
Entwicklung und Aufbau hybrider Quantensysteme für Quantencomputing und Metrologie

Dissertation

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

vorgelegt von
Florian Peter Jessen
aus Tübingen

Tübingen
2018

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

Tag der mündlichen <u>Qualifikation</u>	22. Juni 2018
Dekan	Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel
1. Berichterstatter	Prof. Dr. József Fortágh
2. Berichterstatter	Prof. Dr. Reinhold Kleiner

„Ingenieursarbeit wird nicht als respektable Physik angesehen. Etwas zu bauen und zu zeigen, dass es funktioniert, wie man vorhergesagt hat, aber ohne eine Messung von irgendetwas Neuem zu machen, zählt nicht wirklich als irgendeine Leistung.“

RAINER WEISS 1976

Nobelpreis für Physik 2017

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Mischcryostat	7
1.1 Mischcryostat & Vakuumsystem	7
1.2 Kalte Atome	12
1.3 Messungen	21
1.4 Alternatives Konzept des Transfers	26
1.5 Aktueller Status	31
2 Permanent erregte Baseball-Falle	33
2.1 Konzept	33
2.2 Simulation des Ladevorgangs	35
2.3 Charakterisierung der Leiterschleife	37
2.4 Vakuumkammer	40
2.5 2D-MOT	43
2.6 Kalte Atome	45
3 Rubidium-Rydberg-Atome	47
3.1 Rydberg-Niveaus im Nullfeld	48
3.2 Stark-Verschiebungen	49
3.3 Motional-Stark-Effekt	51
4 Strontium-Uhr	55
4.1 Termschema von Strontium	57
4.2 Lasersystem	58
4.3 Realisierte Konzepte	60
Zusammenfassung & Ausblick	71
Literatur	73
Publikationen	91
Anhang	131

Einleitung

Die Vision der Quanteninformationsverarbeitung belebt weite Bereiche der physikalischen Forschung [48, 203, 237]. Für Systeme aus ultrakalten Atomen [7, 44, 236], supraleitenden Bauelementen (Josephsonkontakte, SQUIDs, Cooperpaarboxen) [172, 242], Stickstoff-Fehlstellen in Diamanten [12, 14, 108, 149], einzelnen Ionen bzw. Ionenketten [21, 37] oder mikromechanischen Oszillatoren [8, 167, 215, 219] wurde bereits gezeigt, dass diese in einen Zustand überführt werden können, dessen Beschreibung die Quantenmechanik erfordert. Für ihre Nutzung als Qubits müssen diese Systeme zusätzlich die 5(+2) *DiVincenzo-Kriterien* erfüllen [55]:

- Ein skalierbares System mit **wohldefinierten Qubits**: Der Zustand eines Qubits wird durch den Überlagerungszustand $a|0\rangle + b|1\rangle$ seiner Basiszustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ beschrieben. Dabei soll die Kopplung an andere Zustände¹ unterdrückt sein, während sich die Qubits untereinander verschränken lassen [157].
- **Initialisierung**: Zum Start der Operationen ist ein definierter Zustand erforderlich. Dieser wird oft als $|000\dots\rangle$ dargestellt.
- **Dekohärenzzeit**: Der Verlust des Quantenzustands (Dekohärenz) darf nur auf Zeitskalen erfolgen, die wesentlich länger als die erforderliche Zeit zur Bearbeitung der Algorithmen sind. Es wurden bereits Mechanismen zur Fehlerkorrektur entwickelt [34, 47, 199, 202], die einen dauerhaften Betrieb ermöglichen, sofern die Kohärenzzeiten beim 1×10^4 bis 1×10^5 -fachen einer einzelnen Gateoperation liegen [55].
- Ein Satz universeller **Quantumgates**: Eine oder mehrere universelle Verknüpfungen zwischen Qubits, aus denen jeder beliebige (Quanten-)Algorithmus realisiert werden kann. Oft wird in diesem Zusammenhang das cNOT [37, 50, 107, 196] bzw. Toffoli-Gate [66, 158] in Kombination mit dem Hadamard-Gate [198] erwähnt.
- Ein **Messverfahren** zum Auslesen einzelner Qubits: Dies enthält die Projektion des Quantenzustandes auf die Basiszustände des Qubits. Erst danach ist das Ergebnis für die klassische Welt verfügbar.
- Die Möglichkeit, Qubits zwischen entfernten Orten **auszutauschen**: Die ersten fünf Kriterien beschreiben die Anforderungen für eine Berechnung, die Quanteninformationsverarbeitung erfordert jedoch auch die Verknüpfung entfernter Systeme.
- Die **Konversion** zwischen stationären und „flying Qubits“: Flying Qubits dienen der Übertragung des Quantenzustands zwischen zwei entfernten Systemen. Da diese nicht notwendigerweise mit den lokalen Qubits übereinstimmen, muss ein Konversionsverfahren gegeben sein.

¹Das physikalische System weist typischerweise ein größeres Spektrum an Zuständen auf, die für die Anwendung als Qubit jedoch nicht genutzt werden.

Dabei zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den verschiedenen Systemen [26]. Die Fertigung vieler adressierbarer Qubits ist bei den Festkörpersystemen mittels aktueller Mikrostrukturierung wesentlich einfacher zu realisieren als die Präparation in ultrakalten Atomen bzw. Ionen². Andererseits unterliegen die Festkörpersysteme Fertigungstoleranzen, so dass keine identischen Qubits erzeugt werden können, und die Anordnung der Qubits ist festgelegt. Atome sind hierzu komplementär – diese können als austauschbare Qubits betrachtet werden und lassen sich durch elektrische oder magnetische Felder manipulieren. Ein weiterer Vorteil besteht in den längeren Dekohärenzzeiten (einige Sekunden [19, 90, 125, 218] statt 100 μ s-Skala [48, 122]), allerdings sind die Prozesszeiten (Mikrosekunden) einige Größenordnungen länger als in Festkörpersystemen (Nanosekunden) [14, 26].

Ein Ansatz für die Konzeption eines funktionierenden Gesamtsystems besteht darin, die verschiedenen Systeme so zu kombinieren, dass sie ihre individuellen Stärken ausspielen und den Quantenzustand anschließend auf einen anderen Typ übertragen. Hierfür wird eine Kopplung der verschiedenen Systeme an einen Quantenbus vorgeschlagen [40, 238]. Die Kopplung mehrerer supraleitender Qubits über solch einen Bus wurde bereits nachgewiesen [144], während für die Kombination eines supraleitenden Qubits und eines neutralen atomaren Ensembles theoretische Vorschläge existieren [177, 178, 197], die einen Mikrowellenresonator nutzen. Die Verschränkung von Atomen mit den Photonen in einem Resonator wurde bereits demonstriert [184]. Die Kopplung lässt sich verstärken, wenn die Atome nicht magnetisch, sondern über hoch angeregte Zustände – sogenannte Rydbergzustände – elektrisch gekoppelt werden. Die Polarisierbarkeit dieser Zustände skaliert mit der siebten Potenz der Hauptquantenzahl [74]. Gleichzeitig bedingt diese Sensitivität eine erhöhte Empfindlichkeit auf äußere Störungen, sowie eine wechselseitige Beeinflussung der Rydbergzustände (Dipol-Dipol-Wechselwirkung), die zur Rydbergblockade führen kann [99, 140, 217]. Diese Effekte lassen sich ebenfalls für die Quanteninformationsverarbeitung nutzen [140, 171, 176, 191, 225].

Die Realisierung der flying Qubits erscheint durch einen kohärenten Austausch von Photonen realisierbar [89, 183, 188]. Im Gegensatz zu anderen Realisierungen eines Qubits können Photonen in kurzer Zeit große Entfernungen überwinden und sind hierbei nicht an einen Träger gebunden. Dadurch können sie die Vakuumapparaturen, Cryostaten oder Labore verlassen. Bei der Konversion kommt den atomaren Ensembles – insbesondere Rydberg-Atomen – eine besondere Bedeutung zu, da diese auf Grund ihres Termschemas eine Schnittstelle zwischen Mikrowellen-, Radio- und optischen Frequenzen realisieren könnten [75, 121]. Erst durch die Realisierung eines solchen Kommunikationskanals rückt das Quanten-Internet [59, 123, 188] in greifbare Nähe.

Die Ermittlung der absoluten Übergangsfrequenzen über derart große Frequenzbereiche ist heute durch den Einsatz eines Frequenzkamms [53, 92, 185] möglich. Allerdings basieren diese letztendlich auf Mikrowellen-Referenzen (beispielsweise via GPS), die dann in den optischen Bereich transferiert werden. Die Unsicherheiten lassen sich wesentlich reduzieren, wenn eine Referenz höherer Frequenz, beispielsweise im optischen Bereich, eingesetzt wird [207]. Diese sogenannten *optischen Uhren* sind bislang nur in Metrologieinstituten und ausgewählten Forschungseinrichtungen verfügbar [29, 60, 80,

²Ionenketten mit bis zu 53 Qubits wurden bereits demonstriert [244].

104, 139, 226, 240]. Die Genauigkeit dieser Uhren ermöglicht es darüber hinaus, die lokale Variation des Gravitationsfeldes zu messen [36, 139, 212] und wird dazu beitragen, die fundamentale Frage nach der Konstanz der Naturkonstanten zu beantworten [80, 103].

Allen Quantensystemen gemeinsam ist die Tatsache, dass der Einfluss von Fluktuationen (dazu zählen insbesondere auch thermische Anregungen) aus der Umgebung unterdrückt werden muss, damit die Quantenmechanik zum Tragen kommt. Bei mikromechanischen Oszillatoren werden hierzu oft einzelne Moden in den Grundzustand gekühlt [76, 215]. Experimente mit ultrakalten Atomen bestehen aus einem Ensemble aus abzählbar vielen Atomen, die durch eine Vakuumkammer von der Außenwelt isoliert werden. Die Apparatur selbst kann bei Raumtemperatur betrieben werden. Makroskopische Festkörpersysteme hingegen erfordern Cryostaten, um die Temperaturen zu erreichen. Die besondere Herausforderung besteht darin, beide Seiten zu vereinen und so den Weg für hybride Quantensysteme zu ebnen. Einen Cryostaten in ein Experiment mit kalten Atomen zu integrieren [19, 153, 162, 165] ist bei Temperaturen im Millikelvinbereich nicht mehr möglich, da der Wärmeeintrag aus thermischer Strahlung zu hoch ist. Daher müssen umgekehrt die Bestandteile des Experiments mit kalten Atomen in einen Cryostaten integriert werden.

Die in dieser Dissertation basiert zum einen auf dem durch die EU geförderten Projekt „Socathes“³, das den Aufbau eines trockenen Mischcryostaten mit einem integrierten Experiment für kalte Atome, sowie die erstmalige Demonstration grundlegender Funktionen. Die hierbei erzielten Ergebnisse [109] sind im ersten Kapitel zusammengefasst. Die Arbeiten wurden in Kooperation der Festkörper-Arbeitsgruppe von Prof. Kleiner und Prof. Kölle mit der Quantenoptik-Arbeitsgruppe von Prof. Fortágh ausgeführt. Daraus hervorgegangen sind auch die Dissertationen von Martin Knufinke [124] und Petra Vergien [228]. Martin Knufinke war hierbei für den ordnungsgemäßen Betrieb des Cryostaten zuständig, während Petra Vergien die Spulen innerhalb des Vakuums erstellt hat. Meine Arbeit bestand aus der Entwicklung der Rubidium-Quelle und dem Zeeman Slower bei Raumtemperatur, sowie dem Betrieb des Experiments mit kalten Atomen. Das langfristige Ziel besteht in der Realisierung eines hybriden Quantensystems aus funktionalen supraleitenden Elementen und ultrakalten Atomen.

Der zweite Teil dieser Arbeit umfasst die Konzeption und den Aufbau eines Experiments, in dem der Dauerstrom in einer supraleitenden Schleife genutzt werden soll, um ultrakalte Atome zu speichern. Der Dauerstrom in der supraleitenden Schleife ist von technischen Rauschquellen entkoppelt und erzeugt keine Wärmeleistung im System. Derartige Geometrien sind im cryogenen Umfeld – insbesondere im Millikelvinbereich – vorteilhaft, da keine Heizleistung eingebracht wird. Hierbei gab es keine weiteren Beteiligten.

Das dritte Kapitel fasst die Ergebnisse der Spektroskopie von Rubidium-Rydberg-Atomen zusammen. Diese bilden die Grundlage für alle weiteren Experimente mit Rubidium-Rydberg-Atomen. Neben einer Ultra-Hochvakuum-Kammer für Experimente an kalten Atomen existiert ein System aus einer Glaszelle mit einem internen Kondensator zur Messung der Stark-Verschiebung sowie die Weiterentwicklung mit

³Akronym für „Solid State/Cold Atom Hybrid Quantum Devices“

der Möglichkeit, sowohl magnetische als auch elektrische Felder anzulegen. Für die Konzeption dieser Experimente war ich verantwortlich, die Messungen und theoretischen Modellierungen sind Bestandteil der Dissertationen von Florian Karlewski [116], Markus Mack [141] und Jens Grimmel [83]. Hierbei konnten die Energien der Rydberg-zustände in Rubidium mit gesteigerter Genauigkeit bestimmt werden. Im weiteren Verlauf wurde der Einfluss statischer elektrischer Felder (DC-Stark-Effekt) und der Motional-Stark-Effekt untersucht und mit theoretischen Berechnungen verglichen. Das Verständnis dieser grundlegenden Effekte ermöglicht nun den Einsatz von Rydbergatomen in hybriden Quantenexperimenten.

Im letzten Kapitel ist die Konzeption und der Aufbau einer optischen Uhr mit Strontium dargestellt. Dieses Projekt wurde während einer Gastprofessur von Prof. Katori (RIKEN & Universität Tokio) an der Universität Tübingen aus der Taufe gehoben. Zentrales Ziel ist hier die Demonstration einer kontinuierlichen optischen Uhr, welche in einem späteren Schritt dazu dienen kann, die absolute Stabilität eines Frequenzkamms zu erhöhen. Die Magnetfeldgeometrie wurde in Abstimmung mit Lőrinc Sárkány (ebenfalls Doktorand an diesem Projekt) optimiert; der Aufbau des Experiments wurde von mir konstruiert und umgesetzt. Da das notwendige Lasersystem in Tübingen anfänglich nicht verfügbar war, musste das Experiment von Beginn an so ausgelegt werden, dass es nach Japan transportiert werden kann. Dort konnte die erste Stufe des Experiments erfolgreich demonstriert werden. Für einen Vergleich optischer Uhren ist es auch in Zukunft notwendig, diese an einen gemeinsamen Ort zu transportieren. Daher wurde auch in der weiteren Entwicklung stets darauf geachtet, die Systeme transportabel zu halten.

Einige Themen dieser Arbeit wurden bereits in Publikationen veröffentlicht:

- *Trapping of ultra cold atoms in a $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator*
 FLORIAN JESSEN, MARTIN KNUFINKE, SIMON C. BELL, PETRA VERGIEN, HELGE HATTERMANN, PATRIZIA WEISS, MATTHIAS RUDOLPH, MALTE REINSCHMIDT, KATHRIN MEYER, TOBIAS GABER, DANIEL CANO, ANDREAS GÜNTHER, SIMON BERNON, DIETER KOELLE, REINHOLD KLEINER, JÓZSEF FORTÁGH
 Applied Physics B 116(3):665-671 (2013) DOI 10.1007/s00340-013-5750-5
 Diese Publikation umfasst die erstmalige Demonstration eines Experiments mit ultrakalten Atomen in Kombination mit einem Mischcryostaten, insbesondere den Betrieb einer magneto-optischen Falle und Magnetfallen aus cryogenen Spulen, sowie den Transport der Atomwolke über eine Entfernung von 12 mm mit einer Magnetfalle im cryogenen Umfeld.
- *Measurement of absolute transition frequencies of ^{87}Rb to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency*
 MARKUS MACK, FLORIAN KARLEWSKI, HELGE HATTERMANN, SIMONE HÖCKH, FLORIAN JESSEN, DANIEL CANO, AND JÓZSEF FORTÁGH
 Phys. Rev. A 83, 052515 (2011) DOI 10.1103/PhysRevA.83.052515
 Die hier dargestellten Ergebnisse bilden die Basis für alle weiteren Experimente mit Rubidium-Rydberg-Atomen. Von besonderer Bedeutung sind die absoluten Übergangsfrequenzen für S und D Zustände in Rubidium-87 für die Hauptquantenzahlen $n = 19$ bis $n = 65$ bzw. $n = 57$, die mit bisher unübertroffener Genauigkeit als Referenz gelistet sind.

- *Measurement and numerical calculation of Rubidium Rydberg Stark spectra*
 JENS GRIMMEL, MARKUS MACK, FLORIAN KARLEWSKI, FLORIAN JESSEN, MALTE REINSCHMIDT,
 NÓRA SÁNDOR, AND JÓZSEF FORTÁGH
 New Journal of Physics 17, 053005 (2015) DOI 10.1088/1367-2630/17/5/053005
 In diesem Artikel ist der Einfluss statischer elektrischer Felder auf die Übergangsfrequenzen von Rydbergatomen zusammengefasst. Das dabei entwickelte theoretische Modell stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Daten überein.
- *Observation of the motional Stark shift in low magnetic fields*
 MANUEL KAISER, JENS GRIMMEL, LARA TORRALBO-CAMPO, MARKUS MACK, FLORIAN KARLEWSKI,
 FLORIAN JESSEN, NILS SCHOPOHL, AND JÓZSEF FORTÁGH
 Phys. Rev. A 96, 043401 (2017) DOI 10.1103/PhysRevA.96.043401
 In dieser Publikation wird eine Analyse des „Motional Stark Effekts“ in Rubidium-Dampfzellen bei Raumtemperatur durchgeführt. Auch hier können die experimentellen Ergebnisse durch ein theoretisches Modell reproduziert werden.

Mischcryostat

Experimente mit ultrakalten Atomen in cryogenen Umgebungen sind bereits von mehreren Arbeitsgruppen realisiert worden [19, 153, 162, 165]. Diese beschränkten sich bislang jedoch auf Temperaturen von 4 K. Der Cryostat wurde hierzu meist in ein klassisches Experiment mit kalten Atomen eingefügt und die Atome wurden nach der Präparation mit magnetischen [153] oder optischen Fallen [19, 162] in die cryogene Umgebung verfahren. Die hierzu notwendige Optik und Spulensysteme können wahlweise bei Raumtemperatur oder gekühlt betrieben werden. Nirrengarten et al. [165] haben eine Magneto-optische Falle (MOT) in einen 4 K Badcryostaten integriert und laden diese aus einer externen 2D-MOT. In dieser Arbeit wird ein Mischcryostat in Kombination mit einem Zeeman Slower genutzt. Die ultrakalten Atome werden auf der 4 K Stufe des Cryostaten präpariert und sollen anschließend mit magnetischen Fallen zu den Experimenten in die Millikelvin-Umgebung transportiert werden. Ein ähnlicher Ablauf erfolgt in der Gruppe von Rainer Dumke, allerdings findet die Präparation außerhalb des Cryostaten statt [61].

1.1. Mischcryostat & Vakuumsystem

In der vorliegenden Arbeit wird als Cryostat ein kommerzielles System von Oxford Instruments verwendet, das auf dem Modell Triton 200 basiert. Um darin Experimente mit ultrakalten Atomen betreiben zu können, wurden in Zusammenarbeit mit dem Hersteller mehrere Änderungen vorgenommen. Von zentraler Bedeutung sind die Fenster in den Strahlungsschilden, die es ermöglichen, die Atome innerhalb des Cryostaten mit Laserstrahlen zu manipulieren, sowie eine zusätzliche Platte im unteren Bereich des Cryostaten, auf der zahlreiche Spulen zum Einfangen und Transportieren der Atome montiert wurden.

1.1.1. Oxford Triton 200

Die Experimente werden in einem trockenen $^3\text{He}/^4\text{He}$ Mischcryostaten durchgeführt. Die Bezeichnung „trocken“ bedeutet, dass zur Kühlung keine von extern zugeführten cryogenen Gase benötigt werden, sondern dem System mittels einer Wärmepumpe thermische Energie entzogen wird [64, 224]. Diese Einheit wird als Pulsröhrenkühler (*Pulse Tube*) bezeichnet. Dieses Verfahren ermöglicht erheblich längere Betriebszeiten, da

keine Unterbrechungen zum Nachfüllen des cryogenen Kühlmittels anfallen. Dies ist eine wesentliche Bedingung für Experimente mit kalten Atomen. Wird das System auf Temperaturen im Millikelvinbereich abgekühlt, so begrenzen Wartungsintervalle die Betriebsdauer auf 6 Monate [220]. Nasse Cryostaten erreichen typischerweise eine maximale Betriebsdauer von einigen Tagen.

Das verwendete System besitzt eine spezifizierte Kühlleistung von 1 Watt bei einer Temperatur von 4 Kelvin und 35 Watt auf einer Zwischenstufe bei 45 Kelvin. Auf Grund der thermischen Last durch die elektrischen Zuleitungen und die aufgefangene thermische Strahlung werden diese Temperaturen an den einzelnen Platten im Betrieb nicht erreicht, die Endtemperaturen liegen bei 6 Kelvin bzw. 65 Kelvin. Dies beeinträchtigt nachweislich den Betrieb der zweiten Stufe zur Erlangung der Millikelvin-Temperaturen nicht [124].

Die zweite Stufe besteht aus der *Dilution Unit*, die durch Ausnutzung der Mischungsentropie und nachfolgendem Destillieren einer $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung Temperaturen unterhalb von 50 Millikelvin erzielt. Zwischenstufen bei 100 Millikelvin und 1.5 Kelvin ermöglichen die Montage von Cryo-Elektronik. Die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung zirkuliert in einem geschlossenen Kreislauf.

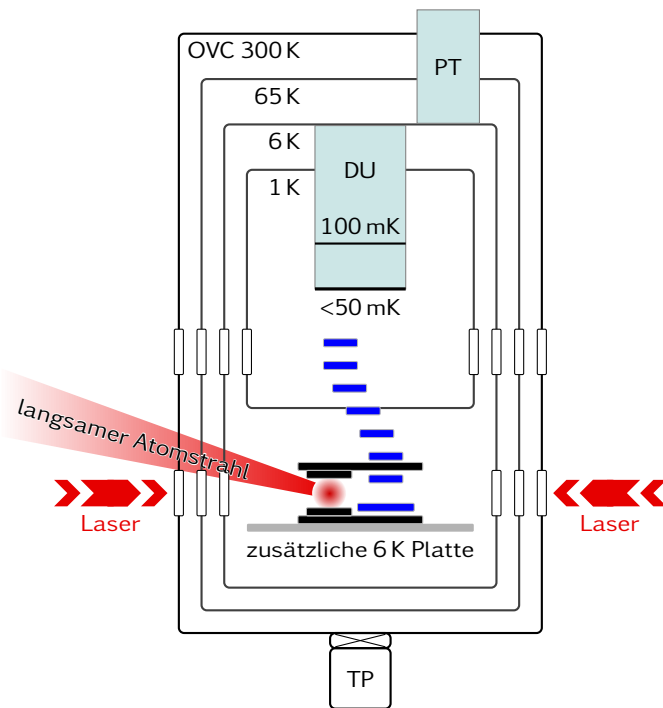
Um die Last durch thermische Strahlung auf die Kaltflächen zu minimieren, werden diese in mehreren Strahlungsschilden eingehaust (vgl. Abbildungen 1.1 und 1.2). Diese sind thermisch mit der 1.5 K, 6 K und 65 K-Stufe verbunden. In den Strahlungsschilden befinden sich Öffnungen, die den Zugang zu den Fallen im Zentrum ermöglichen. Auf Höhe der zusätzlichen 6-Kelvin-Platte handelt es sich auf zwei Achsen um Löcher mit einem Durchmesser von 15 mm. Diese dienen dazu, Atome aus einer externen Quelle in die Fallen zu laden. Hier wird ein langsamer Atomstrahl eines *Zeeman Slowers* verwendet. Auf zehn weiteren Achsen befinden sich antireflexbeschichtete Fenster mit einem Durchmesser von 35 mm, die für Laser genutzt werden, die die Atome einfangen, kühlen und deren innere Zustände manipulieren. Das Glas der Fenster verhindert zugleich, dass Strahlung aus dem Infrarotbereich – dem dominierenden Anteil der thermischen Strahlung – in das Innere des Cryostaten gelangt.

Um einen reibungslosen Dauerbetrieb zu gewährleisten, wird der Cryostat einschließlich Kontroll-Computer und Pumpen an einer Sicherheitsstromversorgung („Notstrom“) betrieben. Die Unterbrechungszeiten bis zum Anlaufen des Generators werden durch eine unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV) gepuffert. Es stellte sich im Dauerbetrieb heraus, dass die Kühlwasser- und Druckluftversorgung ebenfalls gegen Ausfall gesichert werden muss. Entsprechende Umbaumaßnahmen befinden sich in Vorbereitung.

1.1.2. Vakuum

Der gesamte Aufbau befindet sich in einer großen Vakuumkammer aus Edelstahl (outer vacuum chamber, OVC). Das Isolationsvakuum zum Betrieb des Cryostaten wird mit einer Membranpumpe (Vorpumpe) und einer Turbomolekularpumpe erzeugt. Sobald die Strahlungsschilde kalt werden, wirken diese als großflächige Cryopumpe [49] und erreichen im UHV-Bereich eine bessere Wirkung als die Turbomolekularpumpe [114]. Daher wird diese nach dem Abkühlen des Systems mit einem UHV-Schieber abgetrennt und abgeschaltet. Eine Kaltkathode (invertiertes Magnetron) [114] am Deckel der Vakuum-

Abbildung 1.1.: Schematische Zeichnung des Cryostaten mit den beiden Kühleinheiten Pulse Tube (PT) und Dilution Unit (DU). Die verschiedenen Temperaturstufen und Strahlungsschilde sind gekennzeichnet. Fenster ermöglichen es, Laserlicht auf die gefangenen Atome einzustrahlen; die Atome werden aus einem langsamen Atomstrahl von der Rückseite geladen. Aus der Präparationsstufe werden die Atome mit einem magnetischen Paternoster (blau) in die Millikelvin-Umgebung transportiert [153]. Dieser ist geschwungen, um thermische Strahlung von der Millikelvin-Platte abzuschirmen. Am unteren Ende befindet sich die Turbomolekularpumpe (TP), die durch einen UHV-Schieber abgetrennt werden kann.



kammer (300 K) bestimmt den Druck im Außenbereich der Kammer, d.h. außerhalb der Strahlungsschilde, zu 1×10^{-9} mbar, was am unteren Ende des Messbereichs ist. Es ist zu erwarten, dass der Druck im Innern erheblich besser ist, da dort weitere Lagen der Strahlungsschilde ihre Pumpleistung entfalten und der Leitungsquerschnitt zwischen den Lagen minimal ist. Gabrielse et al. [73] haben aus ihren Lebensdauermessungen an Antiwasserstoff in einer geschlossenen 4 K-Umgebung einen Druck von 5×10^{-17} Torr abgeschätzt.

Der Zeeman Slower ist unmittelbar an die OVC angeflanscht und wird von dieser gepumpt (siehe Abbildung 1.2). Er realisiert zugleich die differentielle Pumpstrecke zum Rubidium-Effusionsofen am anderen Ende. Dieser wird mit einer separaten Turbomolekularpumpe betrieben. Das Vakuum ist kontinuierlich aufrecht zu erhalten, da Sauerstoff oder Wasser zur sofortigen Oxidation des Rubidiums führen würden. Alternativ lässt sich der Ofen mit Argon als Schutzgas unter Überdruck fluten. Zwischen Zeeman Slower und Rubidiumofen befindet sich ein UHV-Schieber, der die beiden Vakuumsysteme voneinander trennt. Bei Stromausfall schließt dieser selbsttätig, so dass ein eventuelles Fluten über den Vorvakuumstrang verhindert wird.

1.1.3. Kompatibilitätsprobleme

Die Kombination zweier bislang unabhängiger Forschungsbereiche erfordert, dass auch die verschiedenen Anforderungen und Arbeitsweisen kritisch überdacht und gegebenenfalls an die neuen Bedingungen angepasst werden. Hier soll ein Überblick über diese Herausforderungen gegeben werden.

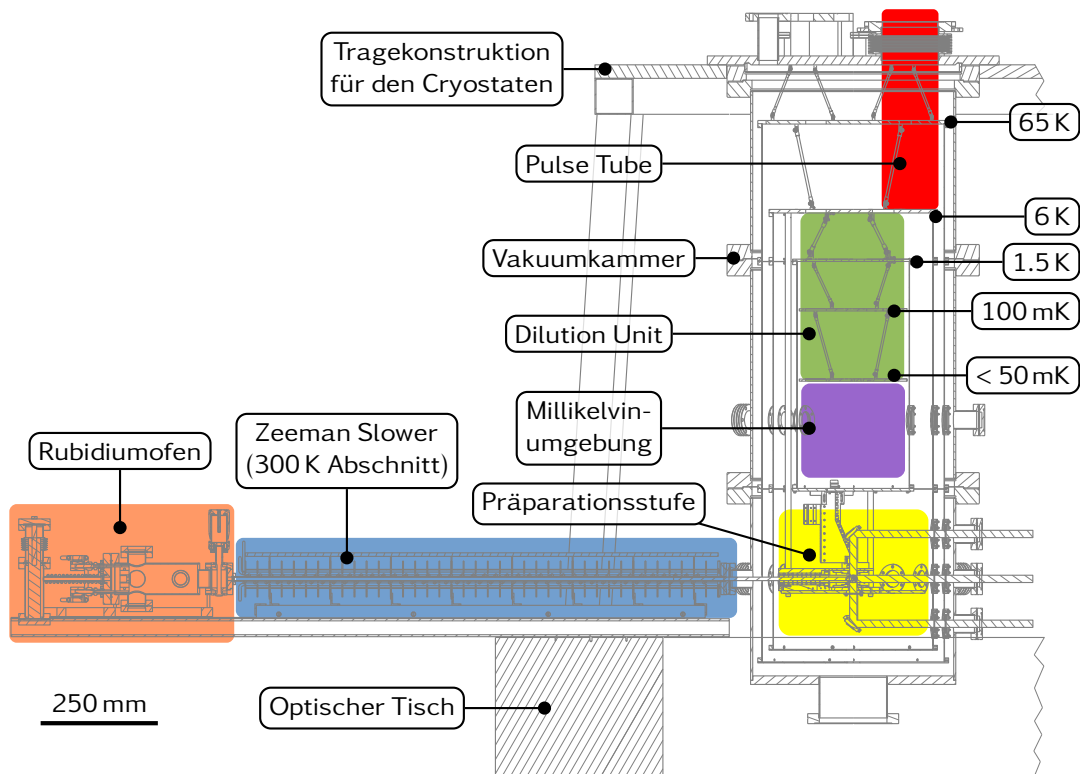


Abbildung 1.2.: Die vereinfachte Schnittansicht gibt einen Überblick über die verschiedenen Bereiche des Experiments: Rubidiumofen, Zeeman Slower (300 K Abschnitt), Präparationsstufe, mK-Umgebung, Dilution Unit, Pulse Tube, Vakuumkammer. Die Strahlungsschilde hängen an den Platten der verschiedenen Temperaturstufen (1.5 K, 6 K und 65 K).

Hohe Ströme : Joulesche Wärme, Wärmeleitung

Experimente mit kalten Atomen arbeiten typischerweise mit Strömen im Bereich von mehreren Ampere, um magnetische Fallenpotentiale zu erzeugen. Andererseits muss der Wärmeeintrag durch Wärmeleitung der Zuleitungen, als auch die Joulesche Wärme minimiert werden, um die Basistemperatur des Cryostaten zu erzielen. Hier wurden die Ströme auf 1 Ampere beschränkt und zum Ausgleich die Strukturgrößen reduziert. Des Weiteren werden in Bereichen, die Temperaturen unterhalb von 6 K erreichen, alle Ströme in supraleitenden Drähten geführt und so jegliche Wärmeentwicklung der Gleichströme vermieden. Der Wärmeeintrag über Wärmeleitung in den Kupferdrähten und die Joulesche Wärme aus nicht supraleitenden Abschnitten der elektrischen Verbindungen werden durch konsequente thermische Ankerung in den Cryostaten abgeleitet. Bei einem nassen Cryostaten wäre dies unkritisch, da die Zuleitungen durch das Helium-Bad geführt werden könnten und so eine effektive Kühlung erfolgen würde.

Optischer Zugang : thermische Strahlung

Die Belastung durch thermische Strahlung kann bei tiefen Temperaturen nicht mehr toleriert werden, da die Kühlleistung zunehmend abfällt. Daher werden die unterschiedlichen Temperaturstufen in Strahlungsschilden der jeweils höheren Temperaturstufe eingehaust und vergoldet. Die Goldschicht verhindert Oxidation und reduziert die absorbierte Leistung der thermischen Strahlung. Die Experimente

mit kalten Atomen erfordern jedoch, dass die Atome mit Laserstrahlen manipuliert werden können. Der Kompromiss besteht darin, dass die Präparationsstufe mit der Magneto-optischen Falle an die 6-Kelvin-Stufe angeschlossen ist, die eine höhere Kühlleistung besitzt und die Atome anschließend magnetisch zur Millikelvin-Umgebung transportiert werden. Zum Nachweis der Atome ist jedoch auch in der Millikelvin-Umgebung eine Achse für optischen Zugang vorhanden. Diese Achse befindet sich 86 mm unterhalb der Millikelvin-Platte, so dass keine direkte thermische Strahlung einfallen kann.

In den Öffnungen befinden sich antireflexbeschichtete Fenster. Das Glas schirmt einen Großteil der thermischen Strahlung von 300 K ab [39], so dass die Wärmelast auf die Kaltflächen reduziert ist¹. In diesem Zusammenhang sei auch auf Abbildung 2.9 im folgenden Kapitel verwiesen. Allerdings stimmt die Position der Öffnungen in den verschiedenen Lagen nicht überein [124]; der Versatz variiert in horizontaler und vertikaler Richtung und beträgt bis zu 5 mm. Hierdurch wird der durchgängige Querschnitt sichtbar eingeschränkt und die MOT Strahlen können nicht in 90° Anordnung geführt werden. Für den Atomstrahl ergibt sich ein elliptischer Querschnitt mit einem Aspektverhältnis von etwa 2:1.

Vakuum : Materialauswahl

Zum Betrieb des Cryostaten ist zwar ein Isolationsvakuum (1×10^{-6} mbar) erforderlich, die Anforderungen unterscheiden sich jedoch erheblich im Vergleich zu den kalten Atomen (1×10^{-11} mbar). Alle verbauten Materialien müssen daher nicht nur den cryogenen Temperaturen standhalten, sondern auch der Dampfdruck muss ausreichend gering sein, damit der notwendige Druck erreicht werden kann². Insbesondere müssen gelötete Verbindungen frei von Flussmittel sein und als Klebstoffe haben sich einige Epoxies von Epoxy Technology bewährt³.

Magnetfelder : Rauscharme Umgebung

Bei dem Ziel hybride Systeme zu entwickeln, handelt es sich auf der Festkörperseite um Elemente, die sehr sensibel auf elektromagnetische Störungen reagieren (z.B. SQUIDs, koplanare Resonatoren). Diese werden sich in unmittelbarer Nähe der kalten Atomwolken befinden, die in magnetischen Potentialen gehalten werden. Hier gilt es Messtechniken zu entwickeln, die unter dem Einfluss der Magnetfelder zuverlässige Ergebnisse liefern.

Vibrationen : Pulsröhrenkühler

Bei der zusätzlichen 6 K-Platte wurden nachträglich Versteifungen zum Strahlungsschild der 1.5-Kelvin-Stufe eingebaut [228], da die ursprüngliche Konstruktion ausschließlich drei Stangen zur darüberliegenden 6-Kelvin-Stufe (diese ist 841 mm entfernt) enthielt und die Platte so um mehrere Zentimeter verschoben werden könnte.

¹Eine Ausnahme bilden die beiden Zugänge für Atome. Diese Löcher sind allerdings wesentlich kleiner.

²Im Bereich der Metalle sind dies Edelstahl und OFE Kupfer, das „frei von im Vakuum verdampfenden Elementen“ ist (Werkstoffnummer CR/CW009A bzw. CR/CW022A). Bei den Kunststoffen haben sich Polyetheretherketon (PEEK) und insbesondere für Drahtisolierungen Polyimid (bekannt als Kapton von DuPont) bewährt [114]. Eine hilfreiche Auflistung ausgasarmer Materialien und Klebstoffe bietet die NASA unter <https://outgassing.nasa.gov>.

³In klassischen Experimenten mit ultrakalten Atomen handelt es sich um Epo-Tek® H20E (elektrisch leitend) und Epo-Tek® H77 (elektrisch isolierend). Für den Mischcryostat wurde auch Epo-Tek® H72 eingesetzt, da dieser bei niedrigeren Temperaturen aushärtet und so die thermische Belastung der Bauteile reduziert werden kann [43, 228].

Die ständigen Druckwechsel im Pulsröhrenkühler sind geeignet, um diese und die anderen Temperaturstufen des Systems in Schwingungen zu versetzen. Die Druckwechsel erfolgen mit einer Frequenz von etwa 1.5 Hz, wirken jedoch als breitbandige Quelle, da die Wechsel stoßartig erfolgen. Schwingungen bei den Eigenfrequenzen der Fallen werden resonant überhöht und führen zu Heizeffekten in den Atomwolken. Um die Übertragung der Störungen auf die Tragekonstruktion des Cryostaten zu minimieren, wurden zwischen das Ventil, das diese verursacht, und den Cryostaten Dämpfungselemente aus Kautschuk eingefügt. Die Millikelvin-Platte wurde vor der Auslieferung durch den Hersteller auf Vibrationen getestet und eine Amplitude kleiner 1 μm angegeben [170]. Ein Frequenzspektrum des verwendeten Systems liegt jedoch nicht vor; Riabzev et al. [186] haben derartige Spektren für ein Modell eines anderen Herstellers untersucht und ein reichhaltiges Spektrum im Bereich ab etwa 100 Hz gefunden – in diesem Bereich befinden sich auch typische Fallenfrequenzen. Ein Ansatz, um derartige Störungen vom Experimentierbereich fernzuhalten, besteht darin, den eigentlichen Pulsröhrenkühler unabhängig zu befestigen und die mechanische Verbindung auf einen flexiblen Wellbalg zu minimieren [106, 231]. Die thermische Ankopplung erfolgt über zirkulierendes Helium, das am Pulsröhrenkühler kondensiert, hinabtröpft um den Cryostaten zu kühlen und anschließend als Gas zurückkehrt. Ein derartiger Umbau stellt allerdings einen tiefen Eingriff in das System dar. Es ist daher fraglich, ob sich dieses im bestehenden System noch umsetzen ließe.

1.2. Kalte Atome

Das zentrale Element für die Experimente mit kalten Atomen befindet sich auf der zusätzlichen 6-Kelvin-Platte im Innern des Cryostaten – die Präparationsstufe. Diese besteht aus dem Cryo-Abschnitt des Zeeman Slowers, den Spulen zur Erzeugung der magneto-optischen Falle, sowie einem Spulenpaar für den magnetischen Transport der Atomwolke in horizontaler Richtung. Die ersten Spulen des magnetischen Paternosters, der die Atomwolke bis in die Millikelvin-Umgebung transportieren wird, sind ebenfalls hier untergebracht. Die Spulenanordnung wurde von Daniel Cano entworfen und von Petra Vergien [228] umgesetzt. Ergänzt wird dies durch eine Effusionszelle für Rubidium sowie den Raumtemperatur-Abschnitt des Zeeman Slowers, die sich außerhalb des Cryostaten befinden. Die Anordnung der Spulen ist in Abbildung 1.3 schematisch dargestellt.

Die Spulen bestehen aus supraleitenden Einzel-Filament NbTi:Cu Drähten (Niob-Titan in Kupfermatrix) mit einem Filament-Durchmesser von 50 μm (einschließlich Matrix: 80 μm , mit Polyimid-Isolierung: 100 μm) mit einem kritischen Strom von mindestens 10 Ampere [28]. Es stellte sich heraus, dass diese Werte in einem Vakuumsystem nicht zu erreichen sind, da die Kühlung innerhalb der Spulen ausschließlich über einzelne Kontaktpunkte der Isolierung zu den Kaltflächen und über die Kupfermatrix in thermische Anker außerhalb der Spulen erfolgen kann [124]. Ungünstig ist in diesem Zusammenhang auch die geringe Wärmeleitfähigkeit der Polyimide⁴ [147, 190]. Um

⁴Die Wärmeleitfähigkeit von Polyimid beträgt bei 4 K $\lambda_{\text{Polyimid}} \approx 1 \times 10^{-2} \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$, gegenüber Edelstahl $\lambda_{1.4301} \approx 3 \times 10^{-1} \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und Kupfer $\lambda_{\text{OFÉ}} \approx 2 \times 10^3 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

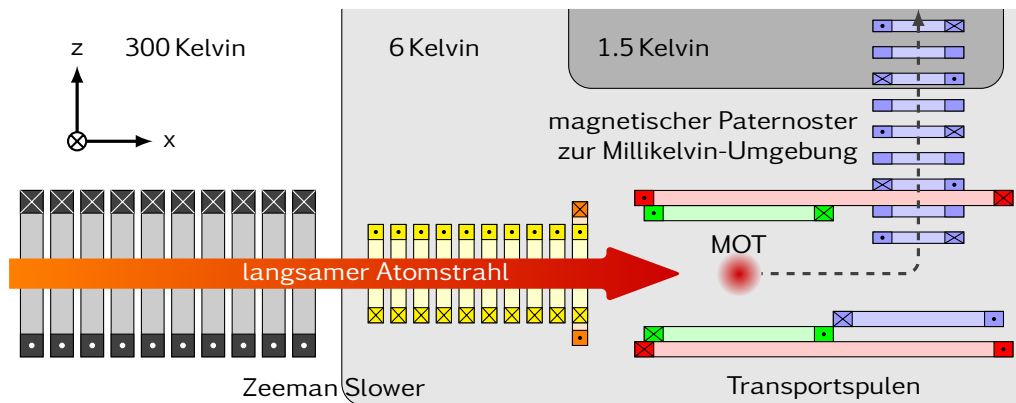


Abbildung 1.3.: Anordnung der supraleitenden Spulen zum Fangen der Atome. Der Raumtemperatur-Abschnitt des Zeeman Slowers ist grau dargestellt, der cryogene Abschnitt in gelb. Eine Kompensationsspule (orange) lässt das Magnetfeld in Richtung MOT (grün) schneller abfallen. Die Atomwolke wird horizontal (rot) zum magnetischen Paternoster (blau) transportiert und von diesem in die Millikelvin-Umgebung darüber gebracht.

dieser Begrenzung zu begegnen, wurden zahlreiche Maßnahmen unternommen, um Wärme in den Cryostaten abzuleiten. Eine Variante besteht darin, die Kontaktfläche zu erhöhen, indem die Drähte zwischen Kupfergeflecht geklemmt werden. Eine zweite besteht aus mit Indium gefüllten Kanälen, in die die Drähte eingelegt werden. Das Indium umschließt die Drähte und stellt den Wärmekontakt her. Eine detaillierte Beschreibung der Entwicklung dieser thermischen Anker ist in [228] nachzulesen.

Trotz dieser Maßnahmen wurden an den Spulen kritische Ströme im Bereich von nur 0.4 bis 0.7 Ampere gemessen. Dies liegt deutlich unter den für die Experimente vorgesehenen Werten (bis zu 1 A) und schränkt die Leistungsfähigkeit der Präparationsstufe ein. Durch Anpassung der Parameter konnte dennoch die prinzipielle Funktionsfähigkeit nachgewiesen werden. Da anzunehmen ist, dass Defekte im Filament des Drahtes zu lokalen Heizeffekten führen und so die kritischen Ströme herabsetzen, wird auch darüber nachgedacht, Multi-Filament-Drähte einzusetzen.

Sämtliche Spulenkörper sind geschlitzt, um Ringströme, die bei schnellen Stromänderungen durch Induktion in der Spule entstehen, zu unterbrechen. Da die zusätzliche 6K-Platte aus einer massiven Kupferscheibe besteht, werden unglücklicherweise viele dieser Schlitze kurzgeschlossen. Dadurch verlängert sich die effektive Schaltzeit der Spulen auf ca. 15 ms. In den Flugzeitmessungen (time of flight, TOF) wird dies besonders deutlich, da die hier auf Grund der Gravitation erwartete Position der Atomwolke von der gemessenen abweicht (Abbildung 1.4). Durch Anpassen einer Gaußkurve an die expandierende Wolke wird die Position bestimmt; als Vergleich dient eine Parabel, die eine lokale Näherung für die Spitze der Verteilung darstellt. Für kurze Zeiten (kleiner 15 ms) weichen beide Verfahren voneinander ab, da die räumliche Verteilung der Atomwolke überwiegend vom Einschluss der Falle bestimmt und asymmetrisch ist. Erst danach ist eine ballistische Expansion zu erkennen. Für Flugzeiten größer 37 ms ist ein Teil der Wolke außerhalb des Gesichtsfeldes, so dass das Parabelverfahren nicht mehr genutzt werden kann und die Unsicherheit der Gaußkurve ansteigt. Der Vergleich mit der Beschleunigung im Gravitationsfeld der Erde ergibt den Abbildungsmaßstab (1 Pixel entspricht 4.77 μm).

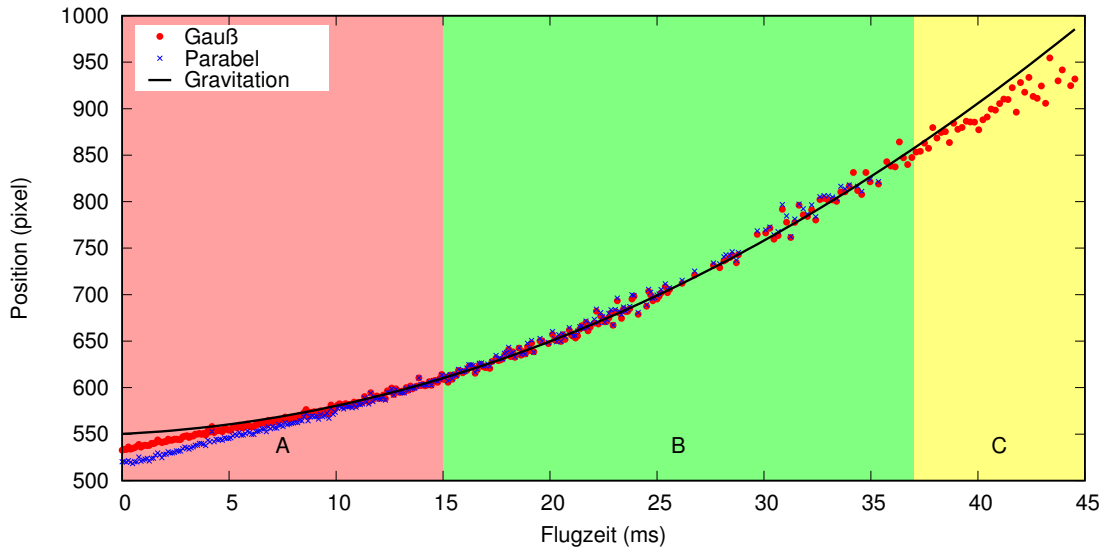


Abbildung 1.4.: Flugzeitmessung der Atomwolke zur Bestimmung des Abbildungsmaßstabs. Zu Beginn unterliegt die Atomwolke dem Einfluss der abklingenden Wirbelströme (A), so dass sie nicht frei fallen kann. Nach 15 ms sind die Wirbelströme abgeklungen und die Atomwolke unterliegt ausschließlich der Gravitation (B). Im Abschnitt (C) steigen die Unsicherheiten bei der Positionsbestimmung, da ein Teil der Atomwolke das Gesichtsfeld verlassen hat.

Zur Verifikation der Wirbelströme wurde eine MOT Spule mit einer Stufenfunktion angesteuert und zeitgleich die in der zweiten induzierte Spannung gemessen. Die Messdaten lassen sich gut mit zwei Exponentialfunktionen beschreiben, deren Zeitkonstanten 0.9 ms bzw. 5.4 ms betragen. Die Anstiegszeiten der Stromquellen wurden mit einer Stromzange überprüft und betragen weniger als 50 μ s. Vermutlich bestehen hier zwei Strompfade mit unterschiedlichen Abklingzeiten, wobei letztere mit der Beobachtung aus den Flugzeitaufnahmen übereinstimmt⁵.

1.2.1. Zeeman Slower

Als Atomquelle zum Laden der magneto-optischen Falle dient ein Zeeman Slower. Dieser bremst die Atome durch Strahlungsdruck in longitudinaler Richtung mit einem gegenläufigen resonanten Laserstrahl. Da sich die Geschwindigkeit der Atome verändert und damit die Atome unter Berücksichtigung der Dopplerverschiebung nicht mehr in Resonanz mit dem Lichtfeld sind, ist es notwendig, die Niveaus der Atome mit Hilfe eines externen Magnetfeldes nachzuführen [180]. Die Bedingungsgleichung hierfür lautet

$$0 = \underbrace{\vec{k}\vec{v}}_{\text{Dopplerverschiebung}} - \underbrace{\frac{\vec{\mu}\vec{B}}{\hbar}}_{\text{Zeeman Effekt}} - \underbrace{2\pi \cdot \delta}_{\text{Verstimmung}} .$$

⁵Nach der dreifachen Zeitkonstanten sind die Wirbelströme auf weniger als 5% des Startwertes abgeklungen, erst danach können sie von Messunsicherheiten nicht mehr unterschieden werden.

Hierbei ist $\vec{\mu}$ das magnetische Moment des Atoms, \vec{B} das Magnetfeld, \vec{k} der Wellenvektor des Lichtfeldes, \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor des Atoms in Richtung des Lasers und δ die Verstimmung des Lichtfeldes bezogen auf die atomare Resonanz. Die maximal mögliche Beschleunigung wird erreicht, wenn der Übergang gesättigt ist. Die hieraus resultierende räumliche Variation des Magnetfelds beschreibt eine Wurzel. Ein Offsetfeld B_0 kann durch geeignete Wahl der Verstimmung der Laser ausgeglichen werden.

Fertigungstoleranzen können dazu führen, dass das Magnetfeld lokal zu schnell abfällt und die maximale Beschleunigung überschritten wird. An diesen Punkten gehen Atome aus der Kühlkette verloren. Um diesem Effekt zu begegnen wird der dimensionslose Sicherheitsparameter η eingeführt und das Magnetfeld ein wenig gestreckt. Erfahrungsgemäß erreicht man ein Optimum zwischen Baulänge und Atomverlusten für $\eta \approx 0.7$.

Alle Zeeman Slower lassen sich einer der drei Kategorien zuordnen:

- Beim **Decreasing Slower** fällt das Magnetfeld in Richtung MOT bis auf Null ab. Der Nachteil besteht darin, dass der Strahl zum Bremsen der Atome entlang des Zeeman Slowers nun resonant mit den Atomen in der MOT ist.
- Dagegen steigt das Magnetfeld beim **Increasing Slower** von Null auf den maximalen Wert an. Hier muss das Streufeld entweder in Richtung MOT mit zusätzlichen Spulen reduziert werden oder bei der Berechnung der MOT Felder berücksichtigt werden.
- Eine Kombination aus beiden obigen Varianten ist der **Zero-Crossing Slower**. Dieser vermeidet die Nachteile der anderen Varianten, indem das Feld zuerst abnimmt und nach einem Nulldurchgang das Vorzeichen umkehrt. So ist der Laser des Zeeman Slowers ausreichend gegenüber der MOT verstimmt und das Streufeld vergleichsweise gering. Bei Atomen mit geringen Streuquerschnitten ist darauf zu achten, dass den Atomen ausreichend Zeit verbleibt, um den Spin umzukehren.

Da die Atome nur in longitudinaler Richtung gekühlt werden, wird sich der Atomstrahl nach Verlassen des Zeeman Slowers sehr schnell aufweiten. Daher ist es notwendig das Ende des Zeeman Slowers sehr dicht an die MOT heranzuführen – dies erfordert jedoch, dass ein Teil des Zeeman Slowers auf der 6 K-Stufe des Cryostaten montiert wird. Gleichzeitig ist ein großer Abstand (12.8 cm) zwischen dem Vakuumflansch der OVC und der Innenseite der Strahlungsschilde zu überbrücken. Zweckmäßigerweise wählt man in diesem Experiment einen Zero-Crossing Slower, bei dem das Magnetfeld des Zeeman Slowers im Bereich der Vakuumflansche Null wird. Dies lässt sich durch Variation von B_0 bzw. der Verstimmung erreichen.

Das Magnetfeldprofil kann wahlweise durch Permanentmagnete [32], einzeln angesteuerte Spulen [168] oder eine Spule variabler Windungszahl [156] bzw. Steigung [17] realisiert werden. Ein permanent erregter Zeeman Slower wurde verworfen, da sich ein Teil im Vakuum befindet und hier nicht nachjustiert werden kann. Zahlreiche individuelle Spulen ermöglichen zwar die Optimierung aller Parameter, erfordern jedoch eine Vielzahl an Stromquellen. Die meist genutzte Form einer einzelnen angepassten Spule geht davon aus, dass die Spulen im Vergleich zu dem Strahlquerschnitt groß sind, und daher Fertigungstoleranzen ausgemittelt werden. Die räumlichen Gegebenheiten erforderten es, die Spulendurchmesser auf 80 mm zu begrenzen. Daher besteht der in dieser Arbeit realisierte Zeeman Slower aus einer dichten Abfolge von 52 Spulen mit

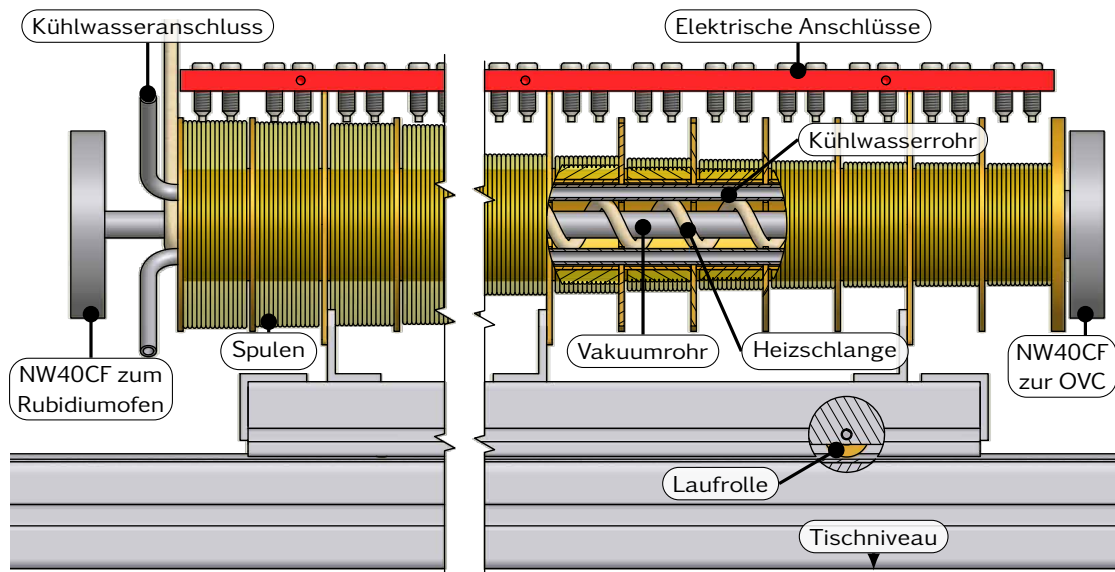


Abbildung 1.5.: Zeichnung des Zeeman Slowers. In der Mitte wurde ein Teil aufgeschnitten, um den Blick auf die inneren Komponenten zu ermöglichen. Der Raum zwischen der Heizschlange auf dem Vakuumrohr und den Kühlwasserleitungen ist mit Isolationsmaterial ausgefüllt. Der gesamte Zeeman Slower befindet sich auf einer Plattform mit Rollen und kann entlang einer Schiene bewegt werden.

abnehmender Windungszahl, die mit identischem Strom betrieben werden und den geforderten Magnetfeldverlauf nachbilden (vgl. Abbildung 1.5). Die Spulen bei Raumtemperatur können unabhängig voneinander über 4 mm Buchsen auf der Oberseite kontaktiert werden und sind über Brücken in Reihe geschaltet. Sie ergeben bei einem Strom von 5 A am Anfang des Slowers ein maximales Magnetfeld von 250 G, die cryogenen Spulen werden mit 900 mA (Kompensationsspule) bzw. 600 mA (alle anderen, ebenfalls in Serienschaltung) gespeist. Der Magnetfeldverlauf des entwickelten Zeeman Slowers ist in Abbildung 1.6 dargestellt, die Spulengeometrie ist im Anhang A.2 hinterlegt. Das Magnetfeld auf der Achse der Spulen beträgt am Ende des Slowers -110 G . Bei einer Verstimmung des Kühllasers um $\delta = -133\text{ MHz}$ ergibt sich die Endgeschwindigkeit der Atome zu $v_e = 16\text{ ms}^{-1}$.

Da die kritischen Ströme im Cryo-Teil des Slowers unterhalb der Werte des Entwurfs liegen, wurden diese Spulen mit reduzierten Strömen (450 mA bzw. 300 mA) betrieben. Dadurch wird das Magnetfeld im negativen Teil verringert. Für den Betrieb des Slowers musste daher die Verstimmung des Kühllasers angepasst werden und beträgt nun 80 MHz. Dies führt dazu, dass der Sicherheitsparameter η in diesem Abschnitt auf die Hälfte des geplanten Wertes abfällt. Die Einfanggeschwindigkeit beträgt nun 335 m s^{-1} , die Endgeschwindigkeit liegt bei 24 m s^{-1} .

Der Effusionsofen (ähnlich zu [133]) ist mit einer 25 g Rubidium-Ampulle bestückt, die unter Vakuum gebrochen wurde. Dieses Reservoir wird auf 80 °C geheizt, während das Kollimationsrohr in Richtung Slower bei 120 °C betrieben wird. Mit diesen Parametern kann eine MOT innerhalb von 10 Sekunden mit 5×10^8 Rubidium-87 Atomen geladen werden.

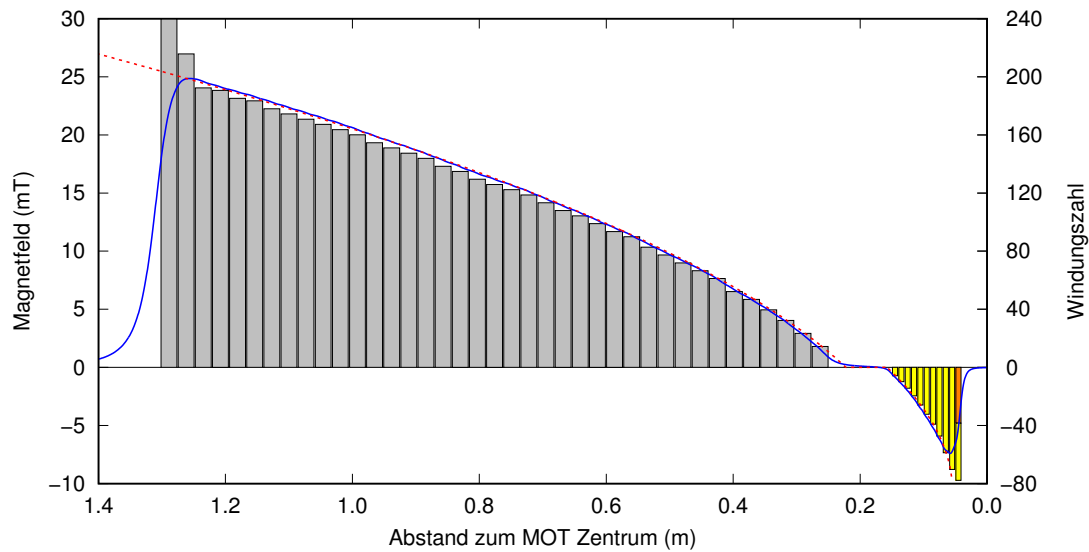


Abbildung 1.6.: Berechnetes Magnetfeldprofil des Zeeman Slower (blau). Zum Vergleich ist der Zielwert (rot gestrichelt) eingezeichnet, als Sicherheitsparameter wurde $\eta = 0.7$ gewählt. Die Windungszahlen der Spulen sind schematisch dargestellt (300K: grau, 4K: gelb, Kompensationspule: orange).

Sollte eine höhere Brillanz des Zeeman Slowers erwünscht sein, so lässt sich dies durch eine zusätzliche transversale Kühlung erreichen [110, 136]. Diese kann sehr elegant an der Trennstelle zwischen Raumtemperatur- und 4K-Abschnitt eingefügt werden. Eine Implementierung unmittelbar am Ofen ist nicht sinnvoll, da ein Großteil der Streueignisse erst am Ende des Zeeman Slowers stattfindet und daher die Strahlaufweitung auf Grund des *random walk*⁶ erst hier relevant wird.

1.2.2. Lasersystem

Zum Kühlen und Manipulieren der Atome werden Diodenlaser entsprechend Abbildung 1.7 genutzt. Als primärer Laser dient hierbei ein gitterstabilisierter Laser in Littrow-Konfiguration [187] (DL pro von Toptica), der mittels einer FM Spektroskopie auf den $F=1 \rightarrow 1/2$ cross over Übergang stabilisiert wird. Um genügend Leistung zu erhalten, wird dieser Strahl in einen Slave-Laser injiziert, der dadurch auf der identischen Frequenz läuft. Dieser Strahl wird einerseits als Rückpumpplaser des Zeeman Slowers genutzt, der Rest wird mit einem akusto-optischen Modulator (AOM) um 80 MHz blau verschoben und dient als Rückpumpplaser für die MOT.

Um das Kühl-Licht (18 MHz unterhalb des $F=2 \rightarrow 3$ Übergangs, entspricht drei Linienebreiten [204]) für die MOT zu erzeugen, wird ein gitterstabilisierter Laser mittels einer GHz-Schwebung auf den primären Laser stabilisiert und nachfolgend die Leistung in einem Trapezverstärker erhöht. Ein AOM ermöglicht es die Leistung während des Experiments zu variieren. Eine weitere GHz-Schwebung wird für den Abbildungslaser

⁶Die Absorption eines Photons erfolgt stets aus der selben Richtung, wohingegen die Emission in alle Richtungen gleichverteilt ist. Dies führt in transversaler Richtung zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit proportional zur Wurzel der Zahl der Streueignisse.

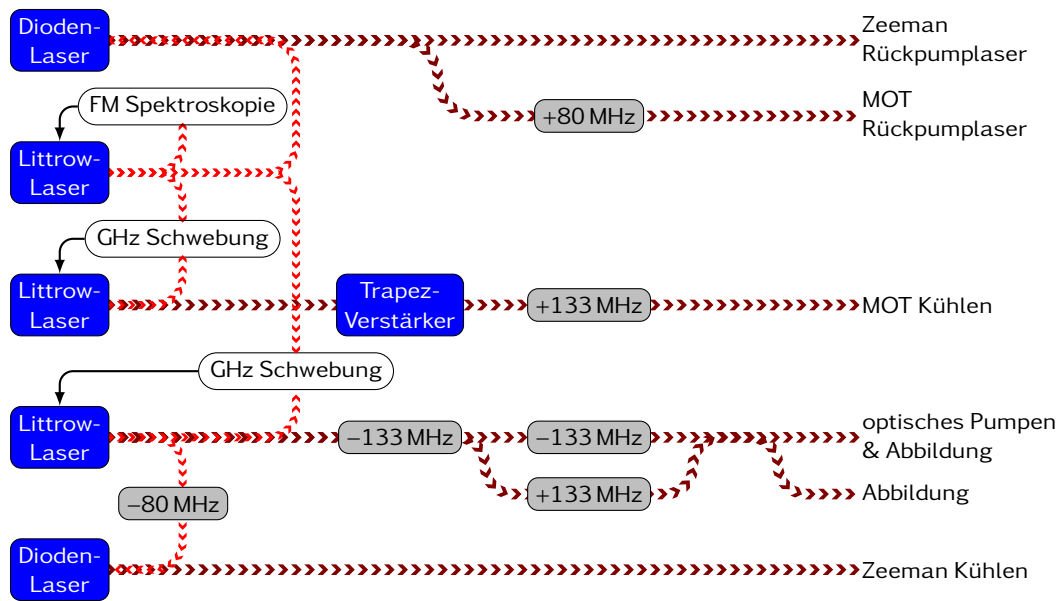


Abbildung 1.7.: Stabilisierungsschema der verwendeten Laser. Der primäre Laser wird mit einer FM Spektroskopie in einer Rubidium-Zelle stabilisiert. Davon abgeleitet werden zwei Laser mit einer GHz Schwebung stabilisiert und zwei weitere durch Injizieren. Alle Laserstrahlen werden in polarisationserhaltende Fasern gekoppelt und so zum Cryostaten im Nebenraum geführt. Auf die Darstellung der Shutter und Faraday-Isolatoren wurde verzichtet.

