

# Kohärente Dynamik von Rydberg-Atomen in einem hybriden Quantensystem

## Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Eberhard Karls Universität Tübingen  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von  
Manuel Kaiser  
aus Malsch

Tübingen  
2024

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen  
Fakultät der Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Qualifikation: 18.10.2024

Dekan: Prof. Dr. Thilo Stehle

1. Berichterstatter: Prof. Dr. József Fortágh

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Nils Schopohl

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstracts</b>	<b>iii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Kopplung eines atomaren Qubits an ein Einzelphotonen- oder klassisches Feld</b>	<b>7</b>
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>13</b>
3.1 Präparation kalter Atome am supraleitenden Chip . . . . .	13
3.2 Rydberg-Anregung . . . . .	17
3.2.1 Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) . . . . .	20
3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser . . . . .	21
3.3.1 Phasenrauschen, Linienbreite und Langzeitstabilität . . . . .	22
3.3.2 Frequenzkamm-Stabilisierung . . . . .	25
3.3.3 Laser-Stabilisierung und Charakterisierung . . . . .	30
3.4 Feldionisation und Einzelatomdetektion . . . . .	34
<b>4 Kohärenz der Rydberg-Anregung</b>	<b>39</b>
4.1 Aufbau der optischen Messmethode . . . . .	41
4.1.1 Absorption, EIT und Zwei-Photonen Resonanz . . . . .	44
4.1.2 Kalibration der Rabi-Frequenzen . . . . .	46
4.2 Optische Messung von Rydberg-Zuständen . . . . .	50
4.2.1 Dekohärenz bei der Anregung einzelner Rydberg-Atome . . . . .	50
4.2.2 Dekohärenz durch interatomare Wechselwirkung . . . . .	54
4.2.3 Numerische Simulation Rydberg-Anregung und Detektion . . . . .	60
4.3 Messung der Kohärenz zwischen Grund- und Rydberg-Zustand . . . . .	61
4.3.1 Dekohärenzabhängige Superradianz . . . . .	64
<b>5 Rydberg-Atome und Übergänge in externen Feldern</b>	<b>69</b>
5.1 Rydberg-Zustand im kombinierten elektrischen und magnetischen Feld	70

5.2	Mikrowellenübergänge in externen Feldern . . . . .	73
5.3	Selektive Feldionisation . . . . .	77
<b>6</b>	<b>Elektrische Streufelder durch Adsorbate nahe der Chipoberfläche</b>	<b>85</b>
6.1	Charakterisierung der elektrischen Felder nahe der Oberfläche . . . . .	91
6.1.1	Dynamik des elektrischen Feldes . . . . .	94
6.2	Lokalisierte Anregung und Feldinhomogenität . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Resonator-getriebene Rydberg-Rydberg Übergänge</b>	<b>105</b>
7.1	Spektrum eines Rydberg-Rydberg MW-Übergangs . . . . .	107
7.2	Resonator getriebene Rabi-Oszillationen zwischen zwei Rydberg-Zuständen . . . . .	110
7.3	Kohärenzzeit und Kopplungsstärke . . . . .	112
<b>8</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>115</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>119</b>
A.1	Stabilität und Phasenrauschen der Frequenzkamm-Referenzen . . . . .	119
A.2	Optischer Phasenlock der Laser . . . . .	124
A.3	Simulationen der kohärenten Anregung . . . . .	126
A.4	Kohärenzmessungen . . . . .	130
A.5	Einfluss der Laser am supraleitenden Chip . . . . .	134
A.5.1	Einfluss des Wärmeeintrags der Laserstrahlung . . . . .	134
A.5.2	Cooper-Paar Auftrennung durch Laserstrahlung . . . . .	136
A.6	Modell zur Dynamik des elektrischen Adsorbat-Feldes . . . . .	138
A.6.1	Simulation eines elektrischen Adsorbatfeldes . . . . .	138
A.6.2	Simulation eines Adsorbatfeld-Kompensationsmechanismus . . . . .	139
A.7	Elektrisches Feld im Resonator . . . . .	142
A.8	Kohärenzzeit der Rabi-Oszillation . . . . .	144
	<b>Literatur</b>	<b>147</b>

## Zusammenfassung

Hybride Quantensysteme vereinen die Vorzüge ihrer Einzelsysteme und sind essentielle Bestandteile eines umfassenden Quantennetzwerks. Eine mögliche Realisierung einer solchen Plattform besteht aus supraleitenden Schaltkreisen als Quantengatter, ultrakalten Atomen als Quantenspeicher und Photonen als fliegende Qubits für eine Quantenkommunikation. Die Verbindung zwischen supraleitenden und den atomaren Qubits kann durch einen Mikrowellenresonator in Kombination mit hoch angeregten Rydberg-Zuständen etabliert werden. Zwischen Quantenspeicher und Kommunikationskanal können Quanteninformationen durch entsprechende Lichtfelder konvertiert werden. In dieser Arbeit werden grundlegende Eigenschaften der Schnittstelle zwischen supraleitenden Schaltkreisen, hoch angeregten Rydberg-Atomen und den Grundzustands-Atomen experimentell untersucht. Erstmals konnte eine kohärente Kopplung von Rydberg-Atomen - welche auf einem integrierten, supraleitenden Atom-Chip gefangen waren - an einen koplanaren Wellenleiter-Resonator gezeigt werden. Dazu wurden Rubidiumatome nahe der Oberfläche des Chips gefangen, einzeln in einen Rydberg-Zustand angeregt und durch den Resonator getriebene Rabi-Oszillationen zwischen zwei Rydberg-Zuständen beobachtet. Inhomogene elektrische Störfelder in Oberflächennähe - unter anderem verursacht durch Adsorption von Rubidiumatomen auf dem Chip - konnten effektiv genutzt werden, um die Anregung in eine dünne Scheibe zu lokalisieren, und so eine Dephasierung durch das inhomogene Mikrowellenfeld des Resonators verringern. In dem Feld konnte außerdem ein Paar von Rydberg-Zuständen gefunden werden, deren Messsignale trotz der nur teilweise zustandsselektiven Messmethode klar voneinander getrennt werden konnten. Die Analyse der Daten erfolgte anhand einer umfassenden numerischen Simulation der Rydberg-Atome in äußeren Feldern. Die extreme Polarisierbarkeit der Rydberg-Atome machte es außerdem möglich, genauere Erkenntnisse über die Störfelder zu erlangen. Es konnte die Dynamik einer Ladungsansammlung in der Aussparung zwischen den Leitern des Resonators identifiziert werden, die ein sich änderndes elektrisches Feld am Ort der Atomfalle bewirkt. Darüber hinaus wurde eine rein optische Messmethode zur Bestimmung der Kohärenz einer Rydberg-Anregung erprobt. Anhand einer Simulation der zeitlichen Entwicklung der Dichtematrix des Systems mit effektiven Zerfallsraten, konnte ein Dekohärenzmechanismus aus dem Experiment identifiziert werden, welcher zu einer schnellen Dephasierung der Rydberg-Anregung führte.

## Abstract

Hybrid quantum systems combine the advantages of their individual systems and are essential components of a comprehensive quantum network. One possible realization of such a platform consists of superconducting circuits as quantum gates, ultracold atoms as quantum memories and photons as flying qubits for quantum communication. The connection between superconducting and atomic qubits can be established by a microwave resonator in combination with highly excited Rydberg states. Quantum information can be converted between the quantum memory and the communication channel by appropriate light fields. In this work, fundamental properties of the interface between superconducting circuits, highly excited Rydberg atoms and the ground state atoms are experimentally investigated. For the first time, a coherent coupling of Rydberg atoms - which were trapped on an integrated superconducting atom chip - to a coplanar waveguide resonator was demonstrated. Rubidium atoms were trapped near the surface of the chip, individually excited into a Rydberg state and Rabi oscillations driven by the resonator between two Rydberg states were observed. Inhomogeneous electric stray fields near the surface - caused, among other things, by adsorption of rubidium atoms on the chip - were effectively used to localize the excitation into a thin sheet, thus reducing dephasing by the inhomogeneous microwave field of the resonator. A pair of Rydberg states could also be found in the field, whose measurement signals could be clearly separated from each other despite the only partially state-selective measurement method. The data was analyzed using an extensive numerical simulation of the Rydberg atoms in external fields. The extreme polarizability of the Rydberg atoms also made it possible to gain more precise insights into the stray fields. The dynamics of a charge accumulation in the gap between the conductors of the resonator, which causes a changing electric field at the location of the atom trap, could be identified. In addition, a purely optical measurement method was tested to determine the coherence of a Rydberg excitation. Based on a simulation of the temporal evolution of the density matrix of the system with effective decay rates, a decoherence mechanism in the experiment could be identified, which led to a rapid dephasing of the Rydberg excitation.

# 1 Einleitung

Die Entwicklung von klassischen Computern hin zu Quantencomputern stellt einen Paradigmenwechsel in der Informationsverarbeitung dar. Dieser basiert auf dem grundlegenden Baustein der Quanteninformatik: dem Qubit. Im Gegensatz zu einem klassischen Bit, das entweder den Zustand  $|0\rangle$  oder  $|1\rangle$  annehmen kann, besitzt ein Qubit die Eigenschaft der Superposition. Dadurch kann es eine Überlagerung von beiden Zuständen gleichzeitig sein, wodurch eine exponentielle Erhöhung der Informationsdichte erreicht werden kann [1]. Mehrere Qubits können durch Quantenverschränkung miteinander verbunden werden, was zu einem exponentiellen Wachstum der Rechenkapazität führt [2, 3]. Diese Fähigkeit, simultan eine Vielzahl möglicher Zustände zu erfassen und zu verarbeiten, eröffnet Quantencomputern die Möglichkeit, bestimmte Probleme effizient zu lösen, die für klassische Computer in endlicher Zeit nicht erreichbar sind. Dazu gehören etwa die Simulation von Quantensystemen [4], unter anderem für die Materialentwicklung [5] und die Pharmaforschung [6], Optimierungsprobleme im Verkehr [7] und in der Finanzbranche [8], oder das Training von Modellen der künstlichen Intelligenz [9].

Supraleitende Qubits (engl. SCQ) gelten als eine der vielversprechendsten Plattformen für die Realisierung von Quantencomputern. Sie zeichnen sich durch ihre Kompatibilität mit bestehenden Fertigungsmethoden der Halbleiterindustrie, schnellen Gatter-Operationen mit hoher Fidelität [10, 11] und effizienter sowie etablierter Ansteuerungs- und Ausleseelektronik im Mikrowellenbereich aus. Diese Eigenschaften haben zu rasanten Fortschritten geführt, wie z.B. der Realisierung von Systemen über 100 Qubits [12], der Entwicklung von Quantenfehlerkorrekturverfahren [13, 14] und der fast erreichten Quantenüberlegenheit [10, 15, 16]. Eine der größten Herausforderungen ist die Dekohärenz, also der Verlust von Quanteninformation durch Wechselwirkung mit der Umgebung, welche bei SCQ im Bereich von weniger als zwei Millisekunden liegt [17, 18]. Diese wird mit einer weiteren Skalierung von SCQ-Systemen auf größere Chipanordnungen noch gravierender [19]. Neben der fertigungsbedingten Abweichung zwischen den einzelnen Qubits und der aufwändigen Kühlung bis nahe des

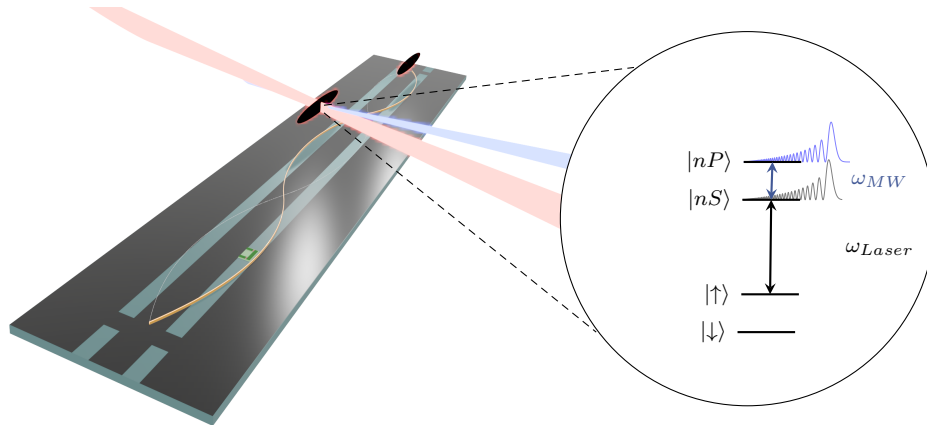


Abb. 1.1: Schematische Darstellung eines koplanaren Wellenleiterresonators (CPW-Resonator), der sowohl eine Wechselwirkung mit ultrakalten Atomen als auch mit supraleitenden Qubits ermöglicht. Zwei ultrakalte atomare Wolken (dunkelrot), die mit Lasern in einen Rydberg-Zustand angeregt werden können, interagieren über den Resonator miteinander, oder mit dem supraleitenden Qubit (SC Qubit, grün), das sich ebenfalls in einem elektrischen Feldmaximum des Resonators (gelb) befindet. Das Inset zeigt ein Atom in der Wolke. Dieses Atom besitzt zwei Hyperfein-Grundzustände ( $|\uparrow\rangle$  und  $|\downarrow\rangle$ ), die mit einem Laser in einen Rydberg-Zustand angeregt werden können. Diese Grundzustände sind sehr stabil und weisen lange Kohärenzzeiten für Überlagerungszustände auf. Die Rydberg-Zustände  $|nS\rangle$  und  $|nP\rangle$  sind mit ihren radialen Wellenfunktionen dargestellt, welche die große Übergangsstärke aufgrund ihrer Ähnlichkeit und größeren Ausdehnung im Vergleich zum Grundzustand verdeutlichen. Diese Eigenschaften führen zu einer starken Wechselwirkung mit dem Mikrowellenfeld des Resonators, die durch die Laseranregung schaltbar ist.

absoluten Nullpunktes, werden auch das Übersprechen und die Wärmeentwicklung bei den Zuleitungen der komplexen Ansteuerungselektronik die Anzahl der Qubits pro Chip auf etwa  $10^3$  beschränken [20]. Modulare Ansätze, wie z.B. die von IBM verfolgte Strategie die Chips in mehrere kleinere Einheiten zu unterteilen [21], deuten auf einen Lösungsansatz hin, der auch für die Skalierung im größeren Rahmen notwendig sein wird. Die Vernetzung vieler kleiner Quantencomputer mit Quantenspeichern [22] und optischen Kommunikationskanälen ist ein unumgänglicher Weg, um die Herausforderung der Skalierung zu bewältigen und die Leistungsfähigkeit deutlich zu verbessern [23].

Ultrakalte neutrale Atome in optischen Mikrofallen besitzen hingegen exzellente Kohärenzeigenschaften. Die Hyperfein-Grundzustände sind ideal geeignet zum Spei-



chern von Quanteninformationen über viele Sekunden hinweg. Außerdem können mit bestehender Technologie einzelne Atome in optischen Pinzetten auf große Systeme mit mehr als  $10^4$  Qubits skaliert werden [24]. Angeregt in Rydberg-Zustände bieten neutrale Atome zusätzlich starke Wechselwirkungen untereinander, womit sich schnelle Quanten-Gatter realisieren lassen [25, 26]. Die Möglichkeit die Qubits räumlich zu verschieben [27], gleicht die probabilistische Lademethode der einzelnen Mikrofallen aus und ermöglicht sogar eine Verschränkung zwischen beliebigen Gitterplätzen. Optische Resonatoren bieten zudem die Möglichkeit, die optischen Übergänge an Quantenkommunikationskanäle anzubinden [28]. Allerdings bringt die lange Auslesedauer - wegen der schwachen Wechselwirkung der einzelnen Qubits mit Photonen - Schwierigkeiten bei der Quanten-Fehlerkorrektur und dem fehlerfreien Befüllen der einzelnen Fallen mit sich.

Große Ensembles von kalten Atomen in magnetischen Mikrofallen bieten nicht nur lange Kohärenzzeiten [29, 30], sondern mit optischen (Raman-) Übergängen auch ideale Möglichkeiten an Quantenkommunikationskanäle zu koppeln und sich so in ein Quantennetzwerk zu integrieren. Dies ist durch eine kollektive Wechselwirkung der Atome mit dem Lichtfeld möglich [31, 32]. Die schwache Wechselwirkung der neutralen Atome stellt allerdings ein großes Hindernis bei der Realisierung von Quantengattern dar, sodass ein hybrides Quantensystem mit den schnellen supraleitenden Qubit-Gattern vorgeschlagen wurde. Als Bindeglied dient ein koplanarer Wellenleiterresonator (engl. CPW-Resonator) im Mikrowellenbereich, welcher eine starke Kopplung an supraleitende Qubits ermöglicht [33, 34] und in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt ist. Durch die kollektive Verstärkung könnte auch eine starke Kopplung zu den Übergängen zwischen den Hyperfein-Zuständen hergestellt werden [35], was im Experiment aber nicht erreicht wurde [36]. Die Anregung in Rydberg-Zustände hingegen ermöglicht eine um viele Größenordnungen stärkere Anbindung an den Resonator [37]. Übergänge zwischen Rydberg-Zuständen passen perfekt zu dem Mikrowellenbereich, sowohl der CPW-Resonatoren, als auch der supraleitenden Qubits.

In dieser Arbeit wurden im Wesentlichen zwei Aspekte dieses hybriden Quantensystems aus Atomen und supraleitenden Schaltkreisen untersucht. Zum einen wurde eine kohärente Anregung eines Ensembles von kalten Rubidiumatomen in einen Rydberg-Zustand untersucht. Ein störungsfreier Transfer zwischen dem gut isolierten Grund- in den wechselwirkenden, hoch angeregten Zustand ist essentiell für den Übertrag von Quanteninformation zwischen einem supraleitenden Quantenprozessor und dem atomaren Quantenspeicher. Dafür waren unter anderem präzise, rauscharme

## 1 Einleitung

Laserquellen nötig, welche mit kurzen Anregungspulsen einen möglichst kohärenten Transfer ermöglichen sollten. Eine rein optische Messmethode der Kohärenz zwischen Grund- und Rydberg-Zustand, basierend auf der zeitaufgelösten Messung der Transmission eines Lasers durch die kalte Atomwolke, zeigte eine starke Dekohärenz. Die interatomare Wechselwirkung in Verbindung mit einer kollektiven Verstärkung des Zerfalls führte zu einer kurzen Kohärenzzeit. Während einzelne Atome bei der Anregung in den Rydberg-Zustand hauptsächlich durch das Phasenrauschen der Laser und durch inhomogene Verschiebungen der Energieniveaus negativ beeinflusst werden, führen interatomare Wechselwirkungen zu einer ganzen Fülle an Phänomenen. Aus den Erkenntnissen kann nun ein Regime definiert werden, in dem die kohärente Anregung des Ensembles möglich sein sollte.

Zum anderen wurde eine Kopplung von Rydberg-Rydberg-Übergängen an den Resonator untersucht. Während eine starke Kopplung von Rydberg-Atomen in einem dreidimensionalen Resonator schon zu bemerkenswerten Experimenten führte [38, 39], verspricht ein zweidimensionaler CPW-Resonator mit einem viel kleineren Modenvolumen des Mikrowellenfeldes - trotz der wesentlich schlechteren Güte - eine starke Kopplung. Die damit erzielte schnellere Wechselwirkung im MHz-Bereich ermöglicht erst einen kohärenten Transfer von SC-Qubits auf die atomaren Quantenspeicher auf Zeitskalen weniger Mikrosekunden und damit innerhalb der Kohärenzzeit des Resonators, als auch der der Qubits. Vor allem elektrische Störfelder führen im Resonator allerdings zu erheblichen Schwierigkeiten für die empfindlichen Rydberg-Atome. Trotzdem konnte schon eine kohärente Entwicklung eines Systems aus Heliumatomen, welche als Strahl durch das Feld eines supraleitenden Wellenleiters und Resonators fliegen, gezeigt werden [40, 41]. Im Gegensatz dazu konnten in dieser Arbeit Rabi-Oszillationen mit gefangenen Atomen beobachtet werden, was zu ganz anderen Möglichkeiten im Vergleich zu den vorbeifliegenden Atomen führt. Die magnetische Falle dafür wurde mit supraleitenden Leiterstrukturen auf einem Chip erzeugt, welche zugleich den CPW-Resonator darstellen. Unter Ausnutzung der elektrischen Störfelder konnte die Rydberg-Anregung von einzelnen Atomen in ein dünnes Blatt parallel zur Oberfläche beschränkt werden, sodass Inhomogenitäten des Resonatorfeldes reduziert werden konnten. In der Tat zeigte sich, dass diese Inhomogenitäten dennoch limitierend für das aktuelle System sind. So konnte eine Kopplungsstärke im Bereich von einem Kilohertz gezeigt werden, die einen bedeutenden Schritt hin zur Realisierung dieses hybriden Quantensystems darstellt.

Die Arbeit ist folgendermaßen untergliedert: Zunächst werden im Kapitel 2 die

theoretischen Grundlagen für die Kopplung von einzelnen Photonen im Resonator und (Rydberg-)Atomen dargestellt, sowie auf den semiklassischen Fall eines Atoms im elektrischen Wechselfeld reduziert. Mit dem Formalismus der Dichtematrix wird die Dekohärenz mit einbezogen, um damit die zeitliche Entwicklung der Atome - eine gedämpfte Rabi-Oszillation - im Experiment beschreiben zu können.

Im Kapitel 3 wird näher auf den experimentellen Aufbau eingegangen. Dazu zählt die Präparation der ultrakalten Wolke aus Rubidiumatomen, die Charakterisierung der rauscharmen Lasersysteme für die Rydberg-Anregungen, sowie die Einzelatomdetektion.

Das Kapitel 4 stellt eine rein optische Messmethode der Kohärenz zwischen Grund- und Rydberg-Zustand vor, die auf dem Phänomen der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) beruht. Zunächst werden Dekohärenzmechanismen diskutiert, welche für einzelne und Ensembles von Rydberg-Atomen relevant sind. Sie werden in eine Simulation einbezogen, die aus der numerischen Lösung der Mastergleichung für eine Dichtematrix die zeitliche Entwicklung der Transmission eines resonanten Lasers extrahiert. Aus dem Vergleich mit Messungen an einer kalten Atomwolke konnte ein Dekohärenzmechanismus auf einer sehr schnellen Zeitskala identifiziert werden.

Das Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Simulation von Rydberg-Atomen in externen Feldern. Für den Gleichgewichtszustand lassen sich die Energieverschiebungen durch elektrische und magnetische Felder durch eine Matrix-Diagonalisierung mit den entsprechenden Wechselwirkungs-Hamilton-Operatoren in der Basis der Null-Feldzustände präzise berechnen. Die Kenntnis darüber ist wegen den magnetischen Felder in der Falle, sowie elektrischer Störfelder in der Nähe des Chips wichtig. Sie wird unter anderem dazu verwendet, Mikrowellenübergänge zwischen Rydberg-Zuständen zu identifizieren, welche zu der wenig veränderbaren Resonanzfrequenz des Resonators passen. Aus den Eigenvektoren der Berechnung lassen sich auch Übergangsdipolmatrixelemente abschätzen, welche für die Übergangsstärken interessant sind. Für die zustandsselektive Detektion des ausgewählten Rydberg-Zustandspaares wird außerdem die Entwicklung der anfänglichen Besetzung verschiedener Zustände unter dem Einfluss einer elektrischen Feldrampe berechnet. Mit einem komplexen Absorptionspotential (engl. CAP), das dem Hamilton-Operator hinzugefügt wird, lassen sich Ionisationsraten der jeweiligen Zustände bestimmen, die, mit der Besetzung aus der Zeitentwicklung des Systems, dem Signal der zustandsselektiven Einzelatomdetektion entsprechen. Es konnte ein Rydberg-Zustandspaar identifiziert werden, welches sowohl eine kleine differentielle Stark-Verschiebung, eine ausreichend große Übergangsstärke

## 1 Einleitung

und die passende Übergangsfrequenz, als auch ein zuverlässig unterscheidbares Signal der beiden Zustände aufweist.

Im Kapitel 6 wird näher auf die elektrischen Störfelder eingegangen, die durch Adsorbate verursacht werden können. Nahe des Chips ist anhand der Messung der Energieverschiebung von Rydberg-Atomen ein, sich zeitlich veränderndes, elektrisches Feld zu beobachten. Ein Vergleich mit einem Modell, das die Ionisation der Rydberg-Atome mit einbezieht, zeigt, dass einzelne Elektronen, welche an die Chipoberfläche binden, für die Feldänderung verantwortlich sein können. Weiter weg von dem Isolatorspalt des CPW-Resonators konnte dieser Effekt vernachlässigt werden. Die inhomogenen elektrischen Felder des Chips konnten hier, in Verbindung mit einem elektrischen Kompensationsfeld, dazu genutzt werden, die Rydberg-Anregung in einem dünnen Bereich parallel zur Chipoberfläche zu lokalisieren, was sich als ein wichtiger Baustein für eine kohärente Kopplung herausstellte.

Im Kapitel 7 werden schließlich Messungen der Rydberg-Atome im Resonator gezeigt. Nach der Rydberg-Anregung einzelner Atome aus der Wolke, wurde ein MW-Puls in den Resonator geschickt, dessen Feld dann Rydberg-Rydberg-Übergänge im Atom induzieren konnte. Aus der Abhängigkeit des Besetzungstransfers von verschiedenen Frequenzen des Mikrowellengenerators konnte eine Anpassung der atomaren Übergangsfrequenz an den Resonator vorgenommen werden und eine Leistungsverbreiterung in Einklang mit dem dargestellten Modell beobachtet werden. Darauf aufbauend konnten Rabi-Oszillationen zwischen zwei Rydberg-Zuständen in Abhängigkeit der Leistung des MW-Pulses gemessen werden. Die kurze, leistungsabhängige Kohärenzzeit konnte anschließend mit der inhomogenen Feldverteilung im Resonator in Verbindung gebracht werden. Abschließend wird die Stärke der erreichten Kopplung diskutiert.

## 2 Kopplung eines atomaren Qubits an ein Einzelphotonen- oder klassisches Feld

Ein Atom sei durch zwei Zustände  $|g\rangle$  und  $|e\rangle$  mit der Zerfallsrate  $\Gamma$  vom angeregten in den Grundzustand, sowie dem Energieabstand  $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}_e - \mathcal{E}_g = \hbar\omega_a$  dargestellt. Dieses befindet sich im Modenvolumen  $V$  eines Resonators, welcher durch die Resonanzfrequenz  $\omega_C$  und Zerfallsrate  $\kappa_C$  der Mode bestimmt wird und vorerst mit keinem  $|0\rangle$  oder einem Photon  $|1\rangle$  besetzt sein kann. Im resonanten Fall  $\omega_C = \omega_a = \omega$  kann ein Photon im Resonator durch sein elektrisches Feld im Atom ein Übergang vom Grund- in den angeregten Zustand induzieren und wird dabei vernichtet. Umgekehrt kann durch die Abregung des Atoms ein Photon im Resonator erzeugt werden. Wie schnell der Energieaustausch zwischen den beiden Systemen funktioniert hängt von der Kopplungskonstante der Resonator-QED [42]

$$g = -\epsilon \mathbf{d}_{ge} \sqrt{\frac{\omega}{2\hbar\epsilon_0 V}} \quad (2.1)$$

ab, welche sich aus dem räumlichen Einschluss des Feldes durch den Resonator, der Polarisation  $\epsilon$  des Feldes und dem Dipolmatrixelement  $\mathbf{d}_{ge}$  ergibt. Das Dipolmatrixelement [43]

$$\mathbf{d}_{ge} = \langle g | \hat{\mathbf{d}} | e \rangle = e \int \psi_g^* \mathbf{r} \psi_e d^3\mathbf{r}, \quad (2.2)$$

ist ein Maß für die Übergangsstärke, wobei  $\hat{\mathbf{d}} = -e\hat{\mathbf{r}}$  das Dipolmoment des Atoms mit der Elektronenladung  $e$  und dem Ortsoperator  $\hat{\mathbf{r}}$  des Elektrons ist und  $\psi_i$  die Wellenfunktionen der beiden Zustände.

Sind die Zerfallsraten  $\Gamma$  und  $\kappa_C$  viel kleiner als  $g$ , so findet der Austausch nahezu verlustfrei statt und man spricht von einer starken Kopplung. Das kombinierte System

lässt sich dann durch den Jaynes-Cummings Hamilton-Operator [42]

$$\hat{H}_{JC} = \hat{H}_A + \hat{H}_F + \hat{H}_I = \hbar\omega_a\sigma_+\sigma_- + \hbar\omega_C a^\dagger a + \hbar g(\sigma_+ a + \sigma_- a^\dagger) \quad (2.3)$$

ausdrücken, welcher die atomaren Auf- und Absteigeoperatoren  $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$  und  $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$  beinhaltet, sowie die photonischen Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren  $a^\dagger$  und  $a$ . Die Energie des Grundzustandes  $|g\rangle$  im atomaren Hamilton-Operator  $\hat{H}_A$  ist dabei Null ( $\mathcal{E}_g = 0$ ), die Energieeigenwerte des Feld-Hamilton-Operators sind für die beiden Photonenbesetzungen 0 und  $\hbar\omega_C$ . Der Term  $\hat{H}_I$  beschreibt nun genau die Wechselwirkung von Atom und Resonator, wo, abhängig von der Kopplungsstärke  $g$  beim Aufsteigen vom Grund- in den angeregten Zustand ( $\sigma_+$ ), ein Photon im Resonator vernichtet wird ( $a$ ) und umgekehrt.

Starten wir zur Zeit  $t=0$  mit dem Atom im angeregten Zustand und keinem Photon im Resonator, so koppelt dieser Atom-Feld-Produktzustand  $|e, 0\rangle = |e\rangle \otimes |0\rangle$  durch  $\hat{H}_{JC}$  lediglich an den Zustand  $|g, 1\rangle$ . Demnach spielt sich die gesamte Dynamik des Systems im zweidimensionalen Raum ab, welcher durch  $|e, 0\rangle$  und  $|g, 1\rangle$  aufgespannt wird. Der Zustand lässt sich somit zu jedem Zeitpunkt als Linearkombination

$$|\Psi(t)\rangle = c_e(t) |e, 0\rangle + c_g(t) |g, 1\rangle \quad (2.4)$$

mit den zeitabhängigen Koeffizienten  $c_e(t)$  und  $c_g(t)$  darstellen. Die zeitliche Entwicklung ist nun durch die Schrödingergleichung gegeben:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H}_{JC} |\Psi(t)\rangle. \quad (2.5)$$

Im resonanten Fall  $\omega_C = \omega_a$  und unter der Annahme von Fock-Zuständen der Photonenbesetzung ergeben sich die gekoppelten Differentialgleichungen [43]

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} c_e(t) &= \hbar g c_g(t) \\ i\hbar \frac{d}{dt} c_g(t) &= \hbar g c_e(t). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Mit anfänglich keinem Photon im Resonator und dem Atom im angeregten Zustand

( $c_e(0) = 1, c_g(0) = 0$ ) lassen sie sich mit

$$\begin{aligned} c_e(t) &= \cos(gt) \\ c_g(t) &= -i \sin(gt) \end{aligned} \quad (2.7)$$

lösen. Die Wahrscheinlichkeiten das Atom im angeregten ( $P_e(t)$ ) beziehungsweise im Grundzustand ( $P_g(t)$ ) zu finden oszillieren nun mit

$$\begin{aligned} P_e(t) &= |c_e(t)|^2 = \cos^2(gt) \\ P_g(t) &= |c_g(t)|^2 = \sin^2(gt), \end{aligned} \quad (2.8)$$

sodass die Inversion (Differenz)  $D = P_e(t) - P_g(t)$  mit der Ein-Photonen-Rabi-Frequenz  $\Omega_0 = 2g$  [42] und

$$D(t) = \cos(\Omega_0 t) \quad (2.9)$$

oszilliert. Der atomare Übergang wird im Fall eines leeren Resonators nur durch die Vakuum-Fluktuationen des elektrischen Feldes im Resonator ausgelöst und die Anregung schwingt nun mit der Ein-Photonen-Rabi-Frequenz  $\Omega_0$  zwischen dem Atom und dem Resonator.

Für einen Fock-Zustand mit  $n$  Photonen im Resonator und dem Atom anfänglich im angeregten Zustand lässt sich die obige Ableitung übernehmen, da auch hier  $\hat{H}_{JC}$  den Anfangszustand  $|e, n\rangle$  lediglich an den Zustand  $|g, n+1\rangle$  koppelt. Auch hier spielt sich die Dynamik somit in einem zweidimensionalen Unterraum ab. Die Rabi-Frequenz mit  $n$  Photonen ergibt sich dann analog zur vorherigen Rechnung zu

$$\Omega_n = 2g\sqrt{n+1}. \quad (2.10)$$

Die um einen Faktor  $\sqrt{n+1}$  schnellere Oszillation zwischen Atom und Resonator kann dabei mit der Skalierung der elektrischen Feldamplitude mit der Photonenzahl  $E_n(n) = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\epsilon_0 V}}(n+1/2)$  in Verbindung gebracht werden (siehe Anhang A.7).

Auch im Fall einer schwachen Kopplung  $g < \kappa_C$  kann durch eine große Anzahl an Photonen eine kohärente Oszillation zwischen Grund- und angeregtem Zustand des Atoms beobachtet werden. Der Verlust eines Photons ist dabei für  $n \gg 1$  vernachlässigbar und die Wechselwirkung zwischen Resonator und Atom kann durch ein klassisches elektrisches Wechselfeld  $\mathbf{E} = \epsilon E_0 \cos(\omega_C t)$  beschrieben werden. Die Kopplung des atomaren Übergangs an das Feld wird dann durch die Rabi-Frequenz

[42]

$$\Omega_R = -\frac{\langle g|\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{d}|e\rangle \mathbf{E}_0}{\hbar} \quad (2.11)$$

charakterisiert. Der Dipoloperator lässt sich auch mit den Auf- und Absteigeoperatoren als  $\mathbf{d} = d_{ge}(\sigma_+ + \sigma_-)$  [42] ausdrücken und der semiklassische Hamilton-Operator für die Atom-Feld-Wechselwirkung ergibt sich zu [42]

$$\hat{H}_{I,SK} = \hbar\Omega_R(\sigma_+ \cos \omega_C t + \sigma_- \cos \omega_C t). \quad (2.12)$$

Mit der Drehwellennäherung, in Resonanz ( $\omega_C = \omega_a$ ) und im rotierenden Bezugssystem ergibt das den semiklassischen Hamilton-Operator [42]

$$\hat{H}_{SK,RWA} = \hbar\omega_a\sigma_+\sigma_- + \hbar\frac{\Omega_R}{2}(\sigma_+ + \sigma_-). \quad (2.13)$$

Aus der Schrödingergleichung 2.5 lässt sich für den Zustand  $\Psi(t)$  wieder die Zeitentwicklung berechnen. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten des Grund- und angeregten Zustandes oszillieren mit dem Atom anfänglich im Grundzustand analog zu Gleichung 2.8:

$$\begin{aligned} P_e(t) &= \sin^2\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right) \\ P_g(t) &= \cos^2\left(\frac{\Omega_R}{2}t\right). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Begrenzt wird die Dynamik letztlich durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes. Daneben gibt es unzählige weitere Ursachen für Dekohärenz, welche allgemein den Verlust der quantenmechanischen Eigenschaften durch die Wechselwirkung mit der Umgebung bezeichnet. Dekohärenzmechanismen lassen sich prinzipiell durch Einführen der Dichtematrix

$$\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi| \quad (2.15)$$

berücksichtigen. Die zugehörigen Matrixelemente für ein Zwei-Niveau-System mit einem Grund- und einem angeregten Zustand sind

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_g c_g^* & c_g c_e^* \\ c_e c_g^* & c_e c_e^* \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

und lassen sich durch die Koeffizienten  $c_i$  aus Gleichung 2.4 ausdrücken. Die Einträge auf der Diagonalen lassen sich als Wahrscheinlichkeit interpretieren, das Atom im



jeweiligen Zustand zu finden oder als dessen Besetzung. Die Nichtdiagonalelemente werden als Kohärenzen bezeichnet, denn sie beinhalten die Phase  $\varphi = \varphi_0 - \varphi_1$  zwischen den komplexen Koeffizienten  $c_g = |c_g|e^{i\varphi_0}$  und  $c_e = |c_e|e^{i\varphi_1}$ , die nur für eine kohärente Entwicklung konstant sind. Analog zur Schrödingergleichung 5.2 lässt sich mit der von Neumann Gleichung der zeitliche Verlauf für die Dichtematrix beschreiben [42]:

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\hat{H}, \rho]. \quad (2.17)$$

Der Zerfall der Besetzung des angeregten Zustandes  $\rho_{22}$  erfolgt für gewöhnlich mit einer Rate  $\Gamma = 1/T_1$ , wobei  $T_1$  die Lebensdauer widerspiegelt. Sie wird als Relaxation bezeichnet. Daneben kann es auch zu einem reinen Zerfall der Kohärenzen  $\rho_{ij}$  mit der Rate  $\gamma$  kommen, einer Dephasierung. Die Kohärenzen zerfallen dann insgesamt mit [42]

$$\gamma_t = \frac{\Gamma}{2} + \gamma, \quad (2.18)$$

was die Kohärenzzeit  $T_2 = 1/\gamma_t$  ergibt. Mit dem Lindblad-Superoperator [42]

$$\mathcal{L}[c]\rho = c_- \rho c_+ - \frac{1}{2}(c_+ c_- \rho + \rho c_+ c_-) \quad (2.19)$$

für die inkohärenten Terme wird die von Neumann-Gleichung 2.17, zu einer Mastergleichung in Lindblad-Form erweitert [42]:

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [\hat{H}, \rho] + \Gamma \mathcal{L}[\sigma_-]\rho + \frac{\gamma}{2} \mathcal{L}[[\sigma_+, \sigma_-]]\rho. \quad (2.20)$$

Die beiden letzten Terme können zur Zerfallsmatrix

$$\mathcal{U} = \begin{pmatrix} \Gamma \rho_{22} & -(1/2\Gamma + \gamma)\rho_{12} \\ -(1/2\Gamma + \gamma)\rho_{21} & -\Gamma \rho_{22} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

zusammengefasst werden. Die Mastergleichung 2.20 lässt sich durch eine numerische Integration lösen und es ergibt sich nun für die Besetzungswahrscheinlichkeit eine gedämpfte Rabi-Oszillation zwischen dem Grund- und dem angeregten Zustand.



## 3 Experimenteller Aufbau

Das hier untersuchte hybride Quantensystem kombiniert ultrakalte Atome mit supraleitenden Schaltkreisen. In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau für dieses System gezeigt. Dazu wird zunächst dargestellt, wie Rubidium 87 Atome mithilfe von Lasern und magnetischer Feldkonfiguration in einer Vakuumkammer gefangen und gekühlt werden. Die ultrakalten Atome werden dann an einen Chip in einer kryogenen Umgebung transportiert, wo Wechselwirkungen mit den supraleitenden Strukturen auf dem Chip untersucht werden können. Der Chip enthält neben Leiterkonfigurationen zum magnetischen Fangen der Atome auch einen koplanaren Wellenleiterresonator.

Eine starke Wechselwirkung zwischen Atomen und Resonator wird erreicht, indem die Atome in einen Rydberg-Zustand angeregt werden. Anhand eines Termschemas werden dazu verschiedene Übergänge vom Grund- in den Rydberg-Zustand diskutiert, welche für eine Laseranregung verwendet werden können. Auch eine rein optische Detektion der Rydberg-Zustände mittels elektromagnetisch induzierter Transparenz wird beschrieben. An die Laser stellt die Rydberg-Anregung hohe Ansprüche in Bezug auf die absolute Frequenzgenauigkeit und das Rauschen. Die Technik zur präzisen Stabilisierung dieser Laser sowie deren Charakterisierung werden anschließend vorgestellt. Zuletzt wird der Aufbau und die Funktionsweise der zustandsselektiven Feldionisation gezeigt, welche eine Standardmethode zur Messung einzelner Rydberg-Atome darstellt.

### 3.1 Präparation kalter Atome am supraleitenden Chip

Die Präparation der ultrakalten Wolke aus Rubidium 87 Atomen an dem supraleitenden koplanaren Wellenleiter (CPW)-Resonator ist in [36, 44, 45] beschrieben und soll hier nur kurz skizziert werden. Sie beginnt in einer 2D-MOT, wo Atome aus einem Dispenser verdampfen, und mittels magnetischer und optischer Felder zweidimensional eingeschlossen und gekühlt werden. Ein nahresonanter Laserstrahl schiebt

### 3 Experimenteller Aufbau

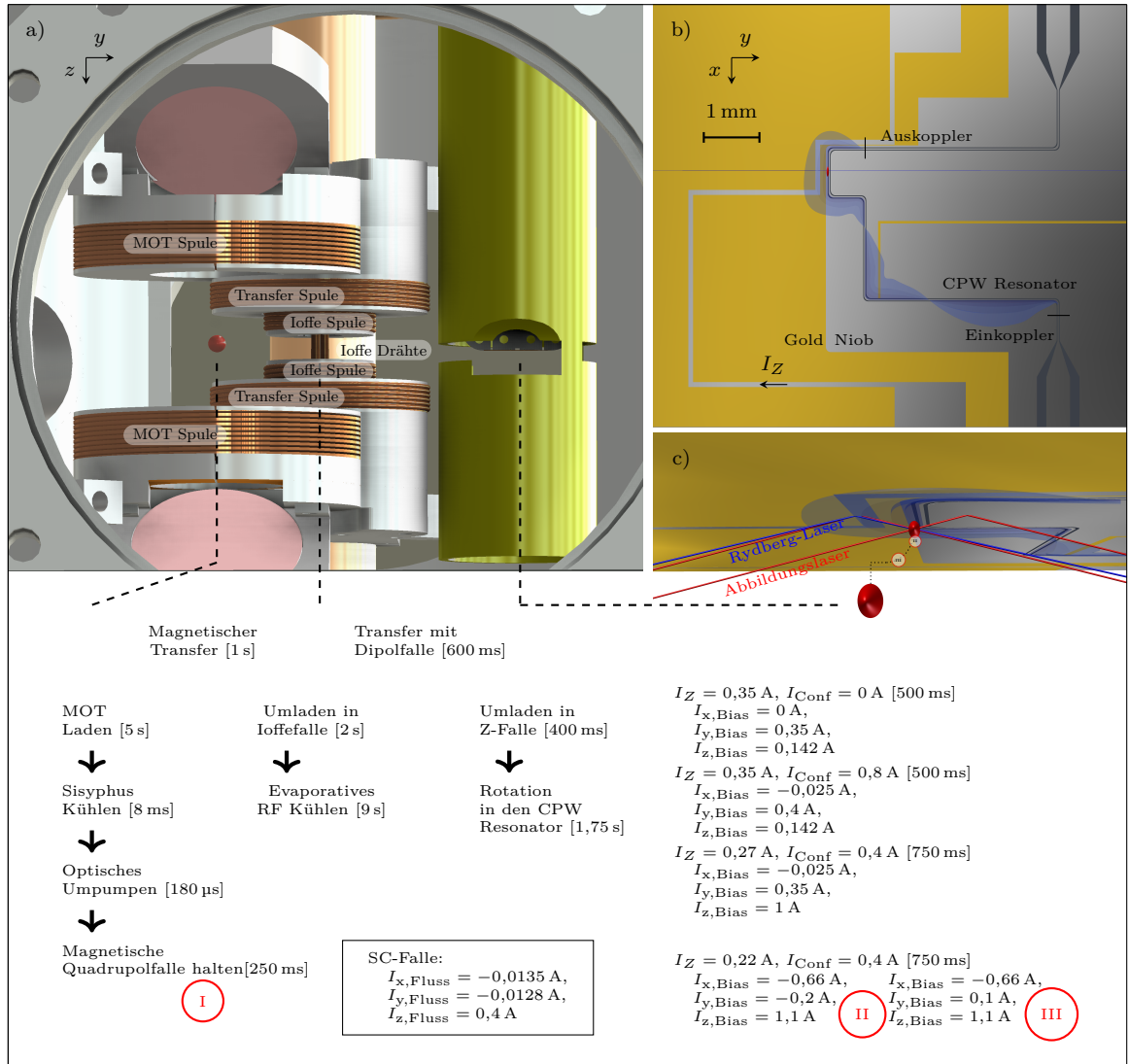


Abb. 3.1: a) Blick in die Experimentierkammer: Links ist in rot die MOT zwischen einem Spulenpaar und zwei der Spiegel für die Kühlaserstrahlen in z-Richtung. Daneben sind die größeren Transferspulen, sowie die kleineren Ioffespulen mit den Ioffedrähten dazwischen. Rechts ist das goldfarbene Strahlungsschild, worin sich der Kryostat und Atomchip verbirgt. b) Chip mit Strukturen zum Fangen und Manipulieren der Atome: Der Niobleiter transportiert den Strom  $I_Z$  der Z-Falle, mit der die Wolke (rot) nahe des länglichen, geschwungenen CPW Resonators gefangen werden kann. Im Resonator bildet sich eine Stehwelle (blau) der eingespeisten Mikrowelle. c) Die Wolke wird zuerst über dem Z-Fallenleiter aus der optischen Dipolfalle an den Chip geladen und von dort in den Resonator gedreht. Mit dem Abbildungslaser (zwei rote Strahlen) lässt sich die Wolke abbilden und anregen. Der blaue Rydberg-Laser sorgt für die Anregung in den Rydberg-Zustand oder eine elektromagnetisch induzierte Transparenz. Darunter: Zeitlicher Ablauf der Präparation und Ströme am Chip und in den Kompensationspulen. I, II und III zeigen die Positionen, wo Messungen stattfinden.

### 3.1 Präparation kalter Atome am supraleitenden Chip

sie dann durch ein kleines Loch in die Experimentierkammer. Hier werden innerhalb von 5 s etwa  $5 \cdot 10^8$  Atome in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (MOT) gefangen (siehe Abbildung 3.1a). Auf die Ladephase folgt eine Sisyphusphase, in der die Atome auf etwa  $50 \mu\text{K}$  gekühlt werden. Um die Atome magnetisch fangen zu können, werden sie in den  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  Zustand optisch umgepumpt. Anschließend werden sie nach dem Ausschalten aller Lichtfelder und Erhöhen der Ströme in den MOT-Spulen am gleichen Ort in einer magnetischen Quadrupolfalle gefangen. Mithilfe einer Transferspule werden sie in eine Ioffefalle befördert, die durch zwei Ioffe-Drähte und ein Spulenpaar erzeugt wird. Über die Ioffe-Drähte kann zusätzlich zum Strom eine Radiofrequenz (RF) eingestrahlt werden. Innerhalb von 9 s wird nun eine RF von 14,5 MHz logarithmisch auf etwa 780 kHz gefahren. Dabei werden immer die heißesten Atome in einen ungefangenen Zustand transferiert und die gefangene Wolke, nach erneuter Thermalisierung, durch deren Verlust effektiv gekühlt. Mit einer optischen Pinzette (Optische Dipolfalle) werden die auf etwa  $1 \mu\text{K}$  gekühlten Rubidiumatome aufgenommen. Die Falle wird mit einem luftkissengelagerten Verschiebetisch einige Zentimeter zum kryogenen Teil der Experimentierkammer verschoben, wo die Atome in eine supraleitende Falle am Chip umgeladen werden.

Im kryogenen Teil der Kammer wird ein Helium-Durchflusskryostat auf eine Temperatur nahe dem Siedepunkt von flüssigem Helium bei 4 K gebracht. Die genaue Temperatur kann mithilfe eines integrierten Heizelements und eines Sensors eingestellt und stabilisiert werden. An dem Kaltfinger dieses Kryostaten ist der supraleitende Atomchip (siehe Abbildung 3.1b) thermisch leitend angebracht. Er kombiniert elektrische Leiterstrukturen, die ein magnetisches Fangen der Atome nahe der Oberfläche ermöglichen, mit einem koplanaren Wellenleiterresonator. Die elektrischen Leiterstrukturen sind aus einer dünnen Niobschicht auf einem Saphir-Wafer gefertigt und erlauben bei niedrigen Temperaturen die verlustfreie Leitung von Strömen. Eine normalleitende Goldschicht trennt die supraleitenden Teile des Chips voneinander, garantiert aber eine gute Erdung und verhindert damit eine Ansammlung elektrischer Ladungen. Mit der optischen Pinzette werden die Atome etwa  $250 \mu\text{m}$  nahe an die Chipoberfläche gebracht und dort in eine Z-Falle umgeladen, die durch den Strom  $I_Z$  erzeugt wird (siehe Ablauf der Ladeprozedur in Abbildung 3.1, sowie eine genauere Beschreibung der Ladeprozedur in [44]). Ein homogenes Kompensationsfeld (mit  $I_{x,\text{Bias}}, I_{y,\text{Bias}}, I_{z,\text{Bias}}$ ), das in alle Raumrichtungen durch drei große Spulenpaare außerhalb der Experimentierkammer angelegt werden kann, wird zusätzlich zur Manipulation der Falle verwendet. Zusammen mit zwei stromführenden Einschluss-

### 3 Experimenteller Aufbau

drähten ( $I_{\text{Conf}}$ ), die hinter dem Chip angebracht sind, werden sie dazu verwendet, die ultrakalte Atomwolke auf dem Chip zu positionieren. Zuerst wird der Abstand der Fallenposition zur Chipoberfläche auf etwa  $100\ \mu\text{m}$  verringert und anschließend in den CPW-Resonator gedreht. Am Ende wird der Strom  $I_Z$  in der Falle weiter heruntergefahren und die Atomwolke wird durch die Felder, die durch Einschlussdrähte, Kompensationsspulen und einen Suprastrom um die Resonator-Lücke erzeugt werden, gefangen. Dazu wird beim Abkühlen des Kryostaten ein Magnetfeld mit den Kompensationsspulen (siehe Abbildung 3.1 SC-Falle:  $I_{x,\text{Fluss}}$ ,  $I_{y,\text{Fluss}}$ ,  $I_{z,\text{Fluss}}$ ) angelegt und damit ein magnetischer Fluss im Supraleiter gefangen.

Der Chip kombiniert supraleitende Strukturen zum magnetischen Fangen der Atome mit einem  $\lambda/2$  koplanaren Wellenleiterresonator mit einer fundamentalen Mode bei  $\omega_C \approx 2\pi \cdot 6,85\ \text{GHz}$ , wie in [36] im Anhang beschrieben. Der Resonator ist an beiden Enden induktiv an einen Wellenleiter gekoppelt, wodurch er sich durch eine externe Quelle treiben und auslesen lässt. Der Resonator hat eine temperaturabhängige Linienbreite der fundamentalen Mode von  $\kappa_{C,f}(T = 4\ \text{K}) \approx 2\pi \cdot 920\ \text{kHz}$  [44] bei der Siedetemperatur von flüssigem Helium. Im Experiment wird die dritte harmonische Mode bei  $\omega_{3rd} = 2\pi \cdot 20,55\ \text{GHz}$  verwendet, welche bei einer Güte  $Q(4\ \text{K}) = \omega_C/\kappa_C = 2740$  [44] ungefähr die achtfache Linienbreite aufweist.

Die Position der Wolke kann mit einer Absorptionsabbildung bestimmt werden (siehe Abbildung 3.1c). Ein kollimierter Abbildungslaser, resonant mit dem Übergang  $5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3$  ( $384,228\ 115\ \text{THz}$ ), mit einem  $1/e^2$ -Strahlradius (Strahltaille, Waist) von  $5,45\ \text{mm}$  und einer Leistung von  $0,5\ \text{mW}$ , wird auf die Atomwolke gestrahlt. Das Abbildungssystem in  $y$ -Richtung besteht aus einer  $f = 150\ \text{mm}$  und einer  $f = 250\ \text{mm}$  Linse im Abstand von  $400\ \text{mm}$  zueinander, wobei sich die Atomwolke im Fokus der ersten Linse (Vergrößerung  $\sim 1.7$ ) befindet. Im Fokus der zweiten Linse erzeugt es bei einer Belichtungszeit von  $100\ \mu\text{s}$  ein scharfes Absorptionsbild der Wolke auf einer CCD-Kamera. Ist die Wolke nahe an der Chipoberfläche, so lässt sich der Abstand  $h$  zur Oberfläche für einen kleinen Einstrahlwinkel  $\gamma_S$  mit einer Reflexionsabbildung ermitteln, sofern der Durchmesser des Abbildungsstrahls größer als  $\sin(\gamma_S)/h$  ist. In Abbildung 3.1c) sind zwei („Teil“-)Strahlen des Abbildungslasers in rot zu sehen, die in einem kleinen Winkel  $\gamma_s < 5^\circ$  auf den Chip treffen. Ein Strahl wird an der Chipoberfläche reflektiert und trifft die Wolke anschließend; ein anderer Strahl trifft die Wolke zuerst und wird dann an der Oberfläche reflektiert. Auf der Kamera entstehen somit zwei Bilder der Wolke, deren Abstand dem Doppelten des Abstandes der Wolke zur Chipoberfläche entspricht [45]. Eine Abbildung ist auch in

x-Richtung (siehe Abbildung 3.1b) möglich, wodurch das integrierte Dichteprofil in zwei Richtungen bestimmt und die Wolke auf dem Chip positioniert werden kann.

Die nachfolgenden Experimente finden an zwei Positionen nahe des CPW Resonators statt. In einem Abstand von  $40\ \mu\text{m}$  von der Chipoberfläche, auf Höhe einer Lücke des Resonators konnte eine zu große Inhomogenität der Störfelder ermittelt werden (Position II in Abbildung 3.1 wird in Kapitel 6.1 verwendet). Deshalb wurde eine Position  $130\ \mu\text{m}$  entfernt von der Oberfläche gewählt (Position III in Abbildung 6.2, wird in 5 und 7 verwendet). Das Vorbereiten der kalten Wolke an diesen Positionen dauert ungefähr  $20\ \text{s}$  und ergibt  $7 \cdot 10^4$  spin-reine ( $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ ) Rubidium 87 Atome mit einer Temperatur von etwa  $2\ \mu\text{K}$  nahe der Chipoberfläche. Für die genauere Untersuchung der Rydberg-Anregung in Kapitel 4 wird außerdem die Position I gewählt, die im freien Raum ist und eine große Anzahl an Atomen aufweist.

## 3.2 Rydberg-Anregung

Für die Anregung von Rydberg S- oder D-Zuständen in Rubidium 87 wird üblicherweise eine Zwei-Photonen-Anregung verwendet. Im Termschema in Abbildung 3.2a) ist ein Anregungspfad mit dem  $5P$ -Zustand als Zwischenniveau abgebildet. Der untere Übergang, oder Probe-Übergang, liegt bei  $780\ \text{nm}$  und kann auch zum Fangen, Kühlen und Abbilden der Atome verwendet werden. Er bietet mit dem geschlossenen Übergangskreis (Cycling-Transition) zwischen dem magnetisch gefangenen Grundzustand  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  und dem angeregten Zustand  $5P_{3/2}, F = 3, m_F = 3$  und einem starken Übergangsmatrixelement von  $\mathbf{d}_{ge} = 2,989\ \text{ea}_0$ [46] gute Voraussetzungen zum Kühlen und Abbilden, da der angeregte Zustand ausschließlich in den Ausgangszustand zerfallen kann. Für den Übergang in den Rydberg-Zustand wird ein  $480\ \text{nm}$ -Laser verwendet, welcher je nach anvisiertem Zustand um einige Nanometer verstimmmt werden muss und hier als Kopplungs-Laser bezeichnet wird. Um bei einer Anregung das Zwischenniveau nicht zu besetzen wird eine Off-resonante Anregung verwendet.

Bei der Zwei-Photonen-Anregung am Chip wird eine Verstimmung zum Zwischen-niveau von  $\Delta = 2\pi \cdot 160\ \text{MHz}$  verwendet. In Resonanz ist  $\Delta = \delta_p = -\delta_c$  und die Zwei-Photonen-Verstimmung

$$\delta = \delta_P + \delta_C = 0. \quad (3.1)$$

$\delta_P = \omega_P - \omega_{12}$  und  $\delta_C = \omega_C - \omega_{23}$  sind dabei die Ein-Photonen-Verstimmungen der Probe- oder Kopplungs-Laser-Frequenzen  $\omega_P$  und  $\omega_C$  zu den jeweiligen Übergangs-

### 3 Experimenteller Aufbau

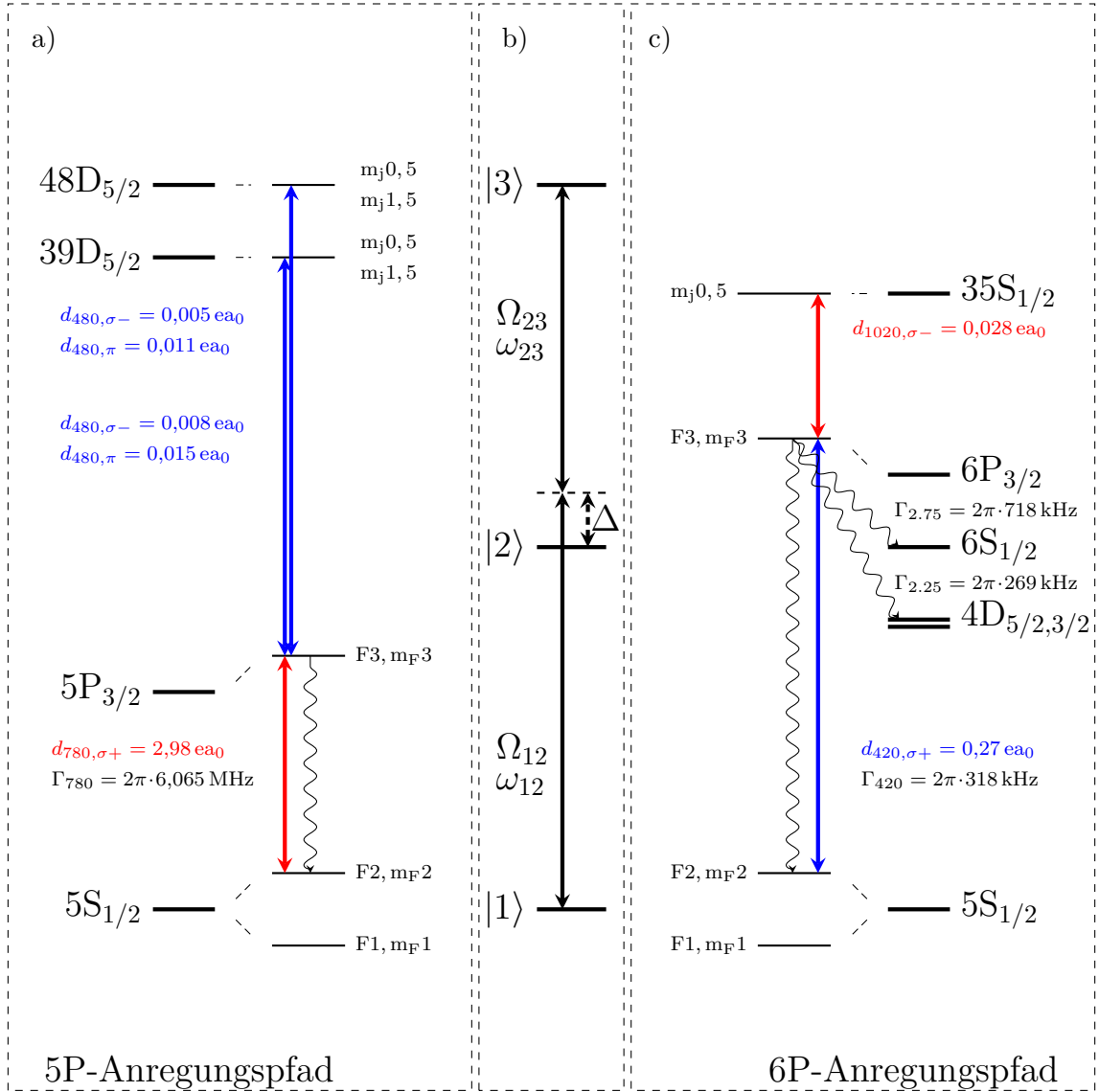


Abb. 3.2: Vereinfachte Termschemata für die Rydberg-Anregung. a) Zwei-Photonen-Anregung aus dem Grundzustand über das Zwischenniveau 5P<sub>3/2</sub> in einen Rydberg S- oder D-Zustand, gezeigt mit ausgewählten Dipolmatrixelementen. Der  $|F = 3, m_F = 3\rangle$ -Zustand des Zwischenniveaus kann lediglich in den  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand des Grundzustandes zerfallen. b) Sind beide Laser, mit den Rabi-Frequenzen  $\Omega_P$  und  $\Omega_C$ , um  $\Delta$  vom Zwischenniveau verstimmt, so wird eine Besetzung und ein Zerfall aus diesem Zustand verhindert. c) Zwei-Photonen-Anregung aus dem Grundzustand über das Zwischenniveau 6P<sub>3/2</sub> in einen Rydberg S- oder D-Zustand, gezeigt mit ausgewählten Dipolmatrixelementen. Der  $|F = 3, m_F = 3\rangle$ -Zustand des Zwischenniveaus kann lediglich in mehrere Zustände zerfallen.



frequenzen  $\omega_{12}$  und  $\omega_{23}$  (siehe Termschema in Abbildung 3.2b). Die Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz als Maß für die Übergangsstärke ist durch [42]

$$\Omega_{R,2} = \frac{\Omega_{12}\Omega_{23}}{2\Delta} \quad (3.2)$$

gegeben. Die Rabi-Frequenzen für die Übergänge vom Grund- ( $|1\rangle$ ) in den angeregten Zustand ( $|2\rangle$ ), sowie von diesem mittleren in den Rydberg-Zustand ( $|3\rangle$ , siehe Schema in Abbildung 3.2b), hängen nach Gleichung 2.11 von dem elektrischen Feld und dem Dipolmatrixelement  $\mathbf{d}_{12}$  (Gl.2.2) für den jeweiligen Übergang, sowie dessen Ausrichtung in Bezug auf die Polarisation des Feldes ab. Das elektrische Feld  $\mathbf{E} = \sqrt{\frac{2 \cdot I(P,w)}{c_0 \epsilon_0}}$  im Zentrum eines Gauß-Strahls kann für den unteren Übergang aus der Intensität des Lasers  $I_{P,w} = \frac{2P}{\pi w_0^2} = 0,001 \text{ W/cm}^2$ , mit einer Strahltaile ( $1/e^2$ -Radius der Intensität)  $w_0 = 5,45 \text{ mm}$  und einer Leistung von  $P = 0,5 \text{ mW}$ , berechnet werden. Das Dipolmatrixelement  $\mathbf{d}_{ge}$  aus Gleichung 2.2 zwischen zwei magnetischen Unterzuständen  $|J, m_j\rangle$  und  $|J', m'_j\rangle$  ist durch das reduzierte Dipolmatrixelement  $\langle J || \mathbf{d} || J' \rangle$  sowie einem Clebsch-Gordan-Koeffizienten für die Komponente  $q$  des Dipoloperators gegeben (Wigner-Eckart-Theorem, [42]):

$$d_{12,q} = \langle J, m_j | d_q | J', m'_j \rangle = \langle J || \mathbf{d} || J' \rangle \langle J, m_j | J', m'_j; 1q \rangle. \quad (3.3)$$

Das gilt ebenso für einen Übergang zwischen zwei Hyperfein-Zuständen  $|F, m_F\rangle$  und  $|F', m'_F\rangle$  [42]:

$$d_{12,q} = \langle F, m_F | d_q | F', m'_F \rangle = \langle F || \mathbf{d} || F' \rangle \langle F, m_F | F', m'_F; 1q \rangle \quad (3.4)$$

wobei das reduzierte Matrix Element für die Hyperfein-Zustände aus der Feinstrukturkomponenten mit dem Wigner-6J-Symbol ausgedrückt werden kann [42]:

$$\langle F || \mathbf{d} || F' \rangle = \langle J || \mathbf{d} || J' \rangle (-1)^{F'+J+1+I} \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} J & J' & 1 \\ F' & F & I \end{Bmatrix}. \quad (3.5)$$

Das reduzierte Dipolmatrixelement zwischen  $5S_{1/2}$  und  $5P_{3/2}$  in der asymmetrischen Notation ist  $\langle 5S_{1/2} || er || 5P_{3/2} \rangle = 4,21 \text{ ea}_0$  [46], mit den Werten aus [47]. Soweit nicht anders angegeben wird hier die asymmetrische Notation mit dem reduzierten Dipolmatrixelement von dem niedrigeren zum energetisch höheren Zustand verwendet. Die Methode zur Berechnung wird in Kapitel 5.1 gezeigt. Die Dipolmatrixelemente für spezifische Übergänge sind in Abbildung 3.2a) und b) angegeben. Für einen  $\sigma^+$ -

### 3 Experimenteller Aufbau

Übergang aus dem gefangenen  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ -Zustand in das Zwischenniveau ergibt sich ein Übergangsdipolmoment von  $d_{5S_{1/2}, F=2, m_F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3, m_F=3} = 2,978 e a_0$  und eine Rabi-Frequenz im Zentrum des Strahls von  $\Omega_P = 2\pi \cdot 3,4$  MHz.

