
ULTRAKALTE HETERONUKLEARE
FESHBACH-MOLEKÜLE

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation von

Dipl.-Phys. Thorsten Henninger,
geboren am 23.11.1974 in Hadamar

2008

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Korreferent: Prof. Dr. Jan Arlt

Tag der Promotion: 19. 06. 2008

ZUSAMMENFASSUNG

Die Untersuchung bosonischer und fermionischer Quantengase hat sich seit der erstmaligen Beobachtung der Bose-Einstein-Kondensation im Jahre 1995 zu einem aktiven Forschungsschwerpunkt der Atomphysik entwickelt. Eines der aktuellen Hauptziele dieser Forschungsvorhaben ist die Erzeugung ultrakalter Moleküle im absoluten Grundzustand aus einem Gemisch aus Bosonen und Fermionen. Diese Moleküle eröffnen aufgrund ihres permanenten elektrischen Dipolmoments die Möglichkeit zur Untersuchung der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung in ultrakalten Quantengasen. Ein viel versprechender Weg zur experimentellen Herstellung dieser Grundzustandsmoleküle besteht darin, zunächst die atomaren Bestandteile zu kühlen und diese anschließend zu ultrakalten Molekülen zu verbinden. Die vorliegende Dissertation beschreibt ein Experiment zur Erzeugung von schwach gebundenen Molekülen in einer ultrakalten Bose-Fermi-Mischung. Dazu werden zunächst 5×10^7 ^{40}K -Atome und 2×10^9 ^{87}Rb -Atome simultan bei einer Temperatur von ca. $50 \mu\text{K}$ in einer magneto-optischen Falle gefangen [1]. Diese Bose-Fermi-Mischung wird dann in einen Hochvakuumbereich transferiert und dort in einer Magnetfalle bis auf Temperaturen von $2 \mu\text{K}$ gekühlt. Schließlich wird das ultrakalte Ensemble in eine optische Dipolfalle umgeladen und bis in die Quantenentartung mit jeweils 3×10^5 Atomen in jeder Spezies bei einer Temperatur von 200 nK evaporiert. In der optischen Dipolfalle können Spinmischungen aus allen Hyperfein- und Zeeman-Zustände des Grundzustands präpariert und gespeichert werden. Durch die Beobachtung von insgesamt 28 s-Wellen-Streuoresonanzen, sogenannten Feshbach-Resonanzen, im Molekülpotential der ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung ist es gelungen, das Modell des molekularen KRb-Grundzustandspotentials deutlich zu verbessern [2].

Mit Hilfe der beobachteten Feshbach-Resonanzen konnten in der ultrakalten Mischung außerdem bis zu 5×10^4 schwach gebundene fermionische Moleküle erzeugt und deren Eigenschaften untersucht werden. Diese Messungen erfordern insbesondere die präzise Kontrolle eines homogenen externen Magnetfelds, welche durch den Transport des ultrakalten Ensembles in das Zentrum eines Helmholtz-Spulenpaares ermöglicht wurde [3].

Basierend auf Simulationen des angeregten KRb-Molekülpotentials wurde ein Drei-Niveau-Schema zur optischen Abregung der Feshbach-Moleküle in einen tief gebundenen Molekülzustand entwickelt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Übergangsfrequenzen von Feshbach-Molekülen in einen angeregten Molekülzustand vermessen und damit der Grundstein zur optischen Abregung der Moleküle gelegt.

Schlagerworte: Feshbach-Resonanzen, Feshbach-Moleküle, Molekülspektroskopie

ABSTRACT

Since the first observation of Bose-Einstein condensation in 1995 the investigation of bosonic and fermionic quantum gases emerged as a central research area in atomic physics. One of the main current research goals is the production of ultracold molecules in the electronic ground state in a mixture of bosons and fermions. Due to their permanent electric dipole moment, those molecules open the possibility for the observation of the long-range dipole-dipole interaction in ultracold quantum gases. At the moment, the most promising way for the experimental realization of ground-state molecules is to cool the atomic constituents and subsequently associate them to ultracold molecules.

This thesis describes an apparatus for the production of weakly bound molecules in a Bose-Fermi mixture. 5×10^7 ^{40}K atoms and 2×10^9 ^{87}Rb atoms are simultaneously trapped and cooled in magneto-optical trap to a temperature of about $50 \mu\text{K}$ [1]. This Bose-Fermi mixture is then transferred into an ultrahigh vacuum chamber where the atoms are cooled down to $2 \mu\text{K}$ in a magnetic trap. Finally, the ultracold ensemble is loaded into an optical dipole trap and after evaporation quantum degenerate mixtures of 3×10^5 atoms in each species at a temperature of 200 nK can be produced. In the optical dipole trap, the atoms can be prepared in any hyperfine and Zeeman state of the ground state. The measurement of 28 s-wave Feshbach resonances lead to a significant improvement of the KRb ground state potential [2].

With the help of the observed Feshbach resonances, up to 5×10^4 weakly bound fermionic molecules, so called Feshbach molecules, were produced and their properties investigated. The measurements described in this thesis required the precise control of an external homogeneous magnetic field, which was enabled by the transport of the ultracold ensemble to the center of a Helmholtz coil pair [3].

Based on simulations of the excited KRb molecular potential, a three-level system for the optical de-excitation of Feshbach molecules into a deeply bound molecular ground state has been calculated. Within this thesis, first transition frequencies of Feshbach molecules to a specific excited molecular state were measured. This experimental achievement is a very good starting point for the optical de-excitation of heteronuclear molecules.

key words: Feshbach resonances, Feshbach molecules, molecular spectroscopy

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Von quantenentarteten Atomen zu ultrakalten Molekülen	9
2.1	Quantenentartete Gase in der harmonischen Falle	10
2.1.1	Ideales Bose- und Fermigas	10
2.1.2	Bose-Einstein-Kondensat	11
2.1.3	Fermigas	13
2.2	Heteronukleare Feshbach-Resonanzen	15
2.2.1	Ultrakalte Zwei-Körper-Stöße	15
2.2.2	Schwach gebundene Zustände	17
2.2.3	Heteronukleare Feshbach-Resonanzen	19
2.2.4	^{40}K - ^{87}Rb Feshbach-Resonanzen	21
2.3	Wechselwirkung in quantenentarteten Gasen	25
2.3.1	Numerisches Lösungsverfahren	28
2.3.2	Wechselwirkungsfreie Mischung	29
2.3.3	Attraktive Wechselwirkung - Mean-Field-Kollaps	29
2.3.4	Repulsive Wechselwirkung - Phasenseparation	31
2.4	Ultrakalte Feshbach-Moleküle	33
2.4.1	Erzeugung von Feshbach-Molekülen	34
2.4.2	Homonukleare Dimere	35
2.5	Molekülbildung durch Photoassoziation	38
2.5.1	Quantitative Beschreibung der Photoassoziation	39
2.5.2	Photoassoziation homonuklearer und heteronuklearer Dimere	40
3	Experimenteller Aufbau	43
3.1	Vakuumsystem	44
3.2	Atomquellen	44
3.3	Lasersystem	46
3.3.1	^{87}Rb -Lasersystem	46
3.3.2	^{40}K - und ^{41}K -Lasersystem	47

3.4	Duale magneto-optische Falle	49
3.4.1	Aufbau und Betrieb der dualen MOT	49
3.4.2	Detektion und Auswertung	50
3.4.3	Teilchenzahlverhältnis	50
3.4.4	Melasse	51
3.5	Magnetischer Transport in der Quadrupolfalle	52
3.5.1	Optisches Pumpen und magnetischer Transport	53
3.5.2	Messungen zum Transport in einer bewegten Quadrupolfalle	54
3.6	Detektion ultrakalter atomarer Wolken	54
3.6.1	Detektionsoptik	56
3.6.2	Zustandselektive Detektion	58
3.7	Magnetfalle und evaporative Kühlung	62
3.7.1	QUIC-Transformation	63
3.7.2	Steuerungselektronik	64
3.7.3	Evaporative und sympathetische Kühlung	64
3.7.4	Messung der Fallenparameter	67
3.7.5	Quantenentartete Mischung in der Magnetfalle	69
3.8	Quantenentartete Gase in der Dipolfalle	71
3.8.1	Die optische Dipolkraft	72
3.8.2	Gekreuzte Dipolfalle	74
3.8.3	Experimentelle Realisierung	77
3.8.4	Drei-Körper-Verluste in der Dipolfalle	80
3.8.5	Quantenentartete Mischung in der Dipolfalle	82
3.9	Zustandspräparation	85
3.9.1	^{87}Rb -Spinpräparation	86
3.9.2	^{40}K -Spinpräparation	87
3.10	Homogenes Magnetfeld	88
3.10.1	Schaltung der Spulenströme	89
3.10.2	Magnetfeldkalibration und Stabilität	90
3.11	Experimentsteuerung und Datenauswertung	94
4	Magnetischer Transport quantenentarteter Mischungen	99
4.1	Simulation der Magnetfelder und experimentelle Realisierung	100
4.1.1	Magnetfeldsimulation	101
4.1.2	Ergebnis der Simulation	102
4.1.3	Experimentelle Realisierung	104
4.2	Messergebnisse zum harmonischen Transport	105
4.2.1	Transportweg und Offsetfeld	105
4.2.2	Temperaturentwicklung	106
4.2.3	Gedämpfte Schwingungen	107
4.3	Anwendungen des magnetischen Transports	109
4.3.1	Magnetisches Katapult für quantenentartete Gaswolken	109

4.3.2	Transport über beliebige Distanzen	109
5	Radiofrequenz-Spektroskopie von Feshbach-Molekülen	113
5.1	Radiofrequenz-Spektroskopie von Atomen	114
5.1.1	Rabi-Oszillationen	114
5.1.2	Radiofrequenz-Spektrum ultrakalter Bosonen	116
5.1.3	Radiofrequenz-Spektren für verschiedene Pulsformen	118
5.2	Radiofrequenz-Assoziation von Molekülen	120
5.2.1	Position der Feshbach-Resonanz	121
5.2.2	Experimentablauf zur Molekülerzeugung	121
5.2.3	Detektion der Moleküle	123
5.3	Messergebnisse	124
5.3.1	Analyse der RF-Spektren	124
5.3.2	Konversionseffizienz	127
5.3.3	Molekulare Bindungsenergien	131
5.3.4	Dynamik der Radiofrequenz-Assoziation von Molekülen	133
5.3.5	Stabilität heteronuklearer Feshbach-Moleküle	134
6	Ein Weg zur Abregung von Feshbach-Molekülen	137
6.1	Stimulierte-Raman-Adiabatische-Passage	138
6.1.1	Lambda-Schema	140
6.2	Spektroskopie des angeregten Molekülzustands	141
7	Ausblick	147
A	Intensitätsstabilisierung der Dipollaserstrahlen	151
B	Schaltpläne zur Stromregelung	153

EINLEITUNG

Die Physik ultrakalter atomarer Gase hat in den letzten Jahren spektakuläre Erfolge erzielt. Der entscheidende Durchbruch war die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten mit bosonischen Alkali-Atomen im Jahr 1995, eine Leistung, die mit dem Nobelpreis des Jahres 2001 ausgezeichnet wurde [4, 5]. Der zweite wichtige Meilenstein war die erstmalige Erzeugung eines entarteten Fermigas im Jahr 1999 [6].

Ein Bose-Einstein-Kondensat und ein Fermigas sind physikalische Objekte von fundamentaler Bedeutung, da sie die experimentelle Überprüfung grundlegender Theorien der Quantenoptik, Quantenstatistik, Vielteilchen-Physik und der Festkörperphysik erlauben. Ultrakalte bosonische und fermionische Quantengase stellen dabei ideale Modellsysteme dar, um Phänomene der Quantenmechanik wie beispielsweise die Suprafluidität zu studieren.

Ganz allgemein wird unter einem quantenentarteten Gas aus Atomen oder Molekülen ein Gas verstanden, bei dem die Phasenraumdichte in der Größenordnung von 1 oder darüber liegt. Bei diesen Phasenraumdichten wird das Gas nicht mehr klassisch, sondern mit der Quantenstatistik beschrieben. Bosonen und Fermionen zeigen bei diesen Phasenraumdichten ein komplementäres Verhalten. Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin, die der Bose-Einstein-Statistik gehorchen [7, 8]. Für Bosonen kann jeder Ein-Teilchen-Eigenzustand eines physikalischen Systems mit einer beliebigen Anzahl von Teilchen besetzt werden. Bei einer makroskopischen Besetzung des Grundzustands findet für bosonische Gase der Phasenübergang in ein Bose-Einstein-Kondensat statt. Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin, welche der Fermi-Dirac-Statistik folgen [9]. Nach der Fermi-Dirac-Statistik kann in einem System aus ununterscheidbaren Teilchen jeder Quantenzustand mit maximal einem Teilchen besetzt werden. Fermigase lassen sich deshalb ab einer gewissen Grenze aufgrund des Pauli-Prinzips nicht weiter komprimieren. Um die erforderlichen Phasenraumdichten zur Beobachtung dieser beiden

Phänomene zu erzeugen, muss ein Gas so stark abgekühlt werden, dass die thermische de-Broglie-Wellenlänge auf den mittleren Abstand der Teilchen anwächst. Diese Temperaturen werden für atomare Gase in einem zweistufigen Prozess mit Hilfe der Laserkühlung und der Verdampfungskühlung erreicht.

Von zentraler Bedeutung für das große Interesse an Quantengasen ist das hohe Maß an experimenteller Kontrolle, da sie in optischen oder magnetischen Fallenpotentialen gespeichert frei von Umgebungseinflüssen studiert werden können. Vielfältige Manipulationstechniken erlauben dabei die präzise Kontrolle externer und interner Freiheitsgrade des atomaren Ensembles, die sich mittlerweile soweit entwickelt haben, dass selbst die interatomare Wechselwirkung mittels so genannter Feshbach-Resonanzen gezielt gesteuert werden kann [10, 11].

Ultrakalte Moleküle

Aus den Experimenten zur Kontrolle der interatomaren Wechselwirkung in einatomigen Quantengasen hat sich das neue Forschungsgebiet der molekularen Quantengase herauskristallisiert. Bereits seit einigen Jahren verfolgen diese Forschungsvorhaben das Ziel, Moleküle direkt bis in das quantenentartete Regime zu kühlen. Eine Möglichkeit bietet dabei die Methode der Puffergaskühlung. Hierbei werden Moleküle durch den Kontakt mit einem sehr kalten Hintergrundgas in Mischkryostaten bis auf 300 mK gekühlt. Paramagnetische Moleküle lassen sich anschließend in magnetischen Fallen speichern [12]. Durch eine evaporative Kühlung der magnetisch gespeicherten Moleküle sollte es ähnlich wie bei atomaren Gasen in Zukunft möglich sein, die Phasenraumdichte weiter zu erhöhen. Ein weiteres Verfahren lässt sich auf polare Moleküle anwenden. Dazu werden die Moleküle in einem Molekülstrahl mit Hilfe von alternierenden elektrischen Feldern abgebremst. In diesen Experimenten wird ausgenutzt, dass die Moleküle im bewegten Bezugssystem des Molekülstrahls bereits beim Austritt aus der Düse sehr kalt sind. Dabei ist es beispielsweise gelungen, ND_3 -Moleküle bei einer Dichte von $1 \times 10^7\text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von 25 mK in einer elektrostatischen Falle zu speichern [13]. Der große Vorteil dieser Apparaturen liegt darin, dass es auf die molekulare Zusammensetzung nicht ankommt, solange das Molekül paramagnetisch ist bzw. das elektrische Dipolmoment ausreicht. Die mit direkten Kühlverfahren erzielten Temperaturen im Millikelvin-Bereich sind für die Produktion von quantenentarteten Molekülen jedoch noch zu hoch.

Auf Moleküle ist die angesprochene Laserkühlung aufgrund der komplexen internen Struktur nicht anwendbar. Die hohe Kühleffizienz der Laserkühlung beruht insbesondere im Fall von Alkali-Atomen auf der einfachen Struktur der Energieniveaus. Daraus lassen sich geschlossene optische Übergänge und eine hohe Photonenstreurate realisieren. Selbst im Fall der einfachsten Moleküle aus zwei identischen Atomen öffnen sich aufgrund der Vibrations- und Rotationsniveaus zu viele mögliche Verlustkanäle durch spontanen Zerfall, um ein geschlossenes Niveausys-

tem für die Laserkühlung auszubilden [14]. Aus diesem Grund müssen zur Herstellung von ultrakalten Molekülen neue Wege gefunden werden.

Das Problem lässt sich elegant umgehen, indem Moleküle in einem bereits gekühlten Ensemble aus Atomen gebildet werden. Dazu existieren bisher zwei experimentelle Methoden. Ein sehr erfolgreiches Verfahren beruht auf der Photoassoziation von zwei Atomen zu einem Molekül mit Laserlicht. Mit der Photoassoziation von Kalium- und Rubidiumatomen in einer magneto-optischen Falle wurden bereits bis zu 60 sehr kalte KRb-Moleküle im elektronischen Grundzustand erzeugt [15]. Die Assoziation von stoßenden Atomen zu Molekülen wird allerdings stark durch die schlechte Überdeckung der Wellenfunktionen zwischen den Kontinuumszuständen des gekoppelten Atom-Atom-Systems und den lokalisierten Molekülwellenfunktionen behindert. Daher eignet sich die Photoassoziation hervorragend zur Spektroskopie von Molekülzuständen, die Erzeugung molekularer Quantengase mit ausreichend hohen Teilchenzahlen ist jedoch schwierig.

Neben der Photoassoziation ermöglichen Feshbach-Resonanzen eine erstaunlich einfache Methode, um in ultrakalten atomaren Gasen Moleküle zu bilden. Eine Feshbach-Resonanz koppelt den atomaren Streuzustand mit einem sehr schwach gebundenen Molekülzustand, der sich im höchsten Vibrationsniveau des molekularen Grundzustands befindet [16]. Da beide Zustände unterschiedliche magnetische Momente besitzen, ist es möglich, die Energien dieser Zustände durch ein externes homogenes Magnetfeld zur Entartung zu bringen. Durch eine langsame Variation des Magnetfelds über die Feshbach-Resonanz werden so zwei Atome adiabatisch in ein diatomisches Molekül transferiert. Über die Wahl geeigneter Streuresonanzen lässt sich auf diese Weise ein Bose-Einstein-Kondensat aus Atomen in ein molekulares Kondensat überführen. Dies wurde bereits in mehreren Experimenten eindrucksvoll demonstriert. Der erste Nachweis ultrakalter Moleküle aus einem ^{85}Rb -Bose-Einstein-Kondensat gelang in der Gruppe von Prof. Wieman [17]. Es folgte die experimentelle Beobachtung von $^{87}\text{Rb}_2$ -, $^{133}\text{Cs}_2$ - und $^{23}\text{Na}_2$ -Molekülen [18, 19, 20].

Ebenso kann ein entartetes Fermigas durch kohärente Bildung von bosonischen Molekülen in ein molekulares Bose-Einstein-Kondensat transferiert werden. Werden zwei Fermionen zusammengefügt, entsteht ein Molekül mit ganzzahligem Spin. Dadurch ändert sich die grundsätzliche Quantenstatistik dieses Gases. Aus einem Fermigas, indem zwei Fermionen aufgrund des Pauli-Verbots nicht denselben Quantenzustand besetzen dürfen, entsteht ein molekulares bosonisches Gas, welches kondensieren kann. Im Jahr 2003 gelang es weltweit mehreren Gruppen, je zwei Fermionen mit Hilfe von Feshbach-Resonanzen zu bosonischen Molekülen zu verbinden [21, 22, 23, 24, 25]. Das erstaunliche an diesen Experimenten war die Beobachtung, dass diese Moleküle eine außergewöhnliche Stabilität gegenüber inelastischen Stößen aufweisen. Die Lebensdauer der Dimere aus Fermionen kann im Gegensatz zu den Lebensdauern der Dimere aus Bosonen viele Sekunden betragen. Diese Lebensdauer erlaubte eine effiziente Verdampfungskühlung bis hin zur Bil-

derung eines molekularen Bose-Einstein-Kondensats aus $^{40}\text{K}_2$ - und $^6\text{Li}_2$ -Molekülen [26, 27, 28].

Eine weitere wesentliche Eigenschaft einer Feshbach-Resonanz ist die Möglichkeit, die interatomare Streulänge in einem großen Parameterbereich von einer stark repulsiven Wechselwirkung zu einer stark attraktiven Wechselwirkung frei einzustellen. Im Regime der schwachen repulsiven Wechselwirkung bilden sich bosonische Moleküle aus zwei Fermionen. Auf der anderen Seite der Feshbach-Resonanz im Regime der schwachen attraktiven Wechselwirkung setzt ein anderer Prozess der Paarbildung ein, der vergleichbar zur Bildung von Cooper-Paaren ist. Das klassische Beispiel für Cooper-Paare sind zwei Elektronen, die über den Austausch von Gitterphononen einen gebundenen Zustand formen [29]. Bardeen, Cooper und Schrieffer präsentierten 1957 eine Theorie (BCS-Theorie), mit welcher die 1911 entdeckte Supraleitung von Quecksilber bei 4,2 K [30] durch die Bose-Einstein-Kondensation von Elektronen erklärt werden konnte [31, 32]. Entsprechend zu diesem System aus Elektronen wurde dieser Effekt ebenso in einem ultrakalten Gas aus Alkaliatomen nachgewiesen. Für eine schwache attraktive Wechselwirkung bilden in diesem Regime zwei Fermionen mit entgegengerichtetem Impulsvektor einen gebundenen Zustand vergleichbar zu Cooper-Paaren. Die Superfluidität dieser Cooper-Paare ist in zwei spektakulären Experimenten nachgewiesen worden. In der Gruppe von Prof. Grimm gelang 2004 der Nachweis der Suprafluidität von Cooper-Paaren über die Energielücke bei der Paarbildung [33]. In der Gruppe von Prof. Ketterle wurde ein Jahr später die Suprafluidität der Cooper-Paare über regelmäßig angeordnete Vortices in einem rotierenden Fermigas beobachtet [34]. Skaliert auf die Dichte von Elektronen in einem Festkörper, würde diese Form der Suprafluidität bereits oberhalb der Zimmertemperatur eintreten.

Diese Paarbildung bei ultrakalten Temperaturen durch eine resonante Wechselwirkung kann nicht mehr mit der Ein-Teilchen- und Zwei-Teilchen-Physik in der Näherung der Kontaktwechselwirkung exakt beschrieben werden. Dadurch eröffnet sich ein neues physikalisches Feld zur Untersuchung fundamentaler Fragen der Vielteilchen-Physik in stark korrelierten, stark wechselwirkenden Systemen. Dazu gehören neben den Hochtemperatursupraleitern der Quantenmagnetismus [35] und Spin-Flüssigkeiten [36].

Ultrakalte heteronukleare Moleküle

Der rasante experimentelle Fortschritt auf dem Gebiet der ultrakalten Quantengase hat dazu geführt, dass nicht mehr einatomige Quantengase im Blickpunkt aktueller Experimente stehen, sondern der Fokus moderner Experimente auf die Erzeugung quantenentarteter heteronuklearer Mischungen aus Bosonen und Fermionen gerichtet ist. Inzwischen wurden quantenentartete Mischungen mit bis zu drei verschiedenen Atomsorten realisiert [37]. Eines der herausragenden Ziele dieser Experimente ist es, heteronukleare Moleküle in einer ultrakalten heteronuklearen

Mischung zu erzeugen.

Im Vibrations-Grundzustand besitzen heteronukleare Moleküle im Gegensatz zu den beschriebenen homonuklearen Dimeren ein permanentes elektrisches Dipolmoment [38]. Aufgrund der anisotropen, langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung in einem Quantengas aus heteronuklearen Molekülen bilden diese ein völlig neues physikalisches System im Vergleich zu homonuklearen Gasen. Eine Vielzahl theoretischer Veröffentlichungen behandeln die Stabilität solcher dipolarer Quantengase [39, 40], die Bildung von Rotonen und Maxonen [41, 42] sowie das Verhalten solcher Ensembles im Regime starker Wechselwirkung [43, 44, 45, 46].

Besonders interessant erscheinen fermionische Moleküle mit dipolarer Wechselwirkung, da sie über die Wechselwirkung zu superfluiden dipolaren Cooper-Paaren koppeln können [47]. Ein gebundener Zustand aus zwei fermionischen heteronuklearen Molekülen bildet ein dipolares bosonisches Dimer. Für solche dipolare Dimere wird eine kritische Temperatur des Phasenübergangs zum Bose-Einstein-Kondensat vorhergesagt, die in der Größenordnung der Fermienergie liegt [48]. Superfluide dipolare Cooper-Paare unterscheiden sich grundlegend von den konventionellen Supraleitern, für die der supraleitende Zustand räumlich völlig isotrop und homogen ist. Nach der BCS-Theorie ist die Anziehung zwischen den Elektronen und damit die Bildung von Cooper-Paaren ausschließlich die Folge ihrer Kopplung über die Gitterschwingungen. Dagegen wird die Paarbildung in einem dipolaren Gas durch die elektrostatische Wechselwirkung begünstigt. Dies wird als eine mögliche Erklärung für das Phänomen der Hochtemperatur-Supraleitung angesehen, die bis heute noch nicht hinreichend gut verstanden ist [49]. In den Hochtemperatur-Supraleitern besitzt die Wellenfunktion der Elektronenpaare die Symmetrie eines Zustandes mit höherem Drehimpuls. Aus diesem Grund können sich die Elektronen eines Cooper-Paares nicht am gleichen Ort aufhalten. Dies reduziert ihre elektrostatische Abstoßung erheblich und begünstigt die Paarbildung.

Die experimentelle Erzeugung dipolarer Quantengase aus einer heteronuklearen Mischung aus Atomen steht jedoch erst am Anfang ihrer Entwicklung. Dabei scheint die Mischung aus ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen derzeit besonders gut zur Erzeugung heteronuklearer Moleküle geeignet. In verschiedenen Gruppen wurde bereits die ^{40}K - ^{87}Rb -Streulänge gemessen [50, 51, 52, 53] und die Stabilität dieser Bose-Fermi-Mischung im quantenentarteten Regime analysiert [54, 52]. Jüngste Experimente demonstrierten die Bildung schwach gebundener Feshbach-Moleküle über Radiofrequenz-Assoziation in der Nähe einer heteronuklearen Feshbach-Resonanzen [55, 56]. Diese Feshbach-Moleküle im höchsten Vibrationsniveau des molekularen Grundzustands besitzen jedoch eine räumliche Ausdehnung von vielen hundert Bohr-Radien. Diese schwach gebundenen Moleküle sind ein Spezialfall eines niedrigerenergetischen *Quanten-Halo-Systems* [57]. Zwei klassische Beispiele für Quanten-Halo-Zustände sind das Deuteron in der Kernphysik [58] und das schwach gebundene Helium-Dimer $^4\text{He}_2$ [59]. Diese außergewöhnlichen Quantenzustände sind gekennzeichnet durch einen großen Teilchenabstand der Komponenten, der allein

durch die Bindungsenergie und die attraktive Wechselwirkung bestimmt ist. Die universellen Eigenschaften eines *Quanten-Halo-Zustands* lassen sich auf schwach gebundene Feshbach-Moleküle direkt übertragen [60].

Aufgrund der großen räumlichen Ausdehnung der Feshbach-Moleküle ist deren permanentes Dipolmoment verschwindend gering. Eine Herausforderung für die experimentelle Realisierung dipolarer Quantengase stellt deshalb derzeit die optische Abregung von schwach gebundenen Feshbach-Molekülen in tief gebundene Grundzustandsmoleküle dar. Insbesondere für heteronukleare Moleküle aus zwei Alkaliatomen eröffnet sich über optische Raman-Prozesse ein Weg zur Abregung in tiefer gebundene Vibrationsniveaus bis zum absoluten Grundzustand [15]. Für ein ^{87}Rb Bose-Einstein-Kondensat konnte bereits gezeigt werden, dass es mit einer exakten Kenntnis des Rb_2 Molekülpotentials [61] möglich ist, Feshbach-Moleküle [20, 62] kohärent in einen tiefer gebundenen Molekülzustand zu überführen [63]. In der Gruppe von Prof. Jin gelang jüngst der optische Transfer von heteronuklearen ^{40}K - ^{87}Rb Feshbach-Molekülen vom höchsten Vibrationsniveau $v_X = 98$ in den tiefer liegenden Vibrationszustand $v_X = 95$ [64]. Außerdem ist es gelungen, erste dipolare Effekte in einem Chrom-BEC experimentell zu untersuchen [65, 66, 67, 68, 69]. In diesen beiden Systemen wird jedoch ein Großteil der vorhergesagten Effekte wegen der schwachen Dipolmomente nicht nachweisbar sein.