(resonant zum $F=2 \rightarrow 3$ Übergang) eingesetzt. Der Strahl wird mit einem AOM geschaltet. Da der Laser bereits resonant ist, sind zwei AOMs notwendig, deren Frequenzverschiebungen sich in der Summe aufheben. Dazwischen wird ein Teil des Strahls abgespalten, der nach einem weiteren AOM genutzt wird, um die Spinpolarisation (optisches Pumpen) vor dem Laden der Magnetfalle zu erlangen.

Ein weiterer Laser wird benötigt, um den Kühlstrahl für den Zeeman Slower bereitzustellen. Dieser besteht aus einem injizierten Laser, als Referenz dient der um 80 MHz verschobene Abbildungslaser.

Alle Laserstrahlen werden in polarisationserhaltende Fasern gekoppelt, um sie in den Nachbarraum mit dem Cryostaten zu führen. Um eine Abbildung entlang der axialen Richtung der MOT Spulen (vertikal) zu ermöglichen, werden die Laserstrahlen für das optische Pumpen und die Abbildung zuvor überlappt. Zusätzliche Shutter sorgen dafür, dass jeweils nur eine Frequenz auf die Atome eingestrahlt wird.⁷

1.2.3. Abbildungssystem

Für die Abbildung steht – sowohl auf Höhe der Millikelvinumgebung, also auch für die Präparationsstufe – ein CF40 Flansch mit einem Innendurchmesser von 36 mm zur Verfügung. Dieser ist 285 mm von der Atomwolke entfernt, so dass sich eine numerische Apertur von $NA = 0.06$ ergibt. Diese Rahmenbedingungen schränken die erreichbare Auflösung einer optischen Abbildung stark ein. Nach Abbe ergibt sich eine Beu-

⁷Ein positiver Nebeneffekt dieser Anordnung besteht darin, dass der Strahl für das optische Pumpen im Live-Modus der Abbildung optimiert werden kann.

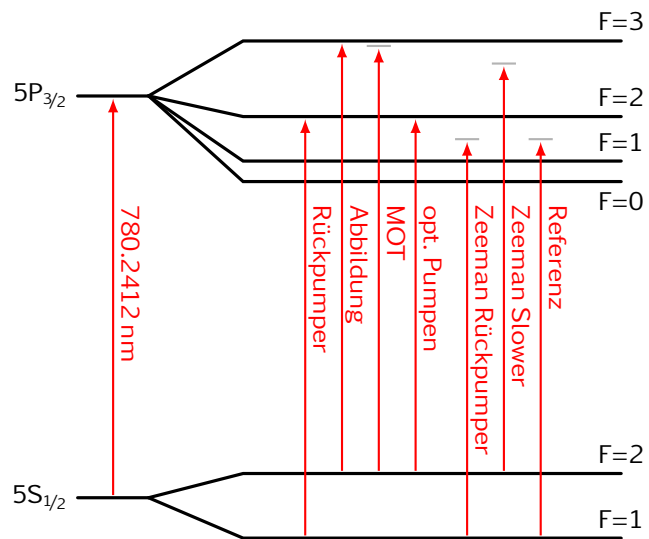


Abbildung 1.8.: Zum Kühlen und Fangen verwendete Übergänge im Termschema von Rubidium 87 [204]. Für die MOT ist eine Verstimmung von 18 MHz, für den Zeeman Slower 80 MHz berücksichtigt.

gungsgrenze von $12.4 \mu\text{m}$. Um diese Begrenzung nicht durch Abbildungsfehler weiter zu reduzieren, sondern bestmöglich auszuschöpfen, wurde ein Abbildungssystem entwickelt, das diesen Anforderungen gerecht wird. Kommerzielle Systeme mit einem derart großen Arbeitsabstand sind nicht erhältlich. Die vollständige Dokumentation der Linsenordnung befindet sich im Anhang A.1.

Für die Berechnung des Strahlverlaufs wurde die Optik-Design-Software ZEMAX in Version 13 Professional genutzt. Im Spot-Diagramm wird für ausgewählte Punkte in der Objektebene ein Strahlen-Fächer (begrenzt durch die numerische Apertur) gebildet und dessen Ausbreitung durch die Linsenordnung bestimmt [15]. Auf Grund von Abbildungsfehlern ergibt sich in der Bildebene eine räumliche Verteilung. Ist diese Verteilung kleiner als das Beugungsscheibchen, so ist die Abbildung „beugungsbegrenzt“. Abbildung 1.9 zeigt das Resultat dieser Berechnungen. Das dadurch ermittelte Auflösungsvermögen beträgt $8.3 \mu\text{m}$. Die Anordnung der Linsen ist aus der Schnittansicht in Abbildung 1.10 ersichtlich.

Die Linsen sind spannungsfrei auf einem kleinen Absatz in eine Hülse geklebt, die Abstände der Linsen werden durch Distanzhülsen definiert (vgl. Abbildung 1.10). Sämtliche Hülsen sind aus Messing gefertigt und schwarz gebeizt, um Reflexe auf der Innenseite zu unterdrücken. Die Hülsen befinden sich in einem Rohr und werden in axialer Richtung mit Tellerfedern verspannt. Die Tellerfedern ermöglichen es, eventuelle Längenänderungen (z.B. durch Temperaturschwankungen) auszugleichen. Die Kamera wird direkt auf das Objektiv aufgeschraubt (C-Mount), so dass die optimale Ausrichtung der optischen Achse stets gewährleistet ist. Um den Chip in die Bildebene des Objektivs zu bringen kann die Kameraaufnahme mittels eines Drehmechanismus in axialer Richtung verstellt werden, ohne dass die Ausrichtung der Kamera hierdurch verdreht wird. Im Innern der Fokussiereinrichtung befindet sich ein SM1 Gewinde (UNS 1.035"/40), das den Einbau eines Filters zur Unterdrückung des Umgebungslichts ermöglicht.

In Abbildung 1.11 ist eine Messung des Auflösungsvermögens mittels eines standardisierten USAF-Test-Objektes dargestellt [181, 232]. Bis zum 2. Element der 6. Gruppe lässt sich ein hellerer Strich zwischen den Balken erkennen, allerdings nimmt der

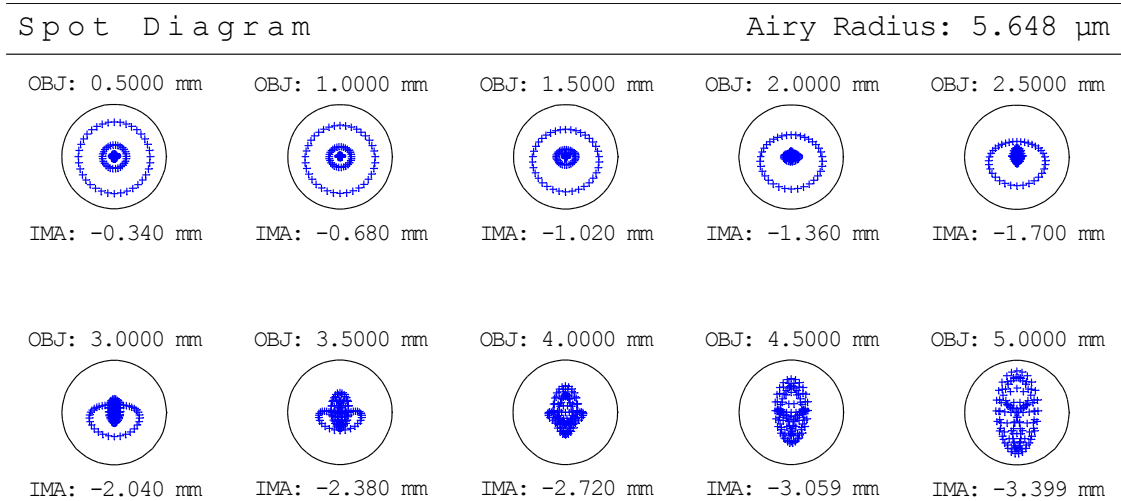


Abbildung 1.9.: Spot-Diagramm der berechneten Linsenordnung. Im gesamten Bildbereich liegen die Fächerstrahlen innerhalb der Beugungsgrenze, das Airy Scheibchen ist als Kreis dargestellt. Berücksichtigt man den Abbildungsmaßstab (0.68), so ergibt dies eine Auflösungsgrenze in der Objektebene von $8.3\mu\text{m}$. Die Längenangaben beziehen sich auf den Abstand des betrachteten Bildpunktes von der optischen Achse in der Objektebene (OBJ) bzw. Bildebene (IMA). Die Berechnung wurde mit ZEMAX erstellt und nachbearbeitet.

Kontrast nach dem 6. Element der 5. Gruppe deutlich ab. Daher entspricht dies einem Auflösungsvermögen von $8.7\mu\text{m}$ und stimmt mit der Simulation überein. Der Abbildungsmaßstab des Objektivs beträgt entsprechend der Berechnungen $1:0.68$ und wurde mit dem Test-Objekt ebenfalls bestätigt, die Tiefenschärfe beträgt etwa $40\mu\text{m}$.

Für den Fall, dass die Auflösung des Objektivs gesteigert werden muss, ist es notwendig, Linsen im Innern des Cryostaten zu montieren und so die numerische Apertur zu erhöhen. Dabei ist zu bedenken, dass sich dann die Linsen nicht nur im Vakuum, sondern auch bei cryogenen Temperaturen befinden und die Verformung der Linsen bzw. der Brechungsindex und die Dispersion des Linsenmaterials nicht mehr mit den in ZEMAX hinterlegten Daten erfasst werden. Hinzu kommt, dass Justagefehler im Innern durch die atmosphärenseitige Optik kompensiert werden müssen. Die Berechnungen haben gezeigt, dass dies nicht mit vertretbarem Aufwand machbar ist. Ein robusterer Ansatz ergibt sich vermutlich durch die Auswertung der Phaseninformation [101] oder mit einem Wellenfrontsensor [11, 131, 164, 200] und nachfolgende Rekonstruktion des Bildes. Der entscheidende Vorteil hierbei ist, dass die abgebildete Ebene nicht a priori festgelegt wird, sondern bei der Rekonstruktion frei gewählt werden kann. Sollte die Auflösung nicht genügen, so muss über die Entwicklung fasergestützter Techniken nachgedacht werden, die direkt im Innern des Cryostaten arbeiten. Hierdurch ließe sich die numerische Apertur erheblich steigern. Einen interessanten Ansatz hierzu liefern Choi et al. [35], die zur Bildübertragung anstelle von Pixeln die unterschiedlichen Moden einer Multimodefaser nutzen.

Zum Zeitpunkt der im Folgenden dargestellten Messungen stand dieses Objektiv noch nicht zur Verfügung. Ersatzweise wurde ein kommerzielles Zoom-Makroobjektiv (Computar MLH-10X) eingesetzt.

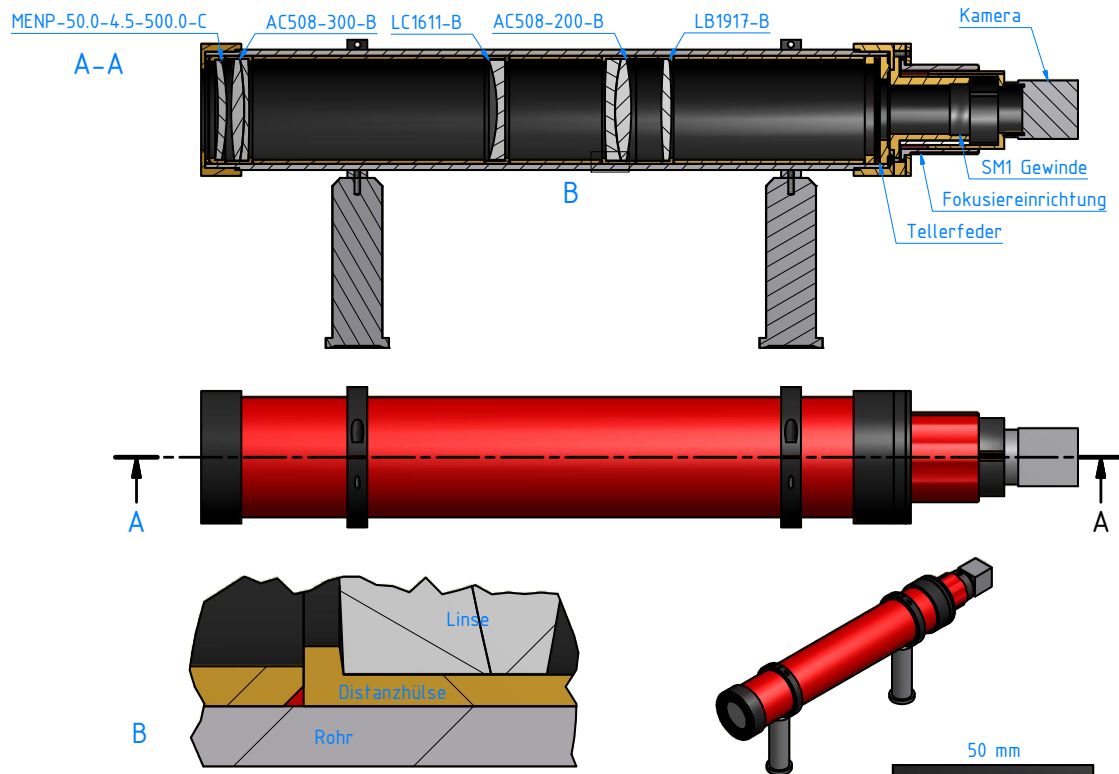


Abbildung 1.10.: Zeichnung des entwickelten Objektivs. Im Schnitt A-A sind die verwendeten Linsen zu erkennen. Der Detailausschnitt B zeigt den Einsatz der Distanzhülsen zur spannungsfreien Montage der Linsen.

1.3. Messungen

Zu Beginn war nicht klar, wie der Cryostat auf die Laserstrahlung und den Wärmeeintrag der vergleichsweise hohen Ströme reagiert. Um den Einfluss der Laser auf die Millikelvin-Platte zu untersuchen wurde ein Laserstrahl durch die Abbildungsachse unterhalb der Millikelvin-Platte geschickt. Dies führt zu einer leichten Temperaturerhöhung auf 30 mK (Basistemperatur 22 mK) bei einer cw-Laserleistung von 100 mW [124]. Hier sind zwei Punkte zu bedenken: Zum Nachweis der Atome innerhalb eines experimentellen Zyklus werden nur zwei Laserpulse von 100 μ s Dauer und einer Leistung von typischerweise 100 μ W genutzt. Die Wärmelast durch Laserstrahlung wird daher wesentlich geringer ausfallen. Andererseits ist die Millikelvin-Platte 86 mm vom Zentrum der Abbildungsachse entfernt. Sollen Atome an einen Chip geladen werden, so wird sich dieser deutlich näher an der Abbildungsachse befinden. Hier gilt es noch nachzuweisen, dass die Wärmestrahlung weiterhin ausreichend abgeschirmt ist.

Während des regulären Betriebs der Spulen konnte eine Temperaturerhöhung der 6-Kelvin-Stufe um 0.2K beobachtet werden. Diese wird vermutlich durch die Joulesche Wärme der normalleitenden Zuleitungen verursacht. Für den Betrieb des Mischkreislaufs ist dies unerheblich und stellt daher keinerlei Beschränkung dar. Entstehen jedoch in den Spulen normalleitende Stellen, so können sich diese Hotspots explosions-

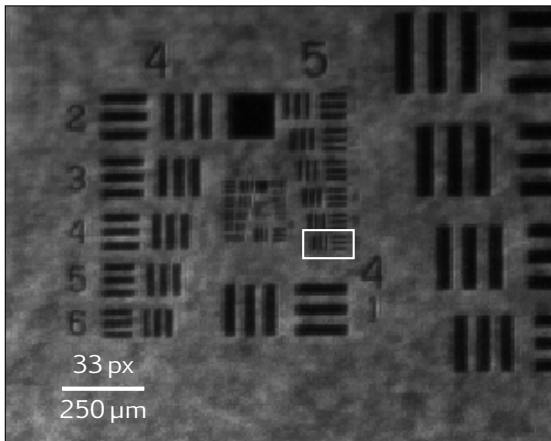


Abbildung 1.11.: Aufnahme des USAF Testobjekts. Das 6. Element der 5. Gruppe ist markiert. Alle feineren Strukturen haben einen deutlich reduzierten Kontrast. Der Maßstabsbalken ist in Kamerapixeln und realer Länge (bezogen auf das Testobjekt) angegeben. Mit Hilfe der Pixelgröße ($5.3\ \mu\text{m}$) kann daraus der Abbildungsmaßstab zu 0.7 bestimmt werden.

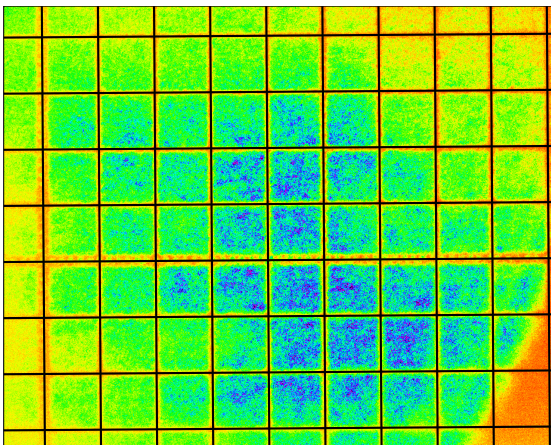


Abbildung 1.12.: Die Falschfarben-Abbildung eines quadratischen Gitters zeigt keine Verzerrung; zum Vergleich wurde ein schwarzes Gitter darübergezeichnet.

artig ausbreiten [228] und der Widerstand einer einzelnen Spule steigt auf Werte um $30\ \Omega$. Dies ergibt bei einem Spulenstrom von 1 A eine Heizleistung von 30 Watt und reicht aus, um die 6-Kelvin-Stufe auf Temperaturen oberhalb der Sprungtemperatur von Niob (9 K) zu treiben. Dies ist unter allen Umständen zu verhindern, da ansonsten die Drähte der Spulen nicht mehr ausreichend gekühlt werden und in Bruchteilen einer Sekunde durchbrennen können. Eine einfache Schutzschaltung besteht in zwei gegeneinander geschalteten Dioden, die parallel zu jeder Spule eingebaut werden werden. Bei korrekter Wahl der Durchbruchspannung übernehmen diese, sobald die Spule in den normalleitenden Zustand wechselt, einen Großteil des Stroms und begrenzen dadurch die Heizleistung.

1.3.1. Präparation der Atomwolke

Die MOT Spulen haben einen mittleren Durchmesser von 23.0 mm, eine lichte Weite von 21.0 mm und bestehen aus 130 Windungen (grün in Abbildung 1.3). Der Spulenquerschnitt beträgt etwa $1\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$. Bei einem Strom von 150 mA ergibt dies einen Magnetfeldgradienten von 10 G/cm (in Richtung der Gravitation). Der Kühllaser ist um 18 MHz gegenüber dem $5S_{1/2}\ F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}\ F^* = 3$ Übergang von ^{87}Rb verstimmt. Die MOT wird mit dem Zeeman Slower aus Abschnitt 1.2.1 geladen und enthält nach 10 Sekunden $5 \cdot 10^8$ Atome. Die Sättigungsatomzahl liegt bei $1 \cdot 10^9$ nach 100 Sekunden.

Um die Atome in den $F = 2, m_F = 2$ Zustand zu transferieren und nachfolgend in die Magnetfalle zu laden, wird das Quadrupolfeld abgeschaltet und zeitgleich die Verstimmung des Kühllasers auf 67 MHz erhöht. Anschließend wird über ein schwaches homogenes Magnetfeld eine Quantisierungsachse vorgegeben, entlang derer ein zirkular polarisierter 250 μ s Puls auf dem $F=2 \rightarrow 2$ Übergang die gewünschte Spin Polarisation erzeugt. Während des optischen Pumpens sind die Atome nicht gefangen. Es ist ersichtlich, dass die Magnetfelder schnell geschaltet werden müssen, da ansonsten die Atome bereits während der Schaltzeit durch die Gravitation aus dem Einfangbereich der Magnetfalle herausfallen. Daher wurden die Spulenströme – trotz der bekannten Wirbelströme – innerhalb von 0.5 ms geändert und die Feldstärke sowie die Dauer über einen größeren Bereich gescannt, um so das Optimum zu finden. Welches Magnetfeld während des optischen Pumpens tatsächlich anliegt, ist nicht feststellbar. Die Transfereffizienz konnte so verdoppelt werden. Die erste Magnetfalle wird aus den MOT Spulen gebildet. Bei einem Strom von 500 mA erreichen diese einen Magnetfeldgradienten von 30 G/cm in vertikaler Richtung; die Falltiefe beträgt 770 μ K. Typischerweise werden 1×10^8 Atome mit einer Temperatur von 90 mK in diese Magnetfalle überführt.

1.3.2. Lebensdauer in der Magnetfalle

Der Betrieb des Experiments wurde im Laufe der Zeit zunehmend schwieriger, da die Lebensdauer der gefangenen Atome in der Falle abfiel. Schließlich wurde ein Zustand erreicht, in dem die Lebensdauer der Magnetfalle unter einer Sekunde lag. Dieser Effekt konnte letztendlich auf einen sich verschlechternden Vakuumhintergrund im Inneren der Strahlungsschilde zurückgeführt werden. Durch Aufwärmen des Cryostaten auf etwa 20 Kelvin (gemessen an der 6 K-Stufe bzw. 80 Kelvin an der 65 K-Stufe) bei gleichzeitigem Pumpen der OVC mittels der Turbomolekularpumpe konnte eine Lebensdauer von 41 Sekunden regeneriert werden. Eine mehrfache Anwendung dieses Vorgangs führte zu einer Lebensdauer von 71 Sekunden. Wenige Wochen später ergab die gleiche Messung eine Lebensdauer von 19 Sekunden (vgl. Abbildung 1.13).

Auf Grund mehrerer Beobachtungen muss davon ausgegangen werden, dass die Ursache in einer Sättigung der Kaltflächen und dadurch bedingter Reduktion der Pumpleistung zu finden ist:

- Der Zeitraum bis zur ersten Beobachtung der stark reduzierten Lebensdauer beträgt etwa 9 Monate, wogegen die Regeneration anfänglich alle 4 Wochen, später jedoch alle 2 Wochen durchgeführt werden musste, um ein arbeitsfähiges System zu erlangen.
- Während des Aufwärmens zur Regeneration war stets beim Erreichen von 72 K an der 6 K-Stufe ein deutlicher Druckanstieg in der OVC zu beobachten. Ein wesentlicher Bestandteil des freigesetzten Gases wird atmosphärischer Stickstoff⁸ sein, der nun entweicht und dem System Pumpleistung zurückgibt.
- In der Folge eines Fehlers in der Kühlwasserversorgung wurde der gesamte Cryostat auf über 70 Kelvin aufgewärmt. Hierbei wurden mit großer Sicherheit die konden-

⁸Der geringe Druck führt zu einer Absenkung des Siedepunktes, daher geschieht dies bereits bei einer Temperatur unterhalb von 77 K. Welcher Bereich des Cryostaten zu diesem Zeitpunkt den Stickstoff verdampft, kann nicht festgestellt werden. Zusätzlich spielt die Dicke der Schicht aus ausgefrorenen Gasen und der Haftkoeffizient eine Rolle. [189]

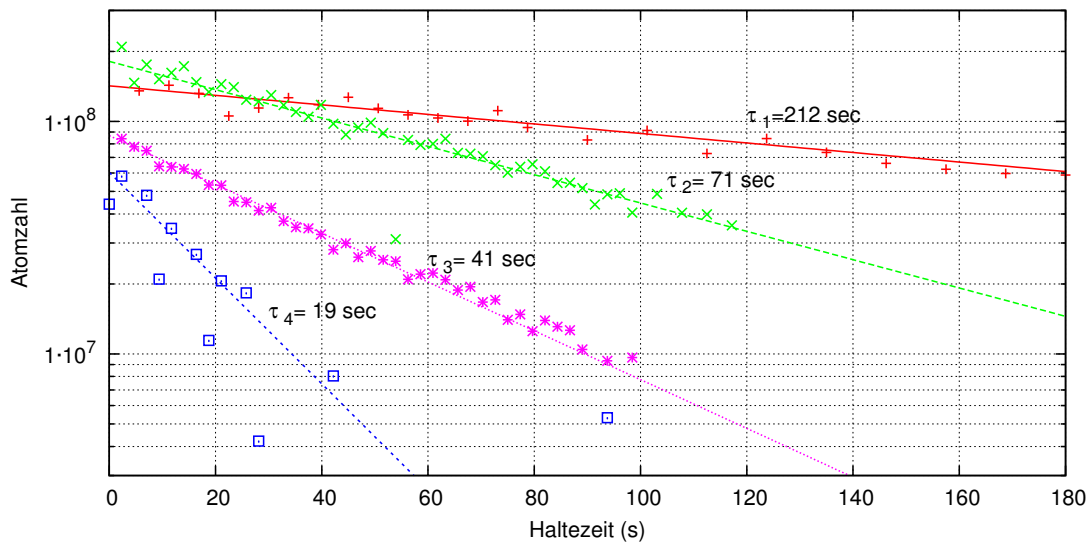


Abbildung 1.13.: Halblogarithmische Darstellung der verbleibenden Atomzahl in der Magnetfalle nach einer gegebenen Haltezeit. Über einen längeren Zeitraum fällt die Lebensdauer stetig ab und erreicht Werte unter 20 Sekunden (blau). Durch Aufwärmen des Cryostaten auf 20 Kelvin und erneutes Abkühlen kann die Lebensdauer teilweise wieder regeneriert werden (rosa) und durch mehrfache Anwendung weiter gesteigert werden (grün). Erst durch Aufwärmen des gesamten Systems über 70 Kelvin kann die volle Pumpwirkung wiederhergestellt werden und die Lebensdauer steigt auf 212 Sekunden (rot).

sierten Gase von allen Kaltflächen entfernt, so dass von der Wiederherstellung der vollen Pumpleistung auszugehen ist. Eine Messung der Lebensdauer unmittelbar nach diesem Ereignis ergab eine Zeitkonstante von 212 Sekunden, auch wurde die MOT erheblich schneller geladen.

Crypumpen sind im Umfeld von Beschleunigern als saugstarke Pumpen bekannt – für den Fusionsreaktor ITER wurden Cryopumpen mit mehreren Kubikmetern Volumen gefertigt. Zahlreiche Unternehmen bieten diese als kommerzielles Produkt an. Allen gemeinsam ist, dass sie regelmäßig erwärmt werden müssen, um die Pumpleistung zu regenerieren. Die Sättigung wird durch verschiedenste Prozesse wie beispielsweise Oberflächenbeschaffenheit und Temperaturgradient im ausgefrorenen Gas bestimmt. Eine Zusammenfassung findet sich im Tagungsband der 12. CERN Accelerator School [45]. Danach erfordert der erwünschte Druckbereich ($<1 \times 10^{-11}$ mbar) eine Temperatur unterhalb von 20 K, um Luft auszufrieren. Die äußerste Schale der Strahlungsschilde kann eindringende Gase daher nur in geringem Maße abfangen.

Dies erklärt auch, weshalb die Zeitintervalle bis zur nächsten „Regeneration“ stets kürzer wurden. Durch die gute thermische Isolation der inneren Schalen haben diese zu keinem Zeitpunkt eine merkliche Temperaturerhöhung erfahren und somit auch keine Sorptionskapazität zurückerlangt. Erst beim Ausfall der Kühlwasserversorgung wurde die für eine reale Regeneration notwendige Temperatur (ca. 50 K) erreicht. Vielmehr ist zu befürchten, dass sich die von der äußeren Lage freigesetzten Gase zusätzlich auf den noch immer kalten inneren Flächen abgesetzt haben.

Um einen zukünftigen Betrieb mit längeren Regenerationszyklen zu ermöglichen, ergeben sich zwei Ansatzpunkte. Einerseits ist bekannt, dass die OVC für Hochvakuum (HV), nicht jedoch Ultra-Hochvakuum (UHV) ausgelegt wurde, d.h. es wurden z.B.

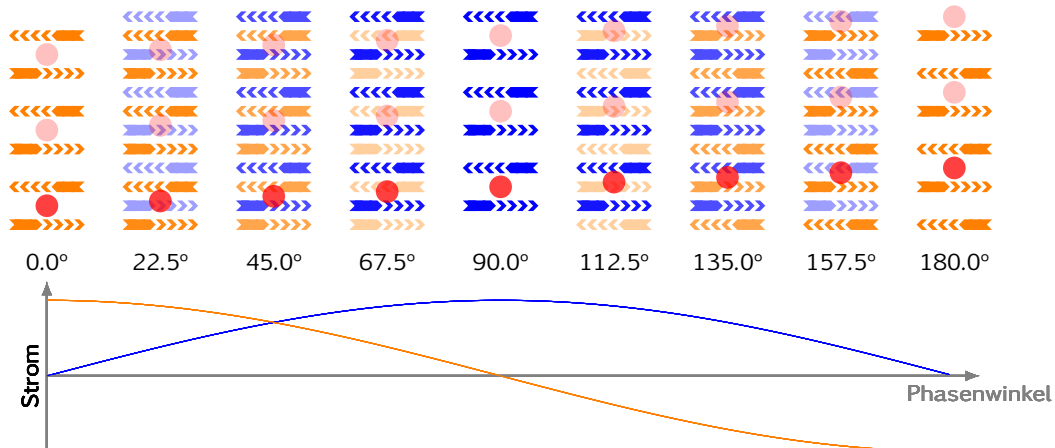


Abbildung 1.14.: Prinzip des magnetischen Paternosters. Zwei Gruppen aus Spulen (orange bzw. blau) greifen ineinander, wobei benachbarte Spulen einer Gruppe mit entgegengesetztem Strom betrieben werden und so das notwendige Quadrupolfeld (roter Punkt) erzeugen. Wird der Strom der zweiten Gruppe erhöht und gleichzeitig der der ersten abgesenkt, so wandert der Quadrupol nach oben. Eine gleichmäßige Bewegung ergibt sich bei sinus-/cosinusförmigem Verlauf des Stromes. Da das Quadrupolfeld periodisch auftritt, ist es prinzipiell möglich mehrere Atomwolken zeitgleich zu transportieren. Hierzu muss allerdings der Produktionsschritt von MOT und horizontalem Transfer darauf abgestimmt werden.

elektrische Durchführungen verwendet, die eine höhere Leckrate besitzen. Auch sind die verbauten Schieber nicht dafür spezifiziert, UHV gegen Atmosphäre abzudichten. Wenn es gelingt, hierfür Alternativen zu finden, so können die Leckrate gesenkt und die Zeitskalen entsprechend verlängert werden. Auf der anderen Seite ist zu prüfen, ob zusätzliche Pumpleistung generiert werden kann. Auf Grund der Sensitivität gegenüber Magnetfeldern in den geplanten Experimenten ist bei der Verwendung von Ionengetterpumpen allerdings Vorsicht geboten. Denkbar wäre allerdings eine zusätzliche Cryopumpe, die, ähnlich zu den Beschleunigern, regelmäßig vom System abgekoppelt und definiert regeneriert wird.

1.3.3. Magnetisches Transportsystem

Die Atome werden über Magnetfallen in die Millikelvin-Umgebung transportiert, beginnend bei den MOT Spulen. Da sich der Durchgang im innersten Strahlungsschild außerhalb des Zentrums befindet, um direkte thermische Strahlung auf die Millikelvin-Platte zu vermeiden, werden die Atome in einem ersten Schritt horizontal verfahren (Transfer-Spulenpaar) und anschließend für den vertikalen Transport in den magnetischen Paternoster umgeladen. Die schematische Darstellung der Spulenordnung befindet sich in Abbildung 1.3. Das grundlegende Prinzip eines Paternosters beruht darauf, dass übernächste Spulen mit entgegengesetzten Strömen betrieben werden und eine Abfolge von Quadrupolfeldern erzeugen. Werden die Ströme nun verringert und zeitgleich die Ströme in den dazwischenliegenden Spulen erhöht, so wandert das magnetische Minimum kontinuierlich nach oben (vgl. Abbildung 1.14). Eine Ausrichtung dieses Transportsystems gegenüber der Millikelvin-Platte ist in der aktuellen Konfiguration nur eingeschränkt möglich. Daher ist es vorteilhaft die Atome in einem letzten Schritt auf einen Chip auf dieser Platte umzuladen. Die konkrete Ausgestaltung dieses

Chips ist stark von den geplanten Experimenten abhängig, da dieser neben Fallenstrukturen auch die funktionalen Bauelemente integrieren sollte. Derartige Chips sind bereits erfolgreich bei Raumtemperatur [87, 93] und 4 Kelvin im Einsatz [96, 233].

Auf Grund defekter Spulen war im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich der horizontale Transport möglich; hiermit kann zumindest die prinzipielle Funktion einer derartigen Anordnung innerhalb eines Mischcryostaten gezeigt werden. Abbildung 1.15 zeigt das Fallenpotential zu ausgewählten Zwischenschritten während des Transports von der MOT in das Transfer-Spulenpaar. Aufgrund der verringerten kritischen Ströme sind sowohl die Fallengradienten, als auch die Fallentiefe gegenüber dem ursprünglichen Entwurf herabgesetzt. Die Gradienten betragen während des gesamten Transports mindestens 15 G/cm in der horizontalen und 25 G/cm in der vertikalen Richtung. Für den Transport wird der Strom in den MOT Spulen abgesenkt, während der Strom der Transferspulen zeitgleich zunimmt. Wenn sich die beiden Quadrupole aus MOT und Transferspulen vereinigen, ist die Fallentiefe entlang der positiven x-Richtung abgesenkt (Schritt © in Abbildung 1.15) und führt zu erheblichen Atomverlusten. Eine nachfolgende Temperaturmessung der Wolke ergibt eine mittlere Temperatur von 70 μK [230]; die berechnete minimale Fallentiefe beträgt 700 μK . Ein nachfolgender zweiter Transport erfolgt verlustfrei und ohne Aufheizen der Wolke (Abbildung 1.16).

1.4. Alternatives Konzept des Transfers

Um die kritischen Ströme der supraleitenden Spulen zu erhöhen, soll ein anderer Draht eingesetzt werden, der mehr Kupfer zur Verbesserung der Wärmeleitung und mehrere Filamente (Redundanz) enthält. Da dieser mehr Platz beansprucht, muss die Spulengeometrie komplett überarbeitet werden. Die während der Messungen mit dem bestehenden System gesammelten Erfahrungen bezüglich der Wirbelströme führten letztlich zur Entwicklung eines grundsätzlich anderen Konzeptes für die Anordnung der Transportspulen. Eine zentrale Änderung besteht darin, dass Module (MOT & Transfer, Paternoster 1, Paternoster 2) erzeugt werden, die in sich abgeschlossen sind und bestimmte Funktionen übernehmen. Jedes Modul wird direkt an die Zuleitungen angeschlossen, so dass die Anzahl der Übergänge zwischen supraleitenden Drähten minimiert wird. Zu Servicezwecken kann jedes Modul unabhängig entnommen werden. Dies bietet den Vorteil, dass die Drähte von der Spule bis zum Stecker sicher geführt und durchgehend thermisch geankert werden können. Gleichzeitig bietet dies während der Arbeiten am offenen Cryostaten einen effektiven Schutz vor unabsichtlichen Beschädigungen der Drähte.

Weiter wird die zusätzliche 6-Kelvin-Platte entfernt und durch eine Konstruktion aus nur drei Armen, die vom Zentrum radial nach außen zu den Haltestangen führen, ersetzt (vgl. Abbildung 1.17). Verbleibende geschlossene Schleifen, in denen sich Wirbelströme ausbilden können, werden durch PEEK Zwischenlagen unterbunden, die Wärmelast wird jedoch weiterhin auf alle Haltestangen verteilt. Dadurch entfällt allerdings der Platz, an dem bisher die Spiegel zum Falten der MOT Strahlen in der z-Achse und die Stabilisatoren befestigt wurden. Die Stabilisierung der MOT Ebene kann alternativ am unteren Ende des 1.5 K-Strahlungsschildes erfolgen, indem hier Abstandshalter zwischen Strahlungsschild und Haltestangen eingeführt werden. Bei den

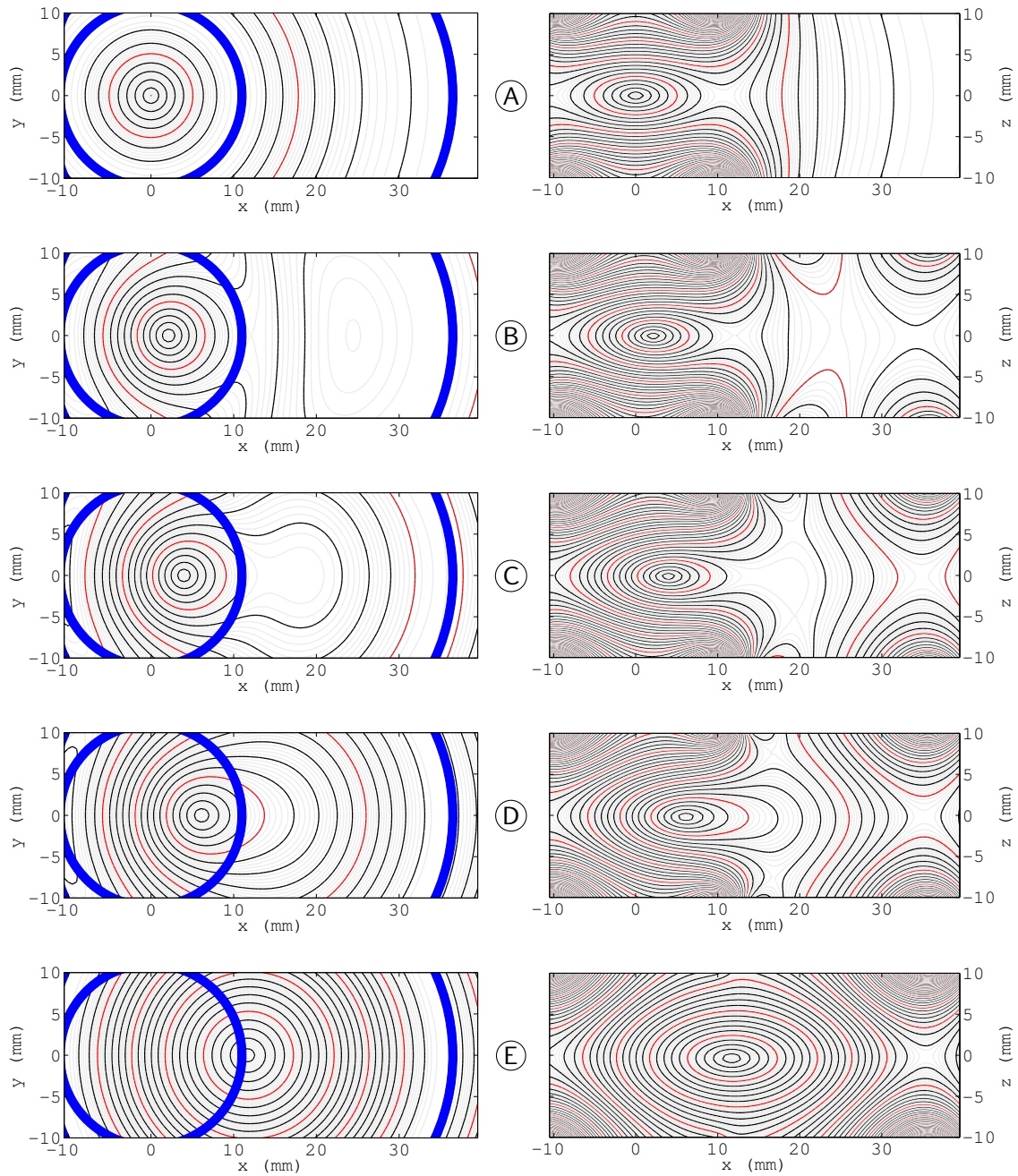


Abbildung 1.15.: Fallenpotential während des Transports von der MOT (A) in die TR1 (E) in der horizontalen Schnittebene (links) und der vertikalen (rechts). Die Spulen sind blau dargestellt, in der x-z Ebene liegen diese außerhalb des dargestellten Bereichs. Die Isolinien markieren die Potentialtiefe in Abständen von 20 μK (grau), 100 μK (schwarz) und 500 μK (rot). Bei (C) ist die Falltiefe in positiver x Richtung reduziert.

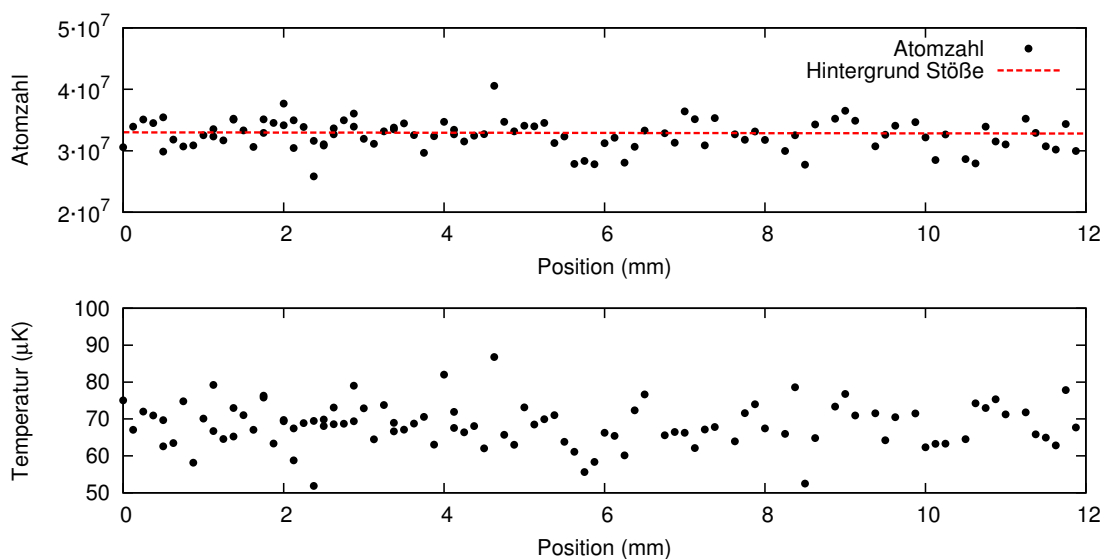


Abbildung 1.16.: Die Atomwolke wird einen Bruchteil der Strecke verfahren und zum Nachweis an die MOT Position zurückgeholt. Man erkennt, dass die Atomzahlverluste aus einer Wolke mit einer Temperatur von $70\ \mu\text{K}$ mit den Verlusten durch Stöße mit dem Vakuum-Hintergrund kompatibel sind und keine Heizeffekte beobachtet werden.

Spiegeln bietet es sich an, diese mit drei Diagonalen auf die Tragarme zu stellen, bzw. abzuhängen. Dies führt auch zu einer Unterdrückung von Schwingungen innerhalb der MOT Ebene, da die Tragarme ansonsten nur schwach untereinander verbunden sind. Gleichzeitig wird das Problem, dass sich Elemente in den Strahlachsen befinden, minimiert.

Die Transferspule befindet sich nicht mehr außerhalb der MOT Spulen, sondern innerhalb. Hierdurch werden die Abstände zur Magnetfalle reduziert und die benötigten Ströme⁹ können verringert werden. Es handelt sich um eine gestreckte Spule, die hier nicht als Quadrupolfalle, sondern näherungsweise als Wellenleiter betrachtet wird. Der longitudinale Abschluss muss dann durch die benachbarten Spulen der MOT und die untersten Spulen des magnetischen Paternosters erfolgen.

Am unteren Ende des magnetischen Paternosters befindet sich in der ersten Version eine asymmetrische Spulenanordnung (Abbildung 1.3) mit einer größeren Spule unterhalb der Atomwolke. Dies erlaubt zwar eine größere lichte Weite zwischen den Spulen, ihr größerer Abstand zum Fallenzentrum führt aber dazu, dass diese Spule beim vertikalen Transport ein wesentlich höheres Feld erzeugen muss als die gemeinsam agierenden Spulen oberhalb der Wolke. Deutlich einfacher ist es die Spulenanordnung periodisch fortzusetzen und von der Seite in den magnetischen Paternoster zu laden (vgl. Abbildung 1.20). Dabei formen jeweils zwei Spulen unterhalb bzw. oberhalb der Atomwolke gemeinsam den erwünschten Quadrupol. Der große Unterschied in den Abmessungen der Transportspulen und dem magnetischen Paternoster bedingt allerdings, dass die Falle stark verformt wird. Die exakte Geometrie ist im Anhang A.3 nachzulesen.

⁹In diesem Abschnitt werden die Spulenströme stets in Einheiten von Windungen mal Ampere gemessen. Da die Zuleitungen nur bis 1 Ampere spezifiziert sind, müssen bei der Umsetzung entsprechend viele Wicklungen aufgebracht werden.

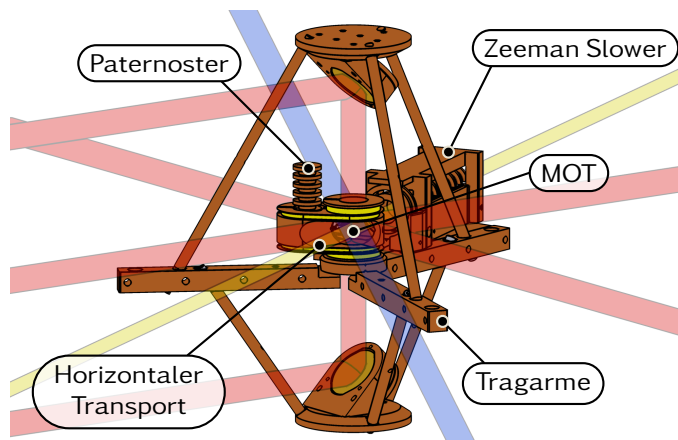


Abbildung 1.17.: Modell des neuen Konzepts mit drei Tragarmen anstelle der massiven 6-Kelvin-Platte. Die MOT Strahlen sind in rot, der Abbildungsstrahlengang in blau, sowie der Zeeman Strahl in gelb dargestellt. Der Paternoster (vertikaler Transport) ist angedeutet.

Abbildung 1.18.: Stromprofile der verschiedenen Spulen während des Transports von der MOT in die Startposition des magnetischen Paternosters. Das Magnetfeld wurde für 300 Stützstellen berechnet. Die in Abbildung 1.20 dargestellten Zeitpunkte (A, B, C, D) sind markiert.

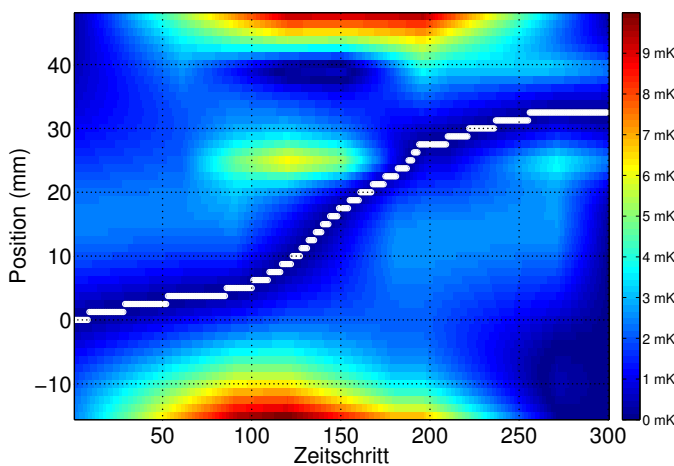
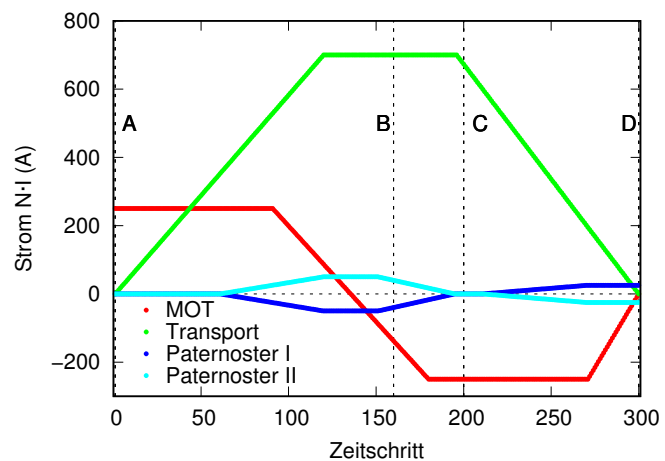


Abbildung 1.19.: Schnitt durch das Magnetfeldprofil entlang der Transportrichtung im Verlauf des Transports von der MOT (Zeitschritt 0) bis zum magnetischen Paternoster (Zeitschritt 300). Die Farbe gibt die Fallentiefe in Millikelvin an, die Position der Atomwolke ist jeweils mit einem weißen Punkt markiert.

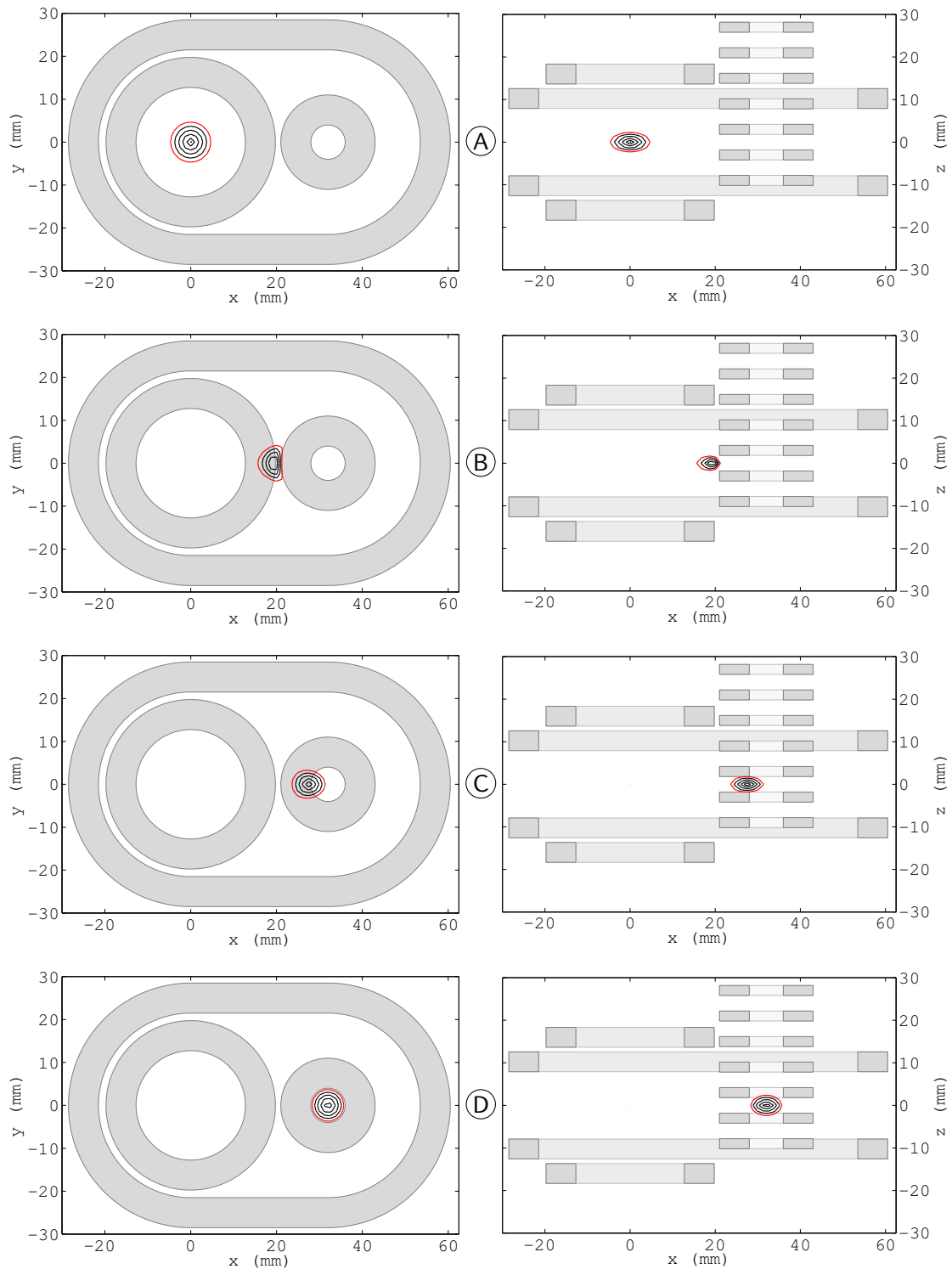


Abbildung 1.20.: Fallenpotential während des Transports von der MOT (A) in die Startposition des magnetischen Paternosters (D) in der horizontalen Schnittebene (links) und der vertikalen (rechts). Atome mit einer Temperatur oberhalb von 1 mK berühren beim Transport durch die Spulen des magnetischen Paternosters dieselben. Die roten Isolinien markieren diese Potentialtiefe, die schwarzen zeigen eine Abstufung von 200 μK .

1.5. Aktueller Status

Die bislang gewonnenen Erkenntnisse bestätigen, dass es möglich ist, Experimente mit ultrakalten Atomen in einem Mischcryostaten durchzuführen. Die Durchführung grundlegender Techniken (Präparation einer Atomwolke, Transport) konnte gezeigt werden. Um auch hybride Experimente ausführen zu können, ist es zukünftig erforderlich, die Atome weiter zur Millikelvin-Umgebung zu transportieren. Hierfür ist der Paternoster vorgesehen [228], der seine Funktionstüchtigkeit noch nachweisen muss. Aufgrund der Länge (rund 30 Spulen auf einer Länge von etwa 500 mm) des Transportweges sind hierbei Lebensdauern der Atomwolken in den Magnetfallen von mindestens einer Minute zwingend erforderlich. Entsprechend der Messungen nach Abschnitt 1.3.2 sind diese prinzipiell erreichbar, solange die Cryopumpe nicht in Sättigung gerät. Gegebenenfalls ist es notwendig, das System zu ertüchtigen und diese Zeitspanne zu verlängern. Die konkrete Ausgestaltung des Transfers an einen Chip mit supraleitenden Elementen hängt wesentlich von den jeweiligen Experimenten ab, so dass an dieser Stelle noch keine Aussagen getroffen werden können. Allerdings stellt die relative Ausrichtung zwischen den Elementen an der Millikelvin-Stufe und dem Paternoster eine besondere Herausforderung dar. Einerseits ist die Millikelvin-Platte nur zugänglich, wenn alle Strahlungsschilde entfernt wurden, zugleich ist der Paternoster jedoch im innersten Strahlungsschild befestigt. Hier ist gegebenenfalls ein Umbau nach dem Vorbild der Präparationsstufe erforderlich. Dies böte zugleich den Vorteil, dass bei einem Austausch des Chips die Präparationsstufe und der Paternoster im Cryostaten verbleiben könnten – bislang müssen diese bei jedem Umbau vollständig entfernt werden. Um der Thematik der Wirbelströme zu begegnen, wird in dieser Arbeit (Abschnitt 1.4) ein Konzept vorgeschlagen, das die massive Platte in der Präparationsstufe vermeidet. Durch das Konzept der abgeschlossenen Baugruppen wird zugleich die Gefahr von unabsichtlichen Beschädigungen der Zuleitungen minimiert.

Permanent erregte Baseball-Falle

Für die Experimente in der Millikelvin-Umgebung des Mischcryostaten aus Kapitel 1 ist sämtlicher Wärmeeintrag zu vermeiden. Die Magnetfallen zum Halten der ultrakalten Atomwolken müssen daher auf supraleitenden Leitern basieren. Analog zu den Mikrofallen der Atomchips bei Raumtemperatur [69, 72, 87] sind diese auch aus supraleitenden Leiterbahnen realisierbar [19, 233] – allerdings ist der Meissner-Effekt zu berücksichtigen [30, 243]. Alternativ können supraleitende Schleifen genutzt werden, in denen Kreisströme verlustfrei fließen [19, 102, 160]. Eine Geometrie, die vollständig auf externe Stromquellen verzichtet, ist die sogenannte Baseball-Falle. Der Strom folgt hierbei der Naht eines Baseballs und ergibt eine ioffeartige Falle (vgl. Abbildung 2.1). Die Abwesenheit von Stromquellen lässt besonders rauscharme Fallen erwarten, da sie keinem technisch bedingten Rauschen unterliegen. Normalleitende Baseball-Fallen sind in der Plasmaphysik bereits seit den 1960er Jahren bekannt [13] und wurden auch zum Fangen neutraler Atome in Magnetfallen verwendet [18, 161]. Eine Alternative zur Baseball-Falle ist die Yin-Yang-Konfiguration, die auf Grund ihrer beiden unabhängigen Spulen weitere Freiheitsgrade erlaubt [155].

2.1. Konzept

Unterhalb der Sprungtemperatur T_c kompensiert ein Supraleiter alle Änderungen des magnetischen Flusses innerhalb der geschlossenen Schleife mit Hilfe eines Kreisstroms (bis der kritische Strom erreicht wird) [152]. Dieses Verhalten kann ausgenutzt werden, um einen Strom in eine Schleife einzuprägen. Dafür müssen die Atome mit Hilfe anderer Magnetfallen innerhalb der supraleitenden Schleife gehalten werden und nun die Schleife unter die Sprungtemperatur gekühlt werden. Werden die äußeren Felder anschließend abgeschaltet, so baut sich in der Schleife ein Strom auf, der den Abfall der Magnetfelder ausgleicht. Der Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, dass sowohl zum Laden, als auch zum Abschalten der Falle die thermischen Zeitkonstanten berücksichtigt werden müssen. Diese liegen im Bereich der Lebensdauer in einer Magnetfalle. Daraus ergeben sich nicht nur geringe Atomzahlen, sondern die Flugzeitmessungen unterliegen den gleichen Problemen wie in Abschnitt 1.2. Diese Einschränkungen mit dauererregten Schleifen wurden auf supraleitenden Mikrochips bereits beobachtet [19].

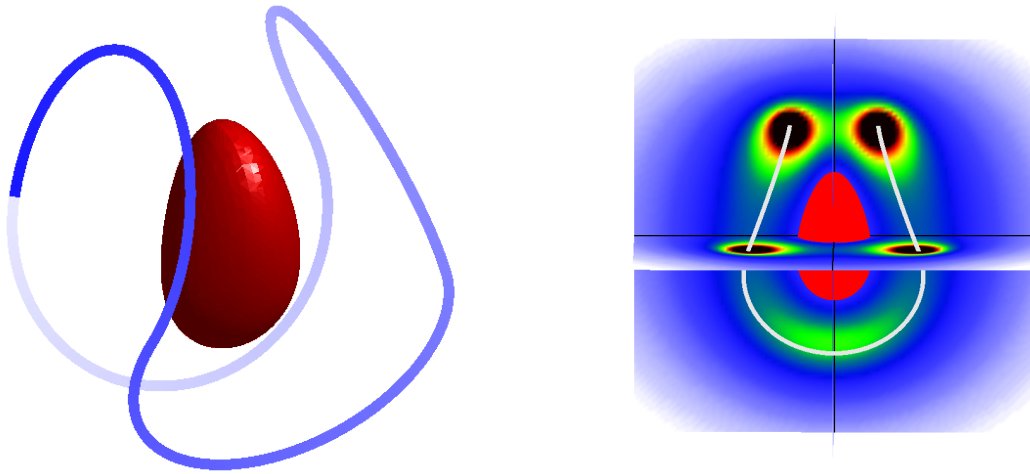


Abbildung 2.1.: Die Baseball Geometrie besteht aus vier Kreisbögen, die sich auf einer Kugeloberfläche befinden (links). Im Zentrum ist die Falle dargestellt. Daneben ist ein Schnitt durch das Magnetfeldprofil dargestellt.

Um diese Einschränkung zu umgehen, wurde in dieser Arbeit ein abweichendes Konzept umgesetzt. In die Schleife ist ein zusätzlicher Ring integriert, der über zwei eng benachbarte Drähte angeschlossen ist (vgl. Abbildung 2.3). In unmittelbarer Nähe dieses Rings befindet sich eine konventionelle supraleitende Spule. Das Feld dieser Spule wird vom Ring erfasst und kann so den Fluss innerhalb der Schleife kompensieren, sodass der Strom in der Schleife auf Null abfällt. Die Schleife muss nun nur noch einmalig mit Fluss beladen werden. Dieses Prinzip kann auch an der Grenze zur Millikelvin-Umgebung genutzt werden. So kann die Steuerung der Falle weiterhin von der 4 K-Stufe erfolgen, während eine supraleitende Schleife auf der Millikelvin-Platte die Falle ausbildet. Der Wärmeeintrag in den Cryostaten wird dadurch reduziert.

Die Herstellung supraleitender Verbindungen mit verschwindendem Widerstand ist äußerst schwierig. Mögliche Verfahren sind Löten, Schweißen oder Kaltverschweißen [24, 25, 46]. Allen gemeinsam ist die Problematik oxidierter Oberflächen und

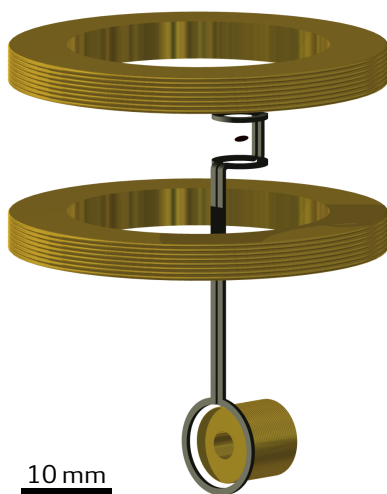
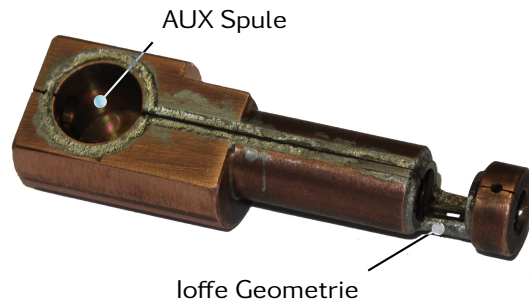


Abbildung 2.2.: Geometrie der Baseball-Falle. Die beiden MOT-Spulen umrahmen die Baseball-Falle; im Zentrum ist eine Atomwolke angedeutet. An der Unterseite wurde die offene Geometrie um einen Ring erweitert. In dessen unmittelbarer Nähe befindet sich eine Hilfsspule, mit der sich der Strom in der supraleitenden Schleife steuern lässt.

