zerfallsrate Γ_i für das Niveau $|i\rangle$.

darstellen

$$\Delta_s = \omega_s - \omega_{13}, \quad \Delta_c = \omega_c - \omega_{23}, \quad \delta_2 = \Delta_s + \Delta_c. \quad (2.1)$$

Hier sind die ω_{ij} die atomaren Kreisfrequenzen für den Übergang $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$. Die Größe δ_2 wird als Zwei-Photonen-Verstimmung bezeichnet. Darüber hinaus lassen sich noch die entsprechenden elektrischen Dipol-Matrixelemente \mathbf{d}_{ij} angeben, aus denen sich die Rabi-Frequenzen $\Omega_s = \mathbf{d}_{13}\mathbf{E}_{0,s}/\hbar$ und $\Omega_c = \mathbf{d}_{23}\mathbf{E}_{0,c}/\hbar$ ergeben. Dabei ist $\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2}\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) + c.c.$ das zeitlich variierende elektrische Feld mit der komplexen Feldamplitude \mathbf{E}_0 . Abb. 2.1 zeigt die für diese Arbeit relevanten Anordnungen der Energieniveaus. Im Λ -Schema wird erst ein Photon absorbiert und danach eines stimuliert emittiert wird. Im Gegensatz dazu finden in der Leiter-Anordnung zwei Absorptionsprozesse statt. Zunächst wird nur das Λ -Schema näher betrachtet. Unter diesen Annahmen ist der zugehörige Hamilton-Operator in einem Wechselwirkungsbild und unter Verwendung der Drehwellennäherung in der Basis $(|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle)$ durch [59]

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_s^* \\ 0 & 2\delta_2 & \Omega_c^* \\ \Omega_s & \Omega_c & 2\Delta_s \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

gegeben. Das System, das durch Gl. (2.2) beschrieben wird, hat drei Energieeigenzustände, von denen einer für $\delta_2 = 0$ keinerlei Beimischung des Zustandes $|3\rangle$ besitzt. Er unterliegt dementsprechend auch keiner spontanen Emission und wird auch häufig als „Dunkelzustand“ bezeichnet.

Neben den spontanen Zerfallsraten der Population Γ_2 und Γ_3 wird hier die Dekohärenzrate γ_{21} eingeführt, die den Zerfall der Kohärenz zwischen den Zuständ-

en $|1\rangle$ und $|2\rangle$ beschreibt. Die Ursache für diesen Kohärenzzerfall kann sowohl die spontane Emissionsrate Γ_2 als auch eine Dephasierungsrate $\gamma_{2\text{deph}}$ sein. Daher verwenden wir im Weiteren analog zu Ref. [59] die Definition $\gamma_{21} = \Gamma_2 + \gamma_{2\text{deph}}$. Die Rate Γ_2 ist in einem Λ -Schema vernachlässigbar.

Um die optische Antwort des Systems zu ermitteln wird gemäß Ref. [59] die Master-Gleichung des Systems im Gleichgewichtszustand gelöst. Hieraus ergibt sich die elektrische Suszeptibilität des Ensembles zu

$$\chi = \chi_0 \Gamma_3 \frac{i(\gamma_{21} - 2i\delta_2)}{|\Omega_c|^2 + (\Gamma_3 - 2i\Delta_s)(\gamma_{21} - 2i\delta_2)}, \quad (2.3)$$

wobei

$$\chi_0 = \frac{2|\mathbf{d}_{13}|^2 \varrho}{\epsilon_0 \hbar \Gamma_3} \quad (2.4)$$

benutzt wurde. Hierbei ist ϱ die atomare Teilchendichte und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Die entsprechenden Gleichungen für ein Leiterschema ergeben sich aus den bisherigen Gleichungen durch Substitution von $\Delta_c \rightarrow -\Delta_c$ und $\Omega_c \rightarrow \Omega_c^*$. Um EIT in der Leiterkonfiguration beobachten zu können, muss der Zustand $|2\rangle$ metastabil ($\Gamma_2 \ll \Gamma_3$) sein. Diese Annahme ist in den hier durchgeführten Experimenten typischerweise gerechtfertigt¹. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird daher $\gamma_{21} = 0$ angenommen.

Abb. 2.2 zeigt den Verlauf des Imaginär- und Realteils von Gl. (2.3) für verschiedene Parameter. Die Abb. 2.2 (a) und (b) zeigen den Imaginärteil von χ für $\Delta_c = 0$ und für $\Delta_c = 1.5\Gamma_3$ als Funktion der Signal-Verstimmung Δ_s . Während Abb. 2.2 (c) und (d) den Realteil von χ für die dieselben Verstimmungen zeigen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die optische Antwort des Systems durch den Kopplungslaser beeinflusst wird. Wenn Signal- und Kopplungs-Laser auf Zwei-Photonen-Resonanz stehen, besitzt der Imaginärteil von χ eine Nullstelle, was eine Unterdrückung der Absorption zur Folge hat.

Die im Experiment interessanten Größen sind die Transmission und die Phasenverschiebung des Lichtes durch das Medium. Hierbei wird angenommen, dass das Signallicht als ebene Welle durch ein isotropes, lineares Medium propagiert. Unter der Voraussetzung $|\chi| \ll 1$ wird der Brechungsindex durch

$$n = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{1}{2}\chi \quad (2.5)$$

genähert. Das elektrische Feld nach Passieren des Mediums mit Länge L ist dann gegeben durch

$$\mathbf{E}_{0,s}(L) = \mathbf{E}_1 e^{ik_s n L} = \mathbf{E}_1 e^{ik_s L + i\Delta\phi} e^{-\text{OD}/2} \quad (2.6)$$

¹Der im Experiment verwendete Zustand $|2\rangle$ besitzt eine typische Zerfallsrate von etwa 10 kHz. Dieser Wert liegt deutlich unter den Zerfallsraten Γ_3 von etwa 10 MHz.

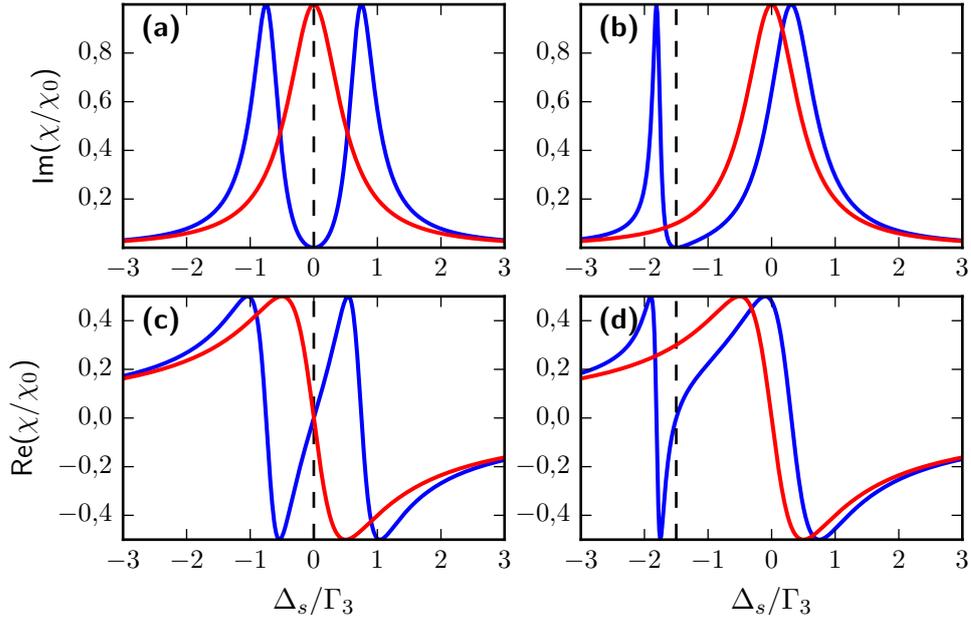


Abbildung 2.2: Imaginärteil (a,b) und Realteil (c,d) von χ als Funktion der Signal-Verstimmung Δ_s für $\gamma_{21} = 0$. In blau ist der Effekt des Kopplungslasers ($\Omega_c = 1.5\Gamma_3$) zu erkennen, während in rot die optische Antwort der Zwei-Niveau-Atome ($\Omega_c = 0$) zu sehen ist. Die Verstimmung des Kopplungslasers beträgt in (a) und (c) $\Delta_c = 0$ und in (b) und (d) $\Delta_c = 1.5\Gamma_3$. Es ist deutlich erkennbar, dass für $\Omega_c \neq 0$ auf Zwei-Photonen-Resonanz ($\delta_2 = 0$, gestrichelte Linie) $\text{Im } \chi = \text{Re } \chi = 0$ für alle Δ_s gilt.

mit der Phasenverschiebung

$$\Delta\varphi = \frac{k_s}{2} \int_0^L \text{Re}(\chi) dz \quad (2.7)$$

und der optischen Dichte

$$\text{OD} = k_s \int_0^L \text{Im}(\chi) dz, \quad (2.8)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit und $k_s = \omega_s/c$ der Betrag des Wellenvektors ist. Der Imaginärteil von χ erzeugt offensichtlich eine Dämpfung des elektrischen Feldes, die eine reduzierte Transmission $T = I/I_0 = e^{-\text{OD}}$ zur Folge hat. Hier sind I_0 und I die Intensitäten des Lichtfeldes vor und nach dem Medium.

2.1.2 Langsames Licht und Pulspropagation

Wie schon in Abschn. 2.1.1 erläutert, werden die dispersiven Eigenschaften des Mediums durch EIT stark beeinflusst. Dies hat insbesondere Auswirkungen auf die Gruppengeschwindigkeit von Lichtpulsen. Daher weiten wir unsere Betrachtungen auf gepulste Lichtfelder aus. Aufgrund der zeitlichen Einhüllenden gibt es eine Frequenzbreite $\Delta\omega_s$. Daher betrachten wir die frequenzabhängige Transmission in der Nähe der Zwei-Photonen-Resonanz und nähern sie als Gauß-Funktion [59]

$$T = \exp(-k_s L \operatorname{Im}(\chi)) \approx \exp\left(-\frac{4\delta_2^2}{\Delta\omega_T^2}\right), \quad \Delta\omega_T = \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_3 \sqrt{OD_{\text{cyc}}}}. \quad (2.9)$$

Hier ist $\Delta\omega_T$ die Breite des Transmissionsfensters und $OD_{\text{cyc}} = \rho\sigma_{\text{res}}L$ die optische Dichte auf dem geschlossenen Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ mit dem resonanten Absorptionsquerschnitt $\sigma_{\text{res}} = 6\pi c^2/\omega_s^2$. Für eine verlustarme Propagation des Pulses muss demnach $\Delta\omega_s \ll \Delta\omega_T$ gelten.

Wie in Abb. 2.2 (c) zu sehen ist, hat der Realteil der Suszeptibilität eine positive Steigung im Bereich des Transmissionsfensters. Da die Gruppengeschwindigkeit invers-proportional zu $d \operatorname{Re} \chi / d\omega_s$ ist [59], hängt diese nun von den Eigenschaften des EIT-Kopplungslichts ab. Die Gruppengeschwindigkeit eines Signal-Pulses im Medium ist durch [59]

$$v_{\text{gr}} = \frac{c}{1 + n_{\text{gr}}} \quad \text{mit} \quad n_{\text{gr}} = OD_{\text{cyc}} \frac{c}{L} \frac{\Gamma_3}{|\Omega_c|^2} \quad (2.10)$$

gegeben. Der gesamte Puls erfährt nach dem Passieren des Mediums eine Verzögerung

$$\tau_d = L \left(\frac{1}{v_{\text{gr}}} - \frac{1}{c} \right) \quad (2.11)$$

im Vergleich zur Propagation im Vakuum. Für kleine $|\Omega_c|$ und hohe atomare Dichten konnte eine Reduktion der Gruppengeschwindigkeit auf bis zu $10^{-7}c$ beobachtet werden [58]. Dieser Effekt wird als langsames Licht bezeichnet.

Einerseits wird durch die verringerte Geschwindigkeit des Pulses dessen Einhüllende beim Eintritt ins Medium räumlich komprimiert. Andererseits bleibt die elektrische Feldstärke im Medium konstant. Die verbleibende elektromagnetische Energie wird in diesem Prozess temporär in das kombinierte Atom-Licht-System transferiert. Sind die Atome anfangs in $|1\rangle$ präpariert und ist die zeitliche Änderung der Einhüllenden des Signal-Pulses langsam im Vergleich zur atomaren Dynamik, so folgt die atomare Population beim Eintritt des Lichtfeldes dem Dunkelzustand aus Abschn. 2.1.1. Der Gesamtzustand wird somit durch eine atomare Superposition von $|1\rangle$ und $|2\rangle$ zusammen mit dem verbleibenden elektromagnetischen Anteil beschrieben. Dies wurde in Ref. [60] zum ersten Mal

für EIT erläutert und wird auch als Dunkelzustandspolariton

$$\Psi(z, t) = \cos \vartheta \tilde{\mathcal{E}}_p(z, t) - \sin \vartheta \sqrt{\varrho} \rho_{21}(z, t) e^{i\Delta k z} \quad (2.12)$$

bezeichnet, wobei

$$\tan^2 \vartheta = n_{\text{gr}}. \quad (2.13)$$

Hierbei ist $\mathcal{E}_s(z, t) = E_{s,0}(z, t) / \sqrt{\hbar\omega_s/2\epsilon_0}$ die normierte Einhüllende des Signal-Pulses und $\rho_{21}(z, t)$ das Einteilchen-Dichtematrix-Element zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$. Zusätzlich ist $\Delta k = k_c^{\parallel} + k_s$, wobei k_c^{\parallel} die Projektion des Kopplungswellenvektors auf den Signalwellenvektor ist. Der Mischwinkel ϑ gibt das Verhältnis zwischen den beiden Komponenten an und hängt unter anderem von der Stärke des Kopplungsfeldes und der Teilchendichte ab. Für hohe atomare Dichten und kleine $|\Omega_c|$ gilt $\vartheta \rightarrow \pi/2$ und nahezu die gesamte Population wird in die atomare Kohärenz zwischen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ transferiert. Somit ist das gepulste Lichtfeld in einem EIT-Medium durch ein Quasi-Teilchen erklärt, das formstabil in einer kohärenten Überlagerung aus elektromagnetischer und atomarer Anregung propagiert.

In den bisherigen Betrachtungen wurde angenommen, dass der Signal-Puls nur relevante Frequenzkomponenten bei sehr kleinen δ_2 hat, so dass im Imaginärteil von χ und im Realteil von χ jeweils nur Terme niedriger Ordnung in δ_2 berücksichtigt werden müssen. In den hier durchgeführten Experimenten ist diese Annahme nicht immer gerechtfertigt. Daher betrachten wir nun ein Beispiel. Der Betrag des elektrischen Feldes nach Propagation durch ein homogenes Medium mit Suszeptibilität $\chi(\omega)$ und Länge L ist allgemein gegeben durch

$$E_{0,s}(t, L) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \mathcal{E}(\omega) e^{ik_s L(1 + \frac{1}{2}\chi(\omega)) - i\omega t}, \quad (2.14)$$

wobei $\mathcal{E}(\omega)$ die Fourier-Transformierte des einlaufenden Pulses ist. Das Integral (2.14) kann numerisch berechnet werden.

In Abb. 2.3 (a) ist die zeitabhängige, normierte Intensität (rot) eines Signal-Pulses für verstimmtes EIT nach Passieren des Mediums gezeigt. Zum Vergleich ist in blau die Propagation im Vakuum dargestellt. Die Parameter sind ähnlich zu den Experimenten in Abschn. 5 gewählt. Offensichtlich ist sowohl die Transmission reduziert als auch die Einhüllende verzerrt. Darüber hinaus ist in Abb. 2.3 (b) die Phase (rot) als Funktion der Zeit zu sehen wobei als Phasennullpunkt der Wert der Vakuumpropagation gewählt wurde. In blau ist die Phase unter monochromatischen Bedingungen (Gl. (2.8)) gezeigt. Sowohl Intensität als auch Phasenverschiebung zeigen ein transientes Verhalten, das im Experiment durch ein geeignetes Zeitintervall in der Datenauswertung berücksichtigt werden muss.

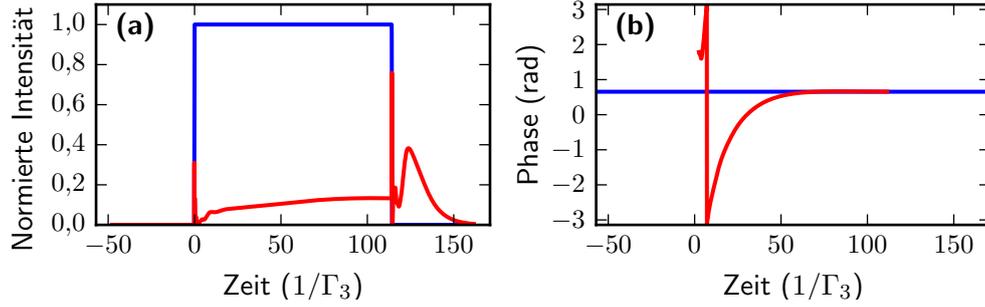


Abbildung 2.3: Propagationsverhalten eines $3 \mu\text{s}$ langen Rechteckpulses für $(\delta_2, \Delta_s, \Omega_c, \gamma_{21}) = (0.17, 2, 1.8, 0.016)/\Gamma_3$. (a) Normierte Intensität als Funktion der Zeit für Vakuum- (blau) und EIT-Propagation (rot). (b) Zeitlicher Phasenverlauf für den Puls (rot) und für ein monochromatisches Signalfeld (blau).

2.1.3 Speichern und Auslesen von Lichtpulsen mit EIT

Im vorangegangenen Abschnitt wurde erläutert, dass EIT für $\delta_2 = 0$ eine Verlangsamung des Signal-Lichtpulses zur Folge hat. Interessanterweise lässt sich durch gezielte, zeitliche Änderung des Kopplungslichtfeldes ein Effekt herbeiführen, der das Licht im Medium komplett anhält. Dieser Vorgang ist kohärent und kann zu einem späteren Zeitpunkt rückgängig gemacht werden. Dieser Abschnitt dient zur kurzen Erklärung des Effektes. Nähere Details sind z.B. in Refs. [114, 115] zu finden.

Die entscheidende Idee, wie man Licht unter EIT-Bedingungen anhalten kann, liefert Gl. (2.10). Dies zeigt, dass die Gruppengeschwindigkeit proportional zu $|\Omega_c|^2$ ist und damit experimentell kontrollierbar ist. Ein genauere Beschreibung liefert das Polariton-Bild. Der Mischwinkel ϑ in Gl. (2.13) wird durch eine zeitliche Änderung von $|\Omega_c|$ ebenfalls zeitabhängig. Sobald der Signal-Puls vollständig in das Medium eingetreten ist, wird die Rabi-Frequenz adiabatisch zu null gerammt $|\Omega_c| \rightarrow 0$. Für den Mischwinkel folgt $\vartheta(t) \rightarrow \pi/2$. Dies bedeutet, dass die elektromagnetische Komponente vollständig in eine stationäre atomare Anregung überführt wird.

Unter der Annahme, dass die Mode des Signal-Feldes mit allen N Atomen gleichsam überlappt und genau ein Photon enthält, ist der atomare Zustand ein Dicke-Zustand [114]

$$|D_{N-1}^1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N e^{i\Delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_j} |1, \dots, 2_j, \dots, 1_N\rangle. \quad (2.15)$$

Hierbei ist $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_c$ die Summe der Wellenvektoren von Signal- und Kopp-

lungslaser². Die Darstellung $|1_1, \dots, 2_j, \dots, 1_N\rangle$ ist dabei so zu verstehen, dass das j -te Atom am Ort \mathbf{x}_j im Zustand $|2\rangle$ ist und die restlichen $N - 1$ Atome in $|1\rangle$ bleiben. Der Zustand (2.15) enthält alle Informationen des gespeicherten Lichtfeldes. Durch adiabatisches Hochfahren der Leistung des Kopplungslasers zu einem späteren Zeitpunkt wird der Speicherprozess rückgängig gemacht und das Polariton propagiert wieder in der ursprünglichen Mode. Dieser Vorgang kann theoretisch verlustfrei durchgeführt werden und wurde experimentell mit einer Effizienz von 96% demonstriert [116].

Während des Speicherns wird auf die Atome der Impuls $\hbar\Delta\mathbf{k}$ übertragen. Dadurch ändert sich die Geschwindigkeit um die Rückstoßgeschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{rec}} = \hbar\Delta\mathbf{k}/m$, wobei m die Masse eines Atoms ist. Da das effiziente Auslesen des gespeicherten Lichtes auf der räumlichen Kohärenz der Anregung im Ensemble beruht, stellt sich die Frage, welchen Einfluss die induzierte Bewegung hat. Die hier entscheidende Längenskala ist durch die de-Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} = \hbar\sqrt{2\pi/mk_B T}$ gegeben wobei k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des Ensembles ist. Im Materie-Wellen-Bild beschreibt λ_{dB} die Kohärenzlänge der Atome. Quantitativ ist der Speicher- und Auslesevorgang durch das Verhältnis von einlaufender und ausgelesener Energie $\eta_{sr} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$ beschrieben. Aus diesen Betrachtungen lässt sich eine Zeitskala berechnen, bei der η_{sr} auf $1/e$ abgefallen ist [111, 117]

$$\tau_{th} = \frac{\lambda_{dB}}{|\mathbf{v}_{\text{rec}}|\sqrt{2\pi}}. \quad (2.16)$$

Als Funktion der Speicherzeit τ folgt $\eta_{sr}(\tau)$ einer Gauß-Kurve unter der Annahme, dass keine weiteren Dephasierungs- oder Störmechanismen vorliegen. In Abschn. 2.4.3 wird gezeigt, dass diese Annahme unter bestimmten Umständen verletzt wird.

²Das Vorzeichen von \mathbf{k}_c ist vom verwendeten Niveau-Schema abhängig. Hier wurde das Leiter-Schema betrachtet.

2.2 Rydberg-Atome

Ein entscheidender Baustein dieser Arbeit ist die zustandsabhängige Wechselwirkung zwischen Atomen, die dazu dient, einzelne Photonen miteinander interagieren zu lassen. Die starke Wechselwirkung ist eine besondere Eigenschaft der Rydberg-Atome. Dieser Abschnitt beschreibt das theoretische Fundament der Rydberg-Atome und ihrer Eigenschaften. In Abschn. 2.2.1 werden die entscheidenden Merkmale von Rydberg-Zuständen kurz erläutert. Die Charakteristik der resultierenden Dipol-Dipol-Wechselwirkung wird in Abschn. 2.2.2 beschrieben. Die zugehörige Theorie stellt Ref. [111] ausführlich dar und wird im Folgenden kurz zusammengefasst.

2.2.1 Grundlegende Eigenschaften

Atome mit einem energetisch sehr hoch angeregten Elektron werden als Rydberg-Atome bezeichnet. Sie sind nach dem schwedischen Physiker Johannes Rydberg benannt. Auf ihn geht auch die Beschreibung der Bindungsenergie des Elektrons als Funktion der Hauptquantenzahl n zurück. Diese ist gegeben durch

$$E = -hc \frac{R_y}{(n - \delta_{n,l,j})^2} \quad (2.17)$$

wobei $R_y = R_\infty M / (M + m_e)$ mit der Rydberg-Konstante $R_\infty = 10973731,56 \text{ m}^{-1}$ und der Masse des Atom-Rumpfes M . Die Hauptquantenzahl wird durch den sogenannten Quantendefekt $\delta_{n,l,j}$ korrigiert. Dieser beschreibt die Abschirmung des Kerns durch die restlichen Ladungsträger und hängt neben der Hauptquantenzahl n auch von der Drehimpulsquantenzahl l und dem Gesamtdrehimpuls j ab. Der Wert von $\delta_{n,l,j}$ wurde unter anderem für ^{87}Rb in Ref. [118] empirisch aus spektroskopischen Messungen ermittelt. Häufig wird die effektive Hauptquantenzahl $n^* = n - \delta_{n,l,j}$ verwendet.

In dieser Arbeit sind Zustände mit $n \gg 1$ von großem Interesse, da ihre Wechselwirkung besonders stark ausgeprägt ist. Mit steigendem n vergrößert sich der klassische Bahnradius des Valenz-Elektrons. Dies hat Auswirkungen auf die optische Anregung von Rydberg-Zuständen. Um den Grund dafür zu verstehen ist es zunächst notwendig das Elektron mit Hilfe einer quantenmechanischen Wellenfunktion zu beschreiben. Diese zerlegt man in ein Produkt aus einem radialen und einem Winkelanteil. Insbesondere der radiale Teil ändert sich mit steigender Hauptquantenzahl stark, da das Elektron aufgrund seiner höheren Energie immer weniger Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der Nähe des Kerns hat. Eine Konsequenz daraus ist, dass der Überlapp der Wellenfunktionen mit niedrigem und hohem n stark verringert wird und damit auch das radiale Matrixelement $R_{n,i}^{n',l'}$. Da sich die Rabi-Frequenz des anregenden Lichtfeldes proportional zum Dipol-Matrixelement des Übergangs verhält, muss bei hohem n entsprechend mehr optische Leistung bereit gestellt werden. Eine empirische Formel für das

Größe	Skalierung
Bindungsenergie $-E_{n,l,j}$	$(n^*)^{-2}$
Energiedifferenz $E_{n,l,j} - E_{n-1,l,j}$	$(n^*)^{-3}$
Klassischer Bahnradius	$(n^*)^2$
Spontane Lebensdauer τ'	$(n^*)^3$

Tabelle 2.1: Skalierungseigenschaften von Rydberg-Atomen in Abhängigkeit von der effektiven Hauptquantenzahl n^* . Die Zusammenhänge sind aus Ref. [67] entnommen.

radiale Dipol-Matrixelement für den hier relevanten Übergang $5P \rightarrow nS$ ist durch [119]

$$R_{5P}^{nS} = 0,014 \cdot (50/n)^{3/2} a_0 \quad (2.18)$$

gegeben. Hier ist $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-10}$ m der Bohrsche Radius.

Eine weitere Eigenschaft, die sich mit sinkendem Überlapp zwischen dem angeregten Zustand und dem Grundzustand ändert, ist die spontane Zerfallsrate. Diese ist proportional zu ω^3 und dem Betragsquadrat des Dipol-Matrixelements. Zusammen ergibt sich somit eine Skalierung³ der spontanen Lebensdauer von $\propto (n^*)^3$. Eine Zusammenfassung der relevanten Skalierungen findet sich in Tab. 2.1. Das Übergangsmatrixelement zwischen direkt benachbarten Zuständen wird für hoch angeregte Zustände so groß, dass Schwarzkörperstrahlung aus der Umgebung einen signifikanten Einfluss auf die Lebensdauer hat. Da die Energiedifferenz der Zustände im Mikrowellenbereich liegt, gibt es einen Anteil des Schwarzkörperspektrums, der Übergänge in benachbarte Zustände induziert. Die Lebensdauer τ' des Rydberg-Zustands ergibt sich somit aus der spontanen Lebensdauer τ und der schwarzkörperinduzierten Lebensdauer τ^{BB} durch [67]

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau^{BB}}. \quad (2.19)$$

Ein Rydberg-Zustand bei $n = 70$ und $T = 300$ K besitzt eine Lebensdauer von $\tau' = 140 \mu\text{s}$ [120]. Da die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente auf der Zeitskala von wenigen Mikrosekunden stattfinden, lassen sich die Zustände für hohe n in guter Näherung als metastabil annehmen.

2.2.2 Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Die Experimente in dieser Arbeit beruhen zum großen Teil auf der starken Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen. Der dominante Mechanismus ist hier die weitreichende Dipol-Dipol-Wechselwirkung, welche Größenordnungen

³Diese Skalierung gilt nur für kleine l . Für $l \gg 1$ ist der Zerfall aufgrund von Dipolauswahlregeln unterdrückt.

stärker als bei Grundzustandsatomen ist. Um den Effekt zu quantifizieren werden zunächst zwei Atome A und B im Abstand R mit elektrischen Dipolmomenten $\mathbf{d}_{A,B}$ betrachtet. Das Wechselwirkungspotential ist dann durch [121]

$$V_{dd}(R) = \frac{\mathbf{d}_A \mathbf{d}_B - 3d_{A,z}d_{B,z}}{R^3} \quad (2.20)$$

gegeben, wobei die z -Achse als Verbindungsachse der beiden Kerne gewählt wird. Sind die Atome anfangs in den S -Zuständen $|r_A\rangle$ und $|r_B\rangle$ präpariert so existiert kein relevantes permanentes elektrisches Dipolmoment. Tatsächlich werden Dipol-Übergänge in benachbarte P -Zustände induziert. Um das Problem zu vereinfachen, berücksichtigen wir nur Übergänge in die Zustände $|r'_A\rangle$ und $|r''_B\rangle$, während andere Rydberg-Zustände zunächst ignoriert werden. Für Übergänge in den Atomen A und B gelten jeweils Auswahlregeln $|\Delta l| = 1$, $\Delta j \in \{0, \pm 1\}$ und $\Delta m_j \in \{0, \pm 1\}$ während $M = m_{jA} + m_{jB}$ erhalten bleibt. Unter diesen Annahmen ist es zweckmäßig das Problem in der Zwei-Atom-Basis ($|r_A r_B\rangle, |r'_A r''_B\rangle$) zu betrachten. Die Energie-Differenz der beiden Paarzustände ist gegeben durch

$$\Delta E_p = E'_A + E''_B - E_A - E_B, \quad (2.21)$$

welche auch als Förster-Defekt bezeichnet wird. In der gewählten Basis ergibt sich der Hamilton-Operator damit zu [111]

$$H = H_0 + V_{dd}(R) = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta E_p}{2} & -\frac{C_3}{R^3} \\ -\frac{C_3}{R^3} & \frac{\Delta E_p}{2} \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Der Koeffizient C_3 beschreibt die Stärke der Wechselwirkung und ergibt sich aus dem radialen Dipol-Matrixelemente $R_{n_i l_i}^{n'_i l'_i}$ des Übergangs im jeweiligen Atom i und einem Winkel-Matrixelement D , welches sich aus der Drehimpuls-Algebra ergibt

$$C_3 = D \cdot R_{n_A l_A}^{n'_A l'_A} R_{n_B l_B}^{n'_B l'_B}. \quad (2.23)$$

Der Hamilton-Operator (2.22) hat damit die Eigenenergien [111]

$$E_{\pm}(R) = \pm \sqrt{\Delta E_p^2/4 + C_3^2/R^6}. \quad (2.24)$$

Diese sind offensichtlich vom Abstand der beiden Atome abhängig. Es lassen sich nun zwei Bereiche identifizieren in denen entweder die Wechselwirkung oder der Förster-Defekt dominiert:

$R \gg R_c$:

In diesem Regime ist die Wechselwirkung klein gegen den Förster-Defekt und die Eigenenergien sind mit $C_{6,\pm} = \mp C_3^2/|\Delta E_p|$ in guter Näherung durch

$$E_{\pm}(R) = \pm \frac{1}{2}|\Delta E_p| - \frac{C_{6,\pm}}{R^6} \quad (2.25)$$

gegeben. Das Wechselwirkungspotential ist hier proportional zu $1/R^6$. Das Regime wird daher als van-der-Waals-Regime bezeichnet.

 $R \ll R_c$:

Bei kleinem Förster-Defekt ist der Wechselwirkungsterm dominant und die Eigenwerte von Gl. (2.22) sind

$$E_{\pm}(R) = \pm \frac{C_3}{R^3}. \quad (2.26)$$

Die Reichweite ist hier deutlich größer, da die Interaktion proportional zu $1/R^3$ ist.

Der Übergang zwischen diesen beiden Bereichen ist durch die Energie $E(R_c) = \Delta E_p$ definiert, wobei $R_c = |C_3/\Delta E_p|^{1/3}$ der kritische Radius ist.

Die Annahmen des obigen Modells sind eine starke Vereinfachung, da zur korrekten Beschreibung noch weiter entfernt liegende Zustände berücksichtigt werden müssen. Unter anderem spielt dies für die korrekte Berechnung des van-der-Waals-Koeffizienten C_6 eine Rolle. Ist der Förster-Defekt groß gegen die Wechselwirkungsenergie, kann ein störungstheoretischer Ansatz gewählt werden. In zweiter Ordnung Störungstheorie ergibt sich für den Paarzustand $|\psi_i\rangle$ der C_6 -Koeffizient damit zu [111, 121]

$$C_{6,i} = - \sum_{j \neq i} \frac{|\langle \psi_j | R^3 V_{dd} | \psi_i \rangle|^2}{E_{p,i} - E_{p,j}} \quad (2.27)$$

mit den Paarzustandsenergien $E_{p,i}$. Für Wechselwirkungen zwischen $|nS, nS\rangle$ -Zuständen wurde in Ref. [122] eine empirische Formel für den C_6 -Koeffizienten eingeführt.

In Experimenten mit Rydberg-Atomen ist oft eine möglichst starke Wechselwirkung erstrebenswert. Aus der obigen Betrachtung geht hervor, dass der Nenner in Gl. (2.27) für kleine Förster-Defekte klein wird und damit der C_6 -Koeffizient groß. Für verschwindenden Förster-Defekt gilt die störungstheoretische Näherung in Gl. (2.27) nicht mehr und der Hamilton-Operator muss numerisch diagonalisiert werden. In diesem Fall spricht man von einer Förster-Resonanz, da es zu einer resonanten Verstärkung der Wechselwirkung kommt. In Abb. 2.4 ist ΔE_p als Funktion der Hauptquantenzahl n für den Paarzustand $|nS_{1/2}, (n-2)S_{1/2}\rangle$ in ^{87}Rb gezeigt. Es wird deutlich, dass für diesen Zustand bei $n \approx 70$ der Förster-Defekt ein lokales Minimum besitzt. Konse-

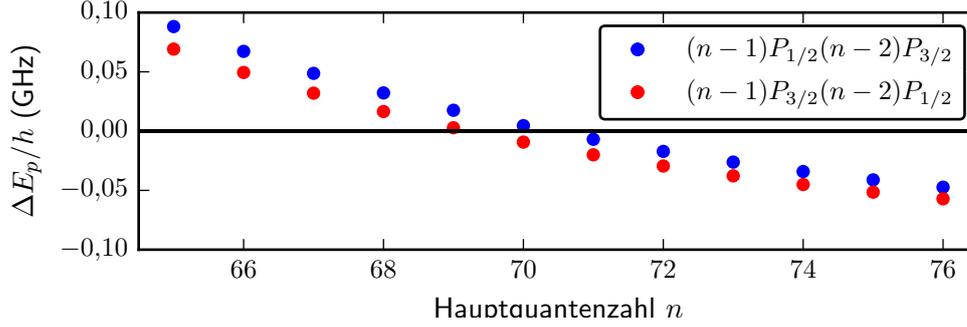


Abbildung 2.4: Förster-Defekt als Funktion der Hauptquantenzahl n für den Paarzustand $|nS_{1/2}, (n-2)S_{1/2}\rangle$. Bei $n = 69$ und $n = 70$ wird ΔE_p klein und der C_6 -Koeffizient wird resonant verstärkt [111].

quenterweise wird in den nachfolgenden Experimenten die Quantenzahlkombination $|69S_{1/2}, 67S_{1/2}\rangle$ gewählt. Für diese Kombination ergibt sich aus Gl. (2.27) die charakteristische Wechselwirkungsstärke zu $C_6 = 2,3 \cdot 10^{23}$ a.u. (wobei 1 a.u. = $9,573 \cdot 10^{-80}$ Jm⁶ eine atomare Einheit ist) [111].

2.3 Photon-Photon-Wechselwirkung mit Rydberg-EIT

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die Propagation von Licht in einem ultrakalten Ensemble wie auch die Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen erläutert wurde, soll die Kombination dieser beiden Mechanismen im folgenden Kapitel theoretisch beschrieben werden. Zunächst wird in Abschn. 2.3.1 gezeigt, wie die Dipol-Dipol-Wechselwirkung die optische Anregung zweier Rydberg-Atome verhindern kann. Danach werden wir in Abschn. 2.3.2 sehen, wie eine einzelne Rydberg-Anregung in einem atomaren Ensemble die Propagationseigenschaften von Rydberg-EIT ändert. In Abschn. 2.3.3 werden darauf aufbauend Vorhersagen für eine konditionierte Phasenverschiebung von Licht unter Rydberg-EIT entwickelt.

2.3.1 Rydberg-Blockade

Die in Abschn. 2.2.2 diskutierte Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen kann die optische Anregung zweier Atome im Grundzustand in entsprechende Rydberg-Zustände stark beeinflussen. Unter Umständen kann der Anregungsprozess sogar komplett unterdrückt werden.

