

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

FAKULTÄT FÜR PHYSIK

Ein Photon-Photon-Quantengatter basierend auf Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung

Steffen Schmidt-Eberle

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. Michael Knap
Prüfer der Dissertation: 1. Hon.-Prof. Dr. Gerhard Rempe
2. Prof. Dr. Kai Müller

Die Dissertation wurde am 27.05.2021 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 24.01.2022 angenommen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird über die Realisierung eines Photon-Photon-Quantengatters berichtet, welches auf der Wechselwirkung zwischen einer gespeicherten Rydberg-Anregung und einem propagierenden Rydberg-Polariton basiert. Hierfür wird zunächst ein Kontrollphoton mit Hilfe von elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) in einer ultrakalten Wolke aus Atomen abgespeichert. Danach wird ein Target-Photon durch die Atomwolke geschickt. Schließlich wird das Kontrollphoton wieder ausgelesen und beide Photonen werden detektiert.

Jedes einlaufende Photon trägt ein Polarisations-Qubit. Der linkszirkular polarisierte Anteil des Kontrollphotons wird in einem hoch angeregten Rydberg-Zustand, der rechtszirkular polarisierte in einem Grundzustand abgespeichert. Der linkszirkular polarisierte Anteil des Target-Photons ist mittels Rydberg-EIT an einen Rydberg-Zustand gekoppelt, der rechtszirkular polarisierte ist weit von den atomaren Übergängen verstimmt. Die weitreichende Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen führt zu einer Phasenverschiebung des Zwei-Photon-Zustandes von π , falls beide Photonen linkszirkular polarisiert sind. Bezüglich einer geeigneten Polarisationsbasis ergibt dies eine kontrollierte NOT-Operation (CNOT). Um zu charakterisieren, wie gut diese Operation im Experiment tatsächlich realisiert ist, wurde eine CNOT Wahrheitstafel gemessen und eine Operation durchgeführt, welche einen einlaufenden Produktzustand idealerweise in einen Bell-Zustand überführen sollte. Die Effizienz, d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Photonen, die auf das atomare Medium treffen, das atomare Medium wieder verlassen, ist abhängig von der Anfangspolarisation und beträgt zwischen 8% und 0,5%. Bei Postselektion der Messdaten auf Ereignisse, bei denen beide Photonen detektiert werden, lieferte eine Messung der Polarisation der auslaufenden Photonen eine Fidelity von 70% für die CNOT Wahrheitstafel und eine Fidelity von 64% für die Erzeugung des Bell-Zustands.

Im zweiten Teil der Arbeit wird die Dunkelzeitdynamik einer Rydberg-Spinwelle untersucht. Hierfür wird ein Photon in einer ultrakalten Atomwolke als Rydberg-Anregung abgespeichert und nach variabler Dunkelzeit wieder ausgelesen. Bei niedriger atomarer Dichte wird für verschiedene Rydberg-Zustände untersucht, welchen Einfluss die Temperatur des Mediums und das Dipolfallenpotential auf den Zerfall der Ausleseeffizienz und der Kohärenz des gespeicherten Photons haben. Insbesondere gelang es im Rahmen dieser Untersuchungen, eine $1/e$ Lebensdauer der ausgelesenen Photonenzahl von $30 \mu\text{s}$ für Abspeichern im Rydberg-Zustand 80S zu realisieren. Dafür war es erforderlich, bei niedriger Dichte, niedriger Temperatur und ausgeschalteter optischer Dipolfalle zu arbeiten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Quanteninformationsverarbeitung	1
1.2	Quanteninformationsverarbeitung mit Rydberg-Atomen	3
1.3	Quanteninformationsverarbeitung mit Photonen	4
1.4	Rydberg-EIT für Photon-Photon-Wechselwirkungen	5
1.5	Diese Arbeit	7
2	Theorie	9
2.1	Rydberg-Atome	9
2.1.1	Grundlegende Eigenschaften	10
2.1.2	Radiale Wellenfunktion	11
2.1.3	Wechselwirkung zwischen Rydberg- und Grundzustandsatomen	12
2.1.4	Van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen	14
2.2	Elektromagnetisch induzierte Transparenz	14
2.2.1	EIT und Pulspropagation	15
2.2.2	Speichern und Auslesen von Licht mittels EIT	18
2.2.3	Zerfall der Ausleseeffizienz	22
2.3	Wechselwirkungen zwischen Photonen	26
2.4	Polarisations-Qubits	29
2.5	Einfluss von Phasenrauschen auf ein gespeichertes Qubit	31
3	Experimenteller Aufbau	33
3.1	Atomares Medium	33
3.1.1	Präparation eines kalten Gases	33
3.1.2	Erzeugung eines längenverstellbaren Ensembles	34
3.2	Optischer Aufbau für EIT	38
3.2.1	EIT-Lasersysteme	39
3.2.2	Out-Of-Loop-Bestimmung der Phasenstabilität	41
3.2.3	Strahlengänge	42
3.3	Optischer Aufbau zur polarisationsabhängigen Frequenzverschiebung	44
3.4	Detektion	46
3.5	Bestimmung der atomaren Dichte	47

4	Ein Photon-Photon-Quantengatter basierend auf Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung	53
4.1	Phasenverschiebung durch ein einzelnes gespeichertes Photon	53
4.2	Ein photonischer Quantenspeicher	59
4.3	Photon-Photon-Quantengatter	63
4.3.1	Atomares Niveauschema	63
4.3.2	Wahl der Parameter	65
4.3.3	Effizienz des Gatters	69
4.3.4	CNOT-Wahrheitstabellen	70
4.3.5	Erzeugung eines verschränkten Zustands	72
4.3.6	Imperfektionen des Gatters	73
5	Dunkelzeitdynamik einer Rydberg-Spinwelle	77
5.1	Experimenteller Ablauf	78
5.2	Einfluss des Photonenrückstoßes	78
5.3	Effekt des Dipolfallenpotentials	80
5.4	Visibility	82
6	Ausblick	87
	Literaturverzeichnis	88

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Quanteninformationsverarbeitung

Die digitale Datenverarbeitung hat seit Beginn des 21. Jahrhunderts zu einem Wandel nahezu aller Lebensbereiche geführt. Dieser Umbruch wird als so gravierend erachtet, dass sich der Begriff der digitalen Revolution etabliert hat. Entscheidend für diese Entwicklung sind dabei die Fortschritte bei der Entwicklung immer leistungsfähigerer Recheneinheiten. Dabei spielt die Erfindung des elektronischen Transistors eine zentrale Rolle. Mit ihm hat sich ein Bauteil gefunden, mit dessen Hilfe sich die elementaren Logikgatter implementieren lassen, die für die digitale Verarbeitung von Informationen notwendig sind. Gleichzeitig lies sich dieser zusammen mit den entsprechenden Schaltkreisen über die Jahrzehnte immer weiter verkleinern, sodass sich heute Milliarden von Transistoren auf Chips von der Größe weniger Quadratzentimeter integrieren lassen. Es ist jedoch plausibel anzunehmen, dass diese Entwicklung spätestens dann ein Ende findet, wenn die Schaltkreise so klein werden, dass die Breite der Leiterbahnen die Gitterkonstante im Festkörper unterschreiten müsste. Eine weitere Miniaturisierung jenseits dieser Grenze scheint schwer vorstellbar. Eine stetige Verbesserung der Recheneinheiten vermag es darüber hinaus nicht, ein weiteres Problem der klassischen Datenverarbeitung zu lösen. Während sich für viele Probleme im Bereich der Datenverarbeitung effiziente, konventionelle Algorithmen finden lassen, gibt es eine Klasse von Problemen, für die die Rechendauer bisher entwickelter, konventioneller Algorithmen exponentiell von der Größe des Datensatzes abhängt [1]. Es ist daher sinnvoll sich mit alternativen Ansätzen der Informationsverarbeitung zu beschäftigen.

Einen erfolgversprechenden Ansatz bietet die Quanteninformationsverarbeitung [2]. Informationen werden hierbei im Unterschied zur traditionellen Informationsverarbeitung durch Qubits statt durch Bits repräsentiert. Während ein Bit nur die diskreten Werte 0 oder 1 annehmen kann, repräsentiert ein Qubit einen beliebigen quantenmechanischen Zustand eines Zwei-Niveau-Systems. Eine Besonderheit ergibt sich, wenn mehrere solcher Zwei-Niveau-Systeme zusammen betrachtet werden. Die quantenmechanische Natur solcher Systeme erlaubt die Existenz verschränkter Zustände. Das sind Zustände, für die den Einzelsystemen kein wohldefinierter Zustand zugeordnet werden kann, sondern die nur durch einen kollektiven Zustand beschrieben werden können [3]. Solche verschränkte Zustände werden mathematisch als Elemente eines Hilbert-Raums beschrieben, dessen

Größe exponentiell mit der Zahl der betrachteten Qubits wächst. Es ist dieses exponentielle Wachstum, welches sich Quantenalgorithmen zunutze machen, um oben beschriebene Rechenprobleme statt in exponentieller Zeit in polynomialer Zeit zu lösen. Prominente Beispiele für Quantenalgorithmen sind der von Peter Shor erdachte Algorithmus zur effizienten Primfaktorzerlegung [4] und der von Lov Grover entwickelte Algorithmus zur Suche in unsortierten Datensätzen [5].

Um diese Algorithmen verwirklichen zu können, werden Quanten-Logikgatter benötigt [2]. Während sich für die traditionelle Datenverarbeitung mit dem elektronischen Transistor ein Industriestandard zur Implementierung von Logikgattern gefunden hat, wird im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung an vielen verschiedenen physikalischen Systemen geforscht. So wurden beispielsweise bereits in Systemen aus gefangenen Ionen [6–8], supraleitenden Qubits [9], Kernspins [10, 11], Stickstoff-Fehlstellen-Zentren in Diamanten [12, 13] und Elektron-Spins in Silizium [14] Quanten-Logikgatter realisiert. Schließlich wurden auch Neutralatome verwendet, um Quanten-Logikgatter zurealisieren, wie ausführlich in Abschnitt 1.2 beschrieben wird.

Für die vorliegende Arbeit sind Zwei-Qubit-Gatter von zentraler Bedeutung, also Gatter, die einen aus zwei Qubits bestehenden Anfangszustand $|\Psi_{\text{in}}\rangle$ auf einen aus zwei Qubits bestehenden Endzustand $|\Psi_{\text{out}}\rangle$ abbilden. Eine besondere Rolle unter den Zwei-Qubit-Gattern nimmt das kontrollierte Phasengatter (CPHASE-Gatter) ein, da dieses zusammen mit allen Ein-Qubit-Operationen eine universelle Menge von Quantengattern darstellt [2]. Die der Gatteroperation entsprechende lineare Abbildung U lässt sich in Matrixschreibweise in der Basis $(|0, 0\rangle, |0, 1\rangle, |1, 0\rangle, |1, 1\rangle)$ durch

$$U_{\text{CPHASE}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{i\pi} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

darstellen. Der Zwei-Qubit-Zustand erhält genau dann eine Phasenverschiebung von π , wenn sich beide Qubits im Zustand $|1\rangle$ befinden.

Um die Implementierung einer Gatteroperation vollständig zu charakterisieren, muss eine Quantenprozesstomographie durchgeführt werden. Ihr Ziel ist es die lineare Abbildung \mathcal{E} zu rekonstruieren, die jeden beliebigen Anfangszustand, beschrieben durch die Dichtematrix ρ , auf den Endzustand $\mathcal{E}(\rho)$ abbildet [2, 15, 16]. Um dies zu erreichen, müssen bei einem d -dimensionalen Zustandsraum d^2 Anfangszustände präpariert werden und für jeden dieser Zustände muss eine Zustandstomographie [17] am Endzustand $\mathcal{E}(\rho)$ durchgeführt werden. Für einen Zwei-Qubit-Zustand ist die Dimension des Zustandsraumes $d = 4$ und es müssen folglich 16 verschiedene Zustände präpariert werden. Für die Zustandstomographie eines Zwei-Qubit-Zustands muss in 9 verschiedenen Basen gemessen werden. Offensichtlich stellt sich bereits die Prozesstomographie eines Zwei-Qubit-Gatters als aufwendiges Unterfangen dar. Daher haben sich verkürzte Messverfahren etabliert, die zwar die Gatteroperation nicht vollständig charakterisieren, jedoch insofern als ausreichend erachtet werden, als sie einige grundlegende Funktionen des Gatters nachweisen. In vielen Fällen wird daher eine sogenannte Wahrheitstabelle gemessen, bei der vier Zustände präpariert werden. Für jeden Zustand wird dann die Wahrscheinlichkeit ermittelt, mit

der der entsprechende Endzustand bei einer Messung auf einen der vier Anfangszustände projiziert wird. Hierfür muss nur in einer Basis gemessen werden. Zusammen mit einem Experiment, bei dem die Gatteroperation aus einem separierbaren einen verschränkten Zustand erzeugt, dient dies als Nachweis für die Realisierung eines Quantengatters. Statt der verschränkenden Gatteroperation werden manchmal auch Paritätsoszillationen betrachtet.

1.2 Quanteninformationsverarbeitung mit Rydberg-Atomen

Neben den im vorherigen Abschnitt erwähnten physikalischen Systemen, die für die Quanteninformationsverarbeitung nutzbar gemacht werden sollen, gibt es auch Bestrebungen Neutralatome in der Gasphase für diesen Zweck zu verwenden. Aufgrund der geringen Wechselwirkung mit ihrer Umgebung eignen sie sich gut als Speicher von Quanteninformation. Die Implementierung eines Quantengatters zwischen Neutralatomen scheint aufgrund der geringen Wechselwirkung zwischen ihnen jedoch schwierig. Eine Lösung bietet die Verwendung von Rydberg-Atomen, also Atomen mit hoch angeregtem äußeren Elektron [18]. Aufgrund ihrer Ausdehnung wechselwirken diese stark mit ihrer Umgebung und insbesondere mit anderen Rydberg-Atomen. Verglichen mit zwei Neutralatomen im Grundzustand, lässt sich in Rubidium die Stärke der Van-der-Waals-Wechselwirkung durch Verwendung von Rydberg-Zuständen um 20 Größenordnungen steigern. In Ref. [19] wird vorgeschlagen, diese weitreichende Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen auszunutzen, um ein Quantengatter zwischen zwei Neutralatomen zu realisieren. Der Vorschlag beruht darauf, dass die Energie des Zwei-Atom-Zustandes, für den sich beide Atome in einem Rydberg-Zustand befinden, vom Abstand der beiden Atome zueinander abhängt. Für einen Abstand kleiner als der sogenannte Blockaderadius wird diese Energieverschiebung größer als die Bandbreite des zugrundeliegenden Anregungsprozesses und der Zwei-Atom-Zustand, für den sich beide Atome in einem Rydberg-Zustand befinden, kann ohne Anpassung der Laserfrequenzen nicht angeregt werden. Diese Rydberg-Blockade konnte schließlich genutzt werden, um experimentell ein Zwei-Qubit-Gatter zwischen Neutralatomen zu implementieren [20, 21].

Es folgten viele Vorschläge, die auf dem Konzept der Rydberg-Blockade basieren. So wurde unter anderem darauf hingewiesen, dass sich die Idee der Rydberg-Blockade auch auf atomare Ensembles übertragen lässt [22]. Außerdem wurde vorgeschlagen, dass Rydberg-Blockade genutzt werden kann, um Viel-Teilchen-Verschränkung zu erzeugen [23–26]. Mit diesen theoretischen Bemühungen ging schließlich auch ein rasanter Anstieg der Zahl der Experimente einher, die Rydberg-Blockade untersuchten. Auf Experimente, welche die Rydberg-Blockade auf verschiedene Weise erstmals nachwiesen [27–30], folgten Experimente, die mit Hilfe der Rydberg-Blockade Verschränkung demonstrieren konnten [31–33]. Auch im Bereich der Viel-Teilchen-Systeme etablierte sich die Rydberg-Blockade als nützliches Werkzeug [34–36].

Ein weiteres Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung in dem die Rydberg-Blockade Anwendung finden könnte, ist die Quantensimulation [37]. Bereits 1982 wies Ri-

Richard Feynman darauf hin, dass der Rechenaufwand zur Simulation eines quantenmechanischen Systems exponentiell von dessen Größe abhängt [38]. Er schlug daher vor, komplexe quantenmechanische Systeme mit Hilfe von gut kontrollierbaren quantenmechanischen Systemen zu simulieren. Für die Realisierung eines solchen Quantensimulators existieren vielversprechende Ansätze, die auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen in einem optischen Gitter basieren [35, 39, 40].

Ein weiterer Grund warum sich Rydberg-Atome und Rydberg-Blockade immer größerer Aufmerksamkeit erfreuen ist die Tatsache, dass mit ihrer Hilfe Wechselwirkungen zwischen Photonen realisierbar sind. Ein Überblick über dieses Gebiet findet sich in Abschnitt 1.4.

1.3 Quanteninformationsverarbeitung mit Photonen

Optische Technologien dienen heute als Standard zur schnellen Übertragung von Informationen im Internet, da Photonen eine hohe Übertragungsgeschwindigkeit und Bandbreite ermöglichen. Es ist insofern naheliegend, dass zukünftige Quantentechnologien photonische Qubits zur Übertragung von Quanteninformation verwenden werden. Im Forschungsgebiet der Quantenkryptographie wird sich bereits heute zunutze gemacht, dass Photonen beispielsweise mittels optischer Fasern relativ verlustarm über große Distanzen transportiert werden können. Mit Hilfe des BB84-Quantenprotokolls [41] konnte auf diese Weise die abhörsichere Übertragung von kryptographischen Schlüsseln (QKD) demonstriert werden [42]. In weiteren Experimenten konnte schließlich die Verteilung von kryptographischen Schlüsseln über Distanzen von etwa 100 Kilometern mit Hilfe von optischen Fasern [43, 44] und frei propagierenden Lichtstrahlen [45, 46] demonstriert werden. Die Übermittlung von Quanteninformation über noch größere Distanzen wird jedoch durch Photonenverluste in den optischen Fasern bzw. der Atmosphäre erschwert. Eine simple Verstärkung des Signals im klassischen Sinne verbietet das no-cloning-Theorem [47]. Obwohl es erst kürzlich gelang mit Hilfe des Satelliten Micius die auf Verschränkung basierte Übertragung von kryptographischen Schlüsseln zwischen zwei etwa 1200 km voneinander entfernten Städten zu demonstrieren [48], ist man sich weitgehend einig, dass Quantennetzwerke der Zukunft auf sogenannte Quantenrepeater angewiesen sind [49]. Deren experimentelle Verwirklichung ist jedoch bis heute nicht gelungen. Theoretische Konzepte für einen solchen Quantenrepeater existieren jedoch. Häufig sehen diese einen Detektor für sogenannte Bell-Zustände für Photonen vor. Ein solcher Detektor kann beispielsweise mit Hilfe eines Quantengatters für Photonen realisiert werden. Da Photonen jedoch kaum miteinander wechselwirken, stellt dies ein nichttriviales Unterfangen dar. Die Wechselwirkung muss dabei so stark sein, dass die Anwesenheit eines sogenannten Kontrollphotons eine Phasenverschiebung von π für ein zweites, sogenanntes Target-Photon, verursacht. Eine weitere Aufgabe besteht schließlich darin, diese Wechselwirkung so zu kontrollieren, dass sie für die Quanteninformationsverarbeitung nutzbar ist. Nur wenn sich Kontroll- und Target-Photon im Zustand $|1\rangle$ befinden, soll diese Phasenverschiebung auftreten. Wie im Folgenden dargestellt, werden derzeit verschiedene Ansätze verfolgt, um Wechselwirkungen und schließlich Quanteninformationsverarbeitung mit Photonen zu realisieren.

Einen vielversprechenden Ansatz stellt die Wechselwirkung zwischen Photonen und

einer Kombination aus einem optischen Resonator in Fabry-Perot-Geometrie und einem Atom dar [50]. So konnte mit einem solchen System zunächst ein Quantengatter zwischen einem Photon und dem im Resonator befindlichen Atom realisiert werden [51]. Durch die Wechselwirkung zweier aufeinander folgenden Photonen mit dem Atom-Resonator-System konnte schließlich eine effektive Wechselwirkung zwischen den Photonen und somit ein Quantengatter zwischen den beiden Photonen implementiert werden [52]. Darüber hinaus konnte mit Hilfe eines Atom-Resonator-Systems ein Experiment realisiert werden, bei dem ein erstes Photon das System derart verändert, dass die Transmission für ein zweites unterdrückt wird [53].

Weitere Systeme mit deren Hilfe Wechselwirkungen zwischen Photonen in Form von optischen Schaltern und Phasenverschiebungen demonstriert werden konnten, umfassen optische Fasern auf Basis des Kerr-Effekts [54], einzelne Moleküle [55], atomare Ensembles in Resonatoren [56, 57], Atom-Resonator-Systeme, die nicht auf einer Fabry-Perot-Geometrie basieren [58, 59], Festkörpersysteme [60] und optisch aktive Quantenpunkte in Nanoresonatoren [61]. Jedoch konnte in keinem dieser Systeme ein Photon-Photon-Quantengatter realisiert werden.

Ein alternativer Ansatz für die Realisierung eines Photon-Photon-Quantengatters, der nicht auf die Wechselwirkung der Photonen angewiesen ist, basiert ausschließlich auf der Verwendung von linearen, optischen Elementen in Kombination mit Messungen. Das zugrunde liegende Schema wurde von Knill, Laflamme und Milburn erdacht und wird als KLM-Schema bezeichnet [62]. Die experimentelle Realisierung eines auf diesen Ansatz basierenden Quantengatters folgte schließlich wenige Jahre später [63]. Beim zugrundeliegenden Mechanismus wird eine effektive Wechselwirkung zwischen Photonen durch projizierende Messungen mittels Photodetektoren hervorgerufen. Die gewünschte Phasenverschiebung des Zwei-Qubit-Zustandes ist mit dem Ausgang der Messung verknüpft und unterliegt somit einer Erfolgswahrscheinlichkeit, die aus fundamentalen Gründen kleiner als 1 ist. Ein Nachteil solcher probabilistischen Schemata ist, dass der Umfang benötigter Ressourcen für die Verwirklichung konkreter Quantenprotokolle immens ist [64].

1.4 Rydberg-EIT für Photon-Photon-Wechselwirkungen

Eine weitere Möglichkeit starke Wechselwirkungen zwischen Photonen zu erzeugen, basiert auf der in Abschnitt 1.2 erwähnten Rydberg-Blockade in Kombination mit elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) in kalten, atomaren Gasen. Bei EIT handelt es sich um ein quantenoptisches Phänomen, bei dem das Propagationsverhalten eines sogenannten Signallichtfeldes durch ein starkes Kopplungslichtfeld verändert wird [65]. Bei entsprechender Wahl der Parameter dieser Lichtfelder, kann so beispielsweise ein für das Signallichtfeld eigentlich stark absorbierendes atomares Medium durch Einstrahlen des Kopplungslichtfeldes transparent werden. Eine geringfügig andere Wahl der Parameter lässt dagegen die optische Dicke des Mediums unverändert, erzeugt jedoch eine Phasenverschiebung für das Signallichtfeld. Besondere Bekanntheit erlangte EIT dadurch, dass mit seiner Hilfe die Gruppengeschwindigkeit eines einlaufenden Signallichtpulses um bis

zu 7 Größenordnungen verringert werden konnte [66].

Kombiniert man EIT mit Rydberg-Atomen, indem das Kopplungslichtfeld an einen Rydberg-Zustand gekoppelt wird, so spricht man von Rydberg-EIT. Auf diese Weise ist es möglich die Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen auf Photonen zu übertragen [67]. Während der Propagation eines Signalpulses durch das Medium werden dabei sogenannte Rydberg-Polaritonen geformt [68, 69], welche eine quantenmechanische Überlagerung aus Licht und einer atomaren Anregung im entsprechenden Rydberg-Zustand darstellen. Kommen sich zwei solcher Rydberg-Polaritonen im Medium nahe, so führt die Van-der-Waals-Wechselwirkung dazu, dass die entsprechenden Rydberg-Zustände energetisch verschoben werden und sich folglich die Verstimmung der Kopplungslichtfelder effektiv ändert. Die Verstimmung kann schließlich so groß werden, dass die durch EIT erzeugte Kopplung des Signallichts an den Rydberg-Zustand stark unterdrückt wird. Dadurch wird das Propagationsverhalten der Rydberg-Polaritonen beeinflusst. Dies erzeugt eine effektive Wechselwirkung zwischen den Photonen.

Die Übertragung der Rydberg-Blockade auf Photonen eröffnet ein breites Feld möglicher Anwendungen. Zum einen ermöglicht sie die Erzeugung nichttrivialer Vielteilchenzustände von Rydberg-Polaritonen [70–73]. Zum anderen wurde darauf hingewiesen, dass dieser Mechanismus für die Realisierung von Quanteninformationsverarbeitung mit Photonen nutzbar gemacht werden kann [22]. In den folgenden Jahren erschienen eine Vielzahl von Vorschlägen, wie die Blockade zwischen Photonen genutzt werden kann, um ein Photon-Photon-Quantengatter zu realisieren [68, 69, 74–80].

Befeuert wurden diese Bemühungen in der Theorie aber auch durch eine Reihe experimenteller Erfolge. Neben grundlegenden Experimenten der Forschungsgruppe um Charles Adams, die die kohärente Kopplung an Rydberg-Zustände [81] und die Realisierung einer optischen Nichtlinearität mittels Rydberg-EIT [82] erstmals demonstrierten, konnte schließlich in mehreren Experimenten die Paarkorrelationsfunktion von Photonen mit Hilfe der Rydberg-Blockade unterdrückt werden [83–85]. Auf diese Weise konnte wiederum eine Einzel-Photon-Quelle realisiert werden [86]. Darüber hinaus wurde die Verschränkung zwischen einer Rydberg-Anregung und einem Photon demonstriert [87]. Schließlich konnten in verschiedenen Experimenten optische Schalter und Transistoren auf dem Einzel-Photon-Niveau realisiert werden [88–91].

Um schließlich ein Quantengatter zu realisieren, muss die Wechselwirkung zwischen den Photonen so gestaltet werden, dass die Anwesenheit des einen zu einer Phasenverschiebung des anderen führt. Erste Erfolge mit Hilfe von Rydberg-EIT konnten in einem System, bestehend aus einer atomaren Wolke in einem optischen Resonator erzielt werden. Zwischen zwei propagierenden Polaritonen konnte dabei eine Phasenverschiebung von 1 rad erreicht werden [92]. Im selben System wurde einige Jahre später eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen einer gespeicherten und einer propagierenden Anregung demonstriert [93]. Bereits ein Jahr zuvor wurde mit Hilfe des in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Aufbaus eine Phasenverschiebung von π erreicht [94]. Dieses Experiment wird in Abschnitt 4.1 beschrieben. Bis jetzt gelang es jedoch nicht die mit Hilfe von Rydberg-EIT erzeugte Wechselwirkung zwischen Photonen zu nutzen, um ein Photon-Photon-Quantengatter zu realisieren.

1.5 Diese Arbeit

In dieser Arbeit wurde das weltweit erste Photon-Photon-Quantengatter realisiert, welches auf Rydberg-Wechselwirkungen basiert [95]. Darüber hinaus wurde die Dunkelzeit-Dynamik einer Rydberg-Spinwelle in einer kalten atomaren Wolke untersucht [96]. Diese Untersuchung bildet die Grundlage für zukünftige Experimente, die sich eine weitere Verbesserung des hier präsentierten Photon-Photon-Gatters zum Ziel setzen.

Um das grundlegenden Prinzip des in der vorliegenden Arbeit realisierten Photon-Photon-Gatters zu verdeutlichen, werden im ersten Teil der Arbeit zunächst zwei Experimente präsentiert, die die konzeptionelle Grundlage des Gatters darstellen. Im ersten Experiment wird dabei ein sogenanntes Kontrollphoton als Rydberg-Anregung in einer kalten Atomwolke abgespeichert. Die Anwesenheit dieser Rydberg-Anregung bedingt eine Phasenverschiebung von π für ein zweites Photon, welches durch das Medium propagiert und als Target-Photon bezeichnet wird [94]. Im zweiten Experiment wird ein photonischer Quantenspeicher realisiert, bei dem der links-zirkular polarisierte Anteil des Photons in einem Rydberg-Zustand abgespeichert wird, während der rechts-zirkular polarisierte Anteil in einem Grundzustand abgespeichert wird. Über diese beiden Experimente wurde bereits ausführlich in einer vorherigen Dissertation [97] berichtet, weshalb diese hier nur umrissen werden.

Anschließend wird gezeigt, wie diese beiden Komponenten verwendet werden, um ein auf Rydberg-Wechselwirkungen basierendes Photon-Photon-Quantengatter zu realisieren. Dabei wird ein Kontrollphoton abhängig von seiner Polarisation in einer Überlagerung aus Grund- und Rydberg-Zustand abgespeichert. Das nachfolgende Target-Photon wird anschließend durch das Medium geschickt ohne abgespeichert zu werden. Nur wenn beide Photonen links-zirkular polarisiert sind, erhält der Zwei-Photon-Zustand aufgrund der Rydberg-Wechselwirkung eine Phasenverschiebung von π . Um die Funktionalität des Gatters zu demonstrieren, werden zwei Experimente durchgeführt. Im ersten Experiment werden die Anfangszustände der Photonen so gewählt, dass das Gatter eine CNOT-Operation ausführt. Für jeden der vier präparierten Anfangszustände wird der Endzustand in einer festen Basis gemessen und in einer Wahrheitstabelle aufgetragen. Ein Vergleich mit der erwarteten Wahrheitstabelle gibt Aufschluss über die Qualität der implementierten Operation. Schließlich wird ein separierbarer Anfangszustand präpariert, sodass die Gatteroperation idealerweise einen maximal verschränkten Bell-Zustand erzeugen sollte. Durch Zwei-Photon-Tomographie des Endzustands wird dessen Dichtematrix rekonstruiert. Aus dieser wird wiederum die Fidelity derjenigen Photonen berechnet, die einen der Detektoren erreichen.

Obwohl in Kapitel 4 die Funktionalität des Gatters demonstriert werden kann, wäre es für Anwendungen wünschenswert die postselektierte Fidelity und die Effizienz deutlich zu steigern. Ein limitierender Faktor für die Effizienz ist dabei, wie effizient ein Photon in einem Rydberg-Zustand gespeichert und wieder ausgelesen werden kann. Darüber hinaus spielt die Kohärenz eines als Rydberg-Anregung gespeicherten Photons eine wichtige Rolle für die postselektierte Fidelity des Gatters. Im zweiten Teil der Arbeit wird daher untersucht, welchen Einfluss verschiedene experimentelle Parameter auf die Schreib-Lese-Effizienz eines als Rydberg-Anregung gespeicherten Photons und dessen Polarisations-

zustand haben. Dabei wird der Einfluss des Dipolfallenpotentials und der Temperatur des atomaren Ensembles für verschiedene Rydberg-Zustände und bei niedrigen atomaren Dichten untersucht. Außerdem wird die Kohärenz eines als Rydberg-Anregung gespeicherten Photons als Funktion der atomaren Dichte ermittelt.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert. In Kapitel 2 werden zunächst die theoretischen Grundlagen diskutiert, die für das Verständnis der Arbeit notwendig sind. Anschließend wird in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau dargestellt. In Kapitel 4 wird die konditionierte π -Phasenverschiebung, der photonische Quantenspeicher und schließlich das Photon-Photon-Quantengatter präsentiert. Im folgenden Kapitel 5 wird die Dunkelzeitdynamik einer Rydberg-Spinwelle behandelt. Schließlich wird in Kapitel 6 ein Ausblick für ein Experiment gegeben, welches Effizienz und Fidelity des hier präsentierten Photon-Photon-Gatters verbessern soll.

Kapitel 2

Theorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen behandelt, die zum Verständnis der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente notwendig sind. Rydberg-Atome spielen dabei eine wesentliche Rolle. Ihre Eigenschaften, auch in Hinblick auf die entscheidende Wechselwirkung mit ihrer Umgebung, werden in Abschnitt 2.1 beschrieben. Anschließend wird in Abschnitt 2.2 erläutert, wie elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) die Propagation von Licht durch ein atomares Medium beeinflusst und wie damit einzelne Photonen in einem solchen Medium gespeichert werden können. Dabei wird auch auf die Besonderheiten beim Speichern und Auslesen eines Photons in einem Rydberg-Zustand eingegangen. In Abschnitt 2.3 wird erklärt, wie die für das Gatter notwendige Photon-Photon-Wechselwirkung erzeugt wird. In Abschnitt 2.4 werden relevante Größen und Ausdrücke vorgestellt, die zur Beschreibung und Charakterisierung von Polarisations-Qubits notwendig sind. Schließlich wird in Abschnitt 2.5 auf den Einfluss von Phasenrauschen auf ein mittels EIT gespeichertes photonisches Qubit eingegangen.

2.1 Rydberg-Atome

Eine zentrale Rolle in dieser Arbeit spielen Rydberg-Atome. Sie sind dadurch charakterisiert, dass sich eines ihrer Elektronen in einem energetisch hoch angeregten Quantenzustand mit Hauptquantenzahl $n \gg 1$ befindet. Diese Tatsache verleiht Rydberg-Atomen besondere Eigenschaften, die in diesem Abschnitt zusammengefasst werden. Eine Einführung in die Thematik findet sich beispielsweise in Ref. [18]. Viele Eigenschaften von Rydberg-Atomen sind nahezu unabhängig vom einfach positiv geladenen Rumpf, an den das Rydberg-Elektron gebunden ist, was dazu führt, dass Rydberg-Atome wasserstoffähnlich sind. Grundlegende Eigenschaften, die sich daraus ergeben, werden in Abschnitt 2.1.1 erläutert. Um die Wechselwirkung eines Rydberg-Atoms mit seiner Umgebung zu beschreiben, wird oft die radiale Wellenfunktion des Rydberg-Elektrons benötigt. Eine Methode zu deren Berechnung wird in Abschnitt 2.1.2 behandelt. Schließlich wird in Abschnitt 2.1.3 die Wechselwirkung zwischen einem Rydberg-Atom und einem Grundzustandsatom und in Abschnitt 2.1.4 die Van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen beschrieben.

Größe	Skalierung	Referenz
Bindungsenergie E	$(n^*)^{-2}$	[99]
Spontane Lebensdauer τ'	$(n^*)^3$	[100]
Klassischer Bahnradius	$(n^*)^2$	[18]
Van-der-Waals-Koeffizient C_6	$(n^*)^{11}$	[101]

Tabelle 2.1: Skalierungen einiger Eigenschaften von Rydberg-Atomen mit der effektiven Hauptquantenzahl n^* . Dabei wird $n^* \gg 1$ angenommen.

2.1.1 Grundlegende Eigenschaften

Wird ein Valenzelektron eines Atoms in einen Rydberg-Zustand angeregt, so ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons in der Nähe des Atomrumpfes gering. Die nicht-punktförmige Ladungsverteilung von Kern und inneren Elektronen hat dann vergleichsweise wenig Einfluss auf die Bindungsenergie des Rydberg-Elektrons, sodass wie für das Wasserstoffatom näherungsweise $E_n \propto n^2$ gilt. Diese Näherung ist besonders gut für hohe Bahndrehimpulsquantenzahl l , da deren Wellenfunktion geringe Amplitude am Ort des Kerns aufweist. Für niedriges l , insbesondere für die in dieser Arbeit verwendeten S -Zustände mit $l = 0$ ist diese Amplitude am Ort des Kerns größer. In der Nähe des Atomrumpfes führt dies dazu, dass der mehrfach positiv geladene Kern nicht mehr durch die inneren Elektronen abgeschirmt wird. Bei größeren Radien wird der Atomrumpf durch das Valenzelektron zumindest polarisiert. Beide Effekte führen zu einer Verringerung der Bindungsenergie des Valenzelektrons. Dieser Tatsache wird durch den sogenannten Quantendefekt δ_{nlj} Rechnung getragen, sodass [18]

$$E_{nlj} = \frac{-hcR_y}{(n - \delta_{nlj})^2} \quad (2.1)$$

gilt, wobei [98]

$$\delta_{nlj} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2}. \quad (2.2)$$

Dabei ist $R_y = R_\infty M / (M + m_e)$, wobei $R_\infty = 109737.316 \text{ cm}^{-1}$ die Rydbergkonstante, M die Masse des Atomkerns und m_e die Elektronenmasse ist. Neben der Hauptquantenzahl n und der Bahndrehimpulsquantenzahl l hängt der Quantendefekt auch noch von der Quantenzahl j für den Gesamtdrehimpuls des Elektrons ab. Die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Kernspin ist für Rydberg-Atome vernachlässigbar. Experimentell ermittelte Werte für Rubidium für δ_0 und δ_2 finden sich in Ref. [99]. Viele für Rydberg-Atome relevante Größen wie die Bindungsenergie können als Potenzgesetze der effektiven Hauptquantenzahl $n^* = n - \delta_{nlj}$ ausgedrückt werden. Einige davon sind in Tab. 2.1 zusammengefasst.

Eine weitere, besondere Eigenschaft von Rydberg-Atomen ist, dass sie relativ langlebig sind. Zwei Effekte, die für die Lebensdauer von Rydberg-Zuständen maßgeblich sind, ist zum einen der spontane Zerfall und zum anderen der Einfluss von Schwarzkörperstrahlung. Da beide Mechanismen einen exponentiellen Zerfall zur Folge haben, lässt sich die

kombinierte Zerfallsrate schreiben als [100]

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau^{BB}}. \quad (2.3)$$

Dabei ist τ die $1/e$ -Zeit des spontanen Zerfalls und τ^{BB} die $1/e$ -Zeit des durch Schwarzkörperstrahlung induzierten Zerfalls. Der Zustand $70S$ in Rubidium beispielsweise besitzt bei $T = 300$ K eine Lebensdauer von $\tau = 140 \mu s$ [100], wobei der spontane Zerfall und die Schwarzkörperstrahlung ähnlich große Beiträge liefern.

2.1.2 Radiale Wellenfunktion

Sowohl zur Berechnung von Dipolmatrixelementen, als auch zur Beschreibung der Wechselwirkungen von Rydberg-Atomen mit ihrer Umgebung ist die Kenntnis der radialen Wellenfunktion des Rydberg-Elektrons notwendig. Eine ausführliche Beschreibung, wie diese numerisch bestimmt werden kann, findet sich in Ref. [102], weshalb hier nur die wichtigsten Schritte skizziert werden. Das Lösen des Vielteilchen-Problems, bestehend aus dem Atomkern und den 37 Elektronen für Rubidium, ist praktisch nicht realisierbar. Stattdessen wird das Problem auf die Dynamik des Rydberg-Elektrons beschränkt, welches sich in einem radialsymmetrischen Potential $V(r)$ befindet. Dabei ist r der Abstand zum Atomkern. Die Bewegung des Kerns und der inneren Elektronen wird dabei vernachlässigt. Als Modellpotential wird die Summe aus einem Coulomb-Potential und einem Term, der die Polarisierbarkeit des Atomrumpfes beschreibt, verwendet. Da es radialsymmetrisch ist, ist die Wellenfunktion separierbar, lässt sich also als Produkt der radialen Wellenfunktion $R_{nl}(r)$ und der Kugelflächenfunktionen $Y_{m_l}^l(\theta, \phi)$ darstellen, sodass

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_{nl}(r)Y_{m_l}^l(\theta, \phi), \quad (2.4)$$

wobei (r, θ, ϕ) Kugelkoordinaten sind. Aus diesem Separationsansatz ergibt sich die von der Bahndrehimpulsquantenzahl l abhängige radiale Schrödinger-Gleichung für $R_{nl}(r)$ mit der Energie E_{nlj} (siehe Ref. [102]). Diese Energie lässt sich in Abhängigkeit von n , l und j mit Gleichung (2.1) bestimmen. Als Näherung für die Randbedingung, dass die Wellenfunktion für großes r verschwindet, wird von einem Punkt r_0 außerhalb des klassischen Umkehrpunktes des Elektrons mit der Randbedingung $R_{nl}(r_0) = 0$ numerisch nach innen integriert und somit die radiale Wellenfunktion bestimmt.¹ Abb. 2.1 zeigt die radiale Wellenfunktion des Elektrons als Funktion des Abstands vom Kern für den Zustand $70S$. Die Ausdehnung der Wellenfunktion erreicht dabei, gemessen am letzten Maximum der Wellenfunktion, etwa 8500 a.u. (atomare Einheiten), das entspricht $0.45 \mu m$.

¹Die physikalische eigentlich notwendige Randbedingung, dass $R_{nl}(0)$ endlich sein muss, wird von der solchermaßen berechneten Lösung nicht erfüllt. Grund dafür ist, dass das Modellpotential für kleine Radien keine gute Näherung ist. Da das Modellpotential aber bei großen Radien eine gute Näherung ist und die gemessenen Energien der Rydberg-Zustände korrekt sind, stellt die so berechnete Wellenfunktion bei nicht zu kleinen Radien eine gute Näherung dar. Berechnet man mit Hilfe dieser Wellenfunktion solche Eigenschaften von Rydberg-Atomen, die im Wesentlichen durch das Verhalten der Wellenfunktion bei großen Radien bestimmt werden, dann erhält man realistische Ergebnisse. Ein Beispiel sind die elektrischen Dipolmatrixelemente zwischen zwei Rydberg-Zuständen, die gemäß Gleichung (2.7) zur Berechnung des Van-der-Waals-Koeffizienten benötigt werden, ein anderes die gebundenen Zustände der ultra-weitreichenden Rydberg-Moleküle.

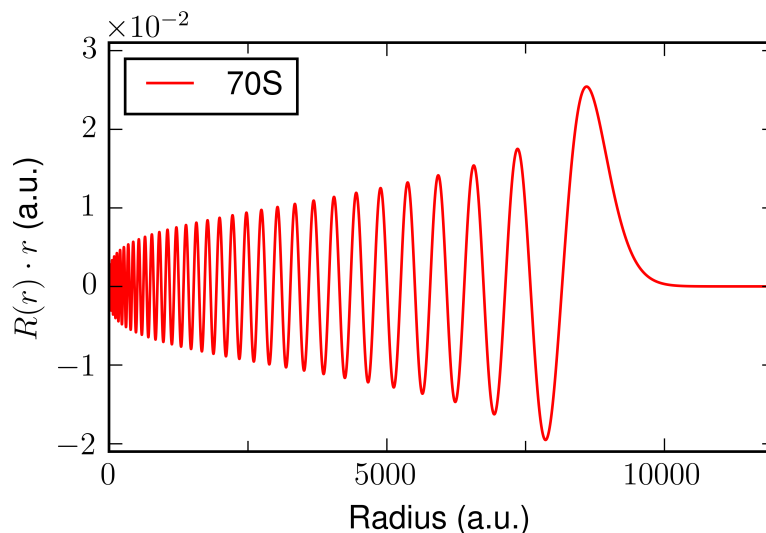


Abbildung 2.1: Radiale Wellenfunktion des Rydberg-Elektrons von Rubidium im Zustand 70S. Die Wellenfunktion erreicht eine Ausdehnung von etwa $0.45 \mu\text{m}$.