Abbildung 2.3.: Baseball-Falle vor dem Vergolden. Die gebogene Niobstruktur ist mit dem Kupferhalter verlötet. Die Position der Hilfsspule (AUX) ist markiert.



einer Veränderung des Gefüges, die zu einem Restwiderstand führen. Daher wurde die Geometrie mittels Drahterosion aus einer 0.5 mm starken Niobfolie geschnitten. So entstehen keine Übergänge, die die Supraleitung unterbrechen könnten. Kritisch bleiben alleine die Stellen, an denen die Folie gebogen werden muss, da hier das Gefüge beansprucht wird. Allerdings muss es möglich sein die Geometrie abzuwickeln, d.h. die 3D-Figur in 2D darzustellen. Daher besteht die Struktur aus zwei planaren Ringen, die an einer Stelle über zwei gerade Abschnitte miteinander verbunden sind. Dies entspricht einer klassischen Ioffe-Falle aus einem Spulenpaar und zwei Drähten parallel zur Spulenachse (vergleichbar zu [70, 71]), nutzt allerdings nur einen zirkulierenden Strom.

Ausgehend von der Sprungtemperatur steigt der kritische Strom mit sinkender Temperatur an. Um einen möglichst hohen kritischen Strom zu erzielen, ist es daher wichtig die Niobschleife bestmöglich zu kühlen. Die Wärmeleitfähigkeit im supraleitenden Zustand ist sehr gering [16], so dass dies nur mit einer großen Kontaktfläche erreichbar ist. Die Niobstruktur ist mittels eines Ultraschallverfahrens unmittelbar mit der tragenden Kupferstruktur verlötet [91], so dass ein metallischer Kontakt zum Kältebad besteht. Zusätzlich wurde die gesamte Struktur nachträglich elektrolytisch mit Gold beschichtet, um einerseits den Kontakt über die komplette Oberfläche fortzusetzen und andererseits die Absorption von thermischer Strahlung zu minimieren. Gleichzeitig bedeutet dies aber auch, dass, sobald das Niob in den normalleitenden Zustand übergeht, der Strom über das Gold bzw. Kupfer fließen wird. Die Falle kann daher nur unterhalb der Sprungtemperatur betrieben werden.

2.2. Simulation des Ladevorgangs

Vor der Anfertigung der Baseball-Falle wurde vorab das Magnetfeldprofil der Geometrie berechnet, um sicherzustellen, dass diese eine Magnetfalle ausbildet, in der Atome gehalten werden können. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die Baseball-Falle aus einem makroskopischen Supraleiter bestehen soll. In einem Supraleiter fließt der Strom primär in einer Oberflächenschicht, die auf die London-Eindringtiefe λ_L begrenzt ist. Die Dicke dieser Schicht liegt für Bulk-Niob in der Größenordnung von 100 nm [27, 67]. Eine selbstkonsistente Lösung vergleichbar zum Ansatz von Cano et al. [30] erfordert eine räumliche Auflösung besser als die Eindringtiefe. In Kombination mit der Strukturbreite von 0.75 mm und einem Transportweg von annähernd 7 mm überfordert dies heutige Computersysteme. Ersatzweise wurde angenommen, dass der Stromfluss auf eine Oberflächenschicht begrenzt ist, die einem Voxel $((75\mu\text{m})^3)$ entspricht.

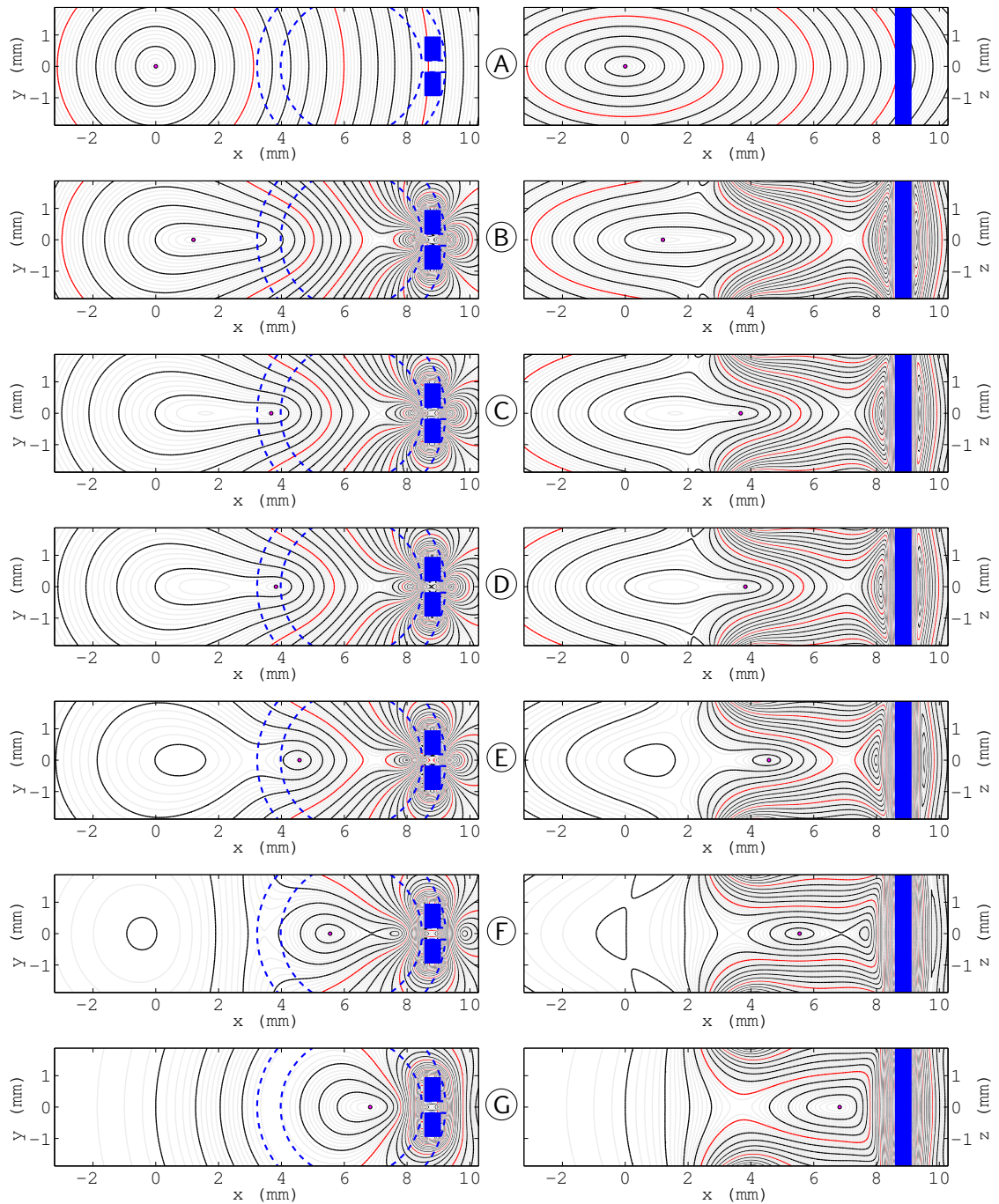


Abbildung 2.4.: Fallenpotential während des Transports von der MOT (A) in die Baseball-Falle (C) in der horizontalen Schnittenebene (links) und der vertikalen (rechts). Die supraleitende Niobschleife ist blau dargestellt; Elemente außerhalb der Bildebene sind gestrichelt. Die MOT Spulen befinden sich außerhalb des dargestellten Bereichs, das Fallenzentrum ist mit einem roten Punkt markiert. Die Isolinien markieren die Potentialtiefe in Abständen von $20\ \mu\text{K}$ (grau), $100\ \mu\text{K}$ (schwarz) und $500\ \mu\text{K}$ (rot). Bei (C) entsteht ein Doppelmuldenpotential. Um eine hohe Transfereffizienz zu erzielen, muss die Atomwolke zuvor gekühlt werden. In der supraleitenden Schleife wird ein Strom $I_{\text{max}} = 15\ \text{A}$ vorausgesetzt.

Das Ergebnis ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Um den Transfer möglichst einfach zu gestalten, wird die Baseball-Falle von den MOT Spulen umschlossen und auf weitere Spulen verzichtet. Außerhalb befindet sich die Hilfsspule zum Verändern des resultierenden Stroms in der supraleitenden Schleife. Diese Spule ist um 90° gegenüber den MOT Spulen verdreht, um die Kopplung der Spulen zu minimieren. Die Ioffe-Drähte der Baseball-Falle haben einen Abstand von 0.4 mm bei einem Leiterquerschnitt von $0.75 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$. Der mittlere Durchmesser der Schleifen beträgt 5.25 mm, der Abstand 4.5 mm. Diese Geometrie ist dem Fallenpotential in Abbildung 2.4 in blau überlagert. Bis die Atome in eine Magnetfalle geladen sind muss die Hilfsspule stets dafür sorgen, dass der resultierende Strom in der supraleitenden Schleife verschwindet. Mit Beginn des Transfers wird der Strom auf das Maximum (diese Grafiken wurden für $I_{\text{max}} = 15 \text{ A}$ erstellt) gefahren und danach der Strom der MOT Spulen gleichmäßig reduziert. Dabei wird das Potential-Minimum kontinuierlich in Richtung der Baseball-Falle verschoben. Sobald das Minimum in die supraleitende Schleife eintritt, entsteht eine langgestreckte Falle, die sich bald darauf in zwei Mulden trennt. Die der MOT zugewandte Seite liegt etwa $200 \mu\text{K}$ höher. Um Atomzahlverluste zu vermeiden, ist vor dem Transport ein Kühlschritt erforderlich. In der Endposition wird eine Falle mit $370 \mu\text{K}$ bei einem Offsetfeld von 3 G gebildet; die Fallenfrequenzen betragen 42 Hz, 88 Hz und 88 Hz. Größere Fallentiefen sind mit höheren Strömen möglich, sofern dies mit dem kritischen Strom der supraleitenden Schleife verträglich ist.

In der Simulation treten an der Oberfläche der supraleitenden Schleife Magnetfelder mit einer Flussdichte bis zu 120 G auf. Das kritische Feld von reinem Niob beträgt $H_{c1}(4.2 \text{ K}) = 1400 \text{ G}/\mu_0$ bzw. $H_{c2}(4.2 \text{ K}) = 2700 \text{ G}/\mu_0$ [67]. Da kaum zu erwarten ist, dass die verwendete Niobfolie eine derart hohe Reinheit besitzt, wird H_{c1} niedriger sein und H_{c2} größer. Es muss daher angenommen werden, dass Flussschläuche in den Supraleiter eindringen und eine permanente Magnetisierung des Supraleiters hervorrufen. Diese kann während des Transports jedoch durch einen veränderten Strom in der AUX-Spule ausgeglichen werden.

2.3. Charakterisierung der Leiterschleife

Um zu überprüfen, ob die Niobfolie überhaupt geeignet ist eine Baseball-Falle zu bilden, wurde aus der Folie eine Teststruktur mit vergleichbarem Querschnitt erstellt. Die Belastung des Gefüges durch den Biegevorgang wurde ebenfalls nachgebildet. In einer Heliumkammer wurde das Restwiderstandsverhältnis (residual resistance ratio, $RRR = R_{300\text{K}}/R_{10\text{K}}$), die Sprungtemperatur T_c , sowie der temperaturabhängige kritische Strom $I_c(T)$ bestimmt. Es ist wichtig, dass die Messung in einem evakuierbaren Aufbau stattfindet, um eine vergleichbare Kühlung wie im späteren Experiment zu simulieren. Die Widerstände der Zuleitungen wurden durch getrennte Abgriffe für Strom und Spannung eliminiert.

Das Restwiderstandsverhältnis beträgt $RRR = 10.7$, die Sprungtemperatur liegt bei $T_c = 8 \text{ K}$ und der kritische Strom beträgt bis zu $I_c(4.2 \text{ K}) = 30 \text{ A}$ (siehe auch Abbildung 2.5a). Es fällt auf, dass der kritische Strom bereits deutlich unter der Sprungtemperatur (bei 6.5 K) nahezu Null wird. Dies kann mit der nicht unerheblichen Ohmschen Wärme in den Zuleitungen erklärt werden. Es ist anzunehmen, dass hierdurch das Niob an den Kontaktstellen erwärmt wird und so der kritische Strom unterdrückt ist. In der

geschlossenen Schleife der Baseball-Geometrie existieren diese Kontakte nicht. Es ist daher möglich, dass der tatsächliche kritische Strom bei 4 K oberhalb von 30 A liegt. Die Sprungtemperatur liegt deutlich unter dem Literaturwert von $T_{c,Nb} = 9.2\text{K}$ für Bulk-Niob. Auf Grund des Restwiderstandsverhältnisses liegt der Verdacht nahe, dass die Temperaturmessung systematisch verschoben ist. Dazu kann einerseits die Temperaturdiode (Lakeshore DT670: Genauigkeitsklasse $\pm 0.25\text{K}$), oder aber ein geringer Temperaturgradient zwischen Sensor und Supraleiter beitragen. Generell ist die Ankopplung des Supraleiters an das Kältebad als sehr gut zu klassifizieren, da beim thermischen Zyklen keine Hysterese erkennbar ist. Die Anwesenheit von Störstellen ist in dieser Anwendung nicht nachteilig, da diese als Pinning-Zentren dienen können und die Flussdynamik bremsen [27].

Bisher wurde der kritische Strom, d.h. der maximale verlustfreie Strom, durch eine Transportmessung bestimmt. Diese ist allerdings nicht sensitiv genug, um das Wandern einzelner Flussschläuche durch das Material zu erkennen. Für die Anwendung als Baseball-Falle ist es jedoch entscheidend, dass diese Dynamik vollständig unterdrückt ist, da als Fallenströme nur die Abschirmströme des gefangenen Flusses genutzt werden. Der Verlust eines Flussquants ist gleichzusetzen mit einer Absenkung des Stroms und Reduktion der Falltiefe. Um dies zu überprüfen, wurde die Niobstruktur feldgekühlt und das Magnetfeld mit einer Hallsonde, die direkt vor der Hilfsspule platziert wurde, beobachtet. Bedingt durch das Substrat der Hallsonde verbleibt ein Abstand zur supraleitenden Struktur von etwa 1.5 mm.

Die einzelnen Schritte sind in Abbildung 2.6 dargestellt:

- Das externe Feld (AUX-Spule) wird angelegt. Die Schleife schirmt dieses ab, so dass die Hallsonde ein reduziertes Feld sieht. Da sich die Hallsonde nicht innerhalb der Schleife, sondern etwa 1.5 mm davor befindet, ist immer noch ein Restfeld messbar. Die Hallsonde wurde so positioniert, dass sie ein maximales Signal von der AUX-Spule erfasst.
- Die Schleife wird lokal über die Sprungtemperatur geheizt, während der Strom in der AUX-Spule unverändert fließt. Der Offset der Hallsonde ändert sich mit der Temperatur; dies erzeugt die positiven Ausschläge beim Aufheizen der Schleife.
- Da auch der Kupferkörper erwärmt wurde, wird das externe Feld über eine Zeitspanne von 20 Sekunden gehalten. In dieser Zeit kann die Wärme sicher ins Kältebad abgeführt werden.
- Nachdem das externe Feld abgeschaltet wurde, ist Fluss in der Schleife gefangen, der Abschirmströme hervorruft. Das resultierende Magnetfeld wird von der Hallsonde erfasst. In der dargestellten Messung beträgt die Wartezeit 29 Minuten.
- Die Schleife wird erneut aufgeheizt, um den Fluss freizugeben und einen definierten Zustand für die nachfolgende Messung zu erzeugen.

Aus der Simulation ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem Strom in der Schleife und dem Magnetfeld am Ort der Hallsonde. Da die Hallsonde eine Ausdehnung von etwa $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ aufweist, wird das Magnetfeld über diesen Bereich gemittelt. Entsprechend der Simulation beträgt die magnetische Flussdichte in einem Abstand von 1.5 mm von der supraleitenden Schleife 0.52 G/A . Das durch den Dauerstrom verursachte Magnetfeld erzeugt eine Hallspannung von $72\text{ }\mu\text{V}$, die einer Flussdichte von 6.9 G entspricht. Daraus resultiert eine Stromstärke in der supraleitenden Schleife von 13.3 A .

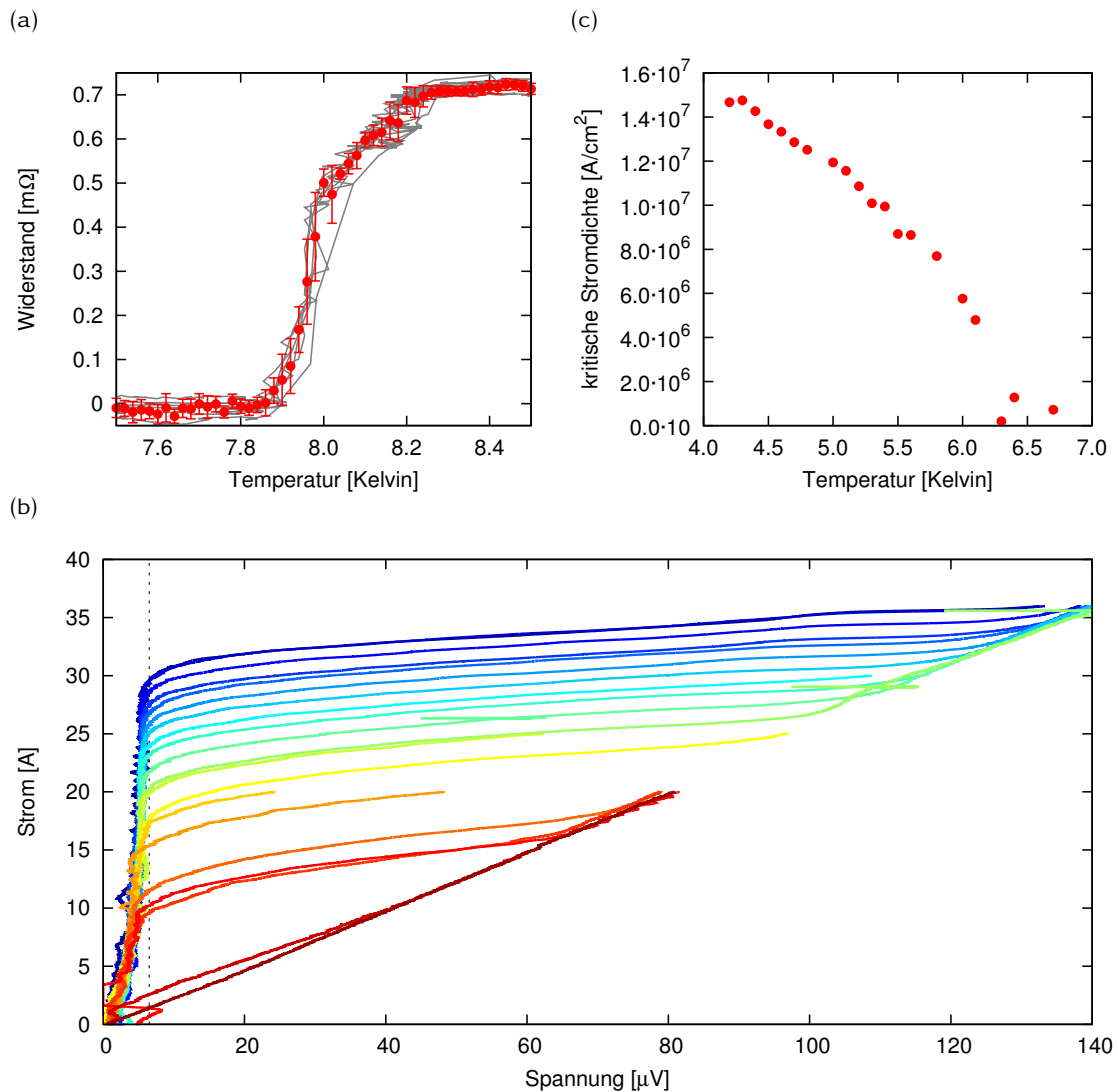


Abbildung 2.5.: Charakterisierung der supraleitenden Niobfolie: (a) Die Sprungtemperatur beträgt 8 K, es ist auch bei thermischen Zyklen keine Hysterese erkennbar. Die absolute Temperaturgenauigkeit der unkalibrierten DT670 Diode beträgt 0.25 K. (b) Strom-Spannungskennlinien für verschiedene Temperaturen zwischen 4.2 K (blau) und 6.7 K (rot) einschließlich des I_c -Kriteriums $U_{krit} = 6.5 \mu\text{V}$. (c) Daraus ergibt sich die kritische Stromdichte in einer Oberflächenschicht von 100 nm. Die kritische Stromdichte fällt deutlich unterhalb der Sprungtemperatur auf Null ab; dies kann mit Heizeffekten an den Übergangsstellen zu den normalleitenden Zuleitungen erklärt werden.

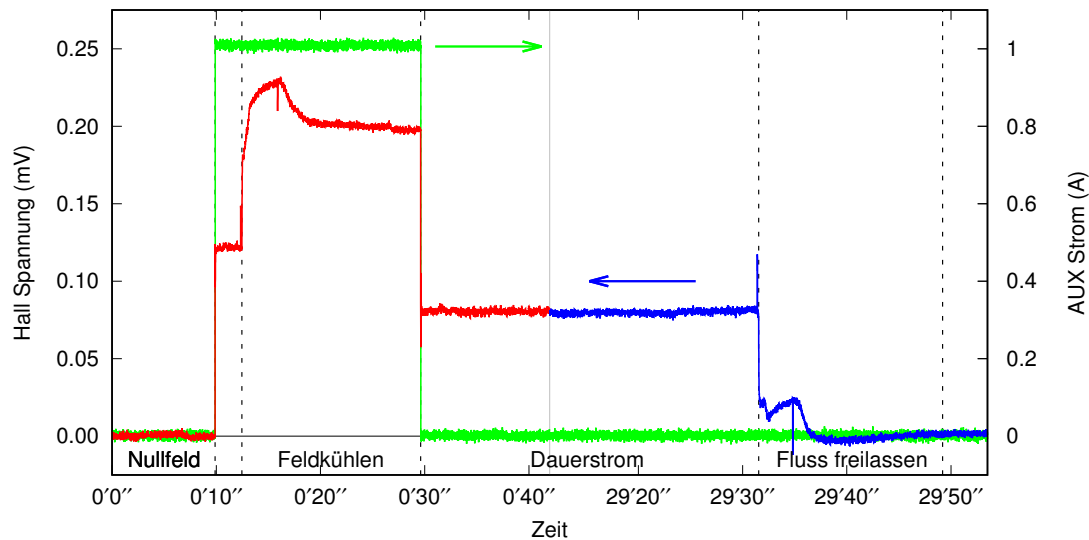


Abbildung 2.6.: Test des Dauerstrom-Modus der supraleitenden Schleife. Ein Strom in der Hilfsspule (grün) erzeugt ein Magnetfeld, dass von einer Hallsonde erfasst wird. Zu Beginn schirmt die supraleitende Schleife das Feld teilweise ab. Durch Aufheizen eines Abschnitts der Schleife durchdringt der magnetische Fluss auch die Schleife. Nach dem Abschalten der Hilfsspule fließt in der Schleife ein Abschirmstrom. Nach einer Wartezeit von 29 Minuten zeigt ein erneutes Aufheizen (blau), dass der magnetische Fluss erhalten bleibt.

Aus den Transport-Messungen ergibt sich ein kritischer Strom von mindestens 30 A bei einer Temperatur von 4.2 K. Weiter konnte im Dauerstrommodus ein Kriechen einzelner Flussquanten auf der Zeitskala der geplanten Experimente nicht nachgewiesen werden. Damit ist zu erwarten, dass die Schleife auch unter ungünstigen Bedingungen (z. B. erhöhte Basistemperatur) in der Lage ist, den geforderten Strom von mindestens 15 A zu tragen und die erwartete Magnetfalle auszubilden.

2.4. Vakuumkammer

Da ein Einbau der Baseball-Falle in den Mischcryostaten zu diesem Zeitpunkt nicht möglich war, wurde ein vereinfachtes 4-Kelvin-Experiment aufgebaut. Dieses besteht aus einer Kugelkammer, die einen Helium-Durchfluss-Cryostaten des Typs ST500 von Janis Research in UHV-Ausführung (siehe auch Abbildung 2.8) aufnimmt und kontinuierlich mittels einer Turbomolekularpumpe evakuiert wird. Auf eine Ionengetter- bzw. Sublimationspumpe wurde verzichtet, da die Kaltflächen des Cryostaten als Cryopumpe arbeiten. Der regelmäßige Austausch der Heliumkanne bedingt ein Aufwärmen des Cryostaten und sorgt so dafür, dass keine Sättigung der Cryopumpe eintreten kann. In der Kammer wird nach dem Ausheizen ein Enddruck besser als 5×10^{-10} mbar erreicht, wobei dieser Wert die Messbereichsgrenze der Druckmessröhre darstellt. Während der Experimente ist aufgrund der Cryopumpe von einer weiteren Absenkung des Drucks im Experimentierbereich auszugehen.

Der Cryostat enthält eine Kapillare, in der das Helium geführt wird, die um zwei Wärmetauscher gewickelt ist. Der erste Wärmetauscher stellt die 4-Kelvin-Stufe dar, der zweite dient dazu, mit Hilfe des kalten Abgases, das Strahlungsschild zu kühlen.

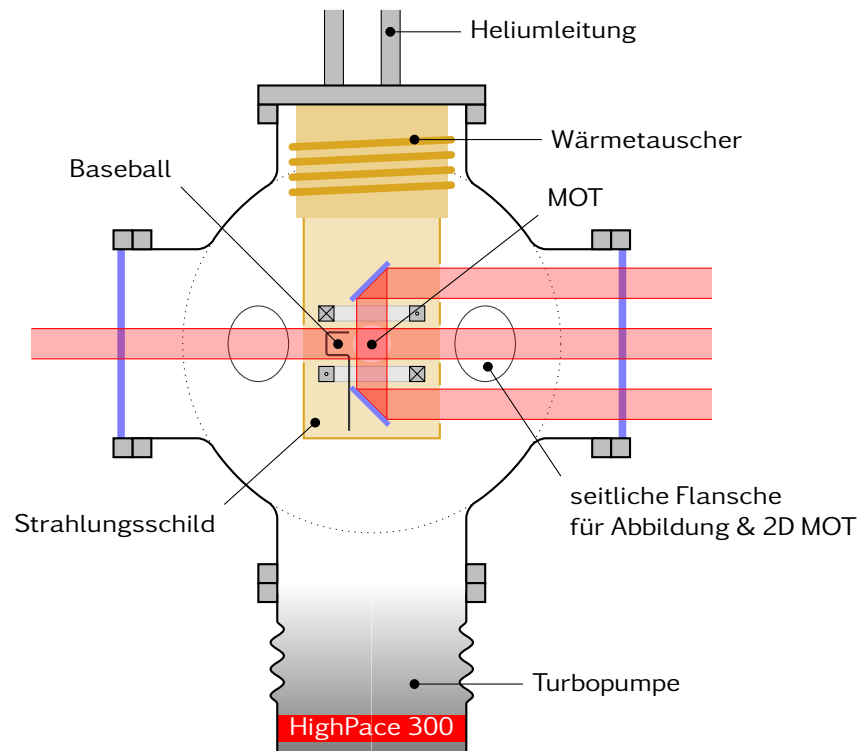


Abbildung 2.7.: Schematisches Schnittbild der Vakuumkammer mit Helium-Durchfluss-Cryostat sowie Strahlführung. Die 2D-MOT befindet sich an einem der kleineren seitlichen Flansche, auf einer weiteren Achse werden die Atome abgebildet. Die Baseballfalle ist gegenüber den Strahlachsen verdreht, so dass die MOT Strahlen (rot) möglichst wenig abgeschattet werden.

Die Haltekonstruktion der Wärmetauscher ist gefaltet, so dass die Position der 4-Kelvin-Stufe beim Abkühlen nur wenige Mikrometer driftet [1]. Gleichzeitig ist die Montagebasis breit, so dass Vibrationen im Bereich bis 100 Hz Magnituden unter 3 nm aufweisen [2, 145].

Die Baseball-Falle, einschließlich der MOT Spulen und im Vakuum verbauten Spiegel, befindet sich am unteren Ende des Cryostaten und wird vom Strahlungsschild umhaust. Da sich die MOT innerhalb befindet, sind Löcher im Strahlungsschild notwendig, die den optischen Zugang für die Laserstrahlen ermöglichen. Die dadurch eindringende thermische Strahlungslast beträgt etwa 0.5 Watt¹. Bei dieser Wärmelast wird die Sprungtemperatur der Spulen nur geringfügig unterschritten. Um die Strahlungslast zu minimieren, sind in den Öffnungen antireflexbeschichtete Fenster eingelassen, die zwar den sichtbaren Spektralbereich durchlassen, den dominierenden Anteil der thermischen Strahlung im Infraroten jedoch absorbieren (vgl. Abbildung 2.9 und 2.10)². Die 4-Kelvin-Stufe sieht daher nur noch thermische Strahlung mit der Temperatur der

¹Bei dieser Berechnung wurde angenommen, dass die gesamte Strahlung, die durch die Öffnung dringt, absorbiert wird.

²Das Substrat der Fenster besteht aus BK7. Die Transmission dieses Glases bricht oberhalb von 2 μm stark ein [42]. Die Antireflexbeschichtungen ergeben außerhalb des spezifizierten Bereichs eine erhöhte Reflektivität. Es handelt sich hier nur um eine obere Abschätzung der Strahlungslast.

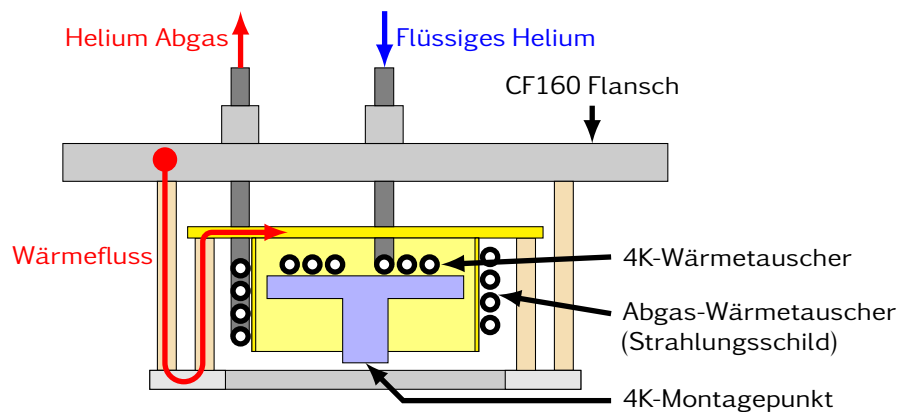


Abbildung 2.8.: Schematische Darstellung des Cryostaten. Erkennbar ist die gefaltete Haltekonstruktion zur Minimierung der Schrumpfung durch das Abkühlen sowie die beiden Wärmetauscher.

Fenster. Die thermische Kopplung der Fenster an das Strahlungsschild stellt auf Grund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten eine besondere Herausforderung dar. Indium ist ein in der Cryotechnik bewährtes Material für Dichtungen und insbesondere für seine Haftung an jeglichen Oberflächen bekannt. Hier ermöglicht es als beidseitige Beilage zu den Fenstern einen gleichmäßigen Druck auf die Glasfenster auszuüben und gleichzeitig einen geringen Wärmewiderstand zu erzielen. Auf Grund der geringen Wärmeleitung im Glas kann keine gleichmäßige Temperatur des Fensters erwartet werden. Da aber bereits eine Temperaturabsenkung auf 150 K die Strahlungslast auf 6.3% reduziert, kann angenommen werden, dass die Fenster thermische Strahlung ausreichend abschirmen³.

Eine weitere Herausforderung stellen die Ströme dar, welche zum Beladen der supraleitenden Schleife mit Fluss notwendig sind. Die Zuleitungen sind am Wärmetauscher des Strahlungsschildes in Kupfergeflecht eingebettet, um eine große Kühlfläche zu erzielen und nachfolgend an den 4 K-Wärmetauscher gekoppelt (Abbildung 2.11). Hier findet auch der Übergang auf die supraleitenden Drähte statt. Zusätzliche Spannungsabgriffe ermöglichen die Bestimmung des Spulenwiderstands in 4-Punkt-Geometrie. Die Spannungsabgriffe bestehen aus Manganindraht, der zwar einen höheren spezifischen Widerstand als Kupfer besitzt, dafür aber auch eine schlechte Wärmeleitung. Hierdurch wird der Wärmeeintrag der zusätzlichen Leitungen minimiert. In dieser Konfiguration konnten die Spulen erfolgreich auf die Basistemperatur (4 K) des Cryostaten abgekühlt werden.

Im Strahlungsschild des Cryostaten ist zwar ein Dispenser integriert, allerdings erzeugt dieser eine Wärmelast in der Größenordnung von Watt, die im cryogenen Umfeld vermieden werden sollte. Zudem stellt dieser eine Strahlungsquelle bei mindestens 500 K dar. Bei Experimenten, die sensitiv auf thermische Strahlung sind – beispielsweise hoch angeregte Rydbergatome –, werden die Vorteile der abgekühlten Umgebung durch diese Strahlungsquelle überkompensiert [142]. Daher wurde dieses Experiment mit einer 2D-MOT als externe Atomquelle versehen [54].

³Alternativ kann der Raumwinkel durch geometrische Einschränkungen reduziert werden. Um den gleichen Effekt wie ein Fenster bei 77 K zu erzielen, müsste jedoch das Strahlungsschild die Dimension der Kammer annehmen.

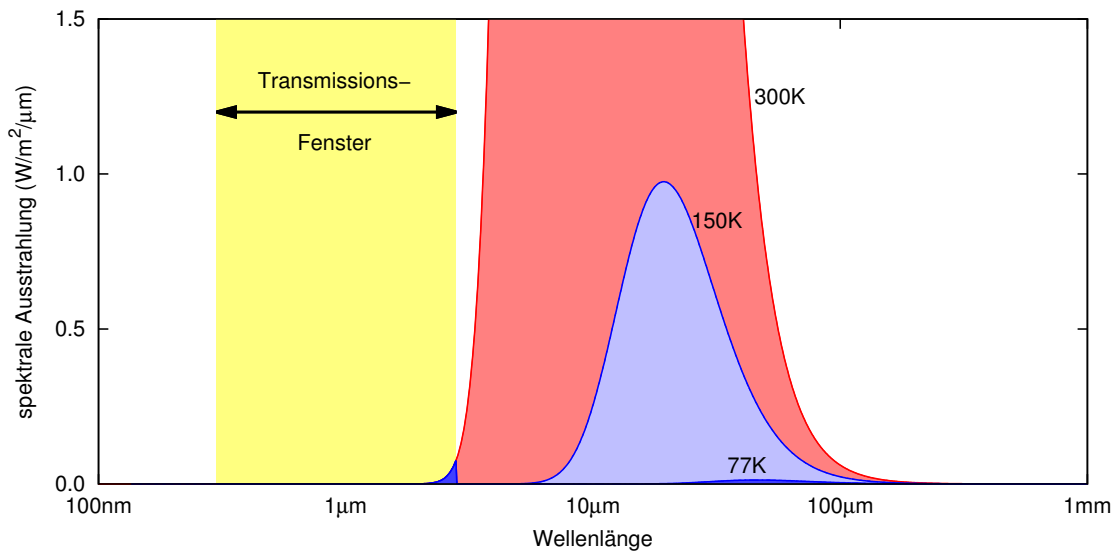


Abbildung 2.9.: Eindringende thermische Strahlung durch die Öffnungen des Strahlungsschilds ohne Fenster (rot, 300 K) und mit Fenstern bei verschiedenen Temperaturen (blau, 150 K und 77 K). Nur im Sichtbaren und angrenzenden nahen Infrarot dringt die thermische Strahlung von 300 K durch das Fenster (gelb hinterlegt). Die integrierte Strahlungslast beträgt mit Strahlungsschild, aber ohne Fenster, 500 mW. Dagegen verringert sich die Strahlungslast mit gekühlten Fenstern auf 30 mW (150 K) bzw. 2 mW (77 K).

2.5. 2D-MOT

Das besondere an dieser 2D-MOT ist die Strahlführung mit nur einer Eingangsfasern. Der Strahl wird so durch die Anordnung geführt, dass dieser sowohl die horizontale, als auch die vertikale Achse bedient (Abbildung 2.12). Da an jedem Spiegel ein Phasenschub von π zwischen s- und p-Polarisation auftritt und somit eine rechts-zirkuläre Polarisation in eine links-zirkuläre überführt wird, ergeben sich die notwendigen Polarisationen ohne weitere Polarisationsoptik. Am Umkehrpunkt sind zwei Anordnungen zur Retroreflexion des Strahls möglich. Die Prismenanordnung wurde jedoch zu Gunsten der Anordnung aus einer $\lambda/4$ -Platte und einem Spiegel verworfen, da an der Kante des Prismas stets eine Diskontinuität auftritt.

Die Laserstrahlen der 2D-MOT weisen ein elliptisches Strahlprofil (Aspektverhältnis 1:5.5) auf, um ein größtmögliches Reservoir gekühlter Atome zu erzeugen. Anstelle der üblichen Zylinderlinsen wird hier ein anamorphes Prismenpaar verwendet, das zum einen keine gekrümmten Oberflächen und somit keinerlei Abbildungsfehler aufweist und zum anderen wesentlich kompakter ist. Der Strahl trifft die Prismen auf einer Seite näherungsweise unter dem Brewsterwinkel, die andere unter senkrechtem Einfall; nur diese Seite trägt eine Antireflexbeschichtung. Um Verluste an diesen Prismen zu vermeiden, muss die Eingangspolarisation linear sein, d.h. die Transformation in die notwendige zirkuläre Polarisation muss später erfolgen. Anschließend wird der Strahl mit einem Teleskop auf die endgültigen Dimensionen (Halbachsen 8 mm×50 mm) aufgeweitet. Zur Minimierung der Abbildungsfehler wird hierzu eine plan-konkave Linse mit einer bikonvexen kombiniert. Zu beachten ist, dass gegen jede Intuition die plane Seite nach außen zeigen muss. Auf diese Weise ergeben sich an der plan-konkaven Linse größere(!) Abbildungsfehler, die aber die der bikonvexen besser kompensieren.

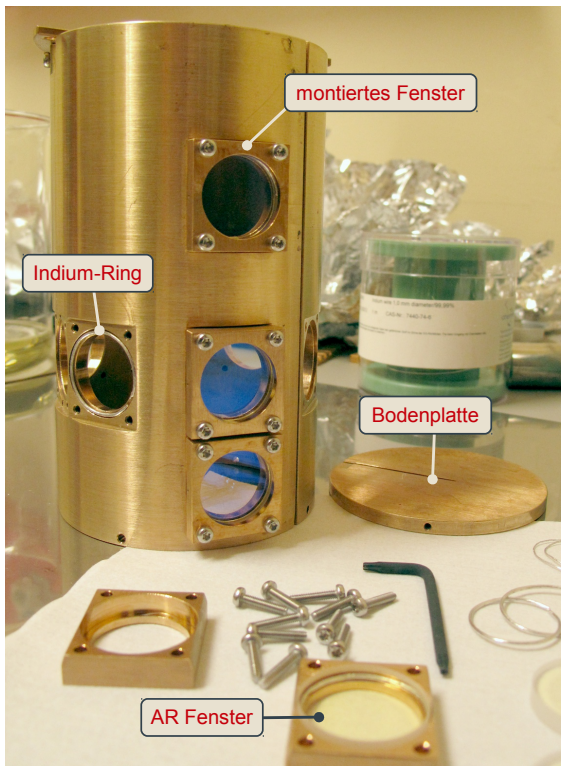


Abbildung 2.10.: Strahlungsschild beim Einbau der Fenster. Zu sehen sind auch die beigelegten Indiumringe. Das Strahlungsschild ist bis zur Mitte geschlitzt, um Wirbelströme zu unterbrechen. Der Schlitz ist nach Möglichkeit V-förmig ausgeführt, um zu verhindern, dass thermische Strahlung hindurchdringt.

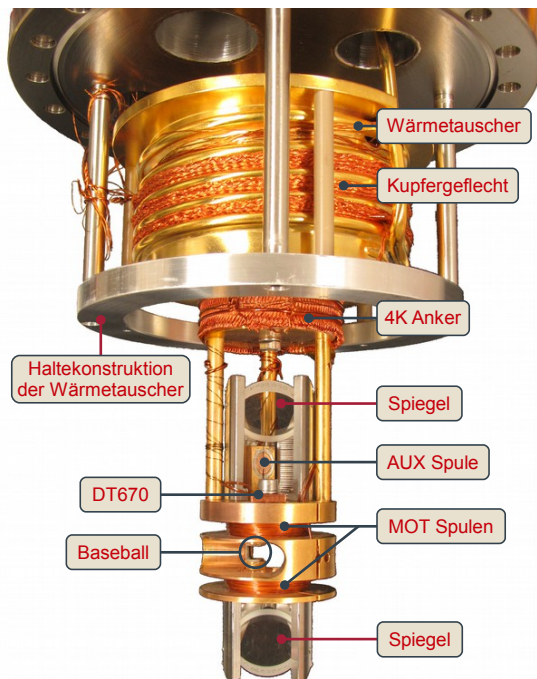


Abbildung 2.11.: Cryostat einschließlich der installierten MOT und Baseball-Falle vor der Montage des Strahlungsschildes. Die Zuleitungen werden am Wärmetauscher des Strahlungsschildes, sowie an der 4K-Stufe thermisch geankert. In unmittelbarer Nähe der Spulen befindet sich eine Siliziumdiode zur Temperaturmessung (Lakeshore DT670).

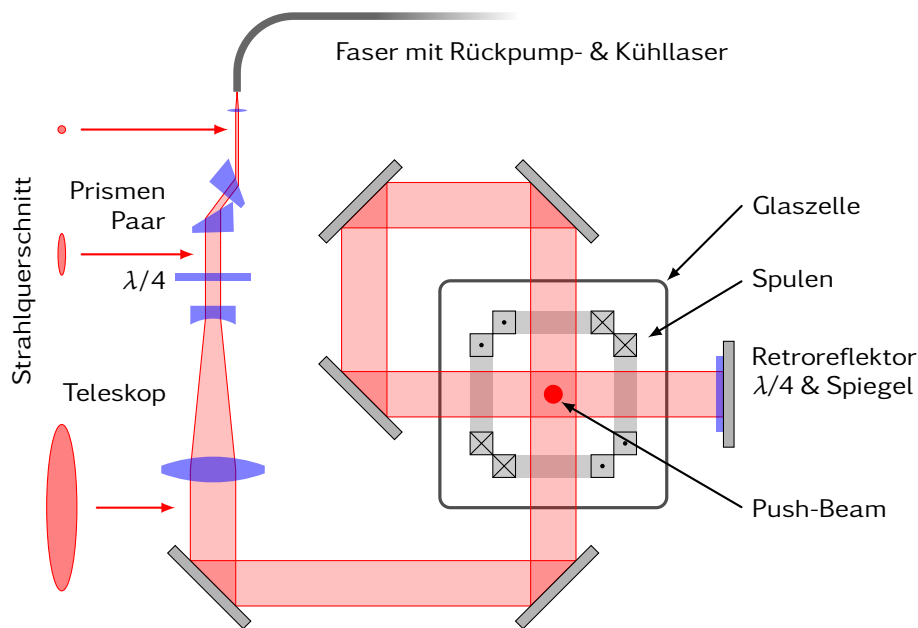


Abbildung 2.12.: Strahlengang der 2D-MOT mit Strahlformung (links). Die notwendigen Polarisationen ergeben sich durch den Phasenschub bei den Reflexionen. Am Retroreflektor ist zusätzlich eine $\lambda/4$ Platte notwendig. Angedeutet ist auch der resonante Push-Beam in axialer Richtung, der die Atome in die Hauptkammer treibt.

Das Magnetfeld wird über gestreckte Spulen erzeugt, die sich über die gesamte Länge der 2D-MOT erstrecken und entlang der Achse einen Wellenleiter mit einem Gradienten von 15 G/cm erzeugen. Durch asymmetrische Ansteuerung des vertikalen und horizontalen Spulenpaars kann das Zentrum auf die optische Achse justiert werden. Dort beschleunigt ein kurzer resonanter Lichtpuls die Atome in Richtung der 3D-MOT. Als Atomquelle werden Dispenser eingesetzt, die ebenfalls an dem Spulenhalter befestigt sind. Die Anordnung ist von einer Glaszelle umgeben, die maximalen optischen Zugang ermöglicht. Da der Kühllaser insgesamt acht Mal die Fenster durchquert, wurden alle Fenster beidseitig mit einer Antireflexbeschichtung versehen, so dass der Strahlungsdruck ausbalanciert ist.

2.6. Kalte Atome

Für diese Experimente wird als Basis das Lasersystem aus Abschnitt 1.2.2 genutzt. Ein wesentlicher Unterschied besteht darin, dass die sechs Strahlen für die MOT mit Fasern an die Kammer geführt werden und dort mit jeweils einem Faserkoppler und Spiegel die MOT Region ausgeleuchtet wird. Die Auftrennung der Strahlen erfolgt nicht auf dem optischen Tisch, sondern in einem Stangensystem. Diese Variante ermöglicht zügige Änderungen am Vakuumsystem ohne die Optik abzubauen. Das Laserlicht wird über Fasern von den Lasern an den Tisch herangeführt, mittels Polarisationsoptik geteilt und erneut in Fasern eingekoppelt. Auch werden an dieser Stelle die unterschiedlichen Frequenzen für den Kühllaser, den Rückpumplaser, sowie das optische Pumpen überlagert. Es stellte sich heraus, dass es nicht praktikabel ist, sowohl Kühllaser als

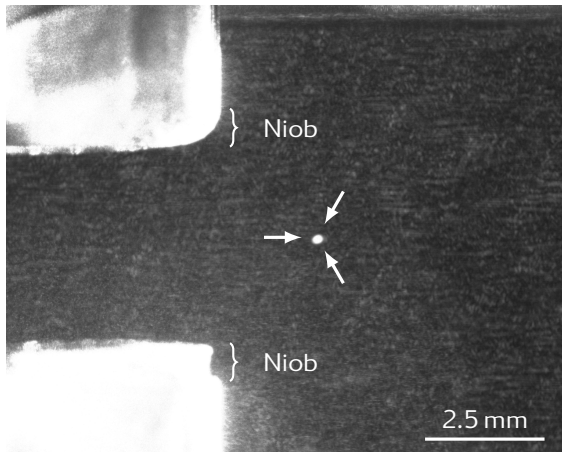


Abbildung 2.13.: Fluoreszenz der MOT aus Rubidium-87 Atomen. Auf der linken Seite ist der Kupferhalter aus Abbildung 2.3 mit der eingelöteten Niobschleife zu erkennen.

auch Rückpumplaser mit hoher Effizienz in alle Fasern einzukoppeln, da es unmöglich ist zwei Strahlen mit identischen Strahlparametern zu erzeugen. Der Rückpumplaser wird daher ausschließlich in einer horizontalen Achse eingestrahlt. Der Kühllaser für die 2D-MOT wird aus dem gleichen Laser mit Trapezverstärker gespeist und ebenfalls im Stangensystem abgetrennt; der Rückpumplaser für die 2D-MOT wird aus einer getrennten Faser gespeist und ermöglicht so die Nutzung eines unabhängigen Lasers.

Im Rahmen der Arbeit konnte eine MOT aus dem Dispenser des Strahlungsschildes geladen werden (Abbildung 2.13). Der Cryostat wurde dabei nicht mit Helium gekühlt, so dass die Spulen nach längerer Betriebsdauer eine Temperatur von 400 K erreicht haben. Eine weitergehende Charakterisierung sollte nach der Implementierung der Experimentsteuerung erfolgen. Hierbei zeigte sich, dass die MOT in der vertikalen Achse zwischen drei Positionen springt. Die Ursache konnte bislang nicht geklärt werden. Mögliche Kandidaten sind Masseschleifen, die allerdings durch galvanische Trennung der Steuersignale nach Möglichkeit unterbrochen sind, oder die Einkopplung von Störungen der unterbrechungsfreien Stromversorgung des Mischcryostaten. Dieser Effekt ist zumindest für ein Nachbarexperiment nachgewiesen.

Es bleibt zu zeigen, dass die supraleitende Schleife mit einem Dauerstrom eine stabilere Falle bilden kann, als es mit konventionellen Spulen, die aus einer Stromquelle gespeist werden, möglich ist. Dabei ist es vorteilhaft die 2D-MOT in Betrieb zu nehmen, da nur so die Wärmelast auf den Cryostaten begrenzt werden kann. Da der Experimentierbereich vollständig⁴ von einer Kaltfläche umgeben ist, bietet dieses System darüber hinaus hervorragende Voraussetzungen, um Messungen bei reduzierter thermischer Strahlung auszuführen – beispielsweise die Verkürzung der Lebensdauer von Rydbergzuständen unter dem Einfluss thermischer Strahlung. Mack et al. [142] haben derartige Messungen durchgeführt. Allerdings waren sie durch thermische Strahlung von 300 K Oberflächen, die durch Löcher im Strahlungsschild ($4\pi \cdot 0.13\text{Sr}$) eingedrungen ist, begrenzt.

⁴Einziger der Zugang für die 2D-MOT ist offen. Dies entspricht einem Raumwinkel von $4\pi \cdot 2 \times 10^{-10}\text{Sr}$.

Rubidium-Rydberg-Atome

Hoch angeregte Atome mit ihrem positiv geladenen Atomrumpf und einem weit entfernten Elektron zeigen ein Energiespektrum, das dem des Wasserstoffs ähnlich ist. Man bezeichnet Atome in einem derartigen Zustand als *Rydberg-Atome*. Die Abweichung auf Grund der komplexen inneren Struktur des Atomrumpfes wird durch den *Quanten-defekt* beschrieben [74]. Im Gegensatz zum Wasserstoff-Problem ist eine Lösung des Vielteilchenproblems bei Rydberg-Atomen analytisch nicht möglich und die numerische Berechnung der Eigenzustände der Schrödingergleichung überfordert heutige Computersysteme. Daher wird der Atomrumpf mit einem effektiven Potential modelliert, das an die experimentell bestimmten Energien angepasst wird [146, 174, 192].

Das Anregungsspektrum von Alkali-Rydberg-Atomen erstreckt sich über einen Frequenzbereich, der von optischen Frequenzen über Terahertz und Mikrowellen bis zu Radiofrequenzen reicht. Diese Eigenschaft bietet die einzigartige Möglichkeit, Quanteninformationen aus einem Spektralbereich in einen anderen zu übertragen und so eine optische Schnittstelle zwischen unterschiedlichen Quantensystemen zu realisieren [75, 121]. Radius und Polarisierbarkeit der Rydberg-Atome steigen mit der Hauptquantenzahl n dramatisch an (Skalierung mit n^2 bzw. n^7) [74]. Im Rahmen der Quanteninformationsverarbeitung ist dieses hilfreich, um hohe Kopplungsstärken bei der Kombination mit Festkörpersystemen zu erzielen [177, 178]. Nicht zu vernachlässigen ist allerdings der Aufwand, der notwendig ist, um Störfelder zu eliminieren, die andernfalls zu unerwünschten Frequenzverschiebungen führen.

Da sich das Elektron eines Rydberg-Atoms bereits in einem hoch angeregten Zustand befindet, genügen vergleichsweise schwache Felder, um dieses aus dem Einflussbereich des Kerns zu entfernen und so ein Ion zu generieren. Sowohl Ion als auch Elektron können mit elektrischen Feldern geführt und mittels Elektronenvervielfältigern detektiert werden. Durch Anlegen eines zeitlich oder räumlich variablen Feldes können die Zustände getrennt voneinander ionisiert (*selective field ionization*) und nachgewiesen werden [23, 74, 138, 205]. Eine alternative Nachweismöglichkeit, die eine bessere Energieauflösung aufweist und damit auch die Hyperfeinzustände trennen kann, ist die elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) [94, 154, 213]. Dieses Phänomen kann an einem geeigneten 3-Niveau-System (Abbildung 3.1) auftreten [3], sofern die Zerfallskanäle vernachlässigbar sind. Hierzu werden zum einen die Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ über einen Laser stark gekoppelt. Der Zustand $|2\rangle$ spaltet auf (Autler-Townes-Aufspaltung [9]) und die Maxima entfernen sich mit zunehmender Leistung. Kommt es

weiter zur Interferenz der Anregungspfade [68, 95] $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ und $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$, so verschwindet die Absorption bei der Frequenz der ursprünglichen Resonanz. Das Phänomen kann mit einem schwachen Testlaser, der den $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ Übergang abscaant, nachgewiesen werden. Im idealisierten Fall findet keine Anregung statt! Die geringe Breite des Transparenzfensters ermöglicht es, Übergangsfrequenzen mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Da es sich um ein rein optisches Verfahren handelt, bietet dies eine Möglichkeit, Experimente mit Rydberg-Atomen in bestehenden Laboren zu integrieren, auch wenn dies während der Aufbauphase noch nicht berücksichtigt wurde.

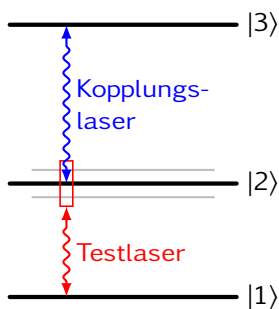


Abbildung 3.1.: Relevante Energieniveaus bei elektromagnetisch induzierter Transparenz im Leiterschema. Wird der Testlaser gescannt, so zeigt sich eine Aufspaltung der Linie (grau) durch die Kopplung der Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$.

Die Experimente an Rydberg-Atomen innerhalb der Arbeitsgruppe umfassten in den vergangenen Jahren hochaufgelöste Untersuchungen der Niveaustuktur in Rubidium mittels EIT-Spektroskopie. Die Energien wurden im feldfreien Raum, sowie unter dem Einfluss externer statischer elektrischer und magnetischer Felder durchgeführt. Zu diesen Messungen wurde ein theoretisches Modell erarbeitet, das die Daten im Rahmen der Messgenauigkeiten vollständig beschreibt. Diese Arbeiten bilden ein Referenzsystem, auf dessen Basis zukünftige komplexere Experimente entwickelt werden können.

3.1. Rydberg-Niveaus im Nullfeld

Die Übergangsfrequenzen wurden an einer handelsüblichen Rubidium Spektroskopiezelle mittels EIT vermessen [143]. Die Strahlen des Kopplungs- und Testlasers werden mittels dichroitischer Spiegel überlagert und durchlaufen die Zelle in entgegengesetzter Richtung. Die Absorption des Testlasers wird mit einer Photodiode gemessen. Der Kopplungslaser wird mit einem Chopper moduliert, so dass durch Anwendung der Lock-In Technik das Signal-Rausch-Verhältnis erhöht werden kann. Als Testlaser kommt ein gitterstabilisierter Diodenlaser zum Einsatz, der Kopplungslaser enthält darüber hinaus eine Frequenzverdopplung. Um eine hohe absolute Frequenzgenauigkeit sicherzustellen, werden beide Laser mit einem Frequenzkamm abgeglichen. Während der Testlaser hierfür über eine Schwebung unmittelbar auf den Frequenzkamm stabilisiert wird, wird mit dem Kopplungslaser – mangels Leistung des Frequenzkamms in diesem Spektralbereich – keine hinreichende Signalstärke für eine Stabilisierung erreicht. Stattdessen wird dieser Laser mit einem kommerziellen Wellenlängenmessgerät auf Basis eines Fizeau-Interferometers geregelt, das zu Beginn jeder Messung auf den Frequenzkamm kalibriert wird. Maßstab für den Erfolg der Kalibration ist die Schwebung des Lasers mit dem Frequenzkamm. Insgesamt ergibt dies eine Messunsicherheit unter einem Megahertz.

Der Vergleich zwischen den Messergebnissen und theoretischen Betrachtungen auf Basis des Atomrumpfpotentials von Marinescu et al. [146] zeigt signifikante Abweichungen bis zu 200 GHz [174]. Diese Erkenntnisse haben in der Zwischenzeit zur Entwicklung eines verbesserten Rumpfpotentials durch Sanayei et al. geführt [192]. Der aus den Übergangsfrequenzen ermittelte Quantendefekt bildet zudem die Grundlage für weitergehende Arbeiten zum Einfluss elektrischer und magnetischer Felder auf das Spektrum der Rubidium-Rydberg-Atome [84, 85, 115]. Gegenüber vorhergehenden Arbeiten konnte die Genauigkeit um zwei Größenordnungen gesteigert werden [208]. Höher aufgelöste Messungen liegen nur für das Rubidium-85 Isotop vor [111, 193]. Die beste Auflösung erzielen mit 10 kHz Li et al. [132], allerdings handelt es sich hierbei um relative Messungen zwischen verschiedenen Rydbergzuständen.

3.2. Stark-Verschiebungen

Erste Versuche zur Messung der Verschiebungen der Energieniveaus aufgrund elektrischer Felder (Stark-Effekt) zeigten, dass statische elektrische Felder, die außerhalb der Spektroskopiezelle erzeugt werden, vollständig durch ionisierte Rubidium Atome auf der Innenseite der Zelle abgeschirmt werden [154]. Zur Messung des Effekts ist es daher erforderlich, die Felder innerhalb der Zelle zu erzeugen [85].

Daher wurde in der universitätseigenen Glasbläserei eine Glaszelle aus Borosilikatglas gefertigt, die einen Kondensator aufnehmen kann. Diese wurde so gestaltet, dass optischer Zugang aus 6 Raumrichtungen besteht. Der Versuch, Fenster in optischer Qualität an den Glaskörper anzuschmelzen, war nicht erfolgreich, so dass diese mit dem Epoxy TorrSeal® aufgeklebt wurden. Dies bot allerdings die Möglichkeit, auf anti-reflexbeschichtete Fenster zurückzugreifen. Damit die Zelle evakuiert werden kann, wurde diese auf einen CF40 Flansch geklebt. Auf ein Ausheizen der Zelle musste verzichtet werden, da die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten das Glas zerreißen würden.

Zwischen dem Experimentierbereich der Glaszelle und der Infrastruktur aus Durchführungen und Pumpen befindet sich ein zusätzlicher Flansch, der einen Kondensator zur Erzeugung des elektrischen Feldes trägt. Dieser besteht aus zwei quadratischen Objektträgern, die auf der Innenseite mit fünf Nanometern Nickel beschichtet sind (vgl. Abbildung 3.2). Um diese Schicht nicht zu zerstören, ist die Kontaktierung mit dem Epoxy Epo-Tek®H20E realisiert, der kleine Silberpartikel enthält und dadurch leitfähig wird [43]. Der Abstand der Kondensatorplatten wird durch zwei Macorelemente definiert und beträgt 5 mm. Als Rubidiumquelle werden Dispenser eingesetzt.

Die Messungen [85] erstrecken sich über einen Feldbereich bis 500 V/cm und Zustände mit einer Hauptquantenzahl von $n = 35$ und 70. Dabei wird auch die klassische Ionisationsgrenze überschritten. Entsprechend der Vorarbeiten ist auch hier ein Lock-In-Verstärker erforderlich. Da das Signal-Rausch-Verhältnis mit steigender Feldstärke abnimmt, wurde hier eine zweistufige Modulation verwendet: Neben der Intensität des Kopplungslasers wird auch die Frequenz der Modulation variiert. Die beiden Laser sind auf einen Frequenzkamm phasenstabilisiert; das elektrische Feld konnte mit einer Unsicherheit von 10 mV/cm bestimmt werden. Die Messungen wurden mit einer Frequenzauflösung von bis zu 2 MHz durchgeführt.

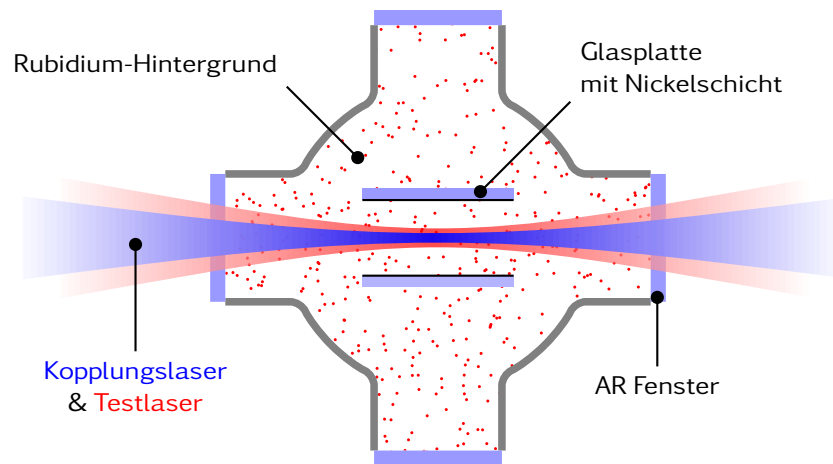


Abbildung 3.2.: Schematischer Aufbau der Spektroskopiezelle mit internem Kondensator. Die Glasplatten des Kondensators sind auf der Innenseite mit fünf Nanometern Nickel bedampft. Die Foci beider Laserstrahlen befinden sich im Zentrum des Kondensators.

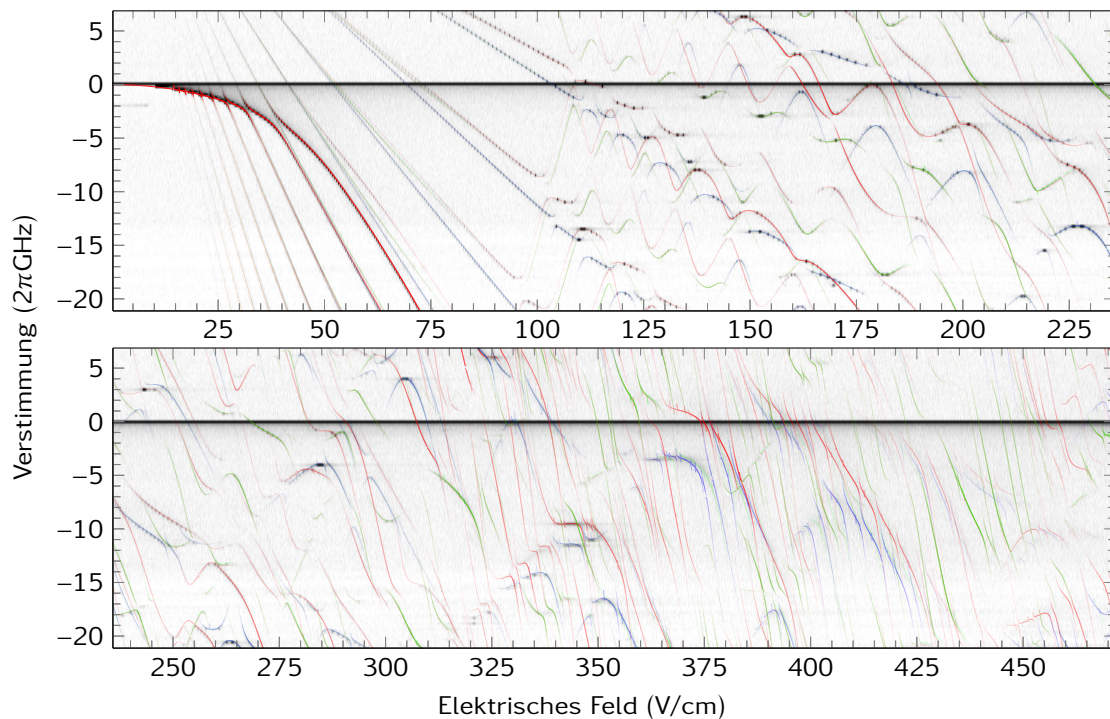


Abbildung 3.3.: Beispielhafte Karte der Stark-Verschiebung des $35S_{1/2}$ Zustandes in ^{87}Rb , bezogen auf das unverschobene Niveau. Da die Messungen mit einem Frequenzabstand von 125 MHz durchgeführt wurden, erscheinen die Resonanzen als unterbrochene Linien (Graustufen). Die theoretischen Ergebnisse sind als farbige Linien (rot: $|m_j| = 1/2$, grün: $|m_j| = 3/2$, blau: $|m_j| = 5/2$) darüber gezeichnet, deren Sättigung die Übergangsstärken widerspiegelt. In den Messungen erscheint zusätzlich für alle Feldstärken die Nullfeldlinie, da stets Atome außerhalb des Kondensators zum Signal beitragen. Die klassische Ionisationsgrenze des $35S_{1/2}$ Zustandes liegt bei $\approx 312\text{V/cm}$.