Um dieses Verhalten zu verstehen, betrachten wir zunächst ein Zwei-Niveau-Atom mit einem Grundzustand $|g\rangle$ und einem Rydberg-Zustand $|r\rangle$. Die beiden Zustände seien durch ein angelegtes Lichtfeld gekoppelt. Um die Wechselwirkung

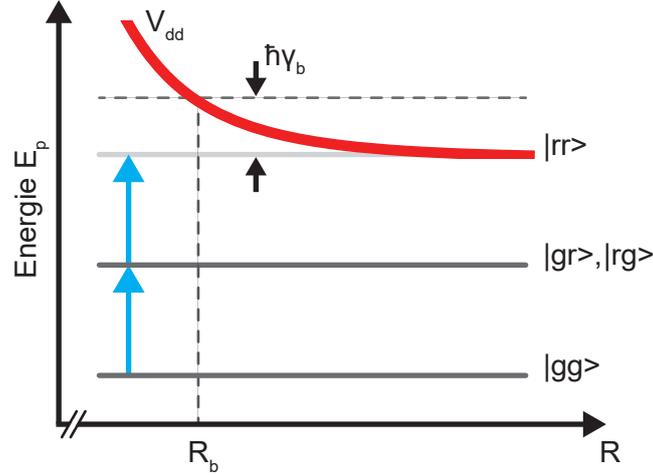


Abbildung 2.5: Die Paarzustandsenergien zweier Atome mit Grundzuständen $|g\rangle$ und Rydberg-Zuständen $|r\rangle$ als Funktion ihres Abstandes R . Der doppelt angeregte Paarzustand $|rr\rangle$ erfährt eine ortsabhängige Energieverschiebung. Dies führt zu einer Verstimmung des Anregungsprozesses. Überschreitet die Wechselwirkungsenergie die Bandbreite $\hbar\gamma_b$, so ist der Prozess für $R < R_b$ effektiv verstimmt und die Anregung wird unterdrückt.

zu beschreiben, verwenden wir die Zwei-Atom-Basis $(|gg\rangle, |gr\rangle, |rg\rangle, |rr\rangle)$. Das externe Feld zur Anregung wirkt simultan auf beide Atome. Die Betrachtungen in Abschn. 2.2.2 haben gezeigt, dass der doppelt angeregte Zustand $|rr\rangle$ eine signifikante Energieverschiebung auf Längenskalen von einigen Mikrometern erfährt. Im Vergleich dazu sind die Wechselwirkungsenergien für Grundzustandsatome bei den betrachteten Abständen komplett vernachlässigbar. Weiterhin gibt es Wechselwirkungen zwischen Grundzustands- und Rydberg-Atomen, die bei Abständen von $< 1 \mu\text{m}$ relevant werden (siehe Abschn. 2.4.3). Aber auch diese werden zur Vereinfachung vernachlässigt. Die letzte wichtige Energieskala in dem Problem ist durch die Anregung selbst gegeben. Häufig hat die Anregungsresonanz $|gr\rangle \rightarrow |rr\rangle$ eine gewisse Bandbreite γ_b , beispielsweise durch Wechselwirkungsverbreiterung. Die Größe γ_b beschreibt die Verstimmung des Lasers, bei der der Anregungsprozess nur noch vernachlässigbaren Effekt hat. In Abb. 2.5 ist zu sehen, wie die Wechselwirkung $V_{dd}(R)$ für $R < R_b$ die Bandbreite überschreitet und damit das anregende Lichtfeld effektiv verstimmt. Dieser Effekt ist als Rydberg-Blockade [68] bekannt. Der Abstand R_b wird als Blockade-Radius bezeichnet und ist explizit durch

$$R_b = \left| \frac{C_6}{\hbar\gamma_b} \right|^{1/6} \quad (2.28)$$

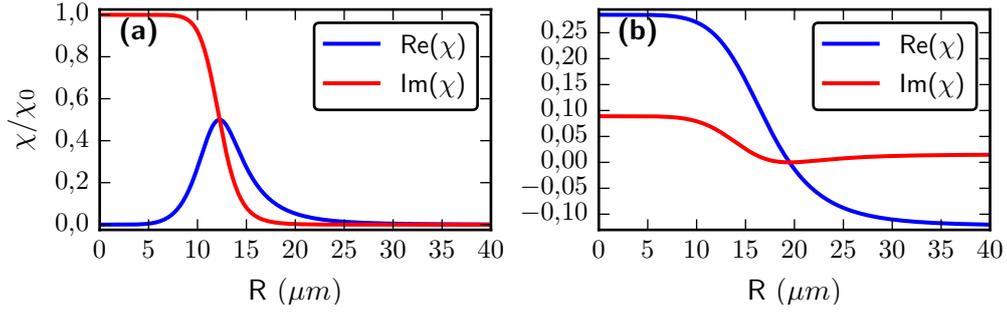


Abbildung 2.6: Die Suszeptibilität χ der propagierenden Anregung als Funktion ihres Abstandes R zur stehenden Rydberg-Anregung. In (a) sind die Parameter $(\Delta_c, \Delta_s, \Omega_c, \gamma_{21}) = (0, 0, 1.8, 0)\Gamma_3$. Wegen der Ein-Photonen-Resonanz wirkt sich die Wechselwirkung dominant auf den Imaginärteil von χ aus. Im Gegensatz dazu wird in (b) die Situation mit nennenswerter Ein-Photonen-Verstimmung $(\Delta_c, \Delta_s, \Omega_c, \gamma_{21}) = (1.5, -1.6, 1.8, 0)\Gamma_3$ gezeigt. Hier ist der Effekt auf dem Realteil von χ deutlich stärker ausgeprägt. Der Wechselwirkungskoeffizient C_6 entspricht dem Wert aus Abschn. 2.2.2.

gegeben.

2.3.2 Wechselwirkung zwischen einer stationären und einer propagierenden Anregung

Bisher wurden in erster Linie Wechselwirkungen zwischen einzelnen Rydberg-Atomen betrachtet. Tatsächlich ist das Ziel dieser Arbeit aber möglichst große Wechselwirkungsstärken zwischen zwei Photonen herzustellen. Die zentrale Idee dahinter: Das elektromagnetische Feld der beiden Photonen wird temporär in atomare Rydberg-Anregungen umgewandelt, welche dann für eine gewisse Zeit miteinander wechselwirken, um später wieder in Photonen zurück konvertiert zu werden. Dieser generisch beschriebene Mechanismus kann auf verschiedene Arten realisiert werden. Zum Beispiel mit Hilfe von zwei Rydberg-Polaritonen, die mit räumlichem Überlapp in einem ultrakalten Gas propagieren. Dies wurde zum Beispiel experimentell in Ref. [98] demonstriert.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, das erste Photon zunächst in eine stationäre Rydberg-Anregung umzuwandeln. Dies kann zum Beispiel durch Abspeichern eines Rydberg-Polaritons gemäß Abschn. 2.1.3 geschehen. Im nächsten Schritt wird das zweite Photon durch Propagation in ein Rydberg-EIT-Medium hinein in ein propagierendes Rydberg-Polariton konvertiert. Der atomare Anteil des Polaritons wechselwirkt folglich mit der vorher erzeugten stationären Anregung. Hierdurch ändern sich die Propagationseigenschaften des Rydberg-Polaritons, welche sich auch auf den elektromagnetischen Anteil auswirken. Nach Verlassen des Mediums hat das Polariton wieder vollständigen Lichtcharakter

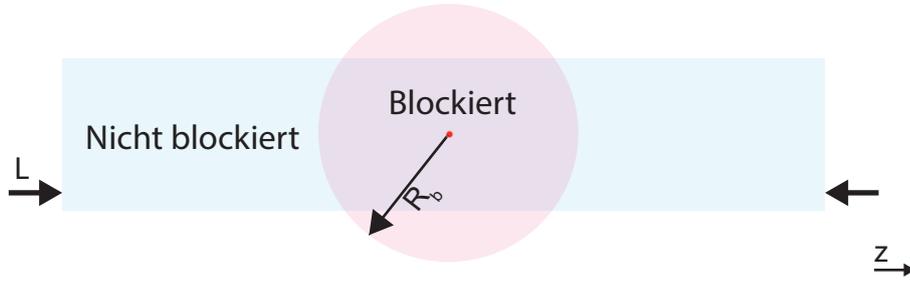


Abbildung 2.7: Das Rydberg-EIT-Medium mit einer gespeicherten Anregung (roter Punkt) bei $z = 0$. In blau ist der Teil des Mediums zu erkennen, in dem das Rydberg-Polariton unter EIT-Bedingungen propagiert. Der rote Bereich entspricht einer Kugel mit Radius R_b um die gespeicherte Rydberg-Anregung, die in guter Näherung durch ein Ensemble aus Atomen mit modifizierter Suszeptibilität beschrieben werden kann.

angenommen. im letzten Schritt wird die stationäre Anregung ausgelesen, welche danach als Photon in der ursprünglichen Lichtmode propagiert. Dieses Vorgehen wird im Rahmen dieser Arbeit verfolgt und soll im Folgenden mit einem einfachen physikalischen Modell beschrieben werden.

Um das Problem genauer zu analysieren nehmen wir zunächst an, dass das Medium eindimensional ist und die Länge L besitzt. Darüber hinaus gehen wir davon aus, dass die atomare Dichte über das gesamte Medium konstant ist. Die Anregung propagiert unter EIT-Bedingungen entlang der z -Achse während die Mitte des Mediums und die Position der stationären Rydberg-Anregung bei $z = 0$ gewählt sind. Durch die Wechselwirkungsenergie $V_{\text{vdW}}(z) = -C_6/z^6$ wird die Verstimmung des Kopplungslasers Δ_c (siehe Gl. (2.1)) nun ortsabhängig

$$\Delta_{c,z}(z) = \Delta_c - \frac{V_{\text{vdW}}(z)}{\hbar}. \quad (2.29)$$

Kommt die propagierende Anregung in die Nähe der stehenden, ändert sich die Suszeptibilität χ und damit die Propagationseigenschaften. Abb. 2.6 zeigt χ in Einheiten von χ_0 als Funktion des Abstandes R gezeigt. In (a) wurden die Parameter $\Delta_c = \Delta_p = 0$ gewählt (siehe Abb. 2.2 (a,c)). Solange der Abstand der beiden Anregungen groß ist, gilt $V_{\text{vdW}}(z) \rightarrow 0$ und χ entspricht der EIT-Suszeptibilität aus Gl. (2.3), welche wir hier als χ_1 bezeichnen. Für $R \rightarrow 0$ gilt $V_{\text{vdW}}(z) \rightarrow \infty$ und χ steigt auf den Endwert χ_2 an. Die Wechselwirkung verstimmt den Kopplungslaser für Abstände $R \rightarrow 0$ so weit, dass er keine Auswirkung mehr hat und gemäß Gl. (2.3)

$$\chi_2 = \lim_{\Omega_c \rightarrow 0} \chi \quad (2.30)$$

gilt. Für $R \rightarrow 0$ wird das Licht wegen $\Delta_s = 0$ resonant am atomaren Übergang $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ gestreut. Für die hier betrachteten Parameter wird deutlich, dass die gespeicherte Anregung in ihrer Umgebung einen Bereich der Länge $2R_b$ erzeugt, in dem das propagierende Licht absorbiert wird. Abb. 2.6 zeigt, dass $\text{Im}(\chi(R))$ relativ gut durch eine Stufenfunktion genähert werden kann, wobei der Blockade-Radius R_b am Punkt $\text{Im}(\chi(R_b)) = \text{Im}(\chi_2 - \chi_1)/2$ für diese Parameter definiert wird. Im Rahmen dieser Näherung erhalten wir folgenden Ausdruck für die optische Dichte mit Gl. (2.8)

$$\text{OD} = k_s \text{Im}(\chi_1)(L - 2R_b) + k_s \text{Im}(\chi_2)2R_b. \quad (2.31)$$

In Abb. 2.7 ist das Medium mit einer gespeicherten Anregung zur Verdeutlichung schematisch dargestellt. Der zweite Term in Gl. (2.31) wird häufig als blockierte optische Dichte bzw. OD_b bezeichnet. Ist $\text{OD}_b > 1$, so lässt sich durch das Speichern eines einlaufenden Lichtfeldes die Transmission für ein nachfolgendes Rydberg-Polariton erheblich reduzieren. Abschließend sei noch angemerkt, dass in Abb. 2.6 (a) eine Näherung von $\text{Re}(\chi)$ als Stufenfunktion offensichtlich nicht angebracht wäre.

In Abb. 2.6 (b) ist χ für die Parameter $\Delta_c = 1,5\Gamma_3$ und $\Delta_p = -1,6\Gamma_3$ (siehe Abb. 2.2 (b,d)) gezeigt. Da die Ein-Photon-Verstimmung des Signal-Lasers Δ_s groß im Vergleich zur Linienbreite Γ_3 des atomaren Übergangs $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ ist, hat der Imaginärteil von χ einen deutlich kleineren Effekt als in Abb. 2.6 (a). Der Realteil ist im Vergleich zu Abb. 2.6 (a) ebenfalls reduziert, allerdings nicht so stark. Daher liefert $\text{Re}(\chi)$ hier den dominanten Effekt. Er zeigt einen ähnlichen Verlauf wie $\text{Im}(\chi(R))$ für $\Delta_c = \Delta_p = 0$. Dies legt nahe, dass sich jetzt die Näherung durch eine Stufenfunktion für den Realteil von χ anbietet. Zusammen mit Gl. (2.7) und der Stufennäherung lässt sich ein Ausdruck für die aufgeprägte Phasenverschiebung angeben

$$\varphi = \frac{k_s}{2} \text{Re}(\chi_1)(L - 2R_b) + \frac{k_s}{2} \text{Re}(\chi_2)2R_b. \quad (2.32)$$

Durch das Speichern der Anregung entsteht jetzt ein Bereich mit Länge $2R_b$ in dem der Brechungsindex so geändert wird, dass das Licht nach Passieren des Mediums die Phasenverschiebung nach Gl. (2.32) erhält. Währenddessen wird die hohe Transmission erhalten, da $\text{Im}(\chi)$ klein bleibt.

Zur Berechnung des in Gl. (2.32) auftretenden Blockade-Radius R_b lässt sich ein geschlossener Ausdruck für die Bandbreite γ_b in Gl. (2.28) herleiten. Als Definition für den Blockade-Radius verwenden wir den Radius R , bei dem $\text{Re}(\chi)$ das arithmetische Mittel von $\text{Re}(\chi_1)$ und $\text{Re}(\chi_2)$ erreicht (siehe Abb. 2.6). Damit definieren wir zunächst die Größe $\tilde{\gamma}_b$ durch die Bedingung

$$\text{Re}(\chi)|_{\delta_2=\tilde{\gamma}_b} = \text{Re} \frac{\chi_1 + \chi_2}{2}. \quad (2.33)$$

Und erhalten für die Bandbreite $\gamma_b = |\tilde{\gamma}_b|$. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass $\gamma_{21} = 0$ ist und $\delta_2 \rightarrow 0$ für $R \rightarrow \infty$ gilt. Zusammen mit Gln. (2.3) und (2.30) ist nach kurzer Rechnung γ_b durch

$$\gamma_b = \frac{|\Omega_c^2 \Delta_s|}{\Gamma_3^2 + \sqrt{(4\Delta_s^2 + \Gamma_3^2)^2 - 4\Delta_s^2 \Gamma_3^2}} \quad (2.34)$$

gegeben. Für $|\Delta_s| \gg \Gamma_3/2$ vereinfacht sich Gl. (2.34) zu

$$\gamma_b \approx \left| \frac{\Omega_c^2}{4\Delta_s} \right|. \quad (2.35)$$

Dies entspricht der Definition der Bandbreite aus Ref. [104].

In Ref. [105] wurde kürzlich beobachtet, dass es im Prinzip möglich ist, dass die propagierende Anregung ungefähr bei Erreichen des Blockade-Radius ihren Platz mit der stationären Anregung austauschen kann. Dadurch kommen die beiden Anregungen einander nie nahe und während der Propagation entstehen nur wenig Absorption und Phasenverschiebung. Zusätzlich entsteht einmalig eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ beim Platztausch. Dieser Prozess ist für die Quantenzustände, die in unserem Experiment verwendet werden, allerdings vernachlässigbar.⁴

2.3.3 Konditionierte Phasenverschiebung mit Rydberg-EIT

Im folgenden Abschnitt wollen wir uns auf die im vorherigen Teil eingeführte Phasenverschiebung durch den Blockade-Effekt konzentrieren. Von besonderem Interesse ist die Phasenverschiebung φ_0 des Lichtes in einem EIT-Medium im Vergleich zur Phasenverschiebung φ_1 in einem Medium mit einer stationären Rydberg-Anregung. Die konditionierte Phasenverschiebung ist $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0$. Ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, basierend auf der Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung, $\Delta\varphi = \pi$ zu erreichen. Dies ist ein entscheidender Schritt auf dem Weg zu einem universellen optischen Zwei-Qubit-Quantengatter. Im Folgenden soll der Frage nachgegangen werden, für welche experimentellen Parameter $\Delta\varphi = \pi$ erreicht wird.

Analog zu $\Delta\varphi$ definieren wir die konditionierte optische Dichte $\Delta OD = OD_1 - OD_0$. Mit den Näherungen des vorangegangenen Abschnitts folgt

$$\Delta OD \approx 2k_s R_b \text{Im}(\chi_2 - \chi_1), \quad (2.36)$$

$$\Delta\varphi \approx k_s R_b \text{Re}(\chi_2 - \chi_1). \quad (2.37)$$

⁴Mit den Methoden von Ref. [111] findet man, dass in ^{87}Rb für die Matrixelemente $M_1 = \langle 69S_{1/2}, 67S_{1/2} | V_{dd} | 68P_{1/2}, 67P_{3/2} \rangle$ und $M_2 = \langle 69S_{1/2}, 67S_{1/2} | V_{dd} | 67P_{3/2}, 68P_{1/2} \rangle$ gilt $M_1/M_2 \approx 30$. Für das andere Paar von P -Zuständen, das einen kleinen Förster-Defekt hat, ergibt sich ein ähnlicher Wert. In der Notation von Ref. [105] folgt damit $C_6/\chi_6 \approx 30$. Wegen $|C_6/\chi_6| \gg 1$ ist laut Ref. [105] der Austausch der Anregungen vernachlässigbar.

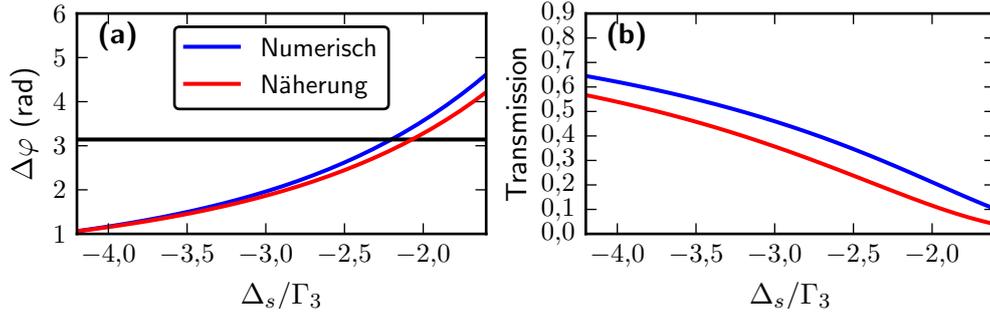


Abbildung 2.8: Konditionierte Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ und Transmission als Funktion der Ein-Photonen-Verstimmung Δ_s . In (a) wird die Näherung aus Gl. (2.37) (rot) mit der numerischen Berechnung (blau) verglichen. Die Zwei-Photonen-Verstimmung δ_2 wird jeweils so gewählt, dass $\Delta OD = 0$ gilt. Weitere Parameter sind $(\Omega_c, \gamma_{21}) = (1.8, 0)\Gamma_3$ und $\varrho = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Eine konditionierte Phasenverschiebung $\Delta\varphi = \pi$ (schwarze Linie) wird bei $\Delta_s \approx 2\Gamma_3$ erreicht. Die Transmission $\exp(-OD)$ in Anwesenheit einer Anregung bei den selben Parametern wie in (a) ist in (b) dargestellt. Die Näherung (rot, siehe Gl. (2.31)) unterschätzt die Transmission im Vergleich zur numerischen Integration (blau). Bei der Verstimmung, wo die Phasenverschiebung π beträgt, prognostiziert die numerische Integration eine Transmission von etwa 20%.

Hier sind OD_0 bzw. OD_1 die optischen Dichten mit χ_1 aus Gl. (2.3) und χ_2 für $\Omega_c \rightarrow 0$ in Abwesenheit bzw. Anwesenheit einer stationären Rydberg-Anregung. Der Blockade-Radius $R_b(\Delta_s)$ ist gemäß Gl. (2.28) mit der Bandbreite (2.34) definiert.

Dabei sind viele Parameter zu wählen. Eine gründliche Variation aller Parameter übersteigt den Rahmen der vorliegenden Arbeit. Durch Plausibilitätsüberlegungen lassen sich jedoch fast alle Parameter einengen. Durch die Entscheidung für die Zustände $5S_{1/2}$, $5P_{3/2}$ und $67S_{1/2}$ bzw. $69S_{1/2}$ in ^{87}Rb sind einige Parameter fest gelegt ($2\pi/k_s = 780 \text{ nm}$, $\Gamma_3 = 2\pi \cdot 6,067 \text{ MHz}$ [123], $d_{13} = 2,534 \cdot 10^{-29} \text{ C m}$ [123], $C_6 = 2,3 \cdot 10^{23} \text{ a.u.}$). Es verbleiben noch ϱ , Ω_c , L , Δ_c und Δ_s . Neben $\Delta\varphi = \pi$ benötigt ein Quantengatter noch $\Delta OD = 0$, was $\Delta_c \approx -\Delta_s$ erfordert, denn hier kreuzen sich die beiden Kurven in Abb. 2.2 (b). Außerdem sind niedrige Werte für OD_0 und OD_1 wünschenswert. Um dies zu erreichen wäre es im Prinzip sinnvoll, den Wert von $\Delta_s \approx -\Delta_c$ immer weiter zu erhöhen und gleichzeitig die atomare Dichte zu erhöhen, denn damit könnte $\Delta\varphi \propto \varrho/\Delta_s$ konstant gehalten werden, während $OD_0 \propto \varrho/\Delta_s^2$ immer weiter sinkt. Eine hohe Dichte erzeugt allerdings große Dephasierungsraten γ_{21} , sodass diese Überlegung an eine Grenze stößt. Messungen in Ref. [107] für $n = 100$ legen nahe, dass auch bei $n = 67$ ein Absenken der Dichte unter $\varrho \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ die Dephasierungsrate nicht weiter senkt. Daher wählen wir diesen Wert für ϱ . Um den Einfluss der Dephasierung auf χ nicht zu groß werden zu lassen, ist es wünschenswert

$|\Omega_c^2/4\Delta_s| \gg \gamma_{21}$ zu wählen. Andererseits ist $R_b \propto |\Omega_c|^{-1/3}$ gemäß Gln. (2.28) und (2.34), so dass $|\Omega_c|$ nicht unnötig groß gewählt werden sollte. Typische Werte im Experiment sind $\gamma_{21} = 0,05\Gamma_3$ und (wie wir noch sehen werden) $\Delta_s = 2\Gamma_3$. Wir wählen $|\Omega_c| = 1,8\Gamma_3$ und erhalten $|\Omega_c^2/4\Delta_s| \approx 8\gamma_{21}$. Da $\Delta\varphi$ unabhängig von L ist, so lange $L \gg R_b$, bleibt als einziger freier Parameter Δ_s .

Die blaue Kurve in Abb. 2.8 (a) zeigt $\Delta\varphi$ (aus numerischer Berechnung des Integrals (2.7) mit Kontroll-Verstimmung (2.29)) als Funktion der Ein-Photonen-Verstimmung Δ_s , wobei $\Delta_c(\Delta_s)$ so gewählt wurde, dass $\Delta OD = 0$ gilt. Weiterhin wurde der Einfachheit halber $\gamma_{21} = 0$ gewählt. Die Abb. liefert $\Delta\varphi = \pi$ für $\Delta_s \approx 2\Gamma_3$. Die rote Linie zeigt im Vergleich das Ergebnis der Näherung (2.37), wobei der Blockade-Radius aus Gl. (2.28) mit γ_b gemäß Gl. (2.34) genähert wurde, was für den hier gezeigten Parameterbereich $15,5\ \mu\text{m} \leq R_b \leq 18\ \mu\text{m}$ liefert. Die Näherung ist recht gut und für einfache Abschätzungen hilfreich.

Während der Propagation des Lichtes durch das Medium treten Verluste durch resonante Streuung auf. Dies ist in Abb. 2.8 (b) gezeigt. Hier ist die Transmission $\exp(-OD)$ als Funktion von Δ_s aufgetragen, wobei alle anderen Parameter wie in Teil (a) gewählt wurden. Erneut wird die Näherung (Abb. 2.8 (b) rot) aus Gl. (2.31) mit der numerischen Integration (blau) verglichen. Bei der relevanten Verstimmung $\Delta_s \approx 2\Gamma_3$ beträgt die Transmission etwa 20%. Die Näherung aus Gl. (2.31) sagt hingegen etwa 10% voraus.

2.4 Charakterisierung eines photonischen Quantenspeichers

Das zweite große Themengebiet, welches in dieser Arbeit beschrieben werden soll, handelt von einem Quantenspeicher, der ein photonisches Qubit in eine stationäre Überlagerung von zwei stark unterschiedlichen atomaren Zuständen umwandelt. Dies ermöglicht die Erzeugung einer quantenmechanischen Superposition aus einem wechselwirkenden Rydberg-Zustand und einem nicht wechselwirkenden atomaren Grundzustand. Neben der starken Wechselwirkung aus den vorangegangenen Kapiteln ist dieser Speicher eine weitere Grundlage für die Realisierung eines photonischen Quantengatters mit Rydberg-Blockade in dem hier beschriebenen System. Zur Implementierung der Qubit-Zustände benutzt man die Polarisation des elektrischen Feldes der Photonen als Quantenfreiheitsgrad. Die formale Beschreibung des Qubits wird in Abschn. 2.4.1 diskutiert. Als Nächstes erläutert Abschn. 2.4.2 die Funktionsweise und die Eigenschaften des Speichers. In Abschn. 2.4.3 wird die Wechselwirkung zwischen einem Rydberg-Atom und einem Grundzustandsatom betrachtet, welche zur Bildung von ultraweitreichenden Rydberg-Molekülen führt. Weiterhin wird die Auswirkung dieser Moleküle auf die Qualität des Quantenspeichers diskutiert.

2.4.1 Polarisations-Qubits

In dem folgenden Abschnitt beschreiben wir die Polarisation eines Photons als Träger von Quanteninformation. Die verwendeten Definitionen orientieren sich an Ref. [113]. Ein reiner Qubit-Zustand ist durch

$$|\Psi\rangle = c_R|R\rangle + c_L|L\rangle \quad (2.38)$$

gegeben, wobei für die komplexen Amplituden $c_{R/L}$ gilt $|c_R|^2 + |c_L|^2 = 1$. In Anlehnung an die Ausrichtung des Polarisationsvektors werden folgende Basiszustände definiert

$$\begin{aligned} |H\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|R\rangle + |L\rangle), & |D\rangle &= \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}}(|R\rangle - i|L\rangle), \\ |V\rangle &= \frac{i}{\sqrt{2}}(|R\rangle - |L\rangle), & |A\rangle &= \frac{e^{-i\pi/4}}{\sqrt{2}}(|R\rangle + i|L\rangle). \end{aligned} \quad (2.39)$$

Die Bezeichnungen stehen hier für Horizontal, Vertikal, Diagonal und Anti-diagonal.

Es hat sich etabliert zur Charakterisierung von Polarisationszuständen die normierten Stokes-Parameter S_i zu verwenden [124]

$$S_i = \text{tr}(\rho\sigma_i^*), \quad i \in \{0,1,2,3\}, \quad (2.40)$$

Wobei ρ die Dichtematrix ist. Sie ist hermitesch und positiv semidefinit und es gilt $\text{Tr}(\rho) = 1$. Hier sind Pauli-Matrizen in der R/L -Basis

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Der Vektor $\mathbf{S} = (S_1, S_2, S_3)^T$ wird im Folgenden als Poincaré-Vektor bezeichnet. Der Poincaré-Vektor ist das mathematische Pendant zum Bloch-Vektor und charakterisiert den Zustand ρ vollständig, denn es gilt

$$\rho = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^3 S_i \sigma_i^*. \quad (2.42)$$

Die reinen Zustände liegen somit, analog zur Bloch-Kugel, auf der Oberfläche der Einheitskugel. Für gemischte Zustände verkürzt sich der Vektor entsprechend. Die Länge von \mathbf{S} wird nach Ref. [124] als Polarisationsgrad bezeichnet

$$\Pi = |\mathbf{S}| = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \leq 1. \quad (2.43)$$

Ganz ähnlich wird die sogenannte Sichtbarkeit (engl. Visibility) V definiert [44,

65]

$$V = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}, \quad (2.44)$$

für die sich in der Literatur auch der Name (maximaler) Grad der linearen Polarisation findet [124,125]. V beschreibt die Länge der Projektion des Vektors in die Äquatorialebene und ist für $S_3 \approx 0$ ein Maß für die Kohärenz des Zustandes.

Zur Parametrisierung von S werden die zwei Winkel φ und θ eingeführt. Mit $S_1 = V \cos(\varphi)$ und $S_2 = V \sin(\varphi)$ ist der Azimuth $\varphi \in]-\pi, \pi]$ und $\theta \in [0, \pi]$ der Polarwinkel

$$\tan \varphi = \frac{S_2}{S_1} \quad (2.45)$$

$$\tan \theta = \frac{V}{S_3}. \quad (2.46)$$

Ein reiner Zustand (2.38) kann mit diesen Definitionen als [126]

$$|\Psi\rangle = \cos(\theta/2)|R\rangle + \sin(\theta/2)e^{-i\varphi}|L\rangle \quad (2.47)$$

geschrieben werden.

Aus den Stokes-Parametern lässt sich nach Gl. (2.42) die volle Information des Zustandes gewinnen. Dies ist von besonderer Bedeutung für die späteren Experimente, da die S_i aus Intensitätsmessungen gewonnen werden können. Zusammen mit polarisationssensitiven Elementen wird ein Paar von relativen Häufigkeiten p_x, p_{x^\perp} ($x \in (H, D, R)$ und $x^\perp \in (V, A, L)$) ermittelt. Diese entsprechen den Wahrscheinlichkeiten ein Photon im Zustand $|\Psi\rangle$ in den Basiszuständen $|x\rangle$ bzw. $|x^\perp\rangle$ zu detektieren. Aufgrund der verwendeten experimentellen Methoden wird die Intensität typischerweise mit Hilfe von Einzel-Photonen-Detektoren gemessen, welche die Anzahl der detektierten Ereignisse N_x und N_{x^\perp} für die Messbasis x/x^\perp liefern. Die relative Häufigkeit ergibt sich damit zu $p_x = N_x/(N_x + N_{x^\perp})$ (analog für p_{x^\perp}). Aus diesen Observablen lässt sich ein Schätzwert für den Stokes-Parameter S_i erzeugen [126]

$$S_i = p_x - p_{x^\perp}. \quad (2.48)$$

Hierbei wird folgende Konvention für die $i \rightarrow x/x^\perp$ Zuordnung verwendet: $1 \rightarrow H/V$, $2 \rightarrow D/A$ und $3 \rightarrow R/L$. Präpariert man den Zustand von Interesse, wiederholt auf identische Weise und führt die Messungen in den drei Basen durch, so lässt sich der Zustand vollständig rekonstruieren. Dieser Vorgang wird als Zustandstomographie bezeichnet und spielt bei der experimentellen Charakterisierung des Quantenspeichers eine zentrale Rolle.

2.4.2 Photonischer Quantenspeicher mit Rydberg-EIT

Die Aufgabe eines Quantenspeichers besteht darin, den Zustand eines einlaufenden Qubits für eine vorgegebene Zeit zu erhalten und nach dieser Zeit wieder zur Verfügung zu stellen. In diesem Abschnitt wollen wir erläutern, wie das in Abschn. 2.1.3 beschriebene Speichern mit Hilfe von EIT verwendet werden kann, um einen solchen Quantenspeicher für photonische Qubits zu realisieren. Die Kernidee ist hier, den beiden Polarisierungen des Photons jeweils einen Kopplungs-Laser zuzuordnen. Die beiden Laser koppeln an unterschiedliche atomare Zustände und erzeugen beim simultanen Runterrampen zwei Dicke-Zustände (siehe Gl. (2.15)), die kohärent zueinander sind und die Information des Qubits in einer atomaren Superposition speichern. Nach einer Zeit t_D werden beide Laser hochgerampft und das ursprüngliche Qubit wird ausgelesen.

Die besondere Herausforderung in dieser Arbeit besteht darin, einen Quantenspeicher zu konstruieren, der es ermöglicht die beiden Zustände des einlaufenden Qubits in einen wechselwirkenden und einen nicht wechselwirkenden atomaren Zustand zu überführen. Durch die zustandsabhängige Wechselwirkung könnte zusammen mit der konditionierten Phasenverschiebung $\Delta\varphi = \pi$ (siehe Abschn. 2.3.3) ein universelles Quanten-Logik-Gatter zwischen zwei Photonen realisiert werden.

Um zu verstehen, wie sich ein photonisches Qubit mit Polarisationszuständen auf die beschriebene Weise speichern lässt, widmen wir uns zunächst den verwendeten Niveaus, siehe Abb. 2.9. Wir nehmen an, dass sich das einlaufende Qubit in einem Superpositionszustand aus $|R\rangle$ und $|L\rangle$ gemäß Gl. (2.47) befindet. Weiterhin gehen wir davon aus, dass alle Atome im Ensemble in dem Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ (im Weiteren als $|g\rangle$ bezeichnet) präpariert sind. Die Zentralfrequenz des Photons ist resonant mit dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ und die Magnetfeldrichtung ist so gewählt, dass die L -Komponente an σ^+ -Übergänge koppelt und entsprechend die R -Komponente an σ^- -Übergänge. Es wird deutlich, dass $|L\rangle$ Übergänge zum Zustand $|F' = 3, m_{F'} = 3\rangle$ (hier $|e_L\rangle$) treibt. Von $|e_L\rangle$ ausgehend wird ein σ^- -polarisierter Kopplungs-Laser mit Rabi-Frequenz $\Omega_{c,r}$ und Kreisfrequenz $\omega_{c,r}$ zum Rydberg-Zustand $|69S_{1/2}\rangle$ (hier $|s_L\rangle$) eingestrahlt. Zusammen bilden die drei Niveaus $|g\rangle$, $|e_L\rangle$ und $|s_L\rangle$ ein Leiterschema in dem sich die Methoden zum Abspeichern von Licht aus Abschn. 2.1.3 anwenden lassen. Das Abspeichern von $|L\rangle$ erzeugt somit den Dicke-Zustand $|D_r\rangle$, welcher eine Rydberg-Komponente enthält und damit eine Wechselwirkung mit einem propagierenden Rydberg-Polariton im System erzeugt.

Für die R -Komponente wählen wir zum Speichern den Grundzustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ ($|s_R\rangle$), der sich durch eine drastisch verringerte Wechselwirkung mit einem Rydberg-Zustand auszeichnet. Der Kontroll-Laser mit Rabi-Frequenz $\Omega_{c,g}$ und Kreisfrequenz $\omega_{c,g}$, der zum Speichern mit EIT benötigt wird, müsste damit den Übergang $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ treiben, welcher wegen $\Delta F = 2$ aufgrund von Dipol-Auswahl-Regeln verboten ist. In Abschn. 3.6 wird eine experimentelle Methode vorgestellt, die mit Hilfe von akustooptischen Modulatoren (AOM)

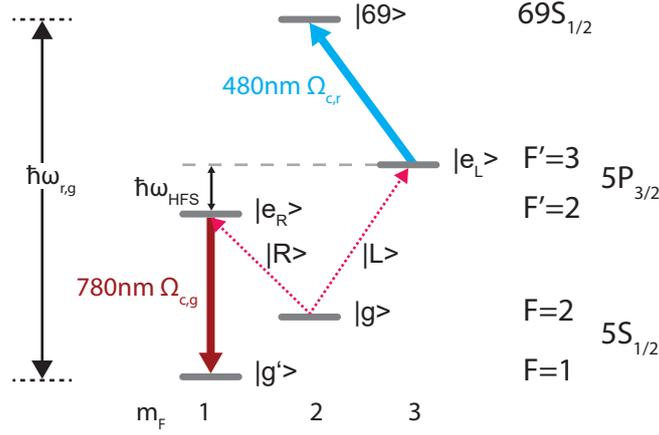


Abbildung 2.9: Zugrunde liegendes Niveauschema für den Quantenspeicher. Der Qubit-Zustand $|L\rangle$ koppelt an den Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 3\rangle$ (hier $|e_L\rangle$ genannt). Ein Kopplungs-Laser mit Rabi-Frequenz $\Omega_{c,r}$ erzeugt zusammen mit dem Rydberg-Zustand $|69S_{1/2}\rangle$ (hier $|69\rangle$) EIT. Der frequenzverschobene Zustand $|R\rangle$ koppelt an $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2, m_F = 1\rangle$ (hier $|e_R\rangle$) und wird mit einem zweiten Kopplungs-Laser (Rabi-Frequenz $\Omega_{c,g}$) im Grundzustand $|F' = 1, m_F = 1\rangle$ ($|g'\rangle$) gespeichert. Ohne Frequenzverschiebung würde das R -polarisierte Licht den Zustand $F' = 3$ adressieren und der Übergang in den Grundzustand $F = 1$ wäre aufgrund von $\Delta F = 2$ verboten. Die Frequenzverschiebung von $|R\rangle$ um $2\pi \cdot 267$ MHz ermöglicht es somit EIT mit dem Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1, m_F = 1\rangle$ herzustellen und das Qubit in einer kohärenten Überlagerung aus Grund- und Rydberg-Zustand zu speichern.

eine Frequenzverschiebung $\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 267$ MHz der R -Komponente erzeugt. Die Frequenz ist genau so gewählt, dass die Hyperfeinaufspaltung $E_{HFS} = h \cdot \Delta_{HFS}$ zwischen $|F' = 2\rangle$ und $|F' = 3\rangle$ überwunden wird. Mit dieser Methode wird $|R\rangle$ an den Zustand $|F' = 2, m_{F'} = 1\rangle$ ($|e_R\rangle$) gekoppelt, von wo aus ein π -polarisierter Kontroll-Laser in den Zustand $|s_R\rangle$ führt. Somit erzeugt das Abspeichern von $|R\rangle$ einen Dicke-Zustand $|D_g\rangle$, welcher sich durch die schwach wechselwirkende Grundzustandskomponente $|s_R\rangle$ auszeichnet.