2.1.3 Wechselwirkung zwischen Rydberg- und Grundzustandsatomen

In den hier vorgestellten Experimenten wird ein einzelnes Atom eines kalten Gases in einen Rydberg-Zustand angeregt. Alle anderen Atome verbleiben dabei im Grundzustand. Es werden typische Dichten von etwa 10^{12} cm^{-3} erreicht. Dies entspricht in drei Dimensionen einem mittleren atomaren Abstand von einem μm . Verglichen mit der Ausdehnung der Elektron-Wellenfunktion für den Zustand 70S von $0.45 \mu\text{m}$, gibt es also eine nicht zu vernachlässigende Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Grundzustandsatom innerhalb des Elektronenorbits des Rydberg-Atoms befindet. Für niedrige Relativgeschwindigkeiten zwischen den Teilchen, wie es für die hier benutzten kalten Gasen der Fall ist, lässt sich die Wechselwirkung zwischen einem Grundzustandsatom und dem Rydberg-Elektron durch das von Fermi begründete Pseudopotential für s -Wellenstreuung beschreiben [103]. Das Potential für ein Grundzustandsatom am Ort \mathbf{r} ergibt sich dann durch Mittlung dieses Pseudopotentials über den Ort des Elektrons mit der Wahrscheinlichkeitsdichte $|\Psi(\mathbf{r})|^2$, sodass [104]

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m_e} |\Psi(\mathbf{r})|^2, \quad (2.5)$$

wobei a die Streulänge für die s -Wellenstreuung zwischen einem freien Elektron und einem Grundzustandsatom ist. Für ^{87}Rb beträgt diese $a = -16.1$ a.u. gemäß dem Modell in Ref. [105], sodass das Potential attraktiv ist. Für den Zustand 70S beispielsweise führt dieses Potential zu gebundenen Zuständen. Die daraus resultierenden Moleküle aus einem Rydberg-Atom und einem Grundzustandsatom werden als ultra-weitreichende Rydberg-Moleküle bezeichnet. Sie wurden in Ref. [106] vorhergesagt und in Ref. [107] zum ersten mal beobachtet. Abb. 2.2 zeigt das Potential für ein Grundzustandsatom, hervorgerufen

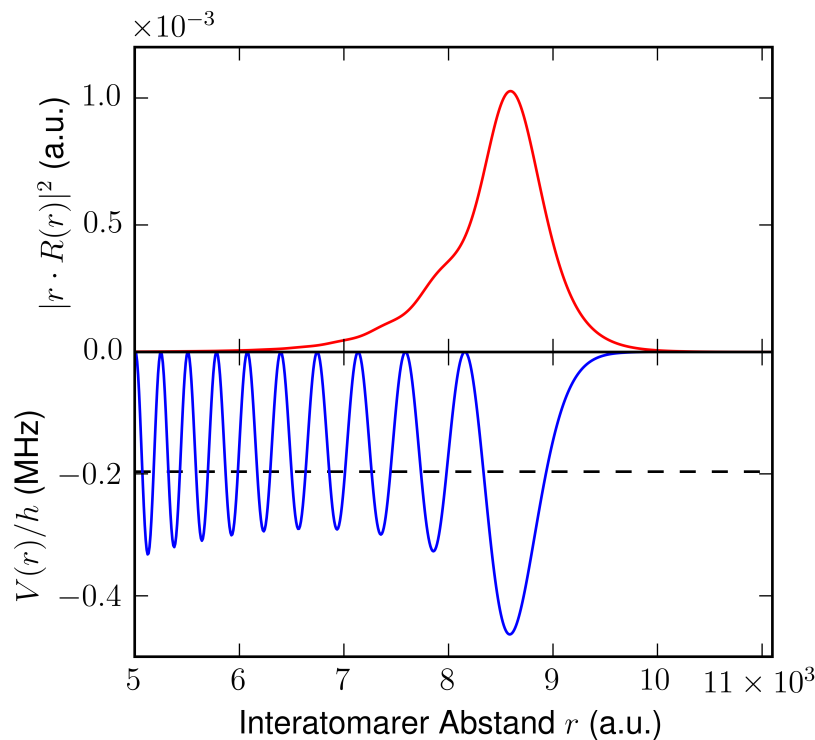


Abbildung 2.2: Potential für ein Grundzustandsatom, hervorgerufen durch ein Elektron im Rydberg-Zustand $70S$. Die blaue Kurve zeigt den Verlauf des Potentials als Funktion des Abstands des Grundzustandsatoms vom Rumpf des Rydberg-Atoms. Die rote Kurve zeigt die radiale Wahrscheinlichkeitsdichte des Grundzustandsatoms im niedrigsten Vibrationszustand. Die schwarze, gestrichelte Linie stellt dessen Bindungsenergie dar.

durch das Rydberg-Elektron im Zustand $70S$. Darüber hinaus ist die radiale Wahrscheinlichkeitsdichte $|r \cdot R(r)|^2$ des niedrigsten Vibrationszustands in diesem Potential dargestellt. Diese wurde numerisch durch Lösen der radialen Schrödinger-Gleichung bestimmt. Dafür wurden die Randbedingungen $R(r_0) = 0$ und $R(r_i) = 0$ benutzt, wobei r_0 und r_i Radien sind, die weit außerhalb bzw. weit innerhalb des klassischen Umkehrpunktes des Rydberg-Elektrons liegen.²

²Zur numerischen Lösung gibt man sich zunächst einen Wert der Energie vor und löst damit numerisch die Schrödinger-Gleichung, beginnend bei einer der beiden Randbedingungen. Dieses Verfahren wiederholt man so lange mit verschiedenen Energien, bis eine Energie gefunden wird, so dass die zweite Randbedingung erfüllt wird. Jede so gefundene Energie ist ein Eigenwert des Systems. Wenn der zugehörige gebundene Zustand im Wesentlichen bei großen Radien lokalisiert ist, dann sind die so berechnete Energie und Wellenfunktion $R(r)$ realistisch. Bei kleineren Radien ist die Geschwindigkeit des Rydberg-Elektrons hingegen nicht mehr klein und die s -Wellennäherung ist daher keine gute Näherung mehr.

2.1.4 Van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen

Die Eigenschaft von Rydberg-Atomen, die für die Realisierung dieses Photon-Photon-Gatters essentiell ist, ist die langreichweitige Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen. Für zwei elektrisch neutrale Atome A und B mit den elektrischen Dipolmomenten \mathbf{d}_A und \mathbf{d}_B ist das elektrostatische Potential bei großem Abstand R zwischen den Atomen gegeben durch [108]

$$V_{dd}(R) = \frac{\mathbf{d}_A \cdot \mathbf{d}_B - 3d_{A,z}d_{B,z}}{R^3}. \quad (2.6)$$

Die z -Achse wurde hierbei entlang der Verbindungsachse der beiden Atome gewählt. Betrachtet werden im Folgenden atomare Paarzustände $|\psi_A\psi_B\rangle$, welche Eigenzustände des Hamiltonians H_0 sind, der zwei nicht wechselwirkende Atome A und B beschreibt. Der Hamiltonian des gesamten Systems ist also durch $H = H_0 + V_{dd}(R)$ gegeben. Es lässt sich zeigen, dass der Wechselwirkungs-Hamiltonian $V_{dd}(R)$ Paarzustände, gemäß der Auswahlregeln $|\Delta l| = 1$, $\Delta j \in \{0, \pm 1\}$ und $\Delta m_j \in \{0, \pm 1\}$, mischt [102].

Für große Abstände zwischen den Atomen, also wenn die Wechselwirkung klein ist im Vergleich zur Energieaufspaltung zwischen den Paarzuständen, lässt sich die Energieverschiebung des Paarzustands $|\Psi_i\rangle$ in zweiter Ordnung Störungstheorie durch $\Delta E_i = -C_{6,i}/R^6$ nähern, wobei [102]

$$C_{6,i} = - \sum_{j \neq i} \frac{|\langle \Psi_j | \mathbf{d}_A \cdot \mathbf{d}_B - 3d_{A,z}d_{B,z} | \Psi_i \rangle|^2}{E_{p,i} - E_{p,j}} \quad (2.7)$$

der sogenannte Van-der-Waals-Koeffizient ist. Summiert wird dabei über alle ungestörten Paarzustände $|\Psi_j\rangle$ mit ungestörten Paarzustandsenergien $E_{p,j}$.

Möchte man also besonders starke Wechselwirkungen zwischen Rydberg-Atomen erzeugen, so ist es sinnvoll Rydberg-Zustände zu wählen, für die es einen anderen Paarzustand gibt, sodass die Energiedifferenz zwischen den beiden Paarzuständen $E_{p,i} - E_{p,j}$ möglichst klein wird. Der Paarzustand $|69S_{1/2}, 67S_{1/2}\rangle$ weist mit den beiden Paarzuständen $|68P_{1/2}, 67P_{3/2}\rangle$ und $|68P_{3/2}, 67P_{1/2}\rangle$ eine ausgesprochen niedrige Energiedifferenz auf, sodass $C_6 = 2,3 \cdot 10^{23}$ a.u., wobei 1 a.u. = $9,573 \cdot 10^{-80}$ Jm⁶. Man spricht in diesem Fall von einer Förster-Resonanz [102].

2.2 Elektromagnetisch induzierte Transparenz

EIT ist ein auf Quanteninterferenz basierender Prozess, bei dem ein starkes Kopplungslichtfeld die optischen Eigenschaften eines Mediums für ein schwaches Signallichtfeld stark modifiziert. Dieses Phänomen lebt sowohl von der Kohärenz der treibenden Lichtfelder, als auch von der der internen atomaren Zustände. Zunächst werden in Abschnitt 2.2.1 die Grundlagen von EIT und der Einfluss des Kopplungslichtfelds auf die optischen Eigenschaften des Mediums für das Signallichtfeld behandelt. Die Darstellung folgt dabei im Wesentlichen Refs. [65, 102]. Anschließend wird in Abschnitt 2.2.2 beschrieben wie einzelne Photonen mit Hilfe von EIT in einem kalten, atomaren Gas abgespeichert werden können.

Darüber hinaus wird die zeitliche Entwicklung eines Viel-Teilchen-Zustands betrachtet, welcher ein Gas beschreibt, in dem ein einzelnes Photon mittels EIT abgespeichert wurde. Schließlich werden in Abschnitt 2.2.3, basierend auf den Ergebnissen des vorherigen Abschnitts, konkrete Mechanismen diskutiert, die zu einem Zerfall der Ausleseeffizienz eines als Rydberg-Anregung gespeicherten Photons führen.

2.2.1 EIT und Pulspropagation

Um die wesentlichen Eigenschaften von EIT herauszuarbeiten, betrachten wir zunächst zwei monochromatische Lichtfelder, die Übergänge in einem Ensemble von Drei-Niveau-Atomen treiben. Wir unterscheiden hier zwischen zwei möglichen Konfigurationen (Abb. 2.3), dem Λ -Schema und dem Leiter-Schema. In beiden Fällen gibt es einen stabilen Zustand $|1\rangle$ und einen angeregten Zustand $|3\rangle$, der mit der Rate Γ_3 zerfällt. Beide Konfigurationen unterscheiden sich durch einen weiteren Zustand $|2\rangle$, dessen Zerfallsrate Γ_2 vernachlässigbar sein soll gegenüber Γ_3 . Im Leiter-Schema liegt dieser Zustand energetisch höher, im Λ -Schema niedriger als der Zustand $|3\rangle$. Im weiteren Verlauf wird zunächst das Λ -Schema beschrieben. Das schwache Signalfeld treibt den Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ mit der Kreisfrequenz ω_s , während das starke Kontrollfeld mit Kreisfrequenz ω_c den Übergang $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ treibt. Die zugehörigen Verstimmungen sind definiert als

$$\Delta_s = \omega_s - \omega_{31}, \quad \Delta_c = \omega_c - \omega_{23}, \quad \delta_2 = \Delta_s - \Delta_c. \quad (2.8)$$

Dabei entspricht die Kreisfrequenz ω_{ij} jeweils dem atomaren Übergang $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$. δ_2 wird als Zwei-Photonen-Verstimmung bezeichnet. Sowohl Signal- als auch Kopplungslichtfeld werden in diesem Abschnitt durch klassische elektrische Felder $\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2}\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega_s t) + \text{c.c.}$ beschrieben. Dabei ist \mathbf{E}_0 die komplexe Amplitude des jeweiligen Lichtfelds.

Unter Verwendung der Dipolnäherung lässt sich die Wechselwirkung zwischen einem Lichtfeld und einem Atom, bezüglich des Übergangs $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$, durch das Potential $V_{al} = -\mathbf{d}_{ij} \cdot \mathbf{E}$ beschreiben. Dabei ist \mathbf{d}_{ij} das Dipolmoment des atomaren Übergangs. Zusammen mit der Rabi-Frequenz $\Omega = \mathbf{d}_{ij} \mathbf{E}_0 / \hbar$ lässt sich der Hamiltonian für das Drei-Niveau-Atom und dessen Wechselwirkung mit dem Kopplungs- und Signallichtfeld unter Verwendung der Drehwellennäherung in der Basis ($|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$) schreiben als [102]

$$H = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_s^* \\ 0 & 2\delta_2 & \Omega_c^* \\ \Omega_s & \Omega_c & 2\Delta_s \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

wobei Ω_s und Ω_c die Rabi-Frequenzen von Signal- bzw. Kopplungslicht sind. Im Fall von Zwei-Photonen-Resonanz $\delta_2 = 0$, befindet sich unter den Eigenzuständen ein Dunkelzustand

$$|D\rangle \propto \Omega_c |1\rangle - \Omega_s |2\rangle, \quad (2.10)$$

welcher keine Beimischung des schnell zerfallenden Zustands $|3\rangle$ aufweist. In den hier präsentierten Experimenten befinden sich zunächst alle Atome im Zustand $|1\rangle$. Wird dann das Kopplungslicht eingestrahlt, so koppelt dies die nicht besetzten Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ aneinander. Die Population bleibt im Zustand $|1\rangle$. Der Dunkelzustand $|D\rangle$ und der

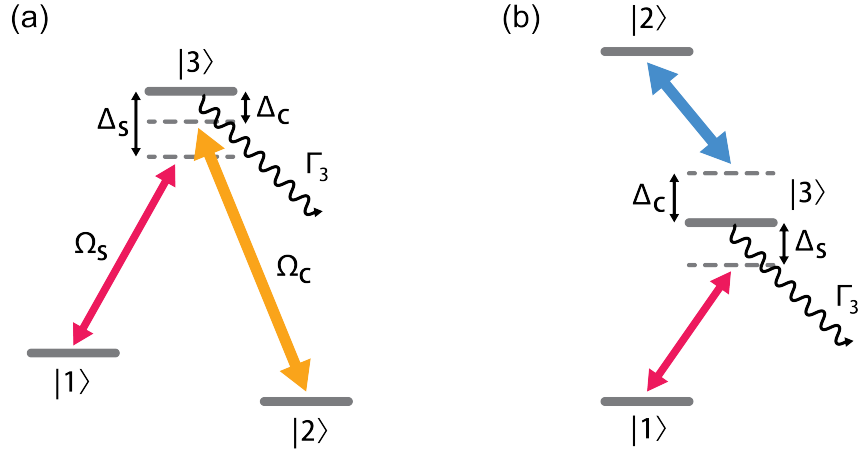


Abbildung 2.3: Drei-Niveau-Atom in (a) Λ -Konfiguration und (b) Leiter-Konfiguration zur Erzeugung von EIT. Ein starkes Kopplungslichtfeld mit Rabi-Frequenz Ω_c und Verstimmung Δ_c treibt den Übergang $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ und verändert dadurch die optischen Eigenschaften für ein schwaches Signallichtfeld mit Rabi-Frequenz Ω_s und Verstimmung Δ_s , welches den Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ adressiert. Dabei ist entscheidend, dass $\Gamma_2 \ll \Gamma_3$ erfüllt ist.

Zustand $|1\rangle$ sind für $\Omega_s = 0$ identisch. Nimmt nun die Signallichtintensität beim Eintritt des Pulses in das Medium langsam zu, so folgt die Population adiabatisch dem Zustand $|D\rangle$.

Die in dieser Arbeit relevanten optischen Eigenschaften eines Ensembles von Drei-Niveau-Atomen lassen sich in der linearen Suszeptibilität χ zusammenfassen. Löst man die Mastergleichung der atomaren Dichtematrix, so ergibt sich für die Suszeptibilität [102]

$$\chi = \chi_0 \Gamma_3 \frac{i(\gamma_{21} - 2i\delta_2)}{|\Omega_c|^2 + (\Gamma_3 - 2i\Delta_s)(\gamma_{21} - 2i\delta_2)}, \quad (2.11)$$

wobei

$$\chi_0 = \frac{2|\mathbf{d}_{13}|^2 \varrho}{\epsilon_0 \hbar \Gamma_3} \quad (2.12)$$

gilt. Dabei ist ϱ die atomare Dichte und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Darüber hinaus beschreibt γ_{21} die Dekohärenzrate zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$, die als zusätzlicher Term für die Zeitentwicklung der Dichtematrix gemäß

$$\dot{\rho}_{21} = -\gamma_{21} \rho_{21} / 2 \quad (2.13)$$

eingeführt wurde. Dies umfasst sowohl die Zerfallsrate Γ_2 als auch analog zu Ref. [65] einen Dephasierungsprozess mit der Rate γ_{2deph} , sodass $\gamma_{21} = \Gamma_2 + \gamma_{2deph}$. Für das Leiter-Schema gilt Gleichung (2.11) mit den Ersetzungen $\Delta_c \rightarrow -\Delta_c$ und $\Omega_c \rightarrow \Omega_c^*$.

In Abb. 2.4 sind Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität für resonantes Kopplungslicht $\Delta_c = 0$ und verstimmtes Kopplungslicht $\Delta_c \neq 0$ als Funktion von Δ_s dargestellt. In beiden Fällen wurde $\gamma_{21} = 0$ gesetzt.

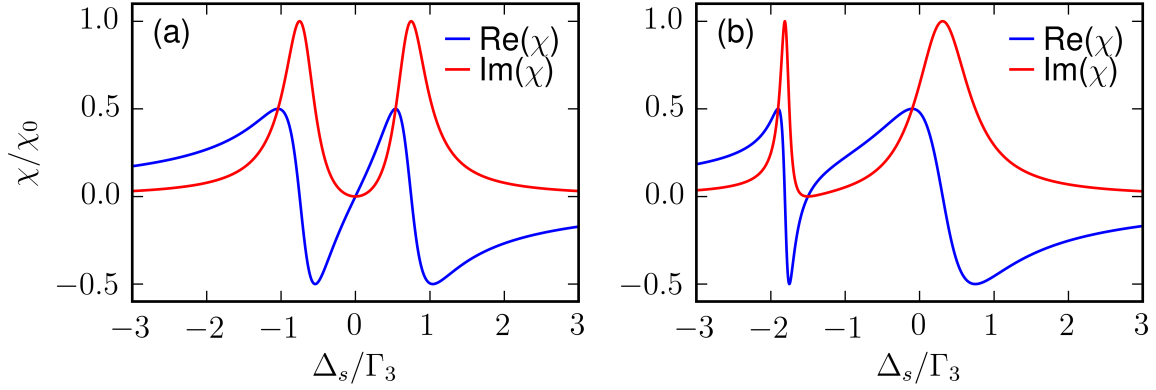


Abbildung 2.4: Real- und Imaginärteil der Suszeptibilität χ als Funktion der Signalverstimmung Δ_s für (a) resonantes Kopplungslicht ($\Delta_c=0$) und (b) verstimmtes Kopplungslicht ($\Delta_c = 1.5\Gamma_3$) bei einer Kopplungs-Rabi-Frequenz von $\Omega_c = 1.5\Gamma_3$, wobei $\gamma_{21} = 0$. Auf Zwei-Photonen-Resonanz ($\delta_2 = 0$) ist die Transmission durch das Medium hoch, gleichzeitig führt die positive steile Flanke im Realteil von χ zu einer niedrigen Gruppengeschwindigkeit des Signalfeldes.

Propagation durch ein Medium der Länge L führt zu einer Modifikation des elektrischen Feldes, sodass [97]

$$\mathbf{E}(L, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_0 e^{-i\omega_s(t-L/c)} e^{-OD/2+i\beta} + \text{c.c.} \quad (2.14)$$

gilt mit der Phasenverschiebung

$$\beta = \frac{\omega_s}{2c} \int_0^L \text{Re}(\chi(z)) dz \quad (2.15)$$

und der optischen Dicke

$$OD = \frac{\omega_s}{c} \int_0^L \text{Im}(\chi(z)) dz. \quad (2.16)$$

Die Transmission durch ein Medium, also das Verhältnis der Lichtleistungen vor und nach dem Medium, ist gegeben durch $T = e^{-OD}$.

Im verbleibenden Abschnitt soll nun beschrieben werden, welchen Einfluss EIT auf die Propagation eines Lichtpulses hat. Die endliche Dauer eines solchen Pulses ist verknüpft mit einer spektralen Breite im Frequenzraum $\Delta\omega_P$. Mit Hilfe von Gleichung (2.11) lässt sich die Breite des EIT-Frequenzfensters um $\delta_2 = 0$ bestimmen. Die Transmission durch ein homogenes Medium der Länge L ist gegeben durch [97]

$$T = \exp\left(-\frac{\omega_s}{c} L \text{Im}(\chi)\right) \approx \exp\left(-\frac{4\delta_2^2}{\Delta\omega_T^2}\right), \quad \Delta\omega_T = \frac{|\Omega_c|^2}{\Gamma_3 \sqrt{OD_{cyc}}}. \quad (2.17)$$

Hier wurde $\text{Im}(\chi)$ nach δ_2 bis zur zweiten Ordnung entwickelt. $OD_{cyc} = \rho\sigma_{cyc}L$ ist die optische Dicke eines geschlossenen Übergangs, wobei $\sigma_{cyc} = 6\pi c^2/\omega_s^2$ dem resonanten Ab-

sorptionsquerschnitt entspricht. Damit ein Lichtpuls nahezu verlustfrei durch das Medium propagieren kann, muss also $\Delta\omega_P \ll \Delta\omega_T$ gelten.

Ein weiteres, entscheidendes Merkmal von EIT ist das Auftreten einer steilen, positiven Flanke auf Zwei-Photonen-Resonanz im Realteil der Suszeptibilität. Die Gruppengeschwindigkeit eines Lichtpulses hängt invers-proportional von dieser Steigung ab. Damit ergibt sich für $\delta_2 = 0$ [65],

$$v_{gr} = \frac{c}{1 + n_{gr}}, \quad n_{gr} = \varrho\sigma_{cyc} \frac{c\Gamma_3}{|\Omega_c|^2}. \quad (2.18)$$

Für hohe atomare Dichte und niedrige Leistung des Kopplungslichtfeldes kann damit eine sehr niedrige Gruppengeschwindigkeit erreicht werden. Dies wird als langsames Licht bezeichnet. Ref. [66] berichtet von einer Verringerung der Gruppengeschwindigkeit gegenüber der Vakuumlichtgeschwindigkeit c um 7 Größenordnungen. Damit einher geht eine Kompression des Pulses um den Faktor v_{gr}/c und eine Verzögerung des Pulses im Medium um

$$\tau_d = L \left(\frac{1}{v_{gr}} - \frac{1}{c} \right) \quad (2.19)$$

gegenüber der Propagation im Vakuum.

Durch Änderung der Kopplungsleistung lässt sich also die Gruppengeschwindigkeit des Pulses im Medium steuern. Im nächsten Abschnitt wird erklärt wie dieser experimentelle Freiheitsgrad benutzt werden kann, um den Signalpuls in einem atomaren Medium abzuspeichern und auszulesen.

2.2.2 Speichern und Auslesen von Licht mittels EIT

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen von Speichern und Auslesen von Licht mittels EIT im Leiter-Schema behandelt. Die hier präsentierten Konzepte stellen eine Erweiterung der in Ref. [109] durchgeführten, theoretischen Untersuchungen dar und sind in Ref. [96] detailliert beschrieben. Zur Beschreibung dieses Mechanismus wird das Signallichtfeld quantisiert. Insbesondere wird in den Experimenten in dieser Arbeit maximal ein Photon abgespeichert, sodass die Basis ($|0_s\rangle, |1_s\rangle$) ausreichend ist, um den Zustand des Signallichts zu beschreiben. Dabei ist $|0_s\rangle$ der Vakuumzustand und $|1_s\rangle$ der Einzel-Photon-Fock-Zustand bezüglich einer Signallichtmode mit Modenfunktion $u(\mathbf{x}) = e^{i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{x}} / \sqrt{\mathcal{V}}$ mit Normierung $\int_{\mathcal{V}} d^3x |u(\mathbf{x})|^2 = 1$. Dabei ist \mathbf{k}_s der Wellenvektor des Signallichtfeldes und \mathcal{V} das Quantisierungsvolumen. Um Missverständnisse in der Notation auszuschließen, wird die Bezeichnung der atomaren Zustände $|1\rangle, |2\rangle$ und $|3\rangle$ durch $|g_i\rangle, |r_i\rangle$ bzw. $|e_i\rangle$ ersetzt. Der Index i bezieht sich hierbei auf das i -te Atom. Diese internen atomaren Zustände werden nun um die externen atomaren Zustände $|\psi_{g,i}\rangle, |\psi_{e,i}\rangle$ und $|\psi_{r,i}\rangle$, welche die Schwerpunktsbewegung der Atome beschreiben, erweitert. Im Allgemeinen kann sich das System anfangs in einem gemischten Zustand, beschrieben durch die N -Teilchen-Dichtematrix ρ_N , befinden. Wir beschränken unsere Betrachtungen auf den Fall, dass ρ_N separierbar ist. Das Modell lässt sich jedoch relativ einfach auf verschränkte Anfangszustände erweitern [96]. Da die Dichtematrix ρ_N separierbar ist, lässt sie sich diagonalisieren, sodass $\rho_N = \sum_n P_n |\Psi_{g,n}(0)\rangle \langle \Psi_{g,n}(0)|$, wobei die Wahrscheinlichkeiten P_n die

Bedingungen $P_n \geq 0$ und $\sum_n P_n = 1$ erfüllen. Die Zustände $(|\Psi_{g,1}(0)\rangle, |\Psi_{g,2}(0)\rangle, \dots)$ bilden eine orthonormale Basis von N -Teilchen-Zuständen, wobei N die Zahl der Atome im Quantisierungsvolumen ist. Jeder dieser Zustände ist separierbar, d.h. ein Produkt von N Ein-Teilchen-Zuständen. Das Argument (0) in $|\Psi_{g,n}(0)\rangle$ bezieht sich auf eine Dunkelzeit von $t = 0$. Zunächst wird nur ein reiner Anfangszustand $|\Psi_{g,n}(0)\rangle$ betrachtet. Es lässt sich zeigen, dass die orthonormalen N -Teilchen-Zustände [96]

$$|\Psi_{g,n}(0), 1_s\rangle = |1_s\rangle \bigotimes_{i=1}^N |\psi_{g,n,i}(0), g_i\rangle, \quad (2.20a)$$

$$|\Psi_{e,n}(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |\psi_{e,n,i}(0), e_i\rangle \bigotimes_{\substack{i'=1 \\ i' \neq i}}^N |\psi_{g,n,i'}(0), g_{i'}\rangle, \quad (2.20b)$$

$$|\Psi_{r,n}(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |\psi_{r,n,i}(0), r_i\rangle \bigotimes_{\substack{i'=1 \\ i' \neq i}}^N |\psi_{g,n,i'}(0), g_{i'}\rangle \quad (2.20c)$$

einen drei-dimensionalen Raum aufspannen, der invariant unter Zeitentwicklung ist, falls Γ_e vernachlässigt wird. Dabei wurde die Multiplikation mit dem Vakuumzustand $|0_s\rangle$ in den Gleichungen (2.20b) und (2.20c) weggelassen. $|\Psi_{e,n}(0)\rangle$ und $|\Psi_{r,n}(0)\rangle$ werden als Dicke-Zustände bezeichnet. Die externen Ein-Teilchen-Zustände lassen sich im Ortsraum durch

$$\begin{aligned} \psi_{e,n,i}(\mathbf{x}, 0) &= \sqrt{\mathcal{V}} u(\mathbf{x}) \psi_{g,n,i}(\mathbf{x}, 0), \\ \psi_{r,n,i}(\mathbf{x}, 0) &= \sqrt{\mathcal{V}} v(\mathbf{x}) \psi_{g,n,i}(\mathbf{x}, 0) \end{aligned} \quad (2.21)$$

darstellen, wobei $v(\mathbf{x}) = u(\mathbf{x}) e^{i\mathbf{k}_c \mathbf{x}}$ gilt. Dabei ist \mathbf{k}_c der Wellenvektor des Kopplungslichtfelds.

Der Hamiltonian der Wechselwirkung zwischen Atomen und Licht lässt sich ähnlich wie im vorherigen Abschnitt in der Basis $\{|\Psi_{g,n}(0)\rangle, |\Psi_{e,n}(0)\rangle, |\Psi_{r,n}(0)\rangle\}$ in Matrixdarstellung schreiben als

$$V_{al} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 2g_R\sqrt{N} & 0 \\ 2g_R\sqrt{N} & 0 & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

wobei $2g_R$ die Vakuum-Rabi-Frequenz der Signallichtmode ist. Der Zustand

$$|\Psi_{d,n}(\vartheta)\rangle = \cos \vartheta |\Psi_{g,n}(0), 1_s\rangle - \sin \vartheta |\Psi_{r,n}(0)\rangle, \quad (2.23)$$

wobei

$$\tan \vartheta = \frac{2g_R\sqrt{N}}{\Omega_c} \quad (2.24)$$

ist ein Eigenzustand des Wechselwirkungs-Hamiltonians. Er beschreibt die Überlagerung aus einem Photon und einer propagierenden atomaren Anregung und wird als Dunkelzustandspolariton bezeichnet.

Mit Hilfe der Kopplungsleistung lässt sich also die Amplitude des elektromagnetischen und des atomaren Anteils des Polaritons kontrollieren. Befindet sich das System zu Beginn im Zustand $|\Psi_{d,n}\rangle = |\Psi_{g,n}(0), 1_s\rangle$ mit $\vartheta = 0$, dann lässt sich der Mischungswinkel ϑ durch langsames Verringern der Kopplungsleistung erhöhen, sodass die Population dem Dunkelzustand adiabatisch folgt. Für $\Omega_c = 0$ befindet sich das System schließlich im Zustand $|\Psi_{d,n}\rangle = |\Psi_{r,n}(0)\rangle$ mit $\vartheta = \pi/2$. Das Photon wurde nun vollständig als atomare Anregung im Medium abgespeichert.³ Es folgt eine Dunkelzeit t . Danach wird die Kopplungsleistung wieder langsam hochgefahren.

Die zeitliche Entwicklung während der Dunkelzeit t wird beschrieben durch den Zeitentwicklungsoperator $\mathcal{U}_d(t) = e^{-i\mathcal{H}_d t/\hbar}$, wobei $\mathcal{H}_d = \sum_{i=1}^N H_{d,i}$ als Summe von Ein-Teilchen-Hamiltonians

$$H_{d,i} = H_{g,i} \otimes |g_i\rangle \langle g_i| + H_{r,i} \otimes |r_i\rangle \langle r_i| \quad (2.25)$$

geschrieben werden kann. Dabei sind $H_{g,i}$ und $H_{r,i}$ Operatoren, die jeweils nur auf die externen Zustände des i -ten Atoms wirken. Dies ist möglich, da angenommen wird, dass die Atome im Medium nicht miteinander wechselwirken. Die Zeitentwicklung von $|\Psi_{r,n}(t)\rangle$ ist dann gegeben durch

$$|\Psi_{r,n}(t)\rangle = \mathcal{U}_d |\Psi_{r,n}(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |\psi_{r,n,i}(t), r_i\rangle \bigotimes_{\substack{i'=1 \\ i' \neq i}}^N |\psi_{g,n,i'}(t), g_{i'}\rangle, \quad (2.26)$$

wobei

$$\begin{aligned} |\psi_{g,n,i}(t)\rangle &= e^{-iH_{g,i}t/\hbar} |\psi_{g,n,i}(0)\rangle, \\ |\psi_{r,n,i}(t)\rangle &= e^{-iH_{r,i}t/\hbar} |\psi_{r,n,i}(0)\rangle. \end{aligned} \quad (2.27)$$

Wird das Kopplungslicht nun wieder angeschaltet, so führt dies zu einer Drehung des Mischungswinkels von $\vartheta = \pi/2$ nach $\vartheta = 0$. Dies führt idealerweise wiederum dazu, dass das Photon gerichtet in der Mode $u(\mathbf{x})$ ausgelesen wird. Die Schreib-Lese-Effizienz η ist definiert als das Verhältnis zwischen Photonen, die in das Medium geschickt werden, und Photonen, die das Medium in der Mode $u(\mathbf{x})$ nach Speichern und Auslesen wieder verlassen. Wie in Ref. [96] gezeigt wurde, ist die Effizienz für $N \gg 1$ gegeben durch

$$\eta(t) = \eta_0 |\langle \Phi_n(t) | \Psi_{r,n}(t) \rangle|^2, \quad (2.28)$$

wobei η_0 mit $0 \leq \eta_0 \leq 1$ experimentelle Imperfektionen während des Speicher- und Ausleseprozesses beschreibt und

$$|\Phi_n(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N \left(R_i^\dagger |\psi_{g,n,i}(t), r_i\rangle \right) \bigotimes_{\substack{i'=1 \\ i' \neq i}}^N |\psi_{g,n,i'}(t), g_{i'}\rangle \quad (2.29)$$

³Dies ist eine vereinfachte Beschreibung des Speicherprozesses, die die endliche Länge des Mediums und die zeitliche Einhüllenden des Signalpulses vernachlässigt. Für typische atomare Dichten und Kopplungs-Rabi-Frequenzen ist $\tan \vartheta \approx 10^2$, schon bevor die Kopplungsleistung verringert wurde. Die Drehung des Dunkelzustands findet also größtenteils schon beim Eintritt des Signalpulses in das Medium statt. Das Ausschalten des Kopplungsfeldes hat nur noch einen geringen Beitrag zur Drehung des Zustands.

ein Dunkelzustandspolariton darstellt. Dabei wurde ein Operator R_i^\dagger eingeführt, der den Einfluss des Speicherprozesses auf den externen Zustand des i -ten Atoms beschreibt, sodass $|\psi_{r,n,i}(0)\rangle = R_i^\dagger |\psi_{g,n,i}(0)\rangle$ gilt. Seine Ortsdarstellung ist $R_i^\dagger(\mathbf{x}) = \sqrt{V}v(\mathbf{x})$. Die Ausleseeffizienz $\eta(t)/\eta_0$ ist also der Überlapp aus dem N -Teilchen-Zustand $|\Psi_{r,n}(t)\rangle$, welcher durch Abspeichern und anschließende Dunkelzeitentwicklung entsteht, und dem N -Teilchen-Zustand $|\Phi_n(t)\rangle$, der hypothetisch durch anfängliche Dunkelzeitentwicklung und anschließendes Abspeichern entstehen würde.

Ein Spezialfall ergibt sich, wenn die N -Teilchen-Dichtematrix ρ_N für alle i mit dem Dunkelzeit-Hamiltonian $H_{g,i}$ kommutiert,

$$[H_{g,i}, \rho_N] = 0. \quad (2.30)$$

Dies ist der Fall für ein Gas im thermischen Gleichgewicht, weit oberhalb der Entartungstemperatur, wenn der Grundzustands-Hamiltonian $H_{g,i}$ vor und nach dem Abspeichern identisch ist. Dann lassen sich alle Zustände $|\psi_{g,n,i}(0)\rangle$ als Eigenzustände von $H_{g,i}$ mit Eigenenergien $E_{g,n,i}$ wählen, sodass $|\psi_{g,n,i}(t)\rangle = e^{-E_{g,n,i}t/\hbar} |\psi_{g,n,i}(0)\rangle$ gilt. Dann vereinfacht sich Gleichung (2.28) zu (siehe auch Refs. [102], [110] und [111])

$$\frac{\eta_n(t)}{\eta_0} = |\langle \Psi_{r,n}(0) | \Psi_{r,n}(t) \rangle|^2. \quad (2.31)$$

Die bisherigen Betrachtungen gingen stets von einem reinen Anfangszustand aus. Ein separierbarer, gemischter Anfangszustand lässt sich durch die diagonalisierte N -Teilchen-Dichtematrix $\rho_N = \sum_n P_n |\Psi_{g,n}(0)\rangle \langle \Psi_{g,n}(0)|$ beschreiben. Für jeden Eigenzustand $|\Psi_{g,n}(0)\rangle$ der Dichtematrix lässt sich gemäß Gleichung (2.28) mit den entsprechenden $|\Psi_{r,n}(t)\rangle$ und $|\Phi_n(t)\rangle$ die Effizienz $\eta_n(t)$ berechnen. Die Gesamt-Effizienz ist dann durch den Mittelwert $\eta(t) = \sum_n P_n \eta_n(t)$ gegeben. Geht man davon aus, dass die Atome ununterscheidbar und unkorreliert sind, wie es zum Beispiel in einem nicht wechselwirkenden Gas im thermischen Gleichgewicht weit oberhalb der Entartungstemperatur der Fall ist, so lässt sich die N -Teilchen-Dichtematrix schreiben als $\rho_N = \rho^{\otimes N}$ und es gilt [96]

$$\frac{\eta(t)}{\eta_0} = |C(t)|^2, \quad (2.32)$$

wobei

$$C(t) = \text{tr}(\rho U_g^\dagger(t) R U_r(t) R^\dagger) \quad (2.33)$$

als Kohärenz bezeichnet wird. Dabei wurden die Operatoren $U_g(t) = e^{-iH_g t/\hbar}$ und $U_r(t) = e^{-iH_r t/\hbar}$ eingeführt. Außerdem wurde die Ein-Teilchen-Dichtematrix

$$\rho = \sum_n p_n |\psi_{g,n}(0)\rangle \langle \psi_{g,n}(0)| \quad (2.34)$$

eingeführt, wobei $(|\psi_{g,1}(0)\rangle, |\psi_{g,2}(0)\rangle, \dots)$ eine orthonormale Basis von externen Ein-Teilchen-Zuständen bildet und p_n die Wahrscheinlichkeit ist, dass sich ein Teilchen im Zustand $|\psi_{g,n}(0)\rangle$ befindet. Diese Wahrscheinlichkeit ist für alle Teilchen gleich. Deshalb wurde der Index i für p_n , R und H_g weggelassen.

2.2.3 Zerfall der Ausleseeffizienz

In dieser Arbeit wird ein Photon mittels Rydberg-EIT als Rydberg-Anregung in einem kalten, atomaren Medium gespeichert und nach der Dunkelzeit t wieder ausgelesen. Die grundlegenden Aspekte für EIT-basiertes Speichern in Leiterkonfiguration wurden bereits im vorherigen Abschnitt behandelt. In diesem Abschnitt werden nun konkrete Mechanismen betrachtet, welche die Schreib-Lese-Effizienz eines als Rydberg-Anregung gespeicherten Photons während der Dunkelzeit beeinflussen.

Photonenrückstoß

Es wird ein nicht wechselwirkendes Gas im thermischen Gleichgewicht mit einer Temperatur T weit oberhalb der Entartungstemperatur betrachtet. Die Schreib-Lese-Effizienz η ist dann durch Ein-Teilchen-Eigenschaften, entsprechend Gleichungen (2.32) und (2.33), bestimmt. Die Modenfunktion des Signallichts $u(\mathbf{x})$ sei hier als ebene Welle genähert. Darüber hinaus wird zunächst nur die kinetische Energie der Atome berücksichtigt, sodass die Dynamik von Grundzustands- und Rydberg-Atomen durch die Dunkelzeit-Hamiltonians $H_g = H_r = \mathbf{p}^2/2m$ bestimmt ist, wobei m die Masse und \mathbf{p} der Impuls des Atoms ist. Der Grundzustands-Hamiltonian H_g ist vor und nach dem Speichern identisch. Die Ein-Teilchen-Dichtematrix aus Gleichung (2.34), welche den Anfangszustand des Systems beschreibt, lässt sich dann durch Eigenzustände von H_g mit der Ortsdarstellung $\psi_{g,n}(\mathbf{x}) = e^{i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{x}}/\sqrt{\mathcal{V}}$ und den entsprechenden Besetzungswahrscheinlichkeiten $p_n = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_{g,n}}$ darstellen, wobei \mathbf{k}_n der Wellenvektor und E_n die Energie eines Teilchens ist. Dabei gilt $Z = \sum_n e^{-\beta E_{g,n}}$ und $\beta = 1/k_B T$. k_B ist die Boltzmann-Konstante. Der externe Zustand $\psi_{r,n}(\mathbf{x}) = e^{i(\mathbf{k}_n + \mathbf{k}_R) \cdot \mathbf{x}}/\sqrt{\mathcal{V}}$, der durch Absorption eines Kopplungsphotons und eines Signalphotons während des Abspeicherns erzeugt wird, ist ebenfalls ein Eigenzustand des Dunkelzeit-Hamiltonians H_r . Dabei ist $\hbar \mathbf{k}_R = \hbar(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_c)$ der Rückstoß, den das Atom durch Absorption der beiden Photonen erfährt. Aus Gleichung (2.33) folgt dann

$$C(t) = \sum_n p_n e^{i(E_{g,n} - E_{r,n})t/\hbar} \quad (2.35)$$

mit den Energien

$$E_{g,n} = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m}, \quad E_{r,n} = \frac{\hbar^2 (\mathbf{k}_n + \mathbf{k}_R)^2}{2m}. \quad (2.36)$$

Für hohe Temperaturen, bzw. großes \mathcal{V} , können die diskreten Werte \mathbf{k}_n durch einen kontinuierlichen Parameter \mathbf{k} mit Wahrscheinlichkeitsdichte

$$p(\mathbf{k}) = \frac{e^{-k^2/(2\sigma_k^2)}}{(2\pi\sigma_k^2)^{3/2}} \quad (2.37)$$

genähert werden, wobei $\sigma_k = \sqrt{mk_B T}/\hbar$ gilt. Mit Gleichung (2.35) und der Ersetzung $\sum_n p_n \rightarrow \int d^3k p(\mathbf{k})$ folgt dann [96]

$$\frac{\eta(t)}{\eta_0} = |C(t)|^2 = e^{-t^2/\tau_R^2}, \quad \tau_R = \frac{1}{k_R \sigma_v}, \quad (2.38)$$

wobei $\sigma_v = \hbar\sigma_k/m = \sqrt{k_B T/m}$ eine typische thermische Geschwindigkeit ist. Die Zeitskala τ_R kann als die Dauer interpretiert werden, in der ein Teilchen mit der typischen Geschwindigkeit σ_v die Strecke $\sigma_v\tau_R$ zurücklegt, die gleich der reduzierten Wellenlänge der Spinwelle $\lambda_R/2\pi = 1/k_R$ ist.

Dipolfallenpotential

In den Experimenten in dieser Arbeit wird eine kalte Wolke aus Grundzustandsatomen in einem optischen Dipolfallenpotential gefangen. Dieses Potential wird durch einen entlang der z -Achse propagierenden Gauß-förmigen Lichtstrahl erzeugt (siehe Abschnitt 3.1.2). Dabei wird die z -Achse entlang der Ausbreitungsrichtung des Signallichtfelds gewählt. Im Folgenden soll untersucht werden, welchen Einfluss das Fallenpotential während der Dunkelzeit auf die Schreib-Lese-Effizienz η hat.