Um die experimentellen Ergebnisse zu untermauern, wurde ein Modell entwickelt, das die Übergangsfrequenzen und die Stärken vorhersagt. Den Ausgangspunkt für die Berechnung der Wellenfunktionen bilden die Arbeiten von Zimmerman et al. [246] bzw. Marinescu et al. [146]. Beide Methoden nutzen die zuvor ermittelten Quantendefekte. Obwohl elektrische Streufelder an den Rändern des Kondensators und Kontinuumszustände nicht berücksichtigt werden, stimmen sowohl die gemessenen Frequenzen als auch die Übergangsstärken im Rahmen der Messgenauigkeit für alle Feldstärken mit den theoretischen Ergebnissen überein (vgl. auch Abbildung 3.3).

Diese Ergebnisse sind von grundlegender Bedeutung für sämtliche Anwendungen mit Rubidium-Rydberg-Atomen (Sensoren [86], Quanteninformationsverarbeitung [171, 191, 225], hybride Systeme [177, 178, 214], Struktur & Dynamik in Rydberggasen [20, 38, 99]). Hierbei gilt es Ladungen (auch an Oberflächen), die Verschiebung der Resonanzen bewirken [31, 97], zu messen oder zu kompensieren [113], aber auch die Wechselwirkung zwischen Atomen untereinander bzw. anderen Quantensystemen zu steuern.

3.3. Motional-Stark-Effekt

Befindet sich ein ruhendes Atom in einem Magnetfeld, so lässt sich eine Aufspaltung der Energieniveaus gemäß des Zeeman-Effektes beobachten. Bei bewegten Atomen müssen – abgesehen von der Dopplerverschiebung – formal Kern und Elektronen als getrennte geladene Objekte betrachtet werden, die jeweils eine Lorentzkraft erfahren. Dieses Phänomen ist im Bereich der Plasmaphysik ein Standardverfahren zur Plasmadiagnose [129, 130], wie auch in der Analyse von Spektren der Neutronensterne [159, 173]. Diese Prozesse finden bei Magnetfeldern statt, die um mehrere Größenordnungen oberhalb der in der Atomphysik genutzten Flussdichten liegen – Messungen in schwachen Magnetfeldern wurden bislang nicht beschrieben.

Für Grundzustandsatome ist dieser Effekt vernachlässigbar, nicht jedoch bei Rydberg-Atomen. Die Entfernung eines angeregten Elektrons vom Atomkern nimmt quadratisch mit der Hauptquantenzahl zu [74]. Die theoretische Beschreibung stellt ein Vielteilchenproblem dar, das keine geschlossene Lösung besitzt. Näherungsweise lassen sich die inneren Elektronen und der Kern zu einem Atomrumpf zusammenfassen und mit dem einzelnen hoch angeregten Elektron als effektives Zweikörperproblem beschreiben [115]. Daraus resultiert ein elektrisches Feld im mitbewegten Bezugssystem des Atomkerns, das eine Stark-Verschiebung hervorruft. Die Ausprägung hängt von der Relativbewegung des Atoms im Magnetfeld, d.h. von Betrag *und* Richtung, ab. Da die Gültigkeit dieser Vereinfachung nicht a priori gegeben ist, wurden hierzu Messungen vorgenommen. Setzt man ein Atom im Rydbergzustand mit der Hauptquantenzahl 100 bei Raumtemperatur voraus, so erfordert eine Frequenzauflösung im MHz-Bereich eine magnetische Flussdichte von etwa 100 Gauss.

Um diese Flussdichte in einer handelsüblichen Spektroskopiezelle von einigen Zentimetern zu erzeugen, werden Ströme im Bereich einiger hundert Ampere benötigt¹, die zugleich eine Heizleistung in der Größenordnung von hundert Watt erzeugen. Eine

¹Es wird eine Luftspule vorausgesetzt, da für die Messungen das Magnetfeld ggf. zeitweise abgeschaltet oder moduliert werden muss. Zudem ist ein besserer optischer Zugang aus allen Raumachsen möglich.

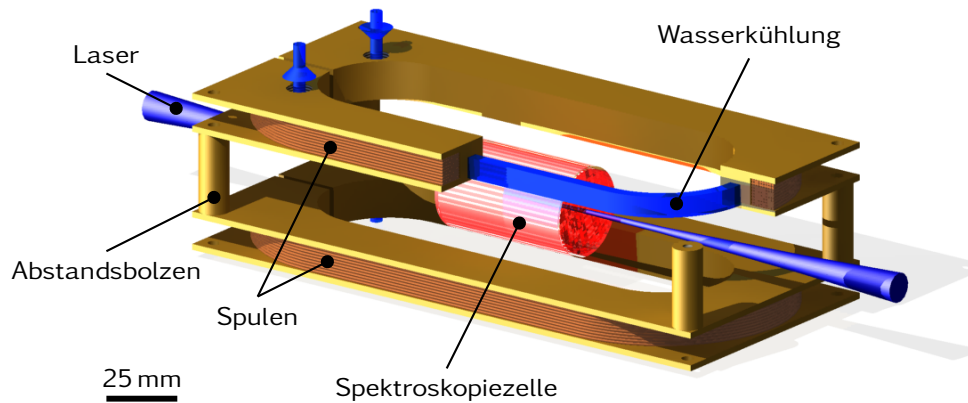


Abbildung 3.4.: CAD Darstellung des genutzten Aufbaus. Um über den Bereich der Spektroskopiezelle ein möglichst homogenes Magnetfeld mit reduzierter Wärmebelastung zu erzeugen, werden gestreckte Spulen verwendet. Im Inneren befindet sich die notwendige Wasserkühlung. Zur besseren Darstellung wurde ein Teil der oberen Spule entfernt.

ausreichende Wärmeabfuhr kann nur mittels einer integrierten Wasserkühlung sichergestellt werden². Die Wasserkühlung ist gemäß Abbildung 3.4 im Innern des Spulenhalters integriert. Jeder Spulenhalter besteht aus zwei Elementen, die miteinander verlötet sind. Im dickeren ist der entsprechende Kanal eingelassen. Abstandsbolzen zwischen beiden Spulen fixieren die Geometrie.

Die Spulen bestehen aus 9×9 Windungen eines 1 mm dicken Kupferdrahts und erzeugen bei einem Strom von 10 A ein maximales Magnetfeld von rund 100 G. Ein besonderes Augenmerk beim Entwurf der Spulen lag auf der Inhomogenität des Feldes, da diese in die Messunsicherheiten einfließt und die Genauigkeit begrenzt. Die dargestellte Spulenanordnung zeigt im Zentrum eine maximale Variation des Magnetfeldes von 3% über eine Länge von 5 cm entlang der Spektroskopieachse.

Die Messung beruht auf elektromagnetisch induzierter Transparenz (EIT) mit zwei gegenläufigen Strahlen ähnlich den vorherigen Arbeiten. Die Auswahl der Geschwindigkeitsklasse aus der Maxwell-Boltzmann-Verteilung erfolgt durch gezielte Verstimmung der beiden Laser auf die Doppler-verschobene Zwei-Photonen-Resonanz. Durch Heizen der Zelle ($\sim 50^\circ\text{C}$) sind Geschwindigkeiten bis zu einigen hundert Metern pro Sekunde messbar. Die Frequenzen der Laser werden auf einen Frequenzkamm referenziert, womit eine absolute Genauigkeit besser als 2 MHz erreicht wird. Im Rahmen der Messgenauigkeit sind die Messergebnisse mit den theoretischen Erwartungen kompatibel (Abbildung 3.5). Auch war es möglich, die Abhängigkeit von der relativen Orientierung zwischen Magnetfeld und dem Geschwindigkeitsvektor der Atome nachzuweisen: Wird der Laser parallel zum Magnetfeld eingestrahlt, so werden nur Atome getestet, die keinen Motional-Stark-Effekt erfahren. Durch die stärkere Inhomogenität des Magnetfeldes in dieser Richtung tragen auch Atome aus benachbarten Geschwindigkeitsklassen zum Signal bei. Dies führt zu einer Verbreiterung der Resonanz.

²Der Strom lässt sich auf viele Windungen verteilen, solange das Produkt $N \cdot I$ erhalten bleibt. Bei vorgegebenem Gesamtquerschnitt ändert dies weder die Heizleistung noch die resultierenden magnetischen Felder.

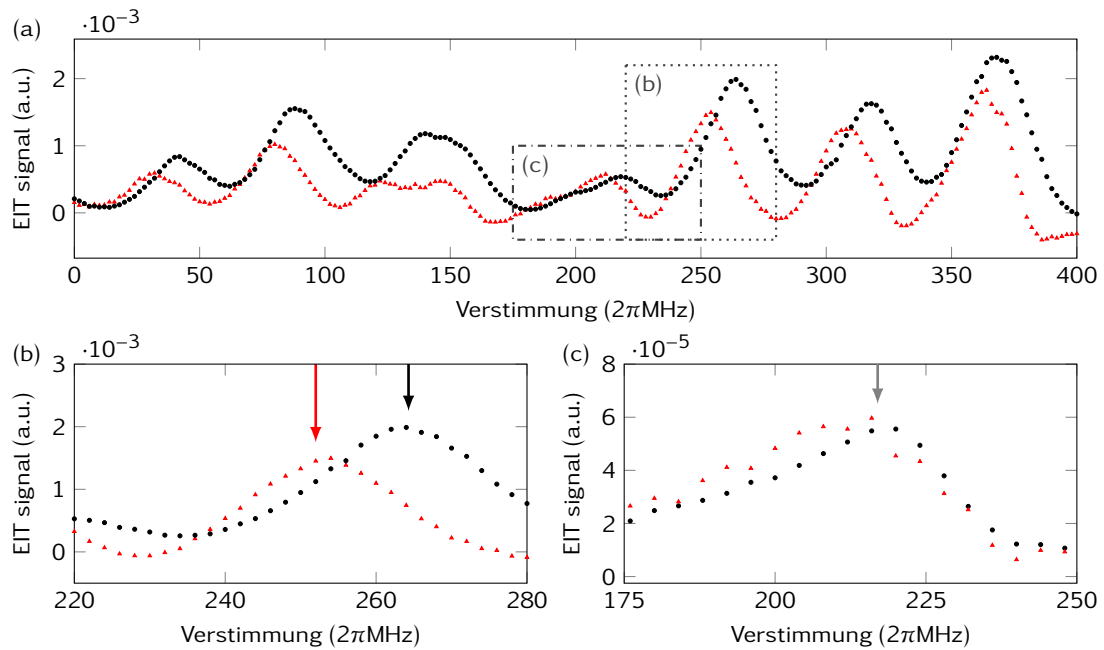


Abbildung 3.5.: EIT Signal für die Geschwindigkeitsklasse $v = 0$ m/s (schwarz) bzw. $v = 390$ m/s (rot). Die Frequenzen sind relativ zum unverschobenen $100D_{5/2}$ Zustand angegeben. (a) In einem Magnetfeld von 98 G sind Verschiebungen der Resonanzen in der Größenordnung von 10 MHz zu beobachten. (b) Die beobachteten Verstimmungen entsprechen den Vorhersagen der Theorie (Pfeile). (c) Werden Atome getestet, die sich parallel zum Magnetfeld bewegen, so ist erwartungsgemäß kein Motional-Stark-Effekt zu beobachten.

Berücksichtigt man, dass das Bezugssystem des Kerns geringfügig vom Schwerpunktsystem des gesamten Atoms abweicht, so ergibt sich eine geringfügige Korrektur der Frequenzverschiebung, die die Kopplung interner und externer Freiheitsgrade widerspiegelt. Dieser Einfluss liegt in der aktuellen Konfiguration unterhalb der Auflösungsgrenze. Die experimentelle Verifikation erfordert entweder höhere Magnetfelder oder den Einsatz höherer Rydberg-Zustände.

Strontium-Uhr

Die Zeit ist die zentrale Basisgröße im SI-System, deren Stellenwert im Rahmen der für den Herbst 2018 erwarteten Neudefinition [112, 209] ausgebaut wird. Danach wird die Zeit, durch Verknüpfung mit den fünf Naturkonstanten *Elementarladung*, *Lichtgeschwindigkeit*, *Planck'sches Wirkungsquantum*, *Boltzmannkonstante* und *photometrisches Strahlungsäquivalent* in sechs von sieben Basiseinheiten einfließen [41, 195, 209] – das Mol ist ausschließlich durch die *Avogadro Konstante* eindeutig bestimmt. Obwohl die Zeit alle anderen Größen bereits jetzt in ihrer Genauigkeit übertrifft [207], wird an einer Steigerung derselben gearbeitet. Dadurch lässt sich die Unsicherheit bei der fundamentalen Fragestellung nach der Konstanz der Naturkonstanten [22, 80, 103, 227] weiter einschränken.

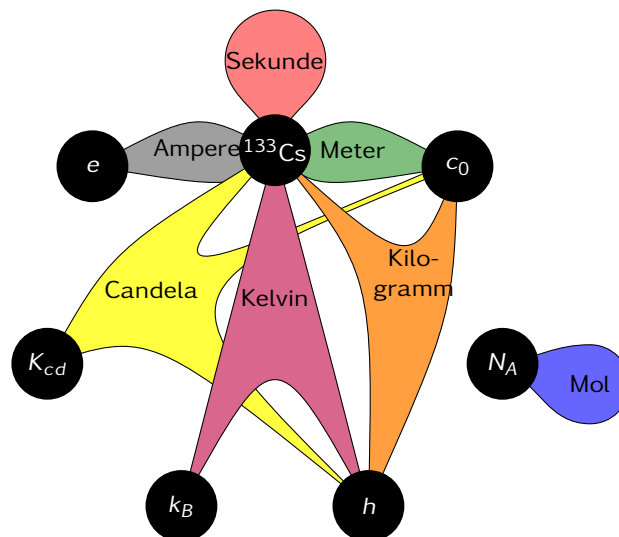


Abbildung 4.1.: Voraussichtliche Struktur des SI-Systems nach dem Jahr 2018. Die Zeit nimmt den zentralen Platz im Einheitensystem ein. Die Abkehr von Vergleichsobjekten (Urmeter, Urkilogramm) wird vollzogen und die Basiseinheiten werden aus universellen Naturkonstanten abgeleitet – einzig die Zeit wird durch eine „Realisierung“ festgelegt (Darstellung nach [194, 195, 206]).

Die derzeitige Definition der Zeit bezieht sich auf den Hyperfeinstrukturübergang des Grundzustands in ^{133}Cs und kann mit einer Genauigkeit von 10^{-16} realisiert werden [41]. Wird die Zeit in deutlich kleinere Fragmente geteilt, so lässt sich die

Messunsicherheit reduzieren. Hier kommen sogenannte optische Uhren ins Spiel, die schmalbandige atomare Übergänge als Referenz nutzen, die eine 1000 bis 10000-fach höhere Frequenz aufweisen. Realisieren lässt sich dies einerseits mit einzelnen gefangenen Ionen [60, 80, 104] oder aber mit einem Ensemble neutraler Atome [29, 139, 226, 240]. In beiden Fällen muss die Bewegung der Atome ausgefroren sein, um die Frequenz nicht zu verfälschen. Durch Laserspektroskopie können die Atome/Ionen ausgelesen und die Frequenz-Information auf den Laser übertragen werden.

Die Qualität der Uhr wird typischerweise mit der Allan-Abweichung [5] charakterisiert. Für eine optische Uhr aus N unabhängigen Atomen, die auf einem atomaren Übergang der Güte Q basiert, ist die fundamentale Grenze der Allan-Abweichung gegeben durch

$$\sigma_y(\tau) = \frac{Q}{\sqrt{N\tau}},$$

mit der Mittelungszeit τ [139]. Nutzt man hingegen verschränkte oder gequetschte Zustände, so lässt sich die Skalierung von $1/\sqrt{N}$ auf $1/N$ steigern [79]. Diese Grenze wird in der Praxis auf Grund von elektronischem Rauschen, endlicher Nachweiswahrscheinlichkeit, Intensitätsrauschen der Laser und ähnlichem nicht erreicht. Eine ausführliche Diskussion der Beiträge findet sich bei Al-Masoudi et al. [148]. Neben einer langen Mittelungszeit sind damit zwei Punkte entscheidend für die Qualität der Uhr: Die Güte des verwendeten Übergangs und die Zahl der beteiligten Atome. Ionen sind hier auf Grund ihrer wechselseitigen Abstoßung klar benachteiligt. Andererseits können die neutralen Atome nur eine begrenzte Zeit in der Falle gehalten werden, so dass das Ensemble regelmäßig neu präpariert werden muss. Dies erzeugt Totzeiten in der Spektroskopie, so dass nur ein Bruchteil der Zeit für die Messung zur Verfügung steht. Während dieser Zeitabschnitte kann der Uhrenlaser nicht nachgeregelt werden, d.h. er stellt eine Rauschquelle für die optische Uhr dar [128]. Dieses Phänomen wird als *Dick Effekt* bezeichnet [51, 52]. Bislang wird ein Wegdriften des Uhrenlasers durch eine Stabilisierung auf einen von der Umgebung isolierten Resonator hoher Güte minimiert, der die Stabilität des atomaren Übergangs jedoch nicht erreichen kann [166, 210].

Idealerweise präpariert man die Atome im freien Raum, so dass jegliche Wechselwirkung mit der Umgebung unterbunden ist. In Paul-Fallen gefangene Ionen kommen dieser Forderung nahe [104, 148]. Die Zustände der neutralen Atome erfahren in optischen Fallen eine Stark-Verschiebung, in magnetischen eine Zeeman-Aufspaltung. Darüber hinaus lässt sich beispielsweise Strontium auf Grund des verschwindenden Bahndrehimpulses und Spins nicht magnetisch fangen. Erst durch den Vorschlag von Katori [118, 210], die Atome in einem optischen Gitter bei der *magischen Wellenlänge* zu halten, bei der der Uhrenübergang keine Frequenzverschiebung zeigt, konnten wettbewerbsfähige optische Uhren mit neutralen Atomen realisiert werden. In einem optischen Gitter können die Atome zudem isoliert gehalten werden, so dass eine reduzierte oder verschwindende Wechselwirkung zwischen den Atomen besteht [81]. Auch kann die Lokalisation der Atome, ähnlich zum Mössbauer Effekt in Festkörpern, genutzt werden, um den Photonenrückstoß aufzunehmen und so die Verbreiterung des spektroskopierten Übergangs [105, 179, 235] minimieren. Zahlreiche Realisierungen wetteifern um die beste Genauigkeit [62, 77] – die derzeit beste erreicht 3.5×10^{-19} [29].

Darüber hinaus wird in einzelnen Arbeitsgruppen intensiv an Kernübergängen geforscht [120, 175, 234], da diese als deutlich unempfindlicher gegen Störungen gelten.

Der einzige bislang bekannte Übergang, der mit Laserspektroskopie erreichbar ist, ist $^{229\text{m}}\text{Th}$. Die Autoren gehen davon aus, dass mit ihrem System eine Genauigkeit im Bereich von 10^{-19} erzielt werden kann [120]. Einen wesentlichen Beitrag zur Steigerung der Genauigkeit soll die kontinuierliche Beprobung liefern. Erst kürzlich wurde nachgewiesen, dass der Übergang tatsächlich mittels Laserspektroskopie zugänglich ist [216].

In den seltensten Fällen liefern Uhren die Frequenz, die in der Anwendung benötigt wird. Stattdessen wird die Referenzfrequenz mittels Teilern oder Phasenregelschleifen in den benötigten Bereich skaliert. Das Äquivalent im optischen Bereich ist heute der Frequenzkamm [53, 92, 139, 185, 223], der es beispielsweise ermöglicht die Oszillationen einer optischen Uhr während einer einzelnen Schwingung des Cäsiums zu zählen [222]. In Einzelfällen, wenn eine Frequenz ein Vielfaches der anderen ist, können auch nichtlineare Kristalle zur Frequenzkonversion eingesetzt werden [4]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Entwicklungen sollen es ermöglichen, die Genauigkeit des bestehenden Frequenzkamms der Arbeitsgruppe vom Niveau der aus dem GPS-Signal gewonnenen Radiofrequenz auf die einer optischen Uhr zu steigern. Der Frequenzkamm kommt bei Messungen an hybriden Systemen und Rydberg-Atomen zum Einsatz.

Ein generelles Problem stellt die Empfindlichkeit der Systeme auf äußere Einflüsse dar. Elektrische und magnetische Felder, thermische Strahlung, Gravitation und viele weitere Effekte können die Uhr systematisch verfälschen [139]. Systematische Effekte lassen sich zwar durch Abschirmung oder sorgfältiges Ausmessen eliminieren, befinden sich jedoch zwei Uhren in einem Labor auf unterschiedlichem Niveau, so erzeugt die Variation des Schwerfelds der Erde bei einem Höhenunterschied von 1cm eine Abweichung von 1.1×10^{-18} zwischen beiden Uhren [36, 212]. Hier stellt sich die Frage: Welche Uhr geht falsch?

4.1. Termschema von Strontium

Die in dieser Arbeit zu erstellende optische Uhr soll auf Strontium basieren. Bei Strontium wurde bereits von anderen Arbeitsgruppen gezeigt, dass die Isotope ^{87}Sr und ^{88}Sr für eine optische Uhr genutzt werden können [211, 239]. Die unterschiedlichen Isotope weisen nur geringfügig verschiedene (100 MHz Bereich) Übergangsfrequenzen auf [65], so dass sich der Wechsel des Isotops in einem Experiment unkompliziert realisieren lässt. Als Uhrenübergang wird in beiden Fällen die Interkombinationslinie zwischen dem Grundzustand $^1\text{S}_0$ und dem angeregten Zustand $^3\text{P}_0$ verwendet.

Damit Atome in einem optischen Gitter gefangen werden können, müssen diese vorab gekühlt werden. Das klassische Schema [117, 127, 201, 229] startet mit dem Übergang aus dem Grundzustand $^1\text{S}_0$ in den $^1\text{P}_1$ Zustand bei 461 nm. Dieser besitzt eine Linienbreite von $\omega = 2\pi \cdot 32\text{MHz}$ und eignet sich daher besonders, um Atome aus einer heißen Quelle vorzukühlen und wird daher auch für den Zeeman Slower genutzt. Die erreichbare Temperatur¹ ist dabei allerdings auf 770 μK beschränkt und ist für eine optische Uhr zu hoch. Daher wird der Übergang zwischen dem Grundzustand $^1\text{S}_0$ und dem $^3\text{P}_1$ Zustand für eine zweite Kühlstufe verwendet (689 nm). Die deutlich geringere Linienbreite von $\omega = 2\pi \cdot 7.6\text{kHz}$ ermöglicht eine Temperatur von 180 nK. Da die Ein-

¹Die hier angegebenen Zahlenwerte beziehen sich auf die Dopplertemperatur.

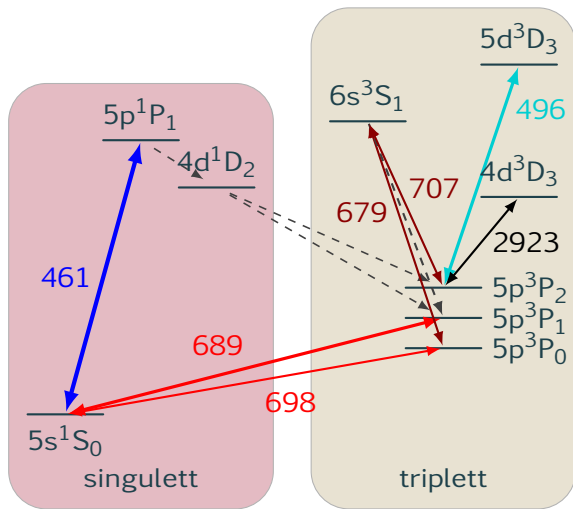


Abbildung 4.2.: Relevante Übergänge und Wellenlängen im Termschema von Strontium. Als Kühlübergänge für die MOT werden 461 nm und 689 nm bzw. 2923 nm genutzt. Der Uhrenübergang liegt bei 698 nm. Übergänge, die nur auf Grund von spontanem Zerfall auftreten, sind gestrichelt dargestellt. Abbildung nach [201].

fanggeschwindigkeit von 5 cm/s zu gering ist, um Atome aus der blauen MOT (mittlere Geschwindigkeit 50 cm/s) zu übernehmen, wird der Laser anfänglich moduliert. Dies erhöht die effektive Linienbreite des Lasers und ermöglicht es Atome mit größerer Dopplerverschiebung zu kühlen [117, 137, 206, 245].

Der blaue Kühlübergang ist allerdings nicht geschlossen – es besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit (1×10^{-5}), dass angeregte Atome durch spontanen Zerfall in den 1D_2 Zustand und weiter in den 3P_1 (ca. 2/3) bzw. den metastabilen 3P_2 Zustand (ca. 1/3) gelangen [201]. Zwar zerfällt der 3P_1 Zustand zurück in den Grundzustand, die Lebensdauer des 3P_2 Zustandes beträgt jedoch 520 s! Durch Einstrahlung eines Rückpump lasers mit einer Wellenlänge von 707 nm können Atome aus diesem in den 3S_1 Zustand überführt werden, aus dem sie ebenfalls in den 3P_1 Zustand gelangen. Nachteilig ist der hierdurch zusätzlich auftretende Zerfallskanal nach 3P_0 , da dieser ebenfalls langlebig ist. Dies erfordert einen weiteren Rückpump laser nach 3S_1 mit 679 nm. Alternativ kann der Übergang von $5p^3P_2$ in den $5d^3D_2$ Zustand als Rückpump laser genutzt und so der Kanal nach $5p^3P_0$ unterdrückt werden [182]. Mit dem $5p^3P_2 \rightarrow 5d^3D_3$ Übergang ergibt sich, gerade auf Grund der langen Lebensdauer des 3P_2 Zustandes, die Möglichkeit diesen zum Kühlen zu verwenden. Auf der Zeitskala des Kühlprozesses ist der Zerfall von Atomen im 3P_2 Zustand vernachlässigbar – andere Verlustkanäle bestehen nicht. Die Dopplertemperatur beträgt $210 \mu\text{K}$, so dass dies auch nur ein Zwischenschritt zur roten MOT sein kann [206]. Dafür kann auf die Modulation beim Laden derselben verzichtet werden.

Eine bislang wenig beachtete Option bietet der Übergang $5p^3P_2 \rightarrow 4d^3D_3$. Dieser verhält sich ähnlich zum $5p^3P_2 \rightarrow 5d^3D_3$ mit einer Dopplertemperatur von $1.3 \mu\text{K}$. Die Wellenlänge von 2923 nm im mittleren Infrarot ist zwar technologisch kompliziert; im weiteren Verlauf wird dieser Übergang jedoch entscheidende Vorteile bieten [206].

4.2. Lasersystem

Die Vielzahl an Übergängen im Termschema von Strontium erfordert einen Regenbogen an Lasersystemen, um die Atome einzufangen, zu kühlen und zu manipulieren (Abbil-

dung 4.2). Entwicklung und Aufbau der Laser wurden in Eigenleistung erbracht. Die Wellenlänge der Laser wird über ein kommerzielles Wellenlängenmessgerät auf Basis eines Fizeau-Interferometers mit einer absoluten Genauigkeit besser 2 MHz geregelt. Dieses Verfahren ermöglicht einen unkomplizierten Wechsel zwischen Frequenzen der unterschiedlichen Isotope von Strontium.

Kühlaser (461 nm) Um die erforderliche Leistung für das Laserkühlen bereitzustellen, wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser im Littrow-Design [98, 187] verwendet, der mit einem nachfolgenden Trapezverstärker bis zu einem Watt optischer Leistung bei einer Wellenlänge von 922 nm liefert. Dieses Licht wird in einem PPLN-Wellenleiter² über nichtlineare Effekte auf 461 nm frequenzverdoppelt. Hierbei sind bis zu 80 mW Ausgangsleistung erreichbar.

Kühlaser (496 nm) Dieses Lasersystem ist analog zu dem 461 nm-System aufgebaut.

Rückpumplaser (679 nm) Dieser Rückpumplaser besteht aus einem Diodenlaser im Littrow-Design und liefert 2.6 mW nach der Faser.

Kühlaser (689 nm) Die geringere Linienbreite des zweiten Kühlübergangs von $\omega = 2\pi \cdot 7.6 \text{ kHz}$ lässt sich nur durch einen ebenso schmalen Laser adressieren. Gegenüber gitterstabilisierten Lasern bietet das CatEye-Design eine intrinsisch geringere Linienbreite [10, 78, 247], so dass dieses hier bevorzugt wird. Zusätzlich wird der Laser mittels des Pound-Drever-Hall-Verfahrens [56] auf einen Resonator hoher Finesse³ stabilisiert, um die Linienbreite weiter zu reduzieren.

Uhrenlaser (698 nm) Der Uhrenübergang in ^{87}Sr weist eine Linienbreite von 1 mHz auf. Da für die Spektroskopie ein extrem schmaler Laser erforderlich ist, soll auch hier ein CatEye-Laser verwendet werden, dessen Linienbreite mittels eines Resonators hoher Finesse reduziert wird. Letztendlich soll dieser Laser über die Spektroskopie des Uhrenübergangs stabilisiert werden und bildet dann die Frequenzreferenz für weitere Anwendungen. Laser und Resonator befinden sich derzeit noch in der Entwicklung.

Rückpumplaser (707 nm) Dieser Rückpumplaser besteht aus einem Diodenlaser im Littrow-Design und liefert 6.9 mW nach der Faser.

Optisches Gitter (813 nm) Ein kommerzieller Titan-Saphir-Laser erzeugt 1.5 W bei der magischen Wellenlänge 813 nm. Dieser wird das optische Gitter bilden.

Kühlaser (2923 nm) Die direkte Erzeugung von Laserstrahlung in diesem Spektralbereich ist bislang nicht möglich, daher werden zwei Diodenlaser mit nachfolgenden Trapezverstärkern bei 780 nm bzw. 1064 nm verwendet und mittels nichtlinearer Effekte Licht der Differenzfrequenz erzeugt. Dies ist mit wellenleiterbasierten Modulen möglich.

Vakuumsystem für ULE-Resonatoren Um die notwendige Stabilität der Resonatoren, die zur Reduzierung der Linienbreite von Uhren- bzw. MOT-Laser dienen, zu erreichen, sind eine Vielzahl von Maßnahmen zu ergreifen. Derartige Resonatoren bestehen aus Glaskeramik⁴, die bei einer bestimmten Temperatur einen verschwindenden Längenausdehnungskoeffizienten aufweisen. Eine große thermische Masse

²Periodisch-gepoltes-Lithium-Niobat

³Eine ring-down Messung ergab eine Finesse von $(2.8 \pm 0.1) \times 10^5$ bei einem freien Spektralbereich von $(2.2 \pm 0.1) \text{ GHz}$.

⁴ULE Glas, Ultra Low Expansion Glas

in Verbindung mit dem Isolationsvakuum unterdrückt schnelle Temperaturschwankungen und eine langsame aktive Regelung sorgt dafür, dass eben diese optimale Temperatur erreicht wird⁵. Akustische Störungen durch die Luft werden ebenfalls effektiv durch das Vakuum unterdrückt. Des Weiteren stellt die dickwandige Vakuumkammer mit einer Gesamtmasse von 30 kg auf schwingungsdämpfenden Puffern einen Tiefpass gegen Vibrationen dar. Der Resonator selbst wird in der Nähe der Airy Punkte durch FKM Kugeln in der Schwebe gehalten [33, 163]. Für eine zuverlässige Einkopplung des Lichts in den Resonator ist die hierfür notwendige Optik unmittelbar mit der Vakuumkammer verbunden und somit ebenfalls schwingungsarm montiert. Die Anbindung an den Laser erfolgt über eine Glasfaser.

4.3. Realisierte Konzepte

Der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz unterscheidet sich in einem wesentlichen Punkt vom klassischen Ansatz: Die Eliminierung der Totzeit. Blaue und rote MOT sollen hierfür nicht mehr zeitlich versetzt an der gleichen räumlichen Position erzeugt werden, sondern werden räumlich getrennt. Damit wird es möglich beide MOT-Phasen gleichzeitig zu betreiben und kontinuierliche Messungen an dem Uhrenübergang vorzunehmen. Dazu wird ein Konzept gesucht, das es erlaubt die Atome, in einer heißen MOT vorzukühlen, in eine kältere MOT zu überführen und schließlich für Experimente zu nutzen. Im zweiten Schritt sind kreative Lösungen gefordert, um dieses auch experimentell zu realisieren. Hierbei müssen auch erprobte Verfahren in Frage gestellt werden.

4.3.1. Kontinuierlich geladene Doppel-MOT

Das hier verfolgte Konzept (siehe auch Abbildung 4.3) nutzt aus, dass das magnetische Quadrupolfeld, das durch zwei Spulen gebildet wird, nicht auf den Raum zwischen den Spulen beschränkt ist, sondern die Feldlinien im Außenraum geschlossen werden. Eine zusätzliche Spule kompensiert dieses Feld in einer bestimmten Entfernung und erzeugt dort das zweite erforderliche Minimum. Durch geschickte Wahl der Größe und Position dieser Spule ist es möglich, im Bereich des abfallenden Magnetfeldes den erforderlichen Gradienten einzustellen. Zu bedenken ist allerdings, dass die Gradienten in die unterschiedlichen Richtungen voneinander abweichen können. Zudem ergibt sich ein geringfügiger Versatz des Quadrupolminimums für die blaue MOT.

Um die Atome nach dem Kühlen in der blauen MOT in die rote überführen zu können, müssen diese die blaue verlassen können ohne diese auszuschalten. Ein Blick in das Termschema (vgl. auch Abbildung 4.2) von Strontium offenbart hier eine elegante Möglichkeit: Der angeregte Zustand (1P_1) des Kühlübergangs zerfällt mit einer geringen Wahrscheinlichkeit (1×10^{-5}) in den 1D_2 Zustand und zu rund einem Drittel weiter in den metastabilen 3P_2 Zustand. Diese Atome sind in der blauen MOT nicht mehr gefangen und fallen unter dem Einfluss der Gravitation heraus. Nach erfolgreichem optischen Pumpen sind diese für die rote MOT ($^1S_0 \rightarrow ^3P_1$) zugänglich. Diese wurde unterhalb der blauen platziert, so dass die herunterfallenden Atome

⁵Die Thermalisierungszeit des verwendeten Systems beträgt etwa 2.7 h.

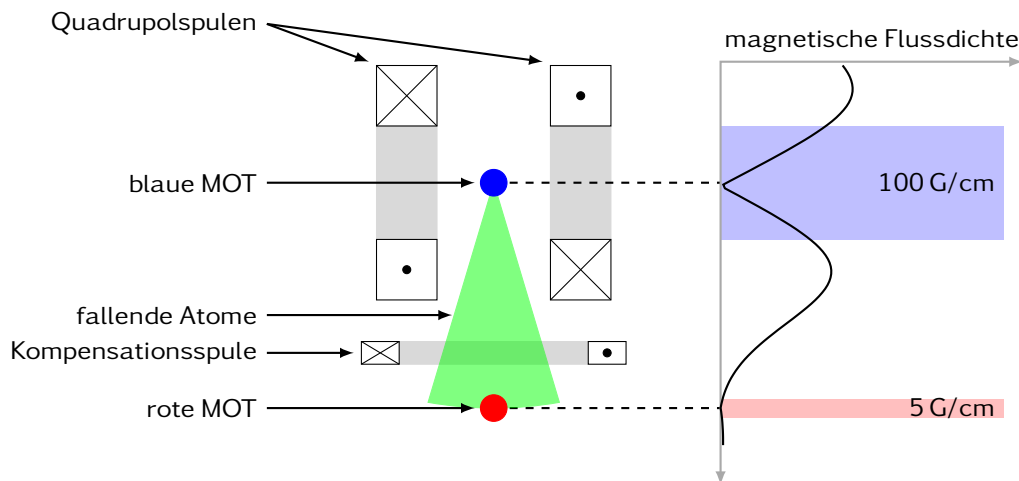


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung der Spulengeometrie und des Magnetfeldverlaufs.

erfasst werden. Abhängig von der Startgeschwindigkeit⁶ erreichen die Atome ein Vielfaches der Einfanggeschwindigkeit der roten MOT. Die Einfangwahrscheinlichkeit ist dadurch gering. Weil für eine optische Uhr nur wenige Atome notwendig sind, ist dies dennoch ausreichend. Gegebenenfalls kann ein gegenläufiger Laserstrahl auf dem $5p^3P_2 \rightarrow 5d^3D_3$ Übergang genutzt werden, der die Beschleunigung hemmt. Sollen die Atome aus der roten MOT weiter transportiert werden, so bietet sich hierfür eine optische Pinzette bzw. ein sich bewegendes optisches Gitter an [82, 88].

Die Stromstärke, die erforderlich ist, um mit einer Spule einen bestimmten Magnetfeldgradienten zu erzeugen, skaliert linear mit dem Durchmesser derselben. Daher sind möglichst kompakte Spulen anzustreben. In Kombination mit der Forderung eines kompakten Aufbaus, der geeignet ist, nach Japan versendet zu werden, erfolgte die Abkehr vom sonst üblichen Ansatz eines Kerns, auf den die Spule gewickelt wird. Stattdessen wurden die Spulen auf einem Hilfskern gewickelt und mit Epoxy zu einer selbsttragenden Struktur verklebt. Für den Kern wurde PTFE verwendet, um Anhaftungen zu verhindern. Anschließend wurde der Kern entfernt und die Spule in einen Kupferkörper eingeklebt, der sie von außen umschließt und so die Wärmeabfuhr sicherstellt (Abbildung 4.4). Dieser Kupferkörper enthält zudem vier Prismen, die dazu dienen, die Strahlen der blauen MOT umzulenken, so dass diese alle durch ein CF63 Fenster zugeführt werden können. Zu Gunsten eines kleineren Abstandes zur roten MOT schließen die Prismen einen Winkel von nur 60° ein. Der Strahl entlang der Symmetrieachse wird durch ein Porro-Prisma retroreflektiert, wobei auch die notwendige Polarisationsdrehung stattfindet. Dies erspart eine Verzögerungsplatte im Vakuum. Zwischen den Prismen verbleibt ein kleiner freier Raumwinkel, durch den die MOT aus Dispensern geladen wird. Hierbei wird in Kauf genommen, dass die Spulen und Prismen dem Strontiumdampf unmittelbar ausgesetzt sind, andererseits jedoch die eventuelle Beschichtung der Sichtfenster vermieden. Seitlich befindet sich die Kompensationsspule zur Erzeugung des Quadrupolfeldes für die rote MOT, sowie symmetrisch hierzu eine identische Spule, die ggf. zur Unterstützung eingesetzt werden kann. Ein Strahl der roten MOT verläuft parallel zur Symmetrieachse der blauen MOT,

⁶Auf Grund der thermischen Geschwindigkeitsverteilung in der blauen MOT ist diese für jedes Atom verschieden. Insbesondere kann diese der Gravitation entgegen gerichtet sein.

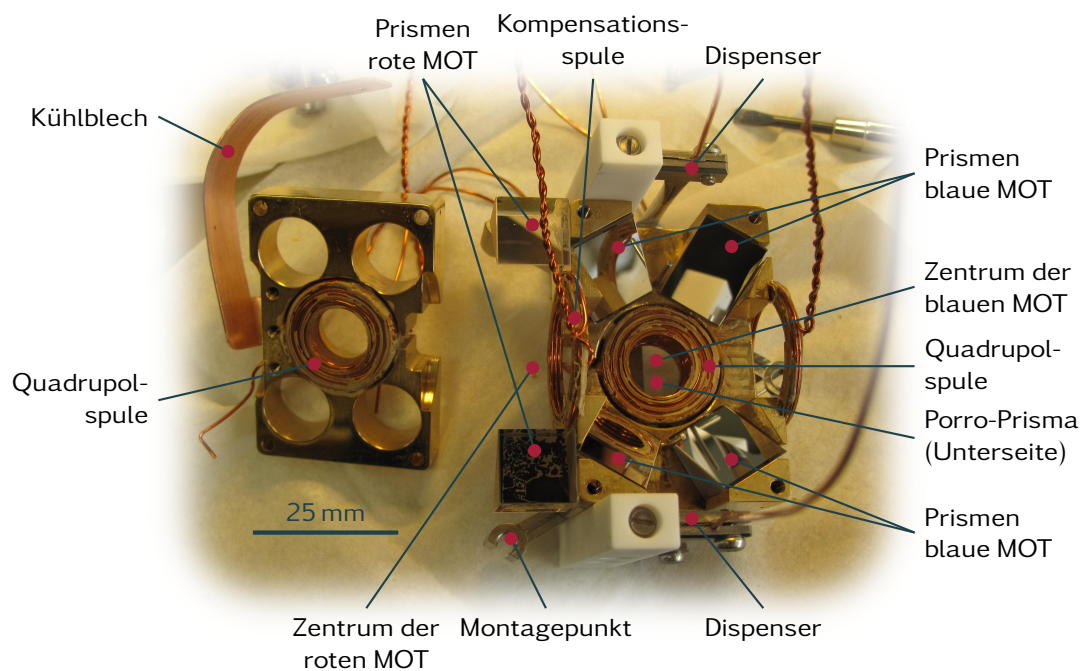


Abbildung 4.4.: Innenleben der Vakuumkammer während des Zusammenbaus; die obere Spule wurde entfernt (links, auf den Kopf gedreht). Alle Spulen sind in selbsttragender Form mit Epoxy ausgeführt. Um die Spulen der blauen MOT sind Prismen angebracht, die die Laserstrahlen in Richtung des Sichtfensters ablenken; gleiches gilt für eine Achse der roten MOT auf der linken Fläche. Ganz außen befinden sich zwei Dispenser, die als Atomquelle genutzt werden. Die gesamte Baugruppe wird an drei Montagepunkten in der Vakuumkammer fixiert und die Wärme der Spulen über ein Kupferblech an die Wärmesenke abgeleitet.

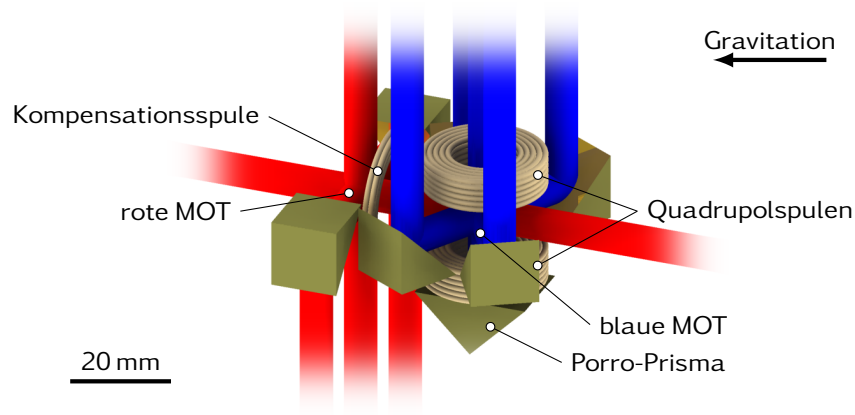


Abbildung 4.5.: Strahlführung für die beiden MOTs über Prismen. Der axiale Strahl der blauen MOT wird mit einem Porro-Prisma retroreflektiert. Der Kupferkörper ist nicht dargestellt. Für diese Darstellung wurden die Strahldurchmesser halbiert.

der zweite wird erneut mit Prismen in die selbe Richtung gefaltet und der dritte durchquert die rote MOT (Abbildung 4.5). Es ist nicht zu erwarten, dass hierdurch die blaue MOT gestört wird, da diese einen um mehrere Größenordnungen höheren Strahlungsdruck ausübt.

Um eine zügige Inbetriebnahme nach der Ankunft in Japan zu gewährleisten, befindet sich die gesamte Optik auf Platten (Abbildung 4.6), die zu Baugruppen verbunden sind. Diese bilden zugleich das tragende Gestell für die Vakuumkammer. Für den Transport müssen die Baugruppen getrennt werden, da die Vakuumkammer mit Dispensern und aktiver Pumpe als Gefahrgut einzustufen ist und eine zertifizierte Verpackung erfordert. Führungsstifte stellen sicher, dass die Ausrichtung der Strahlen in Bezug auf die Kammer auch beim Zusammenbau nach dem Transport gewährleistet ist. Zur Kompensation externer Magnetfelder befinden sich um die Kammer herum drei weitere Spulenpaare. Jede Spule besteht aus 100 Windungen verteilt auf 4 Lagen einer FR4 Platine, die keine weitere Unterkonstruktion erfordert. Bei einem maximalen Strom von 200 mA wird hiermit im Zentrum ein Magnetfeld von 170 G erreicht. Die einzelnen Baugruppen enthalten:

- Die *Vakuumkammer* mit In-Vakuum-Spulen für die MOT, den Strontium Dispensern als Atomquellen sowie einer NEX Torr Pumpe von SAES. Diese Pumpe vereint eine Ionengerätterpumpe mit einer NEG⁷. Letztere zeigt anfänglich eine vielfach höhere Pumpleistung für Wasserstoff als alle anderen Pumpentypen, setzt diesen jedoch beim Regenerieren wieder frei. Um die volle Saugleistung zurückzuerlangen, ist daher eine Turbomolekularpumpe erforderlich [114, 169].
- Die Optik der *blauen MOT*. Das Licht wird per Glasfaser herangeführt und mit dieser Optik auf die verschiedenen Achsen verteilt. Die enthaltenen Spiegel geben die notwendigen Freiheitsgrade, um die gegenläufigen Strahlen zu überlappen. Verschiedene Wellenlängen zum Kühlen bzw. Pumpen der Atome müssen vorab überlagert werden.
- Die Optik der *roten MOT* folgt analog der blauen MOT. Beide Baugruppen arbeiten weitgehend unabhängig.

⁷Non-Evaporable Getter Pump: Sorptionspumpe aus porösen gesinterten Scheiben verschiedener Gettermaterialien; wirkt nach der thermischen Aktivierung ausschließlich passiv

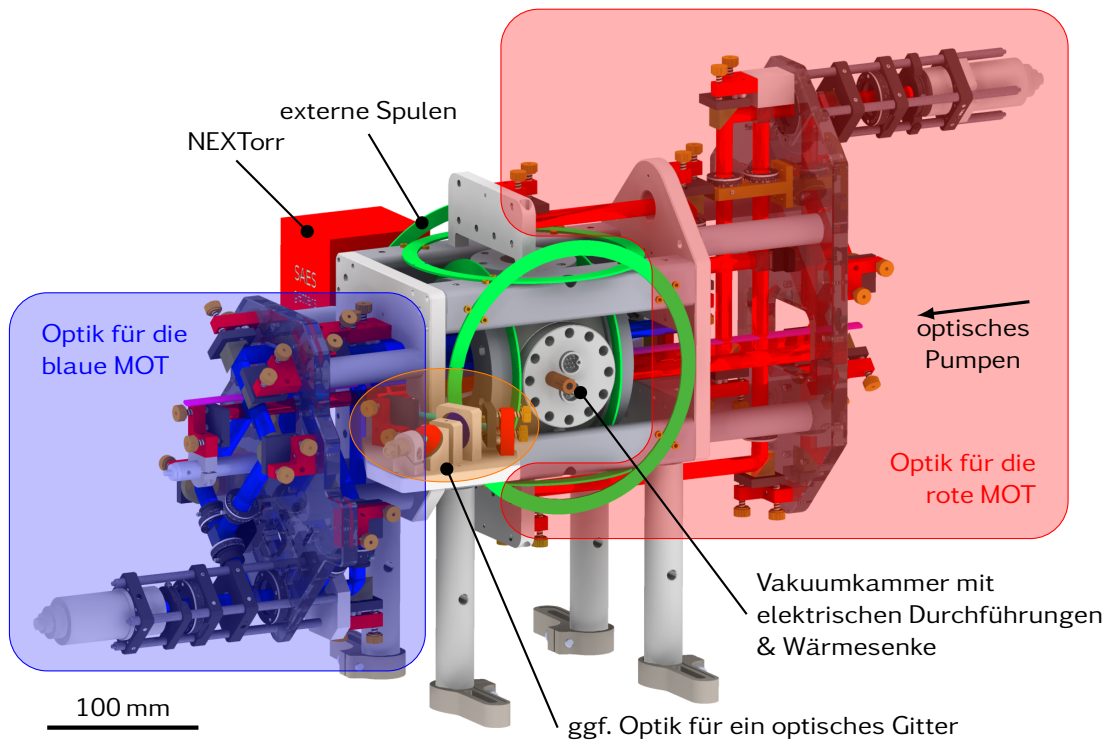


Abbildung 4.6.: Gesamtansicht des Experiments mit den unterschiedlichen Baugruppen: Vakuulkammer (Mitte), Strahlführung für die blaue (links) sowie die rote MOT (rechts) und externe Kompensationsspulen (grün). Bei Bedarf kann ein optisches Gitter die kalten Atome aus der roten MOT übernehmen.

- Sonstiges *Stangenmaterial* zur Befestigung der Baugruppen untereinander.
- Die *externen Spulen* aus Mehrlagen-Platinen zur lokalen Kompensation beliebiger externer Magnetfelder.

Nach Festlegung des Kühlkonzeptes verblieben 4 Monate für die Planung und Realisierung des Experiments. Hierbei stellte sich heraus, dass für beinahe sämtliche Komponenten Sonderanfertigungen nötig sind. Die letzten Vakuumkomponenten sind zwei Tage vor Abreise eingetroffen. Dadurch war ein sorgfältiges Ausheizen des Systems zeitbedingt nicht möglich. Als Enddruck wurde 7×10^{-9} mbar erreicht.

Während des Betriebs der Dispenser mit 12 A stieg der Druck in der Kammer bis in den 1×10^{-7} mbar Bereich an. Dennoch konnte eine blau/grüne MOT (Abbildung 4.7) mit einer Ladezeit von ca. 1 Sekunde beobachtet werden. Die Halbachsen betragen ca. $0.1 \times 0.1 \times 0.25 \text{ mm}^3$; bei einer typischen Dichte von $1 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ [182] ergibt dies eine Atomzahl von einigen Millionen Atomen. Eine weitere Charakterisierung, die eine kalibrierte Kamera oder Photodiode erfordert, wurde nicht durchgeführt. Ein Laden der roten MOT konnte im Rahmen der Forschungsreise nicht beobachtet werden.

Auch nach Abschluss der Reise bleiben einige Punkte ungeklärt:

Dispenser

Zum Betrieb der MOT waren wesentlich höhere Ströme (12 A) erforderlich, als gemäß der Dokumentation des Herstellers zu erwarten wäre (4 A). Denkbar ist eine Oxidation des Materials durch lange Lagerung, die erst bei höherer Temperatur aufbricht und das elementare Strontium freigibt. Dann müsste es sich allerdings

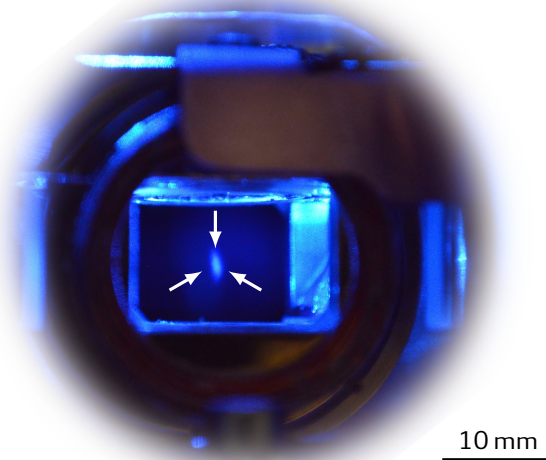


Abbildung 4.7.: Blaue Strontium MOT mit grünem Rückpumplaser. Die Dispenser werden mit 12 A betrieben, der Kammerdruck beträgt 1×10^{-7} mbar. Daraus resultiert eine Ladezeit von etwa einer Sekunde.

um einen einmaligen Effekt handeln. Eine chemische Reduktion auf Grund der Wärme ist nicht vorstellbar. Darüber hinaus zeigten spätere Versuche mit mehreren fabrikneuen Exemplaren eine weite Streuung des Betriebsstroms, jedoch stets oberhalb der Spezifikation. Die beobachtete Gelbglut eines Dispensers zeigt eine Temperatur von über 1000 °C an [100]. Dies zeigt, dass der hohe Betriebsstrom nicht durch eine ungeeignete Montage (zu hohe Wärmeverluste durch Zuleitungen oder Abstrahlung) des Dispensers verursacht wird, sondern die Emission unerwartet hohe Temperaturen erfordert. Abhängig von der Legierung des Edelstahlröhrchens ist bei einer weiteren Temperaturerhöhung ein Aufschmelzen desselben nicht auszuschließen⁸. Es ist davon auszugehen, dass der beobachtete Druckanstieg zu einem wesentlichen Teil auf verdampfende Elemente von der Oberfläche der Dispenser oder benachbarter erhitzter Bereiche zurückzuführen ist. Strontium ist als Gettermaterial bekannt und wird daher das Gegenteil bewirken [221].

In-Vakuum-Spiegel

Bei den im Vakuum platzierten Spiegeln wurde in Kauf genommen, dass diese über die Zeit mit Strontium belegt werden, die Erfahrungen aus der Arbeitsgruppe von Prof. Katori ließen erwarten, dass das Experiment hierdurch nicht beeinträchtigt wird. Nach einigen Tagen in der Strontium-Atmosphäre zeigte einer der Spiegel, der sich unmittelbar im Emissionskegel des aktiven Dispensers befand, eine gelbliche Verfärbung auf der Oberfläche. Erstaunlich ist, dass der benachbarte Spiegel – trotz identischer Umgebungsbedingungen – unverändert blieb. Dies führte zu einer reduzierten Reflektivität des Spiegels, so dass die MOT Strahlen nicht mehr ausbalanciert werden konnten. Eine Ursache dafür, dass dies zuvor von Prof. Katori nicht beobachtet wurde, könnte in der Nutzung eines Zeeman Slowers anstelle des Dispensers liegen: Der Strontiumdruck im Bereich der MOT ist geringer und direkter Beschuss ausgeschlossen.

⁸Der Schmelzpunkt von Edelstahl liegt bei etwa 1400 °C [6].

Porro-Prisma

Die Kante des Porro-Prismas bewirkt, dass dieses genaugenommen nicht einen, sondern zwei Strahlen zurückwirft. Diese Fehlstelle erzeugt zudem ein Einzelspalt-Beugungsmuster. Im kalten Zentrum der MOT ist ein derartiger Strahl unerwünscht, da der Strahlungsdruck nicht ausgeglichen werden kann. Da im Aufbau eine zweite Kompensationsspule vorhanden ist, kann das Magnetfeldminimum verschoben werden, so dass das Zentrum aus dem kritischen Bereich hinaus wandert. Ob dies sinnvoll oder notwendig ist, wurde experimentell nicht überprüft.

Die Erfahrungen führten bei allen Beteiligten zu der Einsicht, dass das zukünftige Experiment so gestaltet werden sollte, dass zumindest die bekannten Konzepte anderer Gruppen nachgebildet werden können. So lässt sich in einem ersten Schritt prüfen, ob grundsätzliche Probleme bestehen, die der Arbeit mit Strontium entgegenstehen. Dies umfasst die folgenden Punkte:

- Keine Optik im Vakuum, so dass sequentielle MOT Phasen realisiert werden können.
- Schnell schaltbare Spulen, um die unterschiedlichen Gradienten für blaue und rote MOT zu realisieren.
- Die Möglichkeit, einen Zeeman Slower anstelle der Dispenser zu nutzen.
- Elektrische Durchführungen, die wesentlich höher spezifiziert sind als die erwarteten Ströme.

4.3.2. Schalen-MOT

Im Gegensatz zum ersten Aufbau wird hier nicht der Ansatz verfolgt, zwei getrennte magnetische Quadrupolfelder für die beiden MOTs zu erzeugen, sondern es werden unterschiedliche Schalen gebildet. Im Zentrum (core) des Quadrupolfeldes befindet sich die rote MOT, die allseitig von einer blauen Schicht (shell) umschlossen wird. Die Atome sollen hierbei zuerst in der äußeren Schale gekühlt werden und anschließend in das Zentrum diffundieren, wo sie weiter gekühlt werden sollen. Um ein Aufheizen der roten MOT durch Streuung blauer Photonen zu unterbinden, dürfen die Laser der blauen MOT keinen Überlapp mit der roten aufweisen. Dies kann beispielsweise durch Abschatten des Zentrums mit einer Blende erreicht werden. Nachteilig ist hierbei, dass auf diese Weise ein wesentlicher Anteil der optischen Leistung im Zentrum des Strahls nicht genutzt werden kann. Alternativ besteht die Möglichkeit mittels diffraktiver optischer Elemente (DOE), segmentierten Phasenmodulatoren⁹ oder Axicons [151] einen Lichtschlauch bzw. eine Doughnut-Mode¹⁰ zu erzeugen, bei denen die Intensität im Zentrum auf Null abfällt [63, 150].

Vergleichbare Ansätze wurden bereits von Lee et al. [126] und Kawasaki et al. [119] beschrieben. Bei diesen ergeben sich zwei Einschränkungen: Einerseits wird für den Magnetfeldgradienten ein Kompromiss gesucht, der mit blauer als auch roter MOT vereinbar ist, andererseits beziehen sich beide Kühlübergänge auf den Grundzustand. Durch die Verwendung eines Lichtschlauchs wird zwar eine direkte Anregung der Atome im Zentrum unterbunden, dennoch durchdringen zahlreiche in der blauen Schale gestreute Photonen den Kern. Dies führt zu einem verbleibenden Heizeffekt und

⁹spatial light modulator, SLM

¹⁰Sonderform einer Gauß-Laguerre Mode, auch bekannt unter der Bezeichnung TEM01*

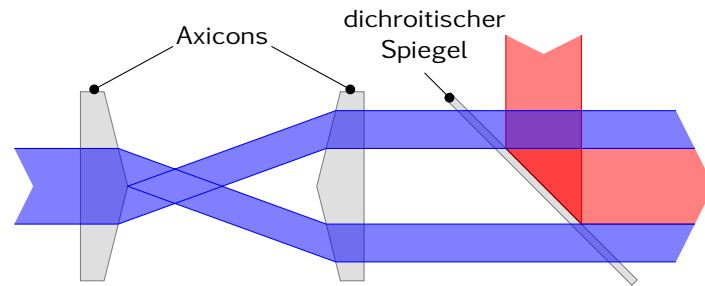


Abbildung 4.8.: Strahlformung für die Schalen-MOT. Mit zwei Axicons wird ein Lichtstrahl in einen Lichtschlauch transformiert, anschließend werden die Laser für die innere MOT mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels überlagert.

begrenzt die erzielbare Temperatur. Dieser Prozess wird nur dann ausgeschlossen, wenn der Kühlzyklus der roten MOT vollständig von dem der blauen entkoppelt wird. Dies kann dadurch erreicht werden, dass die rote MOT auf dem geschlossenen Übergang $5p^3P_2 \rightarrow 4d^3D_3$ bei 2923 nm (bzw. $34\,211\text{ cm}^{-1}$) betrieben wird. Beim $5p^3P_2$ Zustand handelt es sich um einen metastabilen Zustand mit einer Lebensdauer von 520 s. Spontane Zerfälle können daher auf der Zeitskala des Kühlprozesses vernachlässigt werden. Auf die Formung eines Lichtschlauchs könnte nun verzichtet werden, da im Zentrum prinzipiell keine Atom-Licht-Interaktion stattfindet – allerdings auf Kosten der verfügbaren Leistung in der blauen MOT. Der $5p^3P_2$ Zustand wird beim Betrieb einer blauen MOT natürlicherweise bevölkert (Rate ca. 70 s^{-1} [241]). Für den stabilen Betrieb einer ausschließlich blauen MOT müssten Atome aus diesem durch Einstrahlung eines Rückpumpasers (707 nm oder 496 nm) zurückgeholt werden.

Die Vorteile der infraroten MOT erkaufte man sich mit einer erhöhten Komplexität des Systems, da in diesem Spektralbereich weder die Laser noch die Optik durch Standardkomponenten abgedeckt werden. Zudem ist zu beachten, dass Wasser im mittleren Infrarot eine starke Absorptionsbande aufweist [134]. Da Wasser zu einem gewissen Grad in der Raumluft enthalten ist, muss mit einer erheblichen Schwächung des Laserstrahls gerechnet werden. Dies lässt sich nur vermeiden, indem der entsprechende Laser, sowie der gesamte Strahlengang umhaust werden und dieses Volumen entweder mit getrockneter Luft oder einem anderen Reinstgas gespült wird. Eine Strahlführung unter Vakuum erscheint nicht realisierbar, da in der Umgebung der Vakuumkammer zahlreiche andere Komponenten zu justieren sind.

Um die Nutzung unterschiedlicher Magnetfeldgradienten im Kern und in der Hülle zu ermöglichen, ist eine Spulenanordnung notwendig, die über eine einfache Anti-Helmholtz-Konfiguration hinausgeht. Hier wurde dieses durch zwei sich überdeckende Spulenanordnungen realisiert, die sich im Innenbereich teilweise kompensieren und im Außenbereich verstärken (Abbildung 4.9). Damit einerseits die inneren Spulen zugänglich sind, andererseits die äußeren eine wohldefinierte Geometrie aufweisen, befindet sich dazwischen ein Spacer. Damit dieser eingebracht werden kann, ist besonders darauf zu achten, dass die einzelnen Lagen präzise gewickelt werden. Andernfalls beanspruchen diese mehr Platz als vorgesehen und der Spacer kann nicht mehr aufgesetzt werden. Beachtlich ist die erzeugte Wärmeleistung der Spulen, die über eine Kupferdurchführung mit einem Querschnitt von 150 mm^2 herausgeführt

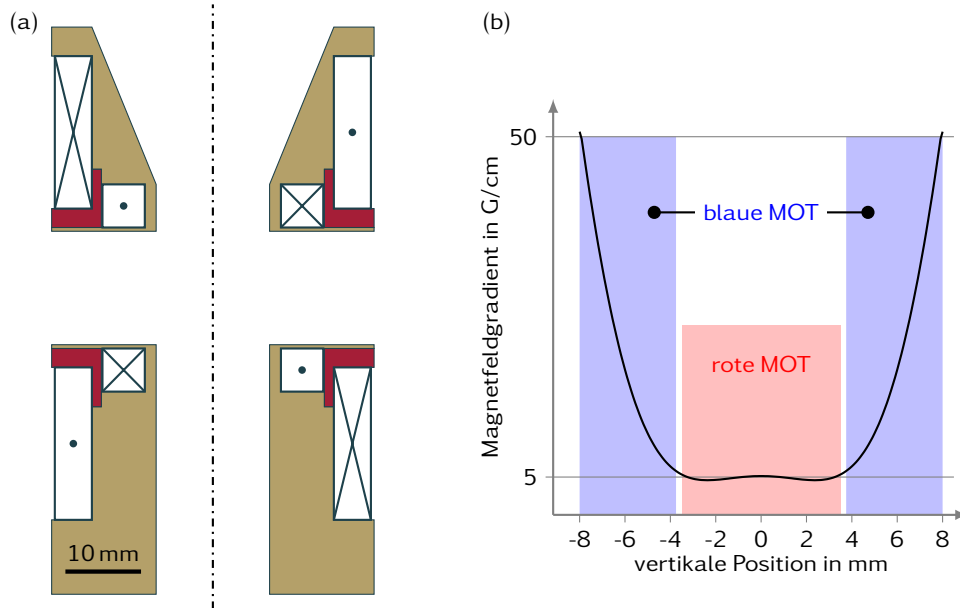


Abbildung 4.9.: (a) Querschnitt der MOT Spulen. Die Spulen wurden auf einen Kupferkörper (gold) gewickelt; im Bereich der Überlappung ist ein Spacer (rot) notwendig, um eine durchgehende Auflagefläche für die äußere Spule zu erzeugen. (b) Betrag des resultierenden axialen Magnetfeldgradienten (zugleich Richtung der Gravitation). Im Bereich der roten MOT besteht ein nahezu konstanter Gradient von 5 G/cm, der für die blaue MOT auf bis zu 50 G/cm ansteigt.

werden muss: Das innere Spulenpaar erzeugt eine Wärmeleistung von 11 W, das äußere 59 W. Wird mit nur einem Spulenpaar ein Quadrupolfeld erzeugt, so reduziert sich die Wärmeleistung entsprechend des erwünschten Gradienten deutlich.