Der Speicherprozess transferiert im Idealfall unter Vernachlässigung von Verlusten die komplexen Amplituden $c_{R/L}$ des Qubit-Zustands $|\Psi_{in}\rangle$ auf eine atomare Superposition mit Amplituden $c_{R/L}$

$$|\Psi_{in}\rangle = c_R|R\rangle + c_L|L\rangle \xrightarrow{\text{speichern}} c_R|D_g\rangle + c_L e^{i\phi_{\text{storage}}}|D_r\rangle. \quad (2.49)$$

Der Phasenfaktor $e^{i\phi_{\text{storage}}}$ berücksichtigt dabei alle beim Speichern auftretenden Phasenverschiebungen. Die Dicke-Zustände $|D_g\rangle$ und $|D_r\rangle$ entwickeln sich im

Schrödinger-Bild und sind nach der Speicherzeit t_D durch

$$|D_g\rangle, e^{-i\omega_{r,g}t_D}|D_r\rangle \quad (2.50)$$

gegeben. Während der Speicherzeit entwickeln sich die Phasen der Kontroll-Laser mit der Frequenz ihres elektrischen Feldes und sind beim Auslesezeitpunkt $\omega_{c,g/r}t_D$. Dies gilt analog für die Phase $\Delta\omega t_D$ des Radiofrequenz (RF)-Feldes im AOM. Entwickeln sich diese Felder unterschiedlich zum atomaren Zustand, so drückt sich dies als zusätzliche Phasenverschiebung beim Auslesen aus. Die Differenz zwischen der Summe aller Laser- und AOM-Frequenzen und dem atomaren Energieabstand bezeichnen wir als Vier-Photonen-Verstimmung

$$\Delta_4 = \omega_{c,g} + \omega_{c,r} + \Delta\omega - \omega_{r,g}. \quad (2.51)$$

Weiterhin bezeichnen wir alle beim Auslesen auftretenden Phasenverschiebungen als $\phi_{\text{retrieval}}$. Somit können wir den Zustand $|\Psi_{\text{out}}\rangle$ des Qubits nach dem Auslesen als [113]

$$|\Psi_{\text{out}}\rangle = c_R|R\rangle + c_L e^{i(\phi_{\text{storage}} + \phi_{\text{retrieval}} + \Delta_4 t_D)}|L\rangle \quad (2.52)$$

schreiben. Offensichtlich überträgt sich jede relative Änderung der Frequenz zwischen den Kontroll-Lasern auf den Azimuth des Qubits beim Verlassen des Speichers. Differentielles Frequenzrauschen führt im Ensemblemittel also zu einer Dephasierung des Qubits. Die genaue Analyse dieses Effektes verlangt Kenntnis über das Rauschspektrum der differentiellen Phase. Diese ist aufgrund der großen Frequenzdifferenz der beiden Laser nur schwer zu messen. Die Charakterisierung dieses Effektes geht daher über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Die absolute Frequenzstabilität der Kontroll-Laser muss über viele Wiederholungen der Experimente gewährleistet sein. Natürlich muss die relative Energie zwischen den atomaren Zuständen genauso stabil sein. Externe Felder können $\omega_{r,g}$ beeinflussen und damit Δ_4 . Konstante Energieverschiebungen, können mit den Laser-Verstimmungen ausgeglichen werden und sind damit für das ausgelesene Qubit unproblematisch.

Während der Propagation vor Abspeichern und nach Auslesen erhält das Kontroll-Qubit unter Umständen eine Phasenverschiebung ϕ_{prop} (siehe Abschn. 2.1.1), welche zu ϕ_{storage} und $\phi_{\text{retrieval}}$ beiträgt. Die beiden Polarisationen besitzen aufgrund ihrer verschiedenen Kopplungs-Laser auch unterschiedliche Suszeptibilitäten $\chi_{R/L}$. Es ergibt sich für jede Polarisation eine Zwei-Photonen-Verstimmung $\delta_2^{R/L}$ (siehe Gln. (2.1)) relativ zu ihrem Kopplungs-Laser. Zusammen mit Gl. (2.7) ist die Propagationsphase die Differenz der beiden Einzelphasen der jeweiligen Polarisation

$$\phi_{\text{prop}} = \frac{k_s}{2} \text{Re}(\chi_L - \chi_R)L. \quad (2.53)$$

Typischerweise wird im Experiment $\delta_2^{R/L} = 0$ und damit $\phi_{\text{prop}} = 0$ gewählt. Es kann jedoch durch Imperfektionen zu Frequenzfluktuationen und damit zu propagationsbedingten Phasenverschiebungen kommen.

2.4.3 Auswirkung ultra-weitreichender Rydberg-Molekülen auf den Quantenspeicher

Eine große konditionierte Phasenverschiebungen benötigt eine hohe blockierte optische Dichte, welche hohe atomare Dichten erfordert (siehe Abschn. 2.3.3). Steigt die Spitzendichte im Ensemble so wird die klassische Umlaufbahn des Elektrons für einen Rydberg-Zustand mit $n \gg 1$ vergleichbar zum interatomaren Abstand zwischen den Grundzustandsatomen. Damit steigt mit steigender Dichte die Wahrscheinlichkeit ein umliegendes Grundzustandsatom innerhalb der Rydberg-Wellenfunktion anzutreffen.

Bereits im Jahr 2000 wurde in Ref. [127] vorhergesagt, dass die Wechselwirkung zwischen dem Rydberg-Elektron und einem umliegenden Grundzustandsatom zu gebundenen Zuständen führt. Dieser Effekt wurde 2009 in Ref. [128] erstmalig beobachtet.

Betrachtet man das Rydberg-Atom vereinfacht als eine Kugel mit Radius r_R , so lässt sich zusammen mit der atomaren Dichte ρ die mittlere Anzahl der Grundzustandsatome $\langle N_r \rangle$ innerhalb des Radius der elektronischen Wellenfunktion angeben⁵. Die Anzahl der Atome innerhalb der Rydberg-Wellenfunktion steigt sehr schnell für höhere Quantenzahlen, da der Radius mit $(n^*)^2$ steigt. Bei typischen, im Experiment verwendeten Spitzendichten von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und bei der Hauptquantenzahl $n = 69$ ist die mittlere Anzahl der Atome pro Rydberg-Orbital $\langle N_r \rangle \approx 1$.

Für Werte von $\langle N_r \rangle$ nahe 1 lässt sich ein diskretes Spektrum von gebundenen Zuständen beobachten [128,129]. Die Abstände der Molekül-Resonanzen werden mit steigendem n kleiner und gehen in eine Linienverschiebung und -verbreiterung über. Diese Verbreiterung kann Grund für zusätzliche Dekohärenz im hier betrachteten System sein. Falls die atomare Dichte inhomogen ist, führt auch die Linienverschiebung im räumlichen Mittel zu einer Verbreiterung. Die Messung der Lebenszeit einer gespeicherten Rydberg-Anregung als Funktion von n in Ref. [111] lässt vermuten, dass die genannte Verbreiterung signifikanten Einfluss auf das Speichern und Auslesen hat. Ultra-weitreichende Rydberg-Moleküle wurden ausführlich in der Literatur studiert und der Leser sei an Ref. [129] für eine ausführliche Einführung in das Thema verwiesen.

Das kohärente Abspeichern eines Photons in einem EIT-Medium besitzt eine Bandbreite $\Delta\omega_{\text{store}}$ ähnlich zur EIT-Bandbreite. Nehmen wir an, dass das atomare Ensemble eine genügend hohe Dichte besitzt, so dass sich ein Grundzu-

⁵Hier wird der Radius r_R analog zu Ref. [128] als der klassische Umkehrpunkt des Elektrons auf einer linearen Bahn definiert. Der Punkt zeichnet sich durch die verschwindende kinetische Energie des Elektrons aus. Damit ist $r_R = e^2/(4\pi\epsilon_0 E_{n,l,j})$.

standsatom in der Rydberg-Wellenfunktion befindet, so gibt es eine Resonanz, die in den gebundenen Molekül-Zustand führt. Weiterhin ist der Energieabstand zwischen gebundenem und nicht gebundenem Zustand $E_B = \hbar\omega_B$. Gilt $\Delta\omega_{\text{store}} > \omega_B$ und sind Kontroll- und Signal-Laser auf Zwei-Photonen-Resonanz, so wird eine kohärente Überlagerung aus Molekül- und ungebundenem Zustand beim Speicherprozess angeregt. Dabei wird ein Teil der L -Polarisation im ungebundenen Zustand gespeichert und der andere im Molekülzustand. Die genaue Beschreibung der Zeitentwicklung der stationären Anregung findet sich im Anhang C von Ref. [111] und in Ref. [130]. Wir fassen die zentralen Ergebnisse und deren Folgen für den Quantenspeicher aus Abschn. 2.4.2 hier kurz zusammen.

Wir betrachten zunächst nur die L -Komponente des Qubits. Der Speicherprozess zum Zeitpunkt $t = 0$ erfolgt gemäß

$$|L\rangle \rightarrow \alpha_s |D_a(0)\rangle + \mu_s |D_m(0)\rangle. \quad (2.54)$$

Dabei ist $|D_a(0)\rangle$ ein Dicke-Zustand, der eine Anregung im atomaren Rydberg-Zustand enthält, während $|D_m(0)\rangle$ ein Dicke-Zustand ist, der eine Anregung im Molekül-Zustand enthält. Die komplexen Amplituden α_s und μ_s hängen von den Parametern des Speicherprozesses und der Dichte ρ ab. Für $\rho \rightarrow 0$ sollte auch $\mu_s \rightarrow 0$, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Grundzustandsatoms im Rydberg-Orbit mit sinkender Dichte immer kleiner wird. Für die Zeitentwicklung der Dicke-Zustände definieren wir die Koeffizienten $c_a = |c_a| e^{-i\omega_a t} = \langle D_a(0) | D_a(t) \rangle$ und $c_m = |c_m| e^{-i\omega_m t} = \langle D_m(0) | D_m(t) \rangle$. Hierbei sind $\hbar\omega_{a,m}$ die Energien der beiden Zustände und wir haben angenommen, dass die Phase der beiden Koeffizienten c_a und c_m sich nur aufgrund dieser Energien verändern. Beim Ausleseprozess wird der gespeicherte Zustand auf die Superposition $\alpha_r |D_a(0)\rangle + \mu_r |D_m(0)\rangle$ mit komplexen Amplituden α_r und μ_r projiziert. Der zur Zeit t_D ausgelesene Zustand des Lichts ist $c_L |L\rangle$ mit

$$c_L(t_D) = \alpha_r^* \alpha_s |c_a| e^{-i\omega_a t_D} + \mu_r^* \mu_s |c_m| e^{-i\omega_m t_D}. \quad (2.55)$$

Wir definieren $\alpha = |\alpha_r^* \alpha_s c_a|$ und $\mu = |\mu_r^* \mu_s c_m|$. Die zeitabhängige Ausleseeffizienz ist somit

$$\eta_L(t_D) = |c_L(t_D)|^2 = \alpha^2 + \mu^2 + 2\alpha\mu \cos(\epsilon(t_D) + \delta) \quad (2.56)$$

mit $\epsilon(t_D) = \omega_B t_D / 2$ und $\delta = \arg(\alpha_r \alpha_s^* \mu_r \mu_s^*) / 2$. Dabei ist $\hbar\omega_B = \hbar\omega_a - \hbar\omega_m > 0$ die Bindungsenergie des Moleküls. Die Phase der L -Komponente ist

$$\phi_L = \arg(c_L) = \arg[(\alpha e^{-i\epsilon(t_D)} + \mu e^{i\epsilon(t_D)}) e^{-i(\omega_a + \omega_m)t_D/2}]. \quad (2.57)$$

Im Allgemeinen gilt $\alpha_s \neq \alpha_r$ bzw. $\mu_s \neq \mu_r$, da z.B. unterschiedliche Gesamteffizienzen beim Speichern und Auslesen auftreten können. Da aber beim Auslesen wahrscheinlich bis auf einen globalen Vorfaktor auf dieselbe Superposition projiziert wird wie beim Speichern, sollte das Verhältnis der Koeffizienten wohl

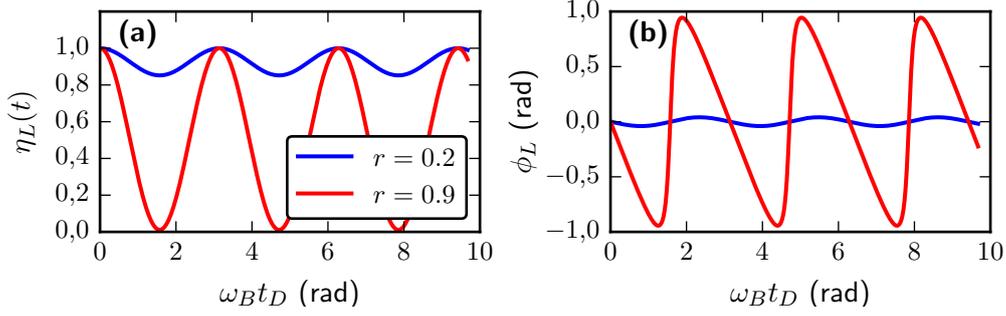


Abbildung 2.10: Einfluss der ultraweitreichenden Rydberg-Moleküle auf den Quantenspeicher. (a) zeigt die zeitlich oszillierende Ausleseeffizienz der L -Komponente des Polarisationszustandes als Funktion der Speicherzeit t_D für verschiedene Werte des Amplituden-Verhältnisses r aus Gl. (2.58). Die Oszillation hat für $|r| = 1$ maximalen Kontrast. In (b) zeigt die Phase des ausgelesenen Lichts auch ein oszillierendes Verhalten. Die Periodendauer der Oszillation ist identisch zu (a) und der Phasenhub ist auch hier maximal für $|r| = 1$. Während $\phi_L(t_D)$ für $|r| \gg 1$ und $|r| \ll 1$ in guter Näherung sinusförmig oszilliert, ergibt sich für $|r| \rightarrow 1$ eine Sägezahnschwingung.

identisch sein

$$r = \frac{\mu_s}{\alpha_s} = \frac{\mu_r}{\alpha_r}. \quad (2.58)$$

Dabei ist $|r|^2 / (1 + |r|^2)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit, dass sich eine Anregung im Molekül-Zustand befindet, falls sie überhaupt gespeichert wurde. Bei perfekter Gesamteffizienz beim Speichern und Auslesen muss außerdem $|\alpha_s|^2 + |\mu_s|^2 = 1$ und $|\alpha_r|^2 + |\mu_r|^2 = 1$ gelten. Nimmt man zusätzlich $|c_a| = |c_m| = 1$ an, folgt $\alpha + \mu = 1$ und Gl. (2.56) wird für $\delta = 0$ äquivalent zu Gl. (C.2) in Ref. [111]. In Abb. 2.10 sind η_L und ϕ_L als Funktion von t_D für $\alpha + \mu = 1$ und $\omega_a + \omega_m = \delta = 0$ gezeigt.

Für das Verhalten des Quantenspeichers, in dem zusätzlich Licht aus der $|R\rangle$ -Komponente im Grundzustand abgespeichert wurde, bedeuten die hier beschriebenen Prozesse einen Zusatzterm $i\phi_L$ aus Gl. (2.57), der im Exponenten in Gl. (2.52) erscheint. Im Gegensatz zu den Experimenten in Refs. [111, 130] wird dadurch die Phase ϕ_L direkt messbar.

Schließlich sei angemerkt, dass das hier diskutierte Modell lediglich Rydberg-Dimere berücksichtigt. Für $|r| \gg 1$ ist die Dichte typischerweise sehr hoch und man erwartet, dass auch Rydberg-Trimere, -Tetramere etc. relevant werden können. Eine entsprechende Erweiterung des Modells ist offensichtlich möglich.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden die Methoden diskutiert, die zur Realisierung der Experimente in dieser Arbeit angewendet werden. Der verwendete Apparat besteht bereits seit 1999 und wurde seitdem stetig erweitert, um neuartige Experimente zu ermöglichen. Der Aufbau wurde konzipiert, um damit Bose-Einstein-Kondensate (BECs) herzustellen. Die Dissertationsschriften [131,132] geben eine gute Einführung in die Erzeugung von BECs mit der verwendeten Apparatur. Die für diese Arbeit relevanten Komponenten werden in Abschn. 3.1 kurz zusammengefasst. Im Laufe der Jahre wurde der experimentelle Aufbau deutlich erweitert. Diese Veränderungen wurden zuletzt in Ref. [111] dokumentiert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden folgende wesentliche Änderungen und Ergänzungen am Aufbau vorgenommen: Die Präparation des ultrakalten Gases wurde so erweitert, dass die Erzeugung eines axial homogenen Mediums mit einstellbarer Länge ermöglicht wird. Dies wird in Abschn. 3.2 diskutiert. Weiterhin wurde das Lasersystem, das in Abschn. 3.3 erläutert wird, überarbeitet. In Abschn. 3.4 wird der optische Aufbau erklärt. Die Messung optischer Phasenverschiebungen spielt eine zentrale Rolle in dieser Arbeit. In Abschn. 3.5 wird ein Aufbau vorgestellt, der es ermöglicht, dem Licht genau ein Seitenband aufzuprägen. Das Seitenband kann als Referenz für die Messung optischer Phasenverschiebung verwendet werden. Als Alternative zum Seitenband mischen wir dem Licht eine zweite Polarisationskomponente als Referenz bei. Der letzte Abschn. 3.6 beschreibt ein optisches Interferometer, welches zur kohärenten Frequenzverschiebung zirkularer Polarisationskomponenten eines Lichtpulses verwendet wird.

3.1 Präparation des atomaren Ensemble

Präparation der Atomwolke Die Erzeugung eines ultrakalten Gases aus ^{87}Rb -Atomen basiert auf einem mehrstufigen Kühlprozess, der es erlaubt, ein atomares Gas mit einer Temperatur von etwa 500 nK und Dichten von mehreren 10^{12} cm^{-3} zu präparieren. Die verwendete Vakuumkammer besteht aus zwei Teilen. Im ersten Teil werden zunächst Atome in eine magneto-optischen Falle (MOT) aus einem Rb Hintergrundgas ($1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$) geladen [131]. Der zweite Teil der Kammer ist durch ein langes, dünnes Rohr mit dem erste Teil verbunden und zeichnet sich durch einen deutlich niedrigeren Druck ($< 2 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$) aus. Nachdem genügend Atome in der MOT im ersten Teil gefangen wurden, werden diese durch kurze Anwendung von Polarisationsgradientenkühlung weiter

3 Experimenteller Aufbau

abgekühlt. Anschließend beschleunigt ein resonanter Laserpuls die Atome, wodurch diese in den zweiten Teil der Kammer gelangen, wo sie nach einer Flugzeit von etwa 50 ms in einer weiteren MOT eingefangen und gehalten werden. Das Fangen in der ersten MOT mit anschließendem Transfer wird so lange wiederholt bis genügend Atome in der zweiten MOT gefangen wurden. Danach erfolgt erneut Polarisationsgradientekühlen und dann optisches Pumpen entweder in den Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ oder in $|F = 2, m_F = 2\rangle$.

Anschließend werden die Atome in einer Magnetfalle gespeichert. Dafür wird eine Anordnung verwendet, die als Ioffe-Pritchard Falle bekannt ist [133]. In dieser Falle werden die Atome zunächst komprimiert und danach durch erzwungene Verdampfung mit Hilfe eines Radiofrequenz-Feldes (RF) weiter gekühlt. Dies erzeugt ein atomares Ensemble mit einer Temperatur von einigen 100 nK. Details finden sich in Refs. [131,132].

Zeitlicher Ablauf Anschließend wird das Ensemble in eine optische Dipolfalle umgeladen (siehe Abschn. 3.2), in welcher es zur Durchführung des EIT-Experiments zur Verfügung steht. Das EIT-Experiment findet auf der Zeitskala von wenigen Mikrosekunden statt und wird pro geladener Atomwolke 10^4 mal wiederholt. Zwischen jeder einzelnen EIT-Sequenz gibt es eine Pause von 100 μ s. Die Atome besitzen eine gemessene $1/e$ -Zerfallszeit in der Dipolfalle von 14 s ohne EIT-Laser. Wird die EIT-Sequenz jedoch durchgeführt, so reduziert sich die Atomzahl bereits nach 10^4 Wiederholungen um 20%. Daher werden nach dieser Zeit die Fallenlaser ausgeschaltet und es wird nach einer Flugzeit von einigen Millisekunden ein Absorptionsbild der Wolke aufgenommen. Während der Zeit des EIT-Experiments ist ein gemessenes Magnetfeld entlang der Ausbreitungsrichtung des Signalstrahls von 13 μ T angelegt. Der gesamte Zyklus wiederholt sich etwa alle 20 s.

Absorptionsabbildung Zur Bestimmung der Atomzahlen und Temperaturen wird nach dem Ausschalten der Fallenlaser und anschließender Flugzeit ein nah-resonanter Laser eingestrahlt. Der Schattenwurf durch das atomare Ensemble wird auf eine CCD (Charge Coupled Device)-Kamera abgebildet. Diese Bilder enthalten die transmittierte Intensität I_t des Abbildungsstrahls. Aus einem zweiten Bild ohne Atome ermitteln wir die Referenzintensität I_{ref} mit der sich die optische Dichte $OD = -\ln(I_t/I_{ref})$ bestimmen lässt. Hieraus können wir die zweidimensionale Dichteverteilung der Atome und die Atomzahl ermitteln. Das Abbildungssystem entlang der Propagationsrichtung der Photonen ist ausführlich in Ref. [132] beschrieben. Ein zweites Abbildungssystem erzeugt Absorptionenaufnahmen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Signalstrahls und ist in Ref. [134] beschrieben.

3.2 Erzeugung eines axial homogenen Ensembles mit variabler Länge

Optische Dipolfalle Da die Atome bereits vor dem Umladen in die optische Dipolfalle sehr kalt sind, ist nur eine geringe Dipolfallentiefe nötig, um die Atome optisch zu speichern. Im Prinzip könnte das Dipolfallenlicht die nachfolgenden EIT-Experimente durch dynamische Stark-Verschiebungen einerseits und durch Photoionisation der Rydberg-Zustände andererseits erheblich stören, aufgrund geringer Fallentiefe sind diese Effekte jedoch vernachlässigbar.

Im vorgestellten Experiment, werden die kalten Atome aus der Magnetfalle in eine schwach fokussierte Dipolfalle geladen, die horizontal und entlang des Signallichts propagiert. Die Spotgröße ($1/e^2$ -Radius der Intensität) von $140\ \mu\text{m}$ ist so gewählt, dass die optische Dipolkraft stärker ist als die Gravitationskraft. Allgemein ist das Fallenpotential [135]

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{x}) = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\mathbf{x}), \quad (3.1)$$

wobei α die komplexe dynamische Polarisierbarkeit ist und $I(\mathbf{x})$ die Intensität des gaußschen Laserstrahls. Für die verwendete Wellenlänge $\lambda = 1064\ \text{nm}$ ist $\text{Re}(\alpha) = 687,3\ \text{a.u.}$ [136]. Für typische Laserleistungen von $3,4\ \text{W}$ berechnen wir analog zu Ref. [112] eine transversale Fallenfrequenz $\omega_r = 2\pi \cdot 92\ \text{Hz}$ und eine longitudinale Fallenfrequenz von $\omega_z = 2\pi \cdot 0,2\ \text{Hz}$. Die experimentelle Charakterisierung hat $\omega_r = 2\pi \cdot 103\ \text{Hz}$ ergeben. Für typische Temperaturen von $0,5\ \mu\text{K}$ ist die transversale Dichteverteilung näherungsweise gaußförmig mit der root-mean-square (rms) Ausdehnung $\sigma_r = 12\ \mu\text{m}$. Für die longitudinale Ausdehnung ergäbe sich rechnerisch $\sigma_r = 7\ \text{mm}$. Später werden noch Methoden eingeführt, mit denen ein zusätzlicher longitudinaler Einschluss erzeugt wird, was die axiale Ausdehnung des Mediums deutlich reduziert.

Um Drifts der Strahlposition zu minimieren wird eine Positionsregelung in 2D ähnlich zu Ref. [137] verwendet. Dabei wird nach jedem Experimentzyklus ein Bild des Strahlprofils mit Hilfe einer CCD-Kamera aufgenommen und mit einer Software die Strahlposition relativ zur Kamera ermittelt. Weicht die Position von dem Sollwert ab, so wird dies durch einen Spiegel mit piezoelektrischen Stellelementen nachgeregelt.

Longitudinale Potentialbarrieren Eine wichtige Längenskala im Experiment ist die longitudinale Ausdehnung des Mediums. So kann z.B. die Länge der Atomwolke starken Einfluss darauf haben, wie viele Rydberg-Anregungen sich gleichzeitig im Medium befinden. Ist die Länge des Mediums deutlich größer als der Blockade-Radius, so können mehrere Anregungen im System erzeugt werden. Sind die beiden Längen hingegen ähnlich, ist es durch den Blockade-Effekt unwahrscheinlich, mehr als eine Anregung zu erzeugen. Eine variable Länge des Mediums im Experiment erleichtert die Untersuchung der verschiedenen Para-

3 Experimenteller Aufbau

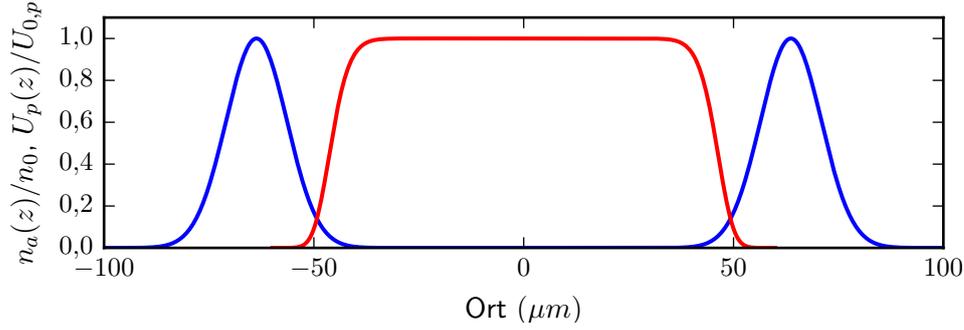


Abbildung 3.1: Theoretische Vorhersage der normierten axialen Dichteverteilung $n_a(z)/n_0$ (rot) bei einer Temperatur $T = 500$ nK. In blau ist das normierte Potential $U_p(z)/U_{0,p}$ (siehe Gl. 3.2) durch die beiden Potentialbarrieren für $U_{0,p} = k_B \times 30 \mu\text{K}$, $D = 127 \mu\text{m}$, $w_x = 42,5 \mu\text{m}$ und $w_z = 14,5 \mu\text{m}$ gezeigt.

meterregime. Gleichzeitig ist es erstrebenswert eine möglichst homogene Dichteverteilung zu erzeugen. Wie in Abschn. 2.4.3 bereits erwähnt wurde, ist die Entstehung von ultraweitreichenden Rydberg-Molekülen dichteabhängig. Inhomogene Dichteverteilungen können somit zu Dephasierung im System führen. Nachfolgend werden wir diskutieren wie sich ein axial homogenes Ensemble mit einstellbarer Länge im Experiment realisieren lässt.

Das longitudinale Potential wird durch zwei seitlich eingestrahelte Laserstrahlen im Abstand D bei der Wellenlänge $\lambda_p = 532$ nm hergestellt. Beide Strahlen besitzen ein elliptisches Strahlprofil mit Spotgrößen w_x (transversal) und w_z (longitudinal). Wegen $\text{Re}(\alpha_p) = -254$ a.u. [119] erzeugt der Laserstrahl bei dieser Wellenlänge ein repulsives Potential. Wie oben bereits erwähnt, gibt es einen longitudinalen Einschluss durch die 1064 nm-Falle, der durch die schwache Fokussierung so klein ist, dass er vernachlässigt werden kann. Das longitudinale Potential bei $x = 0$ ist unter diesen Annahmen durch

$$U_p(z) = U_{0,p} \left[\exp\left(\frac{-2(z - D/2)^2}{w_z^2}\right) + \exp\left(\frac{-2(z + D/2)^2}{w_z^2}\right) \right] \quad (3.2)$$

gegeben mit $U_{0,p} = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c} \text{Re}(\alpha_p) I_{0,p}$ wobei $I_{0,p} = 2P_p/(\pi w_x w_z)$ die Intensität pro Strahl mit Leistung P_p ist. In Abb. 3.1 (rot) ist das normierte axiale Dichteprofil $n_a(z)/n_0 = \exp(-U_p(z)/(k_B T))$ [135] gezeigt. Zur Veranschaulichung ist auch das normierte Potential $U_p(z)/U_{0,p}$ durch die beiden Laser in Abb. 3.1 (blau) gezeigt. Die gewählten Parameter entsprechen typischen Werten $P_p = 0,3$ W, $w_z = 14,5 \mu\text{m}$, $w_x = 42,5 \mu\text{m}$ und $T = 500$ nK im Experiment. Man erkennt, dass durch die gewählte Potentialgeometrie eine homogene Dichteverteilung mit ausreichend steilen Kanten entsteht.

Der optische Strahlengang zur Erzeugung der beiden sog. “Plug”-Strahlen ist in Abb. 3.2 gezeigt. Das Laserlicht bei 532 nm wird durch einen frequenz-

3.2 Erzeugung eines axial homogenen Ensembles mit variabler Länge

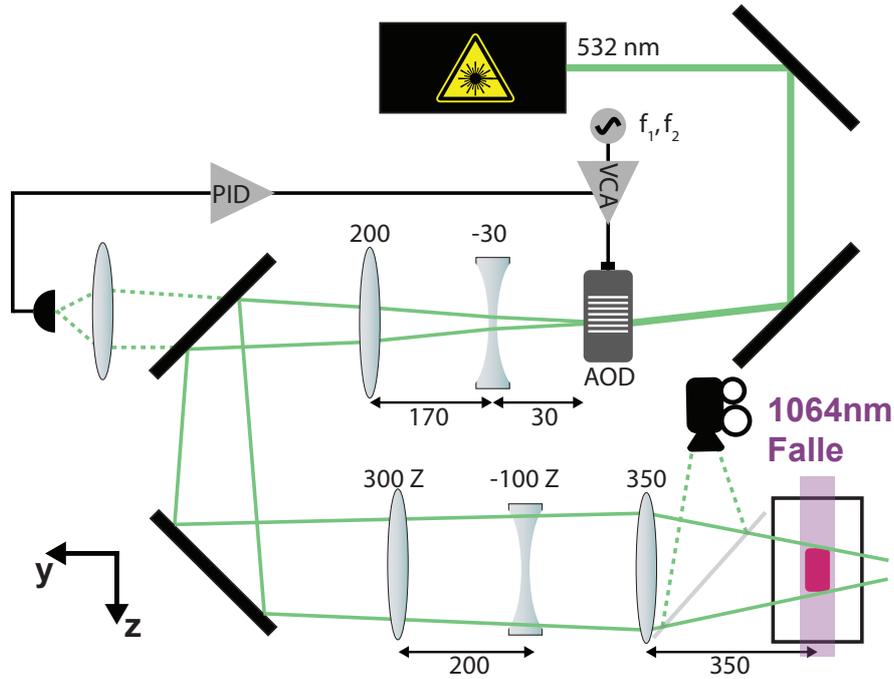


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus zur Erzeugung des longitudinalen Fallenpotentials. Ein Laser-Strahl bei $\lambda_p = 532\text{ nm}$ wird mit Hilfe eines AOD in zwei Strahlen aufgeteilt. Hierzu wird der AOD mit zwei Radiofrequenzen f_1 und f_2 betrieben. Die Leistung der Strahlen hinter dem AOD wird mit einem PID-Regler über die RF-Leistung der beiden Signale geregelt. Die Leistung der RF-Signale wird mit Hilfe eines spannungsgesteuerten Abschwächers (VCA) gesteuert. Die Fokalebene liegt am Punkt der Atome während sich die beiden Strahlen hinter den Atomen kreuzen. Vor der letzten Linse befindet sich ein Zylinderlinsenteleskop, welches das elliptische Strahlprofil (Aspektverhältnis $\approx 3 : 1$) der beiden Strahlen in transversaler Richtung erzeugt. Zu Charakterisierungszwecken bilden wir die Strahlen auf einer CCD-Kamera ab. Alle Brennweiten und Längenangaben sind in mm angegeben und Z hinter der Brennweite bedeutet Zylinderlinse mit Brechung in vertikaler Richtung.

verdoppelten Singlemode Ytterbium-Faserlaser (*Azur Light Systems ALS-GR-532*) erzeugt. Dieser besitzt eine maximale Ausgangsleistung von $P_0 = 3\text{ W}$. Der kollimierte Laserstrahl mit der Spotgröße von $w_0 = 1\text{ mm}$ wird in einen akustooptischen Deflektor (AOD, *AA OPTO-ELECTRONIC DTSX-400*) gekoppelt, der sich durch eine besonders große Radiofrequenz (RF)-Bandbreite (50 MHz) gegenüber normalen akustooptischen Modulatoren (AOM) auszeichnet. An dieser Stelle wird der Laserstrahl in zwei Strahlen aufgeteilt, indem der AOD mit zwei unterschiedlichen Radiofrequenzen $f_1 = f_{\text{AOD}} - \Delta f_{\text{AOD}}/2$ und $f_2 = f_{\text{AOD}} + \Delta f_{\text{AOD}}/2$ betrieben wird, wobei die Zentralfrequenz des AODs $f_{\text{AOD}} = 110\text{ MHz}$ ist. Somit wird die gebeugte Ordnung in zwei Strahlen mit

3 Experimenteller Aufbau

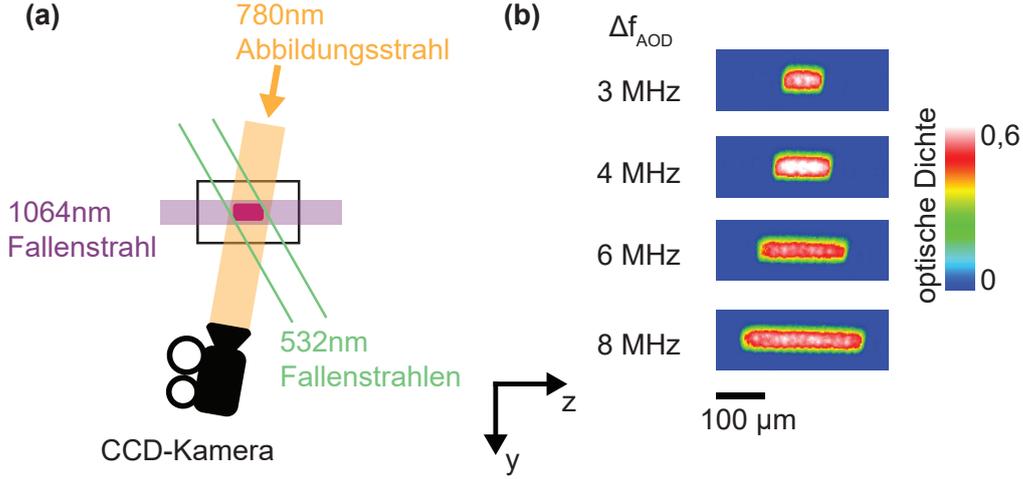


Abbildung 3.3: Experimentelle Bestimmung der Mediumslänge durch in situ Absorptionenaufnahmen des atomaren Ensembles. In (a) ist der Aufbau für die Abbildung der Atomwolke dargestellt. Senkrecht zur 1064 nm-Falle wird das resonante Licht für die Abbildung eingestrahlt und der Schattenwurf auf einer CCD-Kamera aufgenommen. Der Winkel zwischen dem Abbildungslicht und den zwei 532 nm-Strahlen ist in der Abbildung zur Verdeutlichung stark vergrößert. (b) zeigt aus Absorptionenaufnahmen experimentell ermittelte räumliche Verteilungen der optischen Dichte für verschiedene Differenzfrequenzen am AOD.

unterschiedlichen Winkeln $\theta_{1,2} = \lambda_p f_{1,2} / c_s$ (c_s ist die Schallgeschwindigkeit im AOD-Kristall) aufgeteilt. Das nachfolgende Teleskop weitet die beiden kollimierten Laserstrahlen um einen Faktor 7 auf und verkleinert den Differenzwinkel $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$. Das Strahlenpaar propagiert nun unter kleinem Winkel zum letzten Teleskop, welches mit Hilfe von Zylinderlinsen das Strahlprofil in vertikaler Richtung um einen Faktor 3 verkleinert. Abschließend fokussiert die letzte Linse die Strahlen. In der Fokalebene haben die beiden Strahlen die Spotgrößen $w_z = 14,8 \mu\text{m}$ und $w_x = 42,5 \mu\text{m}$ im Abstand D . Aufgrund des Winkels $\Delta\theta$ liegt der Kreuzungspunkt der Strahlen nicht in der Fokalebene der letzten Linse sondern hinter den Atomen (siehe Abb. 3.2). Zusätzlich wird nach der letzten Linse mit Hilfe einer Glasplatte ein kleiner Teil des Lichts auf eine CCD-Kamera zu Charakterisierungszwecken gelenkt, mit der wir den Abstand und das Strahlprofil der beiden Strahlen ermitteln. Die Position der Kamera entspricht dabei der Position der Atome. Um die Frequenzabhängigkeit des Abstands zu verstehen, haben wir D für verschiedene Δf_{AOD} mit Hilfe der CCD-Kamera gemessen. Hier wurde ein linearer Zusammenhang $D(\Delta f_{\text{AOD}}) = a' \cdot \Delta f_{\text{AOD}} + b'$ mit $a' = 42,5 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ und $b' = -0,2 \mu\text{m}$ ermittelt.