Im Unterschied zu vorherigen Betrachtungen, ist hier die tatsächliche im Experiment verwendete Signallichtmode entscheidend.⁴ Diese ist durch das Gaußsche Profil

$$u(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{V}_G}} e^{(-x^2+y^2)/w^2} e^{ik_s z} \quad (2.39)$$

gegeben, wobei $\mathcal{V}_G = \pi w^2 L_z/2$ gilt. Dabei ist w die Spotgröße ($1/e^2$ -Radius der Intensität) des Signalstrahls und L_z eine Kantenlänge eines quaderförmigen Quantisierungsvolumens $\mathcal{V} = L_x L_y L_z$. Dieses wird so gewählt, dass $w \ll L_x = L_y$ und $z_R \ll L_z$, wobei $z_R = k_s w^2/2$ die Rayleigh-Länge ist. Daher können die Divergenz des Strahls, die Krümmung der Wellenfronten und die Gouy-Phase des Gaußschen Strahls vernachlässigt werden.

Um das Zentrum des Dipolfallenstrahls lässt sich das Fallenpotential durch das harmonische Potential $V(\mathbf{x}) = \kappa(x^2 + y^2)/2$ nähern. Dabei wurde der Energie-Nullpunkt so gewählt, dass $V(0) = 0$. Die Federkonstante ist durch $\kappa = 2\alpha I_0/\epsilon_0 c w_t^2$ gegeben, wobei α die Polarisierbarkeit des Atoms, I_0 das Intensitätsmaximum und w_t die Spotgröße des Fallenstrahls sind. Addition des Gravitationspotentials mgx verursacht eine Verschiebung des harmonischen Potentials entlang der Gravitationsrichtung x um die Strecke $x_s = mg/\kappa$.

Da die Polarisierbarkeiten für Grundzustands- bzw. Rydberg-Atome verschieden sind, ergeben sich die Potentiale

$$V_g(\mathbf{x}) = \frac{\kappa_g}{2}(x^2 + y^2), \quad (2.40a)$$

$$V_r(\mathbf{x}) = \frac{\kappa_r}{2}((x - x_0)^2 + y^2), \quad (2.40b)$$

wobei der Koordinatenursprung entlang der Gravitationsrichtung x um $x_{g,s}$ verschoben wurde, sodass $V_g(0) = 0$. Somit ist $x_0 = x_{g,s} - x_{r,s}$ die differentielle durch Gravitation hervorgerufene Verschiebung der Potentiale.

Ist $|\psi_{g,n}(0)\rangle$ ein Eigenzustand des Grundzustands-Hamiltonians $H_g = \mathbf{p}^2/2m + V_g$, so ist der Zustand $|\psi_{r,n}(0)\rangle = R^\dagger |\psi_{g,n}(0)\rangle$ im Allgemeinen kein Eigenzustand des Hamiltonians $H_r = \mathbf{p}^2/2m + V_r$. Gleichung (2.33) hat dann keine unmittelbare analytische Lösung.

⁴In Abschnitt 2.2.2 wurde für die Signallichtmode $u(\mathbf{x})$ eine ebene Welle angenommen. Dass die dort hergeleiteten Zusammenhänge mit geringen Veränderungen auch für beliebige Signallichtmode gelten, wird in Ref. [96] gezeigt.

Das Problem wird durch die sogenannte Raman-Nath-Näherung [112] vereinfacht. Hierbei wird der kinetische Anteil der Dunkelzeit-Hamiltonians H_g und H_r durch die konstanten Werte $E_{kin,g,n}$ bzw. $E_{kin,r,n}$ ersetzt. Die Strecke, die ein Atom in der Dunkelzeit zurücklegt wird also effektiv vernachlässigt.⁵ Zusätzlich wird $E_{kin,g,n} = E_{kin,r,n}$ genähert. Dies ist angemessen, wenn die Rückstoßenergie und die mit der durch den endlichen Strahldurchmesser verbundenen kinetischen Energie aufgrund der Unschärferelation vernachlässigbar sind im Vergleich zur kinetischen Energie der Grundzustandsatome. Es folgt dann mit Gleichung (2.33) [96]

$$C(t) = \mathcal{V} \int d^3x \varrho_g(\mathbf{x}) |v(\mathbf{x})|^2 e^{i[V_g(\mathbf{x}) - V_r(\mathbf{x})]t/\hbar}. \quad (2.41)$$

Dabei ist $\varrho_g(\mathbf{x})$ die räumliche Dichteverteilung eines Grundzustandsatoms, welche durch $\int_{\mathcal{V}} d^3x \varrho_g(\mathbf{x}) = 1$ normiert ist. Für das in Gleichung (2.40a) gegebene Grundzustandspotential ergibt sich

$$\varrho_g(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi\sigma_x^2 L_z} e^{-(x^2+y^2)/2\sigma_x^2}, \quad (2.42)$$

wobei $\sigma_x = (\beta\kappa_g)^{-1/2}$. Mit Gleichung (2.41) folgt dann [96]

$$\frac{\eta(t)}{\eta_0} = |C(t)|^2 = \frac{1}{|\zeta_1|^2} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{F,1}^2} \frac{1}{|\zeta_1|^2}\right) \quad (2.43)$$

mit [96]

$$\zeta_1(t) = 1 - \frac{it}{\tau_k}, \quad \tau_{F,1} = \frac{2\hbar}{w_1|F|}, \quad \tau_k = \frac{4\hbar}{w_1^2|\kappa_g - \kappa_r|}, \quad (2.44)$$

wobei $w_1 = (1/4\sigma_x^2 + 1/w^2)^{-1/2}$ der Radius desjenigen Teils der Atomwolke ist, der in den Rydberg-Zustand transferiert wurde. Dabei ist $F = \kappa_r x_0$ die Kraft, die ein Rydberg-Atom am Ort $\mathbf{x} = 0$ durch das Dipolpotential erfährt.

Wechselwirkung zwischen Rydberg- und Grundzustandsatomen

Wie in Abschnitt 2.1.3 erläutert, gibt es eine nicht zu vernachlässigende Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Grundzustandsatom im Orbit des Rydberg-Elektrons befindet. Die damit einhergehende Energieverschiebung des Rydberg-Zustands beeinflusst die Schreib-Lese-Effizienz η während der Dunkelzeit zusätzlich. Grundsätzlich erlaubt das in Abschnitt 2.1.3 beschriebene Potential neben gebundenen Molekülzuständen auch ungebundene Streuzustände. Hier soll zunächst untersucht werden wie η von der Dunkelzeit t abhängt, wenn nur der energetisch niedrigste der weitreichenden, gebundenen Zustände berücksichtigt wird.

⁵Die Raman-Nath-Näherung ist hier gültig, wenn die Dunkelzeit klein im Vergleich zur Oszillationsperiode im differentiellen harmonischen Potential $V_r(\mathbf{x}) - V_g(\mathbf{x})$ ist. Es muss also $t \ll 2\pi \frac{m}{|\kappa_r - \kappa_g|}$ gelten.

Ohne Wechselwirkung wird das System durch Speichern eines Photons in den Dicke-Zustand $|\Psi_{r,n}(0)\rangle = \left(1/\sqrt{N}\right) \sum_{i=1}^N |R_i\rangle$ aus Gleichung (2.20c) gebracht. Dabei wurde

$$|R_i\rangle = |\psi_{r,n,i}(0), r_i\rangle \bigotimes_{\substack{i'=1 \\ i' \neq i}}^N |\psi_{g,n,i'}(0), g_{i'}\rangle \quad (2.45)$$

definiert. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atom und Grundzustandsatomen, beschrieben durch den Hamiltonian H_{aa} , wird der Grundzustand des Systems beim Speichern, neben der Kopplung an die Zustände $|R_i\rangle$, nun auch an Zustände $|R_{ik}\rangle$, $|R_{ikl}\rangle$, ... gekoppelt. Dabei beschreibt beispielsweise $|R_{ik}\rangle$ einen Zustand für den das Atom i in einen Rydberg-Zustand angeregt wurde und zusammen mit Atom k , welches sich im Grundzustand befindet, einen Dimer bildet. Analog beschreibt der Zustand $|R_{ikl}\rangle$ einen Trimer, bestehend aus Atom i im Rydberg-Zustand und den Atomen k und l im Grundzustand. Unter bestimmten Annahmen lässt sich der Dicke-Zustand, der durch Abspeichern eines Photons entsteht, schreiben als

$$|\Psi_{r,n}^I(0)\rangle = \sum_{\alpha=0}^{N-1} c_\alpha |\psi_\alpha\rangle, \quad (2.46)$$

wobei die Zustände $|\psi_\alpha\rangle$ eine Superposition aus Termen sind, die α gebundene Grundzustandsatome enthalten. Sie sind Eigenzustände des Wechselwirkungs-Hamiltonians H_{aa} . Wählt man den Energie-Nullpunkt so, dass $H_{aa}|\psi_0\rangle = 0$ gilt, wobei $|\psi_0\rangle = |\Psi_{r,n}(0)\rangle$, so sind die Eigenenergien aller anderen Zustände $|\psi_\alpha\rangle$ durch ein ganzzahliges Vielfaches der Dimer-Bindungsenergie ΔE gegeben, sodass $H_{aa}|\psi_\alpha\rangle = -\alpha\Delta E$ [104]. Dies ist plausibel unter der Annahme, dass die gebundenen Grundzustandsatome nicht miteinander wechselwirken, da dann jedes gebundene Grundzustandsatom dieselbe Bindungsenergie zum System beiträgt. Die Amplituden c_α können, im Kontext einer Mean-Field-Näherung in einem homogenen System, durch Ein-Teilchen-Eigenschaften berechnet werden. Sie erfüllen die Normierung $\sum_{\alpha=0}^{N-1} |c_\alpha|^2 = 1$.

Wird nur die Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atom und Grundzustandsatomen berücksichtigt, sodass also der Dunkelzeit-Hamiltonian durch $H_d = H_{aa}$ gegeben ist, so ist die Zeitentwicklung in der Dunkelzeit gegeben durch

$$|\Psi_{r,n}^I(t)\rangle = \sum_{\alpha=0}^{N-1} c_\alpha e^{i\alpha\Delta Et/\hbar} |\psi_\alpha\rangle. \quad (2.47)$$

Da der Hamiltonian des Systems vor und während der Dunkelzeit identisch ist, lässt sich die Schreib-Lese-Effizienz mit Gleichung (2.31) bestimmen, sodass

$$\frac{\eta(t)}{\eta_0} = \left| \sum_{\alpha,\alpha'=0}^{N-1} c_{\alpha'}^* c_\alpha e^{i\alpha\Delta Et/\hbar} \langle \psi_{\alpha'} | \psi_\alpha \rangle \right|^2 = \left| \sum_{\alpha=0}^{N-1} n_\alpha e^{i\alpha\Delta Et/\hbar} \right|^2, \quad (2.48)$$

wobei $n_\alpha = |c_\alpha|^2$.

Wird die atomare Dichte so niedrig gewählt, dass Molekülzustände mit mehr als einem gebundenen Grundzustandsatom $\alpha > 1$ vernachlässigt werden können, so vereinfacht sich Gleichung (2.48) zu [102, 110]

$$\eta(t) = |n_0 + n_1 e^{i\Delta E t \hbar}|^2 = n_0^2 + n_1^2 + 2n_0 n_1 \cos \omega_D t, \quad (2.49)$$

wobei $\omega_D = \Delta E/\hbar$. Der Einfluss der Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atom und Grundzustandsatomen führt also zu einer bezüglich t oszillierenden Schreib-Lese-Effizienz.

Es sei explizit darauf hingewiesen, dass die Annahme, dass nur der niedrigste der weitreichenden, gebundenen Zustände besetzt wird, meist nicht der Realität entspricht. Andere gebundene Zustände können zu einer veränderten Zeitentwicklung führen. Zusätzlich beeinflusst auch das kontinuierliche Spektrum von ungebundenen Streuzuständen die Zeitentwicklung. In der Summe ergibt sich dadurch in der Regel ein Zerfall gegen null, gegebenenfalls als Einhüllende einer sinusförmigen Oszillation oder einer Überlagerung mehrerer Frequenzen, die eventuell Kollaps und partielle Revivals zeigen kann [110].

2.3 Wechselwirkungen zwischen Photonen

Zur Realisierung eines Photon-Photon-Gatters wird eine starke und kontrollierte Wechselwirkung zwischen Photonen benötigt. In dieser Arbeit wird dazu ein Photon als Rydberg-Anregung in einer kalten, atomaren Wolke mittels Rydberg-EIT abgespeichert. Anschließend propagiert ein zweites Photon als Rydberg-Polariton durch das Medium. Dabei ist die in Abschnitt 2.1.4 beschriebene Van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen verantwortlich dafür, dass sich die optischen Eigenschaften des Mediums für das Rydberg-Polariton durch Anwesenheit der stationären Rydberg-Anregung drastisch ändern. Schließlich wird das gespeicherte Photon wieder ausgelesen.

Wir betrachten ein propagierendes Photon, das mittels EIT in Leiterkonfiguration an einen Rydberg-Zustand $|r_p\rangle$ gekoppelt wird.⁶ Dies wird als Rydberg-EIT bezeichnet. Das dadurch entstehende Dunkelzustandspolariton wird im Folgenden als Rydberg-Polariton bezeichnet. Die optischen Eigenschaften des Mediums werden also durch die elektrische Suszeptibilität aus Gleichung (2.11) bestimmt.

Im Medium befindet sich zusätzlich eine stationäre Rydberg-Anregung im Zustand $|r_s\rangle$. Wie in Abschnitt 2.1.4 beschrieben, führt die Van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen zwei Atomen in den Zuständen $|r_s\rangle$ und $|r_p\rangle$ zu einer Verschiebung des Energieniveaus des Paarzustands $|r_p, r_s\rangle$ um $V(R) = -C_6/R^6$. Diese Verschiebung ist gleichbedeutend mit einer Verschiebung der Resonanzfrequenz ω_{erp} des Übergangs $|e\rangle \leftrightarrow |r_p\rangle$ und somit effektiv einer Verstimmung des Kopplungslichtfelds, sodass

$$\Delta_c(R) = \Delta_{c,u} - \frac{V(R)}{\hbar}. \quad (2.50)$$

Dabei ist $\Delta_{c,u}$ die Kopplungsverstimmung in Abwesenheit der Wechselwirkung. In Abb. 2.5 ist die Verschiebung des Rydberg-Paarzustands $|r_s, r_p\rangle$ als Funktion des Abstands R

⁶Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 werden nun die Bezeichnungen der Zustände ($|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$) durch die Bezeichnungen ($|g\rangle, |r\rangle, |e\rangle$) ersetzt.

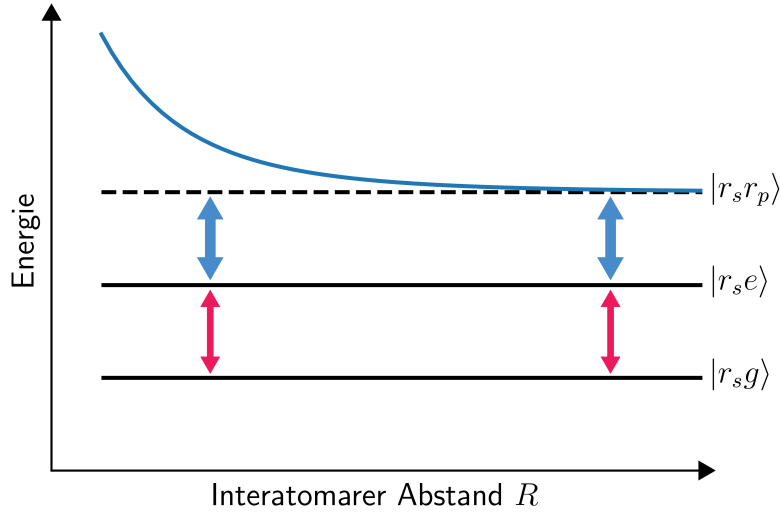


Abbildung 2.5: Rydberg Blockade. Durch die Van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen wird der Paarzustand $|r_s r_p\rangle$ verschoben. Das Kopplungslichtfeld wird somit effektiv außer Resonanz geschoben. Eine mögliche Anregung dieses Zustands vom Grundzustand mittels EIT wird dann vernachlässigbar.

zwischen der stationären Rydberg-Anregung $|r_s\rangle$ und dem Atom, welches mittels EIT an den Zustand $|r_p\rangle$ gekoppelt ist, dargestellt. Zusätzlich sind die Paarzustände $|r_s, g\rangle$ und $|r_s, e\rangle$ zusammen mit Signal- und Kopplungslichtfeld eingezeichnet. Die Abhängigkeit der Kopplungsverstimmung vom Abstand der gespeicherten Anregung übersetzt sich gemäß Gleichung (2.11) in eine ortsabhängige Suszeptibilität $\chi(R)$. Für sehr kleinen Abstand zwischen den Anregungen $R \rightarrow 0$ wird das Kopplungslicht irrelevant, da seine Verstimmung $\Delta_c(R)$ divergiert. Die elektrische Suszeptibilität konvergiert daher gegen die eines Zwei-Niveau-Atoms mit den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$

$$\chi_b = \lim_{R \rightarrow 0} \chi(R) = \chi_0 \frac{\Gamma_e}{\Gamma_e - 2i\Delta_s}. \quad (2.51)$$

Dieser Effekt wird als Rydberg-Blockade bezeichnet [19, 22]. Für sehr großen Abstand zwischen dem Rydberg-Polariton und der Rydberg-Anregung $R \rightarrow \infty$ wird die Verschiebung aufgrund der Van-der-Waals-Wechselwirkung vernachlässigbar, sodass $\Delta_c(R) = \Delta_{c,u}$ und die elektrische Suszeptibilität ist durch den unblockierten Wert $\chi_u = \lim_{R \rightarrow \infty} \chi(R)$ gegeben.

In Abb. 2.6 ist der Verlauf des Real- und Imaginärteils der elektrischen Suszeptibilität als Funktion der Position z entlang der optischen Achse für ein Medium mit stationärer Rydberg-Anregung am Ort $z = 0$ dargestellt. Sowohl die endliche Länge des Mediums, als auch die Dekohärenz zwischen den Zuständen $|r_p\rangle$ und $|g\rangle$ wird dabei vernachlässigt $\gamma_{r_p g} = 0$. Kopplungs- und Signallicht sind verstimmt, jedoch nahezu Zwei-Photonen-resonant. Die Signalverstimmung wurde so gewählt, dass die Imaginärteile der blockierten und unblockierten Suszeptibilität identisch sind $\text{Im}(\chi_b) = \text{Im}(\chi_u)$. Dagegen weichen die Realteile der blockierten und unblockierten Suszeptibilität deutlich voneinander ab.

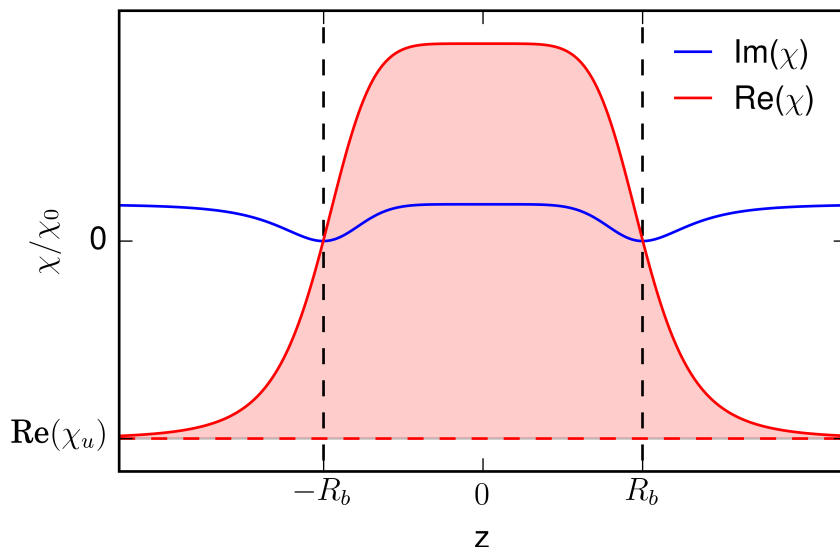


Abbildung 2.6: Verlauf der elektrischen Suszeptibilität in Anwesenheit einer Rydberg-Anregung am Ort $z = 0$ für eine Kopplungsverstimmung von $\Delta_{c,u} = 2.5\Gamma_e$ und eine Signalverstimmung von $\Delta_s = -2.69\Gamma_e$. Der Imaginärteil der Suszeptibilität (blau) im blockierten und unblockierten Bereich ist identisch. Der Realteil der Suszeptibilität (rot) im blockierten Bereich weicht dagegen deutlich von dem im unblockiertem Bereich ab. Dies führt zu einer konditionierten Phasenverschiebung für ein durch das Medium propagierendes Rydberg-Polariton, die proportional zur rot markierten Fläche zwischen $\text{Re}(\chi(z))$ und dem unblockierten Wert $\text{Re}(\chi_u)$ (rote gestrichelte Linie) ist.

Die Phasenverschiebung, die ein Photon bei Propagation durch das Medium in Anwesenheit der stationären Rydberg-Anregung im Vergleich zur Phasenverschiebung bei Propagation durch das Medium in Abwesenheit der Anregung erhält, wird als konditionierte Phasenverschiebung bezeichnet und ist gemäß Gleichung (2.15) gegeben durch

$$\Delta\beta = \frac{\omega_s}{2c} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re}(\chi(z) - \chi_u) dz. \quad (2.52)$$

Der durch die Anregung hervorgerufene Unterschied in der optischen Dicke des Mediums wird als konditionierte optische Dicke ΔOD bezeichnet und ist gemäß Gleichung (2.16) durch

$$\Delta OD = \frac{\omega_s}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Im}(\chi(z) - \chi_u) dz \quad (2.53)$$

gegeben.

Für die in Abb. 2.6 gewählten Parameter ist der Übergangsbereich zwischen dem unblockierten und dem blockierten Wert für den Realteil der Suszeptibilität recht schmal. Es ist daher sinnvoll, einen Blockaderadius R_b zu definieren, der den Übergang zwischen unblockiertem und blockiertem Bereich markiert. Er wird hier als der Abstand von der stationären Rydberg-Anregung definiert, für den der Realteil der Suszeptibilität dem arithmetischen Mittel aus den Realteilen von blockierter und unblockierter Suszeptibilität entspricht, wo also $\text{Re}[\chi(R_b)] = \frac{1}{2}\text{Re}(\chi_b + \chi_u)$ gilt. Der Realteil der Suszeptibilität lässt sich

durch eine Stufenfunktion nähern $\text{Re}(\chi) = \text{Re}(\chi_u)$ für $R > R_b$ und $\text{Re}(\chi) = \text{Re}(\chi_b)$ für $R < R_b$. Die konditionierte Phasenverschiebung lässt sich dann durch den Ausdruck

$$\Delta\beta = \frac{\omega_s}{c} R_b \text{Re}(\chi_b - \chi_u) \quad (2.54)$$

nähern.

Der Imaginärteil der Suszeptibilität in Abb. 2.6 wird abgesehen von kleinen Einbrüchen nahe $z = -R_b$ und $z = R_b$ durch die Anwesenheit der stationären Anregung nicht beeinflusst. Gemäß Gleichung (2.53) ist die konditionierte optische Dicke also etwa $\Delta OD = 0$. Diese Bedingung spielt für die post-selektierte Fidelity des in dieser Arbeit realisierten Photon-Photon-Gatters eine wichtige Rolle und wird in Abschnitt 4.3.2 diskutiert.

Für die Parameter aus Abb. 2.6 ergibt sich ein Blockaderadius von $R_b = 17 \mu\text{m}$. Bei einer atomaren Dichte von $1.7 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$ entspricht dies gemäß Gleichung (2.54) einer konditionierten Phasenverschiebung von $\Delta\beta = 3.1 \text{rad}$. Die Transmission durch ein Medium der Länge $L = 2R_b$ ist dabei mit etwa 55% hoch. Dies ist das zentrale Ergebnis dieses Abschnitts. Die Kombination von EIT mit Rydberg-Zuständen macht eine starke und kontrollierte Wechselwirkung zwischen einem propagierenden Rydberg-Polariton und einer stationären Rydberg-Anregung möglich. Für realistische experimentelle Parameter kann eine stationäre Rydberg-Anregung eine konditionierte Phasenverschiebung von π bei relativ hoher Transmission für ein durch das Medium propagierendes Rydberg-Polariton erzeugen.

2.4 Polarisations-Qubits

Die Polarisation eines Photons kann durch ein quantenmechanisches Zwei-Niveau-System beschrieben werden. Sie kann daher als Qubit dienen. Ein beliebiger, reiner Zustand eines solchen Polarisations-Qubits kann als Superposition der beiden Zustände $|R\rangle$ und $|L\rangle$ mit entsprechenden komplexen Amplituden $c_{R/L}$ dargestellt werden, sodass

$$|\Psi\rangle = c_R |R\rangle + c_L |L\rangle. \quad (2.55)$$

Dabei bezeichnet $|R\rangle$ rechts-zirkulare und $|L\rangle$ links-zirkulare Polarisation des Photons. $|\Psi\rangle$ ist normiert, sodass $|c_R|^2 + |c_L|^2 = 1$ gilt. Die Dichtematrix ρ eines beliebigen, gegebenenfalls gemischten, Zustands lässt sich durch

$$\rho = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 S_i \sigma_i^* \quad (2.56)$$

ausdrücken. Dabei sind die Matrizen σ_i in der Basis ($|R\rangle, |L\rangle$) gegeben durch

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.57)$$

wobei die σ_i für $i \in \{1, 2, 3\}$ die Pauli-Matrizen sind. Die Eigenzustände von σ_1^* sind

$$|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|R\rangle + |L\rangle), \quad |V\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}}(|R\rangle - |L\rangle). \quad (2.58)$$

Dabei ist $|H\rangle$ horizontale und $|V\rangle$ vertikale Polarisation. Die Eigenzustände von σ_2^* sind

$$|D\rangle = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}}(|R\rangle - i|L\rangle), \quad |A\rangle = \frac{e^{-i\pi/4}}{\sqrt{2}}(|R\rangle + i|L\rangle), \quad (2.59)$$

wobei $|D\rangle$ diagonale und $|A\rangle$ anti-diagonale Polarisation ist. Die Eigenzustände von σ_3^* sind $|R\rangle$ und $|L\rangle$.

Die Parameter S_i werden als Stokes-Parameter bezeichnet. Sie sind durch den jeweiligen Erwartungswert von σ_i^* gegeben

$$S_i = \text{tr}(\rho\sigma_i^*). \quad (2.60)$$

Aus der Normierung der Dichtematrix $\text{tr}(\rho) = 1$ folgt unmittelbar $S_0 = 1$. Der Vektor $\mathbf{S} = (S_1, S_2, S_3)^T$ wird als Poincaré-Vektor bezeichnet und beschreibt den durch die Dichtematrix ρ gegebenen Zustand vollständig. Ein Zustand ist genau dann rein, wenn $\text{tr}(\rho^2) = 1$ gilt. Dies ist äquivalent zur Beziehung $|\mathbf{S}| = 1$. Reine Zustände liegen also auf der Einheitskugel. Gemischte Zustände befinden sich innerhalb dieser Kugel. Die Länge des Stokes-Vektors

$$\Pi = |\mathbf{S}| = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \quad (2.61)$$

wird als Polarisationsgrad bezeichnet. Darüber hinaus ist die Visibility V eines Zustands durch

$$V = \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \quad (2.62)$$

definiert. Des weiteren wird der Azimuth $\varphi \in]-\pi, \pi]$ und der Polarwinkel $\theta \in [0, \pi]$ definiert, sodass

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \Pi \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

Mit ihnen lässt sich ein beliebiger reiner Zustand durch

$$|\Psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|R\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)e^{-i\varphi}|L\rangle \quad (2.64)$$

ausdrücken. Für $S_3 = 0$ ist die Dichtematrix in der Basis $(|R\rangle, |L\rangle)$ durch

$$\rho = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & Ve^{i\varphi} \\ Ve^{-i\varphi} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

gegeben. Für $V = 1$ ist $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$ mit dem reinen Zustand $|\Psi\rangle = (1/\sqrt{2})(|R\rangle + e^{-i\varphi}|L\rangle)$. Für $V = 0$ dagegen ist $\rho = (1/2)(|R\rangle\langle R| + |L\rangle\langle L|)$ die maximal inkohärente Mischung. Insofern stellt die Visibility in diesem Fall ein Maß für die Kohärenz zwischen $|R\rangle$ und $|L\rangle$ dar.

Bezeichnen $|x_i\rangle$ und $|x_i^\perp\rangle$ ($x_i \in \{H, D, R\}$ und $x_i^\perp \in \{V, A, L\}$) die Eigenzustände der Pauli-Matrix σ_i^* mit den Eigenwerten $+1$ bzw. -1 , so sind die Stokes-Parameter nach Gleichung (2.60) durch $S_i = p_{x_i} - p_{x_i^\perp}$ gegeben, wobei $p_{x_i} = \langle x_i|\rho|x_i\rangle$ und $p_{x_i^\perp} = \langle x_i^\perp|\rho|x_i^\perp\rangle$

die Wahrscheinlichkeiten sind, dass eine Messung bezüglich der Polarisationsbasis x_i/x_i^\perp die Eigenwerte $+1$ bzw. -1 liefert. Es gilt also

$$S_1 = p_H - p_V, \quad S_2 = p_D - p_A, \quad S_3 = p_R - p_L. \quad (2.66)$$

Die Dichtematrix lässt sich also durch Polarisationsmessungen bezüglich der drei Polarisationsbasen H/V , D/A und R/L rekonstruieren.⁷

Das in dieser Arbeit vorgestellte Photon-Photon-Gatter stellt eine Abbildung zwischen Zwei-Qubit-Zuständen der Form $|\Psi_1\Psi_2\rangle$ dar. Die Dichtematrix von Zwei-Qubit-Zuständen lässt sich ebenfalls durch Stokes-Parameter parametrisieren [17]

$$\rho = \frac{1}{4} \sum_{i,j=0}^3 S_{ij} \sigma_i \otimes \sigma_j, \quad (2.67)$$

wobei $S_{ij} = \text{tr}[\rho(\sigma_i \otimes \sigma_j)]$. Somit gilt $S_{00} = 1$ und für $i, j \in \{1, 2, 3\}$ sind die Stokes-Parameter durch [17]

$$S_{ij} = p_{x_i, x_j} - p_{x_i, x_j^\perp} - p_{x_i^\perp, x_j} + p_{x_i^\perp, x_j^\perp} \quad (2.68)$$

gegeben, wobei beispielsweise $p_{x_i, x_j} = \langle x_i x_j | \rho | x_i x_j \rangle$ die Wahrscheinlichkeit ist, dass eine Messung des ersten Photons bezüglich der Polarisationsbasis x_i/x_i^\perp den Eigenwert $+1$ und gleichzeitig eine Messung des zweiten Photons bezüglich der Polarisationsbasis x_j/x_j^\perp den Eigenwert $+1$ liefert. Darüber hinaus sind die Stokes-Parameter S_{0i} und S_{i0} durch Ein-Qubit-Eigenschaften gegeben, sodass beispielsweise

$$S_{0i} = p_{x_i} - p_{x_i^\perp}, \quad (2.69)$$

wobei p_{x_i} und $p_{x_i^\perp}$ die Wahrscheinlichkeiten sind, dass eine Messung bezüglich der Polarisationsbasis x_i/x_i^\perp die Eigenwerte $+1$ bzw. -1 liefert, während das andere Photon nicht gemessen, bzw. der Ausgang der Messung ignoriert wird. Zur vollständigen Rekonstruktion der Zwei-Qubit-Dichtematrix muss also in neun Kombinationen von Polarisationsbasen gemessen werden.

2.5 Einfluss von Phasenrauschen auf ein gespeichertes Qubit

Für das in dieser Arbeit demonstrierte Quantengatter wird ein photonisches Qubit, dessen Zustand zur Zeit $t = 0$ durch Gleichung (2.55) gegeben sei, in einer atomaren Wolke gespeichert. Dabei wird der links-zirkulare Anteil $|L\rangle$ mittels Rydberg-EIT in einem Rydberg-Zustand gespeichert. Der rechts-zirkulare Anteil $|R\rangle$ dagegen wird mittels EIT in Λ -Konfiguration in einem Grundzustand gespeichert. Der resultierende atomare Zustand ist gegeben durch

$$|\Psi_a\rangle = c_R |\Psi_r\rangle + c_L e^{i\varphi_s} |\Psi_{g'}\rangle, \quad (2.70)$$

⁷Im Folgenden werden diese drei Basen als H-, D- bzw. R-Basis bezeichnet.

wobei $|\Psi_r\rangle$ ein Rydberg-Dicke-Zustand gemäß Gleichung (2.20c) ist. Dagegen ist $|\Psi_{g'}\rangle$ ein entsprechender Dicke-Zustand bezüglich des Grundzustands $|g'\rangle$, der sich vom Anfangszustand $|g\rangle$ unterscheidet. Hierbei wurden Verluste beim Speichern vernachlässigt. Die Phase φ_s fasst dabei verschiedene Phasenverschiebungen zusammen, die während des Speicherns auftreten und nicht von der Dunkelzeit t abhängen.⁸ Die Details des Speicherschemas finden sich in Abschnitt 3.3. Vor dem Abspeichern wird die Frequenz des rechts-zirkularen Anteils um ω_{RF} mit Hilfe eines akustooptischen Modulators zu kleinerer Frequenz verschoben. Der Zustand für das ausgelesene Licht ist dann gegeben durch

$$|\Psi(t)\rangle = c_R |R\rangle + c_L e^{i(\varphi_s + \varphi_c + \Delta_4 t + \Delta\varphi(t))} |L\rangle, \quad (2.71)$$

wobei φ_c ähnlich wie φ_s Phasenverschiebungen zusammenfasst, die während des Ausleseprozesses auftreten und unabhängig von der Dunkelzeit sind. Darüber hinaus wird

$$\Delta_4 = \omega_{RF} + \omega_{c,r} + \omega_{c,g'} - \omega_{rg'} \quad (2.72)$$

als Vier-Photonen-Verstimmung bezeichnet, wobei $\hbar\omega_{rg'}$ der Energieunterschied zwischen Rydberg- und Grundzustand ist. $\omega_{c,r}/2\pi$ bzw. $\omega_{c,g'}/2\pi$ sind die Frequenzen der Koppelungslaser, die den Rydberg-Zustand $|r\rangle$ bzw. den Grundzustand $|g'\rangle$ adressieren. Für das Photon-Photon-Gatter wird $\Delta_4 \approx 0$ gewählt. Zusätzlich repräsentiert $\Delta\varphi(t)$ alle technischen Fluktuationen der Phase während der Dunkelzeit t . Es wurden wiederum Verluste während des Ausleseprozesses vernachlässigt.

Zur Charakterisierung eines gespeicherten Qubits wird ein Speicherexperiment viele Male durchgeführt. $\Delta\varphi$ kann von Schuss zu Schuss variieren. Diese Fluktuation verändert die Stokes-Parameter gemäß

$$S_1 = \int_{-\pi}^{\pi} d\Delta\varphi f(\Delta\varphi) V_0 \cos(\varphi + \Delta\varphi) \quad (2.73a)$$

$$S_2 = \int_{-\pi}^{\pi} d\Delta\varphi f(\Delta\varphi) V_0 \sin(\varphi + \Delta\varphi), \quad (2.73b)$$

wobei V_0 die Visibility für $\Delta\varphi = 0$ wäre und $f(\Delta\varphi)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilung von $\Delta\varphi(t)$ ist. Es lässt sich zeigen, dass $V = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}$ nicht von φ abhängt. Zur Berechnung von V genügt es daher, den einfachen Fall $\varphi = 0$ zu betrachten. Wird angenommen, dass $f(\Delta\varphi)$ eine symmetrische Funktion ist, so folgt $S_2 = 0$, da $\sin(\Delta\varphi)$ eine antisymmetrische Funktion ist.

Nimmt man an, dass $f(\Delta\varphi)$ durch die Gauß-Verteilung

$$f(\Delta\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\Delta\varphi^2}{2\sigma^2}} \quad (2.74)$$

gegeben ist, wobei σ die Standardabweichung der Verteilung ist, so ist die Visibility für $\sigma \ll \pi$ gegeben durch

$$V = V_0 e^{-\sigma^2/2}. \quad (2.75)$$

⁸Beispielsweise kann der Anteil des Photons, der mittels EIT an einen Rydberg-Zustand gekoppelt wird, eine andere Phase bei Propagation durch das Medium erhalten als der Anteil, der mittels EIT an einen Grundzustand gekoppelt wird.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die Experimente in dieser Arbeit basieren auf einem ultrakalten Gas aus ^{87}Rb Atomen. In Abschnitt 3.1 wird beschrieben, wie ein solches atomares Medium erzeugt wird. Anschließend wird in Abschnitt 3.2 der optische Aufbau für Grundzustands- und Rydberg-EIT diskutiert. Insbesondere wird auf die für das Photon-Photon-Gatter wichtige Phasenstabilität eingegangen. Eine Besonderheit, die für die von uns gewählte Art des Speichers eines photonischen Qubits notwendig ist, ist ein optischer Aufbau, welcher eine Frequenzverschiebung nur für den rechts-zirkular polarisierten Anteil eines Lichtstrahls erzeugt. Dies wird in Abschnitt 3.3 erläutert. In Abschnitt 3.4 wird dann beschrieben, wie Photonen detektiert und Zwei-Qubit-Zustände gemessen werden. Schließlich wird in Abschnitt 3.5 erläutert, wie die Dichte des atomaren Mediums bestimmt wird.

3.1 Atomares Medium

3.1.1 Präparation eines kalten Gases

Der in dieser Arbeit verwendete experimentelle Apparat wurde ursprünglich zur Erzeugung und Untersuchung von Bose-Einstein-Kondensaten (BECs) konzipiert. Die Bestandteile des experimentellen Aufbaus, die notwendig sind, um entsprechend niedrige Temperaturen und hohe Dichten zu erreichen wurden bereits ausführlich in den Dissertationen in Refs. [113, 114] erläutert. Daher werden hier diesbezüglich nur wesentliche Schritte genannt, die zur Erzeugung eines ultrakalten Gases notwendig sind.

Der Experimentzyklus beginnt mit dem Laden einer magnetooptischen Falle (MOT) aus einem Rubidium-Hintergrundgas bei etwa 1×10^{-8} mbar. Nach kurzem Polarisationsgradientenkühlen wird die so erzeugte Wolke mit Hilfe eines resonanten Laserstrahls durch ein dünnes Rohr nach unten in eine zweite MOT transferiert. Diese befindet sich in einer Glasküvette, in der ein niedrigerer Druck von etwa 2×10^{-11} mbar herrscht. Das Laden der ersten MOT und der Transfer in die zweite MOT kann mehrere Male wiederholt werden, um die Atomzahl in der zweiten MOT zu erhöhen. Nach einer kurzen Phase des Polarisationsgradientenkühlens, werden die Atome durch optisches Pumpen in den Zustand $|F = m_F = 2\rangle$ transferiert und anschließend in eine Ioffe-Pritchard-Magnetfalle geladen [115]. Dort werden die Atome zunächst komprimiert und anschließend durch Einstrahlen

eines Radiofrequenzfeldes evaporativ gekühlt.

Nach dem evaporativen Kühlen in der Magnetfalle wird das Ensemble in eine Dipolfalle geladen, welche in Abschnitt 3.1.2 beschrieben wird. Vor dem Ausschalten der Magnetfalle wird ein homogenes Magnetfeld hochgerampt, welches in Richtung des Magnetfelds der Magnetfalle zeigt (y -Achse). Dieses sorgt dafür, dass die Spin-Polarisation der Atome beim Ausschalten der Magnetfalle erhalten bleibt. Anschließend wird das Magnetfeld um 90° gedreht. Die Drehung findet dabei so langsam statt, dass die Orientierung der Spins der Richtung des Magnetfelds adiabatisch folgen kann. Nach der Drehung zeigt das Magnetfeld entlang der z -Achse und hat einen Betrag von typischerweise $20 \mu\text{T}$. Die Atome befinden sich nach wie vor im Zustand $|F = m_F = 2\rangle$.

Das Präparieren einer Atomwolke dauert mit etwa 13 s relativ lange. Da für die Experimente in Kapitel 4 und 5 im Schnitt deutlich weniger als ein Photon pro Puls detektiert wird, müssen typischerweise sehr viele Experimente durchgeführt werden um ein statistisch aussagekräftiges Ergebnis zu erhalten. Um die Messzeit zu verkürzen werden deshalb mit einer Atomwolke mehrere Experimente durchgeführt. Da das Kopplungslicht bei etwa 480 nm jedoch ein repulsives Potential für die Grundzustandsatome erzeugt (siehe Ref. [102]), werden die Experimente in einem zeitlichen Abstand von mindestens $100 \mu\text{s}$ durchgeführt. Da das Kopplungslicht während eines Experiments typischerweise nur für wenige μs eingeschaltet ist und sich die Atome in dieser Zeit kaum bewegen, kann das über einen Zyklus von $100 \mu\text{s}$ gemittelte Potential betrachtet werden. Dieses ist für typische Experimente vernachlässigbar [102]. Darüber hinaus führt die Wechselwirkung der Wolke mit den EIT-Lasern zu Atomzahlverlusten und einer Erwärmung der Wolke. Für das Photon-Photon-Gatter werden daher innerhalb einer Sekunde 10^4 Experimente durchgeführt, was zu einem Atomzahlverlust von etwa 20% führt. Für die Experimente in Kapitel 5 wird die Dipolfalle während der Experimente für $35 \mu\text{s}$ ausgeschaltet. Dies heizt die Wolke zusätzlich und erhöht die Atomzahlverluste. Innerhalb einer Sekunde werden daher nur 10^3 Experimente im Abstand von $1000 \mu\text{s}$ durchgeführt.

3.1.2 Erzeugung eines längenverstellbaren Ensembles

Neben sehr niedrigen Temperaturen zeichnet sich das in dieser Arbeit verwendete atomare Medium durch seine Längenverstellbarkeit und seine zylinderförmige Geometrie aus. Darüber hinaus weist das Medium eine nahezu homogene atomare Dichteverteilung entlang der Zylinderachse auf. Für das Photon-Photon-Gatter bietet dies den Vorteil, dass die blockierte Suszeptibilität χ_b , und damit die konditionierte Phasenverschiebung $\Delta\beta$, nicht davon abhängt, an welcher Stelle im Medium eine Rydberg-Anregung erzeugt wurde. Darüber hinaus lassen sich Atomwolken von bis zu 0.5 mm Länge erzeugen. Dies erlaubt hohe optische Dicken bei gleichzeitig niedrigen atomaren Dichten. Ein solches Medium bietet hohe Speichereffizienz für EIT-basiertes Speichern eines Photons und gleichzeitig vernachlässigbare Wechselwirkung zwischen einer so entstandenen Rydberg-Anregung und den umgebenden Grundzustandsatomen.