Das Ziel dieser Arbeit war die Erforschung eines experimentellen Weges zu tiefer gebundenen, heteronuklearen Molekülen mit großem Dipolmoment. Die ersten Meilensteine des Experiments, die Produktion einer quantenentarteten ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung [70], die Identifikation geeigneter Feshbach-Resonanzen [2] und das präzise Verständnis des ^{40}K - ^{87}Rb -Molekülpotentials [71] wurden bereits realisiert. In der vorliegenden Dissertation wurden der nächste entscheidende Schritt auf dem Weg zu Grundzustandsmolekülen, die Assoziation von ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen zu Feshbach-Molekülen, erreicht. Das exakt bekannte Molekülpotential wurde zur Berechnung eines möglichen optischen Raman-Prozesses zur Herstellung tiefer gebundener Moleküle benutzt. Für die optische Abregung der Feshbach-Moleküle wurde außerdem ein spezielles Vibrationsniveau im angeregten KRb -Molekülpotential spektroskopisch vermessen.

Gliederung der vorliegenden Dissertation

- Das **Kapitel 2** ist eine Einführung in die theoretischen Grundlagen quantenentarteter Bosonen und Fermionen sowie der Molekülphysik. Es werden die notwendigen Gleichungen zur Analyse der Messergebnisse ultrakalter atomarer Gasmischungen, der Interpretation der Messergebnisse zu den Feshbach-Molekülen und zur Untersuchung von angeregten Molekülpotentialen vorgestellt.
- In **Kapitel 3** wird die Apparatur zur Erzeugung von Feshbach-Molekülen dargestellt. Dazu wird zunächst die Realisierung einer quantenentarten

Bose-Fermi-Mischung in einer magnetischen Falle und einem optischen Dipolpotential ausführlich beschrieben und die Messergebnisse präsentiert. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt auf der detaillierten Beschreibung der Manipulation der Atome mit externen Magnetfeldern.

- Als wichtiges technisches Ergebnis dieser Arbeit wird in **Kapitel 4** die erstmalige Realisierung des magnetischen Transports einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung über makroskopische Distanzen vorgestellt. Erst durch die Kontrolle der Position der Atome konnte die notwendige Magnetfeldstabilität für die Erzeugung von Molekülen erreicht werden. Es werden neben den umfangreichen Untersuchungen des Transportprozesses mögliche Anwendungen und Erweiterungen des Mechanismus auf beliebige Distanzen diskutiert.
- Das **Kapitel 5** beinhaltet als zentrales Resultat dieser Arbeit die Radiofrequenz-Assoziation von heteronuklearen Feshbach-Molekülen. Im Mittelpunkt steht die Darstellung der durchgeführten Radiofrequenz-Spektroskopie an ultrakalten Quantengasen und ultrakalten Feshbach-Molekülen. Eine wichtige Fragestellung war das genaue Verständnis der Dynamik und der Effizienz der Molekülbildung. Dazu wird ein neuer theoretischer Ansatz zur Analyse der Linienform des Radiofrequenz-Spektrums in Übereinstimmung mit den Messergebnissen vorgestellt.
- In **Kapitel 6** wird ein Weg zur Abregung der Feshbach-Moleküle in einem einstufigen Prozess in den Vibrationszustand $v_X = 14$ vorgeschlagen. Für diesen Vibrationszustand wird ein Dipolmoment vorhergesagt, das zur Messung dipolarer Effekte ausreicht. Die Berechnungen der Wellenlängen und Franck-Condon-Faktoren werden für ein spezielles Lambda-Schema vorgestellt, die jedoch ungenaue Werte für die Lage der Vibrationsniveaus im angeregten Molekülpotential liefern. Als zentrales Ergebnis dieses Kapitels werden die spektroskopischen Untersuchungen eines speziellen Vibrationsniveaus im angeregten KRb-Molekülpotential vorgestellt, dessen präzise Lage zur exakten Vorhersage der erforderlichen Laserfrequenzen zur Abregung der Feshbach-Moleküle erforderlich war.
- Das **Kapitel 7** gibt einen Ausblick auf mögliche Fortsetzungen der bisherigen Experimente.

VON QUANTENENTARTETEN ATOMEN ZU ULTRAKALTEN MOLEKÜLEN

Die Experimente der vorliegenden Dissertation wurden mit dem Ziel durchgeführt, aus einem ultrakalten Gemisch aus Bosonen und Fermionen schwach gebundene heteronukleare Moleküle zu bilden. Für diese ultrakalten Moleküle sollte dann ein Abregungsschema in tiefer gebundene Molekülzustände entwickelt werden.

Im ersten Abschnitt wird erläutert, wie sich Bosonen und Fermionen bei ultrakalten Temperaturen verhalten. Es wird eine Theorie für dünne, schwach wechselwirkende Gase skizziert und die wesentlichen Parameter zur Beschreibung dieses Systems aufgeführt. Die Molekülbildung in dem heteronuklearen Quantengas wurde in der Nähe einer magnetisch induzierten Feshbach-Resonanz untersucht. Der zweite Teil des Kapitels stellt daher die physikalischen Grundlagen zum Verständnis einer Feshbach-Resonanz vor. In diesem Abschnitt werden zudem die vorangegangenen Arbeiten zur genauen Berechnung des KRb-Molekülpotentials erläutert [70] und eine spezielle Feshbach-Resonanz genauer dargestellt. Über Feshbach-Resonanzen kann die heteronukleare Wechselwirkung in einem großen Parameterbereich zwischen stark repulsiv und stark attraktiv beliebig eingestellt werden. Der dritte Abschnitt beinhaltet daher ein theoretisches Modell zur Berechnung der Dichteprofile der Gaswolken, welches die heteronukleare Wechselwirkung der Atome berücksichtigt. Über Feshbach-Resonanzen können zwei Atome in einen schwach gebundenen Molekülzustand überführt werden. Die Eigenschaften dieser Molekülzustände sowie die Methode ihrer Erzeugung sind der Bestandteil des vierten Teils. Im letzten Abschnitt wird mit der Photoassoziation eine weitere Methode zur Molekülbildung beschrieben. Dieser Prozess ist insbesondere zum Verständnis der optischen Abregung heteronuklearer Feshbach-Moleküle notwendig.

2.1 Quantenentartete Gase in der harmonischen Falle

Die grundlegende Eigenschaft der Bosonen ist die Symmetrie ihrer Wellenfunktion unter Austausch zweier Teilchen. Die Wellenfunktion für Fermionen ist dagegen antisymmetrisch unter Teilchenaustausch, diese Symmetrieeigenschaft der Wellenfunktionen führt im thermodynamischen Grenzfall zu einer von den Bosonen grundsätzlich verschiedenen Besetzungszahl der Ein-Teilchen-Energiezustände.

2.1.1 Ideales Bose- und Fermigas

Die Teilchen in einer Atomfalle sind isoliert von der Umgebung, sodass die Atomzahl N und der gesamte Energieinhalt E_{tot} der atomaren Wolke sich nicht ändert. Für die weiteren Betrachtungen ist es zweckmäßig, den Energie- und Teilchenaustausch mit einem Reservoir zuzulassen (Großkanonisches Ensemble [72]). Die Herleitungen in diesem Text folgen hauptsächlich den Quellen [73, 74].

In einem einatomigen Gas ist die mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit der Ein-Teilchen-Energiezustände mit der Energie E_i gegeben durch

$$\langle n_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/k_B T} \mp 1} \quad (2.1)$$

mit dem Minuszeichen für Bosonen und dem Pluszeichen für Fermionen. Für eine feste Teilchenzahl N wird das chemische Potential μ so gewählt, dass

$$N = \sum_i \langle n_i \rangle. \quad (2.2)$$

Im Folgenden werden Atome betrachtet, die in einem dreidimensionalen Potential eines harmonischen Oszillators gefangen sind.

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$$

Im Folgenden wird der Fall betrachtet, dass die thermische Energie $\beta \equiv k_B T$ größer ist als die Energiedifferenz der quantenmechanischen Oszillatorzustände $\hbar\omega_{x,y,z}$. Diese Näherung wird als Thomas-Fermi-Näherung bezeichnet. In der Thomas-Fermi-Näherung ergibt sich die Besetzungszahl eines Zustands \mathbf{r}, \mathbf{p} im Phasenraum zu

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{e^{(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) - \mu)/k_B T} \mp 1}. \quad (2.3)$$

Damit berechnet sich die Dichteverteilung des thermischen Gases zu

$$\begin{aligned} n_{th}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2\pi\hbar^3} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3\mathbf{p} \\ &= \pm \frac{1}{\lambda_{dB}^3} Li_{3/2}(\pm e^{\beta(\mu - V(\mathbf{r}))}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

mit der de Broglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}$ und $Li_n(z)$ den Polylogarithmus n -ter Ordnung

$$Li_n(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^n}.$$

Die Zahl der thermischen Atome im Potential des harmonischen Oszillators ist das Ergebnis der räumlichen Integration über die Dichte

$$\begin{aligned} N_{th} &= \int n_{th}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \\ &= \pm \left(\frac{k_B T}{\hbar \bar{\omega}} \right)^3 Li_3(\pm e^{\beta\mu}). \end{aligned}$$

Hierbei ist $\bar{\omega}$ die mittlere Fallenfrequenz

$$\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{\frac{1}{3}}.$$

Die Dichteverteilungen thermischer Ensembles aus Bosonen und Fermionen sind im Grenzfall hoher Temperaturen gleich. Dies lässt sich aus Gleichung 2.4 ablesen, die für hohe Temperaturen in die Maxwell-Boltzmann-Verteilung übergeht.

$$n_{klass}(\mathbf{r}) = \frac{N}{\pi^3 \sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)} \quad \text{mit } \sigma_{x,y,z} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m\omega_{x,y,z}^2}}$$

Für tiefe Temperaturen um den absoluten Nullpunkt ist das Ensemble nicht mehr klassisch mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu beschreiben. In diesem Temperaturregime weichen die Dichteverteilungen für Fermionen und Bosonen aufgrund der unterschiedlichen Quantenstatistik stark voneinander ab. Dieser Effekt tritt für de Broglie-Wellenlängen von $\lambda_{dB} \approx n^{-1/3}$ auf. Dies ist der Fall in Gasen, in dem der mittlere Abstand der Teilchen in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge liegt. Die Quantenentartung eines Gases setzt ab Temperaturen T_{qe} im Bereich von

$$T_{qe} \approx \frac{\hbar^2}{2mk_B} n^{2/3}$$

ein, welche aus der Bedingung für die de Broglie-Wellenlänge folgt. In den nachfolgenden Abschnitten werden die unterschiedlichen Eigenschaften bosonischer und fermionischer Atome im quantenentarteten Regime erläutert.

2.1.2 Bose-Einstein-Kondensat

Wenn für eine feste Anzahl von bosonischen Atomen die Temperatur gesenkt wird, dann steigt das chemische Potential des Ensembles weiter an. Dadurch wird die

Erhaltung der Teilchenzahl des Systems gewährleistet (Gleichung 2.2). Das chemische Potential kann jedoch auch bei niedrigen Temperaturen und damit kleinen Energien nicht größer als der niedrigste Energiezustand des Systems werden. Dieser Grenze wird durch Absenken der Temperatur bei einem bestimmten Wert T_C erreicht. Für diese Temperatur nähert sich nach der Bose-Einstein-Statistik aus Gleichung 2.1 das chemische Potential dem Wert $\mu = 3/2\hbar\omega$. Für Temperaturen $T < T_C$ wird der Grundzustand des Systems mit einem großen Teil der Teilchen besetzt. Im Grenzfall $T \rightarrow 0$ divergiert die Besetzungszahl N_0 des Grundzustands. Der Übergang des Ensembles von Temperaturen oberhalb T_C in diesen Bereich ist ein thermodynamischer Phasenübergang und wird als Bose-Einstein-Kondensation bezeichnet [7].

Die kritische Temperatur T_C , bei welcher der Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat stattfindet, lässt sich näherungsweise aus Gleichung 2.4 für das Dichteprofil der thermischen Atome bestimmen. Dieses Dichteprofil lässt sich mit der genauen Kenntnis des chemischen Potentials berechnen. Für den Fall, dass sich bereits eine große Anzahl N_0 der Atome im Bose-Einstein-Kondensat befinden, nähert sich das chemische Potential dem Wert $\mu \approx k_B T/N_0$. Dieser Zusammenhang für das chemische Potential folgt aus Gleichung 2.1 mit $E_0 = 0$. Für eine große Zahl N_0 und kleine Temperaturen nähert sich das chemische Potential dem Wert $\mu = 0$. Es ergibt sich in diesem Grenzfall für das Dichteprofil $n_{th}(\mathbf{r})$ und für die Zahl N_{th} der thermisch verteilten Atome

$$n_{th}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_{dB}^3} Li_{\frac{3}{2}}(e^{-V(\mathbf{r})/k_B T})$$

$$N_{th} = N \left(\frac{T}{T_C} \right)^3 \quad \text{für } T < T_C.$$

Hierbei ist die kritische Temperatur für ein Ensemble mit N Teilchen in einem harmonischen Potential mit der mittleren Oszillatorfrequenz $\bar{\omega}$ gegeben durch

$$T_C = \hbar\bar{\omega} \left(\frac{N}{Li_3(1)} \right)^{\frac{1}{3}} = 0,94 \hbar\bar{\omega} N^{\frac{1}{3}}. \quad (2.5)$$

Bisher wurde die Wechselwirkung zwischen Bosonen vernachlässigt. In einem bosonischen Gas beeinflussen jedoch bei ultrakalten Temperaturen elastische Stöße die Eigenschaften des Ensembles. Für diesen Fall wird im Gleichgewichtszustand die Wellenfunktion des Kondensats durch die stationäre Gross-Pitaevskii-Gleichung [75] beschrieben

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\mathbf{r}) + g_{BB} |\Psi(\mathbf{r})| \right) \Psi(\mathbf{r}) = \mu\Psi(\mathbf{r}).$$

Hierbei bezeichnet g_{BB} den Kopplungsparameter

$$g_{BB} = \frac{2\pi\hbar^2 a_{BB}}{\mu_{BB}}$$

und a_{BB} die s-Wellen-Streulänge für elastische Stöße zwischen zwei Bosonen sowie $\mu_{BB} = m/2$ die reduzierte Masse. Unter typischen experimentellen Bedingungen gilt die Thomas-Fermi-Näherung, da die kinetische Energie der Atome bei Temperaturen im Bereich von $1 \mu K$ klein gegen die Wechselwirkungsenergie ist. Für diesen Fall lässt sich das Dichteprofil $n(\mathbf{r})_{BEC} = |\Psi|^2$ des Kondensats mit der Gross-Pitaevskii-Gleichung direkt angeben

$$n_{BEC}(\mathbf{r}) = \max\left(\frac{1}{g_{BB}}(\mu - V(\mathbf{r})), 0\right). \quad (2.6)$$

Für ein Ensemble aus bosonischen Atomen in der harmonischen Falle ergibt sich ein parabelförmiges Dichteprofil,

$$n_{BEC}(\mathbf{r}) = \frac{15}{8\pi} \frac{N}{R_x R_y R_z} \max\left(1 - \sum_i \frac{x_i^2}{R_i^2}, 0\right),$$

wobei die Thomas-Fermi-Radien $R_i = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{\frac{2\mu}{m}}$ die halbe Länge des Kondensats bezeichnen. Atome in einem Bose-Einstein-Kondensat füllen den Boden des Fallenpotentials bis zur Energie μ , welche durch die Atomzahl $N = \int n_{BEC}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$ bestimmt wird. Aus dieser Normierungsbedingung ergibt sich das chemische Potential

$$\mu_{BEC} = \frac{1}{2} \hbar \bar{\omega} \left(\frac{15 N a_{BB}}{\sqrt{\hbar/(m\bar{\omega})}} \right)^{2/5}. \quad (2.7)$$

2.1.3 Fermigas

Am absoluten Nullpunkt besetzen Fermionen die einzelnen Zustände im Phasenraum mit nur einem Atom bis zu einer Energie μ . Dies geht aus Gleichung 2.3 im Grenzfall $T \rightarrow 0$ hervor.

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{e^{(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) - \mu)/k_B T} + 1} \xrightarrow{T \rightarrow 0} \begin{cases} 1, & \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) < \mu \\ 0, & \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) > \mu \end{cases} \quad (2.8)$$

Für diesen Grenzfall lässt sich mit Gleichung 2.4 die Dichteverteilung der Fermionen $n_F(\mathbf{r})$ am absoluten Nullpunkt berechnen und es ergibt sich

$$\begin{aligned} n_F(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2\pi\hbar^3} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3\mathbf{p} \\ &\stackrel{T \rightarrow 0}{=} \frac{1}{2\pi\hbar^3} \int_{|\mathbf{p}| < \sqrt{2m(\mu - V(\mathbf{r}))}} d^3\mathbf{p} \\ &= \frac{1}{6\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\mu - V(\mathbf{r}))^{3/2} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Insbesondere wird aus Gleichung 2.8 deutlich, dass bei $T = 0$ die Energie des höchsten besetzten Zustands, die Fermienergie E_F , identisch mit dem chemischen Potential ist. Fermionen besetzen in der harmonischen Falle die niedrigsten Energiezustände bis zur Fermienergie, die durch die Anzahl der Fermionen in der Falle bestimmt ist. Damit lässt sich die Fermienergie wie folgt aus dem Dichteprofil berechnen.

$$N = \int n_F(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = \frac{1}{6} \left(\frac{E_F}{\hbar\bar{\omega}} \right)^3$$

$$\Rightarrow E_F = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3}.$$

Aus der Fermienergie ergibt sich die Fermitemperatur T_F zu

$$T_F = \frac{E_F}{k_B} = \frac{\hbar\bar{\omega}}{k_B}(6N)^{1/3}, \quad (2.10)$$

die allein von den Fallenfrequenzen und der Teilchenzahl abhängt. In Abbildung 2.1 ist die Fermiverteilung für $T = 0$ und $T/T_F = 0,1$ dargestellt. Für Fermionen

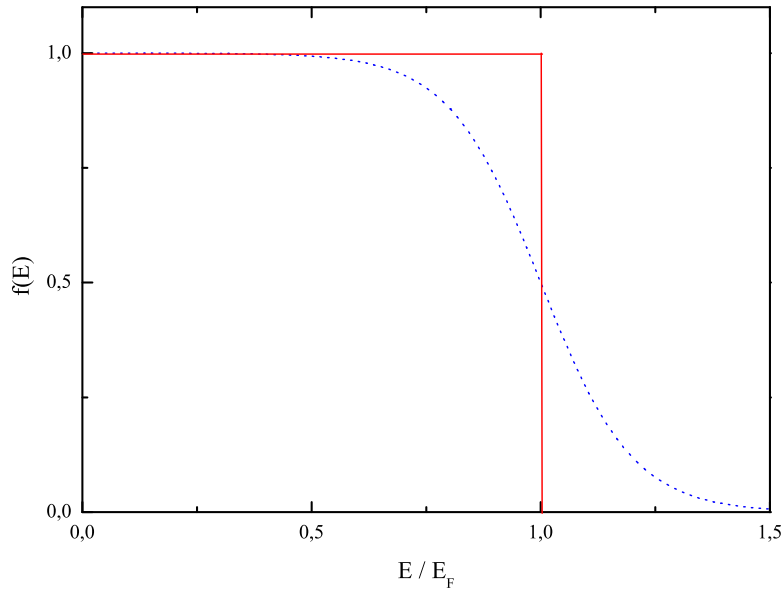


Abbildung 2.1: Fermiverteilung für $T = 0$ (rote Linie) und $T/T_F = 0,1$ (blau gepunktete Linie).

in einer harmonischen Falle lautet das Dichteprofil bei $T = 0$

$$n_F(\mathbf{r}) = \frac{8}{\pi^2} \frac{N}{R_{Fx}R_{Fy}R_{Fz}} \left[\max \left(1 - \sum_i \frac{x_i^2}{R_{Fi}^2}, 0 \right) \right]^{3/2}.$$

Hierbei sind mit $R_{F_{x,y,z}} = \sqrt{\frac{2E_F}{m\omega_{x,y,z}^2}}$ die Fermiradien bezeichnet. Das Dichteprofil einer fermionischen Wolke flacht am absoluten Nullpunkt im Vergleich zu einer gaußförmig verteilten Wolke an der Oberseite ab, da die Besetzung der verfügbaren Zustände im Phasenraum sättigt. Diese Gleichungen verlieren ihre Gültigkeit für Fermienergien im Bereich der Energieabstände des Oszillators $\hbar\bar{\omega}$. Diese Bedingung wird beispielsweise in stark elongierten Fällen mit hohen radialen Fallenfrequenzen und niedrigen Atomzahlen verletzt.

2.2 Heteronukleare Feshbach-Resonanzen

In ultrakalten Gasen tritt die Wechselwirkung in Form von Stößen auf und ist von entscheidender Bedeutung für das Verständnis der Eigenschaften des Ensembles. Dabei spielen Streuresonanzen, die in Form von Resonanzen des Wirkungsquerschnitts elastischer und inelastischer Stöße auftreten, eine wichtige Rolle. Insbesondere Feshbach-Resonanzen kommt mittlerweile eine enorme Bedeutung zu, da es mit ihnen gelingt, die Stößeigenschaften in diesen Gasen gezielt zu verändern.

Bei Temperaturen von wenigen μK und typischen Dichten von $n \approx 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ist die de Broglie-Wellenlänge und der Abstand zwischen zwei Atomen mit $n^{-1/3} \approx 5000 - 10000 a_0$ erheblich größer als die typische Reichweite r_0 des Streupotentials mit $r_0 \approx 20 a_0$. In einem ultrakalten Ensemble werden Stöße mit einem Drehimpuls $\geq 1\hbar$ ($l \geq 1$) stark unterdrückt. Um überhaupt miteinander zu stoßen, müssen sich zwei Atome auf etwa $r_0 = 20 a_0$ entsprechend der Ausdehnung des Molekülpotentials annähern. Für einen p-Wellen-Stoß muss, verglichen zu s-Wellenstößen, zusätzlich ein Drehimpulsquant \hbar aufgebracht werden. Dies entspricht einem Impuls von $p \approx \hbar/r_0$ und einer Temperatur von

$$T = \frac{E}{k_B} = \frac{p^2}{2\mu_r k_B} = \frac{\hbar^2}{2\mu_r r_0^2} \approx 10 \text{ mK}.$$

Experimente mit ultrakalten Gasen finden typischerweise bei Temperaturen im Bereich weniger μK statt. In diesem Temperaturregime sind p-Wellen-Stöße daher sehr stark unterdrückt und es finden nur s-Wellen-Streuprozesse statt. Aus diesem Grund können die Streuprozesse in einem ultrakalten Gas mit nur einem Parameter, der Streulänge a , beschrieben werden.

2.2.1 Ultrakalte Zwei-Körper-Stöße

Für ultrakalte Temperaturen und große Teilchenabstände ist die effektive Reichweite des Molekülpotentials R_0 kleiner als die thermische Wellenlänge λ_T

$$R_0 \ll \lambda_T = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T}}. \quad (2.11)$$

Die Schrödingergleichung im Schwerpunktsystem zwei stoßender Atome mit der reduzierten Masse μ und Abstand $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ lautet

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r)\right)\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \epsilon\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (2.12)$$

Das Wechselwirkungspotential $V(r)$ hängt dabei von Abstand der Atome ab und verschwindet außerhalb von R_0 .

$$V(r) \xrightarrow{r \gg R_0} 0$$

Für große Entfernungen vom Streuzentrum $r \gg R_0$ und positive Energien $\epsilon > 0$ ist die Wellenfunktion eine Summe der einfallenden ebenen Welle und einer auslaufenden Kugelwelle [76],

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}.$$

Hierbei ist $f(k, \theta)$ die Streuamplitude und $k = \sqrt{\frac{2\mu\epsilon}{\hbar^2}}$. Spinabhängige relativistische Korrekturen werden bei dieser Betrachtung vernachlässigt. Der totale Streuquerschnitt σ lässt sich aus dem Quadrat der Streuamplitude über die Integration des Raumwinkels Ω berechnen.

$$\sigma = \int |f(\theta, k)|^2 d\Omega$$

Im Zentralpotential kann die Streuwelle als Summe von Partialwellen mit Drehimpuls l expandiert werden.

$$\begin{aligned} f(\theta, k) &= \frac{1}{k} \sum_{l=0} (2(l+1)e^{i\delta_l} \sin(\delta_l) P_l(\cos(\theta))) \\ &= \sum_l f_l(\theta, k) \end{aligned} \quad (2.13)$$

In dieser Gleichung sind mit δ_l der Phasenunterschied zwischen der einlaufenden Welle und der auslaufenden Partialwelle l und mit $P_l(\cos(\theta))$ die Legendre-Polynome bezeichnet. Für kleine Energien und damit kleinen Wellenzahlen k gilt $\delta_l \propto k^{l+1}$ und $f_l \propto k^{2l}$. Mit dieser Näherung lässt sich die Streuamplitude mit ausreichender Genauigkeit für $l = 0$ berechnen und es ergibt sich

$$f_0(k) = -\frac{\delta_0}{k} =: -a. \quad (2.14)$$

In dieser Gleichung ist die Streuamplitude $f_0(k)$ konstant und wird als s-Wellen-Streulänge a bezeichnet. Die Streulänge a ist der wichtigste Wechselwirkungsparameter in ultrakalten dünnen Gasen.

2.2.2 Schwach gebundene Zustände

Im Folgenden wird die Schrödingergleichung 2.12 für einen schwach gebundenen Zustand im Molekülpotential der beiden Stoßpartner für $l = 0$ gelöst. Dieses schwach gebundene Molekül ist ein Spezialfall eines niederenergetischen *Quanten-Halo-Systems*, die ausführlich in Ref. [57] behandelt werden.

Zwei klassische Beispiele für Quanten-Halo-Zustände sind das Deuteron in der Kernphysik [58] und das schwach gebundene Helium-Dimer ${}^4\text{He}_2$ [59]. Diese außergewöhnlichen Quantenzustände sind durch einen großen Teilchenabstand der Komponenten gekennzeichnet. Dieser Abstand ist größer als der klassische Umkehrpunkt und wird durch die Bindungsenergie und die attraktive Wechselwirkung bestimmt. Die Eigenschaften des *Halo-Systems* lassen sich auf schwach gebundene Feshbach-Moleküle, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, direkt übertragen [60].

In der Region außerhalb der Potentialreichweite mit $r \gg R_0$ wobei $V(r \gg R_0) = 0$ verhält sich die s-Wellen-Streufunktion Φ mit $l = 0$ nach [77] näherungsweise wie

$$\Phi(r) \propto \frac{\sin(kr + \delta_0)}{kr}$$

Im Grenzfall $k \rightarrow 0$ lässt sich diese Wellenfunktion mit Gleichung 2.14 vereinfachen und es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Phi(r) &\stackrel{k \rightarrow 0}{=} \frac{1}{kr}(kr - ka) \\ &= 1 - \frac{a}{r} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Für diesen Fall lässt sich die Schrödingergleichung aus Gleichung 2.12 für einen schwach gebundenen Zustand mit der Bindungsenergie $-|\epsilon_b|$ im Molekülpotential der beiden Atome stark vereinfachen.

$$\begin{aligned} \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(\mathbf{r})\right)\Phi(\mathbf{r}) &= -|\epsilon_b|\Phi(\mathbf{r}) \\ \text{für } r \gg R_0 : \nabla^2\Phi(\mathbf{r}) &= \frac{2\mu|\epsilon_b|}{\hbar^2}\Phi(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

In sphärischen Koordinaten ist $\nabla^2\Phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{r^2}\partial_r^2(r\Phi(\mathbf{r})) + \partial_{\theta, \phi}\Psi(\mathbf{r})$, wobei der winkelabhängige Teil aufgrund der radialen Symmetrie wegfällt. Gleichung 2.17 schreibt sich mit diesen Koordinaten

$$\begin{aligned} \partial_r^2(r\Phi(\mathbf{r})) &= \frac{2\mu|\epsilon_b|}{\hbar^2}\Phi(\mathbf{r}) \\ \Leftrightarrow (r\Phi(\mathbf{r})) &= A \exp\left(-\sqrt{\frac{2\mu|\epsilon_b|}{\hbar^2}}r\right) + B \exp\left(\sqrt{\frac{2\mu|\epsilon_b|}{\hbar^2}}r\right) \end{aligned}$$

Der rechte Teil divergiert für $r \rightarrow \infty$ und ist damit keine physikalische Lösung. Die Wellenfunktion des schwach gebundenen Zustands ist somit gegeben durch

$$\Phi(r) = \frac{A}{r} \exp\left(-\sqrt{\frac{2m|\epsilon_b|}{\hbar^2}} r\right)$$

Im Grenzfall $k \rightarrow 0$ muss sich die funktionale Form dieser Wellenfunktion $\Phi(\mathbf{r})$ außerhalb der Potentialreichweite wie Gleichung 2.15 verhalten, und es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Phi(r) &\stackrel{k \rightarrow 0}{\equiv} \frac{A}{r} \left(1 - \sqrt{\frac{2\mu|\epsilon_b|}{\hbar^2}} r\right) \\ &= A \sqrt{\frac{2\mu|\epsilon_b|}{\hbar^2}} \left(1 - \sqrt{\frac{\hbar^2}{2\mu|\epsilon_b|}} \frac{1}{r}\right). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Aus dem direkten Vergleich der Wellenfunktion aus Gleichung 2.15 mit Gleichung 2.17 kann für kleine Bindungsenergien $|\epsilon_b|$ folgende Relation abgelesen werden.

$$\begin{aligned} a^2 &= \frac{\hbar^2}{2\mu|\epsilon_b|} \\ \Rightarrow |\epsilon_b| &= \frac{\hbar^2}{2\mu a^2}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Das erstaunliche an diesem Resultat ist, dass die Bindungsenergie für schwach gebundene Zustände quadratisch von der Streulänge abhängt und nicht von der internen Struktur der Konstituenten. Die hergeleiteten Relationen für die Bindungsenergie gelten nur für eine abstoßende Wechselwirkung mit $a > 0$, da nur für diesen Fall wegen $|\epsilon_b| = \frac{\hbar^2}{2\mu a^2}$ die Randbedingung aus Gleichung 2.15 erfüllt ist. Die normierte Wellenfunktion $\Psi_H(r)$ eines Quanten-Halo-Zustands ist damit im gesamten Potentialbereich gegeben durch [60]

$$\Phi_H(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \frac{e^{-r/a}}{r}.$$

Größe eines Quanten-Halo-Zustands

Mit dieser Wellenfunktion kann die Größe des Quanten-Halo-Zustands mit der Bindungslänge abgeschätzt werden, die für ein Molekül aus zwei Atomen als der Abstand der Atomkerne definiert ist. Damit lässt sich die Größe eines Quanten-Halo-Zustands wie folgt berechnen.

$$\langle r \rangle = 4\pi \int_0^\infty r |\Phi_H(r)|^2 r^2 dr = \frac{a}{2}. \quad (2.19)$$

Die Größe des Quanten-Halo-Systems sowie die Bindungsenergie hängen nach diesen Betrachtungen nicht mehr von mikroskopischen Kräften sondern allein von

der Streulänge ab, in diesem Fall wird allgemein von einem universellen Verhalten gesprochen. Der Betrag der Streulänge wird jedoch allein durch das Wechselwirkungspotential zweier Atome bestimmt und variiert deshalb wesentlich für verschiedene Atomsorten.