Das transmittierte Licht des ersten Spiegels nach dem AOD wird verwendet, um die Leistung der Plug-Strahlen zu stabilisieren. Die beiden Strahlen werden

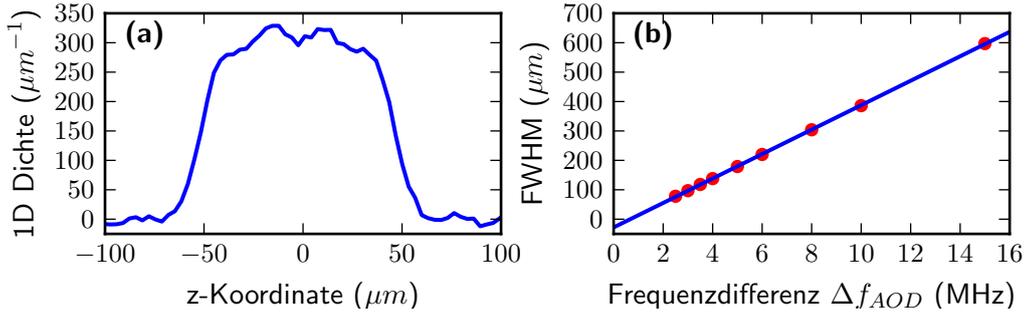


Abbildung 3.4: Axiales Dichteprofil und Halbwertsbreite des Mediums. In (a) ist die axiale Dichte des Mediums über die longitudinale Koordinate für $\Delta f_{AOD} = 3,5$ MHz dargestellt. Im zentralen Teil des Mediums mit konstanter Dichte fluktuiert die Dichte um etwa 7%. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) als Funktion der Differenzfrequenz Δf_{AOD} ist in (b) dargestellt. Die Anpassung einer linearen Funktion stimmt gut mit den Daten überein.

auf einer Photodiode fokussiert. Das Photodiodensignal wird verwendet, um ein Fehlersignal für einen PID-Regler¹ zu generieren. Der Regler steuert die Leistung der RF-Signale f_1 und f_2 am AOD über einen spannungsgesteuerten Abschwächer (VCA).

Zur Charakterisierung der Dichteverteilung der gespeicherten Atomwolke verwenden wir Absorptionsoptionen ohne Expansionszeit für verschiedene Differenzfrequenzen Δf_{AOD} . In Abb. 3.3 (a) ist der Strahlengang für das Abbildungssystem zur Aufnahme von seitlichen Absorptionsoptionen zu sehen. Dieses System wurde ausführlich in Ref. [134] beschrieben. Typische Verteilungen der optischen Dichte, die aus solchen Absorptionsoptionen bestimmt wurden, sind in Abb. 3.3 (b) gezeigt. Diese Bilder zeigen deutlich, dass die Länge des Mediums einstellbar ist. Es ist zu beachten, dass sich eine solche Dichteverteilung nur dann einstellt, wenn der 1064 nm-Fallenstrahl sehr genau horizontal propagiert. Andernfalls findet man fast alle Atome nahe an einem der Plug-Strahlen.

Durch transversale Integration der optischen Dichte ergibt sich die axiale Dichteverteilung der Atome, siehe Abb. 3.4 (a). Man erkennt deutlich die Homogenität des Dichteprofiles in einem ausgedehnten Bereich. Die Standardabweichung der axialen Dichte betragen im Intervall $-43 \mu\text{m} < z < 43 \mu\text{m}$ etwa 7%. Das gewählte Intervall enthält 87% der gesamten Atome.

Als Maß für die longitudinale Ausdehnung des Ensembles wird die volle Halbwertsbreite (FWHM) der axialen Dichteverteilung verwendet. Die gemessene Mediumslänge als Funktion von Δf_{AOD} ist in Abb. 3.4 (b) dargestellt. Die Anpassung der linearen Funktion $L(\Delta f_{AOD}) = a \cdot \Delta f_{AOD} + b$ ergibt $a = 41,5 \mu\text{m}/\text{MHz}$ und $b = -28 \mu\text{m}$. Die Steigung a stimmt gut mit der Abstandsmessung der beiden Strahlen auf der CCD-Kamera in Abb. 3.2 überein.

¹PID steht für Proportional-Integral-Differential.

3.3 Lasersysteme

Dieser Abschnitt beschreibt das Lasersystem zur Erzeugung der Signal- und Kopplungsfelder, die für spätere Experimente verwendet werden. Die Grundzüge des Systems wurden bereits in Ref. [111] beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurden jedoch einige Veränderungen durchgeführt, die hier diskutiert werden.

Der Signallaser treibt Übergänge auf der D_2 -Linie von ^{87}Rb bei der Wellenlänge $\lambda = 780\text{ nm}$. Weiterhin stellen zwei Kopplungslaser Licht bei $479,1\text{ nm} < \lambda < 482,6\text{ nm}$ zur Verfügung, um zwei verschiedene Rydberg-Zustände mit $n > 30$ vom Zustand $5P_{3/2}$ zu erreichen. Zusätzlich wurde ein Kopplungslaser bei $\lambda = 780\text{ nm}$ aufgebaut. Dies ermöglicht EIT mit verschiedenen Rydberg- und Grundzuständen innerhalb eines Experimentzyklus. Im Gegensatz zu Ref. [111] werden in diesem System ausschließlich Diodenlaser verwendet.

Eine wichtige Eigenschaft der Laser ist die Frequenzstabilität, da die Effekte von Interesse stark von den Frequenzen der einzelnen Laser abhängen (siehe Abschn. 2.2). Zusätzlich wurde in Ref. [111] argumentiert, dass die Linienbreite der Laser zu reduzierter EIT-Transmission und damit zu verringerter Erfolgswahrscheinlichkeit eines Experiments führt. Es muss sichergestellt werden, dass die Frequenzen der Laser sowohl auf der Zeitskala von einem Experiment ($\sim \mu\text{s}$), als auch über viele Wiederholungen ($\sim \text{h}$) stabil sind.

Eine wichtige Komponente für die Frequenzstabilität der Laser ist die Stabilität der verwendeten Frequenzreferenz. In dieser Arbeit wurde der selbst konstruierte Resonator aus Ref. [111] durch einen kommerziellen Fabry-Perot-Resonator (FPR, *Stable Laser Systems*) ersetzt, der sich durch eine hohe Finesse und gute passive Stabilität auszeichnet. Der Abstandshalter des Resonators ist aus einem speziellen Glas gefertigt, welches einen besonders niedrigen thermischen Ausdehnungskoeffizienten besitzt und daher auch als Ultra Low Expansion (ULE) Material bezeichnet wird. Weiterhin zeichnen sich die verwendeten Spiegel durch hohe Reflektivität aus, was eine hohe Finesse und damit eine kleine Linienbreite des Resonators zur Folge hat. Die beiden Spiegel haben einen Krümmungsradius von $R = 50\text{ mm}$. Das gesamte System befindet sich in einer Vakuumkammer bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-7}\text{ mbar}$. Der Halter des Resonators ist temperaturstabilisiert.

Wir ermitteln die $1/e$ -Zerfallszeit τ der im Resonator gespeicherten Lichtenergie mittels Cavity-Ring-Down-Spektroskopie [138]. Dazu wird Licht, dessen Frequenz linear mit der Zeit ansteigt, auf den Resonator gesandt und die transmittierte Leistung als Funktion der Zeit gemessen. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abb. 3.5 (a) gezeigt. Zur Zeit $t \approx 5\text{ }\mu\text{s}$ ist das Licht in Resonanz mit einer Resonatormode, was zu einem Maximum der transmittierten Leistung führt. Danach beobachtet man zunächst ein Schwebungssignal [138], welches hier von geringem Interesse ist. Bei etwas längeren Zeiten beobachtet man einen exponentiellen Zerfall der transmittierten Leistung proportional zu $e^{-t/\tau}$. Durch Kurvenanpassung an die experimentellen Daten ergibt sich $\tau = 6,9\text{ }\mu\text{s}$. Würde man stattdessen monochromatisches Licht mit einer zeitunabhängigen

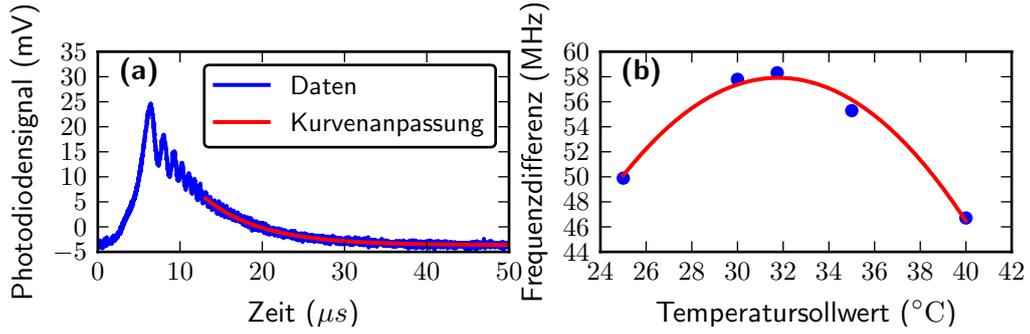


Abbildung 3.5: Eigenschaften des ULE-Resonators. (a) Der Zerfall des durch den Resonator transmittierten Lichts in einem Cavity-Ring-Down-Experiment ist in blau gezeigt. Aus den Daten für späte Zeiten wird durch Kurvenanpassung eine Exponentialfunktion (rot) mit $1/e$ Zeit $\tau = 6,9 \mu\text{s}$ und damit eine Resonatorlinienbreite $\Delta f_{\text{FWHM}} \approx 23 \text{ kHz}$ ermittelt. In (b) ist die Differenzfrequenz aus Frequenzkamm und eines auf den Resonator stabilisierten Lasers als Funktion der Resonatortemperatur zu sehen. Bei dem Maximum um $T_0 = 31,75 \text{ }^\circ\text{C}$ hat der thermische Ausdehnungskoeffizient einen Nulldurchgang.

Frequenz f verwenden, so würde die transmittierte Leistung als Funktion von f eine Lorentz-Kurve mit $\Delta f_{\text{FWHM}} = 1/(2\pi\tau) = 23 \text{ kHz}$ liefern. Der Abstand der Resonatorspiegel $d = 100 \text{ mm}$ liefert einen freien Spektralbereich $\Delta f_{\text{FSR}} = c/(2d) = 1,5 \text{ GHz}$ und eine Finesse von $F = \Delta f_{\text{FSR}}/\Delta f_{\text{FWHM}} = 6,2 \cdot 10^4$.

Wie schon erwähnt ist neben der Stabilität auf kurzen Zeitskalen auch die Langzeitänderung der Laserfrequenz relevant, da die Messdauer oft Stunden oder sogar Tage beträgt. Trotz der guten Stabilitätseigenschaften und der Evakuierung der Resonatorumgebung, gibt es dennoch Variationen der Resonatorlänge. Das Material des Abstandshalters hat die besondere Eigenschaft, einen Nulldurchgang im thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei einer Temperatur T_0 zu besitzen. Für T nahe T_0 hängt die durch thermische Expansion erzeugte Änderung Δf der Resonanzfrequenz also quadratisch von $T - T_0$ ab. Der Wert von T_0 ist für jeden Abstandshalter unterschiedlich und muss charakterisiert werden. Um T_0 experimentell zu ermitteln, vergleichen wir die Frequenz eines auf den Resonator stabilisierten Lasers ($\lambda = 780 \text{ nm}$) mit einem Frequenzkamm (*Menlo Systems, FC 1500-250*) für verschiedene Temperaturen der Resonatorauflage. Die Differenzfrequenz für unterschiedliche Temperaturen ist in Abb. 3.5 (b) dargestellt. Durch Kurvenanpassung einer Parabel an die gemessenen Daten wurde $T_0 = 31,75 \text{ }^\circ\text{C}$ ermittelt. Die Temperaturen werden mit Hilfe eines kommerziellen Systems (*Wavelength Electronics LFI-3751*) geregelt. Die verbleibenden Frequenzänderungen bei der optimalen Temperatureinstellung betragen bis zu ca. $\pm 600 \text{ Hz}$ in einer Stunde, was in der Praxis nicht limitierend ist.

3 Experimenteller Aufbau

Für den Signallaser verwenden wir - identisch zu Ref. [111] - einen External Cavity Diode Laser (ECDL, *Toptica DL-Pro*) bei der Wellenlänge 780 nm und einer maximalen Ausgangsleistung von 120 mW. Die Laserfrequenz ist nah-resonant zum Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ auf der D_2 -Linie von ^{87}Rb . Der Laser wird auf den ULE-Resonator stabilisiert, um eine kleine Laserlinienbreite zu erreichen. Dazu wird eine Regelschleife aufgebaut, die im Wesentlichen der in Ref. [111] entspricht. Der Aufbau ist schematisch in der Mitte von Abb. 3.6 gezeigt. Zur Stabilisierung wird ein Teil des Signallichts (rot) abgezweigt und in einen wellenleiterbasierten Phasenmodulator (*Jenoptik, PM785HF*) gekoppelt. Hier werden dem Lichtfeld Seitenbänder mit der Modulationsfrequenz $f_{780}^{(m)}$ aufgeprägt. Die einstellbare Modulationsfrequenz ist gerade so gewählt, dass ein Seitenband bei der gewünschten Zentralfrequenz des Lasers in Resonanz mit dem FPR ist. Es ist somit möglich die Frequenz des Lasers über $f_{780}^{(m)}$ unabhängig von der Länge des Resonators zu ändern. Dabei ist es wichtig, dass die Modulationsfrequenz so weit verändert werden kann, dass mindestens ein freier Spektralbereich des ULE-Resonators abgedeckt werden kann.

Das Fehlersignal zur Stabilisierung auf den Resonator wird mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens (PDH) [139,140] erzeugt. Bevor das Signallicht in den Resonator eintritt, passiert es einen weiteren Phasenmodulator (auch elektrooptischer Modulator, EOM), der dem Licht Seitenbänder bei $\pm 11,6$ MHz aufprägt. Das vom Resonator reflektierte Licht erfährt eine stark frequenzabhängige Phasenverschiebung in der Nähe der Resonanzfrequenz des FPR. Die Phaseninformation manifestiert sich in der Phase des Interferenzsignals zwischen den Seitenbändern und dem Träger. Wir ermitteln diese Phaseninformation indem wir die Intensität des reflektierten Lichts auf einer schnellen Photodiode detektieren. Das gemessene Signal wird elektronisch mit der Radiofrequenz des Phasemodulators gemischt. Das so erzeugte Signal besitzt eine steile Flanke in der Nähe der FPR-Resonanz und eignet sich als Fehlersignal für einen Regler, der die Laserfrequenz steuert. Die Regelschleife wird mit einem kommerziellen PID-Regler (*Toptica FALC-100*) über den schnellen Strommodulationseingang der Laserdiode geschlossen.

Zusätzlich zum Signallaser wurde ein zweiter Diodenlaser (ECDL, *Toptica DLC-Pro*) bei $\lambda = 780$ nm aufgebaut. Dieser dient als Kopplungslaser auf dem Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Zur Stabilisierung wird ein kleiner Teil des Signallichts abgezweigt. Diesem werden mit einem wellenleiterbasierten Phasenmodulator (*Photline NIR-MPX800*) Seitenbänder bei $\pm 6,8$ GHz aufgeprägt. Anschließend wird das Licht mit dem Kopplungslaser überlagert. Die Schwebung zwischen einem der Seitenbänder und dem Kopplungslaser wird als Eingang für einen kommerziellen Regler (*Toptica mFALC*) verwendet, der die Differenzphase stabilisiert. Der Aufbau ist in Abb. 3.6 (rot) dargestellt.

Das Kopplungslicht für den Target-Puls bei $\lambda = 480$ nm wird mit Hilfe eines verstärkten Diodenlasers (*Toptica TA-Pro*) und einer nichtlinearen Verdopplung (*Toptica SHG*, Second Harmonic Generation) erzeugt. Die maximale Ausgangsleistung nach der Verdopplung beträgt etwa 400 mW. Die Frequenzstabilisierung

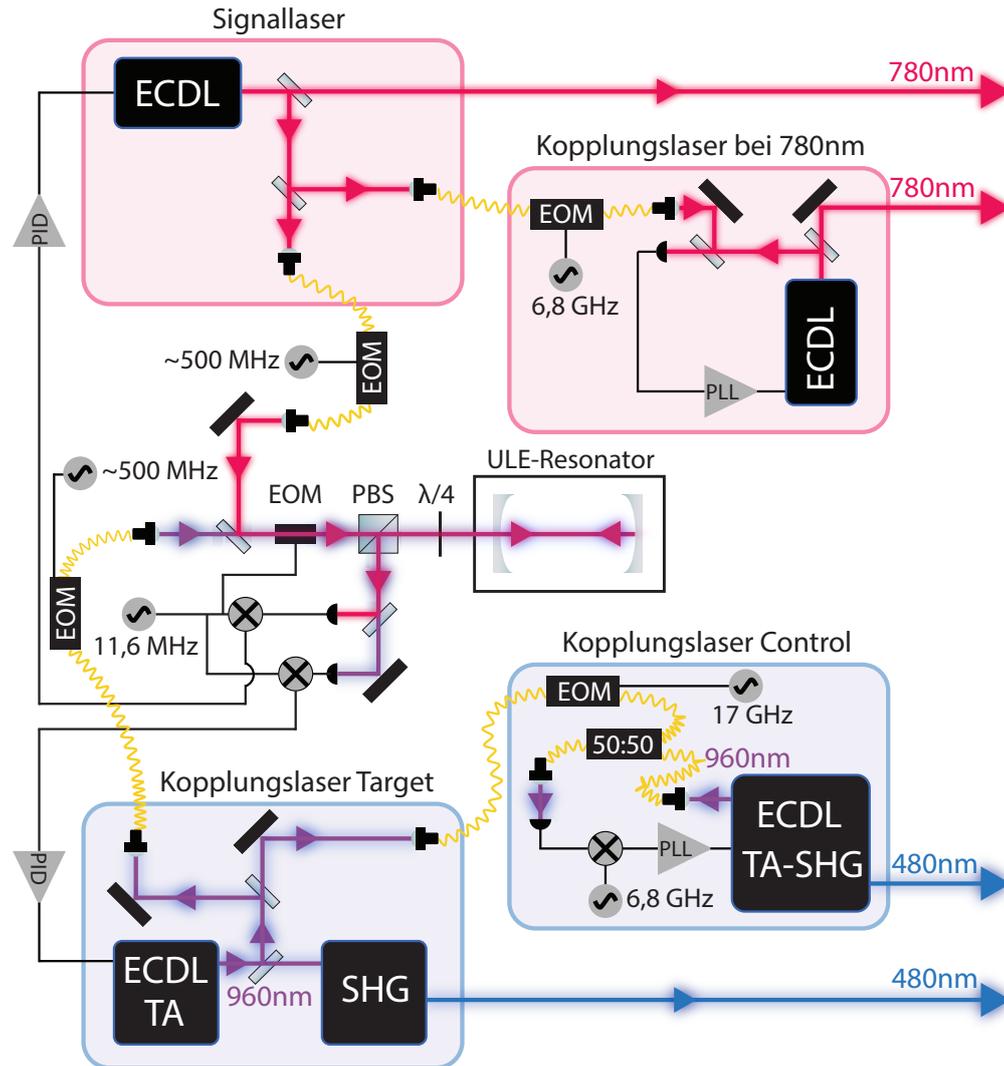


Abbildung 3.6: Frequenzstabilisierung für Signal- und Kopplungslaser. Sowohl der Signallaser ($\lambda = 780 \text{ nm}$) als auch die Fundamentale des Target-Kopplungslasers ($\lambda = 960 \text{ nm}$) werden mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren auf einen ULE-Resonator stabilisiert. Der Control-Kopplungslaser bei 780 nm ist auf den Signallaser phasenstabilisiert. Analog dazu ist die fundamentale des Control-Kopplungslichts bei 960 nm auf den Target-Kopplungslaser phasenstabilisiert. Um Licht bei 480 nm zu erzeugen werden nichtlineare Verdopplungsprozesse (Second Harmonic Generation) benutzt.

erfolgt analog zum Signallaser. Zur Stabilisierung wird zunächst einer kleiner Teil der Fundamentale bei $\lambda = 960 \text{ nm}$ abgezweigt und über einen wellenleiterbasierten Phasenmodulator (*Photline NIR-MPX-LN-10*) zum ULE-Resonator transportiert. Ähnlich zum Signallaser ist somit die Frequenz des Kopplungslaser-

sers unabhängig von der Resonatorlänge einstellbar. Das Licht wird an einem dichroitischen Spiegel mit dem Signallicht überlagert und zusammen in den Resonator gesendet. Die vom Resonator reflektierten Lichtfelder werden durch einen weiteren dichroitischen Spiegel auf separate Photodioden gelenkt. Somit werden für beide Wellenlängen unabhängige Fehlersignale erzeugt. Auch hier kommen das Pound-Drever-Hall-Verfahren und ein PID-Regler (*Toptica FALC-100*) zum Einsatz.

Das Rydberg-Kopplungslicht für den Control-Puls bei $\lambda = 480$ nm wird durch ein kommerzielles Komplettsystem (*Toptica TA-SHG-Pro*) bereitgestellt. Der Aufbau entspricht dem in Ref. [111]. Dabei wird eine Kombination aus einem Diodenlaser, einem Verstärker (Tapered Amplifier, TA) und einer nichtlinearen Verdopplung verwendet. Die maximale Ausgangsleistung bei $\lambda = 480$ nm ist hier etwa 950 mW. Erneut regeln wir die Frequenz des zweiten Lasers auf den bereits stabilisierten Laser mit Hilfe eines wellenleiterbasierten Phasenmodulators (*Photline NIR-MPX-LN-10*), welcher bei typischerweise 17 GHz betrieben wird. Die Frequenz des Lasers wird so gewählt, dass eine Schwebung bei 6,8 GHz entsteht, die anschließend elektronisch auf 50 MHz herunter gemischt wird. Die Differenzphase zwischen diesem Signal und einem Lokaloszillator wird mit einem kommerziellen Regler (*Toptica mFALC*) stabilisiert. Der Aufbau ist in Abb. 3.6 (blau) dargestellt.

Um die Linienbreite der Laser zu ermitteln, verwendet man im Idealfall eine zweite, unabhängige Referenz mit deutlich kleinerer Linienbreite. Diese stand bei dem Aufbau des Systems nicht zur Verfügung, so beschränken wir uns auf die Charakterisierung der “In-Loop”-Linienbreite. Diese Größe wird aus dem Rauschen des Fehlersignals bei geschlossener Regelschleife ermittelt. Dazu senken wir die Verstärkung des Reglers so weit ab, dass die Frequenzexkursionen bis an die Umkehrpunkte des Fehlersignals reichen. Daraus lässt sich die FWHM des Resonators in Einheiten der Fehlersignalamplitude ermitteln. Zusammen mit der Charakterisierung der Linienbreite des Resonators aus der Zerfallsmessung und dem Rauschen bei optimalen Regelparametern lässt sich eine obere Grenze für die Laserlinienbreite (FWHM) errechnen. Diese beträgt für den Signallaser $\Delta f_{780} < 2$ kHz bei einer Aufnahmezeit von 10 MHz. Eine ähnliche Charakterisierung für den Kontrolllaser ergab eine In-Loop-Linienbreite von $\Delta f_{960} < 2$ kHz (10 MHz Aufnahmezeit).

3.4 Optischer Strahlengang

Zur Durchführung der Experimente wurde, bis auf wenige Änderungen, der optische Aufbau aus Ref. [111] verwendet. In diesem Abschnitt werden kurz der Strahlengang und seine wesentlichen Änderungen zusammengefasst.

Um die Wechselwirkung der Polaritonen im Medium zu maximieren, ist es notwendig, dass die transversale Ausdehnung der optischen Mode (Spotgröße w_s des Signallasers am Ort der Atome) deutlich kleiner als der Blockade-Radius R_b

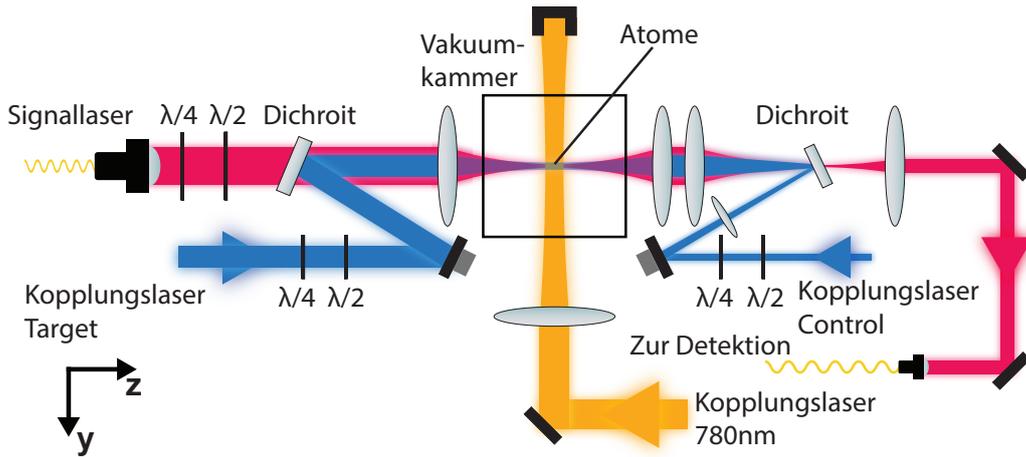


Abbildung 3.7: Strahlgeometrie des verwendeten optischen Aufbaus. Nach der Faserauskopplung des Signallasers wird die Polarisation mit zwei Wellenplatten angepasst. Der Target-Kopplungslaser bei $\lambda = 480 \text{ nm}$ wird über einen dichroitischen Spiegel mit dem Signalstrahl überlagert. Ein Achromat ($f = 150 \text{ mm}$) fokussiert Signal- und kopropagierendes Kopplungslicht auf den Punkt der Atome. Der blaue Control-Kopplungslaser wird kontrapropagierend über einen weiteren Dichroit überlagert. Das dritte Kopplungsfeld (gelb) bei $\lambda = 780 \text{ nm}$ wird senkrecht zum Signallaser eingestrahlt. Schlussendlich wird das Signallicht in eine Monomodenfaser gekoppelt und zur Polarisationsanalyse transportiert.

ist. Im Experiment fokussieren wir daher den Signallaser mit einem Achromaten ($f = 150 \text{ mm}$) auf $w_s = 8 \mu\text{m}$, was deutlich kleiner als der typische Blockade-Radius (typischerweise ist $R_b \approx 15 \mu\text{m}$) ist. Zur Justage der Strahlposition lässt sich der Achromat mit einem ferngesteuerten Lineartisch in alle drei Raumrichtungen verfahren. Die beiden zueinander gegenläufigen Kopplungslaser bei $\lambda = 480 \text{ nm}$ werden mit Hilfe von dichroitischen Spiegeln mit dem Signallaser überlagert (siehe Abb. 3.7). Diese Kopplungslaser werden später verwendet, um die $|L\rangle$ -Komponente des Signallasers an Rydberg-Zustände zu koppeln. Um transversale Inhomogenitäten der Rabi-Frequenz zu minimieren, werden die Spotgrößen der Kopplungslaser deutlich größer als w_s gewählt. Auf der anderen Seite muss der Strahl ausreichend klein dimensioniert sein, um genügend Intensität zur Verfügung zu stellen. Für den zum Signallaser kopropagierenden Kopplungslaser (Target) ist $w_{L,t} = 12 \mu\text{m}$, während für den kontrapropagierenden (Control) $w_{L,c} = 21 \mu\text{m}$ gemessen wurde.

Sowohl zur Feineinstellung der optischen Leistung als auch für das An- und Ausschalten der Laserstrahlen werden im Experiment AOMs verwendet. Das Licht des Signallasers wird im Gegensatz zu Ref. [111] auf zwei separate AOM-Strecken in Doppelpasskonfiguration aufgeteilt, die durch einen polarisationser-

3 Experimenteller Aufbau

haltenden Faserstrahlteiler (*Evanescent Optics 954P*) wieder rekombiniert werden. Dies ermöglicht eine unabhängige Wahl der Frequenzen und Leistungen für Control- und Target-Puls. Die Schaltzeiten betragen typischerweise 30 ns. Die Leistungen der beiden blauen Kopplungslaser werden durch AOMs in Einzelpasskonfiguration gesteuert. Zur Feinjustage der Position beider Kopplungsstrahlen stehen zwei digital steuerbare Spiegel mit Piezo-Aktuatoren zur Verfügung.

Ein dritter Kopplungslaser bei $\lambda = 780$ nm wird senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Signallasers eingestrahlt. Dies ermöglicht die Kopplung atomarer Übergänge mit π -Polarisation und wird in Abschn. 6 verwendet, um die $|R\rangle$ -Komponente des Signallichts (Control) an einen Grundzustand zu koppeln. Ein ähnlicher Aufbau wurde bereits in Ref. [115] verwendet. Der Strahl wird mit einem Achromaten ($f = 350$ mm) auf $w_{R,c} = 64$ μ m fokussiert, was eine ausreichende homogene Ausleuchtung in longitudinaler Ausdehnung des Mediums ermöglicht.

Das Licht des Signallasers wird mit Hilfe von polarisationserhaltenden Monomodenfasern zum Experiment transportiert. Nach der Auskopplung und Aufweitung des Strahls wird die Polarisation mit Hilfe von Wellenplatten eingestellt. Hier wird typischerweise eine Kombination aus einer Halbwellenplatte ($\lambda/2$) und einer Viertelwellenplatte ($\lambda/4$) verwendet. In den Experimenten aus Abschn. 6 verwenden wir zum Transport des Qubits zu den Atomen eine nicht-polarisationserhaltende Faser, welche durch einen Kunststoffschlauch vor den Umgebungseinflüssen geschützt ist. Die Polarisation der Faser ist üblicherweise über Wochen stabil.

Ein Großteil der Experimente zielt auf die Messung der Polarisationseigenschaften des Lichts ab. Daher verwenden wir zur Detektion einen ähnlichen Aufbau wie in Ref. [115], der eine tomographische Rekonstruktion der Lichtpolarisation auf Einzel-Photonen-Niveau ermöglicht. Nachdem das Licht durch die Atomwolke propagiert ist, wird es durch ein Abbildungssystem mit numerischer Apertur 0,19 in eine 10 m lange nichtpolarisationserhaltende Monomodenfaser gekoppelt. Die Faser ist auf der gesamten Strecke durch einen Kunststoffschlauch vor der Umgebung geschützt. Die Kopplungseffizienz beträgt bis zu 65% und ist stark von der Qualität der Mode des Signallasers abhängig. Um Zählereignisse durch Umgebungslicht zu minimieren wird das Licht in einer lichtgeschützten Umgebung detektiert. Die Polarisation des Lichts wird während des Transports durch verschiedene Einflüsse der Umgebung verändert. Im hier betrachteten Aufbau sind die Änderungen unitär und werden mit einer Kombination aus zwei $\lambda/4$ - und einer $\lambda/2$ -Wellenplatte kompensiert (für weitere Details zur Kompensation siehe bspw. Ref. [115]). Nach der Polarisationskompensation passiert das Licht zwei motorisierte Drehtische, in denen jeweils eine $\lambda/2$ - und eine $\lambda/4$ -Platte verbaut sind. Dieser Aufbau ermöglicht es, die Messbasen automatisiert zu wählen und ist ähnlich zu Ref. [115]. Anschließend teilt ein polarisierender Strahlteiler (PBS) das Licht auf zwei Einzel-Photonen-Zähler (*Excelitas SPCM CD-3515H*) auf. Die Detektionseffizienz der Zähler beträgt 50%. Die Gesamtef-

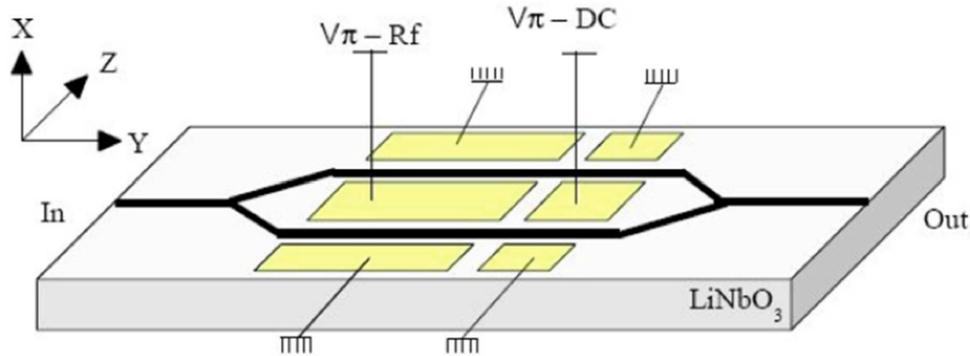


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des integrierten Mach-Zehnder-Interferometers. Die zentrale Elektrode ändert den Brechungsindex für beide Arme des Interferometers. Zusätzlich lässt sich über die Spannung V_{DC} die relative Phase zwischen den Armen anpassen. Bild ist entnommen aus Ref. [112]

fizienz, ein Photon ab dem Punkt der Atome zu detektieren, ist etwa 25%. Für die Experimente in Abschn. 6 wird dieser Wert durch zusätzliche optische Aufbauten (siehe Abschn. 3.6) auf etwa 10% reduziert.

3.5 Trägerfreie Seitenbandmodulation

Um die Phasenverschiebung von Licht zu messen, bedarf es einer Phasenreferenz. Da die untersuchten Effekte stark vom Frequenzabstand des Signallasers zur atomaren Resonanz abhängen, bietet es sich an, als Phasenreferenz eine zweite Frequenzkomponente zu verwenden. Wählt man den Abstand der Frequenzen nur groß genug, so lassen sich die atomaren Effekte auf der Referenzkomponente minimieren. Ein experimenteller Aufbau, der dies ermöglicht, wird im folgenden Abschnitt kurz beschrieben. Für Details sei der Leser an Ref. [112] verwiesen.

Der hier verwendete Aufbau zum Aufprägen genau eines Seitenbandes ist in integrierter Form kommerziell erhältlich. Das Licht im Wellenleiter wird dabei in einen fasergekoppelten Wellenleiter (*Photline NIR-MX800-LN-10*) eingekoppelt. Die Struktur des Wellenleiters ist in Abb. 3.8 gezeigt. Das Licht wird zunächst in zwei unterschiedliche Arme eines Mach-Zehnder-Interferometers aufgeteilt. In jedem Arm sind Elektroden angebracht, so dass sich durch Anlegen eines elektrischen Feldes die optischen Eigenschaften des Wellenleiters ändern. Genauer gesagt wird die Phase des Lichts moduliert. An die Elektroden wird eine RF-Spannung mit Frequenz ω_m angelegt. Typischerweise beträgt ω_m einige 10 MHz. Ein zweites Paar von Elektroden kann benutzt werden, um die relative Phase der beiden Arme über eine Konstantspannung V_{DC} zu variieren.

Nach Verlassen der Elektrodenumgebung hat das Licht Seitenbänder und Phasenverschiebungen $\varphi_{0,1}$ und $\varphi_{0,2}$ in den entsprechenden Armen erhalten. In Ref. [112] wurde gezeigt, dass für $\Delta\varphi_{1,2} = \varphi_{0,1} - \varphi_{0,2} = \pi$ und hinreichender kleiner Modulationsamplitude die Frequenzkomponenten bei $\pm\omega_m/2\pi$ dominieren und die Trägerfrequenz durch destruktive Interferenz unterdrückt wird. Es bleiben somit in guter Näherung nur zwei Frequenzkomponenten übrig.

Durch thermische Einflüsse ändert sich die relative Phasenverschiebung $\Delta\varphi_{1,2}$ zwischen den Interferometerarmen auf der Zeitskala von Minuten. Um die relative Phasenverschiebung der beiden Interferometerarme zu stabilisieren, wurde eine Regelschleife mit einem kommerziellen Lock-In-Verstärker aufgebaut. Dabei wird V_{DC} mit 13 kHz moduliert, was zu einer Modulation der Trägeramplitude führt. Das Licht wird dann über einen Monitorausgang des Modulators auf einer Photodiode detektiert und die Amplitudenmodulation des Trägers vom Lock-In-Verstärker demoduliert. Das demodulierte Signal dient als Fehlersignal für einen PID-Regler, der die Regelschleife schließt. Typische Unterdrückungen des Trägers betragen 20 dB [112].

3.6 Interferometer zur Frequenzaufspaltung der Polarisations-Qubits

Um den in Abschn. 2.4.2 beschriebenen Quantenspeicher experimentell umzusetzen, bedarf es eines speziellen interferometrischen Aufbaus. Dieser wurde im Detail in Ref. [113] beschrieben. Wir fassen die zentralen Ergebnisse in diesem Abschnitt zusammen.

Voraussetzung für die experimentelle Realisierung des Speicherschemas in Abschn. 2.4.2, ist die selektive Verschiebung der $|R\rangle$ -Polarisation im Frequenzraum. Die Differenzfrequenz ist durch die Hyperfeinaufspaltung des $5P_{3/2}$ -Zustands vorgegeben und beträgt $E_{HFS} = h \cdot 266,65$ MHz [123]. Weiterhin muss die relative Phase zwischen den beiden Polarisationskomponenten bei diesem Prozess stabil gehalten werden. In den vorgestellten Experimenten werden zwei modifizierte Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) verwendet, um die Anforderungen an den Quantenspeicher zu erfüllen. Hierbei wird jeweils ein Arm eines MZI mit einem AOM versehen, der die nötige Frequenzverschiebung erzeugt. In Abb. 3.9 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt.