Diese besonderen Eigenschaften des Mediums sind durch die Architektur der optischen Dipolfalle gegeben. Abb. 3.1 zeigt die Laserstrahlen, die das optische Dipolfallenpotential formen. Dabei erzeugt ein rot verstimmtter, kollimierter Strahl mit einer Wellenlänge

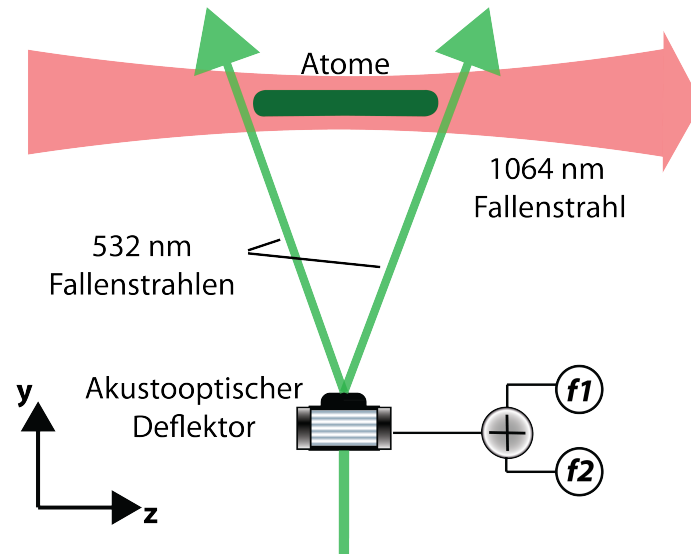


Abbildung 3.1: Ein rot verstimmter, kollimierter Fallenstrahl mit einer Wellenlänge von 1064 nm erzeugt ein attraktives Potential und schließt die Atome radial ein. Zwei blau verstimmte Fallenstrahlen mit einer Wellenlänge von 532 nm erzeugen ein repulsives Potential und schließen die Atome in z -Richtung ein. Die blau verstimmten Fallenstrahlen werden durch einen akustooptischen Deflektor erzeugt, der mit zwei Radiofrequenzen f_1 und f_2 betrieben wird.

von 1064 nm ein attraktives Potential, welches die Atome radial zur optischen Achse des Strahls, einschließt. Ein Paar von blau verstimmten Strahlen mit elliptischem Strahlprofil und einer Wellenlänge von 532 nm erzeugen ein repulsives Potential und schließen die Atome entlang der z -Achse ein.

1064 nm Fallenstrahl

Der 1064 nm Fallenstrahl wird durch einen Faserlaser (*IPG YLR-20-LP-SF* für die Experimente in Kapitel 4 und *ALS-IR-72* für die Experimente in Kapitel 5) bereitgestellt. Er hat ein Gaußsches Strahlprofil und propagiert entlang der Ausbreitungsrichtung des Signallichts (z -Achse). Das durch ihn erzeugte Potential lässt sich harmonisch um die Strahlenmitte nähern und ist zusammen mit dem Gravitationspotential mgx durch Gleichung (2.40a) gegeben. Bei einer typischen Leistung von 3.7 W und einer Spotgröße von $140 \mu\text{m}$ ergibt sich zusammen mit der Polarisierbarkeit des Grundzustands von $\alpha = 687.3$ a.u. [116] bei 1064 nm eine Fallenfrequenz von $\omega/2\pi = \sqrt{\kappa_g/m} = 96$ Hz. Dabei ist eine atomare Einheit $1.646 \cdot 10^{-41} \text{ J}/(\text{V}/\text{m})^2$. Die Verschiebung des Potentialminimums aufgrund der Gravitation beträgt dabei $x_{g,s} = 27 \mu\text{m}$. Aufgrund der geringen Divergenz des Fallenstrahls ergibt sich entlang der z -Achse eine Fallenfrequenz von nur etwa 0.1 Hz. Die Kraft, die ein Atom in z -Richtung auf Grund des 1064 nm Fallenstrahls erfährt ist also vernachlässigbar. Der rms-Radius (root-mean-square) der Dichteverteilung in radialer Richtung ist durch $\sigma_x = \sqrt{k_B T/m\omega^2}$ gegeben. Für eine Temperatur von $T = 0.2 \mu\text{K}$ ergibt sich beispielsweise $\sigma_x = 7 \mu\text{m}$.

Die Leistung des 1064 nm Fallenstrahls wird im Experiment aktiv stabilisiert.¹ Dafür wird der in Abb. 3.2 vereinfacht dargestellte Aufbau verwendet. Das vom Laser ausgegebene Licht passiert zunächst einen elektrooptischen Modulator (EOM). Durch Anlegen einer Spannung U_{EOM} am EOM kann die Polarisierung des Laserlichts verändert werden, sodass damit effektiv die Transmission durch einen hinter dem EOM befindlichen PBS gesteuert werden kann. Durch eine geeignete Geometrie wird erreicht, dass die Leistung des Fallenstrahls verschwindet, falls keine Spannung am EOM anliegt. Das Laserlicht wird anschließend über eine Monomodenfaser zum Experiment geführt. Dort wird ein kleiner Teil des Lichts mittels Strahlteiler (BS) abgezweigt und auf eine Photodiode geschickt. Der Regelkreis wird durch einen PID-Regler (proportional-integral-derivative) geschlossen, der durch Anpassen einer Spannung U_s die Photodiodenspannung auf einen Sollwert regelt.

Darüber hinaus kann die am EOM anliegende Spannung mittels Feldeffekttransistor (FET, Typ: *2SK1119*) und somit die Leistung des Fallenstrahls schnell ausgeschaltet werden. In Kapitel 5 wird von dieser Möglichkeit gebraucht gemacht, um den Einfluss des Dipolfallenpotentials auf eine gespeicherte Rydberg-Anregung (siehe Abschnitt 2.2.3) zu eliminieren. Dabei wird durch Anlegen einer Kontrollspannung U_c der FET leitend und der EOM entlädt sich über den FET. Ein Leistungswiderstand mit $R = 11 \text{ k}\Omega$ verhindert dabei, dass die vom Regler ausgegebene Spannung U_s über den FET kurzgeschlossen wird. Beim Anschalten wird der EOM über diesen Leistungswiderstand aufgeladen, wobei die Zeitkonstante des Aufladevorgangs durch $\tau = RC$ gegeben ist. Dabei ist C die Kapazität des EOMs. Experimentell wurde eine Zeitkonstante von $\tau = 10 \mu\text{s}$ bestimmt. In Kapitel 5 wird die Falle wiederholt in einem Abstand von $1000 \mu\text{s}$ für eine Dauer von $35 \mu\text{s}$ ausgeschaltet. Da die Bandbreite der Leistungsstabilisierung niedrig ist, ändert sich das vom PID-Regler ausgegebene Regelsignal in dieser Zeit kaum. Das Ausschalten hat also nahezu keinen Einfluss auf die Leistungsstabilisierung und die mittlere Fallenleistung.

532 nm Fallenstrahlen

Eine detaillierte Beschreibung der 532 nm Fallenstrahlen findet sich in Ref. [97,117]. Daher werden hier nur die wesentlichen Merkmale zusammengefasst. Das Licht für den 532 nm Fallenstrahl wird durch einen Faserlaser (*ALS-GR-73*) bereitgestellt. Wie in Abb. 3.1 dargestellt, werden zwei Strahlen durch einen akustooptischen Deflektor (AOD) erzeugt, welcher mit zwei Radiofrequenzen (RFs) f_1 und f_2 betrieben wird. Das Verhältnis zwischen Abstand der Strahlen am Ort der Atome D und Frequenzdifferenz $|f_1 - f_2|$ beträgt $42.5 \mu\text{m}/\text{MHz}$. Durch Passieren eines Teleskops, bestehend aus Zylinderlinsen, und eines Achromaten ($f = 350 \text{ mm}$) erhalten die Strahlen ein elliptisches Profil mit Spotgrößen von $w_y = 55 \mu\text{m}$ entlang der y -Achse und $w_z = 14 \mu\text{m}$ in z -Richtung. Der vergleichsweise große Wert von w_y macht das System robuster gegen Drifts der Position der 532 nm Fal-

¹Dies ist notwendig, da die Richtung des vom *IPG YLR-20-LP-SF* ausgegebenen Strahls zeitlich nicht ausreichend stabil ist. Als Lösung für dieses Problem wurde das Laserlicht in eine weitere Monomodenfaser eingekoppelt, was die Fluktuationen der Strahlrichtung umwandelt in Fluktuationen der Lichtleistung hinter der Faser. Diese wird schließlich wie im Text beschrieben stabilisiert. Für die Experimente in Kapitel 5 wurde ein neuer Faserlaser installiert. Dabei wurde der optische Aufbau und die Laserleistungsstabilisierung beibehalten.

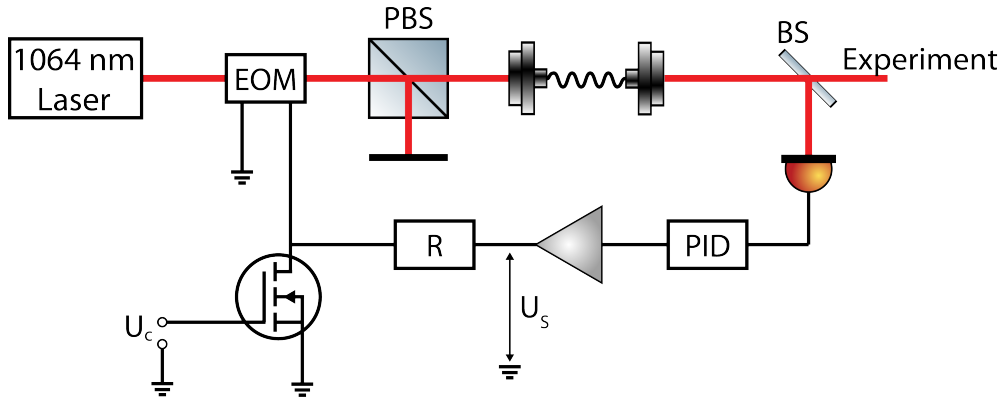


Abbildung 3.2: Optischer Strahlengang des 1064 nm Fallenstrahls und Komponenten zum Stabilisieren und Schalten der Lichtleistung. Die Kombination aus EOM und PBS ermöglicht die Steuerung der Lichtleistung durch die am EOM anliegende Spannung U_{EOM} . Die Lichtleistung wird durch einen PID-Regler geregelt und kann mit Hilfe eines FETs schnell aus- und angeschaltet werden.

lenstrahlen entlang y . Entlang z hingegen ist eine kleine Spotgröße wünschenswert, denn solange $w_z \ll D$ gilt, ist das Potential entlang der z - Achse in guter Näherung ein Kastenpotential und führt damit zu einer longitudinal nahezu homogenen Dichteverteilung der Atomwolke. Das resultierende Potential entlang der z -Achse ist gegeben durch

$$U_p(z) = U_{0,p} \left[\exp\left(\frac{-2(z - D/2)^2}{w_z^2}\right) + \exp\left(\frac{-2(z + D/2)^2}{w_z^2}\right) \right], \quad (3.1)$$

wobei $U_{0,p} = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \alpha_p I_{0,p}$ mit $I_{0,p} = 2P_p/\pi w_y w_z$. Dabei ist P_p die Leistung eines Strahls und $\alpha_p = -250$ a.u. [100] ist die Polarisierbarkeit des Grundzustands bei 532 nm. Durch Anpassen der Leistung der 532 nm Fallenstrahlen kann mühelos evaporativ gekühlt werden.² Die resultierende Temperatur T der Wolke hängt folglich von der Leistung P_p ab. Die Länge der Wolke hängt wiederum vom Abstand der Fallenstrahlen am Ort der Atome, von der Strahlleistung und der Temperatur der Wolke ab. Abb. 3.3 zeigt das durch die 532 nm Fallenstrahlen erzeugte Potential entlang z (blau) für eine Leistung von $P_p = 190$ mW und einem Abstand der Fallenstrahlen von 0.42 mm. Darüber hinaus wird die aus dem Potential berechnete ein-dimensionale, axiale Dichteverteilung (rot), gegeben durch $n_0 \exp(-U_p(z)/k_B T)$, bei einer Temperatur von $0.78 \mu\text{K}$ gezeigt. Dabei ist n_0 ein Normierungsfaktor, sodass Integration über die Verteilung die Atomzahl ergibt. Diese wird aus einem Absorptionsbild einer Wolke mit entsprechenden Eigenschaften ermittelt. Außerdem ist die aus dem Absorptionsbild ermittelte ein-dimensionale, axiale Dichteverteilung (grün) dargestellt, die sich durch transversale Integration der optischen Dicke ergibt. Sowohl berechnete als auch gemessene Dichteverteilung zeigen deutlich die Homogenität des Mediums in axialer Richtung bei einer FWHM-Länge (Full Width at

²Grundsätzlich ist dies auch durch Anpassen der Leistung des 1064 nm Fallenstrahls möglich. Dies ist jedoch deutlich anspruchsvoller, da aufgrund des zusätzlichen Gravitationspotentials entlang x die Höhe der Potentialbarriere, und damit die Atomzahl und die Temperatur, sehr sensitiv von der Strahlleistung abhängt. Leistungsfuktuationen müssten also deutlich besser unterdrückt werden.

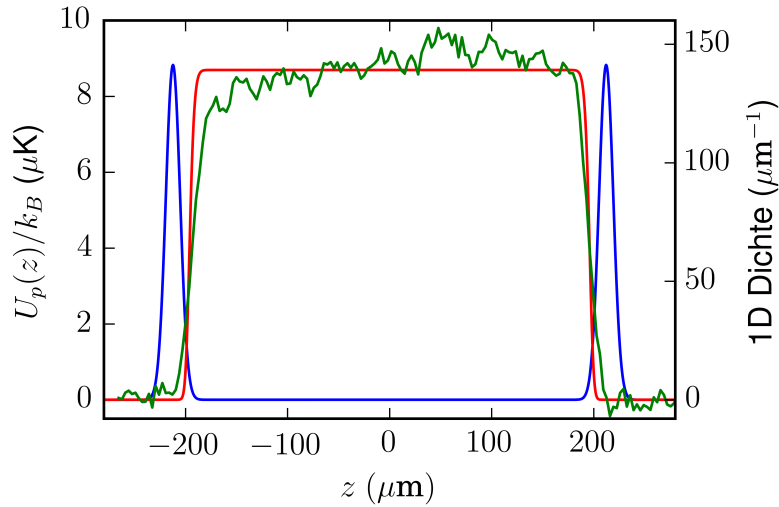


Abbildung 3.3: Durch die 532 nm Fallenstrahlen erzeugtes Potential entlang der z -Achse (blau) und berechnete (rot) und gemessene (grün) axiale 1D Dichteverteilung der Atomwolke für einen Abstand der Fallenstrahlen von 0.42 mm, einer Strahlleistung von $P_p = 190$ mW und einer Temperatur der Wolke von $T = 0.78$ μ K.

Half Maximum) des Mediums von 0.39 mm. Eine geringfügige Neigung des 1064 nm Fallenstrahls bezüglich der Gravitation führt zu einem minimalen Dichtegradienten entlang der z -Achse.

Sowohl Fluktuationen der Lichtleistung als auch ein Drift der Position der Fallenstrahlen führen zu Temperatur- und Atomzahlfluktuationen. Daher wird die Leistung der Strahlen durch Anpassen der RF-Leistung am AOD stabilisiert (siehe Ref. [97]). Zur Stabilisierung der Strahlenposition wird mit Hilfe eines Strahlteilers ein Teil der Strahlleistung abgezweigt und auf einer Digitalkamera abgebildet. Nach jedem Experimentzyklus wird dabei ein Bild aufgenommen. Eine Software ermittelt dann die Position der beiden Strahlen und regelt durch eine Linse mit piezoelektrischen Stallelementen nach.

3.2 Optischer Aufbau für EIT

In diesem Abschnitt wird der optische Aufbau beschrieben, der für Grundzustands- und Rydberg-EIT verwendet wird. Große Teile davon wurden bereits in den Dissertationen in Refs. [97, 102] beschrieben. Daher werden hier nur wesentlichen Bestandteile des optischen Aufbaus präsentiert und Erweiterungen diskutiert. In Abschnitt 3.2.1 werden die EIT-Lasersysteme beschrieben, die zur Realisierung der Experimente in dieser Arbeit notwendig sind. Darüber hinaus wird das Schema zur Stabilisierung der Laserfrequenzen erläutert. Eine Methode zur Out-Of-Loop-Bestimmung des Laserphasenrauschens, welches unter anderem für die Visibility eines gespeicherten Qubits wichtig ist, wird in Abschnitt 3.2.2 diskutiert. In Abschnitt 3.2.3 werden schließlich die Strahlengänge der Laser beschrieben.

3.2.1 EIT-Lasersysteme

In den Experimenten in dieser Arbeit werden vier EIT-Lasersysteme verwendet. Das Signallicht, welches die $D2$ -Linie $|5S_{1/2}\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}\rangle$ von ^{87}Rb bei einer Wellenlänge von 780 nm treibt, wird von einem External Cavity Diodenlaser (*Toptica DL-Pro*) bereitgestellt.

Um ein Polarisations-Qubit zu speichern, wird in dieser Arbeit der links-zirkular polarisierte Anteil des Signalphotons mit Hilfe eines Kopplungslasers an den Übergang $|5P_{3/2}\rangle \leftrightarrow |r_s\rangle$ mit einem Rydberg-Zustand $|r_s\rangle$ gekoppelt. Für die Experimente in dieser Arbeit werden Rydberg-Zustände mit Hauptquantenzahlen zwischen $n = 50$ und $n = 80$ adressiert. Die entsprechenden Wellenlängen des Kopplungslasers reichen von 479.5 nm bis 480.2 nm. Für die meisten Experimente in dieser Arbeit wird hierfür ein Komplettsystem bestehend aus verstärktem Diodenlaser und nichtlinearer Frequenzverdopplung (*Toptica TA-SHG-Pro*) verwendet. Dieses wird im Folgenden als Kontroll-Kopplungslaser bezeichnet.

Der rechts-zirkular polarisierte Anteil des Signalphotons wird mit Hilfe eines weiteren Kopplungslasers an einen Grundzustand mit Gesamtdrehimpulsquantenzahl $F = 1$ gekoppelt. Der Anfangszustand der Atome hat Gesamtdrehimpuls $F = 2$. Signal- und Grundzustandskopplungslicht unterscheiden sich also um die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von ^{87}Rb von 6.8 GHz. Es wird daher ein weiterer Diodenlaser (*Toptica DL-Pro*) bei 780 nm zur Erzeugung des Grundzustandskopplungslichts eingesetzt.

Für das Photon-Photon-Gatter wird ein zweites Signalphoton durch das Medium geschickt. Dieses wird an einen Rydberg-Zustand $|r_p\rangle$ gekoppelt, der sich von $|r_s\rangle$ unterscheidet. Das hierfür verwendete Kopplungslicht wird mit Hilfe eines verstärkten Diodenlasers (*Toptica TA-Pro*) und einer nichtlinearen Frequenzverdopplung (*Toptica SHG*) erzeugt. Im weiteren Verlauf wird die Kombination aus beiden als Target-Kopplungslaser bezeichnet. In Abschnitt 5.4 wird dieser Laser ausnahmsweise für das Speichern eines Photons verwendet.

Die Phasen- bzw. Frequenzstabilität der Laser spielt für die Experimente in Kapitel 4 und 5 eine wichtige Rolle. So hängt beispielsweise die in Abschnitt 2.3 beschriebene konditionierte Phase des Target-Signalphotons von der Verstimmung von Kopplungs- und Signallaser ab. Fluktuationen der Laserfrequenzen führen folglich zu einer fluktuierenden konditionierten Phase und somit im Mittel zur Verringerung der Visibility der Target-Signalphotonen. Darüber hinaus wird in Abschnitt 2.5 erläutert wie Phasenrauschen zur Verringerung der Visibility eines abgespeicherten Photons führen kann. Während dies bei den hohen atomaren Dichten der Experimente in Kapitel 4 nicht die primäre Ursache für die verringerte Visibility darstellt, ist dies insbesondere für die Experimente in Kapitel 5 relevant, die bei niedrigen Dichten durchgeführt werden. Die Laserfrequenzen müssen sowohl auf der Zeitskala einzelner Experimente (einige μs) als auch auf der Zeitskala mehrerer Stunden stabil sein.

Um dies zu erreichen wird das in Abb. 3.4 vereinfacht dargestellte Schema zur Stabilisierung der EIT-Laser verwendet. Dabei wird ein kommerzieller Fabry-Perot-Resonator (*Stable Laser Systems*, ATF-6010-4-2Lambda) als Frequenzreferenz eingesetzt. Der Abstandhalter des Resonators ist aus einem speziellen Glas gefertigt, welches einen sehr kleinen thermischen Expansionskoeffizienten hat (Ultra Low Expansion, ULE). Der Resonator

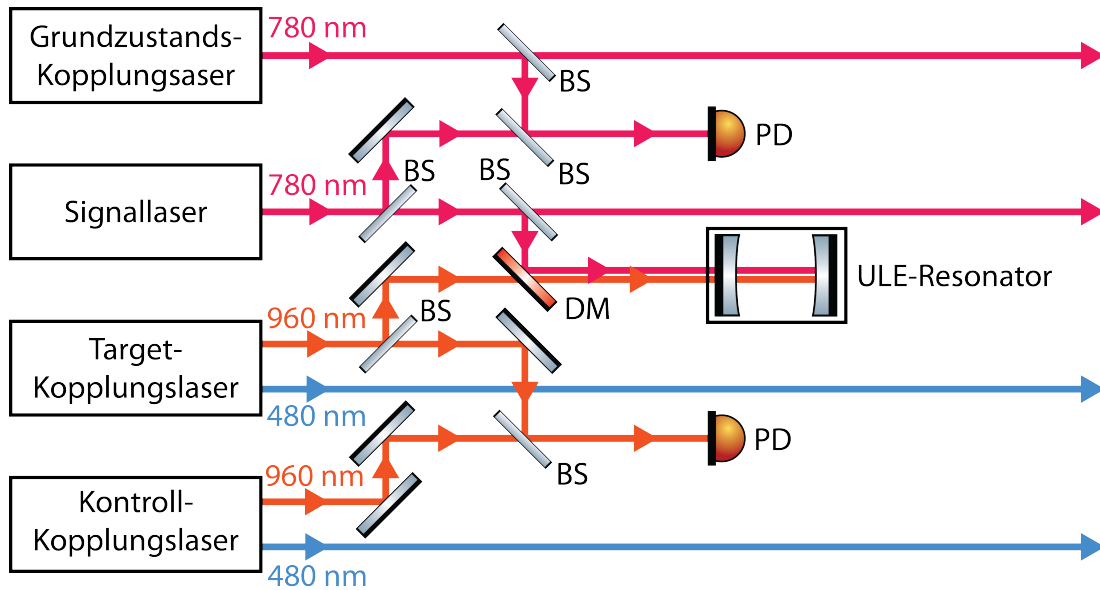


Abbildung 3.4: EIT Lasersysteme und Stabilisierungsschema. Der Signallaser bei 780 nm und die Fundamentalfrequenz des Target-Kopplungslasers bei 960 nm sind mittels PDH-Schema auf den ULE-Resonator stabilisiert. Hierfür werden die beiden Lichtfelder mittels Dichroit (DM) überlagert. Zur Stabilisierung des Kontroll-Kopplungslasers wird jeweils Licht des Target-Kopplungslasers und des Kontroll-Kopplungslasers vor Verdopplung abgezweigt und mittels Strahlteiler (BS) überlagert und auf eine Photodiode (PD) geschickt. Auf ähnliche Weise wird der Grundzustands-Kopplungslaser stabilisiert, indem Licht vom Signallaser und Grundzustands-Kopplungslaser abgezweigt, überlagert und auf eine PD geschickt wird.

besitzt eine Finesse von 6.2×10^4 . Bei einer Länge von 100 mm führt dies zu einer FWHM-Linienbreite (Full Width at Half Maximum) des Resonators von 23 kHz. Die Spiegel des Resonators sind für Wellenlängen von 780 nm und 960 nm hoch reflektiv. Sowohl die Frequenz des Diodenlasers für das Signallicht bei 780 nm, als auch die Fundamentalfrequenz des Target-Kopplungslasers bei 960 nm wird mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens (PDH) [118, 119] auf den ULE-Resonator stabilisiert. Aus einer In-Loop-Messung ergeben sich für beide Laser rms-Linienbreiten von weniger als 2 kHz. Zur Bestimmung der Linienbreite wurde das Fehlersignal mit einem Oszilloskop aufgenommen und integriert. Die Aufnahmezeit betrug dabei 10 MHz bei einer Messdauer von 100 ms. Daraus ergibt sich bei $t = 4.5 \mu\text{s}$ Dunkelzeit eine Phasenänderung von $\sigma = 2\pi \cdot 2 \text{ kHz} \cdot 4.5 \mu\text{s} = 0.06 \text{ rad}$. Der Einfluss auf die Visibility gemäß Gleichung (2.75) wäre vernachlässigbar. Da diese Zahl aber einer In-Loop-Messung entstammt, sollte diese Aussage nicht überbewertet werden. Wir überlagern das Licht des auf den ULE Resonator stabilisierten 780 nm Lasers mit einem kommerziellen Frequenzkamm mit sehr guter Langzeitstabilität. Dabei beobachten wir eine typische Verschiebung der Resonanzfrequenz von etwa $\pm 0.5 \text{ kHz}$ pro Stunde, die vermutlich auf Längenänderungen des ULE-Resonators zurückzuführen sind. Weitere Details zur Frequenzstabilisierung der beiden Laser auf den ULE-Resonator und zur Charakterisierung des Resonators selbst finden sich in Ref. [97].

Zur Stabilisierung des Grundzustandskopplungslasers wird ein Teil des Lichts mit einem Teil des Signallichts überlagert, welchem Seitenbänder bei³ 6.8 GHz mit Hilfe eines wellenleiterbasierten elektrooptischen Phasenmodulators aufmoduliert werden. Mit Hilfe des Schwebungssignals zwischen Grundzustandskopplungslicht und einem Seitenband des Signallichts lässt sich die Differenzphase zwischen den beiden Lasern stabilisieren. Auf ähnliche Weise wird der Kontroll-Kopplungslaser stabilisiert. Dabei wird Licht vor der Verdopplung abgezweigt und mit Licht des auf den ULE-Resonator stabilisierten Rydberg-Kopplungslasers (Target-Kopplungslaser) überlagert. Dem Licht des Kontroll-Kopplungslasers werden dabei Seitenbänder aufmoduliert, welche durch die Differenzfrequenz zwischen den Zuständen $|r_s\rangle$ und $|r_p\rangle$ gegeben sind. Das Schwebungssignal mit einem der Seitenbänder wird dann zur Stabilisierung der Differenzphase verwendet. Sowohl für die Experimente in Refs. [97, 102] als auch für die Experimente in Kapitel 4 wurden die beiden Lichtfelder durch einen wellenleiterbasierten, nicht-polarisationserhaltenden 50:50-Strahlteiler überlagert. Die durch die nicht-polarisationserhaltenden Fasern verursachten, temperaturabhängigen Polarisationsdrehungen der beiden Lichtfelder führen zu einem zeitabhängigen Hub des Schwebungssignals. Die Qualität der Stabilisierung änderte sich folglich im Tagesverlauf. Um dieses Problem zu vermeiden werden die beiden Lichtfelder in den Experimenten in Kapitel 5 durch Freistrahloptik überlagert. Sowohl für den Grundzustandskopplungslaser als auch für ausgekoppeltes Licht des Kontroll-Kopplungslasers bei 960 nm wurde ein In-Loop-rms-Phasenrauschen von etwa 150 mrad gemessen. Zur Bestimmung dieses Wertes wurde das In-Loop-Fehlersignal mit Hilfe eines Oszilloskops aufgenommen. Die Aufnahmezeit betrug dabei 10 MHz bei einer Messdauer von 100 ms. Die Werte für das In-Loop-rms-Phasenrauschen des Grundzustandskopplungslasers und des Kontroll-Kopplungslasers wurden im Rahmen der Experimente in Kapitel 5 bestimmt. Zuvor wurden einige Verbesserungen an den Stabilisierungen der beiden Laser vorgenommen. Die hier gezeigten Werte sind also für die Experimente in Kapitel 4 nicht notwendigerweise zutreffend. Eine entsprechende Bestimmung des Phasenrauschens wurde für die dort vorgestellten Experimente nicht durchgeführt.

3.2.2 Out-Of-Loop-Bestimmung der Phasenstabilität

Um eine Out-Of-Loop-Bestimmung der Phasenstabilität der beiden auf den ULE-Resonator stabilisierten Laser zu erhalten, stützen wir uns auf eine Idee aus Ref. [120]. Dort wird benutzt, dass Licht, welches durch einen Hoch-Finesse-Resonator transmittiert wird, bandpassgefiltert ist. Dieses transmittierte Licht enthält quasi nur Fourier-Komponenten, die von der Trägerfrequenz des Lasers weniger als die Linienbreite des Resonators entfernt sind. Wie in Ref. [121] kann man dieses Licht als Referenzlicht verwenden, um das hochfrequente Rauschen des Laserlichts zu bestimmen. Dazu wird das transmittierte Licht mit Licht überlagert, das direkt aus dem Laser kommt. Das resultierende Schwebungssignal wird gemessen, siehe Abb. 3.5. Zur transversalen Modenfilterung dient eine Monomodenfaser. Die verwendete Photodiode (*New Focus 1554*) hat eine Bandbreite von 12 GHz. Das Signal der Photodiode wird auf einem Spektrumanalysator (*Agilent Exa N9010A*) gegeben. Zur Auswertung des rms-Phasenrauschens wird eine Funktion des Spektrum-

³Dies entspricht der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von ^{87}Rb .

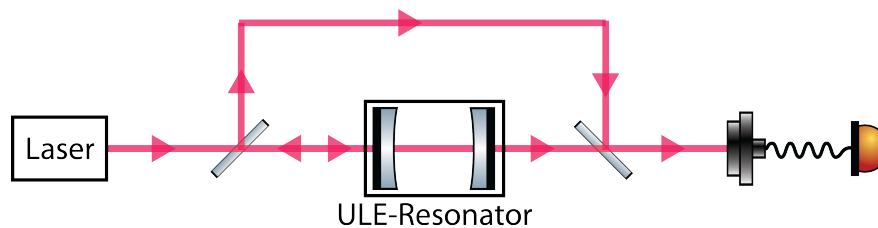


Abbildung 3.5: Aufbau zur Out-Of-Loop-Bestimmung der Phasenstabilität. Das durch den ULE-Resonator transmittierte Licht wird mit Licht, welches direkt vom Laser kommt überlagert und mittels Monomodenfaser auf eine Photodiode geschickt.

analysators verwendet, welche aus dem Schwebungssignal das integrierte Phasenrauschen in einem wählbaren Frequenzintervall ermittelt. Es wird ein Frequenzintervall zwischen 50 kHz und 5 MHz gewählt. Die untere Grenze wurde größer als die Resonatorlinienbreite von 23 kHz gewählt, während die obere Grenze so gewählt wird, dass die spektrale Rauschleistung für höhere Frequenzen etwa so groß ist wie das Hintergrundrauschen bei ausgeschalteten Lasern. Typischerweise beträgt das rms-Phasenrauschen in diesem Intervall $\sigma = 130$ mrad für den Signallaser und $\sigma = 100$ mrad für den Kopplungslaser bei 960 nm. Nach Frequenzverdopplung ist das Phasenrauschen doppelt so groß [122]. Für das Kopplungslicht bei 480 nm ergibt sich also ein rms-Phasenrauschen von $\sigma = 200$ mrad. Gemäß Gleichung (2.75) ergäbe sich $V = 0.99$ bzw. 0.98 für Abspeichern im Grund- bzw. Rydberg-Zustand. Allerdings repräsentieren die hier gemessenen Werte von σ nur ein relativ schmales Frequenzintervall. Für die Messungen in Kapitel 5 wurden einige Verbesserungen an der Frequenzstabilisierung der Laser auf den ULE-Resonator vorgenommen. Die Bestimmung des rms-Phasenrauschens wurde nach diesen Verbesserungen durchgeführt. Die Werte gelten also nicht notwendigerweise für die Experimente in Kapitel 4.

3.2.3 Strahlengänge

Für die Experimente in dieser Arbeit wird im Wesentlichen der optische Aufbau aus Refs. [97, 102] benutzt. Dieser wird hier kurz zusammengefasst, wobei Änderungen hervorgehoben werden. Das Signallicht wird zunächst auf zwei separate AOM-Doppelpassstrecken (Akustooptischer Modulator) aufgeteilt. Somit können für das Photon-Photon-Gatter Leistung, Frequenz, zeitlicher Verlauf und Polarisation der zwei Signallichtpulse unabhängig voneinander eingestellt werden. Das Signallicht aus beiden Pfaden wird dann mit polarisationserhaltenden Monomodenfasern zu einem optischen Aufbau geführt, der für den rechts-zirkular polarisierten Anteil des Lichts eine Frequenzverschiebung erzeugt. Dieser wird in Abschnitt 3.3 separat beschrieben. Von dort gelangt das Signallicht durch eine nicht-polarisationserhaltende Monomodenfaser zum Experiment. Durch die Faser erzeugte Polarisationsdrehungen werden dort (siehe Abb. 3.6) mit Hilfe einer $\lambda/2$ - und einer $\lambda/4$ -Wellenplatte kompensiert⁴ bevor das Signallicht mit einem Achromaten ($f = 150$ mm)

⁴Im Allgemeinen ist die Kombination aus $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Wellenplatte nicht ausreichend um beliebige Polarisationsdrehungen zu kompensieren. Für die Experimente in dieser Arbeit ist jedoch nur entschei-

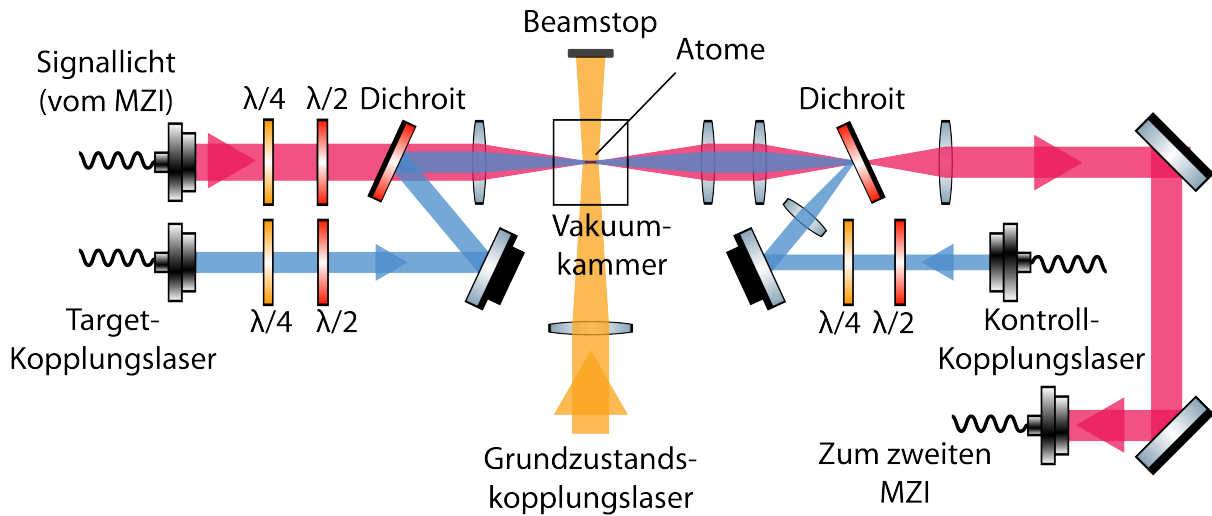


Abbildung 3.6: Strahlengang der EIT-Laser. Signallicht und Target-Kopplungslicht werden mit Hilfe eines Dichroits überlagert und mit einem Achromaten ($f = 150 \text{ mm}$) auf den Ort der Atome fokussiert. Es ergeben sich Spotgrößen von $8 \mu\text{m}$ bzw. $12 \mu\text{m}$. In entgegengesetzter Richtung wird der Kontroll-Kopplungslaser eingestrahlt. Dieser wird auf eine Spotgröße von $21 \mu\text{m}$ für das Photon-Photon-Gatter und von $29 \mu\text{m}$ für die Experimente in Kapitel 5 fokussiert. Senkrecht dazu wird das Grundzustandskopplungslicht eingestrahlt und auf eine Spotgröße von $64 \mu\text{m}$ fokussiert.

auf eine Spotgröße von $w_s = 8 \mu\text{m}$ fokussiert wird. Mit einer solch kleinen Spotgröße wird sichergestellt, dass der Abstand zwischen einem propagierenden Signalphoton und einer gespeicherten Anregung transversal kleiner als der Blockaderadius (typischerweise ist $R_b \approx 15 \mu\text{m}$) ist. Die Abhängigkeit der blockierten Suszeptibilität vom transversalen Freiheitsgrad wird damit vernachlässigbar. Nach Passieren der Atome wird das Signallicht durch ein Abbildungssystem mit einer numerischen Apertur von 0.19 in eine 10 m lange nicht-polarisationserhaltende Monomodenfaser eingekoppelt und zum zweiten Teil des in Abschnitt 3.3 beschriebenen optischen Aufbaus geführt. Von dort gelangt es über eine weitere nicht-polarisationserhaltende Monomodenfaser⁵ zur in Abschnitt 3.4 beschriebenen Detektion.

Die Leistung und zeitliche Sequenz der beiden Rydberg-Kopplungslaser wird durch AOMs in Einzelpasskonfiguration eingestellt. Um die Positionsstabilität der beiden Laser zu verbessern, wurden polarisationserhaltende Monomodenfasern eingebaut, mit denen

dend, dass $|L\rangle$ - bzw. $|R\rangle$ - Polarisation nach Passieren der Faser erhalten bleiben. Die Phase zwischen $|L\rangle$ und $|R\rangle$ ist für den Mechanismus des Photon-Photon-Gatters nicht ausschlaggebend. Die Phasenverschiebung, die ein Qubit auf dem Weg zum Detektor in Abwesenheit der Atome erhält, kann mit Hilfe eines in Abschnitt 3.3 beschriebenen Phasenschiebers angepasst werden.

⁵Die beiden Monomodenfasern, die das Licht vom Experiment über den zweiten Teil des in Abschnitt 3.3 beschriebenen Aufbaus zur Detektion führen, sind insofern nicht-polarisationserhaltend, als Temperaturänderungen zu Änderungen der Polarisation führen. Um dies zu verhindern, werden sie über die gesamte Länge durch Plastikschläuche geführt, die ein stabiles Klima garantieren. Es zeigt sich, dass somit die Polarisation über einige Monate stabil gehalten werden kann. Konstante Polarisationsdrehungen werden mit Hilfe einer Kombination aus $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Wellenplatte kompensiert.

das Kopplungslicht zum Experiment geführt wird. Dort wird das Kopplungslicht mit dichroitischen Spiegeln mit dem Signallicht überlagert (siehe Abb. 3.6). Dabei wird das Rydberg-Kopplungslicht für das propagierende Photon des Photon-Photon-Gatters entlang der Ausbreitungsrichtung des Signallichts (kopropagierend) eingestrahlt, während das Rydberg-Kopplungslicht zum Speichern in entgegengesetzte Richtung (kontrapropagierend) dazu eingestrahlt wird. Die Spotgröße von ko- und kontrapropagierendem Kopplungslicht sind $12\ \mu\text{m}$ bzw. $21\ \mu\text{m}$ für das Photon-Photon-Gatter. Dies stellt einen Kompromiss dar. Einerseits muss die Spotgröße deutlich größer als die des Signallichts sein, da transversale Inhomogenitäten des Kopplungslichtfelds über das Profil des Signalstrahls so gering wie möglich gehalten werden sollen. Andererseits muss diese klein genug sein, um die notwendige Kopplungs-Rabi-Frequenz zu erreichen. Die Experimente in Kapitel 5 werden bei deutlich niedrigerer optischen Dicke als das Photon-Photon-Gatter durchgeführt. Für gleiche Kompression des Pulses wird daher eine geringere Kopplungsleistung benötigt. Um transversale Inhomogenitäten der Kopplungsintensität zu verringern, wurde deshalb die Spotgröße des kontrapropagierenden Kopplungsstrahls auf $29\ \mu\text{m}$ vergrößert.

Der Grundzustandskopplungslaser wird senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Signallichts eingestrahlt, da er einen Übergang mit $\Delta m_F = 0$ treiben soll, der also nur an π -polarisiertes Licht koppelt. Er wird mit einem Achromaten⁶ ($f = 350\ \text{mm}$) auf eine Spotgröße von $64\ \mu\text{m}$ fokussiert. Bei einer Länge des Mediums von etwa $60\ \mu\text{m}$ für das Photon-Photon-Gatter ist dadurch eine nahezu homogene Ausleuchtung der Atome in axialer Richtung möglich.

3.3 Optischer Aufbau zur polarisationsabhängigen Frequenzverschiebung

Für die in dieser Arbeit gewählte Art des Quantenspeichers wird ein photonisches Qubit in einer Überlagerung aus Rydberg- und Grundzustand gespeichert. Abb. 3.7 zeigt das hierfür verwendete Energieniveauschema. Die Gründe für das hier gewählte Schema werden in Abschnitt 4.2 diskutiert. Die Atome werden im Zustand $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = m_F = 2\rangle$ präpariert. Der links-zirkular polarisierte Anteil $|L\rangle$ des Signalphotons wird mittels Rydberg-EIT über den Zwischenzustand $|e_L\rangle = |5P_{3/2}, F' = m_{F'} = 3\rangle$ im Rydberg-Zustand $|r\rangle = |69S_{1/2}\rangle$ in Form eines Dicke-Zustands (siehe Abschnitt 2.2.2) abgespeichert. Der Kontroll-Kopplungslaser treibt dabei den Übergang $|e_L\rangle \leftrightarrow |r\rangle$.

Der rechts-zirkular polarisierte Anteil $|R\rangle$ des Qubits soll dagegen im Grundzustand $|g'\rangle = |5S_{1/2}, F = m_F = 1\rangle$ abgespeichert werden. Da das Dipolmatrixelement für den Übergang zwischen $|g'\rangle$ und dem Zustand $|5P_{3/2}, F = 3, m_F = 1\rangle$ aufgrund von $\Delta F = 2$ verschwindet, wird der $|R\rangle$ -Anteil des Photons mittels EIT in Λ -Konfiguration über den Zwischenzustand $|e_R\rangle = |5P_{3/2}, F = 2, m_F = 1\rangle$ an den Zustand $|g'\rangle$ gekoppelt. Dabei treibt der π -polarisierte Grundzustandskopplungslaser den Übergang $|g'\rangle \leftrightarrow |e_R\rangle$. Für dieses Schema muss jedoch die Frequenz des $|R\rangle$ -Anteils um die der Hyperfeinaufspaltung zwischen den Zuständen $|5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ und $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ entsprechenden Frequenz

⁶Der Grundzustandskopplungslaser passiert hierbei denselben Achromaten, der zum Fokussieren des 532 nm Fallenstrahls verwendet wird (siehe Abschnitt 3.1.2).