Mittlerweile ist in Tübingen ein Lasersystem verfügbar, so dass die Vakuumkammer für Messungen nicht notwendigerweise nach Japan gebracht werden muss. Da ein Vergleich zwischen optischen Uhren über große Entfernungen grundsätzlich mit erheblichem Aufwand verbunden ist [4, 57, 58, 135], wurde das modulare Konzept beibehalten, um diese Möglichkeit dennoch offen zu halten. Die Optik befindet sich auch hier auf einer eigenen Platte, in der die Vakuumkammer eingelassen ist. Das Experiment nutzt als Atomquelle erneut Dispenser, jedoch wurde in der Planung eine eventuelle Umrüstung auf einen Zeeman Slower bereits berücksichtigt (Abbildung 4.10).

Bis zum Abschluss dieser Arbeit ist es gelungen in diesem System mit 30 mW Laserleistung bei 461 nm, 2.4 mW bei 679 nm und 1.0 mW bei 707 nm eine blaue MOT aus ^{88}Sr zu laden. Das magnetische Quadrupolfeld kann hierzu wahlweise aus dem inneren oder äußeren Spulenpaar gebildet werden. Der als Atomquelle verwendete Dispenser muss, um eine MOT zu beobachten, mit mindestens 10 A betrieben werden, wobei ein Anstieg des Kammerdrucks auf 1×10^{-9} mbar zu verzeichnen ist. Bei längerem Betrieb ist zuerst eine Stabilisierung und anschließend ein leichtes Absinken des Drucks zu beobachten, was mit dem Gettereffekt von Strontium zusammenhängen könnte [221]. Aus der ballistischen Expansion wurde eine Temperatur von 3.5 mK in der horizontalen und 5.1 mK in der vertikalen Richtung abgeschätzt. Da die MOT zu schnell expandiert, ist eine Kalibration des Abbildungsmaßstabs gegen die Bewegung der Wolke im Gravitationsfeld nicht möglich. Hier wurde ersatzweise angenommen, dass die an-

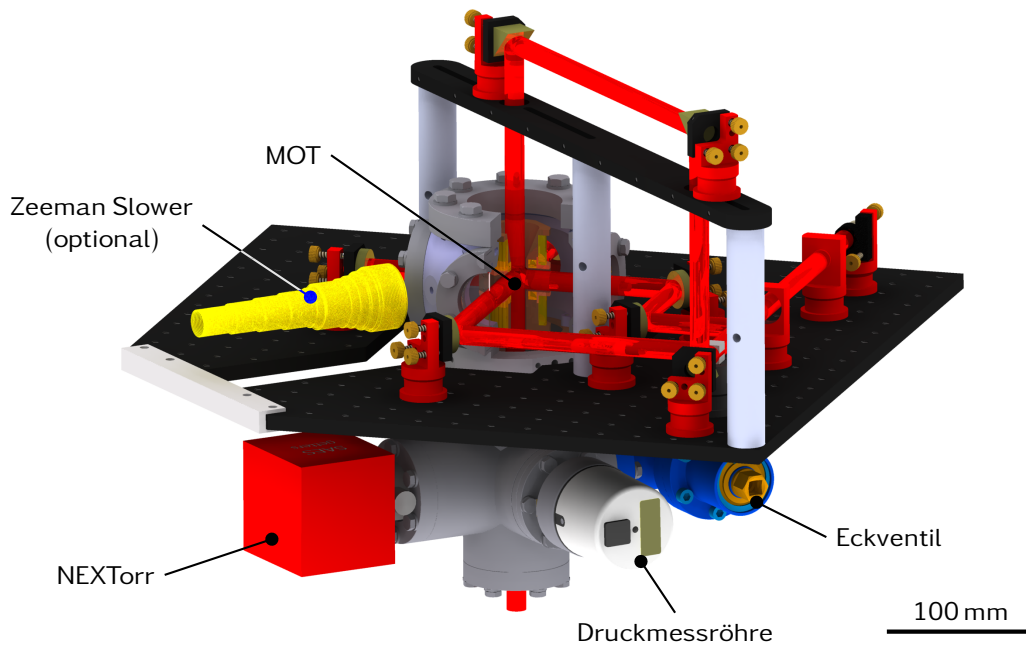


Abbildung 4.10.: Ansicht des Experiments mit zentraler Vakuumkammer und exemplarischer Strahlführung für eine retroreflektierte MOT. Unterhalb der Optik befindet sich der Infrastrukturbereich mit Durchführungen, Getterpumpen (NEXTorr), Druckmessröhre und dem Ventil zum Anschluss der Turbopumpe. Ein optionaler Zeeman Slower ist schematisch dargestellt; um die Sicht auf die Spulen zu ermöglichen wurde ein Teil der Vakuumkammer entfernt.

gestrebte $2f$ -Abbildung tatsächlich realisiert wurde. Wird der Gradient – wie für die Schalen-MOT erforderlich – in der Mitte abgesenkt, so kann weiterhin eine blaue MOT beobachtet werden.

Für die blaue MOT sind damit alle Voraussetzungen für einen dauerhaften Betrieb gegeben. Auf dieser Basis kann nun im nächsten Schritt die rote MOT ergänzt werden. Eine Implementierung des klassischen Verfahrens mit zeitlich getrennten MOT Phasen (461 nm/689 nm) kann dabei wichtige Hinweise zur grundsätzlichen Funktionalität der Anordnung geben – beispielsweise zur Notwendigkeit eines Zeeman Slowers als Atomquelle. Für eine Uhr, die kontinuierlich betrieben werden soll, ist es jedoch notwendig auch den letzten Schritt zu gehen und den Kühlübergang im mittleren Infrarot zu nutzen. Nur so ist gewährleistet, dass die kalte rote MOT auch in Anwesenheit der heißen blauen MOT betrieben werden kann.

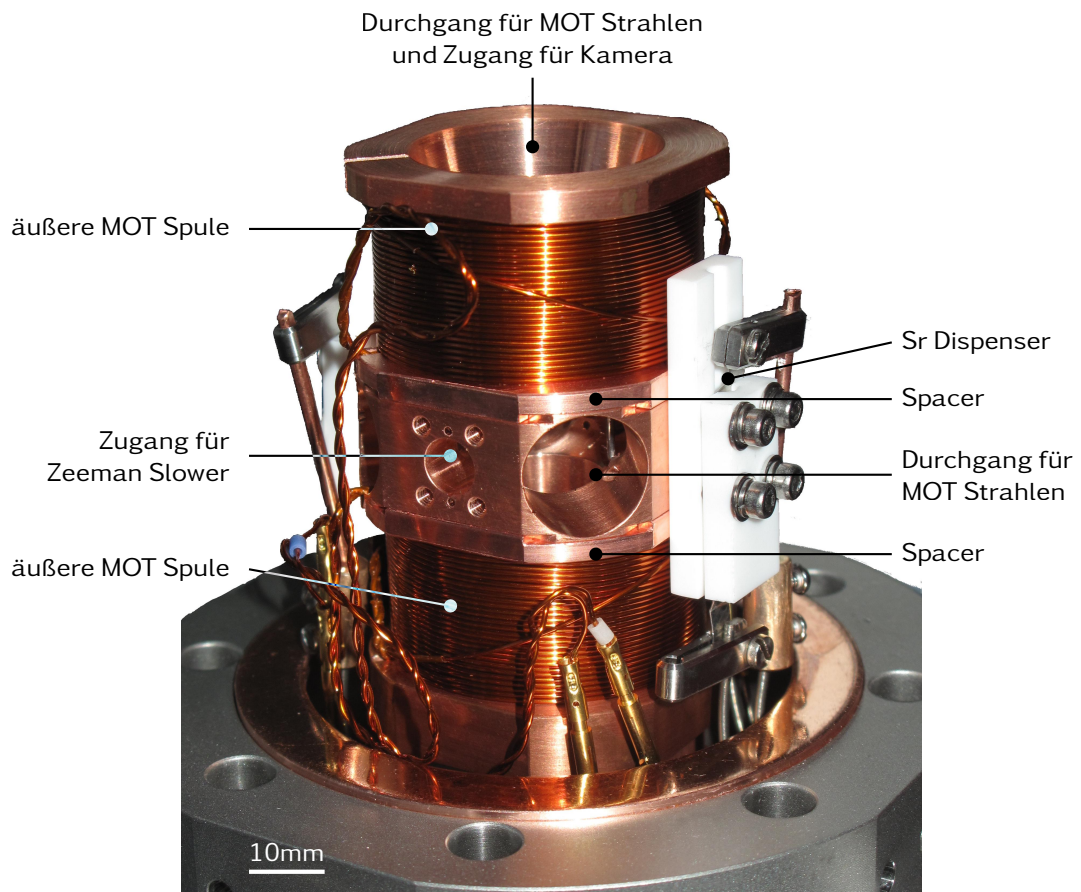


Abbildung 4.11.: Fertiges Innenleben der Vakuumkammer mit den äußeren MOT Spulen, Dispensern und elektrischen Zuleitungen. Die inneren MOT Spulen sind hinter dem Spacer bzw. den äußeren MOT Spulen verborgen. Die gesamte Konstruktion balanciert auf einer Kupferstange, die seitlich aus dem Vakuumflansch hinausragt und die Wärme aus dem Vakuumsystem ableitet.

Zusammenfassung & Ausblick

Die Verknüpfung von Qubits gehört zu den aktuellen Herausforderungen der Quantentechnologie. Dies betrifft einerseits Systeme, die weit voneinander entfernt sind, als auch hybride Systeme, in denen unterschiedliche Realisierungen der Qubits ihre individuellen Stärken ausspielen und anschließend den Quantenzustand auf einen anderen Typ übertragen sollen.

In dieser Arbeit wird ein Mischcryostat vorgestellt, der Supraleiter auf Temperaturen unterhalb hundert Millikelvin abkühlen kann und zugleich eine Apparatur zur Präparation von ultrakalten Atomen enthält. Es konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, ultrakalte Atomwolken in dieser Umgebung zu präparieren und zu manipulieren. Im nächsten Schritt müssen die Atomwolken in die Millikelvin-Umgebung transportiert und an einen Chip mit funktionalen supraleitenden Elementen herangeführt werden. Zwar steht die Demonstration des Austausches von Quanteninformation noch aus, dennoch stellt dies einen bedeutenden Schritt in Richtung eines hybriden Quantensystems dar.

Es ist von zentraler Bedeutung, den Wärmeeintrag in die Millikelvinumgebung zu minimieren. Gleichzeitig erfordern die typischen magnetischen Fallenpotentiale Ströme im Bereich einiger Ampere. Konventionelle Spulen aus supraleitenden Drähten erzeugen zwar keine Heizleistung, allerdings verbleibt ein Wärmeeintrag durch Wärmeleitung. Einen Ausweg bieten geschlossene supraleitende Schleifen, die von einem permanenten Strom durchflossen werden. In dieser Arbeit wurde die Idee der Baseball-Falle aufgegriffen, die mit einem einzelnen Strompfad eine vollständige Falle realisiert. Dies wurde in einem zweiten System mit einer supraleitenden Schleife umgesetzt. Eine zusätzlich angebrachte konventionelle Spule koppelt magnetischen Fluss in die Schleife ein, wodurch der permanente Strom moduliert werden kann. Diese Spule kann sich an einer anderen Temperaturstufe des Cryostaten befinden, so dass auch die Wärmeleitung unterbunden wird.

Als Vermittler zwischen unterschiedlichen Qubits können Rydberg-Atome eine Schlüsselrolle einnehmen, da ihr Anregungsspektrum einen weiten Frequenzbereich überdeckt. Ihre Sensitivität gegenüber elektrischen Feldern erfordert allerdings eine sorgfältige Betrachtung der Umgebung und ggf. eine Abschirmung oder Kompensation der Störfelder. In der vorliegenden Arbeit wurde ein Referenzsystem aufgebaut, an dem die absoluten Übergangsfrequenzen mit verbesserter Genauigkeit ermittelt und der Einfluss externer Felder untersucht wurden. Auf dieser Basis können nun die Korrekturen vorgenommen werden.

Als Referenz für die Frequenzmessungen dient bislang ein Mikrowellenübergang. Verwendet man stattdessen einen optischen Übergang, so wird die Zeit in kleinere Abschnitte unterteilt und somit die Unsicherheit reduziert. Diese optischen Uhren aus neutralen Atomen haben bislang den Nachteil, dass die Messung destruktiv

erfolgt. Durch die erneute Präparation steht die Uhr nur einen Bruchteil der Zeit zur Verfügung. Hier wurde ein Konzept erarbeitet, das den Betrieb einer kontinuierlichen optischen Uhr ermöglichen soll. Die erste Stufe der Präparation eines Ensembles ultrakalter Atome konnte bereits demonstriert werden. Im weiteren Verlauf ist eine zweite Präparationsstufe, sowie eine Spektroskopie erforderlich. Letztendlich ist die Anbindung des bestehenden Frequenzkamms geplant, um die erhöhte Genauigkeit auch auf andere Frequenzbereiche zu übertragen.

Die erzielten Erkenntnisse tragen zur Weiterentwicklung der Quantentechnologien bei. Einerseits bieten sie die Perspektive Quanteninformationsverarbeitung mit hybriden Systemen aus Supraleitern und ultrakalten Atomen durchzuführen. Dabei kann die optische Schnittstelle mehrere derartige Systeme auch über große Entfernungen miteinander verknüpfen und so die Vision eines Quanten-Internets wahr werden lassen. Optische Uhren werden in absehbarer Zeit die Cäsium-Uhren zur Definition der Sekunde ablösen. Ihre hohe Sensitivität lässt neue Anwendungen in der Metrologie, Geodäsie oder auch Astronomie erwarten.

Literatur

- [1] Angaben von Janis Reseach Company. Diese basieren auf Messungen von K.H. Lee, University of Oxford.
- [2] Janis bewirbt das ST-500 System mit Schwingungsspektren, die von B. B. Goldberg und M. S. Unlu, Departments of Physics, ECE and Photonics Center, Boston University gemessen wurden.
- [3] T. Y. Abi-Salloum. „Electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting: Two similar but distinct phenomena in two categories of three-level atomic systems“. In: *Physical Review A* 81.5 (Mai 2010). doi: 10.1103/physreva.81.053836.
- [4] T. Akatsuka et al. „30-km-long optical fiber link at 1397 nm for frequency comparison between distant strontium optical lattice clocks“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 53.3 (Feb. 2014), S. 032801. doi: 10.7567/jjap.53.032801.
- [5] D. Allan. „Statistics of atomic frequency standards“. In: *Proceedings of the IEEE* 54.2 (1966), S. 221–230. doi: 10.1109/proc.1966.4634.
- [6] American Iron and Steel Institute. *Welding of stainless steels and other joining methods*. A designers' handbook series N°9002.
- [7] M. H. Anderson et al. „Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor“. In: *Science* 269.5221 (Juli 1995), S. 198–201. doi: 10.1126/science.269.5221.198.
- [8] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg und F. Marquardt. „Cavity optomechanics“. In: *Reviews of Modern Physics* 86.4 (Dez. 2014), S. 1391–1452. doi: 10.1103/revmodphys.86.1391.
- [9] S. H. Autler und C. H. Townes. „Stark Effect in Rapidly Varying Fields“. In: *Physical Review* 100.2 (Okt. 1955), S. 703–722. doi: 10.1103/physrev.100.703.
- [10] X. Baillard et al. „Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers“. In: *Optics Communications* 266.2 (Okt. 2006), S. 609–613. doi: 10.1016/j.optcom.2006.05.011.
- [11] K. L. Baker. „Least-squares wave-front reconstruction of Shack-Hartmann sensors and shearing interferometers using multigrid techniques“. In: *Review of Scientific Instruments* 76.5 (2005), S. 053502. doi: 10.1063/1.1896622.
- [12] G. Balasubramanian et al. „Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond“. In: *Nature Materials* 8.5 (Apr. 2009), S. 383–387. doi: 10.1038/nmat2420.
- [13] D. E. Baldwin. „End-loss processes from mirror machines“. In: *Rev. Mod. Phys.* 49 (2 Apr. 1977), S. 317–339. doi: 10.1103/RevModPhys.49.317.

- [14] N. Bar-Gill et al. „Solid-state electronic spin coherence time approaching one second“. In: *Nature Communications* 4 (Apr. 2013), S. 1743. doi: 10.1038/ncomms2771.
- [15] P. Baranowski et al. „Testing and design of a lens system for atom trapping and fluorescence detection“. In: *ArXiv Physics e-prints* (Dez. 2004). arXiv: physics/0412126.
- [16] J. Bardeen, G. Rickayzen und L. Tewordt. „Theory of the Thermal Conductivity of Superconductors“. In: *Physical Review* 113.4 (Feb. 1959), S. 982–994. doi: 10.1103/physrev.113.982.
- [17] S. C. Bell et al. „A slow atom source using a collimated effusive oven and a single-layer variable pitch coil Zeeman slower“. In: *Review of Scientific Instruments* 81.1 (Jan. 2010), S. 013105. doi: 10.1063/1.3276712.
- [18] T. Bergeman, G. Erez und H. J. Metcalf. „Magnetostatic trapping fields for neutral atoms“. In: *Physical Review A* 35 (4 Feb. 1987), S. 1535–1546. doi: 10.1103/PhysRevA.35.1535.
- [19] S. Bernon et al. „Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip“. In: *Nature Communications* 4 (Aug. 2013). doi: 10.1038/ncomms3380.
- [20] I. I. Beterov et al. „Quasiclassical calculations of blackbody-radiation-induced depopulation rates and effective lifetimes of Rydberg nS, nP , and nD alkali-metal atoms with $n \leq 80$ “. In: *Physical Review A* 79.5 (Mai 2009). doi: 10.1103/physreva.79.052504.
- [21] R. Blatt und D. Wineland. „Entangled states of trapped atomic ions“. In: *Nature* 453.7198 (Juni 2008), S. 1008–1015. doi: 10.1038/nature07125.
- [22] S. Blatt et al. „New Limits on Coupling of Fundamental Constants to Gravity Using ^{87}Sr Optical Lattice Clocks“. In: *Physical Review Letters* 100.14 (Apr. 2008). doi: 10.1103/physrevlett.100.140801.
- [23] D. B. Branden et al. „Radiative lifetime measurements of rubidium Rydberg states“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 43.1 (Dez. 2009), S. 015002. doi: 10.1088/0953-4075/43/1/015002.
- [24] G. D. Brittles et al. „Microstructural Properties and Magnetic Testing of Spot-Welded Joints Between Nb–Ti Filaments“. In: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 26.3 (Apr. 2016), S. 1–4. doi: 10.1109/tasc.2016.2529290.
- [25] G. D. Brittles et al. „Persistent current joints between technological superconductors“. In: *Superconductor Science and Technology* 28.9 (Aug. 2015), S. 093001. doi: 10.1088/0953-2048/28/9/093001.
- [26] K. R. Brown, J. Kim und C. Monroe. „Co-designing a scalable quantum computer with trapped atomic ions“. In: *npj Quantum Information* 2.1 (Nov. 2016). doi: 10.1038/npjqi.2016.34.
- [27] W. Buckel und R. Kleiner. *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. Wiley-VCH, 2013. ISBN: 9783527411399.
- [28] Budzylek SCB. private communication. 2010.

- [29] S. L. Campbell et al. „A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock“. In: *Science* 358.6359 (Okt. 2017), S. 90–94. doi: 10.1126/science.aam5538.
- [30] D. Cano et al. „Impact of the Meissner effect on magnetic microtraps for neutral atoms near superconducting thin films“. In: *Physical Review A* 77.6 (Juni 2008). doi: 10.1103/physreva.77.063408.
- [31] K. Chan et al. „Adsorbate Electric Fields on a Cryogenic Atom Chip“. In: *Physical Review Letters* 112.2 (Jan. 2014). doi: 10.1103/physrevlett.112.026101.
- [32] P. Cheiney et al. „A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration“. In: *Review of Scientific Instruments* 82.6 (Juni 2011), S. 063115. doi: 10.1063/1.3600897.
- [33] L. Chen et al. „Vibration-induced elastic deformation of Fabry-Perot cavities“. In: *Physical Review A* 74.5 (Nov. 2006). doi: 10.1103/physreva.74.053801.
- [34] J. Chiaverini et al. „Realization of quantum error correction“. In: *Nature* 432.7017 (Dez. 2004), S. 602–605. doi: 10.1038/nature03074.
- [35] Y. Choi et al. „Scanner-Free and Wide-Field Endoscopic Imaging by Using a Single Multimode Optical Fiber“. In: *Physical Review Letters* 109 (20 Nov. 2012), S. 203901. doi: 10.1103/PhysRevLett.109.203901.
- [36] C. W. Chou et al. „Optical Clocks and Relativity“. In: *Science* 329.5999 (Sep. 2010), S. 1630–1633. doi: 10.1126/science.1192720.
- [37] J. I. Cirac und P. Zoller. „Quantum Computations with Cold Trapped Ions“. In: *Physical Review Letters* 74.20 (Mai 1995), S. 4091–4094. doi: 10.1103/physrevlett.74.4091.
- [38] D. Comparat und P. Pillet. „Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample [Invited]“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 27.6 (Juni 2010), A208. doi: 10.1364/josab.27.00a208.
- [39] Corning HPFS®7979, 7980, 8655 Fused Silica, Optical Materials Product Information. Corning Specialty Materials.
- [40] N. Daniilidis und H. Häffner. „Quantum Interfaces Between Atomic and Solid-State Systems“. In: *Annual Review of Condensed Matter Physics* 4.1 (Apr. 2013), S. 83–112. doi: 10.1146/annurev-conmatphys-030212-184253.
- [41] *Das neue Internationale Einheitensystem (SI)*. PTB-Infoblatt. Nov. 2017.
- [42] *Datenblatt SCHOTT N-BK 7®*. Advanced Optics, SCHOTT AG. Hattenbergstrasse 10, 55122 Mainz.
- [43] *Datenblätter zu den Klebstoffen EPO-TEK®H20E, H77, H72*. Epoxy Technology Inc.
- [44] K. B. Davis et al. „Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms“. In: *Physical Review Letters* 75.22 (Nov. 1995), S. 3969–3973. doi: 10.1103/physrevlett.75.3969.
- [45] C. Day. „Basics and applications of cryopumps“. In: *Proceedings of the 12th CERN Accelerator School*. Hrsg. von D. Brandt. CERN, 2007, S. 241–274. ISBN: 9789290832942. doi: 10.5170/cern-2007-003.241.

- [46] S. E. Demyanov et al. „Superconducting properties of ultra-pure niobium welded joints“. In: *Low Temperature Physics* 41.7 (Juli 2015), S. 522–527. doi: 10.1063/1.4927078.
- [47] S. J. Devitt, W. J. Munro und K. Nemoto. „Quantum error correction for beginners“. In: *Reports on Progress in Physics* 76.7 (Juni 2013), S. 076001. doi: 10.1088/0034-4885/76/7/076001.
- [48] M. H. Devoret und R. J. Schoelkopf. „Superconducting Circuits for Quantum Information: An Outlook“. In: *Science* 339.6124 (März 2013), S. 1169–1174. doi: 10.1126/science.1231930.
- [49] R. C. Dhuley, E. S. Bosque und S. W. V. Sciver. „Cryodeposition of nitrogen gas on a surface cooled by helium II“. In: *AIP Conference Proceedings* 1573.1 (2014), S. 626–632. doi: 10.1063/1.4860760. eprint: <http://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.4860760>.
- [50] L. DiCarlo et al. „Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor“. In: *Nature* 460.7252 (Juni 2009), S. 240–244. doi: 10.1038/nature08121.
- [51] G. J. Dick. „Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards“. In: *Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting*. 1987, S. 133–147.
- [52] G. J. Dick et al. „Local Oscillator Induced Degradation of Medium-Term Stability In Passive Atomic Frequency Standards“. In: *Proceedings of the 22nd Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting*. 1990, S. 487–508.
- [53] S. A. Diddams et al. „Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb“. In: *Physical Review Letters* 84.22 (Mai 2000), S. 5102–5105. doi: 10.1103/physrevlett.84.5102.
- [54] K. Dieckmann et al. „Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms“. In: *Physical Review A* 58.5 (Nov. 1998), S. 3891–3895. doi: 10.1103/physreva.58.3891.
- [55] D. P. DiVincenzo. „The Physical Implementation of Quantum Computation“. In: *Fortschritte der Physik* 48.9-11 (Sep. 2000), S. 771–783. doi: 10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<771::aid-prop771>3.0.co;2-e.
- [56] R. W. P. Drever et al. „Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator“. In: *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* 31.2 (Juni 1983), S. 97–105. doi: 10.1007/bf00702605.
- [57] S. Droste et al. „Optical-Frequency Transfer over a Single-Span 1840 km Fiber Link“. In: *Physical Review Letters* 111.11 (Sep. 2013). doi: 10.1103/physrevlett.111.110801.
- [58] S. Droste et al. „Characterization of a 450 km baseline GPS carrier-phase link using an optical fiber link“. In: *New Journal of Physics* 17.8 (Aug. 2015), S. 083044. doi: 10.1088/1367-2630/17/8/083044.

- [59] L.-M. Duan und C. Monroe. „Colloquium: Quantum networks with trapped ions“. In: *Reviews of Modern Physics* 82.2 (Apr. 2010), S. 1209–1224. doi: 10.1103/revmodphys.82.1209.
- [60] P. Dubé et al. „ $^{88}\text{Sr}^+$ single-ion optical clock with a stability approaching the quantum projection noise limit“. In: *Physical Review A* 92.4 (Okt. 2015). doi: 10.1103/physreva.92.042119.
- [61] R. Dumke. private communication.
- [62] R. Dumke et al. „Roadmap on quantum optical systems“. In: *Journal of Optics* 18.9 (Aug. 2016), S. 093001. doi: 10.1088/2040-8978/18/9/093001.
- [63] M. Duocastella und C. Arnold. „Bessel and annular beams for materials processing“. In: *Laser & Photonics Reviews* 6.5 (Jan. 2012), S. 607–621. doi: 10.1002/lpor.201100031.
- [64] J. Ekin. *Experimental Techniques for Low Temperature Measurements*. Oxford University Press, 11. Nov. 2006. 560 S. ISBN: 0198570546.
- [65] E. R. Eliel et al. „High resolution laser spectroscopy of low-lying p-states in Sr I and Ba I“. In: *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 311.1-2 (März 1983), S. 1–6. doi: 10.1007/bf01411600.
- [66] A. Fedorov et al. „Implementation of a Toffoli gate with superconducting circuits“. In: *Nature* 481.7380 (Dez. 2011), S. 170–172. doi: 10.1038/nature10713.
- [67] D. K. Finnemore, T. F. Stromberg und C. A. Swenson. „Superconducting Properties of High-Purity Niobium“. In: *Physical Review* 149.1 (Sep. 1966), S. 231–243. doi: 10.1103/physrev.149.231.
- [68] M. Fleischhauer, A. Imamoglu und J. P. Marangos. „Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media“. In: *Reviews of Modern Physics* 77.2 (Juli 2005), S. 633–673. doi: 10.1103/revmodphys.77.633.
- [69] R. Folman et al. „Microscopic Atom Optics: From Wires to an Atom Chip“. In: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Elsevier, 2002, S. 263–356. doi: 10.1016/s1049-250x(02)80011-8.
- [70] J. Fortagh et al. „Miniaturized magnetic guide for neutral atoms“. In: *Applied Physics B* 70.5 (Mai 2000), S. 701–708. doi: 10.1007/s003400050884.
- [71] J. Fortagh et al. „Miniaturized Wire Trap for Neutral Atoms“. In: *Physical Review Letters* 81.24 (Dez. 1998), S. 5310–5313. doi: 10.1103/physrevlett.81.5310.
- [72] J. Fortágh und C. Zimmermann. „Magnetic microtraps for ultracold atoms“. In: *Reviews of Modern Physics* 79.1 (Feb. 2007), S. 235–289. doi: 10.1103/revmodphys.79.235.
- [73] G. Gabrielse et al. „Thousandfold improvement in the measured antiproton mass“. In: *Physical Review Letters* 65.11 (Sep. 1990), S. 1317–1320. doi: 10.1103/physrevlett.65.1317.
- [74] T. F. Gallagher. *Rydberg Atoms (Cambridge Monographs on Atomic, Molecular and Chemical Physics)*. Cambridge University Press, 2005. ISBN: 9780521021661.

- [75] B. T. Gard et al. „Microwave-to-optical frequency conversion using a cesium atom coupled to a superconducting resonator“. In: *Physical Review A* 96.1 (Juli 2017). doi: 10.1103/physreva.96.013833.
- [76] S. Gigan et al. „Self-cooling of a micromirror by radiation pressure“. In: *Nature* 444.7115 (Nov. 2006), S. 67–70. doi: 10.1038/nature05273.
- [77] P. Gill. „When should we change the definition of the second?“ In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 369.1953 (Sep. 2011), S. 4109–4130. doi: 10.1098/rsta.2011.0237.
- [78] M. Gilowski et al. „Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms“. In: *Optics Communications* 280.2 (Dez. 2007), S. 443–447. doi: 10.1016/j.optcom.2007.08.043.
- [79] V. Giovannetti. „Quantum-Enhanced Measurements: Beating the Standard Quantum Limit“. In: *Science* 306.5700 (Nov. 2004), S. 1330–1336. doi: 10.1126/science.1104149.
- [80] R. Godun et al. „Frequency Ratio of Two Optical Clock Transitions in $^{171}\text{Yb}^+$ and Constraints on the Time Variation of Fundamental Constants“. In: *Physical Review Letters* 113.21 (Nov. 2014), S. 210801. doi: 10.1103/physrevlett.113.210801.
- [81] M. Greiner et al. „Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms“. In: *Nature* 415.6867 (Jan. 2002), S. 39–44. doi: 10.1038/415039a.
- [82] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov. „Optical Dipole Traps for Neutral Atoms“. In: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Elsevier, 2000, S. 95–170. doi: 10.1016/s1049-250x(08)60186-x.
- [83] J. Grimmel. „Controlling Rydberg atoms in external electric fields“. Diss. Wilhelmstr. 32, 72074 Tübingen: Universität Tübingen, 2018. doi: 10.15496/publikation-22988.
- [84] J. Grimmel et al. „Ionization spectra of highly Stark-shifted rubidium Rydberg states“. In: *Physical Review A* 96.1 (Juli 2017). doi: 10.1103/physreva.96.013427.
- [85] J. Grimmel et al. „Measurement and numerical calculation of Rubidium Rydberg Stark spectra“. In: *New Journal of Physics* 17.5 (2015), S. 053005. doi: 10.1088/1367-2630/17/5/053005.
- [86] C. Guerlin et al. „Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting“. In: *Nature* 448.7156 (Aug. 2007), S. 889–893. doi: 10.1038/nature06057.
- [87] A. Günther et al. „Combined chips for atom optics“. In: *Physical Review A* 71.6 (Juni 2005). doi: 10.1103/physreva.71.063619.
- [88] T. L. Gustavson et al. „Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers“. In: *Physical Review Letters* 88.2 (Dez. 2001). doi: 10.1103/physrevlett.88.020401.
- [89] M. Hafezi et al. „Atomic interface between microwave and optical photons“. In: *Physical Review A* 85.2 (Feb. 2012). doi: 10.1103/physreva.85.020302.

- [90] H. Häffner et al. „Robust entanglement“. In: *Applied Physics B* 81.2-3 (Juli 2005), S. 151–153. doi: 10.1007/s00340-005-1917-z.
- [91] *Handbuch Ultraschall-Löt-System*. MBR Electronics GmbH. Jonastrasse 8, CH-8636 Wald, 2008.
- [92] T. W. Hänsch. „Nobel Lecture: Passion for precision“. In: *Reviews of Modern Physics* 78.4 (Nov. 2006), S. 1297–1309. doi: 10.1103/revmodphys.78.1297.
- [93] W. Hänsel et al. „Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds“. In: *Physical Review Letters* 86.4 (Jan. 2001), S. 608–611. doi: 10.1103/physrevlett.86.608.
- [94] S. E. Harris, J. E. Field und A. Imamoglu. „Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency“. In: *Physical Review Letters* 64.10 (März 1990), S. 1107–1110. doi: 10.1103/physrevlett.64.1107.
- [95] S. E. Harris. „Electromagnetically Induced Transparency“. In: *Physics Today* 50.7 (Juli 1997), S. 36–42. doi: 10.1063/1.881806.
- [96] H. Hattermann et al. „Coupling ultracold atoms to a superconducting coplanar waveguide resonator“. In: *Nature Communications* 8.1 (Dez. 2017). doi: 10.1038/s41467-017-02439-7.
- [97] H. Hattermann et al. „Detrimental adsorbate fields in experiments with cold Rydberg gases near surfaces“. In: *Physical Review A* 86.2 (Aug. 2012). doi: 10.1103/physreva.86.022511.
- [98] C. J. Hawthorn, K. P. Weber und R. E. Scholten. „Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam“. In: *Review of Scientific Instruments* 72.12 (Dez. 2001), S. 4477–4479. doi: 10.1063/1.1419217.
- [99] R. Heidemann et al. „Evidence for Coherent Collective Rydberg Excitation in the Strong Blockade Regime“. In: *Physical Review Letters* 99.16 (Okt. 2007). doi: 10.1103/physrevlett.99.163601.
- [100] M. Heinzler, R. Kilgus und F. Näher. *Tabellenbuch Metall*. 41. Verlag Europa-Lehrmittel, 2002. ISBN: 3-8085-1721-2.
- [101] C.-Y. Huang et al. „Lens-free phase shifting imaging for cold atoms“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 31.1 (Dez. 2013), S. 87. doi: 10.1364/josab.31.000087.
- [102] C. Hufnagel, T. Mukai und F. Shimizu. „Stability of a superconductive atom chip with persistent current“. In: *Physical Review A* 79.5 (Mai 2009). doi: 10.1103/physreva.79.053641.
- [103] N. Huntemann et al. „Improved Limit on a Temporal Variation of m_p/m_e from Comparisons of Yb⁺ and Cs Atomic Clocks“. In: *Physical Review Letters* 113.21 (Nov. 2014), S. 210802. doi: 10.1103/physrevlett.113.210802.
- [104] N. Huntemann et al. „Single-Ion Atomic Clock with 3×10^{-18} Systematic Uncertainty“. In: *Physical Review Letters* 116.6 (Feb. 2016). doi: 10.1103/physrevlett.116.063001.
- [105] T. Ido und H. Katori. „Recoil-Free Spectroscopy of Neutral Sr Atoms in the Lamb-Dicke Regime“. In: *Physical Review Letters* 91.5 (Juli 2003). doi: 10.1103/physrevlett.91.053001.

- [106] Y. Ikushima et al. „Ultra-low-vibration pulse-tube cryocooler system – cooling capacity and vibration“. In: *Cryogenics* 48.9-10 (Sep. 2008), S. 406–412. doi: 10.1016/j.cryogenics.2008.04.001.
- [107] L. Isenhower et al. „Demonstration of a Neutral Atom Controlled-NOT Quantum Gate“. In: *Physical Review Letters* 104.1 (Jan. 2010). doi: 10.1103/physrevlett.104.010503.
- [108] F. Jelezko und J. Wrachtrup. „Single defect centres in diamond: A review“. In: *physica status solidi (a)* 203.13 (Okt. 2006), S. 3207–3225. doi: 10.1002/pssa.200671403.
- [109] F. Jessen et al. „Trapping of ultracold atoms in a $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator“. In: *Applied Physics B* 116.3 (Dez. 2013), S. 665–671. ISSN: 0946-2171. doi: 10.1007/s00340-013-5750-5.
- [110] M. A. Joffe et al. „Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 10.12 (Dez. 1993), S. 2257. doi: 10.1364/josab.10.002257.
- [111] L. A. M. Johnson et al. „Absolute frequency measurements of $85\text{Rb}nF7/2\text{Rydberg}$ states using purely optical detection“. In: *New Journal of Physics* 12.6 (Juni 2010), S. 063028. doi: 10.1088/1367-2630/12/6/063028.
- [112] *Joint CCM and CCU roadmap for the adoption of the revision of the International System of Units*. Bureau International des Poids et Mesures. 2018.
- [113] L. A. Jones, J. D. Carter und J. D. D. Martin. „Rydberg atoms with a reduced sensitivity to dc and low-frequency electric fields“. In: *Physical Review A* 87.2 (Feb. 2013). doi: 10.1103/physreva.87.023423.
- [114] K. Jousten, Hrsg. *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. 11. Aufl. Vieweg+Teubner, 2013. ISBN: 9783834817457.
- [115] M. Kaiser et al. „Observation of the motional Stark shift in low magnetic fields“. In: *Physical Review A* 96 (4 Okt. 2017), S. 043401. doi: 10.1103/PhysRevA.96.043401.
- [116] F. Karlewski. „Optische Detektion von Rydbergpopulationen und Kohärenzen“. Diss. Wilhelmstr. 32, 72074 Tübingen: Universität Tübingen, 2015. doi: 10.15496/publikation-6044.
- [117] H. Katori et al. „Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature“. In: *Physical Review Letters* 82.6 (Feb. 1999), S. 1116–1119. doi: 10.1103/physrevlett.82.1116.
- [118] H. Katori et al. „Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap“. In: *Physical Review Letters* 91.17 (Okt. 2003). doi: 10.1103/physrevlett.91.173005.
- [119] A. Kawasaki et al. „Two-color magneto-optical trap with small magnetic field for ytterbium“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 48.15 (Juni 2015), S. 155302. doi: 10.1088/0953-4075/48/15/155302.
- [120] G. A. Kazakov et al. „Performance of a ^{229}Th solid-state nuclear clock“. In: *New Journal of Physics* 14.8 (Aug. 2012), S. 083019. doi: 10.1088/1367-2630/14/8/083019.

- [121] M. Kiffner et al. „Two-way interconversion of millimeter-wave and optical fields in Rydberg gases“. In: *New Journal of Physics* 18.9 (Sep. 2016), S. 093030. doi: 10.1088/1367-2630/18/9/093030.
- [122] Z. Kim et al. „Decoupling a Cooper-Pair Box to Enhance the Lifetime to 0.2 ms“. In: *Physical Review Letters* 106.12 (März 2011). doi: 10.1103/physrevlett.106.120501.
- [123] H. J. Kimble. „The quantum internet“. In: *Nature* 453.7198 (Juni 2008), S. 1023–1030. doi: 10.1038/nature07127.
- [124] M. Knufinke. „Aufbau und Entwicklung von Experimenten an Supraleiter-Atom-Hybridssystemen“. Diss. Wilhelmstr. 32, 72074 Tübingen: Universität Tübingen, 2013.
- [125] C. Langer et al. „Long-Lived Qubit Memory Using Atomic Ions“. In: *Physical Review Letters* 95.6 (Aug. 2005). doi: 10.1103/physrevlett.95.060502.
- [126] J. Lee et al. „Core-shell magneto-optical trap for alkaline-earth-metal-like atoms“. In: *Physical Review A* 91.5 (Mai 2015). doi: 10.1103/physreva.91.053405.
- [127] T. Legero et al. „Ultracold ^{88}Sr atoms for an optical lattice clock“. In: *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*. IEEE, Mai 2007. doi: 10.1109/freq.2007.4319045.
- [128] I. D. Leroux et al. „On-line estimation of local oscillator noise and optimisation of servo parameters in atomic clocks“. In: *Metrologia* 54.3 (Apr. 2017), S. 307–321. doi: 10.1088/1681-7575/aa66e9.
- [129] F. M. Levinton. „The motional Stark effect: Overview and future development (invited)“. In: *Review of Scientific Instruments* 70.1 (Jan. 1999), S. 810–814. doi: 10.1063/1.1149316.
- [130] F. M. Levinton et al. „Magnetic field pitch-angle measurements in the PBX-M tokamak using the motional Stark effect“. In: *Physical Review Letters* 63.19 (Nov. 1989), S. 2060–2063. doi: 10.1103/physrevlett.63.2060.
- [131] J. Li et al. „Wave-front reconstruction with Hartmann–Shack sensor using a phase-retrieval method“. In: *Optics Communications* 336 (2015). Supplement C, S. 127–133. ISSN: 0030-4018. doi: 10.1016/j.optcom.2014.09.086.
- [132] W. Li et al. „Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns, np, and nd series“. In: *Physical Review A* 67.5 (Mai 2003). doi: 10.1103/physreva.67.052502.
- [133] Y.-J. Lin et al. „Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential“. In: *Physical Review A* 79.6 (Juni 2009). doi: 10.1103/physreva.79.063631.
- [134] „NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69“. In: Hrsg. von P. Linstrom und W. Mallard. Gaithersburg MD, 20899: National Institute of Standards and Technology, 2017. Kap. Infrared Spectra. doi: 10.18434/T4D303.
- [135] C. Lisdat et al. „A clock network for geodesy and fundamental science“. In: *Nature Communications* 7 (Aug. 2016), S. 12443. doi: 10.1038/ncomms12443.

- [136] F. Lison et al. „High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam“. In: *Physical Review A* 61.1 (Dez. 1999). doi: 10.1103/physreva.61.013405.
- [137] I. C. M. Littler et al. „Velocity control and cooling of an atomic beam using a modeless laser“. In: *Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters* 18.4 (Dez. 1991), S. 307–308. doi: 10.1007/bf01426590.
- [138] R. Löw et al. „An experimental and theoretical guide to strongly interacting Rydberg gases“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 45.11 (Mai 2012), S. 113001. doi: 10.1088/0953-4075/45/11/113001.
- [139] A. D. Ludlow et al. „Optical atomic clocks“. In: *Reviews of Modern Physics* 87.2 (Juni 2015), S. 637–701. doi: 10.1103/revmodphys.87.637.
- [140] M. D. Lukin et al. „Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles“. In: *Physical Review Letters* 87.3 (Juni 2001). doi: 10.1103/physrevlett.87.037901.
- [141] M. Mack. „Optische Messungen der Struktur von Rydbergatomen und deren Lebensdauern“. Diss. Wilhelmstr. 32, 72074 Tübingen: Universität Tübingen, 2016. doi: 10.15496/publikation-11204.
- [142] M. Mack et al. „All-optical measurement of Rydberg-state lifetimes“. In: *Physical Review A* 92.1 (Juli 2015). doi: 10.1103/physreva.92.012517.
- [143] M. Mack et al. „Measurement of absolute transition frequencies of ^{87}Rb to $n\text{S}$ and $n\text{D}$ Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency“. In: *Physical Review A* 83.5 (Mai 2011). doi: 10.1103/physreva.83.052515.
- [144] J. Majer et al. „Coupling superconducting qubits via a cavity bus“. In: *Nature* 449.7161 (Sep. 2007), S. 443–447. doi: 10.1038/nature06184.
- [145] *Manual Microscopy Cryostat ST-500*. Janis Research Company.
- [146] M. Marinescu, H. R. Sadeghpour und A. Dalgarno. „Dispersion coefficients for alkali-metal dimers“. In: *Physical Review A* 49.2 (Feb. 1994), S. 982–988. doi: 10.1103/physreva.49.982.
- [147] E. D. Marquardt, J. P. Le und R. Radebaugh. „Cryogenic Material Properties Database“. In: *Cryocoolers 11*. Kluwer Academic Publishers, 2000, S. 681–687. doi: 10.1007/0-306-47112-4_84.
- [148] A. Al-Masoudi et al. „Noise and instability of an optical lattice clock“. In: *Physical Review A* 92.6 (Dez. 2015). doi: 10.1103/physreva.92.063814.
- [149] P. C. Maurer et al. „Room-Temperature Quantum Bit Memory Exceeding One Second“. In: *Science* 336.6086 (Juni 2012), S. 1283–1286. doi: 10.1126/science.1220513.
- [150] D. McGloin und K. Dholakia. „Bessel beams: Diffraction in a new light“. In: *Contemporary Physics* 46.1 (Jan. 2005), S. 15–28. doi: 10.1080/0010751042000275259.
- [151] J. H. McLeod. „The Axicon: A New Type of Optical Element“. In: *Journal of the Optical Society of America* 44.8 (Aug. 1954), S. 592. doi: 10.1364/josa.44.000592.

- [152] W. Meissner und R. Ochsenfeld. „Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit“. In: *Die Naturwissenschaften* 21.44 (Nov. 1933), S. 787–788. doi: 10.1007/bf01504252.
- [153] S. Minniberger et al. „Magnetic conveyor belt transport of ultracold atoms to a superconducting atomchip“. In: *Applied Physics B* 116.4 (März 2014), S. 1017–1021. doi: 10.1007/s00340-014-5790-5.
- [154] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson und C. S. Adams. „Coherent Optical Detection of Highly Excited Rydberg States Using Electromagnetically Induced Transparency“. In: *Physical Review Letters* 98.11 (März 2007). doi: 10.1103/physrevlett.98.113003.
- [155] R. Moir und R. Post. „Yin-yang minimum- $|B|$ magnetic-field coil“. In: *Nuclear Fusion* 9.3 (1969), S. 243. doi: 10.1088/0029-5515/9/3/009.
- [156] P. A. Molenaar et al. „Diagnostic technique for Zeeman-compensated atomic beam slowing: Technique and results“. In: *Physical Review A* 55.1 (Jan. 1997), S. 605–614. doi: 10.1103/physreva.55.605.
- [157] C. Monroe und J. Kim. „Scaling the Ion Trap Quantum Processor“. In: *Science* 339.6124 (März 2013), S. 1164–1169. doi: 10.1126/science.1231298.
- [158] T. Monz et al. „Realization of the Quantum Toffoli Gate with Trapped Ions“. In: *Physical Review Letters* 102.4 (Jan. 2009). doi: 10.1103/physrevlett.102.040501.
- [159] K. Mori und C. J. Hailey. „Atomic Calculation for the Atmospheres of Strongly Magnetized Neutron Stars“. In: *The Astrophysical Journal* 564.2 (Jan. 2002), S. 914–929. doi: 10.1086/323985.
- [160] T. Mukai et al. „Persistent Supercurrent Atom Chip“. In: *Physical Review Letters* 98.26 (Juni 2007). doi: 10.1103/physrevlett.98.260407.
- [161] C. J. Myatt et al. „Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling“. In: *Physical Review Letters* 78.4 (Jan. 1997), S. 586–589. doi: 10.1103/physrevlett.78.586.
- [162] M. A. Naides et al. „Trapping ultracold gases near cryogenic materials with rapid reconfigurability“. In: *Applied Physics Letters* 103.25 (Dez. 2013), S. 251112. doi: 10.1063/1.4852017.
- [163] T. Nazarova, F. Riehle und U. Sterr. „Vibration-insensitive reference cavity for an ultra-narrow-linewidth laser“. In: *Applied Physics B* 83.4 (Mai 2006), S. 531–536. doi: 10.1007/s00340-006-2225-y.
- [164] R. Ng et al. *Light Field Photography with a Hand-held Plenoptic Camera*. Techn. Ber. Stanford Tech Report, 2005.
- [165] T. Nirrengarten et al. „Realization of a Superconducting Atom Chip“. In: *Physical Review Letters* 97.20 (Nov. 2006). doi: 10.1103/physrevlett.97.200405.
- [166] K. Numata, A. Kemery und J. Camp. „Thermal-Noise Limit in the Frequency Stabilization of Lasers with Rigid Cavities“. In: *Physical Review Letters* 93.25 (Dez. 2004). doi: 10.1103/physrevlett.93.250602.

- [167] A. D. O'Connell et al. „Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator“. In: *Nature* 464.7289 (März 2010), S. 697–703. doi: 10.1038/nature08967.
- [168] B. Ohayon und G. Ron. „Investigation of different magnetic field configurations using an electrical, modular Zeeman slower“. In: *Review of Scientific Instruments* 86.10 (Okt. 2015), S. 103110. doi: 10.1063/1.4934248.
- [169] *Operating Instructions NEX Torr®D200-5 pump*. SAES Getters S.p.A. Italy, Mai 2015.
- [170] Oxford Instruments. private communication. 2013.
- [171] D. Paredes-Barato und C. S. Adams. „All-Optical Quantum Information Processing Using Rydberg Gates“. In: *Physical Review Letters* 112.4 (Jan. 2014). doi: 10.1103/physrevlett.112.040501.
- [172] K. R. Patton und U. R. Fischer. „Hybrid of superconducting quantum interference device and atomic Bose-Einstein condensate: An architecture for quantum information processing“. In: *Physical Review A* 87.5 (Mai 2013). doi: 10.1103/physreva.87.052303.
- [173] G. G. Pavlov und P. Meszaros. „Finite-Velocity Effects on Atoms in Strong Magnetic Fields and Implications for Neutron Star Atmospheres“. In: *The Astrophysical Journal* 416 (Okt. 1993), S. 752. doi: 10.1086/173274.
- [174] M. Pawlak, N. Moiseyev und H. R. Sadeghpour. „Highly excited Rydberg states of a rubidium atom: Theory versus experiments“. In: *Physical Review A* 89.4 (Apr. 2014). doi: 10.1103/physreva.89.042506.
- [175] E. Peik und C. Tamm. „Nuclear laser spectroscopy of the 3.5 eV transition in Th-229“. In: *Europhysics Letters (EPL)* 61.2 (Jan. 2003), S. 181–186. doi: 10.1209/epl/i2003-00210-x.
- [176] D. Petrosyan. „Towards deterministic optical quantum computation with coherently driven atomic ensembles“. In: *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* 7.7 (Juni 2005), S141–S151. doi: 10.1088/1464-4266/7/7/003.
- [177] D. Petrosyan und M. Fleischhauer. „Quantum Information Processing with Single Photons and Atomic Ensembles in Microwave Coplanar Waveguide Resonators“. In: *Physical Review Letters* 100.17 (Apr. 2008). doi: 10.1103/physrevlett.100.170501.
- [178] D. Petrosyan et al. „Reversible state transfer between superconducting qubits and atomic ensembles“. In: *Physical Review A* 79.4 (Apr. 2009). doi: 10.1103/physreva.79.040304.
- [179] W. D. Phillips. „Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms“. In: *Reviews of Modern Physics* 70.3 (Juli 1998), S. 721–741. doi: 10.1103/revmodphys.70.721.
- [180] W. D. Phillips und H. Metcalf. „Laser Deceleration of an Atomic Beam“. In: *Physical Review Letters* 48.9 (März 1982), S. 596–599. doi: 10.1103/physrevlett.48.596.
- [181] *Photographic Lenses*. MIL STD-150A:1959. US Department of Defence.

- [182] N. Poli et al. „Cooling and trapping of ultracold strontium isotopic mixtures“. In: *Physical Review A* 71.6 (Juni 2005). doi: 10.1103/physreva.71.061403.
- [183] P. Rabl et al. „Hybrid Quantum Processors: Molecular Ensembles as Quantum Memory for Solid State Circuits“. In: *Physical Review Letters* 97.3 (Juli 2006). doi: 10.1103/physrevlett.97.033003.
- [184] J. M. Raimond, M. Brune und S. Haroche. „Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity“. In: *Reviews of Modern Physics* 73.3 (Aug. 2001), S. 565–582. doi: 10.1103/revmodphys.73.565.
- [185] J. Reichert et al. „Phase Coherent Vacuum-Ultraviolet to Radio Frequency Comparison with a Mode-Locked Laser“. In: *Physical Review Letters* 84.15 (Apr. 2000), S. 3232–3235. doi: 10.1103/physrevlett.84.3232.
- [186] S. Riabzev et al. „Vibration generation in a pulse tube refrigerator“. In: *Cryogenics* 49.1 (Jan. 2009), S. 1–6. doi: 10.1016/j.cryogenics.2008.08.002.
- [187] L. Ricci et al. „A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics“. In: *Optics Communications* 117.5-6 (Juni 1995). littrow laser design, S. 541–549. doi: 10.1016/0030-4018(95)00146-y.
- [188] S. Ritter et al. „An elementary quantum network of single atoms in optical cavities“. In: *Nature* 484.7393 (Apr. 2012), S. 195–200. doi: 10.1038/nature11023.
- [189] K. W. Rogers. *Experimental investigations on solid nitrogen formed by cryopumping*. Techn. Ber. CR-553. National Aeronautics und Space Administration (NASA), Aug. 1966.
- [190] D. Rule, D. Smith und L. Sparks. „Thermal conductivity of polypyromellitimide film with alumina filler particles from 4.2 to 300 K“. In: *Cryogenics* 36.4 (Apr. 1996), S. 283–290. doi: 10.1016/0011-2275(96)88788-1.
- [191] M. Saffman, T. G. Walker und K. Mølmer. „Quantum information with Rydberg atoms“. In: *Reviews of Modern Physics* 82.3 (Aug. 2010), S. 2313–2363. doi: 10.1103/revmodphys.82.2313.
- [192] A. Sanayei et al. „Quasiclassical quantum defect theory and the spectrum of highly excited rubidium atoms“. In: *Physical Review A* 91.3 (März 2015). doi: 10.1103/physreva.91.032509.
- [193] C. J. Sansonetti und K.-H. Weber. „High-precision measurements of Doppler-free two-photon transitions in Rb: new values for proposed dye-laser reference wavelengths“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 2.9 (Sep. 1985), S. 1385. doi: 10.1364/josab.2.001385.
- [194] J. E. Sansonetti und G. Nave. „Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectrum of Neutral Strontium (SrI)“. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 39.3 (Sep. 2010), S. 033103. doi: 10.1063/1.3449176.
- [195] R. Scharf und T. Middelman. „Paradigmenwechsel im Internationalen Einheitensystem (SI)“. In: *PTB-Mitteilungen* (2016), S. 5–15. doi: 10.7795/310.20160201.
- [196] F. Schmidt-Kaler et al. „Realization of the Cirac–Zoller controlled-NOT quantum gate“. In: *Nature* 422.6930 (März 2003), S. 408–411. doi: 10.1038/nature01494.

- [197] R. J. Schoelkopf und S. M. Girvin. „Wiring up quantum systems“. In: *Nature* 451.7179 (Feb. 2008), S. 664–669. doi: 10.1038/451664a.
- [198] Y. Shi. „Both Toffoli and Controlled-NOT need little help to do universal quantum computing“. In: *Quantum Information and Computation* 3.1 (Jan. 2003), S. 84–92. issn: 1533-7146.
- [199] P. W. Shor. „Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory“. In: *Physical Review A* 52.4 (Okt. 1995), R2493–R2496. doi: 10.1103/physreva.52.r2493.
- [200] J. P. Sobol und S. Wu. „Imaging cold atoms with shot-noise and diffraction limited holography“. In: *New Journal of Physics* 16.9 (2014), S. 093064. doi: 10.1088/1367-2630/16/9/093064.
- [201] F. Sorrentino et al. „Laser cooling and trapping of atomic strontium for ultracold atoms physics, high-precision spectroscopy and quantum sensors“. In: *Modern Physics Letters B* 20.21 (Sep. 2006), S. 1287–1320. doi: 10.1142/s0217984906011682.
- [202] A. M. Steane. „Error Correcting Codes in Quantum Theory“. In: *Physical Review Letters* 77.5 (Juli 1996), S. 793–797. doi: 10.1103/physrevlett.77.793.
- [203] A. Steane und D. Lucas. „Quantum Computing with Trapped Ions, Atoms and Light“. In: *Fortschritte der Physik* 48.9-11 (Sep. 2000), S. 839–858. doi: 10.1002/1521-3978(200009)48:9/11<839::aid-prop839>3.0.co;2-v.
- [204] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. Aug. 2010.
- [205] M. Stecker et al. „A high resolution ion microscope for cold atoms“. In: *New Journal of Physics* 19.4 (Apr. 2017), S. 043020. doi: 10.1088/1367-2630/aa6741.
- [206] S. Stellmer und F. Schreck. „Reservoir spectroscopy of $5s5p^3P_2-5snd^3D_{1,2,3}$ transitions in strontium“. In: *Physical Review A* 90.2 (Aug. 2014). doi: 10.1103/physreva.90.022512.
- [207] J. Stenger et al. „50 Jahre atomare Definition der Sekunde; 50 Years of the Atomic Definition of the Second“. In: *PTB-Mitteilungen* 127.3 (2017). issn: 0030-834X. doi: 10.7795/310.20170399.
- [208] B. P. Stoicheff und E. Weinberger. „Doppler-free two-photon absorption spectrum of rubidium“. In: *Canadian Journal of Physics* 57.12 (Dez. 1979), S. 2143–2154. doi: 10.1139/p79-293.
- [209] *Sur la révision du Système international d’unités (Projet de résolution A)*. 26^e réunion de la conférence générale des poids et mesures (CGPM).
- [210] M. Takamoto et al. „An optical lattice clock“. In: *Nature* 435.7040 (Mai 2005), S. 321–324. doi: 10.1038/nature03541.
- [211] T. Takano, R. Mizushima und H. Katori. „Precise determination of the isotope shift of $^{88}\text{Sr}-^{87}\text{Sr}$ optical lattice clock by sharing perturbations“. In: *Applied Physics Express* 10.7 (Juni 2017), S. 072801. doi: 10.7567/apex.10.072801.
- [212] T. Takano et al. „Geopotential measurements with synchronously linked optical lattice clocks“. In: *Nature Photonics* 10.10 (Aug. 2016), S. 662–666. doi: 10.1038/nphoton.2016.159.

- [213] A. Tauschinsky et al. „Measurement of ^{87}Rb Rydberg-state hyperfine splitting in a room-temperature vapor cell“. In: *Physical Review A* 87.4 (Apr. 2013). doi: 10.1103/physreva.87.042522.
- [214] A. Tauschinsky et al. „Spatially resolved excitation of Rydberg atoms and surface effects on an atom chip“. In: *Physical Review A* 81.6 (Juni 2010). doi: 10.1103/physreva.81.063411.
- [215] J. D. Teufel et al. „Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state“. In: *Nature* 475.7356 (Juli 2011), S. 359–363. doi: 10.1038/nature10261.
- [216] J. Thielking et al. „Laser spectroscopic characterization of the nuclear-clock isomer $^{229\text{m}}\text{Th}$ “. In: *Nature* 556.7701 (Apr. 2018), S. 321–325. doi: 10.1038/s41586-018-0011-8.
- [217] D. Tong et al. „Local Blockade of Rydberg Excitation in an Ultracold Gas“. In: *Physical Review Letters* 93.6 (Aug. 2004). doi: 10.1103/physrevlett.93.063001.
- [218] P. Treutlein et al. „Coherence in Microchip Traps“. In: *Physical Review Letters* 92.20 (Mai 2004). doi: 10.1103/physrevlett.92.203005.
- [219] P. Treutlein et al. „Hybrid Mechanical Systems“. In: *Cavity Optomechanics*. Springer Berlin Heidelberg, 2014, S. 327–351. doi: 10.1007/978-3-642-55312-7_14.
- [220] Triton²⁰⁰ Cryofree®UHV Dilution Refrigerator. Oxford Instruments NanoScience. Tubney Woods, Abingdon, Oxon, OX13 5QX, England, 2010.
- [221] J. C. Turnbull. „Barium, strontium, and calcium as getters in electron tubes“. In: *Journal of Vacuum Science and Technology* 14.1 (Jan. 1977), S. 636–639. doi: 10.1116/1.569166.
- [222] T. Udem, R. Holzwarth und T. W. Hänsch. „Optical frequency metrology“. In: *Nature* 416.6877 (März 2002), S. 233–237. doi: 10.1038/416233a.
- [223] T. Udem et al. „Absolute Optical Frequency Measurement of the Caesium D1 Line with a Mode-Locked Laser“. In: *Physical Review Letters* 82.18 (Mai 1999), S. 3568–3571. doi: 10.1103/physrevlett.82.3568.
- [224] K. Uhlig. „“Dry” dilution refrigerator with pulse-tube precooling“. In: *Cryogenics* 44.1 (Jan. 2004), S. 53–57. doi: 10.1016/j.cryogenics.2003.07.007.
- [225] E. Urban et al. „Observation of Rydberg blockade between two atoms“. In: *Nature Physics* 5.2 (Jan. 2009), S. 110–114. doi: 10.1038/nphys1178.
- [226] I. Ushijima et al. „Cryogenic optical lattice clocks“. In: *Nature Photonics* 9.3 (Feb. 2015), S. 185–189. doi: 10.1038/nphoton.2015.5.
- [227] J.-P. Uzan. „Varying Constants, Gravitation and Cosmology“. In: *Living Reviews in Relativity* 14.1 (März 2011). doi: 10.12942/lrr-2011-2.
- [228] P. Vergien. „ $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat zur Kopplung ultrakalter Atome und supraleitender Strukturen: Konzeption und Herstellung des supraleitenden Spulensystems“. Diss. Wilhelmstr. 32, 72074 Tübingen: Universität Tübingen, 2014.

- [229] K. R. Vogel et al. „Experiments with strontium in a vapor cell magneto-optic trap“. In: *Methods for Ultrasensitive Detection*. Hrsg. von B. L. Fearey. SPIE, Mai 1998. doi: 10.1117/12.308365.
- [230] A. Vorozcovs et al. „Measurements of temperature scaling laws in an optically dense magneto-optical trap“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 22.5 (Mai 2005), S. 943. doi: 10.1364/josab.22.000943.
- [231] C. Wang und J. G. Hartnett. „A vibration free cryostat using pulse tube cryocooler“. In: *Cryogenics* 50.5 (Mai 2010), S. 336–341. doi: 10.1016/j.cryogenics.2010.01.003.
- [232] F. E. Washer und F. W. Rosberry. „New Resolving Power Test Chart“. In: *Journal of the Optical Society of America* 41.9 (Sep. 1951), S. 597. doi: 10.1364/josa.41.000597.
- [233] P. Weiss et al. „Sensitivity of Ultracold Atoms to Quantized Flux in a Superconducting Ring“. In: *Physical Review Letters* 114.11 (März 2015). doi: 10.1103/physrevlett.114.113003.
- [234] L. von der Wense et al. „Direct detection of the ^{229}Th nuclear clock transition“. In: *Nature* 533.7601 (Mai 2016), S. 47–51. doi: 10.1038/nature17669.
- [235] C. I. Westbrook et al. „Localization of atoms in a three-dimensional standing wave“. In: *Physical Review Letters* 65.1 (Juli 1990), S. 33–36. doi: 10.1103/physrevlett.65.33.
- [236] C. E. Wieman, D. E. Pritchard und D. J. Wineland. „Atom cooling, trapping, and quantum manipulation“. In: *Reviews of Modern Physics* 71.2 (März 1999), S253–S262. doi: 10.1103/revmodphys.71.s253.
- [237] D. Wineland et al. „Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions“. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 103.3 (Mai 1998), S. 259. doi: 10.6028/jres.103.019.
- [238] Z.-L. Xiang et al. „Hybrid quantum circuits: Superconducting circuits interacting with other quantum systems“. In: *Reviews of Modern Physics* 85.2 (Apr. 2013), S. 623–653. doi: 10.1103/revmodphys.85.623.
- [239] X. Xu et al. „Cooling and trapping of atomic strontium“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 20.5 (Mai 2003), S. 968. doi: 10.1364/josab.20.000968.
- [240] K. Yamanaka et al. „Frequency Ratio of ^{199}Hg and ^{87}Sr Optical Lattice Clocks beyond the SI Limit“. In: *Physical Review Letters* 114.23 (Juni 2015). doi: 10.1103/physrevlett.114.230801.
- [241] M. Yasuda und H. Katori. „Lifetime Measurement of the $^3\text{P}_2$ Metastable State of Strontium Atoms“. In: *Physical Review Letters* 92.15 (Apr. 2004). doi: 10.1103/physrevlett.92.153004.
- [242] J. Q. You und F. Nori. „Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits“. In: *Nature* 474.7353 (Juni 2011), S. 589–597. doi: 10.1038/nature10122.
- [243] B. Zhang et al. „Design of magnetic traps for neutral atoms with vortices in type-II superconducting microstructures“. In: *Physical Review A* 81.6 (Juni 2010). doi: 10.1103/physreva.81.063408.