Wie in Abschn. 2.4.2 beschrieben, befindet sich das einlaufende Qubit in einer kohärenten Superposition aus $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -Polarisation. Die $\lambda/4$ -Wellenplatte vor dem ersten PBS des ersten MZI (weiterhin als Einganginterferometer bezeichnet) transformiert die zirkularen Komponenten in lineare. Dies führt dazu, dass die $|R\rangle$ -Polarisation durch den Pfad mit dem AOM propagiert und somit im Frequenzraum verschoben wird, während die Frequenz der $|L\rangle$ -Komponente unverändert bleibt. Die Laserfrequenzen sind so gewählt, dass $|L\rangle$ auf dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ resonant ist. Der Winkel des AOMs wird so

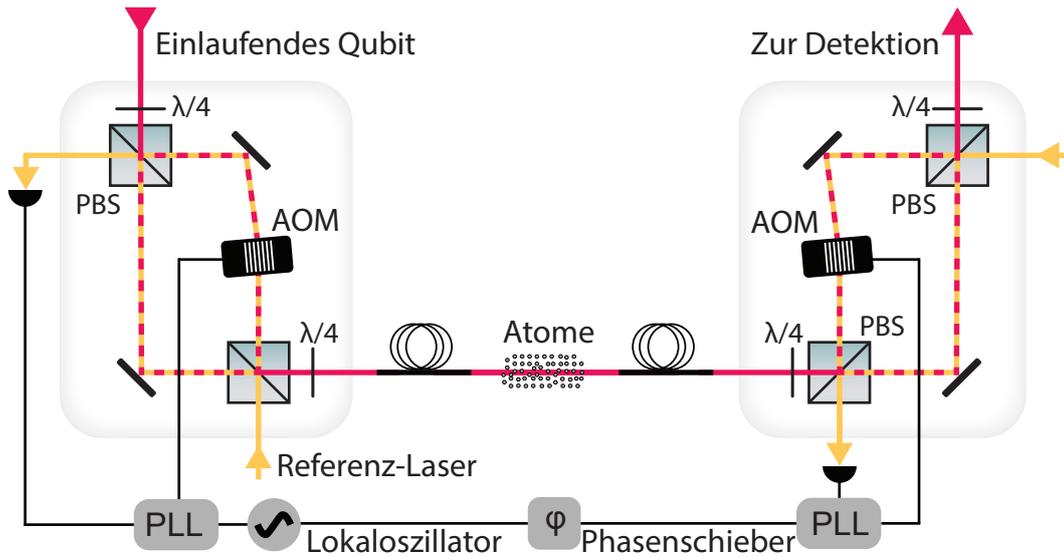


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des interferometrischen Aufbaus zur Frequenzverschiebung der $|R\rangle$ -Polarisation. Zunächst durchläuft das Signallicht das erste MZI (in der Abb. links), das die $|R\rangle$ -Polarisation zu kleinerer Frequenz verschiebt. Im atomaren Ensemble werden beide Polarisationskomponenten simultan gespeichert. Nach dem Auslesen passiert das Licht ein identisch aufgebautes MZI mit entgegengesetzter Beugungsordnung des AOMs. Nach dem letzten Interferometer hat die $|R\rangle$ -Polarisation wieder ihre anfängliche Frequenz. Die Phasenverschiebung in jedem Interferometer ist durch eine Regelung (phase-locked loop, PLL) stabilisiert. Dabei kommt ein gemeinsamer Lokaloszillator zum Einsatz.

justiert, dass die Bragg-Bedingung für die -1. Ordnung erfüllt ist. Somit wird der $|R\rangle$ -Zustand zu kleinerer Frequenz verschoben und ist mit dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ resonant. Die beiden Polarisierungen werden anschließend an dem zweiten PBS rekombiniert und eine weitere $\lambda/4$ -Wellenplatte wandelt die frequenzverschobene Superposition wieder in zirkulare Polarisationskomponenten um. In beiden Interferometerarmen befinden sich $\lambda/2$ -Wellenplatten (in Abb. 3.9 nicht gezeigt) mit denen sich das Verhältnis der Intensitäten beider Strahlen anpassen lässt. Mit Hilfe einer nichtpolarisationserhaltenden Glasfaser wird das Licht dann zu den Atomen transportiert (siehe auch Abschn. 3.4).

Nach dem Auslesen des Qubits aus dem Speicher wird die Frequenzverschiebung der $|R\rangle$ -Polarisation wieder rückgängig gemacht. Dazu verwenden wir ein zweites, identisch aufgebautes MZI (im Weiteren als Ausgangsinterferometer bezeichnet), wobei die Beugungsordnung entgegengesetzt zum Eingangsinterferometer gewählt wird.

Ändert sich die optische Weglänge innerhalb eines der Interferometer, so führt dies zu einer Beeinflussung der Phase zwischen den Polarisationskom-

3 Experimenteller Aufbau

ponenten des Signallichts. Durch thermische Fluktuationen der Umgebung und Erwärmung des AOM-Kristalls ist die passive Stabilität des Aufbaus für die experimentelle Umsetzung des Quantenspeichers nicht ausreichend. Es muss also für jedes Interferometer eine eigene Regelung verwendet werden, um die Phasenstabilität zu gewährleisten.

Zur Stabilisierung der Phase im Einganginterferometer wird ein zusätzlicher Laser (*Toptica DLC Pro*, weiterhin als Referenzlaser bezeichnet) verwendet (gelbe Linien in Abb. 3.9), mit dem ein phasensensitives Signal erzeugt wird. Zur Erzeugung des Phasensignals werden nach dem MZI die zwei Polarisationen des Referenzlasers mit Hilfe einer geeigneten Kombination aus Wellenplatte und PBS zur Interferenz gebracht. Die Frequenz der so entstehenden Schwebung korrespondiert genau zur Frequenz des RF-Signals am AOM (hier 267,1 MHz) und wird mit einer schnellen Photodiode (*Menlo FPD 310*) detektiert. Dieses Phasensignal wird verwendet, um eine Regelschleife zu schließen, deren Stellglied die Phase des RF-Signals ist, das auf den AOM gegeben wird.

Um die Regelschleife zu schließen, wird die Schwebung elektronisch mit dem Lokaloszillator (LO) gemischt und mit einem Tiefpassfilter gefiltert. Das herunter gemischte Signal ist proportional zu $\cos(\Delta\phi_E)$, wobei $\Delta\phi_E$ der Phasenunterschied zwischen der Schwebung und dem LO ist. Das herunter gemischte Signal wird auf den Frequenzmodulationseingang des Signalgenerators (*Rohde & Schwarz SMY 01*) zur Erzeugung des RF-Signals am AOM des MZI gegeben. Da die Phase das Integral der Frequenz ist, wird somit ein integrierender Regler implementiert. Die Verstärkung lässt sich durch die Sensitivität des Modulationseingangs anpassen. Insgesamt wird damit ein phase-locked loop (PLL) realisiert, bei dem die Phase des Schwebungssignals des Referenzlichts auf die Phase des LO stabilisiert wird.

Um Streulicht zu vermeiden, wird der Referenzlaser kontrapropagierend zum Signallaser eingestrahlt und durchläuft das Interferometer auf einem nahezu identischen, optischen Pfad. Die Wellenlänge $\lambda_{\text{ref}} = 785 \text{ nm}$ des Referenzlasers ist mit Hilfe eines Frequenzkamms stabilisiert. Sie ist relativ nah an der Wellenlänge des Signallichts von 780 nm gewählt, damit die Ablenkung im AOM fast identisch zum Signallaser ist. Andererseits ist die Wellenlängendifferenz zwischen Signallaser und Referenzlaser groß genug, dass Streulicht durch das Referenzlicht in der Detektion des Signallichts durch den Einsatz von Interferenzfiltern reduziert werden kann.

Die Phase des Ausgangsinterferometers $\Delta\phi_A$ wird auf identische Weise stabilisiert. Das RF-Signal des LO wird mit einem Leistungsteiler auf die Interferometer aufgeteilt. Mit einem Phasenschieber (*ATM Microwave PNR P1213D*) kann gezielt eine Phasenverschiebung zwischen den LO-Signalen für die beiden Interferometer erzeugt werden. Dies liefert eine einfache Einstellmöglichkeit für den Azimuth des Lichts hinter dem Ausgangsinterferometer, was zur Kompensation von experimentellen Unzulänglichkeiten hilfreich ist.

In Abb. 3.10 (a) ist das Phasensignal $\cos(\Delta\phi)$ des Einganginterferometers mit (blau) und ohne (rot) Rückkopplung gezeigt. Ohne die Rückkopplung wird die

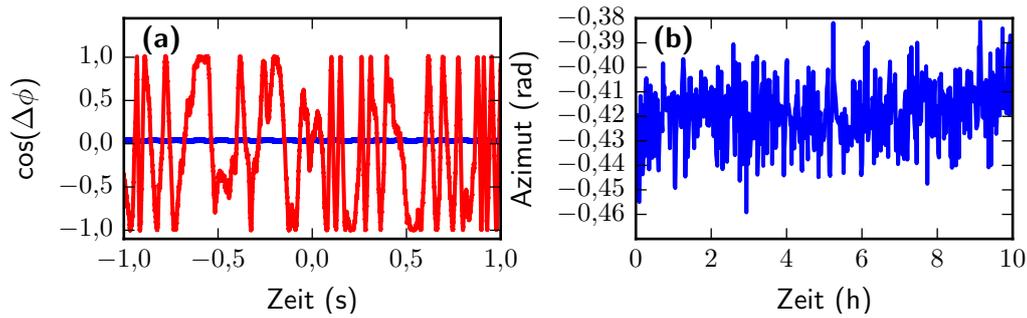


Abbildung 3.10: Stabilität des interferometrischen Aufbaus. In (a) ist die Phasenstabilität eines einzelnen MZI mit (blau) und ohne (rot) Phasenregelung gezeigt. Die Regelung ist in der Lage die starken Phasenfluktuationen zu kompensieren. Die resultierende Langzeitstabilität des Azimuth nach Passieren der geregelten Interferometer ist in (b) gezeigt. Hierbei wird deutlich, dass das System die Polarisation über mindestens 10 Stunden stabil hält.

Phase des Interferometers stark von der Umgebung beeinflusst und fluktuiert auf der Zeitskala von einigen zehn Millisekunden. Die Aktivierung der Regelung stabilisiert die Phasenverschiebung. Neben dem Kurzzeitverhalten ist für die vorgestellten Experimente auch das Langzeitverhalten wichtig. Dazu messen wir den Azimuth des Lichts nach Passieren der beiden stabilisierten Interferometer über längere Zeit. Dies ist in Abb. 3.10 (b) gezeigt. Die Phasenabweichung (Standardabweichung) beträgt über einen Zeitraum von 10 Stunden etwa 10 mrad.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Erhaltung der Kohärenz des Lichts nach Durchlaufen des kombinierten Interferometersystems. Diese lässt sich untersuchen, indem zwei phasenstarre Lokaloszillatoren mit Differenzfrequenz Δf für die beiden Interferometer verwendet werden. Aus der so entstehenden Oszillation mit Frequenz Δf lässt sich die Sichtbarkeit V (siehe Gl. (2.44)) ermitteln. Für $\Delta f = 20 \text{ Hz}$ wurde $V = 97\%$ gemessen. Weitere Details finden sich in Ref. [113].

4 Einzel-Photon-Schalter und -Transistor basierend auf Rydberg-EIT

Im folgenden Abschnitt werden zwei Experimente vorgestellt, die auf eindrucksvolle Art demonstrieren, wie stark der Einfluss des Blockade-Effekts auf das Rydberg-EIT-Medium ist. Diese beiden Untersuchungen bilden das experimentelle Fundament für spätere Experimente.

In Abschn. 4.1 diskutieren wir ein Experiment in dem ein Lichtpuls, der im Mittel nur ein Photon enthält, die Transmission eines zweiten Lichtpulses schaltet. Im zweiten Teil (Abschn. 4.2) wird eine Erweiterung vorgestellt, die es erlaubt, in diesem System Verstärkung zu demonstrieren. Dies bedeutet, dass die transmittierte Photonenzahl im zweiten Lichtpuls sich um mehr als eins ändert. Dies kann als optisches Pendant zu einem elektronischen Transistor angesehen werden. Die beiden Abschnitte fassen zusammen, was bereits ausführlich in einer früheren Promotionsschrift [111] diskutiert wurde.

4.1 Einzel-Photon-Schalter

Die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse demonstrieren die experimentelle Realisierung eines Einzel-Photon-Schalters basierend auf Rydberg-Blockade. Die Details wurden in den Arbeiten [111] und [107] ausführlich diskutiert und wir geben eine Zusammenfassung.

Das experimentelle Prinzip, das die Grundlage des Schalters bildet, basiert auf der Wechselwirkung zwischen einer stationären und einer propagierenden Anregung (siehe Abschn. 2.3.2). Zunächst wird das erste einlaufende Photon (hier Control-Photon genannt) in eine stationäre Anregung umgewandelt (siehe Abschn. 2.1.3). Danach folgt ein zweites Target-Photon, das unter Rydberg-EIT auf Zwei-Photonen-Resonanz durch das Medium propagiert. Durch die gespeicherte Anregung bildet sich nun ein Bereich mit Länge $2R_b$ (siehe Gl. (2.28)) aus. Innerhalb dieses Bereichs ist die Erzeugung von Rydberg-EIT aufgrund des Blockade-Effekts unterdrückt. Da das Licht des Target-Photons resonant ($\Delta_s = 0$) zum atomaren Übergang ist, kommt es zu Absorption, welche durch die Absorptionslänge l_a charakterisiert ist. Gilt $l_a \ll 2R_b$ so lässt sich ein signifikanter Schalteffekt beobachten.

Im Gegensatz zu den Ausführungen in Abschn. 3 gibt es einige experimentelle

Details, die sich unterscheiden. So wird z.B. das atomare Ensemble anfänglich im Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ präpariert. Typischerweise werden $2,2 \cdot 10^5$ Atome mit einer Temperatur von $0,43 \mu\text{K}$ gefangen. Im Gegensatz zu den Methoden aus Abschn. 3.2 erzeugt die Fallengeometrie¹ eine Gauß-förmige Wolke² mit einer Dichte von $2,4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$. Der Signallaser ($\lambda = 795 \text{nm}$) koppelt vom Anfangszustand an $|5P_{1/2}F' = 2\rangle$ also auf der D_1 -Linie von ^{87}Rb . Von dort wird der Kopplungslaser bei ($\lambda = 475 \text{nm}$) eingestrahlt, der zum Rydberg-Zustand $|100S_{1/2}\rangle$ führt.

Bei der theoretischen Einführung in Abschn. 2.3.2 wurde bisher davon ausgegangen, dass die beiden Photonen an Rydberg-Zustände mit unterschiedlicher Hauptquantenzahl gekoppelt werden. Dies hat den Vorteil, dass versehentliches Auslesen gut unterdrückt wird. Zum Zeitpunkt der Durchführung der hier diskutierten Experimente stand nur ein Kopplungslaser zur Verfügung und dementsprechend lässt sich auch nur eine Hauptquantenzahl adressieren. Um versehentliches Auslesen der Control-Anregung zu verhindern, werden Control- und Target-Photon an unterschiedliche m_J - und m_I -Komponenten des Rydberg-Zustands gekoppelt. Für das Control-Photon wählen wir $|100S_{1/2}, m_J = m_I = -1/2\rangle$ und für das Target-Photon $|100S_{1/2}, m_J = +1/2, m_I = -3/2\rangle$.

Damit sich die beiden Zustände adressieren lassen, müssen die Polarisierungen von Signal- und Kopplungslaser zwischen σ^+ und σ^- geschaltet werden. Wie in Ref. [111] beschrieben, werden dafür elektrooptische Modulatoren für Signal- und Kopplungslaser verwendet. Diese besitzen eine Schaltzeit von 20ns , was den Anforderungen des Experiments genügt. In Abb. 4.1 (a) ist der zeitliche Ablauf der einzelnen Laserpulse mit ihren Polarisierungen gezeigt.

In Abb. 4.1 (b) ist die transmittierte Intensität als Funktion der Zeit für ein typisches Schaltexperiment zu sehen. Für das Control-Photon verwenden wir im Mittel $N_c = 1,0$ Photonen (grün) und vergleichen mit dem Fall $N_c = 0$ (schwarz). Der Target-Puls besitzt eine mittlere Photonenzahl von $N_t = 1,7$. Offensichtlich weist der Control-Puls eine nennenswerte Transmission auf. Ein Grund dafür ist die nicht sehr große optische Dichte. Durch die Verwendung der D_1 -Linie steht nur ein Dipol-Matrix-Element zur Verfügung, welches einen Faktor $\sqrt{2}$ kleiner ist, als das stärkste Pendant auf der D_2 -Linie. Der Target-Puls zeigt eine sichtbar reduzierte Transmission für $N_c = 1,0$ im Vergleich zu $N_c = 0$. Darüber hinaus sind am Anfang und am Ende des Target-Pulses kleine Erhebungen in der Transmission zu erkennen. Diese sind am Anfang auf ungewolltes Auslesen und am Ende auf das kontrollierte Auslesen des Control-Pulses zurückzuführen.

Das wichtigste Merkmal von Abb. 4.1 ist allerdings die reduzierte Transmission des Target-Lichts für $N_c = 1,0$ im Vergleich zu $N_c = 0$. Dies ist der erste Hinweis auf den Blockade-Effekt durch die gespeicherte Anregung. Um den Ef-

¹Die Falle ist hier in alle drei Raumrichtungen harmonisch mit Fallenfrequenzen $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)/2\pi = (136,37,37)\text{Hz}$ [111].

²Die Ausdehnungen betragen hier $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = (7,24,24)\mu\text{m}$ [111].

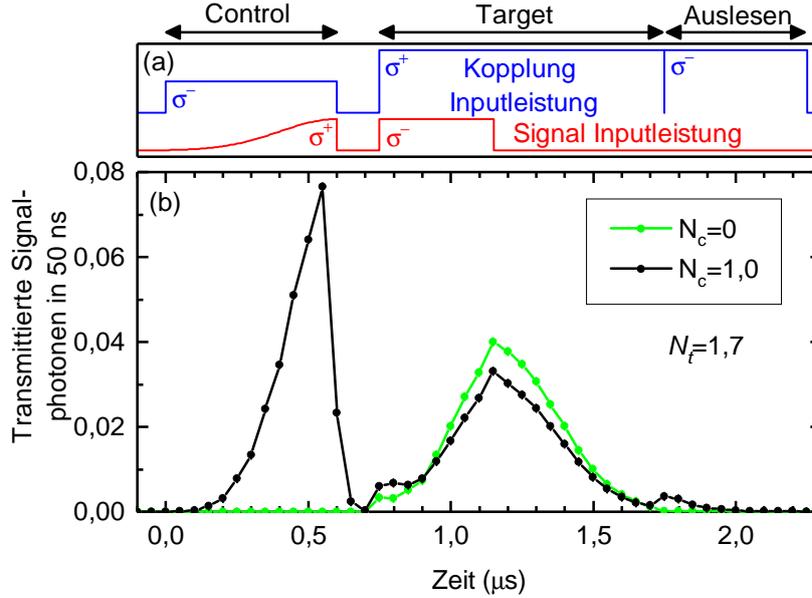


Abbildung 4.1: Zeitliche Abfolge des Einzel-Photon-Schalters. In (a) ist der zeitliche Verlauf der einzelnen Laserpulse mit ihren Polarisationen zu sehen. Die transmittierte Intensität ist in (b) als Funktion der Zeit dargestellt. Der Effekt des Control-Photons ($N_c = 1,0$) ist deutlich auf der reduzierten Target-Transmission (schwarz) zu erkennen. Im Vergleich dazu in grün ohne Control-Photon ($N_c = 0$). Übernommen aus [111].

fekt zu quantifizieren definieren wir zunächst das Auslöschungsverhältnis [111]

$$\varepsilon = \frac{N_{t,\text{trans}} \text{ für } N_c > 0}{N_{t,\text{trans}} \text{ für } N_c = 0}. \quad (4.1)$$

Im Zähler von Gl. (4.1) steht die mittlere Anzahl transmittierter Target-Photonen $N_{t,\text{trans}}$ für $N_c > 0$ und im Nenner $N_{t,\text{trans}}$ für $N_c = 0$. Es muss also $\varepsilon = 0$ für den perfekten Schalter gelten und $\varepsilon = 1$ ohne Effekt des Schalters. Nach Gl. (4.1) ergibt sich für den Schalteffekt in Abb. 4.1 $\varepsilon = 0,812 \pm 0,001$ [111]. Diese Zahl ist hauptsächlich auf die nicht sehr große Speichereffizienz des Control-Pulses zurückzuführen, da ein Großteil der gemessenen Ereignisse aus fehlgeschlagenen Speicherversuchen besteht. Um diese Auswirkungen des Speicherns zu eliminieren, können wir Daten auf Ereignisse post-selektieren, in denen wir ein ausgelesenes Control-Photon tatsächlich detektiert haben. Dies reduziert zwar die Datenrate, aber gleichzeitig ist die Stärke der Wechselwirkung deutlich besser zu beobachten. Das Auslöschungsverhältnis verbessert sich nach Post-selektion auf $\varepsilon = 0,051 \pm 0,004$ [111].

Um die Charakteristik des Schalteffekts noch besser zu verstehen, haben wir zwei Experimente durchgeführt in denen die Abhängigkeit von ε auf die mittleren Photonenzahlen der beiden Pulse untersucht wurde. In Abb. 4.2 (a) ist ε als

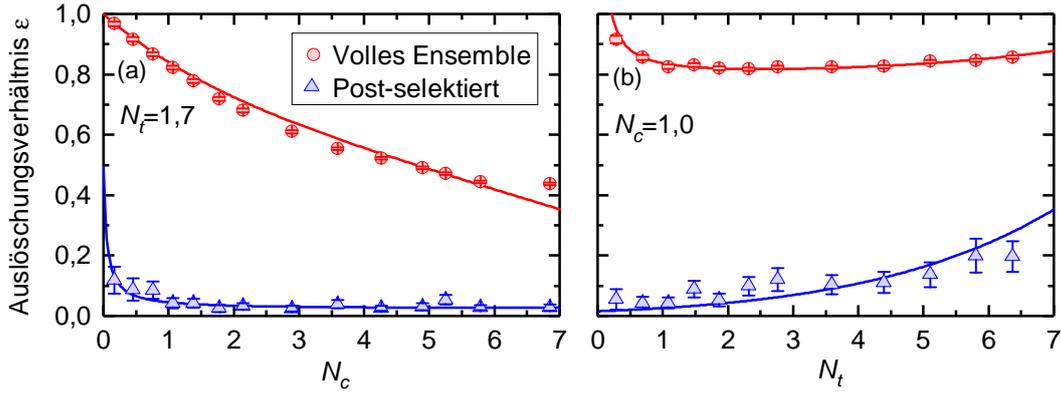


Abbildung 4.2: Auslöschungsverhältnis für variierende Control- und Target-Inputleistungen. In (a) ist ε als Funktion der Control-Photonenzahl N_c gezeigt. In rot ist der volle Datensatz zu sehen. In blau sind hingegen die Daten auf detektierte Control-Photonen beim Auslesen post-selektiert worden. Aufgrund der höheren Wahrscheinlichkeit für $N_c \gg 1$ eine Anregung zu erzeugen, verbessert sich ε für steigendes N_c im vollen Datensatz. In (b) wurde N_t variiert. Hier ist ε robust gegen Änderungen von N_t und nur für große N_t verschlechtert sich ε durch das Aufheizen des atomaren Ensembles. Die durchgezogenen Linien entstammen den Modellen aus Ref. [107] das Bild aus Ref. [111].

Funktion von N_c dargestellt. Die roten Datenpunkte zeigen alle detektierten Ereignisse und es ist klar zu erkennen, dass für größere N_c das Auslöschungsverhältnis sinkt. Dies ist durch die Poisson-Statistik der Anzahl erfolgreich abgespeicherter Anregungen zu erklären. Für größere N_c sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass null Anregungen abgespeichert sind. Im Gegensatz dazu sind die post-selektierten Daten kaum auf N_c sensitiv. Nur für sehr kleine N_c sorgen Hintergrunddetektionsereignisse für ein zunehmendes Auslöschungsverhältnis.

In einem zweiten Experiment haben wir die Abhängigkeit von ε auf N_t untersucht. Dies ist in Abb. 4.2 (b) gezeigt. Hier wird deutlich, dass ε kaum von N_t abhängt, unabhängig von der Post-selektion. Nur für sehr große N_t steigt das post-selektierte ε an. Dies lässt sich auf das Heizen des atomaren Ensembles durch das resonante Signallicht zurückführen. Für $N_t \ll 1$ verschlechtern Hintergrundereignisse das Auslöschungsverhältnis. Die durchgezogenen Linien in Abb. 4.2 sind Kurvenanpassungen der Modelle aus Ref. [107].

In Ref. [111] sind zusätzlich noch weitere Untersuchungen diskutiert. Hier werden bspw. wie die dichteabhängige Lebenszeit des Blockade-Effekts und der zeitabhängige Zerfall des Auslöschungsverhältnisses auf der Zeitskala der Pulslänge betrachtet.

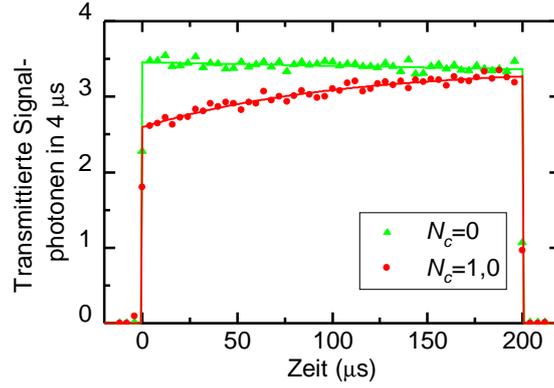


Abbildung 4.3: Zeitlich aufgelöste Intensität des Einzel-Photon-Transistors mit einer Target-Inputleistung $N_{t,in} = 350$. In rot wurde ein Control-Puls mit $N_c = 1,0$ gespeichert. Die grünen Daten dienen als Referenz mit $N_c = 0$. Die Reduktion der Transmission für $N_c = 1,0$ ist klar erkennbar und zerfällt aufgrund der Lebenszeit der Rydberg-Anregung. Die Verstärkung nach Gl. (4.2) beträgt hier $G = 20 \pm 1$. Bild entnommen aus Ref. [111].

4.2 Einzel-Photon-Transistor

Die naheliegende Erweiterung der Experimente in Abschn. 4.1 ist die Realisierung eines Transistors mit einzelnen Photonen. Das Ziel ist hier die Kontrolle der Intensität vieler Photonen durch ein einzelnes Photon. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden detailliert in den Arbeiten [111] und [106] diskutiert.

Zunächst lässt sich feststellen, dass die entscheidende Eigenschaft des Einzel-Photon-Transistors, mehr als ein Photon schalten zu können, durch seine Verstärkung quantifiziert wird. Diese ist durch [106, 111]

$$G = \frac{\Delta N}{N_c} = \frac{|N_{\text{trans,ref}} - N_{\text{trans}}|}{N_c}. \quad (4.2)$$

definiert. Hierbei steht $N_{\text{trans,ref}}$ für die Anzahl transmittierter Photonen für $N_c = 0$ und N_{trans} für die transmittierten Photonen für $N_c > 0$. Das Transistorregime ist bei $G > 1$ erreicht. Aus Abb. 4.1 ermitteln wir $G = 0,24$.

Um das Transistorregime zu erreichen, wurden einige technische und konzeptionelle Änderungen am Experiment vorgenommen. Durch einen zweiten Laser bei $\lambda = 475 \text{ nm}$ (siehe Abschn. 3.3) ist es möglich, Rydberg-Zustände mit unterschiedlichen, Hauptquantenzahlen zu adressieren. Dies unterdrückt das versehentliche Auslesen des Control-Pulses praktisch vollständig. Weiterhin ist es durch den zweiten Laser möglich, die Förster-Resonanz zwischen $n = 67$ und $n = 69$ in einem Rydberg-EIT-Experiment zu nutzen, was die Wechselwirkung zwischen den Photonen erhöht. Zusätzlich ist das Schalten der Polarisationen nicht mehr nötig. Somit kann sowohl für das Control- als auch für das Target-

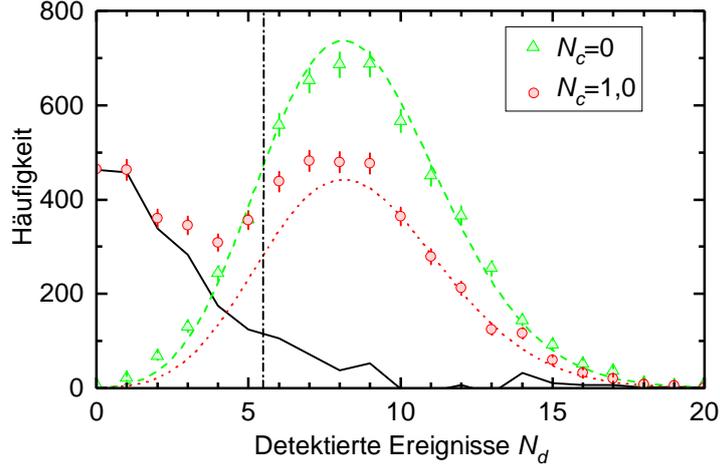


Abbildung 4.4: Nicht-destruktive Detektion einer Rydberg-Anregung mit dem Einzel-Photon-Transistor. In rot ist die Häufigkeit der detektierten Ereignisse N_d für $N_c = 1,0$ zu sehen. Die Referenz (grün) mit $N_c = 0$ folgt einer Poisson-Verteilung. Die Daten für $N_c = 1,0$ zeigen hingegen eine bimodale Verteilung. Dies ist auf die Rydberg-Blockade zurückzuführen, die die Wahrscheinlichkeit null Target-Ereignisse zu detektieren erhöht. Wir können nun eine kritische Anzahl Ereignisse N_{thr} festlegen (schwarze Punktstreifenlinie). Für $N_d < N_{\text{thr}}$ wurde keine Anregung gespeichert während für $N_d \geq N_{\text{thr}}$ mindestens eine Anregung erzeugt wurde. Aus der gemessenen Anzahl Ereignisse N_d in einem Experiment kann also auf die Anwesenheit einer Rydberg-Anregung rückgeschlossen werden. Bild entnommen aus Ref. [111].

Licht die σ^- -Polarisation verwendet werden. Dies hat den Vorteil, dass auch das Control-Photon mit dem maximalen Dipol-Matrix-Element an den Übergang koppelt.

Zwei Voraussetzungen für die Beobachtung von $G > 1$ sind die Erhöhung der Intensität oder die Vergrößerung der zeitlichen Länge des Target-Pulses. In Abb. 4.3 ist die transmittierte Intensität als Funktion der Zeit für $N_c = 0$ (grün) und $N_c = 1,0$ (rot) zu sehen. Man erkennt deutlich, dass der Target-Puls sich über eine Länge von $\tau = 200 \mu\text{s}$ erstreckt. Die mittlere Input-Photonenzahl beträgt hier $N_{t,in} = 350$. Ähnlich zu Abschn. 4.1 lässt sich mit Gl. (4.1) aus den Daten ein Auslöschungsverhältnis von $\varepsilon = 0,89$ berechnen. Weiterhin ermitteln wir mit Gl. (4.2) eine Verstärkung von $G = 20 \pm 1$, was klar den Einzel-Photon-Transistor demonstriert. Die transmittierte Target-Intensität für $N_c = 1,0$ steigt erkennbar mit der Zeit an. Die ermittelte Zeitkonstante von $0,1 \text{ ms} \pm 0,01 \text{ ms}$ passt relativ gut zur erwartenden Zerfallszeit von $0,14 \text{ ms}$ [111] der gespeicherten Rydberg-Anregung bei $n = 69$, wobei die Erwartung spontane Emission und Schwarzkörperstrahlung einschließt.

Die Existenz der Förster-Resonanz (siehe Abschn. 2.2.2) bei der hier verwendeten Quantenzahlkombination ist für die Transistor-Experimente sehr hilf-

reich. Die systematische Variation der Hauptquantenzahlen in Ref. [111] zeigt den Effekt der Resonanz sowohl beim Auslöschungsverhältnis als auch bei der Verstärkung deutlich. Durch die niedrigeren Hauptquantenzahlen sinkt die EIT-Dephasierungsrate was eine EIT-Transmission von $T_0 = 0,49$ [111] ermöglicht³. Da die Förster-Resonanz nur für $n_g = n_t - 2$ in der Nähe von $n_g = 70$ gilt, ist das C_6 zwischen den Target-Photonen etwa um einen Faktor 60 reduziert [111]. Damit reduziert sich auch die Selbstblockade und trägt zusätzlich zur erhöhten Transmission bei.

Dank der hohen Transmission des Target-Lichts lassen sich in einem einzigen Experiment mehrere Ereignisse detektieren. Weiterhin können wir die Wahrscheinlichkeitsverteilung der detektierten Ereignisse N_d rekonstruieren. In Abb. 4.4 ist ein Histogramm der verschiedenen N_d für $N_c = 0$ (grün) und $N_c = 1,0$ (rot) gezeigt. Offensichtlich ist eine bimodale Verteilung für $N_c = 1,0$ zu erkennen, während die Kurve für $N_c = 0$ in guter Näherung eine Poisson-Verteilung ist. Der Grund hierfür ist die Rydberg-Blockade, welche die Wahrscheinlichkeit für Zählereignisse um $N_d = 0$ erhöht. Wir können nun eine Schwelle N_{thr} festlegen, die markiert für welche N_d eine Anregung gespeichert wurde. Ist $N_d < N_{thr}$ so wurde eine Anregung erzeugt. Andernfalls wurde keine gespeichert. Somit können wir aus der Messung von N_d die Gegenwart einer Anregung auf nicht-destruktive Weise feststellen. In Refs. [106,111] wurde darüber hinaus noch eine Fidelity von $F = 0,86$ des Detektionsprozesses ermittelt. Weitere Details sind Ref. [111] zu entnehmen.

³Im Vergleich zu Abschn. 4.1 hat der Target-Puls hier eine um Faktor 2,5 höhere Transmission.

5 Optische π -Phasenverschiebung erzeugt mit einem Einzel-Photon-Puls

Eine kontrollierte Phasenverschiebung von π eines einzelnen Photons durch ein zweites Photon ist von fundamentaler Bedeutung für die Umsetzung vieler Technologien und Protokolle in der optischen Quanteninformationsverarbeitung.

In diesem Abschnitt wird, basierend auf Ref. [65], eine experimentelle Studie dieser Phasenverschiebung mit Hilfe von Rydberg-Blockade gezeigt. In Abschn. 5.1 wenden wir zunächst die in Abschn. 3.5 vorgestellte trägerfreie Seitenbandmodulation an, um ein erstes experimentelles Verständnis für verstimmtes EIT und die damit einhergehende Phasenverschiebung zu entwickeln.

Als nächsten Schritt untersuchen wir in Abschn. 5.2 den Effekt auf einer kohärenten Superposition zwischen zwei optischen Polarisierungen. Hier werden Phasenverschiebungen von bis zu $3,3$ rad gemessen und damit zum ersten Mal eine optische π -Phasenverschiebung mit Rydberg-Blockade demonstriert.

5.1 Seitenbandbasierte Phasenreferenz

Die in diesem Abschnitt diskutierten Ergebnisse sind Teil der Master-Arbeit [112] und zeigen die ersten experimentellen Untersuchungen zu dispersivem EIT und kontrollierten Phasenverschiebungen im Rahmen dieser Arbeit.

In Abschn. 5.1.1 studieren wir Transmission und Phase des Lichts unter EIT-Bedingungen mit Hilfe eines Seitenbandinterferometers. Danach wird in Abschn. 5.1.2 die erste Messung einer konditionierten Phasenverschiebung durch Rydberg-Blockade gezeigt.

5.1.1 EIT mit verstimmtem Kopplungslaser

Zunächst untersuchen wir in diesem Abschnitt die Frequenzabhängigkeit von EIT. Hierzu wird das in Abschn. 3.5 eingeführte Seitenbandinterferometer verwendet. Die Aufspaltung des Signallichts in zwei Frequenzkomponenten erlaubt die selektive Anwendung von EIT auf nur eine der beiden Komponenten während die andere als Phasenreferenz dient. Aus der zeitlich aufgelösten Schwebung der beiden Felder lässt sich dann die Phaseninformation ermitteln.

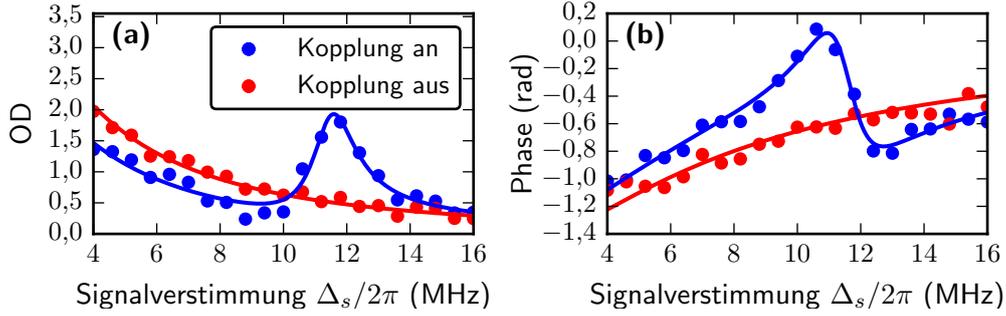


Abbildung 5.1: Gemessenes Rydberg-EIT-Spektrum für den Zustand $|68S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$. Die optische Dichte als Funktion der Signalverstimmung Δ_s ist in (a) gezeigt. Bei den roten Daten wurde der Kopplungslaser zum Vergleich ausgeschaltet ($\Omega_c = 0$), während die blauen Daten EIT zeigen. In (b) wurde die Phase aus der Schwebung mit der verstimmten Referenzkomponente rekonstruiert. Für die optimalen Parameter der Kurvenanpassung siehe Text.