Ein 480 nm-Laser mit einer Strahltaile von  $w_0 = 25 \mu\text{m}$  und einer Leistung von  $P_{480} = 25$  mW führt zu einer maximalen Intensität von  $I_{max,480} \approx 2500$  W/cm. Damit ist das Dipolmatrixelement zwischen dem Zwischenniveau und dem Rydberg-Zustand  $48D_{5/2}, m_j = 5/2$  bei einem  $\sigma_+$ -Übergang  $d_{5P_{3/2}, F=3, m_F=3 \rightarrow 48D_{5/2}, m_j=2.5} = 0,017 e a_0$  und die maximale Rabi-Frequenz  $\Omega_C = 2\pi \cdot 29,5$  MHz. Die Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz ist damit  $\Omega_{R,2} = 2\pi \cdot 313$  kHz. Für externe Felder ändern sich die Dipolmatrixelemente wie in Kapitel 5.2 beschrieben, sodass unter dem Einfluss des magnetischen Feldes der Falle und dem elektrischen Feld in der Nähe des Chips die Rabi-Frequenz auf etwa ein Hundertstel davon, also wenige kHz, reduziert wird.

Eine natürliche Zerfallsrate  $\Gamma$  aus einem höheren in ein niedrigeres Niveau kann aus der Übergangsfrequenz  $\omega_{12}$  und dem Dipolmatrixelement berechnet werden [42]:

$$\Gamma_{21} = \frac{\omega_{12}^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\mathbf{d}_{12}|^2. \quad (3.6)$$

Für eine schwache, resonante Anregung, wenn  $\Omega_{R,2}$  kleiner als der Zerfall aus dem Rydberg-Zustand  $\Gamma_{Ryd}$  ist, lässt sich die Anregung auch durch eine Rate [48]

$$R = \frac{\Omega_{R,2}^2}{\Gamma_{Ryd}} \quad (3.7)$$

beschreiben, sodass die Wahrscheinlichkeit ein Atom aus dem Grundzustand anzuregen linear mit der Anregungsdauer wächst. Im Experiment am Chip wird innerhalb von  $1 \mu\text{s}$  im Mittel ein Atom angeregt. Die Anzahl der Atome in einer kalten Wolke mit einer maximalen Dichte  $\rho_{max} = 2,7 \cdot 10^{11}$  1/cm<sup>3</sup> die angeregt werden können, ist durch die Ausdehnung der Wolke (etwa sphärisch mit  $d = 50 \mu\text{m}$ ), dem Durchmesser des Kopplungs-Lasers ( $w_0 = 25 \mu\text{m}$ ), sowie der Resonanzbedingung durch ein inhomogenes elektrisches Feld ( $1 \mu\text{m}$ , siehe Kapitel 6.2) auf etwa 100 beschränkt. Zusammen mit einer Lebensdauer des Rydberg-Zustandes von  $60 \mu\text{s}$  [49] ist die Rabi-Frequenz im Experiment  $\Omega_{R,exp} \approx 2\pi \cdot 3$  kHz.

#### 3.2.1 Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)

Der 780 nm-Laser wird neben der Rydberg-Anregung auch zur Abbildung der atomaren Wolke am Chip benutzt. Dazu wird die Transmission dieses Probe-Lasers

### 3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser

gemessen, wobei ein Teil des Lichts von den Atomen absorbiert wird, wenn sie resonant mit dem Übergang  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3, m_F = 3$  sind. Wird während der Abbildung eine Kopplung des  $5P$ -Zwischenniveaus an einen Rydberg-Zustand in Form des  $480\text{ nm}$ -Lasers eingestrahlt, so kann es zu einer elektromagnetisch induzierten Transparenz kommen. Die Transmission des Probe-Lasers wird erhöht, sofern der Kopplungs-Laser resonant mit dem Rydberg-Übergang ist. Der Effekt basiert dabei auf der destruktiven Interferenz der zwei Anregungspfade  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  und  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$  (siehe Abbildung 3.2b). Für große Rabi-Frequenzen ( $\Omega_C > \Gamma_P$ ) geht dies fließend in eine Autler-Townes-Aufspaltung des Zwischenniveaus über. Die beiden Phänomene lassen sich durch die minimal erreichbaren Linienbreiten des Transmissionssignals unterscheiden: Während im EIT-Regime die Linienbreite durch  $\gamma_{EIT} \approx (\Omega_P^2 + \Omega_C^2)/\Gamma_P$  gegeben ist, wird sie für  $\Omega_C > \Gamma_P$  zu  $\gamma_{AT} \approx \sqrt{\Omega_P^2 + \Omega_C^2}$  [50]. Der Effekt wird zum einen im Kapitel 6.1 in einem Gleichgewichtszustand dazu verwendet, die Energieverschiebungen der Rydberg-Niveaus im elektrischen Feld zu bestimmen. Zum anderen wird der Effekt im nächsten Kapitel 4.2 für die Messung der Kohärenz einer Rydberg-Anregung benutzt. Dazu dient der  $6P$ -Zustand als Zwischenniveau, welcher in Abbildung 3.2c) gezeigt ist. Dieser hat eine vier Mal längere Lebensdauer als der  $5P$ -Zustand ( $\tau_{6P} = 120\text{ }\mu\text{s}$ ), was die Dekohärenz durch eine off-resonante Besetzung dieses Zustandes bei gleicher Verstimmung  $\Delta$  erheblich verringert. Ein weiterer Vorteil sind die fast doppelt so großen Dipolmatrixelemente zu den Rydberg-Zuständen im Vergleich zum  $5P$ -Zwischenniveau. Die Übergänge liegen außerdem im nahinfraroten Bereich um  $1020\text{ nm}$ , wo technisch größere Laserleistungen möglich sind. Dagegen ist der Probe-Übergang mit einem  $420\text{ nm}$ -Laser wesentlich schwächer und die vielen Zerfallskanäle können bei einer resonanten Abbildung zu einer Umverteilung in einen nicht magnetisch gefangenen Grundzustand führen. Wie in Abbildung 3.2 zu sehen, liefern die Zerfälle zu den Zuständen  $6S_{1/2}$  und  $4D$  wesentliche Beiträge. Bei einer kurzen, zeitlich aufgelösten Messung der EIT spielt die Umverteilung nur eine untergeordnete Rolle, sodass für eine kohärente Anregung dieser Anregungspfad gewählt wurde.

## 3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser

Rydberg-Atome haben wegen ihrer langen Lebensdauer eine geringe Unschärfe der Energieniveaus, sodass eine präzise Stabilisierung der Laser im kHz-Bereich entschei-

dend ist. Insbesondere für eine kohärente Anregung wie in Kapitel 4 muss das Phasenrauschen beziehungsweise die Frequenzstabilität der involvierten Laser besser als die natürliche Linienbreite des Rydberg-Zustandes sein.

#### 3.3.1 Phasenrauschen, Linienbreite und Langzeitstabilität

Als Frequenz eines Lasers wird die mittlere Frequenz bezeichnet, gemittelt über eine ausreichend lange Zeitspanne. Für diese lässt sich eine absolute Genauigkeit in Bezug auf die Cäsium-Referenz im SI-Einheitensystem angeben. Die mittlere Frequenz eines Lasers hat, wie jeder Oszillator, eine gewisse spektrale Breite. Hier können, durch ihre Wirkung auf das betrachtete System, zwei Zeitskalen bestimmt werden. Für eine langsame Änderung der Frequenz, die während einer Messung als konstant angesehen wird, kann dem Oszillator für aufeinanderfolgenden Messungen eine **(Langzeit-)Frequenzstabilität** zugeordnet werden. Nicht frequenzstabilisierte Oszillatoren erfahren durch Umwelteinflüsse ein Abtreiben (Drift) der mittleren Frequenz und haben daher eine geringe Langzeitfrequenzstabilität. Schnelle Frequenzänderungen, auf einer Zeitskala kleiner als die Messdauer, ordnen dem Oszillator eine **spektrale Linienbreite** zu. Je schmaler diese ist, desto besser ist die Kurzzeitstabilität. Bei einer atomaren Anregung mit einem Laser bewirkt die Linienbreite eine künstliche Verbreiterung des Übergangs und damit effektiv eine Dephasierung. Eine große Frequenzinstabilität bewirkt zusätzlich eine Variation der Verstimmung aufeinanderfolgender Einzelmessungen und führt für eine lange Mittelung daher zu einer weiteren Dephasierung. Selbst eine optimale Frequenzstabilität kann eine schlechte absolute Frequenzgenauigkeit haben und konstant verstimmt von einem atomaren Übergang sein. Der Übergang von Kurz- zu Langzeitinstabilität ist fließend und wird hier bei etwa 10 Hz angesetzt.

Die Langzeitstabilität der Frequenz wird meist durch die Allan- oder Zweiwert-Varianz [51]

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1}(\tau) - \bar{y}_k(\tau))^2 \rangle \quad (3.8)$$

angegeben, mit der mittleren relativen Frequenzabweichung

$$\bar{y}(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t) dt \quad (3.9)$$

im k-ten Intervall, wobei  $y(t) = \Delta\nu(t)/\nu_0$  die relative Frequenzabweichung mit der momentanen Frequenzabweichung  $\Delta\nu(t)$  von der Frequenz  $\nu_0$  ist. Sie gibt die relative Genauigkeit der Frequenz einer Oszillation an und kann für längere Zeitintervalle  $\tau$

### 3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser

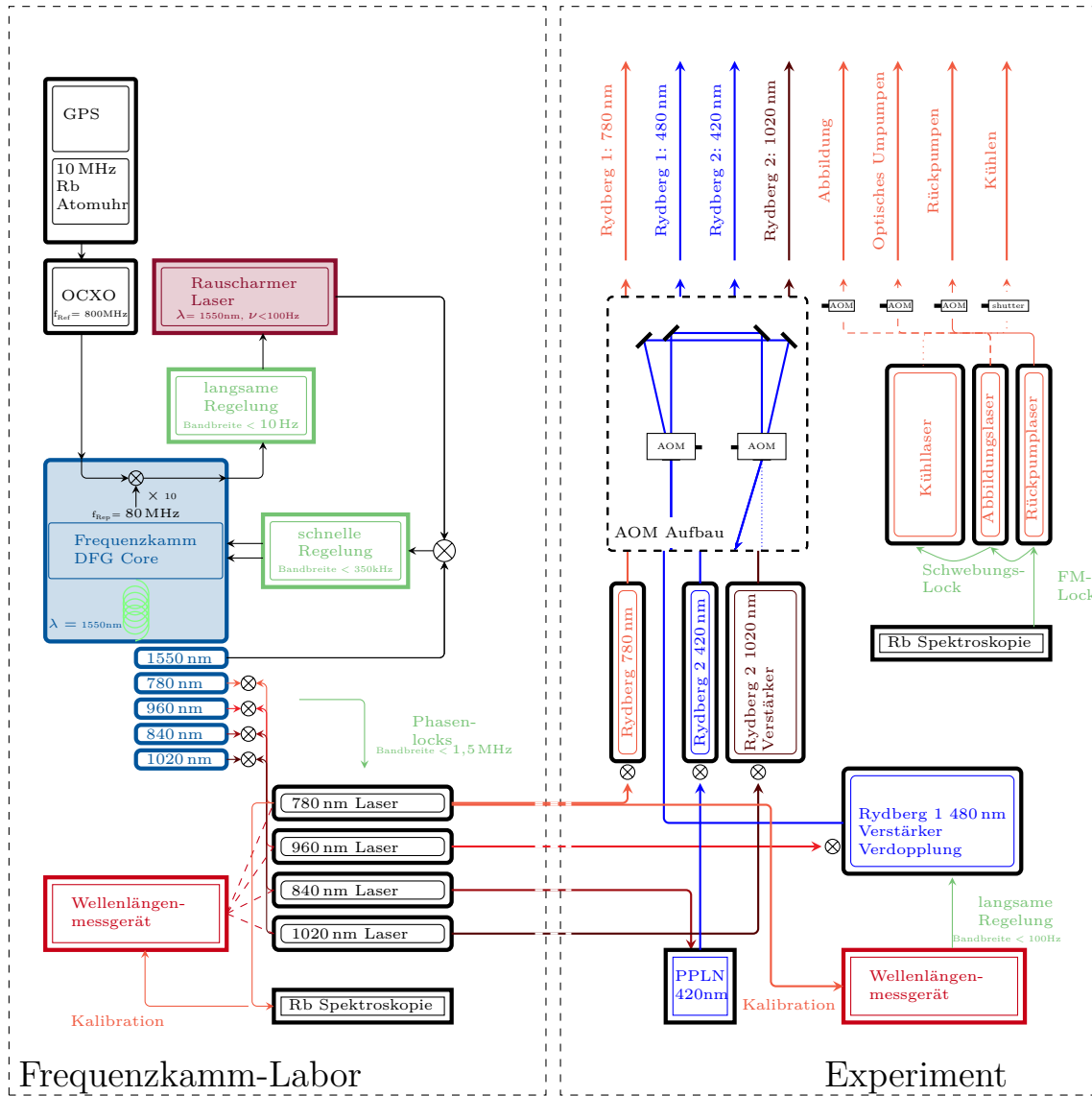


Abb. 3.3: Schema der Stabilisierung aller Laser für das Experiment. (Links) Der Frequenzkamm Ausgang bei 1550 nm (blau) wird mit einem rauscharmen Laser (rot) überlagert und dient als Fehlersignal für eine schnelle Regelung des Frequenzkamms. Der rauscharme Laser wird mit einem Fehlersignal der Frequenzkamm-Repetitionsrate und einer RF-Referenz (OCXO, Atomuhr, GPS) stabilisiert. Die vier Ausgänge des Kamms, bei niedrigeren Wellenlängen, dienen als Referenz für eine Regelung der vier Laser (780 nm, 840 nm, 960 nm und 1020 nm). Die Kombination aus Wellenlängenmessgerät und Rb-Sättigungsspektroskopie dient der Auswahl der passenden Frequenzkammmode. (Rechts) Die vier Laser werden mit optischen Fasern zu Lasern am Experiment gebracht und dienen diesen als Referenz. Die Laser für die Präparation der kalten Atomwolke (Kühl Laser, Abbildungslaser und Rückpump Laser) haben separat eine Rb-Sättigungsspektroskopie als Referenz. Alle Laser, außer der Kühl Laser, können mit akustooptischen Modulatoren (AOM) frequenzverschoben und schnell geschaltet werden.

### 3 Experimenteller Aufbau

mit einem Frequenzzähler gemessen, oder für kleine  $\tau$  auch aus dem Phasenrauschen wie im Anhang A.1 bestimmt werden.

Die spektrale Linienbreite eines Oszillators (z.B. Laser) mit dem elektrischen Feld am Ausgang [52]

$$E(t) = (E_0 + a(t)) \sin(2\pi\nu_0 t + \phi(t)), \quad (3.10)$$

bei einer Frequenz  $\nu_0$  wird durch Rauschen, also Instabilitäten in Amplitude, Frequenz und Phase, verursacht. Das Amplitudenrauschen  $a(t)$  wird vorerst gegenüber dem anderen Rauschen vernachlässigt. Phasen- und Frequenzrauschen sind durch die instantane Frequenz [52]

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (3.11)$$

miteinander verbunden, beide Beschreibungen sind also äquivalent. Dargestellt werden kann das Rauschen mit der spektralen Leistungsdichte (power spectral density PSD) über der Offset-Frequenz  $f$  des Rauschens von der Trägerfrequenz  $\nu_0$ , typischerweise in einem doppelt logarithmischen Schaubild. Die spektrale Leistungsdichte  $S_\phi(f)$  ist dabei die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion  $R_\phi$  der Phase  $\phi$ [53]

$$S_\phi(f) = \mathcal{F}(R_\phi) = \mathcal{F} \langle \phi(\tau)\phi(\tau + t) \rangle. \quad (3.12)$$

Sie kann als zweiseitige (double-sideband, DSB in  $\text{rad}^2/\text{Hz}$ ) oder als einseitige (single sideband, SSB) Leistungsdichte der Phase mit [52]

$$\mathcal{L}(f) = 10 \cdot \log \left( \frac{S_\phi(f)}{2} \right) \quad (3.13)$$

in dBc/Hz angegeben werden. Sie beschreibt die spektrale Dichte des Phasenrauschens, gemessen in einem 1-Hz-Band bei einer Frequenzverschiebung  $f$  von der Trägerfrequenz. Für elektrische Oszillatoren (z.B. Quarz-Oszillatoren) hat sich diese ( $\mathcal{L}(f)$ ) Einheit durchgesetzt und wird oft nicht als Schaubild sondern als Tabelle angegeben (siehe als Beispiel Tabelle 3.1). Da sich die Rauschcharakteristika verschiedener Oszillatoren stark unterscheiden können - größeres Rauschen nahe des Trägers, langsamerer Abfall des Phasenrauschens für größer werdende Offset-Frequenzen - lässt sich das Rauschen nicht nur durch einen Wert voll charakterisieren. Für Laser hat sich neben dem Phasenrauschen in  $\text{rad}^2/\text{Hz}$  das Frequenzrauschen  $\Delta\nu(t)$  als Maß für die Kurzzeitstabilität in der Einheit  $\text{Hz}^2/\text{Hz}$ , beziehungsweise  $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  für das elektrische

Feld, etabliert. Deren spektrale Leistungsdichten hängen durch [54]

$$S_\nu(f) = f^2 S_\phi(f) \quad (3.14)$$

zusammen.

Die spektrale Leistungsdichte des Frequenzrauschens (Beispielschaubild in Abbildung 3.4) kann mit einem optischen Frequenzdiskriminator, wie zum Beispiel einem Fabry-Perot-Resonator [55–57], bestimmt werden und lässt sich ideal zur Ermittlung von Rauschursachen verwenden. Gleichfalls kann die Wirkung verschiedener Rauschkomponenten auf ein System abgeschätzt werden, wie im Fall einer atomaren Anregung [58]. Allerdings ist die Kenntnis der genauen Zusammensetzung des Rauschens in vielen Situationen irrelevant und es reicht aus, eine Linienbreite (FWHM) des Frequenzspektrums anzugeben. Sie lässt sich einerseits aus der Leistungsdichte des Rauschens, zum Beispiel über den Ansatz der  $\beta$ -Separationslinie abschätzen [59]. Dabei wird mit

$$\beta_{SL} = \frac{8 \ln(2) f}{\pi^2} \quad (3.15)$$

die spektrale Leistungsdichte des Frequenzrauschens in zwei Teile getrennt. Für  $S_\nu(f) > \beta_{SL}$  ist das Rauschniveau hoch im Vergleich zur Fourierfrequenz  $f$  und verursacht eine langsame Modulation mit großem Modulationsindex, womit es zur Verbreiterung des Spektrums beiträgt. Aufintegriert ergibt dieser Teil die Linienbreite. Bei  $S_\nu(f) < \beta_{SL}$  dagegen ist die Fourierfrequenz groß, wodurch das kleinere Rauschen eine schnelle Modulation mit nur geringem Modulationsindex bewirkt und damit zu schnell ist, um einen erheblichen Einfluss auf die Linienbreite zu haben [59]. Stattdessen trägt es zur Form der Ausläufer des Spektrums und damit zum Gesamtrauschen des Lasers bei. Andererseits ist die Linienbreite eines Lasers durch eine homodyne [60] oder heterodyne Messung mit sich selbst [61] bestimmbar. Im Idealfall gibt es einen rauscharmen Referenzlaser, mit dem sich anhand einer Schwebung die Linienbreite und sogar die PSD des Frequenzrauschens ermitteln lässt [62]. Ein rauscharmer Frequenzkamm bietet hier die Möglichkeit, als Referenz über das gesamte optische Spektrum, solch ein Schwebungssignal zu bilden.

### 3.3.2 Frequenzkamm-Stabilisierung

Eine der wichtigsten Erfindungen insbesondere für die optische Frequenzmetrologie war der Frequenzkamm [63, 64]. Mit ihm lassen sich optische Frequenzen auf Radio-

### 3 Experimenteller Aufbau

frequenzen herunter skalieren - eine Frequenzzählung ist hier um ein vielfaches einfacher. Umgekehrt lässt sich aus einer stabilen Radiofrequenz-Referenz im optischen Bereich ein sogenannter Frequenzkamm erzeugen, bei dem einzelne Lichtmoden mit gleichem Abstand zueinander angeordnet sind. Die Lage der Moden ist maßgeblich durch zwei Parameter gegeben: die Repetitionsrate des gepulsten Lasers, sowie eine Offset-Frequenz. Beide müssen aktiv stabilisiert werden, damit der Kamm auch im optischen Bereich als Referenz nutzbar ist. Um die Frequenzkammtechnologie hat sich mittlerweile ein eigener Wissenschafts- und Entwicklungsbereich gebildet, der den grundlegenden Frequenzkamm kontinuierlich weiterentwickelte und in Sachen Rauschen, Stabilität, aber auch Handhabung verbessert. So konnte mit einer Differenzbildung der Kammmoden (difference frequency generation, kurz DFG) die Offset-Frequenz  $f_{CEO}$  (carrier-envelope offset, CEO) eliminiert werden, sodass die Lage der einzelnen DFG-Kammmoden nunmehr ausschließlich durch die Repetitionsrate gegeben ist. Besonders elegant lässt sich ein DFG-Kamm mit Er-dotierten Fasern aus der Telekomtechnik implementieren [65], die eine hohe Stabilität und Robustheit versprechen. Der fundamentale Kamm wird hier in einer Er-dotierten Faser erzeugt, die mit Laserdioden bei 980 nm gepumpt wird, und eine Pulswiederholrate von  $f_{rep} = 80$  MHz hat. In einer stark nichtlinearen Faser wird das Spektrum erheblich verbreitert und so ein Soliton bei 1950 nm und eine dispersive Welle bei 860 nm erzeugt, die anschließend in einem nichtlinearen Kristall überlagert werden. Dabei wird unter anderem die Differenzfrequenz der beiden gebildet, die passenderweise bei 1550 nm liegt, was wieder mit gepumpten Er-dotierten Fasern verstärkt werden kann. Der Ausgang des DFG-Kamms kann dann durch spektrales Verbreitern oder Verdopplung auf die gewünschte Wellenlänge geschoben werden. Für den DFG-Kamm entfällt die Offset-Frequenz  $f_{CEO}$ , sodass einzig die Repetitionsrate  $f_{rep}$  die Lage der Kammmoden definiert. Neben der absoluten Genauigkeit der mittleren Frequenz über einen längeren Zeitraum ist die Linienbreite der einzelnen Kammmoden das wichtigste Merkmal des Frequenzkamms. Nur eine schmale Linienbreite erlaubt genaueste Frequenzmessungen im optischen Bereich und die geforderte rauscharme Frequenzstabilisierung von Lasern im gesamten Wellenlängenbereich. Bestenfalls trägt ein Frequenzkamm nicht zum Rauschen einer Messung bei, egal ob bei dem Vergleich zwischen optischen Frequenzen (optischer Frequenztransfer [66, 67]), der Zählung der Frequenz optischer Übergänge im Radiofrequenzbereich bei der Anwendung in optischen Atomuhren [68], der Stabilisierung von Lasern auf eine Radiofrequenzreferenz [69] oder der Erzeugung von rauscharmen Mikrowellengeneratoren [70].



### 3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser

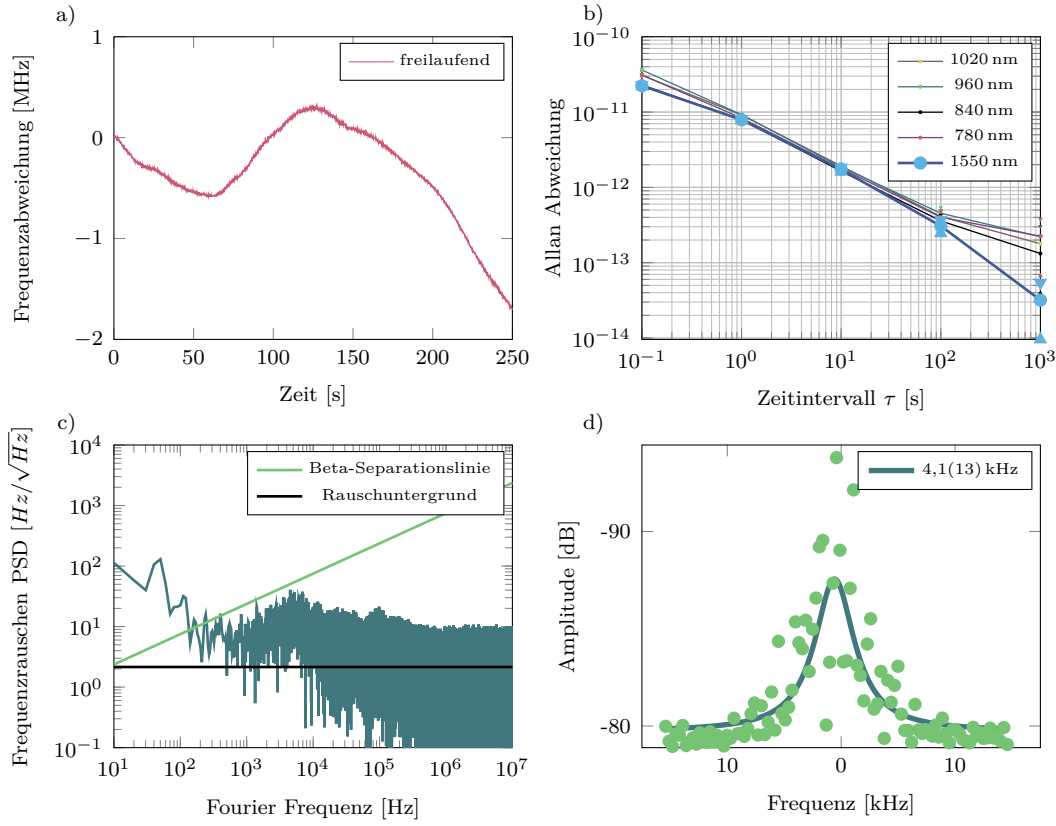


Abb. 3.4: Stabilität des Frequenzkamms bei 1550 nm a) Abtreiben der Frequenz des rauscharmen Lasers (NKT, X15) über der Zeit. Der Vergleich fand über eine Schwebung mit dem Frequenzkamm statt, welcher auf die RF-Referenz stabilisiert war. b) Allan-Abweichung der Repetitionsrate  $f_{Rep}$  verschiedener Ausgänge des Frequenzkamms mit  $2\sigma$  Standardabweichung, gemessen mit einem Photodetektor und Frequenzzähler, welcher auf einen stabilen Quarzoszillator referenziert war. Bei 1550 nm und  $\tau = 1$  s ist die Frequenzgenauigkeit damit besser als 2 kHz (rms). c) Spektrale Leistungsdichte des rauscharmen Lasers bei eingeschalteter Disziplinierung. Die Messung mit einem Linienbreitenanalysator (LWA, Highfinesse) zeigt eine effektive Linienbreite (Integral des Frequenzrauschens anhand der  $\beta$ -Trennlinie)  $\Delta\nu = 1,7$  kHz. d) Schwebungssignal des Frequenzkamms mit einem zweiten rauscharmen Laser (NKT, E15) zur unabhängigen Verifizierung der Linienbreite. Gemessen mit einem InGa-Laser Photodetektor bei ungefähr 20 MHz und mit einem Oszilloskop aufgenommen. Die Fouriertransformierte bei einer Mittelungszeit von 3 ms ergibt das Schwebungssignal.

### 3 Experimenteller Aufbau

Offset-Frequenz	Phasenrauschen		
	GPS10RBN	AXTAL 800 MHz	OCXO 8607
1 Hz	-96 dBc		-123 dBc
10 Hz	-136 dBc	-80 dBc	-139 dBc
100 Hz	-152 dBc	-113 dBc	-145 dBc
1000 Hz	-157 dBc	-139 dBc	-150 dBc
10 000 Hz	-161 dBc	-144 dBc	-150 dBc

Tabelle 3.1: Phasenrauschen  $\mathcal{L}$  der im Experiment verwendeten Rubidium Atomuhr, des Frequenzsynthesizers bei 800 MHz und des Referenzoszillators nach [71], [72] und [73] (siehe auch Anhang A.1).

Während die überlegene Performance eines Frequenzkamms durch die Stabilisierung auf einen optischen, atomaren Übergang mit hoher Bandbreite einen sehr ressourcenintensiven Aufbau erfordert, soll hier die Realisierung eines hybriden Locks eines DFG-Frequenzkamms auf eine optische Referenz sowie deren Disziplinierung auf einen atomaren Mikrowellenübergang beschrieben werden. Die Referenz für die absolute Genauigkeit stellt, über die Zeitinformation des GPS-Signals, der Cäsium-Standard dar. Dieser gewährleistet über eine lange Mittelungszeit die größte Genauigkeit. Kombiniert mit der kommerziellen Rubidium Atomuhr GPS10RBN (Tabelle 3.1 1) bietet diese für Integrationszeiten von mehr als einer Sekunde, eine Referenz bei 10 MHz mit einer Genauigkeit von  $2 \cdot 10^{-11}$ . Die Repetitionsrate des Frequenzkamms wird bei 800 MHz ( $f_{rep} = 80$  MHz) mit der Referenz verglichen, sodass ein Frequenzsprung auf 800 MHz nötig ist. Dieser wird durch einen ofenstabilisierten Quarzoszillator (OCXO) bei 80 MHz mit Vervielfacher erreicht (Tabelle 3.1 2). Die Vervielfachung der Frequenz vergrößert dabei das Phasenrauschen gemäß [74]

$$20 \log \frac{800 \text{ MHz}}{80 \text{ MHz}} = 20 \text{ dB}, \quad (3.16)$$

sodass das Rauschen des GPS10RBN und AXTAL bei 10 MHz sehr ähnlich ist. Der Vergleich der Repetitionsrate mit der Radiofrequenzreferenz mit einem Mischer resultiert in einem Phasen-Fehler-Signal. Ein sehr rauscharmer Laser (siehe Abbildung 3.3) bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1550$  nm mit einer Linienbreite von weniger als  $\Delta\nu = 100$  Hz ([75] und Anhang A.1) soll die Frequenzstabilität des Frequenzkamms auf kurzen Zeitskalen erheblich verbessern. Dazu wird der Laser mit dem Frequenzkammsausgang bei 1550 nm überlagert, mit einem optischen Filter (1550,12 nm, 0,3 nm, AMS-Technologies) von nicht zum Signala beitragenden Kammmoden befreit und mit einer InGa-Photodiode gemessen. Mit einem Phasen-Frequenzdetektor wird

### 3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser

aus dem Schwebungssignal ein Fehlersignal generiert, das mit einer schnellen Regelung den Strom des Kammoszillators modulieren kann. Die Bandbreite des Locks ist bei etwa 400 kHz begrenzt durch den Oszillator. Die optische Phasenregelschleife (OPLL) regelt die Frequenz des Frequenzkamms starr auf den Laser. Ohne eine aktive Regelung driftet die Frequenz des Lasers schon nach kurzer Zeit um mehrere hundert Kilohertz (siehe Abbildung 3.4a) ab. Deshalb wird das Fehler-Signal der RF-Referenz mit dem Frequenzkamm zur Disziplinierung des Lasers verwendet. Von Disziplinierung spricht man hier im Gegensatz zu dem starren Lock der OPLL, weil die Regelung nur sehr sanft eingreift, um kein Rauschen auf den Laser aufzumodulieren. Die Regelbandbreite beträgt hier ungefähr 1 Hz, sodass wegen der hohen Detektionsbandbreite eine analoge Regelung nur schwer umzusetzen ist (siehe Diskussion zu Regelbandbreite im Anhang A.1). Stattdessen wird eine digitale Regelung mit nachfolgendem Tiefpassfilter verwendet. Hier lassen sich Verstärkung und Integrationszeit - auch während die Regelung aktiv ist - verändern, sodass der kleine Einfangbereich der sehr langsamen Regelung nach dem Einschalten zunächst vergrößert werden kann.

Die Eigenschaften des Frequenzkamms wurden anhand der Kurz- und Langzeitstabilität charakterisiert. Die Messung der Allan-Abweichung  $\sigma_y(\tau)$  in der Abbildung 3.4b) wurden mit einem Frequenzzähler (Keysight 53230A) durchgeführt. Dieser kann die Nulldurchgänge einer Oszillation zählen und diese mit einem Zeitstempel versehen. Wegen der zu erwartenden großen Genauigkeit des Signals, wurde der Zähler mit einem sehr stabilen Quarzoszillator (Oscilloquarz 8607, Tabelle 3.1 3) referenziert, welcher wiederum mit der Rb-Atomuhr diszipliniert war. Die Oszillation ist die Repetitionsrate  $f_{Rep}$ , die mit einer schnellen Photodiode gemessen wurde. Die Allan-Abweichung konnte zwischen  $\tau = 0,1\text{ s}$  und  $\tau = 1000\text{ s}$  ermittelt werden. Für kleinere Zeitintervalle dominiert der Fehler des Zählers die Messung. Für längere Mittelungszeiten  $\tau$  entspricht die Genauigkeit derjenigen, die bei einer ausschließlichen Stabilisierung auf die Radiofrequenz gemessen wird. Die Allan-Abweichung  $\sigma_y(\tau = 1\text{ s})$  bei einer Wellenlänge von 1550 nm entspricht einer Abweichung von weniger als  $\Delta\nu < 2\text{ kHz}$ . Die Messung zeigt für alle untersuchten Wellenlängen ein fast identisches Ergebnis. Die Unsicherheiten in den Messungen (Fehlerbalken) sind für  $\tau = 0,1\text{ s} \pm 1 \cdot 10^{-10}$  und  $\tau = 1\text{ s} \pm 9 \cdot 10^{-12}$  durch die Ungenauigkeit des Zählers für kurze Zeitintervalle dominiert und fallen für längere Messintervalle schnell ab. Der steigende Fehlerbalken bei steigender Integrationszeit ist durch die geringere Anzahl der Einzelmessungen zu erklären. Die Frequenzgenauigkeit in diesem Bereich ist durch die RF-Referenz gegeben, die wiederum in diesem Bereich auf der Genauigkeit der

### 3 Experimenteller Aufbau

Rb-Atomuhr ( $10^{-11}$ ) basiert.

Die Kurzzeitstabilität lässt sich durch zwei unabhängige Messungen abschätzen. Zum einen wird die spektrale Leistungsdichte des Frequenzrauschens des rauscharmen Lasers in Abbildung 3.4c) mit einem Linienbreitenmessgerät (LWA, Highfinesse) gemessen, während die Regelung eingeschaltet ist. So werden störende Einflüsse der Disziplinierung ausgeschlossen und die Linienbreite auf unter 2 kHz bestimmt. Das regelschleifen-interne Rauschen kann anhand des Schwebungssignals mit einem Spektrumanalysator auf unter ein Herz abgeschätzt werden, sodass das Frequenzrauschen des Frequenzkamms mit dem Laser als gleich angenommen werden kann. Zum anderen zeigt das Schwebungssignal des Frequenzkamms mit einem zweiten rauscharmen Laser (NKT, E15) in Abbildung 3.4d) eine Linienbreite von etwa 4 kHz bei einer Mittelungszeit von 3 ms. Sie ist begrenzt durch den Frequenzdrift des Lasers und stellt damit nur eine obere Grenze für die Linienbreite dar.

Die Messungen zeigen eine Frequenzgenauigkeit besser als 2 kHz für eine Integrationszeit von mehr als einer Sekunde und eine effektive Linienbreite bis 10 Hz von etwa 2 kHz bei einer Wellenlänge von 1550 nm. Die Allan-Abweichung zeigt bei 100 ms einen zu großen Messfehler, sodass die Linienbreitenmessung in diesem Übergangsbereich genauer ist.

#### 3.3.3 Laser-Stabilisierung und Charakterisierung

Das Rauschen des Frequenzkamms wird durch die optische Phasenregelung stark unterdrückt, allerdings hauptsächlich bei der Vergleichswellenlänge 1550 nm. Um die Eigenschaften über ein breiteres Spektrum zu charakterisieren, wurde die Linienbreite von Lasern bei anderen Wellenlängen mit einem Linienbreitenanalysator gemessen, welche wiederum mit Phasenregelschleifen starr auf den Frequenzkamm gelockt wurden.

Die Linienbreite bei verschiedenen Moden des DFG-Kamms lässt sich anhand eines elastischen-Band-Modells (elastic tape model [76–79]) erläutern. Dabei wird angenommen, dass sich die einzelnen Kammmoden auf einem elastischen Band befinden, welches sich unter dem Einfluss von Rauschen dehnt und zusammenzieht. Es wird an einem Fixpunkt  $\nu_{fix}$  festgehalten, welcher die spezifische Art des Rauschens widerspiegelt [79] und damit das kleinste Rauschen aufweist. Die Frequenz  $\nu_m$  der m-ten Kammmode eines fundamentalen Frequenzkamms ist

$$\nu_m(t) = \nu_{CEO}(t) + m \cdot f_{Rep}(t), \quad (3.17)$$

### 3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser

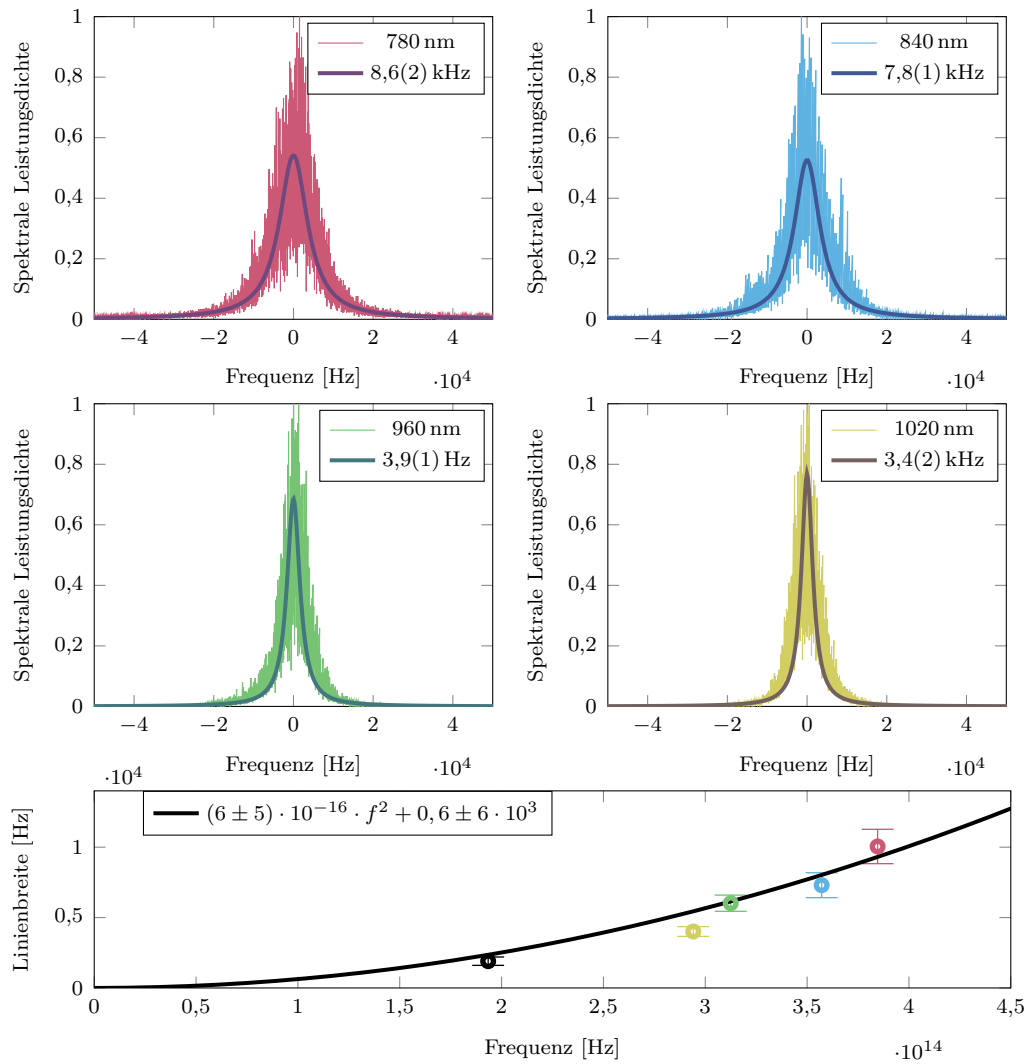


Abb. 3.5: Die Messungen der Linienbreiten der Laser bei 780 nm, 840 nm, 960 nm und 1020 nm ergeben sich aus einer Mittelung von 10 Einzelmessungen mit dem Linienbreiten-Analysator (LWA) und sind jeweils oben rechts mit einer Standardabweichung des Fit notiert. Die Linienbreite wird mit einem Tiefpassfilter bei 10 Hz gemessen und so von Drifts unterschieden. Mit zunehmender Frequenz steigt die effektive Linienbreite der Laser, was in dem unteren Schaubild verdeutlicht ist. Die Linienbreiten hier sind Mittelungen über 10 Messungen (entspricht insgesamt 100 Einzelmessungen) die dann mit  $2\sigma$  Fehler des Mittelwertes abgebildet sind. Für 1550 nm wurden nur 20 Einzelmessungen aufgenommen. Ein quadratischer Fit mit  $0,0112(53)(x - 1550 \text{ nm}) + 1731(1456)$  spiegelt das elastische Bandmodell [76, 77] wider, wobei die gemittelten Linienbreiten mit den Fehlern gewichtet wurden.

### 3 Experimenteller Aufbau

wobei  $\nu_{CEO}$  die momentane Offset-Frequenz der Trägereinhüllenden ist. Die Phase ergibt sich durch Integration aus Gleichung 3.17 zu [79]

$$\varphi_m(t) = \varphi_{CEO}(t) + m \cdot \varphi_{Rep}(t) + \phi_D, \quad (3.18)$$

wobei die Integrationskonstante  $\phi_D$  die Dispersionseigenschaften der optischen Elemente wiedergibt, welche als konstant angenommen werden [79]. Ist das Phasenrauschen bei hohen Frequenzen, wie bei Faserlasern üblich, durch weißes Amplitudenrauschen dominiert, befindet sich der Fixpunkt im optischen Bereich [77]. Für einen offsetfreien DFG-Kamm ist Gleichung 3.18

$$\varphi_m(t) = m \cdot \varphi_{Rep}(t) + \phi_D, \quad (3.19)$$

da die Carrier-Envelope-Offset-Frequenz eliminiert wurde und der Fixpunkt  $\nu_{fix}$  für das quantenprozess-limitierte Rauschen nicht mehr nahe der Trägerfrequenz des Frequenzkamms sondern bei  $\nu_{fix} = 0$  liegt. Das Phasenrauschen  $S_\phi(t)$  skaliert somit ausgehend vom Ursprung quadratisch mit der Modenzahl beziehungsweise  $\nu_m$  [77].

Dieses Verhalten wurde experimentell sowohl anhand der Messung des Phasenrauschens bei verschiedenen Wellenlängen mit einer homodynen Messung mit Verzögerungsfaser [77], als auch durch die Schwebung mit rauscharmen Referenzen-Lasern bestätigt [78]. Für die Linienbreite der n-ten Kammmode wird [78]

$$\Delta\nu_n = \Delta\nu_{rep} \cdot n^2 + \Delta\nu_c \quad (3.20)$$

angenommen, wobei  $\Delta\nu_{Rep}$  die Linienbreite der Repetitionsfrequenz ist und  $\Delta\nu_c$  diejenige des Trägers im Ursprung. Der Übertrag der Kammmoden-Linienbreiten mit OPLLs auf CW-Laser und die anschließende Messung der Laser-Linienbreiten stellt eine alternative Messmethode zu jenen in [77, 78] dar, die keine ultra-rauscharme optische Referenz benötigt. Trotzdem kann die Leistungsfähigkeit der hybriden Frequenzkammstabilisierung überprüft werden, die bei einem geringen technischen und finanziellen Aufwand eine Linienbreite im Kilohertz-Bereich aufweist.

Vier Laser werden mit optischen Phasenregelschleifen auf den Frequenzkamm stabilisiert (siehe hierzu auch den Anhang A.2) und geben die Linienbreite der einzelnen Moden wieder. Der Phasenfehler der Regelung ist zwar klein  $\Delta\phi^2 < 0,2 \text{ rad}^2$  (siehe Anhang A.8), die Laserlinienbreiten weisen dadurch aber dennoch eine etwas größere Linienbreite auf, sodass die Messung eine Überschätzung der tatsächlichen Kamm-

### 3.3 Frequenzgenauigkeit der stabilisierten Rydberg-Anregungslaser

Linienbreite ist. Die Linienbreite der Laser wird mit einem Linienbreiten-Analysator (LWA) gemessen, welcher die Frequenzabweichungen im optischen Bereich durch eine zeitlich aufgelöste Messung ermitteln kann [80] und daraus die spektrale Leistungsdichte der Linienform in der Abbildung 3.5 ermittelt. Ein Hochpassfilter mit 10 Hz trennt dabei die Linienbreite von Drifts. Die Linienbreiten des jeweiligen Lasers mit einer  $2\sigma$  Standardabweichung wird aus zehn Einzelmessungen als Halbwertsbreite berechnet. Alle Laser weisen eine Linienbreite schmäler als 10 kHz auf, wobei diese mit zunehmender Frequenz ansteigt, was in dem unteren Schaubild in der Abbildung 3.5 verdeutlicht ist; die Linienbreite ist über der Laserfrequenz aufgetragen. Zusätzlich wird die Linienbreite des disziplinierten 1550 nm Lasers aus der Messung in der Abbildung 3.4c) ergänzt. Eine Anpassung mit einer quadratischen Funktion, wobei die Kehrwerte der  $2\sigma$  Standardabweichungen des Linienbreiten-Fits als Gewichtung fungierten, resultiert in einer Linienbreite des Trägers im Ursprung von  $\Delta\nu_c = (0,6 \pm 6000,0)$  Hz. Wegen des großen Konfidenzintervalls, das durch die Messungenauigkeit in den Referenzlaser-Linienbreiten gegeben ist, lässt sich nur eine Obergrenze von 6 kHz angeben, was mit der Abschätzung von 1 kHz des fundamentalen Kamms in [78] ungefähr übereinstimmt. Die Linienbreite der Repetitionsfrequenz bei  $f_{Rep} = 80$  MHz folgt aus der Anpassung und ist mit  $\Delta f_{rep} = (400 \pm 85)$  pHz fast zwei Größenordnungen besser als der fundamentale Kamm in [78], wo eine Linienbreite des Kamms von 25 kHz angenommen wird.

Damit entspricht die Frequenzkammstabilisierung in Sachen Langzeitstabilität und Phasenrauschen den Erwartungen und sollte eine kohärente Rydberg-Anregung ermöglichen. Die Laser mit den OPLLs auf den Frequenzkamm bilden die Referenzlaser in der Abbildung 3.3 links. Diese werden mit optischen Fasern aus dem Frequenzkamm-Labor zum eigentlichen Experiment geführt, wo die Experimentier-Laser stehen. Der 780 nm Rydberg-Laser rechts in der Abbildung 3.3 wird wieder mit einer OPLL auf den Referenzlaser stabilisiert. Der Phasenfehler ist wegen dem viel größeren Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) im Vergleich zur OPLL auf den Frequenzkamm eine Größenordnung kleiner, und die Linienverbreiterung kann vernachlässigt werden. Für den 420 nm Rydberg-Laser werden 15 mW des 840 nm Licht des Referenzlasers in einem PPLN-Kristall-Wellenleiter auf 420 nm frequenzverdoppelt, wobei dann typischerweise eine Leistung von wenigen Mikrowatt für eine Schwebung zur Verfügung steht. Die Linienbreite des Lasers wird bei der Frequenzverdoppelung auch verdoppelt, sodass mit der rauscharmen OPLL eine Linienbreite von weniger als 20 kHz zu erwarten ist. Der 1020 nm Rydberg-Laser wird ebenso durch eine OPLL stabilisiert

und zusätzlich mit einem Trapezverstärker auf mehrere hundert Milliwatt verstärkt. Der 480 nm Rydberg-Laser besteht aus einem 960 nm Master-Laser, einem Trapezverstärker, sowie einem Verdopplungsresonator. Er lässt sich prinzipiell auch Phasenstabilisieren, wobei sich die Linienbreite, wie bei der Frequenzverdopplung mit dem PPLN-Kristall, verdoppelt. Für die Messungen in den zwei Kapiteln 6 und 7 wird allerdings keine sehr schmale Linienbreite benötigt. Stattdessen wird der Laser mit einem Wellenlängenmessgerät, welches mit dem Referenzlaser bei 780 nm kalibriert wird, frequenzstabilisiert. Das hat den Vorteil, dass der Laser sich einfacher über einen viel größeren Frequenzbereich verstimmen lässt. Wegen der langsamen Regelung entspricht die Linienbreite derjenigen des freilaufenden Lasers von ungefähr 100 kHz in 100  $\mu$ s, die absolute Frequenzgenauigkeit ist besser als 2 MHz. Die Laser für das Kühlen und Fangen der Rubidiumatome benötigen eine geringere Genauigkeit, sodass diese die Frequenzgenauigkeit von einer FM-Sättigungsspektroskopie beziehen.

## 3.4 Feldionisation und Einzelatomdetektion

Während das hohe Maß an Frequenzstabilität die Laser-Anregung von Rydberg-Zuständen höchst selektiv und kontrolliert macht, ist die optische Messung des hochangeregten Zustandes einzelner Atome wenig empfindlich. Nur bei einem großen atomaren Ensemble, wie in Kapitel 4, ist der Zustand der Atome auf kurzen Zeitskalen bei ausreichendem Signal-Rausch-Verhältnis messbar. Da aber inhomogene Rydberg-Rydberg-Wechselwirkungen in einer kalten Atomwolke die Komplexität erheblich vergrößern, sollen nur einzelne Atome angeregt werden. Dafür wird eine empfindlichere Messmethode für die Experimente in der Nähe des Chips gebraucht. Praktischerweise lassen sich Rydberg-Atome, wegen der schwächeren Bindung durch das Kernpotential, schon mit vergleichsweise kleinen elektrischen Feldern ionisieren. Ionen wiederum können durch ihre Ladung im elektrischen Feld schnell beschleunigt werden. Beim Auftreffen auf eine geeignete Oberfläche können sie Sekundärelektronen auslösen, welche dann, lawinenartig verstärkt, als Ladungspuls gemessen werden können. Wird für die Ionisation eine langsam steigende Feldrampe verwendet, so ist dieses Verfahren sogar zustandsselektiv, da höher angeregte Rydberg-Atome im Allgemeinen früher ionisieren und damit auch früher detektiert werden [81]. Diese Methode nennt sich zustandeselektive Feldionisation (engl. state-selective field ionisation, SFI).

Der Aufbau für die zustandeselektive Feldionisation in Abbildung 3.6 ist ungefähr 3 mm unterhalb des Chips angebracht. Er beinhaltet eine Extraktionselektrode,



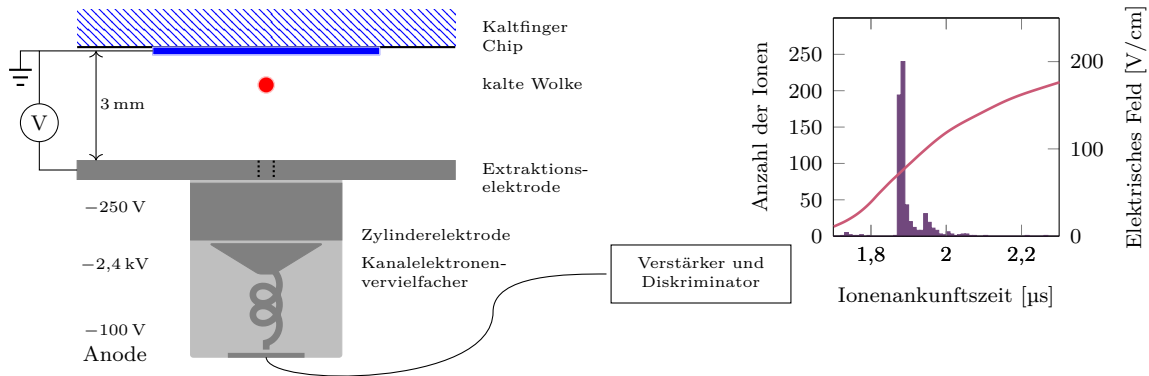


Abb. 3.6: Schema des Aufbaus für die zustandsselektiven Feldionisation. Einzelne Atome in der Wolke, die sich unterhalb des Chips befinden, werden in Rydberg-Zustände angeregt und durch eine Spannung zwischen Chip und Extraktionselektrode ionisiert. Sie werden durch ein Loch in der Elektrode auf den Kanalelektronenvervielfacher geleitet. Eine dort durch ein Ion ausgelöste Elektronenlawine kann nach einer Verstärkung und Impedanzanpassung mit einem Diskriminator gezählt werden. Ein typisches Ergebnis einer Messung von insgesamt  $25 \cdot 300$  Anregungspulsen mit jeweils anschließender Ionisation und Detektion ist im Diagramm rechts über dem entsprechenden Detektionszeitpunkt relativ zum Trigger der elektrischen Feldrampe (hier gleichgesetzt mit der Ionenankunftszeit) gezeigt. Auf der rechten Achse ist diese elektrische Feldrampe gezeigt, die durch die Spannung zwischen Chipoberfläche und Extraktionselektrode erzeugt wird.

### 3 Experimenteller Aufbau

die durch Anlegen einer Spannung  $V$  zwischen der Chipoberfläche (Erdung) und der Elektrode ein elektrisches Feld am Ort der atomaren Wolke erzeugen kann. Einerseits kann eine positive Spannung  $U_E = 0 - 10 \text{ V}$  angelegt werden, um Störfelder senkrecht zum Chip kompensieren zu können. Andererseits kann mit einem Hochspannungsschalter schnell ( $\approx 0,4 \mu\text{s}$ ) auf eine negative Spannung  $U_E = 0 - -120 \text{ V}$  umgeschaltet werden, mit der Rydberg-Atome ionisiert und in Richtung des Detektors beschleunigt werden. Die Extraktionselektrode hat mittig eine Durchgangsbohrung mit einem Millimeter Durchmesser, durch die die Ionen passieren können. Eine zylinderförmige Elektrode liegt auf einer Spannung von  $-250 \text{ V}$  und sorgt hauptsächlich dafür, dass die starken elektrischen Felder des Kanalelektronenvervielfachers am Ort der Atomfalle abgeschwächt werden. Die Ionen werden durch die Eingangselektrode des Detektors, welcher auf  $-2,4 \text{ kV}$  liegt, auf das schwarze Bleiglas beschleunigt. Ein Ion schlägt dort Sekundärelektronen frei, die sich zwischen dem Ein- und Ausgang des Detektors in einem sich meandrierenden Rohr lawinenartig verstärken. Dazu wird eine positive Spannungsdifferenz zwischen Ein- und Ausgang von  $2,3 \text{ kV}$  angelegt. Der negative Ladungspuls verlässt das Rohr am Ausgang und wird an der metallischen Anode aufgefangen, in einer Verstärkerschaltung impedanzangepasst, invertiert und verstärkt, sodass ein Signal von etwa  $1 \text{ V}$  Amplitude von einem Ion detektiert werden kann. Die Detektion erfolgt mit einem Zähler (TimeTagger, Swabian Instruments), der jedem detektierten Signal einen Zeitstempel mit einer Genauigkeit von zehn Picosekunden zuordnet und digital abspeichert.

Für die SFI-Messungen der Rydberg-Atome wird - nach der Präparation der atomaren Wolke am Chip - eine sich 300 Mal wiederholende Pulsfolge aus Anregung und Detektion gestartet. Bei der Anregung mit  $1 \mu\text{s}$  Dauer wird im Mittel weniger als ein Rydberg-Atom erzeugt, was bei einer angenommenen Detektionseffizienz von 0.5 [82] anhand der gesamten Ionenzählrate von weniger als 150, dann bestätigt werden kann. Nach einer Wartezeit von  $1,5 \mu\text{s}$  wird der Hochspannungsschalter auf die Ionisationsspannung umgeschaltet. Die Steigung der Rampe wird mit einem analogen RC-Tiefpassfilter beeinflusst. Durch den Abstand von Chip und Extraktionselektrode erzeugt die Spannung ein elektrisches Feld von ungefähr  $E_c = 31/\text{cm} \cdot U_E$ . In dem Diagramm in der Abbildung 3.6 ist auf der rechten Achse das elektrische Feld der Rampe gezeigt, welches für die nachfolgenden Versuche verwendet wurde. Auf der linken Achse ist die Anzahl detektierter Ionen in Abhängigkeit der Ankunftszeit zu sehen. Die Zeitachse geht von dem Trigger für den Hochspannungsschalter aus. Die Spannungsrampe ist durch den Triggerpunkt des Schalters um ungefähr eine Mikro-

sekunde verzögert, allerdings mit einer zeitlichen Reproduzierbarkeit die genauer als 10 Nanosekunden ist. Die Ionenankunftszeit ist eine Verteilung, die durch den Zeitpunkt der Ionisation des Rydberg-Atoms und durch die Flugzeit ( $\approx 0,5 \mu\text{s}$ ) der Ionen dominiert ist. Die Flug- und Detektionszeit bilden eine konstante Verzögerung zur Feldrampe.

Die Anzahl der Ionen in der beispielhaften Messung im Diagramm in der Abbildung 3.6 ist die Summe aus 25 experimentellen Zyklen mit jeweils 300 Anregungs- und Detektionspulsen. Die Dichte der Wolke nimmt durch die Anregung einiger Atome in Rydberg-Zustände nicht messbar ab, was mit einer Absorptionsabbildung überprüft wurde. Während einer Pulsfolge wird die Dichte deshalb als konstant angenommen. Erst die Verteilung der gezählten Ionen über dem Ionisationszeitpunkt, welcher mit der Ionen-Ankunftszeit gleichgesetzt wird, gibt Aufschluss über den Zustand der Atome. Die Ionisation eines einzelnen Rydberg-Atoms ist einem statistischen Prozess unterworfen. Deshalb wird über viele Pulse aus mehreren experimentellen Zyklen, welche jeweils aus der Präparation einer neuen Atomwolke und deren Anregung und Detektion bestehen, summiert. Für die Anzahl der Rydberg-Anregungen pro Anregungspuls muss deshalb durch die Anzahl der Zyklen und Einzelpulse geteilt werden. Der endlichen Detektionseffizienz von schätzungsweise 50 % [82] wird dadurch Rechnung getragen, dass die Polarisation der Anregungslaser so eingestellt wird, dass deutlich weniger als ein Ion pro Anregungspuls detektiert wird.

Ein wichtiges Kriterium der SFI ist die Selektivität, also wie gut die Messung zwei energetisch benachbarte Rydberg-Zustände auflösen kann. Sie wird durch den genauen zeitlichen Verlauf der elektrischen Feldrampe bestimmt und kann entsprechend komplex werden, um auch energetisch naheliegende Zustände getrennt voneinander zu detektieren [83]. Alternativ kann ein zusätzlicher optischer oder Mikro- beziehungsweise Radiowellen-Transfer verwendet werden, um einen Zustand weit von dem anderen zu entfernen. In dem Kapitel 5.3 wird eine weitere Methode vorgestellt, die darauf basiert, dass der Ionisationszeitpunkt nicht nur von der energetischen Lage, sondern auch von dem genauen Quantenzustand des Atoms abhängt.



## 4 Kohärenz der Rydberg-Anregung

Eine atomare Anregung wird als kohärent bezeichnet, wenn bei der Überführung eines Atoms aus einem energetisch niedrigeren in ein höheres Niveau, eine definierte Phasenbeziehung zwischen den Wellenfunktionen der beiden Zustände besteht. Werden viele Atome kohärent angeregt, so bleiben die Phasen ihrer Wellenfunktionen synchronisiert und dadurch zum Beispiel interferenzfähig. Im Gegensatz zu Grundzustandsatomen sind Rydberg-Atome stärkeren Dekohärenzmechanismen ausgesetzt. In diesem Kapitel wird die Kohärenz einer Rydberg-Anregung mit einer rein optischen Messmethode charakterisiert. Diese beruht auf einer zeitaufgelösten Messung der elektromagnetisch induzierten Transparenz, welche als kohärentes Phänomen auf die Phasenlage sensitiv ist.

Betrachtet man die Anregung eines Atoms mit einem rechteckigen  $\pi/2$ -Anregungspuls, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, wo die Pulsdauer  $\tau = \frac{\pi}{2}/\frac{\Omega_R}{2}$  (siehe Gleichung 2.14) ist, so kann es in einen Überlagerung-Zustand gebracht werden, der bei einer Messung mit der gleichen Wahrscheinlichkeit im Grund- und im Rydberg-Zustand zu finden wäre. Die gleichen Wahrscheinlichkeiten würde man auch finden, wenn ein  $3\pi/2$ -Puls verwendet würde, nur dass man im Rabi-Zyklus nun vorher das System einmal komplett invertiert hätte. Die Besetzungswahrscheinlichkeit ist die gleiche, die Phasenlage aber eine andere. Für eine inkohärente Anregung, wenn die Rabi-Frequenz viel kleiner als der Kohärenzzerfall ist, ist ebenfalls die gleiche Besetzungswahrscheinlichkeit möglich, die Phasenlage ist aber völlig undefiniert. Mit der Detektion der Transmission eines resonanten Probe-Lasers während eines EIT-Pulses mit einem resonanten Kopplungs-Laser, führt die Phasenlage zu einem distinkten Einschwingverhalten, sodass sich die Kohärenzen, also die Phasenlagen, unterscheiden lassen. Die Messmethode ist nicht destruktiv und im Prinzip mit einer Einzelmessung durchführbar.