-
- [244] J. Zhang et al. „Observation of a many-body dynamical phase transition with a 53-qubit quantum simulator“. In: *Nature* 551.7682 (Nov. 2017), S. 601–604. doi: 10.1038/nature24654.
- [245] M. Zhu, C. W. Oates und J. L. Hall. „Continuous high-flux monovelocity atomic beam based on a broadband laser-cooling technique“. In: *Physical Review Letters* 67.1 (Juli 1991), S. 46–49. doi: 10.1103/physrevlett.67.46.
- [246] M. L. Zimmerman et al. „Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms“. In: *Physical Review A* 20.6 (Dez. 1979), S. 2251–2275. doi: 10.1103/physreva.20.2251.
- [247] P. Zorabedian und W. R. Trutna. „Interference-filter-tuned, alignment-stabilized, semiconductor external-cavity laser“. In: *Optics Letters* 13.10 (Okt. 1988), S. 826. doi: 10.1364/ol.13.000826.

Publikationen

Observation of the motional Stark shift in low magnetic fields

Manuel Kaiser, Jens Grimmel, Lara Torralbo-Campo, Markus Mack, Florian Karlewski, Florian Jessen, Nils Schopohl, and József Fortágh

Phys. Rev. A 96, 043401 (2017)

DOI:10.1103/PhysRevA.96.043401

Measurement and numerical calculation of Rubidium Rydberg Stark spectra

Jens Grimmel, Markus Mack, Florian Karlewski, Florian Jessen, Malte Reinschmidt, Nóra Sándor, and József Fortágh

New Journal of Physics 17, 053005 (2015)

DOI:10.1088/1367-2630/17/5/053005

Positionierhilfe für ein Dichtelement einer Flanschverbindung

Eberhard Karls Universität Tübingen, Florian Jessen

Patentschrift DE 10 2014 218 922 (2014)

Trapping of ultra cold atoms in a $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator

Florian Jessen, Martin Knufinke, Simon C. Bell, Petra Vergien, Helge Hattermann, Patrizia Weiss, Matthias Rudolph, Malte Reinschmidt, Kathrin Meyer, Tobias Gaber, Daniel Cano, Andreas Günther, Simon Bernon, Dieter Koelle, Reinhold Kleiner, József Fortágh

Applied Physics B 116(3):665-671 (2013)

DOI:10.1007/s00340-013-5750-5

Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip

Simon Bernon, Helge Hattermann, Daniel Bothner, Martin Knufinke, Patrizia Weiss, Florian Jessen, Daniel Cano, Matthias Kemmler, Reinhold Kleiner, Dieter Koelle, József Fortágh

Nature Communications 4, 2380 (2013)

DOI:10.1038/ncomms3380

Detrimental adsorbate fields in experiments with cold Rydberg gases near surfaces

Helge Hattermann, Markus Mack, Florian Karlewski, Florian Jessen, Daniel Cano, József Fortágh

Phys. Rev. A 86, 022511 (2012)

DOI:10.1103/PhysRevA.86.022511

Measurement of absolute transition frequencies of ^{87}Rb to $n\text{S}$ and $n\text{D}$ Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency

Markus Mack, Florian Karlewski, Helge Hattermann, Simone Höckh, Florian Jessen, Daniel Cano, and József Fortágh

Phys. Rev. A 83, 052515 (2011)

DOI:10.1103/PhysRevA.83.052515

A molecular quantized charge pump

Viktor Siegle, Chen-Wei Liang, Bernd Kaestner, Hans Werner Schumacher, Florian Jessen, Dieter Koelle, Reinhold Kleiner, Siegmar Roth

Nano Lett. 10, 3841 (2010)

DOI:10.1021/nl101023u

Ad- and desorption of Rb atoms on a gold nanofilm measured by surface plasmon polaritons

Christian Stehle, Helmar Bender, Florian Jessen, Claus Zimmermann, Sebastian Slama

New Journal of Physics 12, 083066 (2010)

DOI:10.1088/1367-2630/12/8/083066

Die folgenden Nachdrucke erfolgen mit freundlicher Genehmigung der Verlage Springer, IOP Publishing und der American Physical Society.

Measurement of absolute transition frequencies of ^{87}Rb to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency

Markus Mack,^{*} Florian Karlewski, Helge Hattermann, Simone Höckh, Florian Jessen, Daniel Cano, and József Fortágh[†]
*CQ Center for Collective Quantum Phenomena and their Applications, Physikalisches Institut, Eberhard-Karls-Universität Tübingen,
 Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen, Germany*

(Received 23 February 2011; published 23 May 2011)

We report the measurement of absolute excitation frequencies of ^{87}Rb to nS and nD Rydberg states. The Rydberg transition frequencies are obtained by observing electromagnetically induced transparency on a rubidium vapor cell. The accuracy of the measurement of each state is $\lesssim 1$ MHz, which is achieved by frequency stabilizing the two diode lasers employed for the spectroscopy to a frequency comb and a frequency comb calibrated wavelength meter, respectively. Based on the spectroscopic data we determine the quantum defects of ^{87}Rb , and compare it with previous measurements on ^{85}Rb . We determine the ionization frequency from the $5S_{1/2}(F=1)$ ground state of ^{87}Rb to $1010.029\,164\,6(3)$ THz, providing the binding energy of the ground state with an accuracy improved by two orders of magnitude.

DOI: [10.1103/PhysRevA.83.052515](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.052515)

PACS number(s): 32.30.-r, 32.80.Rm, 32.80.Ee

I. INTRODUCTION

Rydberg atoms are attracting large research interest as their quantum state can be prepared and controlled with high precision and flexibility by means of electromagnetic fields [1]. Actual research subjects include cavity quantum electrodynamics [2], Rydberg-Rydberg interactions [3] with possible applications in quantum information processing [4], ultracold chemistry [5–7], and sensing dispersion forces between atoms and surfaces [8–10]. Due to their large polarizability, Rydberg atoms respond to static and dynamic electric fields with level shifts and are therefore sensitive to interactions with microscopic and macroscopic objects. For precision measurements of such interactions and accurate quantum state control, it is beneficial to know the unperturbed Rydberg energy levels that we quantify in the present paper for the ^{87}Rb atom, which is widely used in experiments.

In alkali-metal atoms, the deviation from the hydrogen energy structure can be expressed in terms of quantum defects δ [1]. If the quantum defects are known, the energy of Rydberg levels can be calculated with respect to the ionization limit. The quantum defects of the nS and nD lines of ^{85}Rb have been measured by Li *et al.* [11] using microwave excitation between Rydberg states. This method provides superior frequency resolution on the order of ~ 10 kHz; however, it does not serve as an absolute frequency reference. If, in addition, absolute transition frequencies between the ground and Rydberg states are known, the binding energy of the ground state can be determined.

Absolute measurements of the nS and nD lines of ^{85}Rb as well as the isotope shift for ^{87}Rb have been done by Stoicheff and Weinberger [12] using two-photon spectroscopy with an accuracy of 100 MHz. Higher accuracy measurements include the nF states of the ^{85}Rb isotope with an accuracy of 8 MHz [13] and on the nS levels of ^{85}Rb with an uncertainty greater than 6 MHz [14]. In the present work, we measure Rydberg transition frequencies of ^{87}Rb with an absolute

accuracy of $\lesssim 1$ MHz, which results from frequency stabilizing the lasers employed for the spectroscopy to absolute frequency references.

High-resolution spectroscopy of Rydberg states is possible by observing electromagnetically induced transparency (EIT) [15]. The detection of Rydberg states by means of EIT, and the measurement of the fine structure splitting of ^{85}Rb have been reported by Mohapatra *et al.* [16]. In the present work, we implement EIT for measuring the absolute frequency of Rydberg excitations of ^{87}Rb , from which we determine the quantum defects of the nS and nD levels and the ground-state ionization energy of this isotope.

II. EIT LEVEL SCHEME AND EXPERIMENTAL SETUP

The energy-level diagram of ^{87}Rb relevant for this work is shown in Fig. 1. The three-level system consists of the ^{87}Rb $5S_{1/2}(F=2)$ ground state, the $5P_{3/2}(F=3)$ intermediate state, and nS or nD Rydberg states with a high principal quantum number n . We observe EIT spectra on a rubidium vapor cell using two counterpropagating laser beams. The frequency of the “probe laser” is fixed at the $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ transition, which is known to be $384.228\,115\,2$ THz [17] ($\cong 780.246\,020\,9$ nm), while the “coupling laser” (≈ 480 nm) is scanned across the Rydberg resonance. We record EIT spectra by monitoring the probe laser transmission as a function of the coupling laser frequency.

The experimental setup is illustrated in Fig. 2. Absolute frequency measurements are achieved by referencing the probe and coupling laser frequencies to a frequency comb (Menlo Systems, FC 1500).

The source of the probe beam is a grating stabilized diode laser of ~ 500 kHz linewidth. The laser is stabilized to $780.246\,020\,9$ nm by superimposing it with the beam of the frequency comb on a fast photodiode and locking the corresponding radio frequency beat signal with the nearest comb mode. The beat signal deviation, and thus the accuracy of the probe laser frequency, was maintained within 500 kHz.

^{*}mack@pit.physik.uni-tuebingen.de

[†]fortagh@uni-tuebingen.de

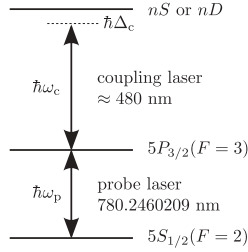


FIG. 1. Energy-level diagram of ^{87}Rb and corresponding laser wavelengths for observation of electromagnetically induced transparency using a Rydberg state. The probe laser is stabilized to the lower atomic resonance, while the coupling laser, with a variable detuning $\hbar\Delta_c$, is scanned across the Rydberg resonance.

The coupling beam at 480 nm is sourced from a frequency-doubled, grating-stabilized diode laser (Toptica, TA SHG Pro) at 960 nm of ~ 500 kHz linewidth. In order to access any desired coupling frequency, we stabilize the 960-nm laser to a Fizeau interferometer-based wavelength meter (HighFinesse, WS Ultimate-2). The wavelength meter with a built-in servo feedback unit measures frequency and controls the frequency scans of the coupling laser.

In order to assure the absolute accuracy of the wavelength meter, we perform an automated calibration procedure. A beat signal between the 960-nm laser and a known frequency comb mode is recorded with a digital spectrum analyzer. The beat frequency is determined by software peak recognition and the corresponding laser frequency is used to calibrate the wavelength meter. The resulting accuracy of frequency control by the calibrated wavelength meter was characterized with the frequency offset by exemplary measurements of the frequency offset with respect to the set frequency. We found the frequency offset after calibration approximately to be normally distributed with a standard deviation of 400 kHz.

The experimental sequence for recording EIT spectra on Rydberg levels is as follows. First, the wavelength meter is calibrated using the method described above. Second, a trigger is sent to the wavelength meter, that starts sweeping the coupling laser frequency (at most 12 MHz/s sweeping

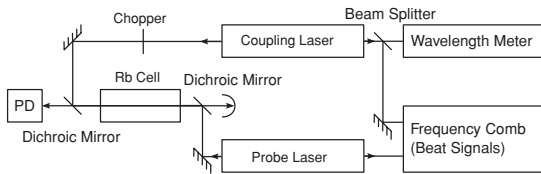


FIG. 2. Optical setup (schematic) for the observation of EIT in a rubidium vapor cell. The probe and coupling beams are counterpropagating in the rubidium vapor cell (heated to $\sim 45^\circ\text{C}$) and the probe laser intensity is monitored with a photodiode (PD). A chopper in the coupling laser beam provides a reference signal for lock-in detection of the photodiode signal. The probe laser is frequency stabilized to a frequency comb. The coupling beam at 480 nm comes from a frequency-doubled 960-nm laser that is stabilized and scanned by a wavelength meter. The wavelength meter is calibrated with the help of a frequency comb beat signal at 960 nm.

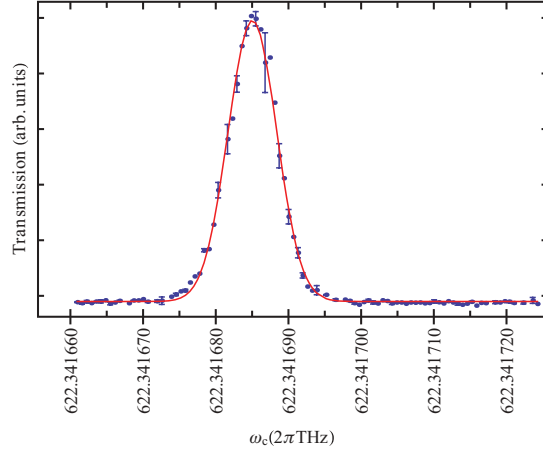


FIG. 3. (Color online) EIT resonance for the $34S_{1/2}$ Rydberg state (exemplary) as recorded by the photodiode, against the coupling laser frequency measured simultaneously by the wavelength meter. A Gaussian shape is fitted for peak frequency determination (solid line).

rate, 30 MHz span at ~ 960 nm), while recording the measured coupling laser frequency. The photodiode signal of the probe beam is recorded by a digital storage oscilloscope. If the scan range covers an EIT resonance, a sharp transmission peak is recorded. In order to detect weak EIT signals of high n states, the coupling laser beam is periodically blocked by a chopper wheel at a frequency of about 1 kHz, and the photodiode signal of the probe beam is recorded using a lock-in amplifier synchronized to the chopper. As both the laser frequency and the photodiode signal are recorded simultaneously, we obtain the probe laser transmission as a function of the coupling laser frequency as shown in Fig. 3. The measurement at each EIT resonance is fitted by a Gaussian function to determine the peak position. In order to reduce the statistical error, the measurement sequence is performed five times for each Rydberg level.

III. RYDBERG TRANSITION FREQUENCIES AND MEASUREMENT ACCURACY

Absolute frequencies of transitions $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow nS_{1/2}(F=2)$, $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow nD_{3/2}$, and $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow nD_{5/2}$ of ^{87}Rb were observed for principal quantum numbers n in the range 19–65 (nS states) and 19–57 (nD states). The results are listed in Tables III, IV, and V (Appendix). We note that we were able to observe Rydberg states up to $n = 180$ with the help of the lock-in amplifier. Such highly excited Rydberg states, however, exhibit large linewidths and partially irregular line shapes, thus these are not analyzed in the present manuscript. For quantum defect calculations, we use only the data given in Tables III, IV, and V.

The uncertainty of the frequency data comprise several known error sources of physical and technical nature. The main error source arises from the frequency stabilization of the probe laser with an uncertainty of 500 kHz (see Sec. II).

A frequency deviation Δ_p from the atomic resonance ω_p leads to the excitation of atoms with a velocity of $v = c \frac{\Delta_p}{\omega_p}$. If Δ_p is small compared to the Doppler broadening, the EIT transmission peak appears at a coupling laser frequency shifted by $\Delta_c = \frac{v}{c} \omega_c = (\omega_c/\omega_p) \Delta_p$ with respect to the resonance frequency ω_c . Consequently, the uncertainty of the probe laser frequency translates into an uncertainty of $(780 \text{ nm}/480 \text{ nm}) \times 500 \text{ kHz} \approx 800 \text{ kHz}$ of the EIT peak position measured with the coupling laser.

The uncertainty of the coupling laser frequency enters the EIT peak determination with 200 kHz. This is less than the uncertainty of the frequency stabilization of this laser (400 kHz) because of the fivefold repetition of the frequency measurement (including calibration).

In our setup, the frequency of the comb modes can be determined with an absolute accuracy on the order of 10 kHz. This uncertainty is negligible with respect to other sources of error. The high accuracy of the frequency comb is achieved by a 10 MHz GPS disciplined rubidium frequency reference (Precision Test Systems, GPS10RBN) with a specified Allan deviation of 2×10^{-11} at 1 s observation time. The accuracy of the transfer of the rf reference frequency to optical frequencies was determined by Kubina *et al.* [18], who compared two similar frequency combs referenced to one common rf frequency standard, finding the optical frequencies that were measured with both combs to agree to a level of 6×10^{-16} .

The width of the observed EIT resonances is typically $\lesssim 10$ MHz. The linewidth of the lasers, technical noise, triggering precision, and physical deviations from the Gaussian line shape that has been used for finding the peak position contribute to the uncertainty of the measured resonance frequency as well. The overall uncertainty resulting from these effects was determined independently for each transition and was typically less than 300 kHz.

Despite the strong n^7 dependence of the polarizability [1], line shifts due to stray electric fields are not present in the vapor cell due to screening by ions and electrons on the inner surface of the glass cell [16]. We verified the screening in our setup for field strengths up to 470 V/cm and on Rydberg states up to $n = 150$. We observed line broadening due to external magnetic fields, which are in our setup on the order of the earth magnetic field, but no significant line shift or asymmetry of the resonance peak. Pressure shifts at a cell temperature of $\lesssim 45^\circ\text{C}$ are calculated to be less than 200 kHz [19].

IV. QUANTUM DEFECTS AND IONIZATION ENERGY

The energies of Rydberg levels [1] are given by

$$E_{n,l,j} = E_i - \frac{\mathcal{R}^*}{[n - \delta(n,l,j)]^2}, \quad (1)$$

where E_i is the ionization energy threshold and

$$\mathcal{R}^* = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{m_{^{87}\text{Rb}}}} \mathcal{R}_\infty = h \cdot 3289.821\,194\,66(2) \text{ THz}$$

is the Rydberg constant, corrected for the reduced electron mass in ^{87}Rb .

For sufficiently large principal quantum numbers n , the quantum defects $\delta(n,l,j)$ depend only little on n and can be approximated by the modified Rydberg-Ritz parameters

$$\delta(n,l,j) \approx \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2}. \quad (2)$$

Within the accuracy of our measurements on $n \geq 19$ Rydberg states, the inclusion of higher-order terms in the approximation did not lead to improved results.

A precise measurement of the modified Rydberg-Ritz parameters for the nS , nP , and nD series of ^{85}Rb was performed by Li *et al.* [11]. By exciting microwave transitions between Rydberg levels ($n = 32$ up to 37) and subsequent detection by field ionization, the transition frequencies were determined with a resolution of up to 10 kHz. The ‘‘average’’ quantum defects $\delta(n,n+1)$ determined by this measurement were used to improve the value of quantum defects previously obtained by Lorenzen and Niemax [20].

Traditionally, the quantum defects are determined for the fine structure levels. The hyperfine splitting is negligible for nD states but not for nS states because of a nonzero probability amplitude at the position of the nucleus. In our measurements of nS states, only transitions to $F = 2$ states were observed because of selection rules. In order to obtain quantum defects for the fine structure, we need to consider the hyperfine shifts in the evaluation of our data.

The hyperfine splitting of states between $n = 28$ and 33 of both ^{85}Rb and ^{87}Rb was determined by Li *et al.* [11]. Using their data, we extrapolate the hyperfine splitting between the $nS_{1/2}(F = 1)$ and $(F = 2)$ states of ^{87}Rb according to a n^{*-3} law $n^* := n - \delta(n,l,j)$ as

$$\Delta_{\text{HFS},F=2} - \Delta_{\text{HFS},F=1} = 33.5(9) \text{ GHz} \times n^{*-3}.$$

In general, the hyperfine shift is given by $\Delta_{\text{HFS},F} = \frac{A}{2}[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$, which, compared with the measurement, yields the value of the hyperfine constant A . For the $J = 1/2$ states of ^{87}Rb (nuclear spin $I = 3/2$), the hyperfine splitting is $\Delta_{\text{HFS},F=2} - \Delta_{\text{HFS},F=1} = 2A$.

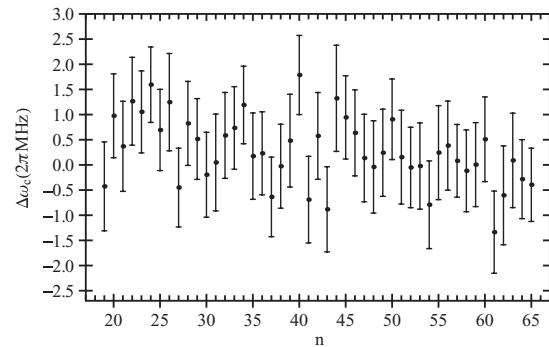


FIG. 4. Difference between measured transition frequencies to $nS_{1/2}$ Rydberg states (see Table III) and the transition frequencies calculated with Eq. (1) based on the Rydberg-Ritz parameters and ionization frequency specified in Tables I and II.

Extending the extrapolation with the n^{*-3} law for the states $n \geq 28$ to $n = 19$ leads to a systematical error in the determination of A . In order to quantify this error we extrapolate further down to $n = 11$, for which the hyperfine splitting is known from a measurement by Farley *et al.* [21]. We find 10% deviation between the calculated ($A_{11S_{1/2}} = 34.5$ MHz) and the measured $A_{11S_{1/2}} = 37.4(3)$ MHz value, which gives an upper limit of the systematic error for $n > 11$ states.

We now can compute the hyperfine shift of the $nS_{1/2}(F = 2)$ states that have been measured in this work,

$$\Delta_{\text{HFS}, F=2} = \frac{3}{4}A = \frac{3}{2 \times 4} \times 34(3) \text{ GHz} \times n^{*-3},$$

and subtract these frequency shifts from the measured transition frequencies to the $nS_{1/2}(F = 2)$ states to find the quantum defects with respect to the fine structure levels. For the lowest nS state measured in this work, $n = 19$, the hyperfine shift is $\Delta_{\text{HFS}, F=2} = 3.2(3)$ MHz.

In order to determine the modified Rydberg-Ritz parameters, Eq. (1) is simultaneously fitted to all three data series ($nS_{1/2}$, $nD_{3/2}$, and $nD_{5/2}$), with the ionization frequency $\omega_i = E_i/\hbar$ as a common fit parameter. The difference between the measured frequencies and the corresponding values obtained by the fit (residuals) are shown in Fig. 4 exemplary for the measurement series on the $nS_{1/2}$ lines. The residuals vary around zero with an rms deviation of $\lesssim 0.75$ MHz, which applies to all three data series, consistent with the expected overall precision of the experimental setup.

The resulting values for the modified Rydberg-Ritz parameters are shown in Table I along the values determined by Li *et al.* [11] for ^{85}Rb . The parameters for the nS series of ^{85}Rb [11] and ^{87}Rb (this work) match each other with comparable uncertainties. Omitting the hyperfine structure correction, the fit of our data returns a slightly different value of $\delta_0 = 3.131\,178\,8(8)$ (with no difference in δ_2) that gives the value of the quantum defect of the $nS_{1/2}(F = 2)$ hyperfine levels.

The values of δ_0 of the nD series show a deviation from the values of Li *et al.* of about 3 times the stated uncertainty. Nonetheless, comparing the frequency differences measured in this work ($\omega_{c,n+1} - \omega_{c,n}$) with the Rydberg-Rydberg transition frequencies $\omega_{n,n+1}$ measured by Li *et al.*, we find that the values available in both data sets are well within one standard

TABLE I. Modified Rydberg-Ritz parameters δ_0 and δ_2 of the nS and nD lines of ^{85}Rb following [11] and of ^{87}Rb as determined in this work. nS quantum defects refer to the fine structure levels, corrected for shifts due to hyperfine structure.

		^{85}Rb (Li <i>et al.</i> [11])	^{87}Rb (this work)
$nS_{1/2}$	δ_0	3.131 180 4(10)	3.131 180 7(8)
	δ_2	0.178 4(6)	0.178 7(2)
$nD_{3/2}$	δ_0	1.348 091 7(4)	1.348 094 8(11)
	δ_2	-0.602 9(3)	-0.605 4(4)
$nD_{5/2}$	δ_0	1.346 465 7(3)	1.346 462 2(11)
	δ_2	-0.596 0(2)	-0.594 0(4)

TABLE II. Ionization frequency from the $5P_{3/2}(F = 3)$ state (fit result including systematic error) and the $5S_{1/2}(F = 1)$ ground state (calculated on basis of the fit result) of ^{87}Rb as determined in this work and compared with the value given by Stoicheff and Weinberger [12].

	Stoicheff and Weinberger [12]	This work
$E_{i,5P_{3/2}(F=3)}/h$	—	625.794 214 8(3) THz
$E_{i,5S_{1/2}(F=1)}/(hc)$	33 690.945 5(15) cm^{-1}	33 690.946 44(1) cm^{-1}
$E_{i,5S_{1/2}(F=1)}/h$	1 010.029 14(5) THz	1 010.029 164 6(3) THz

deviation ($nS_{1/2}$ and $nD_{5/2}$) or at most just outside one standard deviation ($nD_{3/2}$). We therefore suspect differences in the analysis as well as the range of included n values to be the reason for the discrepancy.

The value of the ground-state ionization energy (i.e., the binding energy of the ground state), as obtained by fitting Eq. (1) to the experimental data, is given in Table II. Because all measured Rydberg transition frequencies enter into this value, its statistical error is small (90 kHz) and systematic uncertainties like pressure shifts become significant. We estimate systematic shifts to be on the order of 200 kHz, resulting in $\lesssim 300$ kHz uncertainty of the ground-state ionization energy. The ground-state ionization energy found in this work is within the uncertainty stated by Stoicheff and Weinberger [12] and is two orders of magnitude more accurate.

V. CONCLUSIONS

In summary, we performed precision spectroscopy of Rydberg states of ^{87}Rb using diode lasers, frequency stabilized to a frequency comb and a calibrated wavelength meter. This allows for absolute frequency measurements with an uncertainty of $\lesssim 1$ MHz. The system presented in this work combines the ease of use of the wavelength meter with the accuracy of the frequency comb, enabling absolute frequency measurements over a wide frequency range, not limited by the availability of atomic lines to serve as an absolute reference.

We determined quantum defects and the ionization energy of ^{87}Rb with an uncertainty of $\lesssim 300$ kHz. In the future, the precision of such measurements can be improved further by reducing the laser linewidths and increasing the bandwidth of the frequency locks.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge financial support by the BMBF (NanoFutur 03X5506), the European Research Council (ERC Advanced Research Grant ‘‘SOCATHES’’), and the Strukturfonds of the University of Tübingen. The authors thank the company HighFinesse for technical support.

APPENDIX: RYDBERG TRANSITION FREQUENCIES

1. $nS_{1/2}$

TABLE III. Measured absolute transition frequencies (ω_c) between the $5P_{3/2}(F=3)$ state and $nS_{1/2}(F=2)$ Rydberg states of ^{87}Rb . The quantum defects δ include the correction for hyperfine structure. $\Delta\omega_c$ is the difference between the measured transition frequency and the frequency calculated with Eq. (1) using the quantum defects and ionization energy determined in this work.

n	ω_c (2π THz)	δ	$\Delta\omega_c$ (2π MHz)
19	612.7288381(8)	3.1318908(5)	-0.8
20	614.2321542(8)	3.1318083(6)	0.5
21	615.4901687(8)	3.1317405(7)	-0.2
22	616.5534925(8)	3.1316819(8)	0.7
23	617.4603214(8)	3.1316328(10)	0.5
24	618.2399264(8)	3.1315896(11)	1.0
25	618.9150382(8)	3.1315541(13)	0.2
26	619.5035327(8)	3.131521(2)	0.7
27	620.0196148(8)	3.131496(2)	-1.0
28	620.4746999(8)	3.131469(2)	0.3
29	620.8780318(8)	3.131448(2)	0.0
30	621.2371711(8)	3.131430(2)	-0.6
31	621.5583473(8)	3.131412(3)	-0.4
32	621.8467280(8)	3.131395(3)	0.2
33	622.1066304(8)	3.131380(3)	0.3
34	622.3416850(8)	3.131365(4)	0.8
35	622.5549595(8)	3.131358(4)	-0.2
36	622.7490663(8)	3.131347(4)	-0.1
37	622.9262334(8)	3.131342(5)	-1.0
38	623.0883784(8)	3.131330(5)	-0.4
39	623.2371515(8)	3.131319(6)	0.1
40	623.3739846(8)	3.131301(6)	1.4
41	623.5001176(8)	3.131314(7)	-1.0
42	623.6166445(8)	3.131297(7)	0.3
43	623.7245107(8)	3.131305(8)	-1.2
44	623.8245598(9)	3.131277(9)	1.0
45	623.9175235(8)	3.131275(9)	0.6
46	624.0040577(8)	3.131274(10)	0.3
47	624.0847416(8)	3.131276(11)	-0.2
48	624.1600915(8)	3.131274(11)	-0.3
49	624.2305675(8)	3.131266(12)	-0.0
50	624.2965811(8)	3.131252(13)	0.6
51	624.3584995(8)	3.131261(14)	-0.1
52	624.4166563(8)	3.131261(14)	-0.3
53	624.4713499(8)	3.13126(2)	-0.3
54	624.5228490(8)	3.13127(2)	-1.1
55	624.5714000(8)	3.13125(2)	-0.0
56	624.6172212(8)	3.13124(2)	0.1
57	624.6605140(8)	3.13125(2)	-0.2
58	624.7014614(8)	3.13125(2)	-0.4
59	624.7402301(8)	3.13124(2)	-0.3
60	624.7769720(8)	3.13123(2)	0.3
61	624.8118234(8)	3.13128(2)	-1.6
62	624.8449163(8)	3.13126(3)	-0.9
63	624.8763648(8)	3.13124(3)	-0.2
64	624.9062750(8)	3.13125(3)	-0.5
65	624.9347470(8)	3.13125(3)	-0.6

2. $nD_{3/2}$ TABLE IV: Measured Rydberg transition frequencies $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow nD_{3/2}$ of ^{87}Rb . See description of Table III.

n	ω_c (2π THz)	δ	$\Delta\omega_c$ (2π MHz)
19	615.2383571(8)	1.3461520(7)	-0.1
20	616.3395780(8)	1.3463543(8)	0.3
21	617.2770769(8)	1.3465269(10)	0.3
22	618.0817641(8)	1.3466765(11)	-0.9
23	618.7775900(8)	1.3468033(13)	0.1
24	619.3833361(8)	1.3469144(14)	0.3
25	619.9139034(8)	1.347013(2)	-0.4
26	620.3812369(8)	1.347100(2)	-0.4
27	620.7949991(8)	1.347174(2)	0.2
28	621.1630743(8)	1.347241(2)	0.5
29	621.4919489(8)	1.347301(3)	0.6
30	621.7869975(8)	1.347356(3)	0.3
31	622.0527045(8)	1.347407(3)	-0.2
32	622.2928357(8)	1.347452(4)	-0.3
33	622.5105718(8)	1.347488(4)	0.6
34	622.7086101(8)	1.347533(4)	-1.1
35	622.8892621(8)	1.347556(5)	0.8
37	623.2060305(8)	1.347618(6)	0.1
38	623.3453297(8)	1.347640(6)	0.6
39	623.4736776(8)	1.347668(7)	-0.0
40	623.5921942(8)	1.347689(7)	0.1
41	623.7018578(8)	1.347711(8)	-0.1
42	623.8035293(8)	1.347727(8)	0.1
43	623.8979667(8)	1.347740(9)	0.5
44	623.9858378(8)	1.347778(10)	-1.4
45	624.0677426(8)	1.347778(10)	-0.1
46	624.1442056(8)	1.347789(11)	0.2
47	624.2156986(8)	1.347808(12)	-0.3
48	624.2826438(8)	1.347827(13)	-0.7
51	624.4597844(8)	1.34784(2)	0.7
53	624.5611212(8)	1.34788(2)	-0.7
54	624.6075157(8)	1.34788(2)	-0.2
55	624.6513410(8)	1.34786(2)	0.9
57	624.7320082(8)	1.34789(2)	0.4

3. $nD_{5/2}$ TABLE V: Measured Rydberg transition frequencies $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow nD_{5/2}$ of ^{87}Rb . See description of Table III.

n	ω_c (2π THz)	δ	$\Delta\omega_c$ (2π MHz)
19	615.2402660(8)	1.3445555(7)	0.6
20	616.3411990(8)	1.3447550(8)	-0.1
21	617.2784664(8)	1.3449236(9)	0.6
22	618.0829639(8)	1.3450698(11)	-0.2
23	618.7786314(8)	1.3451963(13)	-0.7
24	619.3842463(8)	1.3453060(15)	-0.8
25	619.9147046(8)	1.345402(2)	-0.7
26	620.3819464(8)	1.345484(2)	0.5
27	620.7956283(8)	1.345560(2)	-0.2
28	621.1636344(8)	1.345629(2)	-1.1
29	621.4924518(8)	1.345685(3)	0.2
30	621.7874500(8)	1.345738(3)	0.1
31	622.0531143(8)	1.345783(3)	1.0
32	622.2932066(8)	1.345828(4)	0.4
33	622.5109082(8)	1.345866(4)	0.6
34	622.7089185(8)	1.345901(4)	0.8
35	622.8895425(8)	1.345931(5)	1.2
37	623.2062666(8)	1.345992(6)	0.5
38	623.3455461(8)	1.346020(6)	-0.0
39	623.4738779(8)	1.346042(7)	0.1
40	623.5923802(8)	1.346057(7)	0.9
41	623.7020295(8)	1.346084(8)	0.0
42	623.8036883(8)	1.346104(8)	-0.1
43	623.8981149(8)	1.346112(9)	0.7
44	623.9859786(8)	1.346118(10)	1.5
45	624.0678704(8)	1.346162(10)	-0.9
46	624.1443264(8)	1.346155(11)	0.7
48	624.2827502(8)	1.346185(13)	0.3
51	624.4598714(8)	1.34622(2)	0.3
53	624.5611995(8)	1.34624(2)	-0.2
54	624.6075890(8)	1.34626(2)	-0.4
55	624.6514104(8)	1.34623(2)	0.9
57	624.7320704(8)	1.34626(2)	0.5

- [1] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1994).
- [2] J. M. Raimond, M. Brune, and S. Haroche, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 565 (2001).
- [3] D. Comparat and P. Pillet, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, A208 (2010).
- [4] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Mølmer, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2313 (2010).
- [5] C. H. Greene, A. S. Dickinson, and H. R. Sadeghpour, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2458 (2000).
- [6] C. Boisseau, I. Simbotin, and R. Côté, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 133004 (2002).
- [7] V. Bendkowsky, B. Butscher, J. Nipper, J. P. Shaffer, R. Löw, and T. Pfau, *Nature (London)* **458**, 1005 (2009).
- [8] H. Kübler, J. Shaffer, T. Baluktian, R. Löw, and T. Pfau, *Nat. Photon.* **4**, 112 (2010).
- [9] J. A. Crosse, S. A. Ellingsen, K. Clements, S. Y. Buhmann, and S. Scheel, *Phys. Rev. A* **82**, 010901 (2010).
- [10] A. Tauschinsky, R. M. T. Thijssen, S. Whitlock, H. B. van Linden van den Heuvell, and R. J. C. Spreeuw, *Phys. Rev. A* **81**, 063411 (2010).
- [11] W. Li, I. Mourachko, M. W. Noel, and T. Gallagher, *Phys. Rev. A* **67**, 052502 (2003).
- [12] B. P. Stoicheff and E. Weinberger, *Can. J. Phys.* **57**, 2143 (1979).
- [13] L. A. M. Johnson, H. O. Majeed, B. Sanguinetti, T. Becker, and B. T. H. Varcoe, *New J. Phys.* **12**, 063028 (2010).
- [14] C. Sansonetti and K. Weber, *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1385 (1985).
- [15] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
- [16] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 113003 (2007).

MARKUS MACK *et al.*

PHYSICAL REVIEW A **83**, 052515 (2011)

- [17] J. Ye, S. Swartz, P. Jungner, and J. Hall, [Opt. Lett.](#) **21**, 1280 (1996).
- [18] P. Kubina, P. Adel, F. Adler, G. Grosche, T. Hänsch, R. Holzwarth, A. Leitenstorfer, B. Lipphardt, and H. Schnatz, [Opt. Express](#) **13**, 904 (2005).
- [19] D. C. Thompson, E. Weinberger, G.-X. Xu, and B. P. Stoicheff, [Phys. Rev. A](#) **35**, 690 (1987).
- [20] C. J. Lorenzen and K. Niemax, [Phys. Scr.](#) **27**, 300 (1983).
- [21] J. Farley, P. Tsekeris, and R. Gupta, [Phys. Rev. A](#) **15**, 1530 (1977).

ARTICLE

Received 25 Mar 2013 | Accepted 31 Jul 2013 | Published 29 Aug 2013

DOI: 10.1038/ncomms3380

Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip

Simon Bernon^{1,*†}, Helge Hattermann^{1,*}, Daniel Bothner¹, Martin Knufinke¹, Patrizia Weiss¹, Florian Jessen¹, Daniel Cano¹, Matthias Kemmler¹, Reinhold Kleiner¹, Dieter Koelle¹ & József Fortágh¹

The coherence of quantum systems is crucial to quantum information processing. Although superconducting qubits can process quantum information at microelectronics rates, it remains a challenge to preserve the coherence and therefore the quantum character of the information in these systems. An alternative is to share the tasks between different quantum platforms, for example, cold atoms storing the quantum information processed by superconducting circuits. Here we characterize the coherence of superposition states of ⁸⁷Rb atoms magnetically trapped on a superconducting atom chip. We load atoms into a persistent-current trap engineered next to a coplanar microwave resonator structure, and observe that the coherence of hyperfine ground states is preserved for several seconds. We show that large ensembles of a million of thermal atoms below 350 nK temperature and pure Bose-Einstein condensates with 3.5×10^5 atoms can be prepared and manipulated at the superconducting interface. This opens the path towards the rich dynamics of strong collective coupling regimes.

¹CQ Center for Collective Quantum Phenomena and their Applications in LISA⁺, Physikalisches Institut, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, D-72076, Tübingen, Germany. * These authors contributed equally to this work. [†]Present address: Quantronics Group, SPEC (CNRS URA 2464), IRAMIS, DSM, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France. Correspondence and requests for materials should be addressed to J.F. (email: fortagh@uni-tuebingen.de).

The quantum physics of interfaces is attracting great interest because quantum state transfer between subsystems is required for quantum measurements, quantum information processing and quantum communication¹. To overcome the fast decoherence of superconducting qubits, the engineering of various hybrid quantum systems recently became a subject of intensive research^{2–8}. The success of strong coupling between superconducting two-level systems and microwave cavities⁹, the implementation of quantum algorithms with superconducting circuits^{10–12} and the successful realization of superconducting surface traps for ultra-cold atoms^{13–15} encourage the development of superconductor/cold atom hybrids. So far, some fundamental interactions between the two systems have been observed^{15–17}. However, coherent coupling between the systems remains a scientific and technological challenge. Although theoretical proposals suggest using atomic ensembles as quantum memories in a hybrid quantum computer^{18–20}, the trapping of atoms in the vicinity of a superconducting coplanar microwave resonator (CPR) is still required.

Long coherence times and state transfer are central issues for quantum information processing. In cold atomic ensembles, the fine control of inhomogeneous dephasing sources^{21,22} allows long storage times of a single collective excitation²³. A similar control in chip-based trapped atomic clocks²⁴ allowed to preserve coherent states of rubidium hyperfine levels over tens of seconds²⁵. In addition, the energy spectrum of rubidium atoms can be used to convert the quantum information to the near infrared, in the telecom band²², where long-distance quantum communication can be realized²⁶. Hybrid systems of cold atoms and superconductors are therefore very appealing for a solid state, atomic and photonic quantum interface. Nevertheless, the question how to preserve such coherence and optical properties in the complex environment of a hybrid system needs to be solved.

Here, we report on the preparation of coherent atomic samples at a superconducting interface. We load ultra-cold ⁸⁷Rb atoms into a magnetic trap generated by a superconducting niobium thin film structure. We measure exceptionally long lifetimes of fully spin-polarized states (>4 min). In either of the hyperfine ground states of rubidium, we reach the critical temperature of Bose–Einstein condensation with more than one million atoms. The coherence of the superpositions of these ground states is measured for various positions on the superconducting interface. In a self-centred persistent-current trap engineered in the vicinity of a CPR we observe a coherence time $T_2 \sim 8$ s. This demonstrates that cold atom trap inhomogeneities can be controlled in this complex environment to a metrological level, paving the way towards long-living single excitations.

Results

Experimental apparatus. The experimental apparatus combines a cryostat (Janis ST-400, 2 W cooling power) holding a superconducting atom chip and a cold atom setup integrated in a single ultrahigh vacuum chamber (Fig. 1a). The pressure of the chamber, as measured by an ion gauge, is $\sim 10^{-11}$ mbar. Owing to the strong cryopumping, the pressure close to the chip surface is probably even lower. Such vacuum constitutes an excellent heat isolation between the superconducting chip surface at a temperature of $T = 4.2$ and the room temperature electromagnets that are used for the preparation of cold atomic samples²⁷. A copper radiation shield at ~ 20 K protects the chip from the room temperature thermal radiation. A slit of 2 mm height on the shield gives optical access to an optical tweezers that transports atom clouds from the room temperature environment to the superconducting atom chip.

The superconducting chip with Z-shaped wires (red line) and a quarter-wave CPR structure is shown in Fig. 1b,c. The niobium film structures (500 nm thickness) were fabricated on monocrystalline sapphire by magnetron sputtering, optical lithography and reactive ion etching (SF₆). Niobium is, in our experimental conditions, a type II superconductor with a transition temperature of 9.2 K. At 4.2 K, the wires carry mean current densities of up to 4×10^6 A cm⁻², corresponding to a current of 1 A for a wire of 50 μ m width. Supply wires (normal conducting copper) are connected by ultrasonic soldering to the niobium. The sapphire substrate is similarly soldered to the copper mount of the cryostat. Two superconducting wires of 100 μ m diameter pass below the chip and help to maintain the longitudinal confinement of the trap (Fig. 1b).

The preparation of atomic clouds follows the standard techniques of magneto-optical (MOT) and magnetic trapping (see Methods for details) and leads, in the room temperature environment, to a cold cloud of 5×10^6 atoms at $T < 1.5$ μ K. After transfer to an optical dipole trap, the cloud is transported into the cryogenic environment to the loading position at ~ 400 μ m from the superconducting chip surface. The atoms are then transferred into a harmonic magnetic trap²⁸ formed by superposing the field generated by the current $I_{\text{trap}} = 0.8$ A driven through the largest Z-shaped trapping wire with a homogeneous magnetic bias field $B_{\text{bias}} = 4$ G applied along y and a magnetic offset field $B_{\text{off}} = 0.6$ G applied along x . The atoms loaded are then adiabatically compressed in a trap with oscillation frequencies $\{\omega_x, \omega_y, \omega_z\}/2\pi = \{19, 145, 128\}$ Hz and subsequently cooled by radio-frequency (RF) forced evaporation to temperatures of ~ 200 nK. By changing the length of the initial MOT phase (1–10 s), the atom number in the superconducting trap (10^4 – 10^6) and the final state (thermal cloud or Bose–Einstein condensate (BEC)) can be conveniently controlled without affecting the temperature. Owing to the strong cryopumping and the suppression of thermally driven magnetic field fluctuations¹⁷, the lifetimes of the atoms in such a surface trap are predicted to be exceptionally long^{29–31}. For a cloud of $N_{\text{at}} = 10^5$ atoms polarized in state $|F=1, m_F=-1\rangle$ (Fig. 1f) at a density of 10^{13} at cm⁻³ held in the compressed trap with an offset field $B_{\text{off}} = 0.6$ G, we measure a lifetime of more than 4 min. From this result and the lifetime of 10 min obtained in Emmert *et al.*³², we expect excellent vacuum conditions for sub-kelvin cryostats where both cold atoms and superconducting circuits will behave quantum mechanically.

We form pure BECs with up to 3.5×10^5 atoms in either of the spin states, $|F=1, m_F=-1\rangle$ or $|F=2, m_F=2\rangle$. The lifetime of such a condensate in the $|F=1, m_F=-1\rangle$ state in a trap with frequencies $\{15, 72, 43\}$ Hz is 30(3) s and is density limited by three-body collisional losses³³. Such high atom number BECs are of special interest for superradiance experiments, for the realization of an on-chip maser³⁴ and for quantum information protocols in which an effective strong coupling regime is reached by a collective enhancement²⁰. For the latter a BEC is not mandatory. It could be better positioned than a thermal cloud but would suffer from a lower atom number and related weaker collective enhancement.

In the following, we explore the properties of the cold cloud in the vicinity of the superconducting CPR. We first consider the positioning of atoms in the close vicinity of the CPR, where we additionally engineer a persistent-current trap. As a further step, we study the coherence of atomic superposition states in different positions of the CPR mode volume. The resonator used in this report is designed to be 250 MHz off resonance from any hyperfine transitions and should therefore not affect the internal state dynamics of the atoms.

Positioning of atomic clouds into a CPR. In a CPR, the electromagnetic fields are concentrated in the gaps between the ground

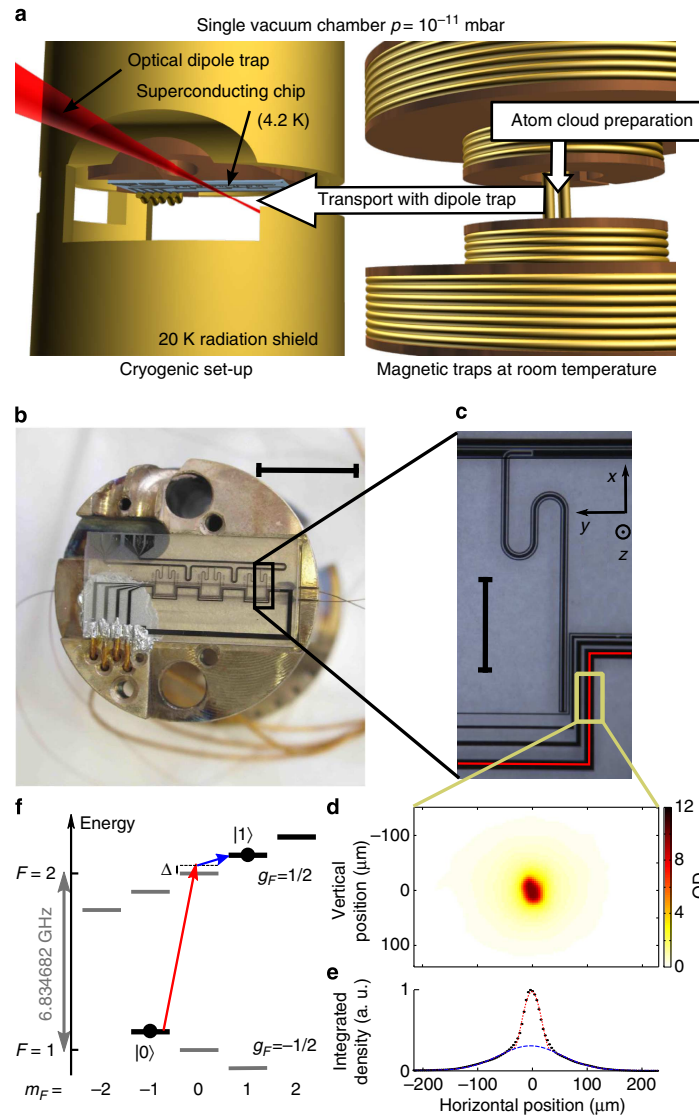


Figure 1 | Hybrid system of ultra-cold atoms and superconductors. (a) *In-vacuo* setup (to scale): on the right side, the atoms are trapped and cooled in a room temperature environment. The left part shows the superconducting chip attached to the cryostat at 4.2 K and surrounded by a gold-plated radiation shield at ~ 20 K. The atoms are transported from one environment to the other (40 mm distance) by optical tweezers. (b) Photograph of the superconducting atom chip mounted onto an oxygen-free copper holder. Scale bar, 1 cm. (c) Microscope image of the superconducting trapping structure. Visible are four Z-wires for trapping, one being highlighted by the red line and a quarter-wave CPR capacitively coupled to the feedline. Scale bar, 1 mm. (d) Absorption image of a BEC in state $|0\rangle$ with $N_{\text{BEC}} = 3 \times 10^5$ atoms after 15 ms TOF. Colour scale corresponds to optical density (OD). (e) Normalized integrated density showing the bi-modal structure of a BEC (black points). In dashed blue is shown a fit to the thermal background and in dotted red a fit to the central Thomas Fermi profile. (f) Energy diagram of ^{87}Rb in a magnetic field. In dark are shown the three magnetically trappable states. The coupling of $|F=1, m_F=-1\rangle$ ($|0\rangle$) and $|F=2, m_F=1\rangle$ ($|1\rangle$) is realized by a two-photon transition.

planes and the central conductor. To maximize the atom-cavity coupling, atoms need to be positioned in the close vicinity of these gaps. Nevertheless, for trap-wire distances smaller than the wire width, the trapping parameters are significantly affected by the Meissner-Ochsenfeld effect (MOE)^{16,35}. To limit such deformations in the vicinity of the CPR, the design shown in

Fig. 1c includes four Z-shaped wires with widths ranging from 100 to 15 μm . Starting from the largest Z-wire trap, the atoms are first horizontally transferred to the third Z-wire trap. The fourth and last wire (15 μm width) revealed to be unnecessary. At 100 μm below the third trapping wire, the trap needs to be rotated towards the CPR gap. Two parameters are classically used to

manipulate the atoms on a chip; the value of the trapping wire current modifies the trap-wire distance and the direction of the bias field rotates the trap around the trapping wire. Because of the MOE, positioning that is straightforward for a normal conducting chip is more subtle for a superconducting atom chip. In the present case, we take advantage of the conservation of magnetic flux in superconducting loops to directly guide the atoms below the gap of the CPR.

The design of the quarter-wave CPR includes a superconducting loop formed by the ground planes of the resonator (blue in Fig. 2). When a field perpendicular to the substrate is applied, such as the bias field, a screening current is induced in the ground planes and ensures the conservation of the magnetic flux in this superconducting loop. Such a current, that circulates just next to the gap, generates a magnetic field profile that guides the atoms into the gap. At distances comparable to the width of the ground planes, such guiding is further enhanced by the MOE that focuses magnetic field lines and generates magnetic gradients that centre the cloud in the gap. The guiding of atoms into the gap is observed by *in situ* measurements of the position of the atomic cloud for different bias field orientations (angle α in Fig. 3a) and different currents in the wire (Fig. 3a). For each experimental point, the cloud is first brought to a trap-wire distance of $\sim 100 \mu\text{m}$, rotated to the angle α and then moved to the desired trapping current. The measured position (y, z) agrees well with a 2D simulation of the London equations³⁶ that includes gravity and the conservation of flux in the resonator loop (see Methods). The simulations are performed without free parameters. As experimentally observed and consistent with our model, we note that the two gaps of the CPR are not equivalent. Owing to the opposite direction of the current in the ground planes and the orientation of the bias field, only the closest gap to the trapping wire can be accessed. We call this trap, resulting from applied and induced currents, a hybrid trap.

A further advantage in using superconductors to manipulate cold atoms is the possibility to engineer traps induced by persistent currents. These persistent-current traps¹⁴ render the direct injection of currents on the chip unnecessary and therefore suppress the related source of noise. In our geometry, such a trap can be generated directly below the CPR. Here we demonstrate a self-centred trap generated by a single homogeneous bias field and its induced screening currents. By trapping flux in the resonator loop with a freezing field applied during the cooling of the cryostat, the magnitude of the screening currents can be controlled independently from the applied bias field. This experimentally realized trap is simulated in Fig. 3b, where both the resulting potential and the current densities are depicted. The simulation presented includes the distortion due to the MOE, the conservation of magnetic flux in the loop and the effect of vortices trapped inside the film during the cooling of the cryostat^{37,38}. The agreement of position and trap frequencies between the experiment and our simple model requires an adjustment of the input parameters by $<20\%$. In the trap of Fig. 3b with oscillation frequencies $\{35, 173, 107\}$ Hz, a cloud at $T \sim 90$ nK starting with $>30\%$ condensed fraction and a central density $<8 \times 10^{13}$ at cm^{-3} has a lifetime of 10(4) s, probably limited by the shallow trap depth (~ 320 nK). We stress that, in this loop geometry, the conservation of magnetic flux should reduce the amplitude of external magnetic noise at the trap position.

Coherence in a superconducting CPR. To study the coherence lifetime of atomic ensembles in the close vicinity of a CPR, we perform Ramsey measurements at different positions below the superconducting chip. These measurements compare the coherence of a trapped atomic ensemble in a superposition of the states $|0\rangle = |F=1, m_F=-1\rangle$ and $|1\rangle = |F=2, m_F=1\rangle$ (Fig. 1f) with a high-stability 10 MHz reference oscillator that has a short-

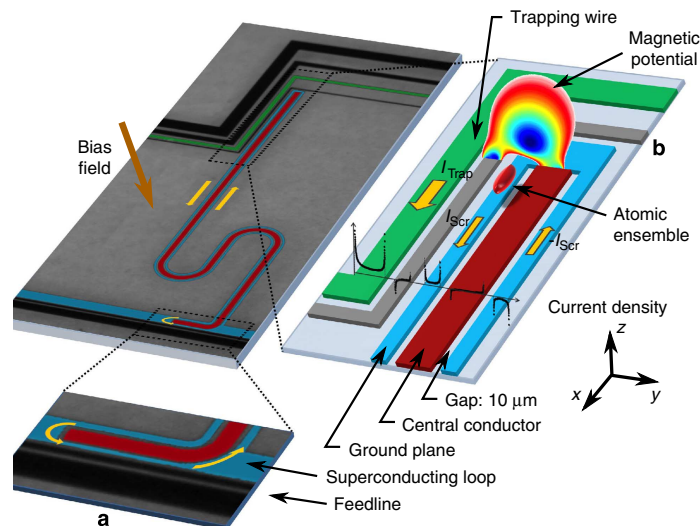


Figure 2 | Atom-trapping scheme. Scheme of the atoms trapped in the gap of a superconducting quarter wavelength coplanar microwave resonator (CPR). **(a)** Zoom of the superconducting link between the two ground planes of the CPR. **(b)** Zoom of the structure around the trapping region. The trap inside the gap is a result of the magnetic fields generated by the current of the trapping wire I_{trap} and by the screening current I_{scr} in the ground plane. These fields cancel with an externally applied bias field. The embedded plot (black dots) is the simulated distribution of the screening currents in the superconductor. These currents keep the flux in the superconducting loop constant and the interior of the films field free. The transverse profile of the magnetic potential is shown in colour. The dark blue corresponds to the potential minimum.

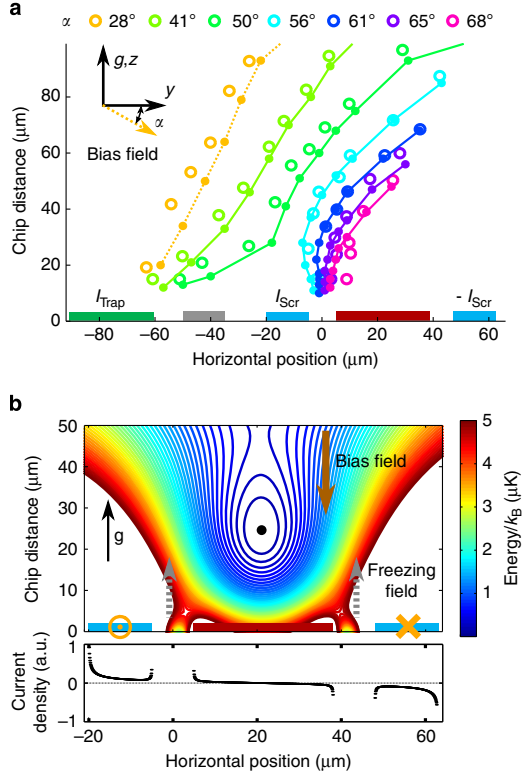


Figure 3 | Positioning atoms close to a superconducting coplanar microwave resonator. (a) Position of the trap for different currents in the trapping wire and different angles α between the bias field and the surface of the chip. $\alpha = \arctan(b_z^{\text{bias}}/b_y^{\text{bias}})$ is varied by changing b_z^{bias} with $b_y^{\text{bias}} = 2.3$ G constant. The position of the atoms has been measured by *in situ* absorption imaging (Methods). For small angles, the trap behaves as for a normal conducting chip, that is, when the current is reduced in the trapping wire (I_{trap}), the trap moves towards it. For large angles, this behaviour is modified and the trap is focused into the gap between the centre conductor and the ground plane of the CPR. The agreement between measurement (circles) and simulations (dotted and solid lines with dots) proves that positioning of the atoms in the gap of the CPR can be facilitated by screening currents I_{scr} in the ground planes. The simulations³⁶ are performed with no adjustable parameter and assume a Meissner state for the superconductor. Gravity, g , is oriented upwards. (b) Top: potential energy landscape of a persistent-current trap above the central conductor (red) of the CPR. This trap is generated by the superposition of a vertical homogeneous bias field $b_z^{\text{bias}} \approx 1.2$ G and the field induced by the screening currents. To enhance the screening currents at a given bias field, a non-zero flux is trapped in the gap of the CPR during the cool-down of the cryostat (freezing field, $b_z^{\text{freezing}} \approx 0.5$ G). Isolines are separated by 100 nK. Bottom: screening current density distribution induced by the combination of bias field and freezing field.

and long-term frequency stability $\Delta f/f < 5 \times 10^{-12}$. These two states are chosen for the low sensitivity of their transition frequency to magnetic inhomogeneities at a magnetic offset field of 3.228 G (see Methods)³⁹. The atomic cloud is first prepared in a thermal and pure state of $|0\rangle$. The initialization of the coherent superposition is realized by a $\pi/2$ two-photon excitation that

starts the interferometric sequence. After a variable waiting time T_R , the interferometer is closed by a second $\pi/2$ pulse. The populations $N_0(T_R)$ and $N_1(T_R)$ in, respectively, $|F=1\rangle$ and $|F=2\rangle$ are consecutively read out by state-selective absorption imaging (see Methods), and the resulting probability of $|F=2\rangle$: $N_1(T_R)/(N_0(T_R) + N_1(T_R))$ is displayed in Fig. 4a–c.

To study the capabilities of our setup, we first describe a reference measurement that is performed far from the CPR: 60 μm below the third trapping wire (green star: Fig. 4a). This measurement is conducted with $1.9(4) \times 10^4$ atoms at a temperature of 245(30) nK in a magnetic trap with oscillation frequencies {10, 215, 181} Hz, corresponding to a mean density (in units of 10^{12} at/cm³) $\bar{n} \approx 0.4(1)$. In this configuration, the coherence time, as measured by the decay of the envelope, is $T_{\text{coh}} = 20.5(6.0)$ s ($1/e$ exponential decay time). Owing to magnetic noise in this non-shielded apparatus and drifts over the length of the scan (several hours), the phase starts to be lost for $T_R > 5$ s, corresponding to a technically induced reduction of the T_2 time of the ensemble. The observed decay time T_{coh} exceeds the time of 6 s predicted by the residual trap inhomogeneities $\Delta_0/2\pi \approx 0.04$ Hz (see Methods⁴⁰). This indicates that we entered the spin self-rephasing (SSR) regime²⁵, where the identical spin rotation rate $\omega_{\text{ex}}/2\pi = 3$ Hz dominates both Δ_0 and the rate of lateral elastic collisions $\gamma_c = 1$ s⁻¹. This regime can be understood as a continuous spin-echo process triggered by forward atomic collisions.

The second trap under study is the hybrid trap, situated 14 μm below the gap of the CPR. As mentioned before, this position is particularly privileged for the perspective of strong atom–cavity coupling. The Ramsey fringes shown by blue squares (Fig. 4b) were obtained for $1.25(40) \times 10^4$ atoms at a temperature of 320(20) nK held in a confined trap {16.9, 451, 390} Hz, corresponding to $\bar{n} \approx 1.24(40)$. The coherence time is $T_2 \approx T_{\text{coh}} = 3.9(5)$ s. The reduction with respect to the reference position is mainly explained based on the atom loss decay time of 3.4(2) s of the hybrid trap. This loss rate is asymmetric and mainly affects the state $|1\rangle$. It is partially explained by spin-exchanging collisions that transfer two colliding atoms in $|1\rangle$ towards the states $|F=2, m_F=0\rangle$ (untrapped) and $|F=2, m_F=2\rangle$ (trapped). In Fig. 4b, this collision process is responsible for the asymmetry of the probability for large T_R . It comes as a drawback of the guiding mechanism that strongly compresses the trap and increases the atomic density (see Table 1). The spin-exchanging collision rate $\gamma_{22} = 1.6 \times 10^{-13}$ cm³ s⁻¹ reported in Egorov *et al.*⁴¹ is insufficient to fully explain our observed loss rate and other possible mechanisms are under study. The fringes presented in Fig. 4b result from an optimization of the temperature that is high enough to minimize collisional losses and low enough to enter the SSR regime ($\omega_{\text{ex}}/2\pi = 9.5$ Hz, $\gamma_c = 3.6$ s⁻¹, $\Delta_0/2\pi = 0.12$ Hz).

The last position studied corresponds to the persistent-current trap previously mentioned (red disk: Fig. 4c). In this trap the measurement was performed with $1.25(40) \times 10^4$ atoms at 158(23) nK, corresponding to $\bar{n} \approx 0.78(30)$ and to the related SSR parameters $\omega_{\text{ex}}/2\pi = 6$ Hz, $\gamma_c = 1.6$ s⁻¹ and $\Delta_0/2\pi = 0.1$ Hz. The coherence lifetime obtained is $T_2 \approx T_{\text{coh}} = 7.8(14)$ s and is mainly limited, in this shallow trap (~ 320 nK), by the atom loss decay time 4.8(3) s.

Discussion

The three measurements are compared in Table 1. It shows that the trap deformation induced by the superconducting CPR results in an increase in the trap frequencies, which impact the coherence of the atomic cloud. We do not expect that such coherence would change for a cavity on-resonance with the transition from $|0\rangle$ to

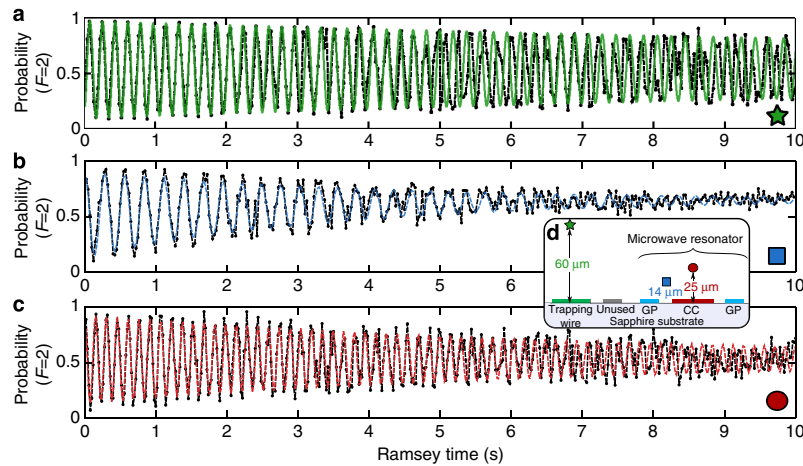


Figure 4 | Atomic coherence in a superconducting coplanar microwave resonator. Ramsey fringes measured in the time domain for different trapping positions on the superconducting atom chip. From top to bottom, the trapping positions correspond to: (a) the reference trap (green star in (d)), (b) the hybrid trap (blue square in (d)) and (c) the persistent-current trap (red disk in (d)). The coherence time obtained for the three sets are 20.5, 3.9 and 7.8 s, respectively, that indicate collision-induced SSR effects²⁵ (see main text and Methods). The coherence time of each set is estimated by measuring the fringe contrast decay on time intervals in which the phase is preserved. Black dots are experimental data and coloured lines are fits, with a fixed decay, to the first few seconds of the oscillation: 5, 3 and 4 s, respectively. Inset (d): positions of the different traps. The reference trap is situated 60 μm straight below the trapping wire. The hybrid trap, which is generated by applied and induced currents, stands 14 μm below the 10- μm -wide gap of the CPR. The persistent-current trap is 25 μm below the central conductor (CC) of the CPR that has a width of 33 μm . GP stands for ground planes. Horizontal and vertical axes are to scale. The experimental parameters for each measurement are summarized in Tables 1 and 2.