2.2.3 Heteronukleare Feshbach-Resonanzen

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde die innere Struktur der beiden Alkaliatome, das gekoppelte System aus zwei Atomkernen und zwei Elektronenhüllen, vernachlässigt. Die langreichweitige Wechselwirkung hängt jedoch stark von der jeweiligen inneren Struktur der Stoßpartner ab. Die exakte quantenmechanische Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Teilchen ist durch das Molekülpotential gegeben. Dieses Wechselwirkungspotential lässt sich mit Hilfe der Born-Oppenheimer-Näherung durch ein Potential für die Bewegung der Atomkerne vereinfachen [78, 79, 80].

Da die Masse der Atomkerne deutlich größer als die Masse der Elektronen ist ($m_{Proton} : m_{Elektron} = 1868 : 1$), bewegen sich die Kerne langsam im Vergleich mit den Elektronen. Die Elektronen können somit der Bewegung der Kerne immer adiabatisch folgen und die Atomkerne bewegen sich in einem effektiven Potential, das durch die Elektronenhülle erzeugt wird. In diesem Zentralpotential $V(r)$ wird die atomare Wechselwirkung in Abhängigkeit der Kernabstände beschrieben. Aufgrund der Coloumbabstoßung können sich die Atome nur auf wenige Bohrradien a_0 annähern, für kleine Abstände ist das Potential repulsiv.

Der Hauptbeitrag zur Form des Potentials ist für Alkaliatome die relative Spinorientierung der Valenzelektronen. In der Born-Oppenheimer-Näherung ergeben sich aus der Kopplung der beiden Spins zu $S = 0$ und $S = 1$ zwei Potentiale für den elektronischen Grundzustand, das Singulett-Potential $X^1\Sigma^+$ und Triplett-Potential $a^3\Sigma^+$. Da die Hyperfeinwechselwirkung nicht diagonal bezüglich der Basis des Gesamtspins $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$ ist, existiert eine Kopplung zwischen $X^1\Sigma^+$ und $a^3\Sigma^+$ [81], die mit dem folgenden Hamiltonoperator beschrieben wird,

$$H^{HFS} = \sum_{i=Rb,K} \frac{a_{HFS}}{\hbar^2} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{i}_i. \quad (2.20)$$

Hierbei bezeichnet \mathbf{i}_i die Kernspins und a_{HFS} die Hyperfeinkonstante, die mit dem atomaren Wert genähert werden kann [82]. Die antisymmetrischen Singulett-Spinzustände und die symmetrische Triplett-Elektronenkonfiguration sind über die Hyperfeinwechselwirkung gekoppelt. Für größere Kernabstände kann aus diesem Grund die Singulett- und Tripletttaufspaltung nicht mehr in der Born-Oppenheimer-Näherung beschrieben werden. Übersteigen die Kernabstände den sogenannten *LeRoy*-Radius [83], kann die Wechselwirkung im elektronischen Grundzustand über die elektrische Wechselwirkung durch gegenseitig induzierte Dipole und höhere Multipole zweier Atome genähert werden und nimmt die Form eines van der Waals

Potentials an.

$$V(R) = \frac{-C_6}{R^6}$$

Magnetisch induzierte Feshbach-Resonanz

Als Feshbach-Resonanzen werden Streuresonanzen zwischen zwei stoßenden Teilchen bezeichnet. Bei einer Streuresonanz für elastische Zwei-Körper-Stöße ist die effektive Wechselwirkung stark überhöht, da sich der Streuzustand in Resonanz mit einem gebundenen Zustand befindet. Das physikalische Prinzip einer Feshbach-

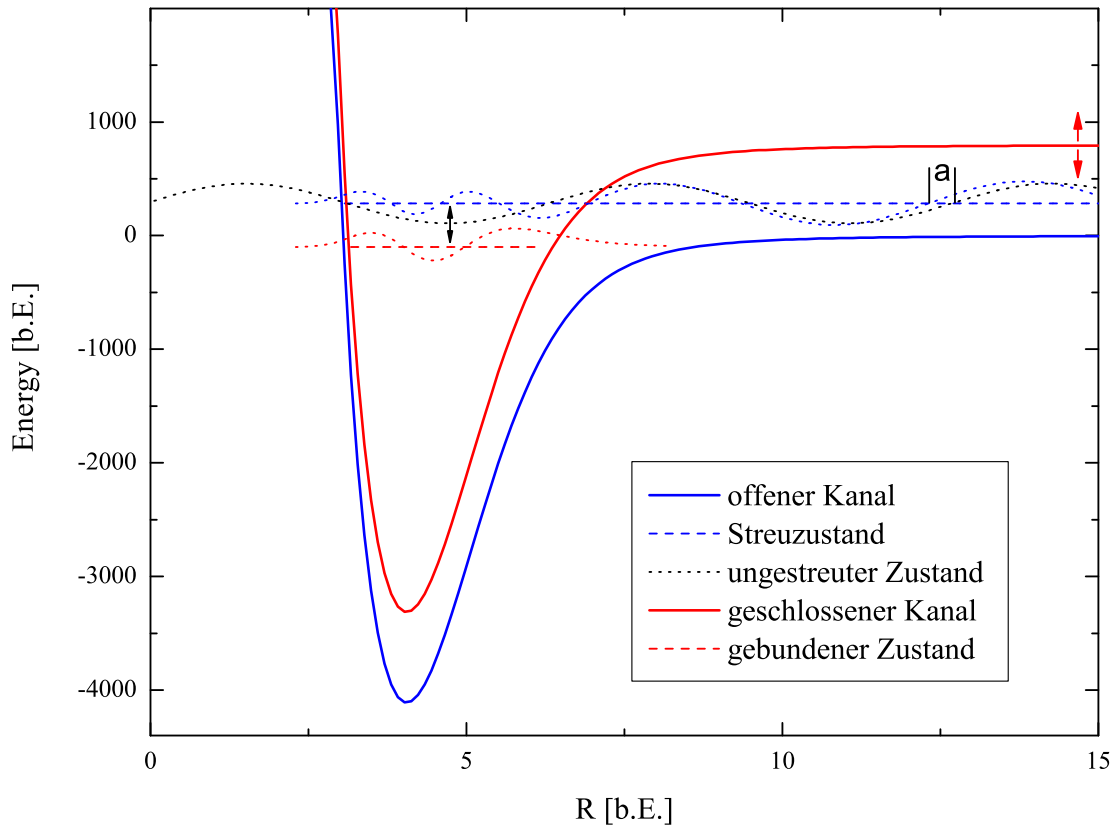


Abbildung 2.2: Offener und geschlossener Kanal. Durch die Kopplung der Kanäle entsteht eine Feshbach-Resonanz.

Resonanz ist stark vereinfacht in Abbildung 2.2 dargestellt. In diesem Bild ist das Molekülpotential gezeigt. Für zwei stoßende Atome wird die Gesamtenergie durch die Summe der atomaren Energien beschrieben (blau gestrichelte Linie). Ohne eine Kopplung an andere Zustände würden beide Atome miteinander stoßen und wieder auseinander laufen. In dem Bereich ultrakalter Temperaturen sind s -Wellen-Stöße dominant und die Wechselwirkung kann allein durch die Streulänge a_{HG} zwischen den Stoßpartnern beschrieben werden. Die Stärke dieser Wechselwirkung ist durch

den Phasenunterschied δ der auslaufenden Welle mit der Phase einer ungestreuten Welle (schwarze Wellenfunktion) gegeben.

Aufgrund der Hyperfeinaufspaltung der Atome existieren weitere Molekülpotentiale, deren Asymptoten sich energetisch unterscheiden. Ein zweites Molekülpotential mit einer anderen Asymptote ist in rot dargestellt. Für ein solches Molekülpotential ist mit der rot gestrichelte Linie ein gebundener Molekülzustand eingezeichnet. Der Streuzustand im blauen Potential wird dabei *offener Kanal* und der gebundene Zustand *geschlossener Kanal* genannt. Der Streuzustand der beiden Atome und der gebundene Zustand sind über die Hyperfeinwechselwirkung gekoppelt (Gleichung 2.20). Da beide Zustände unterschiedliche magnetische Dipolmomente besitzen, lässt sich über externe Magnetfelder der Energieabstand der beiden Kanäle variieren, wobei sich die atomaren Asymptoten entsprechend der Zeeman-Aufspaltung der Atome verschieben. Durch die Wahl von geeigneten Magnetfeldern kann der Energieabstand der beiden Kanäle so weit gesenkt werden, dass beide Kanäle entartet sind. In diesem Fall ist der Streuzustand an einen gebundenen Zustand gekoppelt. Dieser Fall wird als Feshbach-Resonanz bezeichnet [84, 16]. Eine anschauliche Erklärung dieses Zusammenhangs liefert die folgende Betrachtung: die Streuwelle läuft ein, geht in den gebundenen Zustand über, oszilliert im gebundenen Zustand und läuft im offenen Kanal wieder aus. Daraus resultiert eine große Phasenverschiebung im Vergleich zur auslaufenden Welle und damit eine starke Erhöhung der Streulänge. Für kleine kinetische Energien gilt der folgende Zusammenhang für die Streulänge in Abhängigkeit vom Magnetfeld [81, 85, 86],

$$a = a_{HG} \left(1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right). \quad (2.21)$$

Die Streulänge divergiert an der Position, bei der die Energie des Streuzustands des offenen Kanals und die Energie des geschlossenen Kanals entartet sind. Der Wert des Magnetfelds B_0 wird als Position der Resonanz und ΔB als Breite der Resonanz bezeichnet, die von der Kopplungsstärke und den magnetischen Momenten abhängt. Der prinzipielle Verlauf der Streulänge in Abhängigkeit vom Magnetfeld hängt davon ab, ob der Molekülzustand die Asymptote bei steigendem Magnetfeld von oben oder von unten kreuzt. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2.3 schematisch dargestellt.

2.2.4 ^{40}K - ^{87}Rb Feshbach-Resonanzen

Um für ein System aus zwei Atomen die genauen Magnetfeld-Positionen der Feshbach-Resonanzen zu berechnen, ist eine genaue Kenntnis des Molekülpotentials erforderlich. Die Singulett- und Triplett-Potentiale können für kleine Kernabstände näherungsweise durch *ab initio*-Rechnungen bestimmt werden. Abbildung 2.4 aus Ref. [87] zeigt die Ergebnisse einer solchen Simulation für das KRb-Molekülpotential. Diese *ab initio*-Potentiale werden durch spektroskopische Daten, die an

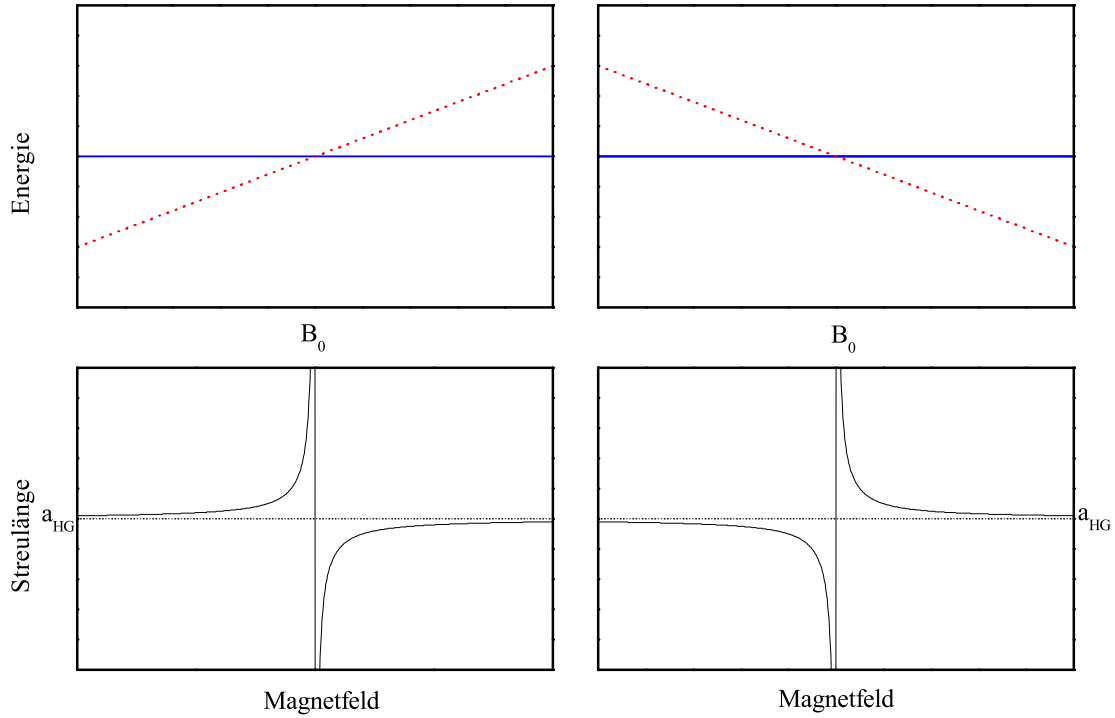
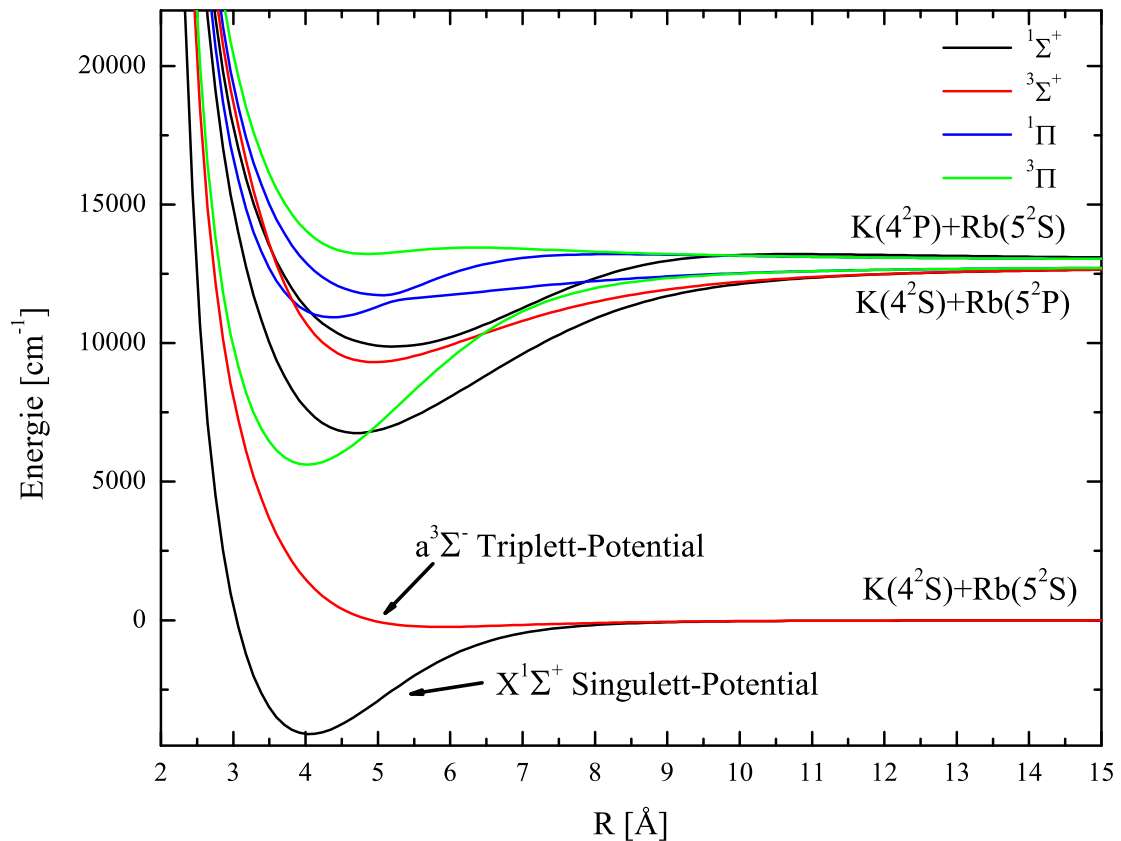


Abbildung 2.3: Schematischer Verlauf der Streulänge in Abhängigkeit des Magnetfelds. In den oberen Bildern ist mit blau die Energie der atomaren Asymptote und mit der rot gestrichelten Linie die Energie des Molekülzustands in Abhängigkeit des Magnetfelds eingezeichnet.

Molekülstrahl-Apperaturen aufgenommen wurden, verbessert [71, 88, 89]. Mit dieser Methode kann der innere Teil der Potentiale genau bestimmt werden. Das asymptotische Verhalten kann mit dieser Methode jedoch nicht aufgelöst werden, da die Zustände mit hohen Vibrations-Quantenzahlen nicht mehr am Molekülstrahl spektroskopiert werden können. Mit den Spektroskopiedaten für KRb und den daraus resultierenden Potentialen wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Tiemann zusammen mit in der Gruppe von Prof. Inguscio beobachteten Feshbach-Resonanzen [90] eine Vorhersage der Bindungsenergien der obersten Molekülniveaus getroffen. Zur Vorhersage der Position von allen Feshbach-Resonanzen wurde die Aufspaltung dieser Niveaus im Magnetfeld für verschiedene Spinkombinationen simuliert. Insgesamt wurden 28 Resonanzen in verschiedenen Spinkombinationen vorhergesagt. Diese wurden alle mit dem beschriebenen Experiment mit hoher Genauigkeit vermessen [2]. Genaueres zur experimentellen Beobachtung von Feshbach-Resonanzen findet sich in Kapitel 5. Diese Messungen haben zu einer weiteren Präzisierung des theoretischen Modells des KRb-Molekülpotentials geführt. Für die Spinkombination $^{87}\text{Rb} |F=1, m_F=1\rangle$ und $^{40}\text{K} |F=9/2, m_F=-9/2\rangle$ ist in Abbildung 2.5 mit dem verbesserten Modell die Bindungsenergie in Abhängigkeit vom Magnetfeld

Abbildung 2.4: *Ab initio*-Potentiale für KRb aus Ref. [87].

dargestellt. Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Abbildung 2.6 für vier Resonanzen bei Magnetfeldern um 500 G aus Abbildung 2.5 gezeigt. Durch die exakte Kenntnis des heteronuklearen Molekülpotentials ist eine präzise Berechnung der Bindungsenergien der schwach gebundenen Molekülzustände möglich.

Kontrolle der Wechselwirkung

Durch die Variation des Magnetfelds in der Nähe einer Feshbach-Resonanz kann die Streulänge zwischen den Atomen beliebig zwischen hohen repulsiven und attraktiven Werten eingestellt werden. Von besonderer Relevanz für Experimente mit ^{40}K - ^{87}Rb -Mischungen ist eine breite Feshbach-Resonanz für den Zustand ^{87}Rb $|1,1\rangle$, ^{40}K $|9/2, -9/2\rangle$ bei $B_0 = 546,71$ G. Diese Resonanz wurde bereits in vielfältigen Experimenten zur Manipulation der Wechselwirkung genutzt [90, 91, 92]. Diese Feshbach-Resonanz ist in Abbildung 2.7 mit den Werten $\Delta B = 2,9$ G und $a_{HG} = 187,3 a_0$ aus den Referenzen [2, 71] gezeichnet. Zur präzisen Kontrolle der Wechselwirkung der Mischung muss das angelegte Magnetfeld offensichtlich sehr genau eingestellt werden. Um beispielsweise eine Streulänge von $4200 a_0$ mit einer

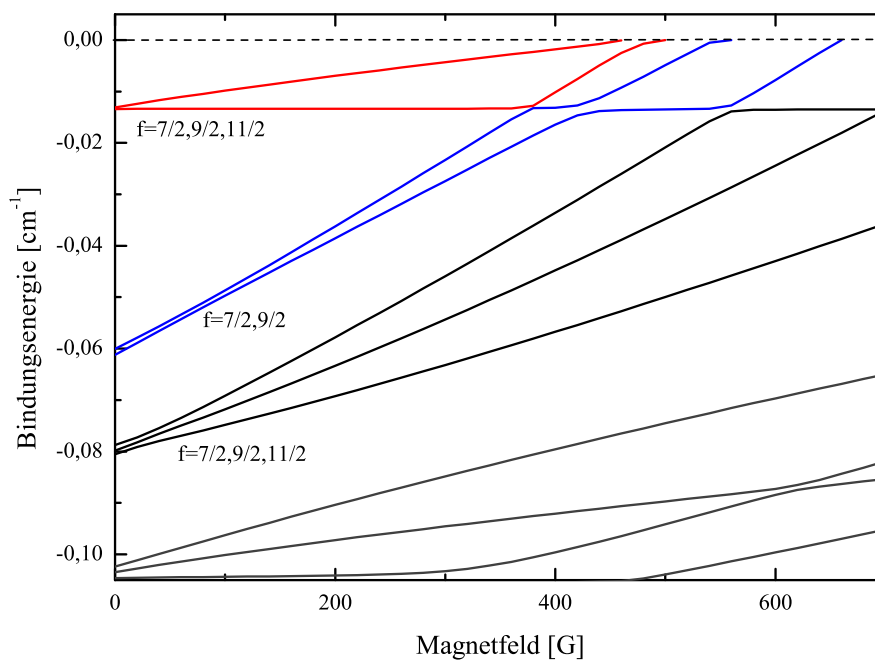


Abbildung 2.5: Ergebnisse des theoretischen Modells für den Zustand $^{87}\text{Rb} |1,1\rangle$, $^{40}\text{K} |9/2, -9/2\rangle$. Die Bindungsenergien der beteiligten Molekülzustände sind als Funktion der Magnetfeldstärke dargestellt.

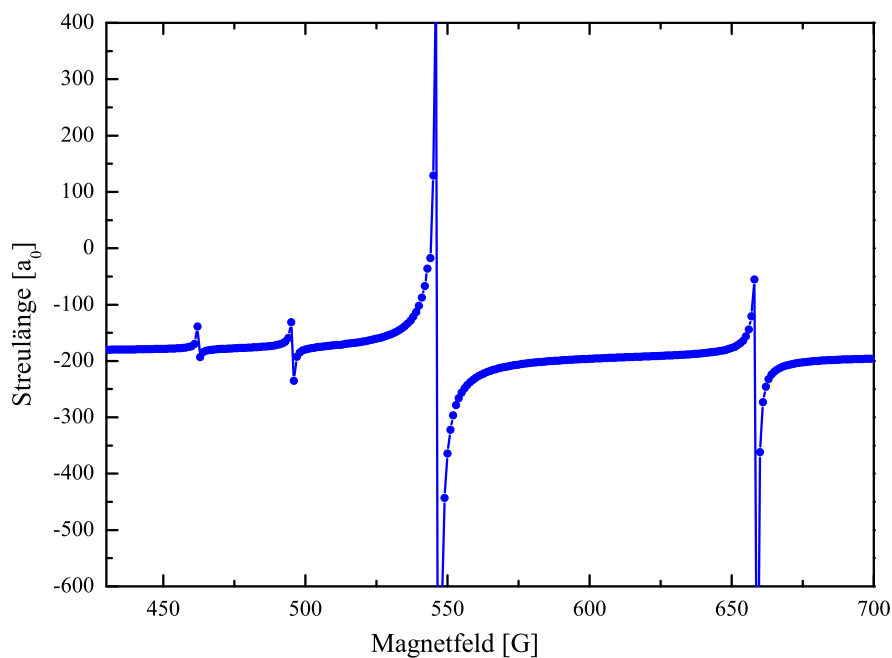


Abbildung 2.6: Feshbach-Resonanzen für den Zustand $^{87}\text{Rb} |1,1\rangle$, $^{40}\text{K} |9/2, -9/2\rangle$.

Genauigkeit von $\pm 300a_0$ zu realisieren, wird eine Magnetfeldstabilität von 20 mG benötigt.

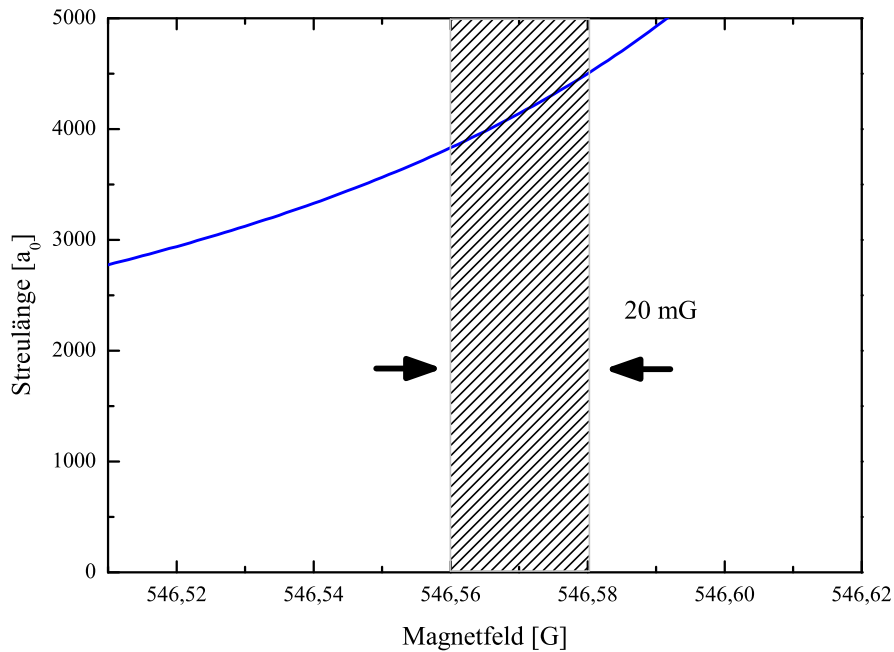


Abbildung 2.7: Kontrolle der Streulänge mit einer Feshbach-Resonanz für die Zustände $^{87}\text{Rb} |1,1\rangle$ und $^{40}\text{K} |9/2, -9/2\rangle$.

2.3 Wechselwirkung in quantenentarteten Gasen

Für eine quantenentartete Bose-Fermi-Mischung kann mit einer heteronuklearen Feshbach-Resonanz die Bose-Fermi-Streulänge über einen großen Bereich von attraktiv bis repulsiv eingestellt werden. In diesem Abschnitt wird die Auswirkung der heteronuklearen Wechselwirkung auf die Dichteprofile der Wolken analysiert. Hierbei werden Drei-Körper-Stöße und daraus resultierende Verluste vernachlässigt.