Die rein optische Messmethode, wie sie in [84] vorgestellt wurde, hat den Vorteil, dass sie neben den Rydberg-Anregungs-Lasern keinen technisch aufwändigen Aufbau benötigt. Wegen vieler relevanter Dekohärenzmechanismen (zum Beispiel [85–

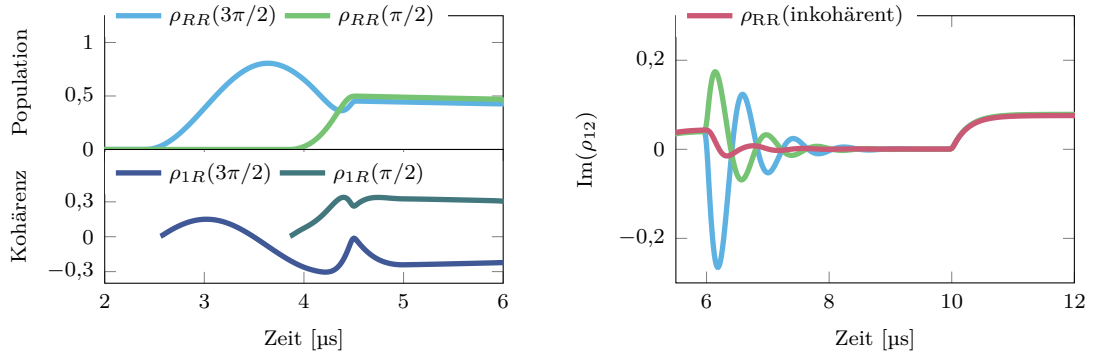


Abb. 4.1: Simulation der Präparation verschiedener Überlagerungszustände (links) und deren Messung mit dem dynamischen EIT-Schema (rechts). Eine zum Zwischenniveau  $\rho_{22}$  verstimmte Anregung mit einem  $\pi/2$  (blau) oder  $3\pi/4$ -Puls (grün) kann eine kohärente Überlagerung zwischen Grund- ( $\rho_{11}$ )- und Rydberg-Zustand ( $\rho_{RR}$ ) mit jeweils der gleichen Besetzung bewirken. Die Kohärenz ( $\rho_{1R}$ ) während der Anregung ist im Schaubild unter der Entwicklung der Population dargestellt. Für eine inkohärente Präparation ist die Kohärenz 0. Die Messung der Anregung zeigt eine deutliche Abweichung zwischen unterschiedlichen Werten der Kohärenz ( $\rho_{13}$ ). Für eine inkohärente Präparation wird die Oszillation in der Absorption  $\alpha \propto \text{Im}(\rho_{12})$  drastisch gedämpft. Die Simulation des erweiterten Drei-Niveau-Systems ist in Kapitel 4.2.3 beschrieben.

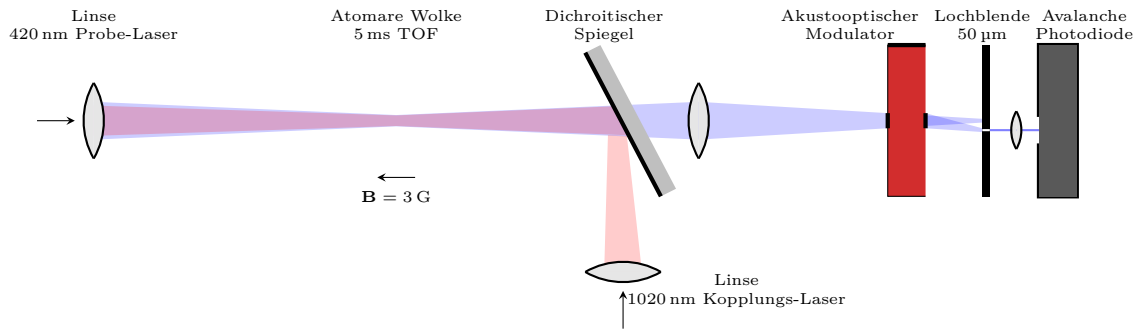


Abb. 4.2: Der Aufbau besteht im wesentlichen aus den zwei Laserpfaden für den Probe- und Kopplungs-Laser. Beide werden am Ort der MOT fokussiert und sind entgegengesetzt propagierend überlagert. Ein dichroitischer Spiegel spaltet das Messsignal ab. Mit einer Linse und Lochblende wird das Zentrum des Probe-Lasers in der kalten Wolke ausgeschnitten. Eine schnelle Avalanche Photodiode misst die transmittierte Probe-Laserleistung. Ein schaltbarer AOM verhindert, dass zu viel Leistung auf die Photodiode gelangt.

96]) stellt das Experiment, neben der genauen Betrachtung der interatomaren Wechselwirkungen und der Wechselwirkung der Rydberg-Atome mit der Umgebung, insbesondere an die Laser-Pulse (siehe auch Kapitel 3.3) hohe Ansprüche [58, 97, 98]. Die Simulation des Systems durch numerisches Lösen einer Mastergleichung wie in [84] konnte die Beobachtungen im Experiment nicht ausreichend erklären. Mit der Berücksichtigung einer Dekohärenzabhängigkeit eines kollektiven Zerfalls konnte das Modell aber in gute Übereinstimmung mit den Messungen gebracht werden.

## 4.1 Aufbau der optischen Messmethode

Der Aufbau besteht im wesentlichen aus den zwei Lasern für die Anregung und Messung der EIT, Modulatoren für die Pulsformung und Frequenzverschiebung, sowie einer schnellen Photodiode. Der Laseraufbau und die Stabilisierungsschemata sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Ein 420 nm-Laser mit bis zu 5 mW Leistung ist für die Anregung und Messung der Absorption des Probe-Übergangs vorhanden. Ein 1020 nm-Laser mit bis zu 50 mW Leistung steht für die Rydberg-Anregung und für die Kopplung des Rydberg-Zustandes an das mittlere Niveau 6P zur Verfügung (siehe Anregungsschema in Abbildung 3.2). Um schnell zwischen einer off-resonanten Anregung und einem resonanten Messpuls umschalten zu können, werden jeweils zwei

akustooptische Modulatoren (AOM) verwendet (siehe Abbildung 3.3). Der eine AOM kann das verstimmte Laserlicht um  $-80$  MHz (420 nm) beziehungsweise  $+80$  MHz (1020 nm) auf Resonanz stimmen, der andere kann es um 120 MHz (420 nm) beziehungsweise um  $-120$  MHz (1020 nm) auf insgesamt  $\pm 200$  MHz zum mittleren Niveau verstimmen. Sind nur die beiden 80 MHz-AOMs angeschaltet, sind beide Laser resonant zu dem jeweiligen Übergang. Sind hingegen nur beide 120 MHz-AOMs angeschaltet, so ist eine off-resonante Anregung mit einer Verstimmung von  $\Delta = 2\pi \cdot 200$  MHz möglich. Die Schaltzeiten (10 – 90 %) liegen bei etwa 25 ns für den 420 nm Laser, für den 1020 nm Laser mit etwa 40 ns etwas höher. Die Steuerung der Modulatoren übernimmt ein FPGA-basierter RF-Treiber (Moglabs ARF). Es können beliebige RF-Pulsrampen erzeugt werden (Leistung, Frequenz, Phase), bei denen ein Parameter mit einer Zeitauflösung von 4 ns verändert werden kann. Zum Umschalten zwischen on- und off-resonantem Pfad werden RF-Schalter (ZASW-2-50DRA, Minicircuits) verwendet, die wiederum von dem RF-Treiber getriggert werden. Beide Laser werden zur Experimentierkammer mit optischen Fasern geleitet und mit den Linsen der Faserkollimatoren auf einen  $1/e^2$  Strahldurchmesser von  $250 \mu\text{m}$  in der Kammer fokussiert. Die Strahldurchmesser wurden mit einem Beamprofiler außerhalb der Kammer in gleichem Abstand wie zur MOT gemessen. Der Probe-Strahl (420 nm) und der Kopplungs-Strahl (1020 nm) wurden, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, in der Kammer gegenläufig überlagert. Die optimale Überlagerung konnte anhand der AC-Stark-Verschiebung sichergestellt werden, welche durch den Kopplungs-Laser verursacht wird (siehe Kapitel 4.1.2). Mit einem dichroitischen Spiegel konnte das Transmissionssignal vom Kopplungs-Laser getrennt werden. Mit einer Linse wird der Mittelpunkt der Wolke auf eine Lochblende mit einem Durchmesser von  $50 \mu\text{s}$  abgebildet. Hierdurch lässt sich ein Teil des gaußförmigen Laserintensitätsprofils ausschneiden, damit die Intensitätsverteilung möglichst homogen ist. Bei kleineren Lochblendendurchmessern war das Signal-zu-Rauschverhältnis nicht ausreichend. Das Signal wird mit einer kurzbrennweitigen Linse auf eine Avalanche-Photodiode (APD-130A/M, Thorlabs) fokussiert. Diese Si-Photodiode hat eine Bandbreite von 50 MHz und ist bis 400 nm ausreichend sensitiv. Ein weiterer akustooptischer Modulator im Strahlengang des Probe-Lasers verhindert, dass während der Anregung zu viel Laserlicht auf die Photodiode trifft - für die Anregung wird ein Vielfaches der Intensität der Transmissionsmessung gebraucht. Nach der Anregung wird dieser Schutz-AOM angeschaltet, die 1. Beugungsordnung trifft dann auf die Photodiode. Das gemessene Signal wird mit einem schnellen Oszilloskop aufgenommen (Picoscope).



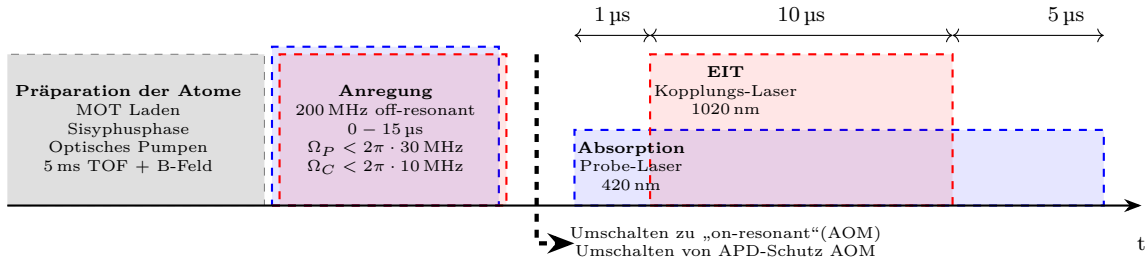


Abb. 4.3: Dargestellt ist der zeitliche Ablauf des Experiments. Nach der Präparation der kalten Atome folgt eine  $\Delta = 2\pi \cdot 200$  MHz off-resonante Rydberg-Anregung, bei der die Rabi-Frequenz, Pulslänge und Zeitverzögerung beliebig eingestellt werden können. Es folgt eine kurze Pause, in der die AOMs für die Messung umgeschaltet werden. Danach wird für  $1 \mu\text{s}$  die Transmission des Probe-Lasers gemessen, dann wird der Kopplungs-Laser dazugeschaltet und die Entwicklung der elektromagnetisch induzierten Transparenz anhand des Probe-Lasers beobachtet.

Die Präparation der kalten Rubidium Atome erfolgt wie in Abbildung 3.1. Die Atome werden aus einer 2D-MOT für 5 s in eine 3D-MOT geladen. Es folgt eine Sisyphusphase, in der die Atome auf  $50 \mu\text{K}$  gekühlt werden. Anschließend werden sie durch Anlegen eines homogenen magnetischen Feldes und eines Laser-Pulses in den magnetischen Unterzustand  $5S_{1/2}, F=2, m_F=2$  gepumpt. Während eines freien Falls von 5 ms wird das magnetische Feld in Richtung des 420 nm-Laserstrahls gedreht und auf 3 G erhöht, sodass die magnetischen Momente adiabatisch folgen können. Nun kann eine off-resonante Rydberg-Anregung mit einer Pulslänge bis zu  $15 \mu\text{s}$  erfolgen. Anschließend werden die AOMs, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, umgeschaltet, sodass resonante Messpulse möglich sind und auch die Anregungspulse wegen der endlichen Schaltzeit der AOMs abgeklungen sind. Es folgt die Messung der Absorption mit dem Probe-Laser für eine Mikrosekunde. Nach dieser Zeit ist auch die anfängliche Dynamik des unteren Übergangs ausgedämpft. Dann wird der Kopplungs-Laser angeschaltet, während immer noch die Transmission des Probe-Lasers mit der Photodiode gemessen wird. Nach  $10 \mu\text{s}$  hat auch die schnelle zeitliche Entwicklung der induzierten Transparenz einen eingeschwungenen Zustand erreicht, sodass der Kopplungs-Laser nach dieser Zeit wieder ausgeschaltet wird. Nun kann wieder allein die Absorption gemessen werden. Die Pulsfolge wiederholt sich wenn die Atome verschwunden sind, um das gemessene Signal normieren zu können.

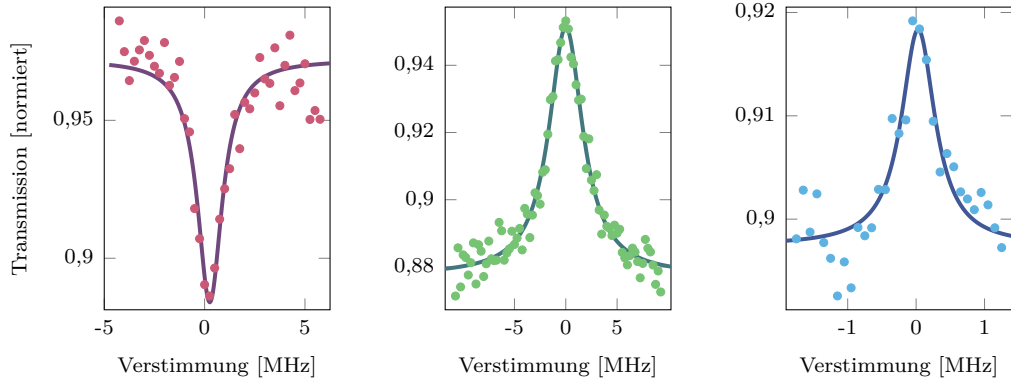


Abb. 4.4: Gemessene Resonanzen im eingeschwungen Zustand für eine Mittelungsdauer von  $100 \mu\text{s}$ . (links) Absorption des  $420 \text{ nm}$  Probe-Lasers für verschiedene Verstimmungen bei einem angelegten Magnetfeld von  $3 \text{ G}$ , sowie  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,1 \text{ MHz}$ . (Mitte) Absorption des Probe-Lasers in Abhängigkeit der Verstimmung des Kopplungs-Lasers mit  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,1 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_C = 2\pi \cdot 3 \text{ MHz}$ . (rechts) Absorption des Probe-Lasers direkt nach einer  $\Delta = 2\pi \cdot 200 \text{ MHz}$  off-resonanten Zwei-Photonen-Anregung ( $100 \mu\text{s}$ ) in Abhängigkeit der Verstimmung des Kopplungs-Lasers, wobei 100 Mal die Absorption für  $1 \mu\text{s}$  gemessen wurde. Dabei waren  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,1 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_{P,Exc} = 2\pi \cdot 30 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_{C,Exc} = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$ . Der Referenzpunkt für die Verstimmung ist willkürlich gewählt. Aus einem Fit mit einer Lorentzfunktion ergeben sich die präzisen Lockpunkte für die Laser.

#### 4.1.1 Absorption, EIT und Zwei-Photonen Resonanz

Die Vermessung und Kompensation des Magnetfeldes am Ort der Atome ist ein Standardverfahren, um inhomogene Energieverschiebungen durch den Zeeman-Effekt bestmöglichst zu unterbinden. Dazu wird der Mikrowellen (MW)-Übergang zwischen den beiden Hyperfeinniveaus  $F=1$  und  $F=2$  des  $5S_{1/2}$  Grundzustandes verwendet. Im freien Fall, nach einer Flugzeit von  $\text{tof} = 5 \text{ ms}$ , wird die Absorption des  $420 \text{ nm}$ -Lasers auf Resonanz für  $100 \mu\text{s}$  gemessen, nachdem die Atome einem - in Frequenz und Länge variablen - MW-Pulses ausgesetzt waren. Die Mikrowelle wird mit einem MW-Generator bei ungefähr  $6,8 \text{ GHz}$  erzeugt, verstärkt und mit einer Helixantenne auf die Atome gerichtet. Die Atome befinden sich nach der Präparation der kalten Atomwolke in dem Zustand  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  und können durch die MW in den  $5S_{1/2}, F = 1, m_F = 1$  Zustand verschoben werden. Die Frequenz dieses Übergangs hängt durch den Zeeman-Effekt von dem Magnetfeld ab. Sie lässt sich bestimmen, indem man die Absorption des Probe-Lasers in Abhängigkeit der Frequenz der Mikrowelle misst. Auf Resonanz vermindert sich die Absorption des Lasers um etwa die Hälfte,

da sich weniger Atome in dem Grundzustand  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 1$  befinden, der von dem Laser angesprochen werden kann. Die Kompensationsspulen (siehe Kapitel 3.1) können das Magnetfeld in allen drei Raumrichtungen verändern. Damit lässt sich, durch wiederholte Bestimmung der MW-Resonanz, das Magnetfeld separat für jede Richtung auf ein Minimum bringen. Anfangs wird die MW mit großer Leistung (20 dBm des Generators und 20 dB des Verstärkers) und langer Pulsdauer (500  $\mu\text{s}$ ) eingestrahlt. Je näher man dem Nullfeld kommt, desto mehr kann beides reduziert werden. Im Nullfeld ist die Breite der Resonanz bei kleiner Leistung ( $-20 \text{ dBm} + 20 \text{ dB}$ ) und kurzer Pulsdauer (10  $\mu\text{s}$ ) kleiner als 100 Hz, was die verbleibende Magnetfeldinhomogenität widerspiegelt. Um bei der Rydberg-Anregung eine Dephasierung durch die anderen magnetischen Unterzustände zu vermeiden [97], wird ein Magnetfeld entgegen der Richtung des Probe-Lasers in Höhe von 3 G angelegt. Dazu wird wieder die MW-Spektroskopie verwendet und mit einer Kompensationsspule das Magnetfeld auf einen Wert erhöht, dessen Übergangsfrequenz sich aus der Zeeman-Verschiebung ergibt. Bei der Messung konnte eine zeitliche Verschiebung des Magnetfeldes beobachtet werden, obwohl sich die Ströme in den Spulen eingeschwungen hatten. Die Verschiebung betrug nach einer  $\text{tof} = 5 \text{ ms}$  noch 270 Hz/ $\mu\text{s}$  ( $\approx 0,13 \text{ mG}/\mu\text{s}$ ). Für die relativ kurze Messdauer und größere Bandbreite der Rydberg-Anregung spielt das allerdings nur eine untergeordnete Rolle.

Die beiden Laser für die Rydberg-Anregung und die Messung der elektromagnetisch induzierten Transparenz können bei beliebigen Frequenzen präzise stabilisiert werden (siehe Kapitel 3.3). Um sie genau auf die Übergangsfrequenzen der Atome anzupassen, werden die Laser in Schritten von 100 kHz (bzw. 250 kHz) über die atomaren Resonanzen gestimmt und dabei die Transmission des Probe-Lasers gemessen. Zuerst wird der  $5S_{1/2} - 6P_{3/2}$  Übergang gemessen (siehe Abbildung 4.4 links). Bei einem angelegten Magnetfeld von 3 G und einer rechtszirkularen Polarisation des 420 nm-Lasers (im Uhrzeigersinn in Ausbreitungsrichtung) entgegen der Magnetfeldrichtung (entgegen der Ausbreitungsrichtung, also  $\sigma^+$ -Übergang), wird das Photodiodensignal für 100  $\mu\text{s}$  gemessen, während sich die Atome im freien Fall befinden ( $\text{tof} = 5 \text{ ms}$ ). Die Verstimmung des Lasers wird nun durch die Lockfrequenz auf den Frequenzkamm geändert und die Transmission wird erneut gemessen. Für eine Reihe an Verstimmungen beobachtet man einen Einbruch in der Transmission. Vergrößert sich die Leistung des Lasers, so verbreitert sich die Resonanz und es kommt zu einer leichten Verschiebung und Asymmetrie. Diese kann durch einen nicht perfekten  $\sigma^+$ -Übergang und einer damit einhergehenden AC-Stark-Verschiebung erklärt werden, der den Grund-

zustand absenken kann. Die Polarisation des Lasers kann mit einem Polarisationsmessgerät eingestellt werden und anhand eines Minimums in der Transmission - bei angelegtem Magnetfeld und entsprechender Verstimmung - überprüft werden. Der Kopplungs-Laser hat eine linkszirkuläre Polarisation, sodass der Rydberg-Zustand  $35S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  erreicht werden kann. Zur Bestimmung des Lockpunktes des Lasers wird die Transmission des Probe-Lasers gemessen, während der Kopplungs-Laser schrittweise verstimmt wird. Das Maximum der induzierten Transparenz zeigt dann den idealen Lockpunkt an. Auch hier kommt es für größere Laserleistungen zu einer Verbreiterung und Verschiebung durch den AC-Stark-Effekt. Wieder kann die Polarisation anhand der maximalen Transparenz überprüft werden.

Eine off-resonante Anregung hat durch den AC-Stark-Effekt eine andere Resonanzfrequenz. Für eine kohärente Rydberg-Anregung werden beide Laser um  $\Delta = 2\pi \cdot 200$  MHz vom mittleren Niveau verstimmt. Die Zwei-Photonen-Resonanz wird dann bestimmt, indem die Transmission des Probe-Lasers direkt nach einer  $100 \mu\text{s}$  langen off-resonanten Anregung bestimmt wird. Die Messdauer wird kurz gehalten, um Umverteilungen zu vermeiden, aber dafür für 100 Messzyklen gemittelt. Es ergibt sich eine Resonanz die bei  $\Omega_P = 2\pi \cdot 30$  MHz und  $\Omega_C = 2\pi \cdot 6$  MHz um  $1,2$  MHz von den ermittelten Frequenzen aus der EIT-Messung abweicht. Durch die hohen Laserleistungen kommt es zu einer AC-Stark-Verschiebung der Zustände. Die Abweichung ist abhängig von den Laserleistungen und kann jeweils durch die Veränderung der Frequenzen der akustooptischen Modulatoren ausgeglichen werden. Für jede Laserleistung der off-resonanten Anregung wird eine entsprechende AOM-Verstimmung hinterlegt.

#### 4.1.2 Kalibration der Rabi-Frequenzen

Die genaue Bestimmung der involvierten Rabi-Frequenzen  $\Omega_P$  und  $\Omega_C$  ist unerlässlich, um die Messreihen mit den Simulationen zu vergleichen und um geeignete Pulsrampen zu erzeugen. Die Leistung der Laser, sowie deren Strahldurchmesser in der Wolke, lassen sich messen und, mit den passenden Dipolmatrixelementen, Rabi-Frequenzen abschätzen. Für den  $420$  nm-Laser, mit einem  $1/e^2$  Strahldurchmesser von  $250 \mu\text{m}$ , einer Leistung von  $2,5$  mW und einem berechneten Dipolmatrixelement von  $\langle 6P_{3/2}, F = 3, m_F = 3 | er | 5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 \rangle = 0,268 ea_0$  bei rechtszirkulärer Polarisation, wird eine maximale Rabi-Frequenz von  $\Omega_P = 2\pi \cdot 30$  MHz im Zentrum des Strahls erreicht. Für  $50$  mW  $1020$  nm-Licht mit gleichen Strahlparametern und einen Dipolmatrixelement von  $\langle 35S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 | er | 6P_{3/2}, F = 3, m_F = 3 \rangle = 0,028 ea_0$  ste-

hen für  $\Omega_C$  fast  $2\pi \cdot 7$  MHz zur Verfügung.

Die Rabi-Frequenzen können auch direkt gemessen werden. Für den Probe-Laser könnte die Ermittlung der Leistungsverbreiterung eine Methode darstellen, für den Kopplungs-Laser könnte die Autler-Townes-Aufspaltung vermessen werden. In dieser Arbeit wurde eine andere Methode gewählt, die auf der Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Systems beim plötzlichen Anschalten der Laser basiert. Für den Probe Laser ist dabei, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, der Anfang einer Rabi-Oszillation zwischen dem Grund- und dem angeregten Zustand zu beobachten, die jedoch - aufgrund der kurzen Lebensdauer von  $(111 \pm 3)$  ns[99] dieses Zustandes - schnell relaxiert. Die Dynamik und Umverteilung des Probe-Übergangs lassen sich unter Berücksichtigung der Feinstruktur mit dem Modell aus Kapitel 4.2.3 an die Messung anpassen, mit der Rabi-Frequenz, Laserlinienbreite, sowie einer Skalierung als freie Parameter. Zwischen den 5S-6P Niveaus gibt es keinen geschlossenen Übergang wie bei 5S-5P, da auch ein Zerfall über den 6S-Zustand stattfinden kann. Die Einbeziehung des zweiten Grundzustandes 5S,  $F=1$  ist deshalb wichtig. Er sorgt für einen langsamen Anstieg der Transmission nach der anfänglichen, schnellen Dynamik. Für verschiedene Laserleistungen ergeben sich unterschiedliche Rabi-Frequenzen. Die Laserleistung lässt sich über die Leistung des 80 MHz akustooptischen Modulators variieren, sodass sich mit der Messung die RF-Leistung, die auf den Modulator gegeben wird, mit der Rabi-Frequenz verknüpfen lässt (Abbildung 4.5). Für größere Laserleistungen ist die Messung jedoch unzuverlässig, da die Atome zu schnell aus der Resonanz beschleunigt oder umverteilt werden (siehe Termschema in Abbildung 3.2). Die interessante Dynamik des Systems passiert während der kurzen Anschaltzeit, die sich nicht zuverlässig davon trennen lässt. Allerdings lässt sich die Messung für größere Laserleistungen wegen  $\Omega \propto \sqrt{I}$  extrapolieren. Dafür wird die Kurve der Konversion von RF- zu Laserleistung anhand der Intensität auf einer Photodiode bis 5 dBm (vor +20 dB Verstärker) gemessen. Es folgt, dass eine Rabi-Frequenz von mehr als  $\Omega_P = 2\pi \cdot 30$  MHz erreicht werden kann.

Die Kalibration der Rabi-Frequenz des Rydberg-Übergangs erfolgt nach dem gleichen Schema und ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Zuerst wird der 420 nm-Laser angeschaltet und 1  $\mu$ s gewartet, bis sich - abgesehen von einer langsamen Umverteilung - ein Gleichgewicht eingestellt hat. Der 1020 nm-Kopplungs-Laser wird dann plötzlich angeschaltet und die Oszillation der Transmission des Probe-Lasers, wie in Abbildung 4.6 dargestellt, gemessen. Das Modell lässt sich an die Messung anpassen, mit der Rabi-Frequenz  $\Omega_C$ , einer nicht weiter spezifizierten Dephasierungsrate des

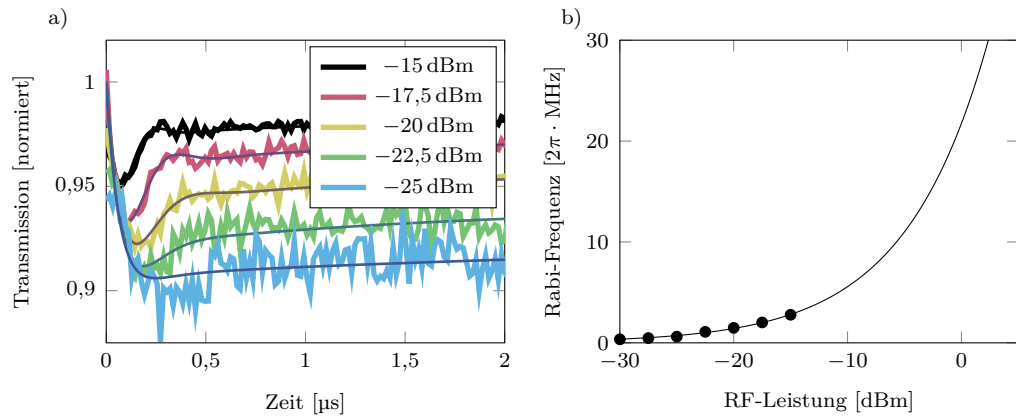


Abb. 4.5: a) Messung der Transmission des 420 nm-Lasers beim plötzlichen Einschalten für verschiedene RF-Leistungen des AOMs vor dem Verstärker. Der Anfang einer Rabi-Oszillation wird durch die kurze Lebensdauer des  $6P$ -Zustandes schnell unterdrückt und der eingeschwungene Zustand erreicht. Das Modell aus Kapitel 4.2.3 untermauert die Messung und erlaubt die Ermittlung einer Rabi-Frequenz. b) Die Rabi-Frequenz lässt sich als Funktion der RF-Leistung darstellen, die auf den AOM gegeben wird. Die Extrapolation ist bis 5 dBm vor dem Verstärker durch eine Messung der Laserleistung mit der Photodiode in Abhängigkeit der RF-Leistung und einem theoretischen Zusammenhang  $\Omega \propto \sqrt{I}$  zwischen Rabi-Frequenz und Laserleistung gerechtfertigt.

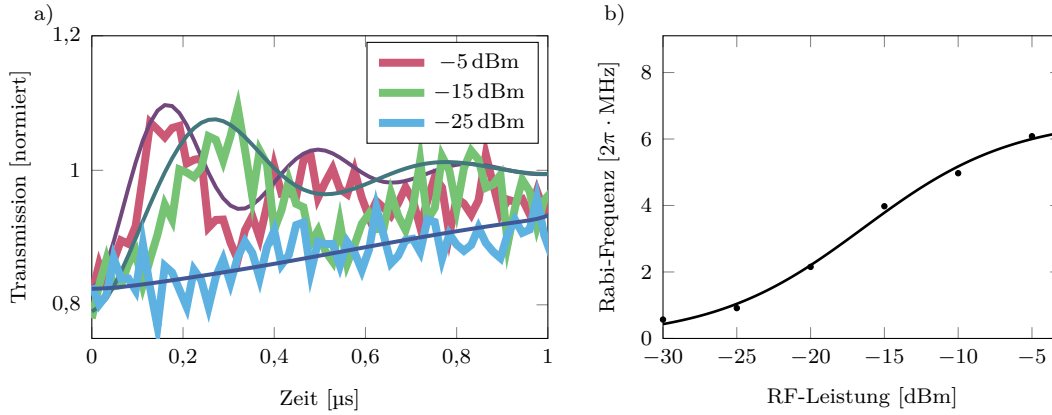


Abb. 4.6: a) Messung der Transmission des 420 nm Probe-Lasers beim plötzlichen Einschalten des Kopplungs-Lasers zum Zeitpunkt  $t=0$  für verschiedene RF-Leistungen des AOMs vor dem Verstärker. Die Frequenz der Oszillation ist abhängig von der Rabi-Frequenz  $\Omega_C$  des Kopplungs-Lasers. Diese ergibt sich aus einem Fit mit dem Modell aus Kapitel 4.2.3, wobei alle Dephasierungsraten des Rydberg-Zustandes zu einem konstanten  $\gamma_C$  zusammengefasst wurden. Eine Anpassung mit der Dephasierung, der Rabi-Frequenz und einer Skalierung als freie Parameter ergibt  $\gamma_C = 2\pi \cdot (977 \pm 42)$  kHz und die Abhängigkeit der Rabi-Frequenz von der RF-Leistung des AOMs (links).

Rydberg-Zustandes, sowie einer Skalierung (Transmission  $\propto \text{Im}(\rho_{21})$ ) als freie Parameter. Das Modell beinhaltet hier weder eine Dephasierungsrate von Wechselwirkungen, noch von der Dopplerverschiebung, da beide nur einen marginalen Effekt auf die Oszillationsfrequenz beim Einschalten haben. Die angepassten Kurven stimmen wegen der Vereinfachung der Dephasierung nicht optimal mit den Messwerten überein. Die Frequenz der Oszillation passt allerdings gut und die Anpassung ist weniger zeitintensiv. Damit lässt sich die Rabi-Frequenz wieder als Funktion der RF-Leistung am AOM des 1020 nm-AOMs darstellen (Abbildung 4.6b). Für eine RF-Leistung von  $-3$  dBm erreicht der Modulator seine maximale Beugungseffizienz, sodass höchstens eine Rabi-Frequenz von  $\Omega_c = 2\pi \cdot 6,2$  MHz erreicht wird. Die Messung ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Skalierung der Rabi-Frequenz, die sich aus der Laserintensitätsmessung auf einer Photodiode in Abhängigkeit der RF-Leistung ableiten lässt. Insgesamt wird damit eine maximale Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz von

$$\Omega_{R,2} = \frac{\Omega_P \Omega_C}{2\Delta} = 2\pi \cdot 0,47 \text{ MHz} \quad (4.1)$$

erreicht.

## 4.2 Optische Messung von Rydberg-Zuständen

Die kohärente Anregung sowie deren optische Messung unterliegen einer Reihe von Dekohärenzmechanismen. Zunächst wird der Einfluss der Umwelt auf einzelne Atome diskutiert. Dieser führt zu einer zur Relaxation des angeregten Zustandes innerhalb der Kohärenzzeit  $T_1$ , ausgelöst durch den natürlichen Zerfall oder Schwarzkörperstrahlung. Zum anderen bewirken das Phasenrauschen der Laser, die zeitliche Änderung von äußeren Feldern, die räumliche Inhomogenität der Laserintensitäten und Feldern, sowie der mit der Temperatur der Atome verbundene Dopplereffekt, einen Zerfall der Kohärenzen innerhalb von  $T_2$ .

Anschließend werden durch interatomare Wechselwirkung verursachte Dekohärenzen diskutiert. Dazu zählt neben der Van-der-Waals Wechselwirkung zwischen zwei Rydberg-Atomen auch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen unterschiedlicher Parität. Ein kollektiver, schneller Zerfall (Superradianz) ist für eine große Anzahl an Atomen zudem sehr relevant. Daneben können ionisierte Atome zu einer inhomogenen Energieverschiebung durch den Stark-Effekt führen. Die Implementierung der Zerfälle in eine numerische Simulation erfolgt hauptsächlich durch effektive Zerfallsraten, was die große Anzahl an Atomen im Experiment mit zufällig verteilten Abständen zueinander ausreichend beschreibt.

### 4.2.1 Dekohärenz bei der Anregung einzelner Rydberg-Atome

Im Folgenden wird zuerst auf die unterschiedlichen Dekohärenzmechanismen eingegangen, welche die Anregung und Messung einzelner, isolierter Rydberg-Atome betreffen. Es sind Phänomene, die in allen Rydberg-Experimenten zu einem gewissen Ausmaß zu finden sind - in Experimenten mit einzelnen Atomen, zum Beispiel in optischen Pinzetten [58, 97] oder in dünnen Gasen können sie - unabhängig von kollektiven Effekten - beobachtet werden. Oft sind die einzelnen Effekte klein, in der Summe kann aber mitunter eine kohärente Anregung verhindert werden.

Der **natürliche Zerfall**  $\Gamma_{Sp}$  stellt eine fundamentale Grenze für die Kohärenz dar. Zusätzlich erfahren speziell Rydberg-Atome eine signifikante Beeinträchtigung durch Schwarzkörperstrahlung, die zum Beispiel von den Wänden der Vakuumkammer abgestrahlt wird. Im Mikrowellenbereich, wo sich viele Rydberg-Rydberg-Übergänge befinden, ist diese Strahlung vergleichsweise intensiv. Dies führt zu einer raschen Umverteilung der Energie auf benachbarte Rydberg-Zustände. Bei einer Umgebung auf Raumtemperatur ist die effektive Lebensdauer des  $35S_{1/2}$ -Zustandes damit un-



gefähr  $24 \mu\text{s}$  [49] und die Population zerfällt mit  $\Gamma_{BBR} = 1/\tau = 2\pi \cdot 6,6 \text{ kHz}$ . Die Zerfallsrate der Kohärenz  $\rho_{1R}$  ist dann die Hälfte davon [84]. Sie hat daher auch nur einen kleinen Anteil an der Dekohärenz im betrachteten Zeitfenster der Messung von  $10 \mu\text{s}$ .

Die **Besetzung des Zwischenniveaus** und der schnelle Zerfall zurück in den Grundzustand sorgt bei einem verstimmtten Zwei-Photonen-Übergang zu einer Dekohärenz. Für große Verstimmungen ( $\Delta \gg \Omega_C, \Omega_P$ ) zu diesem Niveau lässt sich der Zustand eliminieren, da er praktisch nie besetzt wird. Auch wenn die Verstimmung  $\Delta = 2\pi \cdot 200 \text{ MHz}$  groß gegenüber den Rabi-Frequenzen  $\Omega_C$  und  $\Omega_P$  ist, kann ein kleiner Teil der Atome off-resonant in den 6P-Zustand angeregt werden und von dort spontan zerfallen. Die Verstimmung wurde so gewählt, weil zum einen das Umschalten zwischen großer Verstimmung und Resonanz komfortabel mit akustooptischen Modulatoren bewältigt werden kann, zum anderen wäre die Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz bei den vorhandenen Laserleistungen andernfalls zu gering für eine kohärente Anregung. Als Abschätzung kann für eine kleine Besetzung und ein Zwei-Niveau-System eine Rate für die off-resonante Anregung des 6P-Zustandes berechnet werden [46]

$$R = \Omega_{12}^2 \frac{\Gamma_{6P}}{4\Delta^2 + \Gamma_{6P}^2 + 2\Omega_{12}^2}, \quad (4.2)$$

sodass in  $10 \mu\text{s}$  ein verschwindend geringer Teil von  $0,14 \%$  angeregt wird. Die Simulationen der optischen Bloch-Gleichungen im übernächsten Abschnitt beinhalten die Bevölkerung des Zwischenniveaus und den daraus resultierenden Zerfall der Kohärenz.

Die **thermische Bewegung** der Atome führt zu zufälligen Verstimmungen der Laser zu den atomaren Resonanzen durch den Doppler-Effekt. Die eindimensionale, quadratisch gemittelte Geschwindigkeit der Atome bei  $T \approx 50 \mu\text{K}$  ist [58]

$$\Delta v = \sqrt{k_B T / m} \approx 70 \text{ mm/s}. \quad (4.3)$$

Der effektive Wellenvektor der gegenläufigen Laser ist  $k_{eff} = k_{420nm} - k_{1020nm} = 8,8 \cdot 10^6 \text{ 1/m}$ . Es ergibt sich also eine gaußförmige Verteilung der Dopplerverschiebung mit einer Breite von [58]

$$\Sigma = \Delta v \cdot k_{eff} = 2\pi \cdot 97 \text{ kHz}. \quad (4.4)$$

Die Dephasierung hängt bei der off-resonanten Anregung und resonanten Messung

#### 4 Kohärenz der Rydberg-Anregung

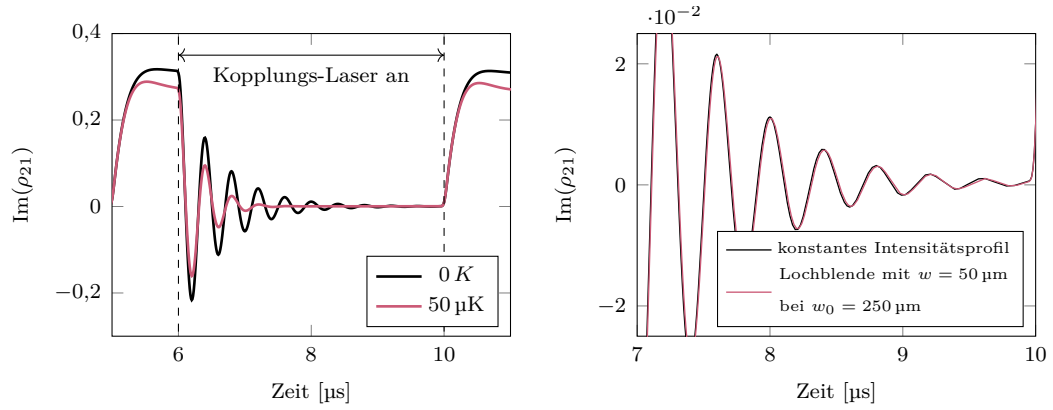


Abb. 4.7: Links: Die Bewegung der kalten Atome bei einer Temperatur von  $50 \mu\text{K}$  verursacht - über viele Atome gemittelt - eine Dopplerverbreiterung der Anregung und damit eine Dephasierung der zeitlichen Entwicklung der elektromagnetisch induzierten Transparenz. Zur Berechnung werden die optischen Bloch-Gleichungen für entsprechende Verstimmungen  $\delta_i = \nu_0 v/c_0$  mit  $v \in -0,4 - 0,4 \text{ m/s}$  und einer Schrittweite von  $0,025 \text{ m/s}$  gelöst und gewichtet gemittelt. Rechts: Die Laserstrahlen haben ein Gaußförmiges Intensitätsprofil mit einem  $1/e^2$ -Strahldurchmesser von  $250 \mu\text{m}$ . Ausschneiden eines  $50 \mu\text{m}$  kleinen Teils verringert diese Inhomogenität. Parallel zu den Laserstrahlen ist die Inhomogenität, wegen der relativ langen Rayleighlänge, kleiner. Die Oszillation des EIT Signals wird nur unmerklich dephasiert. Bei der Berechnung wird analog zur Dopplerdephasierung über mehrere Intensitäten der Laser in Abhängigkeit des Abstands vom Zentrum ( $I(0 - 50 \mu\text{m})$  mit einer Schrittweite von  $10 \mu\text{m}$ ) gemittelt. Ausgangsparameter:  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,5 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_C = 2\pi \cdot 5 \text{ MHz}$ ,  $\gamma = 0$ .

nicht trivial von den Rabi-Frequenzen ab (Kohärenzzeit nicht einfach  $1/\Sigma$ , siehe auch [58]). Eine Mittelung über viele Geschwindigkeitsklassen, gewichtet mit der Geschwindigkeitsverteilung, ergibt, wie in Abbildung 4.7 zu sehen, nur eine geringe Dämpfung des zeitlichen Verlaufs der elektromagnetisch induzierten Transparenz. Zusätzlich wurden die Atome im Experiment auf eine Geschwindigkeit von etwa  $50 \text{ mm/s}$  durch die Gravitation beschleunigt. Das hat aber nur einen geringen Einfluss, da die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu der Laserausbreitungsrichtung steht. Die zurückgelegte Distanz von weniger als einem  $\mu\text{m}$  ist im Vergleich zu dem Messvolumen ebenfalls zu vernachlässigen.

Die **inhomogene Intensitätsverteilung** der beiden Laser (Abbildung 4.7 rechts) sorgt, je nach Position eines Atoms, für unterschiedliche Rabi-Frequenzen. Beide Laserstrahlen werden auf  $250 \mu\text{m}$   $1/e^2$ -Strahldurchmesser fokussiert und haben damit eine Rayleighlänge von  $z_{R,420} = 117 \text{ mm}$  und  $z_{R,1020} = 48 \text{ mm}$ . Die Intensität der

Strahlen entlang der Ausbreitungsrichtung durch die 5 mm große Wolke ändert sich somit nur um ungefähr 0,25 %. In der Bildebene - nach einer Abbildung mit einer Linse - steht eine Lochblende mit einem Durchmesser von 50  $\mu\text{m}$ . Sie schneidet einen Teil des transversalen Intensitätsprofil aus, sodass sich die Rabi-Frequenz der resonanten Laser  $\Omega_P$  und  $\Omega_C$  nur um ungefähr 4 %, die Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz  $\Omega_{R,2}$  um weniger als 8 % ändert.

**Inhomogene externe Felder** können zu Energieverschiebungen der Zustände führen, sodass die Übergänge nicht mehr resonant mit den Lichtfeldern sind. Während sich die Verschiebungen einfach mit den Laserfrequenzen kompensieren lassen, sind inhomogene oder sich zeitlich verändernde Felder problematisch. Sie führen, je nach Zeitskala, zu einer Verbreiterung der Zustände und damit einer Dephasierung. Eine zeitliche Änderung des magnetischen Feldes wurde schon in Kapitel 4.1.1 zu  $\approx 0,13 \text{ mG}/\mu\text{s}$  bestimmt und kann bei dem Übergang  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2 - 35S_{1/2}, m_j = 1/2$  vernachlässigt werden. Elektrische Felder beeinflussen vor allem die Rydberg-Zustände. Messungen der atomaren Rydberg-Resonanzen in Abbildung 4.4c) zeigten keine Verbreiterungen, die größer als die Leistungsverbreiterung von  $\approx 470 \text{ kHz}$  ist und grenzt die Feldinhomogenität und Fluktuation auf ein Feld kleiner als  $0,5 \text{ V/cm}$  ein. Die Verstimmung zur berechneten Resonanz [100] ist weniger als  $100 \text{ kHz}$  von der gemessenen Resonanz entfernt. Die Position der MOT ist mehr als  $13,5 \text{ mm}$  vom nächsten Objekt, was geladen sein könnte, entfernt. Aus der mittleren Stark-Verschiebung in diesem kleinen Feld, lässt sich eine Obergrenze für die Verbreiterung durch ein inhomogenes Feld von  $22 \text{ kHz}$  abschätzen, wenn man annimmt, dass ein mögliches Feld durch eine stationäre Ladung verursacht wird.

Ein großes **Phasenrauschen der involvierten Laser** kann ebenfalls zu einem schnellen Zerfall der Kohärenz führen. Je nachdem wie schnell sich die Phase, oder gleichwertig die Frequenz der Laser, im Vergleich zu der Zeitskala des Experiments ändert, lassen sich verschiedene Auswirkungen beobachten. Ein langsamer Drift der Laserfrequenz führt zu einer Verstimmung von der atomaren Resonanz und damit unter anderem zu einer geringeren Anregungswahrscheinlichkeit. Sehr schnelle Änderungen werden von den Atomen ausgemittelt. Lediglich das Phasenrauschen im Bereich der Rabi-Frequenzen wirkt sich auf die Kohärenz aus [58, 97]. Anhand des spezifischen Phasenrauschens der Laser lässt sich der Einfluss genauer ermitteln, indem optische Bloch-Gleichungen für das System mit vielen verschiedenen Frequenzen, gewichtet mit der spektralen Leistungsdichte, gelöst und summiert werden [58]. Allerdings zeigen die verwendeten Laser im Experiment ein kleines Phasenrauschen. Es

wird deshalb in das Modell lediglich durch eine effektive Linienbreite integriert. In den meisten Fällen dürfte dies im Vergleich zu der Berücksichtigung der spektralen Leistungsdichte des Rauschens, eine Überschätzung des echten Einflusses sein. Die Linienbreiten von etwa 16 kHz (siehe Abbildung 3.5) der verwendeten Laser zeigen nur eine geringe Dephasierung in den Simulationen.

**Schwankungen im Timing** der Laserpulse wirken sich ebenso schädlich auf die Kohärenz einer Anregung aus, wie Leistungsschwankungen derselben. Im Experiment werden die Pulse mit akustooptischen Modulatoren generiert. Dabei ist die Wiederholbarkeit der Pulse mit einem zeitlichen Versatz (Jitter) unter 1 ns und einer Leistungsschwankung von weniger als 1 % gegeben. Analog zum Dopplereffekt und dem Intensitätsprofil der Laser lassen sich diese Schwankungen in die Simulation integrieren. Beide Schwankungen haben aber einen kleineren Effekt als die Intensitätsprofile der Laser und werden deshalb vernachlässigt.

### 4.2.2 Dekohärenz durch interatomare Wechselwirkung

Die Ausdehnung eines Rydberg-Atoms (Bohr Radius) skaliert quadratisch mit der Hauptquantenzahl [81]. Das macht sie nicht nur anfällig für elektrische Felder und führt zu langreichweitigen Wechselwirkungen zwischen zwei oder mehreren Rydberg-Atomen, sondern kann bei großen Dichten sogar zur Überlappung der Orbitale benachbarter Atome führen. Kollektive Effekte wie Superradianz oder Atom-Atom-Wechselwirkung sind kein Alleinstellungsmerkmal von Rydberg-Atomen, bringen diese aber durch die extremen Eigenschaften in einen Bereich, der experimentell leichter zugänglich ist. Das Experiment wird in einer kalten Atomwolke, mit einer großen Anzahl an einzelnen Atomen durchgeführt. Die fast sphärische Ausdehnung und optische Dichte  $OD = -\ln(I_T/I_{Ref})$  der Wolke nach 5 ms Fallzeit lässt sich, mit einer Absorptionsabbildung beim 5S-5P-Übergang auf  $w_{fwhm} \approx 4,7$  mm (Gauß) und  $OD_{max} = 5,5$  bestimmen. Aus den Werten lässt sich eine Atomzahl von  $N = 5,8 \cdot 10^8$  berechnen. Die Bestimmung der OD über die Absorption eines Lasers über den Übergang 5S-6P ist ungenauer als über den 5S-5P, da hier kein geschlossener Übergang möglich ist und Atome während der Belichtungszeit in einen Dunkelzustand umverteilt werden. Die maximale Dichte im Zentrum der Wolke mit  $\sigma_i = 2\sqrt{2 \ln 2} w_{fwhm}$  ist dann

$$\rho_{max} = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \approx 4,9 \cdot 10^9 \text{ 1/cm}^3. \quad (4.5)$$

Dies resultiert in einem mittleren Abstand der Teilchen zum nächsten Nachbarn von

$$r_0 \approx \sqrt[3]{\frac{3}{4\pi\rho_{max}}} \approx 3,65 \mu\text{m}. \quad (4.6)$$

In den Messungen werden zwei gegenläufige Laserstrahlen verwendet, sodass ein Zylinder mit ungefähr 250  $\mu\text{m}$  Durchmesser als Anregungsvolumen entsteht. Davon wird ein Messvolumen mit lediglich 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser verwendet. Die Abstände der einzelnen Atome zueinander sind statistisch verteilt und sowohl die Dichte, als auch die Laserintensitäten folgen einer Verteilung entlang des Messvolumens. Abstandsabhängige Wechselwirkungen zwischen Atomen führen dann zu einer nicht einheitlichen Energieverschiebung und bilden damit den Ursprung einer potenziell starken Dephasierung.

**Freie Ladungsträger**, die sich längere Zeit in der kalten Wolke aufhalten, stören die Energiestruktur der Rydberg-Atome erheblich. Die Ionisationsrate der Rydberg-Atome durch Schwarzkörperstrahlung beträgt nach [101] etwa 200/s. Bei einer Anregung aller  $2,5 \cdot 10^4$  Atome im Messvolumen in den Rydberg-Zustand  $35S_{1/2}$ , sind in zehn Mikrosekunden somit weniger als 50 Ionen und Elektronen mit unterschiedlichsten Geschwindigkeiten statistisch im Anregungsvolumen verteilt. Jedes Ion und Elektron erzeugt entsprechend dem Coulomb-Gesetz im Umkreis von 10  $\mu\text{m}$  ein Feld  $E_{Stark} > 0,1 \text{ V/cm}$ , genug, um den Rydberg-Zustand mit  $\Delta\mathcal{E}_{Stark} = 2\pi \cdot 20 \text{ kHz}$  aus der Resonanz zu stimmen. Wegen dem geringen Anteil der erzeugten Ladungsträger ist eine Dephasierung hier vernachlässigbar. Die Ionisationsraten durch Wechselwirkung der Rydberg-Atome [102, 103] sind noch geringer.

Die **Van-der-Waals (VdW)-Wechselwirkung** zwischen Rydberg-Atomen kann zu einem ganz ähnlichen Effekt führen. Statt durch einen freien Ladungsträger wird ein Rydberg-Atom durch ein anderes Rydberg-Atom aus der Resonanz gestimmt. Dies hat die Konsequenz, dass zwei Atome, die sich unmittelbar nebeneinander befinden, nicht beide in einen Rydberg-Zustand angeregt werden können. Diese sogenannte Rydberg-Blockade ist abhängig vom Rydberg-Zustand, dem Abstand zueinander, sowie der Laser-Linienbreite und Rabi-Frequenz. Innerhalb des Blockaderadius  $r_B$  können sich viele Atome befinden, die sich dann eine Anregung teilen, wodurch die Rabi-Oszillation  $\Omega_{block} \propto \sqrt{N}\Omega$  mit der Anzahl  $N$  der Atome skaliert [104]. Der Blockaderadius für den  $35S_{1/2}$ -Zustand ist wegen des relativ kleinen  $C_6$ -Koeffizienten von

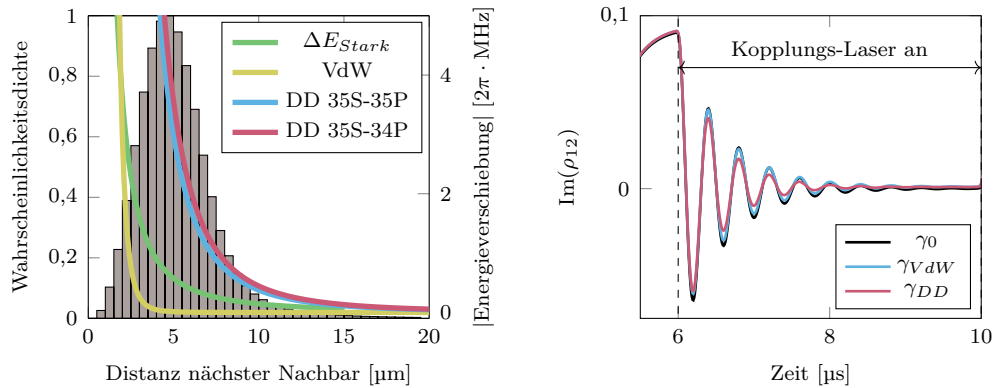


Abb. 4.8: Links: Rydberg-Atome können eine große Energieverschiebung durch Wechselwirkung mit anderen Rydberg-Atomen oder freien Ladungsträgern erfahren. Gezeigt ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Abstände eines Atoms zum nächsten Nachbarn bei einer über die Wolke gemittelten Dichte. Bei  $\rho_{max} = 4,9 \cdot 10^9 \text{ 1/cm}^3$  befinden sich nur wenige Atome sehr nahe bei ihrem nächsten Nachbarn, sodass eine Blockade durch die Van-der-Waals Wechselwirkung unwahrscheinlich ist. Einen größeren Effekt hat ein freier Ladungsträger (Ion, Elektron), der eine Stark-Verschiebung verursachen kann. Die größte Wirkung zeigt, wegen der langen Reichweite, eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit einem Rydberg-Atom entgegengesetzter Parität. Rechts: Auf die Oszillation der EIT beim Einschalten des Kopplungs-Lasers haben sowohl die VdW- als auch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung nur einen kleinen Effekt und es ergibt sich eine unwesentliche Dämpfung der Oszillation.  $\gamma_0$ : ohne Wechselwirkung,  $\gamma_{VdW}$ : Wechselwirkung zwischen  $|35S\rangle$  Rydberg-Atomen und  $\gamma_{DD}$ : Dephasierung durch Wechselwirkung mit Nachbarzuständen die aus  $|35S\rangle$  besetzt wurden.

[105]

$$C_6 = n^{11}(11,97 - 0,8486n + 3,385 \cdot 10^{-3}n^2)E_h/ha_0^6 = -190 \text{ MHz}\mu\text{m}^6 \quad (4.7)$$

vergleichsweise klein und für einen Abstand von  $10 \mu\text{m}$  ergibt sich eine Frequenzverschiebung von nur  $-190 \text{ Hz}$ . Für verschwindende Laserleistung ergibt sich, mit der durch Schwarzkörperstrahlung verkürzten Lebensdauer von  $24 \mu\text{s}$  ( $\Gamma = 2\pi \cdot 6,6 \text{ kHz}$ ) und einer vernachlässigbaren Laserlinienbreite, ein Blockaderadius von etwa

$$r_b = \sqrt[6]{|C_6|/\Gamma} = 4,7 \mu\text{m}. \quad (4.8)$$

Mit zunehmender Rabi-Frequenz  $\Omega_{eff}$  nimmt der Blockaderadius mit

$$r_b = \sqrt[6]{|C_6|/\Omega_{eff}} \quad (4.9)$$

ab, sodass er bei der maximalen effektiven Rabi-Frequenz von  $\Omega_{eff} = 2\pi \cdot 0,47 \text{ MHz}$  nur noch  $r_b = 2,7 \mu\text{m}$  beträgt. Eine effektive Dephasierungsrate lässt sich aus der Verteilung der Abstände zu den nächsten Nachbarn in der Wolke ermitteln. Für homogen verteilte Atome mit mittlerem Abstand  $r_0$  ist [106]

$$P(r) = \exp\left(-\frac{r^3}{r_0^3}\right) \frac{3r^2}{r_0^3}. \quad (4.10)$$

Je nach Abstand  $r$  zum nächsten Rydberg Atom ergibt sich für ein Atom die Energieverschiebung  $\Delta\mathcal{E} = -\hbar C_6/r^6$  durch die Van-der-Waals-Wechselwirkung. Für die Transformation von  $r \rightarrow \Delta\mathcal{E}$  gilt mit  $r = \sqrt[6]{\hbar C_6/\mathcal{E}}$

$$\frac{dr}{d\mathcal{E}} = -\frac{\sqrt[6]{\hbar C_6}}{6} \mathcal{E}^{-7/6}. \quad (4.11)$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Energieverschiebungen ist dann  $P(r)dr = P(\mathcal{E})d\mathcal{E}$  mit:

$$P(\mathcal{E}) = \exp\left(-\frac{(\sqrt[6]{\hbar C_6/\mathcal{E}})^3}{r_0^3}\right) \frac{3(\sqrt[6]{\hbar C_6/\mathcal{E}})^2}{r_0^3} \cdot \frac{\sqrt[6]{\hbar C_6}}{6} \mathcal{E}^{-7/6}. \quad (4.12)$$

Die effektive Dephasierungsrate, welche von der Dichte der Rydberg-Atome abhängt, kann als Halbwertsbreite aus dieser Verteilung  $P(\mathcal{E})$  abgeschätzt werden. Um die Dichteverteilung der Wolke mit einzubeziehen, wird die Verteilung über mehrere Zo-

nen unterschiedlicher Dichte gemittelt und gewichtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 zusammen mit dem Absolutwert der Energieverschiebung durch die Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung dargestellt. Wären alle (oder 10 %, 1 %) Atome im Rydberg-Zustand angeregt, wäre die Dephasierungsrate damit ungefähr  $\gamma_{VdW} = 2\pi \cdot 10 \text{ kHz}$  (oder  $2\pi \cdot 100 \text{ Hz}$ ,  $2\pi \cdot 1 \text{ Hz}$ ). Damit lässt sich für den Zustand  $|3\rangle$  auf der Diagonalen eine populationsabhängige Dephasierung  $\gamma_{VdW}(t) = 2\pi \cdot 10 \text{ kHz} \cdot \rho_{33}^2(t)$  in der Zerfallsmatrix addieren.

Die Energieverschiebung durch die **Dipol-Dipol-Wechselwirkung**, zum Beispiel zwischen S- und P-Rydberg-Atomen, kann hingegen viel größer sein. P-Zustände können durch Schwarzkörperstrahlung aus dem angeregten 35S-Zustand bevölkert werden. Für die beiden nächsten Nachbarn 34P und 35P ergeben sich bei Raumtemperatur Zerfallsraten von jeweils  $\Gamma = 2\pi \cdot 6 \text{ kHz}$ . Im Gegensatz zu zwei gleichen Rydberg-Zuständen kann es bei den Zuständen unterschiedlicher Parität zu einer stärkeren, resonanten Dipol-Dipol-Wechselwirkung kommen [84, 88, 89, 91, 92, 107, 108]. Mit den Koeffizienten  $C_3(35S - 34P) = 375 \text{ MHz}\mu\text{m}^3$  und  $C_3(35S - 35P) = 446 \text{ MHz}\mu\text{m}^3$  [49] lässt sich, unter Vernachlässigung der Winkelabhängigkeit, die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Energieverschiebung mit  $r = \sqrt[3]{\hbar C_3 / \mathcal{E}}$  analog zu Gleichung 4.12 abschätzen. Wegen der längeren Reichweite der Wechselwirkung werden auch die Energieverschiebungen des k-ten Nachbarn (bis k=4) mit [109]

$$P_k(r) = \exp\left(-\frac{r^3}{r_0^3}\right) \frac{3r^{3k-1}}{r_0^{3k}(k-1)!} \quad (4.13)$$

einbezogen und die Verteilung der Energieverschiebungen ist dann

$$P_k(\mathcal{E}) = \exp\left(-\frac{\hbar C_3 / \mathcal{E}}{r_0^3}\right) \cdot \frac{3(\hbar C_3)^k}{\mathcal{E}^{k+1}} \cdot \frac{1}{r_0^{3k}(k-1)!} \cdot \frac{\sqrt[3]{\hbar C_3 / \mathcal{E}}}{3\mathcal{E}}. \quad (4.14)$$

Befindet sich ein Grundzustandsatom in einem Abstand von weniger als  $10 \mu\text{m}$  von einem Rydberg-Atom in einem der beiden P-Zustände, dann ist der Rydberg-Zustand mit  $\Delta\omega = 2\pi \cdot 0,37 \text{ MHz}$  für den 34P beziehungsweise  $\Delta\omega = 2\pi \cdot 0,45 \text{ MHz}$  für den 35P, so weit aus der Resonanz gestimmt, dass er nicht angeregt werden kann. Einen Wert für die Dephasierungsrate lässt sich wie bei der VdW-Wechselwirkung abschätzen. Für eine Population des 34P-Zustandes von 1 % (oder 10 %) ergibt sich eine Dephasierung von  $\gamma_{DD,34P} = 2\pi \cdot 400 \text{ kHz}$  (oder  $2\pi \cdot 4 \text{ MHz}$ ). Damit lässt sich für den Zustand  $|3\rangle$  auf der Diagonalen wieder eine populationsabhängige Dephasierung  $\gamma_{DD}(t) = 2\pi \cdot 40 \text{ MHz} \cdot \rho_{44}(t)$  in der Zerfallsmatrix addieren. Sie ist im Allgemeinen wegen der



geringen Verteilung des Ausgangszustandes in die Nachbarzustände aber klein.

Eine viel schnellere Verteilung in einen Nachbarzustand kann durch einen **super-radianten Zerfall** passieren. Rydberg-Rydberg-Übergänge sind wegen ihrer großen Wellenlänge unempfindlicher gegenüber einer Dephasierung durch den Dopplereffekt, die den kollektiven Zerfall unterbindet [110] und sind daher prädestiniert für dieses Phänomen. Der schnelle Zerfall kann wie in [87, 107] von einem Zwei-Niveau-System auf viele Niveaus erweitert werden, sodass auch eine Superradianz-Kaskade [110, 111] berücksichtigt wird. Der Zerfall wird durch [87]

$$\frac{dN_e}{dt} = - \sum_{l < e} \Gamma_{sup} N_e (N_l + 1) + \sum_{l' > e'} \Gamma_{l'e} N_{l'} (N_e + 1) \quad (4.15)$$

modelliert, mit den Populationen  $N_e$  im oberen und  $N_l$  in den unteren Zuständen und der superradianten Zerfallsrate  $\Gamma_{sup} = C_{el} \cdot \Gamma_{sp}$ , die von dem Kooperativitätsparameter  $C_{el}$  und dem spontanen Zerfall  $\Gamma_{sp}$  des jeweiligen Übergangs abhängt. Im Gegensatz zu [84, 87, 95, 112] wird in der Berechnung in dieser Arbeit der Kooperativitätsparameter  $C_{el}$ , wegen der kleinen Durchmesser der Laserstrahlen im Vergleich zur Wolkengröße, für einen Zylinder anstatt für eine Kugel ermittelt: [113]

$$C_{el} = 4 \frac{\sin(1/2H(1 - \cos(\psi)))^2 J_1(A \sin(\psi))^2}{1/2H(1 - \cos(\psi)) A \sin(\psi)}, \quad (4.16)$$

wobei  $\psi$  der Winkel der superradianten Strahlung,  $H = 2\pi/\lambda h$  die Länge des Zylinders und  $A = 2\pi/\lambda a$  dessen Radius widerspiegelt.  $J_1$  ist die Besselfunktion erster Gattung und erster Ordnung. Dadurch wird interessanterweise die Richtung entlang des Zylinders für die Abstrahlung im MW-Bereich bevorzugt, was durch die größere Anzahl an beteiligten Atomen einen schnelleren Zerfall ( $\propto N^2$ , [86]) bedeutet. Wären alle Atome in einen Rydberg-Zustand angeregt, kann die Schwarzkörperstrahlung den lawinenartigen Zerfall auslösen. Der Übergang  $35S_{1/2} - 34P_{1/2}$  ist dabei am stärksten, sodass (fast) alle Atome auf der Submikrosekunden-Zeitskala [87] in diesen Zustand zerfallen können. Zum Superradianten Zerfall tragen die Atome im Anregungsvolumen bei, sodass  $N$  in der Größenordnung von  $10^6$  liegt. Vermindert wird die Anzahl durch eine große Dephasierung [114]. Basierend auf den Ergebnissen aus [84] wurde deshalb  $N=10^4$  angenommen.