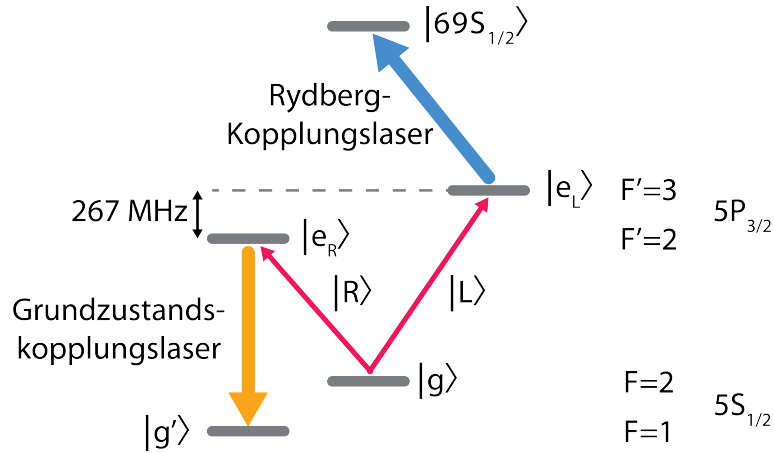


Abbildung 3.7: Energieniveauschema des Quantenspeichers. $|L\rangle$ -polarisiertes Licht wird mittels Rydberg-EIT über den Zwischenzustand $|e_L\rangle = |5P_{3/2}, F' = m_{F'} = 3\rangle$ im Rydberg-Zustand $|r\rangle = |69S_{1/2}\rangle$ gespeichert. Dagegen wird $|R\rangle$ -polarisiertes Licht mittels EIT in Λ -Konfiguration über den Zwischenzustand $|e_R\rangle = |5P_{3/2}, F' = 2, m_{F'} = 1\rangle$ im Grundzustand $|g'\rangle = |5S_{1/2}, F' = m_{F'} = 1\rangle$ abgespeichert. Dafür muss die Frequenz des $|R\rangle$ -Anteils um die der Hyperfeinaufspaltung entsprechende Frequenz von 267 MHz verschoben werden.

$\Delta E_{\text{HFS}}/h = 267$ MHz verschoben werden. Abb. 3.8 zeigt die zwei Teile eines optischen Aufbaus, der diese Frequenzverschiebung nur für den $|R\rangle$ -Anteil des Signalphotons erzeugt (in der Abbildung links) und für ein ausgelesenes Qubit wieder rückgängig macht (in der Abbildung rechts). Details zu diesem Aufbau finden sich in Refs. [97, 123].

Die Polarisation eines einlaufenden Signalphotons wird durch eine $\lambda/4$ -Wellenplatte zunächst so gedreht, dass ein nachfolgender polarisierender Strahlteiler (PBS) effektiv den links- und rechts-zirkular polarisierten Anteil voneinander trennt. Anschließend wird nur der dem $|R\rangle$ -Anteil entsprechende Strahl durch einen AOM geschickt. Dieser wird bei einer der Hyperfeinaufspaltung ΔE_{HFS} entsprechender Frequenz von $f_{\text{AOM}} = 267$ MHz betrieben. Der Einfallswinkel des Strahls erfüllt die Bragg-Bedingung der -1. Ordnung des AOMs, weshalb die Frequenz des $|R\rangle$ -Anteils um f_{AOM} zu niedrigeren Werten verschoben wird. Schließlich werden beide Teile mit Hilfe eines weiteren PBS rekombiniert und die anfängliche Polarisationsdrehung wird durch eine $\lambda/4$ -Wellenplatte rückgängig gemacht. Insgesamt stellt dieser Aufbau ein modifiziertes Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) dar. Mit einer nicht-polarisationserhaltenden Monomodenfaser wird das Licht dann zum Experiment geführt (siehe Abschnitt 3.2.3). Nach Passieren der Atome wird das Licht mit einer weiteren nicht-polarisationserhaltenden Monomodenfaser zum zweiten Teil des optischen Aufbaus geführt. Dort befindet sich ein nahezu identisches MZI, welches die Frequenzverschiebung des $|R\rangle$ -Anteils rückgängig macht. Dabei wird in diesem Fall die Bragg-Bedingung der 1. Ordnung des AOMs erfüllt.

Differentielle Änderungen der optischen Weglängen der Interferometerarme führen zu Phasenverschiebungen zwischen dem $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -Anteil des Qubits. Die passive Stabilität ist aufgrund thermischer Fluktuationen, insbesondere des AOM-Kristalls, nicht ausreichend für die Experimente in dieser Arbeit. Die Phase muss daher aktiv stabili-

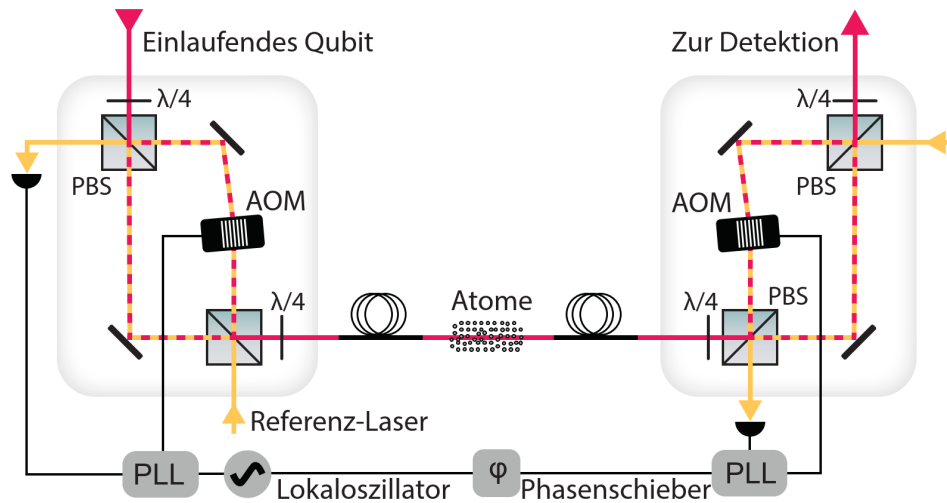


Abbildung 3.8: Optischer Aufbau für die polarisationsabhängige Frequenzverschiebung eines Signalphotons. Der Aufbau besteht aus zwei modifizierten Mach-Zehnder-Interferometern (MZIs). Im ersten MZI (in der Abbildung links) wird die Frequenz des $|R\rangle$ -Anteils des Signalphotons (rot) um 267 MHz verschoben. Nach Passieren der Atome wird diese Frequenzverschiebung in einem zweiten MZI (in der Abbildung rechts) rückgängig gemacht. Kontrapropagierendes Referenzlicht (gelb) und phase-locked-loops (PLLs) stabilisieren die Interferometer gegen thermische Fluktuationen.

sirt werden. Dies geschieht indem ein Referenzstrahl mit einer Wellenlänge von 785 nm entgegen der Ausbreitungsrichtung des Signallichts durch beide Interferometer geschickt wird. Mit Hilfe von Polarisationsoptik wird Referenzlicht aus beiden Interferometerarmen zur Interferenz gebracht. Dadurch entsteht ein Schwebungssignal bei der AOM-Frequenz, welches mit Hilfe eines phase-locked loops (PLL) auf einen Lokaloszillator stabilisiert wird. Dabei werden beide Interferometer auf denselben Lokaloszillator stabilisiert, wobei mit Hilfe eines Phasenschiebers die Phase angepasst werden kann, die einem Qubit nach Passieren beider Interferometer aufgeprägt wird. In einem Zeitraum von 10 Stunden mit einer Zeitauflösung von etwa einer Minute wurde für das Signallicht nach Passieren beider stabilisierter Interferometer eine Standardabweichung der Phase von etwa 10 mrad gemessen.

3.4 Detektion

Das in dieser Arbeit realisierte Photon-Photon-Gatter stellt eine Abbildung zwischen Zwei-Qubit-Zuständen der Form $|\Psi_1\Psi_2\rangle$ dar, wobei $|\Psi_1\rangle$ und $|\Psi_2\rangle$ Polarisations-Qubits gemäß Gleichung (2.55) sind. Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, lässt sich die Dichtematrix eines Zwei-Qubit-Zustands durch Messung in neun verschiedenen Kombinationen von Polarisationsbasen rekonstruieren. Hierfür wird der in Abb. 3.9 schematisch dargestellte Aufbau verwendet.

Signalphotonen werden nach Passieren des zweiten Teils des in Abschnitt 3.3 beschrie-

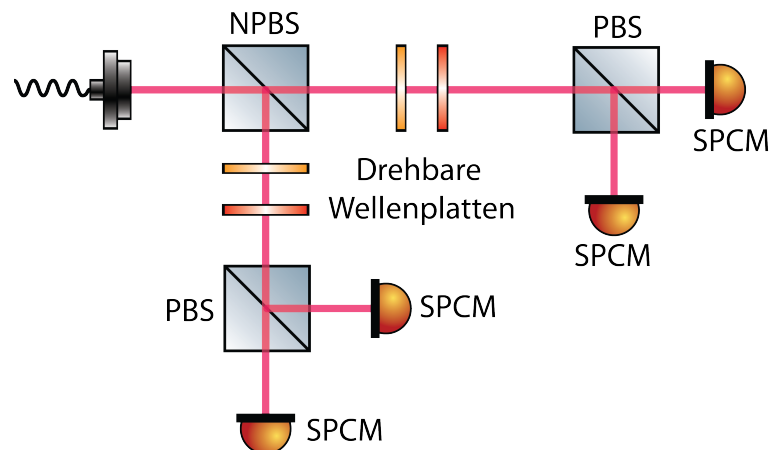


Abbildung 3.9: Detektion. Signallight wird durch einen 50:50 NPBS (nicht-polarisierender Strahlteiler) auf zwei Detektionspfade aufgeteilt. Die drehbaren Wellenplatten können jeweils so eingestellt werden, dass der nachfolgende PBS zwischen orthogonalen Polarisierungen der Polarisationsbasen H/V , D/A und R/L aufspaltet. Die nachfolgenden SPCMs detektieren entsprechend polarisierte Photonen.

benen optischen Aufbaus mit Hilfe einer Monomodenfaser zum Detektionspfad geführt. Dort wird der Strahl durch einen 50:50 NPBS auf zwei Detektionspfade aufgeteilt. In jedem Pfad befindet sich ein Paar von Wellenplatten, die die Polarisation des einlaufenden Photons so drehen, dass der nachfolgende PBS zwischen den orthogonalen Polarisierungen der drei Polarisationsbasen H/V , D/A und R/L aufspaltet. Die Polarisationsbasis der zwei Pfade ist dabei unabhängig voneinander und motorisiert einstellbar. Jeweils zwei Einzelphotonendetektoren (*Excelitas SPCM CD-3515H*) detektieren Photonen der entsprechenden Polarisation.

Für das Photon-Photon-Gatter wird zunächst das Kontrollphoton im atomaren Medium abgespeichert. Anschließend propagiert das Target-Photon durch das Medium. Zuletzt wird das Kontrollphoton wieder ausgelesen. Kontroll- und Target-Photon können also durch den Detektionszeitpunkt unterschieden werden.

Die Detektionseffizienz eines Einzelphotonendetektors beträgt etwa 50% bei einer Dunkelzählrate von etwa 10 Hz. Eine weitere Kenngröße der Detektion ist der gemessene Grad der Polarisation des Signallights in Abwesenheit der Atome. Dieser hängt je nach Polarisation von der Stabilität der Interferometer in Abschnitt 3.3, von der Qualität der verwendeten Polarisationsoptik und von deren Justage ab. Für verschiedene Polarisierungen wurde für den Grad der Polarisation jeweils ein Wert von mindestens 97% gemessen.

3.5 Bestimmung der atomaren Dichte

Zur Bestimmung der atomaren Dichte stehen im Experiment drei Möglichkeiten zur Verfügung. Sie beruhen alle darauf, dass die Transmission eines Laserstrahls durch das atomare Medium gemessen wird. So wird bei der ersten Variante ein EIT-Signalstrahl verwendet, der entlang der z -Richtung propagiert (siehe Abbildung 3.10) und dessen

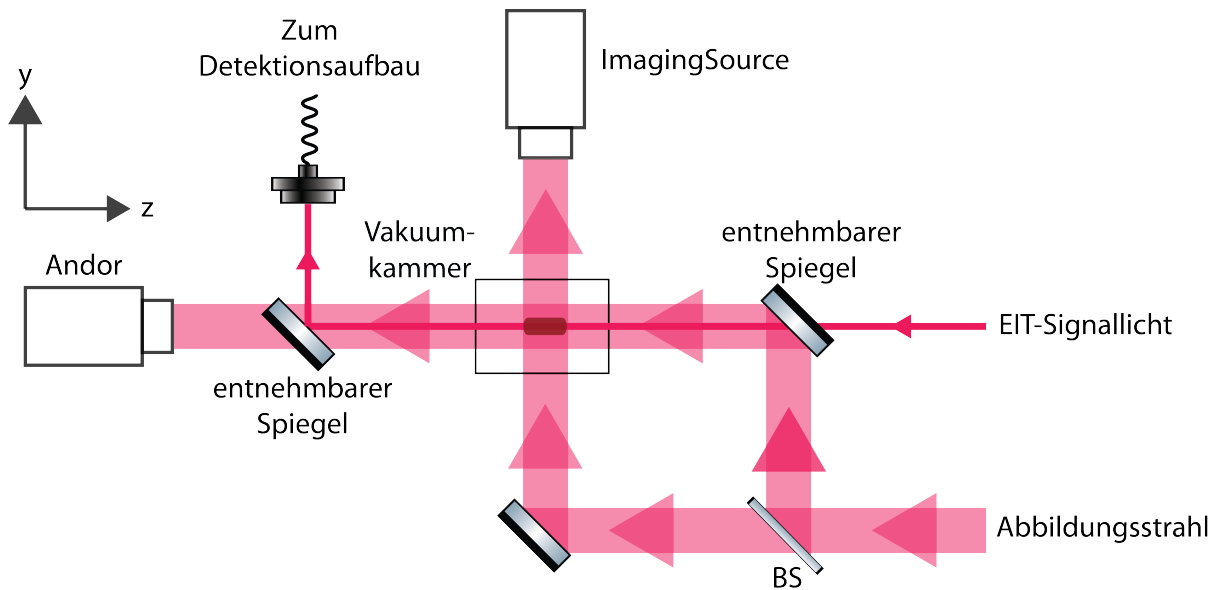


Abbildung 3.10: Strahlengänge für die Bestimmung der atomaren Dichte. Mit Hilfe des EIT-Signallichts, welches entlang der z -Achse propagiert wird ein Absorptionsspektrum aufgenommen, mit dem die atomare Dichte bestimmt werden kann. Zwei Abbildungssysteme bilden die atomare Wolke auf je eine Digitalkamera ab (Andor bzw. ImagingSource). Aus dem daraus entstehenden Absorptionsspektrum kann unter Kenntnis der Wolkengeometrie ebenfalls die atomare Dichte bestimmt werden.

Spotgröße von $8\ \mu\text{m}$ typischerweise kleiner als die transversale 1D rms-Breite σ des in Abschnitt 3.1 beschriebenen zylinderförmigen Mediums ist. Durch eine Monomodenfaser gelangt das transmittierte Licht zum in Abschnitt 3.4 beschriebenen Detektionsaufbau, wo dessen Intensität mit Einzelphotonendetektoren gemessen wird. Darüber hinaus stehen zwei Abbildungssysteme zur Verfügung, die das atomare Medium auf Digitalkameras abbilden. Für das erste Abbildungssystem wird ein Abbildungsstrahl mit Hilfe eines Strahlteilers (BS) und eines entnehmbaren Spiegels entlang der Richtung des Signalstrahls durch das Medium geschickt. Die Spotgröße des Abbildungsstrahls ist deutlich größer als die 1D rms-Breite des Mediums, sodass dieses komplett auf einer Digitalkamera (Andor iXon87) abgebildet wird. Dieses Abbildungssystem wird im Folgenden als Andor-Abbildung bezeichnet. Für die Verwendung eines zweiten Abbildungssystems passiert der Teil des Abbildungsstrahls, der durch den Strahlteiler (BS) transmittiert wird, die Atomwolke senkrecht zur Richtung des Signalstrahls (y -Richtung) und bildet die Wolke auf einer weiteren Digitalkamera (ImagingSource DMK 31BF03) ab. Auch für diesen Pfad ist die Spotgröße des Abbildungsstrahls deutlich größer als die Ausmaße der Atomwolke. Dieses Abbildungssystem wird im Folgenden als ImagingSource-Abbildung bezeichnet. Bei Verwendung je eines Abbildungssystems wird kein Licht in den Strahlengang des jeweils anderen Abbildungssystems geschickt, um unnötiges Streulicht zu vermeiden.

Die drei Systeme bringen Vor- und Nachteile mit sich, die im Folgenden beschrieben werden. Zunächst werden die beiden Abbildungssysteme betrachtet. Das von den Digitalkameras aufgenommene Absorptionsspektrum liefert die optische Dicke $OD(x, y)$ als Funktion

der Koordinaten x und y , die die Ebene am Ort der Atome senkrecht zum Abbildungsstrahl parametrisieren. Die Atomzahl N ist dann durch die Beziehung

$$\sum_{x,y} OD(x,y)\Delta x\Delta y = \sigma_{\text{abs}}(\Delta)N \quad (3.2)$$

gegeben. Dabei ist σ_{abs} der Absorptionsquerschnitt der Atome für den Abbildungsstrahl, der von der Verstimmung Δ des Abbildungslichts abhängt. Δx und Δy sind die effektive Breite und Höhe eines Pixels am Ort der Atome. Für die in dieser Arbeit verwendeten Kamerasysteme gilt stets $\Delta x = \Delta y$. Um aus der Atomzahl die atomare Dichte zu bestimmen, muss darüber hinaus die Geometrie der Atomwolke bekannt sein. Für das in Abschnitt 3.1 beschriebene zylinderförmige Medium der Länge L mit einer transversalen gaußschen Dichteverteilung mit einer 1D rms-Breite von σ , gilt für die Spitzendichte

$$n_P = \frac{N}{2\pi\sigma^2L} \quad (3.3)$$

mit $\sigma = \frac{1}{\omega}\sqrt{k_B T/m}$, wobei ω die transversale Fallenfrequenz ist. Dabei wird angenommen, dass das Medium longitudinal homogen ist. Insgesamt müssen zur Bestimmung der atomaren Dichte durch eine Absorptionsabbildung die fünf Größen σ_{abs} , Δx , ω , T und L bekannt sein, die potentiell fehlerbehaftet sein können. Die Fallenfrequenz ω muss dabei in einer unabhängigen Messung bestimmt werden. Die Temperatur T dagegen wird in einer Fallzeitmessung bestimmt und hängt selbst von der Pixelgröße Δx ab.

Für die Andor-Abbildung wurde Δx im Rahmen früherer Experimente zur Untersuchung von BECs genau bestimmt [114]. Außerdem wird der Theoriewert $\sigma_{\text{abs}}(0) = 3\lambda^2/2\sigma$ für den Übergang $|5S_{1/2}, F = m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5P_{3/2}, F = m_F = 3\rangle$ verwendet. Wie in Abbildung 3.10 erkennbar ist, kann dieses Abbildungssystem aber nicht gleichzeitig zur Durchführung von Experimenten mit EIT-Strahlen betrieben werden, da der entnehmbare Spiegel vor der Vakuumkammer die EIT-Strahlen blockieren würde. Darüber hinaus muss der entnehmbare Spiegel nach der Vakuumkammer entfernt werden, sodass das EIT-Signallicht nicht mehr zum Detektionsaufbau geführt werden kann. Für diesen Zweck wurde die ImagingSource-Abbildung aufgebaut, für die σ_{abs} und Δx weniger gründlich charakterisiert wurde. Für σ_{abs} bei $\Delta = 0$ wurde derselbe Theoriewert wie für die Andor-Abbildung verwendet. Im Gegensatz zur Andor-Abbildung wurden hier aber die Polarisation des Lichts und die Richtung des Magnetfelds (siehe Abschnitt 3.1.1) weniger präzise eingestellt, was zu deutlich größeren Unsicherheiten für σ_{abs} führt.

Eine direktere Methode zur Bestimmung der atomaren Dichte basiert auf der Bestimmung der optischen Dicke des Mediums mit Hilfe eines EIT-Signalstrahls. Hierbei wird die Transmission des Mediums als Funktion seiner Verstimmung gemessen. Der Signallaser treibt dabei den geschlossenen Übergang zwischen dem Grundzustand $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = m_F = 2\rangle$ und dem Zustand $|e\rangle = |5P_{3/2}, F' = m_{F'} = 3\rangle$. Durch Kurvenanpassung der Funktion $T(\Delta_s) = e^{-OD_0 L(\Delta_s)}$ an die Daten erhält man die optische Dicke auf Resonanz OD_0 . Dabei beschreibt $L(\Delta_s) = 1/[1 + (2\Delta_s/\Gamma)^2]$ die Lorentz-förmige Abhängigkeit der optischen Dicke von der Verstimmung Δ_s des Signalstrahls, welche sich aus Gleichung (2.11) für verschwindende Leistung des Kopplungslasers ergibt. Die optische Dicke auf Resonanz hängt gemäß $OD_0 = \sigma_{\text{abs}}(0)\rho L$ von der atomaren Dichte ρ des Mediums ab, wobei L die Länge des Mediums ist. Da $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ ein geschlossener Übergang ist,

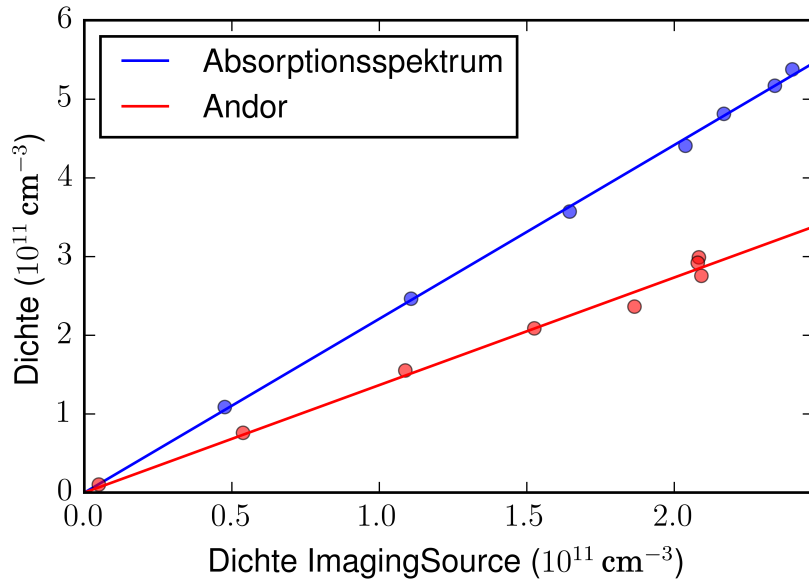


Abbildung 3.11: Dichte, ermittelt aus einem Absorptionsspektrum des Signalstrahls (blau) und Dichte, ermittelt aus einer Absorptionsabbildung mit der Andor-Abbildung (rot) als Funktion der Dichte, ermittelt aus einer Absorptionsabbildung mit der ImagingSource-Abbildung. Ursache für die Diskrepanz zwischen der mit Hilfe des Absorptionsspektrums und der ImagingSource-Abbildung bestimmten Dichten kann ein von null verschiedener Winkel zwischen der Quantisierungsachse der Atome und der Richtung des Abbildungsstrahls der ImagingSource-Abbildung sein.

ist der Absorptionsquerschnitt auf Resonanz $\sigma_{\text{abs}}(0) = 3\lambda^2/2\pi$, wobei λ die Wellenlänge des Übergangs ist. Auch in diesem Fall hat eine Diskrepanz zwischen Signalstrahlrichtung und Richtung der Quantisierungsachse Einfluss auf den Absorptionsquerschnitt $\sigma_{\text{abs}}(0)$. Für die Experimente in Kapitel 4 und 5 ist die Richtung der Quantisierungsachse von zentraler Bedeutung. Aus diesem Grund wurde diese genau eingestellt, sodass die Absorption des Signalstrahls durch das Medium maximal ist. Darüber hinaus wurde auch die Polarisation des Signalstrahls feinjustiert, indem die Absorption maximiert wurde. Insgesamt hängt diese Methode zur Bestimmung der atomaren Dichte von nur zwei potentiell fehlerbehafteten Größen ab, nämlich σ_{abs} und L . Darüber hinaus sind diese zwei Größen relativ genau bekannt. Im Vergleich zur Aufnahme eines Absorptionbildes, ist die Aufnahme eines Absorptionsspektrums mit gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit Hilfe von Einzelphotonendetektoren deutlich zeitintensiver. Für die Bestimmung der atomaren Dichten in Kapitel 4 und 5 wird daher die ImagingSource-Abbildung verwendet. Dies bietet die Möglichkeit die atomare Dichte für jede präparierte Atomwolke zu bestimmen.

Im Rahmen von Kapitel 5 wurde eine Kalibrierungsmessung der durch die ImagingSource-Abbildung gewonnenen Dichten vorgenommen. Dafür wurden atomare Wolken mit verschiedenen Dichten präpariert und die mit Hilfe eines Absorptionsspektrums bestimmte Dichte mit der durch die ImagingSource-Abbildung bestimmten Dichte verglichen

(siehe blaue Datenpunkte in Abbildung 3.11). Darüber hinaus zeigen die roten Datenpunkte in Abbildung 3.11 die entsprechenden Dichten, welche mit Hilfe der Andor-Abbildung bestimmt wurden. Die Linien zeigen jeweils die Kurvenanpassung einer Ursprungsgeraden. Die gute Übereinstimmung deutet zumindest im hier dargestellten Dichtebereich auf einen linearen Zusammenhang der drei Methoden hin. Idealerweise sollte die Steigung der Geraden 1 sein. Für den Zusammenhang zwischen Andor-Abbildung und ImagingSource-Abbildung (rote Gerade) ergibt sich jedoch eine Steigung von 1.37 und für den Zusammenhang zwischen Abbildungsspektrum und ImagingSource-Abbildung sogar von 2.21. Mögliche Ursachen für diese Abweichungen wurden bereits oben beschrieben. Aus diesem Grund wurden alle in Kapitel 5 angegebenen Dichten, die mit Hilfe der ImagingSource-Abbildung gewonnen wurden, bereits mit einem Faktor 2.21 multipliziert. Während die ImagingSource-Abbildung zur schnellen Datenaufnahme verwendet wird, wird zur Kalibrierung der resultierenden atomaren Dichten also der Vergleich mit einem Absorptionsspektrum herangezogen.

Kapitel 4

Ein Photon-Photon-Quantengatter basierend auf Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung

In diesem Kapitel wird die experimentelle Realisierung eines Photon-Photon-Quantengatters präsentiert. Zunächst werden in Abschnitt 4.1 Experimente vorgestellt, die die konzeptionelle Grundlage des Photon-Photon-Gatters bilden. Zum einen wird gezeigt welchen Einfluss EIT auf die Spektren für die Transmission und die Phasenverschiebung eines Signallichtpulses haben. Zum anderen wird ein Experiment präsentiert, bei dem ein einzelnes als Rydberg-Anregung in einem kalten, atomaren Medium abgespeichertes Photon eine Phasenverschiebung von π für ein durch dasselbe Medium propagierendes Photon erzeugt. Abschnitt 4.2 diskutiert und charakterisiert einen photonischen Quantenspeicher, bei dem der rechts-zirkular polarisierte Anteil eines Qubits in einem nicht wechselwirkenden Grundzustand abgespeichert wird, während der links-zirkular polarisierte Anteil in einem stark wechselwirkenden Rydberg-Zustand abgespeichert wird. In Abschnitt 4.3 wird schließlich die Realisierung eines Photon-Photon-Quantengatters präsentiert, bei dem Erkenntnisse und Komponenten verwendet werden, die in den vorherigen Abschnitten vorgestellt wurden. Die Ergebnisse aus Abschnitt 4.1 und 4.2 wurden bereits in der Dissertation [97] ausführlich dargestellt, die aus Abschnitt 4.3 hingegen nicht. Außerdem wurden die wesentlichen Ergebnisse aus Kapitel 4 in Refs. [94, 95] publiziert und die Ergebnisse aus Abschnitt 4.2 in der Masterarbeit [123] vorgestellt.

4.1 Phasenverschiebung durch ein einzelnes gespeichertes Photon

Die Realisierung des Photon-Photon-Quantengatters in dieser Arbeit basiert darauf, dass ein Lichtpuls, der nur ein Photon enthält, eine Phasenverschiebung von π für einen zweiten Lichtpuls erzeugt. In diesem Abschnitt wird ein Experiment präsentiert, welches eine solche Phasenverschiebung von π demonstriert. Dazu wird zunächst ein Kontrollphoton mittels EIT als Rydberg-Anregung in einer kalten Wolke aus ^{87}Rb -Atomen abgespeichert (sie-

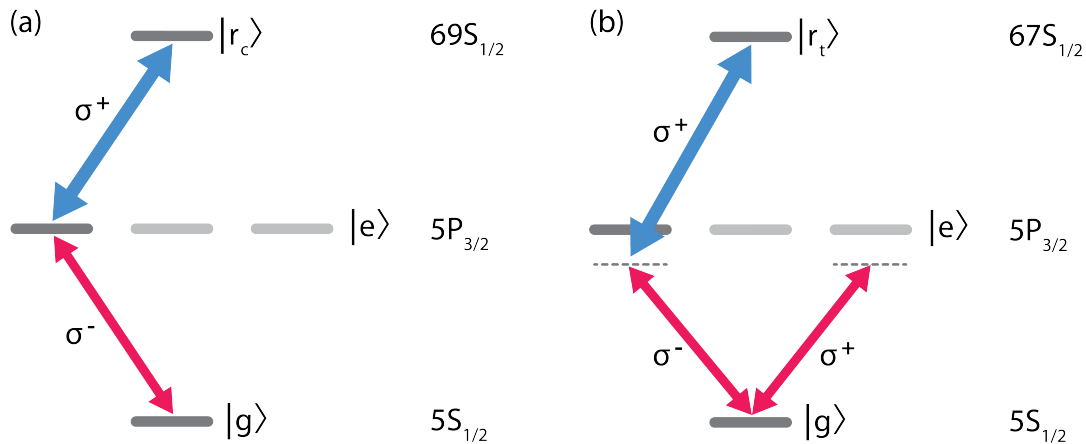


Abbildung 4.1: Energieniveauschema für die Messung der konditionierten Phasenverschiebung. (a) σ^- -polarisiertes Signallight des Kontrollpulses wird mittels Rydberg-EIT im Zustand $|r_c\rangle = |69S_{1/2}\rangle$ gespeichert. (b) Das Signallight für den Target-Puls ist eine Überlagerung aus σ^- - und σ^+ -polarisiertem Licht. Der σ^- -Anteil treibt einen geschlossenen Übergang, der ein großes Dipolmatrixelement aufweist und somit zu einer großen konditionierten Phasenverschiebung führt. Der σ^+ -Anteil erfährt eine vernachlässigbare Phasenverschiebung und dient als Phasenreferenz für den σ^- -Anteil. Das Target-Signalphoton wird mittels Kopplungslaser an den Rydberg-Zustand $|r_t\rangle = |67S_{1/2}\rangle$ gekoppelt.

he Abschnitt 2.2.2). Anschließend wird ein Target-Photon durch das Medium geschickt, welches mittels EIT an einen weiteren Rydberg-Zustand gekoppelt ist und nicht abgespeichert wird. Das Target-Photon erhält eine konditionierte Phasenverschiebung (siehe Abschnitt 2.3) in Anwesenheit der Rydberg-Anregung, die von der Wahl verschiedener Parameter abhängt. Schließlich wird das Kontrollphoton wieder ausgelesen.

Zur Realisierung des Experimentes wird weitestgehend der in Kapitel 3 präsentierte experimentelle Aufbau verwendet. Es gibt jedoch geringfügige Abweichungen. Zum einen werden die Atome nicht im Zustand $|F = m_F = 2\rangle$, sondern in Zustand $|F = 2, m_F = -2\rangle$ präpariert. Zum anderen war der in Abschnitt 3.3 beschriebene optische Aufbau zum Zeitpunkt der Durchführung des Experiments noch nicht in Verwendung. Stattdessen wird Signallight für Kontroll- und Target-Puls direkt von der jeweiligen AOM-Doppelpassstrecke mittels polarisationserhaltender Monomodenfaser zum Experiment geführt. Nach Passieren der Atome wird das Signallight über eine nicht-polarisationserhaltende Monomodenfaser direkt zur Detektion geführt. Dort stand zum Zeitpunkt der Durchführung des Experiments nur ein Detektionspfad zur Verfügung (siehe Abb. 3.9).

Um für das Target-Photon eine möglichst große konditionierte Phasenverschiebung zu erhalten, muss gemäß Gleichung (2.54) zum einen der Blockaderadius R_b und zum anderen die Differenz $|\chi_b - \chi_u|$ möglichst groß sein. Beide Kriterien motivieren die in Abb. 4.1 dargestellten Energieniveauschemata für Kontroll- und Target-Puls. Kontroll- und Target-Photon werden mittels EIT an die Rydberg-Zustände $|r_c\rangle = |69S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ bzw. $|r_t\rangle = |67S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ gekoppelt. $|r_c\rangle$ und $|r_t\rangle$ weisen dabei eine Förster-Resonanz auf (siehe Abschnitt 2.1.4), sodass sich ein Van-der-Waals-Koeffizient von $C_6 =$

2.3×10^{23} a.u. ergibt. Daraus wiederum ergibt sich ein, bezogen auf die Hauptquantenzahlen, verhältnismäßig großer Blockaderadius.

Gemäß Gleichungen (2.11) und (2.12) skaliert die Suszeptibilität χ , und damit die konditionierte Phasenverschiebung des Target-Signallichts gemäß Gleichung (2.54), mit $|\mathbf{d}_{ge}|^2$, wobei \mathbf{d}_{ge} das Dipolmatrixelement zwischen den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ ist. Das Target-Signallicht besteht aus einem σ^- - und einem σ^+ -polarisierten Anteil. Dabei ist die konditionierte Phase, die der σ^- -polarisierte Anteil aufgrund des Kontrollphotons erfährt Gegenstand des in diesem Abschnitt präsentierten Experimentes. Der σ^- -Anteil treibt dabei den Übergang zwischen dem Grundzustand $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ und dem Zustand $|e\rangle = |5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = -3\rangle$. Dies ist ein geschlossener Übergang und weist das größte Dipolmatrixelement d_{ge} ausgehend von einem Grundzustand in ^{87}Rb auf. Der σ^+ -polarisierte Anteil dagegen treibt den Übergang zwischen den Zuständen $|g\rangle$ und $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = -1\rangle$. Dieser Übergang weist ein um den Faktor $\sqrt{15}$ kleineres Dipolmatrixelement auf. Der σ^+ -polarisierte Anteil erfährt daher eine vernachlässigbare Phasenverschiebung. Er dient als Phasenreferenz für den σ^- -polarisierten Anteil. Eine Phasenverschiebung des σ^- -polarisierten Anteils kann dann als Polarisationsdrehung des transmittierten Signallichts detektiert werden. Für ein einlaufendes Target-Photon, beschrieben durch den Polarisationszustand $|\psi_{\text{in}}\rangle = c_+ |\sigma^+\rangle + c_- |\sigma^-\rangle$, hängt dann der Zustand des auslaufenden Target-Photons davon ab, ob 0 oder 1 Kontrollphoton abgespeichert wurde, sodass

$$\begin{aligned} |\psi_{\text{out},0}\rangle &\propto (c_+ |\sigma^+\rangle + c_- e^{-OD_0/2} e^{i\varphi_0} |\sigma^-\rangle) \otimes |0\rangle \\ |\psi_{\text{out},1}\rangle &\propto (c_+ |\sigma^+\rangle + c_- e^{-OD_1/2} e^{i\varphi_1} |\sigma^-\rangle) \otimes |1\rangle, \end{aligned} \quad (4.1)$$

wobei OD_j und φ_j die optische Dicke und die Phasenverschiebung sind, die $|\sigma^- \rangle$ erfährt, falls j Kontrollphotonen abgespeichert wurden. $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0$ ist die konditionierte Phasenverschiebung.

Nach Gleichungen (2.54) und (2.11) beeinflusst außerdem Signal- und Kopplungsverstimmung ($\Delta_{s,t}$ bzw. $\Delta_{c,t}$) des Target-Pulses die konditionierte Phasenverschiebung. Während für den Kontrollpuls Signal- und Kopplungsverstimmung $\Delta_{s,c} = \Delta_{c,c} = 0$ gewählt werden um die Speichereffizienz zu optimieren, stellt die Wahl von $\Delta_{s,t} \approx \Delta_{c,t} < 0$ einen Kompromiss dar. Zum einen soll die Phasenverschiebung gemäß Gleichung (2.54) groß sein. Zum anderen sollte die Transmission durch das Medium nicht zu klein sein, um eine für das Experiment angemessene Messdauer zu garantieren. Neben der Wahl der Energieniveauschemata und den Verstimmungen der EIT-Laser hängt die konditionierte Phase gemäß Gleichung (2.54), (2.11) und (2.12) linear von der atomaren Dichte ρ ab. Die Länge L des Mediums beeinflusst darüber hinaus die optische Dicke und damit die Transmission der Signalphotonen durch das Medium.

Um die konditionierte Phase und Transmission zu optimieren stehen im Experiment neben der Wahl der atomaren Zustände also vier Parameter zur Verfügung ($\Delta_{s,t}$, $\Delta_{c,t}$, ρ , L). Die Abhängigkeit der konditionierten Phase und der Transmission von diesen vier Parametern in einem großen Bereich experimentell zu untersuchen, ist sehr aufwendig und daher praktisch nicht umsetzbar. Bereits die Betrachtung der Spektren der Transmission und der Phasenverschiebung eines Signallichtpulses mit an- und ausgeschaltetem Kopplungslaser gibt jedoch Aufschluss über die zu erwartende konditionierte Phasenver-

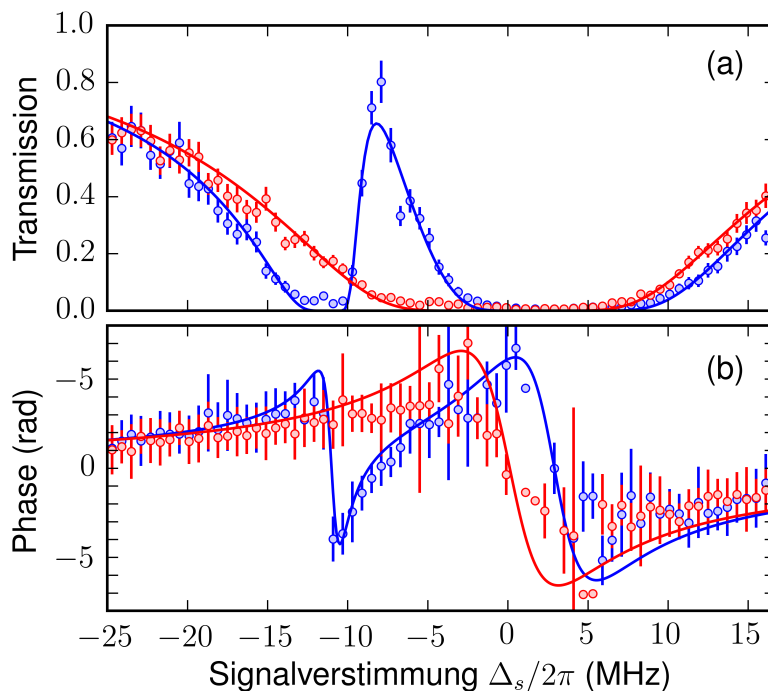


Abbildung 4.2: Spektren der Transmission (a) und der Phasenverschiebung (b) im Fall von angeschaltetem Kopplungslaser (blau) und ausgeschaltetem Kopplungslaser (rot). Bei einer Signalverstimmung von $\Delta_s/2\pi = -10$ MHz ergibt sich eine besonders große Phasendifferenz zwischen den beiden Fällen, während die Transmission moderat ist.

schiebung und Transmission. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, ist der blockierte Wert der Suszeptibilität χ_b gemäß Gleichung (2.51) durch die eines Zwei-Niveau-Atoms gegeben. Das Spektrum der Phasenverschiebung eines Signalpulses mit ausgeschaltetem Kopplungslaser gibt also Aufschluss über χ_b , wenn die Länge des Mediums L bekannt ist. Der unblockierte Wert χ_u dagegen entspricht dem Grenzfall für den die gespeicherte Rydberg-Anregung für das propagierende Signalphoton keine Rolle spielt. Das EIT-Spektrum der Phasenverschiebung mit angeschaltetem Kopplungslaser gibt also Aufschluss über χ_u . Unter Kenntnis des Blockaderadius R_b lässt sich damit die zu erwartende konditionierte Phasenverschiebung vorhersagen.

Abb. 4.2 zeigt gemessene Spektren der Phasenverschiebung und Transmission eines Signallichtpulses durch ein atomares Medium der Länge $L = 61 \mu\text{m}$ bei einer atomaren Dichte von $1.8 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ und einer Temperatur von $T = 0.5 \mu\text{K}$. Zur Messung des Spektrums wird ein $3.3 \mu\text{s}$ langer rechteckiger Signalpuls durch das Medium geschickt. Der Signallaser wird dabei soweit abgeschwächt, dass ein Puls im Mittel $\langle n_t \rangle = 0.9$ Photonen enthält. Während eines Pulses ist die Verstimmung des Signallichts Δ_s konstant. Innerhalb einer Sekunde werden mit einer Wolke 10^4 Experimente durchgeführt, wobei die Signalverstimmung von Experiment zu Experiment verschoben wird. Für die Messung der Transmission und Phasenverschiebung im Fall von Rydberg-EIT (blaue Daten-

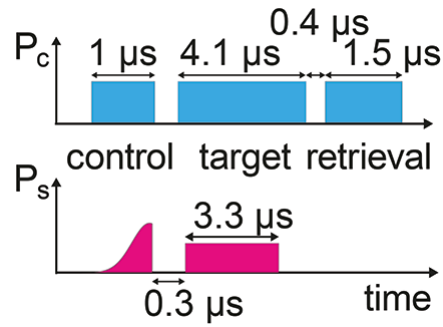


Abbildung 4.3: Zeitliche Sequenz für die Messung der konditionierten Phasenverschiebung.

punkte) ist während des Signalpulses der Kopplungslaser für $4.1 \mu\text{s}$ angeschaltet. Seine Leistung beträgt $P_{c,t} = 22 \text{ mW}$, was einer Rabi-Frequenz von $\Omega_c/2\pi = 18 \text{ MHz}$ entspricht. Durch Kurvenanpassung der Funktion $T = e^{-OD_0}$ an die Transmissionsdaten im Fall von Rydberg-EIT in Abb. 4.2 (a) (blaue Linie), wobei $OD_0 = \frac{\omega_s}{c} L \text{Im}(\chi)$ gilt und χ durch Gleichung (2.11) gegeben ist, erhält man dabei Werte für die Kopplungsverstimmung von $\Delta_c/2\pi = 9.2(3) \text{ MHz}$, für die Rabi-Frequenz des Kopplungslasers von $\Omega_c/2\pi = 10.4(3) \text{ MHz}$, für die Dekohärenzrate zwischen $|r_t\rangle$ und $|g\rangle$ von $\gamma_{rg} = 2.2(7)/\mu\text{s}$ und für die optische Dicke von $OD_{max} = 26(1)$. Dabei ist OD_{max} die maximale optische Dicke für das Signallight auf Resonanz, falls das Kopplungslicht ausgeschaltet wäre. Für die Messung der Transmission und Phasenverschiebung für ein Zwei-Niveau-System (rote Datenpunkte) ist das Kopplungslicht ausgeschaltet. Kurvenanpassung der Funktion $T = e^{-OD_0}$ liefert eine optische Dicke von $OD_{max} = 26.3(3)$. Die durchgezogenen Linien in Abb. 4.2 (b) sind durch den Realteil von Gleichung (2.11) mit den durch die Kurvenanpassung ermittelten Werte in (a) gegeben. Für eine Signalverstimmung von $\Delta_s/2\pi = -10 \text{ MHz}$ ergibt sich daraus im Fall des angeschalteten Kopplungslasers eine Phasenverschiebung von $\varphi_{\text{on}} = -3.0 \text{ rad}$ und im Fall des ausgeschalteten Kopplungslasers von $\varphi_{\text{off}} = +3.6 \text{ rad}$.