Eine attraktive Wechselwirkung mit $a_{FB} < 0$ bewirkt eine Erhöhung der Dichte im Fallenzentrum während eine repulsive Wechselwirkung mit $a_{FB} > 0$ die Dichte herabsetzt. Für große attraktive Streulängen wird die Bose-Fermi-Mischung instabil, da aufgrund der hohen Dichten im Fallenzentrum neue Verlustprozesse wie beispielsweise Drei-Körper-Stöße auftreten. In diesem Fall der stark anziehenden Wechselwirkung spricht man vom Kollaps des Systems der dadurch gekennzeichnet, dass ab einer bestimmten attraktiven Wechselwirkung das Bose-Einstein-Kondensat kollabiert. Durch eine sehr starke repulsive Wechselwirkung werden die Komponenten räumlich getrennt. Dieser Fall wird als Phasenseparation bezeichnet. Beide Phasen treten ab einem bestimmten Wert für die Streulänge auf, der

mit einem Modell aus Ref. [93] berechnet werden kann. In diesem Modell wird zur quantitativen Beschreibung des Einflusses der heteronuklearen Wechselwirkung die bosonische Wolke bei $T = 0$ durch die Gross-Pitaevskii-Gleichung beschrieben und für die fermionische Komponente die Dichteverteilung aus Gleichung 2.9 angenommen. Die heteronukleare Wechselwirkung wird durch ein Mean-Field-Potential im bosonischen und fermionischen Teil eingeführt. Es resultiert das folgende gekoppelte Gleichungssystem für die Dichte der Wolken [94, 95].

$$\begin{aligned}\mu_B \Psi(\mathbf{r}) &= \left[-\frac{\hbar^2}{2m_B} \Delta + g_{BB} n_B(\mathbf{r}) + g_{FB} n_F(\mathbf{r}) \right] \Psi(\mathbf{r}) \\ n_F(\mathbf{r}) &= \frac{(2m_F)^{3/2}}{6\pi^2 \hbar^3} \max[\mu_F - V_F(\mathbf{r}) - g_{FB} n_B(\mathbf{r}), 0]^{3/2}\end{aligned}$$

Die Kopplungsparameter g_{BB} und g_{FB} sind hierbei definiert durch

$$\begin{aligned}g_{BB} &= \frac{2\pi \hbar^2 a_{BB}}{\mu_{BB}} \\ g_{FB} &= \frac{2\pi \hbar^2 a_{FB}}{\mu_{FB}}\end{aligned}\tag{2.22}$$

mit den reduzierten Massen $\mu_{BB} = m_B/2$ sowie $\mu_{FB} = m_F m_B / (m_F + m_B)$. Durch Anwenden der Thomas-Fermi-Näherung für die Bosonen ergibt sich (siehe Gleichung 2.6) daraus das Gleichungssystem,

$$n_B(\mathbf{r}) = \frac{1}{g_{BB}} \max[\mu_B - g_{FB} n_F(\mathbf{r}) - V_B(\mathbf{r}), 0]\tag{2.23}$$

$$n_F(\mathbf{r}) = \frac{1}{g_{FF}} \max[\mu_F - V_F(\mathbf{r}) - g_{FB} n_B(\mathbf{r}), 0]^{3/2},\tag{2.24}$$

wobei g_{FF} durch

$$g_{FF} = \frac{6\pi^2 \hbar^3}{(2m_F)^{3/2}}.$$

gegeben ist. Die chemischen Potentiale für die Bosonen und Fermionen sind durch die jeweilige Atomzahl festgelegt.

$$\begin{aligned}N_B &= \int_0^\infty n_B(\mu_B, \mathbf{r}) d^3 \mathbf{r} \\ N_F &= \int_0^\infty n_F(\mu_F, \mathbf{r}) d^3 \mathbf{r}\end{aligned}\tag{2.25}$$

Die bosonischen und fermionischen Atome erfahren verschiedene Fallenpotiale V_B und V_F , die sich für ein harmonisches Fallenpotential durch unterschiedliche Fallenfrequenzen ausdrücken lassen. Zur weiteren Vereinfachung des Gleichungssystems

2.24 ist eine Transformation auf ein neues Koordinatensystem gegeben durch

$$\begin{aligned}\tilde{x}_{F,i} &= \sqrt{\frac{m_F}{2}} \omega_{F,i} x_i \\ \tilde{x}_{B,i} &= \sqrt{\frac{m_B}{2}} \omega_{B,i} x_i\end{aligned}\quad (2.26)$$

hilfreich. Für ein harmonisches Oszillatorpotential gegeben durch

$$V_{B,F}(r) = \frac{1}{2} m_{B,F} \sum_i \omega_{B,F,i}^2 x_i^2$$

gilt ist diesem Koordinatensystem

$$\begin{aligned}\tilde{r}_F^2 &= V_F(r), \\ \tilde{r}_B^2 &= V_B(r).\end{aligned}\quad (2.27)$$

Mit den transformierten Ortskoordinaten $\tilde{r}_{F,B}$ für Bosonen und Fermionen

$$\tilde{r}_{F,B} = \sqrt{\tilde{x}_{F,B}^2 + \tilde{y}_{F,B}^2 + \tilde{z}_{F,B}^2}$$

schreiben sich die gekoppelten Gleichungen für die Dichteprofile wie folgt

$$n_B(\tilde{r}_B) = \frac{1}{g_{BB}} \max [\mu_B - g_{FB} n_F(\tilde{r}_B) - \tilde{r}_B^2, 0] \quad (2.28)$$

$$n_F(\tilde{r}_F) = \frac{1}{g_{FF}} \max [\mu_F - g_{FB} n_B(\tilde{r}_F) - \tilde{r}_F^2, 0]^{3/2}. \quad (2.29)$$

Für die Berechnung der Anzahl der Atome mit den Gleichungen 2.26 in den neuen Koordinaten $\tilde{r}_{F,B}$ wird die sphärische Symmetrie des Problems ausgenutzt.

$$\begin{aligned}N_B &= \kappa \int_0^\infty 4\pi \tilde{r}_B^2 n_B(\tilde{r}_B) d\tilde{r}_B \\ N_F &= \kappa \int_0^\infty 4\pi \tilde{r}_F^2 n_F(\tilde{r}_F) d\tilde{r}_F\end{aligned}\quad (2.30)$$

mit

$$\kappa = \left(\frac{2}{m_F}\right)^{3/2} \frac{1}{\bar{\omega}_F^3}.$$

In die gekoppelten Gleichungen 2.29 und 2.31 geht das Fallenpotential über $\tilde{r}_{F,B}^2$ sowie die mittleren Fallenfrequenzen $\bar{\omega}_{F,B}$ ein.

2.3.1 Numerisches Lösungsverfahren

Die Lösung des oben beschriebenen Gleichungssystems (Gl. 2.29 und Gl. 2.31) beruht auf einem iterativen Verfahren [93]. Startpunkt der Iteration ist die Verteilung $n_{B,0}$ eines Bose-Einstein-Kondensats in der Thomas-Fermi-Näherung. Das chemische Potential wird aus Gleichung 2.7 mit den experimentellen Parametern der bosonischen Teilchenzahl sowie den Fallenfrequenzen berechnet. Im nächsten Schritt der Iteration wird die initiale fermionische Dichteverteilung mit $n_{B,0}$ aus Gl. 2.29 berechnet. Der Startwert für das chemische Potential der Fermionen $\mu_{F,0}$ wird zunächst mit Hilfe von Gl. 2.31 bestimmt, da die Zahl der Fermionen als experimenteller Parameter bekannt ist. Damit ergibt sich das chemische Potential der Fermionen als Nullstelle der folgenden Funktion $Z_F(\mu_F)$.

$$\begin{aligned} Z_F(\mu_F) &= N_F - \kappa \int_0^\infty 4\pi\tilde{r}_F^2 n_F(\tilde{r}_F) d\tilde{r}_F \\ &= N_F - \frac{4\pi\kappa}{g_{FF}} \int_0^\infty \tilde{r}_F^2 \max[\mu_F - \tilde{r}_F^2 - g_{FB} n_B(\tilde{r}_B), 0]^{3/2} d\tilde{r}_F \end{aligned} \quad (2.31)$$

Dieses Integral wird in den Iterationsschritten numerisch genähert. Sobald $\mu_{F,0}$ bestimmt ist, steht die initiale Dichteverteilung der Fermionen $n_{F,0}$ fest. Durch Einsetzen von $n_{F,0}$ in 2.29 startet der nächste Iterationsschritt mit der bosonischen Verteilung $n_{B,1}$. Wieder wird Gleichung 2.31 verwendet und die Nullstelle der folgenden Funktion $Z_B(\mu_B)$ gesucht

$$\begin{aligned} Z_B(\mu_B) &= N_B - \kappa \int_0^\infty 4\pi\tilde{r}_B^2 n_B(\tilde{r}_B) d\tilde{r}_B \\ &= N_B - \frac{4\pi\kappa}{g_{BB}} \int_0^\infty \tilde{r}_B^2 \max[\mu_B - \tilde{r}_B^2 - g_{FB} n_F(\tilde{r}_F), 0] d\tilde{r}_B, \end{aligned} \quad (2.32)$$

um den Wert für das chemische Potential $\mu_{B,1}$ zu ermitteln. Daraus werden die Startwerte für die fermionische Verteilung, $n_{F,2}$ und $\mu_{F,2}$, des nächsten Iterationsschritts bestimmt. Die Werte der bosonischen Verteilung ergeben sich wiederum aus Gleichung 2.32. Konvergieren nach einigen Iterationsschritten die Dichteverteilungen, stellen diese eine Lösung des Problems dar. Im Fall einer attraktiven Wechselwirkung können die Verteilungen divergieren. In diesem Fall spricht man von der dynamischen Instabilität des Systems. Im Fall der repulsiven Wechselwirkung wird der Spezialfall einer verschwindenden fermionischen Dichte im Fallenzentrum als Phasenseparation bezeichnet. Diese Fälle werden in den folgenden Abschnitten behandelt und mit numerischen Rechnungen für verschiedene Streulängen und realistische experimentelle Parameter illustriert. Für alle Rechnungen wird die s-Wellen-Streulänge $a_{BB} = 98a_0$ für ^{87}Rb aus Ref. [96] benutzt.

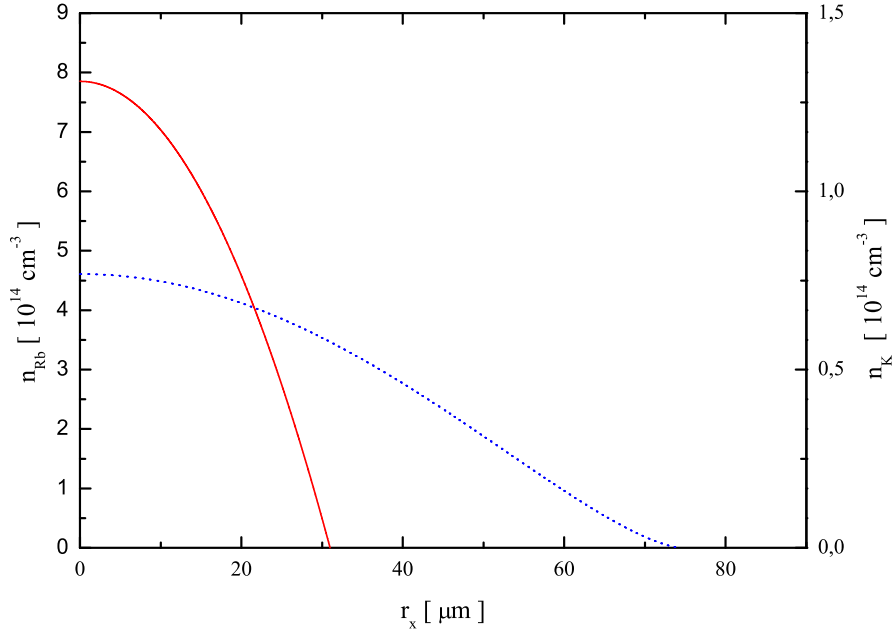


Abbildung 2.8: Thomas-Fermi-Modell einer ^{87}Rb - ^{40}K -Mischung mit jeweils 2×10^5 Atomen ohne Wechselwirkung. Die Dichteverteilung der Rubidiumatome ist in rot, die der Kaliumatome mit der blau gestrichelten Linie eingezeichnet.

2.3.2 Wechselwirkungsfreie Mischung

Der einfachste Fall mit $a_{BF} = 0$ spiegelt bereits die wesentlichen Eigenschaften der Dichteprofile beider Wolken wieder. In Abbildung 2.8 ist eine Mischung aus jeweils 2×10^5 ^{87}Rb - und ^{40}K -Atomen in einem harmonischen Potential mit den Fallenfrequenzen $\omega_x = \omega_y = 250\text{Hz}$ und $\omega_z = 150\text{Hz}$ für die Rubidiumatome dargestellt. In diesem Beispiel beträgt die Dichte des Kondensats im Fallenzentrum $8 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$. Die Dichte des Fermigases ist um eine Größenordnung geringer mit $8 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$.

Die fermionische Verteilung dehnt sich bei gleicher Teilchenzahl im Gegensatz zur bosonischen Verteilung über einen größeren räumlichen Bereich aus. Dies ist eine direkte Konsequenz aus dem Pauli-Prinzip, denn die Fermionen besetzen angeregte Oszillatorzustände des Potentials, die Bosonen hingegen nur den Grundzustand. Dieser sogenannte Fermi-Druck wurde experimentell in der Gruppe von Prof. Jin beobachtet [97].

2.3.3 Attraktive Wechselwirkung - Mean-Field-Kollaps

Die Streulänge zwischen ^{87}Rb - und ^{40}K -Atomen in den experimentell relevanten Spinzuständen $|1,1\rangle$ und $|9/2, -9/2\rangle$ beträgt $-183a_0$ [71]. In Abbildung 2.9 ist die Dichteverteilung für diesen Fall mit den Fallenparametern aus dem vorherigen

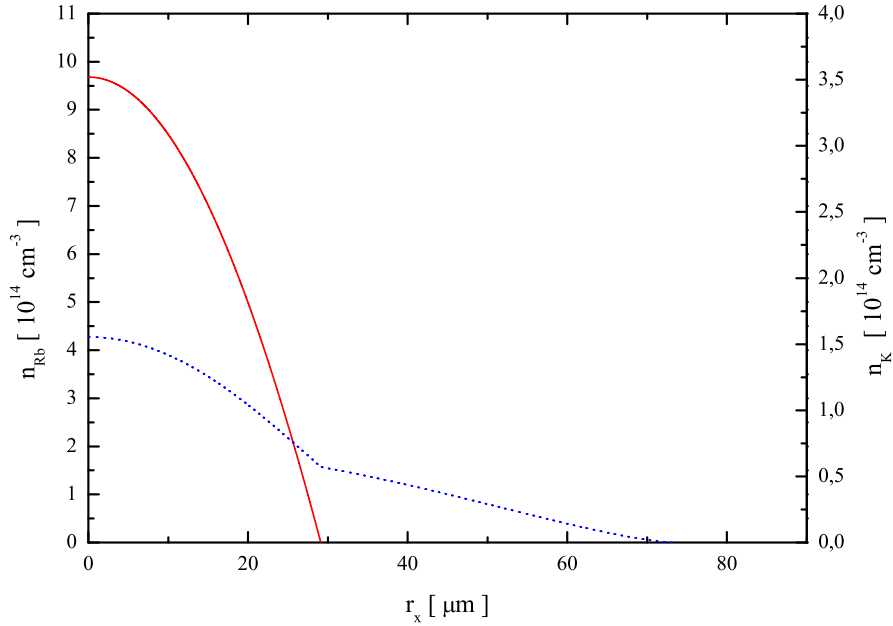


Abbildung 2.9: ^{87}Rb - und ^{40}K -Mischung mit jeweils 2×10^5 Atomen mit schwacher attraktiver Wechselwirkung. Die Dichteverteilung der Rubidiumatome ist in rot, die der Kaliumatome mit der blau gestrichelten Linie eingezeichnet.

Abschnitt dargestellt. Der Thomas-Fermi-Radius des Kondensats verkleinert sich und die zentrale Dichte steigt an. Der Effekt auf die fermionische Verteilung ist deutlicher. In Überdeckungsbereich der Wolken bildet sich eine größere Dichte heraus und die zentrale Dichte des Fermigas verdoppelt sich. Diese Struktur lässt sich mit dem Mean-Field-Potential erklären, welches zusätzlich zum Fallenpotential auf die Fermionen wirkt.

Übersteigt die attraktive heteronukleare Wechselwirkung den Pauli-Druck der Fermiwolke und die repulsive Wechselwirkung im BEC, kollabieren beide Wolken [54], ähnlich zum Kollaps eines Kondensats mit attraktiver Wechselwirkung [98]. Dieser Prozess ist selbstverstärkend, die zentrale Dichte im BEC erhöht sich und dadurch steigt auch die zentrale fermionische Dichte, bis hin zum Kollaps der gesamten Mischung. Für das Mean-Field-Modell in Gleichung 2.29 existiert daher keine stabile Lösung des Problems, wenn die Iteration nicht konvergiert. Dies ist der Fall für bestimmte Kombinationen aus Teilchenzahlen, Wechselwirkungsstärken und Fallenfrequenzen, da die Dichten nicht beliebig groß werden können. Für die typischen experimentellen Parameter des beschriebenen Experiments (siehe Abschnitt 3.8) wird die Mischung nach dieser Simulation bei einer attraktiven Wechselwirkung von $a = -350a_0$ instabil. Dieser sogenannte induzierte Kollaps wurde in Ref. [92] vermessen.

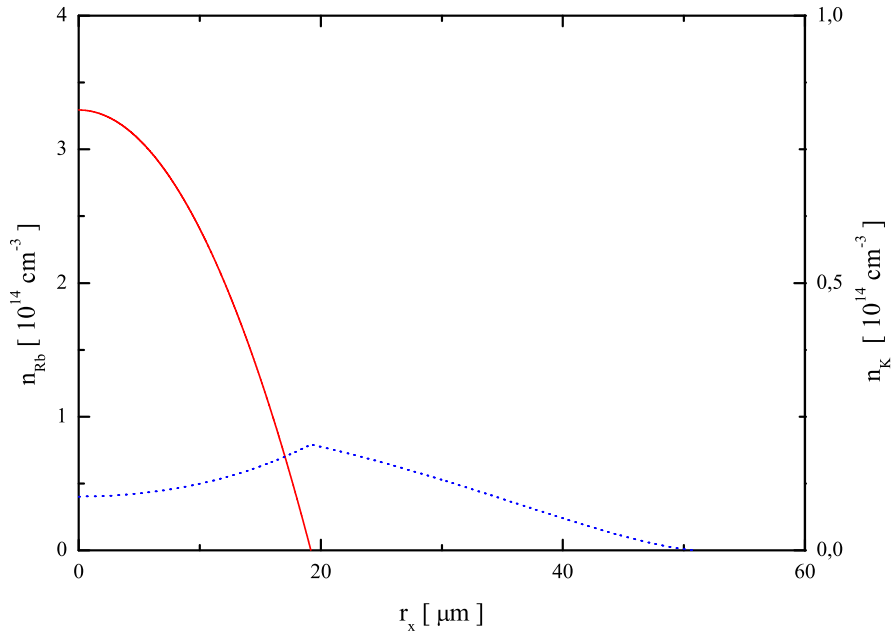


Abbildung 2.10: ^{87}Rb - ^{40}K -Mischung mit jeweils 2×10^5 Atomen und schwacher repulsiver Wechselwirkung mit $a = 183a_0$. Die Dichteverteilung der Rubidiumatome ist in rot, die der Kaliumatome mit der blau gestrichelten Linie eingezeichnet.

2.3.4 Repulsive Wechselwirkung - Phasenseparation

Für den Fall einer repulsiven Wechselwirkung werden die Fermionen aus dem Fallenzentrum herausgedrängt. In Abbildung 2.10 sind die Ergebnisse einer Simulation mit einer repulsiven Wechselwirkung mit $a = 183a_0$ dargestellt. Das Maximum der fermionischen Dichteverteilung liegt auf einem Ellipsoid um den Ursprung. Das BEC erfährt ein tieferes Potential durch das repulsive Mean-Field-Potential der Fermionen. In der Gruppe von Prof. Sengstock wurde die resultierende Kompression des BEC durch eine schnellere Expansion des Systems im freien Fall nachgewiesen [92]. Für größere Streulängen steigt das repulsive Mean-Field-Potential solange an, bis es schließlich größer als das chemische Potential der Fermionen wird. Für diesen Fall werden alle Fermionen aus dem Fallenzentrum herausgedrängt und die Dichte der Fermionen im Fallenzentrum ist $n_F(0) = 0$. Damit sind beide Komponenten räumlich separiert und die Fermionen bilden eine dünne Hülle um einen dichten Kern des Bose-Einstein-Kondensats. Für die gegebenen experimentellen Parameter tritt die Phasenseparation bei einer Streulänge $a = 360a_0$ ein. Mit diesem Wert der Streulänge sind die resultierenden Dichteprofile in Abbildung 2.11 dargestellt.

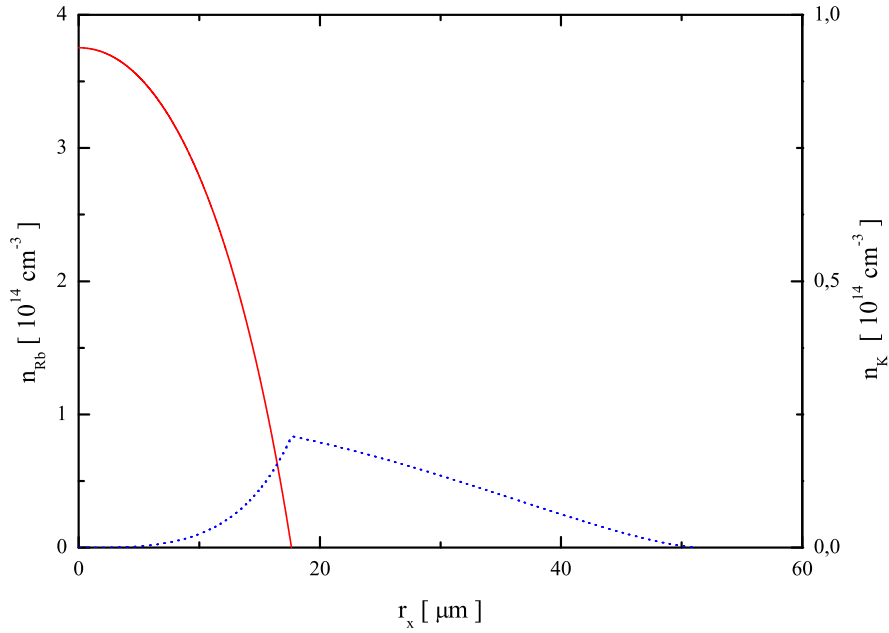


Abbildung 2.11: Phasenseparation der ^{87}Rb - ^{40}K -Mischung mit jeweils 2×10^5 Atomen und repulsiver Wechselwirkung $a = +360a_0$. Die Dichteverteilung der Rubidiumatome ist in rot, die der Kaliumatome mit der blau gestrichelten Linie eingezeichnet.

Detektion der Phasenseparation

Für ein homonukleares entartetes Fermigas aus ^6Li -Atomen mit zwei verschiedenen Spinzuständen wurde in den Gruppen von Prof. Hulet und Prof. Ketterle die Phasenseparation nachgewiesen [99, 100]. In einer homonuklearen Fermi-Fermi-Mischung tritt die Phasenseparation durch Molekülbildung ein. In den beschriebenen Experimenten mit Li -Atomen wurden jeweils zwei Fermionen zu einem schwach gebundenem bosonischen Molekül assoziiert. Diese Moleküle bildeten bei den entsprechenden Temperaturen ein molekulares Bose-Einstein-Kondensat. Mit einer Feshbach-Resonanz konnte die Wechselwirkung so eingestellt werden, dass die restlichen fermionischen Atome, welche nicht zu Molekülen assoziiert wurden, aus dem Zentrum der Falle herausgedrängt wurden.

In der Gruppe von Prof. Sengstock wurde ein Indiz der Phasenseparation in einer heteronuklearen ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung in Ref. [92] gefunden. In diesen Experimenten wurde durch die repulsive heteronukleare Wechselwirkung das Zentrum der fermionischen Wolke relativ zum Zentrum der bosonischen Wolke verschoben. Die Simulation der fermionischen Verteilung aus Abbildung 2.11 ist in der Abbildung 2.12 über eine Raumrichtung integriert dargestellt. In dieser Simulation ist zu erkennen, dass im Fall der Phasenseparation einer heteronuklearen Bose-Fermi-Mischung die Fermionen eine Hülle um ein Bose-Einstein-Kondensat bilden. Aus den Absorptionsoptionen der fermionischen Wolke kann mit Hilfe dieser Simu-

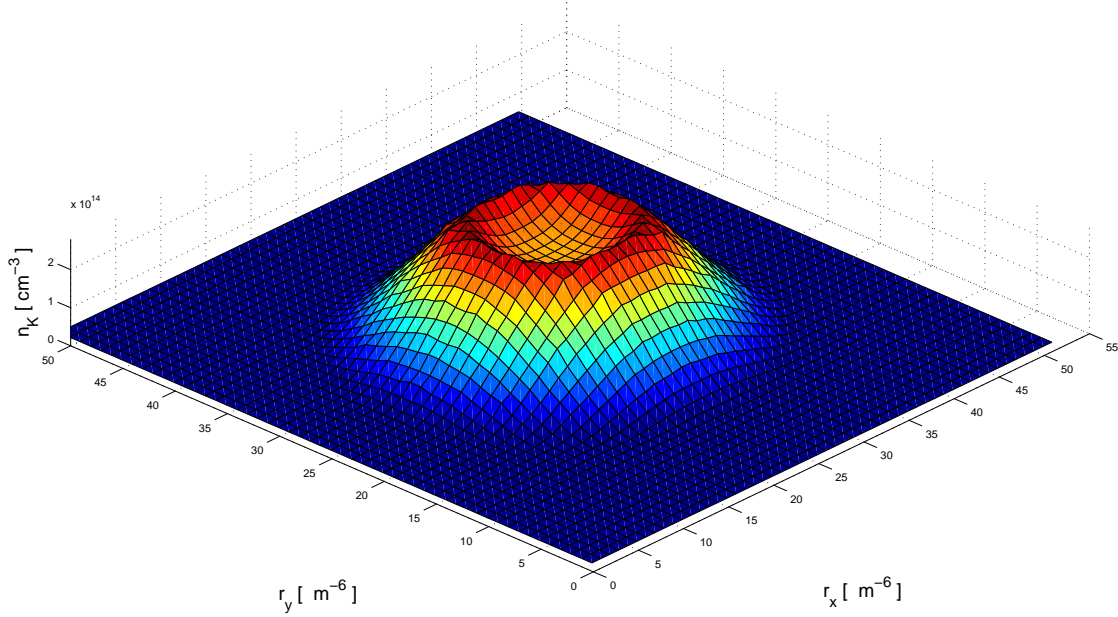


Abbildung 2.12: Simulierte Absorptionsabbildung einer fermionischen Hülle um ein Kondensat mit repulsiver Wechselwirkung $a = +360a_0$.

lation die dreidimensionale Verteilung der Fermionen in der Falle berechnet und damit die Phasenseparation nachgewiesen werden. Für den Nachweis der Phasenseparation mit dem beschriebenen Experiment wurden bereits erste Vorbereitungen getroffen. Insbesondere wurden im Rahmen dieser Dissertation günstige experimentelle Parameter für ein harmonisches Fallenpotential zur Beobachtung der Phasenseparation gefunden und die präzise Kontrolle der heteronuklearen Wechselwirkung realisiert (siehe Kapitel 2).

2.4 Ultrakalte Feshbach-Moleküle

Typischerweise werden Moleküle bei Temperaturen zwischen 1 mK und 1 K als *kalt* bezeichnet. Diese Temperaturen können durch direkte Kühlung von Molekülen beispielsweise in Puffergasen (H_2 , CaH) [12, 101] oder durch Abbremsung eines Molekülstrahls (SO_2 , OH , ^{174}YbF) [102, 103, 104] erreicht werden. Ein Überblick über direkten Kühlverfahren für Moleküle findet sich in Ref. [105].

Als *ultrakalt* bezeichnet man Moleküle mit einer Temperatur von weniger als 1 mK . Derzeit zielen viele Forschungsgruppen aus verschiedenen Richtungen auf die Herstellung ultrakalter polarer Moleküle im Vibrations-Grundzustand. Die Motivation dieser Experiment begründet sich in der komplexeren Struktur der Moleküle. Daraus resultieren andere Eigenschaften im Vergleich zu Atomen, wie bei-

spielsweise ein permanentes elektrisches Dipolmoment.

Im Gegensatz zu Alkaliatomen lässt sich die Laserkühlung aufgrund der komplexen energetischen Struktur der Moleküle nicht auf sie anwenden [14]. Dieser Umstand kann dadurch umgangen werden, dass zunächst die atomaren Bestandteile des Moleküls gekühlt werden und im nächsten Schritt die atomare Mischung entweder durch Photoassoziation [106] oder eine Feshbach-Resonanz in einen molekularen Zustand überführt werden [107].