### 4.2.3 Numerische Simulation Rydberg-Anregung und Detektion

Das System soll die Atome mit den relevanten Energieniveaus in der Wolke widerspiegeln, welche mit den Lichtfeldern wechselwirken. Zur Simulation dieses Systems wird die Mastergleichung aus Gleichung 2.20 durch eine numerische Integration für den Dichteoperator  $\rho$  gelöst. Die Basis für diese Dichtematrix bilden die Feinstruktur-Zustände. Dazu gehören der Grund-, der Zwischen- und der Rydberg-Zustand, welche durch die Lichtfelder mit  $\Omega_P$  und  $\Omega_C$  gekoppelt werden. Außerdem werden die Zustände berücksichtigt, in die ein relevanter Zerfall stattfinden kann. Für den Rydberg-Zustand 35S sind das vor allem nächstgelegene Rydberg-Zustände, welche durch Schwarzkörperstrahlung bevölkert werden können. Ein natürlicher Zerfall findet hauptsächlich in die niedrigsten Zustände statt, wie in Abbildung A.5 zu sehen ist. Hier werden für die Berechnung Zustände bis  $n=50$  und  $l=2$  berücksichtigt.

Die Wechselwirkung mit den Lichtfeldern wird über die jeweiligen Rabi-Frequenzen eingebunden, welche die Zustände des Probe- und Kopplungsübergangs verbinden. Die Pulslängen und Rabi-Frequenzen werden inklusive der Schaltzeiten der Modulatoren an die Werte aus Kapitel 4.1.2 und die implementieren RF-Pulse an das Experiment angepasst und die Rabi-Frequenzen in der Simulation sind entsprechend zeitlich veränderlich. Die Verstimmung  $\Delta$  zum mittleren Niveau wird durch die beiden Verstimmungen  $\delta_P$  und  $\delta_C$  berücksichtigt.

Die Matrix für die Zerfälle aus Gleichung 2.21 beinhaltet die Populationszerfälle durch die natürlichen Zerfälle  $\Gamma_{Sp}$ , als auch Schwarzkörperstrahlung  $\Gamma_{BBR}$  und populationsabhängige superradiante Zerfälle  $\Gamma_{Sup}$ . Die reinen Dephasierungsterme werden als Summe aus den Laser-Linienbreiten und den populationsabhängigen Rydberg-Rydberg-Wechselwirkungen gebildet. Die Differentialgleichung erster Ordnung der Dichtematrix kann nun effizient mit Matlab numerisch mit einer Schrittweite von 5 ns integriert werden. Der Vergleich mit der Absorption  $\alpha(t)$  in der Messung kann dann über den Imaginärteil des Matrixelements  $\rho_{21}$  erfolgen [84]:

$$\alpha(t) = \frac{\rho_0 d_{12}^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \text{Im}(\rho_{21}(t)), \quad (4.17)$$

wobei  $d_{12}$  das Dipolmatrixelement und  $\Omega_p$  die entsprechende Rabi-Frequenz des Probe-Übergangs sind.

Die Doppler-Dephasierung ist neben der Temperatur auch abhängig von den Rabi-Frequenzen und wird in der Simulation nicht durch eine einfache Rate integriert. Die Mastergleichung wird stattdessen für verschiedene Geschwindigkeitsklassen gelöst und

mit der Geschwindigkeitsverteilung bei 50  $\mu\text{K}$  gewichtet gemittelt. Die Inhomogenität der Lichtfelder wurde entsprechend implementiert. Eine genauere Beschreibung der Zerfallsmatrizen ist im Anhang A.3 zu finden.

## 4.3 Messung der Kohärenz zwischen Grund- und Rydberg-Zustand

Zunächst wird die Rydberg-Anregung aus dem Grundzustand anhand der Absorption des resonanten Probe-Lasers untersucht. Dazu werden die Anregungslaser für eine kurze Dauer mit der maximalen Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz von  $\Omega_{R,2} = 2\pi \cdot 0,47\text{MHz}$  eingestrahlt. Anschließend wird die Transmission des resonanten 420 nm-Laser für eine Mikrosekunde gemessen. Die Messung ist in Abbildung 4.9a) gezeigt, wobei jeder Messpunkt der Mittelung aus 10 Einzelmessungen entspricht. Für eine Dämpfung, die kleiner als die Rabi-Frequenz der Anregung ist, würde man eine Rabi-Oszillation zwischen dem Grund- und Rydberg-Zustand erwarten. Je mehr Atome im Rydberg-Zustand sind, desto weniger Atome können zur Absorption des Probe-Lasers beitragen. Die blaue Kurve in Abbildung 4.9b) zeigt die Simulation mit den Parametern aus dem Experiment. Aufgetragen über der Länge des Anregungspulses ist der Imaginärteil des Dichtematrixelements  $\rho_{21}$ , welches proportional zur Absorption bei diesem Übergang ist. Es zeigt eine starke Dämpfung der Rabi-Oszillation, welche hauptsächlich durch die Dephasierung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit dem  $34\text{P}$ -Zustand verursacht wird. Doch trotz einer Vergrößerung der Atomzahl auf alle Atome im Anregungsvolumen, welche zu einem superradianten Zerfall in diesen Nachbarzustand beitragen können, konnte die starke Dämpfung aus der Messung nicht reproduziert werden. Selbst mit einer Verzehnfachung der Laser-Linienbreiten oder Dephasierungsrate durch die VdW-Wechselwirkung war eine anfängliche Oszillation in der Simulation zu erkennen. Eine Analyse der Zerfälle zeigt, dass die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen  $35\text{S}$  und der nach  $34\text{P}$  superradiant zerfallenen Population zwar zu einer starken Dephasierung führt. Ein weiterer, schneller Zerfall zu niedrigeren Zuständen entvölkert den Zustand aber auch wieder schnell.

Einen weiteren Einblick in die Dekohärenzmechanismen des Systems lassen sich mit der zeitaufgelösten Messung der EIT erhalten. Mit einer off-resonanten Anregung lässt sich im Prinzip eine kohärente Superposition zwischen Grund- und Rydberg-Zustand anregen, welcher ein differenzierbares Einschwingverhalten wie in Abbildung 4.1 zeigen sollte. Dazu wurde in Abbildung 4.10a) bei maximaler Zwei-Photonen-

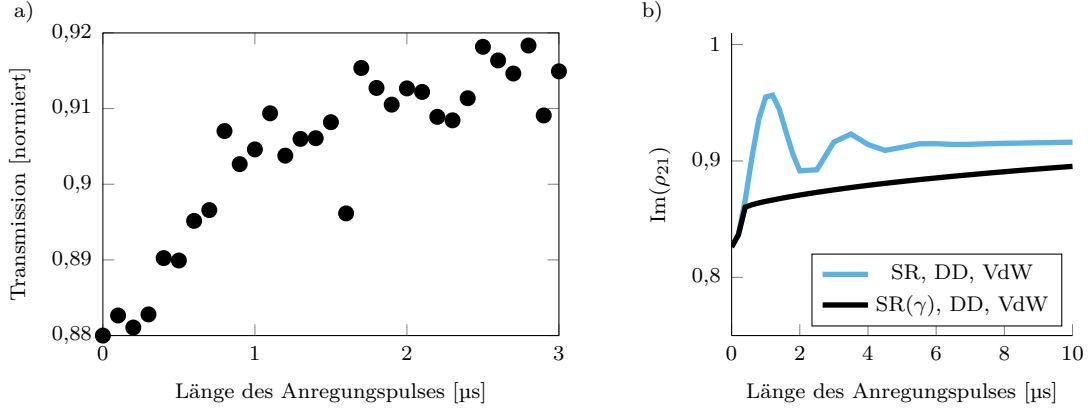


Abb. 4.9: Rydberg-Anregung und Transmissionsmessung: a) Messung der Transmission des 420 nm-Probe-Lasers mit  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,25$  MHz nach einer Anregung mit  $\Delta = 2\pi \cdot 200$  MHz und  $\Omega_{R,2} = 2\pi \cdot 0,47$  MHz für unterschiedliche Pulslängen. Die Transmission wurde 5  $\mu\text{s}$  nach dem Anfang des Anregungspulses für 1  $\mu\text{s}$  mit einer Photodiode gemessen und über 10 Einzelmessungen gemittelt. b) Simulation mit den Parametern  $\Omega_{P,\Delta} = 2\pi \cdot 30$  MHz,  $\Omega_{C,\Delta} = 2\pi \cdot 6$  MHz,  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,25$  MHz,  $\delta_{C,\Delta} = 2\pi \cdot 1,2$  MHz,  $\Delta = 2\pi \cdot 200$  MHz und die Anzahl der superradianten Atome  $N=1e6$ . Der Index  $\Delta$  bedeutet, dass hier der Laser verstimmt zur Resonanz war. Aufgetragen ist der Imaginärteil des Dichtematrixelements  $\rho_{21}$ , welches proportional zur Transmission des Lasers ist. Die blaue Kurve zeigt das ursprüngliche Modell, wobei die Anzahl der potentiell superradiant zerfallenden Atome konstant ist. Für eine kohärenzabhängige Anzahl dieser Atome ( $N(\gamma)$  und damit  $\Gamma_{Sup}(\gamma)$ ), wird die experimentelle Situation wie in der schwarzen Kurve gezeigt, besser reproduziert, da ein schneller Zerfall aus dem stark wechselwirkenden Zustand 34P unterbunden wird.

### 4.3 Messung der Kohärenz zwischen Grund- und Rydberg-Zustand

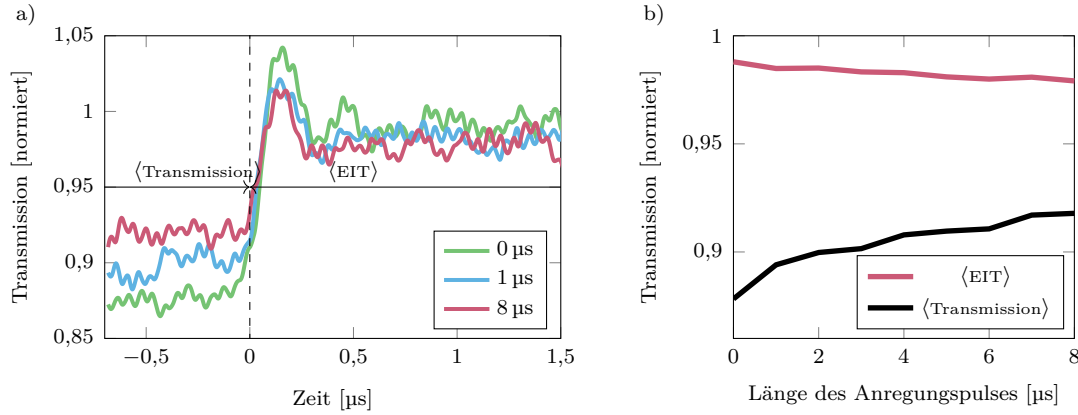


Abb. 4.10: a) Transmissionssignal beim Einschalten des Kopplungs-Lasers ( $t=0$ ) nach einer off-resonanten Anregung mit unterschiedlich langen Laserpulsen, gemittelt über 200 Messzyklen. Je länger die Anregung, desto kleiner wird die Absorption ( $t < 0$ ) und desto kleiner auch die Amplitude der Oszillation. Dabei ist  $\Delta = 2\pi \cdot 200$  MHz,  $\Omega_{P,\Delta} = 2\pi \cdot 30$  MHz,  $\Omega_{C,\Delta} = 2\pi \cdot 6$  MHz,  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,25$  MHz,  $\Omega_C = 2\pi \cdot 6$  MHz und  $\delta_{C,\Delta} = 2\pi \cdot 1,2$  MHz. b) Gemitteltetes Signal für die reine Transmission ( $t = -1 - 0$  μs) und die EIT ( $t = 0 - 10$  μs). Für eine längere Anregung wird sowohl die Absorption, als auch das EIT Signal kleiner.

Rabi-Frequenz die Anregung für verschiedene Pulslängen untersucht. Für zunehmende Pulslänge nimmt die Absorption im ersten Teil ab, da mehr Atome in einem Rydberg-Zustand sind und deshalb weniger den Probe-Laser absorbieren können. Eine verminderte Amplitude der Oszillation während des Einschwingens der EIT, sowie eine abnehmende Transparenz bei  $t = -1 - 0$  μs mit längerer Rydberg-Anregungsdauer sprechen für einen Rydberg-abhängigen Dekohärenzmechanismus. Mit einer Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz von fast  $\Omega_{eff} = 2\pi \cdot 0,5$  MHz ist eine Rabi-Oszillation zwischen dem Grund- und Rydberg-Zustand innerhalb von 2 μs zu erwarten. Stattdessen ist auch im zeitlich gemittelten Signal in Abbildung 4.10b) eine starke Dekohärenz zu erkennen. Das Transmissionssignal nimmt einigermaßen linear mit der Pulslänge zu, während das EIT-Signal stetig abnimmt. Für eine kohärente Anregung ist ein fast gleichbleibendes EIT-Signal im eingeschwungenen Zustand sowie eine Oszillation der Absorption zu erwarten (Rabi-Oszillation). Auch für eine Reihe anderer Anregungspulsformen innerhalb dieser  $< 10$  μs, inklusive STIRAP [115] und ähnlicher Pulse, konnte keine kohärente Anregung oder eine Besetzungsinversion erzielt werden. Ein differenzierbares Einschwingverhalten der EIT ohne Anregung konnte durch die Verstimmung des Kopplungs-Lasers gezeigt werden (siehe Anhang A.4).

### 4.3.1 Dekohärenzabhängige Superradianz

Um das Modell in Übereinstimmung mit den Messungen zu bringen, wurde ein Parameter für die Abhängigkeit des superradianten Zerfalls von der Dephasierung eingeführt. Die Anzahl  $N$  der Atome, welche prinzipiell zu einem superradianten Zerfall beitragen können, wird

$$N \rightarrow N(\Gamma_{sup}, \gamma_{deph}) = N \frac{\Gamma_{sup}^2}{\gamma_{deph}^2 + \Gamma_{sup}^2}. \quad (4.18)$$

Dieses empirische Modell verringert die Anzahl beitragender Atome für eine große Dephasierung und lässt alle Atome zur Superradianz beitragen, wenn die Dephasierung gegenüber der superradianten Zerfallsrate  $\Gamma_{sup}$  vernachlässigbar ist.  $\gamma_{deph}$  beinhaltet die Dephasierung durch Dipol-Dipol- und VdW-Wechselwirkung, sowie die Dephasierung durch Dopplereffekt, Inhomogenitäten der Lichtfelder, sowie eine Leistungsverbreiterung durch die Laser. Neben der verminderten Atomzahl wird angenommen, dass einige Voraussetzungen für das Einsetzen des superradianten Zerfalls erfüllt sein müssen. Es muss eine Schwelle überschritten werden, wie bei einer kontinuierlich gepumpten Superradianz [116]. Zum einen muss die SR-Rate mit verminderter Atomzahl  $N(\Gamma_{sup}, \gamma_{deph})$  größer als die Dephasierung, als auch größer als die Summe aller Zerfälle aus dem jeweiligen Zustand sein. Des Weiteren wird ein Schwellwert für  $N(\Gamma_{sup}, \gamma_{deph}) > 0.983$  an die Messungen in Abbildung 4.11 angepasst. Dieser Schwellwert ist im Prinzip eine Korrektur dieses sehr einfachen Modells und kann von vielen Faktoren, wie zum Beispiel Feldinhomogenitäten beeinflusst werden. Das so erweiterte Modell kann die schnelle Dämpfung der Anregung in der Messung in Abbildung 4.9, wie in der schwarzen Kurve rechts zu sehen ist, gut reproduzieren. In den Zustand  $35S$  angeregte Atome können schnell in den Nachbarzustand zerfallen. Dort können sie, wegen einer großen Dephasierung im Vergleich zu einer kleinen superradianten Zerfallsrate in niedrigere Zustände, nicht weiter zerfallen. Sie sammeln sich dort an und sorgen für eine größer werdende Dephasierung des  $35S$  Zustandes und einer Dämpfung der Anregung.

Das Modell kann anhand von längeren Anregungspulsen nun überprüft werden. Für Pulslängen bis  $15 \mu s$ ,  $\Omega_P = 2\pi \cdot 1,5 \text{ MHz}$  und  $\Omega_C = 2\pi \cdot 4 \text{ MHz}$  ergeben sich die Messkurven in Abbildung 4.11a): Die gelbe Kurve zeigt die Referenzmessung ohne Anregung. Am Anfang, bis zur ersten gestrichelten Linie, wenn der Kopplungs-Laser angeht, wird nur die Absorption des Probe-Lasers ermittelt. Dann wird der Kopplungs-Laser eingeschaltet und es bildet sich schnell eine Transparenz des Mediums aus. Sie weist am

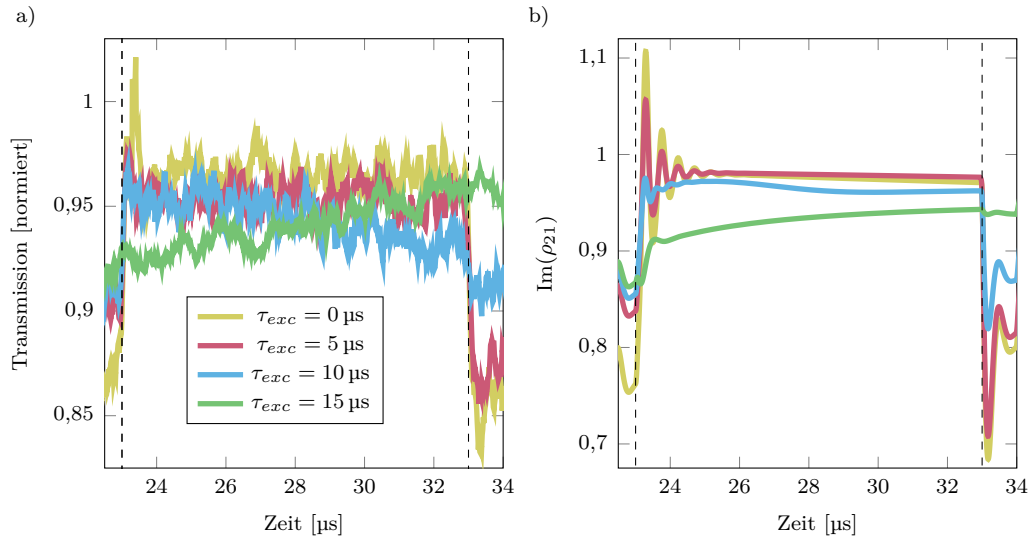


Abb. 4.11: a) Messung des EIT Signals nach einer off-resonanten Anregung unterschiedlicher Pulslänge mit  $\Omega_{P,\Delta} = 2\pi \cdot 30 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_{C,\Delta} = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_P = 2\pi \cdot 1,5 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_C = 2\pi \cdot 4 \text{ MHz}$  und  $\delta_{C,\Delta} = 2\pi \cdot 1,2 \text{ MHz}$ . Die vertikalen gestrichelten Linien zeigen, wann der Kopplungs-Laser an und wieder aus geht. Für längere Anregungspulse wird die EIT deutlich verkleinert und die Absorption geht auch nach Ausschalten des Kopplungs-Lasers nicht mehr auf die volle Absorption zurück. b) Simulation der Absorption ( $\propto \text{Im}(\rho_{21})$ ) mit den Parametern aus der Messung.

Anfang einen Überschwinger auf, bevor sie schnell in einen eingeschwungenen Zustand übergeht. Wird der Kopplungs-Laser wieder ausgeschaltet, sinkt die Transparenz mit einem Überschwinger schnell auf den ursprünglichen Wert. Ein Anregungspuls mit  $t_{exc} = 5 \mu\text{s}$ , wie die rote Messkurve zeigt, bewirkt eine verminderte Absorption des Probe-Lasers. Wie in der Messung in Abbildung 4.10a) wird die Amplitude der Oszillation und das Gleichgewichts-EIT-Signal etwas gedämpft und die Absorption nach dem Ende des EIT-Pulses etwas vermindert. Bei der blauen Messkurve, die das EIT-Signal nach einem Anregungspuls mit  $\tau_{exc} = 10 \mu\text{s}$  zeigt, ist das Absorptionssignal im ersten Teil nur wenig größer als bei  $\tau_{exc} = 5 \mu\text{s}$ . Die Oszillation des Signals beim Anschalten des Kopplungs-Lasers ist nur noch schwer vom Rauschen der Messung zu unterscheiden. Nach einigen Mikrosekunden verkleinert sich die Transparenz erheblich und verharrt auf einem ähnlichen Niveau, wenn der Kopplungs-Laser ausgeschaltet wird. Für einen Anregungspuls mit  $\tau_{exc} = 15 \mu\text{s}$  bildet sich kaum eine Transparenz beim Anschalten des Kopplungs-Lasers aus. Während des EIT-Pulses steigt sie aber an, bis keine Absorption mehr erkennbar ist. Das Ausschalten des Kopplungs-Lasers zeigt keine Wirkung mehr auf das Signal.

Wie schon aus der vorherigen Messung, kann auch hier eine schnelle Dynamik am Anfang beobachtet werden. Die verminderte Absorption nach einem kurzen Anregungspuls lässt auf eine kleine Rydberg-Anregung schließen, die für etwas längere Pulse aber nicht weiter ansteigt. Bei langen Anregungspulsen wird ein Dekohärenzmechanismus sichtbar, der durch die gestörte Transparenz während des EIT-Pulses weiter verstärkt wird. Am Ende befinden sich dann die meisten Atome in einem Dunkelzustand.

In Abbildung 4.11b) wurde die Situation wie in der Messung simuliert (siehe Kapitel 4.2.3). Dabei wurde die Anzahl  $N$  der Atome, die bei einem superradianten Zerfall mitwirken können, mit einer Million angenommen. Das entspricht grob der Anzahl der Atome im Anregungsvolumen. Dichteverteilung, Inhomogenität der Laser-Intensitätsverteilung und Doppler-Effekt wurden hier, aus Gründen der Reduktion der Rechenzeit, vernachlässigt. Gezeigt wird der Imaginärteil des Dichtematrixelements  $\rho_{21}$ , der proportional zur Absorption des Probe-Lasers ist. Die Simulation spiegelt im Wesentlichen alle Merkmale der Messung wieder: eine schnell sättigende Anregung, eine Dämpfung der Oszillation und Verminderung der EIT mit zunehmender Anregungsdauer, sowie eine Zunahme der Transparenz während des EIT-Pulses nach anfänglicher Unterdrückung der Transparenz. Der einzige Parameter, welcher an die Messung angepasst wurde, ist  $N(\Gamma_{sup}, \gamma_{deph}) > 0.983$  (Gleichung 4.18), welcher eine



Schwelle für das Einsetzen eines superradianten Zerfalls ist. Einen genaueren Einblick in die Umverteilungen aus dem angeregten Rydberg-Zustand liefert eine Betrachtung der Diagonalelemente, also der Bevölkerungen der Zustände, was im Anhang A.7 beschrieben wird.

Das Modell ist grundsätzlich in guter Übereinstimmung mit den Messungen. Einige kleinere Abweichen sind allerdings auszumachen: In b) liegt das eingeschwungene EIT-Signal am Ende leicht über der Referenzkurve, was im Messsignal nicht der Fall ist. Auch die blaue Messkurve in a) fällt am Ende des EIT-Pulses etwas mehr ab und die grüne Kurve zeigt noch eine größere Steigung am Ende. Das spricht dafür, dass die langsame Umverteilung auf längeren Zeitskalen noch nicht optimal wiedergegeben wird. Allerdings wurden auch einige Gegebenheiten aus dem Experiment vernachlässigt: Es wurde eine gemittelte Dichte und eine konstante Intensität über die Wolke verteilt angenommen und der Randbereich der Laseranregung, wo die gaußförmige Intensitätsverteilung immer noch eine erhebliche Anregung ermöglicht, wurde vernachlässigt. Auch ein Chirpen der Superradianz [117] wurde vernachlässigt. Eine andere Möglichkeit die Dephasierung durch die resonante Dipol-Dipol-Wechselwirkung einzubinden, könnte die Prozesse in der Wolke besser beschreiben. Statt in einem eingefrorenen Modell die Wechselwirkung als eine abstandsabhängige Energieverschiebung zu interpretieren, könnte man die Dynamik eines Störatoms im Nachbarzustand beschreiben, welches sich durch die Wolke bewegt und mit vielen Rydberg-Atomen wechselwirken kann. Dadurch wird sich die Phasenbeziehung jedes Atoms auf dem Weg verändern. Wegen der starken Wechselwirkung und damit schnellen Ausbreitung in der Wolke würde das zu einer größeren Dephasierung führen als im hier angenommenen Modell. In wie weit das lokalisiert bleiben würde ist unklar und weitere theoretische und experimentelle Untersuchungen sind nötig.

Ähnliche Beobachtungen bei großen Rydberg-Ensembles wurden auch von anderen Gruppen berichtet, die eine Dephasierung durch resonante Nachbarzustände [88, 89, 91–93, 108, 118], superradiante Zerfälle [85–87], verhinderte Superradianz durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung [90] und superradiante Population des Nachbarzustandes mit einhergehender Dekohärenz [94–96] beschreiben.

Der kollektive Zerfall der Rydberg-Atome verursachte hier im Experiment eine starke Dekohärenz, welche eine kohärente Anregung verhinderte. Die Untersuchungen zeigen, dass für eine kleine Dephasierung im System ein superradianter Zerfall ausgeprägter ist. Für kleinere atomare Dichten würde zwar der Zerfall nicht verhindert, die zu einer Dephasierung führende Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung aber verkleinert

#### 4 Kohärenz der Rydberg-Anregung

werden. Für das optische Messschema ist der Anregungspfad über den 5P-Zustand die bessere Wahl, da der Probe-Übergang zu einer wesentlich stärkeren Absorption führt. Damit ist auch für kleinere Dichten ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis bei praktikablen Messzeiten möglich. Damit könnten auch Atomwolken mit kleineren Atomzahlen, wo der superradiante Zerfall entsprechend langsamer ist, untersucht werden. Die Anregung eines höheren Rydberg-Zustandes bringt ebenfalls einen Vorteil, da die Lebensdauer mit  $n^3$ [81] skaliert und der kollektive Zerfall damit auch verlangsamt wird. In einer kryogenen Umgebung kann zusätzlich die Schwarzkörperstrahlung unterbunden werden, welche als Auslöser für den schnellen Zerfall verantwortlich ist.

# 5 Rydberg-Atome und Übergänge in externen Feldern

Die Größe von Rydberg-Atomen ist wegen der quadratischen Skalierung der Orbitalradien mit der Hauptquantenzahl  $n$  im Vergleich zu Atomen im Grundzustand riesig. Orbitale von benachbarten Zuständen können sich weitaus mehr überlappen und die Übergangsmatrixelemente vergrößern sich ebenfalls mit  $n^2$  [81]. Da gleichzeitig die Energiedifferenz zwischen ihnen kubisch mit  $n$  abnimmt, gibt es starke Mikrowellenübergänge im 10 GHz-Bereich zwischen ihnen, was ideal zu dem Frequenzbereich von supraleitenden Qubits und fertigmachen koplanaren Wellenleiterresonatoren passt.

Wegen der großen Polarisierbarkeit ( $n^7$ ) sind sie aber auch insbesondere anfällig für elektrische Felder, welche erhebliche Störungen in der Energiestruktur hervorrufen können. Die für eine starke Kopplung nötige Nähe zu der Oberfläche eines CPW-Resonators wird durch verschiedenste oberflächennahe elektrische Felder zu einer technischen Herausforderung. Rydberg-Atome können hier als präzise Sensoren für die Umgebung verwendet werden, um daraus wirksame Kompensationsmethoden zu entwickeln. Eine gute Vorhersage der Energieverschiebungen ist in dem Zusammenhang wichtig und wird im ersten Teil dieses Kapitels mit einer numerischen Simulation beschrieben, welche auf [119–121] basiert. Neben elektrischen Feldern werden auch magnetische Felder berücksichtigt, was für magnetisch gefangene Atome an einem Chip, zu einer durchaus anderen Situation führen kann. Die Ergebnisse sind sowohl für die Charakterisierung der Felder im nächsten Kapitel 6, als auch für die Rydberg-Anregung aus dem Grundzustand essentiell.

Eine wichtige Voraussetzung für die starke Kopplung eines Rydberg-Atoms an einen CPW-Resonator ist die Auswahl eines geeigneten Zustandspaares. Der Rydberg-Rydberg-Übergang muss eine Frequenz haben, die sehr nahe an der Resonanzfrequenz des nur begrenzt veränderlichen Resonators liegt. Die Energieverschiebung der beiden Zustände mit dem elektrischen Feld sollte auch möglichst identisch sein, um eine Frequenzverschiebung des Übergangs bei Feldfluktuationen so gering wie möglich zu hal-

ten. Ein großes Übergangsmatrixelement zwischen den Zuständen ermöglicht kürzere Wechselwirkungszeiten und ist wegen des schnellen Kohärenzzerfalls von SC-Qubits und Photonen im Resonator von großer Bedeutung. Im zweiten Teil des Kapitels wird das Augenmerk deshalb auf die Übergangsstärke zwischen Rydberg-Zuständen im externen Feld, wie in [120, 121], untersucht.

Auch das fehlerfreie Auslesen des jeweiligen Rydberg-Zustandes ist essentiell. Die einfache zustandsselektive Feldionisation kommt allerdings bei energetisch nahe beieinander liegenden Zuständen an ihre Grenzen, da sich die Ionisationssignale zu stark überlagern. Im letzten Unterkapitel werden, aufbauend auf die vorher diskutierte numerische Berechnung, Ionisationsraten unter dem Einfluss einer elektrischen Feldrampe ähnlich zu [122–125] simuliert. Dabei konnten Rydberg-Zustandspaare identifiziert werden, welche im Ionensignal sehr gut unterscheidbar sind. Im Experiment konnte eine gute Übereinstimmung gefunden werden.

## 5.1 Rydberg-Zustand im kombinierten elektrischen und magnetischen Feld

Die Berechnung der Energieverschiebungen, Mischung von Zuständen und der Ionisation durch die externen Felder erfolgt durch eine Diagonalisierung der Energiematrix. Die ungestörten Rydberg-Energien auf der Diagonalen der Matrix sind dabei durch

$$\mathcal{E}(n, l, j) = -\frac{Ry_{87}}{(n - \delta(n, l, j))^2} \quad (5.1)$$

gegeben, wobei  $Ry_{87}$  die Rydberg-Konstante für Rubidium 87 darstellt und  $\delta(n, l, j)$  die Quantendefekte aus [100] sind. Aus den so berechneten Energien der Rydberg-Niveaus lassen sich die Wellenfunktionen  $\Psi_{n,l}$  der ungestörten Zustände ermitteln. Mit einem parametrischen Modellpotential  $V_{l,j}(r)$  aus [126] können die Wellenfunktionen in einen Radial- ( $R_{n,l,j}(r)$ ) und Winkelanteil ( $Y_{n,l,j}(\theta, \varphi)$ ) unterteilt werden. Für die radiale Wellenfunktionen wird die stationäre Schrödingergleichung

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_e} \left( \frac{\partial}{\partial r^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + V_{l,j}(r) \right) \right] R_{n,l,j}(r) = \mathcal{E}(n, l, j) R_{n,l,j}(r) \quad (5.2)$$

mit den Energieeigenwerten  $\mathcal{E}(n, l, j)$  aus Gleichung 5.1 numerisch gelöst. Die Winkelanteile sind durch die Kugelflächenfunktionen gegeben. Die Wellenfunktionen werden sowohl für die Berechnung der Wirkung der externen Felder verwendet, als auch für

die Übergangsmatrixelemente. Wegen der Divergenz der Wellenfunktionen in der Nähe des Kerns [107] wird sie dort gleich Null gesetzt, was zu einer erheblichen Ungenauigkeit für niedrig angeregte Zustände und Grundzustände führt. Übergangsenergien und Dipolmatrixelemente wurden, soweit bekannt, durch genauere Literaturwerte ersetzt [47, 127].

Für die Berechnung der Energieniveaus der Zustände im externen Feld werden die Eigenwerte und Eigenvektoren durch Diagonalisieren des Zeeman-Hamilton-Operators  $\hat{H}_{Zeeman}$  ermittelt. In der Matrixdarstellung besteht dieser für ein magnetisches Feld  $\mathbf{B}$  aus dem ungestörten Anteil  $\hat{H}_0$ , welcher die Nullfeld-Energien  $\mathcal{E}(n, l, j)$  der jeweiligen Zustände auf der Diagonalen enthält, und dem Wechselwirkungsanteil:

$$\hat{H}_{Zeeman} = \hat{H}_0 + \frac{\mu_b}{\hbar}(g_L \hat{\mathbf{L}} + g_S \hat{\mathbf{S}} + g_I \hat{\mathbf{I}}) \cdot \mathbf{B} + \frac{|e|^2}{8m}(\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{r}})^2. \quad (5.3)$$

Für kleine Felder mit  $ea_0^2 B n^{7/2} \gg 1$  [128] kann der diamagnetische Term  $H_{Dia} = \frac{|e|^2}{8m}(\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{r}})^2$  vernachlässigt werden. Für ein magnetisches Feld in z-Richtung wird der Zeeman-Hamilton-Operator dann

$$\hat{H}_{Zeeman} = \hat{H}_0 + \frac{\mu_b}{\hbar}(g_L \hat{L}_z + g_S \hat{S}_z + g_I \hat{I}_z) \cdot B_z. \quad (5.4)$$

In der Basis der Nullfeldzustände  $|n, l, j, s, m_j\rangle$  wird die magnetische Wechselwirkungsmatrix diagonal, und die Energieverschiebung der magnetischen Unterzustände ist, abhängig von der magnetischen Quantenzahl  $m_j$ , in der Feinstrukturbasis für kleine Felder linear mit dem magnetischen Feld (Zeeman-Bereich). Die Energieverschiebung ist für die magnetischen Unterzustände des  $48D_{5/2}$ -Zustandes, welcher später im Experiment verwendet wird, beispielhaft in Abbildung 5.1a) gezeigt. Bei einem Offset-Feld von  $B_z = 3,4 \text{ G}$  in der magnetischen Falle am Atomchip, ist eine Verschiebung von einigen Megahertz für diesen Zustand zu erwarten. Mit steigender Hauptquantenzahl muss, wegen der Skalierung der diamagnetischen Wechselwirkung, auch bei kleinen Feldern dieser Term berücksichtigt werden.

Die Wechselwirkung mit einem elektrischen Feld wird hier in x-Richtung betrachtet, um anschließend die Berechnung für Rydberg-Atome in gekreuzten Feldern zu untersuchen. Der Hamilton-Operator besteht wieder aus dem ungestörten Anteil  $H_0$ , sowie dem Wechselwirkungsterm  $-\hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}$  mit dem elektrischen Feld  $E$  und dem Dipoloperator  $\hat{\mathbf{d}}$ . Mit dem elektrischen Feld in x-Richtung ist der Stark-Hamilton-Operator:

$$\hat{H}_{Stark} = \hat{H}_0 + eE_x \hat{x}. \quad (5.5)$$

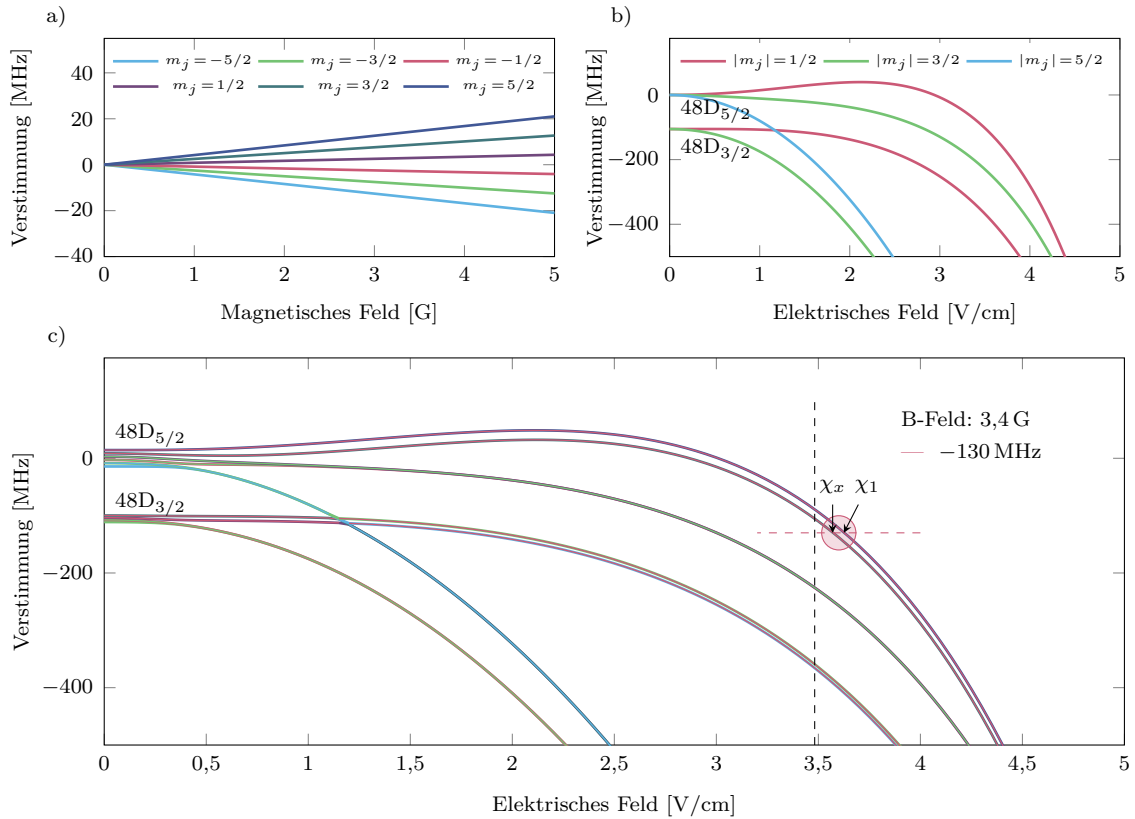


Abb. 5.1: Simulation der Energieverschiebungen der 48D Zustände in externen Feldern. a) Im kleinen magnetischen Feld spalten die Zustände ähnlich dem Grundzustand durch den Zeemaneffekt auf und verschieben sich, je nach magnetischem Moment, linear mit dem Feld. Eine nichtlineare Verschiebung und Mischung der Zustände tritt erst bei höheren Zuständen oder Feldern auf. b) Die im Nullfeld entarteten magnetischen Unterzustände  $m_j = 1/2, 3/2, 5/2$  spalten im elektrischen Feld auf und werden energetisch verschoben, mischen jedoch nicht. c) Im kombinierten elektrischen und magnetischen Feld können die magnetischen Unterzustände mit  $\Delta m_j = \pm 1$  mischen und 'avoided-crossings' bilden, sowie eine Veränderung der Oszillatorstärken bewirken. Bei einer Verstimmung der Anregungslaser um  $-130$  MHz vom Nullfeld- $48D_{5/2}$ -Zustand und einem magnetischen Feld von  $3,4$  G sind vor allem die beiden rot eingekreisten Zustände im Weiteren wichtig.

Die Matrixdarstellung von  $\hat{x}$  ist in Kugelkoordinaten dann:

$$\langle n, l, j, m_j | \hat{x} | n', l', j', m'_j \rangle = \langle n, l, j, m_j | r \sin(\theta) \cos(\varphi) | n', l', j', m'_j \rangle \quad (5.6)$$

und kann in einen Radialteil  $\langle n, l, j | r | n', l', j' \rangle$  und einen Winkelanteil  $\langle l, m_j | \sin(\theta) \cos(\varphi) | l', m'_j \rangle$  unterteilt werden. Der Radialteil kann durch die numerische Integration der Wellenfunktionen der Nullfeldzustände aus Gleichung 5.2 berechnet werden, die Winkelanteile lassen sich analytisch auswerten [129]. In Abbildung 5.1b) ist eine so berechnete Stark-Map, also eine Energieverschiebung von Zuständen mit dem elektrischen Feld, für den Zustand  $48D_{5/2}$  gezeigt. Ohne Magnetfeld sind  $m_j = +j$  und  $m_j = -j$  entartet. Weil schon ein kleines elektrisches Feld für hoch angeregte Rydberg-Zustände zu einer Energieverschiebung führt, die größer als die Feinstruktur, der Energieabstand benachbarter Drehimpulszustände oder Zustände unterschiedlicher Hauptquantenzahl sein kann, muss eine entsprechend große Basis verwendet werden. Die Simulation kann für alle magnetischen Unterzustände  $m_j$  separat erstellt werden, da diese durch das reine elektrische Feld nicht mischen.

Für den Hamilton-Operator eines gekreuzten magnetischen und elektrischen Feldes

$$\hat{H}_{ExB} = \hat{H}_0 + |e| \hat{\mathbf{r}} \mathbf{E} + \frac{\mu_b}{\hbar} (g_L \hat{\mathbf{L}} + g_S \hat{\mathbf{S}} + g_I \hat{\mathbf{I}}) \cdot \mathbf{B} \quad (5.7)$$

ist diese Unterteilung in die magnetischen Unterzustände nicht mehr möglich. Durch das kombinierte Feld können sie mischen. Die Anzahl der Basiszustände vergrößert sich immens und schon für kleine Felder wie in Abbildung 5.1 für den  $48D_{5/2}$ -Zustand sind mehr als 15000 Basiszustände nötig, um eine ausreichende Genauigkeit in den numerischen Rechnungen zu erreichen. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die Entartung der  $m_j$ -Zustände in Abbildung 5.1b) durch das magnetische Feld aufgehoben wird.

## 5.2 Mikrowellenübergänge in externen Feldern

Die Stärke der Mikrowellenübergänge zwischen benachbarten Rydberg-Zuständen kann durch die Dipolmatrixelemente  $\mathbf{d}_{i,f}$  quantifiziert werden. Im Nullfeld sind sie mit dem Ausgangszustand  $|g\rangle$  und Endzustand  $|e\rangle$  durch Gleichung 2.2 gegeben. Sie lassen sich im Wesentlichen durch eine numerische Integration über den Radialteil der Wellenfunktionen der beiden Zustände, sowie durch einen winkelabhängigen Faktor berechnen. Mit der Polarisation  $\epsilon$  der Mikrowelle lässt sich dann ein effektives Dipol-

matrixelement  $d_{g,e} = |\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{d}_{g,e}|$  angeben. Für den Zustand  $48D_{5/2}$  ergeben sich, zum Beispiel für Übergänge im Mikrowellenbereich zu benachbarten Rydberg-Zuständen im Nullfeld, Dipolmatrixelemente von  $d_{g,e} = \langle 49P_{3/2}, m_j = 3/2 | d_z | 48D_{5/2}, m_j = 3/2 \rangle = 1183 \text{ ea}_0$  und  $d_{g,e} = \langle 48D_{5/2}, m_j = 5/2 | d_z | 47F_{9/2}, m_j = 5/2 \rangle = 1028 \text{ ea}_0$  für eine lineare Polarisation in z-Richtung.

Die klassischen Auswahlregeln für elektrische Dipol-Übergänge,  $\Delta L = \pm 1$ ,  $\Delta J = 0, \pm 1$  und  $\Delta m_j = 0, \pm 1$ , werden durch das Mischen der Zustände im externen Feld aufgeweicht. Da die gemischten Zustände im Feld als Linearkombination von Nullfeld-Zuständen dargestellt werden können, lassen sich aber die Dipolmatrixelemente ohne externe Felder aus Gleichung 2.2 verwenden. Aus der Energiematrix-Diagonalisierung können sowohl die Energieeigenwerte, welche die Verschiebung der Zustände im externen Feld darstellen und die Einträge der Diagonalmatrix D sind, als auch die Eigenvektormatrix S berechnet werden. Die Spalten dieser Eigenvektormatrix sind die Eigenvektoren  $|v_i\rangle$ , die den Energieeigenwerten entsprechen und sind Linearkombinationen aus den Basiszuständen

$$|v_i\rangle = \sum_{n,l,j,m_j} \beta^{n,l,j,m_j} |n, l, j, m_j\rangle \quad (5.8)$$

mit den normierten Amplituden  $\beta^{n,l,j,m_j}$ :

$$\sum_{n,l,j,m_j} |\beta^{n,l,j,m_j} |n, l, j, m_j\rangle|^2 = 1. \quad (5.9)$$

Das effektive Dipolmatrixelement zwischen zwei Feldzuständen  $\chi_i$  und  $\chi_f$  wird dann aus der Summe aller möglichen feldfreien Matrixelemente  $\mathbf{d}_{i,f}$ , gewichtet mit den Amplituden  $\beta^{n,l,j,m_j}$ , sowie der Polarisation gebildet:

$$d_{i,f}^X = \sum_{n,l,j,m_j} \sum_{n',l',j',m'_j} \beta_f^{n',l',j',m'_j} \beta_i^{n,l,j,m_j} \langle n', l', j', m'_j | d_z | n, l, j, m_j \rangle. \quad (5.10)$$

Im Allgemeinen sind die Übergangsstärken von benachbarten Zuständen in externen Feldern kleiner als entsprechende Übergänge im Nullfeld. Das hat den einfachen Grund, dass die Felder Zustände beimischen, deren Übergänge zum Ausgangszustand dipol-verboden sind. Zumindest kleine externe Felder lassen sich im Experiment kaum unterbinden. Elektrische Streufelder durch Adsorbate (siehe Kapitel 6) oder anderer Art lassen sich zwar prinzipiell kompensieren, das setzt jedoch eine genaue Kenntnis



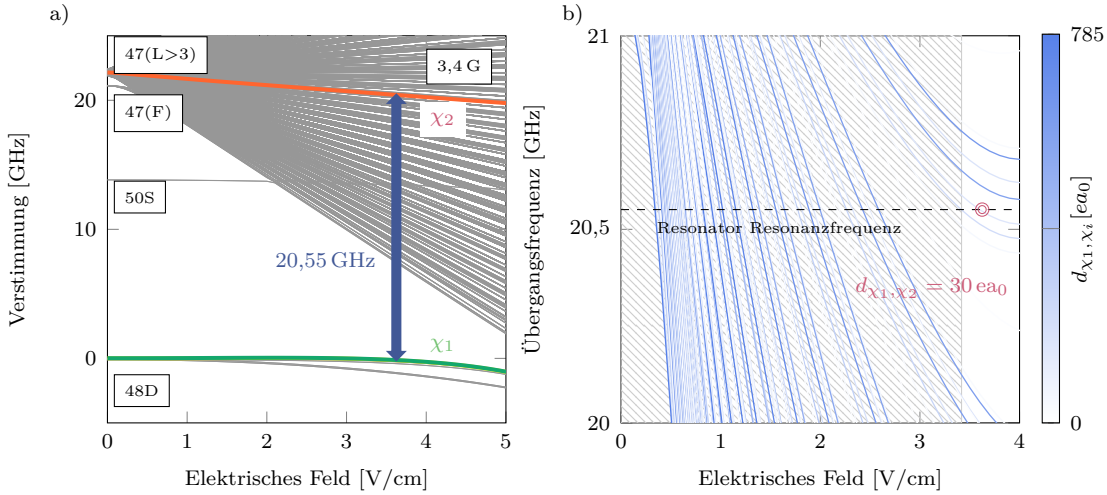


Abb. 5.2: a) Simulation der Energieverschiebungen der Zustände um den  $48D_{5/2}$ -Zustand im elektrischen Feld bei einem senkrecht dazu orientierten magnetischen Offset-Feld von 3,4 G. Der Feldzustand  $\chi_1$  (grün, vergrößert in Abbildung 5.1c) kann mit einer Mikrowelle mit  $\omega_C = 2\pi \cdot 20,556$  GHz (blau) an den Zustand  $\chi_2$  (orange) gekoppelt werden. b) Darstellung der Übergangsfrequenzen und Dipolmatrixelemente (als Farbskala), ausgehend von dem Zustand  $\chi_1$ , in Abhängigkeit des elektrischen Feldes. Jede Linie entspricht dabei einem anderen Zustand aus dem Fächer um  $\chi_2$  in a). Der schraffierte Bereich kann, wegen des nicht vollständig kompensierbaren elektrischen Feldes  $E_{ad,xy}$ , nicht erreicht werden. Die Resonanzfrequenz des Resonators ist mit der gestrichelten horizontalen Linie eingezeichnet. Der Übergang für die Messungen in Kapitel 7 ist mit den roten Kreisen markiert und dem entsprechenden Dipolmatrixelement beschriftet. Bild aus [130] und adaptiert

der Felder und entsprechende Elektrodenkonfigurationen voraus. Außerdem können elektrische Felder gut dazu benutzt werden, die Übergangsfrequenzen an den Mikrowellenresonator anzupassen. Der Resonator lässt sich nur im Rahmen einiger Megahertz mit der Temperatur verstimmen, was jedoch die Güte durch eine geringere supraleitende Ladungsdichte stark verändern kann. Fertigungsbedingt unterliegen die Resonatoren einer gewissen Toleranz, sodass es sich als schwierig herausstellt, genau die Frequenz einer atomaren Resonanz zu treffen.

Der im Experiment verwendete koplanare Wellenleiterresonator hat eine Frequenz seiner zweiten Harmonischen bei  $\omega_C = 2\pi \cdot 20,556$  GHz bei  $T = 4,5$  K. Des Weiteren erlaubt die verbaute Elektrodenkonfiguration das Anlegen eines beliebigen elektrischen Feldes senkrecht zur Chipoberfläche. Eine Kompensation vorhandener Streufelder war  $130 \mu\text{m}$  vom Chip entfernt, wo die atomare Wolke für die Wechselwirkung

mit dem Resonator gefangen war, nur bis zu einem minimalen Feld von  $E_{ad,xy} = (3,482 \pm 0,014) \text{ V/cm}$  möglich (siehe Kapitel 6.2). Das lässt bei einer Verstimmung von  $\delta_C = -2\pi \cdot 130 \text{ MHz}$  zur  $48D_{5/2}$ -Nullfeldresonanz frequenzbedingt eine Anregung von zwei Unterzuständen des  $48D_{5/2}$ -Zustandes im rot markierten Bereich in Abbildung 5.1c) zu. Ausgehend von dem Feldzustand  $\chi_1$  ist in Abbildung 5.2a) mit einem blauen Doppelpfeil die Resonanzfrequenz des Resonators gezeigt, welche auf einen zweiten Feldzustand  $\chi_2$  im Fächer des Zustandes mit  $n=47$  zeigt. Mit einer Änderung des elektrischen Feldes kann die Übergangsfrequenz verändert werden und somit in Resonanz zum Resonator gestimmt werden, oder ein anderer Zustand mit der gleichen Frequenz erreicht werden.

Zur Auswahl eines geeigneten Zustandspaares, welches eine Übergangsfrequenz nahe der Resonator-Resonanzfrequenz und ein großes Dipolmatrixelement besitzt, lässt sich die Stark-Map aus 5.2a) wie in Abbildung 5.2b) dargestellt, als Energiedifferenz aller Zustände zum Ausgangszustand  $\chi_1$  und somit als differentielle Stark-Map angeben. Die einzelnen Linien sind die Energieeigenwerte aus der Matrixdiagonalisierung, welche eine Farbe abhängig von der Größe des Dipolmatrixelements zwischen den jeweiligen Zuständen aus den Eigenvektoren (Gleichung 5.10) erhalten. Durch Einzeichnen der Resonator-Resonanz (gestrichelte Linie) und dem nicht zugänglichen Bereich ( $E < E_{ad,xy}$ , schraffiert), kann man so einen geeigneten Übergang auswählen. Aus der Steigung der Kurven lässt sich die Empfindlichkeit der Übergangsfrequenz auf Veränderungen im elektrischen Feld ablesen. Eine sehr kleine differentielle Stark-Verschiebung wäre dabei eine nahezu horizontale Linie, was in Abbildung 5.2a) zwei Zuständen mit gleicher Steigung entsprechen würde. Für das Experiment ist genau solch ein Zustandspaar wünschenswert, da es eine resonante Kopplung der Resonator-Mode über einen großen Feldbereich und damit im inhomogenen Feld der Oberfläche über einen großen räumlichen Bereich, erlaubt. In den Messungen in Kapitel 7 wird ein elektrisches Feld von  $E_{\chi_1} = 3,625 \text{ V/cm}$  eingestellt, sodass mit einer Polarisati-on des Mikrowellenfeldes des Resonators senkrecht zum elektrischen Feld  $E_{ad,xy}$  und senkrecht zum magnetischen Offset-Feld der Falle, ein resonanter Übergang mit einem effektiven Dipolmatrixelement von  $d_{\chi_1,\chi_2} = 30 ea_0$  und einer vergleichsweise kleinen Steigung (differentielle Stark-Verschiebung) erzielt wird. Die Stärke des Übergangs wird maßgeblich durch den Anteil des F-Zustandes ( $l=3$ ) an  $\chi_2$  bestimmt, welcher den Zuständen des Fächers schon bei kleinen elektrischen Feldern beigemischt ist. Der Übergang ist zwar um fast zwei Größenordnungen schwächer als bei ähnlich hoch angeregten Zuständen im Nullfeld, er hat aber neben der passenden Übergangsfrequenz

zum Resonator und der kleinen differentiellen Stark-Verschiebung einen entscheidenden Vorteil bei der Detektion. Auf diesen Vorteil wird im nächsten Unterkapitel eingegangen.

Mit den zwei Einschränkungen, durch Resonator und minimalem elektrischen Feld, ist es eine sehr langwierige Optimierungsaufgabe ein ideales Zustandspaar zu finden, welches eine möglichst kleine differentielle Stark-Verschiebung, aber ein möglichst großes Dipolmatrixelement hat. Generell lässt sich feststellen, dass ein möglichst kleines elektrisches Feld die stärksten Übergänge erzeugt, welche sich meist auch durch kleinere differentielle Stark-Verschiebungen auszeichnen. Die Beseitigung von elektrischen Störquellen und präziser Anpassung der Resonator-Resonanzfrequenz in der Fertigung ist deshalb der Idealfall. Eine Kompensation von Störfeldern ist wegen der Inhomogenität und zeitlichen Instabilität meist schwierig. Eine Anpassung der Übergangsfrequenzen und Steigungen der einzelnen Übergänge mit einer MW-Dressing-Technik [131–133] bringt wiederum den Nachteil eines sich meist halbierenden Dipolmatrixelements mit sich.

## 5.3 Selektive Feldionisation

Die zustandsselektive Detektion einzelner Rydberg-Atomen gelingt am zuverlässigsten mittels Ionisation durch eine elektrische Feldrampe und der zeitlich aufgelösten Detektion mit einem Kanalelektronenvervielfacher, wie in Kapitel 3.4, beschrieben. Um einen möglichen Zustandstransfer durch das MW-Feld im Resonator zwischen den Feldzuständen  $\chi_1$  und  $\chi_2$  beobachten zu können, wird dazu ein steigendes elektrisches Feld zwischen der geerdeten Chipoberfläche und der Extraktionselektrode angelegt. Der Zustand  $\chi_2$  liegt energetisch höher als  $\chi_1$  und somit näher an der klassischen Ionisationskante. Diese beschreibt vereinfacht die elektrische Feldstärke  $E$ , die mindestens benötigt wird, um ein Elektron von dem Atom zu entfernen. Dazu wird der Sattelpunkt des kombinierten Potentials aus Coulomb-Potential und dem elektrischen Feld betrachtet, wo das Potential dann [81]

$$\mathcal{E}_{Ion} = -2\sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}E} \quad (5.11)$$

ist. Dabei ist  $e$  die Elementarladung,  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante und  $E$  das angelegte homogene elektrische Feld.  $\chi_2$  ist weniger stark gebunden und wird daher bei kleineren Feldern ionisiert als  $\chi_1$ . Bei dieser vereinfachten Überlegung bleibt jedoch

sowohl die Stark-Verschiebung der Zustände im Feld, deren Umverteilungen durch das steigende elektrische Feld, als auch das Tunneln durch die Coulombbarriere, unbeachtet. Für die energetisch nahe beieinanderliegenden Zustände  $\chi_1$  und  $\chi_2$  ist daher eine genauere Kenntnis der Ionisationsdynamik nötig, um sie bei der SFI-Messung voneinander unterscheiden zu können.

Die zeitliche Entwicklung eines Zustandes  $\chi$  unter dem Einfluss der elektrischen Feldrampe  $E(t)$  lässt sich unter Anwendung des Zeitentwicklungsoperators

$$\hat{U}(t + \tau, t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}_{\text{Stark}}(t)\tau\right) \quad (5.12)$$

auf den Zustand  $\chi$  berechnen:

$$\chi(t + \tau) = \hat{U}(t + \tau, t)\chi(t). \quad (5.13)$$

Die Entwicklung wird dabei in kleine Zeitschritte  $\tau$  unterteilt. Hier kann das elektrische Feld und damit der Hamilton-Operator als konstant angenommen werden. Der Zeitentwicklungsoperator lässt sich effektiv dadurch berechnen, dass zuerst der Hamilton-Operator zum Zeitpunkt  $t$  diagonalisiert wird. Dies geschieht über die Berechnung der Eigenwerte und Eigenvektoren:

$$\hat{H}_{\text{Stark}}(t) = S(t)D(t)S(t)^{-1}. \quad (5.14)$$

Hierbei ist  $D(t)$  die Diagonalmatrix der Eigenwerte von  $\hat{H}_{\text{Stark}}(t)$  und  $S(t)$  ist die Matrix der Eigenvektoren mit  $|v_i\rangle$  als Spalten. Wegen

$$\exp\left(-\frac{i}{\hbar}SDS^{-1}\right) = \sum_n \frac{\left(-\frac{i}{\hbar}SDS^{-1}\right)^n}{n!} \quad (5.15)$$

$$= 1 - \frac{i}{\hbar}SDS^{-1} + \frac{\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2}{2!}(SDS^{-1})^2 + \dots \quad (5.16)$$

$$= 1 - \frac{i}{\hbar}SDS^{-1} + \frac{\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2}{2!}SD\underbrace{S^{-1}S}_1DS^{-1} + \dots$$

$$= 1 - \frac{i}{\hbar}SDS^{-1} + \frac{\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2}{2!}SD^2S^{-1} + \dots$$

$$= S\left(1 - \frac{i}{\hbar}D + \frac{\left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2}{2!}D^2 + \dots\right)S^{-1}$$

$$= S\exp\left(-\frac{i}{\hbar}D\right)S^{-1}$$

ist der Zeitentwicklungsoperator

$$\hat{U}(t + \tau, t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}S(t)D(t)S(t)^{-1}\tau\right) = S(t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}D(t)\tau\right) S(t)^{-1}. \quad (5.17)$$

Die Exponentialfunktion des Zeitentwicklungsoperators kann dann für jeden Eintrag der Diagonalmatrix  $D(t)$  separat berechnet werden.

Die vollständige Entwicklung des Zustandes  $\chi(t)$  zu  $\chi(t + \tau)$  lässt sich entsprechend Gl. 5.13 und Gl.5.17 schreiben als:

$$\chi(t + \tau) = S(t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar}D(t)\tau\right) S(t)^{-1}\chi(t). \quad (5.18)$$

Bei jedem Zeitschritt  $\chi(t)$  muss somit in die Feldbasis (Basis der Eigenvektoren des Hamilton-Operators im Feld) transformiert, mit der Exponentialfunktion von  $D(t)$  multipliziert und dann rücktransformiert werden.

Die Population der Feld-Eigenzustände  $|v_i\rangle$  aus Gleichung 5.8 zu dem Energieeigenwert  $\mathcal{E}_i$  ergibt sich über die Projektion von  $\chi(t)$  auf den entsprechenden Eigenvektor:

$$P_i(t) = |\langle v_i|\chi(t)\rangle|^2. \quad (5.19)$$

Eine Ionisationsrate könnte nun durch die klassische Ionisationskante aus Gleichung 5.11 eingebunden werden. Messungen zeigen jedoch, dass auch abseits der klassischen Grenze langlebige Zustände zu finden sind [121, 122].

Um dies zu berücksichtigen, wird die Ionisation durch ein komplexes Absorptionspotential (complex absorbing potential, CAP) simuliert, welches im Prinzip die Wellenfunktion im Bereich außerhalb des Stark-Sattelpunktes bei  $r_C = \sqrt{e/(4\pi\epsilon_0 E)}$  absorbiert. Der dafür angepasste Hamilton-Operator [122]

$$\hat{H}_{CAP} = \hat{H}_{\text{Stark}} - i\eta W(\hat{r}, E) \quad (5.20)$$

besteht aus dem Stark-Hamilton-Operator  $\hat{H}_{\text{Stark}}$  aus Gl. 5.5 sowie dem CAP-Term

$$\hat{W}(\hat{r}, E) = \Theta(\hat{r} - r_C(E)) \cdot (\hat{r} - r_C(E))^6. \quad (5.21)$$

Dieser beinhaltet die Heaviside-Funktion  $\Theta$ , welche den Term innerhalb des Stark-Sattelpunktes verschwinden lässt. Außerhalb steigt  $\hat{W}$  mit der sechsten Potenz des Abstandes an. Der Imaginärteil im Hamilton-Operator führt bei der Lösung der

Schrödingergleichung zu einer realen Dämpfung der Wellenfunktion, da die Norm dieser Wellenfunktion exponentiell abfällt. Der Skalierungsparameter  $\eta$  kann an eine Messung der Stark-Spektren nahe der Ionisationskante angepasst werden [122] und wurde hier mit  $\eta = 1,52 \cdot 10^{-10} E_H/a_0^6$  mit der Hartree-Energie  $E_H$  angenommen. Aus der Diagonalisierung des CAP-Hamilton-Operators können die Energieeigenwerte und Eigenvektoren berechnet werden, wobei der komplexe Teil der Energieeigenwerte die Ionisationsraten ergibt [122]

$$\Gamma_i = \text{Im}(\mathcal{E}_i). \quad (5.22)$$

Die Besetzungen  $P_i$  der Zustände aus Gleichung 5.19 unter dem Einfluss der elektrischen Feldrampe werden zunächst ohne das CAP-Potential berechnet. Anschließend werden die Raten  $\Gamma_i$  aus der CAP-Theorie mit den entsprechenden Besetzungen multipliziert, um die gesamte Ionisationsrate zu erhalten:

$$\Gamma_{\text{Ionisation}}(t) = \sum_i \Gamma_i(E) \cdot P_i(E(t)) \cdot P(t). \quad (5.23)$$

Dabei wird  $P_i$  mit der Gesamtpopulation

$$P(t) = 1 - \sum_{n=1}^{t/\tau} \Gamma_{\text{Ionisation}}(t - n \cdot \tau) \cdot \tau \quad (5.24)$$

skaliert.