Zur Messung der konditionierten Phasenverschiebung, die der Target-Puls in Anwesenheit des Kontrollpulses erfährt wird die in Abb. 4.3 dargestellte zeitliche Sequenz verwendet. Die Sequenz beginnt mit dem Kontrollpuls. Die Einhüllende des Signalpulses ist dabei durch eine Gauß-Funktion gegeben, die in der Mitte abgeschnitten wurde. Ohne Abschneiden hätte die Gauß-Funktion eine rms-Breite von $0.2 \mu\text{s}$. Im Mittel besitzt der Kopplungspuls $\langle n_c \rangle = 0.6$ Photonen. Das Kopplungslicht ist für $1 \mu\text{s}$ angeschaltet. Die Leistung des Kopplungslasers für den Kontrollpuls beträgt typischerweise $P_{c,c} = 70 \text{ mW}$. Das entspricht einer Rabi-Frequenz von $\Omega_{c,c}/2\pi = 18 \text{ MHz}$. Nach einer Dunkelzeit von $0.3 \mu\text{s}$ beginnt der Target-Puls. Der Signalpuls ist durch einen $3.3 \mu\text{s}$ langen Rechteckpuls gegeben und besitzt im Mittel $\langle n_t \rangle = 0.9$ Photonen. Es wird eine Verstimmung von $\Delta_s/2\pi = -10 \text{ MHz}$ gewählt. Das Kopplungslicht ist für $4.1 \mu\text{s}$ angeschaltet. Die Parameter des Kopplungslichts werden dabei wie in der Messung der EIT-Spektren gewählt. Schließlich wird nach einer Dunkelzeit von $0.4 \mu\text{s}$ das Kontroll-Kopplungslicht für $1.5 \mu\text{s}$ angeschaltet um das Kontrollphoton wieder auszulesen. Dies gelingt mit einer Effizienz von etwa 7%. Für die in diesem Experiment verwendeten Dichten tritt für den Rydberg-Zustand

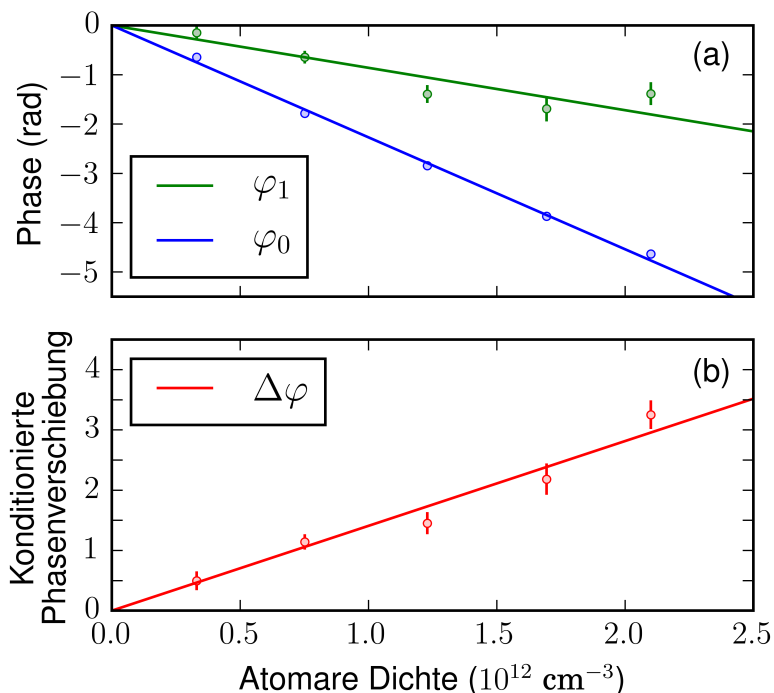


Abbildung 4.4: Konditionierte Phasenverschiebung. (a) Die Phasenverschiebung φ_0 in Abwesenheit des Kontrollpulses und die Phasenverschiebung φ_1 in Anwesenheit des Kontrollpulses hängen linear von der atomaren Dichte ρ ab. Die Steigungen sind aufgrund der Rydberg-Blockade jedoch unterschiedlich. (b) Die konditionierte Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ erreicht für die größte Dichte einen Wert von 3.3(2) rad.

$|r_c\rangle = |69S_{1/2}\rangle$ aufgrund der Wechselwirkung zwischen Rydberg- und Grundzustandsatomen (siehe Abschnitt 2.2.3) eine ausgeprägte Oszillation der Schreib-Lese-Effizienz gemäß Gleichung (2.49) auf. Die Zeit zwischen Speichern und Auslesen des Kontrollphotons, und somit die Länge des Target-Pulses, wird so gewählt, dass das Kontrollphoton nach einer Oszillationsperiode auf einem Maximum ausgelesen wird. Die Temperatur bzw. Länge des Mediums betragen wie bei der Messung der EIT-Spektren $0.5 \mu\text{K}$ bzw. $61 \mu\text{m}$.

Abb. 4.4 (a) zeigt die Phasenverschiebungen φ_0 (blau) bzw. φ_1 (grün) des Target-Photons in Abwesenheit bzw. Anwesenheit des Kontroll-Pulses als Funktion der atomaren Dichte ρ . Dabei wurden die Daten für φ_1 auf die Detektion eines Kontrollphotons postselektiert. Abb. 4.4 (b) zeigt die konditioniert Phasenverschiebung $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0$ des Target-Photons als Funktion der atomaren Dichte ρ . Abb. 4.4 (b) zeigt, dass eine konditionierte Phasenverschiebung von π erreicht wird, wobei der Datenpunkt mit der größten Dichte eine konditionierte Phasenverschiebung von 3.3(2) rad erreicht. Die Visibility des Target-Photons für den Fall, dass ein Kontrollphoton erfolgreich gespeichert und ausgelesen wurde, lässt sich durch Polarisations-Tomographie bestimmen und beträgt $V = 0.75 \pm 0.14$. Diese ist ein wichtiger, limitierender Faktor für die postselektierte Fidelity des in Abschnitt 4.3 präsentierten Photon-Photon-Gatters.

4.2 Ein photonischer Quantenspeicher

Im vorherigen Abschnitt wurde die konditionierte Phasenverschiebung auf die Anwesenheit bzw. die Abwesenheit eines Kontrollphotons bezogen. Im Prinzip könnte die Anwesenheit oder Abwesenheit eines Kontrollphotons als Qubit dienen. Jedoch bringt diese Form des Qubits einige Probleme mit sich. Zum Beispiel können Photonenverluste eine Veränderung des Qubit-Zustandes bewirken. Darüber hinaus ist es in der Praxis schwierig Superpositionen zwischen beiden Zuständen herzustellen.

Stattdessen soll die Polarisation der Photonen als Qubit dienen. Das in Abschnitt 4.3 vorgestellte Photon-Photon-Quantengatter stellt also eine Abbildung zwischen Zwei-Qubit-Zuständen der Form $|\Psi_c\Psi_t\rangle$ dar, wobei $|\Psi_c\rangle$ und $|\Psi_t\rangle$ Polarisations-Qubits gemäß Gleichung (2.55) sind. Dabei soll nur der Zwei-Photonen-Zustand $|LL\rangle$, also wenn sowohl Kontroll- als auch Target-Photon links-zirkular polarisiert sind, eine konditionierte π -Phasenverschiebung erhalten.¹ Die nötige Wechselwirkung zwischen den L -Komponenten der Photonen wird wie im vorherigen Abschnitt erreicht, indem der $|L\rangle$ -Anteil des Kontrollphotons $|\Psi_c\rangle$ im Medium als Rydberg-Anregung im Zustand $|r_c\rangle = |69S_{1/2}\rangle$ abgespeichert wird und das Target-Photon $|\Psi_t\rangle$ anschließend durch das Medium propagiert, wobei die $|L\rangle$ -Komponente mittels EIT an einen weiteren Rydberg-Zustand $|r_t\rangle = |67S_{1/2}\rangle$ gekoppelt wird. Die $|R\rangle$ -Komponente des Target-Photons treibt dabei einen Übergang mit sehr kleinem Dipolmatrixelement und erhält daher eine vernachlässigbare Phasenverschiebung. Da der $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ - Anteil des Kontrollphotons zur Detektion des Polarisationszustandes zur Interferenz gebracht werden muss, muss der $|R\rangle$ -Anteil um die gleiche Dauer wie der im Zustand $|r_c\rangle$ gespeicherte $|L\rangle$ -Anteil verzögert werden. Der $|R\rangle$ -Anteil des Kontrollphotons wird daher wie in Abschnitt 3.3 beschrieben und in Abb. 3.7 dargestellt im Grundzustand $|g'\rangle = |5S_{1/2}, F = m_F = 1\rangle$ abgespeichert, wobei die Atome anfangs im Zustand $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = m_F = 2\rangle$ präpariert werden. Die Population im Zustand $|g'\rangle$ hat nahezu keinen Einfluss auf die optischen Eigenschaften des Mediums für den nachfolgenden Target-Puls. Das Target-Photon erhält daher für ein $|R\rangle$ -polarisiertes Kontrollphoton keine konditionierte Phasenverschiebung.

In Abwesenheit des Target-Pulses kann das Speichern und Auslesen eines photonischen Qubits für sich selbst als photonischer Quantenspeicher verstanden werden. Im Folgenden werden eine Reihe von Messungen vorgestellt, die diesen Quantenspeicher bei Parametern ähnlich derer für das Photon-Photon-Quantengatter charakterisieren.

Abb. 4.5 (a) zeigt den zeitlichen Verlauf der Schreib-Lese-Effizienz $\eta(t)$ des $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -polarisierten Anteils des Signallichts bei einer Dichte von $\rho = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ als Funktion der Dunkelzeit t . Abb. 4.5 (b) zeigt den Azimuth des ausgelesenen Lichts, also die mittels Polarisationstomographie bestimmte Phase zwischen $|L\rangle$ und $|R\rangle$. Für die Messung wird eine Überlagerung aus $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -polarisiertem Licht in das Medium geschickt und abgespeichert. Die Leistung der Kopplungslaser beträgt 210 mW für den Rydberg-Kopplungslaser und etwa $1 \mu\text{W}$ für den Grundzustands-Kopplungslaser. Die Ausleseeffizienz

¹Zusätzliche Einzel-Qubit-Phasenverschiebungen führen dazu, dass in Abschnitt 4.3 tatsächlich nur der Zwei-Photonen-Zustand $|RL\rangle$ eine π -Phasenverschiebung erhält und alle anderen Zustände unverändert bleiben. Die entscheidende Wechselwirkung findet aber dennoch zwischen $|L\rangle$ -polarisierten Photonen statt.

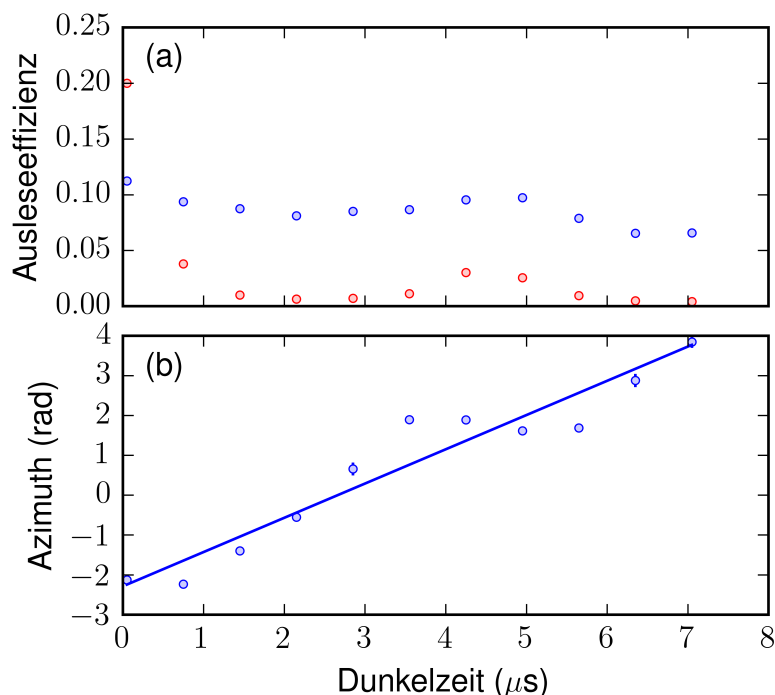


Abbildung 4.5: Dunkelzeitabhängigkeit (a) der Ausleseeffizienzen für $|L\rangle$ -polarisiertes Licht (rot) und $|R\rangle$ -polarisiertes Licht (blau) und (b) des Azimuths. Eine Überlagerung aus $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -polarisiertem Licht wird im Medium mittels EIT in einem Rydberg- bzw. einem Grundzustand abgespeichert und nach variabler Dunkelzeit ausgelesen.

enz des $|L\rangle$ -Anteils zeigt deutliche Oszillationen bezüglich der Dunkelzeit t . Die Oszillation beruht auf der Wechselwirkung der Rydberg-Anregung mit den umgebenden Grundzustandsatomen gemäß Gleichung (2.49). Für das Photon-Photon-Gatter wird der Auslesezeitpunkt in Abschnitt 4.3 mit $t = 4.5 \mu\text{s}$ daher so gewählt, dass die Ausleseeffizienz nach einer Oszillationsperiode maximal ist. Die Ausleseeffizienz für die $|R\rangle$ -Komponente ist deutlich höher und zeitlich nahezu konstant. Der Azimuth nimmt mit der Zeit grob linear zu, was mit einer Vier-Photonen-Verstimmung $\Delta_4 \neq 0$ gemäß Gleichung (2.71) zu erklären ist. Die Ursache einer zusätzlichen Oszillation des Azimuth wird in Ref. [97] diskutiert.

In einer weiteren Messung wird untersucht, wie gut die zirkularen Polarisationen $|L\rangle$ und $|R\rangle$ erhalten bleiben. Dazu wird einzeln $|L\rangle$ - bzw. $|R\rangle$ -polarisiertes Signallicht in das Medium geschickt und abgespeichert, siehe Abbildung 4.6 (a) bzw. (c). Dabei ist in beiden Fällen sowohl das Rydberg- als auch das Grundzustands-Kopplungslicht zum Speichern angeschaltet. Nach einer festen Dunkelzeit von $4.5 \mu\text{s}$ wird das gespeicherte Licht wieder ausgelesen, siehe Abb. 4.6 (b) für $|L\rangle$ - und Abb. 4.6 (d) für $|R\rangle$ -polarisiertes Signallicht. Für den $|R\rangle$ -Puls wurde eine Unterdrückung von $\epsilon_R = N_R/N_L = 4.8(5)\%$ und für den $|L\rangle$ -Puls von $\epsilon_L = N_L/N_R = 4.7(2)\%$ gemessen, wobei N_R und N_L die Anzahl detektierter $|R\rangle$ -Photonen bzw. $|L\rangle$ -Photonen ist. Für diese Messung wurde ein Ensemble mit einer Dichte

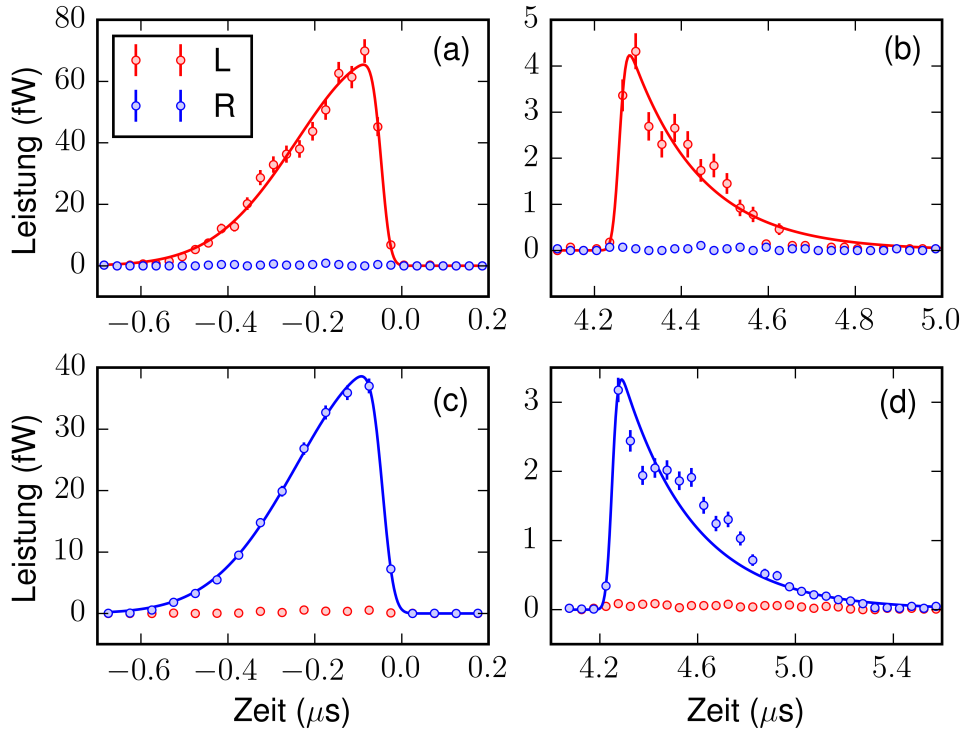


Abbildung 4.6: Erhaltung der zirkularen Polarisationen $|L\rangle$ und $|R\rangle$. Es wird einzeln (a) $|L\rangle$ - bzw. (c) $|R\rangle$ - polarisiertes Signallicht in das Medium geschickt und abgespeichert. Nach einer Dunkelzeit von $t = 4.5 \mu\text{s}$ wird das Licht wieder ausgelesen. Wird $|L\rangle$ -Licht abgespeichert, so wird auch hauptsächlich (b) $|L\rangle$ -polarisiertes Licht ausgelesen. Wird dagegen $|R\rangle$ -polarisiertes Licht abgespeichert, so wird im Wesentlichen (d) $|R\rangle$ -polarisiertes Licht ausgelesen.

von etwa $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Temperatur von 700 nK präpariert. Die Leistungen des Rydberg- und Grundzustands-Kopplungslichts betragen 210 mW bzw. $1 \mu\text{W}$. Die mittlere Photonenzahl der einlaufenden Signalpulse beträgt 0.4 für den $|R\rangle$ -Puls und 0.6 für den $|L\rangle$ -Puls. Abb. 4.6 zeigt die Ergebnisse.

In einer letzten Messung wird untersucht welchen Einfluss Speichern und Auslesen eines photonischen Qubits auf die Kohärenz zwischen dessen $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -Anteil hat. Dabei wird eine Überlagerung aus $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -polarisiertem Licht gemäß Gleichung (2.55) in das Medium geschickt und nach einer Dunkelzeit von $4.5 \mu\text{s}$ ausgelesen. Dabei wird c_R und c_L des einlaufenden Photons so gewählt, dass die Amplituden des $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -Anteils des am Detektor ankommenden Photons in etwa gleich sind. In diesem Fall dient die Visibility V als Maß für die Kohärenz zwischen $|R\rangle$ und $|L\rangle$ (siehe Abschnitt 2.4). Die mittlere Photonenzahl des einlaufenden Signalpulses betrug dabei etwa 0.9. Die Dichte des Mediums betrug etwa $1.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Die Leistungen des Rydberg- und Grundzustands-Kopplungslasers waren 90 mW bzw. $1 \mu\text{W}$. In Abb. 4.7 sind Leistung, Azimuth und Visibility des ausgelesenen Lichts dargestellt. Für die Visibility ergibt sich ein Wert von $V = 66(2)\%$. Eine Untersuchung verschiedener Effekte, die die Visibility

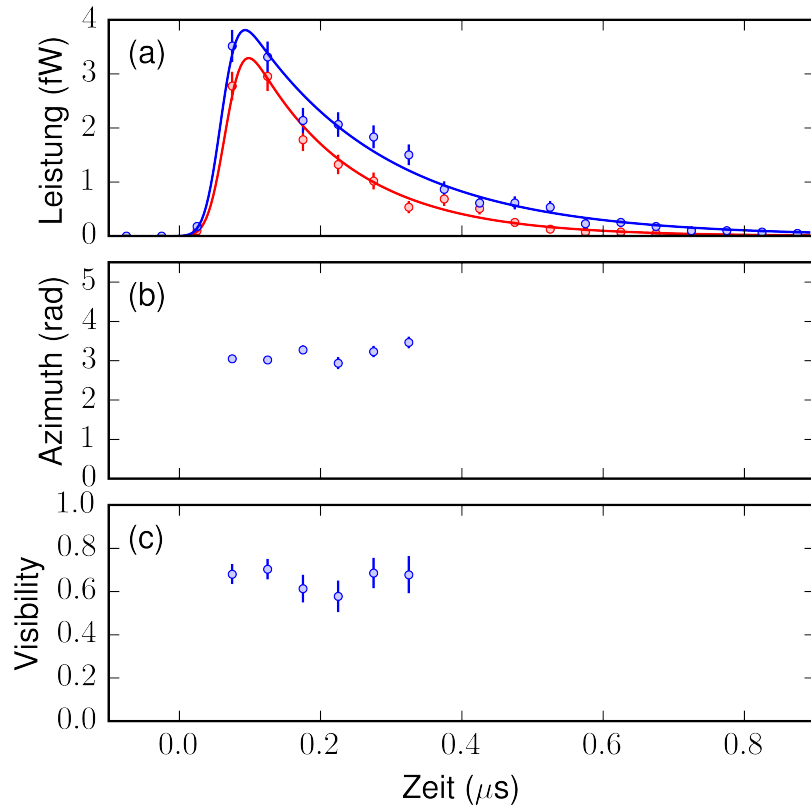


Abbildung 4.7: Kohärenz des Quantenspeichers. Eine Überlagerung aus $|L\rangle$ - und $|R\rangle$ -polarisiertem Signallicht wird in das Medium geschickt und abgespeichert. Nach einer Dunkelzeit von $t = 4.5 \mu\text{s}$ wird das Licht ausgelesen. Dabei werden die Leistungen des $|L\rangle$ - bzw. $|R\rangle$ -Anteils des einlaufenden Pulses so gewählt, dass (a) die Leistungen des $|L\rangle$ - (rot) bzw. $|R\rangle$ -Anteils (blau) des ausgelesenen Lichts in etwa ausgeglichen sind. Polarisationstomographie liefert (b) den Azimuth und (c) die Visibility des ausgelesenen Lichts als Funktion der Zeit. Sowohl Azimuth als auch Visibility haben keine signifikante Zeitabhängigkeit im dargestellten Bereich.

verringern können befindet sich in Abschnitt 5.4.

Aus den gemessenen Werten für $\epsilon_{L/R}$ und V lässt sich die mittlere Fidelity durch [123]

$$\bar{F} = \frac{1}{6} \left(2 + 2V + \frac{1}{1 + \epsilon_R} + \frac{1}{1 + \epsilon_L} \right) \quad (4.2)$$

berechnen. Daraus ergibt sich $\bar{F} = 87.5\%$. Dies liegt deutlich oberhalb des klassischen Limits von $2/3$ [124]. Es wurde also gezeigt, dass es sich hierbei tatsächlich um einen Quantenspeicher handelt.

4.3 Photon-Photon-Quantengatter

In diesem Abschnitt wird das zentrale Ergebnis dieser Arbeit, die experimentelle Realisierung eines Photon-Photon-Quantengatters, präsentiert. Für dessen Verwirklichung werden dabei die in Abschnitt 4.1 präsentierte konditionierte Phasenverschiebung und der Quantenspeicher aus Abschnitt 4.2 kombiniert. Idealerweise realisiert das Gatter somit die in Abschnitt 1.1 beschriebene Abbildung² U zwischen Zwei-Qubit-Zuständen der Form $|\Psi\rangle = |\psi_c\psi_t\rangle$, sodass $|\Psi_{\text{out}}\rangle = U|\Psi_{\text{in}}\rangle$. Dabei sind $|\psi_c\rangle$ und $|\psi_t\rangle$ Polarisations-Qubits gemäß Gleichung (2.55). Das atomare Niveauschema, welches für die Umsetzung des Gatters verwendet wird, wird in Abschnitt 4.3.1 diskutiert. In Abschnitt 4.3.2 wird die Wahl weiterer experimenteller Parameter, wie die Verstimmung der EIT-Laser, sowie Dichte und Länge des atomaren Mediums, motiviert. Eine wichtige Kenngröße für zukünftige Anwendungen des Gatters ist seine Effizienz. Diese wird in Abschnitt 4.3.3 behandelt. Um zu überprüfen, ob das Gatter die erwünschte Abbildung U implementiert, werden in Abschnitt 4.3.4 zunächst zwei CNOT-Wahrheitstabellen gemessen. Schließlich wird in Abschnitt 4.3.5 ein separierbarer Anfangszustand präpariert, den das Gatter idealerweise in einen maximal verschränkten Bell-Zustand überführen sollte. Mit Hilfe von Polarisationsstomographie wird die Dichtematrix des tatsächlichen Endzustands rekonstruiert. Daraus wird schließlich die auf die Detektion beider Photonen postselektierte Fidelity der verschränkenden Operation berechnet. Diese stellt eine weitere Kenngröße für das Gatter dar.

4.3.1 Atomares Niveauschema

Für die Implementierung des Gatters wird der in Kapitel 3 dargestellte experimentelle Aufbau verwendet. Wie dort beschrieben, werden die Atome zu Beginn im Zustand $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = m_F = 2\rangle$ präpariert. Ein Kontrollphoton im Zustand $|\psi_c\rangle$ wird dann in das Medium geschickt und mittels EIT abgespeichert. Dabei wird, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben und in Abb. 3.7 dargestellt, der $|L\rangle$ -polarisierte Anteil des Photons als Rydberg-Anregung im Zustand $|r_c\rangle = |69S_{1/2}, F = m_F = 2\rangle$ abgespeichert, während der $|R\rangle$ -polarisierte Anteil im Grundzustand $|g'\rangle = |5S_{1/2}, F = m_F = 1\rangle$ abgespeichert wird. Im Mittel erreichen $\langle n_c \rangle = 0.3$ Photonen des Kontrollpulses das atomare Medium. Die Leistungen der Kopplungslaser betragen typischerweise $P_{L,c} = 140$ mW für das Kontroll-Rydberg-Kopplungslicht und zwischen $P_g = 0.8$ und 1.6 μ W für das Grundzustands-Kopplungslicht. Dies entspricht Rabi-Frequenzen von $\Omega_{L,c}/2\pi = 30$ MHz bzw. zwischen $\Omega_g/2\pi = 6$ und 8 MHz.

Anschließend wird ein Target-Photon im Zustand $|\psi_t\rangle$ durch das Medium geschickt. Abb. 4.8 zeigt das hierfür verwendete Energieniveauschema. Der $|L\rangle$ -polarisierte Anteil des Target-Photons adressiert hierbei ebenfalls den Übergang $|g\rangle \leftrightarrow |e_L\rangle$ mit $|e_L\rangle = |5P_{3/2}, F' = m_{F'} = 3\rangle$. Analog zur Argumentation in Abschnitt 4.1 bietet dieser Übergang das größte Dipolmatrixelement ausgehend vom Grundzustand $|5S_{1/2}\rangle$ in ^{87}Rb und führt damit zu einer großen konditionierten Phasenverschiebung. Der $|L\rangle$ -Anteil des Target-

²Dabei wird der Zustand $|0\rangle$ durch rechts-zirkular polarisiertes Licht $|R\rangle$ und der Zustand $|1\rangle$ durch links-zirkular polarisiertes Licht $|L\rangle$ repräsentiert.

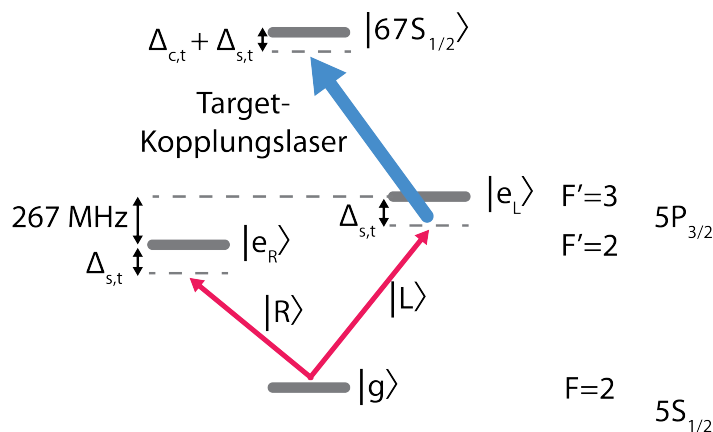


Abbildung 4.8: Energieniveauschema für das Target-Photon. Das Target-Photon propagiert durch das Medium und wird nicht abgespeichert. Der $|L\rangle$ -polarisierte Anteil wird dabei mittels EIT an den Rydberg-Zustand $|r_t\rangle = |67S_{1/2}\rangle$ gekoppelt. Der $|R\rangle$ -Anteil dagegen erfährt kein EIT. Die Verstimmung des Target-Photons $\Delta_{s,t}$ ist so groß, dass der $|R\rangle$ -Anteil kaum Absorption erfährt.

Photons wird mittels Target-Kopplungslicht wie in Abschnitt 4.1 an den Rydberg-Zustand $|r_t\rangle = |67S_{1/2}, F = m_F = 2\rangle$ gekoppelt. Im Mittel erreichen $\langle n_t \rangle = 0.5$ Photonen des Target-Pulses das atomare Medium. Die Leistung des Target-Kopplungslasers beträgt typischerweise $P_{c,t} = 26$ mW. Das entspricht einer Rabi-Frequenz von $\Omega_{c,t}/2\pi = 20$ MHz.

Das Target-Signallicht durchläuft ebenfalls den in Abschnitt 3.3 beschriebenen optischen Aufbau. Daher erhält die $|R\rangle$ -Komponente ebenfalls die der Hyperfeinaufspaltung zwischen den Zuständen $|5P_{3/2}, F = 2\rangle$ und $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$ entsprechende Frequenzverschiebung von 267 MHz. Folglich treibt die $|R\rangle$ -Komponente den Übergang $|g\rangle \leftrightarrow |e_R\rangle$ mit $|e_R\rangle = |5P_{3/2}, F' = 2, m_{F'} = 1\rangle$. Die Transparenz des Mediums für den $|R\rangle$ -Anteil wird jedoch nicht durch EIT erreicht. Stattdessen wird die Verstimmung des Target-Signalphotons mit $\Delta_{s,t}/2\pi = -17$ MHz so groß gewählt, dass der $|R\rangle$ -Anteil nur geringe Absorption und Phasenverschiebung durch das atomare Medium erfährt. Ein Vorteil der Frequenzverschiebung von 267 MHz zum Zustand $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = 1\rangle$ ist, dass der $|R\rangle$ -Anteil des Target-Signalphotons nur sehr weit verstimmt durch das Target-Kopplungslicht an Rydberg-Zustände gekoppelt wird. Die Phasenverschiebung durch Rydberg-Blockade wird dadurch vernachlässigbar.³ Das Target-Photon gelangt schließlich zum in Abschnitt 3.4 beschriebenen Detektionsaufbau.

Schließlich wird das Kontrollphoton wieder ausgelesen und gelangt ebenfalls zum Detektionsaufbau. Nur wenn beide Photonen $|L\rangle$ -polarisiert sind, koppeln diese an einen Rydberg-Zustand und das Target-Photon erhält eine konditionierte Phasenverschiebung aufgrund von Rydberg-Blockade.

³In Abschnitt 4.1 ist dies nicht der Fall. Streng genommen wird der σ^+ -polarisierte Anteil des Target-Photons dort an einen Rydberg-Zustand gekoppelt (nicht in Abb. 4.1 eingezeichnet). Die dadurch zustande kommende Rydberg-Blockade hat jedoch nahezu keinen Effekt, da das Dipolmatrixelement des σ^+ -polarisierten Anteils des Target-Photons sehr klein ist und die damit verbundene konditionierte Phasenverschiebung und Absorption vernachlässigbar ist.

4.3.2 Wahl der Parameter

Neben der Wahl der Energieniveauschemata für Kopplungs- und Target-Puls sind im Experiment viele weitere Parameter wählbar, die Einfluss auf die konditionierte Phasenverschiebung, die Effizienz und die postselektierte Fidelity der verschränkenden Gatteroperation haben.

Um den Einfluss verschiedener Parameter auf das Gatter zu untersuchen, betrachten wir zunächst die im Experiment auftretenden Phasenverschiebungen und Absorptionen. Der Polarisationszustand $|j\rangle$ des Kontrollphotons, wobei $j \in \{R, L\}$, ändert sich durch Propagation, Abspeichern und Auslesen zu $e^{-OD_{c,j}/2+i\beta_{c,j}}|j\rangle$. Dabei ist $\beta_{c,j}$ die Phasenverschiebung, die die jeweilige Polarisationskomponente erfährt und $OD_{c,j}$ die optische Dicke, die die Absorption des jeweiligen Polarisationszustands beschreibt. Wir bezeichnen $\beta_1 = \beta_{c,L} - \beta_{c,R}$ als differentielle Phasenverschiebung des Kontrollphotons. Analog definieren wir $OD_1 = OD_{c,L} - OD_{c,R}$.

Analog dazu ändert sich der Polarisationszustand $|j\rangle$ des Target-Photons, mit $j \in \{R, L\}$ durch Propagation durch das Medium zu $e^{-OD_j/2+i\beta_j}|j\rangle$. Dabei ist β_j die Phasenverschiebung, die die entsprechende Polarisationskomponente erfährt und OD_j die optische Dicke, die die Absorption des entsprechenden Polarisationszustands beschreibt. Wir bezeichnen $\beta_2 = \beta_L - \beta_R$ als differentielle Phasenverschiebung des Target-Photons. Analog definieren wir $OD_2 = OD_L - OD_R$. In Anwesenheit einer stationären Rydberg-Anregung hingegen ändert sich die Phasenverschiebung β_L und die optische Dicke OD_L aufgrund der Rydberg-Blockade zu β_{LL} bzw. OD_{LL} . Wir bezeichnen $\Delta\beta = \beta_{LL} - \beta_L$ bzw. $\Delta OD = OD_{LL} - OD_L$ als konditionierte Phasenverschiebung bzw. konditionierte optische Dicke. In Abschnitt 4.3.5 wird ein Experiment präsentiert, bei dem die Ausführung der Gatteroperation mit dem Anfangszustand $|HH\rangle$ idealerweise den maximal verschränkten Bell-Zustand

$$|\Psi_{\text{ideal}}\rangle = \frac{1}{2} (|RR\rangle + e^{-i\pi} |RL\rangle + |LR\rangle + |LL\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|LH\rangle - i|RV\rangle) \quad (4.3)$$

erzeugen sollte. Nehmen wir an, dass die Gatteroperation statt des idealen Zustands den normierten Zustand

$$|\Psi_{\xi}\rangle = \frac{1}{2} e^{-\xi_0} (|RR\rangle + e^{-\xi_2} |RL\rangle + e^{-\xi_1} |LR\rangle + e^{-\xi_1 - \xi_2 - \xi_3} |LL\rangle) + c_{\text{abs}} |\Psi_{\text{abs}}\rangle \quad (4.4)$$

erzeugt, wobei ξ_i komplexe Koeffizienten sind. Der normierte Zustand $|\Psi_{\text{abs}}\rangle$ mit komplexer Amplitude c_{abs} beinhaltet alle Komponenten des Zustands, welche die Absorption mindestens eines Photons beschreiben. $|\Psi_{\text{abs}}\rangle$ ist also orthogonal zu den Zuständen $|RR\rangle$, $|RL\rangle$, $|LR\rangle$ und $|LL\rangle$. Durch Postselektion auf die Detektion eines Kontroll- und eines Target-Photons fällt der Zustand $|\Psi_{\text{abs}}\rangle$ weg. Entscheidend ist für das postselektierte Ensemble nur die Wahrscheinlichkeit von $1 - |c_{\text{abs}}|^2$, dass der Zustand $|\Psi_{\xi}\rangle$ zwei Photonen enthält. Eine postselektierte Fidelity von $F_e = 1$ ergibt sich offensichtlich für $\xi_1 = 0$ und $\xi_2 = \xi_3 = i\pi$ zusammen mit beliebigem ξ_0 . Wir zerlegen die Koeffizienten ξ_i in ihren Realteil $\text{Re}(\xi_i) = OD_i/2$ und ihren Imaginärteil $\text{Im}(\xi_i) = -\beta_i$. Für $i \in \{1, 2\}$ sind diese identisch mit den oben definierten Phasenverschiebungen und optischen Dicken der einzelnen Qubits. Darüber hinaus sind $\beta_3 = \Delta\beta$ und $OD_3 = \Delta OD$. $\beta_0 = \beta_R + \beta_{c,R}$

ist eine globale Phasenverschiebung, die hier nicht von Bedeutung ist. Mit diesen Zusammenhängen ergeben sich die Bedingungen $OD_1 = OD_2 = \Delta OD = 0$, $\beta_1 = 0$ und $\beta_2 = \Delta\beta = \pi$ für eine postselektierte Fidelity der verschränkenden Gatteroperation von 1.

Es ist ein entscheidender Aspekt des Experiments, dass es unter Verwendung linearer, optischer Elemente experimentell sehr einfach ist, beliebige Einzel-Qubit-Operationen zu implementieren.⁴ Wenn diese lediglich auf das erste (bzw. zweite) Photon wirken, dann können diese nur ξ_0 und ξ_1 (bzw. ξ_0 und ξ_2) verändern. Aber solche Einzel-Qubit-Operationen sind prinzipiell außer Stande ξ_3 zu verändern. Um ξ_3 zu verändern, ist eine Wechselwirkung zwischen den Qubits zwingend erforderlich. In unserem Experiment ist diese Wechselwirkung durch die Rydberg-Blockade gegeben. Wenn also möglicherweise unerwünschte Werte von ξ_1 oder ξ_2 während der Gatteroperation entstehen, dann können diese mühelos mit Einzel-Qubit-Operationen vor oder nach der Passage durch das atomare Medium kompensiert werden. Aber Abweichungen von $\Delta\beta = \pi$ oder $\Delta OD = 0$ können mit solchen Maßnahmen nicht kompensiert werden. Daher muss das Design des Experiments darauf abzielen, dass die beiden Bedingungen $\Delta\beta = \pi$ und $\Delta OD = 0$ nach der Passage durch das atomare Medium in guter Näherung gleichzeitig erfüllt sind. Im Folgenden wird sich zeigen, dass dies eine nichttriviale Aufgabe ist.

Minimierung der optischen Dicke für $\Delta\beta = \pi$ und $\Delta OD = 0$

Ein zentrales Ergebnis aus Abschnitt 4.1 lautet, dass die konditionierte Phasenverschiebung $\Delta\beta$ linear mit der atomaren Dichte ρ ansteigt. Dort wurde für eine Dichte von etwa $\rho = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ eine konditionierte Phasenverschiebung von $\Delta\beta = 3.3(2) \text{ rad}$ gemessen. Es ist naheliegend, dass die Dichte für das Gatter nicht deutlich niedriger gewählt werden darf, um die notwendige konditionierte Phasenverschiebung zu erreichen. Für diese Dichte wurde in Abschnitt 4.1 eine Visibility von $V = 75(14)\%$ gemessen. Eine Erhöhung der Dichte hätte vermutlich eine Verringerung der Visibility zur Folge, was sich negativ auf die postselektierte Fidelity der verschränkenden Gatteroperation auswirken würde. Für die folgenden Experimente wird daher eine atomare Dichte von typischerweise $\rho = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gewählt.

Eine weitere Voraussetzung für eine große konditionierte Phasenverschiebung ist ein großer Blockaderadius R_b . Es ist daher einerseits vorteilhaft große Hauptquantenzahlen der Rydberg-Zustände zu wählen, da dies einen großen Van-der-Waals-Koeffizienten C_6 und damit wiederum einen großen Blockaderadius zur Folge hat. Andererseits dürfen diese nicht zu groß gewählt werden, da die in Abschnitt 2.1.3 beschriebene Wechselwirkung zwischen einer Rydberg-Anregung und den umgebenden Grundzustandsatomen vermieden werden soll. Eine Lösung bietet die Förster-Resonanz zwischen den Rydberg-Zuständen $|r_c\rangle = |69S_{1/2}\rangle$ und $|r_t\rangle = |67S_{1/2}\rangle$. Verglichen mit den Zuständen $|69S_{1/2}\rangle$ und $|69S_{1/2}\rangle$ vergrößert die Förster-Resonanz $|C_6|$ um einen Faktor 60. Abgesehen von der Wahl der Rydberg-Zustände wurden die verwendeten Energieniveauschemata bereits im vorherigen Abschnitt motiviert.

⁴Diese Aussage gilt, zumindest solange die Einzel-Qubit-Operationen die Energie der Lichtpulse lediglich erhalten oder abschwächen. Beliebige solche Operationen können nämlich mit einer Kombination von Wellenplatten und polarisationsabhängigen Absorbern realisiert werden [95].

Neben der Wahl der Energieniveauschemata, der Hauptquantenzahlen und der atomaren Dichte ϱ , müssen noch die Target-Kopplungsverstimmung $\Delta_{c,t}$, die Target-Signalverstimmung $\Delta_{s,t}$ und die Target-Kopplungs-Rabi-Frequenz $\Omega_{c,t}$ gewählt werden. Mit zwei Bedingungen $\Delta\beta = \pi$ und $\Delta OD = 0$ und drei freien Parametern, bleibt ein Freiheitsgrad, der frei gewählt werden kann. Wir entscheiden uns dafür diesen zu verwenden, um die optische Dicke zu minimieren. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass $L \gg 2R_b$ gilt. Daher liegt mit großer Wahrscheinlichkeit das komplette Blockadevolumen innerhalb des Mediums. Im Rahmen der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Stufenfunktionsnäherung folgt dann $\Delta OD = 2k_s R_{b,i} \text{Im}(\chi_b - \chi_u)$. Für $\Delta OD = 0$ gilt also $\text{Im}(\chi_u) = \text{Im}(\chi_b)$. Es ist insofern nicht entscheidend, welche der beiden minimiert wird. Das Problem besitzt eine analytische Lösung, die durch [95]

$$\Delta_{c,t} = -\Delta_{s,t} + \frac{|\Omega_{c,t}|^2 \Gamma_e + \gamma_{rg}(-4\Delta_{s,t}^2 + \Gamma_e^2)}{8\Gamma_e \Delta_{s,t}} \quad (4.5a)$$

$$|\Omega_{c,t}|^2 = \frac{1}{\Gamma_e} 6\gamma_{rg} (4\Delta_{s,t}^2 + \Gamma_e^2) \quad (4.5b)$$

$$\Delta_{s,t} = \frac{1}{2} \Gamma_e (\zeta + \sqrt{\zeta^2 - 1}) \text{sgn}(-C_6) \quad (4.5c)$$

$$\zeta = \frac{2}{7} \left| \frac{C_6}{\hbar \gamma_{rg}} \right|^{1/7} \left(\frac{3\chi_0 k_s}{\pi} \right)^{6/7} \quad (4.5d)$$

gegeben ist, wobei $\text{sgn}(x) = x/|x|$. Dabei ist γ_{rg} die Dekohärenzrate zwischen den Zuständen $|r_t\rangle$ und $|g\rangle$ gemäß Gleichung (2.13). χ_0 ist durch Gleichung (2.12) gegeben und ist proportional zu $|d_{ge}|^2$ und ϱ , wobei d_{ge} das Dipolmatrixelement für den Übergang $|g\rangle \leftrightarrow |e_L\rangle$ ist.