2.4.1 Erzeugung von Feshbach-Molekülen

Es wurden verschiedene experimentelle Techniken zur Assoziation von zwei Atomen zu einem Dimer in kalten atomaren Gasen entwickelt. Ein Verfahren beruht auf der Photoassoziation von Atompaaaren zu Molekülen und wurde in der Gruppe von Prof. Hänsch durch die Erzeugung ultrakalter $^{87}\text{Rb}_2$ -Moleküle in einem optischen Gitter demonstriert [108]. Die Photoassoziation wird ausführlich in Abschnitt 2.5 behandelt. Mit einem weiteren Verfahren wurden in der Gruppe von Prof. Sengstock heteronukleare Moleküle nahe einer Feshbach-Resonanz mit einem Radiofrequenz-Puls assoziiert [55]. Diese Methode wurde in der vorliegenden Dissertation zur Bildung von Feshbach-Molekülen benutzt. Die experimentelle Realisierung und die Ergebnisse hierzu werden in Kapitel 5 vorgestellt.

Alle Experimente, die an einer magnetisch induzierten Resonanz Moleküle produziert haben, nutzten die Entartung des molekularen Bindungszustands und des Streuzustands der Atome im Grenzfall $B \rightarrow B_0$. Eine Methode beruht auf der Relaxation eines atomaren Gases in Dimere nahe einer Feshbach-Resonanz, bei der durch Drei-Körper-Stöße zwei Atome ein Dimer bilden und das dritte Atom die Energiebilanz ausgleicht [25, 28]. Bisher wurden auf diese Weise $^6\text{Li}_2$ -Moleküle aus einem Li_6 -Fermigas mit zwei Spinkomponenten erzeugt. Eine konzeptionell einfachere Assoziation von Molekülen wird durch eine Magnetfeldrampe über die Resonanz erreicht. In Abbildung 2.13 ist das Prinzip der Molekülbildung mit dieser Technik skizziert. Zwei Atome werden durch eine negative Magnetfeldrampe vom Kontinuumzustand adiabatisch in einen gebundenen Zustand mit der Bindungsenergie

$$\epsilon_B = -\frac{\hbar^2}{2\mu a_{HG}^2 \left(1 - \frac{\Delta B}{B-B_0}\right)^2} \quad (2.33)$$

überführt (vgl. Gleichung 2.18 und 2.21). Die Energiedifferenz zwischen den stoßenden Atome und den diatomischen Molekülen wird durch das zeitabhängige Magnetfeld kompensiert. Da die Magnetfelder für die Beobachtung von Feshbach-Resonanzen räumlich homogen sind, wird durch die Molekülbildung die Schwerpunktsbewegung der Dimere nicht verschoben. Die Temperatur der Moleküle gleicht aus diesem Grund der initialen Temperatur der Atome.

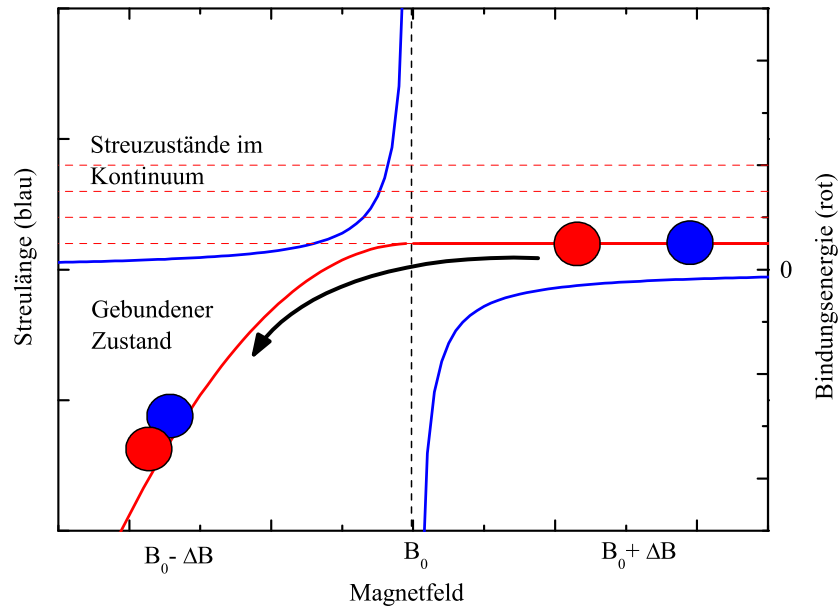


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung des Prinzips zur Erzeugung von Feshbach-Molekülen mit Magnetfeldrampen.

2.4.2 Homonukleare Dimere

Die ersten Signaturen von gefangenen Molekülen wurden im Jahr 2002 in der Gruppe von Prof. Wiemann beobachtet [17]. Diese Dimere wurden aus magnetisch gespeicherten ^{85}Rb -Atomen durch ein oszillierendes Magnetfeld erzeugt und über eine Quanten-Schwebungsmessung zwischen Atomen und Molekülen nachgewiesen. Alle bisherigen Experimente, in denen bosonische Dimere erzeugt wurden, sind in Tabelle 2.4.2 aufgelistet. In diesen Experimenten wurden die Atome im niedrigsten

Dimer	Gruppe	Kernspin	Atomarer Spinzustand
$^{85}\text{Rb}_2$	Wiemann [17]	$5/2$	$ F = 2, m_F = -2\rangle$
$^{133}\text{Cs}_2$	Grimm [18]	$7/2$	$ F = 5/2, m_F = 5/2\rangle$
$^{87}\text{Rb}_2$	Rempe [20]	$3/2$	$ F = 1, m_F = 1\rangle$
$^{87}\text{Rb}_2$	Hänsch [108]	$3/2$	$ F = 1, m_F = -1\rangle$
$^{23}\text{Na}_2$	Ketterle [19]	$3/2$	$ F = 1, m_F = 1\rangle$

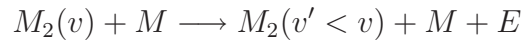
Tabelle 2.1: Experimente mit bosonischen Dimeren.

Hyperfeinzustand mit $F = I - 1/2$ und $m_F = F$ präpariert. Die Atome wurden dazu in einer optischen Dipolfalle gespeichert, da die Atome in diesen Spinzuständen als *high-field-seeker* nicht mehr magnetisch fangbar sind. Die Feshbach-Moleküle wurden durch eine Magnetfeldrampe erzeugt (siehe Abbildung 2.13). Die Detektion der Moleküle erfolgte in Ref. [18, 20] durch eine räumliche Separation der Atome und Moleküle in einem inhomogenen Magnetfeld. In Ref. [19] wurden zur

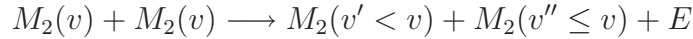
Detektion der Moleküle zunächst die Atome mit einem resonanten Laserstrahl aus der Falle entfernt. Anschließend wurden die Moleküle dissoziiert mit einer inversen Magnetfeldrampe und die übrigen Atome detektiert.

Stabilität homonuklearer Dimere

In den oben beschriebenen Experimenten wurden Lebensdauern der Dimere aus Bosonen von wenigen Millisekunden gemessen. Der Grund für diese kurze Lebensdauer beruht auf inelastischen Stößen. Durch diese Stöße relaxieren die Moleküle vom höchsten Vibrationszustand v des Singulett-Potentials, in dem sie präpariert wurden, durch Atom-Molekül-Stöße



oder Molekül-Molekül-Stöße



in niedrigere Vibrationszustände v' . Da der Abstand der Vibrationsniveaus selbst an der Dissoziationsgrenze für homonukleare Dimere im Bereich einiger GHz liegt, wird bei diesen inelastischen Stößen genügend kinetische Energie frei, sodass beide Stoßpartner die Falle verlassen.

Die Lebensdauer dieser Dimere kann durch ein dreidimensionales optisches Gitter stark erhöht werden. In einem Gitter mit einem oder wenigen Molekülen pro Gitterplatz sind Stöße zwischen Molekülen in verschiedenen Gitterplätzen unterbunden. Auf diese Weise wurden für $^{87}Rb_2$ -Moleküle eine Lebensdauer von 700 ms erreicht [62].

Dimere aus fermionischen Atomen

Parallel zu den Experimenten mit Dimeren aus Bosonen wurden Feshbach-Moleküle aus Fermionen erzeugt. Zum ersten Mal gelang die Erzeugung solcher Dimere in der Gruppe von Prof. Jin in einer ultrakalten ^{40}K -Spinmischung in den Zuständen $F = 9/2, m_F = -9/2$ und $F = 9/2, m_F = -5/2$ [21].

Im Jahr 2003 konnten von drei Gruppen stabile fermionische Dimere mit Lebensdauern bis zu einer Sekunde aus 6Li -Atomen produziert werden, indem die Streulänge nach der Molekülbildung auf einen hohen positiven Wert eingestellt wurde [24, 22, 25]. Mit dieser Methode wurden stabile Dimere ebenso in einem zweikomponentigen ^{40}K -Gas in den Spinzuständen $F = 9/2, m_F = -9/2$ und $F = 9/2, m_F = -7/2$ für große Streulängen nachgewiesen [23].

Die Lebensdauer der fermionischen Dimere verlängert sich deutlich, je geringer die Differenz der eingestellten Magnetfeldstärke zur Resonanzposition ist. Diese Erklärung scheint zunächst im Widerspruch zu der erhöhten Zwei-Körper-Stoßrate in der Nähe der Feshbach-Resonanz zu stehen. Da die Lebensdauer der Moleküle

jedoch dichteabhängig ist, wird der Anstieg der Lebensdauer dadurch erklärt, dass die Größe und damit das mittlere besetzte Volumen des Feshbach-Moleküls gegeben durch

$$V = \frac{4\pi \langle r \rangle^3}{3} = \pi a^3$$

mit der Streulänge ansteigt. Die große räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion der Feshbach-Moleküle nahe der Feshbach-Resonanz (vgl. Gl. 2.19) verhindert den spontanen Zerfall in tiefer gebundene Molekülzustände, da der Anteil der Wellenfunktion an dem reinen molekularen Zustand in diesem Fall sehr klein ist. Erst für größere Abstände von der Resonanz, das bedeutet kleinere Streulängen, nimmt die Wellenfunktion des gebundenen Zustands die Form der molekularen Wellenfunktion an und die Übergangswahrscheinlichkeit in tiefer liegende Vibrationsniveaus wird größer.

Dimere aus Fermionen mit niedriger Bindungsenergie $|a| \gg 1$ sind Bosonen und können mit Atomen oder Molekülen stoßen. Wie in Ref. [109] gezeigt wird, verhalten sich die Verlustraten in einem fermionischen Gas durch Atom-Dimer-Stößen $\alpha_{F,ad}$ und Dimer-Dimer-Stößen $\alpha_{F,dd}$ wie

$$\begin{aligned}\alpha_{F,ad} &\propto a^{-3,38} \\ \alpha_{F,dd} &\propto a^{-2,55}.\end{aligned}$$

Die Verlustraten nehmen mit größeren Streulängen ab und werden damit für schwächer gebundene Moleküle kleiner. Für Dimere, die aus bosonischen Atomen gebildet wurden, gilt das Gegenteil. Diese sind für positive Streulängen nahe der Resonanz instabil gegenüber Stößen mit bosonischen Atomen und die entsprechenden Verlustraten sind in Ref. [110] berechnet.

In Rahmen dieser Arbeit wurden heteronukleare Dimere untersucht, die aus einem Bose-Fermi-Gemisch gebildet wurden. Die experimentellen Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen an heteronuklearen Feshbach-Molekülen werden in Kapitel 5 behandelt.

BEC-BCS Übergang

Eine wesentliche Eigenschaft einer Feshbach-Resonanz ist die Möglichkeit der Einstellung von einer stark repulsiven Wechselwirkung oder einer stark attraktiven Wechselwirkung. Im Übergangsbereich divergiert die Streulänge (Gleichung 2.21). Im Regime der schwachen repulsiven Wechselwirkung können sich bosonische Moleküle aus zwei Fermionen bilden. Unterhalb einer kritischen Temperatur können diese Dimere wiederum ein molekulares Bose-Einstein-Kondensat bilden [26, 27, 28, 25]. Auf der anderen Seite der Feshbach-Resonanz im Regime der schwachen attraktiven Wechselwirkung setzt ein anderer Prozess der Paarbildung ein, der vergleichbar zur Bildung von Cooper-Paaren ist. Ein klassisches Beispiel für Cooper-Paare sind zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin, die im Gitter eines

Festkörpers über eine schwache Wechselwirkung und eine große Entfernung einen gebundenen Zustand bilden [29]. Für eine schwache attraktive Wechselwirkung entspricht der BCS-Zustand zweier ultrakalter Fermionen einer Korrelation zwischen zwei Fermionen mit entgegen gerichtetem Impulsvektor. Der gebundene Zustand aus zwei Fermionen ist in diesem Regime vergleichbar zu Cooper-Paaren. Über die Variation der Streulänge mit Hilfe einer Feshbach-Resonanz ist es möglich, ein fermionisches Gas in den besonders interessanten Übergangsbereich vom BEC- in den BCS-Zustand, in welchem die Fermionen ihr quantenstatistisches Verhalten grundsätzlich ändern, adiabatisch zu überführen. Dieser BEC-BCS-Übergang wurde in verschiedenen Gruppen experimentell untersucht [111, 112, 113].

2.5 Molekülbildung durch Photoassoziation

Eine weitere experimentelle Methode zur Bildung von Molekülen in ultrakalten Gasen ist die Photoassoziation [106, 114, 115, 116]. Bei diesem Prozess werden zwei kalte Atome durch Absorption eines Photons zu einem angeregten Molekül assoziiert. Wie bereits in Abschnitt 2.4.2 beschrieben, weist das langreichweitige Molekülpotential durch die induzierte Dipol-Dipol-Wechselwirkung eine $1/R^6$ -Abhängigkeit auf. Entscheidend für die Photoassoziation sind die unterschiedlichen Potentialverläufe des angeregten Zustands und des Grundzustands. Die äußeren Umkehrpunkte des angeregten Vibrationsniveaus liegen bei Abständen, bei denen das Potential des Grundzustands näherungsweise flach verläuft, wie in Abbildung 2.14 dargestellt. Mit einem resonanten Laser können Übergänge von ungebundenen Atomen in gebundene Niveaus des angeregten Zustands induziert werden. Die Atome bewegen sich dabei zunächst im Streuzustand oberhalb des Grundzustandpotentials mit einer kinetischen Energie E . Der Streuzustand ist resonant mit solchen angeregten Zuständen verbunden, deren Energie $h\nu_0$ der Energie des eingestrahlten Lichts $h\nu_{PA}$ plus der kinetischen Energie der Atome entspricht. Ein Übergang ereignet sich mit größter Wahrscheinlichkeit bei einem Abstand, der dem klassischen Umkehrpunkt des angeregten Zustands, dem so genannten Franck-Condon-Punkt R_C , entspricht. Der angeregte Zustand ist instabil und zerfällt in wenigen ns zum größten Teil in freie Atome und zu einem geringen Bruchteil in Grundzustandsmoleküle.

Die Übergangswahrscheinlichkeit in angeregte Zustände sinkt für Franck-Condon-Punkte bei großen Kernabständen. Je länger die Verweildauer der stoßenden Atome bei bestimmten Kernabständen ist, desto höher ist die Absorptionswahrscheinlichkeit. Die Übergangswahrscheinlichkeit wird aus dem Integral des langreichweitigen Teils der Streuwellenfunktion und der Wellenfunktion des angeregten Zustands berechnet.

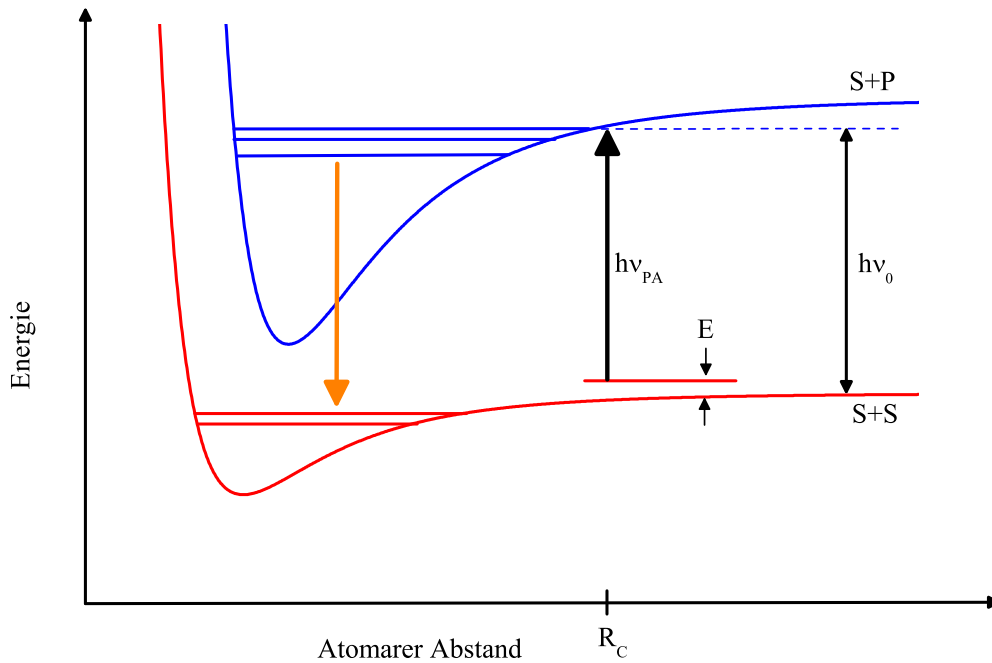


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Photoassoziation.

2.5.1 Quantitative Beschreibung der Photoassoziation

Quantitativ wird die Photoassoziation mit einem Ratenkoeffizienten R beschrieben, der die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der zwei Atome in einem bestrahlten Volumen pro Sekunde assoziiert werden und in Molekülzustände zerfallen [117]. Der Ratenkoeffizient R ist das Produkt aus der relativen Geschwindigkeit \mathbf{v} der Atome und dem Streuquerschnitt σ

$$K = \mathbf{v} \sigma.$$

Der Streuquerschnitt ist durch den Wellenvektor \mathbf{k} der Relativbewegung und der Streuwahrscheinlichkeit $|S|^2$ bestimmt.

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} |S|^2$$

Der Ausdruck $|S|^2$ gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit bei einem Stoß ein Übergang stattfindet. Für diese ist der folgende Ausdruck in Ref. [118] angegeben

$$|S|^2 = \frac{\gamma \Gamma}{(E - E_1 + \Delta)^2 + ((\gamma + \Gamma)/2)^2}. \quad (2.34)$$

In diese Formel gehen die Streuenergie E , die Verstimmung des Lasers gegenüber der Übergangsfrequenz $\Delta = h\nu_{PA} - h\nu_0$ und die spontane Zerfallsrate des angeregten Zustands γ als unabhängige Größen ein. Weiterhin ist sie von der induzierten

Rate Γ und der Lichtverschiebung E_1 abhängig, die beide durch Kopplung des Molekülzustands mit dem Laserlicht bestimmt sind. Die induzierte Rate Γ ist die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs vom Kontinuumszustand der Energie E Ψ_g in den angeregten Zustand Ψ_e . Die Lichtverschiebung ist ein charakteristisches Phänomen für die Kontinuumsstreuung [84] und bewirkt eine Herabsetzung des diskreten Energieniveaus. Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang zwischen zwei gebundenen Zuständen wird vorwiegend von der Überdeckung der Wellenfunktionen am äußeren Umkehrpunkt bestimmt. In Ref. [118] wird die induzierte Rate unter der Annahme von *Fermis Goldener Regel* berechnet.

$$\Gamma = 4\pi^2 \frac{I}{c} d(R)^2 \left| \int_0^\infty \Psi_g(R) \Psi_e(R) dR \right|^2.$$

Hierbei ist I die Intensität des Laserlichts und $d(R)$ das Dipolmoment in Abhängigkeit vom Kernabstand. Aus dieser Übergangsrates kann die Überhangswahrscheinlichkeit in einen angeregten Molekülzustand berechnet werden [119]. Von dort aus zerfallen die Moleküle spontan in Niveaus der Grundzustände, wobei die Verteilung den Franck-Condon-Faktoren folgt.

2.5.2 Photoassoziation homonuklearer und heteronuklearer Dimere

Für ein Gemisch aus zwei atomaren Gasen hängt der Erfolg von Photoassoziationsmessungen entscheidend von der Anzahl und der Lage der höchsten Vibrationsniveaus im angeregten Zustand ab. Diese können nahe am Dissoziationslimit näherungsweise mit der Methode von LeRoy und Bernstein [120] berechnet werden. Die Abstände der Energieniveaus im angeregten Molekülpotential sind für homonukleare und heteronukleare Dimere grundsätzlich verschieden. Zwei identische Atome, die sich in unterschiedlichen Zuständen befinden zwischen denen Dipolübergänge erlaubt sind, verhalten sich wie zwei elektrostatische Dipole. Aufgrund der resonanten Dipol-Dipol-Wechselwirkung verhält sich das asymptotische Wechselwirkungspotential für zwei identische Atome $V_{AA,e}(R)$, von denen sich ein Atom im Grundzustand und das andere im angeregten Zustand befindet, proportional zum C_3 Koeffizienten.

$$V_{AA,e}(R) \propto -\frac{C_3}{R^3}$$

Im Fall von zwei verschiedenen Atomen, von denen sich auch eines im angeregten Zustand befinden kann, oder zwei identischen Atomen im Grundzustand gibt es keine resonante Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Der führende Term im langreichweitigen Potential des angeregten heteronuklearen Molekülpotentials $V_{AB,e}(R)$ ist der van der Waals C_6 Koeffizient.

$$V_{AB,e}(R) \propto -\frac{C_6}{R^6}.$$

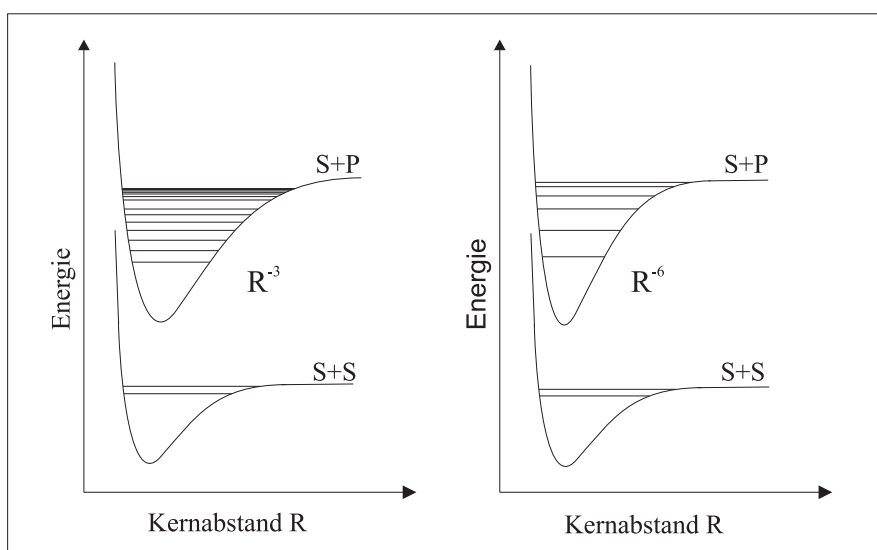


Abbildung 2.15: Skizze des Abstands der Vibrationsniveaus nahe der Dissoziationsgrenze für homonukleare (links) und heteronukleare Dimere (rechts).

Damit ergeben sich für homonukleare und heteronukleare Dimere verschiedene Vibrationsabstandsfunctonen für die Lage der Energieniveaus im angeregten Molekülpotential [120]. Diese lauten für den Fall eines R^{-3} -Potential mit der höchsten Vibrationsquantenzahl v_D

$$\frac{\partial E}{\partial v} = \frac{\bar{X}_3}{\mu^3 C_3^2} (v_D - v)^5$$

und für den Fall eines R^{-6} -Potentials

$$\frac{\partial E}{\partial v} = \frac{\bar{X}_6}{\mu^{3/2} C_6^{1/2}} (v_D - v)^2.$$

In Abbildung 2.15 ist die Lage der Vibrationsniveaus für ein homonukleares und heteronukleares Molekülpotential illustriert. Im heteronuklearen Fall weisen die Vibrationsniveaus größere Energieabstände auf. Die geringere Potentialdifferenz bezüglich der atomaren Asymptote führt zusammen mit den größeren Abständen zu wesentlich weniger Vibrationsniveaus bei größeren Kernabständen. Welche Vibrationsniveaus durch die Photoassoziation angeregt werden können wird maßgeblich vom Verlauf des Grundzustandpotentials und dem Vorzeichen und Betrag der Streulänge bestimmt. Die Photoassoziation heteronuklearer Dimere ist deshalb aufgrund des langreichweitigen R^{-6} -Potentials im angeregten Zustand mit Hindernissen verbunden.

EXPERIMENTELLER AUFBAU

Dieses Kapitel beinhaltet eine detaillierte Beschreibung des experimentellen Aufbaus. Weitere Erläuterungen zur Erzeugung einer quantenentarteten ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung in einer Magnetfalle und zur Vermessung von Feshbach-Resonanzen in einer Dipolfalle finden sich ebenso in [70]. Für die Kontrolle der heteronuklearen Wechselwirkung mittels einer magnetisch induzierten Feshbach-Resonanz sowie die Erzeugung und Analyse von Feshbach-Molekülen wurde das Experiment erheblich erweitert und verbessert.

Die Gliederung dieses Kapitels richtet sich nach der zeitlichen Abfolge der experimentellen Prozedur, die grob aus folgenden Phasen besteht:

- Fangen und Kühlen der Atome in der dualen magneto-optischen Falle (MOT)
- Transport der präparierten Mischung in die Experimentier-Zelle
- Evaporative Kühlung in der Magnetfalle
- Evaporative Kühlung in der Dipolfalle
- Erzeugung eines stabilen homogenen Magnetfelds
- Detektion der ultrakalten Ensembles und Analyse der Messdaten

Die ersten Abschnitte geben eine kurze Übersicht über das Vakuumsystem, die Atomquellen und das Lasersystem. In den darauf folgenden Abschnitten wird die experimentelle Realisierung der einzelnen Phasen beschrieben.

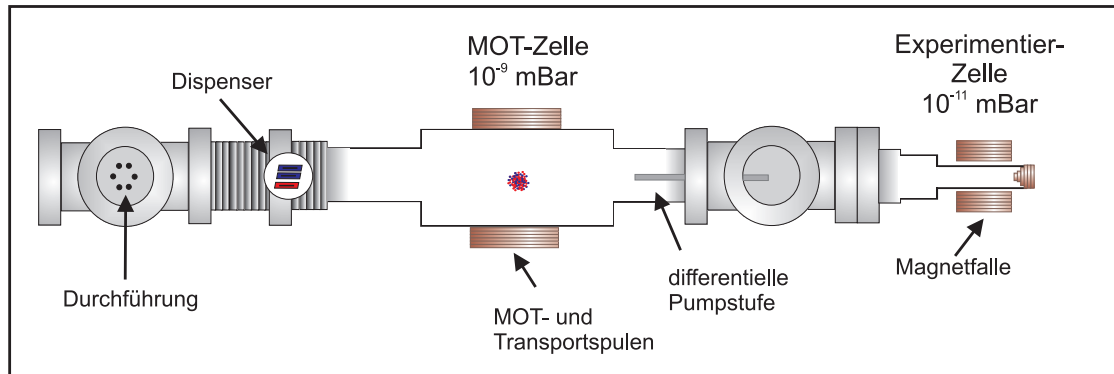


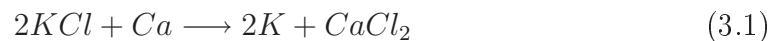
Abbildung 3.1: Skizze des Vakuumsystems von vorne.

3.1 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem ist in Abb. 3.1 skizziert. Zwei Glaszellen aus UV-durchlässigem Quarzglas sind durch eine 15 cm lange differentielle Pumpstufe verbunden. Das Vakuum von 10^{-9} mBar im MOT-Bereich und $< 2 \times 10^{-11}$ mBar im Experimentier-Bereich wird durch Ionen-Getter-Pumpen (*Varian*, 55 l/s) aufrechterhalten. In der Experimentier-Zelle werden Lebensdauern der atomaren Ensembles von bis zu 80 s und damit hervorragende Bedingungen für die evaporative Kühlung erreicht. Eine zusätzlich montierte Titan-Sublimations-Pumpe im Experimentier-Bereich wird ca. zweimal im Jahr für 60 Sekunden bei 50 A beheizt, um Elemente zu entfernen, die von den Ionen-Getter-Pumpen nur schlecht gepumpt werden.

3.2 Atomquellen

Das Hintergrundgas aus Rubidium- und Kaliumatomen zum Beladen der MOT wird durch Dispenser, die ca. 35 cm vor der MOT-Zelle (siehe Abb. 3.1) montiert sind, erzeugt. Für den Rubidium-Dampfdruck stehen kommerzielle Dispenser der Firma SAES zur Verfügung. Die mit ^{40}K angereicherten Kaliumdispenser wurden in Zusammenarbeit mit Prof. Binnewies am Institut für anorganische Chemie selbst angefertigt [6]. Die Kaliumdispenser enthalten eine Mischung aus 5 mg Kaliumchlorid und 15 mg hochreinem Kalzium. Durch ohmsches Heizen bildet sich ein Alkalidampf durch die folgende chemische Reaktion.