In Abbildung 5.3 wurde die Zeitentwicklung der beiden Zustände  $48D_{5/2}m_j = 5/2$  und  $47(l = 10)m_j = 11/2$  simuliert. Dabei wurde die elektrische Feldrampe verwendet, welche im Experiment zwischen Chip und Extraktionselektrode angelegt wird. Die gemessene Rampe wurde dabei mit einem gleitenden Mittelwert geglättet (Mittelwert aus jeweils 10 Messpunkten mit 1 ns Auflösung), demikomt der Hamilton-Operator aus Gl. 5.12 bei einem Zeitintervall von  $\tau = 4$  ns als konstant angenommen werden kann. Die Zustände zeigen ein grundsätzlich verschiedenes Verhalten. Während sich die Besetzung des  $m_j = 5/2$ -Zustandes erst nach der Ignis-Teller-Grenze [81], an der die Fächer benachbarter Hauptquantenzahlen aufeinander treffen, langsam auf immer mehr Zustände verteilt, ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des anderen Zustandes schon für kleine Felder auf den ganzen Fächer verteilt. Die Population verteilt sich für steigende Felder dann aber kaum noch weiter. Im Bereich der klassischen Ionisationskante ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des  $m_j = 11/2$ -Zustandes somit energetisch über einen viel größeren Bereich ausgedehnt, als es ein Zustand mit nied-

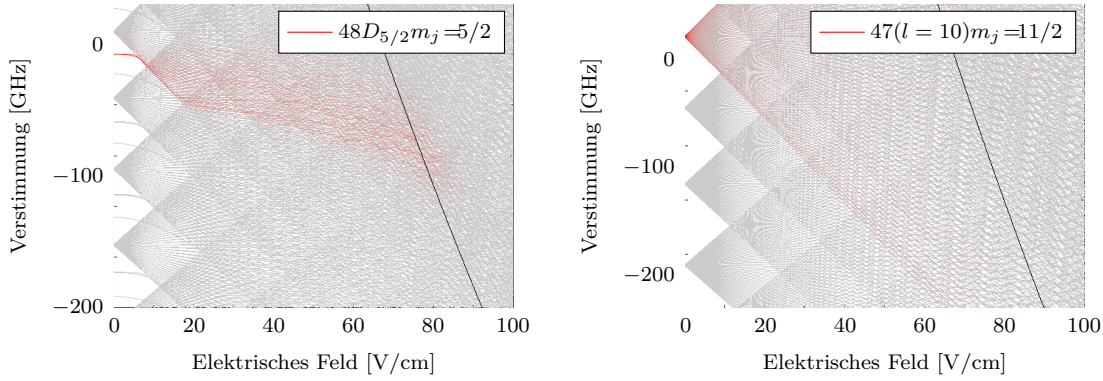


Abb. 5.3: Simulierte Zeitentwicklung der Zustände  $48D_{5/2}m_j=5/2$  (links) und  $47(l=10)m_j=11/2$  unter einer elektrischen Feldrampe wie im Experiment, dargestellt als Stark-Map mit der Besetzungswahrscheinlichkeit (in rot). Sie wurde für eine Basisgröße von 5000 Zuständen mit einer Schrittweite von 4 ns mit dem Zeitentwicklungsoperator aus Gleichung 5.12 berechnet. Während der  $m_j=5/2$ -Zustand an vielen Anti-Crossings unverteilt wird, bis er die Ionisationskante (schwarze Linie nach Gleichung 5.11) erreicht, wird der  $m_j=11/2$ -Zustand schon für sehr kleine Felder auf die Zustände des Fächers verteilt. Innerhalb der weiteren Feldrampe findet kaum eine Verteilung mehr statt. Im Bereich der Ionisationskante sorgt das CAP-Potential (Gleichung 5.20) für ein Verschwinden der Population.

rigerer magnetischer Quantenzahl wäre. Grundsätzlich hält das Zentrifugalpotential Zustände mit  $m_l > 0$  von der elektrischen Feldachse fern [81], sodass bei steigender  $m_j$ -Quantenzahl eine verzögerte Ionisation beim Überschreiten der klassischen Ionisationskante zu erwarten ist. Deshalb kann im Experiment eine klare Trennung von Zuständen mit niedrigerer magnetischer Quantenzahl erzielt werden, was für energetisch naheliegende Zustände sonst nicht ohne weiteres möglich ist. Allerdings sind elektrische Dipolübergänge auf  $|\Delta m| \leq 1$  beschränkt. Im Experiment wird das dadurch gelöst, dass  $\chi_2$  im Fächer liegt und Beiträge von Zuständen mit  $|m_j| > 5/2$ , die den Ionisationszeitpunkt verzögern und Beiträge des 48F-Zustandes hat. Dieser besitzt ein großes Dipolmoment mit den 48D-Zustand  $\chi_1$ .

Die Berechnung der Zeitentwicklung benötigt eine große Anzahl an Basiszuständen, da in größeren elektrischen Feldern immer mehr Zustände mit dem Ausgangszustand mischen können. Im hier gezeigten Experiment kommt erschwerend ein magnetisches Feld hinzu. Während ohne dieses etwa 5000 Basiszustände für die Simulation ausreichen, können im gekreuzten elektrischen und magnetischen Feld die Unterzustände mischen. Eine viel größere Anzahl an Zuständen wäre daher eigentlich nötig. Stattdessen wird auch hier die Zeitentwicklung getrennt für alle magnetischen Unterzu-

stände vorgenommen. Das ist in soweit gerechtfertigt, als dass die Wechselwirkung mit dem magnetischen Feld im Vergleich klein ist und gegenüber dem größer werdenden elektrischen Feld vernachlässigt werden kann. Die Ausgangszustände  $\chi_1$  und  $\chi_2$  können mit der Diagonalisierung des Hamilton-Operators für gekreuzte Felder (Gleichung 5.7) durch ihre Eigenvektoren aus Gl. 5.8 als Linearkombination der Nullzustände dargestellt werden. Für jeden Nullfeldzustand kann, wie im letzten Abschnitt diskutiert, eine Ionisationsrate in Abhängigkeit der elektrischen Feldrampe berechnet werden. Die Ionisationsrate des Zustandes  $\chi_1$  kann nun als gewichtete Summe über die Ionisationsraten der Nullfeldzustände gebildet werden. Die Gewichtung ergibt sich aus der Amplitude  $\beta^{n,l,j,m_j}$  des Ausgangszustandes. Für  $\chi_1$ , der hauptsächlich Beiträge der 48D-Zustände hat, werden also Ionisationsraten für die fünf Zustände  $48D_{5/2,3/2}$ , ( $m_j = 1/2, 3/2, 5/2$ ) berechnet und mit dem Eigenvektor  $|v_i\rangle$  von  $\chi_1$  multipliziert.  $\chi_2$  hat, wegen der gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder, allerdings wesentliche Beiträge aus sehr vielen Zuständen des Fächers. Deshalb wurden hier die Ionisationsraten nur für die Zustände  $47(l = 2,3,5,10)$  mit  $m_j = 5/2, 7/2, 11/2, 21/2$ , sowie  $47(l = 46)$ ,  $m_j = 92/2$  berechnet und wie im nächsten Abschnitt beschrieben, für die anderen Zustände interpoliert. Für die beiden Ausgangszustände wurden für die Berechnung der gekreuzten Felder eine Basisgröße von 15000 verwendet. Die Zeitentwicklung erfolgte mit einer Basisgröße von 5000 und einer Zeitschrittweite von 4 ns. Das reichte in beiden Fällen aus, damit die Rechnungen konvergierten. Hier betrug die Abweichung der Zustände in den Stark-Maps, bei einer um 1000 Zustände kleineren Basis, weniger als zehn Kilohertz.

Die simulierten Ionisationsraten für ausgewählte Zustände sind in Abbildung 5.4 (oben) zu sehen. Dabei wurde die Zeitachse an das Experiment angepasst, um die Flug- und Detektionszeit der Ionen in der Messung zu berücksichtigen. Der  $48D_{5/2,m_j=5/2}$ -Zustand ionisiert bei etwa  $1,9 \mu\text{s}$  innerhalb von 100 ns. Alle Unterzustände des 48D-Zustandes zeigen ein ähnliches Verhalten. Da nur der Zustand  $\chi_1$  wesentliche Beiträge dieser Unterzustände hat, wird dieser innerhalb des gleichen Zeitfensters ionisiert. Die beiden anderen gezeigten Zustände,  $47F_{m_j=7/2}$  und  $47(l=10)_{m_j=11/2}$ , mit höherer magnetischer Quantenzahl, haben zwar Anteile, die eine gewisse Überlappung mit der Kurve des ersten Zustandes haben. Ein Teil des Signals ist aber um mehr als 100 ns verzögert von dem des  $48D_{5/2,m_j=5/2}$ -Zustandes. Im Experiment konnte das Verhalten bestätigt werden. Im unteren Bild 5.4 wurde für insgesamt 3000 Rydberg-Anregungspulse die Ankunftszeit der Ionen gemessen und daraus die mittlere Anzahl der Ionen pro Puls berechnet. Bei etwa  $1,9 \mu\text{s}$  wurden fast alle Ionen gezählt.



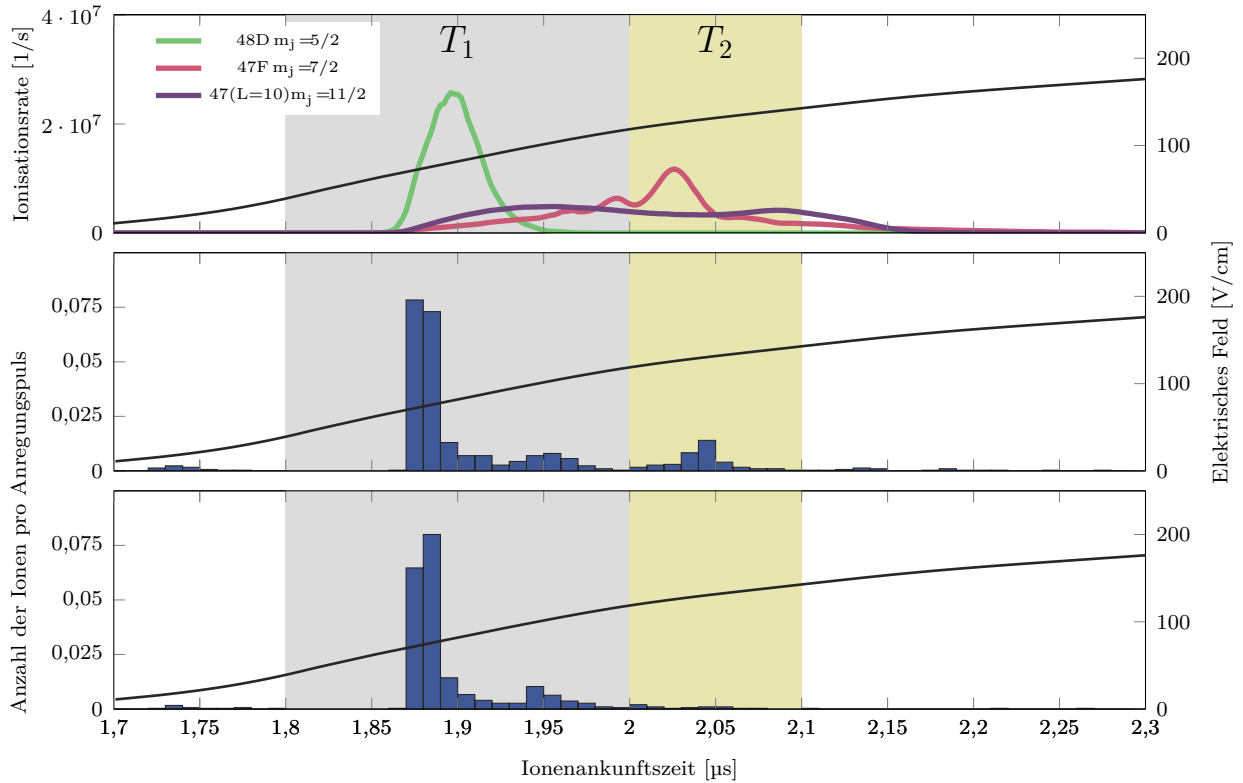


Abb. 5.4: Ankunftszeit der Ionen bei einer Feldionisationsrampe. Oben: Simulierte Ionisationsrate, welche sich aus Gleichung 5.23 ergibt, dargestellt über der Zeit nach dem Beginn der Ionisationsrampe, welche rechts als schwarze Kurve aufgetragen ist. Eine Verzögerung von  $1,9 \mu\text{s}$  wurde an die Messung angepasst. Die Ionisationsraten weichen für unterschiedliche magnetische Unterzustände zeitlich stark voneinander ab. Die große Beimischung von Zuständen mit höheren magnetischen Quantenzahlen  $m_j$  des Zustandes  $\chi_2$  erlaubt eine klare Abgrenzung zu  $\chi_1$ , sodass beide Zustände zwischen  $1,8 \mu\text{s}$  und  $2 \mu\text{s}$  ionisieren, das Signal zwischen  $2 \mu\text{s}$  und  $2,1 \mu\text{s}$  allerdings ausschließlich von  $\chi_2$  stammt. Die unteren beiden Schaubilder zeigen die zugehörigen Messungen, in denen die Anzahl der Ionen, die für einen Anregungspuls detektiert werden, gemittelt über 3000 Messungen, aufgetragen sind. Bei dem mittleren Schaubild konnte zwischen Rydberg-Anregung und Detektion ein MW- $\pi$ -Puls den Ausgangszustand  $\chi_1$  nach  $\chi_2$  transferieren, sodass im gelb hinterlegten Zeitintervall ( $2 - 2,1 \mu\text{s}$ ) Ionen gemessen werden konnten. Ohne diesen MW-Puls (unten) wurden die Ionen im grau hinterlegten Bereich ( $1,8 - 1,9 \mu\text{s}$ ) detektiert. Bild aus [130] und adaptiert

Diese stammen von dem angeregten Zustand  $\chi_1$  sowie dem Zustand  $\chi_x$ , welcher in Abbildung 5.1 direkt daneben liegt und gleichzeitig angeregt werden kann. Dieser spielt im weiteren Verlauf, außer als Skalierungsfaktor, keine Rolle. Wird zwischen Anregungspuls und Ionisation der Rydberg-Atome zusätzlich ein  $\pi$ -Puls der Mikrowelle eingestrahlt, der die Atome aus dem  $\chi_1$ - in den  $\chi_2$ -Zustand befördern kann, so erhält man das Signal im mittleren Schaubild der Abbildung 5.4. Ein Teil der Ionen wird nun zu einem viel späteren Zeitpunkt detektiert.

Es lassen sich somit zwei Bereiche definieren ( $T_1$  und  $T_2$  in Abbildung 5.4), um  $\chi_1$  von  $\chi_2$  zu trennen: Im ersten Bereich  $T_1 = 1,8 - 2 \mu\text{s}$  werden alle Ionen  $N_{\chi_1}$  und  $N_{\chi_x}$  der Zustände  $\chi_1$  und  $\chi_x$  gezählt, welche mit ungefähr gleicher Wahrscheinlichkeit angeregt werden. Zusätzlich wird in  $T_1$  auch ein Teil der Ionen vom Zustand  $\chi_2$  detektiert. Der zugehörige Anteil kann aus der Simulation der Zeitentwicklung und Ionisation interpoliert werden. Dazu werden die feldabhängigen Ionisationsraten der Zustände unter dem Einfluss der elektrischen Feldrampe berechnet und in die zwei Zeitintervalle  $T_1$  und  $T_2$  eingeteilt. Abhängig von  $l$  und  $m_j$  erhält man die Anzahl  $N_{T_2}$ , die sich für alle Zustände interpolieren lässt. Gewichtet mit der Amplitude  $\beta$  des Ausgangszustandes beträgt der Anteil von  $\chi_2$  in  $T_1$  66 %. Im zweiten Zeitintervall  $T_2 = 2 - 2,1 \mu\text{s}$  wird der Zustand  $\chi_2$  entsprechend mit einer Wahrscheinlichkeit von 34 % detektiert.  $\chi_1$  und  $\chi_x$  werden hier nicht detektiert.

Um nun aus den gemessenen Ionen  $N_{T_1}$  und  $N_{T_2}$  in den beiden Zeitintervallen auf die ursprüngliche relative Population  $N_{\chi_2}$  zurückzuschließen, betrachten wir zunächst die Gesamtzahl der Ionen aus den einzelnen Zuständen  $N = N_{\chi_1} + N_{\chi_x} + N_{\chi_2}$ . Die Anzahl im ersten Zeitintervall ist  $N_{T_1} = N_{\chi_x} + N_{\chi_1} + 0,66N_{\chi_2}$  und im zweiten Intervall entsprechend  $N_{T_2} = 0,34N_{\chi_2}$ . Zum Vergleich mit dem Matrixelement  $\rho_{22}$  (siehe Dichtematrix in Gleichung 2.16) eines angeregten Zustands während einer Rabi-Oszillation im Zwei-Niveau-System  $\chi_1$ - $\chi_2$ , lässt sich somit  $\rho_{22}$  mit  $a = \frac{N_{\chi_x}}{N_{\chi_1}} \approx 1$  wie folgt in Abhängigkeit von  $p_2 = N_{T_2}/N$  ausdrücken:

$$\rho_{22} = \frac{N_{\chi_2}}{N_{\chi_1} + N_{\chi_2}} = \frac{1 + a}{0,34} \frac{N_{T_2}}{N} = \frac{1 + a}{0,34} p_2 \approx 5,9 p_2. \quad (5.25)$$

## 6 Elektrische Streufelder durch Adsorbate nahe der Chipoberfläche

Adsorbate bilden sich in dem Prozess der Adsorption, wenn sich Atome aus der Wolke an der Oberfläche eines Festkörpers (Adsorbens) ablagern. Dabei findet eine Ladungsverschiebung von Elektronen und dem Ion des Atoms statt, sodass ein Dipol und damit ein elektrisches Streufeld in der Nähe der Oberfläche entsteht. An metallischen Oberflächen gibt der Unterschied zwischen der Austrittsenergie des Adsorbens und der Ionisationsenergie des Adsorbats sowohl Aufschluss über die Stärke des Dipols als auch über die Robustheit gegen Desorption. Die Separation der Ladungen im Atom liegen dabei im Bereich von Ångström, sodass ein einzelner Dipol eine Stärke von einigen Debye ( $1 \text{ Debye} \approx 0,4 e a_0$ ) hat. Adsorbate an metallischen Oberflächen wurden schon vielfach beobachtet und charakterisiert [134–144]. Auch bei dielektrischen Oberflächen wurden elektrische Felder durch Adsorbate festgestellt [145–148], wobei die Adsorbate hier eher an einzelne Atome des Gitters, zum Beispiel an Sauerstoff - wegen der potentiell starken Bindung - binden. Die Stärke eines Dipols hängt dann von der Elektronegativität der beiden involvierten Atome ab. Neben den eher stark gebundenen Adsorbaten der diskutierten Chemisorption konnte bei kryogenen Temperaturen auch eine Physisorption beobachtet werden [139], die sich unter anderem durch ein Dipolfeld in die entgegengesetzte Richtung auszeichnet. Im Vergleich zu den starken chemischen Bindungen, wirken hier schwache Van-der-Waals-Kräfte. Daneben kommen für elektrische Streufelder nahe einer Oberfläche viele andere Ursachen wie Patchfelder [149, 150], Ladungen an Isolatoren [147, 151, 152] oder Spannungsabfälle an Leitern [153, 154], in Frage.

Im hier beschriebenen Experiment wird ein Chip aus einem Saphir-Substrat ( $Al_2O_3$ ) verwendet, auf welches Niob- und Goldstrukturen aufgedampft wurden. In Abbildung 6.1a) ist der Chip im Profil gezeigt. Er mit einem Helium-Durchflusskryostat auf etwa 4 K gekühlt wird. Ultrakalte Rubidium-Atomwolken können durch Ströme in den

supraleitenden Niobleitern magnetisch gefangen werden. Die Falle besteht aus einem z-förmigen Fallenleiter, Einschlussdrähten auf der Rückseite des Chips, homogenen Magnetfeldern von großen Spulen außerhalb der Vakuumkammer, sowie Meißner-Abschirmströmen durch den Zentralleiter und einem äußeren Leiter des Mikrowellenresonators (siehe [155] für eine genauere Beschreibung). Verluste von Atomen aus der Falle dezimierten die Atomzahl in der Wolke. Beim Ausschalten der Ströme für die Falle - für den neuen Ladevorgang - gelangen kalte Rubidiumatome an die Oberfläche, wo sie adsorbieren können. Weil die Abschirmströme im Resonator nicht ausgeschaltet werden können, werden die Atome sogar in Richtung der Oberfläche beschleunigt [45]. Im Falle einer Wolke, die  $40\ \mu\text{m}$  von der Oberfläche entfernt, zwischen dem Zentralleiter und einem äußeren Leiter des Mikrowellenresonators gefangen ist, wird angenommen, dass die Atome mit einer ähnlichen Dichteverteilung und Ausdehnung, wie die gefangene Wolke, auf der Saphiroberfläche adsorbieren. Das hat den einfachen Grund, dass die kalte Wolke ( $2\ \mu\text{K}$ ) kaum Zeit hat sich auszudehnen, bis sie die Oberfläche erreicht.

Die Adsorptionsenergie von Rubidium auf Saphir konnte zu  $0,7\ \text{eV}$  bei Raumtemperatur und für kleine Adsorbatdichten gemessen werden [156]. Sie beschreibt, wie viel Energie bei der Adsorption frei wird, wie stark die Bindung also ist. Vergleicht man verschiedene Austrittsarbeiten von Saphir in der Literatur, welche von  $4,7\ \text{eV}$ [157], über  $5,01\ \text{eV}$ [158] bis  $6,5\ \text{eV}$ [159] reichen, so ist eine gewisse Unsicherheit in der theoretischen Beschreibung der Bindung ersichtlich. Im Vergleich mit der Ionisationsenergie von Rubidium von  $(4,177\ 127\ 0 \pm 0,000\ 000\ 2)\ \text{eV}$  [160] ergibt sich eine große Spannbreite von möglichen Dipolen. Folgt man der einfachen Abschätzung aus [147](Supplementary, Quarz als Substrat) für Saphir, so wird ein Rubidiumatom an die Sauerstoffatome des Saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) binden. Dazu wird zuerst die effektive Elektronegativität  $X_B$  eines Sauerstoffs im Kristall berechnet, welches sich als geometrisches Mittel zwischen den zwei Aluminiumatomen und den drei Sauerstoffatomen zu  $X_B = \sqrt[5]{(1,61^2 \cdot 3,44^3)} \approx 2,56$  ergibt (alle Elektronegativitäten aus [161]). Daraus folgt die Stärke der ionischen Bindung aus den Elektronegativitäten von Rubidium  $X_A$  und der Oberfläche  $X_B$  [147]

$$\Delta q = 0,16|X_A - X_B| + 0,035|X_A - X_B|^2 \approx 0,38. \quad (6.1)$$

Der Abstand zwischen Rubidium-Adsorbat und Sauerstoff des Substrats ist  $a = r_{\text{kov}}^{\text{Ads}} + r_{\text{kov}}^{\text{Sub}} \approx 286\ \text{pm}$  mit den kovalenten Radien aus [162] und es ergibt sich für

das Dipolmoment zwischen einem Sauerstoff und einem Rubidiumatom [147]

$$d_{RbO} = \Delta q ea \approx 5,3 \text{ Debye.} \quad (6.2)$$

Im r-cut Saphirkristall [36] wird dann, unter Berücksichtigung von zwei Sauerstoffatomen, mit einer Gitterkonstante von etwa  $a = 4,756 \text{ \AA}$  (und  $c = 12,982 \text{ \AA}$ ) [163] ein Dipolmoment von  $d_{RbO_2} = 5,9 \text{ Debye}$  senkrecht zur Oberfläche erreicht. Mit Adsorbatatomen jeweils in der Mitte zwischen den drei Sauerstoffatomen, wäre eine vollbesetzte Monolage mit einer Adsorbatdichte von  $\sigma_{Ad,mon} \approx 1 \cdot 10^7 \text{ 1/\mu m}^2$  erreicht. Für die Goldschicht, mit einer Austrittsarbeit von  $5,1 \text{ eV}$ , können ebenfalls starke Dipolfelder [137] entstehen, während eine Adsorption auf Niob mit  $4,3 \text{ eV}$  [164] eine eher schwache Bindung eingeht.

In Näherung wird das Dipolfeld über dem Chip aus einer gaußförmigen Dichteverteilung von Adsorbat-Dipolen auf der Oberfläche mit der Projektion der Dimensionen der gefangenen Wolke ( $6,5 \mu\text{m} \cdot 6,5 \mu\text{m} \cdot 75 \mu\text{m}$ ) auf ( $6,5 \mu\text{m} \cdot 75 \mu\text{m}$ ) (FWHM) angenommen. Das resultierende elektrische Feld durch die Adsorbate über dem Chip lässt sich durch positive und negative Ladungspaare modellieren, die durch einen Abstand von  $d_{RbO_2}/e \approx 1,23 \text{ \AA}$  voneinander getrennt sind. Die Richtung des Feldes, sowie die Abstandsabhängigkeit werden maßgeblich durch die Dichteverteilung beeinflusst. Beispielhaft ist die elektrische Feldstärke durch die Farbe und die Richtung durch die Pfeile in Abbildung 6.1a) dargestellt. Die Position der gefangenen Rubidiumwolke,  $40 \mu\text{m}$  von der Oberfläche entfernt, ist in rot eingezeichnet. Die Simulation zu diesen Abbildungen ist im Anhang A.6 beschrieben, wobei die Adsorbatdichte mit etwa  $\sigma_{Ad} \approx 7,5 \cdot 10^5 \text{ 1/\mu m}^2$  an das gemessene elektrische Feld am Ort der Wolke angepasst wurde.

Rydberg-Atome und ihre Zustandsenergien werden, wie aus dem vorherigen Kapitel ersichtlich, stark durch elektrische Felder beeinflusst. Die Polarisierbarkeit skaliert mit der Hauptquantenzahl mit  $n^7$  [81]. Durch Messung der Verschiebung der Energieniveaus, lassen sie sich daher ideal zur Bestimmung kleinster elektrischer Felder verwenden [137, 138, 145], sowie unter Einbeziehung der Polarisation der Anregungslaser zur Bestimmung der Feldrichtung [141, 143]. Auch veränderliche Felder und Rauschen lassen sich mit Rydberg-Atomen ideal bestimmen [165], was Abhängigkeit der Fallenposition vom elektrischen Feld auch für gefangene Ionen von großer Relevanz ist [166–168].

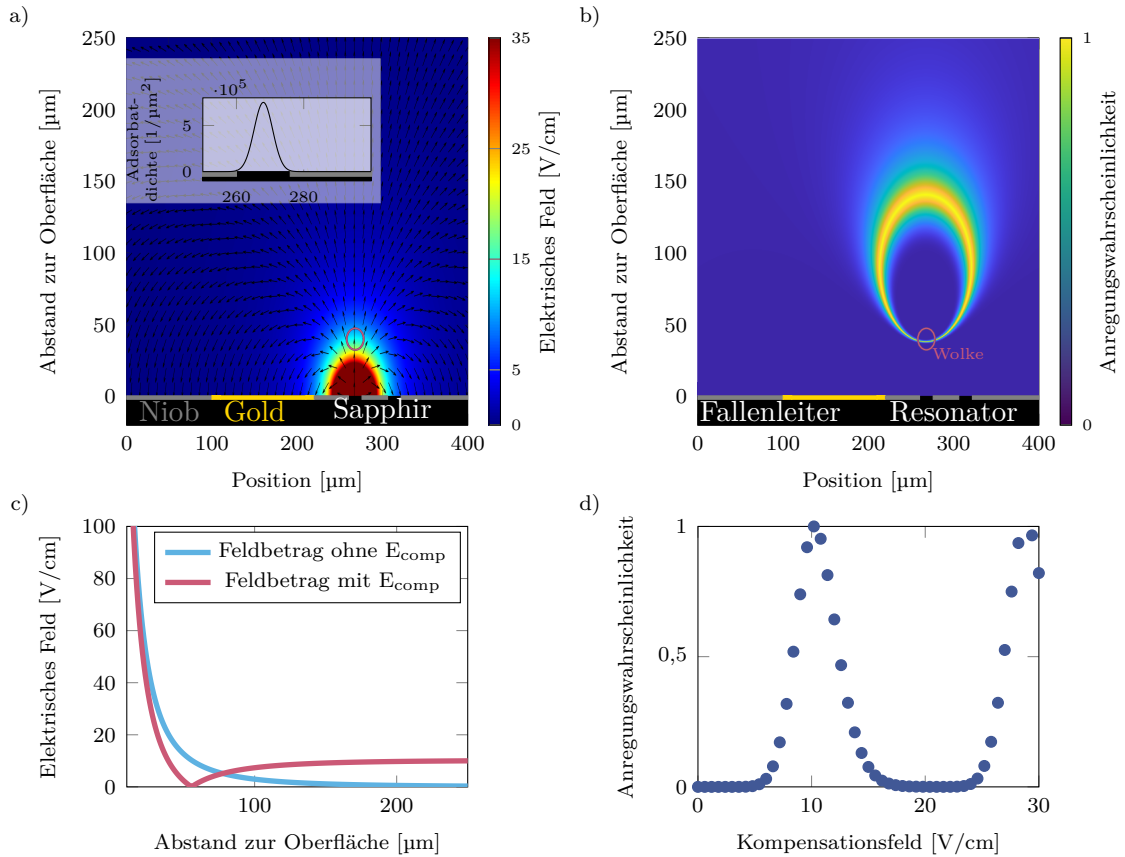


Abb. 6.1: Veranschaulichung der elektrischen Feldverteilung durch Adsorbate auf der Chipoberfläche. Die Simulation ist im Anhang A.6 beschrieben und an die Messreihen im Kapitel angelehnt. a) Die Chipoberfläche besteht aus unterschiedlichen Materialien, welche Rubidiumatome unterschiedlich (stark) binden können. Das Saphirsubstrat (in schwarz) ist mit Gold und Niob bedampft, um die Strukturen für Fallenleiter und den CPW-Resonator zu erzeugen. Eine gaußförmige Adsorbatverteilung über dem Resonatorspalt ( $x = 268 \mu\text{m}$ , Inset) erzeugt das dargestellte elektrische Feld. Die Position der gefangenen Wolke ist mit dem roten Kreis markiert. b) Für ein Kompensationsfeld  $E_{comp} = 10,8 \text{ V/cm}$  senkrecht zur Oberfläche ist der Betrag des elektrischen Feldes auf der gelben Ellipse gleich. In diesem Bereich ist die Stark-Verschiebung der Rydberg-Zustände somit ebenfalls gleich und sie können bei einer Verstimmung der Anregungslaser um  $\delta_c$  angeregt werden. c) Simulation der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche zentral über der Adsorbatverteilung, ohne (blau) und mit einem Kompensationsfeld  $E_{comp} = 10,8 \text{ V/cm}$  (rot). d) Dargestellt ist die Anregungswahrscheinlichkeit der Rydberg-Atome in Abhängigkeit von dem Kompensationsfeld  $E_{comp}$ . Es entstehen zwei Maxima, die den zwei elektrischen Feldwerten gleichen Betrags entsprechen.

Die Charakterisierung der inhomogenen Streufelder durch die Adsorbate ist im Experiment essentiell, da sie die möglichen Rydberg-Anregungen und MW-Übergänge (siehe Kapitel 5) festlegen. Durch Anlegen einer positiven Spannung zwischen der Extraktionselektrode (siehe Aufbau in Abbildung 3.1) und der geerdeten Chipoberfläche, kann hier im Experiment ein homogenes elektrisches Feld angelegt werden, mit dem das inhomogene Adsorbatfeld zum Teil kompensiert werden kann. Das resultierende elektrische Feld  $E_{res}$  am Ort  $\mathbf{r}$  ist dann aus dem Kompensationsfeld  $E_{comp}$ , dem Adsorbatfeld senkrecht zur Chipoberfläche  $E_z(\mathbf{r})$ , sowie den Komponenten  $E_{x,y}(\mathbf{r})$ , parallel dazu zusammengesetzt:

$$E_{res}(\mathbf{r}) = \sqrt{(E_z(\mathbf{r}) - E_{comp})^2 + E_{x,y}(\mathbf{r})^2}. \quad (6.3)$$

Eine Rydberg-Anregung kann, wie in Abbildung 6.1b) dargestellt, für eine bestimmte Verstimmung der Anregungslaser - wegen der Frequenzverschiebung der Energieniveaus - nur in einer Ellipse über dem Chip erfolgen. Zentral über dem Maximum der Adsorbatverteilung kann das elektrische Feld in genau einer Distanz  $z$  von der Oberfläche kompensiert werden, genau wenn  $E_z(z) = E_{comp}$  ist. Das Feld ist dann genau  $E_{x,y}$ . In Abbildung 6.1c) ist die Abhängigkeit des elektrischen Feldes vom Abstand zur Oberfläche beispielhaft für ein Kompensationsfeld  $E_{comp} = 10,8 \text{ V/cm}$  im Unterschied zu dem Adsorbatfeld ohne Kompensation dargestellt. Die Energieniveaus eines Rydberg-Zustandes werden durch den Stark-Effekt abhängig vom Absolutbetrag des elektrischen Feldes verschoben. Deshalb gibt es genau zwei Werte für den Abstand  $z > 0$ , wo die Energieverschiebung gleich groß ist. Für eine gegebene Verstimmung der Anregungslaser können genau dort Atome in Rydberg-Zustände angeregt werden. Mit einer Messung der Anregungswahrscheinlichkeit in einem Punkt, bei der das Kompensationsfeld für eine konstante Verstimmung verändert wird, lassen sich die Komponenten des elektrischen Feldes  $E_z$  und  $E_{x,y}$  bestimmen. Das Auftreten der zwei Maxima in Abbildung 6.1d) spiegelt dabei die zwei Werte für das Kompensationsfeld wider, welche die gleiche Energieverschiebung verursachen.

Neben der Kompensation mit beliebig komplexen Elektrodengeometrien gibt es mehrere Strategien, mit den elektrischen Streufeldern umzugehen. Adsorbate könnten dadurch verhindert werden, dass die ultrakalte Atomwolke nach der experimentellen Sequenz nicht fallengelassen, sondern in der Falle vom Chip wegtransportiert würde. Eine Alternative ist das großflächige Bedampfen der Chipstruktur mit Rubidium, wodurch eine nachfolgende Exposition, mit weiteren Atomen aus der Wolke, zu keinen

weiteren Streufeldern mehr führt [169]. Die Auswirkungen auf den Resonator und dessen Feldverteilung, welche dann durch die metallische Schicht beeinflusst würden, sind aber noch nicht abschließend geklärt. Da das elektrische Feld um zwei Größenordnungen verringert werden konnte, ist es wahrscheinlich, dass durch die ausgedehnte metallische Schicht (Platte) das Dipolfeld einfach abgeschirmt wird. Andere Oberflächenbeschichtungen mit nichtleitenden Materialien, wie Quarz [146], bringen keine Besserung. Das permanente Entfernen der Adsorbate mit lichtinduzierter atomarer Desorption (LIAD) [146, 170, 171] scheint die Felder effektiv zu reduzieren [144]. Hier im Experiment konnte LIAD mit einer 4 W starken, auf den Chip gerichteten blauen LED, keine reproduzierbaren Veränderungen bewirken. Auch das Beleuchten des Chips mit dem 480 nm-Laser scheint nicht zu einer großflächigen Reduktion des Adsorbatfeldes zu führen. In beiden Fällen war eine Vergrößerung der Felder parallel zur Chipoberfläche zu erkennen, was auf eine nur stellenweise Desorption des Rubidiums hindeutet. Für eine qualifizierte Aussage über den Effekt sind aber noch umfassendere Messreihen erforderlich. Das Erhitzen der Oberfläche [136, 144] gilt als aussichtsreiche Strategie, ist jedoch praktisch schwer umzusetzen, da sich nach dem Entfernen der Adsorbate, innerhalb weniger experimenteller Zyklen neue Felder einstellen würden [138]. Das Beschießen der Oberfläche mit Argon-Ionen scheint ebenfalls eine effektive Methode zu sein [172], und könnte hier im Experiment möglicherweise mit schnellen Elektronen zu einem ähnlichen Ergebnis führen. Eine Physisorption von Rubidiumatomen und eine entsprechende Umkehr oder Verringerung des Feldes, wie für supraleitende Oberflächen in [139], konnte hier nicht beobachtet werden. Bei Isolatoren besteht zusätzlich die Möglichkeit, diese durch Laserbestrahlung aufzuladen [151, 152], sodass sie quasi wie eine Kompensationselektrode fungieren. Eine ähnliche Methode wurde in [147] vorgestellt, wo durch eine Adsorbatschicht auf einer Quarzoberfläche ein fangendes Potential für Elektronen erzeugt werden konnte. Zwar wird effektiv eine Kompensation erreicht, allerdings wurden mögliche Fluktuationen, welche schon bei einzelnen Elektronen groß sein können, nicht untersucht. Zuletzt kann auch die Polarisierbarkeit der Rydberg-Atome verringert werden. Dazu können MW-Felder Zustände mischen, sodass sich deren Polarisierbarkeiten ausgleichen und über einen möglichst großen elektrischen Feldbereich keine Energieverschiebungen der Übergänge mehr ergeben [131–133, 173, 174]. Die Methode ist allerdings nur für kleine Felder möglich, sodass dies nur zusätzlich zu einer Feldkompensationsmethode angewendet werden kann. Ein weiterer Nachteil ist, dass sich durch die Beimischung eines anderen Zustandes die Stärke des ausgewählten Mikrowellenübergangs verringert.



Im folgenden Kapitel wird das Problem der Adsorbate nahe der Oberfläche zuerst durch eine Charakterisierung des Feldes am Ort der Wolke, 40  $\mu\text{m}$  von der Oberfläche entfernt, angegangen. Dazu wird eine Absorptionsabbildung der Wolke mit dem 480 nm-Kopplungslaser verwendet, um Energieverschiebungen mittels EIT zu messen. Eine Veränderung des Kompensationsfeldes gibt Aufschluss sowohl über die Feldkomponenten senkrecht, als auch parallel zur Chipoberfläche. Eine weitere Methode der Feldmessung wurde durch eine Rydberg-Anregung mit anschließender selektiver Feldionisation untersucht. Sie stellte sich als rauschärmer heraus. Die Messungen zeigten aber eine zeitliche Veränderung des Feldes. Diese konnten das ursprüngliche Feld zum Teil kompensieren. Aus den Messungen konnte ein Zusammenhang mit der Ionisation von Rydberg-Atomen hergestellt werden, sodass sich wahrscheinlich Elektronen in der isolierenden Saphirschicht im Resonator ansammeln können. Ausgehend von der bekannten Anzahl an erzeugten Elektronen, führt die Anpassung eines einfachen Modells an die Messungen, zur Vermutung, dass sich das elektrische Feld am Ort der Atome schnell ändern könnte. Dadurch wäre keine kohärente Wechselwirkung zwischen Resonator und den Rydberg-Atomen zu beobachten. Deshalb wurde für weitere Messungen die Atomfalle weiter weg von der Oberfläche positioniert. Dort konnte die Rydberg-Anregung - wegen des Adsorbatfeldes - in ein dünnes, blattförmiges, Anregungsvolumen parallel zur Oberfläche eingeschränkt werden, was in Kapitel 7 zur Verringerung einer Dephasierung bei der Rabi-Oszillation zwischen zwei Rydberg-Zuständen führte.

## 6.1 Charakterisierung der elektrischen Felder nahe der Oberfläche

Durch ihre große Empfindlichkeit gegenüber elektrischen Feldern, eignen sich Rydberg-Atome ideal als Sensoren. Dabei hat sich die elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) mit Rydberg-Atomen zur Messung statischer [121, 138, 175] und AC-[176–182] elektrischer Felder, sowie deren Polarisierung [183], der Energiestruktur mit [85] und ohne [100, 184] den Einfluss der Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung bewährt.

Im hier beschriebenen Experiment wird der Abbildungslaser (siehe Abbildung 3.1c) für 100  $\mu\text{s}$  resonant auf die, in 40  $\mu\text{m}$  Abstand zur Chipoberfläche positionierte, atomare Wolke eingestrahlt, sodass ein Absorptions-Abbild der Wolke auf einer CCD-Kamera entsteht. Gleichzeitig wird der Rydberg-Kopplungs-Laser, mit einer großen Intensität fokussiert (25 mW,  $w_0 = 25 \mu\text{m}$ ), auf einen Teil der Wolke eingestrahlt. Ist

der Kopplungs-Laser resonant mit einem Rydberg-Übergang, so wird, wegen der induzierten Transparenz, ein Loch in der Wolke auf dem Bild sichtbar, wie in Abbildung 6.2a) zu sehen ist. Wegen der Nähe der Wolke zu der Chipoberfläche entsteht sowohl ein direktes Absorptionsabbild, als auch ein Reflexionsabbild der Wolke [45, 185], sodass sie im Bild doppelt zu sehen ist. Für eine Verstimmung des Kopplungs-Lasers, größer als die EIT-Linienbreite ( $\gamma_{EIT}$  oder  $\gamma_{AT}$  wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben), verringert sich die Transmission des Probe-Lasers wieder und auf dem Abbild der Wolke verschwindet das Loch. Das Rydberg-Niveau wird durch externe Felder stark beeinflusst, sodass schon kleine Felder als eine Verschiebung der Transmissionsresonanz beobachtet werden können.

Zur Charakterisierung des elektrischen Feldes wird der Kopplungs-Laser mit einer Verstimmung von  $\delta_C = -2\pi \cdot 100$  MHz zur Resonanzfrequenz des unverschobenen  $39D_{5/2}$ -Zustandes eingestrahlt. Das Absorptionsbild aus 6.2a) wird in vertikaler Richtung (senkrecht zur Chipoberfläche) aufsummiert. In Abhängigkeit der horizontalen Position ist dann die optische Dichte der gaußförmigen Dichteverteilung der Wolke in der Falle zu erkennen, sowie ein Einbruch derselben durch die EIT in der Mitte. Der Kontrast dieses Einbruchs ist ein Maß für die Anregungswahrscheinlichkeit in den Rydberg-Zustand. Für die Auswertung wird die Summe aus zwei Gaußkurven an die Messung angepasst, eine für die ungestörte Dichteverteilung, sowie eine für den Einbruch im Zentrum. Als Maß für die Stärke der EIT wird die Differenz

$$\int EIT = \int OD_{\max} \exp(-h_{\text{Wolke}}^2/2\sigma_{\text{Wolke}}^2) - OD_{EIT} \exp(-h_{EIT}^2/2\sigma_{EIT}^2) \quad (6.4)$$

der beiden gebildet. Die Messung für eine Reihe von verschiedenen Kompensationsfeldern  $E_{comp}$  zeigt in diesem Fall die drei Maxima in Abbildung 6.2c). Die Messung wurde zu zwei Zeiten wiederholt und zeigt, im Rahmen der Messgenauigkeit, keine Veränderung im elektrischen Feld. Die zwei äußeren Maxima können dem Unterzustand  $39D_{5/2}m_j = 1/2$  (vergleiche hierzu Kapitel 5.1 für den vergleichbaren Zustand 48D) zugeordnet werden, welcher bei der Verstimmung in einem Feld von 9 V/cm (Berechnung der Stark-Map wie in Kapitel 5.1) angeregt werden kann. Die mittlere Spitze in der Transparenz kann dem Zustand  $39D_{5/2}m_j = 3/2$  zugeordnet werden, welcher bei 5,8 V/cm in der Stark-Map liegt. Je nach Polarisation sind die Zustände mehr oder weniger ausgeprägt. Das elektrische Streufeld bei einem Abstand von 40  $\mu\text{m}$  lässt sich aus den beiden Punkten  $E_{comp,m_j=1/2-} = 10,22$  V/cm und  $E_{comp,m_j=1/2+} = 24,59$  V/cm mit Gleichung 6.3 und der bekannten Resonanz bei  $E(\delta_C) = |9 \text{ V/cm}|$  bestimmen.

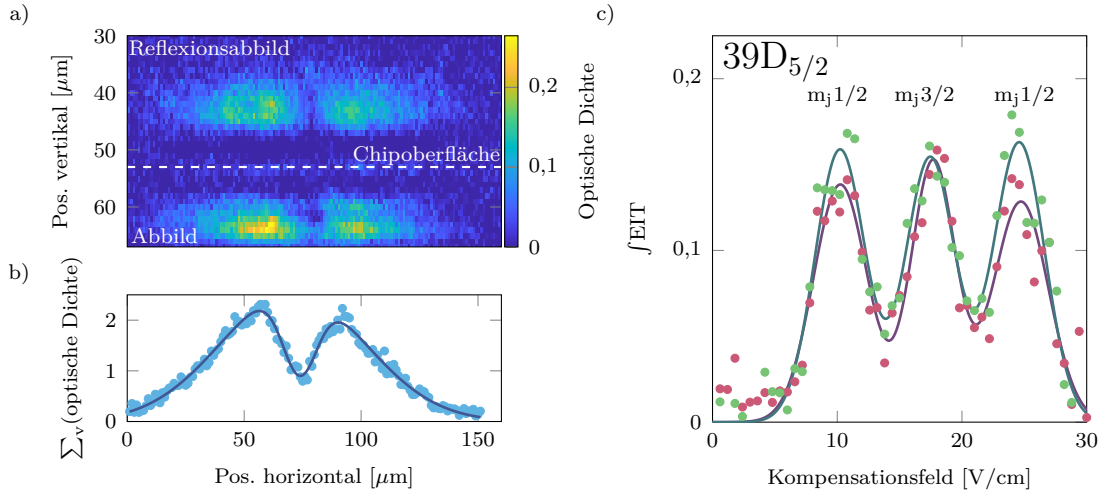


Abb. 6.2: Messung des elektrischen Feldes nahe der Chipoberfläche mittels Absorptionsabbildung durch den 780 nm-Laser und EIT. a) Absorptionsabbild der gefangenen Atomwolke in Reflektionsabbildung (siehe Aufbau in Abbildung 3.1) mit Loch mit kleiner optischer Dichte in der Mitte durch EIT. Messung mit einer Belichtungsdauer von 100  $\mu\text{s}$ ,  $P_{\text{Probe}} = 0,5 \text{ mW}$ ,  $P_{\text{Coupling}} = 25 \text{ mW}$  und einem Waist des Kopplungs-Lasers von  $w_0 = 25 \mu\text{m}$ . b) Durch spaltenweises Aufsummieren der optischen Dichte aus der Absorptionsabbildung wird die gaußförmige Dichteverteilung der Atomwolke erkennbar. Im Zentrum ist eine verminderte Absorption zu beobachten, wenn der Kopplungs-Laser resonant mit dem Rydberg-Übergang ist und sich eine EIT ausbildet. c) Messung der Transparenz (Fläche des Einbruchs in b) in Abhängigkeit des Kompensationsfeldes  $E_{\text{Comp}}$  für den Zustand 39D zu zwei Zeitpunkten. Die magnetischen Unterezustände werden im elektrischen Feld aufgespalten.

Das Feld ist  $E_z = 17,41 \text{ V/cm}$  senkrecht zur Oberfläche und  $E_{x,y} = 5,42 \text{ V/cm}$  parallel dazu. Aus Abbildung 6.1a) lässt sich erkennen, dass das elektrische Feld zentral über der Adsorbatverteilung ausschließlich senkrecht zur Chipoberfläche zeigen sollte. Die Ausdehnung der Wolke und des Lasers in einem Abstand von 40  $\mu\text{m}$  vom Chip sorgen aber dafür, dass elektrische Feldkomponenten  $E_{x,y}$  in die Messung mit einfließen. Auch eine Verschiebung der gefangenen Wolke um wenige Mikrometer parallel zur Oberfläche bewirkt, wegen der kleinen Ausdehnung des Adsorbatverteilung, eine Änderung der Richtung zu einem fast parallel zu der Oberfläche zeigenden elektrischen Feld. Eine wiederholte Messung nach einem Tag, während einige tausend Atomwolken an den Chip geladen und in Rydberg-Zustände angeregt wurden, zeigt keine Veränderung des Feldes (siehe Abbildung 6.2c), grüne Messkurve). Das Adsorbatfeld scheint sich nicht zu ändern, sodass mehr Atome an der Chipoberfläche wahrscheinlich keine

zusätzlichen Felder verursachen. Die Stabilität des Feldes ist jedoch nur solange gegeben, solange der Chip bei kryogenen Temperaturen gehalten wird. Ein Aufheizen über die kritische Temperatur des Niobs und erneutes Abkühlen, hatte keinen messbaren Einfluss. Aufheizen auf Raumtemperatur hingegen veränderte das Feld nicht reproduzierbar (siehe auch [107]), blieb aber dann bei einem neuen Wert stabil. Das könnte darauf hindeuten, dass die Adsorbate bei Raumtemperatur beweglicher sind und deshalb auf der Oberfläche diffundieren oder desorbieren [136]. Nach der Charakterisierung des elektrischen Feldes ist es somit wichtig, den Chip während einer Messreihe nicht aufzuwärmen, um so eine Änderung der Adsorbatfelder zu vermeiden.

### 6.1.1 Dynamik des elektrischen Feldes

Eine alternative Messmethode zur Charakterisierung von elektrischen Feldern nahe der Chipoberfläche mit einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis, konnte mithilfe des Einzelionendetektors (Kanalelektronenvervielfacher) erprobt werden. Dazu wurde nach der Präparation der atomaren Wolke in einem Abstand von  $40\ \mu\text{m}$  von der Oberfläche in der Chipfalle ein kurzer Anregungspuls von  $1\ \mu\text{s}$  Länge mit dem  $780\ \text{nm}$ - und  $480\ \text{nm}$ -Lasern erzeugt, der mit  $\Delta = 2\pi \cdot 160\ \text{MHz}$  off-resonant zum  $5\text{P}$ -Zwischenniveau war und im Idealfall ein einzelnes Atom in einen Rydberg-Zustand anregte. Das Rydberg-Atom wird dann mit einem hohen elektrischen Feld ( $180\ \text{V/cm}$ ) zwischen Chipoberfläche und Extraktionselektrode ionisiert, und das Ion kann anschließend detektiert werden. In einer Wolke wird die Pulssequenz 300 Mal wiederholt, sodass noch keine erhebliche Veränderung der atomaren Dichte beobachtet wurde. Die Messung wird, wie die EIT-Messung, für steigende Kompensationsfelder wiederholt. In Resonanz zum Zwei-Photonen-Übergang  $5\text{S}$ - $39\text{D}$  wird eine große Anzahl an Ionen während der 300 Pulse detektiert. Durch ein elektrisches Feld wird diese Resonanzbedingung jedoch verschoben und weniger Atome werden angeregt. Wird über alle detektierten Ionen aus Abbildung 6.3a) während der 300 Pulse summiert, erhält man für steigende Kompensationsspannungen wieder Maxima, an den Stellen einer resonanten Zwei-Photonen-Kopplung. In Abbildung 6.3b) sind beispielhaft zwei Maxima für die beiden Zustände  $39\text{D}_{5/2}m_j = 1/2$  in den Messungen zu sehen. Im Vergleich zu den EIT Messungen ist das Rauschen kleiner und weil jeweils sehr wenige Rydberg-Atome in der Wolke angeregt werden, gibt es kaum Energieverschiebungen durch Rydberg-Rydberg-Wechselwirkungen.

Eine wiederholte Messung mit dieser Methode zeigt aber auch ein unerwartetes Verhalten. Die zwei Maxima verschieben sich zu immer kleineren Kompensationsfeldern.

## 6.1 Charakterisierung der elektrischen Felder nahe der Oberfläche

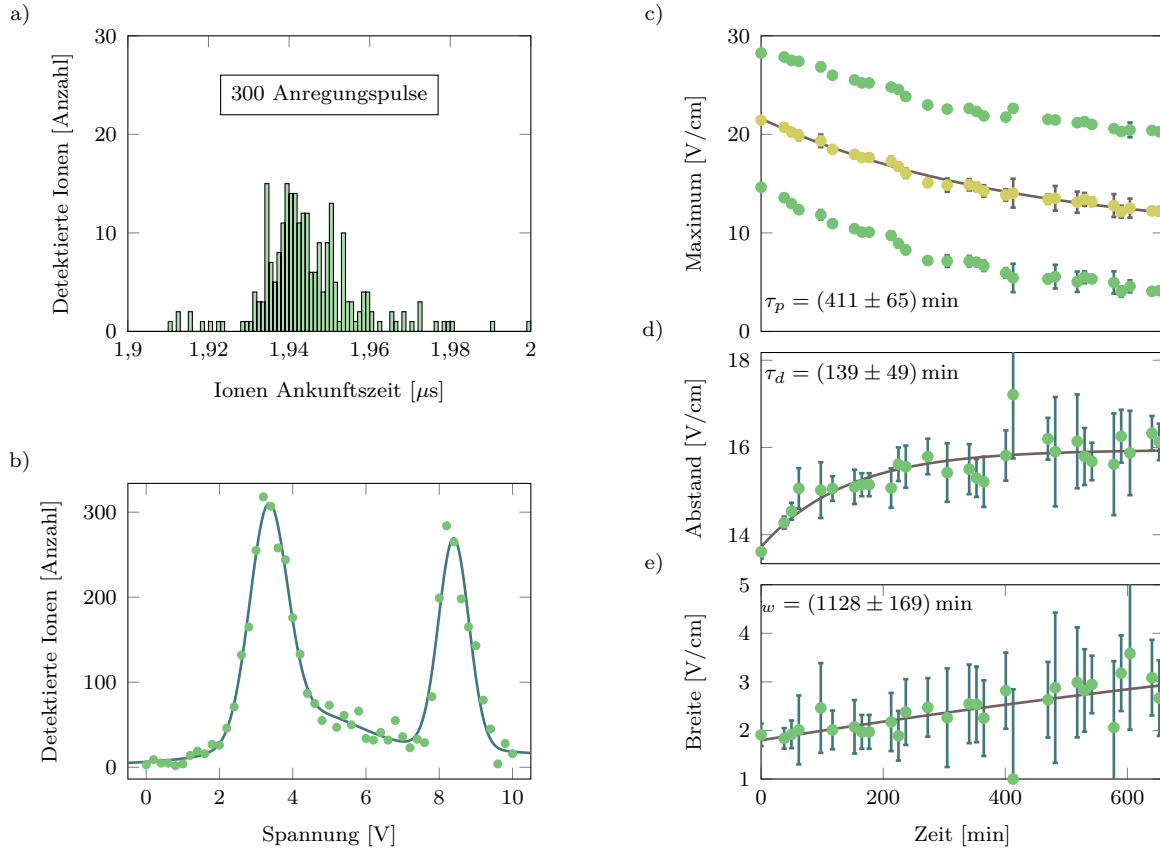


Abb. 6.3: Messung des elektrischen Feldes nahe der Chipoberfläche, anhand der Rydberg-Anregung des 39D-Zustandes und selektiver Feldionisation (SFI). a) Anzahl der detektierten Ionen von ionisierten Rydberg-Atomen in Abhängigkeit der Ankunftszeit. Für 300 Rydberg-Anregungspulse ergibt sich, abhängig von der elektrischen Feldrampe und des Zustandes, eine charakteristische Verteilung. Aufsummiert und auf die Gesamtzahl der Pulse normiert, ist die Anzahl der Ionen ein Maß für die Anregungswahrscheinlichkeit eines Rydberg-Atoms. b) Die Summe der detektierten Ionen in Abhängigkeit der Kompensationsspannung zwischen Chipoberfläche und Extraktionselektrode gibt Aufschluss über das elektrische Feld nahe der Oberfläche. Die zwei Maxima entsprechen wieder zwei Kompensationsspannungen, welche den gleichen Betrag des elektrischen Feldes am Ort der Atome erzeugen. c)-d) Parameter der zwei Maxima aus b) aufgetragen über der Zeit, während die Messung kontinuierlich wiederholt wurde. Die Position der Maxima (grüne Punkte in c), sowie deren Mittelwert verringern sich mit der Zeit. Der Abstand der beiden vergrößert sich, während die Breite zunimmt. Die Zeitkonstanten  $\tau_d$  von exponentiellen Fit-Kurven zeigen die unterschiedlichen Zeitskalen bis zum Erreichen einer Sättigung.

Zur weiteren Untersuchung des Effekts wurde eine Serie von Messungen gemacht und wie in Abbildung 6.3c) zu sehen, eine Abnahme des elektrischen Feldes in Chipnähe beobachtet. Erst nach mehr als 10 h mit entsprechend vielen Messungen sättigt die Abnahme. Während der EIT-Messung war dieser Effekt nicht zu beobachten, und auch eine gleiche Messreihe ohne Atome - oder ohne Anregungspuls - und anschließender Einzelionmessung zur Charakterisierung des Feldes, zeigte kein gleiches Verhalten. Lediglich das Erhitzen des Chips auf Raumtemperatur scheint den Effekt rückgängig zu machen. Nach dem erneuten Abkühlen konnte man die Feldabnahme erneut beobachten. Während die Verschiebung der Maxima zu kleineren Kompensationsfeldern eine Abnahme des elektrischen Feldes senkrecht zur Chipoberfläche bedeutet, zeigt die Zunahme des Abstandes zwischen den Zwei in Abbildung 6.3d), dass auch eine Verringerung des Feldes parallel zur Oberfläche stattfindet. Dies geschieht allerdings mit einer kleineren Zeitkonstanten und sättigt damit schneller. Aus den Messungen in Abbildung 6.3e) konnte auch eine Zunahme der Breite der einzelnen Maxima beobachtet werden. Die Breite zeigt im Prinzip die Steigung des elektrischen Feldes am Ort der Atome, abhängig von der Anregungswahrscheinlichkeit, welche durch die atomare Dichte und die Laserintensität gegeben ist. Eine größere Breite deutet auf eine größere Steigung des elektrischen Feldes hin (siehe hierzu auch Kapitel 6.2). Für ein kleiner werdendes Feld würde man deshalb eigentlich auch eine geringere Breite der Kurven erwarten, da die absolute Feldänderung über die Wolke hinweg geringer ist.

Zur Erklärung der Beobachtung kommen mehrere Phänomene in Frage. Zum einen könnten Adsorbate durch die Laser entfernt werden (LIAD). Demnach müsste aber auch eine Abnahme des Feldes ohne die Atome passieren, was nicht gemessen wurde. Eine andersartige Entfernung der Adsorbate von der Oberfläche scheint auch nicht zu passieren, da nach dem Aufheizen und Abkühlen des Chips, das Feld, zwar nicht gleich, aber ähnlich groß war wie vor der Messung. Am wahrscheinlichsten ist eine teilweise Kompensation des Adsorbatfeldes durch Elektronen. Diese entstehen bei der Ionisation der Rydberg-Atome und werden durch die Extraktionsspannung geradewegs auf den Spalt zwischen dem zentralen Leiter und der Erdungsfläche des Mikrowellenresonators beschleunigt. An der Oberfläche des Isolators aus Saphir können die Elektronen gefangen werden und mit ihrer negativen Ladung das positive Adsorbatfeld kompensieren. Dabei könnten die Elektronen zum Beispiel in einem Potential an der Oberfläche gefangen sein [147]. Um die Dynamik der Kompensation nachvollziehen zu können, wurde das Modell aus Abbildung 6.1 erweitert.

Es wird angenommen, dass die Elektronen an zufälligen Positionen mit einer Wahr-

scheinlichkeit, die von der atomaren Dichte und der Laserintensität abhängt, entstehen. Die Startposition der Elektronen ist damit einigermaßen genau  $40\ \mu\text{m}$  zentral über dem Punkt maximaler Adsorbatdichte festgelegt. Je nach Kompensationsspannung werden im Maximum 600 Elektronen (Detektionseffizienz  $\approx 50\%$  und maximal 300 detektierte Ionen) auf den Chip beschleunigt. Das Adsorbatfeld, welches mit dem Ionisationsfeld von  $E_{z,ion} = 180\ \text{V/cm}$  überlagert ist, lenkt die Elektronenbahn mit  $F = -e \cdot E_{res}$  ab. Da das elektrische Feld weg von der Adsorbatverteilung zeigt (siehe Abbildung 6.1), würden Elektronen ohne Ionisationsfeld genau zum Punkt maximaler Adsorbatdichte geleitet. Da das Ionisationsfeld im Vergleich zu dem Adsorbatfeld aber groß ist, werden die Elektronenbahnen nur wenig abgelenkt. An der Oberfläche können die Elektronen einem Diffusionsprozess unterliegen oder am Isolator gefangen sein. Die Felder der Adsorbate zeigen hier parallel zur Oberfläche weg von dem Maximum der Adsorbatdichte, sodass die Elektronen quasi in einem elektrischen Potential gefangen werden (siehe Abbildung 6.4a) und A.9). Sammeln sich mehr und mehr Elektronen dort an, so ändert sich die Feldverteilung, bis das Feld in die andere Richtung zeigt und nachfolgende Elektronen von dort weg beschleunigt werden. Es tritt eine Sättigung ein. Im Vergleich zu den Messungen mit EIT fällt eine schmalere Breite der Maxima auf. Würde jedes Elektron an der Oberfläche gefangen werden, wäre auch eine viel schnellere Sättigung zu erwarten. Beides lässt sich dadurch erklären, dass ein Großteil der Ladungen nur kurz am Isolator verweilt und dann abfließen kann. Während das Kompensationsfeld geändert wird, sind noch einige dieser Ladungen am Isolator und sorgen für eine Reduktion des Feldes am Ort der Atome, wodurch die Resonanz verschoben ist und die Maxima in der Messung schmaler erscheinen. Mit zunehmender Sättigung ändert sich das Feld auch weniger und die Breite vergrößert sich, obwohl das Feld und damit die Steigung eigentlich kleiner ist. Durch Anpassung der Zeitkonstante, mit der die Diffusion an der Oberfläche passiert, und der Rate, mit der Elektronen fest gebunden werden, spiegelt das Modell alle wesentlichen Beobachtungen wider, sodass sich der zeitliche Verlauf aus der Messung rekonstruieren lässt, wie in Abbildung 6.4b) zu sehen.

Das so kompensierte Feld in Oberflächennähe ist sehr stabil und bleibt unter kryogenen Bedingungen tagelang erhalten. Interessant wäre, inwieweit sich dieser Kompensationsmechanismus weiter optimieren ließe. Mit mehr Elektronen sollte sich eine schnellere Sättigung einstellen. Möglicherweise kann, mit langsameren Elektronen, die weniger durch das Ionisationsfeld sondern mehr durch das Adsorbatfeld beeinflusst werden, eine größere Kompensation erreicht werden. In jedem Fall ist nach einer er-

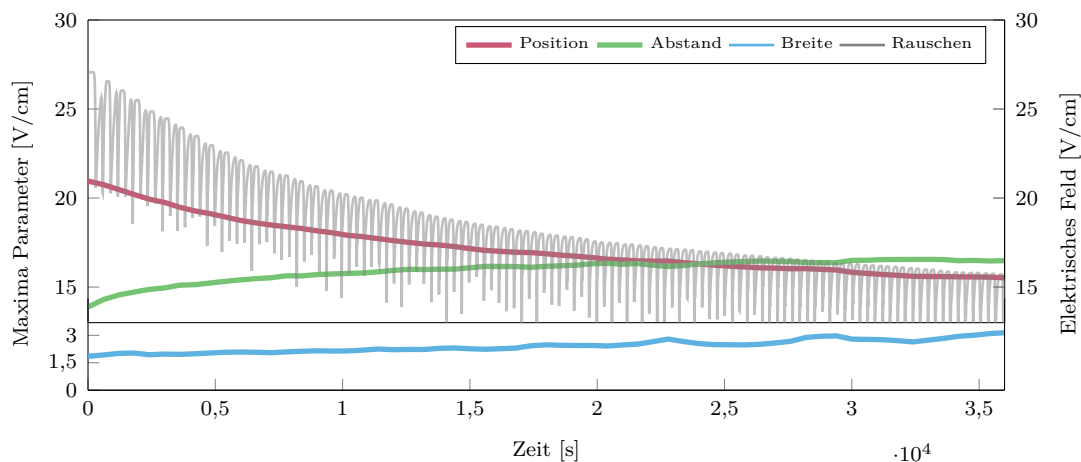


Abb. 6.4: Simulation der Zeitentwicklung des elektrischen Feldes nahe der Chipoberfläche, angepasst an die Messungen aus Abbildung 6.3 mit dem Modell aus A.6. Elektronen, welche bei der Ionisation der Rydberg-Atome in Richtung der Chipoberfläche beschleunigt werden, können dort haften, oder an der Oberfläche diffundieren und abfließen. Eine Sättigung wird durch elektrostatische Abstoßung weiterer Elektronen erreicht. Über der Zeit, sind der Mittelwert der Positionen der Maxima, deren Abstand und Breite, vergleichbar zu den Messungen in Abbildung 5.4 dargestellt. Durch die Anpassung lässt sich ein Rauschen des elektrischen Feldes extrahieren. Es schwankt um mehrere Volt pro Zentimeter.



folgten Elektronenansammlung und Sättigung die Beschleunigung von mehr Elektronen an den Chip zu unterbinden. Einzelne Elektronen verursachen, 40  $\mu\text{m}$  vom Chip entfernt, schon Feldänderungen im Bereich von einigen  $\text{mV}/\text{cm}$ , was Starkverschiebungen im Bereich von vielen Megahertz ausmachen kann. In Abbildung 6.4 ist das Rauschen des elektrischen Feldes gezeigt, was aus dem Modell folgt. Das elektrische Feld schwankt um mehrere Volt pro Zentimeter, sodass die Position der Rydberg-Anregung sich stark ändert. Denkbar wäre ein Ionisationsfeld in die entgegengesetzte Richtung  $-E_{z,ion}$ , welche nach kurzer Zeit schnell umgekehrt wird, und so die Elektronen von dem Isolator fern hält. Leichte Elektronen würden auf den Ionendetektor prallen, die schwereren Ionen werden kurz in Richtung Chip beschleunigt, doch bevor sie diesen erreichen, ändert sich die Feldrichtung und sie werden auch in Richtung des Einzelionendetektors geleitet. Auch eine starke Feldkomponente, parallel zur Oberfläche, könnte die Elektronen weit genug von dem relevanten Bereich ablenken.