Damit die Lösung physikalisch sinnvoll ist, muss $\Delta_{s,t}$ reell sein und dafür muss $\zeta > 1$ erfüllt sein. Dies liefert eine nichttriviale Bedingung für die Realisierbarkeit des Gatters. Für $\zeta < 1$ sind die beiden Bedingungen $\Delta\beta = \pi$ und $\Delta OD = 0$ nicht gleichzeitig erfüllbar. Dies zeigt einerseits, dass die Dekohärenzrate γ_{rg} eine wichtige Rolle für das Gatter spielt. Für die in diesem Kapitel präsentierten Experimente hat diese typischerweise einen Wert von $\gamma_{rg} = 1.2 \mu\text{s}^{-1}$. Da ζ von χ_0 und damit von der atomaren Dichte ϱ abhängt, bestätigt diese Bedingung andererseits auch die Vermutung von oben, dass die atomare Dichte einen bestimmten Wert nicht unterschreiten darf.

Mit den Gleichungen (4.5) ergibt sich zusammen mit den typischen experimentellen Parametern für die Verstimmung des Target-Signallichts $\Delta_{s,t}/2\pi = -15$ MHz, für die Zwei-Photonen-Verstimmung $(\Delta_{c,t} + \Delta_{s,t})/2\pi = -1.3$ MHz und für die Target-Kopplungs-Rabi-Frequenz $|\Omega_{c,t}|/2\pi = 13$ MHz. Mit diesen Parametern liefert das hier verwendete Modell $\zeta = 2.6$, $R_b = 16 \mu\text{m}$. Tatsächlich werden für die folgenden Experimente die Verstimmung mit $\Delta_{c,t}/2\pi = 15$ MHz und die Rabi-Frequenz mit typischerweise $|\Omega_{c,t}|/2\pi = 20$ MHz des Target-Kopplungslasers nahe der berechneten Werte gewählt. Da die Energie der Rydberg-Zustände nicht exakt bekannt ist, wird $\Delta_{s,t}$ feinjustiert, sodass $\Delta OD = 0$ erfüllt ist.

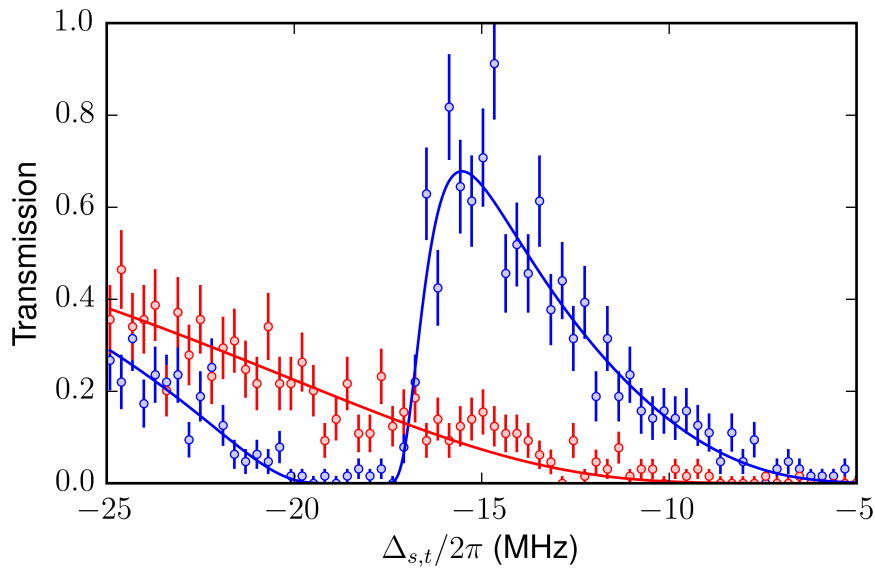


Abbildung 4.9: Transmission für $|L\rangle$ -polarisiertes Target-Signallight als Funktion der Verstimmung $\Delta_{s,t}$ für angeschalteten Kopplungslaser (blaue Datenpunkte) und ausgeschalteten Kopplungslaser (rote Datenpunkte). Die blaue und rote Linie zeigen das Ergebnis der Kurvenanpassung von Gleichung 2.11 an die Datenpunkte. Der Schnittpunkt der beiden Kurven liefert die Verstimmung des Signallaser $\Delta_{s,t}$, für die die konditionierte optische Dicke ΔOD näherungsweise verschwindet.

Feinjustage von ΔOD

Die optische Dicke in Anwesenheit einer gespeicherten Rydberg-Anregung OD_{LL} in Abhängigkeit von $\Delta_{s,t}$ durch Postselektion auf die Detektion eines Kontroll- und eines Target-Photons experimentell zu bestimmen, wäre sehr zeitaufwendig. Analog zur Argumentation in Abschnitt 4.1 kann alternativ die Transmission als Funktion von $\Delta_{s,t}$ für angeschalteten und ausgeschalteten Kopplungslaser, wie in Abb. 4.9 dargestellt, miteinander verglichen werden. Im Rahmen der Stufenfunktionsnäherung aus Abschnitt 2.3 geben die blauen Datenpunkte Aufschluss über $\text{Im}(\chi_u)$ und die roten Datenpunkte über $\text{Im}(\chi_b)$. In diesem Sinne wird $\Delta OD = 0$ für einen Wert von $\Delta_{s,t}$ erreicht, bei dem sich die blaue und die rote Kurve schneiden. Typischerweise ist dies für einen Wert von $\Delta_{s,t} = -17$ MHz der Fall.

Länge des Mediums L

Die Länge des Mediums wird mit $L = 60 \mu\text{m}$ so gewählt, dass einerseits die oben erwähnte Bedingung $L \gg R_b$ einigermaßen erfüllt ist.⁵ Andererseits soll L nicht unnötig groß gewählt werden, da dies die Transmission und damit die Effizienz des Gatters verringern würde.

⁵Da das Verhältnis $L/2R_b$ jedoch nicht riesig ist, beeinträchtigt dies die Visibility des Target-Photons [95].

Feinjustage von $\Delta\beta$ und β_2

Nachdem die Verstimmung des Target-Signallasers so eingestellt wurde, dass $\Delta OD = 0$ erfüllt ist, werden die Atomzahl und die Länge des Mediums feinjustiert, sodass $\Delta\beta = \pi$ und $\beta_2 = \pi$ erfüllt ist. Dies ist notwendig, da zum einen die Anpassung von $\Delta_{s,t}$ die konditionierte Phasenverschiebung $\Delta\beta$ ändert. Zum anderen hängt $\Delta\beta$ vom exakten Wert der Dekohärenzrate γ_{rg} ab. Dieser ist jedoch nur näherungsweise aus einer Kurvenanpassung an die blauen Datenpunkte in Abb. 4.9 bekannt.

Einstellen von $\beta_1 = 0$

Zum Speichern eines Kontroll-Photons werden sowohl der Kontroll-Signallaser als auch die beiden Kontroll-Kopplungslaser Ein-Photon-resonant mit den entsprechenden atomaren Übergängen gewählt, um die Absorption des Kontroll-Photons zu minimieren. Theoretisch hat dies automatisch $\beta_1 = 0$ zur Folge. In der Praxis wird die Frequenz eines Kontroll-Kopplungslaser feinjustiert, sodass $\beta_1 = 0$ für alle Dunkelzeiten erfüllt ist. [95]

4.3.3 Effizienz des Gatters

Eine wichtige Kenngröße des Photon-Photon-Gatters ist die Effizienz mit der zwei Photonen, die in das Medium geschickt werden, dieses wieder in der transversalen Mode des jeweils einlaufenden Pulses verlassen. Diese setzt sich zusammen aus der Schreib-Lese-Effizienz des Kontrollphotons η und der Transmission des Target-Photons T . Die Schreib-Lese-Effizienz beträgt nach einer Dunkelzeit von $4.5 \mu\text{s}$ etwa $\eta_R \approx 3\%$ bzw. $\eta_L \approx 10\%$ für ein $|R\rangle$ - bzw. $|L\rangle$ -polarisiertes Photon. Die Transmission des Target-Photons durch das Medium beträgt etwa $T_R = e^{-OD_R} = 77\%$ bzw. $T_L = 15\%$ für $|R\rangle$ - bzw. $|L\rangle$ -polarisiertes Licht. Dies ergibt je nach Polarisation $i, j \in \{R, L\}$ der einlaufenden Photonen eine kombinierte Effizienz von $\eta_i T_j$ zwischen 8% und 0.5% .

Die Wahrscheinlichkeit in einer einzelnen Durchführung des Experiments (bestehend aus Abspeichern des Kontrollphotons, Propagation des Target-Photons und Auslesen des Kontrollphotons) sowohl ein Kontrollphoton als auch ein Target-Photon zu detektieren wird im Folgenden als P_{shot} bezeichnet. Neben der oben beschriebenen Effizienz $\eta_i T_j$ tragen dazu auch einige technische Aspekte bei. So treffen beispielsweise im Kontroll- und Target-Signalpuls im Mittel nur $\langle n_c \rangle = 0.3$ bzw. $\langle n_t \rangle = 0.5$ Photonen auf das atomare Ensemble, um Mehr-Photonen-Ereignisse zu vermeiden, die sich negativ auf die postselektierte Fidelity der verschränkenden Gatteroperation auswirken würden. Darüber hinaus befinden sich zwischen den Atomen und dem Detektionsaufbau zwei optische Fasern, die P_{shot} verringern. Außerdem befinden sich die Atome in einer Glasküvette, die innen nicht beschichtet ist. Das zweite MZI weist eine von 1 abweichende Transmission auf und die Detektionseffizienz eines einzelnen Detektors beträgt etwa 50% . Kombiniert führt dies typischerweise zu einem gemessenen Wert von $P_{\text{shot}} = 1.3 \times 10^{-5}$ für die verschränkende Gatteroperation.

Wie in Abschnitt 4.3.2 erwähnt, können für gegebenes Energieniveauschema, feste atomare Dichte ρ und feste Länge des Mediums L die Parameter $\Delta_{s,t}$, $\Omega_{c,t}$ und $\Delta_{c,t}$ gemäß Gleichung (4.5) so gewählt werden, dass die optische Dicke des Mediums minimiert und

somit die Target-Transmission für $|L\rangle$ -polarisiertes Licht maximiert wird. Der Wert für den Imaginärteil der blockierten Suszeptibilität ist dann durch [95]

$$\text{Im}(\chi_b) = \frac{49}{16} \left(\frac{\pi}{3k_s} \right)^{12/7} \left(\frac{\hbar\gamma_{rg}}{|C_6|} \right)^{2/7} \left(\frac{1}{\chi_0} \right)^{5/7} [1 + O(\zeta^{-2})] \quad (4.6)$$

gegeben, wobei χ_0 durch Gleichung (2.12) gegeben ist, welches proportional zur atomaren Dichte ρ ist. Es wird offensichtlich, dass die Dekohärenzrate γ_{rg} ein entscheidender Parameter für die Transmission des Target-Qubits und damit der Effizienz des Gatters ist. Auf den ersten Blick könnte außerdem der Anschein entstehen, dass sich eine höhere Dichte positiv auf die Transmission des Target-Qubits auswirken sollte. Jedoch führt eine höhere atomare Dichte wiederum zu einer größeren Dekohärenzrate γ_{rg} , welche zusätzlich zu $\text{Im}(\chi_b)$ auch die Effizienz des Quantenspeichers und die Visibility von Kontroll- und Target-Photon verschlechtert. Die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen γ_{rg} und der atomaren Dichte liegt jenseits des Umfangs der vorliegenden Arbeit.

4.3.4 CNOT-Wahrheitstabellen

Wie in Abschnitt 1.1 diskutiert, müsste zur vollständigen Charakterisierung des implementierten Photon-Photon-Gatters eine Prozesstomographie durchgeführt werden. Auf diese Weise könnte die tatsächlich realisierte Abbildung U des Gatters rekonstruiert werden. Dies hätte jedoch eine sehr lange Messzeit zur Folge. Eine nicht vollständige aber dafür deutlich weniger aufwendige Messung zur Charakterisierung des implementierten Photon-Photon-Gatters ist die Realisierung einer CNOT-Operation. Als Anfangszustände werden hierfür in einem ersten Experiment die vier Zustände ($|LH\rangle, |LV\rangle, |RH\rangle, |RV\rangle$) und in einem zweiten Experiment die vier Zustände ($|HL\rangle, |VL\rangle, |HR\rangle, |VR\rangle$) gewählt. Die Matrixdarstellungen der Abbildung U bei der Wahl dieser Anfangszustände als Basis lauten⁶

$$U_{\text{CNOT}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & -i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad U_{\text{CNOT}} = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.7)$$

Für diese Wahl der Anfangszustände verwirklicht dasselbe System also ein kontrolliertes NOT-Gatter (CNOT) [2]. Für jeden der vier Anfangszustände wird dann gemessen, mit welcher Wahrscheinlichkeit P die Photonen in den vier jeweiligen Basiszuständen detektiert werden. Die Wahrscheinlichkeiten entsprechen dabei den Betragsquadraten der jeweiligen Matrixeinträge aus Gleichung (4.7).

Im ersten Experiment werden wiederholt die vier Anfangszustände $|LH\rangle, |LV\rangle, |RH\rangle$ und $|RV\rangle$ präpariert. Idealerweise resultiert die Gatteroperation in der Wahrheitstabelle

$$|LH\rangle \rightarrow |LH\rangle, \quad |LV\rangle \rightarrow |LV\rangle, \quad |RH\rangle \rightarrow |RV\rangle, \quad |RV\rangle \rightarrow |RH\rangle. \quad (4.8)$$

⁶Diese Abbildung ergibt sich aus der in Gleichung 1.1 gegebenen Abbildung mit der Zuordnung $|0\rangle \leftrightarrow |R\rangle$ und $|1\rangle \leftrightarrow |L\rangle$ zusammen mit der in Abschnitt 4.3.2 erläuterten Wahl der differentiellen Phasenverschiebung des Target-Photons von $\beta_2 = \pi$.

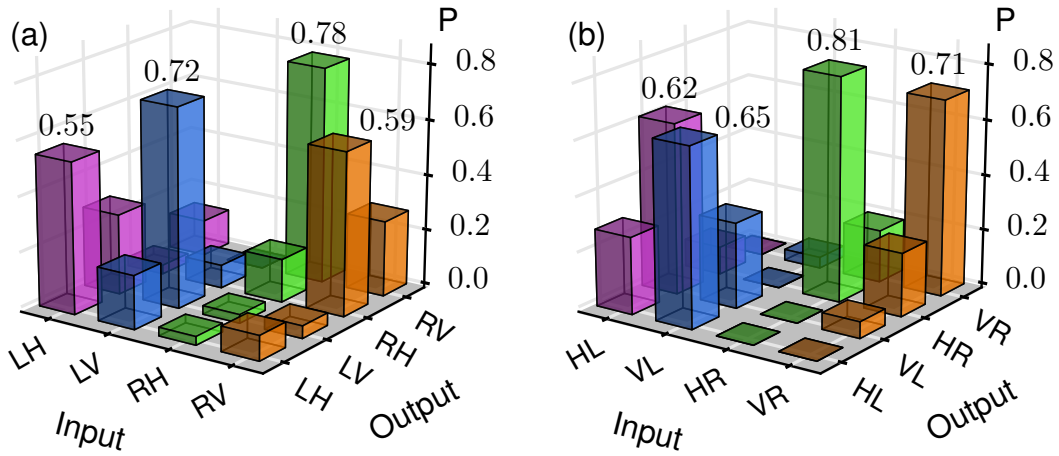


Abbildung 4.10: Wahrheitstabellen zweier CNOT-Operationen. (a) Für jeden der vier dargestellten Input-Zustände wird gemessen mit welcher Wahrscheinlichkeit P die jeweiligen Output-Zustände auftreten. Idealerweise werden die Polarisationen $|H\rangle$ und $|V\rangle$ des Target-Photons genau dann vertauscht, wenn das Kontrollphoton $|R\rangle$ -polarisiert ist. (b) Analoge Messung, bei der die Polarisationen von Kontroll- und Target-Photon vertauscht werden. Die Polarisationen $|H\rangle$ und $|V\rangle$ des Kontroll-Photons werden genau dann vertauscht, wenn das Target-Photon $|L\rangle$ -polarisiert ist.

Abb. 4.10 (a) zeigt die gemessene Wahrheitstabelle. Diese liefert eine postselektierte Fidelity von $F_{\text{CNOT}} = 66(9)\%$.⁷

Kontroll- und Target-Photon werden im Experiment unterschiedlich behandelt. Während das Kontroll-Photon abgespeichert und wieder ausgelesen wird, propagiert das Target-Photon, ohne abgespeichert zu werden, durch das Medium. Es ist insofern interessant, ein zweites Experiment durchzuführen, bei dem die Rolle des Kontroll- und Target-Photons vertauscht werden. Während das Kontroll-Photon nun $|H\rangle$ - oder $|V\rangle$ -polarisiert sein kann, kann das Target-Photon nun $|L\rangle$ - oder $|R\rangle$ -polarisiert sein. Es werden also die vier Zwei-Qubit-Zustände $|HL\rangle$, $|VL\rangle$, $|HR\rangle$ und $|VR\rangle$ präpariert. Die erwartete Wahrheitstabelle für diese vier Zustände ist

$$|HL\rangle \rightarrow |VL\rangle, \quad |VL\rangle \rightarrow |HL\rangle, \quad |HR\rangle \rightarrow |HR\rangle, \quad |VR\rangle \rightarrow |VR\rangle. \quad (4.9)$$

Abb. 4.10 (b) zeigt die gemessene Wahrheitstabelle. Diese liefert eine postselektierte Fidelity von $F_{\text{CNOT}} = 70(8)\%$. Nebenbei sei angemerkt, dass die Messung der beiden CNOT-Wahrheitstabellen bei sehr idealisierenden Annahmen ausreichen würde, die Gatteroperation vollständig empirisch zu bestimmen.⁸

⁷Man erhält diese, indem die Wahrscheinlichkeit, nach der Gatteroperation den gewünschten Zustand zu erhalten, über alle vier Anfangszustände gemittelt wird.

⁸Um dies zu verstehen, stellen wir zunächst fest, dass das Gatter in der Regel gemischte Endzustände liefert und dass die Messergebnisse in Abb. 4.10 deutliche Abweichungen von einem idealen CNOT-Gatter zeigen. Wir idealisieren das System jetzt dahingehend, dass wir diese beiden Probleme ignorieren. Wir nehmen also an, dass die Gatteroperation reine Zustände linear auf reine Zustände abbildet und

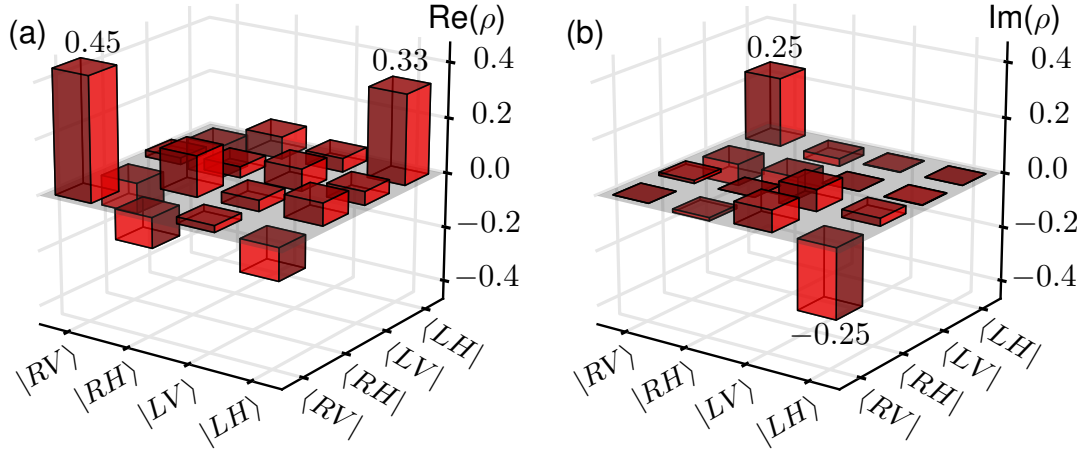


Abbildung 4.11: (a) Real- und (b) Imaginärteil der rekonstruierten Dichtematrix eines verschränkten Zustands. Dieser wird erzeugt, indem der Zustand $|HH\rangle$ präpariert wird und die Gatteroperation darauf angewendet wird. Idealerweise würde der maximal verschränkte Bell-Zustand $(|LH\rangle - i|RV\rangle)/\sqrt{2}$ entstehen.

4.3.5 Erzeugung eines verschränkten Zustands

Um die quantenmechanische Natur des Photon-Photon-Gatters zu demonstrieren, wird eine Gatteroperation untersucht, welche aus einem separierbaren einen verschränkten Zustand erzeugt. Für diesen Zweck wird der Zustand $|HH\rangle$ präpariert. Idealerweise liefert die Gatteroperation den maximal verschränkten Bell-Zustand

$$|\Psi_{\text{ideal}}\rangle = \frac{1}{2} (|RR\rangle + e^{-i\pi}|RL\rangle + |LR\rangle + |LL\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}} (|LH\rangle - i|RV\rangle). \quad (4.10)$$

Der tatsächlich resultierende Zustand kann durch eine Dichtematrix ρ beschrieben werden, die mittels Zustandstomographie rekonstruiert werden kann. Im Detektionsaufbau werden für die beiden Pfade abwechselnd die Basiskombinationen H/D , H/R und D/R eingestellt. Da beide Photonen in jeweils beiden Detektionspfaden mit einer Wahrscheinlichkeit von je 50% detektiert werden können, liefert dies Zählereignisse für jede der neun in Abschnitt 2.4 beschriebenen Polarisationsbasen. Dabei kommen Zählereignisse in Basiskombinationen, für die beide Photonen in derselben Basis detektiert werden, beispielsweise H/H ,

das die Messungen der beiden CNOT Wahrheitstabellen die Ergebnisse eines idealen CNOT-Gatters liefern. Die idealisierten Messergebnisse der CNOT-Wahrheitstabelle entsprechend Abb. 4.10 (a) liefern dann $|LH\rangle \mapsto e^{i\phi_1}|LH\rangle$, $|LV\rangle \mapsto e^{i\phi_2}|LV\rangle$, $|RH\rangle \mapsto -ie^{i\phi_3}|RV\rangle$, $|RV\rangle \mapsto ie^{i\phi_4}|RH\rangle$ mit den zunächst unbekannt Phasen $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4 \in]-\pi, \pi]$. Wenn man zusätzlich diese Phasen bestimmt, dann sind die Bilder einer Basis bekannt und damit die gesamte idealisierte lineare Abbildung. Die Annahme einer idealisierten Gatteroperation, die reine Zustände linear auf reine Zustände abbildet, liefert aus dem Bisherigen $|HL\rangle \mapsto \frac{1}{2}(-ie^{i\phi_3}|RV\rangle + e^{i\phi_1}|LH\rangle - e^{i\phi_4}|RH\rangle + ie^{i\phi_2}|LV\rangle)$. Die idealisierten Messergebnisse der CNOT-Wahrheitstabelle entsprechend Abb. 4.10 (b) liefern andererseits $|HL\rangle \mapsto ie^{i\phi_5}|VL\rangle$ mit $\phi_5 \in]-\pi, \pi]$. Damit folgt $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = \phi_4$. Bis auf eine globale Phase der Operation, die hier irrelevant ist, sind alle also alle Phasen null und entsprechen der idealen CNOT-Gatteroperation.

im Mittel doppelt so häufig vor wie Basiskombinationen, für die die beiden Photonen in verschiedenen Basen detektiert werden, beispielsweise H/D . Refs. [17, 125, 126] diskutieren mathematische Methoden, mit denen die Dichtematrix aus diesen Zählereignissen rekonstruiert werden kann.

Abb. 4.11 (a) und (b) zeigen den Real- und Imaginärteil der rekonstruierten Dichtematrix. Diese liefert eine postselektierte Fidelity von $F_e = \langle \psi_{\text{ideal}} | \rho | \psi_{\text{ideal}} \rangle = 63.7(4.5)\%$. Dies liegt drei Standardabweichungen oberhalb des klassischen Limits [126–128] von 50%, womit die Verschränkung des durch das Photon-Photon-Quantengatter erzeugten Zustands nachgewiesen ist.

4.3.6 Imperfektionen des Gatters

Im Folgenden soll untersucht werden, in welchem Maße die bisher vorgestellten Messergebnisse Rückschlüsse auf die physikalischen Ursachen der beobachteten Imperfektionen des Gatters zulassen. Wie in Abschnitt 1.1 diskutiert, wurde aus Gründen der Messzeit keine volle Prozesstomographie durchgeführt. Stattdessen wurden nur zwei Wahrheitstabellen und eine Bell-Zustandsfidelity gemessen. Daher kann diese Diskussion nur ein grobes Bild zeichnen. Wie sich zeigen wird, liegt das dominante Problem in den leider nicht sehr hohen Visibilities der einzelnen Qubits, die in separaten Messungen charakterisiert wurden. Diese Werte der Visibilities rühren von Dephasierung her, die, wie in Abschnitt 5.4 gezeigt wird, dichteabhängig sind und höchstwahrscheinlich aus der in Abschnitt 2.2.3 diskutierten Wechselwirkung zwischen Rydberg- und Grundzustandsatomen resultieren. Zur Verbesserung der Performance des Gatters wäre es daher sinnvoll, zukünftige Experimente bei niedrigerer Dichte durchzuführen, wie in Kapitel 6 diskutiert.

Bei den vorliegenden Messdaten wäre es sehr unzweckmäßig, vermutlich sogar unmöglich, die folgende Diskussion über die Ursachen der beobachteten Imperfektionen des Gatters bezogen auf die Wahrheitstabellen in der CNOT-Basis zu führen.⁹ Stattdessen, schreiben wir das CNOT-Gatter zuerst äquivalent als π -Phasengatter. In der Basis ($|RR\rangle$, $|RL\rangle$, $|LR\rangle$, $|LL\rangle$) erhält man analog zu Gleichungen (1.1) und (4.7)

$$U_\pi = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Zur Diskussion der beobachteten Abweichungen von einem idealen Gatter ist diese Darstellung erheblich zweckmäßiger als die Darstellung als CNOT-Gatter, denn die Zustände $|RR\rangle$, $|RL\rangle$, $|LR\rangle$, $|LL\rangle$ sind im Experiment in guter Näherung erhalten. Es wurde leider versäumt, dies durch eine direkte Messung einer π -Phase-Wahrheitstabelle empirisch

⁹Die Messung der Wahrheitstabellen in Abb. 4.11 zeigen eine Vielzahl von Elementen, die weder nahe null noch nahe eins sind. Sowohl all diese Werte also auch die nicht gemessenen Phasen, die in U_{CNOT} zu all diesen Werten korrespondieren, müssten bei einer Modellierung berücksichtigt werden. Dieses Unterfangen wäre so kompliziert, dass es aussichtslos erscheint. Zum Glück ist eine solche Modellierung in dieser Basis aber gar nicht notwendig, da eine geschicktere Basis gewählt werden kann, nämlich die von U_π .

zu untermauern. Trotzdem lässt sich diese Feststellung relativ gut begründen.¹⁰ Daraus folgt direkt, dass die Imperfektionen in den Beträgen aller Matrixelemente von U_π in guter Näherung vernachlässigbar sind. Daher verbleibt lediglich die Aufgabe, die Phasen der vier Diagonalelemente von U_π zu studieren. Die globale Phase ist dabei irrelevant.

Die verbleibenden drei Phasen können Fluktuationen haben. Wir benutzen Kalibrationsmessungen, um die experimentellen Parameter bei den Messungen zum Gatter so einzustellen, dass die Mittelwerte dieser drei Phasen möglichst nah an ihren idealen Werten liegen. Betrachtet man die gemessenen Werte der CNOT-Wahrheitstabellen, der Visibility einzelner Qubits oder der Bell-Zustandsfidelity, dann erkennt man, dass diese Messergebnisse alle entschieden schlechter ausfallen, als man aufgrund der Genauigkeit unserer Kalibrationsmessungen zur Einstellung der Mittelwert erwarten würde.¹¹ Also liegt das dominante Problem in den Fluktuationen dieser drei Phasen. Diese kann man, wie in Ref. [95] ausführlich dargestellt, modellieren. Aus den gemessenen Visibilities des Kontroll-Qubits V_c und des Target-Qubits V_t lässt sich damit eine obere Grenze für die Fidelity des erzeugten, verschränkten Zustands gemäß [95]

$$F_e \leq \frac{1}{4}(1 + V_c)(1 + V_t) + \frac{1}{8}(1 - V_t) \quad (4.12)$$

abschätzen. Für die Visibility des Target-Qubits wurde in Ref. [94] ein Wert von $V_t = 75(14)\%$ bestimmt, während für die Visibility des Kontroll-Qubits in Abschnitt 4.2 ein Wert von $V_c = 66(2)\%$ gemessen wurde. Daraus ergibt sich eine obere Grenze für die postselektierte Fidelity von $76(6)\%$.

Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass der Anfangszustand im Experiment eine Poisson-Verteilung der Photonenzahl hat. Durch Ereignisse, bei denen mehr als ein Target-Photon auf die Atome trifft, wird die Bell-Zustandsfidelity weiter reduziert, nämlich auf $F \leq 0.70(5)$.¹² Die Tatsache, dass diese nah am gemessenen Wert von $0.64(5)$ liegt, legt

¹⁰Erstens ist das Experiment keine Blackbox, sondern ein physikalischer Prozess, den wir relativ gut verstehen, und in diesem Prozess sollten die Zustände $|RR\rangle$, $|RL\rangle$, $|LR\rangle$, $|LL\rangle$ erhalten sein. Zweitens zeigen die Messungen der beiden CNOT-Wahrheitstabellen, dass jeweils die Komponenten R und L in guter Näherung erhalten sind. Die Abweichungen von den idealen CNOT-Wahrheitstabellen liegen größtenteils in den H und V Komponenten. Drittens haben wir zumindest in Abwesenheit des Target-Qubits direkte Messungen durchgeführt, die zeigen, dass die Zustände R und L des Kontroll-Qubits beide sehr gut erhalten bleiben [97, 123]. Wenn viertens das Target-Qubit in R ist, sollte es keine nennenswerte Wechselwirkung mit dem Kontroll-Qubit haben. Zusammen mit drittens erhalten wir daraus, dass zumindest $|RR\rangle$ und $|LR\rangle$ gut erhalten sein sollten.

¹¹Beispielsweise haben wir in Ref. [94] eine konditionierte Phase von 3.3 ± 0.2 rad gemessen. Wenn der Mittelwert der konditionierte Phase $\pi + \beta$ ist und alles andere perfekt wäre, dann wäre beispielsweise für $\beta = 0.3$ rad die Bell-Zustandsfidelity $F = |3 + e^{i\beta}|^2/16 = 0.983$. Dieser Aspekt ist also für die Interpretation des Experiments vernachlässigbar.

¹²Durch Postselektion werden nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen genau ein Kontroll- und genau ein Target-Photon detektiert werden. Dies schließt Ereignisse ein, bei denen der Anfangszustand zwei oder mehr Target-Photonen enthält, von denen aber alle außer einem verloren gehen. Die Bell-Zustandsfidelity bei solchen Ereignissen beträgt $\frac{1}{2}$, wenn man voraussetzt, dass alles andere perfekt funktionieren würde. Damit folgt für die gemessene Bell-Zustandsfidelity im postselektierten Subensemble $F_{\text{post}} = \frac{1}{2} + (F_1 - \frac{1}{2})p_1/(1-p_0)$. Dabei bezeichnet F_1 die Bell-Zustandsfidelity im Subensemble mit genau einem einlaufenden Target-Photon und p_n bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass n Target-Photonen auf die Atome treffen. Mit einer mittleren Photonenzahl von 0.50 und $F_1 \leq 0.76(6)$ folgt $F_{\text{post}} \leq 0.70(5)$. Der entsprechende

nahe, dass die wesentlichen Effekte durch dieses Modell erfasst wurden.¹³

Effekt durch die Möglichkeit, dass mehr als ein Kontroll-Photon abgespeichert werden könnte, ist deutlich geringer, da hier erstens die mittlere Photonenzahl, die auf die Atome trifft, nur 0.33 beträgt und diese Zahl zweitens durch die Effizienz des Abspeichervorgangs weiter reduziert wird.

¹³Aus diesem Modell ergeben sich auch Vorhersagen für die CNOT-Wahrheitstabellen. Mit $V_1 = 0.66$, $V_2 = 1$ und $V_3 = 0.75$ aus Ref. [95] ergibt das Modell für die Fidelities der einen CNOT- Wahrheitstabelle, also den jeweils maximalen Eintrag bei festem Anfangszustand, die Vorhersage $F_{HR} = F_{VR} = (1+V_1)/2 = 0.83$ und $F_{HL} = F_{VL} = (1 + V_1V_3)/2 = 0.75$, was einigermaßen zu den gemessenen Werten passt. Für die andere CNOT-Wahrheitstabelle liefert das Modell $F_{RH} = F_{RV} = (1 + V_2)/2 = 1$ und $F_{LH} = F_{LV} = (1 + V_2V_3)/2 = 0.88$, was leider eher schlecht zu dieser gemessenen CNOT- Wahrheitstabelle passt. Der Grund für diese Abweichung ist unklar.

Kapitel 5

Dunkelzeitdynamik einer Rydberg-Spinwelle

Im vorherigen Kapitel wurde demonstriert, dass die Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen in einem kalten atomaren Gas verwendet werden kann, um ein Photon-Photon-Quantengatter zu implementieren. Während die in Abschnitt 4.3.5 gemessene Fidelity immerhin über 50% lag, war die Effizienz leider deutlich niedriger. Das Modell aus Abschnitt 2.2.3 zeigt, dass die Effizienz im Wesentlichen limitiert wird durch Dephasierung. Diese hängt ihrerseits von der atomaren Dichte ab [88]. Um die Effizienz einer künftigen Realisierung eines solchen Gatters zu verbessern ist es daher naheliegend, bei niedriger Dichte zu arbeiten, was den Einsatz eines optischen Resonators moderater Finesse erforderlich machen wird. Bevor man sich daran macht, dafür eine neue Apparatur aufzubauen, ist es selbstverständlich sinnvoll, die Dephasierung im Experiment quantitativ als Funktion verschiedener Parameter zu studieren, um absehen zu können, ob durch eine Veränderung der Parameter eine große oder nur eine geringe Verbesserung der Effizienz des Gatters zu erwarten ist.

In diesem Kapitel werden Experimente präsentiert, die den Verlauf der Effizienz $\eta(t)$ als Funktion der Dunkelzeit t für das Speichern und Auslesen eines Photons als Rydberg-Anregung untersuchen. Es wird der Einfluss verschiedener experimenteller Größen auf diesen Verlauf untersucht. Die Gründe für eine von 1 abweichende Schreib-Lese-Effizienz für sehr kurze Dunkelzeiten, die im Wesentlichen durch die Dynamik während des Speicher- und Auslesepulses bestimmt ist, wird hier nicht studiert.

Zunächst wird in Abschnitt 5.1 der experimentelle Ablauf für die Experimente in diesem Kapitel beschrieben. Anschließend wird in Abschnitt 5.2 der Einfluss des Photonenrückstoßes betrachtet, den ein Atom durch Absorption eines Signal- und eines Koppelungsphotons beim Speichern in einem Rydberg-Zustand erfährt. In Abschnitt 5.3 wird anschließend der Effekt des Dipolfallenpotentials auf $\eta(t)$ untersucht.

Wie in Abschnitt 4.3.5 beschrieben, hängt die obere Grenze für die erreichbare, postselektierte Fidelity der verschränkenden Gatteroperation von der Visibility des ausgelesenen Kontrollphotons ab. Da Rydberg-Atome sehr sensitiv auf ihre Umgebung reagieren, liegt die Vermutung nahe, dass der in Abschnitt 4.2 erreichte Wert für die Visibility hauptsächlich durch die Kohärenz der als Rydberg-Anregung gespeicherten $|L\rangle$ -

Komponente des Kontrollphotons limitiert ist. In Abschnitt 5.4 wird daher die Kohärenz eines als Rydberg-Anregung gespeicherten Photons als Funktion der Dunkelzeit t und in Abhängigkeit verschiedener experimenteller Größen untersucht.

5.1 Experimenteller Ablauf

Für die folgenden Experimente wird im Wesentlichen der in Kapitel 3 präsentierte experimentelle Aufbau verwendet. Wie für das Photon-Photon-Gatter werden die Atome im Zustand $|g\rangle = |5P_{3/2}, F = m_F = 2\rangle$ präpariert. $|L\rangle$ -polarisiertes Signallicht wird in das Medium geschickt und mittels Rydberg-EIT in einem Rydberg-Zustand $|r\rangle = |nS_{1/2}, F = m_F = 2\rangle$ abgespeichert. Dabei treibt das Signallicht den Übergang $|g\rangle \leftrightarrow |e_L\rangle$ mit $|e_L\rangle = |5P_{3/2}, F = m_F = 3\rangle$ resonant, während das Kopplungslicht den Übergang $|e_L\rangle \leftrightarrow |r\rangle$ resonant treibt. Nach einer Dunkelzeit t wird das Signalphoton ausgelesen, indem das Kopplungslicht wieder angeschaltet wird.

Um die Abhängigkeit des zeitlichen Verlaufs des Schreib-Lese-Effizienz $\eta(t)$ von verschiedenen experimentellen Parametern zu untersuchen, werden die folgenden Experimente bei deutlich niedrigerer Dichte als das Photon-Photon-Gatter durchgeführt, da bekannt ist, dass die Wechselwirkung zwischen einer gespeicherten Rydberg-Anregung und den umgebenden Grundzustandsatomen eine Ursache für die Verringerung der Schreib-Lese-Effizienz ist [88]. Für die folgenden Experimente werden deshalb Wolken mit Dichten von typischerweise weniger als $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ präpariert. Dabei werden die Rydberg-Zustände $|50S\rangle$, $|60S\rangle$, $|70S\rangle$ und $|80S\rangle$ untersucht. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Grundzustandsatom bei diesen Dichten und Hauptquantenzahlen innerhalb des Orbits des Rydberg-Elektrons befindet ist vernachlässigbar. Darüber hinaus wurden Messungen durchgeführt, die bestätigen, dass die $1/e$ -Zeit τ des Zerfalls für diese Kombination von Rydberg-Zuständen und Dichten keine Dichteabhängigkeit aufweisen. Um eine hohe Speichereffizienz für EIT-basiertes Speichern zu erreichen, sollte das Medium eine möglichst hohe optische Dicke aufweisen. Um dies für solch niedrige Dichten zu erreichen, wird für die in diesem Abschnitt präsentierte Experimente daher ein sehr langes Medium präpariert. Wir schätzen je nach Temperatur Längen zwischen 0.39 und 0.40 mm ab. Im Unterschied zu den Experimenten in Kapitel 4 wird die Dipolfalle für die in diesem Abschnitt präsentierte Experimente während eines Experiments für $35 \mu\text{s}$ ausgeschaltet.

5.2 Einfluss des Photonenrückstoßes

Wie in Abschnitt 2.2.3 diskutiert, führt die Kombination aus Photonenrückstoß $\hbar\mathbf{k}_R$, der auf ein Atom beim EIT-basierten Speichern in einem Rydberg-Zustand $|r\rangle$ übertragen wird, und der thermischen Bewegung der Atome zum Zerfall der Schreib-Lese-Effizienz η . Gemäß Gleichung (2.38) ist die Schreib-Lese-Effizienz als Funktion der Zeit ein Gaußscher Zerfall, sodass

$$\frac{\eta(t)}{\eta(0)} = e^{-t^2/\tau_R^2}, \quad \tau_R = \frac{1}{k_R} \sqrt{\frac{m}{k_B T}}. \quad (5.1)$$

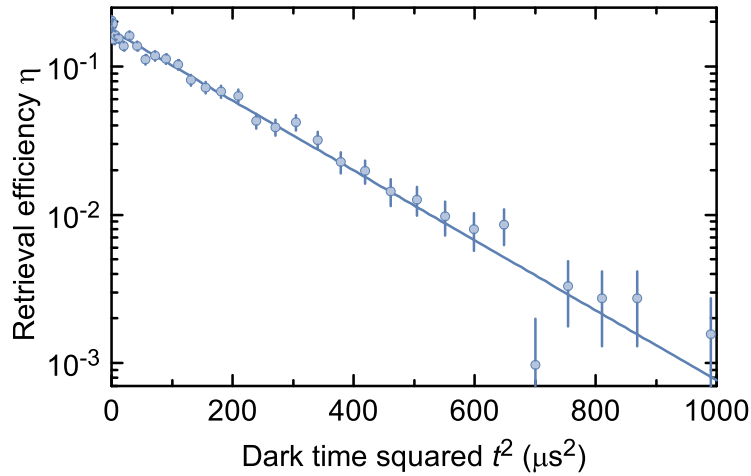


Abbildung 5.1: Schreib-Lese-Effizienz η als Funktion des Quadrats der Dunkelzeit t für den Rydberg-Zustand $|70S\rangle$ bei einer Temperatur von $T = 2.0 \mu\text{K}$. Die Linie zeigt das Ergebnis der Kurvenanpassung eines Gaußschen Zerfalls gemäß Gleichung (5.1) an die Daten. Mit einer logarithmischen vertikalen Achse und t^2 auf der horizontalen Achse wird ein Gaußscher Zerfall zu einer geraden Linie.

Um den Einfluss der Wechselwirkung zwischen Rydberg-Anregung und benachbarten Grundzustandsatomen vernachlässigen zu können, werden für die folgenden Experimente Wolken mit Dichten zwischen 5×10^{10} und $1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ präpariert.

Zunächst wird überprüft, ob sich der zeitliche Verlauf von η , wie in Gleichung 5.1 vorhergesagt, durch einen Gaußschen Zerfall beschreiben lässt. Dafür wird eine Wolke mit einer Dichte von etwa $9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und einer verhältnismäßig hohen Temperatur von $T = 2.0 \mu\text{K}$ präpariert. Ein $|L\rangle$ -polarisiertes Signalphoton wird im Zustand $|r\rangle = |70S_{1/2}\rangle$ abgespeichert und nach einer variablen Dunkelzeit zwischen 0.7 und $31.5 \mu\text{s}$ wieder ausgelesen. Abb. 5.1 zeigt die gemessene Schreib-Lese-Effizienz η als Funktion der Dunkelzeit t . Die blaue Linie zeigt das Ergebnis der Kurvenanpassung von Gleichung (5.1) an die Daten. In der Abbildung wurde die vertikale Achse logarithmisch gewählt, während die horizontale Achse t^2 zeigt. Mit diesen Achsen wird der Gaußsche Zerfall zu einer geraden Linie. Wie zu erkennen ist, stimmt die durch die Kurvenanpassung erhaltene Linie gut mit den Daten überein. Darüber hinaus ergibt eine Kurvenanpassung der Funktion $\eta(t) = \eta(0) \exp[-(t/\tau)^p]$ mit den freien Parametern p , τ und $\eta(0)$ an die Daten den Wert $p = 2.0(1)$. Dies bestätigt, dass ein Gaußscher Zerfall den zeitlichen Verlauf von $\eta(t)$ gut widerspiegelt.