Es befinden sich vier Kalium- und zwei Rubidiumdispenser in der Apparatur. In den letzten beiden Jahren wurden bisher nur jeweils ein Kalium- und Rubidiumdispenser verwendet. Für diese beiden Dispenser ist in Abbildung 3.2 die Anzahl der gespeicherten Atome für verschiedene Aktivierungsströme dargestellt.

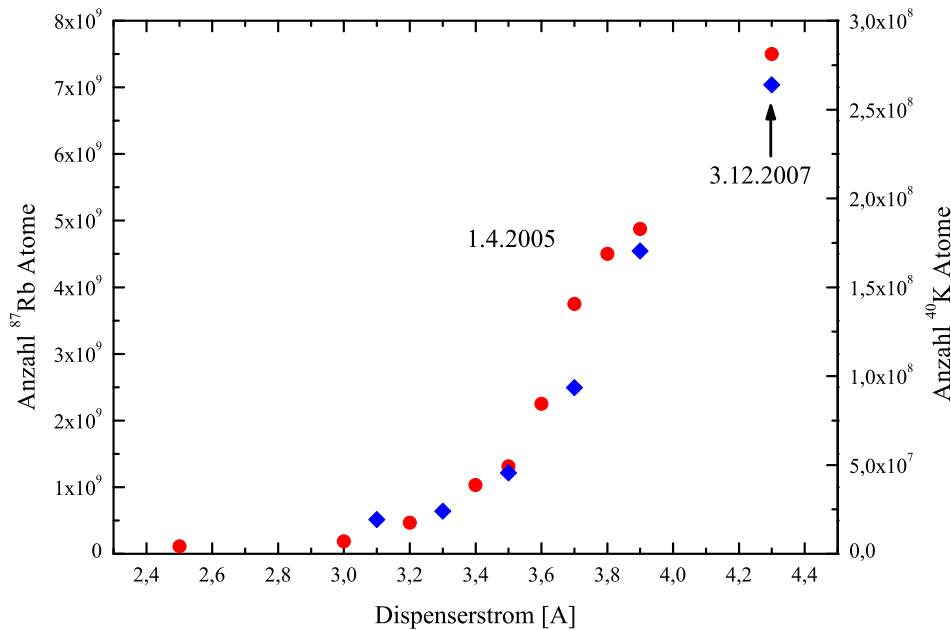


Abbildung 3.2: Fluoreszenzsignal der Kalium- und Rubidium-MOT in Abhängigkeit vom Aktivierungsstrom. Die blauen Karos kennzeichnen die Anzahl der Kaliumatome und die roten Punkte die Anzahl der Rubidiumatome.

Die Berechnung der Atomzahlen in der MOT wird in Abschnitt 3.4 detailliert beschrieben. Der selbst gefertigte Dispenser zeigt ein ähnliches Verhalten verglichen zu der SAES-Variante. Die Messung des letzten Datenpunkts erfolgte zwei Jahre nach Inbetriebnahme der Dispenser.

Für den täglichen Laborbetrieb wird nur ein Kaliumdispenser alle 10-14 Tage für ca. 30 Minuten mit einem Strom von 4,3 A beheizt. Es bildet sich ein Rubidium- und Kaliumdampf in der Zelle, der sich an den Wänden ablagert. Der Druck in der MOT-Zelle steigt durch das Heizen der Dispenser auf über 1×10^{-8} mBar an. Zwei Stunden nach dem Abkühlen fällt der Druck wieder in den Bereich unterer 10^{-9} mBar. Ab diesem Zeitpunkt wird das Experiment allein mit lichtinduzierter Desorption (*LIAD*) als Atomquelle betrieben und die Dispenser bleiben ausgeschaltet. *LIAD* beruht auf dem Effekt, dass durch Einstrahlen von kurzwelligem, inkohärentem Lichts Atome von den Wänden der Glaszelle gelöst werden. Als Desorptionslicht werden dazu drei LED-Arrays bei einer Wellenlänge von 395 nm verwendet (*Roithner Lasertechnik*). Nach dem Ausschalten des Desorptionslichts sinkt der Rubidium- und Kaliumdampfdruck in jeweils 200 ms um zwei Größenordnungen ab. Der gesamte experimentelle Ablauf profitiert von dem stark verminderten Vakuumdruck. Dieser Zusammenhang wurde für das beschriebene Experiment detailliert untersucht und die Ergebnisse in Ref. [1] veröffentlicht.

3.3 Lasersystem

In den verschiedenen Phasen des Experiments werden unterschiedliche Laserfrequenzen zum Kühlen, Fangen, optischen Pumpen und zur Detektion der zwei atomaren Spezies benötigt. Beide Lasersysteme sind darauf ausgelegt, genügend Leistung zum Betrieb einer großvolumigen MOT mit großen Teilchenzahlen bereitzustellen. Es werden Diodenlaser mit externem Resonator verwendet, die in den Diplomarbeiten von Oliver Topic [121] und Johannes Will [122] ausführlich beschrieben sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die bisher verwendeten Stromtreiber der Diodenlaser gegen neue ausgetauscht, die verbesserte Rauscheigenschaften aufweisen [123].

Mit dem Kalium-Lasersystem können sowohl die notwendigen Frequenzen für das Isotop ^{40}K als auch für ^{41}K bereitgestellt werden. In Ref. [70] befindet sich eine Übersicht der Termschemata für die einzelnen Isotope. Alle atomaren Übergänge und Frequenzen, die in den einzelnen Phasen des experimentellen Ablaufs benutzt werden, sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. In Abbildung 3.3 ist der Aufbau des Lasersystems schematisch dargestellt.

3.3.1 ^{87}Rb -Lasersystem

Für die Bereitstellung der Kühler- und Rückpumperfrequenzen für Rubidium werden zwei Diodenlaser in Littrow-Konfiguration verwendet, die beide mit dopplerfreier Sättigungsspektroskopie stabilisiert sind. Der Kühllaser ist auf die Crossover-Linie $F = 2 \rightarrow F' = 1,3$ der D_2 -Linie stabilisiert. Über einen 80 MHz AOM-Doppelpass kann das Licht schnell geschaltet werden. Die Laserfrequenz lässt sich im Bereich von -81 MHz bis $+25\text{ MHz}$ um den Kühlübergang frei einstellen. Ein Teil des Strahls wird für optisches Pumpen und zur Detektion verwendet, der Rest dient zur Injektion eines Trapezverstärkers.

Der Rückpumperlaser ist auf die Crossover-Linie $F = 1 \rightarrow F' = 1,2$ stabilisiert. Ein AOM-Einfachpass bei 80 MHz ermöglicht schnelles Schalten und verschiebt die Frequenz auf die des $F = 1 \rightarrow F' = 2$ Übergangs. Das Rückpumperlicht wird vor dem Trapezverstärker mit dem Kühllicht überlagert und in den Trapezverstärker injiziert. Am Ausgang des Trapezverstärkers stehen 800 mW einer Mischung aus Kühl- und Rückpumperlicht zur Verfügung. Dieses Licht wird über eine optische Faser zur MOT geleitet.

Ein weiterer Diodenlaser in Littrow-Konfiguration ist über eine Schwebungsmessung auf die Frequenz des Kühllasers stabilisiert. Die Funktionsweise und Charakterisierung dieses Lasers ist in der Diplomarbeit von Lisa Kattner ausführlich beschrieben [124]. Dieser Laser lässt sich in einem Frequenzbereich von $\pm 1\text{ GHz}$ bezüglich des Kühlübergangs frei einstellen. Diese Frequenzverschiebung wird benötigt, um resonantes Licht für den Rubidiumübergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ bei hohen Magnetfeldern bereitzustellen (siehe Abschnitt 3.6.2).

^{87}Rb	Übergang $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	Δf [MHz]	Leistung [mW]
MOT	$F = 2 \rightarrow F' = 3$	-26	360
Rückpumper	$F = 1 \rightarrow F' = 2$	0	20
Detektion	$F = 2 \rightarrow F' = 3$	0	0,5
Melasse	$F = 2 \rightarrow F' = 3$	-80	250
Opt. Pumpen	$F = 2 \rightarrow F' = 3$	+10	0,5
^{40}K	Übergang $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$	Δf [MHz]	Leistung [mW]
MOT	$F = 9/2 \rightarrow F' = 11/2$	-34	360
Rückpumper	$F = 7/2 \rightarrow F' = 9/2$	0	90
Detektion	$F = 9/2 \rightarrow F' = 11/2$	0	0,7
Melasse	$F = 9/2 \rightarrow F' = 11/2$	-18	360
Opt. Pumpen	$F = 9/2 \rightarrow F' = 9/2$	+32	0,3
^{41}K	Übergang $4^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$	Δf [MHz]	Leistung [mW]
MOT	$F = 1 \rightarrow F' = 0,1,2$	-52	240
Rückpumper	$F = 2 \rightarrow F' = 1,2,3$	-52	120
Detektion Kühlh.	$F = 1 \rightarrow F' = 0,1,2$	0	0,3
Detektion Rückp.	$F = 2 \rightarrow F' = 1,2,3$	0	0,3
Melasse Kühlh.	$F = 1 \rightarrow F' = 0,1,2$	-48	130
Melasse Rückp.	$F = 2 \rightarrow F' = 1,2,3$	-32	130
Opt. Pump. Kühlh.	$F = 1 \rightarrow F' = 0,1,2$	-28	0,5
Opt. Pump. Rückp.	$F = 2 \rightarrow F' = 1,2,3$	-42	0,5

Tabelle 3.1: Überblick über die Laserfrequenzen und Leistungen zum Betrieb des Experiments mit den Isotopen ^{87}Rb , ^{40}K und ^{41}K . Mit Δf sind die Verstimmungen bezüglich der atomaren Übergänge bezeichnet. Alle Laserleistungen wurden hinter der Faser gemessen.

3.3.2 ^{40}K - und ^{41}K -Lasersystem

Für die beiden Kaliumisotope reicht ein stabilisierter Diodenlaser aus, da aufgrund der Hyperfeinaufspaltung von 1285 MHz für ^{40}K und 254 MHz für ^{41}K die Rückpumper- und Kühlerfrequenzen mit AOMs erreicht werden können. Dieser Diodenlaser ist analog zu den verwendeten Lasern für Rubidium in Littrow-Konfiguration aufgebaut und mittels dopplerfreier Sättigungsspektroskopie stabilisiert. Zur Erzeugung der notwendigen Frequenzen zum Betrieb der ^{40}K -MOT wird der Laser auf die Crossover-Linie zwischen $F = 1 \rightarrow F' = 0,1,2$ und $F = 2 \rightarrow F' = 1,2,3$ des Isotops ^{39}K stabilisiert. Dieses Licht wird zunächst in einen Trapezverstärker injiziert, um genügend Leistung bereitzustellen. Das Licht aus dem Verstärker wird über eine Faser zu einem 200 MHz AOM in Doppelpass-Konfiguration und einem 200 MHz in Vierfachpass-Konfiguration geführt. Mit dem Doppelpass

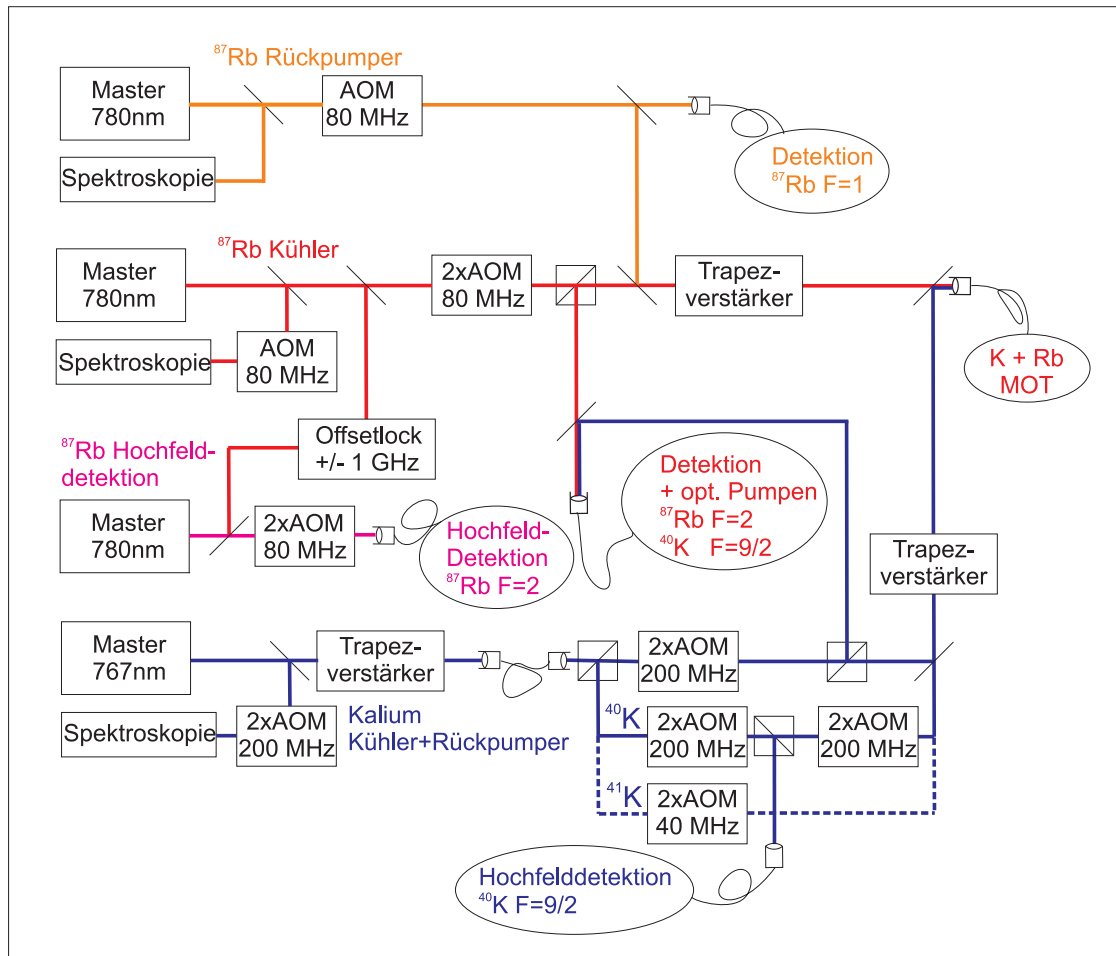


Abbildung 3.3: Vereinfachte Skizze des Lasersystems für ^{40}K , ^{41}K und ^{87}Rb . Die gestrichelte Linie zeigt den alternativen Pfad für den 40 MHz AOM-Doppelpass zum Betrieb der ^{41}K -MOT.

kann die Frequenz bezüglich des Kühlübergangs in einem Bereich von -44 MHz bis $+56\text{ MHz}$ verstimmt werden. Die Rückpumperfrequenz wird mit den AOM-Vierfachpass erreicht, der die Laserfrequenz um -858 MHz verschiebt. Ein kleiner Teil des Rückpumperlichts wird außerdem nach zwei Durchläufen dieses AOM zur zustandselektiven Detektion von ^{40}K bei hohen Magnetfeldern verwendet (siehe Abschnitt 3.6.2). Kühler- und Rückpumperlicht werden gemeinsam in einen weiteren Trapezverstärker injiziert, der das Licht auf eine maximale Ausgangsleistung von bis zu $1,5\text{ W}$ verstärkt.

Verwendung von ^{41}K

Zur alternativen Bereitstellung der Frequenzen für die ^{41}K -MOT wird der Diodenlaser auf den ^{39}K -Übergang $F = 1 \rightarrow F' = 0,1,2$ stabilisiert. Statt den Rück-

pumperstrahl in den AOM-Vierfachpass zu leiten, wird dieser über einen Polarisationsstrahlteiler in einen 40 MHz AOM-Doppelpass injiziert, um die Hyperfeinaufspaltung von 254 MHz zu überbrücken. Ansonsten sind die Strahlengänge für ^{41}K und ^{40}K identisch. Aufgrund der geringen Hyperfeinaufspaltung im angeregten Zustand von nur 17 MHz wird sowohl für die ^{41}K -MOT als auch für die ^{41}K -Melasse ein größerer Anteil an Rückpumperlicht im Vergleich zur ^{40}K -MOT benötigt. Experimentell wurde ein Kühler- und Rückpumperlicht im Verhältnis 3 : 2 für den Betrieb der MOT und ein 1 : 1 Verhältnis für die Melassephase ermittelt. Diese Werte sind vergleichbar zu den experimentellen Parametern in anderen Gruppen [125, 126].

3.4 Duale magneto-optische Falle

Die erste Kühlstufe ist für alle Experimente mit ultrakalten Gasen die MOT [127], deren Funktionsweise beispielsweise in Ref. [128] ausführlich erläutert wird. Magneto-optische Fallen zur simultanen Speicherung von Kalium- und Rubidiumatomen wurden bereits in den Referenzen [129, 130, 131] eingehend untersucht. In dem beschriebenen Experiment wird ein optischer Aufbau zur simultanen Laserkühlung von ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen benutzt. Dazu werden beide Atomsorten aus dem Hintergrundgas bei einer Temperatur von 300 K gefangen und in den Millikelvin-Bereich mit Phasenraumdichten um 10^{-6} gekühlt. In diesem Abschnitt werden der prinzipielle Aufbau und der Betrieb der verwendeten dualen MOT erläutert. Weiterführende Beschreibungen befinden sich in [70] und [121].

3.4.1 Aufbau und Betrieb der dualen MOT

Das Licht zur simultanen Speicherung der Kalium- und Rubidiumatome wird über eine optische Faser vom Lasersystem zur Vakuumapparatur geführt. Dazu wird das Laserlicht für Kalium zuvor mit dem Rubidiumlicht an einem Kantenspiegel überlagert und gemeinsam in diese Faser injiziert. Da die Wellenlängen der D_2 -Linien von Kalium- bzw. Rubidiumatomen (767 nm und 780 nm) nur 17 nm auseinander liegen, kann ein optischer Aufbau zum Fangen und Kühlen beider Spezies genutzt werden. Zur Manipulation der Polarisation mit $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Plättchen werden Spezialanfertigungen hoher optischer Güte bei der zentralen Wellenlänge von 773,5 nm eingesetzt.

Das Laserlicht wird nach der Faser mit Polarisationsstrahlteilern in 6 Strahlen gleicher Leistung aufgeteilt und mit Teleskopen auf 3 cm-Strahldurchmesser aufgeweitet. Die Strahlen werden im Zentrum eines Spulenpaars überlagert, welches das zum Betrieb der MOT erforderliche Quadrupolfeld mit einem Gradienten von 9 G/cm in der starken Richtung erzeugt. Das Erdmagnetfeld sowie sonstige Streufelder sind über Kompensationsspulen im Zentrum der MOT ausgeglichen.

Eine wesentliche Anforderung zum Betrieb einer MOT mit zwei Atomsorten ist eine gute Überlagerung der Mittelpunkte beider Wolken. Die Kalium-MOT reagiert sensitiver auf schlechte Strahlüberlagerung und Leistungsungleichgewichte in den Strahlen im Vergleich zur Rubidium-MOT. Die Feinjustage der sechs MOT-Strahlen erfolgte aus diesem Grund mit Kaliumatomen. Dazu wurde die Leistung in den sechs Strahlen zunächst gleich eingestellt. Hinter den Teleskopen sind Blenden angebracht, auf welche die aufgeweiteten Strahlen zentriert werden. Diese Strahlen werden in einem iterativen Prozess paarweise überlagert. Dabei wird der Gradient der MOT-Spulen auf ca. 40 G/cm erhöht. Dadurch verhält sich die MOT weniger sensitiv gegenüber der Justage der Strahlen. Ein Strahl wird mit der Blende verkleinert und auf die Atomwolke justiert. Anschließend wird dieser Strahl mit dem gegenläufigen Strahl überlagert. Dieses Vorgehen wird für alle Strahlenpaare wiederholt.

3.4.2 Detektion und Auswertung

Die Teilchenzahlen in der MOT werden aus dem Fluoreszenzsignal der atomaren Wolke ermittelt. Die Fluoreszenz der Rubidiumatome wird mit einer Linse auf eine großflächige Photodiode (*OSI100*) abgebildet und das Signal der Kaliumatome mit einem Objektiv auf eine CCD-Kamera (*uEye 1540MM*). Die Anzahl der Atome wird aus dem Photodiodensignal und dem Signal der CCD-Kamera (die Pixelsumme) berechnet. Die Linse bzw. das Kameraobjektiv sammelt alle in einen Raumwinkel $\theta = \pi r^2/4f^2$ gestreuten Photonen auf. Die Atomzahl ergibt sich aus der Streurrate σ , die für einen geschlossenen Übergang durch [132] beschrieben wird.

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad \text{mit } \sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{\text{sat}}} \quad (3.2)$$

In diese Formel für die Photonenstreurrate geht die Verstimmung Δ , die Frequenz des Übergangs $\omega/(2\pi)$, die natürliche Linienbreite Γ und Sättigungsintensität $I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega^3\Gamma}{12\pi c^2}$ ein.

3.4.3 Teilchenzahlverhältnis

Ein wichtiger Parameter für Experimente mit Mischungen aus zwei Atomsorten ist das Teilchenzahlverhältnis, das bereits in der dualen MOT eingestellt wird. Für den Fall der dualen MOT aus ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen ist die maximale Anzahl der Kaliumatome durch lichtinduzierte Stöße beschränkt [131, 133]. Dieser Zusammenhang wurde bereits ausführlich in der Diplomarbeit von Johannes Will untersucht [122].

In Abbildung 3.4 ist eine Messung der Anzahl gespeicherter Atome für verschiedene Laserleistungen des Rubidiumlichts gezeigt. Die Kalium-MOT wurde für diese Messung bei einer konstanten Laserleistung von 320 mW betrieben. Mit

steigender Anzahl der Rubidiumatome sinkt die Zahl der gespeicherten Kaliumatome. Für alle in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurde deshalb das ^{40}K - ^{87}Rb -Mischungsverhältnis über die Variation der Leistung des Kalium- bzw. Rubidiumlichts eingestellt. Es hat sich experimentell herausgestellt, dass für ein stabilen Ablauf des Experiments mindestens 1×10^9 Rubidiumatome bei einer Laserleistung von 330 mW erforderlich sind.

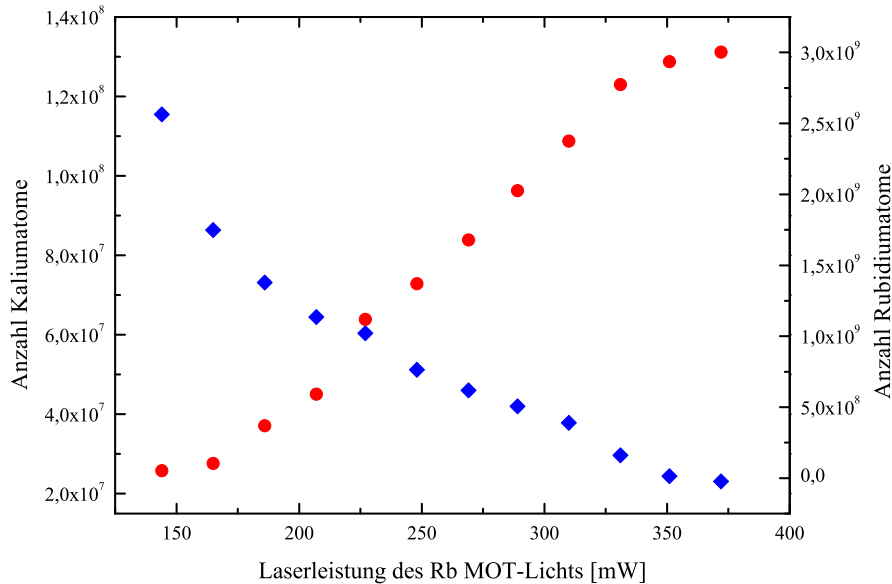


Abbildung 3.4: Anzahl der Kaliumatome (blaue Karos) und Rubidiumatome (rote Punkte) in der dualen MOT bei verschiedenen Leistungen des Rubidium-Kühllichts. Das Kalium-Kühllicht wurde für diese Messung auf einen Wert von 320 mW eingestellt.

3.4.4 Melasse

Die typischen Temperaturen der Atome in der MOT liegen im Bereich weniger hundert μK . Mit der Polarisationsgradienten-Kühlung kann das atomare Ensemble bis unter das Dopplerlimit gekühlt werden [134, 135, 136]. Dieses Kühlverfahren lässt sich mit den vorhandenen MOT-Strahlen realisieren, indem das Quadrupolfeld der MOT schnell ausgeschaltet und die Verstimmung des Kühllichts für Rubidium von -26 MHz auf -80 MHz verstellt wird. Aufgrund der kleineren Masse der ^{40}K -Atome ist die Sub-Doppler-Kühlung in der Melasse-Phase auf wenige atomare Rückstoß-Energien beschränkt und deshalb weniger effizient. Aus diesem Grund wurde die Melasse auf möglichst hohe ^{40}K -Teilchenzahl optimiert, die Kühlung der Kaliumatome erfolgt sympathetisch mit den Rubidiumatomen. Dabei wurde experimentell eine optimale Verstimmung von -18 MHz für ^{40}K ermittelt. Die Temperatur der Atome in der MOT bzw. nach der Melasse-Phase kann aus der Größe der Wolken nach einer freien Expansion bestimmt werden. Für zwei

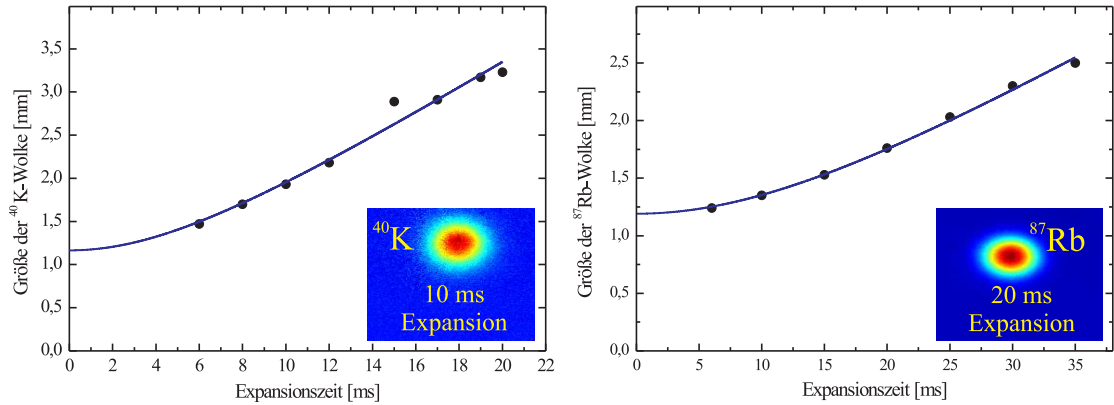


Abbildung 3.5: Messung der Größe der atomaren Wolken zu verschiedenen Expansionszeiten nach der Melasse-Phase. Die berechnete Temperatur der ^{40}K -Atome auf dem linken Bild beträgt $257 \mu\text{K}$ und die Temperatur der ^{87}Rb -Atome auf dem rechten Bild $43 \mu\text{K}$.

verschieden lange Expansionszeiten wird dazu die atomare Wolke kurz mit resonantem Laserlicht angeblitzt und die Fluoreszenz auf einer CCD-Kamera (*uEye 1540MM*) abgebildet. Die Temperatur ergibt sich direkt aus den Größen w_i des gaußförmigen Profils der beiden Wolken und den Fallzeiten t_i entsprechend [73]

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{w_2^2 - w_1^2}{t_2^2 - t_1^2}. \quad (3.3)$$

Hierbei ist mit m die Masse der jeweiligen Atomsorte bezeichnet. In Abbildung 3.5 ist eine Messung der Größe der Wolken nach verschiedenen Expansionszeiten nach der Melasse-Phase gezeigt. Aus einem Vergleich mit Gleichung 3.3 wurden Temperaturen von $43 \mu\text{K}$ für ^{87}Rb und $257 \mu\text{K}$ für ^{40}K ermittelt. Die Kalium- und Rubidiumtemperaturen unterscheiden sich in der MOT deutlich, da sich beide Spezies aufgrund der geringen Dichten in der MOT noch nicht im thermischen Gleichgewicht befinden.

3.5 Magnetischer Transport in der Quadrupolfalle

Der nächste experimentelle Schritt auf dem Weg zu tieferen Temperaturen ist die evaporative Kühlung in der Magnetfalle. Dazu müssen die Atome zunächst von der MOT-Zelle in die Experimentier-Zelle transferiert werden. Eine mögliche Realisierung dieses Transfers sind sequentiell geschaltete Spulenpaare, die ein bewegliches Quadrupolfeld erzeugen [137]. Ein einfacheres Konzept mit einem beweglich montierten Spulenpaar wurde in der Gruppe von Prof. Jin entwickelt [138, 139]. Hierzu werden die Atome zunächst in einem starken Quadrupolfeld magnetisch gefangen und mit einem beweglichen Spulenpaar mechanisch zur Experimentier-Zelle transportiert. Zur experimentellen Realisierung dieser Methode muss lediglich ein

Spulenpaar aufgebaut werden. Daher wird auch nur ein geregelter Strom zur Bereitstellung des Quadrupolfelds benötigt. Daher wurde diese Methode ebenfalls in dem beschriebenen Experiment angewendet.