Das sehr heuristische Modell versucht qualitativ eine Erklärung für die Abnahme des Feldes zu geben und in Verbindung zu bringen mit einer sehr schnellen Dekohärenz, die so nahe am Chip beobachtet wurde. Weitere Messungen, insbesondere zur Kurzzeitstabilität des Feldes, sind nötig, um ein präzises Modell zu entwickeln. Für die weiteren Messungen in dieser Arbeit wurde die fragliche Kurzzeitstabilität des Feldes umgangen, indem die Falle für die atomare Wolke weiter weg von dem Chip und leicht versetzt zur Isolatorspalte positioniert wurde.

## 6.2 Lokalisierte Anregung und Feldinhomogenität

Die kalte Atomwolke wird im Folgenden 130  $\mu\text{m}$  von der Chipoberfläche gefangen (Position III aus 3.1). Das elektrische Feld  $E_{Ad}(z)$  der Adsorbate wird, wie in [138], durch einen exponentiellen Abfall mit dem Abstand  $z$  zur Oberfläche und der Zerfallslänge  $\zeta$ , sowie einem konstanten Offset-Feld  $E_{ad,xy}$ , parallel zur Oberfläche, modelliert:

$$E_{Ad}(z) = E_0 \exp(-z/\zeta) + E_{ad,xy}. \quad (6.5)$$

Senkrecht zum Chip kann das Feld, wie im letzten Kapitel beschrieben, mit dem homogenen Feld  $E_{comp}$  kompensiert werden. Es ergibt sich aus Gleichung 6.3:

$$E(z) = \sqrt{(E_0 \exp(-z/\zeta) - E_{comp})^2 + E_{ad,xy}^2}. \quad (6.6)$$

In einem Punkt lässt sich das Feld in z-Richtung (senkrecht zur Oberfläche) komplett kompensieren. Der minimal erreichbare Feldbetrag  $E(z_{min}) = E_{ad,xy}$  wird bei einem Abstand von  $z_{min} = \zeta \ln \frac{E_0}{E_{comp}}$  erreicht. Abhängig vom Kompensationsfeld finden sich immer zwei Abstände  $z_{\chi,\pm}$  mit gleichem Feldbetrag  $E_\chi > E(z_{min})$ :

$$z_{\chi,\pm} = z_{min} - \zeta \ln \left( 1 \pm \sqrt{\frac{E_\chi^2 - E_{ad,xy}^2}{E_{comp}^2}} \right). \quad (6.7)$$

Für die folgenden Messungen, in diesem und dem nächsten Kapitel, wurde die Frequenz des 480 nm-Laser mit einem Wellenlängenmessgerät (WSU, Highfinesse) stabilisiert. Es hat den Vorteil, dass die Frequenz um einen größeren Bereich verstimmt werden kann. Die absolute Genauigkeit ist  $\nu_0 = 2$  MHz, während eine Linienbreite von etwa  $\Delta\nu = 200$  kHz in  $100 \mu\text{s}$  zu erwarten ist (Toptica, TA-SHG). Die experimentelle Situation ist in Abbildung 6.5a) veranschaulicht. Der Feldverlauf zwischen dem Chip und der Extraktionselektrode durch die Adsorbate ist durch die gestrichelte schwarze Linie gezeigt. Mit dem Kompensationsfeld  $E_{comp}$  in z-Richtung wird die Kurve zu kleineren Feldwerten verschoben (durchgezogene Linie). Für den Absolutwert des elektrischen Feldes ergibt sich dann ein Minimum bei  $z_{min}$ , für zu- und abnehmende Abstände von der Oberfläche steigt das elektrische Feld an. An den zwei Punkten  $z_{\chi_1,+}$  und  $z_{\chi_1,-}$  ist der Feldbetrag gleich und entspricht für ein gegebenes Kompensationsfeld von  $E_{comp} = 7,2$  V/cm einem Feld von  $E(z_{\chi_1,+}) = E(z_{\chi_1,-}) = 6,25$  V/cm.

Die Parameter lassen sich wieder durch Durchstimmen des Kompensationsfeldes und Zählen der resultierenden Ionen wie in Abbildung 6.3 ermitteln. Dazu wurde der Zustand  $48D_{5/2}$  bei einer Verstimmung von  $\delta_c = 2\pi \cdot -130$  MHz zur feldfreien Resonanz angeregt. Abbildung 6.5a) zeigt eine Messung für jeweils 300 Anregungspulse und die daraus resultierende Counts pro Puls als rote Punkte. Zusätzlich zum elektrischen Feld ist ein magnetisches Feld  $B = 3,4$  G angelegt, welches die Entartung der  $m_j$ -Zustände im reinen elektrischen Feld aufhebt. Dadurch können Rydberg-Atome in einem Feld von  $E(z_{\chi_1}) = 3,625$  V/cm und  $E(z_{\chi_x}) = 3,570$  V/cm angeregt werden. Die anderen Unterzustände des 48D-Zustandes können wegen des großen minimalen Feldes nicht erreicht werden.

Wie viele Rydberg-Anregungen pro Anregungspuls gemessen werden, hängt neben dem passenden elektrischen Feld auch von der atomaren Dichte, sowie der Intensitätsverteilung der Laser ab. Die atomare Dichte ist mit dem Radius der Wolke  $\sigma = 25 \mu\text{m}$

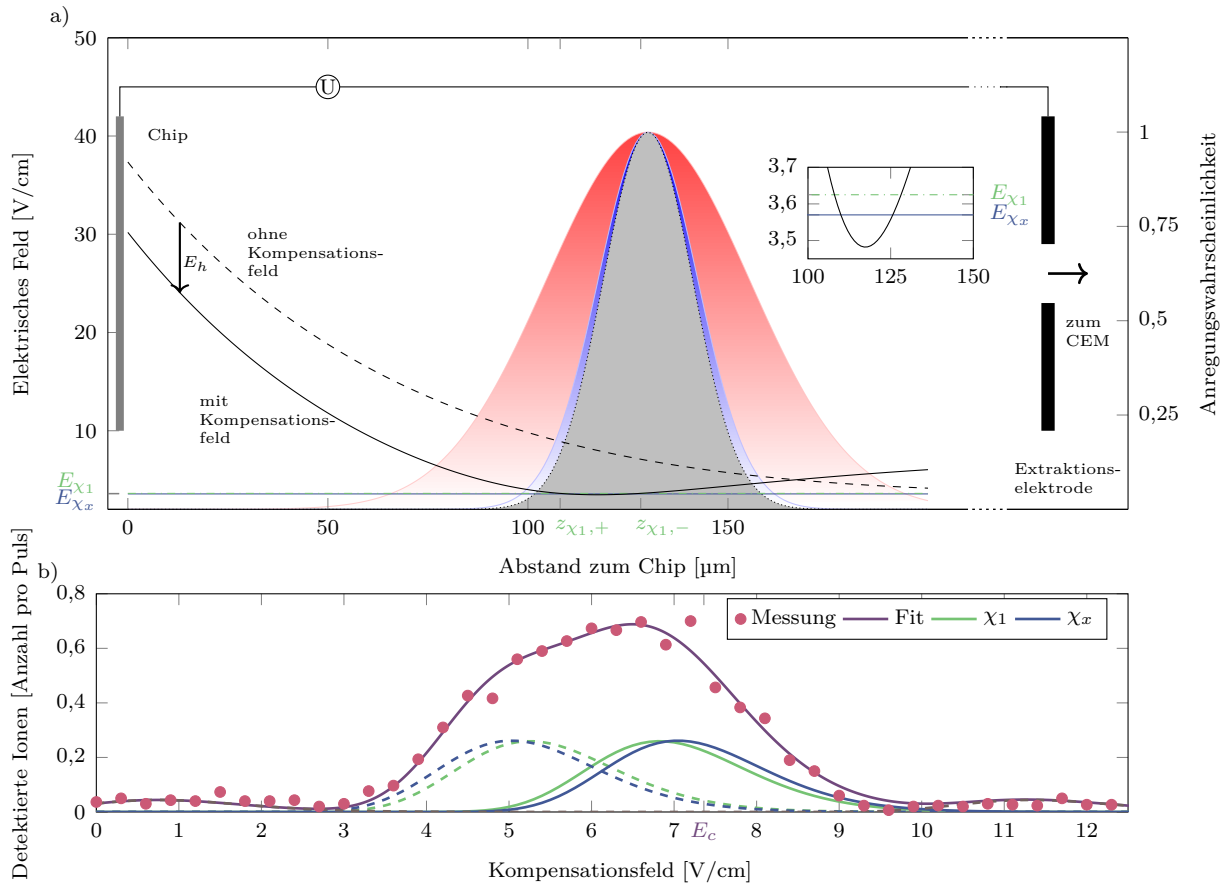


Abb. 6.5: a) Die gaußförmige Anregungswahrscheinlichkeit der Rydberg-Atome (grau) ist gegeben durch die Dichteverteilung der Atomwolke (rot) und der Intensitätsverteilung der Laser (blau). Sie wird durch das elektrische Feld, das näherungsweise exponentiell von der Chipoberfläche zur Extraktionselektrode abfällt, modifiziert. Innerhalb der gaußförmigen Anregungswahrscheinlichkeit entspricht das elektrische Feld ohne Kompensationsfeld (gestrichelte Linie) nicht dem Feld  $E_{\chi_1}$  der Resonanzbedingung für  $\delta_C = -2\pi \cdot 130$  MHz.  $\chi_1$  und  $\chi_2$  können nicht angeregt werden. Wird ein Kompensationsfeld von  $E_{comp} = 7,2$  V/cm angelegt, verkleinert sich das Feld (durchgezogene schwarze Linie) und die zwei Zustände können an zwei Positionen in der Wolke angeregt werden, wie in der vergrößerten Abbildung im Bild zu erkennen ist. b) Die roten Punkte zeigen die normierten Counts von Ionen aus 300 Anregungspulsen bei zunehmendem Kompensationsfeld. Die Anpassungskurve (rot) setzt sich aus mehreren Gauß-Funktionen zusammen, wobei zwei Kurven mit der gleichen Farbe einem Stark-Zustand ( $\chi_1$  grün,  $\chi_x$  blau) entsprechen. Die Kompensationsspannung  $E_{comp} = 7,2$  V/cm wird - wegen der großen Anzahl an Ionencounts des Zustandes  $\chi_1$  - in nur einer Anregungsschicht für die weiteren Messungen fixiert. Bild aus [130] und adaptiert.

und der Position der Wolke  $z_{\text{Wolke}} = 130 \mu\text{m}$

$$n(z) \propto \exp\left(-\frac{(z - z_{\text{Wolke}})^2}{2\sigma^2}\right). \quad (6.8)$$

Weil  $\Omega_{R,2} \propto \sqrt{I_{780} \cdot I_{480}}$  für die Zwei-Photonen-Anregung mit den gaußförmigen Intensitätsverteilungen  $I_{780}$  und  $I_{480}$  der beiden Laser gilt, kann eine effektive Intensitätsverteilung

$$I_{\text{eff}}(z) \propto \exp\left(-\frac{(z - z_{\text{Strahl}})^2}{2w^2}\right), \quad (6.9)$$

mit der Position des Zentrums beider Laserstrahlen  $z_{\text{Strahl}}$  und der effektiven Strahltaile  $w = w_{780}w_{480}/\sqrt{(w_{780}^2 + w_{480}^2)}$  definiert werden, sodass  $\Omega_{R,2} \propto \sqrt{I_{\text{eff}}}$  ist. Die Anregungswahrscheinlichkeit wird damit durch die Summe über alle möglichen Rydberg-Zustände  $\chi$  und durch den beiden Anregungsblätter  $s\pm$  mit den entsprechenden Dipolmatrixelementen  $d_{5S,\chi,s}$ , der Dichteverteilung und der effektiven Intensitätsverteilung, zu

$$P_{Ry} = \sum_{\chi} \sum_{s=\pm} d_{5S,\chi,s} n(z_{\chi,s}) I_{\text{eff}}(z_{\chi,s}). \quad (6.10)$$

Die Dichte der Wolke ist in Abbildung 6.5a) in rot, die Intensitätsverteilung in blau und die resultierende Anregungswahrscheinlichkeit für einen Zustand  $P(z) = n(z)I_{\text{eff}}(z)$  im Zentrum in grau dargestellt. Die Intensitätsverteilung wird dabei maßgeblich durch den Fokus des 480 nm-Lasers bestimmt, der mit  $w_{480} = 25 \mu\text{m}$  wesentlich kleiner als der 780 nm-Laser mit  $w_{780} = 5,45 \text{ mm}$  ist.

Die Kurve in Abbildung 6.5b) besteht aus den Wahrscheinlichkeiten der zwei erreichbaren Unterzustände  $\chi_1$  und  $\chi_x$ , die beim Durchstimmen des Kompensationsfeldes jeweils zwei Mal in Resonanz sind und angeregt werden können - sie sind als grüne und blaue Kurve dargestellt. Die Breite und Lage der Maxima für die zwei Zustände lassen sich an die Messung anpassen, indem die Parameter des elektrischen Feldes variiert werden. Es ergibt sich für  $E_0 = (37,2 \pm 5,4) \text{ V/cm}$ ,  $\zeta = 70 \mu\text{m}$  und  $E_{ad,xy} = (3,482 \pm 0,014) \text{ V/cm}$ .

Die Übergangsstärken hängen von den Richtungen des elektrischen und magnetischen Feldes, sowie den Lichtfeldern und deren Polarisierungen ab. Mit dem magnetischen Feld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des blauen Lasers und einer linearen Polarisation des 780 nm-Lasers parallel zum magnetischen Feld, wurde die Ausrichtung der Polarisation auf die maximale Ionenzählrate eingestellt. Es wird angenommen, dass das elektrische Feld größtenteils in Richtung des 480 nm-Lasers zeigt. Eine

Abschätzung der Übergangsstärken für die beiden Zustände  $\chi_1$  und  $\chi_x$  mithilfe der numerischen Simulationsmethode aus Kapitel 5.1 zeigt eine ähnliche Übergangsstärke ausgehend vom 5P-Zustand, sodass die Amplituden in der Anpassung, aus Abbildung 6.5b), als gleich angenommen wurden. Dies ist auch in guter Übereinstimmung mit den Erkenntnissen aus Kapitel 7.2.

Für ein Kompensationsfeld von  $E_{comp} = 7,2 \text{ V/cm}$  ist das Feld bei  $z_{\chi_1,+} = 108 \mu\text{m}$  und  $z_{\chi_1,-} = 128 \mu\text{m}$   $E_{\chi_1} = 3,625 \text{ V/cm}$ . Wegen der Position der Wolke und der Laser ist die Anregungswahrscheinlichkeit bei  $z = 130 \mu\text{m}$  maximal, sodass hauptsächlich bei  $z_{\chi_1,-}$  eine Rydberg-Anregung stattfindet. Zusätzlich wird bei  $z_{\chi_x,-} = 126 \mu\text{m}$  der Zustand  $\chi_x$  angeregt, bei  $z_{\chi_x,+} = 110 \mu\text{m}$  ist dessen Anregung auch wesentlich geringer.

Ausgehend von der Anregung in einem Punkt in der zweidimensionalen Darstellung aus Abbildung 6.5a), ergibt sich mit der dritten räumlichen Dimension, ein Blatt, in dem die Anregung stattfindet. Im Modell wird dieses Blatt als parallel zur Chipoberfläche angenommen. In Wirklichkeit wird die Fläche stark von der Form, Abmessung und genauen Beschaffenheit der Adsorbatverteilung abhängig sein, die nicht der Annahme aus Kapitel 6.1 entsprechen muss. Die Dicke des Blattes, in der die Anregung lokalisiert ist, ergibt sich aus der Steigung des Feldes, aus der Stark-Verschiebung und der Genauigkeit der Laser-Anregung. Die Steigung für den Zustand  $\chi_1$  im Punkt  $z_{\chi_1,-}$  ist

$$\alpha_{\chi_1,-} = \left. \frac{dE}{dz} \right|_{z_{\chi_1,-}} = \frac{1}{\zeta} \frac{E_{comp}^2}{E_{\chi_1}} (\beta - \sqrt{\beta_{\chi_1}}), \quad (6.11)$$

mit  $\beta = \sqrt{E_{\chi_1}^2 - E_{ad,xy}^2} / E_{comp}$ . Für die Genauigkeit der Anregungslaser von  $\Delta w_{las} = 2\pi \cdot 2 \text{ MHz}$ , die im Wesentlichen durch die Genauigkeit des Wellenlängenmessgerätes gegeben ist, sowie der Steigung des Zustandes mit dem elektrischen Feld  $d_{stat,\chi_1} = -2\pi \cdot 300 \text{ MHz}/(\text{V} \cdot \text{cm})$  ergibt sich eine Breite des Anregungs-Blattes von  $\Delta z_{\chi_1,-} = 0,28 \mu\text{m}$ . Die statischen Dipolmomente  $d_{stat,\chi}$  sind die Steigungen der Zustände in einer Stark-Map (vergleiche Kapitel 5.1).

Die Rydberg-Anregung in den Unterzustand  $\chi_1$  des  $48D_{5/2}$ -Zustandes in diesem dünnen Blatt ist der Ausgangspunkt für die nachfolgenden Messungen von Mikrowellenübergängen. Die Anregung findet innerhalb einer Mikrosekunde statt. Dabei wird mit gleicher Wahrscheinlichkeit auch der Zustand  $\chi_x$  angeregt, der außer zur Skalierung des Kontrasts, in den Messungen des nächsten Kapitels keine weitere Rolle spielt. Bei einem Kompensationsfeld von  $E_{comp} = 7,2 \text{ V/cm}$  wird die Leistung des 780 nm-Lasers so eingestellt, dass im Mittel weniger als ein Atom pro Puls in den

Rydberg-Zustand angeregt wird. Im Vergleich mit den Messungen in Abbildung 6.3 konnte bei dem größeren Abstand vom Chip keine Abnahme oder Fluktuation des elektrischen Feldes im Rahmen der Messgenauigkeit festgestellt werden.

# 7 Resonator-getriebene Rydberg-Rydberg Übergänge

Die Voraussetzungen für eine Kopplung einzelner Rydberg-Atome an das Mikrowellenfeld des Resonators sind durch die Beschreibungen in den vorherigen Kapiteln gesetzt: 130  $\mu\text{m}$  von der Oberfläche des supraleitenden Chips wird eine kalte Wolke von ungefähr  $7 \cdot 10^4$  Rubidiumatomen im Grundzustand  $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$  präpariert und magnetisch gefangen. In einem magnetischen Offset-Feld von 3,4 G und einem inhomogenen elektrischen Feld mit  $E_{\chi_1} = 3,625 \text{ V/cm}$  im Zentrum der Wolke werden einzelne Rydberg-Atome innerhalb von 1  $\mu\text{s}$  angeregt. Mit einer um  $\Delta = 2\pi \cdot 160 \text{ MHz}$ -verstimmten Zwei-Photonen-Anregung und einer effektiven Rabi-Frequenz von 30 kHz wird, wie in Kapitel 6.2 beschrieben, der Zustand  $\chi_1$  in einer dünnen Schicht, parallel zur Oberfläche, bevölkert. Die Rydberg-Atome können anschließend mit einem Mikrowellenpuls in einen anderen Rydberg-Zustand transferiert werden. Dazu werden, direkt nach der Anregung, mit einem MW-Generator und einem schnellen Schalter kurze Pulse am Ort der Atome erzeugt. Vorerst wird dazu eine Helix-Antenne von außerhalb der Vakuum-Kammer verwendet, sodass eine beliebige Mikrowellenfrequenz eingestrahlt werden kann. Je nach Frequenz können unterschiedliche Rydberg-Zustände erreicht werden. Im ersten Teil dieses Kapitels wird damit eine MW-Spektroskopie gemacht, um das elektrische Kompensationsfeld so einzustellen, dass der Übergang nach  $\chi_2$  zu der Resonanzfrequenz des CPW-Resonators passt. Die Zustände werden dabei 1,5  $\mu\text{s}$  nach dem Ende des Anregungspulses detektiert. Mit der zustandsselektiven Feldionisation und anschließenden Ionendetektion lässt sich  $\chi_2$ , wie in Kapitel 5.3 beschrieben, zuverlässig vom Ausgangszustand  $\chi_1$ , sowie dem nur für die Skalierung wichtigen Nachbarzustand  $\chi_x$ , trennen.

Nachdem die Übergangsfrequenz durch Änderung des Kompensationsfeldes an den Resonator angepasst wurde, lässt sich durch Verstimmen der Mikrowelle auch ein Spektrum des Resonators aufnehmen. Im Vergleich zur Antenne werden dabei jedoch Frequenzen abseits der Resonanzfrequenz  $\omega_C = 2\pi \cdot 20,556 \text{ GHz}$  stark unterdrückt.

## 7 Resonator-getriebene Rydberg-Rydberg Übergänge

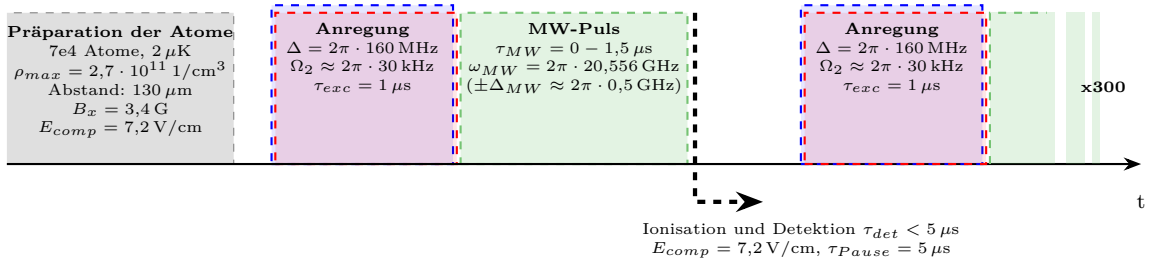


Abb. 7.1: Experimentelle Sequenz zur Kopplung einzelner Rydberg-Atome an den koplanaren Wellenleiterresonator. Nach der Präparation der Wolke,  $130 \mu\text{m}$  von der Oberfläche entfernt, werden pro Laser-Anregungspuls im Mittel  $0,7$  Atome in einen Rydberg-Zustand  $\chi_1$  oder  $\chi_x$  angeregt. Ein MW-Puls von variabler Länge (bis zu  $\tau_{MW} = 1,5 \mu\text{s}$ ) oder Frequenz wird mit einer externen Antenne oder über den CPW-Resonator ausgesendet und kann einen Transfer nach  $\chi_2$  bewirken. Durch eine elektrische Feldrampe und anschließender Ionendetektion können die Rydberg-Atome zustandsselektiv detektiert werden. Danach wird wieder zum positiven Kompensationsfeld umgeschaltet und die Pulsfolge insgesamt  $300$  Mal wiederholt.

Wird die Frequenz des Mikrowellengenerators nun auf die atomare Resonanzfrequenz fixiert und nur die Länge der Pulse variiert, so lässt sich eine kohärente Entwicklung zwischen den beiden Zuständen  $\chi_1$  und  $\chi_2$  beobachten - eine Rabi-Oszillation zwischen den Rydberg-Zuständen wird sichtbar. Die Änderung der MW-Leistung zeigt eine entsprechende Skalierung der Oszillationsfrequenz bis in den  $10 \text{ MHz}$ -Bereich.

Eine relative kurze Kohärenzzeit von  $\tau_{Koh} < 1,5 \mu\text{s}$ , die sich mit steigender Rabi-Frequenz verringert, ist nicht durch die Lebensdauer der Rydberg-Zustände von ungefähr  $1/\Gamma = 60 \mu\text{s}$  [186, 187] limitiert. Stattdessen lässt sie auf eine Dephasierung durch das inhomogene Mikrowellenfeld schließen. Da die Ausdämpfung der Oszillation mit steigender Leistung schneller zunimmt als die Rabi-Frequenz, ist bei einer stärkeren Kopplung der Atome an den Resonator davon auszugehen, dass die Kohärenzzeit eine wesentliche Hürde für einen kohärenten Austausch der Quantensysteme darstellt. Eine starke Kopplung konnte mit annähernd einem Kilohertz Rabi-Frequenz für ein einzelnes Photon im Resonator - im Vergleich zu der Linienbreite von  $\kappa_C$  von mehreren Megahertz - nicht erreicht werden, scheint aber in greifbarer Nähe zu sein.



## 7.1 Spektrum eines Rydberg-Rydberg MW-Übergangs

Der Zustand  $\chi_1$  kann bei einem magnetischen Feld von  $B_x = 3,4$  G und einem elektrischen Feld von  $E = 3,625$  V/cm mit einer Verstimmung von  $\delta_C = -2\pi \cdot 130$  MHz zum feldfreien  $48D_{5/2}$ -Zustand aus dem Grundzustand angeregt werden. Eine Änderung des elektrischen Feldes führt zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenz von  $d_{stat,\chi_1} = -2\pi \cdot 300$  MHz  $\cdot$  V/cm (vergleiche Steigung in Stark-Maps in Kapitel 5.1). Im Gegenzug führt die Frequenzungenauigkeit der Anregung  $\Delta\omega_{las} = 2\pi \cdot 2$  MHz im inhomogenen Feld, wie im Kapitel 6.2 beschrieben, zu einer Verteilung der Anregungswahrscheinlichkeit in einem dünnen Blatt parallel zur Chipoberfläche. Das Feld am Ort der angeregten Rydberg-Atome kann sich damit um fast 7 mV/cm unterscheiden. Der Zustand  $\chi_2$  hat eine Steigung von  $d_{stat,\chi_2} = -2\pi \cdot 463$  MHz  $\cdot$  V/cm in der Stark-Map (siehe Abbildung 5.1c). Die differentielle Stark-Verschiebung der beiden statischen Dipolmomente beträgt  $\Delta d_{stat,\chi} = d_{stat,\chi_1} - d_{stat,\chi_2} = -2\pi \cdot 163$  MHz/(V  $\cdot$  cm). Dadurch ergibt sich die Frequenzbreite  $\Delta\omega_{12}$  des Übergangs zwischen den beiden Rydberg-Zuständen durch die differentielle Stark-Verschiebung  $\Delta d_\chi$  zu:

$$\Delta\omega_{12} = \frac{\Delta\omega_{las}}{\Delta d_{stat,\chi_1}} \cdot \Delta d_{stat,\chi} = 2\pi \cdot 1,1 \text{ MHz.} \quad (7.1)$$

Gleichzeitig lässt sich über die Verstimmung der Anregung  $\delta_C$  ein Rydberg-Atom in einem anderen Feld anregen, sodass sich die Übergangsfrequenz des Mikrowellenübergangs verändern lässt. Das elektrische Kompensationsfeld kann anschließend so angepasst werden, dass das Anregungsblatt wieder im Zentrum der Wolke liegt. Da sich der CPW-Resonator nur um einige Megahertz von seiner Resonanz verstimmen lässt, wurde zur Anpassung der atomaren Übergangsfrequenz der Mikrowellen-Puls mit einer Helix-Antenne von außerhalb der Vakuumkammer auf die Atome eingestrahlt. Diese kann die Mikrowelle mit annähernd konstanter Leistung im Bereich von einigen Gigahertz aussenden. In Abbildung 7.2a) ist eine Messung zu sehen, die dem zeitlichen Ablauf aus Abbildung 7.1 folgt. Dabei wurde die Frequenz der MW-Pulse um  $\omega_{MW} = 2\pi \cdot 20 - 21$  GHz verändert und die Ionen in  $T_1$  und  $T_2$  detektiert. Die Anzahl der gezählten Ionen wurde dabei durch die Anzahl der Anregungspulse (300) der Pulse geteilt, sodass pro Anregungspuls ungefähr ein Rydberg-Atom gemessen wurde. Bei ungefähr  $2\pi \cdot 20,7$  GHz ist ein Maximum der detektierten Ionen im Zeitfenster  $T_2$ , sowie eine Abnahme der Ionen in  $T_1$  an entsprechender Stelle zu beobachten. Während dem MW-Puls mit  $1,5$   $\mu$ s Länge konnte dort ein Teil der Ausgangspopulationen

nach  $\chi_2$  umverteilt werden. Im eingeschwungenen Zustand, welcher wegen der starken Leistungsverbreiterung hier angenommen werden kann, sind beide Zustände ungefähr gleich besetzt. Da  $\chi_2$  aber nicht vollständig in  $T_2$  detektiert wird und zusätzlich der vom MW-Transfer unbeeinflusste Zustand  $\chi_x$  angeregt wird, ist die Amplitude auf ungefähr 0,1 beschränkt. Der spektroskopierte Übergang lässt sich nun mit einer Anpassung der Verstimmung  $\delta_C$  der Anregung auf die Resonatorfrequenz abstimmen. Für  $\omega_C = 2\pi \cdot 20,556$  GHz wurde die Verstimmung von  $\delta_C = -2\pi \cdot 253$  MHz auf  $\delta_C = -2\pi \cdot 130$  MHz verkleinert.

Nun kann das kombinierte Spektrum von Resonator und Rydberg-Rydberg-Übergang aufgenommen werden. In Abbildung 7.2b) wurden wieder die Ionen im Intervall  $T_1$  und  $T_2$  gemessen. Aufgetragen ist  $p_2 = N_{T_2}/N$  aus Gleichung 5.25 über der Frequenz des Mikrowellenfeldes im Resonator für drei verschiedene Leistungen des Generators. Jeder Messpunkt entspricht dabei 3000 Pulssequenzen aus Anregung, MW-Transfer und Detektion, aufgeteilt auf zehn präparierte Wolken am Chip. Die Leistung am Generator wurde für die drei Messkurven jeweils vervierfacht. Unbekannte Verluste an den MW-Kabel und Verbindungen machen eine Abschätzung der Photonen im Resonator nicht möglich. Die Skalierung der Leistung entspricht dennoch einer Verdopplung des MW-Feldes im Resonator.

Das gemessene Spektrum besteht zum einen aus dem atomaren Übergang, welcher von der Rabi-Frequenz  $\Omega = dE_{MW}/\hbar$ , der natürlichen Zerfallsrate  $\Gamma$  und der Verstimmung des Treiberfeld zur Übergangsfrequenz  $\omega_{MW} - \omega_{12}$  abhängt. Für ein Zwei-Niveau-System im Gleichgewicht ist die Bevölkerung im angeregten Zustand

$$\rho_{22} = \frac{|\Omega|^2/4}{(\omega_{MW} - \omega_{12})^2 + \Gamma^2/4 + |\Omega|^2/2}. \quad (7.2)$$

Die natürliche Linienbreite  $\Gamma$  kann wegen der langen Lebensdauer der Zustände vernachlässigt werden. Im kryogenen Umfeld, wenn die Schwarzkörperstrahlung also gering ist, liefert der Zerfall von  $\chi_2$  nach  $\chi_1$  ohnehin nur einen sehr kleinen Teil des gesamten Zerfalls  $\Gamma_{Sp}$  ( $\approx 2\pi \cdot 2,7$  kHz für den feldfreien 48D-Zustand). Die Breite der Resonanz in Abbildung 7.2b) wird für kleine Rabi-Frequenzen von der Anregung und der differentiellen Stark-Verschiebung dominiert. Die Verteilung  $S(\omega_{12})$  der Übergangsfrequenzen wird als gaußförmig angenommen, mit  $\Delta\omega_{12}$  als Halbwertsbreite. Damit wird die Besetzung in  $\rho_{22}$  gewichtet und über die Übergangsfrequenzen integriert:

$$\tilde{\rho}_{22} = \int S(\omega_{12})\rho_{22}(\omega_{12})d\omega_{12}. \quad (7.3)$$

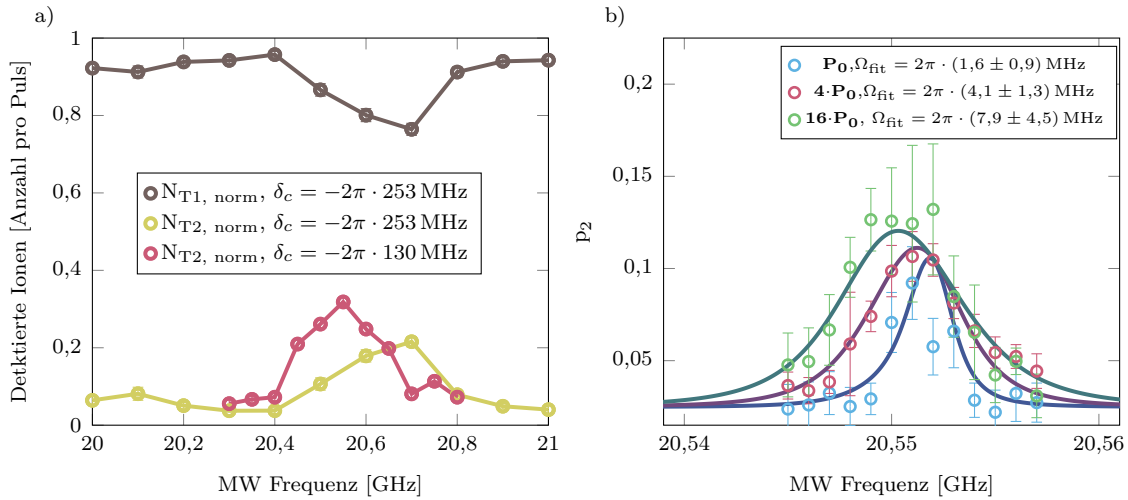


Abb. 7.2: Mikrowellenspektrum des Rydberg-Übergangs  $\chi_1$  nach  $\chi_2$ , gemessen mittels einer externen MW-Helixantenne a) und über den CPW-Resonator b). a) Gezählte Ionen pro Anregungspuls im Zeitintervall  $T_1$  (braun, detektiert:  $\chi_1$ ,  $\chi_x$  und 66 % von  $\chi_2$ ) und  $T_2$  (gelb, rot, detektiert: 34 % von  $\chi_2$ ) nach einem Mikrowellenpuls mit  $\tau_{MW} = 1,5 \mu\text{s}$  bei einer Verstimmung  $\delta_C = -2\pi \cdot 253$  MHz (braun, gelb) und  $\delta_C = -2\pi \cdot 130$  MHz (rot). Anhand der Position des Extremums kann die Übergangsfrequenz, wie gezeigt, durch eine Änderung der Verstimmung  $\delta_C$  von  $\omega_{12} = 2\pi \cdot 20,7$  GHz auf den Resonator bei  $\omega_{12} = 2\pi \cdot 20,55$  GHz abgestimmt werden. Jeder Punkt entspricht 300 Einzeln-Pulsen. b) Anzahl  $p_2$  der detektierten Ionen im Zeitfenster  $T_2$  als Funktion der MW-Frequenz mit  $\tau_{MW} = 1,5 \mu\text{s}$  im Resonator. Die Resonator-Mode  $\omega_C = 2\pi \cdot 20,556$  GHz ist leicht verschoben zu der atomaren Übergangsfrequenz, sodass sich die Resonanz bei größeren Mikrowellenleistungen verschiebt. Die Resonanz-Breite verdoppelt sich bei einer Vervielfachung der Mikrowellenleistung  $P_0$ . Jeder Messpunkt entspricht zehn experimentellen Zyklen mit jeweils 300 Einzelpulsen. Die Fehlerbalken stellen die  $2\sigma$ -Standardabweichungen aus den zehn Zyklen dar. Bild aus [130] und adaptiert

Zum anderen enthält das Spektrum die lorentzförmige Resonanz des Resonators mit einer Zerfallsrate  $\kappa_C$ . Das elektrische Feld ist

$$E_{MW} \propto \frac{\sqrt{P}}{\kappa_C/2 - i(\omega_{MW} - \omega_C)} \quad (7.4)$$

und damit proportional zur Wurzel aus der Leistung  $P$ , welche in den Resonator eingespeist wird. Aus der resonanten Rabi-Frequenz  $\bar{\Omega} = \Omega(\omega_{MW} = \omega_{12})$  wird dann die effektive Rabi-Frequenz in Abhängigkeit von der Treiberfrequenz  $\omega_{MW}$

$$\Omega(\omega_{MW}) = \bar{\Omega} \sqrt{\frac{(\omega_{12} - \omega_C)^2 + \kappa_C/4}{(\omega_{MW} - \omega_C)^2 + \kappa_C/4}}. \quad (7.5)$$

Eingesetzt in Gleichung 7.3 ergibt sich somit eine Modellfunktion, welche von der resonanten Rabi-Frequenz  $\bar{\Omega}$ , der mittleren Übergangsfrequenz  $\omega_{12}$  und der Resonator-Resonanzfrequenz  $\omega_C$  abhängt. Zur Anpassung an die Messwerte wurde zusätzlich ein Offset und eine Amplitude  $A$  als freie Parameter verwendet. Der Fit in Abbildung 7.2b) zeigt eine leichte Verschiebung der Übergangsfrequenz  $\omega_{12} = 2\pi \cdot 20,5513$  GHz von dem Resonator  $\omega_C = 2\pi \cdot 20,5495$  GHz, was die relative Verschiebung der Kurve in Abbildung 7.2b) für größer werdende Leistungen erklärt. Die Amplitude  $A = 0,2$  ist in guter Übereinstimmung mit der Theorie aus Kapitel 5.3. Für eine Vervierfachung der Leistung verdoppelt sich die jeweilige Rabi-Frequenz annähernd, sodass die entsprechende Leistungsverbreiterung des Übergangs im Spektrum zu sehen ist.

## 7.2 Resonator getriebene Rabi-Oszillationen zwischen zwei Rydberg-Zuständen

Anhand der zeitlichen Entwicklung der Besetzung der beiden Rydberg-Zustände während eines Mikrowellenpulses lassen sich nicht nur Rückschlüsse auf die Stärke des Feldes im Resonator und damit die Kopplungsstärke ziehen. Auch die Kohärenzzeit, welche ein zeitliches Limit für den Austausch einer Anregung zwischen Resonator und Atom darstellt, lässt sich daraus ermitteln. Dazu wird eine Rabi-Oszillation zwischen den Rydberg-Zuständen  $\chi_1$  und  $\chi_2$  für eine konstante Frequenz von  $\omega_{MW} = 2\pi \times 20,551$  GHz gemessen. Diese ist in Abbildung 7.3 für drei verschiedene Leistungen der Mikrowelle, welche in den Resonator eingespeist wird, zu sehen. Aufgetragen ist  $p_2 = N_{T_2}/N$  als Besetzung des oberen Zustandes  $\chi_2$  über der Dauer  $\tau_{MW}$  des

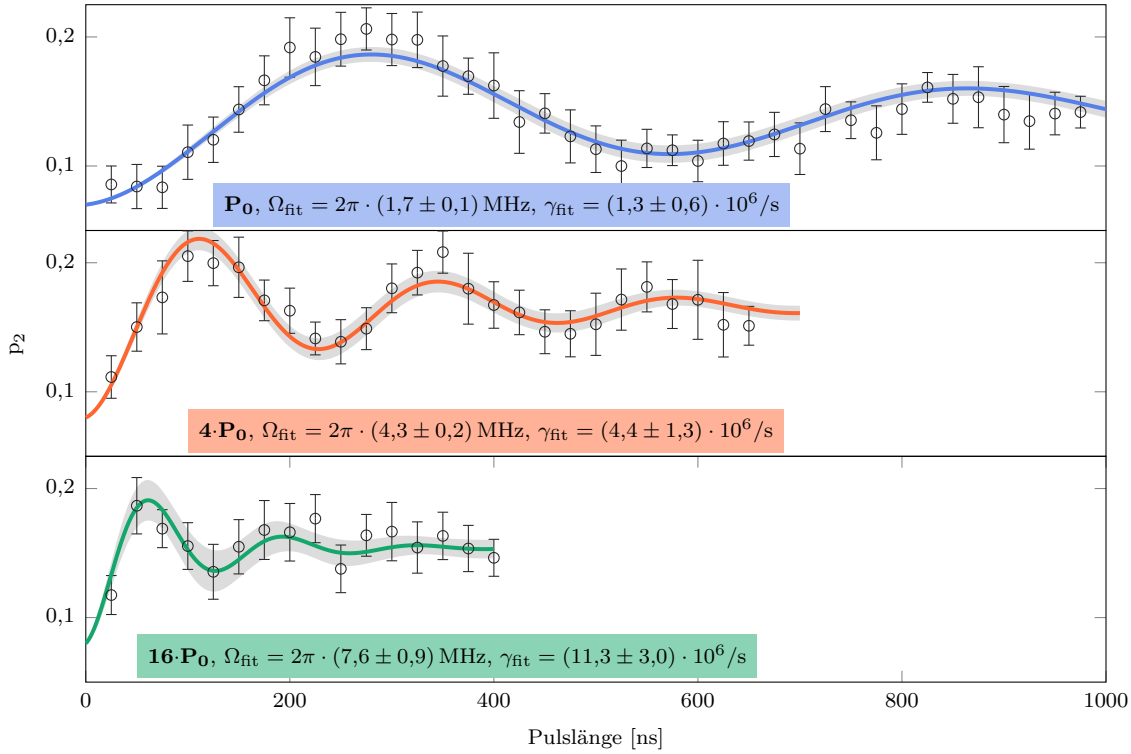


Abb. 7.3: Rabi-Oszillationen zwischen zwei Rydberg-Zuständen. Normierte Anzahl der Ionen des Rydberg-Zustandes  $\chi_2$ , in Abhängigkeit der Dauer des Mikrowellenpulses im Resonator. Jeder Messpunkt entspricht 25 Messzyklen mit jeweils 300 Einzelmessungen und ist mit  $2\sigma$ -Standardabweichung Fehlerbalken dargestellt. Die Rabi-Frequenzen  $\Omega_{\text{fit}}$  für drei verschiedene Mikrowellenleistungen im Resonator und die Dämpfungsraten  $\gamma_{\text{fit}}$  wurden durch Anpassen eines Zwei-Niveau-Modells an die Messdaten berechnet. Der graue Bereich ist das 95 % Konfidenzintervall des Fits. Bild aus [130] und adaptiert.

Mikrowellenpulses.

Für eine Verdopplung des Mikrowellenfeldes im Resonator  $E_{MW} \propto \sqrt{P}$ , verdoppelt sich auch die Oszillationsfrequenz. Eine maximale Amplitude von etwa 0,2 wird erreicht, bei einem Offset von 0,05 bis 0,07. Dieser wird neben der kleinen Dunkelzählrate ( $< 0,01$ ) vor allem durch eine Leckage der Mikrowelle durch den Mikrowellenschalter verursacht, was auch den größeren Offset bei höheren Leistungen erklärt. Mit der Anzahl der Ionen des Zustandes  $N_{\chi_x} = N_{\chi_1}$  und dem Anteil von 0,66, welcher vom Zustand  $\chi_2$  im Zeitintervall  $T_1$  detektiert wird, ergäbe sich ein fast voller Kontrast der Rabi-Oszillation.

Auffällig ist die schnelle Ausdämpfung innerhalb von  $< 1,5 \mu\text{s}$ . Sie verkürzt sich

außerdem mit zunehmender Leistung. Aus der langen Lebensdauer der Zustände ( $\tau_{48D} = 60 \mu\text{s}$ ) und dem geringen Phasenrauschen des Mikrowellengenerators wäre eine wesentlich längere kohärente Entwicklung zwischen den Zuständen zu erwarten.

### 7.3 Kohärenzzeit und Kopplungsstärke

Zur Bestimmung der Kohärenzzeit wurde ein Zwei-Niveau-System mit einem kohärenten Treiberfeld ohne Populations- und Kohärenzzerfall angenommen, sodass die Differenz der Besetzungen zwischen den beiden Zuständen  $\chi_1$  und  $\chi_2$ , wie in Gleichung 2.9, mit

$$D(\Omega, t) = \rho_{11} - \rho_{22} = \cos(\Omega t) \quad (7.6)$$

oszilliert. Die Rabi-Frequenz hängt von dem Dipolmatrixelement  $d_{1,2}^X$  und dem elektrischen Feld der Mikrowelle im Resonator ab. Letzteres fällt exponentiell mit dem Abstand von der Chipoberfläche und dem Abstand von den Aussparungen zwischen Zentral- und Außenleiter ab, wie in Abbildung 7.4a) für ein Photon im Resonator zu sehen ist. Die Stärke des elektrischen Feldes in der Nähe des Resonators, sowie der Ort der atomaren Wolke  $130 \mu\text{m}$  vertikal und  $x_0 = 50 \mu\text{m}$  lateral versetzt zum Zentralleiter, wird gezeigt. Die Feldverteilung lässt sich, wie im Anhang A.7 beschrieben, für den statischen Fall simulieren und hat im Zentrum der Wolke einen Betrag von ungefähr  $E_{MW} = 0,015 \text{ mV/cm}$  für ein  $20,551 \text{ GHz}$ -Photon.

Wie in Kapitel 6.2 gezeigt, werden Rydberg-Zustände in einem dünnen Blatt parallel zur Oberfläche angeregt. Entlang der lateralen Ausdehnung des Blattes findet die Anregung, mit der Dichteverteilung der Atome  $n(x)$  und der Intensitätsverteilung der Laser, mit einer gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(x) = n(x) \cdot I(x)$  statt, die eine Breite  $\sigma$  hat. Das elektrische Feld im Resonator ändert sich, wie in Abbildung 7.4b) gezeigt, innerhalb dieser Breite annähernd linear, sodass

$$E(x) \approx E(x_0) \left( 1 - \frac{x - x_0}{\eta} \right) \quad (7.7)$$

ergibt. Die relative Änderung des elektrischen Feldes innerhalb der Verteilung ist damit ungefähr

$$\frac{\Delta E_\sigma}{E} = \frac{\sigma}{\eta} \approx \frac{\sigma}{\eta}. \quad (7.8)$$

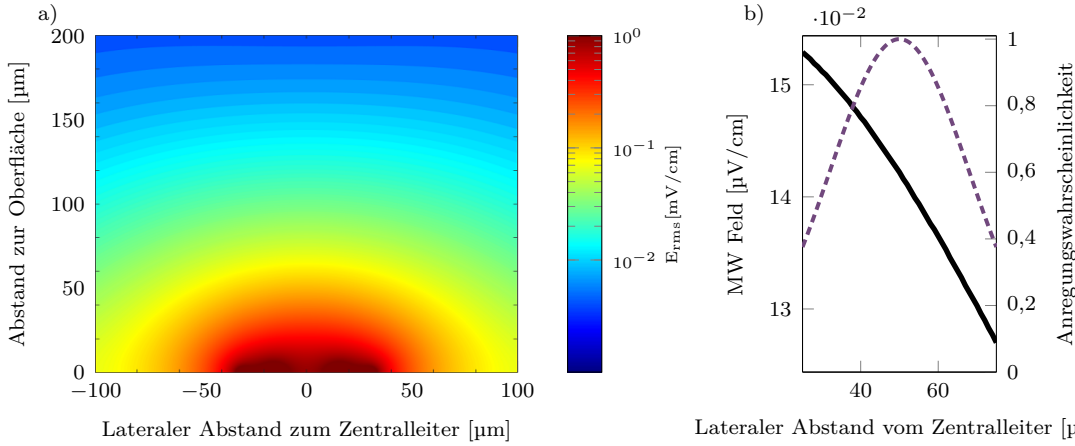


Abb. 7.4: a) Verteilung des Mikrowellenfeldes  $E_{MW}^{(0)}$  für ein Photon mit  $\omega_{MW} = 2\pi \cdot 20,55$  GHz über dem Resonator. Die Position der atomaren Wolke ist durch den diffusen roten Kreis dargestellt. Das Feld im Zentrum der Wolke beträgt etwa  $E_{MW} = 0,014$  mV/cm. Bild aus [130] und adaptiert b) Änderung des elektrischen Feldes am Ort der Wolke entlang der lateralen Position. Der Feldverlauf um  $x_0 = 50$   $\mu\text{m}$  ist nahezu linear mit  $E(x) \approx E(x_0)(1 - \frac{x-x_0}{\eta})$ .

Daraus folgt, dass sich die Rabi-Frequenz (oder Ein-Photonen-Kopplungs-Stärke) um

$$\Omega(x) = \Omega(x_0) \left( 1 + \frac{x - x_0}{\eta} \right) \quad (7.9)$$

ändert, und wie im Anhang A.8 gezeigt, damit zu

$$\tilde{D}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(x) D(\Omega(x), t) dx = e^{-\gamma^2 t^2} \cos(\Omega(x_0)t) \quad (7.10)$$

wird. Die Zerfallsrate  $\gamma$  ist proportional zur zentralen Rabi-Frequenz  $\Omega(x_0)$  und somit wird die Kohärenzzeit nach Gleichung A.42 bei einer Vervierfachung der MW-Leistung halbiert.

Durch die Verteilung der Positionen der Rydberg-Atome im Feld des Resonators wird die Oszillation zwischen den beiden Zuständen  $\chi_1$  und  $\chi_2$  somit schnell ausgedämpft und verkürzt sich linear mit steigender Rabi-Frequenz. Durch die Einschränkung der Rydberg-Anregung auf ein Blatt parallel zur Oberfläche konnte die Kohärenz-Zerfallsrate  $\gamma$  reduziert werden, sodass eine kohärente Entwicklung beobachtet werden konnte. Mit dem Modell eines Zwei-Niveau-Systems im inhomogenen Treiberfeld aus Gleichung 7.10 konnten durch eine Anpassung mit  $\Omega_{Fit}$ ,  $\gamma_{Fit}$ , einem Offset und einer Skalierung der Amplitude, Werte für die mittleren Rabi-Frequenzen

## 7 Resonator-getriebene Rydberg-Rydberg Übergänge

und Zerfallsraten für die drei Mikrowellenleistungen ermittelt werden. Sie skalieren linear mit dem Feld im Resonator  $E_c \propto \sqrt{P}$  und erreichen mehr als  $2\pi \cdot 7,5$  MHz, was in guter Übereinstimmung mit den erhaltenen Werten aus dem leistungsverbreiterten Spektrum aus Abbildung 7.2b) ist.

Mit der Kenntnis des Dipolmatrixelements zwischen den beiden Rydberg-Zuständen und dem elektrischen Feld eines MW-Photons aus Abbildung 7.4a), ergibt sich die Kopplungskonstante nach Gleichung 2.1 zu

$$g = \frac{E_c^{(0)} d_{1,2}^x}{\hbar} = 2\pi \cdot 0,6 \text{ kHz.} \quad (7.11)$$

Die lineare Polarisation der Mikrowelle und die Ausrichtung des Dipolmoments wurden dabei in die gleiche Richtung angenommen. Die Ein-Photonen-Rabi-Frequenz ist mit Gleichung 2.10 damit

$$\Omega_{Vac} = 2g = 2\pi \cdot 1,2 \text{ kHz.} \quad (7.12)$$

Aus Gleichung 2.10 und den aus Abbildung 7.3 ermittelten Rabi-Frequenzen ergibt sich somit, dass ungefähr eine Million Photonen im Resonator waren. Um eine starke Kopplung zu erreichen, muss die Kopplungskonstante größer als der atomare Zerfall  $\Gamma_\chi$ , die Dephasierung  $\gamma_\chi$  und die Zerfallsrate  $\kappa_C$  des Resonators sein:

$$g \gg \Gamma_\chi, \gamma_\chi, \kappa_C. \quad (7.13)$$

Während die lange Lebensdauer der Rydberg-Zustände eine starke Kopplung selbst mit der kleinen Kopplungsstärke ermöglichen würde, ist die Linienbreite des Resonators von mehreren Megahertz und die Dephasierung im System zu groß.



## 8 Fazit und Ausblick

Die Entwicklung der Quantencomputer befindet sich derzeit in der NISQ-Ära [188] (noisy intermediate-scale quantum). Plattformen, wie die supraleitenden Qubits oder die neutralen Atome in optischen Pinzetten, zeigen beachtenswerte Errungenschaften in der Anzahl der Qubits und Gatter-Operationsdauern, sowie Kohärenz und Konnektivität. Die Anzahl der Qubits reicht allerdings noch lange nicht für einen universellen Quantencomputer, welcher echte Probleme lösen kann, die nicht auf klassischen Supercomputern in endlicher Zeit lösbar wären. Neben einer Vergrößerung der Systeme in Bezug auf die Anzahl an vernetzten Qubits, ist auch die Quantenfehlerkorrektur notwendig, welche wiederum die benötigte Anzahl an Qubits mit hoher Fidelität erhöht. Einzelne Aufgaben und einfache Quantensimulationen lassen sich allerdings schon heute mit wenigen Qubits („intermediate-scale“) und trotz fehlerbehafteter Quantenoperationen („noisy“) bewerkstelligen.

Ein hybrides Quantensystem, wie es in dieser Arbeit untersucht wurde, kann dazu beitragen, die Herausforderung zu bewältigen, einzelne Systeme auf eine sehr große Anzahl hoch potenter Qubits zu skalieren. Das Augenmerk lag auf der Verbindung zwischen neutralen Grundzustandsatomen in einer magnetischen Falle mit einem koplanaren Wellenleiterresonator. Rydberg-Atome wurden als Bindeglied zwischen Hyperfeinzuständen der Atome und dem Mikrowellenresonator untersucht, dessen starke Kopplung an SC-Qubits schon gezeigt wurde. Die Untersuchungen sind ein wichtiger Meilenstein zur Demonstration des hybriden Quantensystems, welches die Atome als Quantenspeicher verwendet und auch die Verbindung zu optischen Photonen für Quantenkommunikationskanäle darstellen kann [31], was unter dem Begriff MW-to-optical Konversion bekannt ist. Das System aus Rydberg-Atomen und einem CPW-Resonator könnte auch für ein System mit optischen Pinzetten interessant sein. Wegen der makroskopischen Größe der Resonatoren können viele Atome im gleichen Resonator gefangen sein und ohne das zeitaufwändige Verschieben der einzelnen Pinzetten [27] eine Wechselwirkung zwischen beliebigen atomaren Qubits ermöglichen. Eine starke Kopplung einzelner Atome würde auch das schnelle Auslesen im Mikrowellen-

Bereich ermöglichen und so eine der größten Herausforderungen der Tweezer-Systeme lösen. Auch abseits des Quantencomputer- und Simulations-Bereichs könnte mit dem System ein Bereich der Resonator-Quantenelektrodynamik (CQED) erforscht werden, welcher mit 3D-Resonatoren nur auf einer wesentlich langsameren Zeitskala möglich war und nur mit künstlichen Atomen erreicht wird.

In der vorliegenden Arbeit wurden zum ersten Mal Rabi-Oszillationen zwischen Rydberg-Zuständen von gefangenen kalten Atomen im Feld eines CPW-Resonators beobachtet. 130  $\mu\text{m}$  entfernt von der Chipoberfläche wurden Oszillationen im Megahertz-Bereich gemessen, welche eine leistungsabhängige Kohärenzzeit von fast 2  $\mu\text{s}$  aufweisen. Diese wird durch die inhomogene Feldverteilung im Resonator beschränkt. Die ausgewählten Rydberg-Zustände einzelner Atome konnten mit einer elektrischen Feldrampe ionisiert und zustandsselektiv detektiert werden. Durch die Beimischung von Zuständen mit großen magnetischen Momenten im gekreuzten magnetischen und elektrischen Feld der Falle und von Adsorbatatomen auf der Chipoberfläche, weist einer der gekoppelten Zustände ein sehr unterschiedliches Ionisationsverhalten auf. Dadurch ließen sich Rydberg-Atome detektieren, welche durch die Mikrowelle des Resonators umverteilt wurden, obwohl sie energetisch nahe beieinander liegen. Allerdings war die erreichte Kopplungsstärke von ungefähr  $g = 2\pi \cdot 0,7 \text{ kHz}$  aus dem selben Grund vergleichsweise niedrig. Auch die große Distanz der Atome zum Resonator wirkte sich negativ auf die Kopplungsstärke aus, da die Feldstärke exponentiell mit dem Abstand zum Resonator abnimmt. Die gewählte große Distanz lag zum einen an elektrischen Streufeldern nahe der Oberfläche, die wahrscheinlich durch Adsorbate verursacht werden. Zum anderen konnte eine Dynamik des elektrischen Feldes 40  $\mu\text{m}$  von der Oberfläche beobachtet werden, welche eine kohärente Entwicklung der Atome verhinderte. Als mögliche Ursache wurden Elektronen diskutiert, welche bei der Ionisation der Rydberg-Atome zur Oberfläche hin beschleunigt werden und dort gebunden bleiben konnten. Durch ihre Diffusion an der Oberfläche können sie zu unkontrollierbaren Feldern am Ort der Falle führen. Das vorgestellte Modell zeigt, dass eine mögliche Kompensation von Adsorbatfeldern durch diesen Effekt nicht effektiv funktionieren würde. Eine Beschleunigung der Elektronen während der Ionisation, weg von der Oberfläche, scheint die bessere Alternative zu sein. Weiter weg von der Oberfläche konnte mit dem Adsorbatfeld in Verbindung mit einem Kompensationsfeld eine Lokalisierung der Rydberg-Anregung in einem dünnen Anregungsblatt von weniger als einem Mikrometer erzielt werden. Dadurch konnte die Inhomogenität des Resonator-Feldes und damit eine weitere Verkürzung der Kohärenzzeit umgangen

werden. Die Untersuchungen zeigen zwei wesentliche Stellschrauben für eine Verbesserung des Systems. Die Auswahl von Zuständen mit größerer Übergangsstärke kann die Kopplungsstärke ohne weiteres um zwei Größenordnungen erhöhen. Die Detektionsmethode müsste dann angepasst werden, um beide Zustände voneinander trennen zu können. Dies könnte zum Beispiel mit einem zusätzlichen MW-Transfer in einen energetisch weit entfernten Zustand, einem optischen Transfer einer der beiden Zustände in einen Grund-Zustand, oder einer Optimierung der elektrischen Feldrampe für eine bessere Selektivität, erfolgen. Zusätzlich kann der Abstand zum Chip auf  $40\ \mu\text{m}$  oder weniger verringert werden. Das Feld des Resonators nimmt dann um mindestens eine Größenordnung zu. Um eine Dekohärenz zu vermeiden, muss vermehrt auf freie Ladungen am Chip geachtet werden. Auf längere Sicht könnte eine Änderung des Resonators hin zu einer auf die elektrische Kopplung optimierten Geometrie interessant sein. Die Verwendung von Hochtemperatur-Supraleitern anstatt Niob könnte zudem die Güte wesentlich verbessern. Eine weitere Schwierigkeit des Systems ist die endliche Anzahl an thermischen Photonen im Resonator bei 4 K. Zwar existieren Quantengatter, welche auch bei Anwesenheit der thermischen Photonen funktionieren [189], bei der niedrigen Güte des aktuellen Resonators und der geringen Kopplung leidet die erreichbare Fidelität darunter aber erheblich. Eine aktive Kühlung des Resonators mit Rydberg-Atomen ist zwar möglich [190], eine Kühlung mit einem zweiten Resonator (oder einer höheren Mode) scheint aber wesentlich praktikabler zu sein [191].

Ein weiterer Aspekt des hybriden Quantensystems, welcher in dieser Arbeit untersucht wurde, war die kohärente Rydberg-Anregung. Sie verwandelt das gut isolierte Grundzustands-Qubit in ein stark wechselwirkendes Rydberg-Qubit. Anhand einer zeitaufgelösten Messung der Transmission eines schwachen, resonanten Lasers wurde die Kohärenz der Anregung charakterisiert. Dazu war der Aufbau eines rauscharmen Lasersystems nötig. Er basiert auf einem linienbreitenreduzierten Frequenzkamm als absolute Referenz. In einer kalten Atomwolke im freien Fall wurden Atome mit kurzen Laserpulsen in Rydberg-Zustände angeregt und gleich danach mit Detektionspulsen gemessen. Anhand der zeitaufgelösten Transmission konnte, unter Verwendung des EIT-Phänomens, ein starker Dekohärenzmechanismus identifiziert werden. Während die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen untereinander durch die Van-der-Waals und Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu einer Dephasierung führen kann, verhindert sie einen kollektiven, schnellen Zerfall in einen Nachbarzustand. Durch Anpassung des zugrundeliegenden Modells, konnte eine dephasierungsabhängige Superradianz in Übereinstimmung mit den Beobachtungen gebracht werden. Eine kohärente Anregung ei-

nes Ensembles in einen Rydberg-Zustand ist allgemein herausfordernd: wegen der starken interatomaren Wechselwirkung, des statistisch verteilten Abstandes der einzelnen Atome in der Falle und der langen Wellenlänge der Übergänge zu benachbarten Zuständen. Eine Verkleinerung der Falle unterhalb des Rydberg-Blockade-Radius könnte, mit einem geeigneten Protokoll, eine kollektive Verstärkung der Wechselwirkung mit einem Resonator bewirken. Hilfreich könnte hier eine Kombination der Rydberg-Blockade mit der Einschränkung der Anregung durch ein entsprechendes inhomogenes elektrisches Feld sein.

# A Anhang

## A.1 Stabilität und Phasenrauschen der Frequenzkamm-Referenzen

Die Stabilisierung des Frequenzkamms erfolgt mit mehreren Referenzen. Zum einen wird eine GPS-disziplinierte Atomuhr für die Langzeitstabilität verwendet. Ein ofenstabilisierter Quarzoszillator (AXTAL) bei 80 MHz wird mit dieser Atomuhr gegen Abweichen der Frequenz auf mittleren und langen Zeitskalen ( $>1$  s) geschützt. Die Frequenz wird auf 800 MHz multipliziert, wo sie mit dem Frequenzkamm verglichen wird. Da dieser von seiner Repetitionsrate  $f_{Rep}$  dazu aber auch hochmultipliziert wird, ist das Phasenrauschen bei 80 MHz ausschlaggebend für das Rauschen. Das Phasenfehlersignal kann direkt zur Regelung des Frequenzkamms über ein Piezoelement (Bandbreite etwa 50 kHz) verwendet werden. Um die Linienbreite des Kamms zu reduzieren, wird das RF-Referenzsignal aber nur über einen Umweg zur Stabilisierung der Mittel- und Langzeitstabilität verwendet.