Table 1 Results of atomic coherence.			
	Reference	Hybrid	Persistent
Symbols	Green star	Blue square	Red disk
Trap frequencies (Hz)	10.3 (2)	16.9 (2)	35 (2)
	215 (5)	451 (5)	173.4 (6)
	181 (2)	390 (8)	107 (3)
Mean frequency (Hz)	73.7 (6)	144 (3)	87 (3)
Atomic density ($\times 10^{12}$ at. cm^{-3})	0.4 (1)	1.24 (40)	0.78 (30)
Coherence time (s)	20.5 (6.0)	3.9 (5)	7.8 (1.4)
Expected τ_{inh} without SSR (s)	6.5	1.8	2.1

Experimental parameters for the three measurements shown in Fig. 4. The density quoted is the mean atomic density. The mean frequency is the geometrical average. $\tau_{\text{inh}} = \sqrt{2}/\Delta_0$ is the coherence time expected without SSR for the corresponding residual frequency inhomogeneity Δ_0 (see Methods).

$|1\rangle$ that necessarily involves two photons. Nevertheless, thermal photons in a cavity that would be on resonance with one of the transitions from $|0\rangle$ or $|1\rangle$ to untrapped states could open an asymmetric loss channel and a corresponding loss of coherence. In the effective strong coupling limit that we target, this process could be used to cool the mode of the resonator²⁰.

In conclusion, we have demonstrated that, in the vicinity of a superconducting CPR, magnetic traps can be engineered to produce robust and controllable conditions for the coherent manipulation of atoms. The preparation of large BECs and thermal clouds of a million atoms opens the path to the strong collective coupling to a CPR, and to the transfer of quantum information between atomic and superconducting systems. The long coherence of atomic superposition states on the time scale of seconds encourages the development of cold atom/superconductor hybrid quantum systems in which cold atoms would serve as

quantum memory. Although the motion of particles is usually considered as a source of decoherence, which, for example, prevents the use of spin-echo techniques, it has an important role in this experiment to maintain the coherence of the superposition state. If such a mechanism can be extended to preserve the coherence of single excitations, it will surely lead to very rich dynamics of collective states.

Methods

Atom cloud preparation. The magneto-optical trap (MOT) is loaded from a 2D-MOT. For a loading time of 6 s, the MOT contains $\sim 10^9$ ^{87}Rb atoms at a temperature of ~ 200 μK . With this method, we do not observe perturbation of the background pressure. After an optical molasses, the atomic cloud is optically pumped into one of the two hyperfine ground states $|0\rangle$ or $|F=2, m_F=2\rangle$ (total angular momentum states) and is transferred through a magnetic quadrupole into a harmonic Ioffe–Pritchard-type trap. It is further cooled by forced RF evaporation to a temperature of ~ 1.5 μK , slightly above the BEC transition. The remaining 5×10^6 atoms are loaded into optical tweezers ($\lambda = 1064$ nm laser, $P = 500$ mW, focused to $w_0 = 25$ μm beam waist) and transported without significant loss or heating over a distance of 40 mm to the superconducting chip. During the optical transfer, a quantization field of 350 mG along x is applied to maintain the polarization of the sample.

Magnetic field calibration. At the position of the atomic cloud, below the superconducting chip, the magnetic field is controlled by three orthogonal pairs of coils that allow to independently control the three directions of space. The calibration of the residual field and the field generated by the coils is realized *in situ* by microwave spectroscopy. To that purpose, the atoms are prepared in $|0\rangle$ and the magnetic field is set to the desired field of study. After all Eddy currents have damped out, the atoms are released from the optical dipole trap. The microwave transition considered is $|0\rangle$ to $|F=2, m_F=0\rangle$. In the absence of a magnetic field it has a frequency of 6.834682610 GHz and a first-order Zeeman sensitivity of 700 kHz G^{-1} . In a first coarse step, the absolute field is reduced to below 5 mG. In a second fine step, each pair of coils is switched on in a row to generate a frequency shift of approximately 200 kHz. This shift is then measured with an accuracy of ± 500 Hz. This way, each pair of coils is *in situ* and independently calibrated (residual contribution from other pairs below 1%) and the residual field is measured to below 1 mG, while the coils are calibrated with an accuracy better than 0.3%.

Table 2 | Experimental parameters for atomic coherence measurements.

Properties	Reference	Hybrid	Persistent
P_{MW} (dBm)	19	-10	-14
P_{RF} (dBm)	-2	11.5	11.5
$\Delta_{\text{R}}/2\pi$ (Hz)	5.7	3.5	6.5
$\Omega_{\text{R}}/2\pi$ (Hz)	432	416	179
B_1 (G)	3.193 (4)	3.203 (20)	3.20 (3)
B_1^{opt} (G)	3.197	3.17	3.17
$\Delta_{\text{C}}/2\pi$ (Hz)	0.04	0.12	0.1
τ_{inh} (s)	6.5	1.8	2.1

The parameters presented relate to the measurement shown in Fig. 4.

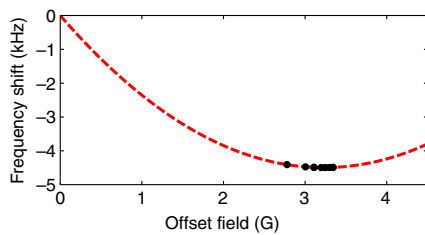


Figure 5 | Differential frequency shift of the $|0\rangle$ to $|1\rangle$ transition. The black points are experimental data. The red dashed line is the prediction given by the Breit-Rabi formula⁴⁵.

To avoid perturbation by the MOE of the nearby superconductor, this calibration is done with the cryostat at $T \approx 10$ K.

Imaging and measurement of position. The atoms are observed by absorption imaging with a variable time of flight (TOF). The large BEC in Fig. 1d was measured by off-resonance imaging, which was calibrated on a low-density cloud. Owing to eddy currents in the mechanical system, the measured atom number is not absolute and depends on the TOF. For $\text{TOF} < 10$ ms, the calibration of the detection of the state $|0\rangle$ with respect to the state $|1\rangle$ is obtained by minimizing the variance of the total atom number detected over the length of the scan. For $\text{TOF} > 10$ ms, atom numbers stay constant, showing that eddy currents are no more an issue at the corresponding distances. The absolute calibration of the atom number is obtained from the critical temperature of Bose–Einstein condensation. This calibration is the main source of uncertainty of the atom numbers (20%). Therefore, the atom number uncertainty quoted in the text does not represent shot-to-shot fluctuations.

The state-selective measurement realized for the coherence measurement is done by first measuring and blasting the atoms in $F=2$, and second by repumping and measuring the atoms in $F=1$. The two measurements are realized on orthogonal axes.

In situ, the position of the atomic cloud is measured along the three directions of space by two reflection imaging systems that are aligned along x and y . The calibration of distances is realized by TOF of the magnetically insensitive state $|F=2, m_F=0\rangle$. To avoid spurious effects, the chip is uncoated.

Magnetic field calculations. To calculate the current densities in the superconductor and the subsequent atomic trap deformation, we solved the London equations using the 2D algorithm described in Cano *et al.*³⁶ This treatment is particularly valid in the trapping region where thin films are parallel to each other. The assumption of a pure Meissner state can be justified by an estimate of the maximum fields at the lead edges⁴². In our field and current range, these edge fields remain considerably below the lower critical field of a dirty niobium film⁴³, assuming a penetration depth $\lambda_L \approx 100$ nm and a Ginzburg–Landau parameter $\kappa \approx 10$. The conservation of flux in the superconducting loop of the resonator is further taken into account by imposing net currents in the grounds of the resonator. The influence of an homogeneous density of vortices pointing along z is modelled by the superposition of an homogeneous field along z (undeformed) and the opposite field deformed by the superconducting structure in a pure Meissner state. In all simulations, the quantization of flux is neglected ($\Phi_0/\Phi \approx 5 \times 10^{-5}$). The simulations presented in Figs 2 and 3 have been confirmed using a 3D simulator (3D-MLSI⁴⁴). The effect of gravity is included in all simulations.

Details on the measurement of coherence lifetime. The measurement of the T_{coh} time of the atomic qubit formed by the state $|0\rangle$ and $|1\rangle$ is realized by a Ramsey-type experiment. As shown in Fig. 1f, the two states are coupled via a two-photon transition involving a microwave photon at $f_{\text{MW}} = 6.83337816$ GHz and an RF photon at $f_{\text{RF}} = 1.3$ MHz. Both frequencies are generated by commercial synthesizer phase locked to a high-stability 10 MHz quartz oscillator (Oscillo-quartz, 8607-BHM15), and their sum is frequency detuned from the atomic transition by $\Delta_{\text{R}}/2\pi$. For all the measurement presented, the microwave with power P_{MW} is radiated by an helicoidal antenna situated outside the vacuum chamber at a distance of 20 cm from the atoms. The RF with power P_{RF} is coupled on the chip to the largest Z-wire. The Rabi frequency Ω_{R} obtained in each situation is summarized in Table 2. Figure 5 shows the differential frequency shift of the qubit transition that is well approximated by $\Delta\nu(\mathbf{r}) = \nu_{|1\rangle} - \nu_{|0\rangle} = \Delta\nu_0 + \beta(B(\mathbf{r}) - B_0)^2$, with $\Delta\nu_0 = 4.4973$ kHz, $B_0 = 3.228917(3)$ G (ref. 25) and $\beta = 431.36$ Hz/G² (ref. 39). At the magic offset field B_0 , this shift is first-order insensitive to the magnetic field. The sensitivity of the coherence time to the magnetic inhomogeneities of the trap is therefore highly reduced. The measurements presented in Fig. 4 are performed with an offset field B_{off} slightly lower than B_0 . This configuration is known as the mutual compensation scheme^{39,40}, which allows to compensate the negative collisional shift $\Delta_{\text{C}}(\mathbf{r})/2\pi = -0.4n(\mathbf{r})/10^{12}$ Hz by the positive magnetic shift $\Delta_{\text{B}}(\mathbf{r}) = 2\pi\Delta\nu(\mathbf{r})$. In such conditions, an optimum residual radial frequency homogeneity $\Delta_0 = \sqrt{((\Delta_{\text{C}}(\mathbf{r}) + \Delta_{\text{B}}(\mathbf{r}))^2) - (\Delta_{\text{C}}(\mathbf{r}) + \Delta_{\text{B}}(\mathbf{r}))^2}$ is obtained for an optimal offset field $B_{\text{off}}^{\text{opt}}$ that depends on the number of particles, the temperature and the geometry of the trap. In Table 2, we give the optimum value of Δ_0 for each experimental configuration. In the absence of spin-rephasing, such inhomogeneities should result in a decay of the Ramsey contrast with a time constant $\tau_{\text{inh}} = \sqrt{2}/\Delta_0$ (ref. 40).

References

- Wallquist, M., Hammerer, K., Rabl, P., Lukin, M. & Zoller, P. Hybrid quantum devices and quantum engineering. *Phys. Scr.* **2009**, 014001 (2009).
- Kubo, Y. *et al.* Hybrid quantum circuit with a superconducting qubit coupled to a spin ensemble. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 220501 (2011).
- Zhu, X. *et al.* Coherent coupling of a superconducting flux qubit to an electron spin ensemble in diamond. *Nature* **478**, 221–224 (2011).
- Amsüss, R. *et al.* Cavity QED with magnetically coupled collective spin states. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 060502 (2011).
- Camerer, S. *et al.* Realization of an optomechanical interface between ultracold atoms and a membrane. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 223001 (2011).
- O’Connell, A. D. *et al.* Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator. *Nature* **464**, 697–703 (2010).
- Kálmán, O., Kiss, T., Fortágh, J. & Domokos, P. Quantum galvanometer by interfacing a vibrating nanowire and cold atoms. *Nano Lett.* **12**, 435–439 (2012).
- Xiang, Z.-L., Ashhab, S., You, J. Q. & Nori, F. Hybrid quantum circuits: superconducting circuits interacting with other quantum systems. *Rev. Mod. Phys.* **85**, 623–653 (2013).
- Wallraff, A. *et al.* Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics. *Nature* **431**, 162–167 (2004).
- DiCarlo, L. *et al.* Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor. *Nature* **460**, 240–244 (2009).
- Fedorov, A., Steffen, L., Baur, M., Da Silva, M. P. & Wallraff, A. Implementation of a Toffoli gate with superconducting circuits. *Nature* **481**, 170–172 (2012).
- Reed, M. D. *et al.* Realization of three-qubit quantum error correction with superconducting circuits. *Nature* **482**, 382–385 (2012).
- Nirrengarten, T. *et al.* Realization of a superconducting atom chip. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 200405 (2006).
- Mukai, T. *et al.* Persistent supercurrent atom chip. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 260407 (2007).
- Müller, T. *et al.* Trapping of ultra-cold atoms with the magnetic field of vortices in a thin-film superconducting micro-structure. *New J. Phys.* **12**, 043016 (2010).
- Cano, D. *et al.* Meissner effect in superconducting microtraps. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 183006 (2008).
- Kasch, B. *et al.* Cold atoms near superconductors: atomic spin coherence beyond the Johnson noise limit. *New J. Phys.* **12**, 065024 (2010).
- Petrosyan, D. & Fleischhauer, M. Quantum information processing with single photons and atomic ensembles in microwave coplanar waveguide resonators. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 170501 (2008).
- Petrosyan, D. *et al.* Reversible state transfer between superconducting qubits and atomic ensembles. *Phys. Rev. A* **79**, 040304 (2009).
- Verdú, J. *et al.* Strong magnetic coupling of an ultracold gas to a superconducting waveguide cavity. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 043603 (2009).
- Dudin, Y. O., Zhao, R., Kennedy, T. A. B. & Kuzmich, A. Light storage in a magnetically dressed optical lattice. *Phys. Rev. A* **81**, 041805 (2010).
- Radnaev, A. G. *et al.* A quantum memory with telecom-wavelength conversion. *Nature Phys.* **6**, 894–899 (2010).

23. Bao, X. H., Reingruber, A., Dietrich, P. & Rui, J. Efficient and long-lived quantum memory with cold atoms inside a ring cavity. *Nature Phys.* **8**, 517–521 (2012).
24. Treutlein, P., Hommelhoff, P., Steinmetz, T., Hänsch, T. W. & Reichel, J. Coherence in microchip traps. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203005 (2004).
25. Deutsch, C. *et al.* Spin self-rephasing and very long coherence times in a trapped atomic ensemble. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 020401 (2010).
26. Ritter, S. *et al.* An elementary quantum network of single atoms in optical cavities. *Nature* **484**, 195–200 (2012).
27. Cano, D. *et al.* Experimental system for research on ultracold atomic gases near superconducting microstructures. *Eur. Phys. J. D* **63**, 17–23 (2011).
28. Fortágh, J. & Zimmermann, C. Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Rev. Mod. Phys.* **79**, 235–289 (2007).
29. Skagerstam, B. K., Hohenester, U., Eiguren, A. & Rekdal, P. K. Spin decoherence in superconducting atom chips. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 070401 (2006).
30. Hohenester, U., Eiguren, A., Scheel, S. & Hinds, E. A. Spin-flip lifetimes in superconducting atom chips: Bardeen-Cooper-Schrieffer versus Eliashberg theory. *Phys. Rev. A* **76**, 033618 (2007).
31. Nogues, G. *et al.* Effect of vortices on the spin-flip lifetime of atoms in superconducting atom-chips. *Eur. Phys. Lett.* **87**, 13002 (2009).
32. Emmert, A. *et al.* Measurement of the trapping lifetime close to a cold metallic surface on a cryogenic atom-chip. *Eur. Phys. J. D* **51**, 173–177 (2009).
33. Söding, J. *et al.* Three-body decay of a rubidium Bose – Einstein condensate. *Appl. Phys. B* **69**, 257–261 (1999).
34. Henschel, K., Majer, J., Schmiedmayer, J. & Ritsch, H. Cavity QED with an ultracold ensemble on a chip: prospects for strong magnetic coupling at finite temperatures. *Phys. Rev. A* **82**, 033810 (2010).
35. Markowsky, A., Zare, A., Graber, V. & Dahm, T. Optimal thickness of rectangular superconducting microtraps for cold atomic gases. *Phys. Rev. A* **86**, 023412 (2012).
36. Cano, D. *et al.* Impact of the Meissner effect on magnetic microtraps for neutral atoms near superconducting thin films. *Phys. Rev. A* **77**, 063408 (2008).
37. Stan, G., Field, S. B. & Martinis, J. M. Critical field for complete vortex expulsion from narrow superconducting strips. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 097003 (2004).
38. Emmert, A. *et al.* Microtraps for neutral atoms using superconducting structures in the critical state. *Phys. Rev. A* **80**, 061604(R) (2009).
39. Harber, D. M., Lewandowski, H. J., McGuirk, J. M. & Cornell, E. A. Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas. *Phys. Rev. A* **66**, 053616 (2002).
40. Rosenbusch, P. Magnetically trapped atoms for compact atomic clocks. *Appl. Phys. B* **95**, 227–235 (2009).
41. Egorov, M. *et al.* Precision measurements of s-wave scattering lengths in a two-component Bose – Einstein condensate. *Phys. Rev. A* **87**, 053614 (2013).
42. Zeldov, E., Clem, John R., McElfresh, M. & Darwin, M. Magnetization and transport currents in thin superconducting films. *Phys. Rev. B* **49**, 9802–9822 (1994).
43. Brandt, E. H. The flux-line lattice in superconductors. *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465–1594 (1995).
44. Khapaev, M. M., Kupriyanov, M. Y., Goldobin, E. & Siegel, M. Current distribution simulation for superconducting multi-layered structures. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 24–27 (2003).
45. Breit, G. & Rabi, I. I. Measurement of nuclear spin. *Phys. Rev.* **38**, 2082–2083 (1931).

Acknowledgements

We would like to thank Thomas Udem from the MPQ Munich as well as Max Kahmann and Ekkehard Peik from the PTB Braunschweig for the loan of the reference oscillators. This work was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB TRR 21) and ERC (Socathes). H.H. and D.B. acknowledge support from the Evangelisches Studienwerk e.V.Villigst. M.Kn. and M.Ke. acknowledge support from the Carl Zeiss Stiftung.

Author contributions

D.K., R.K., J.F., S.B., H.H., F.J., M.Kn. and M.Ke. designed and mounted the experiment. D.B., M.Kn., M.Ke. and H.H. designed and fabricated the superconducting chip. S.B., H.H. and P.W. carried out the experiments and analysed the data. S.B., H.H., D.C., M.Kn. and D.B. made the numerical simulations. D.K., R.K. and J.F. supervised the project. S.B., H.H. and J.F. edited the manuscript. All authors discussed the results and commented on the manuscript.

Additional information

Competing financial interests: The authors declare no competing financial interests.

Reprints and permission information is available online at <http://npg.nature.com/reprintsandpermissions/>

How to cite this article: Bernon, S. *et al.* Manipulation and coherence of ultra-cold atoms on a superconducting atom chip. *Nat. Commun.* **4**:2380 doi: 10.1038/ncomms3380 (2013).

Trapping of ultracold atoms in a $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator

F. Jessen · M. Knufinke · S. C. Bell · P. Vergien · H. Hattermann ·
P. Weiss · M. Rudolph · M. Reinschmidt · K. Meyer · T. Gaber · D. Cano ·
A. Günther · S. Bernon · D. Koelle · R. Kleiner · J. Fortágh

Received: 13 September 2013 / Accepted: 11 December 2013 / Published online: 23 December 2013
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013

Abstract We describe the preparation of ultracold atomic clouds in a dilution refrigerator. The closed-cycle $^3\text{He}/^4\text{He}$ cryostat was custom made to provide optical access for laser cooling, optical manipulation and detection of atoms. We show that the cryostat meets the requirements for cold atom experiments, specifically in terms of operating a magneto-optical trap, magnetic traps and magnetic transport under ultrahigh vacuum conditions. The presented system is a step toward the creation of a quantum hybrid system combining ultracold atoms and solid-state quantum devices.

1 Introduction

The development of cold atom/solid-state hybrid systems holds the promise of creating a quantum interface between printed electronic circuits, atoms and light [1–12] with applications in quantum electronics and information processing. Several groups are currently preparing cold

atomic clouds in the vicinity of superconducting chips at 77 K, cooled by liquid nitrogen, and at 4 K, cooled by liquid ^4He [13–26]. The vision of quantum state transfer between superconducting circuits and cold atoms requires further experimental development, in particular the preparation of atomic clouds close to millikelvin surfaces. This low temperature is required to operate superconducting quantum circuits and also enhances the coherence time of solid-state quantum bits, which must be long enough to realize quantum state transfer to atomic degrees of freedom.

The conditions for cold atom preparation and the operation of mK environments are, however, very different. The first requires several tens of milliwatts of laser power for laser cooling [27]. The second is highly sensitive to heat sources such as laser radiation, since the cooling power of dilution refrigerators is typically less than a milliwatt. Dilution refrigerators played an important role in the early experiments toward the realization of Bose–Einstein condensation of atomic hydrogen [28–30], including optical cooling techniques [31]. Here, we describe an experimental setup that fulfills the requirements for both the production of ensembles of ultracold rubidium atoms and the operation of solid-state quantum devices at mK temperatures. We trap rubidium atoms in a 6 K environment inside a $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator capable of mK temperatures. We demonstrate the operation of a magneto-optical trap (MOT) loaded by a beam of slow atoms produced with a Zeeman slower. The MOT coils and end section of the Zeeman slower are constructed with superconducting electromagnets mounted on an additional 6 K plate of the cryostat. We transfer the atoms into a magnetic trap and demonstrate the first step in a magnetic transfer scheme to bring the atoms toward the mK environment.

F. Jessen · M. Knufinke · S. C. Bell (✉) · P. Vergien ·
H. Hattermann · P. Weiss · M. Rudolph · M. Reinschmidt ·
K. Meyer · T. Gaber · D. Cano · A. Günther · S. Bernon ·
D. Koelle · R. Kleiner · J. Fortágh
CQ Center for Collective Quantum Phenomena and their
Applications in LISA+, Physikalisches Institut,
Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14,
72076 Tübingen, Germany
e-mail: sbell@pit.physik.uni-tuebingen.de

J. Fortágh
e-mail: fortagh@uni-tuebingen.de

Present Address:
S. Bernon
LP2N Université Bordeaux - IOGS - CNRS: UMR 5298 - Bât.
A30, 351 cours de la liberation, Talence, France

2 Cryostat and vacuum system

Cryogenic temperatures are achieved using a closed-cycle $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator, based on the Oxford Instruments Triton 200 system. Figure 1 is a photograph of the cryostat, and Fig. 2 is a technical drawing of the cryostat and cold atom preparation stage. The cryostat consists of two pulse tube cooled stages with cooling power of 35 W at nominal 45 K and 1 W at nominal 4 K. Due to the heat load on these stages, they operate at temperatures of 65 and 6 K. The 6 K stage cools a dilution unit which has three stages operating at temperatures of 1.5 K, 100 mK and in the final stage a temperature below 50 mK. Figure 3 is a schematic representation of the cryostat, including the position of the cold atom preparation setup mounted on the additional 6 K plate. As can be seen in Fig. 1, the additional plate for the cold atom preparation setup is mounted below the mK stage, and three large copper rods provide thermal contact to the 6 K stage above the dilution unit. Three gold plated copper shields at temperatures of 65, 6 and 1.5 K, respectively, protect each progressive cooling stage from thermal radiation.

The 65 and 6 K radiation shields have a 15-mm-diameter access port for the slow atomic beam, as well as ten optical access ports to the center of the 6 K cold atom preparation setup for the cooling and trapping light. The optical access ports are covered by fused silica windows (viewing diameter 35 mm) which have a transmission cutoff at

approximately 4 μm , thus blocking the majority of 300 K thermal radiation. The windows are anti-reflection coated at 780 nm for high transmission of the cooling and trapping light. Two optical access ports are also placed below the mK stage, for optical diagnosis of the cloud in the mK environment.

The cryostat is mounted inside a large stainless steel vacuum chamber, which allows for the creation of ultra-high vacuum conditions, as necessary for the cold atom experiments. The vacuum conditions also provide thermal insulation between the cryostat cooling stages. The vacuum chamber was initially pumped by a turbo-molecular pump, when the system is cold the cryostat surfaces serve as a high surface area cryopump, and the turbo-molecular pump is isolated from the chamber with a gate valve. A pressure of 10^{-9} mbar is measured with a cold cathode gauge in close proximity to the room temperature outer vacuum chamber (OVC). Due to efficient cryopumping, the pressure in the cooling and trapping region is significantly lower, as evident by long magnetic trap lifetimes.

The cryostat current feedthroughs are limited to 1 A. The electromagnets for the cold atom preparation setup were therefore designed to be compact, thus producing the required high field gradients for cold atom experiments, despite the limited available current. Compact electromagnets were constructed by winding the magnets with very thin single filament niobium–titanium wire (superconducting transition temperature $T_c = 9.2$ K). The

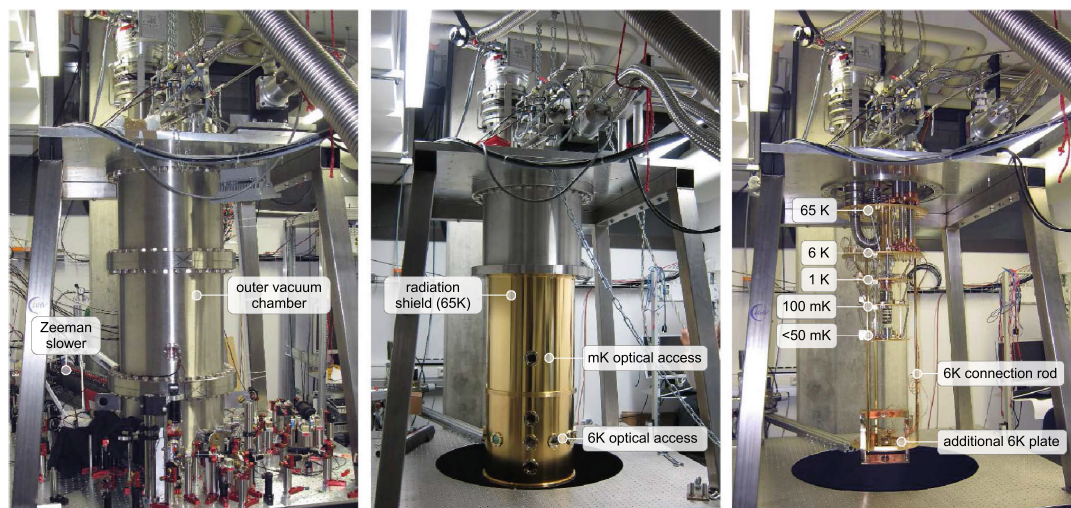


Fig. 1 Photograph of the cryostat. *Left* system during operation, the cryostat is installed in the stainless steel outer vacuum chamber (OVC) and optics for the cold atom experiments surround the chamber. *Center* after removal of the OVC, the 65 K radiation shield is visible with the optical viewports: at the lower part for cold atom

preparation in the 6 K stage and the upper viewport for cold atom detection in the mK stage. *Right* all radiation shields unmounted, showing the different temperature stages of the cryostat, including the additional 6 K plate with the cold atom preparation setup mounted (color online)

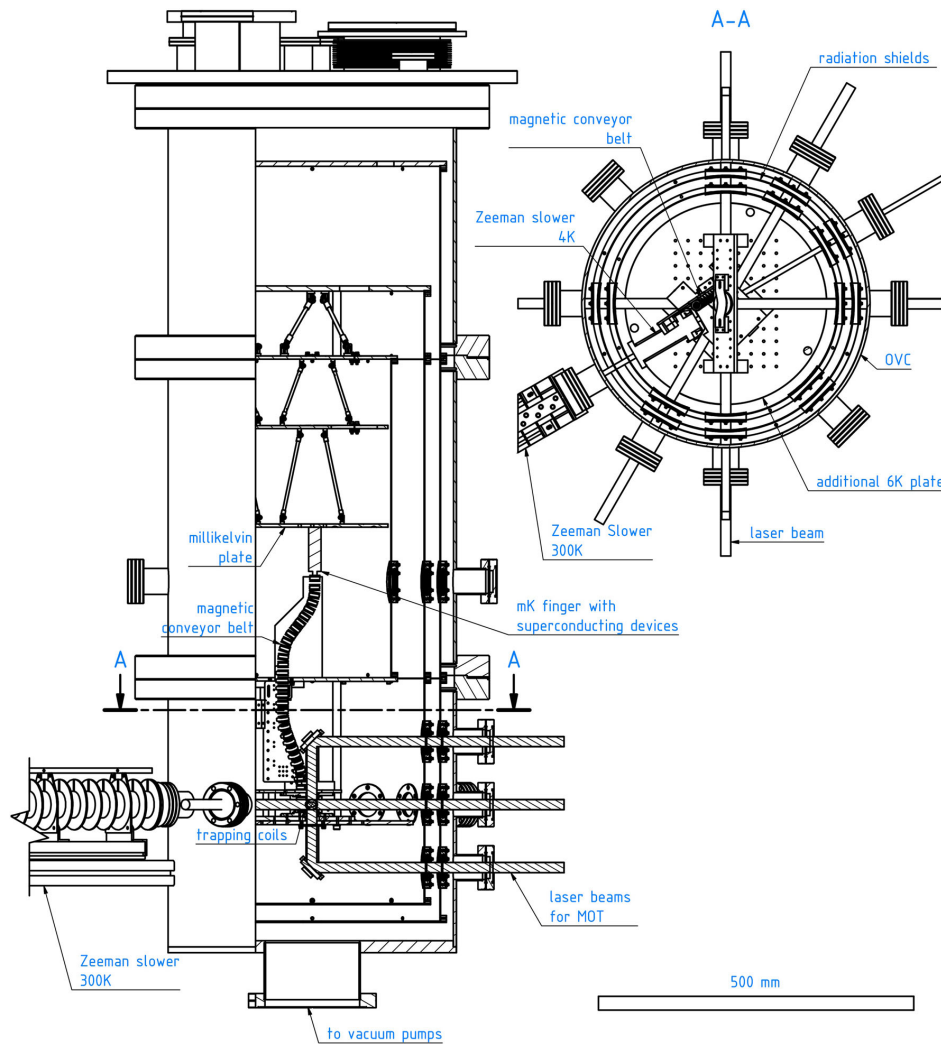


Fig. 2 Technical drawing of the cryostat (cutout side and top view). The upper plates of the dilution refrigerator and radiation shields are indicated, including cross-stabilization rods. All optical viewports are indicated, along with the path of the trapping and cooling laser beams.

The MOT coils and Zeeman slower sections at 300 and 6 K are included, along with the proposed magnetic conveyor belt that will transport atoms to a finger connected to the mK plate (color online)

superconducting filament has a diameter of 50 μm , is embedded in a copper matrix (combined diameter 80 μm , resulting in a Cu:NbTi ratio of 1.56) and is insulated with a polyimide resin layer. The total wire diameter is 100 μm .

The wires were thermally anchored to the cryostat by placing them into channels machined into copper ‘anchor blocks’ and filled with indium. Despite these thermal anchoring efforts, the measured critical current of the wires was between 0.4 and 0.7 A (depending on the coil), which is below the 1 A used in the design and significantly below

the manufacturer specified 10 A at 4.2 K. We note that a decrease in the critical current is not surprising as the coils are operated at 6 K; however, a full order of magnitude increase was unexpected. The low critical current is presumably reached at local imperfections in the wire, leading to a normal conducting zone with associated Ohmic heating that cannot be cooled effectively and the heat thus propagates along the wire [32].

The reduced magnetic field gradients, due to limited current in the coils, have not prevented the operation of the

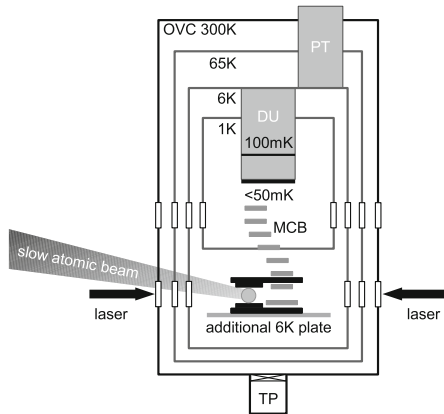


Fig. 3 Schematic of the dilution refrigerator indicating the cooling stages and radiation shields. The slow atomic beam and optical access ports through the radiation shields are indicated, along with a schematic of the electromagnets for cold atom preparation mounted on the additional 6 K plate. The conveyor belt to take atoms from the 6 K stage to the mK is also indicated. It follows an intentionally curved path to avoid 6 K thermal radiation directly impacting the mounted superconducting device. *OVC* outer vacuum chamber, *PT* pulse tube, *DU* dilution unit, *TP* turbo-molecular pump and *MCB* magnetic conveyor belt

cold atom stage; however, they have degraded its performance. To improve the performance in future experiments, we have decided to use a wire three times thicker (Cu:NbTi ratio 1.49) with an expected increase in the critical current and have redesigned the coils such that the field gradients of our previous design are still reached or even exceeded.

3 Cold atom setup

The preparation of cold atoms follows standard cooling and trapping techniques [27], with the exception of the use of superconducting electromagnets to create the required magnetic field gradients [14], which have the advantage of negligible Ohmic heating. An effusive oven, combined with a Zeeman slower [33], creates a beam of slow atoms which are captured in a MOT [34] and then transferred into a magnetic trap. In future experiments, the cold atomic cloud will be transported from this preparation setup in the 6 K environment to the mK environment using a magnetic conveyor belt, the path of which will be curved to avoid 6 K thermal radiation directly impacting any superconducting devices. The first step of magnetic transfer has been realized. A schematic of the cold atom preparation setup is shown in Fig. 4.

3.1 Slow atomic beam

The preparation of a sample of cold atoms begins with a beam of fast atoms effusing out of a hot oven and

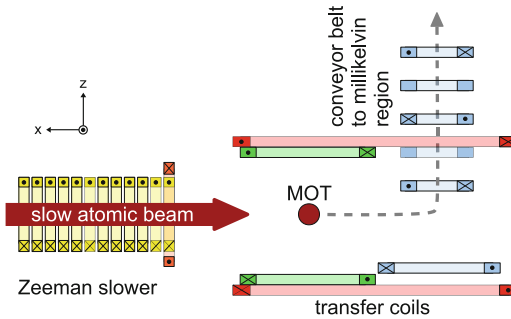


Fig. 4 Schematic of the cold atom preparation setup, constructed with superconducting coils on the additional 6 K plate. The cold section of the Zeeman slower is indicated in yellow, including a compensation coil in orange. The MOT coils are in green and enclosed in the red transfer coils. The first section of the magnetic conveyor belt, which will be used to transport atoms to the mK environment, is indicated in blue (color online)

decelerated by a Zeeman slower in a zero-crossing configuration [35]. The oven is similar to the design presented in [36]. The rubidium oven is typically operated at a reservoir temperature of 80° and a collimation tube temperature of 120° , chosen as a compromise between producing a high atomic flux and preserving the oven lifetime. A mechanical shutter at the end of the collimation tube blocks the atomic beam after loading of the MOT.

The required magnetic field profile for Zeeman slowing is created by a series of coils, divided into two sections. The coils comprising each section run equal current, and the local magnetic field is given by the number of windings in each coil. One coil section creates the positive magnetic field (i.e., from the oven until the zero-crossing). This section is at room temperature, constructed with a 1.1-m-long stainless steel vacuum tube (8 mm inside diameter) and attached to the OVC of the cryostat. The coils surrounding the vacuum tube are constructed with copper wire running 5 A and are water cooled to remove dissipative heat losses.

The atomic beam exits the positive Zeeman slower section and enters the cryostat through a series of 15-mm holes in the radiation shields. The beam subsequently enters the negative section of the Zeeman slower (after the zero-crossing), which runs -0.3 A and is constructed with superconducting wire and mounted on the additional 6 K plate. The performance of the negative section is limited due to the reduced current capabilities of the superconducting wires, necessitating modification of the Zeeman slower operating parameters.

Rubidium-87 atoms with an initial velocity below 335 m s^{-1} are decelerated along the Zeeman slower to a final velocity of 24 m s^{-1} over a distance of 1.23 m by a slowing laser beam counter propagating to the atomic beam. The

magnetic field at the beginning of the slower is 250 G, and the exit magnetic field is -35 G, where positive is defined as the propagation direction of the slowing laser. Slowing is achieved using 25 mW of σ^+ polarized light (relative to the direction of propagation), tuned 80 MHz below the $5 S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5 P_{3/2}F' = 3$ cycling transition. An additional 8 mW of re-pump light, tuned 80 MHz below the $5 S_{1/2}F = 1 \rightarrow 5 P_{3/2}F' = 2$ transition returns any atoms that are lost from the cycling transition.

3.2 Magneto-optical trap

The exit of the Zeeman slower is located at a distance of 55 mm from the center of the MOT, which was intentionally kept short to minimize the diffusion of atoms as they coast out of the Zeeman slower and into the trapping region. A compensation coil is placed between the end of the slower and the MOT to ensure that the magnetic field of the Zeeman slower is canceled at the center of the MOT.

The MOT consists of three orthogonal pairs of counter-propagating cooling laser beams with a total power of 65 mW. The Gaussian profile of the beams is cut with an aperture at 20 mm diameter to produce a nearly homogeneous beam profile. The beams intersect at the center of a pair of superconducting coils with an inner diameter of 22 mm and separation of 24 mm (indicated in green in Fig. 4). The coils produce a quadrupole magnetic field with a gradient of approximately 10 G cm^{-1} in the z direction, running a current of 150 mA. The cooling light is detuned 17 MHz below the $5 S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5 P_{3/2}F' = 3$ cycling transition in ^{87}Rb . An additional 8 mW re-pump laser beam, on resonance with the ^{87}Rb $5 S_{1/2}F = 1 \rightarrow 5 P_{3/2}F' = 2$ transition is overlapped with the cooling beams and re-pumps atoms lost into the $F=1$ state back into the cooling cycle.

Figure 5 shows the number of atoms in the MOT as a function of loading time, measured by absorption imaging [37]. The red curve is an exponential loading fit to the data: $N(t) = N_0 \cdot (1 - \exp(-t/\tau_l))$, where N_0 is the steady state atom number, t is time and τ_l is the loading constant. The fit indicates a loading constant of $\tau_l = 19$ s. The MOT loads 5×10^8 atoms in 10 s and saturates at 1×10^9 atoms after 100 s. Such a loading rate is considered low for a Zeeman slower system, but is not surprising given that the Zeeman slower is not running at the design specifications due to current limitation in the superconducting wire.

In a typical experimental cycle, we load the MOT for 10 s, trapping 5×10^8 atoms at a temperature of 230 μK . The cooling light is then detuned to 67 MHz, and the magnetic field gradients are simultaneously ramped down over 12 ms. After a further 5 ms of molasses cooling, a 250- μs optical pumping pulse is applied in a weak homogeneous

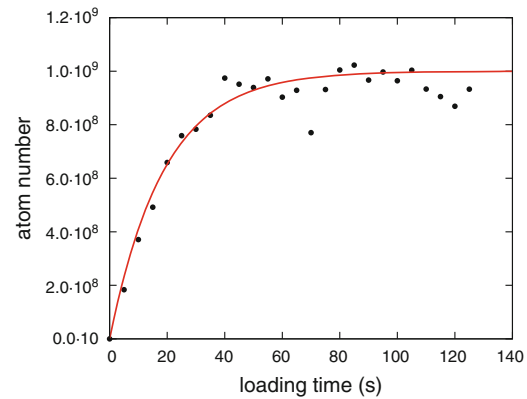


Fig. 5 A typical curve of the MOT loading from the Zeeman slower. Data points were measured by absorption imaging, and the data were fit to an exponential function $N(t) = N_0 \cdot (1 - \exp(-t/\tau_l))$. The fit indicates a loading time of $\tau_l = 19$ s (color online)

field to transfer atoms into the magnetically low field seeking state $F = 2, m_F = 2$.

The magnetic field ramps used during molasses cooling and magnetic trapping are intentionally longer than 10 ms, exceeding the decay time scale of eddy currents induced in the surrounding copper coil supports and cryostat components. Future improvements to the system will reduce the eddy currents, while maintaining essential high quality thermal contact to the cryostat.

3.3 Magnetic trap

We transfer 10^8 atoms into a magnetic quadrupole trap by increasing the current in the MOT coils to 500 mA, resulting in a field gradient of approximately 30 G cm^{-1} in the z direction. The temperature of the ensemble in the magnetic trap was measured to be 90 μK by ballistic expansion in time-of-flight images [38]. Figure 6a is a logarithmic plot of the atom number as a function of hold time in the magnetic trap, indicating the trap lifetime. The data are well described by an exponential decay: $N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau_d)$ with a time constant of $\tau_d = 70$ s. Plotted in Fig. 6b is the full width half maximum (FWHM) of the cloud size in the horizontal direction over the lifetime of the trap. The initial increase in the FWHM of the cloud is consistent with a thermalization time scale of 7.5 s, as calculated for our trapping parameters and densities (red curve).

We have observed a long-term decrease in the trap lifetime which is related to an increase in the vacuum chamber pressure. The pressure increase was first detected after many months of operation of the system, supporting

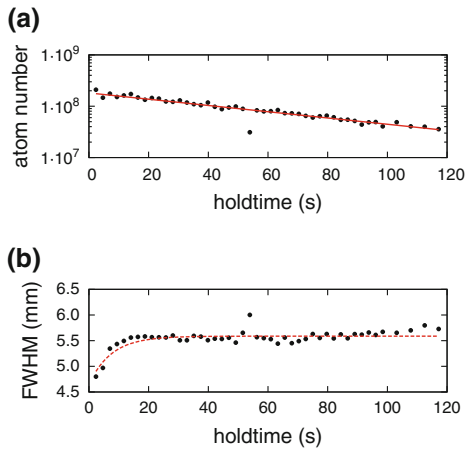


Fig. 6 **a** A curve of the decay of atoms out of the magnetic trap, as measured by absorption imaging. The data were fit to an exponential decay function $N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau_d)$, and indicate a magnetic trap lifetime of $\tau_d = 70$ s. **b** The FWHM of the cloud in the horizontal direction over the lifetime of the cloud. The initial increase in the cloud width is consistent with a thermalization time of 7.5 s, as calculated for our trapping parameters and densities (red dashed curve) (color online)

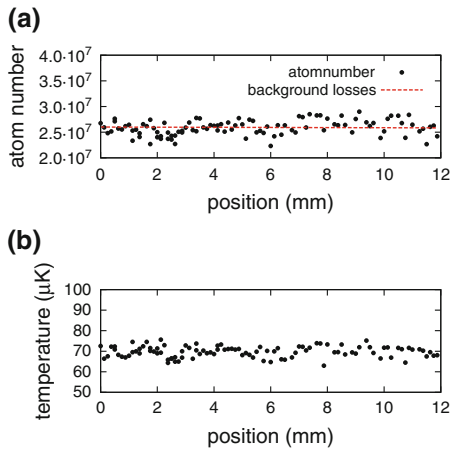


Fig. 7 **a** Atom count during magnetic transport of the cloud, as measured by absorption imaging. The cloud was transported a varied distance from the center of the MOT coils and then back again for imaging. Accounting for background losses (red dashed curve), the data indicate that a 70- μ K cloud can be transferred in 1 s with nearly 100% efficiency. **b** The temperature of the cloud during transport, showing no evidence of heating (color online)

the hypothesis that the pressure increase is due to the saturation of the cryopumping surfaces with outgassing products from the hot rubidium oven [39]. To provide optimal

vacuum conditions, we regularly condition the cryopumping of the system by allowing the cold atom preparation setup to warm up to 20 K, while the system is pumped by the turbo-molecular pump [39]. Re-cooling the system to 6 K improves the vacuum pressure, and the magnetic trap lifetime is recovered. Similar observations have been reported in [14].

3.4 Magnetic transfer

The atomic cloud is transferred from the magnetic trap created by the MOT coils into the first transfer coil pair (indicated in red in Fig. 4). This transports the atomic cloud approximately 12 mm in the horizontal direction. Transfer is achieved by increasing the current in the transfer coils and simultaneously decreasing the current in the MOT coils. A transfer time of 1 s was found to optimize the number of transferred atoms. To assess the transfer efficiency, the cloud was transported a varied distance from the center of the MOT coils and then back again for imaging diagnostics (Fig. 7). The slight atom loss evident in the data can be explained by the magnetic trap lifetime, as indicated in the dashed red curve.

Taking these background losses into account, we find a transfer efficiency of nearly 100 % for an initial cloud temperature of 70 μ K. For higher temperatures, the efficiency of the transfer is limited by the trap depth when the magnetic quadrupoles of the two coil pairs merge.

This magnetic transport will play a major role in the next step in our experiments, in which atoms will be transported from the 6 K cold atom preparation setup to the mK environment. The full magnetic conveyor belt structure has been designed and is now being installed.

4 Conclusion

We have prepared an ensemble of cold atoms in a closed-cycle $^3\text{He}/^4\text{He}$ cryostat. The magnetic field gradients required for laser cooling and trapping are produced entirely with superconducting electromagnets, which carry a current of approximately 0.5 A in the 6 K stage of a dilution refrigerator. We have realized the first step in a magnetic transfer scheme in which future experiments will transport a cold atomic cloud to a mK environment, where we will bring the atoms into contact with superconducting solid-state devices.

This apparatus provides the required experimental conditions for the realization of hybrid quantum systems [6, 7] combining ultracold gases and superconducting quantum devices and also for fundamental studies on ultracold

Rydberg atoms in the absence of detrimental thermal radiation [40].

Acknowledgments This work was supported by the European Research Council (ERC Advanced Grant SOCATHES) and the Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB TRR21). M.K. and M.R. acknowledge support from the Carl Zeiss Stiftung. P.V. and H.H. acknowledge support from the Evangelisches Studienwerk e.V. Villigst.

References

1. M. Wallquist, K. Hammerer, P. Rabl, M. Lukin, P. Zoller, *Phys. Scripta* **2009**, 014001 (2009)
2. Z.-L. Xiang, S. Ashhab, J.Q. You, F. Nori, *Rev. Mod. Phys.* **85**, 623 (2013)
3. A.S. Sørensen, van der C.H. Wal, L.I. Childress, M.D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 063601 (2004)
4. P. Rabl, D. DeMille, J.M. Doyle, M.D. Lukin, R.J. Schoelkopf, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 033003 (2006)
5. D. Petrosyan, M. Fleischhauer, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 170501 (2008)
6. J. Verdú, H. Zoubi, C. Koller, J. Majer, H. Ritsch, J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 043603 (2009)
7. D. Petrosyan, G. Bentsky, G. Kurizki, I. Mazets, J. Majer, J. Schmiedmayer, *Phys. Rev. A* **79**, 040304 (2009)
8. K.R. Patton, U.R. Fischer, *Phys. Rev. A* **87**, 052303 (2013)
9. K.R. Patton, U.R. Fischer, *EPL (Europhys. Lett.)* **102**, 20001 (2013)
10. K.R. Patton, U.R. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 240504 (2013)
11. K. Henschel, J. Majer, J. Schmiedmayer, H. Ritsch, *Phys. Rev. A* **82**, 033810 (2010)
12. M. Hafezi, Z. Kim, S.L. Rolston, L.A. Orozco, B.L. Lev, J.M. Taylor, *Phys. Rev. A* **85**, 020302 (2012)
13. R.A.L.J.M.D.B.L.L. Matthew A. Naides, Richard W. Turner, arXiv preprint arXiv:1311.2065 (2013)
14. P.A. Willems, K.G. Libbrecht, *Phys. Rev. A* **51**, 1403 (1995)
15. T. Nirrengarten, A. Qarry, C. Roux, A. Emmert, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 200405 (2006)
16. T. Mukai, C. Hufnagel, A. Kasper, T. Meno, A. Tsukada, K. Semba, F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 260407 (2007)
17. T. Müller, B. Zhang, R. Fermani, K.S. Chan, Z.W. Wang, C.B. Zhang, M.J. Lim, R. Dumke, *New J. Phys.* **12**, 043016 (2010)
18. D. Cano, B. Kasch, H. Hattermann, D. Koelle, R. Kleiner, C. Zimmermann, J. Fortágh, *Phys. Rev. A* **77**, 063408 (2008)
19. B. Kasch, H. Hattermann, D. Cano, T.E. Judd, S. Scheel, C. Zimmermann, R. Kleiner, D. Koelle, J. Fortágh, *New J. Phys.* **12**, 065024 (2010)
20. D. Cano, H. Hattermann, B. Kasch, C. Zimmermann, R. Kleiner, D. Koelle, J. Fortágh, *Eur. Phys. J. D* **63**, 17 (2011)
21. A. Emmert, A. Lupaşcu, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, G. Nogues, *Phys. Rev. A* **80**, 061604 (2009)
22. S. Bernon, H. Hattermann, D. Bothner, M. Knufinke, P. Weiss, F. Jessen, D. Cano, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle, J. Fortágh, *Nat. Commun.* **4**, 2380 (2013)
23. C. Roux, A. Emmert, A. Lupascu, T. Nirrengarten, G. Nogues, M. Brune, J.M. Raimond, S. Haroche, *Europhys. Lett.* **81**, 56004 (2008)
24. F. Shimizu, C. Hufnagel, T. Mukai, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 253002 (2009)
25. G. Nogues, C. Roux, T. Nirrengarten, A. Lupacu, A. Emmert, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche, B. Plaais, J.-J. Greffet, *EPL (Europhys. Lett.)* **87**, 13002 (2009)
26. B. Zhang, M. Siercke, K.S. Chan, M. Beian, M.J. Lim, R. Dumke, *Phys. Rev. A* **85**, 013404 (2012)
27. H.J. Metcalf, van der P. Straten, *Laser Cooling and Trapping*. (Springer, Berlin, 1999)
28. D.G. Fried, T.C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S.C. Moss, D. Kleppner, T.J. Greytak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998)
29. I.F. Silvera, J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 164 (1980)
30. J.M. Doyle, B. Friederich, J. Kim, D. Patterson, *Phys. Rev. A* **52**, Atom Optics (1995)
31. I.D. Setija, H.G.C. Werij, O.J. Luiten, M.W. Reynolds, T.W. Hijmans, J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2257 (1993)
32. M.N. Wilson, *Superconducting Magnets*. (Oxford University Press, New York, 1983)
33. W.D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982)
34. E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
35. S.C. Bell, M. Junker, M. Jasperse, L.D. Turner, Y.-J. Lin, I.B. Spielman, R.E. Scholten, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 013105 (2010)
36. Y.-J. Lin, A.R. Perry, R.L. Compton, I.B. Spielman, J.V. Porto, *Phys. Rev. A* **79**, 063631 (2009)
37. W. Ketterle, D.S. Durfee, D.M. Stamper-Kurn, *Proc. Int. School of Phys. "Enrico Fermi"*, **67** (1999), cond-mat/9904034
38. A. Vorozcovs, M. Weel, S. Beattie, S. Cauchi, A. Kumarakrishnan, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 943 (2005)
39. H.-J. Mundinger, H.-U. Häfner, M. Mattern-Klosson, H. Klein, U. Timm, *Vacuum* **43**, 545 (1992)
40. T. Amthor, J. Denskat, C. Giese, N.N. Bezuglov, A. Ekers, L.S. Cederbaum, M. Weidemüller, *Eur. Phys. J. D* **53**, 329 (2009)



PAPER

Measurement and numerical calculation of Rubidium Rydberg Stark spectra

OPEN ACCESS

RECEIVED
29 January 2015REVISED
11 March 2015ACCEPTED FOR PUBLICATION
31 March 2015PUBLISHED
6 May 2015

Content from this work
may be used under the
terms of the [Creative
Commons Attribution 3.0
licence](#).

Any further distribution of
this work must maintain
attribution to the
author(s) and the title of
the work, journal citation
and DOI.

Jens Grimmel¹, Markus Mack¹, Florian Karlewski¹, Florian Jessen¹, Malte Reinschmidt¹, Nóra Sándor^{1,2} and József Fortágh¹¹ CQ Center for Collective Quantum Phenomena and their Applications, Physikalisches Institut, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen, Germany² Wigner Research Center for Physics, Hungarian Academy of Sciences, Konkoly-Thege Miklós út 29-33, H-1121 Budapest, HungaryE-mail: jens.grimmel@uni-tuebingen.de and fortagh@uni-tuebingen.de**Keywords:** Rydberg states, Stark effect, electromagnetically induced transparency, precision spectroscopySupplementary material for this article is available [online](#)**Abstract**

We report on the measurement of Stark shifted energy levels of ^{87}Rb Rydberg atoms in static electric fields by means of electromagnetically induced transparency (EIT). Electric field strengths of up to 500 V cm^{-1} , ranging beyond the classical ionization threshold, were applied using electrodes inside a glass cell with rubidium vapour. Stark maps for principal quantum numbers $n = 35$ and $n = 70$ have been obtained with high signal-to-noise ratio for comparison with results from *ab initio* calculations following the method described in (Zimmerman *et al* 1979 *Phys. Rev. A* **20** 2251), which was originally only verified for states around $n = 15$. We also calculate the dipole matrix elements between low-lying states and Stark shifted Rydberg states to give a theoretical estimate of the relative strength of the EIT signal. The present work significantly extends the experimental verification of this numerical method in the range of both high principal quantum numbers and high electric fields with an accuracy of up to 2 MHz.

1. Introduction

The response of atoms to static electric fields (dc Stark effect) results in line shifts, state mixing and, for sufficiently large fields, ionization. The line shifts are conventionally summarized in Stark maps, displaying the energy levels as a function of the applied field. Stark maps of alkali atoms are routinely calculated by diagonalising the perturbed Hamiltonian [1], taking into account quantum defects and corresponding electronic wavefunctions [2]. A precise knowledge and control of Stark shifted Rydberg states is required for the application of Rydberg atoms as quantum probes [3], for controlling the interactions between Rydberg atoms [4], the production of circular Rydberg atoms [5], the structure and dynamics of Rydberg gases [6, 7], and possible applications in quantum information processing [8]. In the context of hybrid quantum systems based on atoms and solid state quantum circuits [9, 10], Stark shifts of Rydberg states [11–13] and their control [14] are of particular interest.

Stark maps of Rydberg excited alkali atoms were studied in the 1970s using pulsed laser excitations and subsequent pulsed-field ionization [1, 15]. For low-lying Rydberg states of sodium, lithium and caesium with principal quantum numbers $n < 20$, Stark maps have been recorded up to and beyond the classical ionization limit [1, 15]. Stark maps of ^{85}Rb for n up to 55 were studied in the 1980s for low electric fields using two-photon laser excitation and detecting ionization from thermal collisions [16]. In this regime of low electric fields the Stark maps do not show level crossings but quadratic dependence on the applied field with slight deviation from this for highly excited states ($n = 55$).

Many recent experiments on Stark shifts use electromagnetically induced transparency (EIT) [17–19]. This spectroscopic method provides a high resolution of the energy levels [18] and is suitable for the detection of states of high principal quantum numbers. However, the measurements so far only covered the range of low

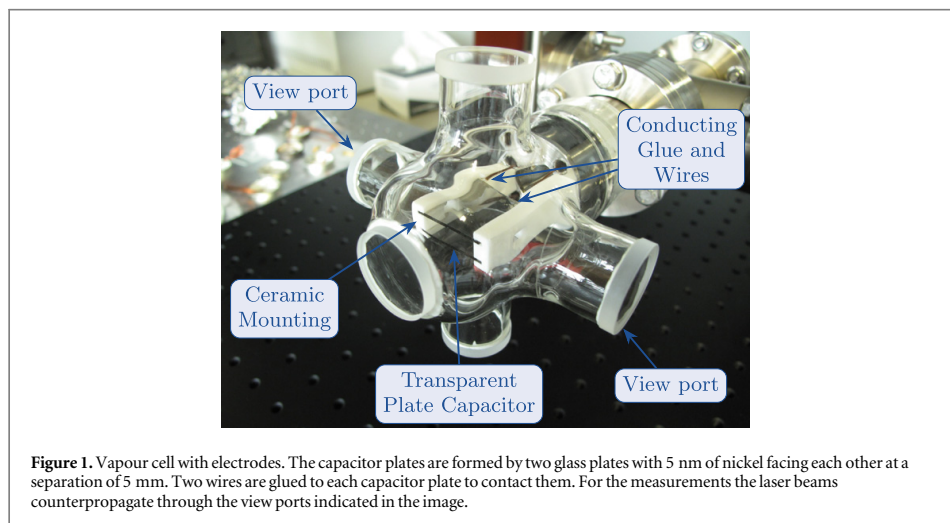


Figure 1. Vapour cell with electrodes. The capacitor plates are formed by two glass plates with 5 nm of nickel facing each other at a separation of 5 mm. Two wires are glued to each capacitor plate to contact them. For the measurements the laser beams counterpropagate through the view ports indicated in the image.

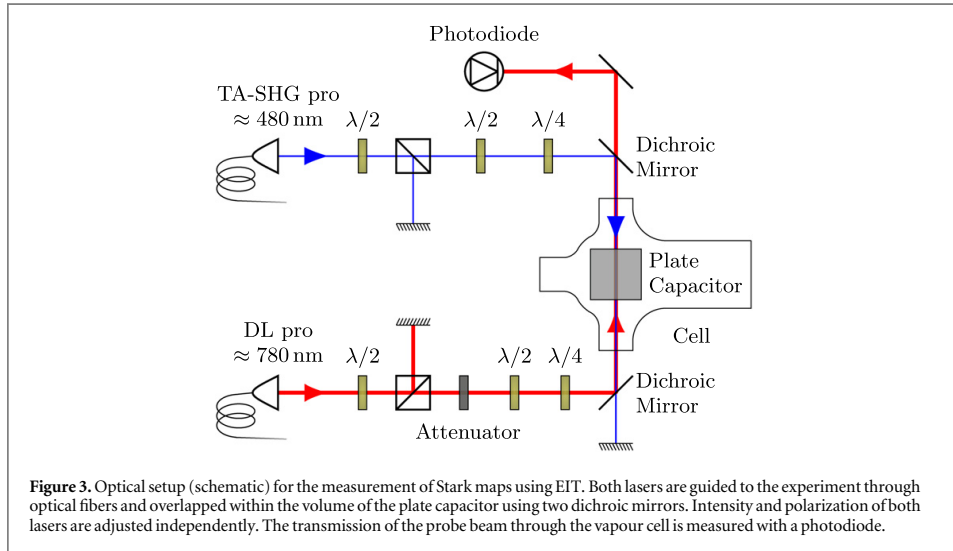
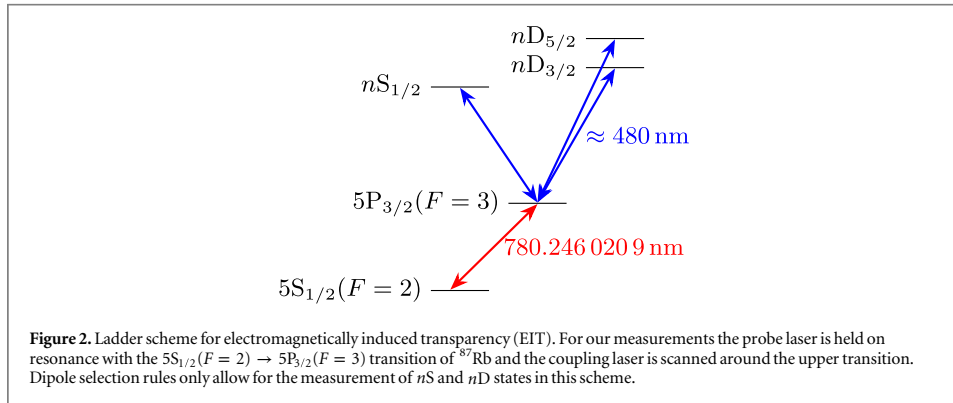
electric fields, in which just the first avoided crossings appear. Similarly, the detection of ions by micro-channel plates [20] and the technique of measuring the ionization currents from Stark-shifted Rydberg states [21] have only been used at low electric fields.

In this article, we report on the optical spectroscopy of Stark shifted Rydberg states with principal quantum numbers of $n = 35$ and $n = 70$ for electrostatic fields between 0 and 500 V cm^{-1} , ranging beyond the classical ionization limit. Our measurements go to higher principal quantum numbers and cover a three to four times larger range of electric fields relative to the classical ionization threshold than any of the aforementioned works using EIT. The observed Stark maps are compared with results from numerical calculations following the lines of the numerical method by [1], including the recently improved accuracy of the quantum defects [22]. In the original work this method was optimized for Rydberg states around $n = 15$ due to computational limitations as well as the accessible experimental data. The high accuracy of this method at low electric fields is always given by the accuracy of the unperturbed energy levels, which are used in the calculation. However, for strong electric fields and high principal quantum numbers, where a high accuracy of the calculated energy levels is desirable, this method becomes more susceptible to numerical errors [1]. In this article we show by direct comparison, that it is still applicable even in these regions of study. Furthermore, we calculate dipole matrix elements between $5P_{3/2}$ and the observed Stark shifted states, which are then used to give an estimate for the relative strength of the measured signals.

2. Measurement of Stark maps

For the measurement of Stark shifts of ^{87}Rb Rydberg atoms we use a vapour cell with a pair of plate electrodes for applying homogeneous electric fields. The electrodes are inside the cell (figure 1), trying to avoid the effect observed in previous works where static electric fields applied to a vapour cell with outside electrodes are compensated by ionized rubidium and electrons [23]. The rubidium vapour in the cell is at room temperature with an estimated pressure of $\approx 1 \cdot 10^{-7}$ mbar. The electrodes in the center of the glass cell (figure 1) are formed by two square glass plates coated with 5 nm of nickel. This gives the plates $\approx 60\%$ transparency, which allows for optical access on the axis perpendicular to them. However, this optical access was not used in the experiments presented in this work. The plates are mounted with 5 mm separation on insulating ceramics (Macor) and connected to a voltage source through metallic wires. Laser beams for the optical spectroscopy are introduced through view ports and pass through the cell between the plates.