Neutralatome können in einem inhomogenen Magnetfeld aufgrund ihres permanenten magnetischen Dipolmoments gefangen werden. Das Magnetfeldpotential für ein Atom mit magnetischem Moment $\mu(\mathbf{r})$ in einem Feld $B(\mathbf{r})$ ist durch die folgende Gleichung gegeben

$$V(\mathbf{r}) = -\mu(\mathbf{r})B(\mathbf{r}) = -m_F g_F \mu_B |B(\mathbf{r})|. \quad (3.4)$$

Hierbei ist μ_B das Bohr'sche Magneton, g_F der Landé-Faktor und m_F die Komponente des Gesamtdrehimpulses in Richtung des Magnetfelds. In einem Magnetfeldpotential können lediglich Atome mit $m_F g_F > 0$ gefangen werden, da diese Atome eine Kraft in Richtung des Potentialminimums erfahren (*low-field-seeker*). In der dualen MOT werden die ^{87}Rb -Atome im Zustand $F = 2$ ($g_{F=2} = 1/2$) und die ^{40}K -Atome im Zustand $F = 9/2$ ($g_{F=9/2} = 2/9$) gefangen. Da sowohl für die ^{87}Rb -Atome als auch für die ^{40}K -Atome der Landé-Faktor g_F positiv ist, können nur solche Atome mit $m_F > 0$ in einem Magnetfeldpotential gespeichert werden.

3.5.1 Optisches Pumpen und magnetischer Transport

Da in der MOT alle Zeeman-Zustände besetzt sind, werden die Atome vor der magnetischen Speicherung durch optisches Pumpen spinpolarisiert. Auf diese Weise erhöht sich die Effizienz des Transfers der Atome aus der MOT in die magnetische Quadrupolfalle. Während der Phase des optischen Pumpens werden sowohl das MOT-Licht als auch das MOT-Magnetfeld ausgeschaltet und ein homogenes Feld von 1 G angelegt. Für 1,5 ms wird σ^+ -polarisiertes-Licht parallel zum homogenen Feld mit den Parametern aus Tabelle 3.3 eingestrahlt. Nach diesem Pumpvorgang liegt eine Mischung aus Rubidiumatomen im Zustand $|2,2\rangle$ und Kaliumatomen im Zustand $|9/2,9/2\rangle$ vor.

Nach dem optischen Pumpen werden die Atome in einem Quadrupolpotential magnetisch gefangen. Dieses Magnetfeld wird durch das Spulenpaar bereitgestellt, welches ebenso das Magnetfeld für die MOT erzeugt. Zur magnetischen Speicherung der Atome wird der Gradient des Magnetfelds in 30 ms auf $B = 64 \text{ G/cm}$ erhöht. Bei einem Gradienten von 64 G/cm werden die Rubidiumatome gerade gegen die Schwerkraft gehalten. Anschließend wird der Gradient in 270 ms in einer linearen Rampe auf $B = 165 \text{ G/cm}$ erhöht. Die Erhöhung des Magnetfeldgradienten bewirkt eine Kompression der Wolken, sodass ein effizienter Transfer durch die differentielle Pumpstufe möglich wird. Das Spulenpaar ist auf einem verfahrbaren Schlitten montiert. Die Bewegung des Schlittens erfolgt über eine Spindel eines Verschiebetischs (*Parker 404XR*), mit welcher eine Positioniergenauigkeit von 5 μm erreicht wird. Die Steuerung des Servomotors der Spindel erlaubt eine präzise Kontrolle von Ort, Geschwindigkeit, Beschleunigung und Ruck. Der Transportweg

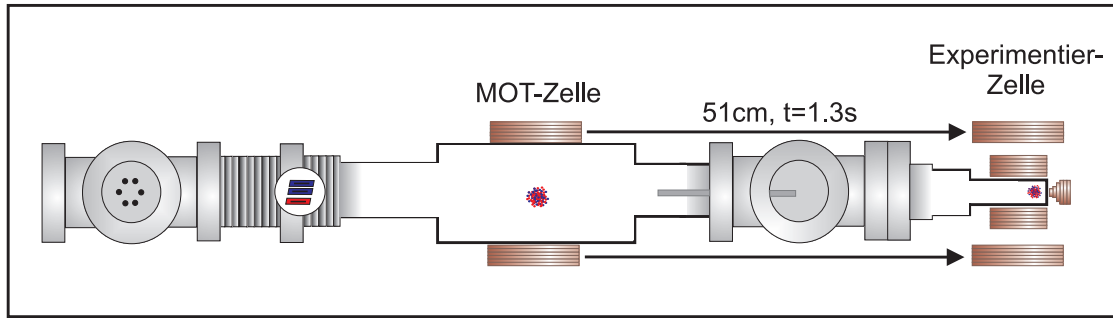


Abbildung 3.6: Skizze des Transports der Mischung in die Experimentier-Zelle. Das Zentrum der Transportspulen ist am Ende des Transports mit dem der Quadrupolspulen der QUIC-Falle überlagert.

des Spulenpaars in den Experimentier-Bereich ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Wolke wird mit einer Geschwindigkeit von $0,39 \text{ m/s}$ in die Experiment-Zelle transferiert. Dabei wurden weder erhöhte Fallenverluste noch ein verstärktes Aufheizen der Wolken durch die Bewegung des Schlittens gemessen. Erläuterungen sowie Schaltpläne der Elektronik zur Stabilisierung des Spulenstroms befinden sich in Anhang B.

3.5.2 Messungen zum Transport in einer bewegten Quadrupolfalle

Jeder Experimentzyklus startet mit der in Tabelle 3.2 beschriebenen Sequenz. Ausgehend von der MOT werden bis zu 80% der Kaliumatome und bis zu 60% der Rubidiumatome in die magnetische Quadrupolfalle transferiert. In Tabelle 3.5.2 sind typische Werte für die Atomzahlen und Temperaturen nach der Melasse-Phase und in der Quadrupolfalle zusammengefasst. In der Quadrupolfalle wurde eine Lebensdauer des Ensembles von $5,3 \text{ s}$ gemessen. Daher gehen auf dem Transportweg, der insgesamt $1,3 \text{ s}$ dauert, nur wenige Atome verloren, da sich die Wolken nach der Hälfte des Wegs bereits in dem Ultrahochvakuum-Bereich der Experimentier-Zelle befinden. In diesem Bereich wurde eine Lebensdauer des Ensembles von 80 s gemessen.

3.6 Detektion ultrakalter atomarer Wolken

Im MOT-Bereich können die atomaren Wolken mit Fluoreszenzaufnahmen beobachtet werden. Dagegen erfolgt die Detektion der Atome in der Experimentier-Zelle standardmäßig mit Absorptionenaufnahmen [73]. Aus diesen Absorptionenaufnahmen werden Teilchenzahl, Größe und Position der Wolke bestimmt. Mit diesen Messdaten lassen sich zusammen mit den Parametern des Fallenpotentials die Tempe-

Phase	Zeitdauer	Beschreibung
1. MOT	20 s	Laden der MOT mit LIAD Laser in MOT-Konfiguration
3. Melasse	5 ms	Quadrupolfeld aus Laser in Melasse-Konfiguration
5. Opt. Pumpen	1,5 ms	Homogenes Magnetfeld an Laser in Pump-Konfiguration
6. Quadrupolfalle	30 ms	Quadrupolfeld schnell auf 64 G/cm Laser aus
7. Kompression	270 ms	Quadrupolfeld langsam auf 165 G/cm
8. Transport	1,3 s	Transport der Atome in die Experiment-Zelle

Tabelle 3.2: Experimentelle Schritte zum Laden und zum Transport der Quadrupolfalle.

⁸⁷ Rb	Teilchenzahl	T [μ K]
Melasse	4×10^9	45
Quadrupolfalle	$2,4 \times 10^9$	200
⁴⁰ K	Teilchenzahl	T [μ K]
Melasse	5×10^7	260
Quadrupolfalle	$3,5 \times 10^7$	280
⁴¹ K	Teilchenzahl	T [μ K]
Melasse	$2,7 \times 10^8$	260
Quadrupolfalle	$1,9 \times 10^8$	270

Tabelle 3.3: Typische Teilchenzahlen und Temperaturen nach der Melasse-Phase und in der Quadrupolfalle für die drei Isotope ⁸⁷Rb, ⁴⁰K und ⁴¹K.

turen und Dichten der Wolken berechnen.

Für Absorptionenaufnahmen der Rubidiumatome im Hyperfeinzustand $F = 2$ und der Kaliumatome im Zustand $F = 9/2$ werden die Wolken für eine Zeitdauer von 50 μ s mit Laserlicht bei einer Leistung von 400 μ W beleuchtet. Zur Detektion der Kaliumatome wird Laserlicht mit der Frequenz des Übergangs $F = 9/2 \rightarrow F' = 11/2$ verwendet und zur Detektion der Rubidiumatome Laserlicht mit der Frequenz des Übergangs $F = 2 \rightarrow F' = 3$.

Aus den Bilddaten lässt sich die Anzahl der Atome wie folgt berechnen. Quantitativ wird die Absorption von Photonen durch das Gesetz von Lambert-Beer beschrieben. Die Intensität eines resonanten Laserstrahls, welcher sich in z-Richtung durch eine Gaswolke mit der Dichteverteilung $n(x,y,z)$ ausbreitet, nimmt danach exponentiell mit der Photonenstreurate σ (Gleichung 3.2) ab.

$$I(x,y) = I_0(x,y) \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma \int n(x,y,z)dz\right)$$

In dieser Gleichung ist mit $I(x,y)$ das Intensitätsprofil des Laserstrahls bezeichnet. Die Anzahl der Atome in einem Bereich $x, x + \delta$ und $y, y + \delta$ des transmittierten Intensitätsprofils kann mit der folgenden Gleichung berechnet werden.

$$N(x, x + \delta, y, y + \delta) = -\frac{\delta^2}{\sigma} \ln \frac{I(x,y)}{I_0(x_0, y_0)} \quad (3.5)$$

Absorptionsaufnahmen sind destruktiv, da durch die hohe Photonenstreurate das Ensemble stark aufheizt. Im Experiment wird nach jedem Bild mit Atomen (I_{Atome}) ein zweites Bild, das Referenzbild I_{Ref} ohne Atome aufgenommen. Diese beiden Bilder werden zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses dividiert. In einem dritten Schritt wird ein weiteres Bild, das Hintergrundbild I_{Dunkel} , ohne Detektionslicht aufgenommen und vom Absorptions- und Referenzbild subtrahiert. Insgesamt ergibt sich für die integrierte Säulendichte $OCD(x,y)$ des CCD-Chips folgende Beziehung,

$$OCD(x,y) = \ln \frac{I(x,y)_{Atome} - I(x,y)_{Dunkel}}{I(x,y)_{ref} - I(x,y)_{Dunkel}}.$$

Mit der Säulendichte lässt sich dann die Atomzahl in einem Bereich

$$N(x, x + \delta, y, y + \delta) = -\frac{\delta^2}{\sigma} OCD(x,y) \quad (3.6)$$

berechnen.

3.6.1 Detektionsoptik

Zu verschiedenen experimentellen Phasen liegen die Atome in unterschiedlichen Hyperfein- bzw. Spinzuständen vor, die unterschiedliche Laserfrequenzen zur Detektion erfordern. Die Detektionsoptik wurde für die folgenden Aufgaben geplant und aufgebaut:

- Simultane Detektion von Kalium- und Rubidiumatomen aus zwei Raumrichtungen,
- zustandselektive Detektion von Kaliumatomen bei hohen Magnetfeldern,
- Bereitstellung von resonantem Licht für Rubidiumatome bei hohen Magnetfeldern,
- Justage der gekreuzten Dipolfalle und
- Justage der Laserstrahlen für die Molekülspektroskopie.

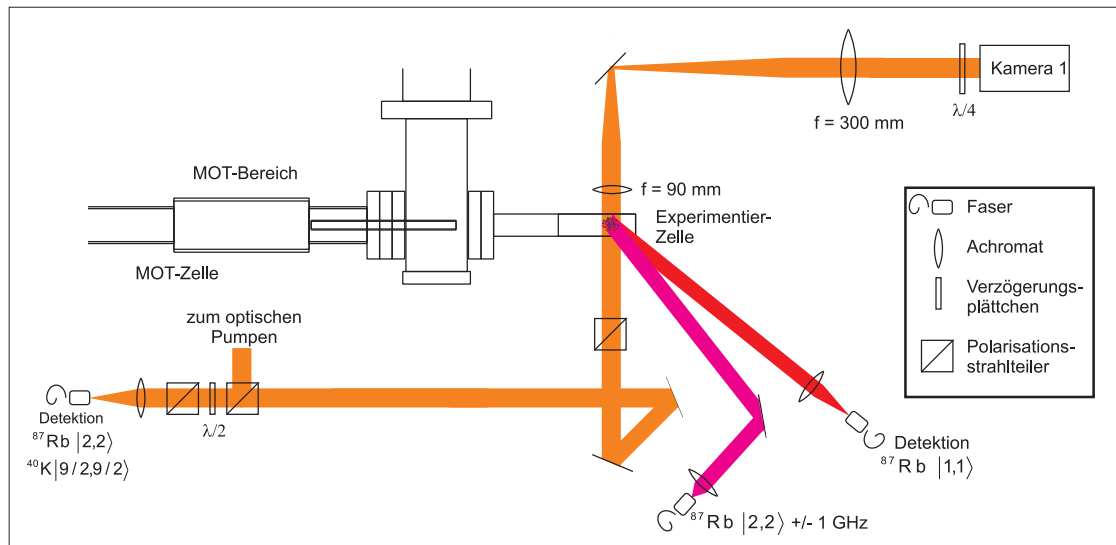


Abbildung 3.7: Strahlengang der horizontalen Detektionsrichtung (von oben)

Das resonante Detektionslicht für Kalium im Zustand $|9/2,9/2\rangle$ und Rubidium im Zustand $|2,2\rangle$ wird über eine gemeinsame Faser zur Vakuumapparatur geführt. Der Strahlengang der Detektionsoptik ist in Abbildung 3.7 für die horizontale und in Abbildung 3.8 für die vertikale Abbildungsrichtung schematisch dargestellt. Das Detektionslicht wird mit einem Faserkollimator auf 1 cm Strahldurchmesser kollimiert. Ein kleiner Teil des Lichts wird zum optischen Pumpen verwendet, der Hauptteil wird zu den Atomen in der Experimentier-Zelle geführt. Über jeweils zwei Achromate in horizontaler und vertikaler Richtung mit den Brennweiten $f = 90$ und $f = 300$ wird der Schatten der Wolke mit einer 1 : 3-Vergrößerung auf zwei Kameras abgebildet (siehe Abbildung 3.8). Um die Rubidiumatome im Hyperfeinzustand $F = 1$ zu detektieren, wird von der Seite zusätzlich zum Detektionslicht Rückpumperlicht eingestrahlt.

Die beiden Kameras (*Theta System SiS1-S285, PCO Pixelfly*) sind mit dem CCD-Chip *Sony ICX 285AL* ausgestattet. Mit Hilfe dieses CCD-Chips können im sogenannten Double-Shutter-Modus zwei Bilder in schneller Abfolge aufgenommen werden. Dadurch ist es möglich, in weniger als einer Millisekunde beide Atomsorten auf einen CCD-Chip abzubilden. Insgesamt können auf diese Weise über die vertikale und horizontale Richtung bis zu vier Bilder in nur einem Experimentzyklus aufgenommen werden. Im Prinzip reichen zur Berechnung aller Ensembleparameter die Bilddaten einer Detektionsrichtung aus, da sowohl Magnetfalle als auch Dipolfalle zylindersymmetrisch sind. Allerdings werden sowohl zur Justage der gekreuzten Dipolfalle (siehe Abschnitt 3.8) als auch zur simultanen Abbildung von bis zu vier verschiedenen atomaren Zuständen beide Abbildungsrichtungen benötigt.

Das örtliche Auflösungsvermögen der Absorptionaufnahmen ist durch die Pixelgröße des CCD-Chips von $4,5 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ und die Abbildungslinsen auf $10 \mu\text{m}$

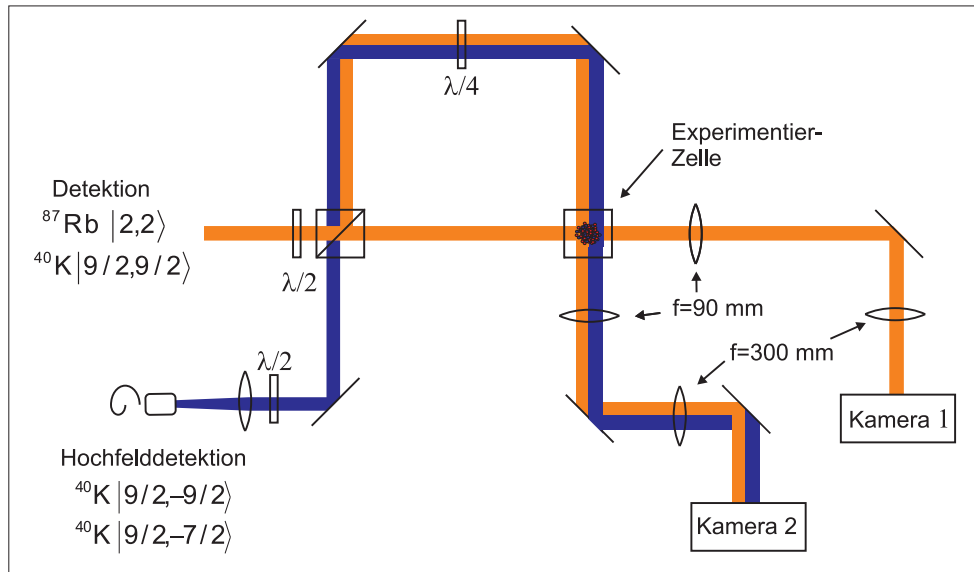


Abbildung 3.8: Strahlengang beider Detektionsrichtungen von der Seite. Die horizontalen und vertikalen Detektionsstrahlen werden auf jeweils einer Kamera abgebildet. Das Laserlicht für die Kalium-Hochfelddetektion (siehe Abschnitt 3.6.2) wird über einen Polarisationsstrahlteiler in den vertikalen Strahlengang eingekoppelt.

begrenzt. Da die räumliche Ausdehnung der Wolke in der Magnetfeldfalle bzw. in der optischen Dipolfalle lediglich einige $10 \mu\text{m}$ beträgt, wird zur absorptiven Detektion der Wolken zunächst das Fallenpotential ausgeschaltet und die Wolken werden nach einigen Millisekunden freier Expansion abgebildet.

3.6.2 Zustandselektive Detektion

Die zustandselektive Detektion ist eine Methode, mit der Atome in den verschiedenen magnetischen Unterzuständen eines Hyperfeinzustands unabhängig nachgewiesen werden können. Bei dieser Methode wird ausgenutzt, dass die Energieniveaus der magnetischen Unterzustände in einem Magnetfeld aufgrund der Zeeman-Aufspaltung nicht mehr entartet sind. In dem beschriebenen Experiment werden zwei verschiedene Verfahren zur zustandselektiven Detektion von Atomen benutzt, die Stern-Gerlach-Abbildung und die Detektion von ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen in einem homogenen Magnetfeld.

Stern-Gerlach-Abbildung

Atome in unterschiedlichen Zeeman-Zuständen erfahren durch eine Expansion in einem inhomogenen Magnetfeld unterschiedliche Beschleunigungen und können daher für Absorptionenaufnahmen räumlich getrennt werden (vgl. Abschnitt 3.9). Das

erforderliche inhomogene Magnetfeld wird während der Expansionszeit durch kurzes Anschalten der QUIC-Spule erzeugt.

Das Stern-Gerlach-Verfahren hat zwei Nachteile. Ein Nachteil ist die notwendige Ausrichtung der atomaren Spins in Richtung des inhomogenen Feldes, da sonst durch das plötzliche Anschalten des Feldes die atomaren Spins auf die neue Quantisierungsachse projiziert werden. Da in dem beschriebenen Experiment die atomaren Spins entlang eines Magnetfeldes senkrecht zu dem Stern-Gerlach-Feld der QUIC-Spule ausgerichtet sind, müssen die Spins vor dem Anschalten der QUIC-Spule in diese Richtung gedreht werden (vgl. Abschnitt 3.10). Diese Ausrichtung muss langsam erfolgen, sodass der Drehimpuls dem Magnetfeld adiabatisch folgen kann.

Ein zweiter Nachteil ist die besonders lange Expansionszeit der Atome, die zur räumlichen Aufspaltung der Spinkomponenten erforderlich ist. Die Detektion von fermionischen Wolken ist dadurch mit Hindernissen verbunden, da diese im Vergleich zu bosonischen Wolken schneller expandieren. Die Dichten der fermionischen Wolken reicht aus diesem Grund nach langer Expansionsdauer nicht mehr für Absorptionenaufnahmen mit einem guten Signal-Rausch-Verhältnis aus.

Hochfelddetektion für ^{40}K

Mit den passenden Laserfrequenzen können Kaliumatome auch bei hohen homogenen Feldern zustandselektiv abgebildet werden. Die zustandselektive Detektion von Kaliumatomen ist in dem beschriebenen Experiment von besonderer Bedeutung für die Detektion von Feshbach-Molekülen, die bei einem homogenen Magnetfeld von 546,7 G nahe einer Feshbach-Resonanz erzeugt werden (siehe Kapitel 5). Die erforderlichen Laserfrequenzen bei diesen Magnetfeldern werden wie folgt berechnet. Für den Grundzustand der Kaliumatome mit dem Gesamtspin $J = I \pm 1/2$ kann die Lage der Energieniveaus in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke mit Hilfe der Breit-Rabi-Formel berechnet werden [140, 132].

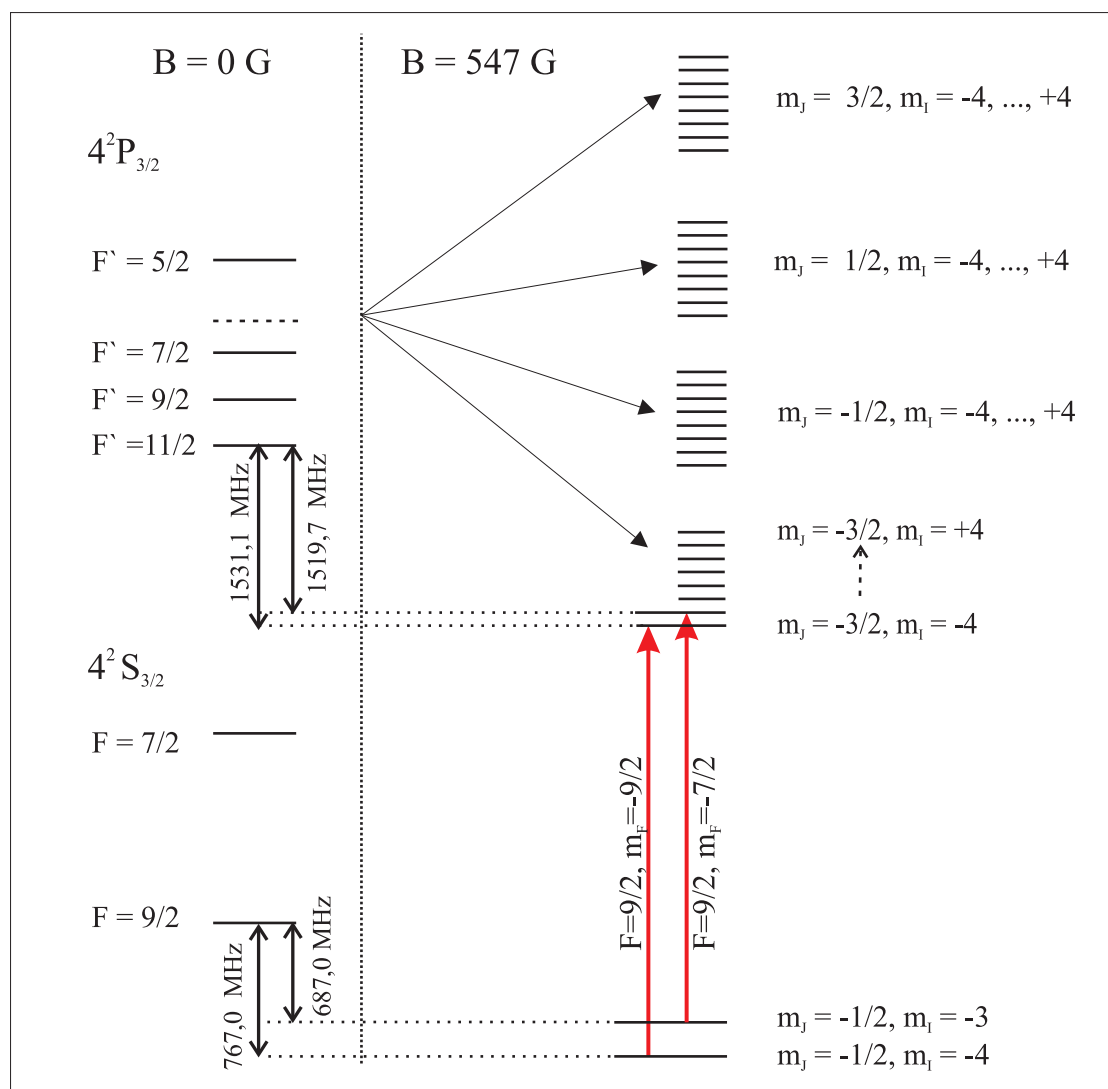
$$E_{J=\frac{1}{2}, m_J, I, m_I} = -\frac{E_{HFS}}{2(2I+1)} + g_I \mu_B m_I B \pm \frac{E_{HFS}}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_I x}{2I+1} + x^2} \quad (3.7)$$

Hierbei sind die Variablen x und ΔE_{HFS} durch

$$x = \frac{g_J \mu_B - g_K \mu_K}{\Delta E_{HFS}} B$$

$$\Delta E_{HFS} = A \left(I + \frac{1}{2} \right)$$

gegeben. Für ^{40}K -Atome im angeregten Zustand sind bei hohen Magnetfeldern Spin- und Bahndrehimpuls bereits entkoppelt und es gelten die neuen Quantenzahlen m_J und m_I . In diesem Bereich gilt in guter Näherung die Paschen-Back

Abbildung 3.9: Zeeman-Aufspaltung für ^{40}K -Atome bei 547 G.

Formel für die Energieaufspaltung.

$$E_{PB} = g_J \mu_B m_J B + A m_I m_J \quad (3.8)$$

Von experimenteller Bedeutung sind insbesondere für die Detektion von Feshbach-Molekülen die folgenden beiden Übergänge

$$\begin{aligned} |F = 9/2, m_F = -9/2\rangle &\rightarrow |m_J = -1/2, m_I = -4\rangle \\ |F = 9/2, m_F = -7/2\rangle &\rightarrow |m_J = -1/2, m_I = -3\rangle \end{aligned}$$

In Abbildung 3.9 ist die Aufspaltung der Energieniveaus von ^{40}K -Atomen bei einem Magnetfeld von 547 G entsprechend den Gleichungen 3.7 und 3.8 gezeigt. Die

Verstimmung bezüglich des Detektionsübergangs $F = 9/2 \rightarrow F' = 11/2$ beträgt bei diesem Feld für die Detektion von Atomen im Zustand $|9/2, -9/2\rangle$

$$1531,1 \text{ MHz} - 767,0 \text{ MHz} = 764,1 \text{ MHz}$$

und für die Detektion der Atome im Zustand $|9/2, -7/2\rangle$

$$1519,7 \text{ MHz} - 687,0 \text{ MHz} = 832,7 \text{ MHz}.$$

Diese Laserfrequenzen werden aus dem Kalium-Rückpumperlicht erzeugt (siehe Abbildung 3.3). Dazu wird nach zweifachem Durchlauf des 200 MHz AOM über einen Polarisationsstrahlteiler ein kleiner Teil des Lichts abgezweigt. Mit diesem AOM kann die Frequenz genau auf das angelegte Magnetfeld in einem Bereich von ca. 500 – 600 G angepasst werden.