Dazu wird eine optische Phasenregelschleife (OPLL) des Frequenzkamms auf den rauscharmen Laser aufgebaut. Der Laser wird in einer polarisationserhaltenden Y-Faser mit dem Frequenzkammlicht bei 1550 nm überlagert und die Schwebung bei 48 MHz auf einen InGa-Photodetektor (Bandbreite bis 110 MHz) gemessen. Indium-Gallium-Photodetektoren weisen im infraroten Bereich eine wesentlich größere Effizienz als Silizium-Photodetektoren auf. Das Detektorsignal wird in einem Phasenfrequenzdetektor (PFD, Toptica) mit einer Radiofrequenz (auf Rb-referenziert) gemischt und die Phase detektiert. Das so erhaltene Phasen-Fehlersignal wird in einen schnellen Regler (FALC, Toptica, bis 10 MHz Bandbreite) gegeben. Das Schwebungssignal in Abbildung A.2 kann aus dem Monitorausgang mit einem Spektrumanalysators (bzw. Oszilloskop und Fouriertransformation) untersucht werden, um das Regelschleifen-interne Rauschen zu ermitteln. Die Linienbreite des geregelten Signals ist schmaler als 10 Hz (3 dB Punkt, gemessen mit einem Spektrumanalysator), das Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) besser als 40 dBc. Die Regelseitenbänder (Servo-

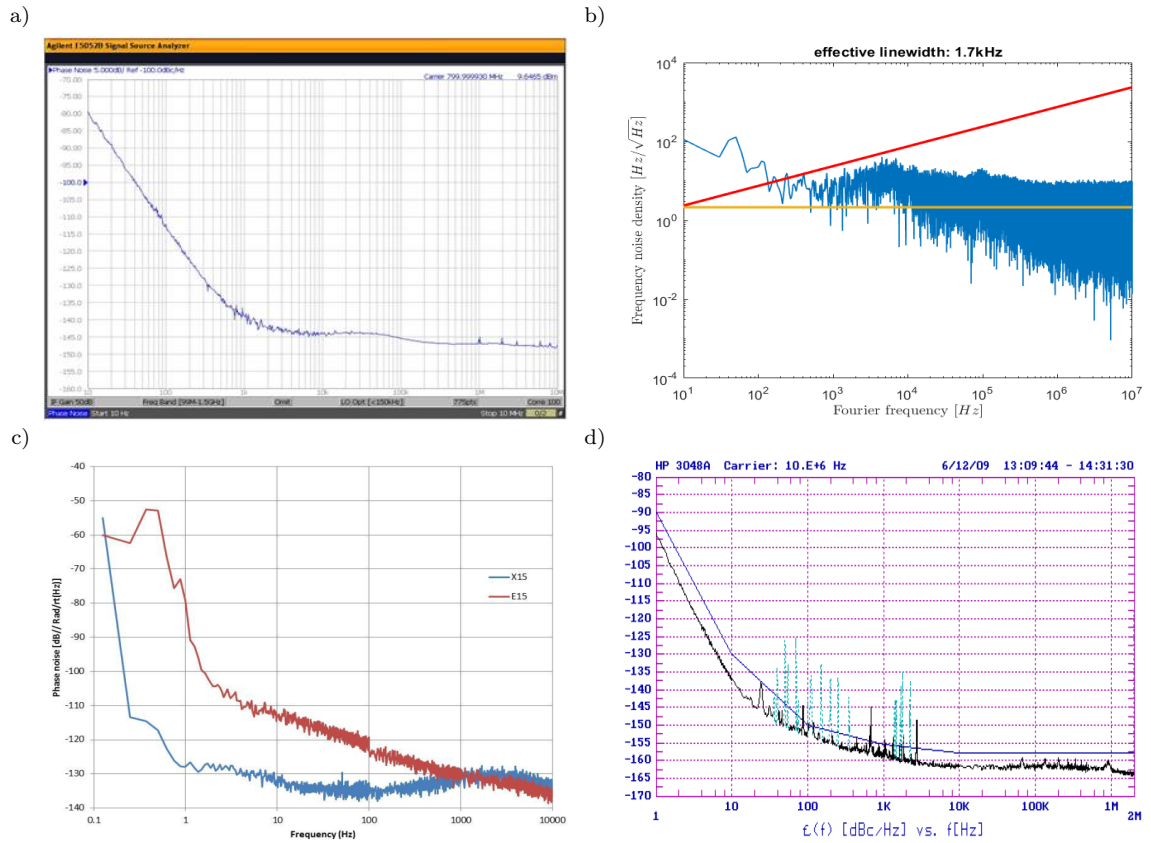


Abb. A.1: Rauschen der verwendeten Oszillatoren für den Frequenzkammlock. a) Phasenrauschen des Axtal 800 MHz von 10 Hz bis 10 MHz in dBc/Hz gemessen von Toptica Photonics. b) Frequenzrauschen des rauscharmen Lasers (NKT,X15) gemessen mit einem Linienbreitenmessgerät (LWA,High-finesse) von 10 Hz bis 10 MHz in Hz/√Hz. c) Phasenrauschen der rauscharmen Laser laut Datenblatt [192] in dBrad/√Hz/m. d) Phasenrauschen der GPS-disziplinierten Rb-Atomuhr laut Datenblatt [71].

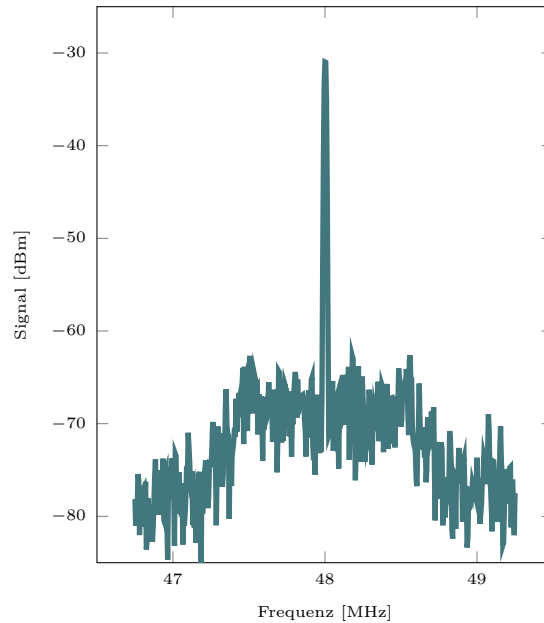


Abb. A.2: Spektrum der optischen Phasenregelschleife des Frequenzkamms auf den rauscharmen Laser. Die Messung erfolgt über den Monitor-Ausgang des Phasendetektors mit einem Oszilloskop. Die Fouriertransformation des Zeitsignals ergibt das Spektrum mit einer Auflösung von 1 kHz.

Bumps) zeigen bei ungefähr 350 kHz die Regelbandbreite. Das Fehlersignal wird unterteilt in einen schnellen und einen langsamen Regelast (Übergang bei etwa 1 kHz). Das langsame Fehlersignal wird auf die interne Regelung des Frequenzkamms gegeben. Zwei PID-Regler, für das Piezoelement und die Temperatur des Oszillators, stabilisieren die Frequenz. Aus dem schnellen Fehlersignal wird in einem schnellen Regler (FALC, Toptica) ein Regelungssignal für den Strom des Kammoszillators erzeugt. Die Parameter des schnellen Reglers können anhand des Schwebungssignals (Bandbreite, SNR) eingestellt werden. Der DFG-Kamm hat den Vorteil, dass durch die Modulation des Oszillatorstroms nur die Wiederholrate  $f_{Rep}$  geändert wird, nicht jedoch die Träger-Einhüllende-Offsetfrequenz  $f_{CEO}$ , da diese immer Null ist [193]. Die OPLL regelt den Frequenzkamm starr auf den Laser, der als optische Referenz dient. Der Frequenzkamm driftet nun in der Frequenz mit dem Laser.

Die Frequenz des Lasers soll anhand des Phase-Fehlersignals zwischen der Repetitionsrate  $f_{Rep}$  und der Radiofrequenzreferenz bei 800 MHz diszipliniert werden. Dazu wird zuerst die passende Regelbandbreite anhand der Frequenzgenauigkeit der einzelnen Referenzen ermittelt. Aus dem Phasenrauschen der Oszillatoren (OXCO, Rb-Referenz, Laser) lässt sich die Allan-Varianz  $\sigma_y^2(\tau)$  (Zweiwertvarianz, [51]) als Maß

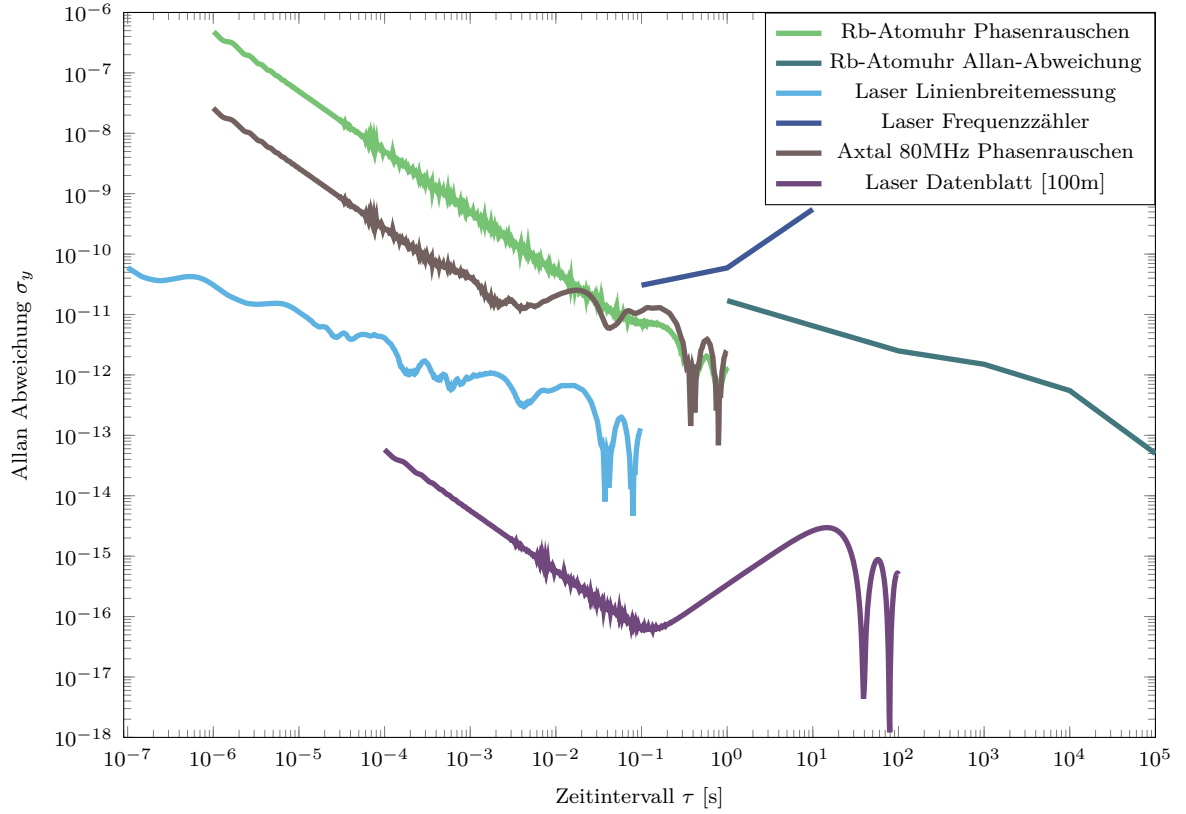


Abb. A.3: Berechnet aus den spektralen Leistungsdichten des Phasenrauschens der Rb-Atomuhr [71], des AXTAL OCXO, dem NKT-Laser [192] sowie der gemessenen Leistungsdichte des Frequenzrauschens des NKT-Lasers. Die Werte  $\tau > 1$  der Rb-Atomuhr sind aus dem Datenblatt [71], für den Laser mit einem Frequenzzähler gemessen.

für die Frequenzstabilität mit dem Integral [194, 195]

$$\sigma_y^2(\tau) = 2 \int_0^{f_h} S_y(f) \frac{\sin^4(\pi\tau f)}{(\pi\tau f)^2} df \quad (\text{A.1})$$

bestimmen.  $f_h$  ist die Grenzfrequenz des messbedingten Tiefpassfilters [196]. Dabei ist

$$S_y(f) = \frac{f^2}{\nu_0^2} S_\phi(f) = 2 \frac{f^2}{\nu_0^2} \mathcal{L}(f) \quad (\text{A.2})$$

die spektrale Leistungsdichte des relativen Phasenrauschens. Das Phasenrauschen  $\mathcal{L}(f)$  der Quarzoszillatoren ergibt sich aus 3.1 und A.1 mit  $\mathcal{L}(f) = 10^{L_{dBc}(f)/10}$ . Gleichung A.2 ist nur gültig, wenn das Phasenrauschen außerhalb des Messbereichs klein ist [194]. Die Allan-Abweichungen  $\sigma$  für die relevanten Oszillatoren sind in der Abbil-



dung A.3 zu sehen. Die Frequenzstabilität des rauscharmen Lasers wurde dabei aus einer Messung mit einem Linienbreitenmessgerät ermittelt. Für kleine Zeitintervalle  $\tau$  ist die Stabilität mehrere Größenordnungen besser als die Rubidium-Referenz und der OCXO. Für  $f > 10^{-1}$  wird die Frequenzgenauigkeit anhand der Drift-Messung in Abbildung 3.4a) ermittelt. Im Bereich zwischen  $10^{-1}$  und  $10^0$  vergrößert sich die Frequenzgenauigkeit erheblich, was auch aus dem Phasenrauschen des Lasers in der Abbildung A.1c) ersichtlich ist. Ab diesem Bereich wird die Allan-Abweichung für die Rb-Atomuhr besser. Der Übergang von dem Laser als Referenz zu der RF-Referenz muss also bei etwa 0,1 s liegen. Die Allan-Abweichung aus dem Phasenrauschen in Abbildung A.1c) ergibt einen sehr kleinen Wert. Das liegt zum einen an der Messmethode des Herstellers [192], die niederfrequentes Rauschen vernachlässigt, als auch an der unklaren Einheit dBcrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$ /m des Phasenrauschens in dem Datenblatt [75], die sich wohl auf die Verzögerungsstrecke der homodynen Messung bezieht. Das angegebene Phasenrauschen konnte nicht reproduziert werden.

Die große Detektionsbandbreite von 100 ms ist für analoge Schaltungen problematisch. Der Einfangbereich für eine langsame Regelung wird entsprechend klein [197], sodass selbst ein nur langsam driftender Laser nur schwer zu locken war. Ein Verändern der Regelung nach dem Einfangen brachte auch keine erhebliche Vereinfachung der Lockprozedur. Stattdessen wurde eine digitale Regelung mit einem Arduino Plus aufgebaut. Das Phasenfehlersignal wurde mit einem analogen Spannungsteiler auf zwei positive Signale aufgeteilt und mit einem 10 Bit Analog-zu-Digital-Wandler (ADC) an zwei Eingangspins des Arduino gemessen. Das Signal wird digital integriert, wobei die Integrationszeit beliebig eingestellt werden konnte. Ein Proportionalteil (P) ergibt sich durch eine kurze Mittelungszeit, der Integralteil (I) kann beliebig lange integrieren, begrenzt nur durch den Speicher des Gerätes. Verstärkung beider Teile und ein zeitlicher Versatz können angepasst werden. Beim Einschalten der Regelung wird der Proportionalteil erhöht, sodass der Einfangbereich groß ist. Dieser wird nach der Einschwingzeit, die üblicherweise einige Minuten dauert, langsam auf Null heruntergefahren, während die Integrationskonstante auf etwa 100 ms erhöht wird. Die Verstärkung wird soweit heruntergefahren, bis gerade noch eine stabile Regelung gewährleistet ist. Zwei Ausgangspins mit 12 Bit Digital-zu-Analog-Wandler mit 0 – 5 V Ausgangsspannung werden als differentielles Regelsignal auf den Setpoint-Eingang auf der Platine des Lasers gegeben. Ein dazwischengeschalteter Tiefpassfilter schwächt die Stufen der digitalen Regelung ab.

## A.2 Optischer Phasenlock der Laser

Für die optischen Phasen-Regelschleifen (OPLL) der Laser mit dem Frequenzkamm ist ein Schwebungssignal mit ausreichend großem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) nötig. Bis auf den 780 nm Laser (DLpro, Toptica), sind alle Laser hausinterne Entwicklungen im Cat-eye-Design, mit einer Linienbreite von etwa 200 kHz in 100 ms. Der gitterstabilisierte Diodenlaser DLpro bei 780 nm hatte eine Linienbreite von fast 300 kHz in 100 ms. Der optische Aufbau für die Schwebungen beinhaltet jeweils optische Isolatoren, um Rückkopplungen in die Laser zu vermeiden, polarisationserhaltende Strahlteiler für die Überlagerung der Strahlen, Beugungsgitter für die Modenselektion, sowie Photodetektoren mit großer Detektionsbandbreite (110 MHz). Das Signal wird mit RF-Bandpassfilter ( $(21 \pm 2)$  MHz oder  $(30 \pm 2)$  MHz, Minicircuits) von  $f_{Rep} = 80$  MHz getrennt.

Die digitalen Regler sind Eigenentwicklungen, welche das Schwebungssignal mit einem Referenzsignal eines Synthesizers (PLL auf die Rb-Referenz) mischt und die Phase detektiert. Ein Tiefpassfilter entfernt die Vergleichsfrequenz aus dem Fehlersignal, eine Frequenzweiche teilt den schnellen und den langsamen Ast auf. Die Verstärkung des schnellen Astes kann mit Potentiometern eingestellt werden und wird auf den (DC-)Strommodulationseingang eines Lasers gegeben. Das Regelsignal des langsamen Astes wird mit einem PI-Regler (LB5) erzeugt und auf den Piezoeingang eines Lasers gegeben. Die Regelbandbreite konnte auf mehr als 1 MHz erhöht werden, Messungen mit dem Linienbreitenanalysator (LWA) zeigten aber ein minimales Phasenrauschen bei etwas weniger als 1 MHz. Mit allen Lasern konnte eine Phasen-

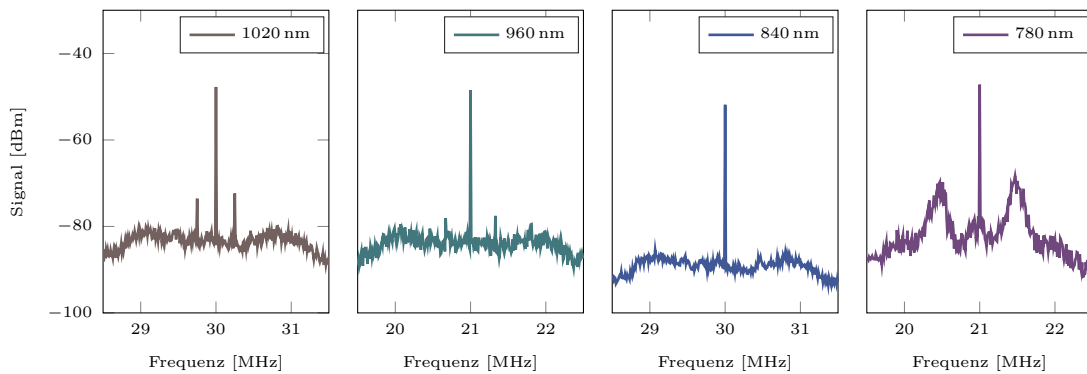


Abb. A.4: Spektrum der optischen Phasenregelschleifen der vier Rydberg-Anregungslaser. Die Messung erfolgt über den Monitor-Ausgang des Phasendetektors mit einem Spektrum-Analysator mit einer Auflösung von  $RBW = 1$  kHz.

regelung mit einem Signal-zu-Seitenband-Verhältnis von mindestens 30 dB erreicht werden.

Das verbleibende Phasenrauschen, der mittlere quadratische Phasenfehler  $\Delta\phi^2$ , lässt sich aus dem Verhältnis der Leistung im Träger zur Gesamtleistung mit

$$\eta = \frac{P(0)}{\int_{-\infty}^{\infty} P(f)df} = \exp(-\Delta\phi^2) \quad (\text{A.3})$$

bestimmen [198]. Eine Abschätzung für den Fehler liefern die Messungen aus den Abbildungen A.2 und A.4

$$\Delta\phi_{1550\text{ nm}}^2 = 0,019 \text{ rad}^2 \quad (\text{A.4})$$

$$\Delta\phi_{1020\text{ nm}}^2 = 0,087 \text{ rad}^2 \quad (\text{A.5})$$

$$\Delta\phi_{960\text{ nm}}^2 = 0,089 \text{ rad}^2 \quad (\text{A.6})$$

$$\Delta\phi_{840\text{ nm}}^2 = 0,057 \text{ rad}^2 \quad (\text{A.7})$$

$$\Delta\phi_{780\text{ nm}}^2 = 0,197 \text{ rad}^2, \quad (\text{A.8})$$

wobei für die Gesamtleistung jeweils nur über die begrenzte Frequenzspanne integriert wurde. Wegen der RF-Filter ist eine Integration über einen weiteren Bereich auch nicht sinnvoll. Der Fehler für den Lock des Frequenzkamms auf den rauscharmen Laser ist klein, sodass sich die Rauscheigenschaften entsprechen. Die Phasenregelschleifen für die vier Laser zeigen unterschiedliche quadratische Phasenfehler, jedoch alle  $\Delta\phi^2 \ll 1 \text{ rad}^2$ , sodass der Lock stabil ist und die Laserlinienbreiten ungefähr die Linienbreiten des Frequenzkamms widerspiegeln sollten. Lediglich der Fehler des 780 nm Lasers ist, wegen des Rauschens bei ungefähr 500 kHz, nicht optimal.

Die Performance der OPLLs der Laser auf den Frequenzkamm ist durch das Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR) der Schwebungen begrenzt, was nur etwa 30 dB betrug. Ein Erhöhen der Verstärkung und damit der Regelbandbreite resultierte lediglich in einem erhöhten Phasenrauschen. Im Gegensatz dazu ist das SNR der Schwebung bei 1550 nm um 10 dB größer, womit sich der kleinere Phasenfehler der OPLL erklärt. Für die Laser konnte auch mit dem gleichen Regler wie für die Kamm-OPLL (PFD, FALC, Toptica) keine bessere Leistung erzielt werden.

### A.3 Simulationen der kohärenten Anregung

Der Zustand des Systems lässt sich gut mit dem Dichteoperator  $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$  beschreiben, der im Vergleich zu der reinen Wellenfunktion  $|\Psi\rangle$  entscheidende Vorteile bei der Berechnung einer zeitlichen Entwicklung hat [199]. Hier lassen sich spontane Zerfälle und andere Wechselwirkungen mit einem Bad gut implementieren. Das „System“ das betrachtet wird, ist nur ein Atom, bei dem Wechselwirkungen mit anderen Atomen durch unterschiedliche Zerfallsraten berücksichtigt werden können. Der Vergleich mit dem großen Ensemble identischer Atome in der Messung ist trivial, hier lässt sich von einem auf viele Atome schließen. Inhomogene Störeffekte, wie der Dopplereffekt, die Intensitätsverteilung der Laserstrahlen oder die Dichteverteilung der Atome, können durch Mittelung über Berechnungen mit unterschiedlichen Parametern erfolgen.

Das Atom in der Simulation hat eine begrenzte Anzahl an Zuständen. Die Messungen zeigen Effekte, die sich mit einem Drei-Niveau-System und einem Reservoirzustand, wie in [84, 85], nicht beschreiben lassen, sodass hier mindestens fünf Niveaus betrachtet werden. Für den Übergang  $5S_{1/2} - 6P_{3/2}$  (siehe Abbildung 3.2) sind vor allem der Grundzustand  $5S_{1/2}, F=2, m_F=2$  und der angeregte Zustand  $6P_{3/2}, F=3, m_F=3$  für das angelegte Magnetfeld und die zirkulare Polarisation des Probe-Lasers relevant. Über den  $6S_{1/2}$  und  $5P$  können die Atome auch in den Grundzustand  $5S_{1/2}, F=1$  zerfallen und wären damit in einem Dunkelzustand. Um die Umverteilung in diesen Grundzustand zu vermeiden, werden die Atome mit einem Rückpumplaser in den  $F=2$  Grundzustand gepumpt. Für die Simulation wird sowohl der Rückpumplaser, als auch der zweite Grundzustand vernachlässigt. Die Hyperfeinstruktur und die magnetische Substruktur werden in der Berechnung nicht berücksichtigt, lediglich für die Kalibration der Rabi-Frequenzen (siehe Kapitel 4.1.2) werden die polarisationsabhängigen Übergangsstärken der Hyperfeinniveaus verwendet. Für den Rydberg-Übergang sind sowohl der Zielzustand  $35S_{1/2}$  ( $|3\rangle$ ), als auch ein Reservoirzustand  $|4\rangle$  relevant. Der Reservoirzustand kann alle restlichen angeregten Zustände beinhalten. In die Berechnung fließen alle angeregten Feinstruktur-Zustände mit ein, die aus  $|3\rangle$  und  $|4\rangle$  über einen Dipolübergang erreichbar sind. Das sind alle S-, P- und D-Zustände die energetisch unter dem Zielzustand liegen, sowie einige darüber (bis  $n=50$ ), die durch Schwarzkörperstrahlung erreicht werden können. Sie definieren die Dimension der Dichtematrix und ergeben die einzelnen Übergangsfrequenzen.

Die Wechselwirkung des Atoms mit den klassischen Lichtfeldern ist im Hamilton-Operator  $\hat{H}$  berücksichtigt. Er besteht aus einer Lichtkopplungs-Matrix  $\Omega_{mat}$  mit den

Rabi-Frequenzen  $\Omega_P$  und  $\Omega_C$ , sowie deren komplex Konjugierten

$$\Omega_{mat} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\hbar}{2}\Omega_P & 0 & 0 \\ \frac{\hbar}{2}\Omega_{P^*} & 0 & 0 & \frac{\hbar}{2}\Omega_C \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\hbar}{2}\Omega_{C^*} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} 5S \\ 6P \\ \text{Reservoir} \\ 35S \end{matrix}, \quad (\text{A.9})$$

sowie einer Verstimmungsmatrix  $\delta_{mat}$

$$\delta_{mat} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \hbar\delta_P & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \hbar\delta_C \end{pmatrix}, \quad (\text{A.10})$$

mit den Ein-Photonen-Verstimmungen  $\delta_i$ . Die dargestellten Matrizen sind eigentlich größer, hier aber symbolisch auf vier begrenzt.

Für die interatomare Wechselwirkung und Wechselwirkung mit einem Bad wird eine Zerfallsmatrix gebildet. Den ersten Beitrag dazu liefern die spontanen Zerfälle  $\Gamma_{Sp,mat}$ , die von den Übergangsfrequenzen  $f_{ij}$  und den Dipolmatrixelementen  $d_{ij}$  abhängen [42]:

$$\Gamma_{Sp,mat} = \frac{(2\pi)^3}{(3\pi\epsilon_0\hbar c^3)} \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ d_{21}^2 \cdot f_{21}^3 & 0 & 0 & 0 \\ d_{31}^2 \cdot f_{31}^3 & d_{32}^2 \cdot f_{32}^3 & 0 & 0 \\ d_{41}^2 \cdot f_{41}^3 & d_{42}^2 \cdot f_{42}^3 & d_{43}^2 \cdot f_{43}^3 & 0 \end{vmatrix}. \quad (\text{A.11})$$

Die Übergangsfrequenzen werden aus den Eigenenergien, die Dipolmatrixelemente, wie in Kapitel 5.1, aus den Überlappintegralen der Wellenfunktionen, berechnet. Die Summe der Zerfälle über eine Zeile ergibt dann die Lebensdauer eines Zustandes. Aus dem Rydberg-Zustand  $|3\rangle$  ist der spontane Zerfall in die untersten Energieniveaus - durch die starke Abhängigkeit von der Übergangsfrequenz - am größten (Abbildung A.5).

Abhängig von der Anzahl  $\bar{n}_{ij} = 1/(\exp \frac{\hbar|f_{ij}|}{k_B T} - 1)$  an thermischen Photonen, die von Objekten in der Umgebung abgestrahlt werden, sind auch Übergänge zu naheliegenden Rydberg-Zuständen wahrscheinlich. Je kleiner die Übergangsfrequenz, desto mehr Photonen sind vorhanden, sodass vor allem die Zustände 34P und 35S be-

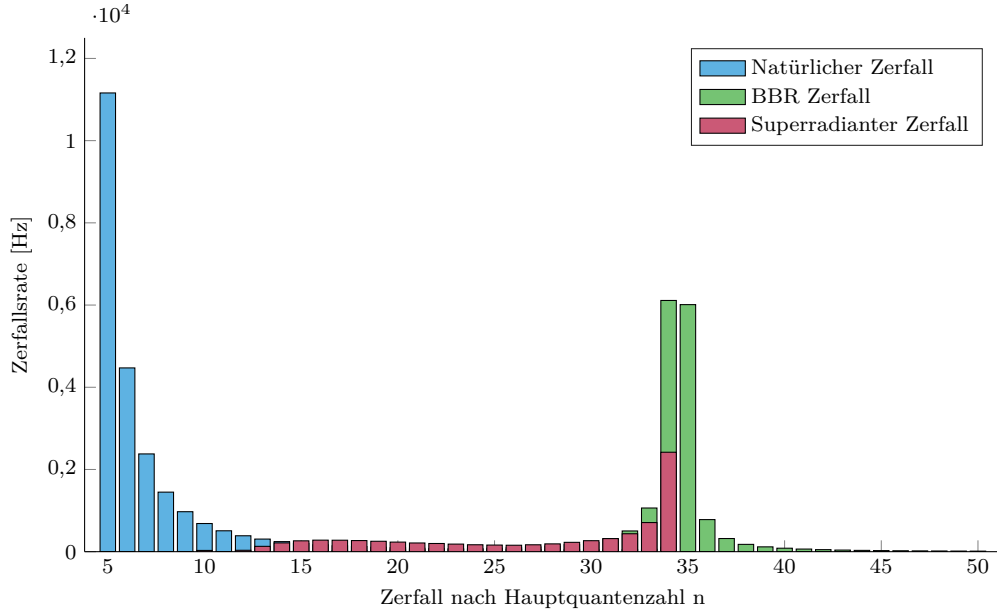


Abb. A.5: Gezeigt sind die Zerfallsraten aus dem Rydberg-Zustand  $|3\rangle$ . Die natürlichen Zerfallsraten sind in die niedrigsten Zustände am größten. Induzierte Zerfälle oder Anregungen durch Schwarzkörperstrahlung können den Ausgangszustand in naheliegende Rydberg-Zustände verteilen. Zusätzlich kann ein superradianter Zerfall die Umverteilung beschleunigen. Die maximale Rate der Superradianz ist für 100 beitragende Atome und ein zylinderförmiges Volumen dargestellt und kann bei größeren Atomzahlen dominieren.

völkert werden (A.5). Die Modendichte der Strahlung, die durch den umgebenden Raum (Kammer) von der Planckschen Strahlung abweicht, wurde wegen der geringen Auswirkung [200] vernachlässigt. Die Übergänge sind sowohl zu höher, als auch energetisch niedriger gelegenen Zuständen möglich [187]:

$$\Gamma_{BBR,mat} = \frac{(2\pi)^3}{(3\pi\epsilon_0\hbar c^3)} \left| \begin{pmatrix} 0 & d_{12}^2 \cdot f_{12}^3 \cdot n_{12} & d_{13}^2 \cdot f_{13}^3 \cdot n_{13} & d_{14}^2 \cdot f_{14}^3 \cdot n_{14} \\ d_{21}^2 \cdot f_{21}^3 \cdot n_{21} & 0 & d_{23}^2 \cdot f_{23}^3 \cdot n_{23} & d_{24}^2 \cdot f_{24}^3 \cdot n_{24} \\ d_{31}^2 \cdot f_{31}^3 \cdot n_{31} & d_{32}^2 \cdot f_{32}^3 \cdot n_{32} & 0 & d_{34}^2 \cdot f_{34}^3 \cdot n_{34} \\ d_{41}^2 \cdot f_{41}^3 \cdot n_{41} & d_{42}^2 \cdot f_{42}^3 \cdot n_{42} & d_{43}^2 \cdot f_{43}^3 \cdot n_{43} & 0 \end{pmatrix} \right|. \quad (\text{A.12})$$

Die Dephasierungen  $\gamma_P$  und  $\gamma_C$  durch das Phasenrauschen der Laser werden zu den Zeitpunkten, an denen die Laser angeschaltet sind, als Diagonalelemente für die jeweils gekoppelten Zustände in der Matrix  $\Gamma_{deph}$  zusammengefasst. Für die Dephasierung durch die Van-der-Vaals Wechselwirkung werden die besetzungsabhängigen Dephasierungsraten, aus Kapitel 4.2.3, auf die Diagonale der Matrix  $\Gamma_{VdW}$  geschrie-

ben. Die Dephasierung  $\gamma_{DD}(t)$  eines Zustandes ergibt sich aus der Summe aller Dephasierungsraten, die durch die Nachbarzustände verursacht werden und wird zu dem diagonalen Eintrag des jeweiligen Zustandes addiert. Die Wechselwirkung wird dabei jeweils mit dem quadrierten Dipolmatrixelement, ausgehend von 35S-34P, skaliert.

$$\gamma_{DD,mat} = \begin{pmatrix} \ddots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sum_{j=1, j \neq 3}^{dim} \left(\frac{d_{3,j}}{d_{35S,34P}}\right)^2 \rho_{j,j} \gamma_{DD,34P} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sum_{j=1, j \neq 4}^{dim} \left(\frac{d_{4,j}}{d_{35S,34P}}\right)^2 \rho_{j,j} \gamma_{DD,34P} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.13})$$

Die Superradianz kann durch eine besetzungsabhängige Rate realisiert werden, wobei der Kooperativitätsfaktor  $C_{el}$  (Gleichung 4.16, [87, 113]), von der jeweiligen Übergangsfrequenz  $f_{ij}$  abhängt, sowie dem Winkel  $\psi$ , der die Richtung der superradianten Emission bezeichnet. Da die induzierende Schwarzkörperstrahlung prinzipiell aus allen Richtungen kommen kann, wird aus allen Richtungen jeweils die maximale Rate ermittelt. Dies trägt dem Umstand Rechnung, dass jeweils der stärkste Pfad gewinnt [114]. Das würde auch bedeuten, dass sich die Richtung der Emission bei mehreren aufeinanderfolgenden superradianten Pulsen (Kaskade) ändert. Die genaue Abhängigkeit des Kooperativitätsparameters hat aber nur einen kleinen Einfluss auf das Endergebnis. Die Zerfallsmatrix

$$\Gamma_{Sup,mat} = \Gamma_{Sp,mat} N \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{2,1}\rho_{22} & \ddots & 0 & 0 \\ C_{3,1}\rho_{33} & C_{3,2}\rho_{33} & \ddots & 0 \\ C_{4,1}\rho_{44} & C_{4,2}\rho_{44} & C_{4,3}\rho_{44} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

enthält, neben der Atomzahl, die Besetzung des oberen Zustandes, diejenige des unteren Zustandes wird in A.15 multipliziert.

Die Zeitentwicklung des Systems ist schließlich durch die Differentialgleichung

$$\frac{d\rho}{dt} = i\delta_{Mat}\rho - \frac{i}{2}(\rho\Omega_{Mat} - \Omega_{Mat}\rho) - \frac{1}{2}\rho\Gamma_{Mat,Sum} + \text{diag}(\Gamma'_{Mat}\text{diag}(\rho)) \quad (\text{A.15})$$

für die Matrizen gegeben, wobei

$$\Gamma_{Mat} = \Gamma_{Sp,mat} + \Gamma_{BBR,mat} + \gamma_{DD,mat} + \Gamma_{Sup,mat} \quad (\text{A.16})$$

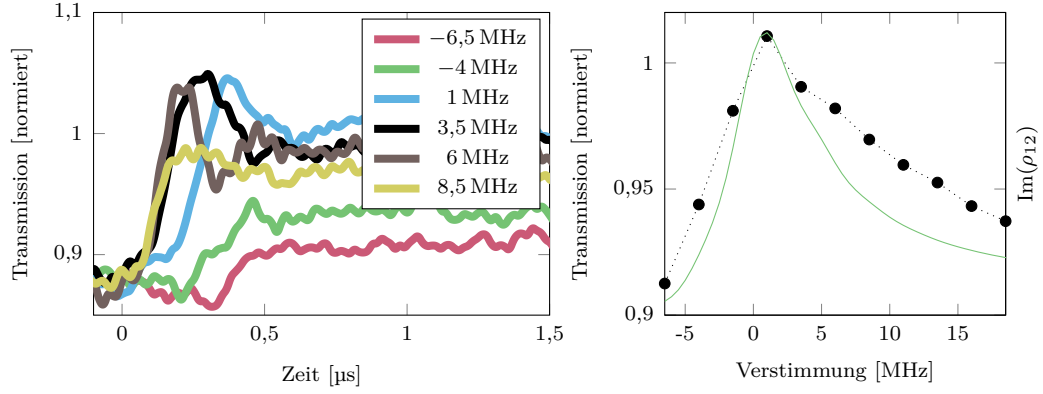


Abb. A.6: Transmission des Probe-Lasers beim Einschalten des Kopplungs-Lasers ( $t=0$ ) für eine Verstimmung  $\Delta_p = -2\pi \cdot 250$  kHz und  $\Delta_C = 2\pi \cdot -6,5 - 18,5$  MHz bei  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,25$  MHz und  $\Omega_C = 2\pi \cdot 5$  MHz. (links) Die Dynamik des Transmissionssignals zeigt für positive Verstimmungen  $\delta_C > 2\pi \cdot 1$  MHz ein schnelleres Erreichen des Maximums und eine negative Absorption, für negative Verstimmungen  $\delta_P < 2\pi \cdot 1$  MHz ist für größere Werte eine erhöhte Absorption sichtbar. (rechts) Gemitteltetes EIT Signal auf der zeitlichen Entwicklung  $t = 0,4 - 10$   $\mu$ s. Die EIT zeigt eine Asymmetrie. Die Messung kann für die experimentellen Parameter auch in der Simulation reproduziert werden für eine Mittelung zwischen  $t = 0,4 - 0,7$   $\mu$ s (ohne SR, DD, Doppler).

und

$$\Gamma_{Mat,Sum} = \left( \sum_j \Gamma_{mat,(i,j)} \right) \mathbf{1} + \mathbf{1}' \left( \sum_j \Gamma_{mat,(i,j)} \right)' \quad (\text{A.17})$$

ist.

## A.4 Kohärenzmessungen

### Dynamik bei verstimmtten Lasern

Um zu überprüfen, ob die Messmethode im Prinzip funktioniert, kann der Einfluss der Phase der Rydberg-Anregung auf die EIT-Dynamik durch eine Verstimmung der Laser ersetzt werden. Der Probe-Laser wird dabei um  $\delta_P = -2\pi \cdot 250$  kHz verschoben. Bei einer Rabi-Frequenz von  $\Omega_P = 2\pi \cdot 0,25$  MHz und einer Breite der Resonanz von  $2\pi \cdot 1,3$  MHz ist die Absorption noch groß. Der Kopplungs-Laser mit  $\Omega_C = 2\pi \cdot 3,5$  MHz wird schrittweise verstimmt und, sowohl die zeitliche Entwicklung des Transmissionssignals, als auch ein Mittelwert des EIT Signals, aufgenommen. Für eine positive Verstimmung sieht man in der gemittelten Messung (A.6 rechts), ab  $\delta_C = 2\pi \cdot 1$  MHz,



eine langsam abfallende Transparenz, was auch im eingeschwungenen Zustand (A.6 links) zu erkennen ist. Je größer die Verstimmung ab diesem Wert, desto früher erreicht die Oszillation ihr Maximum. Andererseits fällt das gemittelte EIT Signal für negative Verstimmungen viel schneller ab. Außerdem ist zu erkennen, dass die Oszillation ihr Maximum viel später erreicht, als im positiv verstimmtten Fall. Für die größten negativen Verstimmungen schwingt das Signal sogar zuerst hin zu einer kleineren Transmission, es findet also eine Erhöhung der Absorption statt. Diese Raman-Verstärkung oder Absorption ist für einen kohärenten Photonen Austausch der beiden Lichtfelder der Fall [201]. Bei  $\delta_C = 2\pi \cdot 1 \text{ MHz}$  ist das gemittelte Transparenzsignal maximal. Der Wert ist sogar größer als eins, was eine negative Absorption bedeutet, also eine Verstärkung des Probe-Lasers. Auch im zeitlichen Verlauf ist sichtbar, dass zumindest die Amplitude der Oszillation über der normierten Transmission liegt. Ein Teil der Photonen des Kopplungs-Lasers wird also über die Atome in Photonen des Probe-Lasers umgewandelt. Die Messung ist sehr ähnlich zur Situation in Abbildung 4.1 und zeigt, dass bei geeigneter Anregung eine Veränderung im EIT Signal sichtbar ist.

### Umverteilung bei längeren Anregungspulsen

Aus dem Modell lassen sich die Besetzungen aller beteiligter Zustände  $\rho_{ii}$  begutachten, die ein gutes Verständnis dafür liefern, welcher Mechanismus hinter der unterdrückten Rydberg-Anregung steckt. Dazu werden für alle vier Messkurven die Besetzungen des Grundzustandes  $5S_{1/2}$  ( $|1\rangle$ ), des  $6P_{3/2}$  ( $|2\rangle$ ), des Ziel-Rydberg-Zustandes  $35S_{1/2}$  ( $|3\rangle$ ) und des  $34P_{3/2}$  ( $|4\rangle$ ), sowie der restlichen Zustände in Abbildung 4.11c)-f) im zeitlichen Verlauf dargestellt.

Das Referenzsignal in Abbildung 4.11c) zeigt beim Einschalten des Probe-Lasers bei der ersten gestrichelten Linie eine Zunahme der Population im  $6P_{3/2}$  ( $|2\rangle$ ) Zustandes, bei gleichzeitiger Abnahme des Grundzustandes. Beim Einschalten des Kopplungs-Lasers ist eine Oszillation des Ziel-Rydberg-Zustandes zu erkennen, die sich auf einem niedrigen Wert einpendelt. Es findet eine Rabi-Oszillation zwischen  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$  statt, die durch den schnellen Zerfall von  $|2\rangle$  zum Grundzustand  $|1\rangle$  modifiziert wird. Ein verschwindend kleiner Teil der Rydberg-Atome zerfällt in stark wechselwirkende Nachbarzustände, die zusammen mit der VdW-Wechselwirkung der Atome in  $|3\rangle$  und anderen Dephasierungen zu einer baldigen Ausdämpfung der Oszillation führen. Zerfälle aus dem Rydberg-Zustand führen zu einer marginalen Abnahme der Grundzustandsbesetzung. Beim Ausschalten des Kopplungs-Lasers wird die Rydberg-

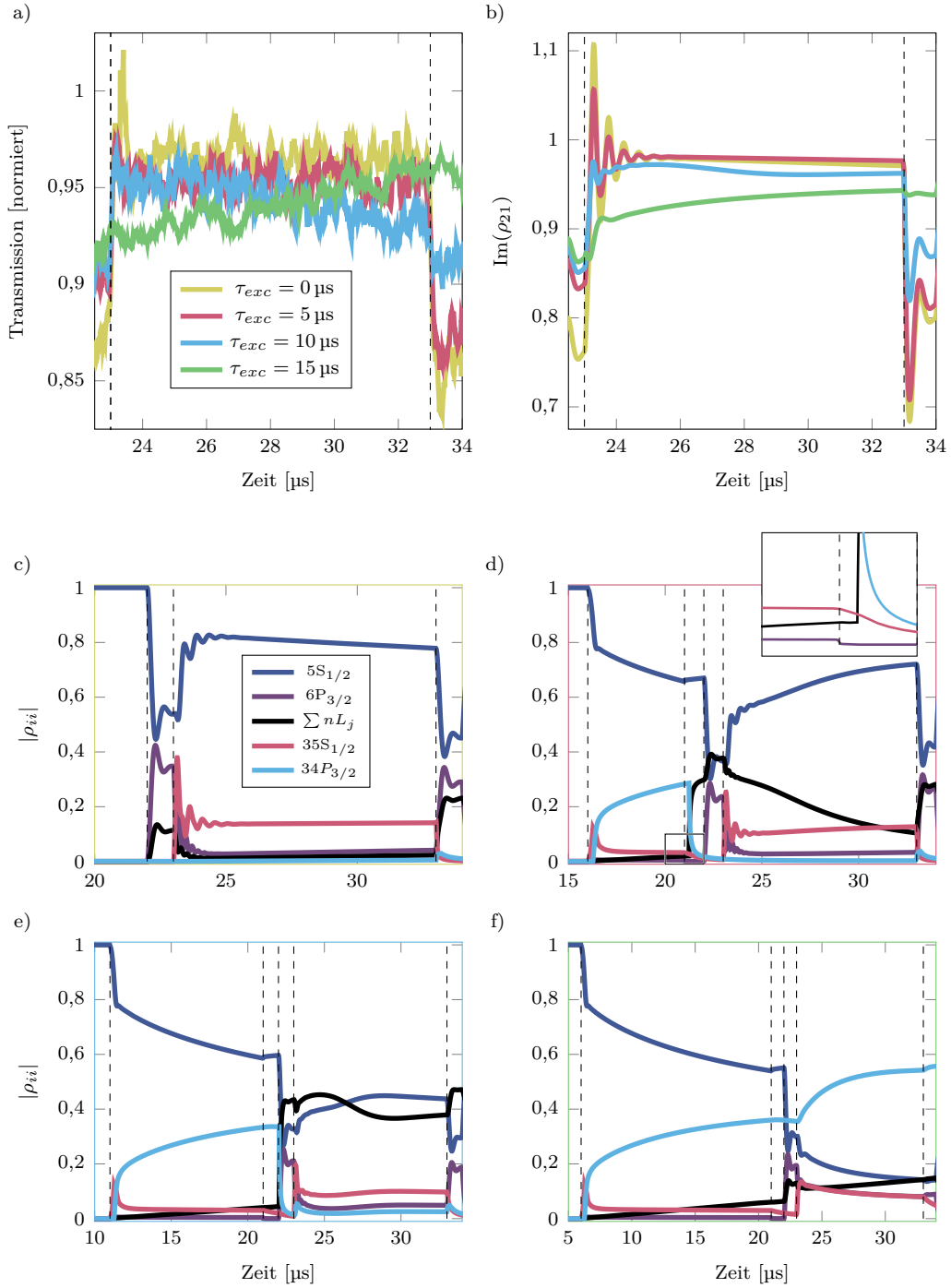


Abb. A.7: a) Messung des EIT Signals nach einer off-resonanten Anregung unterschiedlicher Pulslänge mit  $\Omega_{P,exc} = 2\pi \cdot 30 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_{C,exc} = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_P = 2\pi \cdot 1,5 \text{ MHz}$ ,  $\Omega_C = 2\pi \cdot 4 \text{ MHz}$  und  $\delta_{C,exc} = 2\pi \cdot 1,2 \text{ MHz}$ . Die vertikalen gestrichelten Linien zeigen, wann der Kopplungs-Laser an- und wieder ausgeht. Für längere Anregungspulse wird die EIT deutlich verkleinert und die Absorption geht auch nach Ausschalten des Kopplungs-Lasers nicht mehr auf die volle Absorption zurück. b) Simulation der Absorption ( $\propto \text{Im}(\rho_{12})$ ) mit den Parametern aus der Messung. c)-f) Besetzungen einiger Zustände in der Simulation aus b). Die gestrichelten Linien von rechts nach links soweit vorhanden:  $\Omega_C = 0$ ,  $\Omega_C = 1$ ,  $\Omega_P = 1$ ,  $\Omega_{P,exc} = \Omega_{C,exc} = 0$ ,  $\Omega_{P,exc} = \Omega_{C,exc} = 1$ .

Population in  $|3\rangle$  wieder zurück in  $|2\rangle$  transferiert. Das ist eine Folge des Ausschaltvorgangs, bei dem die Laserintensität nicht instantan Null wird, sondern auf der Zeitskala der Rabi-Oszillation zwischen  $|3\rangle$  und  $|2\rangle$  liegt. Die EIT-Bedingung wird nicht mehr erfüllt und es findet eine Abregung des Zustandes statt. Die Besetzung von  $|2\rangle$  nimmt wieder zu, während der Grundzustand entvölkert wird. Zusätzlich sieht man eine Zunahme in  $|4\rangle$  und den anderen Zuständen. Dies wird durch einen schnellen superradianten Zerfall ermöglicht, der wegen der fehlenden Kopplung des Rydberg-Zustandes  $|3\rangle$  ( $\gamma_{Rabi}$ , Gleichung 4.18) nun plötzlich möglich ist.

Deutlicher wird der Einfluss der Superradianz bei der  $5\ \mu\text{s}$  langen Anregung in Abbildung 4.11d). Bei der ersten gestrichelten Linie - bei  $t = 15\ \mu\text{s}$  - werden beide Laser off-resonant eingestrahlt und der Rydberg-Zustand  $|3\rangle$  wird angeregt. Nach kürzester Zeit wird diese schnelle Anregung aber abgebrochen, stattdessen zerfällt die Besetzung aus dem gepumpten Übergang gleich in den Nachbarzustand  $|4\rangle$ . Die große Zerfallsrate dieses superradianten Übergangs verhindert die kohärente Anregung. Der Zerfall ist zeitlich leicht versetzt, da die Superradianz erst eine Schwelle überschreiten muss, die abhängig von der Dephasierung und Besetzung des Ausgangszustandes ist. Ist die Besetzung groß genug, beschleunigt sich der Zerfall bis er ein Maximum erreicht und sich dann verlangsamt. Die Besetzung von  $|4\rangle$  erhöht sich weiter, da  $|3\rangle$  weiterhin gepumpt wird und sich ein konstanter superradianter Zerfall ausbildet. Allerdings wird die Pumprate immer kleiner, weil die Wechselwirkung zwischen  $|4\rangle$  und  $|3\rangle$  und damit die Dephasierung von  $|3\rangle$  mit der Besetzung von  $|4\rangle$  steigt. Der superradiante Zerfall aus  $|4\rangle$  ist durch die starke Dephasierung durch  $|3\rangle$  unterdrückt. Die Anregung bleibt quasi in  $|4\rangle$  gefangen und sammelt sich dort an. Bei der zweiten vertikalen, gestrichelten Linie ist die Anregung beendet und beide Laser werden ausgeschaltet.  $|3\rangle$  zerfällt nicht so schnell wie in Abbildung 4.11c), da die Atomzahl kleiner und die Dephasierung durch  $|4\rangle$  groß ist.  $|4\rangle$  kann, sobald die Besetzung in  $|3\rangle$  etwas kleiner geworden ist und damit der Grenzwert  $N_{deph}$  unterschritten wird, mit einer großen Rate in darunterliegende Rydberg-Zustände (Reservoir  $|5\rangle$ ) zerfallen. Das Ende der Anregung ist vergrößert in der Nebenabbildung gezeigt. Die restliche Messung ist der aus c) sehr ähnlich. Da die Anregung in Dunkelzuständen verteilt ist, ergibt sich kaum ein Einfluss auf die Transmission oder das EIT-Signal. Während dem  $10\ \mu\text{s}$  langen EIT-Puls kehrt der Großteil der Besetzung wieder in den Grundzustand zurück. Da die Wechselwirkung zwischen den Rydberg-Zuständen mit abnehmender Hauptquantenzahl schnell kleiner und die Lebensdauer der Zustände beständig kürzer wird, ist am Ende kaum noch eine Besetzung der angeregten Zustände übrig.

Für eine längere Anregung (Abbildung 4.11d) verbirgt sich der entscheidende Auslöser des Unterschieds zu der Anregung mit  $\tau_{exc} = 5 \mu\text{s}$  in der kurzen Zeitspanne nach der Anregung. Wieder verringert sich die Besetzung in  $|3\rangle$ , sodass die Schwelle für den superradianten Zerfall aus  $|4\rangle$  überschritten wird. Allerdings setzt die Lawine fast eine Mikrosekunde später ein, sodass, wenn der Kopplungs-Laser für den EIT-Puls angeschaltet wird, noch eine größere Besetzung in  $|4\rangle$  vorhanden ist. Der Rydberg-Zustand  $|3\rangle$  ist während des EIT-Pulses durch diese Besetzung noch verbreitert und die Transparenz für den Probe-Laser verringert. Stattdessen findet vermehrt eine nun resonante Anregung statt. Über den  $|4\rangle$ -Zustand kann sich die Anregung über viele Rydberg-Zustände verteilen, wenn auch mit mäßig großer superradianter Rate, da nur wenig Anregung vorhanden ist. Am Ende des EIT-Pulses verringert sich die Besetzung von  $|3\rangle$  langsamer als in c) und d) und eine endliche Besetzung ist verteilt über viele Rydberg-Zustände. Die Besetzung des Reservoirzustandes  $|5\rangle$  ist deshalb größer als in d), weil er während des gesamten EIT-Pulses quasi kontinuierlich gepumpt wurde.

Ausgeprägter ist der Effekt in Abbildung 4.11d) für  $\tau = 15 \mu\text{s}$ . Durch Schwarzkörperstrahlung konnten aus  $|4\rangle$  schon genügend Atome in  $|5\rangle$  verteilt werden, sodass die Wechselwirkung zwischen diesen beiden einen superradianten Zerfall verhindert. Während des EIT-Pulses befindet sich ein Großteil der Besetzung in  $|4\rangle$ , sodass der Zustand  $|3\rangle$  durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung so stark verbreitert ist, dass keine elektromagnetisch induzierte Transparenz mehr stattfindet. Der Effekt verstärkt sich nun von selbst, der EIT-Puls regt weitere Rydberg-Atome an, die sich in  $|4\rangle$  sammeln, weil dort der schnelle Zerfall durch die große Besetzung in  $|3\rangle$  verhindert wird. Die Pumprate verringert sich allerdings durch die ständig steigende Dephasierung von  $|3\rangle$ . Am Ende ist der Grundzustand fast komplett entvölkert und kaum noch eine Absorption des Probe-Lasers sichtbar.

## A.5 Einfluss der Laser am supraleitenden Chip

### A.5.1 Einfluss des Wärmeeintrags der Laserstrahlung

Der fokussierte Kopplungs-Laser bringt auf dem Chip die Wärmemenge  $E_{therm} = 25 \text{ mW} \cdot 1 \mu\text{s}$  ein und kann die Oberfläche lokal erhitzen. Der Laser trifft nicht direkt auf dem Zentralleiter des Resonators auf, sondern wegen des kleinen Einstrahlwin-

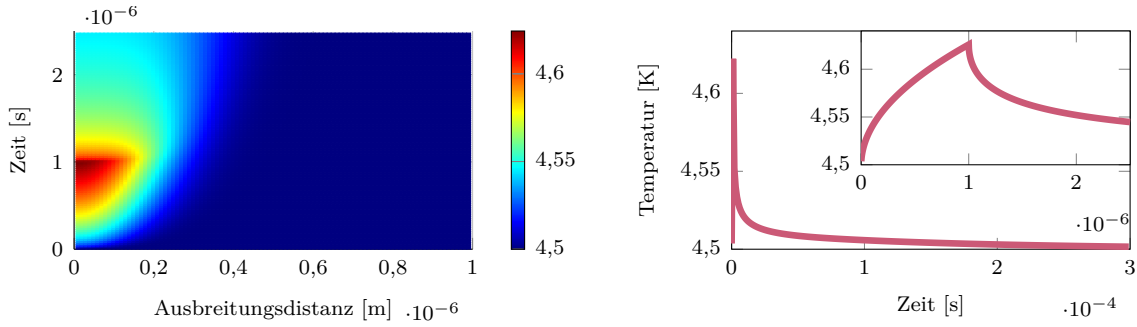


Abb. A.8: Simulation der Ausbreitung der Wärme auf der Niobschicht des Chips. Ein fokussierter Laser trifft auf die Niobfläche, wovon 10 % absorbiert werden. Der Farbverlauf links zeigt die Temperaturänderung über der Ausbreitungsdistanz in einen Halbkreis im Niob, ausgehend von dem belichteten Bereich und über der Zeit. Der Laser ist für die Dauer von 1 μs an. Rechts ist die Temperatur im belichteten Bereich über der Zeit aufgetragen. Eine Kühlung des Bereichs auf die Ausgangstemperatur dauert mehrere hundert Mikrosekunden.

kels von 5° etwa 5 mm davon entfernt. Die Ausbreitung der Temperaturerhöhung auf dem Chip kann simuliert werden, um ein Erhitzen des Resonators über die kritische Temperatur oder eine Frequenzverschiebung und Qualitätsänderung zu erkennen. Dazu wird die eingebrachte Wärmeenergie in dem Niob mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{Nb} = 54 \text{ W/mK}$  verteilt. Von dem auf 25 μm fokussierten Laser wird angenommen, dass 90 % reflektiert werden, die restlichen 10% breiten sich halbkreisförmig aus. Die Wärmeleitung wird durch das Fouriersche Gesetz

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\lambda A(T_1 - T_2)}{d} \quad (\text{A.18})$$

beschrieben, wobei  $A$  die Fläche,  $d$  die Dicke der Fläche und  $T_1$  und  $T_2$  die Temperaturen des wärmeren und kälteren Teils sind. Mit der spezifischen Wärme  $Q_{spez,Nb} = 265 \text{ J/kgK}$  und der Dichte  $\rho_{Nb} = 8570 \text{ kg/m}^3$  wird jeweils für ein Halbkreis mit  $d = 10 \text{ nm}$  die Temperatur im jeweiligen Zeitschritt berechnet. Ausgehend von der Temperatur  $T = 4,5 \text{ K}$  ist in Abbildung A.8 links die Wärmeausbreitung als Farbverlauf über der Ausbreitungsdistanz und Zeit zu sehen. Die Temperatur im (einheitlich ausgeleuchteten) Fokus ändert sich um fast 0,2 K innerhalb der Beleuchtungsdauer. Die Temperaturänderung beschränkt sich aber auf weniger als 1 μm, sodass angenommen werden kann, dass der Resonator unbeeinflusst davon bleibt. Allerdings dauert es fast 300 μs bis die Temperatur im belichteten Bereich durch den Kryostaten wieder

annähernd auf die Ausgangstemperatur gekühlt wird.

### A.5.2 Cooper-Paar Auftrennung durch Laserstrahlung

Optische Photonen haben genügend Energie um die schwache Bindung von Cooper-Paaren, die für die Supraleitung verantwortlich sind, zu brechen [202]. Die Bindungsenergie eines Cooper-Paars ist ungefähr

$$2\Delta \approx 3,5 k_B T \quad (\text{A.19})$$

und mit der Sprungtemperatur des Niob auf dem Atomchip von 9,2 K ist  $\Delta \approx 1,39$  eV. Ein einzelnes Photon kann theoretisch mehr als 1000 Paare auftrennen und damit die Cooper-Paar-Dichte ändern, was die Eigenschaften des Supraleiters ändert. Besonders gut lässt sich dieser Effekt in einem Mikrowellenresonator beobachten, wo sich dann die Resonanzfrequenz und Breite ändern. Unter dem Begriff „Microwave Kinetic Inductance Detector“, kurz MKID, finden die Resonatoren eine Anwendung als hoch-sensitive (Einzel-)Photonendetektoren [203]. Natürlich sind diese Detektoren optimiert dafür, einen möglichst großen Effekt pro Photon zu erzielen, jedoch können die Laser im Experiment durchaus einen Einfluss auf den Resonator haben. Dazu eine Abschätzung: Der 480 nm-Laser hat eine Leistung von 25 mW und wird für 1  $\mu$ s eingestrahlt. Die Energie eines einzelnen Photons ist 2,583 eV, womit sich theoretisch 1860 Cooper-Paare aufbrechen lassen. Nicht jedes Photon ist erfolgreich, was durch den Effizienz-Parameter  $\eta$  angegeben wird, der meist um  $\eta = 0,57$  liegt [203]. Für einen Laserpuls können sich damit ungefähr  $6,4 \cdot 10^{13}$  Quasipartikel entstehen. Die Cooper-Paar-Dichte bei  $T = 4,5$  K im Zentralleiter des Resonators ergibt sich aus der Londonschen Eindringtiefe  $\lambda_L(T) \approx \frac{100 \text{ nm}}{\sqrt{1-4,5 \text{ K}/9,2 \text{ K}}} \approx 200$  nm (Supplementary [36])

$$n_s = \frac{m}{q^2 \mu_0 \lambda_L} \approx 7,06 \cdot 10^8 \text{ } \mu\text{m}^{-3}, \quad (\text{A.20})$$

mit der Ladung  $q$ , der Masse  $m$  des Teilchens und der Permeabilitätszahl  $\mu_0$  [204]. Mit den Dimensionen des Zentralleiters des Resonators ( $l = 9,3$  mm,  $h_N = 500$  nm,  $l = 30$   $\mu$ m) ist die Anzahl der Cooper-Paare dann ungefähr  $9,85 \cdot 10^{13}$ . Das heißt durch den Laserpuls ändert sich die Anzahl der Cooper-Paare um ungefähr 65 %, die Eindringtiefe ist dann  $\lambda'_L = 1/\sqrt{0,35} \lambda_L$ . Die kinetische Induktion  $L_k$  ist mit einem geometrischen Faktor  $\xi_g$

$$L_k = \xi_g \mu_0 \lambda_L \quad (\text{A.21})$$

und die Resonanzfrequenz des Resonators ist

$$\omega_{Res} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - L_k/L_0}}, \quad (\text{A.22})$$

wobei  $\omega_0 = 2\pi \cdot 6,94378 \text{ GHz}$  und  $L_k(T = 0)/L_0 = 0,02589$  das Verhältnis der kinetischen Induktion zur Induktion des Resonators ohne diesen Beitrag ist [36]. Ein Laserpuls ändert die Resonanzfrequenz schließlich um

$$\Delta\omega_{Res} = 21,4 \text{ MHz}. \quad (\text{A.23})$$

Die Quasipartikel werden sich innerhalb einiger  $10 \mu\text{s}$  [205], allgemein  $1 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  [203], wieder zu Cooper-Paaren verbinden, sodass sich für die Wiederholrate des Experiments sogar eine weitere Verschiebung ergeben könnte. Die Laserleistung liegt sogar in einem Bereich, wo ein Zusammenbruch des Suprastroms in der Leiterschleife für die Z-Falle möglich wäre. Es ist deshalb essentiell, dass der Laser-Strahl des Kopplungs-Lasers weder die Z-Falle, noch den Resonator trifft. Auch der  $780 \text{ nm}$ -Laser kann diesen Effekt verursachen. Mit einem  $1/e^2$ -Durchmesser des Strahls von  $12 \text{ mm}$  ist es sogar sehr wahrscheinlich, dass wichtige Strukturen auf dem Chip getroffen werden. Pro Photon sind  $1146$  Quasipartikel möglich; mit einer Leistung von  $0,5 \text{ mW}$ , von der nur ein kleiner Teil ( $0,1 \%$ ) den Zentralleiter trifft, verschiebt sich die Resonanz um  $125 \text{ Hz}$ . Es lässt sich kaum verhindern, dass einige Photonen auf die Supraleiteroberfläche treffen. Wie in [37] vorgeschlagen, ist eine dünne Isolationsschicht auf den supraleitenden Strukturen eine gute Möglichkeit, die die optische Strahlung möglichst gut reflektiert und den Rest absorbiert und in Wärme umwandelt. Eine dünne Schicht Rubidium hat eine gute Reflexivität bei beiden Wellenlängen [206], ist nicht supraleitend bei  $4 \text{ K}$  und damit gut geeignet eine Cooper-Paar-Auftrennung effektiv zu unterbinden.

## A.6 Modell zur Dynamik des elektrischen Adsorbat-Feldes

### A.6.1 Simulation eines elektrischen Adsorbatfeldes

Die Simulation verwendet das Coulombsche Gesetz

$$E(x, y) = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}_{\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z}}}{r_{x,y,z}^3}, \quad (\text{A.24})$$

mit dem Abstand  $r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2 + r_z^2}$  und der Position der Ladung  $\mathbf{r} = r_x, r_y, r_z$ , um die drei Komponenten des elektrischen Feldes für Punktladungen zu berechnen. Das elektrische Feld wird mit einer Auflösung von  $1\ \mu\text{m}$  für  $x = 400\ \mu\text{m} \times y = 250\ \mu\text{m}$  berechnet, wobei  $x$  die Achse aus Abbildung 6.1a) und  $y$  der Abstand von der Chipoberfläche darstellt. Ein Adsorbat wird durch eine negative und eine positive Ladung dargestellt, die sich im Abstand von  $0,123\ \mu\text{m}$  (für Saphir) in  $y$ -Richtung befinden. Die Ladung pro Adsorbat  $s_{AD} = 5 \cdot 10^5 e$  ist wegen der großen Anzahl an Adsorbaten nötig, der Abstand in  $x$ -Richtung hängt von dieser Ladungsskalierung ab. In einem Abstand von  $10\ \mu\text{m}$  zeigt sich mit diesem Wert eine vernachlässigbare Riffelstruktur im elektrischen Feld. Die Anzahl an Adsorbaten wird an die Messungen angepasst und ergibt eine maximale Adsorbatdichte von  $\sigma_{Ad} = 7,5 \cdot 10^5\ 1/\mu\text{m}^2$ . Die 2D-Simulation wird um die  $z$ -Komponente (entlang des Resonators) ergänzt, indem das elektrische Feld aus mehreren dieser Berechnungen mit  $25\ \mu\text{m}$   $z$ -Abstand addiert wird.