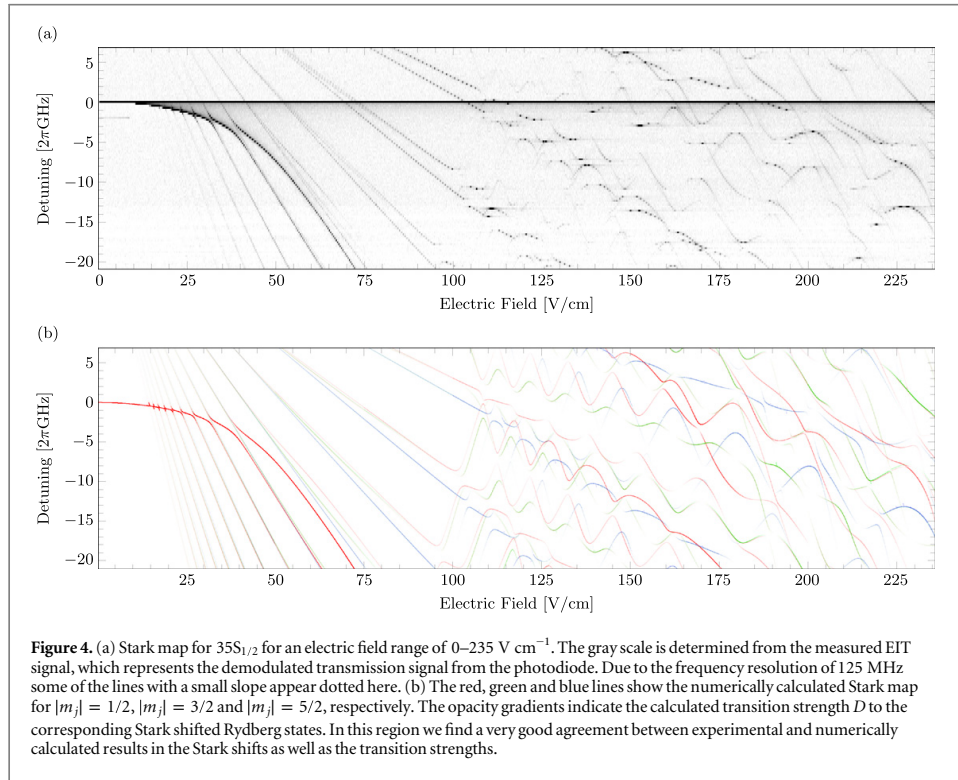
We measure the transition frequency from the rubidium ground state to Rydberg states by EIT. The EIT three level ladder scheme [23] consists of the ground state $5S_{1/2}(F = 2)$, the intermediate state $5P_{3/2}(F = 3)$ and a Rydberg state nS or nD (figure 2). However, it is important to keep in mind that l is not a good quantum number any more in the presence of an external electric field and that the Stark shifted states can be considered as a mix of all possible unperturbed l states. For the spectroscopy we use a *probe* laser that is locked to the $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$ transition (780 nm) and a *coupling* laser with a variable frequency close to the



transition between $5P_{3/2}(F=3)$ and a Rydberg state (480 nm). When the coupling laser is resonant with this transition we detect a maximum in the transmission of the probe laser through the vapour.

We use a grating-stabilized diode laser (Toptica, DL pro) of ≈ 100 kHz linewidth as the probe laser and a frequency-doubled, grating-stabilized diode laser of ≈ 200 kHz linewidth (Toptica, TA-SHG pro) as the coupling laser. Both lasers are phase-locked to a frequency comb (Menlo Systems, FC 1500). For conveniently selecting the right modes of the frequency comb for both lasers we use a calibrated wavelength meter (HighFinesse, WS Ultimate 2) [22]. The power of the probe laser is $1 \mu\text{W}$ and the power of the coupling laser is 25 mW with $1/e^2$ diameters of 450 and $150 \mu\text{m}$ in the cell, respectively. The small diameter of the coupling beam results in a high intensity and therefore high Rabi frequency on the corresponding transition while the bigger diameter of the probe beam is chosen in order to ensure maximal overlap of the two beams within the cell. The laser powers and polarizations were adjusted to maximize the EIT signal in zero field (figure 3). A measurement of the polarizations after this adjustment revealed that this resulted in circular polarizations for both lasers. The frequency of the probe laser is kept on resonance with the $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ transition (figure 2) and its transmission through the cell is measured using an avalanche photodiode.

In order to reach a high signal-to-noise ratio in the spectroscopy, we use the following lock-in measurement technique. We modulate the power of the coupling laser using an acousto-optic modulator and demodulate the signal from the photodiode on the carrier frequency. In addition we modulate the frequency of the intensity modulation and demodulate the photodiode signal on two of the sidebands that arise from this. We then average the demodulated signal from the carrier and both sidebands. The additional frequency modulation decreases the signal strength on the carrier frequency and creates an even lower signal strength on the sidebands, but averaging



the signal from three frequencies lowers the noise level at the same time. In total, the resulting signal-to-noise ratio is improved by a factor of ≈ 2 as compared to a simple lock-in measurement without frequency modulation. For every set frequency of the coupling laser we ramp up the voltage on the plate capacitor using an auxiliary output of the lock-in amplifier (Zurich Instruments, HF2LI). This is sufficient for electric fields up to $\approx 20 \text{ V cm}^{-1}$. For even higher fields up to $\approx 500 \text{ V cm}^{-1}$ we use an additional voltage amplifier.

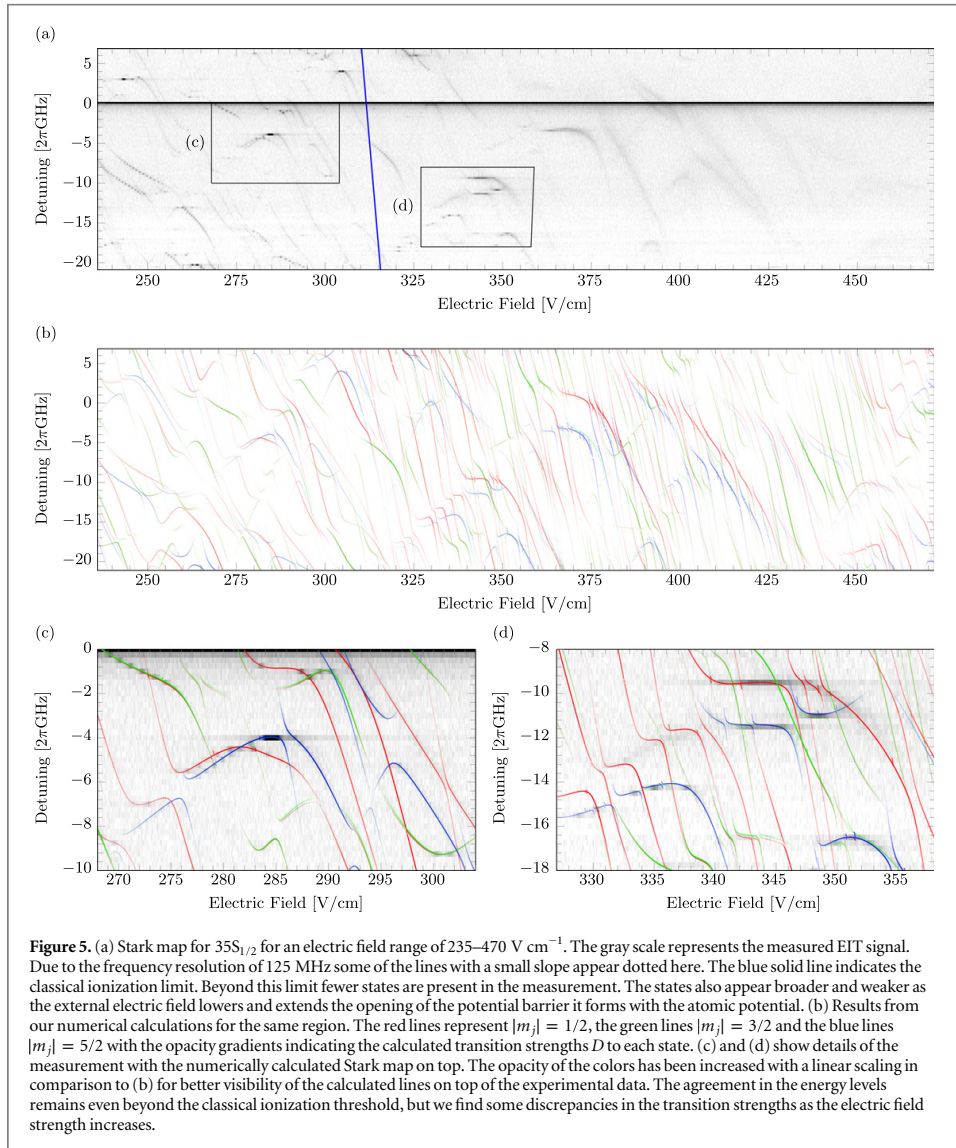
Measured data near the unperturbed $35S_{1/2}$ state is shown in figures 4 and 5. Near the unperturbed $70S_{1/2}$ state we conducted a preliminary measurement, which is not shown in this work, and then selected a smaller region for a more detailed measurement in order to test the frequency precision of the numerical calculations (figure 6). Each pixel in the gray scale images represents an average of the demodulated signal over 200 ms. Between every two pixels we add a waiting time of 50 ms to allow for the low-pass filter of the lock-in amplifier to settle. The gray scale was adjusted with a cutoff for better visibility of weaker signals. Our data shows states ranging up to and even beyond the classical ionization threshold that have not been measured by means of EIT before. The classical ionization threshold E_{ion} , i.e. the saddle point which is formed by a Coulomb potential with an external electric field F , is given by

$$E_{\text{ion}} = -2\sqrt{F} \quad (1)$$

in atomic units ([2]). This results in an electric field strength for the ionization threshold of $\approx 312 \text{ V cm}^{-1}$ for $35S_{1/2}$ and $\approx 16 \text{ V cm}^{-1}$ for $70S_{1/2}$. For a quantitative analysis we give a brief review of the numerical calculation of Stark maps in section 3.

We observe two background effects (figures 4 and 6) which are caused by the region of the cell that is not covered by the plate capacitor (figure 1). The first is the line of the unperturbed state, which remains visible for all applied voltages because we probe those outer regions of the cell as well. The second is a smearing of the lines to the right at low fields as visible in figure 4 at the avoided crossings up to $\approx 50 \text{ V cm}^{-1}$ and in figure 6. For a certain electric field strength inside the plate capacitor one always finds lower electric field strengths in the inhomogeneous outside region, causing the asymmetry of the smearing to the right.

Inside the capacitor undesirable electric fields could also arise from the dipole which is formed between adsorbed rubidium and the nickel surface of the capacitor plates. In previous experiments the repeated deposition of cold atom clouds of rubidium onto a copper surface led to electric fields close to the surface which saturated as the number of deposited clouds increased [11]. Since the work functions of nickel and copper are



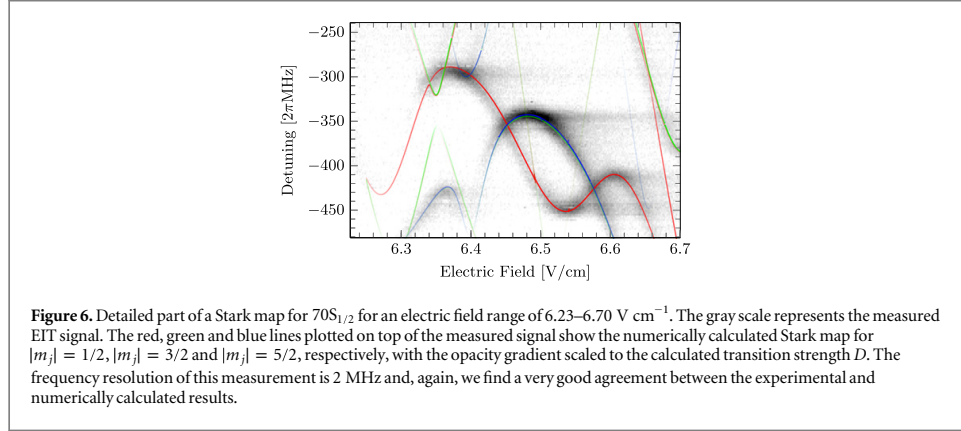
similar and the cell is filled with rubidium vapour at all times we may find a similar effect for the capacitor plates. This effect may play a role for Rydberg states higher than $n = 70$ at low electric fields, but is negligible for the measured data presented in this article, where the distance between the laser beams and the capacitor plates is ≈ 2 mm. Other stray fields could originate from outside of the cell, but should be compensated by electrons and ionized rubidium [23].

3. Calculation of Stark maps and dipole matrix elements

The Hamiltonian for the valence electron in an alkali atom with an external electric field in z -direction can be written as

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + E\hat{z} \quad (2)$$

in atomic units with \hat{H}_0 the Hamiltonian for the valence electron in absence of any perturbation, E the electric field strength and \hat{z} the position operator in z -direction. For the following calculations we include the fine structure splitting in \hat{H}_0 and neglect the hyperfine structure splitting as it is smaller than our frequency



resolution in the experiment [1]. The Stark shifts of the $5S_{1/2}$ ($F = 2$) and $5P_{3/2}$ ($F = 3$) states from the EIT scheme are negligible as well, as they amount to less than 100 kHz for the region of the field strength up to 500 V cm^{-1} . We then create a matrix representation of \hat{H} in a subset of the basis given by \hat{H}_0 . This way \hat{H}_0 is represented by a diagonal matrix with the energy levels from [22] on its diagonal.

The matrix representation of \hat{z} is symmetric with only off-diagonal entries and in spherical coordinates we obtain from [1]

$$\begin{aligned} \langle n, l, j, m_j | \hat{z} | n', l', j', m_j' \rangle &= \delta_{m_j, m_j'} \delta_{l, l' \pm 1} \langle n, l, j | r | n', l', j' \rangle \sum_{m_l = m_j \pm \frac{1}{2}} \left\{ \langle l, \frac{1}{2}, m_l, m_j - m_l | j, m_j \rangle \right. \\ &\quad \left. \times \langle l', \frac{1}{2}, m_l, m_j - m_l | j', m_j \rangle \langle l, m_l | \cos \theta | l', m_l \rangle \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

with the radial overlap integral $\langle n, l, j | r | n', l', j' \rangle$ in the first line of the right hand side. From the Kronecker delta $\delta_{m_j, m_j'}$ we can see that the matrix representations of H for different values of m_j can be calculated separately. It is also evident that the Stark shifts for $\pm|m_j|$ are always equal. Therefore we only calculate matrix representations for positive values of m_j in this step. This reduces the computing time for diagonalizing the matrices, but we need to consider states with both signs for the calculation of transition strengths later on again.

For the calculation of the overlap integrals we tried two different methods to calculate the radial wavefunctions for all states in the chosen subset of the basis and also for $5S_{1/2}$ ($F = 2$) and $5P_{3/2}$ ($F = 3$), which will be used later on in the calculation of the measure for the transition strengths. One method was to further follow [1] using their atomic potential for ^{87}Rb and Numerov's method to solve the radial Schrödinger equation. We also tried using the parametric model potential from [24] with another solving algorithm³, which allowed us to obtain parts of the wavefunctions that are located further inside the ionic core. While the two methods lead to slightly different amplitudes of the wavefunctions due to normalization, the differences in the Stark shifts and transition strengths calculated from the two methods for the observed states lie below our experimental accuracy. All calculations presented in this work utilized the latter method.

We can then calculate the matrix representations of the perturbed Hamiltonians H using equation (3) and diagonalize them efficiently in parallel for different values of the electric field strength to obtain the energy eigenvalues. In this step we also calculate the eigenvector β corresponding to every eigenvalue. With this we can further follow the method from [1] to represent every Stark shifted Rydberg state ξ as a linear combination of unperturbed states, given by the eigenvectors, and calculate the dipole matrix elements

$$\langle \xi | \vec{r} | 5P_{3/2}, F = 3, m_F \rangle = \sum_{n, l, j, m_j} \beta_{n, l, j, |m_j|} \langle n, l, j, m_j | \vec{r} | 5P_{3/2}, F = 3, m_F \rangle \quad (4)$$

with $\beta_{n, l, j, |m_j|}$ the entry of β that corresponds to the states $|n, l, j, \pm|m_j|\rangle$. Here we sum over all states in the selected subset of the basis given by the unperturbed states and both signs for each value of m_j . For the calculation of the dipole matrix elements between the unperturbed Rydberg states and $|5P_{3/2}, F = 3, m_F\rangle$ we separate the radial and the angular parts of the wavefunctions. We use the radial overlap integrals from equation (3) and calculate the three components of the angular overlap integrals following [25].

³ MATLAB 2014a; Solver function: ode45.

We take into account the effect of the probe laser, which couples the different m_F substates of $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ and $|5P_{3/2}, F = 3\rangle$ by calculating the weighting factors

$$\eta_{m_F} = \sum_{m'_F} \left| \langle 5P_{3/2}, F = 3, m_F | \vec{e}_p \vec{r} | 5S_{1/2}, F' = 2, m'_F \rangle \right|^2 \quad (5)$$

with \vec{e}_p the polarization of the probe laser. In this step we assume that all m_F substates of $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$ are evenly occupied. The weighting factors are then used to calculate the measure for the transition strength

$$D = \sum_{m_F} \eta_{m_F} \left| \langle \xi | \vec{e}_c \vec{r} | 5P_{3/2}, F = 3, m_F \rangle \right|^2 \quad (6)$$

with \vec{e}_c the polarization of the coupling laser. In the experiment the two lasers are counterpropagating and perpendicular to the external electric field with circular polarizations. Therefore we use $\vec{e}_p = \vec{e}_c = (0, i, 1)$ here. The measure for the transition strength D is used to determine the opacity gradients for the lines in figures 4–6.

The Stark map for $35S_{1/2}$, which is shown in figures 4 and 5, was calculated from a subset of the basis of approximately 1600 states and for 2000 values of the electric field strength using MATLAB. For $70S_{1/2}$, shown in figure 6, the calculations run similarly with 4000 states and 500 values of the electric field strength. The number of states that was used for these calculations was adjusted so that a further increase only yields changes which lie below the accuracy of the experimental data. Calculated Stark maps for $|m_j| = 1/2$, $|m_j| = 3/2$ and $|m_j| = 5/2$ are included in the figures. The measurements were performed in frequency regions around S states, but since l is not a good quantum number any more in the presence of an electric field [1], we find that other states with $|m_j| = 3/2$ and $|m_j| = 5/2$ are shifted far enough by the Stark effect to appear within the measured frequency range.

4. Comparison of measurements and calculations

Figures 4 and 5 show comparisons of the measured and numerically calculated Stark maps for $35S_{1/2}$. The frequency axis shows the detuning of the coupling laser relative to the absolute value of the transition frequency from [22]. A linear scaling with an offset has been applied to the electric field axis of the measured data. Using only this scaling we achieve a match between calculated and measured energy levels for Stark states in the whole range of our measurement.

The lines in the calculated Stark maps are drawn with an opacity gradient, resulting in a color range between white and the respective color associated with the different values for $|m_j|$. The opacity gradient is scaled to D from equation (6) with an upper cutoff at 70% of its maximum for better visibility. We find a good agreement between this calculated measure for the transition strength and the experimental data in the range of electric fields shown in figure 4. The quality of the agreement deteriorates slightly approaching the classical ionization threshold, but there is still good agreement beyond this point, as can be seen in figure 5. The very weak signals we still find in the experimental data at electric fields around 400 V cm^{-1} all correspond to calculated states with a strong calculated transition strength. Considering this, we think that the method described here can be applied for these high electric field strengths, where only few states are still visible in the experimental data, as a way to select potentially interesting areas before a measurement.

One important cause for discrepancies between the experimental and numerically calculated data we present here is that no ionization effects were taken into account for the calculations. However, it is interesting to note that even though the calculated measure for the transition strength shows some differences at high electric fields, we still find a remarkable agreement of calculated and measured energy levels in this region of study. These differences could be related to the calculation of the radial wavefunctions. We calculate the radial wavefunctions for $|5S_{1/2}\rangle$ and $|5P_{3/2}\rangle$ using the same method as for Rydberg states. Evidently this works quite well here, but more accurate radial wavefunctions, especially for $|5P_{3/2}\rangle$ but also for Rydberg states with low l , could further improve the quality of the calculated transition strengths. This is further emphasized as the biggest discrepancies of the transition strengths at high electric fields can be found for states $|m_j| = 1/2$ while states with $|m_j| = 5/2$ show hardly any discrepancies on the whole range of electric fields. On the other hand, these discrepancies could also be explained by a stronger coupling of Rydberg states with low l to the continuum. Some disagreements on the whole range of our measurements can also be caused by the scaling of the EIT signal with the dipole matrix elements, which is only approximated by the squared scaling in D . Furthermore, lines with small slopes and especially local extrema may appear over-pronounced in the experimental data. Since these parts of the lines are broad in the electric field domain and the inhomogeneous electric field outside of the plate capacitor still lies within the volume of the cell, this results in an effective contribution of more atoms to the signal.

We find a match similar to the one presented for $35S_{1/2}$ in the energy levels and transition strengths for $70S_{1/2}$, which is shown in detail in figure 6. Discrepancies lie within the frequency resolution of 2 MHz for figure 6, which is the highest accuracy we present here. The opacity gradients were assigned the same way as for

$35S_{1/2}$. The calculated transition strengths match the experimental data equally well as for $35S_{1/2}$. The experimental data presented in figures 4–6 is provided as supplementary data to this article⁴. All results presented in this work were measured and calculated in the energy range near nS states. However, they intrinsically include contributions from all possible l states due to the mixing of states caused by the external electric field.

For a possible extension of our measurements to a wider range of principal quantum numbers n than the region between $n = 35$ and $n = 70$, the most important limiting factor is that the coupling of Rydberg states to the intermediate $5P_{3/2}$ ($F = 3$) grows weaker as n increases, which leads to a lower signal-to-noise ratio. Another factor influencing the signal-to-noise ratio is the density of the vapour, which on the other hand gives rise to collective effects which in turn cause undesired changes of the EIT signal [26].

5. Conclusion

In summary, we have demonstrated agreement between measured and calculated Stark maps of ^{87}Rb up to an accuracy of 2 MHz. This agreement holds for the range from zero field to beyond the classical ionization threshold and for principal quantum numbers $n = 35$ and $n = 70$. Such data and calculations may aid the accurate mapping of electric fields at surfaces [11]. Furthermore, we presented numerical calculations to estimate the transition strength from low-lying states to Stark shifted Rydberg states. The results from these calculations show a very good agreement with our experimental data on a high range of electric fields and even beyond the classical ionization threshold.

Altogether, the methods presented in this paper can be used to find experimentally accessible Stark shifted Rydberg states with an appropriate sensitivity to external electric fields for a wide range of applications. For example, the dependence of the transition strength to different Stark shifted Rydberg levels could be used to determine not only the strength of an external electric field in an experimental system but also the electric field axis.

Acknowledgments

This work was financially supported by the FET-Open Xtrack Project HAIRS and the Carl Zeiss Stiftung. Nóra Sándor acknowledges financial support from the framework of TÁMOP-4.2.4.A/2-11/1-2012-0001 ‘National Excellence Program’. We thank Nils Schopohl and Ali Sanayei for helpful discussions. We acknowledge support by Deutsche Forschungsgemeinschaft and Open Access Publishing Fund of University of Tübingen.

References

- [1] Zimmerman M L, Littman M G, Kash M M and Kleppner D 1979 *Phys. Rev. A* **20** 2251
- [2] Gallagher T F (ed) 1994 *Rydberg Atoms* 1st edn (Cambridge: Cambridge University Press)
- [3] Guerlin C, Bernu J, Deleglise S, Sayrin C, Gleyzes S, Kuhr S, Brune M, Raimond J-M and Haroche S 2007 *Nature* **448** 889
- [4] Daschner R, Ritter R, Kübler H, Frühauf N, Kurz E, Löw R and Pfau T 2012 *Opt. Lett.* **37** 2271
- [5] Anderson D A, Schwarzkopf A, Sapiro R E and Raitzel G 2013 *Phys. Rev. A* **88** 031401
- [6] Comparat D and Pillet P 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** A208
- [7] Beterov I I, Ryabtsev I I, Tretyakov D B and Entin V M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052504
- [8] Paredes-Barato D and Adams C S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 040501
- [9] Petrosyan D and Fleischhauer M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 170501
- [10] Tauschinsky A, Thijssen R M T, Whitlock S, van Linden van den Heuvell H B and Spreeuw R J C 2010 *Phys. Rev. A* **81** 063411
- [11] Hattermann H, Mack M, Karlewski F, Jessen F, Cano D and Fortágh J 2012 *Phys. Rev. A* **86** 022511
- [12] Abel R P, Carr C, Krohn U and Adams C S 2011 *Phys. Rev. A* **84** 023408
- [13] Chan K S, Siercke M, Hufnagel C and Dumke R 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 026101
- [14] Jones L A, Carter J D and Martin J D D 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023423
- [15] Littman M G, Zimmerman M L, Ducas T W, Freeman R R and Kleppner D 1976 *Phys. Rev. Lett.* **36** 788
- [16] O’Sullivan M S and Stoicheff B P 1986 *Phys. Rev. A* **33** 1640
- [17] Fahey D P and Noel M W 2011 *Opt. Express* **19** 17002
- [18] Tauschinsky A, Newell R, Van Linden van den Heuvell H B and Spreeuw R J C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 042522
- [19] Bason M G, Tanasittikosol M, Sargsyan A, Mohapatra A K, Sarkisyan D, Potvliege R M and Adams C S 2010 *New J. Phys.* **12** 065015
- [20] Grabowski A, Heidemann R, Lw R, Stubler J and Pfau T 2006 *Fortschr. Phys.* **54** 765
- [21] Barredo D, Kübler H, Daschner R, Löw, and R and Pfau T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 123002
- [22] Mack M, Karlewski F, Hattermann H, Höckh S, Jessen F, Cano D and Fortágh J 2011 *Phys. Rev. A* **83** 052515
- [23] Mohapatra A K, Jackson T R and Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [24] Marinescu M, Sadeghpour H R and Dalgarno A 1994 *Phys. Rev. A* **49** 982
- [25] Bethe H A and Salpeter E E 1957 *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Berlin: Springer) p 8, 368 S
- [26] Ates C, Sevinçli S and Pohl T 2011 *Phys. Rev. A* **83** 041802

⁴ See supplementary data available at stacks.iop.org/njp/17/053005/mmedia for the experimental data.



Observation of the motional Stark shift in low magnetic fields

Manuel Kaiser,^{1,*} Jens Grimmel,¹ Lara Torralbo-Campo,¹ Markus Mack,¹ Florian Karlewski,¹ Florian Jessen,¹ Nils Schopohl,^{2,†} and József Fortágh^{1,‡}

¹Center for Quantum Science, Physikalisches Institut, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen, Germany

²Center for Quantum Science, Institut für Theoretische Physik, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen, Germany

(Received 16 May 2017; revised manuscript received 5 July 2017; published 2 October 2017)

We report on the observation of the motional Stark effect of highly excited ⁸⁷Rb Rydberg atoms moving in the presence of a weak homogeneous magnetic field in a vapor cell. Employing electromagnetically induced transparency for spectroscopy of an atomic vapor, we observe the velocity-, quantum state-, and magnetic-field-dependent transition frequencies between the ground and Rydberg excited states. For atoms moving at velocities around 400 m/s, the principal quantum number $n = 100$ of the valence electron, and a magnetic field of $B = 100$ G, we measure a motional Stark shift of ~ 10 MHz. Our experimental results are supported by numerical calculations based on a diagonalization of the effective Hamiltonian governing the valence electron of ⁸⁷Rb in the presence of crossed electric and magnetic fields.

DOI: 10.1103/PhysRevA.96.043401

The motional Stark effect (MSE) introduces a coupling between the electronic structure of electronically bound particles and their center-of-mass motion in an external field. This correlation pointed out in the seminal work of Lamb [1] plays an important role in fusion plasma diagnostics [2,3] for measuring the magnetic fields, in astrophysics for the evaluation of hydrogen spectra in the vicinity of neutron stars [4,5], as well as in solids for the magneto-Stark effect of excitons [6]. Although the atomic motion in magnetic fields is always accompanied by the MSE [7–11] and the center-of-mass motion of atoms becomes entangled with the internal dynamics [12–14], the MSE has received little attention so far. With advanced spectroscopic techniques [15,16] and the quest for the development of quantum devices based on hot atomic vapors [17–22], the MSE of atoms becomes a measurable quantity and adds features of key importance: atoms are no longer described by a single wave function but a two-body core-electron wave function that is coupled through a pseudomomentum. At the same time, atoms are highly controllable quantum systems and enable the development of general models and experimental test opportunities for the coupled two-body problem of charged particles in external fields with direct impact on research on plasmas, electron-hole pairs [23,24], and particle-antiparticle symmetries [25].

In our paper we extend the investigation of the MSE to low magnetic fields and quantify it on an element other than hydrogen. For ⁸⁷Rb Rydberg atoms we measured spectral shifts up to 10 MHz with a spectroscopic resolution of 2 MHz for the principal quantum number $n = 100$ and a field of 100 G, using the phenomenon of electromagnetically induced transparency (EIT) on atoms in a thermal vapor cell. We complement the experimental data with numerical calculations of an atom in crossed magnetic and electric fields and thereby

show that our theory based on an effective two-body system describes the complex rubidium Rydberg atom well.

The elementary attributes of atoms that govern all interaction processes with the electromagnetic field are charge and spin. Pieced together from orbital angular momentum and spin, the magnetic moments of atoms interact with the field of magnetic induction \mathbf{B} and give rise to various splittings and changes of the internal atomic energy structure. As a consequence, the spectrum of atoms moving in the presence of a \mathbf{B} field may, besides the Doppler shift, be altered because a charge moving at velocity \mathbf{v} in the presence of a magnetic induction field experiences in its (instantaneous) rest frame a Lorentz electric field,

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (1)$$

This causes the positively charged nucleus and the electrons of an atom to sense a Lorentz force acting in opposite directions, when moving in a magnetic field (see Fig. 1). Consequently excited atoms in motion will emit a spectrum featuring not only the usual Doppler shift but also a Stark effect whose magnitude is primarily dependent on the atom's velocity and flight direction.

In distinction from the hydrogen atom (and its isotopes) the theoretical description of the electronic structure of heavier atoms poses a formidable many-body problem that cannot be solved exactly. Therefore, one has to rely on an approximate description in terms of an effective hydrogenlike problem, in which the bound-state spectrum of the excited valence electron of an alkali-metal atom with mass M can be well described by the spherically symmetric effective potential $V_{\text{eff}}(r)$ of Marinescu *et al.* [26]. Here the variable $r = |\mathbf{r}^{(e)} - \mathbf{r}^{(c)}|$ denotes the distance between the valence electron at position $\mathbf{r}^{(e)}$ and a collective coordinate $\mathbf{r}^{(c)}$ that determines the position of the center of mass of the ionic core with charge $Z|e| - (Z - 1)|e| = |e|$ and mass $m^{(c)} = M - m^{(e)}$.

We therefore propose to describe the spectrum of an alkali-metal Rydberg atom moving in the presence of external electromagnetic fields with the effective two-body

*manuel.kaiser@student.uni-tuebingen.de

†nils.schopohl@uni-tuebingen.de

‡fortagh@uni-tuebingen.de

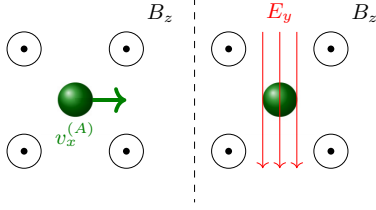


FIG. 1. Atoms moving in the laboratory frame at velocity $\mathbf{v}^{(A)}$ in the presence of a magnetic induction field \mathbf{B} are in their reference frame subject to a Lorentz electric field [Eq. (1)].

Hamiltonian:

$$H^{(2)} = \frac{[\mathbf{p}^{(c)} - |e|\mathbf{A}(\mathbf{r}^{(c)})]^2}{2m^{(c)}} + \frac{[\mathbf{p}^{(e)} + |e|\mathbf{A}(\mathbf{r}^{(e)})]^2}{2m^{(e)}} + V_{\text{eff}}(|\mathbf{r}^{(e)} - \mathbf{r}^{(c)}|) + \frac{\mu_B}{\hbar} g_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} + |e|\mathcal{E} \cdot (\mathbf{r}^{(e)} - \mathbf{r}^{(c)}). \quad (2)$$

Here \mathcal{E} is a homogeneous static external electric field, and $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$ is a homogeneous external magnetic induction field, in the symmetric gauge $\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{x}$. It is convenient to rewrite $H^{(2)}$ in the center-of-mass frame with new variables, $\mathbf{R} = \frac{m^{(e)}\mathbf{r}^{(e)} + m^{(c)}\mathbf{r}^{(c)}}{M}$ and $\mathbf{r} = \mathbf{r}^{(e)} - \mathbf{r}^{(c)}$ with the conjugate momenta $\mathbf{P} = \mathbf{p}^{(c)} + \mathbf{p}^{(e)} = \frac{\hbar}{i}\nabla_{\mathbf{R}}$ and $\mathbf{p} = \frac{m^{(c)}}{M}\mathbf{p}^{(e)} - \frac{m^{(e)}}{M}\mathbf{p}^{(c)} = \frac{\hbar}{i}\nabla_{\mathbf{r}}$. However, the associated Schrödinger eigenvalue problem for this Hamiltonian is not separable, because for $\mathbf{B} \neq \mathbf{0}$ the total momentum \mathbf{P} is not conserved. Instead the Cartesian components \mathcal{P}_a of the pseudomomentum

$$\begin{aligned} \mathcal{P} &= \mathbf{p}^{(c)} + |e|\mathbf{A}(\mathbf{r}^{(c)}) + \mathbf{p}^{(e)} - |e|\mathbf{A}(\mathbf{r}^{(e)}) \\ &= \mathbf{P} - \frac{|e|\hbar}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r} \end{aligned} \quad (3)$$

are conserved [27]:

$$[\mathcal{P}_a, H^{(2)}] = 0, \quad [\mathcal{P}_a, \mathcal{P}_{a'}] = 0. \quad (4)$$

These commutator relations engender the existence of a complete system of orthonormal two-body eigenfunctions $\Psi_{\mathbf{k},v}(\mathbf{r}^{(e)}, \mathbf{r}^{(c)}) \equiv \tilde{\Psi}_{\mathbf{k},v}(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ that are eigenfunctions of both operators, \mathcal{P}_a and $H^{(2)}$, simultaneously:

$$\begin{aligned} H^{(2)}\tilde{\Psi}_{\mathbf{k},v} &= E_{\mathbf{k},v}\tilde{\Psi}_{\mathbf{k},v}, \\ \mathcal{P}_a\tilde{\Psi}_{\mathbf{k},v} &= \hbar k_a\tilde{\Psi}_{\mathbf{k},v}. \end{aligned} \quad (5)$$

Here v is a multi-index labeling intrinsic quantum states of the valence electron. It follows, assuming box normalization with regard to the center-of-mass variable \mathbf{R} , that the sought eigenfunctions of $H^{(2)}$ and \mathcal{P}_a are [23]

$$\tilde{\Psi}_{\mathbf{k},v}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \frac{\exp[i(\mathbf{k} + \frac{|e|\hbar}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r}) \cdot \mathbf{R}]}{\sqrt{L^3}} \psi_{\mathbf{k},v}(\mathbf{r}), \quad (6)$$

where $\psi_{\mathbf{k},v}(\mathbf{r})$ is an eigenfunction associated with a single-particle Hamiltonian $H_{\mathbf{k}}^{(1)}$ depending parametrically on the eigenvalue $\hbar\mathbf{k}$ of the pseudomomentum \mathcal{P} [12]:

$$H_{\mathbf{k}}^{(1)}\psi_{\mathbf{k},v}(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{k},v}\psi_{\mathbf{k},v}(\mathbf{r}). \quad (7)$$

We then find that Eq. (7) has, besides the terms dependent on $\hbar\mathbf{k}$, the guise of the standard Hamiltonian of the valence electron of an alkali-metal atom [28], including paramagnetic, diamagnetic, and electric-field interactions:

$$H_{\mathbf{k}}^{(1)} = \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2M} + \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu} + V_{\text{eff}}(r) + \frac{\mu_B}{\hbar}(g_L\mathbf{L} + g_S\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} + |e|\left(\mathcal{E} + \frac{\hbar\mathbf{k}}{M} \times \mathbf{B}\right) \cdot \mathbf{r} + \frac{|e|^2}{8\mu}(\mathbf{B} \times \mathbf{r})^2, \quad (8)$$

with effective mass $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m^{(e)}} + \frac{1}{m^{(c)}}$, g factor $g_L = 1 - \frac{m^{(e)}}{m^{(c)}}$, and orbital angular momentum operator $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$. For the atom velocity in the Heisenberg picture one obtains $\mathbf{v}^{(A)} = \frac{d}{dt}\mathbf{R} = \frac{1}{\hbar}[\mathbf{R}, H^{(2)}] = \frac{1}{M}(\mathbf{P} + \frac{|e|\hbar}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r})$. We can now eliminate the center-of-mass momentum \mathbf{P} instead of the pseudomomentum \mathcal{P} , see Eq. (3), and obtain

$$\mathbf{v}^{(A)} = \frac{1}{M}(\mathcal{P} + |e|\mathbf{B} \times \mathbf{r}). \quad (9)$$

For strong magnetic fields the term $|e|\mathbf{B} \times \mathbf{r}$ can have a high impact on the atomic motion [29]. However, in weak magnetic fields such as considered here and at thermal atom speeds $\mathbf{v}^{(A)}$ the term can be neglected on the level of accuracy of our measurements up to Rydberg levels $n < 110$. This permits replacing $\mathbf{v}^{(A)} \leftarrow \frac{\hbar\mathbf{k}}{M}$ and interpreting the term $\frac{\hbar\mathbf{k}}{M} \times \mathbf{B}$ in the effective single-particle Hamiltonian Eq. (8) as a Lorentz electric field; see Eq. (1). For Rydberg levels as high as $n = 150$ the correction to $\mathbf{v}^{(A)}$ due to the dipole term in Eq. (9) amounts to ~ 100 m/s. The difference between $\mathbf{v}^{(A)}$ and $\frac{\hbar\mathbf{k}}{M}$ may be seen better in other experiments, for example by monitoring the dipole mode of an ultracold alkali-metal atom cloud moving in a magnetic trap, by separating an atomic beam in a Stern-Gerlach-like experiment by laser excitation and thereby changing the internal energy structure or by measuring the structure factors (quantum correlations) of a classical gas during excitation to Rydberg states.

Even though the MSE is similar to the regular Stark effect at first sight, there is an important difference, as a \mathbf{B} field cannot do work on a moving atom and therefore cannot ionize it. Hence, using Eq. (1), we can still analyze the MSE numerically on the basis of Eq. (8) as if it was a system in crossed fields configuration. The position operator \mathbf{r} can be expressed in spherical coordinates where the angular parts can be evaluated with matrix elements from [30]. For the calculation of the radial wave functions we use the parametric model potential $V_{\text{eff}}(r)$ from [26], adapted to the experimental situation with the theory of [31]. We then calculate the energy levels of the crossed fields system using an energy matrix diagonalization similar to [32]. The energy levels in zero field are calculated using quantum defects from [33]. For each energy eigenvalue $E_{\mathbf{k},v}$ we represent the corresponding eigenvector of $H_{\mathbf{k}}^{(1)}$ as a linear combination of zero-field eigenstates, to calculate the dipole transition strength taking into account the laser polarizations as in [34]. These eigenvectors for states in external fields are also used to estimate the dipole moment $\mathbf{d}_{\mathbf{k},v} = -|e|\langle\Psi_{\mathbf{k},v}|\mathbf{r}|\Psi_{\mathbf{k},v}\rangle$ from Eq. (9), resulting in a calculated difference of velocity $\mathbf{v}^{(A)}$ and the pseudomomentum on the order of 0.1 m/s for the conditions of our experiment.

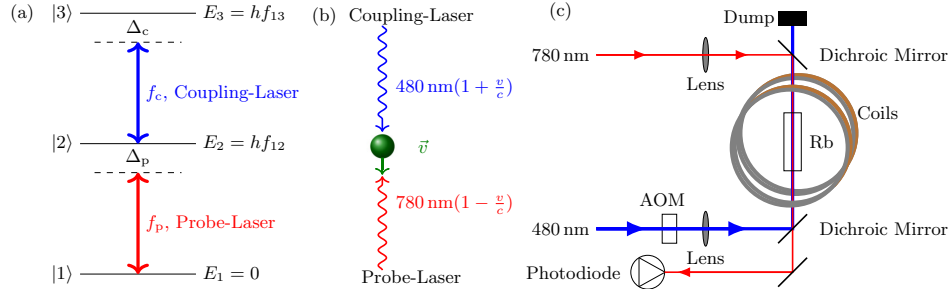


FIG. 2. (a) Energy-level diagram for EIT spectroscopy in ladder configuration. A strong-coupling beam at ~ 480 nm induces a narrow transparency window for a weak probe beam at ~ 780 nm. (b) Detunings from the resonance frequencies can be compensated by Doppler shifts of moving atoms. By detuning both lasers reversely only a selected velocity class contributes to the EIT signal. (c) Optical setup for the EIT spectroscopy. The coupling laser is intensity modulated with an acousto-optic modulator (AOM) and focused inside a vapor cell. It is overlapped in the cell with the counterpropagating probe laser, whose transmission is detected on a photodiode. The cell at $\sim 50^\circ\text{C}$ is placed in between two magnetic coils in Helmholtz configuration.

On the experimental side, we analyze the motional Stark shifts by using a two-photon spectroscopy method based on EIT in a ladder scheme similar to [15]. A strong laser which couples the intermediate state $5P_{3/2}$ and a Rydberg state leads to a narrow transparency window for a laser probing the lower $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ transition, in case both lasers are in resonance with an atomic transition [see Fig. 2(a)]. The difference in frequency of the two transitions allows us to select a velocity class $v^{(A)}$ by detuning the laser frequencies f_p and f_c according to the Doppler shifted two-photon resonance condition

$$\Delta_p + \Delta_c = v^{(A)} \left(\frac{f_p - f_c}{c} \right), \quad (10)$$

with the detunings Δ_p and Δ_c of the probe and coupling laser, respectively, and the speed of light c [see Fig. 2(b)]. We can select atoms at rest (100 m/s) from a vapor with Maxwell-Boltzmann distributed atom velocities by fixing the probe laser frequency to the atomic transition, i.e., $\Delta_p = 0$ MHz ($\Delta_p = f_p \frac{v^{(A)}}{c} \approx 128$ MHz). If we scan the coupling laser over the atomic resonance, the maximum transparency in zero field then appears for a coupling laser detuning of $\Delta_c = 0$ MHz ($\Delta_c \approx -209$ MHz).

For our measurement we use a standard rubidium vapor cell with a length of 75 mm at $\sim 50^\circ\text{C}$ enabling us to obtain spectra from a large range of velocity classes up to ~ 600 m/s. The cell is placed in between a pair of coils in Helmholtz configuration which provides fields up to 100 G [see Fig. 2(c)]. The magnetic field is calibrated using a Hall sensor with an error smaller than 0.1 G leaving only a small offset magnetic field. Stray electric fields are effectively canceled by charges inside the cell [15].

The linearly polarized coupling laser (TA-SHG pro, Toptica) at 480 nm with a power of ~ 80 mW is focused inside the cell ($\sim 150 \mu\text{m} \frac{1}{\sqrt{2}}$ width). An also linearly polarized but counterpropagating probe beam (DL pro, Toptica) at 780 nm is overlapped with the coupling laser in the cell and is detected with a photodiode (APD110A, Thorlabs). For a better signal-to-noise ratio we use a lock-in amplifier (HF2LI, Zurich Instruments) which modulates the intensity of the coupling laser with an AOM and demodulates the probe laser signal from the photodiode. Each of the lasers is locked to a

Fabry-Perot interferometer (FPI 100, Toptica). The FPI of the probe laser is locked to a frequency comb (FC 1500, Menlo Systems). The coupling laser FPI is controlled by a wavelength meter (WS Ultimate 2, HighFinesse) which is calibrated to the beat of the coupling laser frequency at 960 nm with the frequency comb. Within the measurement times the frequency accuracy of our laser system is better than 2 MHz.

We investigate the MSE by comparing the shifts at different velocity classes in a magnetic field. The probe beam is always on resonance with the corresponding Doppler shifted transition frequency. The coupling laser is scanned and at each step the photodiode signal is recorded for 10 s. The \mathbf{B} field is set to a fixed value for each cycle. We estimate the errors of the peak-center frequencies by fitting Lorentzian peaks to the obtained EIT spectrum, averaging over multiple measurement cycles and adding the uncertainties of 2 MHz of the lasers. The measured spectra are fitted to the numerical calculations with a fixed offset magnetic field for all velocity classes as the only free parameter.

The motional electric field for atoms moving with ~ 390 m/s in a field of 98 G is ~ 0.038 V/cm. This results in a shift of ~ 10 MHz for the measured spectrum of the $100D_{5/2}$ state [see Fig. 3(a)]. A single resonance is shown in detail [see Fig. 3(b)] where the theory values (arrows) are calculated as described before with a matrix dimension of 20 000, where a variation in the dimension only accounts for a submegahertz variation in frequency. Within the limits of our experimental accuracy we find good agreement between the experiment and the theory for an offset magnetic-field parameter smaller than 1 G. Moreover, they match well for measurements of other states (not shown here), which entails the demonstration of the strong dependence of the MSE on the quantum state.

Furthermore atoms resting and moving parallel to the \mathbf{B} field do not show a motional Stark shift [inset of Fig. 3(b)]. For this measurement we changed the direction of the magnetic field and recorded EIT spectra of the $100D_{5/2}$ state in a field of 98 G. Due to geometrical restrictions a shorter cell was used for this part of the experiment. Even though no shift is observed, the transmission peak shows an asymmetry. Simulations of the line shape of the EIT signal taking into account the MSE for

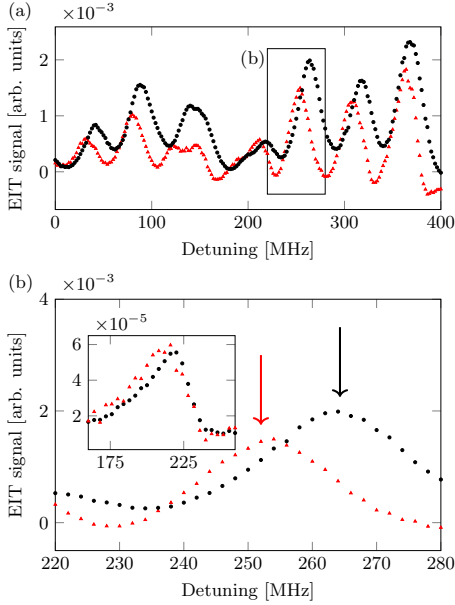


FIG. 3. (a) The EIT signal for the $100D_{5/2}$ state is shown in dependence on the coupling laser detuning Δ_c relative to the selected velocity class. The motional Stark shifts are on the order of 10 MHz in a field of 98 G for atoms at rest (black dots) compared to atoms moving at $v^{(A)} = 390$ m/s (red triangles). (b) EIT signal in dependence of Δ_c for the $100D_{5/2}$ in detail for two velocity classes $v^{(A)} = 0$ m/s (black dots) and $v^{(A)} = 390$ m/s (red triangles) with the corresponding calculated resonances (arrows). The MSE vanishes for atoms moving parallel to the \mathbf{B} field (inset).

velocity components perpendicular to the optical axis indicated a much smaller asymmetry. We attribute this discrepancy to an additional inhomogeneity of the magnetic field.

Beyond the dependence on the quantum state and the direction of \mathbf{B} and $\mathbf{v}^{(A)}$, the absolute value of the velocity

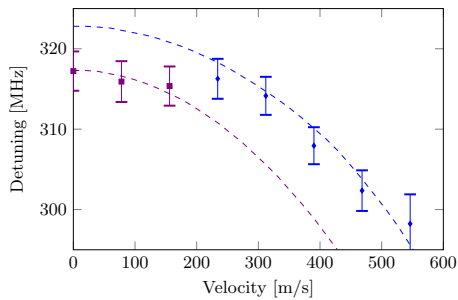


FIG. 4. Velocity dependence of the MSE for the $100D_{5/2}$ state. The squares and diamonds with error bars are the measured transmission peaks for coupling laser detunings Δ_c representing the resonance frequencies in a field of 98 G. The two dashed lines are calculated energy levels. Mixing effects exchange oscillator strengths between the states and the measured transmission peak can be assigned to either of them.

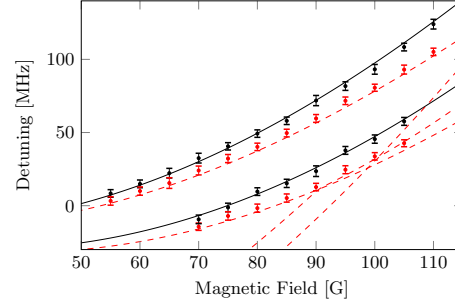


FIG. 5. The EIT resonances of the two velocity classes $v^{(A)} = 0$ m/s (black lines) and $v^{(A)} = 390$ m/s (dashed red lines) for the $100D_{5/2}$ state are shifted by the MSE dependent on the magnetic field. The detunings Δ_c relative to the selected velocity classes for the maximal probe laser transmission (dots with error bars) match the theory lines well. The oscillator strength for different states (red lines in the lower part) are altered through the MSE and the evaluated peak does not follow one theory line.

component perpendicular to the field plays an important role. This velocity dependence of the shift is shown in Fig. 4. The velocities correspond to probe laser detunings between 0 and 700 MHz. From our numerical calculation we can assign the measured peak to two different substates whose intensities are transferred from one state to another through the MSE at around 250 m/s.

Furthermore the $\mathbf{v}^{(A)} \times \mathbf{B}$ term relates the MSE to the magnetic field which is shown in Fig. 5. For magnetic fields lower than 50 G the shift is smaller than the uncertainties from the laser system and therefore not shown here. For zero field the energy levels of the states coincide. The lower resonance lines indicate a transfer of oscillator strengths between different states through the appearance of anticrossings of m states due to the motional electric field.

In conclusion, our work expands the experimental investigations of the MSE to low static magnetic fields. We observed the motional Stark effect on ^{87}Rb Rydberg atoms in a vapor cell using EIT spectroscopy with an accuracy better than 2 MHz. At 100 G the shifts are on the order of 10 MHz for the $100D_{5/2}$ state, which is in good agreement with the results of our numerical calculation based on an energy matrix diagonalization of the atom in crossed fields. We introduced a two-body model system for alkali-metal Rydberg atoms along with experimental data and conclude that it opens opportunities in describing many-body systems. The theoretical description of the MSE by a two-body Hamiltonian also confirms that the influence of the coupling of internal dynamics to the collective motion of the atom is small, but we estimate it to become crucial for states of $n \geq 150$ for a magnetic field of 100 G. Finally, calculations of atomic multielectron spectra in crossed fields configurations can be tested experimentally using the MSE as the condition $\mathcal{E} \perp \mathbf{B}$ is exactly fulfilled with $\mathcal{E} = \mathbf{E}_L$ which otherwise is hardly achievable in experiments with two external fields.

This work was financially supported by Deutsche Forschungsgemeinschaft through SPP 1929 (GiRyd).

- [1] W. E. Lamb, *Phys. Rev.* **85**, 259 (1952).
- [2] F. M. Levinton, R. J. Fonck, G. M. Gammel, R. Kaita, H. W. Kugel, E. T. Powell, and D. W. Roberts, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2060 (1989).
- [3] F. Levinton, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 810 (1999).
- [4] G. G. Pavlov and P. Mészáros, *Astrophys. J.* **416**, 752 (1993).
- [5] K. Mori and C. J. Hailey, *Astrophys. J.* **564**, 914 (2002).
- [6] D. G. Thomas and J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **124**, 657 (1961).
- [7] M. Rosenbluth, T. A. Miller, D. M. Larsen, and B. Lax, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 874 (1977).
- [8] G. C. Neumann, B. R. Zegarski, T. A. Miller, M. Rosenbluth, R. Panock, and B. Lax, *Phys. Rev. A* **18**, 1464 (1978).
- [9] H. Crosswhite, U. Fano, K. T. Lu, and A. R. P. Rau, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 963 (1979).
- [10] C. W. Clark, K. Lu, and A. F. Starace, *Progress in Atomic Spectroscopy Part C* (Plenum, New York, 1984), pp. 247–320.
- [11] R. J. Elliott, G. Droungas, and J. P. Connerade, *J. Phys. B* **28**, L537 (1995).
- [12] J. Avron, I. Herbst, and B. Simon, *Ann. Phys.* **114**, 431 (1978).
- [13] H. Herold, H. Ruder, and G. Wunner, *J. Phys. B* **14**, 751 (1981).
- [14] P. Schmelcher and L. S. Cederbaum, *Atoms and Molecules in Intense Fields* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1997), pp. 27–62.
- [15] A. K. Mohapatra, T. R. Jackson, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 113003 (2007).
- [16] O. Arnoult, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben, *Eur. Phys. J. D* **60**, 243 (2010).
- [17] B. Julsgaard, J. Sherson, J. I. Cirac, J. Fiurášek, and E. S. Polzik, *Nature (London)* **432**, 482 (2004).
- [18] J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino, and A. I. Lvovsky, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 093602 (2008).
- [19] R. Löw and T. Pfau, *Nat. Photon.* **3**, 197 (2009).
- [20] Y.-W. Cho and Y.-H. Kim, *Opt. Express* **18**, 25786 (2010).
- [21] H. Kübler, J. Shaffer, T. Baluktian, R. Löw, and T. Pfau, *Nat. Photon.* **4**, 112 (2010).
- [22] Y. Fang, Z. Qin, H. Wang, L. Cao, J. Xin, J. Feng, W. Zhang, and J. Jing, *Sci. China: Phys., Mech. Astron.* **58**, 1 (2015).
- [23] L. Gor'kov and I. Dzyaloshinskii, *Sov. Phys. JETP* **26**, 449 (1968).
- [24] M. Kurz, P. Grünwald, and S. Scheel, *Phys. Rev. B* **95**, 245205 (2017).
- [25] J. Alford and M. Strickland, *Phys. Rev. D* **88**, 105017 (2013).
- [26] M. Marinescu, H. R. Sadeghpour, and A. Dalgarno, *Phys. Rev. A* **49**, 982 (1994).
- [27] B. R. Johnson, J. O. Hirschfelder, and K.-H. Yang, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 109 (1983).
- [28] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, 1st ed. (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1994).
- [29] T. Pohl, H. R. Sadeghpour, and P. Schmelcher, *Phys. Rep.* **484**, 181 (2009).
- [30] H. A. Bethe and E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms* (Springer, Berlin, 1957).
- [31] A. Sanayei, N. Schopohl, J. Grimm, M. Mack, F. Karlewski, and J. Fortágh, *Phys. Rev. A* **91**, 032509 (2015).
- [32] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash, and D. Kleppner, *Phys. Rev. A* **20**, 2251 (1979).
- [33] M. Mack, F. Karlewski, H. Hattermann, S. Höckh, F. Jessen, D. Cano, and J. Fortágh, *Phys. Rev. A* **83**, 052515 (2011).
- [34] J. Grimm, M. Mack, F. Karlewski, F. Jessen, M. Reinschmidt, N. Sándor, and J. Fortágh, *New J. Phys.* **17**, 053005 (2015).

ANHANG A

Socathes

A.1. Linsenanordnung des Abbildungssystems

Tabellarische Darstellung der Oberflächen des Linsensystems. Angegeben sind jeweils die Abstände zwischen den Oberflächen, deren Krümmung sowie das Linsenmaterial. Die Oberflächen einer Linse bzw. Achromaten sind farblich zusammengefasst. Alle Angaben in Millimetern.

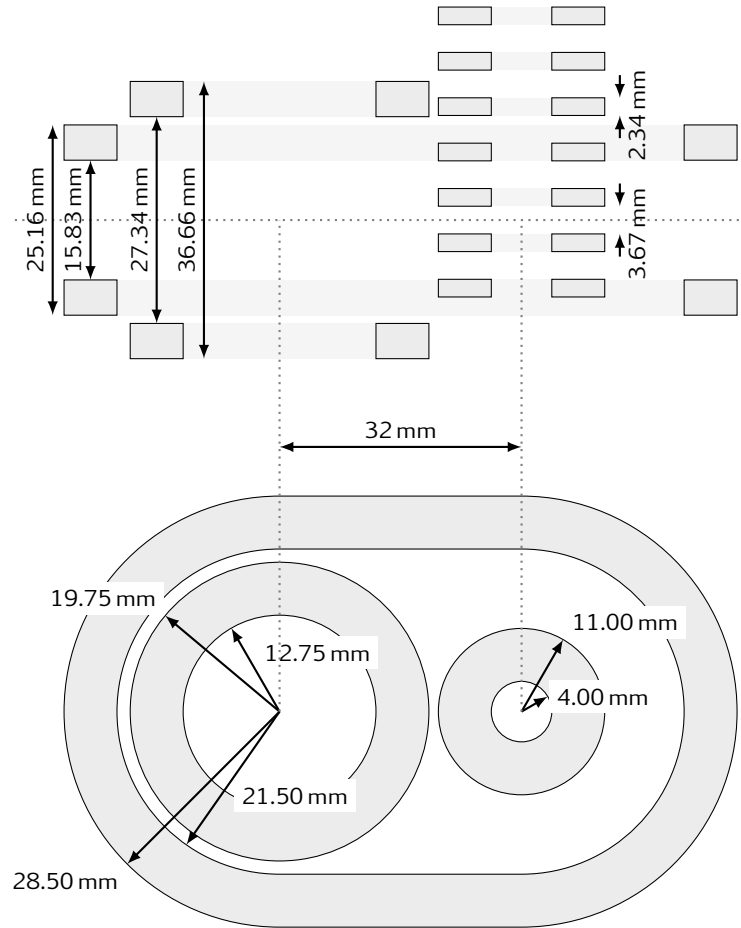
Abstand	Krümmung	Material	Linsenbezeichnung
281.800			Arbeitsabstand zur Atomwolke
4.763	∞	FS	Sichtfenster
31.826	∞		
4.500	-235.000	BK7	MENP-50.0-4.5-500.0-C
2.000	-123.900		
6.600	201.800	N-LAK22	AC508-300-B
2.600	-161.500	N-SF6	
123.669	-760.000		
4.000	-77.200	BK7	LC1611-B
49.790	∞		
5.000	515.200	N-SF6	AC508-200-B
8.200	109.200	N-LAK22	
15.000	-134.000		
5.100	308.200	BK7	LB1717-B
102.459	-308.200		

A.2. Geometrie des Zeeman Slowers

Spule	R_i	x	d	N	I	Spule	R_i	x	d	N	I
Comp	16	45	8	40	0.9	15	21	641	25	58	5.0
Cryo 1	9	45	8	-10	1.0	16	21	668	25	60	5.0
Cryo 2	9	55	8	-17	1.0	17	21	695	25	63	5.0
Cryo 3	9	65	8	-25	1.0	18	21	722	25	66	5.0
Cryo 4	9	75	8	-34	1.0	19	21	749	25	68	5.0
Cryo 5	9	85	8	-45	1.0	20	21	776	25	70	5.0
Cryo 6	9	95	8	-56	1.0	21	21	803	25	72	5.0
Cryo 7	9	105	8	-68	1.0	22	21	830	25	75	5.0
Cryo 8	9	115	8	-82	1.0	23	21	857	25	77	5.0
Cryo 9	9	125	8	-102	1.0	24	21	884	25	80	5.0
Cryo 10	9	135	8	-122	1.0	25	21	911	25	82	5.0
Cryo 10	9	135	8	-135	1.0	26	21	938	25	84	5.0
1	21	263	25	8	5.0	27	21	965	25	86	5.0
2	21	290	25	13	5.0	28	21	992	25	89	5.0
3	21	317	25	18	5.0	29	21	1019	25	91	5.0
4	21	344	25	22	5.0	30	21	1046	25	93	5.0
5	21	371	25	26	5.0	31	21	1073	25	95	5.0
6	21	398	25	29	5.0	32	21	1100	25	97	5.0
7	21	425	25	34	5.0	33	21	1127	25	99	5.0
8	21	452	25	37	5.0	34	21	1154	25	102	5.0
9	21	479	25	40	5.0	35	21	1181	25	103	5.0
10	21	506	25	43	5.0	36	21	1208	25	106	5.0
11	21	533	25	46	5.0	37	21	1235	25	107	5.0
12	21	560	25	50	5.0	38	21	1262	25	120	5.0
13	21	587	25	52	5.0	39	21	1289	25	135	5.0
14	21	614	25	55	5.0						

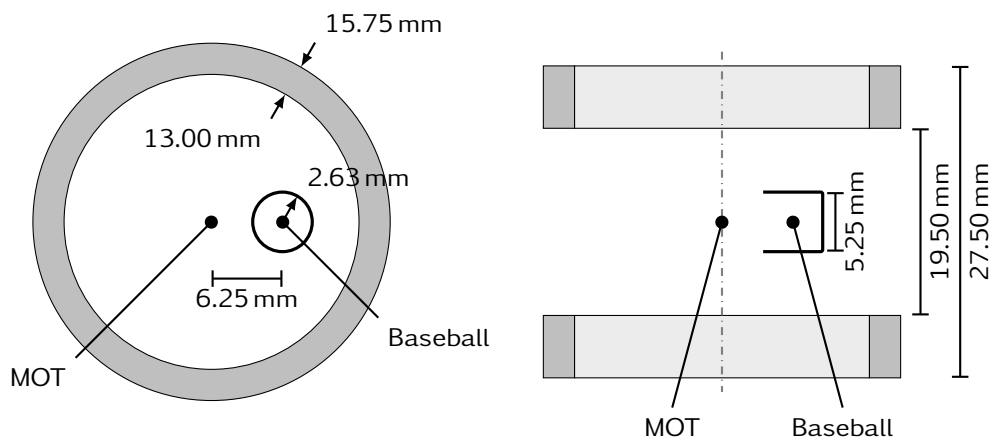
Die blau hinterlegten Spulen befinden sich auf der 4 K Stufe des Mischcryostaten und bestehen aus supraleitenden Drähten mit 100 μm Durchmesser (vgl. auch [228]). Alle anderen Spulen bestehen aus 1.7 mm Kupferdrähten bei Raumtemperatur. Die x Position gibt den Abstand der Spulenmitte vom Zentrum der MOT an. Alle Längenangaben in Millimetern, Ströme in Ampere.

A.3. Geometrie des alternativen Transportsystems



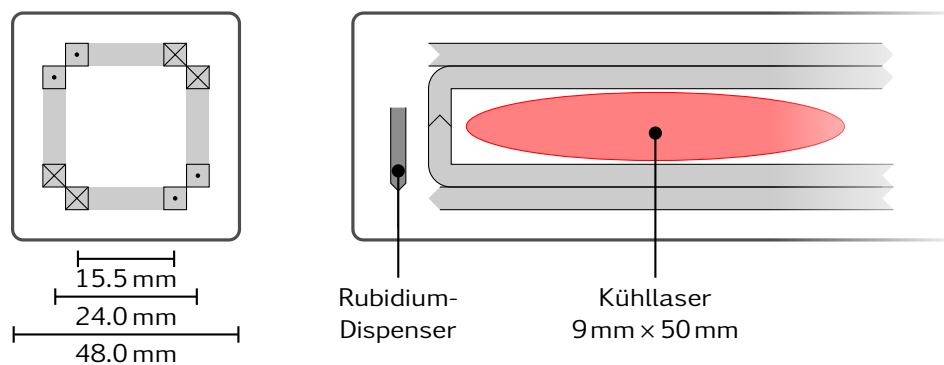
Baseball

B.1. Spulengeometrie der Baseball-Falle



Die MOT Spulen bestehen aus 242 Windungen eines NbTi:Cu Drahts mit 0.25 mm Durchmesser und werden bei 240 mA betrieben.

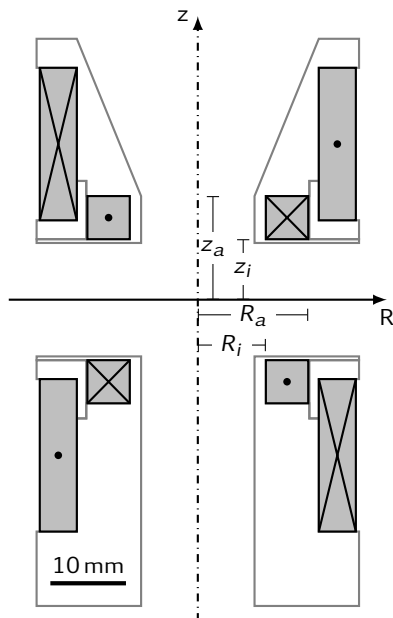
B.2. Spulengeometrie der 2D MOT



Jede Spule trägt 30 Windungen eines 0.63 mm Kupferdrahtes. Der Gradient von 15 G/cm wird bei einem Strom von 1.4 A erreicht.

Strontium

C.1. Spulengeometrie der Schalen-MOT



Spule	R_i	R_a	z_i	z_a	N	I
innen	9.00	13.90	8.00	13.70	53	5.3
außen	16.00	20.90	10.75	30.35	193	6.3

Alle Längenangaben in Millimetern, Ströme in Ampere.