Um den Zusammenhang zwischen der $1/e$ -Zeit τ des Zerfalls und der Temperatur des Mediums T zu untersuchen, werden Datensätze wie in Abb. 5.1 für verschiedene Temperaturen und verschiedene Hauptquantenzahlen aufgenommen. Kurvenanpassung von Gleichung (5.1) an die Datensätze liefert schließlich τ . Abb. 5.2 zeigt die Ergebnisse von τ als Funktion der Temperatur T für verschiedene Rydberg-Zustände. Auf der y -Achse ist dabei $1/\tau^2$ aufgetragen, sodass gemäß Gleichung (5.1) in dieser Darstellung alle Datenpunkte auf einer geraden Linie liegen sollten. Es gibt keine erkennbare Abhängigkeit der Daten von der Hauptquantenzahl n . Die Linie in Abb. 5.2 zeigt das Ergebnis der

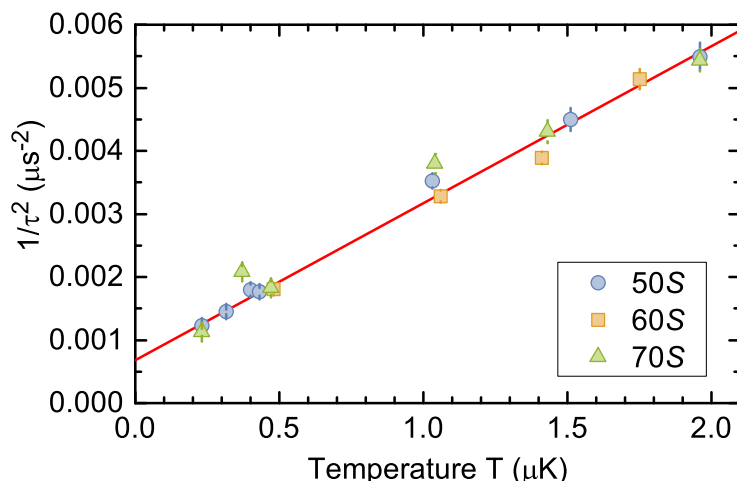


Abbildung 5.2: Quadrat der inversen Zerfallszeit $1/\tau^2$ der Schreib-Lese-Effizienz η als Funktion der Temperatur T für verschiedene Rydberg-Zustände. Gemäß Gleichung (5.1) wird erwartet, dass alle Datenpunkte auf einer Geraden liegen. Es gibt keine erkennbare Abhängigkeit der Daten von der Hauptquantenzahl n . Die Linie zeigt das Ergebnis der Kurvenanpassung einer Geraden an die Daten. Extrapolation der Geraden liefert für $T = 0$ eine $1/e$ -Zeit von $\tau = 38(2) \mu\text{s}$, statt $\tau \rightarrow \infty$. Dies deutet auf einen weiteren Zerfallsmechanismus hin.

Kurvenanpassung einer Geraden an alle Daten und stimmt gut mit diesen überein. Aus der Steigung der Geraden lässt sich die Wellenlänge der Spinwelle $\lambda_R = 2\pi/k_R = 1.23(3) \mu\text{m}$ bestimmen. Dies stimmt gut mit der Erwartung von $\lambda_R = (\lambda_{re}^{-1} - \lambda_{eg}^{-1})^{-1} = 1.25 \mu\text{m}$ überein. Im Grenzfall $T \rightarrow 0$ jedoch liefert die Kurvenanpassung den Wert $\tau = 38(2) \mu\text{s}$, statt wie aus Gleichung (5.1) folgt $\tau \rightarrow \infty$. Mögliche Ursachen hierfür werden in Ref. [96] diskutiert.

5.3 Effekt des Dipolfallenpotentials

Ein weiterer wichtiger Effekt, der einen Zerfall der Schreib-Lese-Effizienz η zur Folge hat, ist das differentielle Potential $V_r - V_g$ zwischen den Zuständen $|r\rangle$ und $|g\rangle$, welches durch den 1064 nm Fallenstrahl erzeugt wird. Während dieser für den Grundzustand ein attraktives Potential gemäß Gleichung (2.40a) mit einer Polarisierbarkeit von $\alpha_g = 687.3$ a.u. verursacht, erzeugt er für den Rydberg-Zustand ein repulsives Potential mit einer Polarisierbarkeit von $\alpha_r = -550$ a.u. [129].

Um diesen Effekt zu untersuchen wird wie im vorherigen Abschnitt ein $|L\rangle$ -polarisiertes Photon im Rydberg-Zustand $|r\rangle = |80S\rangle$ abgespeichert und nach variabler Dunkelzeit ausgelesen. Es wurde dafür ein Medium mit einer Dichte von etwa $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von etwa $T = 0.2 \mu\text{K}$ präpariert. Abb. 5.3 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Dabei wurde für die Aufnahme der blauen Datenpunkte die Dipolfalle während eines Experiments für $50 \mu\text{s}$ ausgeschaltet. Für die Aufnahme der orangefarbenen Datenpunkte blieb die Dipolfalle dagegen angeschaltet. Während für die blauen Datenpunkte durch

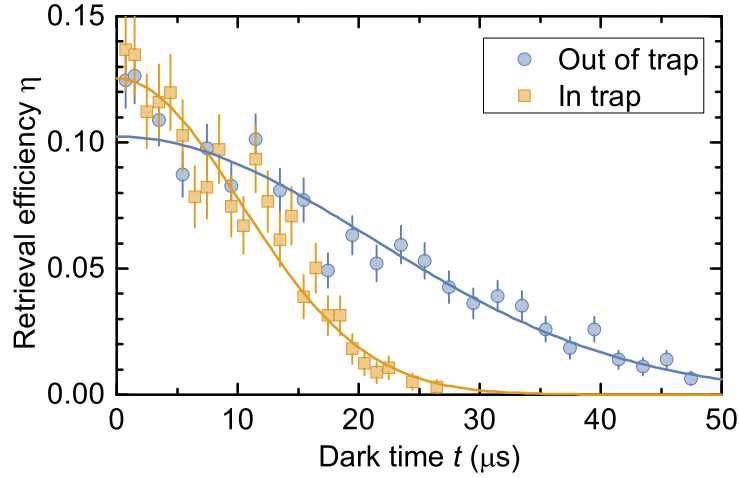


Abbildung 5.3: Einfluss der Dipolfalle auf den Zerfall der Schreib-Lese-Effizienz. Ein $|L\rangle$ -polarisiertes Photon wird im Rydberg-Zustand $|80S\rangle$ abgespeichert und nach einer Dunkelzeit t ausgelesen. Für die Aufnahme der blauen Datenpunkte wurde die Dipolfalle ausgeschaltet. Für die Aufnahme der orangefarbenen Datenpunkte war die Dipolfalle dagegen angeschaltet. Kurvenanpassung eines Gaußschen Zerfalls an die Datenpunkte (Linien) liefert $1/e$ -Zeiten von $\tau = 30(1) \mu\text{s}$ bzw. $\tau = 12.5(6) \mu\text{s}$ für aus- bzw. angeschaltete Falle.

Kurvenanpassung eines Gaußschen Zerfalls eine $1/e$ -Zeit von $\tau = 30(1) \mu\text{s}$ bestimmt wird, findet der Zerfall bei angeschalteter Falle deutlich schneller statt.

Um diesem Verhalten auf den Grund zu gehen, werden zwei Grenzfälle von Gleichung (2.43) betrachtet. Diese enthält zwei Zeitskalen $\tau_{F,1}$ und τ_k , die durch die Gleichungen (2.44) gegeben sind. Zunächst wird der Fall betrachtet, dass die durch die Gravitation hervorgerufene differentielle Verschiebung der Potentiale x_0 vernachlässigbar ist, sodass $F = \kappa_r x_0 = 0$ und $\tau_{F,1} \rightarrow \infty$. Gleichung (2.43) kann dann durch einen algebraischen Zerfall

$$\frac{\eta(t)}{\eta(0)} = \frac{1}{1 + t^2/\tau_k^2} \quad (5.2)$$

genähert werden. Aus den für dieses Experiment benutzten Parametern erwartet man damit eine $1/e$ -Zeit von $\tau_k \sqrt{e-1} = 120 \mu\text{s}$. Dies kann offensichtlich nicht den beschleunigten Zerfall der orangefarbenen Datenpunkte in Abb. 5.3 erklären.

Der zweite Grenzfall, der daher betrachtet wird, beruht auf der Bedingung $\tau_{F,1} \ll \tau_k$. Diese Bedingung ist äquivalent zur Bedingung $w_1/2 \ll x_{g,s}$, entspricht also dem Grenzfall, dass die durch Gravitation hervorgerufene Verschiebung der Wolkenmitte viel größer als die Spotgröße des Signalstrahls und die radiale Ausdehnung der Atomwolke ist. Für die hier verwendeten Parameter ergibt sich $x_{g,s} = 27 \mu\text{m}$, was in der Tat deutlich größer als die Spotgröße des Signalstrahls $w = 8 \mu\text{m}$ und die Ausdehnung der Atomwolke $2\sigma_x = 14 \mu\text{m}$ ist. Die daraus resultierende Näherung in Gleichung (2.43) liefert einen Gaußschen Zerfall

$$\frac{\eta(t)}{\eta(0)} = \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_{F,1}^2}\right). \quad (5.3)$$

Für die hier verwendeten Parameter erwartet man eine $1/e$ -Zeit von $\tau_{F,1} = 11.8 \mu\text{s}$. Kurvenanpassung eines Gaußschen Zerfalls an die orangefarbenen Datenpunkte in Abbildung 5.3 liefert eine $1/e$ -Zeit von $\tau = 12.5(6) \mu\text{s}$ in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage.

Die hier präsentierte Untersuchung zeigt, dass die Berücksichtigung der durch Gravitation hervorgerufene Verschiebung der Atomwolke notwendig ist, um den in Abb. 5.3 beobachteten Zerfall zu erklären. Eine intuitive Erklärung liefert die folgende Betrachtung. Durch die Verschiebung der Atomwolke hängt das differentielle Potential $V_r - V_g$ linear statt quadratisch vom Ort der Atome relativ zu Wolkenmitte ab. Die Verschiebung der Wolke führt dazu, dass die Spinwelle aufgrund ihrer transversalen Ausdehnung einen größeren Bereich des differentiellen Potentials abdeckt. Dies führt wiederum zu einem schnelleren Zerfall von η .

5.4 Visibility

Wie in Abschnitt 4.3.5 gezeigt wurde, spielt die Visibility des ausgelesenen Kontrollphotons eine wichtige Rolle für die postselektierte Fidelity der verschränkenden Gatteroperation. Um die Effizienz eines auf Rydberg-EIT basierenden Photon-Photon-Gatters zu verbessern ist es, wie oben beschriebenen, naheliegend bei niedrigen Dichten in Kombination mit einem optischen Resonator zu arbeiten. In diesem Abschnitt wird untersucht, wie die Visibility eines in einem Rydberg-Zustand gespeicherten Kontrollphotons für Dichten von etwa $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ von der Dunkelzeit t abhängt. Darüber hinaus wird gezeigt, welchen Einfluss eine Erhöhung der atomaren Dichte auf die Visibility des gespeicherten Photons hat.

In Abschnitt 4.2 wurde ein Photon, welches sich in einer Überlagerung aus $|R\rangle$ - und $|L\rangle$ -Polarisation befand, in das Medium geschickt und abgespeichert. Dabei wurde der $|R\rangle$ -Anteil in einem Grundzustand abgespeichert, während der $|L\rangle$ -Anteil in einem Rydberg-Zustand abgespeichert wurde. In diesem Abschnitt ist jedoch nur die Kohärenz des $|L\rangle$ -Anteils von Interesse, der im Rydberg-Zustand abgespeichert wurde. Für die Experimente in diesem Abschnitt wird daher $|L\rangle$ -polarisiertes Licht in das Medium geschickt, in einem Rydberg-Zustand abgespeichert und nach einer Dunkelzeit t wieder ausgelesen. Das ausgelesene Licht wird dann mit einem $|R\rangle$ -polarisiertem Rechteckpuls überlagert, dessen Leistung so groß wie die des ausgelesenen Lichts gewählt wird.

Um die Phasenstabilität zwischen den beiden Polarisationskomponenten in Abwesenheit der Atome zu garantieren, wird der optische Aufbau zur polarisationsabhängigen Frequenzverschiebung in Abschnitt 3.3 verwendet. Dabei wird die $|L\rangle$ -Komponente des Lichts in den Pfad des Interferometers gelenkt, der den AOM enthält. Die Frequenz des Signallichts wird dafür so angepasst, dass das $|L\rangle$ -Licht nach Passieren des AOMs resonant mit dem Übergang $|g\rangle \leftrightarrow |e_L\rangle$ ist. Die $|R\rangle$ -Komponente des Lichts wird dagegen in den Pfad gelenkt, der keinen AOM enthält. Durch die Frequenzanpassung ist der $|R\rangle$ -Anteil nun um 267 MHz gegenüber dem Zustand $|5P_{3/2}, F' = 1, m_{F'} = 3\rangle$ zu höheren Frequenzen verstimmt. Daher wird zwar während des Speicherpulses eine Überlagerung aus $|R\rangle$ - und $|L\rangle$ -Licht in das Medium geschickt, es wird jedoch nur der $|L\rangle$ -Anteil in einem Rydberg-Zustand abgespeichert. Der Grundzustandskopplungslaser bleibt ausgeschaltet. Während des Auslesepulses wird dann ein rechteckiger Signalpuls eingestrahlt. Dabei wird jedoch

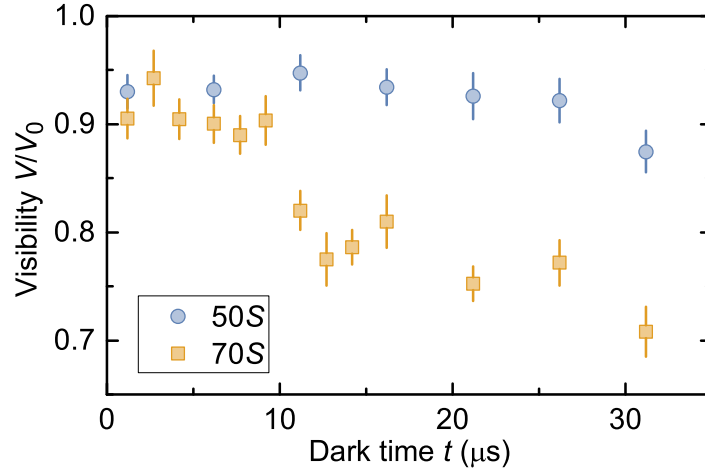


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Visibility V von der Dunkelzeit für niedrige Dichten. $|L\rangle$ -polarisiertes Licht, welches in einem Rydberg-Zustand gespeichert wurde, wird ausgelesen und mit $|R\rangle$ -polarisiertem Referenzlicht überlagert. Für kurze Dunkelzeit wird eine Visibility von über 0.90 erreicht. Für den Zustand $|70S\rangle$ ist ein deutlicher Zerfall der Visibility zu beobachten. Für den Zustand $|50S\rangle$ dagegen ist dies innerhalb der hier dargestellten Dunkelzeit nicht der Fall. Die Daten sind auf das technische Detektionslimit V_0 normiert.

kein RF-Signal am AOM angelegt, sodass der $|L\rangle$ -Anteil des Signalpulses blockiert wird. Die Frequenzverschiebung des $|R\rangle$ -Anteils wird dann im zweiten MZI rückgängig gemacht. Wie in Abschnitt 4.2 wird dann mit dem in Abschnitt 3.4 beschriebenen Detektionsaufbau eine Polarisationstomographie des ausgelesenen Lichts durchgeführt. In Abwesenheit der Atome messen wir eine Visibility von $V_0 = 0.973(6)$. Gründe für eine Abweichung von 1 werden in Abschnitt 3.4 diskutiert.

Abbildung 5.4 zeigt die Visibility V als Funktion der Dunkelzeit t für die Rydberg-Zustände $|50S\rangle$ und $|70S\rangle$. Die Dipolfalle wird für jedes Experiment, bestehend aus Abspeichern und Auslesen eines Photons und der dazwischen liegenden Dunkelzeit, ausgeschaltet. Die Werte sind dabei auf V_0 normiert, welches das technische Detektionslimit darstellt und nicht von der Physik des atomaren Systems abhängt. Für die Messung wurden Atomwolken mit Dichten zwischen $\rho = 1.7 \times 10^{11}$ und $2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ bei Temperaturen zwischen 0.3 und $0.4 \mu\text{K}$ und einer Länge von $L = 0.39 \text{ mm}$ präpariert. Die Länge des Speicherpulses beträgt $4.5 \mu\text{s}$. Davon wird nur ein kleiner Teil am Ende des Pulses abgespeichert. Die Länge des Pulses garantiert, dass etwaiges transientes Verhalten, das zu Beginn des Pulses auftritt, abklingen kann. Der ausgelesene Puls hat ein näherungsweise exponentiell abfallendes Profil mit einer $1/e$ -Zeit von typischerweise $0.8 \mu\text{s}$. Der Einfachheit halber wurde der $|R\rangle$ -polarisierte Referenzpuls rechteckig gewählt. Dies führt dazu, dass die Leistungen des ausgelesenen $|L\rangle$ -polarisierten und des Referenzpulses nur innerhalb eines Intervalls von typischerweise $0.5 \mu\text{s}$ etwa ausgeglichen sind. Es werden daher nur Daten ausgewertet, die sich innerhalb dieses Intervalls befinden.

Für kurze Dunkelzeiten erreicht die Visibility Werte von über 0.90, was eine deutli-

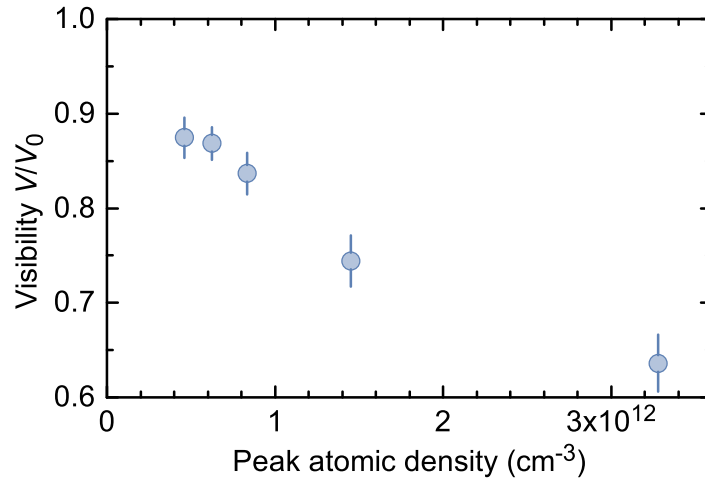


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Visibility von der atomaren Dichte für ein im Zustand $|70S\rangle$ gespeichertes Photon. Die Daten wurden bei einer Dunkelzeit von $t = 5 \mu\text{s}$ aufgenommen. Ein Zerfall der Visibility mit zunehmender Dichte ist deutlich erkennbar.

che Verbesserung gegenüber dem in Abschnitt 4.2 gemessenen Wert von $0.66(2)$ darstellt, der bei einer Dunkelzeit von $t = 4.5 \mu\text{s}$ und einer atomaren Dichte von $2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ aufgenommen wurde, wobei im Rydberg-Zustand $|69S\rangle$ abgespeichert wurde. Für den Zustand $|50S\rangle$ ist innerhalb der hier betrachteten maximalen Dunkelzeit von etwa $30 \mu\text{s}$ kein signifikanter Zerfall der Visibility zu beobachten. Die Visibility für deutlich längere Dunkelzeiten zu messen ist schwierig, da dann kaum noch Licht ausgelesen werden kann. Für den Zustand $|70S\rangle$ dagegen ist ein deutlicher Zerfall zu erkennen. Der Zerfall hängt also von der Hauptquantenzahl des Rydberg-Zustands ab. Darüber hinaus wurde in einer weiteren Messung sichergestellt, dass eine weitere Verringerung der atomaren Dichte keine Verbesserung der Visibility zur Folge hat. Die wahrscheinlichste Erklärung für den beobachteten Zerfall sind also fluktuierende elektrische Streufelder, die ihrerseits eine zeitliche Fluktuation der Stark-Verschiebung des Rydberg-Zustands verursachen.

Auffällig ist die Verbesserung der Visibility gegenüber dem in Abschnitt 4.2 gemessenen Wert von $0.66(2)$. Grundsätzlich kann dies viele Ursache haben, da die hier präsentierte Messung der Visibility in vielerlei Hinsicht von der in Abschnitt 4.2 abweicht. So ist hier beispielsweise die atomare Dichte deutlich niedriger und das atomare Medium deutlich länger. Das Referenzlicht wird nicht in einem atomaren Grundzustand abgespeichert. Die Dipolfalle ist während der Experimente ausgeschaltet. Der einlaufende Signalpuls ist deutlich länger und die Hauptquantenzahl $n = 70$ weicht geringfügig von der in Abschnitt 4.2 von $n = 69$ ab. Darüber hinaus wurde die Frequenzstabilisierung der Laser für Signal- und Kopplungslicht verbessert. Da bekannt ist, dass die atomare Dichte einen wichtigen Einfluss auf die Schreib-Lese-Effizienz eines in einem Rydberg-Zustand gespeicherten Photons hat, liegt es nahe, dass die atomare Dichte auch auf die Visibility eines solchen Photons Einfluss haben könnte.

Um dies zu überprüfen, wird die Visibility eines im Zustand $|70S\rangle$ gespeicherten Photons als Funktion der atomaren Dichte gemessen. Um die Dichte zu variieren wird bei

etwa gleichbleibender Atomzahl von 1.6×10^5 bis 2.0×10^5 die Länge des Mediums zwischen 0.05 und 0.39 mm variiert. Die Temperatur beträgt dabei etwa $0.6 \mu\text{K}$. Die Dunkelzeit wurde mit $5 \mu\text{s}$ entsprechend der Oszillationsperiode des niedrigsten gebundenen langreichweitigen Molekülzustands zwischen einem Rydberg-Atom im Zustand $|70S\rangle$ und einem Grundzustandsatom gewählt. Abbildung 5.5 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Der in Abschnitt 4.2 gemessene Wert der Visibility von $0.66(2)$ wurde bei einer atomaren Dichte von $\rho = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ aufgenommen und stimmt somit gut mit den Ergebnissen in Abbildung 5.5 überein. Um einen auf Rydberg-EIT basierenden Quantenspeicher mit hoher Visibility und somit ein Photon-Photon-Gatter mit hoher postselektierter Fidelity realisieren zu können, sind niedrige atomare Dichte folglich eine notwendige Bedingung.

Kapitel 6

Ausblick

In dieser Arbeit wurde weltweit erstmalig ein auf Rydberg-Wechselwirkungen basierendes Photon-Photon-Gatter demonstriert. Die hier erreichte postselektierte Fidelity ist zwar ausreichend, um zu zeigen, dass das Quantengatter funktioniert. Im Hinblick auf Anwendungen wäre es aber wünschenswert die Performance des Gatters, also die Effizienz und die postselektierte Fidelity, deutlich zu steigern.

In Kapitel 4 wird deutlich, dass die Dephasierung ein wesentlicher limitierender Faktor für die Performance des Gatters ist. Die Messungen in Kapitel 5 zeigen dann, dass niedrige atomare Dichten zu einer deutlichen Verringerung der Dephasierung führen, was im Prinzip eine deutlich bessere Performance des Gatters erlauben sollte. In Kapitel 4 wird jedoch auch deutlich, dass eine Verbesserung des Gatters allein durch eine Absenkung der Dichte nicht erreichbar ist, weil dann die konditionierte Phasenverschiebung nicht mehr π betragen würde. Einen Ausweg aus diesem Dilemma bietet die Verwendung eines optischen Resonators mit moderater Finesse, der das atomare Medium einschließt [77, 78, 130]. Dies erlaubt es deutlich niedrigere atomare Dichten zu verwenden. Die damit einhergehende Verringerung der Wechselwirkung eines Photons mit dem Medium wird, grob vereinfacht ausgedrückt, durch die mehrmalige Passage des Photons durch das Medium kompensiert. Eine detaillierte Rechnung zeigt, dass mit einem solchen Aufbau, bei realistischen Parametern, eine Effizienz von etwa 50% erreichbar sein sollte.

Eine solche Verbesserung der Performance des Gatters eröffnet die Möglichkeit weiterer Experimente. So könnte beispielsweise mit einem solchen Aufbau die Verschränkung von mehr als zwei Photonen ermöglicht werden. Darüber hinaus könnte ein solches System als Einzelphotonenquelle oder zur Erzeugung von Schrödinger-Katzen-Zuständen genutzt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] C. H. Papadimitriou, *Computational Complexity* (Addison-Wesley, 1994).
- [2] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, 2010).
- [3] E. Schrödinger. Discussion of Probability Relations between Separated Systems. *Math. Proc. Camb. Philos. Soc.* **31**, 555–563 (1935).
- [4] P. W. Shor. Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer. *SIAM J. Comput.* **26**, 1484–1509 (1997).
- [5] L. K. Grover. Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325–328 (1997).
- [6] 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**, 4714–4717 (1995).
- [7] 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).
- [8] 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).
- [9] M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf. Superconducting circuits for quantum information: an outlook. *Science* **339**, 1169–74 (2013).
- [10] 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).
- [11] J. A. Jones. Quantum computing with NMR. *Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc.* **59**, 91–120 (2011).

- [12] 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).
- [13] L. Childress and R. Hanson. Diamond NV centers for quantum computing and quantum networks. *MRS Bull.* **38**, 134–138 (2013).
- [14] 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).
- [15] I. L. Chuang and M. A. Nielsen. Prescription for experimental determination of the dynamics of a quantum black box. *J. Mod. Opt.* **44**, 2455–2467 (1997).
- [16] J. F. Poyatos, J. I. Cirac, and P. Zoller. Complete Characterization of a Quantum Process: The Two-Bit Quantum Gate. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 390–393 (1997).
- [17] J. B. Altepeter, E. R. Jeffrey, and P. G. Kwiat. Photonic State Tomography. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **52**, 105–159 (2005).
- [18] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [19] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté, and M. D. Lukin. Fast Quantum Gates for Neutral Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208–2211 (2000).
- [20] 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**, 010503 (2010).
- [21] H. Levine, A. Keesling, A. Omran, H. Bernien, S. Schwartz, A. S. Zibrov, M. Endres, M. Greiner, V. Vuletić, and M. D. Lukin. High-Fidelity Control and Entanglement of Rydberg-Atom Qubits. *Phys. Rev. Lett.* **121**, 123603 (2018).
- [22] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller. Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
- [23] R. G. Unanyan and M. Fleischhauer. Efficient and robust entanglement generation in a many-particle system with resonant dipole-dipole interactions. *Phys. Rev. A* **66**, 032109 (2002).
- [24] D. Møller, L. B. Madsen, and K. Mølmer. Quantum Gates and Multiparticle Entanglement by Rydberg Excitation Blockade and Adiabatic Passage. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 170504 (2008).
- [25] M. Müller, I. Lesanovsky, H. Weimer, H. P. Büchler, and P. Zoller. Mesoscopic Rydberg Gate Based on Electromagnetically Induced Transparency. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 170502 (2009).

- [26] M. Saffman and K. Mølmer. Efficient Multiparticle Entanglement via Asymmetric Rydberg Blockade. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240502 (2009).
- [27] 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).
- [28] K. Singer, M. Reetz-Lamour, T. Amthor, L. G. Marcassa, and M. Weidemüller. Suppression of Excitation and Spectral Broadening Induced by Interactions in a Cold Gas of Rydberg Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 163001 (2004).
- [29] T. C. Liebisch, A. Reinhard, P. R. Berman, and G. Raithel. Atom Counting Statistics in Ensembles of Interacting Rydberg Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 253002 (2005).
- [30] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker, and M. Saffman. Observation of Rydberg blockade between two atoms. *Nat. Phys.* **5**, 110–114 (2009).
- [31] 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).
- [32] 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. *Nat. Phys.* **12**, 71–74 (2016).
- [33] 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).
- [34] 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**, 1455–8 (2015).
- [35] 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).
- [36] 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).
- [37] H. Weimer, M. Müller, I. Lesanovsky, P. Zoller, and H. P. Büchler. A Rydberg quantum simulator. *Nature Physics* **6**, 382–388 (2010).
- [38] R. P. Feynman. Simulating physics with computers. *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 467–488 (1982).

- [39] C. Gross and I. Bloch. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices. *Science* **357**, 995–1001 (2017).
- [40] 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).
- [41] C. H. Bennett and G. Brassard, Public key distribution and coin tossing, (In *Proc. IEEE Int. Conf. Comput. Syst. Signal Process.* New York, 1984) pp. 175–179.
- [42] C. Bennett, F. Bessette, G. Brassard, L. Salvail, and J. Smolin. Experimental quantum cryptography. *J. Cryptol.* **5**, 3–28 (1992).
- [43] C.-Z. Peng, J. Zhang, D. Yang, W.-B. Gao, H.-X. Ma, H. Yin, H.-P. Zeng, T. Yang, X.-B. Wang, and J.-W. Pan. Experimental Long-Distance Decoy-State Quantum Key Distribution Based on Polarization Encoding. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010505 (2007).
- [44] D. Rosenberg, J. W. Harrington, P. R. Rice, P. A. Hiskett, C. G. Peterson, R. J. Hughes, A. E. Lita, S. W. Nam, and J. E. Nordholt. Long-Distance Decoy-State Quantum Key Distribution in Optical Fiber. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010503 (2007).
- [45] T. Schmitt-Manderbach, H. Weier, M. Fürst, R. Ursin, F. Tiefenbacher, T. Scheidl, J. Perdigues, Z. Sodnik, C. Kurtsiefer, J. G. Rarity, A. Zeilinger, and H. Weinfurter. Experimental Demonstration of Free-Space Decoy-State Quantum Key Distribution over 144 km. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010504 (2007).
- [46] R. Ursin, F. Tiefenbacher, T. Schmitt-Manderbach, H. Weier, T. Scheidl, M. Lindenthal, B. Blauensteiner, T. Jennewein, J. Perdigues, P. Trojek, B. Ömer, M. Fürst, M. Meyenburg, J. Rarity, Z. Sodnik, C. Barbieri, H. Weinfurter, and A. Zeilinger. Entanglement-based quantum communication over 144 km. *Nat. Phys.* **3**, 481–486 (2007).
- [47] W. K. Wootters and W. H. Zurek. A single quantum cannot be cloned. *Nature* **299**, 802–803 (1982).
- [48] J. Yin, Y. H. Li, S. K. Liao, M. Yang, Y. Cao, L. Zhang, J. G. Ren, W. Q. Cai, W. Y. Liu, S. L. Li, R. Shu, Y. M. Huang, L. Deng, L. Li, Q. Zhang, N. L. Liu, Y. A. Chen, C. Y. Lu, X. B. Wang, F. Xu, J. Y. Wang, C. Z. Peng, A. K. Ekert, and J. W. Pan. Entanglement-based secure quantum cryptography over 1,120 kilometres. *Nature* **582**, 501–505 (2020).
- [49] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, and P. Zoller. Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5932–5935 (1998).
- [50] Q. A. Turchette, C. J. Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H. J. Kimble. Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4710–4713 (1995).

- [51] 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).
- [52] 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).
- [53] 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).
- [54] 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).
- [55] 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).
- [56] 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).
- [57] K. M. Beck, M. Hosseini, Y. Duan, and V. Vuletić. Large conditional single-photon cross-phase modulation. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **113**, 9740–9744 (2016).
- [58] 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. *Nat. Photonics* **8**, 965–970 (2014).
- [59] 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**, 903–906 (2014).
- [60] J. L. O’Brien, A. Furusawa, and J. Vučković. Photonic quantum technologies. *Nat. Photonics* **3**, 687–695 (2009).
- [61] I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vuckovic. Controlled Phase Shifts with a Single Quantum Dot. *Science* **320**, 769–772 (2008).
- [62] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature* **409**, 46–52 (2001).
- [63] 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).
- [64] 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).

- [65] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633–673 (2005).
- [66] 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).
- [67] 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**, 152003 (2016).
- [68] 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).
- [69] 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).
- [70] J. Otterbach, M. Moos, D. Muth, and M. Fleischhauer. Wigner Crystallization of Single Photons in Cold Rydberg Ensembles. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 113001 (2013).
- [71] 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).
- [72] K. Jachymski, P. Bienias, and H. P. Büchler. Three-Body Interaction of Rydberg Slow-Light Polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 053601 (2016).
- [73] 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).
- [74] 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).
- [75] D. Paredes-Barato and C. S. Adams. All-Optical Quantum Information Processing Using Rydberg Gates. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 040501 (2014).
- [76] M. Khazali, K. Heshami, and C. Simon. Photon-photon gate via the interaction between two collective Rydberg excitations. *Phys. Rev. A* **91**, 030301 (2015).
- [77] 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. *Sci. Rep.* **5**, 10005 (2015).
- [78] 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).

- [79] C. R. Murray and T. Pohl. Coherent Photon Manipulation in Interacting Atomic Ensembles. *Phys. Rev. X* **7**, 031007 (2017).
- [80] O. Lahad and O. Firstenberg. Induced Cavities for Photonic Quantum Gates. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 113601 (2017).
- [81] 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).
- [82] 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).
- [83] 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).
- [84] D. Maxwell, D. J. Szwer, D. Paredes-Barato, H. Busche, J. D. Pritchard, A. Gauguet, K. J. Weatherill, M. P. A. Jones, and C. S. Adams. Storage and Control of Optical Photons Using Rydberg Polaritons. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 103001 (2013).
- [85] 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).
- [86] Y. O. Dudin and A. Kuzmich. Strongly interacting Rydberg excitations of a cold atomic gas. *Science* **336**, 887–9 (2012).
- [87] L. Li, Y. O. Dudin, and A. Kuzmich. Entanglement between light and an optical atomic excitation. *Nature* **498**, 466–469 (2013).
- [88] S. Baur, D. Tiarks, G. Rempe, and S. Dürr. Single-Photon Switch Based on Rydberg Blockade. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 073901 (2014).
- [89] D. Tiarks, S. Baur, K. Schneider, S. Dürr, and G. Rempe. Single-Photon Transistor Using a Förster Resonance. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 053602 (2014).
- [90] 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).
- [91] 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. *Nat. Commun.* **7**, 12480 (2016).

- [92] 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).
- [93] 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).
- [94] D. Tiarks, S. Schmidt, G. Rempe, and S. Dürr. Optical π phase shift created with a single-photon pulse. *Sci. Adv.* **2**, e1600036 (2016).
- [95] D. Tiarks, S. Schmidt-Eberle, T. Stolz, G. Rempe, and S. Dürr. A photon–photon quantum gate based on Rydberg interactions. *Nat. Phys.* **15**, 124–126 (2019).
- [96] S. Schmidt-Eberle, T. Stolz, G. Rempe, and S. Dürr. Dark-time decay of the retrieval efficiency of light stored as a Rydberg excitation in a noninteracting ultracold gas. *Phys. Rev. A* **101**, 013421 (2020), e-print 1909.00680.
- [97] D. Tiarks, *Quantenbits in Ensembles ultrakalter Rydberg-Atome*, PhD thesis, Technische Universität München (2019).
- [98] W. C. Martin. Series formulas for the spectrum of atomic sodium (NaI). *J. Opt. Soc. Am.* **70**, 784 (1980).
- [99] W. Li, I. Mourachko, M. W. Noel, and T. F. 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).
- [100] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer. Quantum information with Rydberg atoms. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313–2363 (2010).
- [101] 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).
- [102] S. E. Baur, *A Single-Photon Switch and Transistor based on Rydberg Blockade*, PhD thesis, Technische Universität München (2015).
- [103] E. Fermi. Sopra lo spostamento per Pressione delle Righe Elevate delle Serie Spettrali. *Il Nuovo Cimento* **11**, 157–166 (1934).
- [104] 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).
- [105] C. Bahrim, U. Thumm, and I. I. Fabrikant. $^3\text{S}^e$ and $^1\text{S}^e$ scattering lengths for e- + Rb, Cs and Fr collisions. *J. Phys. B* **34**, L195–L201 (2001).

- [106] C. H. Greene, A. S. Dickinson, and H. R. Sadeghpour. Creation of Polar and Nonpolar Ultra-Long-Range Rydberg Molecules. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2458–2461 (2000).
- [107] 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).
- [108] T. G. Walker and M. Saffman. Consequences of Zeeman degeneracy for the van der Waals blockade between Rydberg atoms. *Phys. Rev. A* **77**, 032723 (2008).
- [109] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. Quantum memory for photons: Dark-state polaritons. *Phys. Rev. A* **65**, 022314 (2002).
- [110] 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).
- [111] B. Zhao, Y.-A. Chen, X.-H. Bao, T. Strassel, C.-S. Chuu, X.-M. Jin, J. Schmiedmayer, Z.-S. Yuan, S. Chen, and J.-W. Pan. A millisecond quantum memory for scalable quantum networks. *Nat. Phys.* **5**, 95–99 (2009).
- [112] C. V. Raman and N. S. Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves: Part I. *Proc. Ind. Acad. Sci.* **2**, 406–412 (1935).
- [113] J. Schuster, *Stoßlawinen in einem Bose-Einstein-Kondensat*, PhD thesis, Technische Universität München (2002).
- [114] A. Marte, *Feshbach-Resonanzen bei Stößen ultrakalter Rubidiumatome*, PhD thesis, Technische Universität München (2003).
- [115] D. E. Pritchard. Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy. *Physical Review Letters* **51**(15), 1336–1339 (oct 1983).
- [116] B. Arora and B. K. Sahoo. State-insensitive trapping of Rb atoms: Linearly versus circularly polarized light. *Phys. Rev. A* **86**, 033416 (2012).
- [117] G. Girelli, *Controlled Optical Phase Shift Based on Rydberg Blockade*, Master’s thesis, Technische Universität München (2017).
- [118] 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).
- [119] E. D. Black. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *Am. J. Phys.* **69**, 79–87 (2001).
- [120] T. Nazarova, C. Lisdat, F. Riehle, and U. Sterr. Low-frequency-noise diode laser for atom interferometry. *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 1632 (2008).

- [121] F. Schmid, J. Weitenberg, T. W. Hänsch, T. Udem, and A. Ozawa. Simple phase noise measurement scheme for cavity-stabilized laser systems. *Opt. Lett.* **44**, 2709 (2019).
- [122] H. R. Telle, *Absolute Measurement of Optical Frequencies* (John Wiley and Sons, Inc., 1996).
- [123] T. Stolz, *Rydberg-Wechselwirkung zwischen einem gespeicherten und einem propagierenden optischen Quantenbit*, Master's thesis, Technische Universität München (2017).
- [124] H. P. Specht, C. Nölleke, A. Reiserer, M. Uphoff, E. Figueroa, S. Ritter, and G. Rempe. A single-atom quantum memory. *Nature* **473**, 190–193 (2011).
- [125] B. Weber, *Distribution of quantum information between an atom and two photons*, PhD thesis, Technische Universität München (2008).
- [126] M. Lettner, *Ein Bose-Einstein-Kondensat als Quantenspeicher für Zwei-Teilchen-Verschränkung*, PhD thesis, Technische Universität München (2011).
- [127] A. Peres. Separability Criterion for Density Matrices. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1413–1415 (1996).
- [128] M. Horodecki, P. Horodecki, and R. Horodecki. Separability of mixed states: necessary and sufficient conditions. *Phys. Lett. A* **223**, 1–8 (1996).
- [129] M. Saffman and T. G. Walker. Analysis of a quantum logic device based on dipole-dipole interactions of optically trapped Rydberg atoms. *Phys* **72**, 022347 (2005).
- [130] A. C. J. Wade, M. Mattioli, and K. Mølmer. Single-atom single-photon coupling facilitated by atomic-ensemble dark-state mechanisms. *Phys. Rev. A* **94**, 053830 (2016).

Danksagung

Laut Wikipedia ist eine Doktorarbeit eine wissenschaftliche Arbeit zur Erlangung eines Doktorgrades an einer wissenschaftlichen Hochschule mit Promotionsrecht. Jeder, der tatsächlich eine Promotion absolviert hat, dürfte andere Worte finden, um die persönliche Bedeutung der eigenen Promotion und die Implikationen dieser auf den persönlichen Werdegang zu umschreiben. Hier möchte ich nun all denjenigen danken, die mir den Weg zur Promotion ermöglicht und die Zeit währenddessen zu einer so wertvollen gemacht haben.

Zunächst möchte ich meinen Eltern danken, die mir in meiner Kindheit und Jugend die Möglichkeit gaben meinen Interessen frei zu folgen und mir schließlich das Physikstudium in Heidelberg ermöglicht haben. Darüber hinaus danke ich meinen Studienkollegen aus Heidelberg dank denen das Übungszettel rechnen zu mehr als einer lästigen Pflicht wurde.

Ich danke Gerhard Rempe, der mutig genug war einem Studenten mit Hintergrund in der theoretischen Hochenergiephysik und nicht vorhanden Erfahrungen in der experimentellen Physik die Pforten zu einem seiner bemerkenswerten Experimente zu öffnen. Ich danke ihm für dieses Vertrauen. Darüber hinaus danke ich Stephan Dürr, dessen Hilfsbereitschaft ich leider erst zu spät schätzen gelernt habe. Insbesondere seine intensive Unterstützung nachdem ich die Gruppe verlassen habe empfinde ich als nicht selbstverständlich.

Ich danke Giovanni Girelli, mit dem ich im ersten Jahr das Büro geteilt habe und der mich immer wieder mit seiner Technikbegeisterung angesteckt hat. Darüber hinaus danke ich Daniel Tiarks, dem ich sicherlich den Großteil meiner Kenntnisse in der experimentellen Physik verdanke. Seine hemdsärmelige Herangehensweise inspiriert mich auch heute häufig noch dazu Dinge einfach mal in Angriff zu nehmen. Natürlich danke ich Thomas Stolz. Er hat mich bis zuletzt unterstützt und seine Herangehensweise an verschiedene Probleme dient mir noch immer als Vorbild. Viel erwähnenswerter ist an dieser Stelle aber unsere Freundschaft für die ich sehr dankbar bin. Ich danke allen Kollegen in der Gruppe von Gerhard Rempe, insbesondere denjenigen, die den Anstand hatten beim Kickern gegen mich zu verlieren. Sie haben mir den nötigen Ausgleich an einem langen Labortag gegeben.

Schließlich danke ich meiner Frau Sita, die so viel Last auf ihre Schultern und so viel von meinen genommen hat. Du warst und bist meine Stütze ohne die ich dieses riesige Projekt niemals hätte stemmen können.