Die Experimente wurden unter ähnlichen Bedingungen wie in Abschn. 4.2 durchgeführt. Es wurden $1,9 \cdot 10^5$ Atome bei einer Temperatur von $T = 0,33 \mu\text{K}$ in einer optischen Dipolfalle im Zustand $|F = 1, m_F = -1\rangle$ präpariert. Ähnlich zu Ref. [111] waren die Fallenfrequenzen $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = 2\pi \cdot (136, 37, 37)$ Hz, was Ausdehnungen der Atomwolke von $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = (6, 24, 24)$ μm zur Folge hat. Mit diesen Eigenschaften berechnen wir eine Dichte von $\rho = 3,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. In den folgenden Experimenten wurde der Rydberg-Zustand $|68S_{1/2}, m_J = 1/2, m_I = -3/2\rangle$ verwendet. Die Anregung erfolgte auf der D_1 -Linie über den Zustand $|5P_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$. Weiterhin wurde in den folgenden Untersuchungen das Lasersystem aus Ref. [111] verwendet. Diese Laser weisen eine größere Linienbreite im Vergleich zum System aus Abschn. 3.3 auf. Auch die Langzeitstabilität ist geringer, was eine Drift der Zwei-Photonen-Verstimmung von einigen 100 kHz pro Stunde zur Folge hat. Die Drift wurde manuell nach jedem experimentellen Durchlauf gemessen und etwa alle 10 Minuten kompensiert.

Für eine quantitative Analyse des detektierten Signals modellieren wir das einlaufende Lichtfeld $E(t)$ als Überlagerung zweier Felder $E_1(t)$ und $E_2(t)$ mit $E(t) = \frac{1}{2}E_1e^{-i\omega_1t} + \frac{1}{2}E_2e^{-i\omega_2t} + c.c.$. Die gemessene Intensität ist somit proportional zu

$$\overline{|E|^2}^t = \frac{1}{2}|E_1|^2 + \frac{1}{2}|E_2|^2 + |E_1E_2| \cos((\omega_2 - \omega_1)t + \varphi) \quad (5.1)$$

wobei $\overline{\dots}^t$ das zeitliche Mittel über optische Frequenzen bedeutet und $\varphi = \arg(E_1E_2^*)$ [112]. Wir nehmen dabei an, dass die Kreisfrequenz ω_2 sowohl von der atomaren als auch von der Zwei-Photonen-Resonanz weit verstimmt ist. Dies bedeutet, dass weiterhin $|E_2| = |E_{2,0}|$ gilt, wobei $E_{2,0}$ die Amplitude ohne

Atome beschreibt. Hingegen unterliegt E_1 nahe der Zwei-Photonen-Resonanz EIT-bedingten Verlusten und Phasenverschiebungen. Aus Messungen der Amplituden der Schwebungen $A = |E_1 E_2|$ und $A_0 = |E_{1,0} E_{2,0}|$ können wir die $OD = \ln |E_{1,0}/E_1|^2 = 2 \ln A_0/A$ bestimmen. Die Frequenzdifferenz der beiden Frequenzkomponenten beträgt hier $\omega_2 - \omega_1 = 2\pi \cdot 20$ MHz.

In Abb. 5.1 sind die optische Dichte (a) und die Phase φ (b) als Funktion der Signalverstimmung Δ_s gezeigt. Jeder einzelne Punkt in den Graphen wurde aus einer zeitlich aufgelösten Schwebung ähnlich zu Abb. 5.2 extrahiert. Zum Vergleich sind beide Größen mit (blau) und ohne (rot) Kopplungslaser abgebildet. Die Verstimmung des Kopplungslasers zur atomaren Resonanz war $\Delta_c/2\pi = -10$ MHz. Das Minimum in der optischen Dichte bei $\delta_2/2\pi = 1,7$ MHz (siehe Gl. (2.1)) ist ein klares Anzeichen für verstimmtes EIT.

Die durchgezogenen Linien in Abb. 5.1 (a) sind Kurvenanpassungen von Gl. (2.8) für $\Omega_c = 0$ (rot) und $\Omega_c \neq 0$ (blau). Um mögliche systematische Fehler bei der Kalibrierung von δ_2 zu berücksichtigen, ersetzen wir δ_2 durch $\delta_2 - \delta_{2,0}$. Aus der Kurvenanpassung ergeben sich die EIT-Parameter $OD_{\max} = (\omega_s/c) \int \chi_0 dz = 8,3$ für $\Omega_c = 0$ und $OD_{\max} = 7,0$, $\delta_{2,0}/2\pi = 0,57$ MHz, $\gamma_{21}/2\pi = 1,1$ MHz und $\Omega_c/2\pi = 5,3$ MHz für den Fall $\Omega_c \neq 0$.

Auf ähnliche Weise lassen sich die Daten in Abb. 5.1 (b) analysieren. Hier wurden die Parameter durch Anpassung von Gl. (2.7) auf die blauen Datenpunkte ermittelt. Zusätzlich wurde hier noch der Effekt der Atome auf die Referenzkomponente bei $\Delta_{s,ref} = \Delta_s + 20$ MHz berücksichtigt. Unter diesen Annahmen ergeben sich die EIT-Parameter zu $OD_{\max} = 7,7$ für $\Omega_c = 0$ und $OD_{\max} = 7,9$, $\delta_{2,0}/2\pi = 0,57$ MHz, $\gamma_{rg}/2\pi = 1,3$ MHz und $\Omega_c/2\pi = 5,6$ MHz. Diese Werte sind konsistent mit der ersten Analyse in Abb. 5.1 (a).

Als mögliche Ursachen der Dephasierung $\gamma_{rg} > 0$ kommen die Inhomogenität des Mediums (siehe Ref. [111]) und die endlichen Laserlinienbreite in Frage. Weiterhin ist die ermittelte Rabi-Frequenz einen Faktor 0,44 kleiner als die durch Leistungskalibrierung ermittelte Rabi-Frequenz. Die Gründe dafür sind unklar.

5.1.2 Konditionierte Phasenverschiebung

Nachdem wir optische Dichte und Phase des Lichts unter EIT-Bedingungen untersucht haben, wenden wir uns den Auswirkungen der Wechselwirkung zu. Das Ziel ist, eine signifikante Änderung der Phasen eines Lichtpulses durch den Blockade-Effekt zu messen. Dazu führen wir ein zweites Lichtfeld ein (den Control-Puls), welcher im Medium als Rydberg-Anregung gespeichert wird. Danach propagiert der Target-Puls (ähnlich zu Abschn. 5.1.1) unter verstimmtem EIT durch das Medium und erfährt eine Phasenverschiebung abhängig von der Anwesenheit einer Rydberg-Anregung. Als letzten Schritt lesen wir den gespeicherten Control-Puls wieder aus und selektieren die Daten auf die erfolgreiche Detektion des ausgelesenen Control-Pulses.

Im Gegensatz zu Abschn. 4.1 und 5.1.1 gibt es einige wenige Änderungen

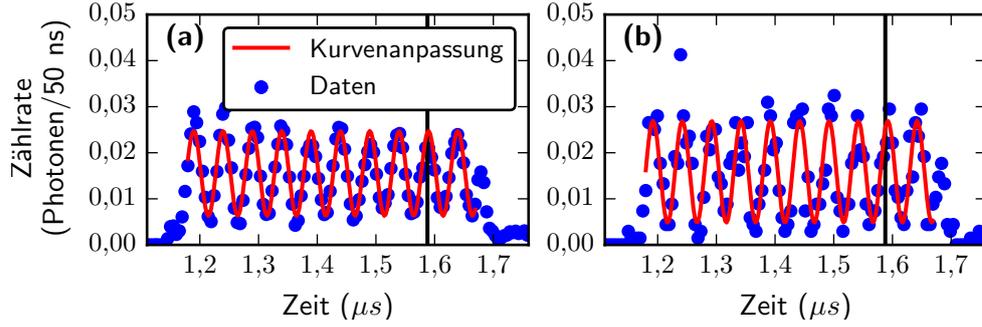


Abbildung 5.2: Messung der konditionierten Phasenverschiebung. Als Referenz messen wir zunächst die Phasenverschiebung φ_2 in Abwesenheit des Control-Pulses in (a). Aus der Kurvenanpassung ermitteln wir $\varphi_2 = 0,45 \pm 0,06$ rad. In (b) ist die Messung für 2,3 einlaufende Control-Photonen gezeigt, wobei wir die Daten auf erfolgreiche Detektion eines ausgelesenen Control-Photons post-selektieren. Hier ergibt sich $\varphi_1 = 0,14 \pm 0,03$ rad. Damit ist $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 0,31 \pm 0,07$ rad. Die schwarze Linie dient zur Orientierung.

der experimentellen Parameter. So wird der Control-Puls im Rydberg-Zustand $|69S_{1/2}, m_J = 1/2, m_I = -3/2\rangle$ gespeichert, während der Target-Puls an den Zustand $|67S_{1/2}, m_J = 1/2, m_I = -3/2\rangle$ gekoppelt wird. Somit wird die Wechselwirkung durch die in Abschn. 2.2.2 beschriebene Förster-Resonanz verstärkt. Für diese Kombination von Zuständen ist es günstig, das Vorzeichen von Δ_s im Vergleich zu Abschn. 5.1.1 entgegengesetzt zu wählen. Im folgenden Experiment wurde daher $\Delta_s/2\pi = -8$ MHz gewählt und die Referenzkomponente wurde mit $\Delta_{s,ref} = \Delta_s - 20$ MHz noch weiter ins Rote verstimmt. Darüber hinaus wurde Δ_c so optimiert, dass die Transmission maximal war, was $\delta_2 \approx 0$ entspricht.

Die zeitliche Sequenz besteht ähnlich wie in Abschn. 4.1 aus drei Teilen. Im ersten Teil wird der Control-Puls mit einer Gauß-förmigen Einhüllenden am Maximum abgeschnitten und nur der vordere Teil wird verwendet. Die RMS-Breite des vollständigen Pulses betrug $\sigma = 250$ ns. Gleichzeitig wird Kopplungslicht in das Medium gesendet, das die Anregung im Zustand $|69S_{1/2}\rangle$ speichert. Im zweiten Teil wird der rechteckige Target-Puls mit einer Länge von $0,6 \mu\text{s}$ zusammen mit einem zweiten Kopplungslaser in das Medium gesendet. Etwa $1,3 \mu\text{s}$ nach Speichern des Control-Pulses wird das Control-Kopplungslicht wieder angeschaltet und das Control-Licht wird ausgelesen. Für weitere Details zum zeitlichen Ablauf siehe Ref. [112].

Die mittlere Photonenzahl für den Control-Puls betrug $N_c = 2,3$ und für den Target-Puls $N_t = 2,1$. Da wegen der Seitenbandmodulation jeweils nur die Hälfte der Energie an einen Rydberg-Zustand gekoppelt wird, können wir in grober Näherung annehmen, dass auch jeweils nur eine Anregung im System für Control- und Target-Puls erzeugt wird. Dies ist entscheidend für die Frage, ob die Effekte von Interesse auf dem Einzel-Photonen-Niveau beobachtbar sind.

Für eine grobe Abschätzung der zu erwartenden konditionierten Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ (siehe Gl. (2.37)) ist es zweckmäßig, Abb. 5.1 (b) zu betrachten. Die in Abb. 5.1 gewählten Parameter sind bis auf Δ_s und Δ_c ähnlich zu denen in Abb. 5.2. Somit können wir die aus der Kurvenanpassung ermittelten Parameter aus Abb. 5.1 in Gl. (2.3) einsetzen und $\Delta\varphi_{EIT} = k_s L(\chi_2 - \chi_1)/2 = 0,8$ rad für $L = 2\sigma_z = 48 \mu\text{m}$, $\Delta_s/2\pi = -8$ MHz und $\Delta_c/2\pi = 8$ MHz errechnen. Weiterhin können wir mit Gln. (2.28) und (2.34) den Blockade-Radius $R_b = 18,5 \mu\text{m}$ bestimmen. Aus dem Verhältnis von $\Delta\varphi/\Delta\varphi_{EIT}$ erwarten wir somit eine konditionierte Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = (2R_b/L)\Delta\varphi_{EIT} = 0,61$ rad.

In Abb. 5.2 vergleichen wir einen Ausschnitt des Target-Pulses für $N_c = 0$ (a) und für $N_c = 2,3$ (b) post-selektiert auf erfolgreiche Detektion des ausgelesenen Control-Pulses. Für (a) ermitteln wir eine Phasenverschiebung von $\varphi_1 = 0,14 \pm 0,03$ rad während sich für (b) $\varphi_2 = 0,45 \pm 0,06$ rad aus der Kurvenanpassung ergibt. Damit ergibt sich eine konditionierter Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 0,31 \pm 0,07$ rad.

Die gemessene Phasenverschiebung weicht etwa um einen Faktor zwei vom Erwarteten ab. Dies kann vielfältige Gründe haben. Einer davon kann die Verbreiterung des Target-Pulses im Frequenzraum sein. In Abschn. 2.1.2 haben wir diskutiert, wie diese Verbreiterung zu einer Verzerrung der Einhüllenden und einer zeitlich variierenden Phasenverschiebung führen. Führt man eine ähnliche Simulation für die Parameter aus Abb. 5.2 durch, so ist ersichtlich, dass die Phase sich über den Verlauf des Pulses stark ändert. Wertet man z.B. nur die letzten 100 ns von Abb. 5.2 aus, so ergibt sich $\Delta\varphi = 0,46$ rad. Dies gibt einen ersten Hinweis darauf, dass transientes Verhalten während der Propagation die Messung beeinflusst. Weiterhin nehmen wir für die Berechnung von R_b an, dass $\gamma_{21} = 0$ gilt. Dies ist aufgrund der Ergebnisse aus Abschn. 5.1.1 eine unzureichende Annahme und kann zu einer Überschätzung von R_b führen. Zusätzlich ist die Kalibrierung von $\delta_{2,0}$ mit dem benutzten Lasersystem instabil über eine Messdauer von einigen Stunden. Da der Phasenverlauf stark von der Verstimmung abhängig ist (siehe Abb. 5.1 (b)), kann dies zu weiteren Diskrepanzen zwischen Vorhersage und Messung führen. Dennoch konnte eine deutliche konditionierte Phasenverschiebung beobachtet werden.

5.2 Polarisationsbasierte Phasenreferenz

In diesem Abschnitt wird das zentrale Ergebnis dieser Arbeit vorgestellt. Durch einige experimentelle Verbesserungen im Vergleich zu Abschn. 5.1 war es möglich, die konditionierte Phasenverschiebung deutlich zu vergrößern. Im Gegensatz zu Abschn. 5.1 wird eine zweite Polarisationskomponente als Phasenreferenz verwendet. Damit konnte zum ersten Mal eine konditionierte Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = \pi$ mit Rydberg-Blockade demonstriert werden.

Mit dem verbesserten experimentellen Aufbau aus Abschn. 3 untersuchen wir zunächst das EIT-Spektrum in Abschn. 5.2.1. Die Propagationseigenschaften ei-

nes Lichtpulses unter EIT werden in Abschn. 5.2.2 diskutiert. In Abschn. 5.2.3 wird das Speichern und Auslesen des Control-Photons genauer untersucht. Die abschließende Messung in Abschn. 5.2.4 zeigt die konditionierte Phasenverschiebung als Funktion der atomaren Dichte.

5.2.1 EIT mit verstimmttem Kopplungslaser

Ähnlich zum vorherigen Abschnitt betrachten wir zunächst das EIT-Spektrum. Mit Hilfe dieses Spektrums können wir das System quantitativ verstehen und Vorhersagen geben, die zum Verständnis späterer Ergebnisse beitragen.

Für die folgenden Experimente wird der in Abschn. 3 beschriebene Aufbau verwendet. Im Vergleich zu Abschn. 5.1.2 ergeben sich dadurch einige wichtige Unterschiede. So basiert die Messung der Phase auf einer zusätzlichen Polarisationskomponente als Phasenreferenz. Somit kann durch die tomographische Rekonstruktion (siehe z.B. Refs. [113, 115, 126]) des Polarisationszustands auf die Phase des Signallichts geschlossen werden. Weiterhin ist der Signallaser nahresonant mit der D_2 -Linie von ^{87}Rb . Dies hat den Vorteil, dass die Atome auf den geschlossenen Übergängen $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m'_F = \pm 3\rangle$ angeregt werden können. Dieser Übergang hat im Vergleich zur D_1 -Linie ein um einen Faktor Wurzel aus zwei größeres Dipol-Matrix-Element, was einer Verdopplung der maximal erreichbaren optischen Dichte bei gleicher Dichte entspricht. Voraussetzung für die Anregung auf der D_2 -Linie ist die Präparation der Atome in Zuständen $|F = 2, m_F = -2\rangle$ oder $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Hier entscheiden wir uns für den Zustand $|F = 2, m_F = -2\rangle$, der mit Hilfe eines Mikrowellenpulses vor der EIT-Sequenz bevölkert wird. Die Atome sind in einer Fallengeometrie, die der aus Abschn. 3.2 entspricht, präpariert. Die Länge des nahezu homogenen Mediums war $L = 61 \mu\text{m}$.

Die verwendeten atomaren Zustände mit den entsprechenden Lichtfeldern und ihren Polarisationen für Control- und Target-Puls sind in Abb. 5.3 gezeigt. Die σ^- -Komponente des Signallasers koppelt an den geschlossenen Übergang $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F' = 3, m'_F = -3\rangle$. Dieser zeichnet sich durch das größte Dipol-Matrix-Element in ^{87}Rb aus und ist folglich eine günstige Wahl, um große Werte für die optische Dichte und die Phasenverschiebung zu erhalten. In (a) ist das Niveauschema für den Control-Puls zu sehen. Hier wird die σ^- -Komponente über den Zustand $|e\rangle = |5P_{3/2}, F = 2, m_F = -3\rangle$ an den Rydberg-Zustand $|r_c\rangle = |69S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ mit $\Delta_s = \Delta_c = 0$ gekoppelt. Der Kopplungslaser mit Rabi-Frequenz $\Omega_{c,c}$ ist σ^+ -polarisiert. Das Niveauschema des Target-Pulses ist in (b) dargestellt. Hier wird dem Signallaser zusätzlich eine σ^+ -polarisierte Referenzkomponente beigemischt, die an den Übergang $|F = 2, m_F = -2\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = -1\rangle$ koppelt. Dieser besitzt ein um einen Faktor $\sqrt{15}$ reduziertes Dipol-Matrix-Element und die Phasenverschiebung ist somit vernachlässigbar. Der σ^+ -polarisierter Kopplungslaser für den Target-Puls mit Rabi-Frequenz $\Omega_{c,t}$ koppelt an den Zustand $|r_t\rangle = |67S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$. Die Verstimmungen werden so gewählt, dass $\Delta_s < 0$ und $\Delta_c \approx -\Delta_s$ gilt.

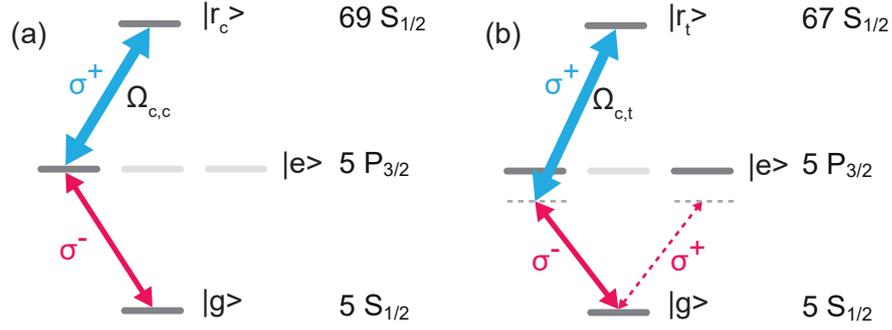


Abbildung 5.3: Niveauschema für Control- und Target-Puls. Der Control-Puls in (a) besitzt nur eine σ^- -Komponente, welche resonant zum Zustand $|e\rangle = |5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = -3\rangle$ ist, und wird im Rydberg-Zustand $|r_c\rangle = |69S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ gespeichert. Hingegen befindet sich der Target-Puls in (b) in einer Superposition aus σ^+ und σ^- , die verstimmt an die Zustände $|5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = -1\rangle$ und $|5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = -3\rangle$ koppeln. Als Rydberg-Zustand wird $|r_t\rangle = |67S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ verwendet.

Zur Messung des Spektrums verwenden wir einen $3,3\mu\text{s}$ langen Rechteckpuls ähnlich zu späteren Experimenten. Die typische mittlere Photonenzahl des Target-pulses war $N_t = 0,9$. Der Control-Puls ist für diese Messung ausgeschaltet. Um EIT-Bedingungen herzustellen, schalten wir den Kopplungslaser für $4,1\mu\text{s}$ während des Target-Pulses an. Die Leistung des Kopplungslasers beträgt $P_{c,t} = 22\text{ mW}$, was einer Rabi-Frequenz von $\Omega_{c,t}/2\pi = 18\text{ MHz}$ entspricht. Es wurde ein atomares Ensemble mit etwa $1 \cdot 10^5$ Atomen und einer Temperatur von 500 nK präpariert. Dies entspricht einer maximalen Dichte von $\rho = 1,8 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-3}$. Die Verstimmung Δ_s des Signallichts wird während der EIT-Sequenz konstant gehalten. Bei unterschiedlichen Wiederholungen des Experiments werden unterschiedliche Werte für Δ_s gewählt.

In Abb. 5.4 sind Transmission und Phase für den Target-Puls als Funktion von Δ_s gezeigt. Ähnlich zu Abschn. 5.1 vergleichen wir das Spektrum für $\Omega_{c,t} \neq 0$ mit $\Omega_{c,t} = 0$. Für beide Fälle ermitteln wir mit Hilfe der Kurvenanpassung von Gl. (2.3) an die Daten die entsprechenden Parameter. Für $\Omega_{c,t} = 0$ ergibt sich $OD = 26,3 \pm 0,6$ und eine Phasenverschiebung von $\varphi_1 = 3,6\text{ rad}$ bei $\Delta_s/2\pi = -10\text{ MHz}$. Bei $\Omega_{c,t} \neq 0$ ist der charakteristische Verlauf des Spektrums aus Abb. 2.2 zu erkennen. Die ermittelte Rabi-Frequenz des Kopplungslasers ist hier $\Omega_{c,t}/2\pi = 10,4\text{ MHz} \pm 0,3\text{ MHz}$ mit einer Verstimmung des Kopplungslasers von $\Delta_c/2\pi = 9,2\text{ MHz} \pm 0,3\text{ MHz}$. Die Dephasierungsrate ergibt sich aus der Kurvenanpassung zu $\gamma_{21}/2\pi = 2,2\mu\text{s}^{-1} \pm 0,7\mu\text{s}^{-1}$.

Die ermittelte optische Dichte stimmt einigermaßen gut mit der vorhergesagten $OD_{max} = k_s \chi_0 = 32$ überein. Hingegen weicht die ermittelte Rabi-Frequenz einen Faktor $\approx 1,7$ von der Vorhergesagten ab. Die Gründe hierfür sind unklar.

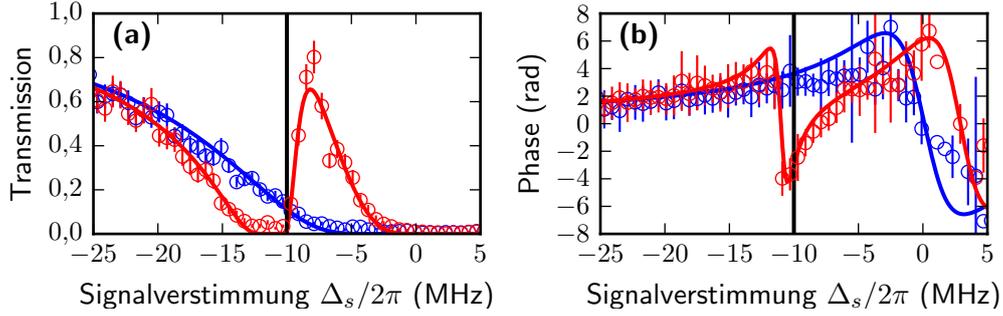


Abbildung 5.4: Transmission und Phase des Target-Pulses als Funktion der Signalverstimmung. In (a) vergleichen wir die Transmission mit (rot) und ohne Kopplungslaser (blau). Die durchgezogenen Linien sind Kurvenanpassungen von e^{-OD} mit Gl. (2.8). Die schwarze, vertikale Linie bei $\Delta_s/2\pi = -10$ MHz zeigt die Signalverstimmung, bei der später die Messungen in Abschn. 5.2.4 durchgeführt werden. Die entsprechende Phase des Signallichts ist in (b) zu sehen.

Es fällt auf, dass γ_{21} im Vergleich zu Abschn. 5.1.1 einen Faktor ≈ 3 geringer ist. Die deutliche Verbesserung des Lasersystems (siehe Abschn. 3.3) wie auch eine größere Pulsbreite könnten dazu beitragen.

5.2.2 Pulspropagation

In diesem Abschnitt untersuchen wir die Propagationseigenschaften eines Pulses in einem Rydberg-EIT-Medium. Dabei wird die Verzögerung der beteiligten Polarisationskomponenten vermessen. Die Charakterisierung dieser Verzögerung legt den bei späteren Experimenten zu berücksichtigenden Detektionszeitraum des Target-Pulses fest.

Die Verzögerung, die das Licht im Medium durch EIT erfährt, ist für die σ^- -Komponente deutlich kürzer als für den σ^+ polarisierten Anteil. Ein Grund dafür sind die unterschiedlichen starken Dipol-Matrix-Elemente (siehe Gl. (2.11)) der beteiligten Übergänge. Ein direkter Vergleich der beiden Polarisierungen σ^+ (blau) und σ^- (rot) des Target-Pulses (EIT-Bedingungen nur für σ^-) ist in Abb. 5.5 (a) gezeigt. Die durchgezogenen Linien ergeben sich aus einem empirischen Modell der Pulsform, welches an die Daten angepasst wurde. Es ist klar erkennbar, dass die σ^- -Komponente durch das größere Dipol-Matrix-Element stärker verzögert wird. Für eine alternative Visualisierung ist der Polarwinkel θ in Abb. 5.5 (b) dargestellt. Hier wurde die durchgezogene Linie mit Hilfe der Kurvenanpassungen aus (a) und Gl. (2.45) berechnet. Man erkennt deutlich, dass θ am Beginn und am Ende des Pulses gegen $\pm\pi/2$ strebt. Anschaulich gesprochen bedeutet dies, dass der Polarisationsvektor an diesen Stellen in Richtung der Pole der Poincaré-Kugel zeigt. In diesen Bereichen ist die Visibility des Polarisati-

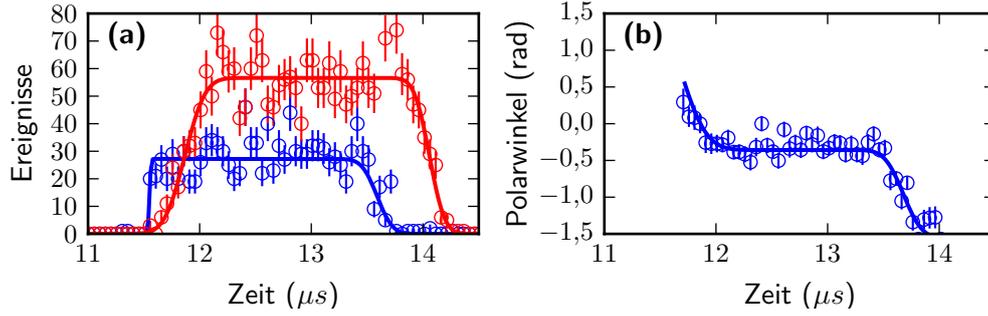


Abbildung 5.5: Propagationseigenschaften der beiden Polarisationskomponenten und der daraus resultierende Polarwinkel. Die σ^- - (rot) und σ^+ -Komponente (blau) sind zeitaufgelöst in (a) gezeigt. Die durchgezogenen Linien sind ein empirisches Modell zur Verdeutlichung der Pulsform. In (b) ist der Polarwinkel (Gl. (2.45)) dargestellt, welcher ein Plateau im Intervall $12,3\ \mu\text{s} < t < 13,3\ \mu\text{s}$ besitzt. Nur Daten innerhalb der überlappenden Bereiche werden in späteren Experimenten berücksichtigt.

onszustands reduziert und daher wird in späteren Messungen nur das Intervall $12,3\ \mu\text{s} < t < 13,3\ \mu\text{s}$ berücksichtigt.

Für die Implementierung eines Quantengatters mit Polarisations-Qubits ist die relative Verzögerung der beiden Polarisationskomponenten von Nachteil. Da die Bereiche am Anfang und am Ende des Pulses nicht verwendet werden, ist es vorteilhaft die Länge des Pulses deutlich größer als die relative Verzögerung zu wählen.

In den Bereichen wo durch die unterschiedliche Verzögerung kein Überlapp der Polarisierungen mehr herrscht, verringert sich die Visibility des Polarisationszustands.

5.2.3 Speichern und Auslesen eines Einzel-Photon-Pulses

Für die experimentelle Realisierung der starken Wechselwirkung zwischen den zwei Lichtpulsen im betrachteten Experiment ist es notwendig den Control-Puls als stationäre Rydberg-Anregung im Medium zu speichern und später wieder auszulesen (siehe Abschn. 2.3). Die Charakteristik des Speicher- und Auslesevorgangs ist in dem hier betrachteten Parameterregime nicht trivial und wird im folgenden Abschnitt genauer untersucht.

Bei den vorliegenden Dichten gibt es eine merkliche Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Grundzustandsatom innerhalb der Rydberg-Wellenfunktion befindet. Somit gibt es eine Resonanz im Frequenzabstand ω_B , bei der ein ultraweitreichendes Rydberg-Molekül angeregt werden kann. Eine grobe Vorhersage lässt sich erzeugen, indem das Bindungspotential für das Grundzustandsatom am klassischen Umkehrpunkt harmonisch genähert wird [128]. Für den hier betrach-

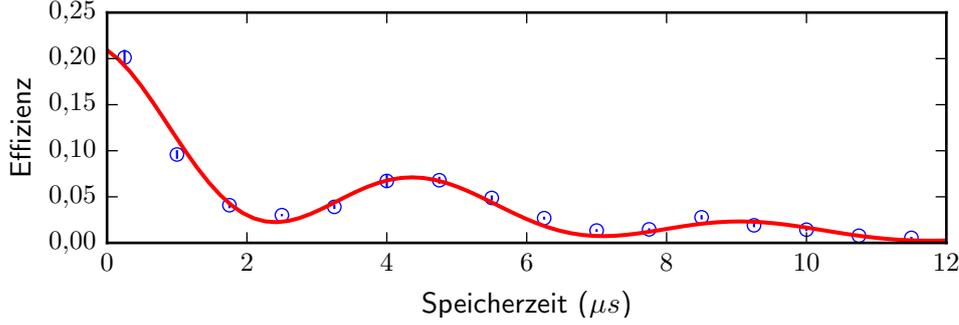


Abbildung 5.6: Ausleseeffizienz des Control-Photons als Funktion der Speicherzeit t_D . Die Anregung wird im Rydberg-Zustand $|r_c\rangle = |69S_{1/2}\rangle$ gespeichert. Das oszillierende Verhalten durch die simultane Anregung von Rydberg- und Molekül-Zustand ist klar erkennbar. Die Kurvenanpassung von Gl. (2.56) ergibt $E_B/h = 213 \text{ kHz} \pm 4 \text{ kHz}$.

teten Zustand $|69S_{1/2}\rangle$ lässt sich die Bindungsenergie des vibronischen Grundzustands damit zu $E_B = h \cdot 215 \text{ kHz}$ berechnen.

Wie bereits in Abschn. 2.4.3 beschrieben, lässt sich dem Speichervorgang eine Frequenzbreite $\Delta\omega_{\text{store}}$ zuordnen. Nehmen wir an, dass diese durch die RMS-Breite τ der Einhüllenden des Signallasers (kürzeste Zeitskala im Problem) gegeben ist, so können wir $\Delta\omega_{\text{store}} = 1/\tau$ setzen. Gilt $\Delta\omega_{\text{store}} > \omega_B$ regen wir somit eine Superposition zwischen ungebundenem Zustand und ultraweitreichendem Rydberg-Molekül an. Gemäß Gl. (2.56) führt dies zu einer Modulation der Auslesewahrscheinlichkeit bei genügend hohen, atomaren Dichten.

Ähnlich zu Refs. [111, 115] verwenden wir im Experiment einen abgeschnittenen Gauß-förmigen Signalpuls, wobei die Gauß-förmige Einhüllende eine RMS-Breite von $\tau = 250 \text{ ns}$ besitzt. Benutzen wir den naiven Ansatz $\Delta\omega_{\text{store}} = 1/\tau$, so können wir ein $\Delta\omega_{\text{store}}/2\pi = 640 \text{ kHz}$ berechnen. Dies ist offensichtlich deutlich größer als der Abstand $\omega_B/2\pi = 215 \text{ kHz}$ zur Molekül-Resonanz und wir erwarten bei entsprechenden Dichten eine merkbliche Modulation der Ausleseeffizienz.

In Abb. 5.6 ist die Ausleseeffizienz η des Control-Pulses als Funktion der Dunkelzeit t_D für $\rho = 1,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gezeigt. Bei dieser Dichte beträgt die mittlere Anzahl Grundzustandsatome innerhalb der Rydberg-Wellenfunktion $\approx 0,9$. Ähnlich wie in späteren Experimenten wurde hier $\Delta_s = \Delta_c = 0$ gewählt. Die Rabi-Frequenz wird experimentell auf maximale Ausleseeffizienz optimiert und ist typischerweise $\Omega_c/2\pi \approx 10 \text{ MHz}$. Die erwartete Modulation von η ist klar erkennbar. Die durchgezogene Linie entspricht einer Kurvenanpassung des vereinfachten Modells (2.56), welches auch in Ref. [111] Anhang C bzw. Ref. [130] diskutiert wird. Zusätzlich wurde ein zeitlich exponentieller Zerfall der Ausleseeffizienz angenommen. Die Kurvenanpassung ergibt eine Bindungsenergie von $E_B/h = 213 \text{ kHz} \pm 4 \text{ kHz}$. Dies passt gut zu dem vorhergesagten Wert von $E_B/h = 215 \text{ kHz}$. Mögliche Gründe für die deutlich von 1 verschiedene Aus-

leseffizienz bei $t_D = 0$ sind Verluste durch imperfektes EIT und Ineffizienzen durch zu geringe OD.

Für spätere Experimente ist es entscheidend, eine ausreichend große Dunkelzeit t_D bei maximaler Ausleseeffizienz zu erreichen. Je größer die Dunkelzeit desto länger lässt sich der Target-Puls wählen. Dies reduziert die Breite im Frequenzraum und reduziert somit transientes Verhalten (siehe Abschn. 2.1.2) und Probleme durch relative Verzögerungen (siehe Abschn. 5.2.2). Gleichzeitig muss die Ausleseeffizienz hoch genug sein, damit ein ausreichendes Singal-zu-Rausch-Verhältnis garantiert wird. In den nachfolgenden Experimenten wird t_D so gewählt, dass das Control-Photon beim zweiten Maximum von $\eta(t)$ ($t_D \approx 4,5 \mu\text{s}$) wieder ausgelesen wird.

5.2.4 Konditionierte Phasenverschiebung

Nach den grundlegenden Charakterisierungen des Systems wird in diesem Abschnitt das zentrale Ergebnis dieser Arbeit präsentiert. Nachfolgend diskutieren wir die Abhängigkeit der konditionierten Phasenverschiebung von der atomaren Dichte und die Ergebnisse auf Basis des in Abschn. 2.3.3 beschriebenen Modells.

Um $\Delta\varphi$ (siehe Gl. (2.32)) systematisch zu untersuchen, variieren wir die atomare Dichte des Ensembles. Im Experiment wird die Dichte typischerweise über die Atomzahl kontrolliert. Daneben gibt es noch viele weitere experimentelle Parameter (z.B. Δ_s , Δ_c , δ_2 , L etc.), die mehr oder weniger starken Einfluss auf $\Delta\varphi$ haben und während der Messung fix gehalten werden. Das Abrastern all dieser Parameter ist aufgrund der begrenzten Datenrate im vorliegenden Experiment unrealistisch. Wie bereits in Abschn. 2.3.3 diskutiert, können wir mit einfachen Plausibilitätsüberlegungen ein Parameterregime wählen, in dem sich $\Delta\varphi \approx \pi$ beobachten lässt.

In den folgenden Experimenten wurde in atomares Ensemble bei einer Temperatur von etwa 500 nK und variierender Atomzahl präpariert. Ähnlich wie in vorherigen Experimenten wurde $L = 61 \mu\text{m}$ festgelegt. Als Signalverstimmung des Target-Pulses wurde $\Delta_s/2\pi = -10$ MHz gewählt da hier die Differenz der beiden Kurven aus Abb. 5.4 (b) nahezu maximal ist und gleichzeitig genug Abstand zu der steilen Flanke der roten Kurve in Abb. 5.4 (b) bei $\Delta_s/2\pi \approx -11$ MHz gehalten wird, um den Einfluss von experimentellen Schwankungen von Δ_s gering zu halten. Der Kopplungslaser hatte hier eine gemessene Rabi-Frequenz von $\Omega_{c,t}/2\pi = 18$ MHz bei einer Verstimmung von $\Delta_c/2\pi = 9,3$ MHz ähnlich zu Abschn. 5.2.1. Die Parameter des Kopplungslasers zum Speichern des Control-Photons wurden analog zu Abschn. 5.2.3 gewählt.