Die gaußförmige Dichteverteilung der Wolke ( $x_{Wolke} = 268\ \mu\text{m}$ ,  $y_{Wolke} = 40\ \mu\text{m}$ ) mit  $6,5\ \mu\text{m} \times 6,5\ \mu\text{m} \times 75\ \mu\text{m}$  aus der Absorptionsabbildung (Reflexionsabbildung), spiegelt sich in der Adsorbatdichte auf der Oberfläche wider. Die Position der maximalen Adsorbatdichte  $x_{Ad} = 268\ \mu\text{m}$ ,  $y_{Ad} = 0\ \mu\text{m}$   $z_{Ad} = 50\ \mu\text{m}$  befindet sich genau zwischen dem Zentralleiter und einem Außenleiter des Resonators. Unter Vernachlässigung anderer Felder ergibt die  $z$ -Verschiebung das gemessene Feld parallel zur Oberfläche. Die Skalierung  $s_{AD}$  wird - ausgehend von dem Zentrum - verkleinert, sodass sich eine gaußförmige Adsorbatdichte ergibt. Die Summe über alle Ladungen ergibt die drei Komponenten des elektrischen Feldes, sowie den Betrag  $E_{Ad} = \sqrt{E_x^2 + E_y^2 + E_z^2}$ .

Das Kompensationsfeld wurde mit der Matlab PDE Toolbox simuliert, um Unstetigkeiten der Kondensatorgeometrie aus Extraktionselektrode und Chipoberfläche mit einzubeziehen. Dabei wird die Poissongleichung für das elektrostatische Feld nu-



merisch gelöst. Die Randbedingungen sind durch die Spannung zwischen den metallischen Flächen gegeben. Dazu wurden fünf Elektroden und eine Box um die Anordnung definiert, wovon zwei der Extraktionselektrode mit Loch und drei den geerdeten Flächen des CPW-Resonators entsprechen. Es ergibt sich das elektrische Feld  $E(x, y)_{Kond}$ , wobei die dritte Raumrichtung, wegen der relativ großen Ausdehnung in dieser Richtung, vernachlässigt wurde. Das elektrische Feld wurde dem Adsorbatfeld zu  $E(x, y, z)_{gesamt} = E(x, y, z)_{Ad} + E(x, y)$  überlagert.

Eine Größe für die Anregungswahrscheinlichkeit von Rydberg-Atomen  $39D_{5/2}m_j = 1/2$  mit einer Verstimmung von  $\delta_C = -2\pi \cdot 100$  MHz erhält man aus einer Stark-Map. Bei  $9$  V/cm ist eine Resonanz, sodass  $|E(x, y, z)_{gesamt} - 9$  V/cm| klein ist. Die große Steigung des Zustandes  $dF \approx 100$  MHz  $\cdot$  V/cm im elektrischen Feld wird, wegen der begrenzten Auflösung der Simulation mit  $0,2$  V/cm FWHM einer Normalverteilung in eine Größe für die Anregungswahrscheinlichkeit zwischen  $0$  und  $1$ , umgerechnet.

Die Frequenzverschiebung durch das magnetische Feld der Falle wurde mit zwei stromdurchflossenen, supraleitenden Leitern der Dicke  $w = 30$   $\mu$ m, Abstand  $16$   $\mu$ m und  $I = 0,1$  A und einem Offset-Feld  $B = 2$  G senkrecht zur Leiterfläche simuliert. Damit konnte die Feldverteilung in der Falle  $40$   $\mu$ m von der Chipoberfläche entfernt, senkrecht über der Resonatorspalte wie in [155], abgeschätzt werden. Die resultierende unterschiedliche Frequenzverschiebung für den Grund- und Rydberg-Zustand verringert die Anregungswahrscheinlichkeit am Rand der Wolke. Der Effekt ist klein. Da sich die Ausrichtung der Atome wegen der Richtungsänderung des elektrischen Feldes mit dem Kompensationsfeld in Bezug auf die Polarisation der Anregungslaser verändert, modifiziert diese auch die Anregungswahrscheinlichkeit. Am Ort der Wolke ist der Effekt aber auch gering.

Die Dichteverteilung der Atome in der Falle und die Intensitätsverteilung der Laser (hauptsächlich der Kopplungs-Laser mit  $w = 25$   $\mu$ m) gewichten die Anregungswahrscheinlichkeit zusätzlich. Zuletzt kann die experimentelle Situation nachgebildet werden, die Kompensationsspannung wird durchgeföhren und die Summe der Anregungswahrscheinlichkeiten an allen Positionen als Maß für die detektierten Ionen gilt. Daraus wurden  $\sigma_{Ad}$  und  $z_{Ad}$  angepasst.

## A.6.2 Simulation eines Adsorbatfeld-Kompensationsmechanismus

Ausgehend von der Simulation des Adsorbatfeldes über dem Chip wurde ein Kompensationsmechanismus simuliert, welcher in Kapitel 6.1 beobachtet wurde. Dabei wird davon ausgegangen, dass Elektronen, die bei der Ionisation der Rydberg-Atome

entstehen, in Richtung des Chips beschleunigt werden. Bei der Messreihe wurden aufeinanderfolgende Messungen des elektrischen Feldes, wie in Kapitel 6.1, beschrieben ausgeführt. Wegen der Detektionseffizienz von ungefähr 50 % [82] entspricht die Anzahl der detektierten Ionen ungefähr der Hälfte der Elektronen. Für eine Kompensationsspannung werden dann maximal 700 Elektronen (vergleiche Abbildung 6.3c) generiert und in Richtung des Chips durch die Extraktionsspannung beschleunigt. Die Koordinaten des Startpunktes sind zufällig und folgen in x- und z-Richtung der atomaren Dichteverteilung und der Intensitätsverteilung der Laser, in y-Richtung wird der Startpunkt im Zentrum der Wolke festgelegt.

Die Flugbahn der Elektronen wird durch die elektrischen Felder in der Nähe des Chips beeinflusst. In jedem Punkt in der Simulation ( $1 \times 1 \mu\text{m}$ ) wird ein Elektron durch das vorherrschende Feld beschleunigt. Die Flugbahn wird dominiert durch die Spannung zwischen Chipoberfläche und Extraktionselektrode. Im Prinzip leitet das Adsorbatfeld die Elektronen in das Zentrum des Patches. Die Simulation zeigt aber, dass die Flugbahn dadurch nur unwesentlich beeinflusst wird. Erst große Elektronenansammlungen im Zentrum können die Flugbahn, weg von der Resonatorlücke, auf eine metallische Fläche leiten. Die Sättigung, wie sie in den Messungen zu sehen ist, wird so nicht erreicht.

Die Elektronen können an der Oberfläche des Isolators haften. Durch die gaußförmige Adsorbatdichte entsteht ein elektrisches Feld in der Nähe der Oberfläche, welches für Elektronen eine Kraft in Richtung des Zentrums bewirkt. Wie in Abbildung A.9 zu sehen ist, ändert sich das Feld, wenn mehr Elektronen in diesem Potential gefangen sind. Für viele Elektronen werden zusätzliche Elektronen an die metallischen Leiter beschleunigt, wo sie abfließen können. Die Simulation konnte aber nicht in Übereinstimmung mit der Messung gebracht werden. Die gemessenen Felder am Ort der gefangenen Wolke müssten viel kleiner sein, um eine Öffnung des Potentials zu ermöglichen.

Da die genaue Situation in unmittelbarer Nähe der Oberfläche unbekannt ist, wurde eine Rate der Oberflächendiffusion der Elektronen angenommen, die wegen der  $N(N-1)/2$  Skalierung der paarweisen Abstoßung, quadratisch von der Anzahl der Elektronen abhängt. Je mehr Elektronen sich an der Oberfläche befinden, desto schneller bewegen sie sich. Ein kleiner Teil der Ladungen wird dann als fest gebunden angenommen, der Rest fließt ab. Das wurde umgesetzt, indem die Anzahl der Elektronen, die abfließen oder fest gebunden werden, durch die Diffusionsrate  $0,05N^2$  gegeben ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass eines dieser Elektronen gebunden wird hängt mit

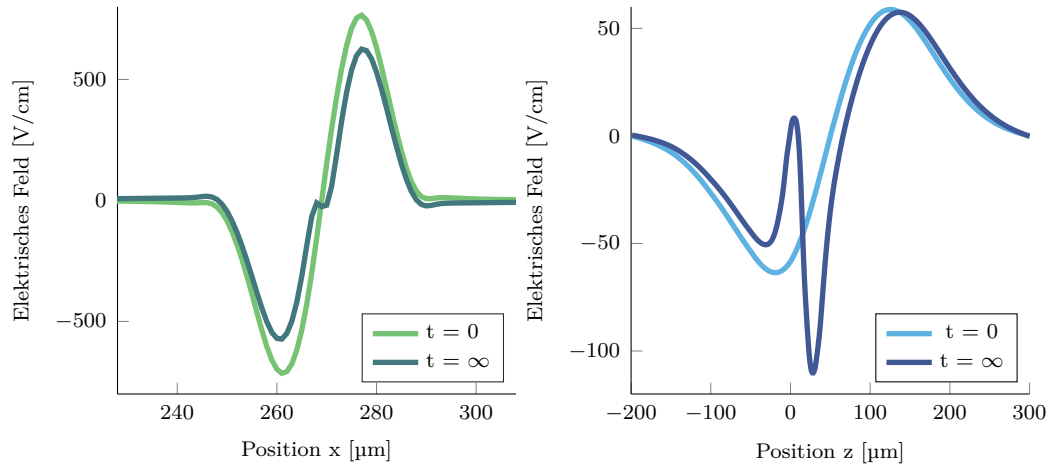


Abb. A.9: Simulation des elektrischen Feldes an der Oberfläche durch Adsorbatverteilung und durch zusätzlich gefangene Elektronen. (links) Zum Zeitpunkt 0 verursacht die schmale Adsorbatverteilung in der Resonatorlücke (Zentrum Lücke  $x = 268 \mu\text{m}$ ) ein starkes Feld in x-Richtung. Für  $x < 268 \mu\text{m}$  werden Elektronen durch ein negatives Feld, für  $x > 268 \mu\text{m}$  durch ein positives Feld zum Zentrum beschleunigt. Für viele Elektronen verändert sich das Feld und wird teilweise umgekehrt. (rechts) Gleiche Simulation des Feldes aber in z-Richtung, entlang des Resonators bei  $x = 268 \mu\text{m}$ . Zu Anfang werden Elektronen dort gefangen, wo das elektrische Feld Null ist. Für viele gefangene Elektronen kehrt sich das Feld wieder um und zusätzliche Elektronen werden vom Zentrum weg beschleunigt.

$0,025(\exp(N_{fest}0,002))$  exponentiell von der Anzahl der fest gebundenen Elektronen  $N_{fest}$  ab. Das entspricht dem Verhalten beim Befüllen der Falle, wobei die Raten nun an die Messung angepasst wurde.

Aus der Simulation erhält man das Verhalten des elektrischen Feldes, was in der Messung festgestellt wurde. Das elektrische Feld durch Adsorbate nimmt mit zunehmender Messdauer ab. Die Elektronen am Isolator kompensieren das Feld zum Teil. Die Abstände der beiden Maxima in Abbildung 6.3b) verringern sich, was eine Kompensation des Feldes, auch parallel zum Chip, bedeutet. Zusätzlich wird die Messung durch das sich am Anfang schnell ändernde Feld gestaucht. Auf einer langsameren Zeitskala werden die Maxima auch breiter, was mit der Sättigung der Ladung an der Oberfläche zusammenhängt. Die Stauchung der Messung wird geringer und damit werden die Maxima breiter.

Aus der Simulation kann die Änderung des elektrischen Feldes am Ort der Atome genauer nachvollzogen werden. Die vielen Elektronen, die an die Oberfläche gelangen brauchen eine gewisse Zeit, bis sie abfließen. Sie verändern das Feld am Ort der Atome um einige V/cm, wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist. Die Feldänderung verschiebt die Anregungswahrscheinlichkeit senkrecht zur Oberfläche und könnte der Grund dafür gewesen sein, dass keine Rabi-Oszillation zwischen zwei Rydberg-Zuständen im Resonator beobachtet werden konnte. Die Elektronen sollten deshalb nach der Ionisation der Rydberg-Atome möglichst von der Chipoberfläche weg beschleunigt werden.

## A.7 Elektrisches Feld im Resonator

Die Energie von n Photonen ist

$$\mathcal{E}_n = (1/2 + n)\hbar\omega \quad (\text{A.25})$$

und die Energie, die in einem elektromagnetischen Felde im Volumen  $V$  gespeichert ist, ist

$$\mathcal{E}_{EM} = \frac{1}{2} \int (\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2) dV, \quad (\text{A.26})$$

sodass die Hälfte der Energie im elektrischen Feld liegt. Ist eine Lichtmode in einem Resonator im Grundzustand ( $n=0$ ), dann ist die Energie der Vakuumfluktuationen (zero point fluctuations ZPF) im elektrischen Feld

$$\mathcal{E}_{ZPF,el} = \frac{1}{4}\hbar\omega = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_{ZPF}^2 V \quad (\text{A.27})$$

und das elektrische Feld mit dem Modenvolumen  $V$

$$E_{ZPF} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}}. \quad (\text{A.28})$$

Betrachtet man nicht nur die Vakuummode, sondern auch die Besetzung mit  $n$  Photonen, so ist das elektrische Feld

$$E_n(n) = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\epsilon_0 V}}(n + 1/2) \quad (\text{A.29})$$

und  $\sqrt{\frac{\hbar\omega}{\epsilon_0 V}}$  kann ungefähr als elektrisches Feld eines Photons betrachtet werden und das Feld skaliert nun mit  $\sqrt{n}$ .

Im Fall eines Kondensators ist die Energie durch

$$\mathcal{E}_K = \frac{1}{2}CV_K^2 \quad (\text{A.30})$$

gegeben, mit der Kapazität  $C$  und der Spannung  $V_K$ . Ist  $V_K = V_0 \cos(\omega t)$  ein oszillierendes Feld, ist die mittlere Energie des elektrischen Feldes

$$\bar{\mathcal{E}}_K = \frac{1}{4}CV_0^2, \quad (\text{A.31})$$

oder mit  $V_{rms} = V_0/\sqrt{2}$

$$\bar{\mathcal{E}}_K = \frac{1}{2}CV_{rms}^2. \quad (\text{A.32})$$

Die Energie der Vakuumfluktuationen als rms-Wert in einem CPW Resonator kann analog mit  $V_{rms} = V_{ZPF}$  über die gesamte Länge des Resonators integriert werden:

$$\bar{\mathcal{E}}_{CPW} = \frac{1}{2} \int_0^{l_0} C_l V_{ZPF}^2 \sin^2(3\pi l/l_0) dl = \frac{l_0}{4} C_l V_{ZPF}^2, \quad (\text{A.33})$$

wobei  $l_0$  die Länge des Resonators und  $C_l$  die Kapazität pro Länge ist. Diese ist durch

$$C_l = 4\epsilon_0\epsilon_{eff} \frac{K(k)}{K(k')} \approx 164 \text{ pF/m} \quad (\text{A.34})$$

[207] gegeben, wobei

$$k = \frac{B}{B + 2S} \quad (\text{A.35})$$

ist, mit der Breite des Zentralleiters  $B = 30 \mu\text{m}$ , dem Spalt zwischen den Leitern

$S = 16 \mu\text{m}$ ,  $k = \sqrt{1 - k^2}$ ,  $\epsilon_{eff} = (1 + \epsilon_{Substr})/2$  [208] und den elliptischen Integralen erster Ordnung  $K$ . Da wieder nur die Hälfte der Energie der Photonen im elektrischen Feld gespeichert wird, ist im Fall der Vakuumfluktuationen ( $n=0$ ) für die Mode mit Frequenz  $\omega_3 = 2\pi \cdot 20,55 \text{ GHz}$  (dritte Harmonische, die im Experiment verwendet wird)

$$\mathcal{E}_{EM} = \frac{1}{4} \hbar \omega_3 = \frac{l_0}{4} C_l V_{ZPF}. \quad (\text{A.36})$$

Bei einer Länge des Resonators von  $l_0 = 9,3 \text{ mm}$  ist

$$V_{CPW,ZPF} = \sqrt{\frac{\hbar \omega_3}{C_l \cdot l_0}} = 3 \mu\text{V}, \quad (\text{A.37})$$

sodass die Nullfeld-Fluktuation  $V_{CPW,ZPF}$  (entspricht einem rms Wert) proportional zu der Wurzel aus der Photonenfrequenz ist. Die Verteilung des elektrischen Feldes entlang des Resonators ist

$$V_{CPW,ZPF}(l) = \sqrt{\frac{\hbar \omega_3}{C_l \cdot l}} \sin(3\pi l/l_0), \quad (\text{A.38})$$

und bei einer Entfernung von  $l = 0,85 \text{ mm}$  von einem Wellenbauch damit  $3/4 V_{CPW,ZPF}$ . Die Verteilung des elektrischen Feldes  $E_{ZPF}$  kann dann numerisch aus der Spannung auf dem Zentralleiter und den geerdeten äußeren Leitern des CPW-Resonator im Gleichgewicht berechnet werden.

## A.8 Kohärenzzeit der Rabi-Oszillation

Das Mikrowellenfeld im Resonator ist inhomogen und folgt ungefähr einem exponentiellen Abfall mit dem Abstand zur Oberfläche. Auch in lateraler Richtung nimmt das Feld mit dem Abstand zu den Spalten zwischen Zentral- und Außenleiter ab, wie der Abbildung 7.4 zu entnehmen ist. Die Rydberg-Atome werden in einem dünnen Blatt parallel zur Oberfläche angeregt und haben, wegen der gaußförmigen Dichteverteilung in der Wolke und der ebenfalls gaußförmigen Intensitätsverteilung der Laser, eine Wahrscheinlichkeitsverteilung (normalisiert  $\int p(\Omega) d\Omega = 1$ ) der Rabi-Frequenzen für den MW-Übergang von

$$p(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\Omega - \Omega_0}{2\sigma^2}}, \quad (\text{A.39})$$

mit der zentralen Rabi-Frequenz  $\Omega_0$  und der Standardabweichung  $\sigma$ . Während die Differenz der Besetzung der Zustände mit  $D(\Omega, t) = \cos(\Omega t)$  oszilliert, ist die gewichtete Summe von Oszillationen an verschiedenen Orten

$$\begin{aligned}
A &= \int p(\Omega) \cos \Omega t = \text{Re} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} p(\Omega) e^{i\Omega t} d\Omega \right] \\
\int p(\Omega) e^{i\Omega t} d\Omega &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int e^{-\frac{(\Omega-\Omega_0)^2}{2\sigma^2}} e^{i\Omega t} d\Omega \\
&= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\tilde{\Omega}^2}{2\sigma^2}} e^{i(\Omega_0+\tilde{\Omega})t} d\tilde{\Omega} \\
&= \frac{e^{i\Omega_0 t}}{\sqrt{2\pi}t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}(\tilde{\Omega}^2 - i2\sigma^2\tilde{\Omega}t)} d\tilde{\Omega} \\
&= \frac{e^{i\Omega_0 t}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{1}{2\sigma^2}[(\tilde{\Omega} - i\sigma^2 t)^2 + \sigma^4 t^2]} d\tilde{\Omega} \\
&= \frac{e^{i\Omega_0 t}}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 t^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\tilde{\Omega} - i\sigma^2 t)^2}{2\sigma^2}} d\tilde{\Omega} \\
&= e^{i\Omega_0 t} e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 t^2}
\end{aligned}$$

$$A = \int p(\Omega) \cos(\Omega t) d\Omega = e^{-\frac{1}{2}\sigma^2 t^2} \cos(\Omega_0 t) = e^{-\left(\frac{t}{t_d}\right)^2} \cos(\Omega_0 t), \quad (\text{A.40})$$

mit der Zerfallszeit  $t_d = \sqrt{2}/\sigma$ .

Unter der Annahme, dass die Intensität des MW-Feld zeitlich konstant ist, also  $\Delta I/I = \alpha = \text{konst.}$ , folgt aus  $\Omega \propto \sqrt{I}$

$$\frac{d\Omega}{dI} = \frac{\Omega}{2I} \rightarrow \frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \frac{1}{2} \frac{\Delta I}{I} = \frac{\alpha}{2}. \quad (\text{A.41})$$

Mit  $\sigma = \Delta\Omega$  gilt für die Zerfallszeit

$$t_d = \frac{\sqrt{2}}{\Delta\Omega} = \frac{2\sqrt{2}}{\Omega\alpha} = \frac{2\sqrt{2}}{\alpha} \frac{1}{\Omega} \propto \frac{1}{\Omega}, \quad (\text{A.42})$$

sodass die Zerfallsrate  $\gamma = 1/t_d$  linear mit der Rabi-Frequenz skaliert.





# Literatur

- [1] M. A. Nielsen und I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information* (Cambridge university press, 2010).
- [2] D. Deutsch und R. Jozsa, „Rapid solution of problems by quantum computation“, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences* **439**, 553 (1992).
- [3] P. W. Shor, „Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer“, *SIAM review* **41**, 303 (1999).
- [4] A. J. Daley, I. Bloch, C. Kokail, S. Flannigan, N. Pearson, M. Troyer und P. Zoller, „Practical quantum advantage in quantum simulation“, *Nature* **607**, 667 (2022).
- [5] S. McArdle, S. Endo, A. Aspuru-Guzik, S. C. Benjamin und X. Yuan, „Quantum computational chemistry“, *Reviews of Modern Physics* **92**, 015003 (2020).
- [6] Roche, *Calculating the unimaginable*, <https://www.roche.com/stories/quantum-computers-calculating-the-unimaginable> [Accessed: (2024)], 2024.
- [7] F. Neukart, G. Compostella, C. Seidel, D. Von Dollen, S. Yarkoni und B. Parney, „Traffic flow optimization using a quantum annealer“, *Frontiers in ICT* **4**, 29 (2017).
- [8] D. Herman, C. Googin, X. Liu, Y. Sun, A. Galda, I. Safro, M. Pistoia und Y. Alexeev, „Quantum computing for finance“, *Nature Reviews Physics* **5**, 450 (2023).
- [9] Y. Liu, S. Arunachalam und K. Temme, „A rigorous and robust quantum speed-up in supervised machine learning“, *Nature Physics* **17**, 1013 (2021).
- [10] F. Arute, K. Arya, R. Babbush, D. Bacon, J. C. Bardin, R. Barends, R. Biswas, S. Boixo, F. G. Brandao, D. A. Buell u. a., „Quantum supremacy using a programmable superconducting processor“, *Nature* **574**, 505 (2019).

- [11] M. Rol, F. Battistel, F. Malinowski, C. Bultink, B. Tarasinski, R. Vollmer, N. Haider, N. Muthusubramanian, A. Bruno, B. Terhal u. a., „Fast, high-fidelity conditional-phase gate exploiting leakage interference in weakly anharmonic superconducting qubits“, *Physical review letters* **123**, 120502 (2019).
- [12] J. Chow, O. Dial und J. Gambetta, „IBM Quantum breaks the 100-qubit processor barrier“, *IBM Research Blog* **2** (2021).
- [13] M. D. Reed, L. DiCarlo, S. E. Nigg, L. Sun, L. Frunzio, S. M. Girvin und R. J. Schoelkopf, „Realization of three-qubit quantum error correction with superconducting circuits“, *Nature* **482**, 382 (2012).
- [14] „Suppressing quantum errors by scaling a surface code logical qubit“, *Nature* **614**, 676 (2023).
- [15] Y. Wu, W.-S. Bao, S. Cao, F. Chen, M.-C. Chen, X. Chen, T.-H. Chung, H. Deng, Y. Du, D. Fan u. a., „Strong quantum computational advantage using a superconducting quantum processor“, *Physical review letters* **127**, 180501 (2021).
- [16] Q. Zhu, S. Cao, F. Chen, M.-C. Chen, X. Chen, T.-H. Chung, H. Deng, Y. Du, D. Fan, M. Gong u. a., „Quantum computational advantage via 60-qubit 24-cycle random circuit sampling“, *Science bulletin* **67**, 240 (2022).
- [17] A. Somoroff, Q. Ficheux, R. A. Mencia, H. Xiong, R. Kuzmin und V. E. Manucharyan, „Millisecond coherence in a superconducting qubit“, *Physical Review Letters* **130**, 267001 (2023).
- [18] A. P. Place, L. V. Rodgers, P. Mundada, B. M. Smitham, M. Fitzpatrick, Z. Leng, A. Premkumar, J. Bryon, A. Vrajitoarea, S. Sussman u. a., „New material platform for superconducting transmon qubits with coherence times exceeding 0.3 milliseconds“, *Nature communications* **12**, 1779 (2021).
- [19] W. G. Unruh, „Maintaining coherence in quantum computers“, *Physical Review A* **51**, 992 (1995).
- [20] S. Krinner, S. Storz, P. Kurpiers, P. Magnard, J. Heinsoo, R. Keller, J. Luetolf, C. Eichler und A. Wallraff, „Engineering cryogenic setups for 100-qubit scale superconducting circuit systems“, *EPJ Quantum Technology* **6**, 2 (2019).
- [21] IBM, *Expanding the IBM Quantum roadmap to anticipate the future of quantum-centric supercomputing*, <https://research.ibm.com/blog/ibm-quantum-roadmap-2025> [Accessed: (2024)], 2024.

- [22] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders und W. Tittel, „Optical quantum memory“, *Nature photonics* **3**, 706 (2009).
- [23] H. J. Kimble, „The quantum internet“, *Nature* **453**, 1023 (2008).
- [24] M. Schlosser, S. Tichelmann, D. Schöffner, D. O. de Mello, M. Hambach, J. Schütz und G. Birkl, „Scalable Multilayer Architecture of Assembled Single-Atom Qubit Arrays in a Three-Dimensional Talbot Tweezer Lattice“, *Physical Review Letters* **130**, 180601 (2023).
- [25] Y. Chew, T. Tomita, T. P. Mahesh, S. Sugawa, S. de Léséleuc und K. Ohmori, „Ultrafast energy exchange between two single Rydberg atoms on a nanosecond timescale“, *Nature Photonics* **16**, 724 (2022).
- [26] L. Isenhower, E. Urban, X. Zhang, A. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. Walker und M. Saffman, „Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate“, *Physical review letters* **104**, 010503 (2010).
- [27] D. Bluvstein, H. Levine, G. Semeghini, T. T. Wang, S. Ebadi, M. Kalinowski, A. Keesling, N. Maskara, H. Pichler, M. Greiner u. a., „A quantum processor based on coherent transport of entangled atom arrays“, *Nature* **604**, 451 (2022).
- [28] C. Young, A. Safari, P. Huft, J. Zhang, E. Oh, R. Chinnarasu und M. Saffman, „An architecture for quantum networking of neutral atom processors“, *Applied Physics B* **128**, 151 (2022).
- [29] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. W. Hänsch und J. Reichel, „Coherence in microchip traps“, *Physical review letters* **92**, 203005 (2004).
- [30] S. Bernon, H. Hattermann, D. Bothner, M. Knufinke, P. Weiss, F. Jessen, D. Cano, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle u. a., „Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip“, *Nature communications* **4**, 2380 (2013).
- [31] D. Petrosyan, K. Mølmer, J. Fortágh und M. Saffman, „Microwave to optical conversion with atoms on a superconducting chip“, *New Journal of Physics* **21**, 073033 (2019).
- [32] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac und P. Zoller, „Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles“, *Physical review letters* **87**, 037901 (2001).

- [33] J. Majer, J. Chow, J. Gambetta, J. Koch, B. Johnson, J. Schreier, L. Frunzio, D. Schuster, A. A. Houck, A. Wallraff u. a., „Coupling superconducting qubits via a cavity bus“, *Nature* **449**, 443 (2007).
- [34] P. Kurpiers, P. Magnard, T. Walter, B. Royer, M. Pechal, J. Heinsoo, Y. Salathé, A. Akin, S. Storz, J.-C. Besse u. a., „Deterministic quantum state transfer and remote entanglement using microwave photons“, *Nature* **558**, 264 (2018).
- [35] J. Verdú, H. Zoubi, C. Koller, J. Majer, H. Ritsch und J. Schmiedmayer, „Strong magnetic coupling of an ultracold gas to a superconducting waveguide cavity“, *Physical review letters* **103**, 043603 (2009).
- [36] H. Hattermann, D. Bothner, L. Y. Ley, B. Ferdinand, D. Wiedmaier, L. Sárkány, R. Kleiner, D. Koelle und J. Fortágh, „Coupling ultracold atoms to a superconducting coplanar waveguide resonator“, *Nat. Commun.* **8**, 2254 (2017).
- [37] A. S. Sørensen, C. H. van der Wal, L. I. Childress und M. D. Lukin, „Capacitive coupling of atomic systems to mesoscopic conductors“, *Physical review letters* **92**, 063601 (2004).
- [38] S. Haroche und J.-M. Raimond, *Exploring the quantum: atoms, cavities, and photons* (Oxford university press, 2006).
- [39] S. Haroche, „Nobel Lecture: Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary“, *Reviews of Modern Physics* **85**, 1083 (2013).
- [40] S. D. Hogan, J. A. Agner, F. Merkt, T. Thiele, S. Filipp und A. Wallraff, „Driving Rydberg-Rydberg transitions from a coplanar microwave waveguide“, *Physical Review Letters* **108**, 063004 (2012).
- [41] A. Morgan und S. Hogan, „Coupling Rydberg atoms to microwave fields in a superconducting coplanar waveguide resonator“, *Physical Review Letters* **124**, 193604 (2020).
- [42] D. A. Steck, „Quantum and atom optics“, (2007).
- [43] C. C. Gerry und P. L. Knight, *Introductory quantum optics* (Cambridge university press, 2023).
- [44] L. Y. Ley, „Coupling of Rydberg atoms to a superconducting coplanar waveguide resonator for a quantum memory device“, Diss. (Universitätsbibliothek Tübingen, 2018).

- [45] P. Weiß u. a., „Hybridsystem ultrakalter Atome und supraleitender Ringstrukturen“, Diss. (Universitätsbibliothek Tübingen, 2017).
- [46] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, 2010.
- [47] M. Safronova, C. J. Williams und C. W. Clark, „Relativistic many-body calculations of electric-dipole matrix elements, lifetimes, and polarizabilities in rubidium“, *Physical Review A* **69**, 022509 (2004).
- [48] S. Kraft, „Vom Atomchip zur Mikroatomik: Einzelatomnachweis in Mikrofallen durch Photoionisation“, Diss. (Tübingen, Univ., Diss., 2006, 2006).
- [49] N. Šibalić, J. D. Pritchard, C. S. Adams und K. J. Weatherill, „ARC: An open-source library for calculating properties of alkali Rydberg atoms“, *Computer Physics Communications* **220**, 319 (2017).
- [50] L. Hao, Y. Jiao, Y. Xue, X. Han, S. Bai, J. Zhao und G. Raithel, „Transition from electromagnetically induced transparency to Autler–Townes splitting in cold cesium atoms“, *New Journal of Physics* **20**, 073024 (2018).
- [51] D. W. Allan, „Statistics of atomic frequency standards“, *Proceedings of the IEEE* **54**, 221 (1966).
- [52] W. J. Riley und D. A. Howe, „Handbook of frequency stability analysis“, (2008).
- [53] L. S. Cutler und C. L. Searle, „Some aspects of the theory and measurement of frequency fluctuations in frequency standards“, *Proceedings of the IEEE* **54**, 136 (1966).
- [54] R. Paschotta, „Frequency Noise“, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology* (2022).
- [55] P. Fritschel, A. Jeffries und T. J. Kane, „Frequency fluctuations of a diode-pumped Nd: YAG ring laser“, *Optics letters* **14**, 993 (1989).
- [56] Y.-J. Cheng, P. L. Mussche und A. E. Siegman, „Measurement of laser quantum frequency fluctuations using a Pound-Drever stabilization system“, *IEEE journal of quantum electronics* **30**, 1498 (1994).
- [57] N. Coluccelli, M. Cassinerio, A. Gambetta, P. Laporta und G. Galzerano, „Frequency-noise measurements of optical frequency combs by multiple fringe-side discriminator“, *Scientific reports* **5**, 1 (2015).

- [58] S. De Léséleuc, D. Barredo, V. Lienhard, A. Browaeys und T. Lahaye, „Analysis of imperfections in the coherent optical excitation of single atoms to Rydberg states“, *Physical Review A* **97**, 053803 (2018).
- [59] G. Di Domenico, S. Schilt und P. Thomann, „Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape“, *Applied optics* **49**, 4801 (2010).
- [60] H. Ludvigsen, M. Tossavainen und M. Kaivola, „Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay“, *Optics Communications* **155**, 180 (1998).
- [61] L. Richter, H. Mandelberg, M. Kruger und P. McGrath, „Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times“, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22**, 2070 (1986).
- [62] N. Von Bandel, M. Myara, M. Sellahi, T. Souici, R. Dardaillon und P. Signoret, „Time-dependent laser linewidth: beat-note digital acquisition and numerical analysis“, *Optics Express* **24**, 27961 (2016).
- [63] T. W. Hänsch, „Nobel lecture: passion for precision“, *Reviews of Modern Physics* **78**, 1297 (2006).
- [64] J. L. Hall, „Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies“, *Reviews of modern physics* **78**, 1279 (2006).
- [65] G. Krauss, D. Fehrenbacher, D. Brida, C. Riek, A. Sell, R. Huber und A. Leitenstorfer, „All-passive phase locking of a compact Er: fiber laser system“, *Optics letters* **36**, 540 (2011).
- [66] „Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network“, *Nature* **591**, 564 (2021).
- [67] E. Benkler, B. Lipphardt, T. Puppe, R. Wilk, F. Rohde und U. Sterr, „End-to-end topology for fiber comb based optical frequency transfer at the  $10^{-21}$  level“, *Optics express* **27**, 36886 (2019).
- [68] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik und P. O. Schmidt, „Optical atomic clocks“, *Reviews of Modern Physics* **87**, 637 (2015).
- [69] R. Kliese, N. Hoghooghi, T. Puppe, F. Rohde, A. Sell, A. Zach, P. Leisching, W. Kaenders, N. C. Keegan, A. D. Bounds u. a., „Difference-frequency combs in cold atom physics“, *The European Physical Journal Special Topics* **225**, 2775 (2016).

- [70] J. P. Cahill, T. Mahmood, P. Sykes, W. Zhou, M. J. Cich, R. Wilk, S. Mueller, F. Rohde und C. R. Menyuk, „Low-Phase Noise Microwave Generation using Self-Stabilized  $f_{\text{ceo}}$ -Free Comb“, in 2020 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and International Symposium on Applications of Ferroelectrics (IFCS-ISAF) (IEEE, 2020), S. 1–2.
- [71] P. T. Systems, „General Description GPS10RBN“, (2016).
- [72] AXTAL, „Ultra-Low Phase Noise OXCO with multiple outputs“, (2021).
- [73] Oscilloquartz, „Manual Oscilloquartz 8607“, (2015).
- [74] C. Barrett, „Fractional/integer-N PLL basics“, (1999).
- [75] N. Photonics, „Koheras BASIK Datasheet“, (2022).
- [76] E. Benkler, H. R. Telle, A. Zach und F. Tauser, „Circumvention of noise contributions in fiber laser based frequency combs“, *Optics express* **13**, 5662 (2005).
- [77] T. Puppe, A. Sell, R. Kliese, N. Hoghooghi, A. Zach und W. Kaenders, „Characterization of a DFG comb showing quadratic scaling of the phase noise with frequency“, *Optics Letters* **41**, 1877 (2016).
- [78] A. Liehl, P. Sulzer, D. Fehrenbacher, S. Eggert, M. Ludwig, F. Ritzkowsky, D. V. Seletskiy und A. Leitenstorfer, „Broadband analysis and self-control of spectral fluctuations in a passively phase-stable Er-doped fiber frequency comb“, *Physical Review A* **101**, 023801 (2020).
- [79] H. R. Telle, B. Lipphardt und J. Stenger, „Kerr-lens, mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements“, *Applied Physics B* **74**, 1 (2002).
- [80] Highfinesse, „Linewidth Analyzer LWA-1k, User Manual“, (2012).
- [81] T. F. Gallagher, „Rydberg atoms“, in *Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics* (Springer, 1994), S. 231–240.
- [82] A. Stibor, S. Kraft, T. Campey, D. Komma, A. Günther, J. Fortágh, C. Vale, H. Rubinsztein-Dunlop und C. Zimmermann, „Calibration of a single-atom detector for atomic microchips“, *Physical Review A* **76**, 033614 (2007).
- [83] V. C. Gregoric, J. J. Bennett, B. R. Gaultieri, A. Kannad, Z. C. Liu, Z. A. Rowley, T. J. Carroll und M. W. Noel, „Improving the state selectivity of field ionization with quantum control“, *Physical Review A* **98**, 063404 (2018).

- [84] F. Karlewski, M. Mack, J. Grimmel, N. Sándor und J. Fortágh, „State-selective all-optical detection of Rydberg atoms“, *Phys. Rev. A* **91**, 043422 (2015).
- [85] K. Weatherill, J. Pritchard, R. Abel, M. Bason, A. Mohapatra und C. Adams, „Electromagnetically induced transparency of an interacting cold Rydberg ensemble“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **41**, 201002 (2008).
- [86] T. Wang, S. Yelin, R. Côté, E. Eyler, S. Farooqi, P. Gould, M. Koštrun, D. Tong und D. Vrinceanu, „Superradiance in ultracold Rydberg gases“, *Physical Review A* **75**, 033802 (2007).
- [87] J. Day, E. Brekke und T. Walker, „Dynamics of low-density ultracold Rydberg gases“, *Physical Review A* **77**, 052712 (2008).
- [88] E. A. Goldschmidt, T. Boulier, R. C. Brown, S. B. Koller, J. T. Young, A. V. Gorshkov, S. Rolston und J. V. Porto, „Anomalous broadening in driven dissipative Rydberg systems“, *Physical review letters* **116**, 113001 (2016).
- [89] J. Aman, B. J. DeSalvo, F. Dunning, T. Killian, S. Yoshida und J. Burgdörfer, „Trap losses induced by near-resonant Rydberg dressing of cold atomic gases“, *Physical Review A* **93**, 043425 (2016).
- [90] T. Zhou, B. Richards und R. Jones, „Absence of collective decay in a cold Rydberg gas“, *Physical Review A* **93**, 033407 (2016).
- [91] T. Boulier, E. Magnan, C. Bracamontes, J. Maslek, E. Goldschmidt, J. Young, A. Gorshkov, S. Rolston und J. V. Porto, „Spontaneous avalanche dephasing in large Rydberg ensembles“, *Physical Review A* **96**, 053409 (2017).
- [92] J. T. Young, T. Boulier, E. Magnan, E. A. Goldschmidt, R. M. Wilson, S. L. Rolston, J. V. Porto und A. V. Gorshkov, „Dissipation-induced dipole blockade and antiblockade in driven Rydberg systems“, *Physical Review A* **97**, 023424 (2018).
- [93] J. de Hond, N. Cisternas, R. Spreeuw, H. v. L. van den Heuvel und N. van Dru-  
ten, „Interplay between van der Waals and dipole–dipole interactions among  
Rydberg atoms“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **53**, 084007 (2020).
- [94] L. Hao, Z. Bai, J. Bai, S. Bai, Y. Jiao, G. Huang, J. Zhao, W. Li und S.  
Jia, „Observation of blackbody radiation enhanced superradiance in ultracold  
Rydberg gases“, *New Journal of Physics* **23**, 083017 (2021).



- [95] E. Suarez, P. Wolf, P. Weiss und S. Slama, „Superradiance decoherence caused by long-range Rydberg-atom pair interactions“, *Physical Review A* **105**, L041302 (2022).
- [96] K.-T. Chen, B. Kim, C.-C. Su, S.-S. Hsiao, S.-J. Huang, W.-T. Liao und A. Y. Ite, „Increasing the decoherence rate of Rydberg polaritons due to accumulating dark Rydberg atoms“, *Physical Review Research* **4**, 023024 (2022).
- [97] H. Levine, A. Keesling, A. Omran, H. Bernien, S. Schwartz, A. S. Zibrov, M. Endres, M. Greiner, V. Vuletić und M. D. Lukin, „High-fidelity control and entanglement of Rydberg-atom qubits“, *Physical review letters* **121**, 123603 (2018).
- [98] X. Jiang, J. Scott, M. Friesen und M. Saffman, „Sensitivity of quantum gate fidelity to laser phase and intensity noise“, *Physical Review A* **107**, 042611 (2023).
- [99] G. Belin und S. Svanberg, „Electronic gJ Factors, Natural Lifetimes, and Electric Quadrupole Interaction for Rb87 in the  $np\ 2\ P\ 3/2$  Series of the Rb I Spectrum“, *Physica Scripta* **4**, 269 (1971).
- [100] M. Mack, F. Karlewski, H. Hattermann, S. Höckh, F. Jessen, D. Cano und J. Fortágh, „Measurement of absolute transition frequencies of  $^{87}\text{Rb}$  to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency“, *Phys. Rev. A* **83**, 052515 (2011).
- [101] I. Beterov, D. Tretyakov, I. Ryabtsev, V. Entin, A. Ekers und N. Bezuglov, „Ionization of Rydberg atoms by blackbody radiation“, *New Journal of Physics* **11**, 013052 (2009).
- [102] F. Robicheaux, „Ionization due to the interaction between two Rydberg atoms“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **38**, S333 (2005).
- [103] M. Kiffner, D. Ceresoli, W. Li und D. Jaksch, „Quantum mechanical calculation of Rydberg–Rydberg autoionization rates“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **49**, 204004 (2016).
- [104] Y. Dudin, L. Li, F. Bariani und A. Kuzmich, „Observation of coherent many-body Rabi oscillations“, *Nature Physics* **8**, 790 (2012).

- [105] K. Singer, J. Stanojevic, M. Weidemüller und R. Côté, „Long-range interactions between alkali Rydberg atom pairs correlated to the ns–ns, np–np and nd–nd asymptotes“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **38**, S295 (2005).
- [106] S. Chandrasekhar, „Stochastic problems in physics and astronomy“, *Reviews of modern physics* **15**, 1 (1943).
- [107] M. Mack, „Optische Messungen der Struktur von Rydbergatomen und deren Lebensdauern“, Diss. (Eberhard Karls Universität Tübingen, 2015).
- [108] L. Festa, N. Lorenz, L.-M. Steinert, Z. Chen, P. Osterholz, R. Eberhard und C. Gross, „Blackbody-radiation-induced facilitated excitation of Rydberg atoms in optical tweezers“, *Physical Review A* **105**, 013109 (2022).
- [109] M. Miyagawa, „Nearest neighbor distance in three-dimensional space“, *Forma* **33**, 7 (2018).
- [110] F. Gounand, M. Hugon, P. Fournier und J. Berlande, „Superradiant cascading effects in rubidium Rydberg levels“, *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics (1968-1987)* **12**, 547 (1979).
- [111] M. Gross, C. Fabre, P. Pillet und S. Haroche, „Observation of near-infrared Dicke superradiance on cascading transitions in atomic sodium“, *Physical Review Letters* **36**, 1035 (1976).
- [112] M. Mack, „Optische Messungen der Struktur von Rydbergatomen und deren Lebensdauern“, Diss. (Universität Tübingen, 2016).
- [113] N. E. Rehler und J. H. Eberly, „Superradiance“, *Physical Review A* **3**, 1735 (1971).
- [114] R. T. Sutherland und F. Robicheaux, „Superradiance in inverted multilevel atomic clouds“, *Physical Review A* **95**, 033839 (2017).
- [115] T. Cubel, B. Teo, V. Malinovsky, J. Guest, A. Reinhard, B. Knuffman, P. Berman und G. Raithel, „Coherent population transfer of ground-state atoms into Rydberg states“, *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics* **72**, 023405 (2005).
- [116] C. Lee, „Threshold behavior of super-radiance under continuous pumping“, *Applied Physics Letters* **42**, 316 (1983).

- [117] M. Gross und S. Haroche, „Superradiance: An essay on the theory of collective spontaneous emission“, *Physics reports* **93**, 301 (1982).
- [118] B. J. DeSalvo, J. Aman, C. Gaul, T. Pohl, S. Yoshida, J. Burgdörfer, K. Hazard, F. Dunning und T. Killian, „Rydberg-blockade effects in Autler-Townes spectra of ultracold strontium“, *Physical Review A* **93**, 022709 (2016).
- [119] M. G. Littman, M. L. Zimmerman, T. W. Ducas, R. R. Freeman und D. Kleppner, „Structure of Sodium Rydberg States in Weak to Strong Electric Fields“, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 788 (1976).
- [120] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash und D. Kleppner, „Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms“, *Phys. Rev. A* **20**, 2251 (1979).
- [121] J. Grimm, M. Mack, F. Karlewski, F. Jessen, M. Reinschmidt, N. Sándor und J. Fortágh, „Measurement and numerical calculation of Rubidium Rydberg Stark spectra“, *New J. Phys.* **17**, 053005 (2015).
- [122] J. Grimm, M. Stecker, M. Kaiser, F. Karlewski, L. Torralbo-Campo, A. Günther und J. Fortágh, „Ionization spectra of highly Stark-shifted rubidium Rydberg states“, *Phys. Rev. A* **96**, 013427 (2017).
- [123] J. Grimm, „Controlling Rydberg atoms in external electric fields“, Diss. (Universität Tübingen, 2018).
- [124] M. Stecker, „Spatial and temporal correlations in cold Rydberg gases“, Diss. (Universität Tübingen, 2018).
- [125] M. Stecker, R. Nold, L.-M. Steinert, J. Grimm, D. Petrosyan, J. Fortágh und A. Günther, „Controlling the dipole blockade and ionization rate of rydberg atoms in strong electric fields“, *Physical Review Letters* **125**, 103602 (2020).
- [126] M. Marinescu, H. R. Sadeghpour und A. Dalgarno, „Dispersion coefficients for alkali-metal dimers“, *Phys. Rev. A* **49**, 982 (1994).
- [127] C. Glaser, F. Karlewski, J. Kluge, J. Grimm, M. Kaiser, A. Günther, H. Hattermann, M. Krutzik und J. Fortágh, „Absolute frequency measurement of rubidium 5 S- 6 P transitions“, *Physical Review A* **102**, 012804 (2020).
- [128] V. Zhelyazkova und S. Hogan, „Preparation of circular Rydberg states in helium using the crossed-fields method“, *Physical Review A* **94**, 023415 (2016).

- [129] H. A. Bethe und E. E. Salpeter, *Quantum mechanics of one-and two-electron atoms* (Springer Science & Business Media, 2013).
- [130] M. Kaiser, C. Glaser, L. Y. Ley, J. Grimm, H. Hattermann, D. Bothner, D. Koelle, R. Kleiner, D. Petrosyan, A. Günther u. a., „Cavity-driven Rabi oscillations between Rydberg states of atoms trapped on a superconducting atom chip“, *Physical Review Research* **4**, 013207 (2022).
- [131] L. Jones, J. Carter und J. Martin, „Rydberg atoms with a reduced sensitivity to dc and low-frequency electric fields“, *Physical Review A* **87**, 023423 (2013).
- [132] Y. Ni, P. Xu und J. Martin, „Reduction of the dc-electric-field sensitivity of circular Rydberg states using nonresonant dressing fields“, *Physical Review A* **92**, 063418 (2015).
- [133] D. W. Booth, J. Isaacs und M. Saffman, „Reducing the sensitivity of Rydberg atoms to dc electric fields using two-frequency ac field dressing“, *Physical Review A* **97**, 012515 (2018).
- [134] C. Kocher und C. Taylor, „High-Rydberg atoms as probes of surface electric fields and sub-monolayer adsorption“, *Physics Letters A* **124**, 68 (1987).
- [135] J. McGuirk, D. Harber, J. M. Obrecht und E. A. Cornell, „Alkali-metal adsorbate polarization on conducting and insulating surfaces probed with Bose-Einstein condensates“, *Physical Review A* **69**, 062905 (2004).
- [136] J. M. Obrecht, R. Wild und E. A. Cornell, „Measuring electric fields from surface contaminants with neutral atoms“, *Physical Review A* **75**, 062903 (2007).
- [137] A. Tauschinsky, R. M. Thijssen, S. Whitlock, H. v. L. van den Heuvel und R. Spreeuw, „Spatially resolved excitation of Rydberg atoms and surface effects on an atom chip“, *Physical Review A* **81**, 063411 (2010).
- [138] H. Hattermann, M. Mack, F. Karlewski, F. Jessen, D. Cano und J. Fortágh, „Detrimental adsorbate fields in experiments with cold Rydberg gases near surfaces“, *Physical Review A* **86**, 022511 (2012).
- [139] K. Chan, M. Siercke, C. Hufnagel und R. Dumke, „Adsorbate electric fields on a cryogenic atom chip“, *Physical review letters* **112**, 026101 (2014).
- [140] T. Thiele, S. Filipp, J. A. Agner, H. Schmutz, J. Deiglmayr, M. Stammeier, P. Allmendinger, F. Merkt und A. Wallraff, „Manipulating Rydberg atoms close to surfaces at cryogenic temperatures“, *Physical Review A* **90**, 013414 (2014).

- [141] T. Thiele, J. Deiglmayr, M. Stammeier, J.-A. Agner, H. Schmutz, F. Merkt und A. Wallraff, „Imaging electric fields in the vicinity of cryogenic surfaces using Rydberg atoms“, *Physical Review A* **92**, 063425 (2015).
- [142] T. Thiele, „Coherent manipulation of Rydberg atoms close to surfaces at cryogenic temperatures“, Diss. (ETH Zurich, 2016).
- [143] N. Cisternas, J. de Hond, G. Lothead, R. Spreeuw, H. v. L. van den Heuvell und N. van Druten, „Characterizing the local vectorial electric field near an atom chip using Rydberg-state spectroscopy“, *Physical Review A* **96**, 013425 (2017).
- [144] D. Davtyan, S. Machluf, M. Soudijn, J. Naber, N. Van Druten, H. v. L. van den Heuvell und R. Spreeuw, „Controlling stray electric fields on an atom chip for experiments on Rydberg atoms“, *Physical Review A* **97**, 023418 (2018).
- [145] R. Abel, C. Carr, U. Krohn und C. Adams, „Electrometry near a dielectric surface using Rydberg electromagnetically induced transparency“, *Physical Review A* **84**, 023408 (2011).
- [146] J. Naber, S. Machluf, L. Torralbo-Campo, M. Soudijn, N. van Druten, H. v. L. van den Heuvell und R. Spreeuw, „Adsorbate dynamics on a silica-coated gold surface measured by Rydberg Stark spectroscopy“, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **49**, 094005 (2016).
- [147] J. Sedlacek, E. Kim, S. Rittenhouse, P. Weck, H. Sadeghpour und J. Shaffer, „Electric field cancellation on quartz by Rb adsorbate-induced negative electron affinity“, *Physical review letters* **116**, 133201 (2016).
- [148] P. L. Ocola, I. Dimitrova, B. Grinkemeyer, E. Guardado-Sanchez, T. Dordevic, P. Samutpraphoot, V. Vuletic und M. D. Lukin, „Control and entanglement of individual Rydberg atoms near a nanoscale device“, arXiv preprint arXiv:2210.12879 (2022).
- [149] J. Carter und J. Martin, „Energy shifts of Rydberg atoms due to patch fields near metal surfaces“, *Physical Review A* **83**, 032902 (2011).
- [150] D. Neufeld, Y. Pu und F. Dunning, „Probing stray surface electric patch fields using Rydberg atoms“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **269**, 1288 (2011).

- [151] M. Harlander, M. Brownnutt, W. Hänsel und R. Blatt, „Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics“, *New Journal of Physics* **12**, 093035 (2010).
- [152] A. Hankin, Y.-Y. Jau, L. Parazzoli, C. Chou, D. Armstrong, A. Landahl und G. Biedermann, „Two-atom Rydberg blockade using direct 6 S to n P excitation“, *Physical Review A* **89**, 033416 (2014).
- [153] J. D. Carter, O. Cherry und J. Martin, „Electric-field sensing near the surface microstructure of an atom chip using cold Rydberg atoms“, *Physical Review A* **86**, 053401 (2012).
- [154] Carter, Jeffrey David, „Electric field sensing near the surface microstructure of an atom chip using cold Rydberg atoms“, Diss. (2013).
- [155] D. Wiedmaier, „Entwicklung supraleitender Mikrowellenresonatoren zur Anwendung in hybriden Quantensystemen“, (2014).
- [156] P. Petrov, A. Pazgalev, M. Burkova und T. Vartanyan, „Photodesorption of rubidium atoms from a sapphire surface“, *Optics and Spectroscopy* **123**, 574 (2017).
- [157] V. S. Fomenko, *Handbook of thermionic properties: electronic work functions and Richardson constants of elements and compounds* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [158] N. Rajopadhye, S. Dake und S. Bhoraskar, „Characterization of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films deposited by various methods“, *Thin Solid Films* **142**, 127 (1986).
- [159] G. N. Spokes, *The role of aluminum and its oxides in solid propellants*, Techn. Ber. (Stanford research inst menlo park calif, 1963).
- [160] S. Lee, J. Helmcke, J. Hall und B. Stoicheff, „Doppler-free two-photon transitions to Rydberg levels: convenient, useful, and precise reference wavelengths for dye lasers“, *Optics letters* **3**, 141 (1978).
- [161] W. M. Haynes, D. R. Lide und T. J. Bruno, *CRC handbook of chemistry and physics* (CRC press, 2016).
- [162] B. Cordero, V. Gómez, A. E. Platero-Prats, M. Revés, J. Echeverría, E. Cremades, F. Barragán und S. Alvarez, „Covalent radii revisited“, *Dalton Transactions*, 2832 (2008).

- [163] M. Lucht, M. Lerche, H.-C. Wille, Y. V. Shvyd'ko, H. Rüter, E. Gerdau und P. Becker, „Precise measurement of the lattice parameters of  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> in the temperature range 4.5–250 K using the Mössbauer wavelength standard“, *Journal of applied crystallography* **36**, 1075 (2003).
- [164] H. B. Michaelson, „The work function of the elements and its periodicity“, *Journal of applied physics* **48**, 4729 (1977).
- [165] J. Carter und J. Martin, „Coherent manipulation of cold Rydberg atoms near the surface of an atom chip“, *Physical Review A* **88**, 043429 (2013).
- [166] A. Safavi-Naini, P. Rabl, P. Weck und H. Sadeghpour, „Microscopic model of electric-field-noise heating in ion traps“, *Physical Review A* **84**, 023412 (2011).
- [167] A. Safavi-Naini, E. Kim, P. Weck, P. Rabl und H. Sadeghpour, „Influence of monolayer contamination on electric-field-noise heating in ion traps“, *Physical Review A* **87**, 023421 (2013).
- [168] M. Brownnutt, M. Kumph, P. Rabl und R. Blatt, „Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces“, *Reviews of modern Physics* **87**, 1419 (2015).
- [169] C. Hermann-Avigliano, R. C. Teixeira, T. Nguyen, T. Cantat-Moltrecht, G. Nogues, I. Dotsenko, S. Gleyzes, J. Raimond, S. Haroche und M. Brune, „Long coherence times for Rydberg qubits on a superconducting atom chip“, *Physical Review A* **90**, 040502 (2014).
- [170] M. Meucci, E. Mariotti, P. Bicchi, C. Marinelli und L. Moi, „Light-induced atom desorption“, *Europhysics Letters* **25**, 639 (1994).
- [171] L. Torralbo-Campo, G. D. Bruce, G. Smirne und D. Cassetari, „Light-induced atomic desorption in a compact system for ultracold atoms“, *Scientific reports* **5**, 1 (2015).
- [172] D. A. Hite, Y. Colombe, A. C. Wilson, K. R. Brown, U. Warring, R. Jördens, J. D. Jost, K. McKay, D. Pappas, D. Leibfried u. a., „100-fold reduction of electric-field noise in an ion trap cleaned with in situ argon-ion-beam bombardment“, *Physical review letters* **109**, 103001 (2012).
- [173] J. Mozley, P. Hyafil, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond und S. Haroche, „Trapping and coherent manipulation of a Rydberg atom on a microfabricated device: a proposal“, *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* **35**, 43 (2005).

- [174] J. Bohorquez, R. Chinnarasu, J. Isaacs, D. Booth, M. Beck, R. McDermott und M. Saffman, „Reducing Rydberg-state dc polarizability by microwave dressing“, *Physical Review A* **108**, 022805 (2023).
- [175] M. G. Bason, M. Tanasittikosol, A. Sargsyan, A. Mohapatra, D. Sarkisyan, R. Potvliege und C. Adams, „Enhanced electric field sensitivity of rf-dressed Rydberg dark states“, *New Journal of Physics* **12**, 065015 (2010).
- [176] J. A. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau und J. P. Shaffer, „Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances“, *Nature Physics* **8**, 819 (2012).
- [177] S. Kumar, H. Fan, H. Kübler, A. J. Jahangiri und J. P. Shaffer, „Rydberg-atom based radio-frequency electrometry using frequency modulation spectroscopy in room temperature vapor cells“, *Optics Express* **25**, 8625 (2017).
- [178] C. G. Wade, N. Šibalić, N. R. de Melo, J. M. Kondo, C. S. Adams und K. J. Weatherill, „Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence“, *Nature Photonics* **11**, 40 (2017).
- [179] N. Thaicharoen, K. Moore, D. Anderson, R. Powel, E. Peterson und G. Raithel, „Electromagnetically induced transparency, absorption, and microwave-field sensing in a Rb vapor cell with a three-color all-infrared laser system“, *Physical Review A* **100**, 063427 (2019).
- [180] J. A. Gordon, M. T. Simons, A. H. Haddab und C. L. Holloway, „Weak electric-field detection with sub-1 Hz resolution at radio frequencies using a Rydberg atom-based mixer“, *AIP Advances* **9**, 045030 (2019).
- [181] M. Jing, Y. Hu, J. Ma, H. Zhang, L. Zhang, L. Xiao und S. Jia, „Atomic superheterodyne receiver based on microwave-dressed Rydberg spectroscopy“, *Nature Physics* **16**, 911 (2020).
- [182] B. Liu, L.-H. Zhang, Z.-K. Liu, Z.-Y. Zhang, Z.-H. Zhu, W. Gao, G.-C. Guo, D.-S. Ding und B.-S. Shi, „Highly Sensitive Measurement of a Megahertz rf Electric Field with a Rydberg-Atom Sensor“, *Physical Review Applied* **18**, 014045 (2022).
- [183] J. Sedlacek, A. Schwettmann, H. Kübler und J. Shaffer, „Atom-based vector microwave electrometry using rubidium Rydberg atoms in a vapor cell“, *Physical review letters* **111**, 063001 (2013).



- [184] A. Mohapatra, T. Jackson und C. Adams, „Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency“, *Physical review letters* **98**, 113003 (2007).
- [185] D. A. Smith, S. Aigner, S. Hofferberth, M. Gring, M. Andersson, S. Wildermuth, P. Krüger, S. Schneider, T. Schumm und J. Schmiedmayer, „Absorption imaging of ultracold atoms on atom chips“, *Optics express* **19**, 8471 (2011).
- [186] M. Mack, J. Grimm, F. Karlewski, L. Sárkány, H. Hattermann und J. Fortágh, „All-optical measurement of Rydberg-state lifetimes“, *Physical Review A* **92**, 012517 (2015).
- [187] I. Beterov, I. Ryabtsev, D. Tretyakov und V. Entin, „Quasiclassical calculations of blackbody-radiation-induced depopulation rates and effective lifetimes of Rydberg  $n S$ ,  $n P$ , and  $n D$  alkali-metal atoms with  $n \geq 80$ “, *Physical review A* **79**, 052504 (2009).
- [188] J. Preskill, „Quantum computing in the NISQ era and beyond“, *Quantum* **2**, 79 (2018).
- [189] L. Sárkány, J. Fortágh und D. Petrosyan, „Long-range quantum gate via Rydberg states of atoms in a thermal microwave cavity“, *Physical Review A* **92**, 030303 (2015).
- [190] L. Sárkány, J. Fortágh und D. Petrosyan, „Faithful state transfer between two-level systems via an actively cooled finite-temperature cavity“, *Physical Review A* **97**, 032341 (2018).
- [191] I. Rodrigues, G. Steele und D. Bothner, „Photon Pressure with an Effective Negative Mass Microwave Mode“, *Physical review letters* **132**, 203603 (2024).
- [192] N. Photonics, „Laser Phase Noise - Application note on phase noise in single frequency lasers“, (2013).
- [193] D. Fehrenbacher, P. Sulzer, A. Liehl, T. Kälberer, C. Riek, D. V. Seletskiy und A. Leitenstorfer, „Free-running performance and full control of a passively phase-stable Er: fiber frequency comb“, *Optica* **2**, 917 (2015).
- [194] F. Ramian, „Time Domain Oscillator Stability Measurement Allan variance - Application note“, (2015).

- [195] J. A. Barnes, A. R. Chi, L. S. Cutler, D. J. Healey, D. B. Leeson, T. E. McGunigal, J. A. Mullen, W. L. Smith, R. L. Sydnor, R. F. Vessot u. a., „Characterization of frequency stability“, IEEE transactions on instrumentation and measurement, 105 (1971).
- [196] P. Chang, H. Peng und S. Lin, „Allan variance estimated by phase noise measurements“, in Proceedings of the 36th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting (2004), S. 165–172.
- [197] M. Brendle, „10-MHz-Generator Phase lock“, (2012).
- [198] A. M. Marino und C. Stroud Jr, „Phase-locked laser system for use in atomic coherence experiments“, Review of Scientific Instruments **79**, 013104 (2008).
- [199] H. J. Metcalf und P. Van der Straten, „Laser cooling and trapping of neutral atoms“, The Optics Encyclopedia: Basic Foundations and Practical Applications (2007).
- [200] M. Archimi, M. Ceccanti, M. Distefano, L. Di Virgilio, R. Franco, A. Greco, C. Simonelli, E. Arimondo, D. Ciampini und O. Morsch, „Measurements of blackbody-radiation-induced transition rates between high-lying S, P, and D Rydberg levels“, Physical Review A **105**, 063104 (2022).
- [201] C. Liedl, S. Pucher, P. Schneeweiss, L. P. Yatsenko und A. Rauschenbeutel, „Observation of oscillatory Raman gain associated with two-photon Rabi oscillations of nanofiber-coupled atoms“, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **55**, 234005 (2022).
- [202] F. Blauth, „Design and measurement of superconducting microwave kinetic inductance detectors“, Diss. (Universität zu Köln, 2019).
- [203] P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin, A. Vayonakis und J. Zmuidzinas, „A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays“, Nature **425**, 817 (2003).
- [204] W. Buckel und R. Kleiner, *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen* (John Wiley & Sons, 2013).
- [205] R. Barends, S. Van Vliet, J. Baselmans, S. Yates, J. Gao und T. Klapwijk, „Enhancement of quasiparticle recombination in Ta and Al superconductors by implantation of magnetic and nonmagnetic atoms“, Physical Review B **79**, 020509 (2009).

- [206] N. V. Smith, „Optical constants of rubidium and cesium from 0.5 to 4.0 eV“, *Physical Review B* **2**, 2840 (1970).
- [207] M. Göppl, A. Fragner, M. Baur, R. Bianchetti, S. Filipp, J. M. Fink, P. J. Leek, G. Puebla, L. Steffen und A. Wallraff, „Coplanar waveguide resonators for circuit quantum electrodynamics“, *Journal of Applied Physics* **104** (2008).
- [208] R. Barends, „Photon-detecting superconducting resonators“, (2009).