In Abb. 5.7 (a) sind φ_0 (blau) und φ_1 (rot) des Target-Pulses als Funktion der atomaren Dichte gezeigt. Die mittlere Photonenzahl für den Target-Puls war hier $N_t = 0,9$. Hier korrespondiert φ_0 zur Messung ohne Control-Photon ($N_c = 0$) während für φ_1 mit $N_c = 0,6$ die Daten auf erfolgreiche Detektion eines ausgelesenen Control-Photons post-selektiert wurden. φ_0 und φ_1 hängen, wie erwartet, linear von der atomaren Dichte ab. Die konditionierte Phasen-

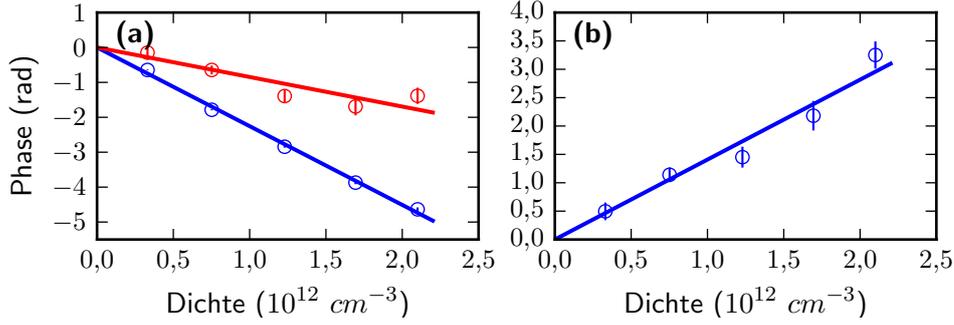


Abbildung 5.7: Konditionierte Phasenverschiebung als Funktion der atomaren Dichte. In (a) sind die Phasenverschiebungen für $N_c = 0$ (blau) und für $N_c = 0,6$ (rot) dargestellt. Die roten Daten wurden auf die Detektion eines ausgelesenen Control-Photons post-selektiert. Die konditionierte Phasenverschiebung ist die Differenz der beiden Kurven in (a) und ist in (b) gezeigt. Der Datenpunkt bei $\rho \approx 2,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ zeigt eine konditionierte Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = 3,3 \text{ rad} \pm 0,2 \text{ rad}$ und demonstriert damit $\Delta\varphi \approx \pi$.

verschiebung $\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi_1$ des Target-Pulses ist in Abb. 5.7 (b) gezeigt. Der letzte Punkt im Graphen liefert $\Delta\varphi = 3,3 \text{ rad} \pm 0,2 \text{ rad}$ und demonstriert damit eine konditionierte Phasenverschiebung von π , die ein Photon für einen zweiten Lichtpuls erzeugt.

Ein quantitatives Verständnis des Blockade-Effekts lässt sich zusammen mit Abb. 5.4 herstellen. Die ermittelten Parameter aus Abb. 5.4 zusammen mit dem errechneten C_6 -Koeffizienten (siehe Abschn. 2.2.2) erlauben es den Blockade-Radius $R_b = 15,5 \mu\text{m}$ nach Gln. (2.28) und (2.34) zu berechnen. In Abb. 5.4 (b) lässt sich die Phasenverschiebung $\Delta\varphi_L = k_s \text{Re}(\chi_2 - \chi_1)L/2 \approx 6,6 \text{ rad}$ bei $\Delta_s/2\pi = -10 \text{ MHz}$ (schwarze Linie) ablesen. Aus dem Verhältnis $\Delta\varphi/\Delta\varphi_L$ (siehe Gl. (2.32)) lässt sich $\Delta\varphi = (2R_b/L)\Delta\varphi_L = 3,3 \text{ rad}$ für $\rho = 1,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ vorhersagen. Dies stimmt relativ gut mit der linearen Kurvenanpassung aus Abb. 5.7 (b) überein, welche 2,5 rad bei dieser Dichte ergibt.

Für die Anwendung der konditionierten Phasenverschiebung auf ein Quantengatter sind noch einige zusätzlich Randbedingungen gegeben. So sollte die konditionierte optische Dichte ΔOD (siehe Gl. (2.36)) minimal sein, da ansonsten die Fidelity des erzeugten Zwei-Photonen-Zustands leidet. Weiterhin sollte die OD des Mediums für den Target-Puls klein sein, um die Erfolgswahrscheinlichkeit zu maximieren, während $\Delta\varphi = \pi$ gilt. Weiterhin wird die erreichbare Qualität eines Quantengatters direkt von der Visibility (siehe Gl. (2.44)) der beiden Pulse beeinflusst. Aus der hier gezeigten Polarisationsstomographie ermitteln wir für den letzten Punkt der roten Kurve in Abb. 5.7 (a) $V = 0,75 \pm 0,14$ für den Target-Puls. Dies zeigt, dass die Rydberg-Blockade eine potentiell hohe Visibility zulässt und sich damit für die zukünftige Implementierung eines Quantengatters eignet.

6 Kohärenter Speicher für ein photonisches Quantenbit mit Rydberg-EIT

Die Speicherung von Informationen spielt eine zentrale Rolle in der Realisierung von informationsverarbeitenden Systemen. In den hier vorgestellten Experimenten wird ein Quantenspeicher für Polarisations-Qubits demonstriert. Das Besondere bei diesem Speicher ist, dass die zwei Polarisationszustände des Qubits jeweils im Grund- und Rydberg-Zustand abgespeichert werden. Dies ist eine wichtige Komponente für ein Quantenlogik-Gatter mit Rydberg-EIT.

Zunächst diskutieren wir in Abschn. 6.1 die verwendeten, atomaren Zustände und die damit einhergehenden Herausforderungen. Die spektralen Eigenschaften von EIT für Grund- und Rydberg-Zustand werden in Abschn. 6.2 genauer betrachtet. Entscheidend für die Qualität eines Quantenspeichers ist die Erhaltung der Kohärenz des gespeicherten Qubits. Dies wird in Abschn. 6.3 untersucht. Die Änderung von Effizienz und Phase des ausgelesenen Qubits als Funktion der Speicherdauer wird in Abschn. 6.4 charakterisiert.

Über die hier vorstellten Ergebnisse wurde auch in einer Master-Arbeit [113] berichtet.

6.1 Niveau-Schema

Die in Abschn. 5 diskutierte π -Phasenverschiebung löst eines der größten Probleme auf dem Weg zu einem universellen Quantenlogik-Gatter zwischen photonischen Qubits. Für die praktische Demonstration eines solchen Gatters in dem hier verwendeten Aufbau sind jedoch noch weitere Schritte erforderlich.

Bis jetzt wurde die Wechselwirkung zwischen Control- und Target-Photon durch die An- bzw. Abwesenheit des Control-Photons geschaltet. Für ein Quantengatter muss jedoch ein Quantenfreiheitsgrad des Control-Photons gewählt werden, der je nach Zustand eine π -Phasenverschiebung des Target-Photons hervorruft. Ähnlich zum Target-Qubit wählen wir hier den Polarisationsfreiheitsgrad des Control-Photons als Qubit. Damit lässt sich z.B. derselbe Detektionsaufbau für beide Qubits verwenden. Darüber hinaus sind optische Elemente zur Manipulation der Polarisation in sehr guter Qualität kommerziell erhältlich.

Tatsächlich besitzt das Control-Photon in den Experimenten aus Abschn. 5 bereits eine links-zirkuläre Polarisation (hier als Zustand $|L\rangle$ bezeichnet), die

sich als eine der beiden Basiszustände des Qubits eignet. Diese Polarisationskomponente wurde bisher (siehe Abschn. 5.2.3) in eine stationäre Rydberg-Anregung umgewandelt, welche die Wechselwirkung erzeugt. Zusätzlich muss jetzt die zweite Polarisation (rechtszirkular $|R\rangle$) für die Speicherzeit von $|L\rangle$ verzögert werden, damit beide Polarisierungen nach dem Auslesen zur Interferenz gebracht werden können. Dafür bietet es sich an, $|R\rangle$ in einen nicht-wechselwirkenden Zustand zu überführen. Dabei muss die Kohärenz zwischen den beiden Zuständen erhalten bleiben.

Bei dem hier gewählten Ansatz, benutzen wir einen zweiten Kopplungslaser, der EIT für die $|R\rangle$ -Komponente erzeugt und somit das Speichern in einem zweiten atomaren Zustand ermöglicht. Im Gegensatz zur $|L\rangle$ -Komponente wird nun $|R\rangle$ im Grundzustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ von ^{87}Rb gespeichert. Die Wechselwirkung zwischen der Rydberg-Komponente des Target-Qubits und diesem Grundzustand ist vernachlässigbar. Somit erzielen wir das gewünschte, zustandsabhängige Verhalten.

Wie bereits in Abschn. 2.4.2 diskutiert, koppelt das $|R\rangle$ -polarisierte Licht des Control-Photons an den Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 1\rangle$. Um EIT-Bedingungen mit dem Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ herzustellen, müsste man also einen Übergang mit $\Delta F = 2$ treiben, welcher aufgrund von Auswahlregeln verboten ist. Aus diesem Grund verringern wir die Frequenz der $|L\rangle$ -Komponente mit Hilfe des in Abschn. 3.6 beschriebenen Interferometers um etwa 266 MHz. Danach ist das Licht mit dem Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2, m_F = 1\rangle$ resonant und ein π -polarisierter Kopplungslaser kann EIT auf dem Übergang $|F' = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle$ erzeugen. Das resultierende Niveau-Schema ist in Abb. 2.9 dargestellt. Nach dem Abspeichern wird die Frequenzverschiebung durch ein zweites, baugleiches Interferometer wieder rückgängig gemacht.

6.2 EIT-Spektren

Die Grundlage für den hier vorgestellten Speichers ist die Herstellung von EIT-Bedingungen für beide Polarisationskomponenten. Daher charakterisieren wir zuerst die zugehörigen EIT-Spektren für $|L\rangle$ und $|R\rangle$ unabhängig voneinander.

Ähnlich zu Abschn. 5.2.1 wollen wir Transmission und Phase für eine der zwei Polarisierungen nach der Propagation durch das Medium vermessen. Um eine geeignete Phasenreferenz zu erzeugen, verwenden wir eine weit verstimmt, jeweils orthogonale Polarisation. Zur Erzeugung der Referenzpolarisation verwenden wir das in Abschn. 3.6 vorgestellte Interferometer.

Zunächst charakterisieren wir die $|L\rangle$ -Polarisation, die an den Rydberg-Zustand koppelt. Vor dem Eingangsinterferometer ändern wir dazu die Polarisierungen so, dass die Frequenz der $|R\rangle$ -Komponente $f_{|R\rangle}$ etwa 266 MHz blau zur Frequenz der $|L\rangle$ -Polarisation $f_{|L\rangle}$ verschoben wird. Zusätzlich passen wir die Frequenz des Signallasers so an, dass $|L\rangle$ nahresonant zum Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow$

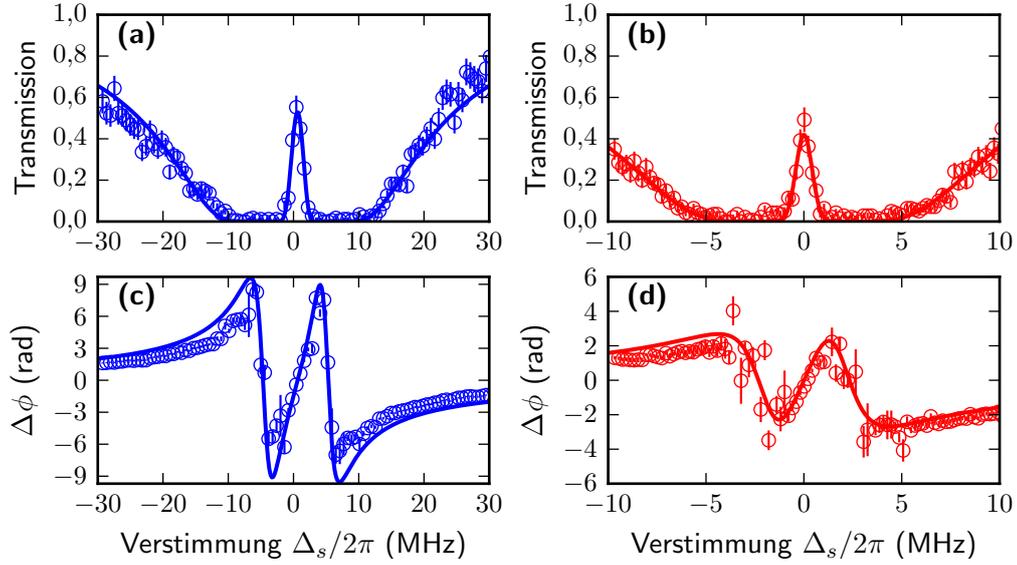


Abbildung 6.1: Transmission und Phase des Control-Pulses als Funktion der Signalverstimmung für $|L\rangle$ und $|R\rangle$. Die EIT-Transmission für $|L\rangle$, das an den Rydberg-Zustand koppelt, ist in (a) gezeigt. In (c) ist die Phase zu sehen. Die Transmission der $|R\rangle$ -Polarisation ist in (b) und die Phase in (d) dargestellt. Die durchgezogenen Linien für beide Polarisationen wurden mittels Kurvenanpassung jeweils aus Gl. (2.8) mit e^{-OD} errechnet. Die ermittelten Parameter finde sich im Text.

$|F' = 3\rangle$ ist. Damit ist $|R\rangle$ von allen umliegenden Übergängen weit verstimmt und eignet sich somit gut als Referenzpolarisation.

Für die Messung wurde ein atomares Ensemble mit $7 \cdot 10^4$ Atomen bei einer Temperatur von etwa 700 nK präpariert, was einer Dichte von $7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Der Rydberg-Kopplungslaser hatte eine Leistung von 90 mW. Der Signallaser hatte eine mittlere Photonenzahl von etwa 2.

Die Messung von Transmission und Phase der $|L\rangle$ -Polarisation ist in Abb. 6.1 (a) bzw. (c) dargestellt. Die Kurvenanpassung der aus Gl. (2.8) berechneten Transmission e^{-OD} an die Daten aus (a) ergab eine Rabi-Frequenz von $\Omega_{c,r}/2\pi = 10 \text{ MHz}$, welche etwa einen Faktor 2 von der abgeschätzten Rabi-Frequenz ($\Omega_{c,r}/2\pi = 20 \text{ MHz}$) abweicht. Grund dafür könnte mangelnder Überlapp zwischen Signal- und Kopplungslaser am Ort der Atome sein. Weiterhin passt der ermittelte Parameter $OD = 39,2$ nur mäßig zu dem aus der atomaren Dichte abgeleiteten Wert von $OD = 24$. Grund dafür könnte eine transversale Verzerrung der Mode durch Beugung am Medium sein, was die Einkopplung in die nachfolgende Glasfaser verschlechtert. Die Dephasierungsrate von

$\gamma_{21}/2\pi = 0,27 \mu\text{s}^{-1}$ hat eine Reduktion der Transmission zur Folge. Ursache für diese Dephasierung könnten fluktuierende, elektrische Felder sein. In (c) ist der gemessene Phasenverlauf zu sehen. Zusätzlich zeigt die durchgezogene Linie in (c) auch Gl. (2.7) mit den Parametern aus (a). Das Modell überschätzt den Phasenhub leicht, passt aber insbesondere um $\Delta_s \approx 0$ passabel zu den Daten.

Als Nächstes wird die Charakterisierung der $|R\rangle$ -Polarisation diskutiert. Analog zur vorherigen Messung ist $f_{|R\rangle} > f_{|L\rangle}$ bei gleicher Frequenzdifferenz. Nun wird allerdings die Frequenz des Signallasers so angepasst, dass $f_{|R\rangle}$ auf dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ resonant ist. In diesem Fall ist $|L\rangle$ von allen umliegenden Übergängen weit verstimmt und ist somit eine gute Phasenreferenz.

Es wurde ein Ensemble mit $1,2 \cdot 10^5$ Atomen bei einer Temperatur von etwa 600 nK präpariert. Daraus folgt eine Spitzendichte von $2,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Die Leistung des Kopplungslasers zum Grundzustand betrug hier etwa 1 μW . Abb. 6.1 (b) bzw. (d) zeigen die Ergebnisse. Aus der Kurvenanpassung der Daten in (b) wurde die Werte $OD = 10,9$ und $\Omega_{c,g}/2\pi = 4,7 \text{ MHz}$ ermittelt. Diese passen gut zu den abgeschätzten Werten ($\Omega_{c,g}/2\pi = 5 \text{ MHz}$ und $OD = 8$). Auch für diese Polarisation sorgt die ermittelte Dephasierungsrate $\gamma_{21}/2\pi = 0,31 \mu\text{s}^{-1}$ für eine verringerte Transmission. Imperfekte Ausrichtung zwischen angelegtem Magnetfeld und Polarisation des Kopplungslasers könnten dazu beitragen. Der Verlauf der Phase in (d) passt gut zu den gemessenen Daten.

6.3 Kohärenz des Speichers

Eine der wichtigsten Eigenschaften des Quantenspeichers ist die Erhaltung der Kohärenz des gespeicherten Qubits. In diesem Abschnitt charakterisieren wir diese Eigenschaft nach dem Auslesen des Control-Qubits mit Hilfe von Polarisationstomographie.

Zunächst gehen wir der Frage nach, wie gut die Basiszustände $|R\rangle$ und $|L\rangle$ nach dem Speichern erhalten bleiben. Dazu präparieren wir das Qubit in einem der beiden Zustände, speichern es ab und lesen es nach etwa $4,5 \mu\text{s}$ wieder aus. Zur Quantifizierung definieren wir das Auslöschungsverhältnis $\epsilon_i = N_{i^\perp}/N_i$ wobei N_i die Anzahl der detektierten Ereignisse für Polarisation i ist mit $i \in \{|R\rangle, |L\rangle\}$ und i^\perp die zu i orthogonale Polarisation. Je kleiner ϵ_i desto besser erhält der Speicher die ursprüngliche Polarisation.

Das präparierte Ensemble enthielt $1,2 \cdot 10^5$ Atome bei einer Temperatur von 700 nK. Bei der verwendeten Fallengeometrie entspricht das einer atomaren Spitzendichte von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Für den Kopplungslaser der $|L\rangle$ -Komponente wurde eine Leistung von 210 mW eingestellt, während der Laser für den Grundzustand (also der $|R\rangle$ -Komponente) eine Leistung 1 μW hatte.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 6.2 dargestellt. In (a) ist die Leistung des in $|R\rangle$ präparierten Qubits als Funktion der Zeit zu sehen. Das nach etwa $4,5 \mu\text{s}$ ausgelesene Licht ist in (b) zu sehen. Sowohl beim Schreiben als auch beim Auslesen waren beide Kopplungslaser aktiv. Aus den Daten ermitteln wir

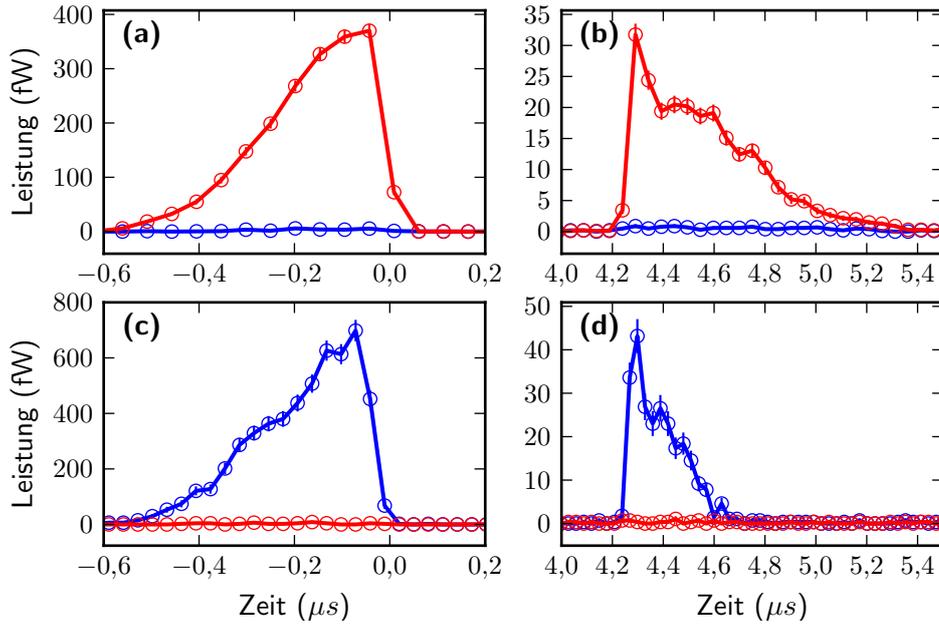


Abbildung 6.2: Erhaltung der Polarisationskomponenten $|R\rangle$ und $|L\rangle$ nach Speichern und Auslesen. In (a) ist die einlaufende Leistung des in $|R\rangle$ präparierten Qubits zu sehen. Rot zeigt den $|R\rangle$ und blau den $|L\rangle$ -Anteil. Die nach etwa $4,5 \mu\text{s}$ ausgelesene Leistung ist in (b) dargestellt. Nach dem Auslesen ergibt sich ein Auslöschungsverhältnis von $\epsilon_R = 4,8\%$ und eine Schreib-Lese-Effizienz von $\eta_{\text{rw}} = 12,3\%$. (c) und (d) zeigen eine ähnliche Messung für das in $|L\rangle$ präparierte Qubit. Hier ergeben sich $\epsilon_L = 2,5\%$ und $\eta_{\text{rw}} = 4,7\%$.

eine Schreib-Lese-Effizienz von $\eta_{\text{rw}} = 12,3\%$ und ein Auslöschungsverhältnis von $\epsilon_R = 4,8\%$. Eine ähnliche Messung unter gleichen Bedingungen für das in $|L\rangle$ präparierte Qubit ist in Abb. 6.2 (c) und (d) zu sehen. Hier wurden $\eta_{\text{rw}} = 4,7\%$ und $\epsilon_L = 2,5\%$ bestimmt.

Die Polarisationszustände $|R\rangle$ und $|L\rangle$ wurden durch den Speicher- und Auslesevorgang gut erhalten. Die Imperfektion ist auf die Präparation des Anfangszustands und die Polarisationskompensationen zurückzuführen. Für die spätere Untersuchung der Qualität des ausgelesenen Zustands sind die gemessenen Auslöschungen aber kein limitierender Faktor.

Als nächstes untersuchen wir die Erhaltung der Kohärenz des gespeicherten Qubits. Dazu wird eine Überlagerung der beiden Zustände $|R\rangle$ und $|L\rangle$ präpariert. Für die Messung wurde zunächst ein Zustand $|\psi_{\text{in}}\rangle$ mit Azimuth $\varphi = -2,42 \text{ rad}$ und Polarwinkel $\theta = 1,91 \text{ rad}$ präpariert. Hierbei ist θ so gewählt, dass die mittleren Intensitäten der $|R\rangle$ - und $|L\rangle$ -Polarisation nach dem Auslesen möglichst identisch sind. Die mittlere Photonenzahl war $N_{\text{in}} = 0,9$. Weiterhin war die Atomzahl $1 \cdot 10^5$, was einer Dichte von $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Der

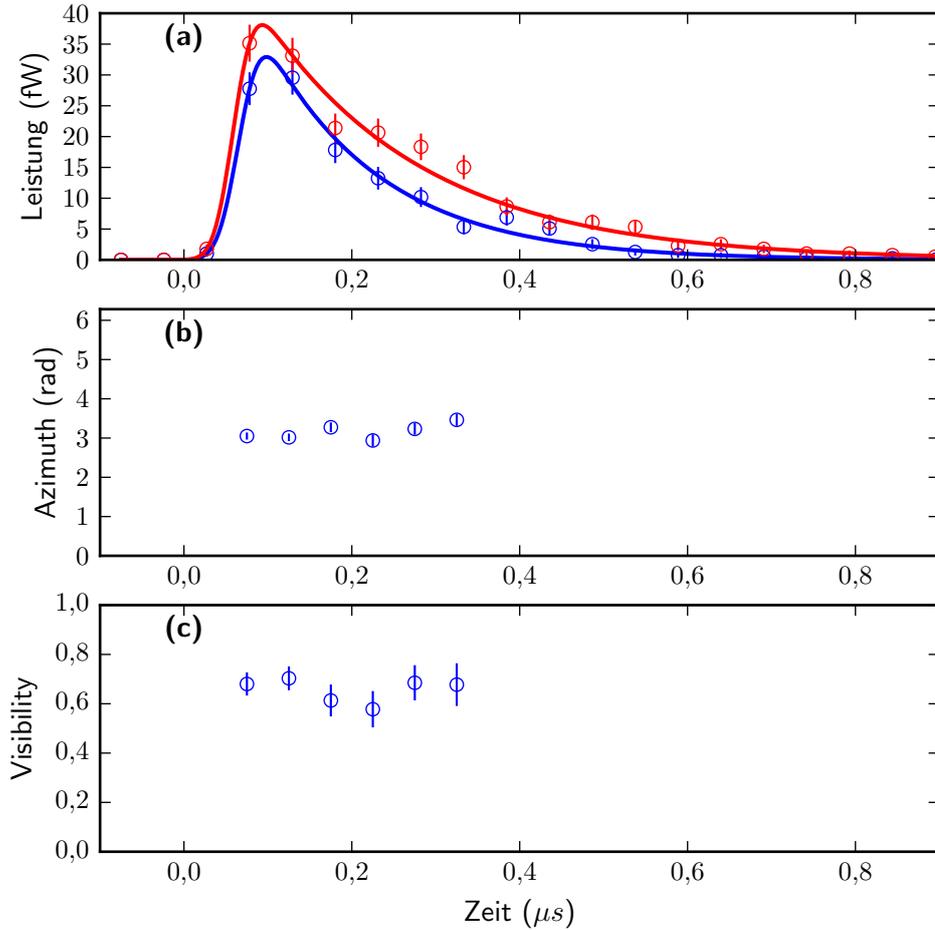


Abbildung 6.3: Polarisationsstomographie des ausgelesenen Qubits. (a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Leistungen von $|R\rangle$ (rot) und $|L\rangle$ (blau) nach etwa $4,5\ \mu\text{s}$ Speicherzeit. Die Verläufe stimmen gut überein. Der Azimuth in (b) hängt hingegen kaum von der Zeit ab. Als Letztes extrahieren wir die Visibility (c) aus den Daten. Der Mittelwert über das gewählte Intervall ist $V = 66,7\% \pm 2\%$.

Rydberg-Kopplungslaser für die $|L\rangle$ -Komponente hatte ein Leistung von 90 mW während der Kopplungslaser für $|R\rangle$ eine Leistung von etwa $1\ \mu\text{W}$ hatte. Diese Werte wurden so gewählt, dass die Einhüllende der beiden Komponenten beim Auslesen möglichst ähnlich ist.

Die Ergebnisse der Polarisationsstomographie sind in Abb. 6.3 gezeigt. Erneut betrug die Dunkelzeit hier etwa $4,5\ \mu\text{s}$. In (a) ist der zeitliche Verlauf der beiden gleichzeitig ausgelesenen Polarisationen $|R\rangle$ und $|L\rangle$ zu sehen. Die beiden Verläufe stimmen gut überein. Als Nächstes betrachten wir den Azimuth φ in

(b). Hierbei wurde ein Bereich ausgewählt, der die mittlere, detektierte Leistung bei minimalen Hintergrundzählereignissen maximiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass φ kaum von der Zeit abhängt. Der Mittelwert von φ im ausgewählten Bereich unterscheidet sich wegen $\Delta_4 \neq 0$ vom Azimuth des Eingangszustands. Zuletzt ist in (c) die Visibility über der Zeit aufgetragen. Erneut ist kaum eine Zeitabhängigkeit zu erkennen. Die mittlere Visibility in dem gewählten Intervall beträgt $V = 66,7\% \pm 2\%$.

Die Ursache für beobachtete Reduktion der mittleren Visibility in Abb. 6.3 (c) ist im Moment nicht verstanden. In Abschn. 3.6 wurde gezeigt, dass der Aufbau selbst nur wenig Einfluss auf die Visibility des Qubits hat. Es ist also davon auszugehen, dass die Imperfektion entweder durch atomare Effekte oder durch technisches Rauschen der Laser verursacht wird. Eine vorläufige Analyse legt den Verdacht nahe, dass Phasenrauschen zwischen den Kopplungslasern eine mögliche Quelle der Imperfektion ist. Weiterhin könnten Mehr-Photonen-Ereignisse eine zusätzliche Energieverschiebung der gespeicherten Rydberg-Komponente hervorrufen und somit eine Dephasierung auslösen.

Die Leistungsfähigkeit eines Quantenspeichers wird häufig durch die Durchführung einer Quanten-Prozess-Tomographie ermittelt [126]. Dabei wird die Fidelity zwischen spezifisch präparierten Eingangszuständen und den zurückgewonnenen Zuständen nach dem Speichern gemessen. Mittelt man die gemessenen Fidelities für alle Eingangszustände auf der Bloch-Kugel, so lässt sich daraus die mittlere Fidelity des Quantenspeichers errechnen. In Ref. [141] wurde gezeigt, dass es ausreicht eine Untermenge von Zuständen (z.B. $|L\rangle$, $|R\rangle$, $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|A\rangle$ und $|D\rangle$) für dieses Verfahren zu berücksichtigen, um eine aussagekräftige Fidelity zu ermitteln. Hierbei wird die Annahme zugrunde gelegt, dass das betrachtete System linear ist. In diesem Fall ist das System durch eine Müller-Matrix beschreibbar und es ist ausreichend die Endzustände für Anfangszustände $|L\rangle$, $|R\rangle$, $|H\rangle$ und $|D\rangle$ zu messen.

Bei der in Abb. 6.3 gezeigten Messung wurden die Zustände $|L\rangle$, $|R\rangle$ und eine kohärente Superposition der beiden Zustände präpariert. Streng genommen ist die betrachtete Messung nach den Argumenten in Ref. [141] also nicht ausreichend, um den Quantenspeicher vollständig zu charakterisieren. Der verwendete, experimentelle Aufbau bringt allerdings eine Besonderheit mit sich. Durch die polarisationsabhängige Frequenzverschiebung rotiert ein vorher präparierter Überlagerungszustand am Ort der Atome mit der aufgeprägten Frequenzdifferenz in der Äquatorialebene der Bloch-Kugel. Da die typische Pulsdauer im Experiment deutlich länger als die Periodendauer der Differenzfrequenz ist, werden die Atome bereits im Einzelexperiment mehreren Polarisierungen ausgesetzt¹.

¹Die typische Pulsdauer in einem Experiment beträgt etwa $1\ \mu\text{s}$ und die Frequenzdifferenz etwa 267 MHz. Während sich das Lichtfeld im Speicher befindet, rotiert die Polarisation also viele Male vollständig um die z -Achse der Bloch-Kugel. Da Anfangs- und Endzustand nur durch die relative Phasen zum Referenz-Oszillator definiert sind, liegt es also nahe, dass Messungen für beliebige Eingangszustände auf dem Äquator der Bloch-Kugel alle dieselbe Fidelity liefern sollten.

Der hier gezeigte Speicher muss also folglich in der Lage sein, viele verschiedene Überlagerungszustände zu halten, da ansonsten eine deutlich niedrigere Visibility zu erwarten wäre.

Wie in Ref. [113] diskutiert wurde, lässt sich mittlere Fidelity \overline{F} des ausgelesenen Qubits mit Hilfe der gemessenen Größen $\epsilon_{L/R}$ und V mit der folgenden Relation berechnen

$$\overline{F} = \frac{1}{6} \left(2 + 2V + \frac{1}{1 + \epsilon_R} + \frac{1}{1 + \epsilon_L} \right). \quad (6.1)$$

Aus den Messungen ermitteln wir $F = 87,5\%$. In Ref. [142] wurde gezeigt, dass die Fidelity für einen inkohärenten Speicher maximal $2/3$ betragen kann sofern ein einzelnes Photon gespeichert wird. Der hier gemessene Wert liegt deutlich darüber und demonstriert somit einen Quantenspeicher.

6.4 Abhängigkeit der Effizienz von der Dunkelzeit

Das Auslesen von gespeicherter Information zu einem beliebigen Zeitpunkt ist eine wichtige Funktion eines Speichers. Aus diesem Grund charakterisieren wir im folgenden Abschnitt die Ausleseeffizienz und Phase des gespeicherten Qubits als Funktion der Speicherzeit.

Wie bereits in Abschn. 2.4 erläutert wurde, unterliegt der hier beschriebene Quantenspeicher besonderen Bedingungen, die das zeitliche Verhalten beeinflussen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die $|L\rangle$ -Komponente des Qubits in Form einer Rydberg-Anregung abgespeichert wird und die $|R\rangle$ -Komponente in einem Grundzustand. Da Rydberg-Zustände besonders stark von ihrer Umgebung beeinflusst werden, birgt dies besondere Herausforderungen. Insbesondere die Tatsache, dass die Rydberg-Anregung in einem atomaren Ensemble mit hoher Dichte erzeugt wird, sorgt dafür, dass es zu Wechselwirkungen zwischen der Anregung und umliegenden Grundzustandsatomen kommt. Die Konsequenz daraus ist, dass es zusätzliche, atomare Resonanzen gibt, die in gebundene Zustände zwischen der Rydberg-Anregung und einem Grundzustandsatom führen. Diese gebundenen Zustände (häufig als ultraweitreichende Rydberg-Moleküle bezeichnet) haben starke Auswirkungen auf den Quantenspeicher (siehe Abschn. 2.4.3).

Zur Messung der zeitlichen Entwicklung des Qubits im Speicher wurde ein atomares Gas mit den gleichen Parametern wie in Abb. 6.3 präpariert. Auch die Leistungen der Kopplungslaser waren gleich. Die $|R\rangle$ -Polarisation wurde wie in Abschn. 6.3 im Grundzustand gespeichert und $|L\rangle$ im Rydberg-Zustand. Aufgrund der Dichte des Ensembles errechnen wir analog zu Abschn. 5.2.3 eine mittlere Anzahl von 0,8 Atomen innerhalb der Rydberg-Wellenfunktion. Es ist somit wahrscheinlich, während des Speicherprozesses Rydberg- und Molekül-Zustand simultan anzuregen. Aus der Diskussion in Abschn. 2.4.3 erwarten wir also eine Modulation der Ausleseeffizienz bzgl. $|L\rangle$. Im Gegensatz zu den Messungen in

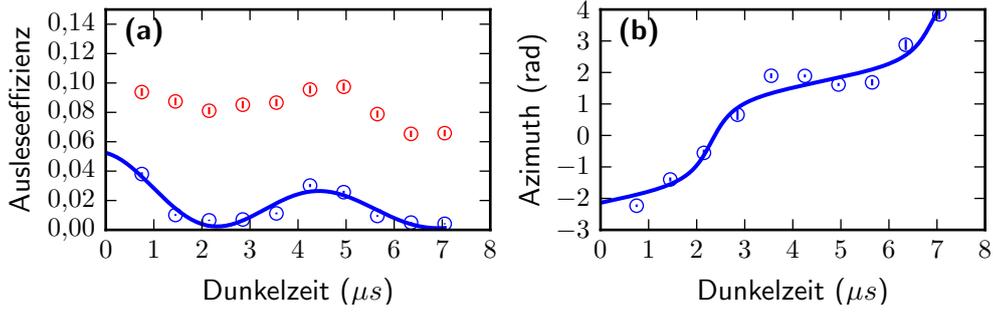


Abbildung 6.4: Dynamik des Quantenspeichers. Die Ausleseeffizienz ist in (a) für beide Polarisierungen $|L\rangle$ (blau) und $|R\rangle$ (rot) als Funktion der Dunkelzeit gezeigt. Die blaue, durchgezogene Linie ist die Kurvenanpassung von Gl. (2.56). Die Modulation der ausgelesenen Leistung der $|L\rangle$ -Komponente durch die zusätzliche Anregung des ultraweitreichenden Rydberg-Moleküls ist deutlich zu erkennen. In (b) ist der gemessene Azimuth dargestellt. Die durchgezogene Linie wurde mit Gl. (2.57) und den Parametern (siehe Text) aus (a) berechnet.

Abschn. 5.2.3 können wir jetzt auch die zeitliche Änderung der Qubit-Phase messen. Auch hier erwarten wir nach den theoretischen Vorhersagen aus 2.4.3 einen zeitabhängigen Effekt.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 6.4 gezeigt. In (a) sieht man die Ausleseeffizienzen für $|L\rangle$ (blau) und $|R\rangle$ (rot) als Funktion der Dunkelzeit. Wie zu erwarten oszilliert die Ausleseeffizienz der $|L\rangle$ -Komponente mit der Speicherzeit. Da $|L\rangle$ im Rydberg-Zustand $|69S_{1/2}\rangle$ abgespeichert wird, ist die Modulation auf die zusätzliche Population eines Molekül-Zustands zurückzuführen. Hingegen ist $|R\rangle$ kaum von der Zeit abhängig. Die leichte Restmodulation rührt vermutlich aus der ungewollten Anregung eines benachbarten m_F -Zustands. Damit würde das einlaufende Licht in einer Superposition aus $|R\rangle$ und einem weiteren m_F -Zustand gespeichert. Dies führt zu einer Oszillation der ausgelesenen Lichtleistung, wie in Abschn. 2.4.3 beschrieben². Wir vernachlässigen den Effekt in den nachfolgenden Betrachtungen.

Die durchgezogene Linie in Abb. 6.4 (a) wurde aus der Kurvenanpassung von Gl. (2.56) an die Daten der $|L\rangle$ -Komponente errechnet. Aus dem Modell ermitteln wir eine Bindungsenergie von $E_B = h \cdot (217 \text{ kHz} \pm 7 \text{ kHz})$. Dies ist konsistent mit den Ergebnissen aus Abschn. 5.2.3 und der theoretischen Vorhersage von 215 kHz (ebenso Abschn. 5.2.3). Darüber hinaus können wir eine exponentielle Zerfallskonstante von $6,6 \mu s \pm 2 \mu s$ bestimmen. Wie in Abschn. 2.4.3 erläutert wurde, lässt sich aus dem Modell auch die bedingte Wahrscheinlichkeit errechnen, dass sich die Anregung im Molekül-Zustand befindet, sofern sie gespeichert

²Obwohl das Modell in Abschn. 2.4.3 zur Beschreibung von unabsichtlicher Anregung benachbarter Molekül-Zustände dient, ist die Betrachtung für Zeeman-Zustände äquivalent.

wurde. Diese beträgt hier 77%, was konsistent mit dem hohen Kontrast der Oszillation ist.

In (b) ist der gemessene Azimuth als Funktion der Dunkelzeit zu sehen. Auch hier ist ein periodischer Verlauf zu erkennen, der analog zu (a) aus der Anregung des Molekül-Zustands stammt. Zusätzlich steigt der Mittelwert linear mit der Zeit an. Dies ist auf eine von null verschiedene Vier-Photonen-Verstimmung (siehe Gl. (2.51)) zurückzuführen und erklärt somit den treppenstufenartigen Verlauf. Zusammen mit den Parametern aus (a) und Gl. (2.57) können wir die Vorhersage für die Dynamik der Qubit-Phase mit den Daten vergleichen. Dies ist anhand der durchgezogenen blauen Kurve in (b) zu erkennen. Hier wurden die Vier-Photonen-Verstimmung Δ_4 und eine globale Phase ϕ_0 als zusätzliche freie Parameter eingeführt und angepasst. Es konnten $\Delta_4 = 2\pi \cdot (0,34 \text{ kHz} \pm 0,03 \text{ kHz})$ und $\phi_0 = 0,13 \text{ rad} \pm 0,01 \text{ rad}$ bestimmt werden. Auch hier erfasst das Modell die Eigenschaften des Phasenverlaufs ausreichend gut. Die kleinen Abweichungen könnten von der zusätzlichen Dynamik der $|R\rangle$ -Komponente stammen.

Aus den Messungen ist klar ersichtlich, dass wesentliche Eigenschaften des Qubits von der Speicherzeit abhängen. So ist das Auslesen der $|L\rangle$ -Komponente für Speicherzeiten $t_D^{(m)} = m \cdot \pi / \omega_b$ für $m \in \mathbb{Z}$ durch destruktive Interferenz stark unterdrückt. Auch die Phase ist eine Funktion von t_D , rephasiert aber auf den anfänglichen Wert bei Dunkelzeiten $t_D^{(n)} = n \cdot 2\pi / \omega_b$ für $n \in \mathbb{Z}$ und $\Delta_4 \cdot t_D^{(n)} \bmod 2\pi = 0$. Weiterhin besitzt die Ausleseeffizienz von $|L\rangle$ bei diesen Dunkelzeiten ein lokales Maximum. Darüber hinaus muss die Vier-Photonen-Verstimmung kalibriert oder entsprechend angepasst werden, damit nach dem Auslesen Phasenfehler wegen $\Delta_4 \cdot t_D^{(n)} \bmod 2\pi \neq 0$ minimiert werden. Diese Fehler können aber auch bei festem t_D durch Wellenplatten rückgängig gemacht werden. Die genannten Aspekte erzeugen zusätzliche Komplexität bei der Verwendung des Quantenspeichers und sind bei Anwendungen zu berücksichtigen. Jedoch sind dies aber keine fundamentalen Hindernisse bei der Anwendung für ein Quantengatter.

7 Ausblick

Die Realisierung eines universellen, photonischen Quantengatters stellt nach wie vor eine große Hürde für den Bau eines skalierbaren optischen Quantencomputers dar. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte konditionierte π -Phasenverschiebung und der photonische Quantenspeicher sind große Schritte zur Realisierung dieses Quantengatters.

Für die in Abschn. 5 beschriebene Messung der konditionierten Phasenverschiebung wurde eine zweite Polarisationskomponente als Phasenreferenz benutzt. Die beiden Polarisierungen lassen sich auch als Zustände eines Polarisations-Qubits verwenden, welches das Target-Qubit repräsentiert. Was der konditionierten π -Phasenverschiebung noch zu einem CPhase-Gatter fehlt, ist die Tatsache, dass der Control-Puls hier noch ein klassisches Bit ist. Der in Abschn. 6 vorgestellte Quantenspeicher sollte es durch seine neuartigen Eigenschaften ermöglichen, eine konditionierte Phasenverschiebung des Target-Qubits zu erzeugen, die von der Polarisation des Control-Qubits abhängt. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die Fidelity des Speichers die nicht-klassischen Eigenschaften des Qubits erhält (siehe Abschn. 6.3). Durch Kombination der Experimente aus Abschn. 5 und 6 könnte man somit in zukünftigen Experimenten ein CPhase-Gatter in der Polarisations-Basis demonstrieren.

Im Hinblick auf die Skalierbarkeit eines möglichen Gatters ist der aktuelle Aufbau ungeeignet, da hauptsächlich makroskopische Optik verbaut worden ist. Beim Bau eines optischen Quantencomputers mit vielen Qubits ist die Miniaturisierung der verbauten Komponenten praktisch unausweichlich. Bereits 1992 wurde in Ref. [143] ein Interferometeraufbau veröffentlicht, der eine ähnliche Funktionalität wie der Aufbau in Abschn. 6 bietet. Hingegen wurden hier stark verkleinerte Komponenten verwendet. Mit Hilfe eines solchen integrierten Interferometers ließe sich die Größe des jetzigen Aufbaus drastisch reduzieren und somit die Skalierung begünstigen.

Eine Möglichkeit, das System noch weiter zu verkleinern, ist die Benutzung von Festkörpersystemen. In Ref. [144] wurde zum ersten Mal Rydberg-Blockade zwischen Excitonen in dem Kupferoxid Cu_2O beobachtet. Die Fortschritte in diesem Bereich könnten langfristig Schemata, ähnlich zu denen in dieser Arbeit, ermöglichen.

Neben den Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung ist es auch denkbar, die starke Photon-Photon-Wechselwirkung für die Untersuchung von Viel-Körper-Effekten zu verwenden. In diesem Kontext besteht der große Vorteil des hier gezeigten Aufbaus darin, dass sich die Länge des Mediums experimentell einfach ändern lässt. Damit ist es möglich, bei sehr großer Länge mehrere Anre-

7 Ausblick

gungen gleichzeitig im Medium zu erzeugen. Analog zum Vorschlag aus Ref. [81] ließe sich so z.B. die Wigner-Kristallisierung von Photonen untersuchen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information*. (Cambridge University Press, Cambridge, 2010).
- [2] E. Schrödinger. Discussion of probability relations between separated systems. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **31**(4), 555–563 (1935).
- [3] J. S. Bell. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics* **1**(3), 195–200 (1964).
- [4] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O’Brien. Quantum computers. *Nature* **464**, 45–53 (2010).
- [5] P. Shor, Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring, In *Proc. 35th Annu. Symp. Found. Comput. Sci.*, 1994, pp. 124–134.
- [6] L. K. Grover, B. Labs, M. Avenue, and M. Hill. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325 (1997).
- [7] R. P. Feynman. Simulating physics with computers. *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 467–488 (1982).
- [8] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland. Demonstration of a fundamental quantum logic gate. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4714 (1995).
- [9] D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W. M. Itano, B. Jelenković, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland. Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate. *Nature* **422**, 412–415 (2003).
- [10] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt. Realization of the cirac-zoller controlled-not quantum gate. *Nature* **422**, 408–411 (2003).
- [11] C. J. Ballance, T. P. Harty, N. M. Linke, M. A. Sepiol, and D. M. Lucas. High-fidelity quantum logic gates using trapped-ion hyperfine qubits. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 060504 (2016).

- [12] S. Debnath, N. M. Linke, C. Figgatt, K. A. Landsman, K. Wright, and C. Monroe. Demonstration of a small programmable quantum computer with atomic qubits. *Nature* **536**, 63–66 (2016).
- [13] T. Monz, D. Nigg, E. A. Martinez, M. F. Brandl, P. Schindler, R. Rines, S. X. Wang, I. L. Chuang, and R. Blatt. Realization of a scalable shor algorithm. *Science* **351**, 1068–1070 (2016).
- [14] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, and M. Saffman. Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 10503 (2010).
- [15] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood, and I. L. Chuang. Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature* **414**, 883–887 (2001).
- [16] J. A. Jones. Quantum computing with NMR. *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.* **59**, 91–120 (2011).
- [17] F. Jelezko, T. Gaebel, I. Popa, M. Domhan, A. Gruber, and J. Wrachtrup. Observation of coherent oscillation of a single nuclear spin and realization of a two-qubit conditional quantum gate. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 130501 (2004).
- [18] L. Childress and R. Hanson. Diamond NV centers for quantum computing and quantum networks. *MRS Bull.* **38**, 134–138 (2013).
- [19] M. Veldhorst, C. H. Yang, J. C. C. Hwang, W. Huang, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, S. Simmons, A. Laucht, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello, and A. S. Dzurak. A two-qubit logic gate in silicon. *Nature* **526**, 410–414 (2015).
- [20] M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf. Superconducting circuits for quantum information: an outlook. *Science* **339**, 1169–1174 (2013).
- [21] H. J. Kimble. The quantum internet. *Nature* **453**, 1023–1030 (2008).
- [22] C. H. Bennett and G. Brassard, Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing, In *Proc. IEEE Int. Conf. Comput. Syst. Signal Process.*, 1984, pp. 175–179.
- [23] C. H. Bennett, F. Bessette, G. Brassard, L. Salvail, and J. Smolin. Experimental quantum cryptography. *Journal of Cryptology* **5**(1), 3–28 (1992).
- [24] L.-M. Duan and C. Monroe. Quantum networks with trapped ions. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1209 (2010).

- [25] S. Ritter, C. Nölleke, C. Hahn, A. Reiserer, A. Neuzner, M. Uphoff, M. Mücke, E. Figueroa, J. Bochmann, and G. Rempe. An elementary quantum network of single atoms in optical cavities. *Nature* **484**, 195–200 (2012).
- [26] D. L. Moehring, P. Maunz, S. Olmschenk, K. C. Younge, D. N. Matsukevich, L.-M. Duan, and C. Monroe. Entanglement of single-atom quantum bits at a distance. *Nature* **449**, 68–71 (2007).
- [27] J. L. O’Brien, A. Furusawa, and J. Vučković. Photonic quantum technologies. *Nat. Photonics* **3**, 687–695 (2009).
- [28] D. P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschritte der Physik* **48**(9-11), 771–783 (2000).
- [29] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Elsevier Science, Amsterdam, 2008).
- [30] C. Gerry and P. Knight, *Introductory Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2005).
- [31] N. Matsuda, R. Shimizu, Y. Mitsumori, H. Kosaka, and K. Edamatsu. Observation of optical-fibre Kerr nonlinearity at the single-photon level. *Nat. Photonics* **3**, 95–98 (2009).
- [32] J. D. Pritchard, K. J. Weatherill, and C. S. Adams. Nonlinear optics using cold Rydberg atoms. *Annual Review of Cold Atoms and Molecules Volume 1*, 301–350 (2012).
- [33] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature* **409**, 46–52 (2001).
- [34] J. L. O’Brien, G. J. Pryde, a. G. White, T. C. Ralph, and D. Branning. Demonstration of an all-optical quantum controlled-NOT gate. *Nature* **426**, 264–267 (2003).
- [35] Y. Li, P. C. Humphreys, G. J. Mendoza, and S. C. Benjamin. Resource costs for fault-tolerant linear optical quantum computing. *Phys. Rev. X* **5**, 041007 (2015).
- [36] J. Carolan, C. Harrold, C. Sparrow, E. Martín-López, N. J. Russell, J. W. Silverstone, P. J. Shadbolt, N. Matsuda, M. Oguma, M. Itoh, G. D. Marshall, M. G. Thompson, J. C. F. Matthews, T. Hashimoto, J. L. O’Brien, and A. Laing. Universal linear optics. *Science* **349**, 711–716 (2015).
- [37] J. Hwang, M. Pototschnig, R. Lettow, G. Zumofen, A. Renn, S. Götzinger, and V. Sandoghdar. A single-molecule optical transistor. *Nature* **460**, 76–80 (2009).

- [38] Q. A. Turchette, C. J. Hood, H. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble. Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4710 (1995).
- [39] A. Reiserer, N. Kalb, G. Rempe, and S. Ritter. A quantum gate between a flying optical photon and a single trapped atom. *Nature* **508**, 237–240 (2014).
- [40] T. G. Tiecke, J. D. Thompson, N. P. de Leon, L. R. Liu, V. Vuletić, and M. D. Lukin. Nanophotonic quantum phase switch with a single atom. *Nature* **508**, 241–244 (2014).
- [41] K. M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, a. D. Boozer, T. E. Northup, and H. J. Kimble. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom. *Nature* **436**, 87–90 (2005).
- [42] B. Hacker, S. Welte, G. Rempe, and S. Ritter. A photon-photon quantum gate based on a single atom in an optical resonator. *Nature* **536**, 193–196 (2016).
- [43] W. Chen, K. M. Beck, R. Bücker, M. Gullans, M. D. Lukin, H. Tanji-Suzuki, and V. Vuletić. All-optical switch and transistor gated by one stored photon. *Science* **341**, 768–770 (2013).
- [44] K. M. Beck, M. Hosseini, Y. Duan, and V. Vuletić. Large conditional single-photon cross-phase modulation. *Proceedings of the National Academy of Sciences* **113**(35), 9740–9744 (2016).
- [45] J. Volz, M. Scheucher, C. Junge, and A. Rauschenbeutel. Nonlinear π phase shift for single fibre-guided photons interacting with a single resonator-enhanced atom. *Nature Photonics* **8**, 965–970 (2014).
- [46] I. Shomroni, S. Rosenblum, Y. Lovsky, O. Bechler, G. Guendelman, and B. Dayan. All-optical routing of single photons by a one-atom switch controlled by a single photon. *Science* **345**, 903–905 (2014).
- [47] I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vučković. Controlled phase shifts with a single quantum dot. *Science* **320**, 769–772 (2008).
- [48] D. Englund, A. Majumdar, M. Bajcsy, A. Faraon, P. Petroff, and J. Vučković. Ultrafast photon-photon interaction in a strongly coupled quantum dot-cavity system. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 093604 (2012).
- [49] R. Bose, D. Sridharan, H. Kim, G. S. Solomon, and E. Waks. Low-photon-number optical switching with a single quantum dot coupled to a photonic crystal cavity. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 227402 (2012).

- [50] T. Volz, A. Reinhard, M. Winger, A. Badolato, K. J. Hennessy, E. L. Hu, and A. Imamoglu. Ultrafast all-optical switching by single photons. *Nat. Photonics* **6**, 607–611 (2012).
- [51] V. Loo, C. Arnold, O. Gazzano, A. Lemaître, I. Sagnes, O. Krebs, P. Voisin, P. Senellart, and L. Lanco. Optical nonlinearity for few-photon pulses on a quantum dot-pillar cavity device. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 166806 (2012).
- [52] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1107 (1990).
- [53] T. H. Hänsch, R. Keil, A. Schabert, C. Schmelzer, and P. Toschek. Interaction of laser light waves by dynamic Stark splitting. *Zeitschrift für Phys.* **226**, 293–296 (1969).
- [54] P. E. Toschek, The emergence of electromagnetically induced transparency, In *Slow and Fast Light* (OSA, Washington D.C., DOI:10.1364/SL.2007.SMA3, 2007) p. SMA3.
- [55] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols. An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour. *Nuovo Cim. B* **36**, 5–20 (1976).
- [56] E. Arimondo. Coherent population trapping in laser spectroscopy. *Prog. Opt.* **35**, 259 (1996).
- [57] K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
- [58] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature* **397**, 594–598 (1999).
- [59] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
- [60] M. Fleischhauer and M. Lukin. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5094 (2000).
- [61] H.-Y. Lo, Y.-C. Chen, P.-C. Su, H.-C. Chen, J.-X. Chen, Y.-C. Chen, I. A. Yu, and Y.-F. Chen. Electromagnetically-induced-transparency-based cross-phase-modulation at attojoule levels. *Phys. Rev. A* **83**, 041804 (2011).

- [62] B.-W. Shiau, M.-C. Wu, C.-C. Lin, and Y.-C. Chen. Low-light-level cross-phase modulation with double slow light pulses. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 193006 (2011).
- [63] A. Feizpour, M. Hallaji, G. Dmochowski, and A. M. Steinberg. Observation of the nonlinear phase shift due to single post-selected photons. *Nature Physics* **11**, 905–909 (2015).
- [64] M. Bajcsy, S. Hofferberth, V. Balic, T. Peyronel, M. Hafezi, A. Zibrov, V. Vuletic, and M. Lukin. Efficient all-optical switching using slow light within a hollow fiber. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 203902 (2009).
- [65] D. Tiarks, S. Schmidt, G. Rempe, and S. Dürr. Optical π phase shift created with a single-photon pulse. *Science Advances* **2**(4), e1600036 (2016).
- [66] Z.-Y. Liu, Y.-H. Chen, Y.-C. Chen, H.-Y. Lo, P.-J. Tsai, I. A. Yu, Y.-C. Chen, and Y.-F. Chen. Large cross-phase modulations at the few-photon level. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 203601 (2016).
- [67] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [68] D. Jaksch, J. Cirac, P. Zoller, S. Rolston, R. Cote, and M. Lukin. Fast quantum gates for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
- [69] D. Tong, S. M. Farooqi, J. Stanojevic, S. Krishnan, Y. P. Zhang, R. Côté, E. E. Eyler, and P. L. Gould. Local blockade of Rydberg excitation in an ultracold gas. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 063001 (2004).
- [70] M. Saffman. Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: progress and challenges. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **49**(20), 202001 (2016).
- [71] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, and P. Grangier. Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime. *Nat. Phys.* **5**, 115–118 (2009).
- [72] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier, and A. Browaeys. Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010502 (2010).
- [73] Y.-Y. Jau, A. M. Hankin, T. Keating, I. H. Deutsch, and G. W. Biedermann. Entangling atomic spins with a Rydberg-dressed spin-flip blockade. *Nature Physics* **12**, 71–74 (2015).

- [74] Y. Zeng, P. Xu, X. He, Y. Liu, M. Liu, J. Wang, D. J. Papoular, G. V. Shlyapnikov, and M. Zhan. Entangling two individual atoms of different isotopes via Rydberg blockade. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 160502 (2017).
- [75] Y. O. Dudin, L. Li, F. Bariani, and A. Kuzmich. Observation of coherent many-body Rabi oscillations. *Nat. Phys.* **8**, 790–794 (2012).
- [76] P. Schauß, J. Zeiher, T. Fukuhara, S. Hild, M. Cheneau, T. Macrì, T. Pohl, I. Bloch, and C. Gross. Crystallization in Ising quantum magnets. *Science* **347**, 1455–1458 (2015).
- [77] H. Labuhn, D. Barredo, S. Ravets, S. de Léséleuc, T. Macrì, T. Lahaye, and A. Browaeys. Tunable two-dimensional arrays of single Rydberg atoms for realizing quantum Ising models. *Nature* **534**, 667–670 (2016).
- [78] J. Zeiher, J.-y. Choi, A. Rubio-Abadal, T. Pohl, R. van Bijnen, I. Bloch, and C. Gross. Coherent many-body spin dynamics in a long-range interacting Ising chain. *Phys. Rev. X* **7**, 041063 (2017).
- [79] H. Bernien, S. Schwartz, A. Keesling, H. Levine, A. Omran, H. Pichler, S. Choi, A. S. Zibrov, M. Endres, M. Greiner, V. Vuletić, and M. D. Lukin. Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator. *Nature* **551**, 579–584 (2017).
- [80] O. Firstenberg, C. S. Adams, and S. Hofferberth. Nonlinear quantum optics mediated by Rydberg interactions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **49**(15), 152003 (2016).
- [81] J. Otterbach, M. Moos, D. Muth, and M. Fleischhauer. Wigner crystallization of single photons in cold Rydberg ensembles. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 113001 (2013).
- [82] P. Bienias, S. Choi, O. Firstenberg, M. F. Maghrebi, M. Gullans, M. D. Lukin, A. V. Gorshkov, and H. P. Büchler. Scattering resonances and bound states for strongly interacting Rydberg polaritons. *Phys. Rev. A* **90**, 053804 (2014).
- [83] K. Jachymski, P. Bienias, and H. P. Büchler. Three-body interaction of Rydberg slow-light polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 053601 (2016).
- [84] Q.-Y. Liang, A. V. Venkatramani, S. H. Cantu, T. L. Nicholson, M. J. Gullans, A. V. Gorshkov, J. D. Thompson, C. Chin, M. D. Lukin, and V. Vuletić. Observation of three-photon bound states in a quantum nonlinear medium. *Science* **359**, 783–786 (2018).
- [85] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, and R. Cote. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).

- [86] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 113003 (2007).
- [87] I. Friedler, D. Petrosyan, M. Fleischhauer, and G. Kurizki. Long-range interactions and entanglement of slow single-photon pulses. *Phys. Rev. A* **72**, 043803 (2005).
- [88] A. V. Gorshkov, J. Otterbach, M. Fleischhauer, T. Pohl, and M. D. Lukin. Photon-photon interactions via Rydberg blockade. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 133602 (2011).
- [89] B. He, A. V. Sharypov, J. Sheng, C. Simon, and M. Xiao. Two-photon dynamics in coherent Rydberg atomic ensemble. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 133606 (2014).
- [90] D. Paredes-Barato and C. S. Adams. All-optical quantum information processing using Rydberg gates. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 040501 (2014).
- [91] M. Khazali, K. Heshami, and C. Simon. Photon-photon gate via the interaction between two collective Rydberg excitations. *Phys. Rev. A* **91**, 030301 (2015).
- [92] Y. M. Hao, G. W. Lin, K. Xia, X. M. Lin, Y. P. Niu, and S. Q. Gong. Quantum controlled-phase-flip gate between a flying optical photon and a Rydberg atomic ensemble. *Scientific Reports* **5**, 10005 (2015).
- [93] S. Das, A. Grankin, I. Iakoupov, E. Brion, J. Borregaard, R. Boddeda, I. Usmani, A. Ourjoumtsev, P. Grangier, and A. S. Sørensen. Photonic controlled-phase gates through Rydberg blockade in optical cavities. *Phys. Rev. A* **93**, 040303 (2016).
- [94] C. R. Murray and T. Pohl. Coherent photon manipulation in interacting atomic ensembles. *Phys. Rev. X* **7**, 031007 (2017).
- [95] O. Lahad and O. Firstenberg. Induced cavities for photonic quantum gates. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 113601 (2017).
- [96] H. Busche, P. Huillery, S. W. Ball, T. Ilieva, M. P. A. Jones, and C. Adams. Contactless nonlinear optics mediated by long-range Rydberg interactions. *Nature Physics* **13**, 655–658 (2017).
- [97] J. D. Pritchard, D. Maxwell, A. Gauguet, K. J. Weatherill, M. P. A. Jones, and C. S. Adams. Cooperative atom-light interaction in a blockaded Rydberg ensemble. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 193603 (2010).

- [98] T. Peyronel, O. Firstenberg, Q.-Y. Liang, S. Hofferberth, A. V. Gorshkov, T. Pohl, M. D. Lukin, and V. Vuletić. Quantum nonlinear optics with single photons enabled by strongly interacting atoms. *Nature* **488**, 57–60 (2012).
- [99] D. Maxwell, D. Szwer, D. Paredes-Barato, H. Busche, J. Pritchard, A. Gauguet, K. Weatherill, M. Jones, and C. Adams. Storage and control of optical photons using Rydberg polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 103001 (2013).
- [100] C. S. Hofmann, G. Günter, H. Schempp, M. Robert-de Saint-Vincent, M. Gärttner, J. Evers, S. Whitlock, and M. Weidemüller. Sub-Poissonian Statistics of Rydberg-Interacting Dark-State Polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 203601 (2013).
- [101] Y. O. Dudin and A. Kuzmich. Strongly interacting Rydberg excitations of a cold atomic gas. *Science* **336**, 887–889 (2012).
- [102] L. Li, Y. O. Dudin, and A. Kuzmich. Entanglement between light and an optical atomic excitation. *Nature* **498**, 466–469 (2013).
- [103] V. Parigi, E. Bimbard, J. Stanojevic, A. J. Hilliard, F. Nogrette, R. Tualle-Brouri, A. Ourjoumtsev, and P. Grangier. Observation and measurement of interaction-induced dispersive optical nonlinearities in an ensemble of cold Rydberg atoms. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 233602 (2012).
- [104] O. Firstenberg, T. Peyronel, Q.-Y. Liang, A. V. Gorshkov, M. D. Lukin, and V. Vuletić. Attractive photons in a quantum nonlinear medium. *Nature* **502**, 71–75 (2013).
- [105] J. D. Thompson, T. L. Nicholson, Q.-Y. Liang, S. H. Cantu, A. V. Venkatramani, S. Choi, I. A. Fedorov, D. Viscor, T. Pohl, M. D. Lukin, and V. Vuletić. Symmetry-protected collisions between strongly interacting photons. *Nature* **542**, 206–209 (2017).
- [106] D. Tiarks, S. Baur, K. Schneider, S. Dürr, and G. Rempe. Single-photon transistor using a Förster resonance. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 053602 (2014).
- [107] S. Baur, D. Tiarks, G. Rempe, and S. Dürr. Single-photon switch based on Rydberg blockade. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 073901 (2014).
- [108] H. Gorniaczyk, C. Tresp, J. Schmidt, H. Fedder, and S. Hofferberth. Single-Photon Transistor Mediated by Interstate Rydberg Interactions. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 053601 (2014).

- [109] H. Gorniaczyk, C. Tresp, P. Bienias, A. Paris-Mandoki, W. Li, I. Mirgorodskiy, H. P. Büchler, I. Lesanovsky, and S. Hofferberth. Enhancement of Rydberg-mediated single-photon nonlinearities by electrically tuned Förster resonances. *Nature Communications* **7**, 12480 (2016).
- [110] G. Günter, H. Schempp, M. Robert-de Saint-Vincent, V. Gavryusev, S. Helmrich, C. S. Hofmann, S. Whitlock, and M. Weidemüller. Observing the dynamics of dipole-mediated energy transport by interaction-enhanced imaging. *Science* **342**, 954–956 (2013).
- [111] S. E. Baur, *A Single-Photon Switch and Transistor based on Rydberg Blockade*, Dissertation, Technische Universität München (2015).
- [112] G. Girelli, *Controlled Optical Phase Shift Based on Rydberg Blockade*, Masterarbeit, Technische Universität München (2015).
- [113] T. Stolz, *Rydberg-Wechselwirkung zwischen einem gespeicherten und einem propagierenden optischen Quantenbit*, Masterarbeit, Technische Universität München (2017).
- [114] M. Fleischhauer and M. Lukin. Quantum memory for photons: Dark-state polaritons. *Phys. Rev. A* **65**, 22314 (2002).
- [115] M. G. Lettner, *Ein Bose-Einstein-Kondensat als Quantenspeicher für Zwei-Teilchen-Verschränkung*, Dissertation, Technische Universität München (2011).
- [116] Y.-F. Hsiao, P.-J. Tsai, H.-S. Chen, S.-X. Lin, C.-C. Hung, C.-H. Lee, Y.-H. Chen, Y.-F. Chen, I. A. Yu, and Y.-C. Chen. EIT-based photonic memory with near-unity storage efficiency. arxiv (besucht am 28.06.2017), 2016.
- [117] S. D. Jenkins, T. Zhang, and T. A. B. Kennedy. Motional dephasing of atomic clock spin waves in an optical lattice. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **45**(12), 124005 (2012).
- [118] W. Li, I. Mourachko, M. Noel, and T. Gallagher. Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns, np, and nd series. *Phys. Rev. A* **67**, 052502 (2003).
- [119] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer. Quantum information with Rydberg atoms. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
- [120] M. Saffman and T. Walker. Analysis of a quantum logic device based on dipole-dipole interactions of optically trapped Rydberg atoms. *Phys. Rev. A* **72**, 022347 (2005).

- [121] T. Walker and M. Saffman. Consequences of Zeeman degeneracy for the van der Waals blockade between Rydberg atoms. *Phys. Rev. A* **77**, 032723 (2008).
- [122] K. Singer, J. Stanojevic, M. Weidemüller, and R. Côté. Long-range interactions between alkali Rydberg atom pairs correlated to the ns - ns , np - np and nd - nd asymptotes. *J. Phys. B* **38**, 295–307 (2005).
- [123] D. A. Steck. Rubidium 87 D Line Data (Revision 2.1.5), 2015.
- [124] C. Brosseau, *Fundamentals of Polarized Light, a Statistical Optics Approach*. (Wiley, New York, 1998).
- [125] L. Landau and E. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*. (Pergamon Press, Oxford, 1975).
- [126] J. B. Altepeter, E. R. Jeffrey, and P. G. Kwiat. Photonic state tomography. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **52**, 105–159 (2005).
- [127] C. Greene, A. Dickinson, and H. Sadeghpour. Creation of polar and nonpolar ultra-long-range Rydberg molecules. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2458 (2000).
- [128] V. Bendkowsky, B. Butscher, J. Nipper, J. P. Shaffer, R. Löw, and T. Pfau. Observation of ultralong-range Rydberg molecules. *Nature* **458**, 1005–1008 (2009).
- [129] A. Gaj, A. T. Krupp, J. B. Balewski, R. Löw, S. Hofferberth, and T. Pfau. From molecular spectra to a density shift in dense Rydberg gases. *Nat. Commun.* **5**, 4546 (2014).
- [130] I. Mirgorodskiy, F. Christaller, C. Braun, A. Paris-Mandoki, C. Tresp, and S. Hofferberth. Electromagnetically induced transparency of ultra-long-range Rydberg molecules. *Phys. Rev. A* **96**, 011402 (2017).
- [131] J. Schuster, *Stoßlawinen in einem Bose-Einstein-Kondensat*, Dissertation, Technische Universität München (2002).
- [132] A. Marte, *Feshbach-Resonanzen bei Stößen ultrakalter Rubidiumatome*, Dissertation, Technische Universität München (2003).
- [133] D. E. Pritchard. Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983).
- [134] D. M. Bauer, *Optical Control of a Magnetic Feshbach Resonance*, Dissertation, Technische Universität München (2009).
- [135] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95–170 (2000).

- [136] B. Arora and B. K. Sahoo. State-insensitive trapping of Rb atoms: Linearly versus circularly polarized light. *Phys. Rev. A* **86**, 033416 (2012).
- [137] K. Schneider, *Ein Einzel-Photon-Transistor basierend auf Rydberg-Blockade*, Masterarbeit, Technische Universität München (2014).
- [138] B. J. Orr and Y. He. Rapidly swept continuous-wave cavity-ringdown spectroscopy. *Chemical Physics Letters* **512**(1), 1–20 (2011).
- [139] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B* **31**, 97–105 (1983).
- [140] E. D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. *Am. J. Phys.* **69**, 79 (2001).
- [141] M. D. Bowdrey, D. K. Oi, A. Short, K. Banaszek, and J. Jones. Fidelity of single qubit maps. *Physics Letters A* **294**(5), 258–260 (2002).
- [142] H. Specht, *Einzelatom-Quantenspeicher für Polarisations-Qubits*, Dissertation, Technische Universität München (2010).
- [143] G. D. Xu and C. S. Tsai. Integrated acousto-optic heterodyning device modules in linbo3 substrate. *Appl. Opt.* **31**(25), 5259–5268 (1992).
- [144] T. Kazmierczuk, D. Fröhlich, S. Scheel, H. Stolz, and M. Bayer. Giant Rydberg excitons in the copper oxide Cu₂O. *Nature* **514**, 343–347 (2014).

Eigene Publikationen

- OPTICAL π PHASE SHIFT CREATED WITH A SINGLE-PHOTON PULSE
D. Tiarks, S. Schmidt, G. Rempe und S. Dürr
Science Advances **2**(4), e1600036 (2016).
- SINGLE-PHOTON TRANSISTOR USING A FÖRSTER RESONANCE
D. Tiarks, S. Baur, K. Schneider, S. Dürr und G. Rempe
Physical Review Letters **113**, 053602 (2014).
- SINGLE-PHOTON SWITCH BASED ON RYDBERG BLOCKADE
S. Baur, D. Tiarks, G. Rempe und S. Dürr
Physical Review Letters **112**, 073901 (2014).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich einigen Menschen danken, die mir während meiner Dissertation beigestanden und mich unterstützt haben. Besonderer Dank geht zunächst an Prof. Gerhard Rempe, der mich in die Gruppe aufgenommen hat und mir damit die Chance gab, im außergewöhnlichen Umfeld des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik zu promovieren. Seine Offenheit für unkonventionelle Ideen und neue Ansätze haben uns seit dem Vorstellungsgespräch im Jahr 2012 stark verbunden. Ohne ihn wären viele erfolgreiche Ideen nicht umgesetzt worden.

Als nächstes möchte ich dem Menschen danken, mit dem ich während der Zeit am Institut wohl am meisten zu tun hatte: Dr. Stephan Dürr. Seine oftmals brutale Ehrlichkeit war nicht immer einfach zu verkraften, hat am Ende aber immer dafür gesorgt, dass ich auf dem richtigen Weg gelandet bin. Seine Fähigkeit, Schwächen anderer zu erkennen und mit dem nötigen pädagogischen Geschick nachzuhelfen, hatte großen Einfluss auf meine Dissertation.

Viele Ergebnisse dieser Arbeit wären ohne das herausragende Teamwork des BEC-Teams nicht möglich gewesen. Angefangen mit Simon Baur, der mir gerade während der Anfangszeit sehr geholfen hat. Ich hatte immer das Gefühl, dass wir uns stark ergänzt haben. Besonders möchte ich auch Steffen Schmidt danken. Die zweite Hälfte meiner Dissertation wäre ohne ihn kaum möglich gewesen. Es sollte erwähnt werden, dass ich selten so viele heitere Momente mit jemandem im Labor hatte wie mit Steffen. Ähnliches kann ich über Thomas Stolz sagen. Sein extremer Tatendrang und sein ständiges Anzweifeln des Status Quo haben das gesamte Team sehr bereichert. Mal kurz ein zwölf Jahre altes Problem an der Steuerungssoftware vor dem zweiten Kaffee zu beheben war da keine Seltenheit. Natürlich seien auch Giovanni Girelli und Katharina Schneider erwähnt, die beide Vieles zu den Ergebnissen beigetragen haben.

Weiterhin möchte ich mich bei der gesamten Abteilung Quantendynamik bedanken. Es war schön, Mitglied einer so harmonischen Gruppe zu sein. In den etwas mehr als fünf Jahren habe ich es nicht einmal erlebt, dass einem nicht absolute Hilfsbereitschaft bei nahezu allen Problemen entgegen gebracht wurde. Hier möchte ich auch Christoph Hamsen hervorheben, mit dem ich häufig angeregte Diskussionen bei dem ein oder anderen Gersten-Smoothie hatte. Der zweite Senior Scientist, dem ich besonderen Dank schulde, ist Dr. Stephan Ritter. Gerade in schwierigen Zeiten hat er immer ein offenes Ohr gehabt auch wenn es vielleicht nicht direkt um Physik oder technische Fragen ging. Auch dem Q-Gate-Team möchte ich hier danken und viel Erfolg beim Kicker-Training wünschen, damit sie irgendwann vielleicht auch einmal gewinnen können.

Hier seien auch unsere Techniker Tobias Urban, Franz Denk, Helmut Stehbeck, Josef Bayerl und Thomas Wiesmaier erwähnt. Ohne sie wäre das BEC-Experiment in seiner jetzigen Form kaum realisierbar gewesen. Unsere oft sehr eigenwilligen Wünsche mit besonderen Anforderungen wurden immer erfüllt. Auch bei Iris Schwaiger möchte ich mich für ihre Geduld und Zuverlässigkeit bedanken.

Mein Werdegang wurde sicherlich stark durch ehemalige Kollegen aus Hannover positiv beeinflusst. Besonders bei Dennis Schlippert bedanke ich mich. Neben der Tatsache, dass wir beide das perfekte Team waren, ist er auch ein sehr guter Freund. Auch den ehemaligen Kollegen der UC Berkeley sei hier gedankt. Insbesondere Paul Hamilton und Holger Müller.

Ohne meine Familie wäre ich heute nicht da, wo ich bin. Auch wenn ich mir wünschen würde, hier mehr Personen aufzählen zu können, so möchte ich mich bei meinem Vater Heino, meiner Oma Ingrid und meiner Schwester Rieke bedanken. Für uns war es nicht immer einfach und dennoch ist es sehr schön, dass ihr mich immer unterstützt habt. Hier seien auch noch meine Freunde Dirk Ahmels, Andreas Haase, Moritz Schuhmann, Kalle Wanner und Maia Milter erwähnt, die mir immer Mut und Bier in guten wie in schlechten Zeiten gegeben haben. Zu guter Letzt möchte ich auch meiner Freundin Lena danken, die mich gerade in schwierigen Phasen aufgefangen hat und mir Kraft gab.