Hochfelddetektion für ^{87}Rb

Die zustandsselektive Detektion von Rubidiumatomen gestaltet sich bei hohen Magnetfeldern komplizierter als die Detektion der Kaliumatome. In Abbildung 3.10 ist die Lage der Energieniveaus in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke für Rubidium im Grundzustand $5^2S_{1/2}$ und im angeregten Zustand $5^2P_{3/2}$ dargestellt. Für ein Magnetfeld von 546,17 G sind die Übergangsfrequenzen explizit angegeben. Für Rubidiumatome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ ist ein geschlossener Übergang

$$|F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |m'_I = 3/2, m'_J = 3/2\rangle.$$

eingezeichnet. Die erforderlichen Laserfrequenzen können bei hohen Magnetfeldern nicht durch die Verschiebung der Kühler- bzw. Rückpumperfrequenzen mit den installierten AOMs erreicht werden. Deshalb wurde zur Erzeugung dieser Frequenz ein zusätzlicher Diodenlaser über eine Schwebungsfrequenz auf die Frequenz des Rubidium-Kühl lasers stabilisiert. Die Frequenz dieses Lasers kann mit diesem *Offsetlock-Verfahren* in einen Bereich von $\pm 1 \text{ GHz}$ um den Kühlübergang frei eingestellt werden [124]. Zur Detektion der Atome bei einem Feld im Bereich von 547 G wird der Laser auf eine Frequenz mit einer Verstimmung von 790 MHz im Vergleich zum Rubidium-Kühlübergang stabilisiert. Mit einem 80 MHz AOM-Doppelpass kann diese Frequenz genau an das jeweils eingestellte homogene Magnetfeld angepasst werden.

Mit diesen Frequenzen werden jedoch Rubidiumatome im Hyperfeinzustand $F = 1$ nicht angesprochen. In dem beschriebenen Experiment liegen jedoch die Rubidiumatome gerade im Zustand $F = 1$ vor, da nur in diesem Hyperfeinzustand heteronukleare Feshbach-Resonanzen existieren (siehe Abschnitt 2.2). Um die Rubidiumatome im Zustand $F = 1$ bei hohen Feldern zu detektieren werden die Atome zunächst mit einer Mikrowelle in den Hyperfeinzustand $F = 2$ zu transferiert und anschließend mit dem vorhandenen Laser im Zustand $F = 2$ detektiert [62]. Dieser Mikrowellen-Übergang ist auch in Abbildung 3.10 eingezeichnet.

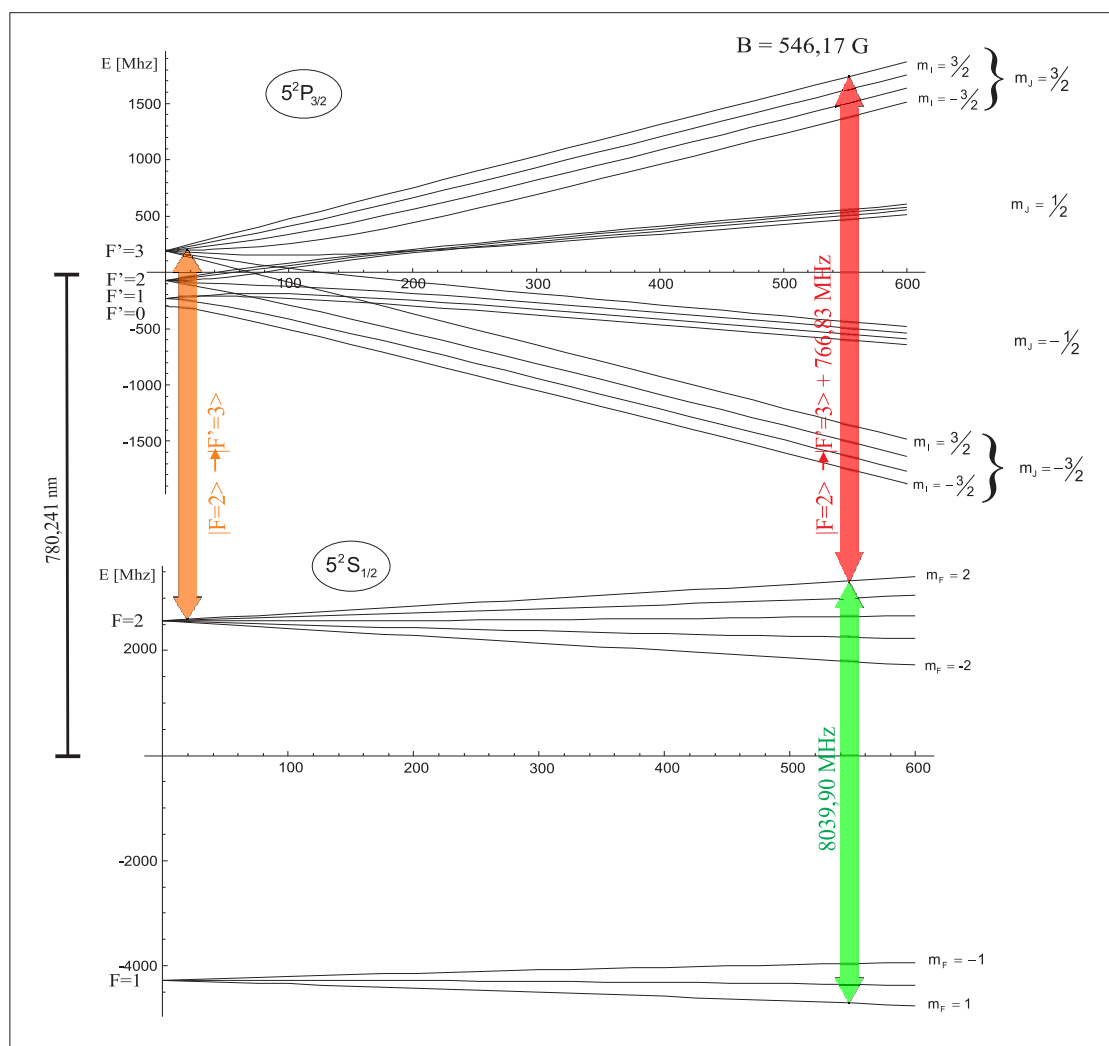


Abbildung 3.10: Zeeman-Aufspaltung für ^{87}Rb -Atome. Für ein spezielles Magnetfeld bei $546,17 \text{ G}$ sind die zugehörigen Übergangsfrequenzen eingezeichnet.

Für ein Magnetfeld von $B = 547 \text{ G}$ beträgt die erforderliche Mikrowellenfrequenz $8043,22 \text{ MHz}$. Details zu der Erzeugung der Mikrowelle werden in Abschnitt 3.10.2 erläutert. In Tabelle 3.6.2 sind alle verschiedenen atomaren Zustände der ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome zusammengefasst, die bei Magnetfeldstärken im Bereich von 550 G detektiert werden können.

3.7 Magnetfalle und evaporative Kühlung

Die Verdampfungskühlung ist der bisher einzige Weg, um Alkaligase von einigen hundert μK bis in das quantenentartete Regime zu kühlen [141]. Bei diesem Kühl-

	Hyperfeinzustand	m_F Zustand
^{40}K	$F = 9/2$	$-1/2, -3/2, -5/2, -7/2, -9/2$
^{87}Rb	$F = 2$	2
^{87}Rb	$F = 1$	-1, 0, 1

Tabelle 3.4: Zeeman-Zustände der ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome, die bei Magnetfeldstärken im Bereich von 550 G mit Absorptionsaufnahmen detektiert werden können.

verfahren werden die heißesten Atome aus der Falle entfernt und die restlichen Atome thermalisieren durch Stöße.

Die evaporative Kühlung von Alkaligasen ist bisher primär in harmonischen Magnet- und Dipolfallen realisiert worden. In Dipolfallen werden heiße Atome typischerweise durch Absenkung der Fallentiefe evaporiert. Die Teilchenzahlen nach der Evaporation in Dipolfallen sind meist geringer als in Magnetfallen und die Stoßraten nehmen während des Evaporationsprozesses durch das Absenken der Fallentiefe ab. In dem beschriebenen Experiment wurde daher zur Verdampfungskühlung eine Magnetfalle genutzt, um große ultrakalte Ensembles zu produzieren.

Zur Evaporation der Bose-Fermi-Mischung werden die Atome zunächst von dem Quadrupolfeld der Transportspulen in eine harmonische Magnetfalle umgeladen. Diese Transformation ist notwendig, da in einem magnetischen Quadrupolpotential die Evaporation der Atome bis zur Quantenentartung aufgrund von *Majorana Spin Flips* nicht möglich ist [142, 143]. Solche *Spin flips* treten auf, sobald die Ausrichtung des Drehimpulses der Atome dem Magnetfeld nicht mehr adiabatisch folgen kann. Die Adiabasiebedingung verlangt $\frac{d}{dt}\omega_L \ll \omega_L^2$, wobei $\omega_L = \frac{g_F\mu_B}{\hbar} |\mathbf{B}|$ die Larmorfrequenz ist. Diese Bedingung ist insbesondere im Zentrum des magnetischen Quadrupolpotentials nicht mehr erfüllt, wodurch die Atome ihren m_F -Zustand wechseln können. Diese *Majorana Spin Flips* gewinnen erst bei kalten Temperaturen am Ende der Evaporation an Bedeutung, da bei hohen Temperaturen die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome im Fallenzentrum gering ist.

3.7.1 QUIC-Transformation

Um die Atome von dem Quadrupolfeld der Transportspulen in das Quadrupolfeld der Magnetfallenspulen umzuladen wird der Strom der Transportspulen in 200 ms linear abgesenkt und gleichzeitig der Strom in den beiden Quadrupolspulen bis auf 25 A erhöht. Der Magnetfeldgradient in diesem Quadrupolfeld beträgt 310 G/cm. In den nächsten 500 ms findet die in Abbildung 3.11 dargestellte Transformation zu einer harmonischen Falle statt. Dazu wird der Strom durch die QUIC-Spule linear auf 25 A erhöht, so dass am Ende durch alle drei Spulen der gleiche Strom fließt. Nach abgeschlossener Transformation ist das Zentrum der harmonischen Falle um 6 mm relativ zum Zentrum der Quadrupolfalle verschoben.

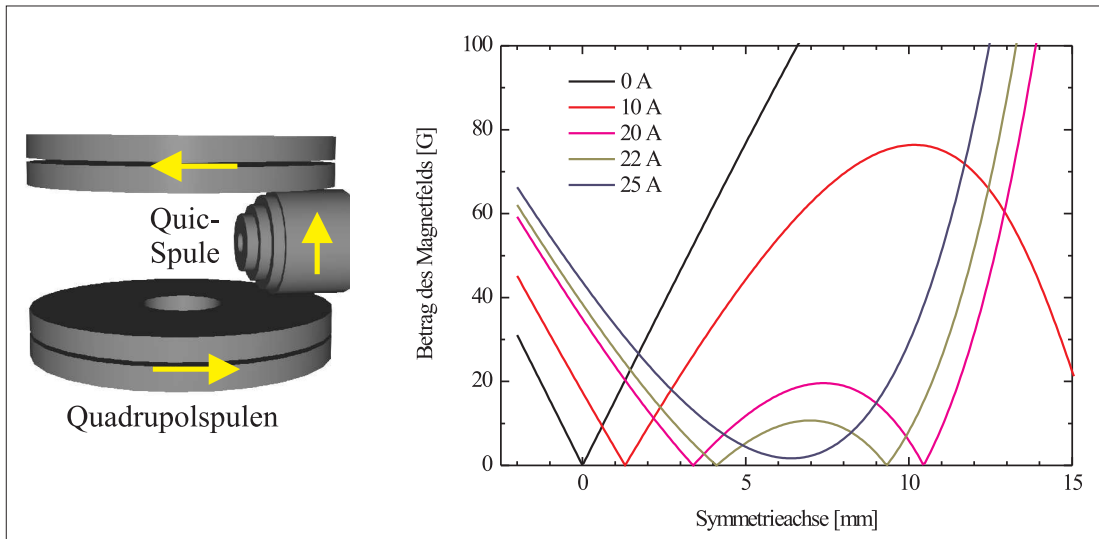


Abbildung 3.11: Modell der QUIC-Falle und die Transformation der Quadrupolfalle zur QUIC-Falle. Die Pfeile deuten die Richtung der Ströme in den Spulen an. Die Graphen zeigen eine sukzessive Erhöhung des Stroms durch die QUIC-Spule bis sich bei 25 A eine harmonische Falle mit einem Offsetfeld bildet.

3.7.2 Steuerungselektronik

Schwankungen des Offsetfeldes und Stromrauschen können zu ungewünschtem Heizen der Atome in der Magnetfalle führen. Die beschriebene Magnetfalle erreicht durch die kompakte Konstruktion und die geringe Leistungsaufnahme eine hervorragende mechanische und thermische Stabilität. Instabilitäten treten allein durch Schwankungen und Rauschen im Strom auf. Aus diesem Grund wird als Spannungsquelle für die Magnetfalle ein hochpräzises Netzteil der Firma *Heinzinger* (*PTNhp16V – 60A*) verwendet. Abbildung 3.12 zeigt den Schaltplan der Elektronik zum Betrieb der Magnetfalle. Zu Beginn der QUIC-Transformation ist *MosFET 3* durchlässig geschaltet, sodass der Strom auf dem grünen Pfad über den *MosFET 3* abfließt. Dadurch wird das magnetische Quadrupolfeld erzeugt. Während der QUIC-Transformation wird der Strom durch die QUIC-Spule linear in 300 ms auf 25 A erhöht (siehe auch Abbildung 3.11). Ab diesem Zeitpunkt fließt durch alle drei Spulen der gleiche Strom. Dieser Strom kann außerdem für Absorptionenaufnahmen mit *MosFET 4* in $< 200 \mu\text{s}$ ausgeschaltet werden.

3.7.3 Evaporative und sympathetische Kühlung

Die Verdampfungskühlung neutraler Atome beruht auf dem Prinzip, die energiereichsten Atome aus dem Ensemble zu entfernen. Auf diese Weise wird dem Ensemble überproportional viel Energie entzogen. Die restlichen Atome können durch

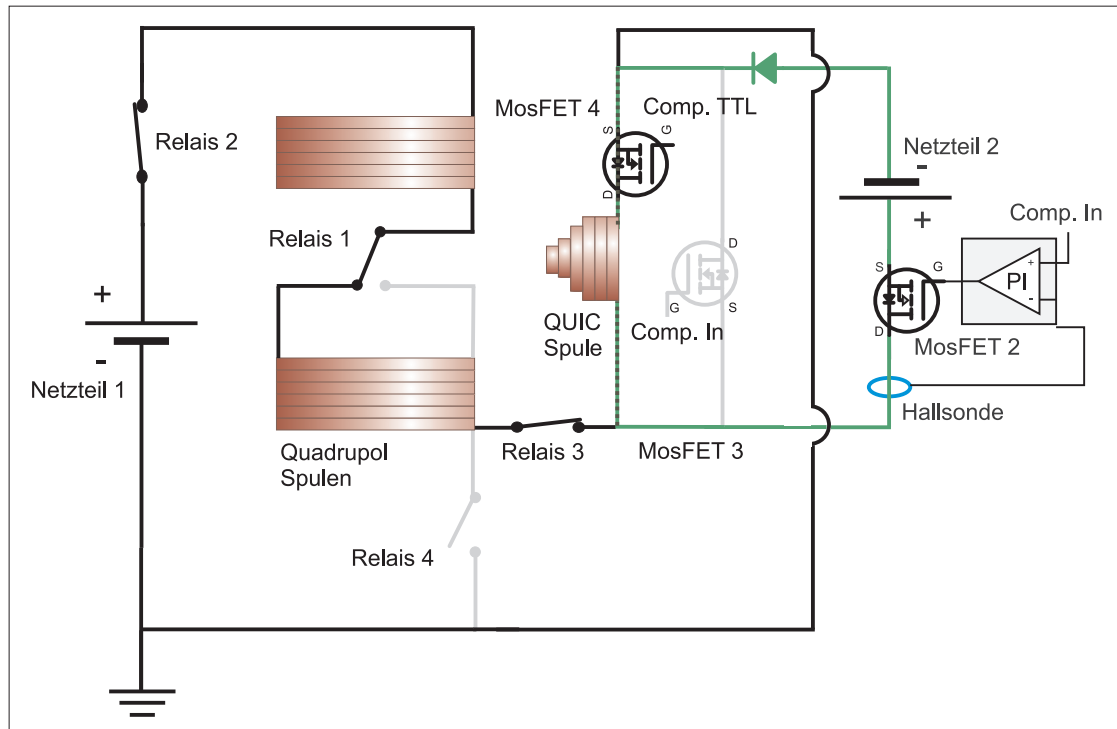


Abbildung 3.12: Schaltskizze der Magnetfallen-Elektronik. Die grau unterlegten Teile werden in Kapitel 4 beschrieben. Mit *MosFET 3* wird die QUIC-Transformation realisiert. Mit den gekennzeichneten mechanischen Relais können die Spulen in Helmholtz-Konfiguration geschaltet werden (siehe Abschnitt 3.10)

Stöße thermalisieren [141]. Um Kalium und Rubidium simultan zu kühlen ist es aufgrund der höheren Anzahl der ^{87}Rb -Atome vorteilhaft, nur diese zu evaporieren. Die Kaliumatome thermalisieren durch Stöße mit den Rubidiumatomen. Dieses sogenannte sympathetische Kühlverfahren wurde bisher in allen Experimenten mit ^{87}Rb - ^{40}K -Mischungen angewendet [50, 131, 144, 145, 92]. In einer Magnetfalle kann diese Kühlmethode durch Einstrahlen einer resonanten Radiofrequenz realisiert werden, welche Übergänge zwischen den atomaren Zeeman-Zuständen induziert und die ^{87}Rb -Atome in ungefangene Zeeman-Zustände transferiert. Die angelegte RF-Frequenz definiert auf diese Weise die Höhe des magnetischen Fallenpotentials über die Resonanzbedingung für den Übergang zwischen zwei benachbarten Zeeman-Zuständen, die durch

$$\hbar\omega_{RF} = \mu_B g_F |B(\mathbf{r})|$$

gegeben ist. Die Tiefe des Magnetfeldpotentials kann in diesem Fall in Abhängigkeit der eingestrahlten Radiofrequenz durch

$$V_{RF} = \hbar(\omega_{RF} - \omega_0)$$

mit $\omega_0 = \mu_B g_F B_0 / \hbar$ berechnet werden. Hierbei ist B_0 der Wert des Magnetfelds im Potentialminimum. Durch Absenken der RF-Frequenz verringert sich die Fallentiefe und energiereichere heißere Atome werden durch induzierte Spin-Flips in ungefangene Zeeman-Zustände überführt. Der Frequenzabstand zwischen zwei m_F -Zuständen ist für ^{40}K -Atome kleiner als für ^{87}Rb -Atome, da die Energiedifferenz zweier benachbarter Zeeman-Niveaus geringer ist. Für die Kalium- bzw. Rubidiumatome unterscheidet sich diese Differenz wie folgt.

$$\begin{aligned}\delta\nu_K/B &= 311 \text{ kHz/G} \\ \delta\nu_{\text{Rb}}/B &= 700 \text{ kHz/G}\end{aligned}$$

Aus diesem Zusammenhang wird deutlich, dass in einer thermalisierten ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung zuerst die Rubidiumatome evaporiert werden. Zu diesem Zweck wird im Experiment zur Evaporation der ^{87}Rb -Atome eine Radiofrequenz-Rampe von 30 MHz bis 1 MHz in 28 s eingestrahlt. Diese Rampe wurde in sieben Abschnitte unterteilt, die in Tabelle 3.7.3 aufgeführt sind. Die Zeitdauer und RF-Leistung jeder Teilrampe wurde experimentell auf eine maximale Phasenraumdicke optimiert. In

Startfrequenz [MHz]	Endfrequenz [MHz]	Zeitdauer
30 MHz	10 MHz	12,05 s
10 MHz	4,51 MHz	2,795 s
4,51 MHz	3 MHz	3,07 s
3 MHz	2 MHz	5,05 s
2 MHz	1,4 MHz	2,45 s
1,4 MHz	1,06 MHz	2,65 s
1,06 MHz	1 MHz	0,35 s

Tabelle 3.5: Radiofrequenz-Rampen zur Evaporation.

Abbildung 3.13 ist die Entwicklung der Phasenraumdicke für die ^{40}K - und ^{87}Rb -Mischung gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Anzahl der Rubidiumatome deutlich abnimmt, während die Anzahl der ^{40}K -Atome ungefähr konstant bleibt. Am Anfang der Evaporation werden nur die ^{87}Rb -Atome aus der Falle entfernt und die Kaliumatome über elastische Stöße effizient mitgekühlt. Erst am Ende bei hohen Phasenraumdichten wird auch ein Teil der ^{40}K -Atome evaporiert, dieser Zusammenhang wurde ebenso in Ref. [144] festgestellt. Über die Endfrequenz der letzten Evaporationsrampe kann die Temperatur des Ensembles präzise eingestellt werden. In Abbildung 3.14 sind drei Absorptionsaufnahmen einer Rubidiumwolke nach 15 ms Expansionszeit bei verschiedenen Endfrequenzen dargestellt. Ab einer kritischen Temperatur (vgl. Abschnitt 2.1.2) setzt die Bose-Einstein-Kondensation für die Rubidiumatome ein. Bei einer Endfrequenz $1,02 \text{ MHz}$ sind bereits die Hälfte der Atome kondensiert. Ab einer Endfrequenz von $0,98 \text{ MHz}$ sind keine thermischen Atome in der Absorptionsaufnahme zu erkennen.

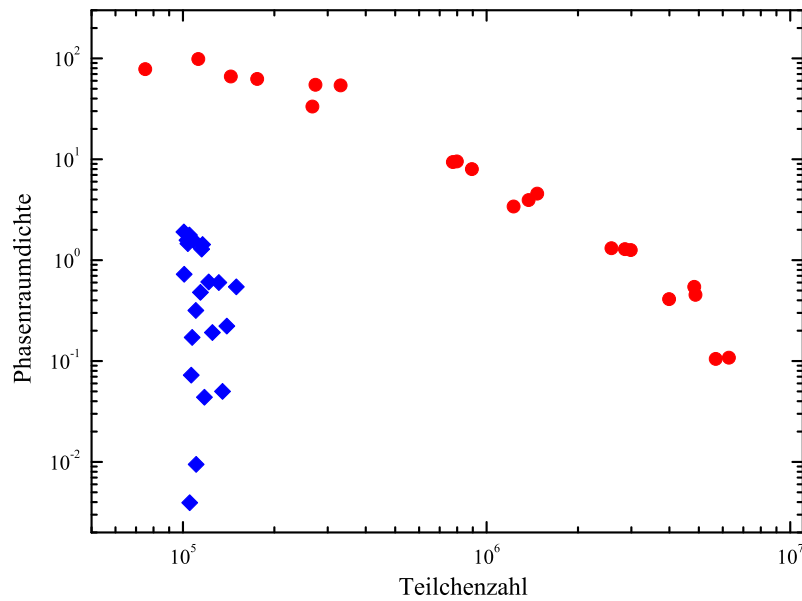


Abbildung 3.13: Entwicklung von ^{40}K -Teilchenzahl (blaue Karos) und ^{87}Rb -Teilchenzahl (rote Punkte) sowie der Phasenraumdicke während der Evaporation.

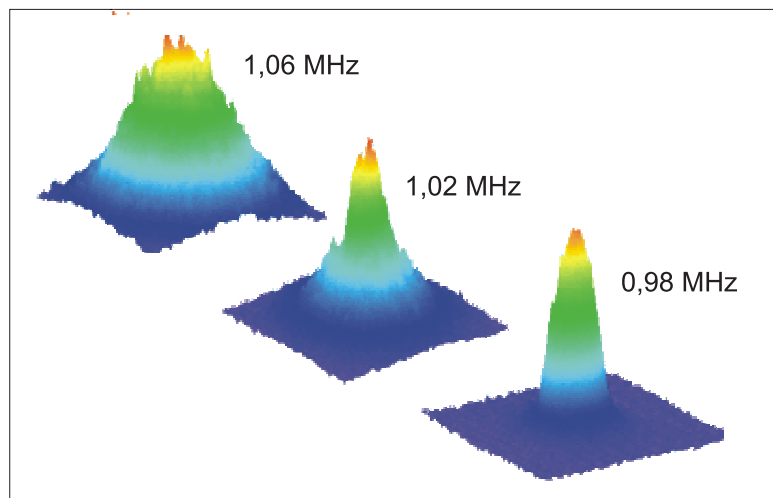


Abbildung 3.14: Absorptionaufnahme einer ^{87}Rb -Wolke bei verschiedenen Endfrequenzen der Evaporationsrampe.

3.7.4 Messung der Fallenparameter

Die harmonische Magnetfalle wird durch die Fallenfrequenzen und das Offsetfeld vollständig charakterisiert. Die Kenntnis der Fallenfrequenzen ist zur Berechnung der Ensembleparameter erforderlich. Der Wert des Offsetfeldes muss zur Einstellung der Evaporationsrampen und zur Kontrolle der Temperatur des Ensembles

genau bekannt sein. Ein Drift im Offsetfeld führt bei gleicher RF-Endfrequenz zu Temperaturschwankungen und schlechter Reproduzierbarkeit der Ergebnisse.

Das Offsetfeld der Magnetfalle wurde mit Radiofrequenz-Spektroskopie an einem Bose-Einstein-Kondensat gemessen. Im Magnetfeld spalten die einzelnen m_F -Zustände des Rubidiumatoms gemäß des linearen Zeeman-Effekts nach Gleichung 3.4 mit $700 \text{ KHz}/G$ auf. Durch Einstrahlen einer resonanten Radiofrequenz werden die Atome in ungefangene m_F -Zustände überführt. Für die Messung in Abbildung

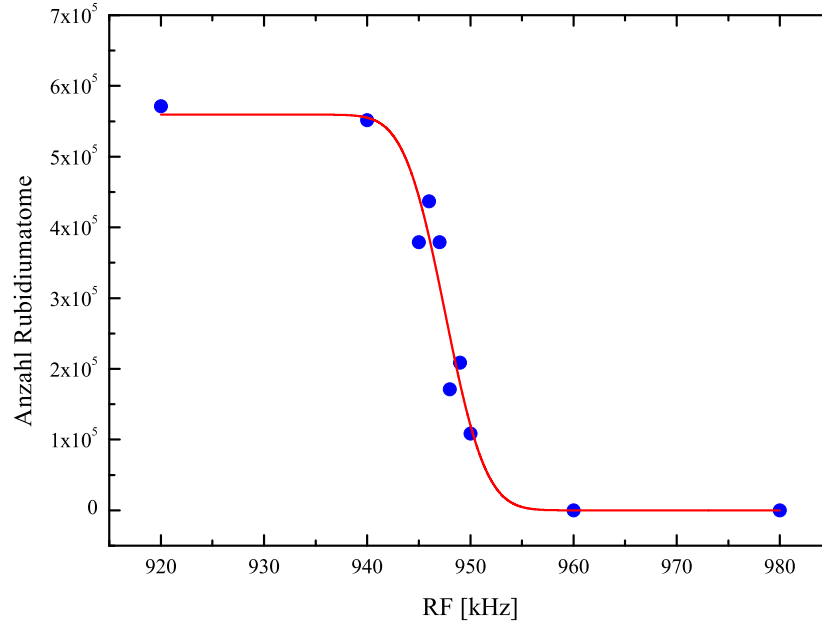
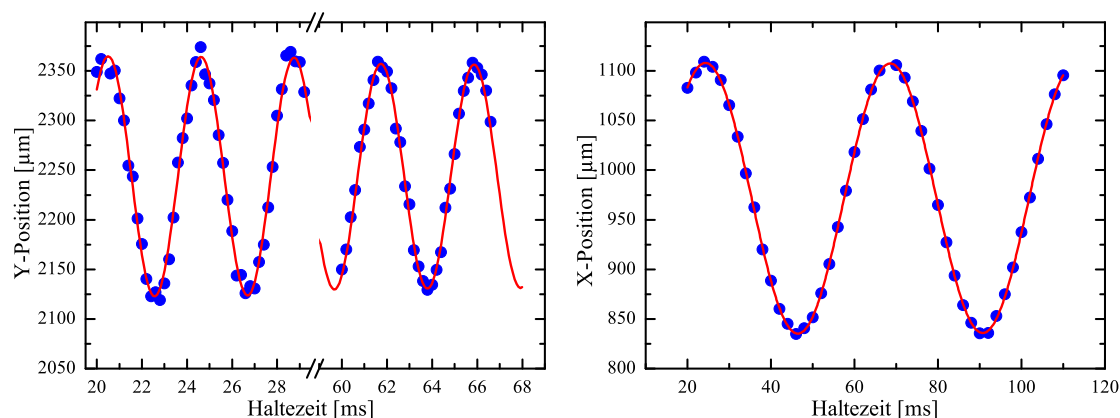


Abbildung 3.15: RF-Spektroskopie an einem ^{87}Rb -Kondensat in der QUIC-Falle zur Vermessung des Offsetfeldes.

3.15 wurde ein Bose-Einstein-Kondensat im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ hergestellt. Die Endfrequenz der Evaporationsrampe wurde zur Erzeugung des Kondensats bis auf $0,98 \text{ MHz}$ herabgesenkt. Anschließend wurde ein 100 ms langer RF-Puls bei Frequenzen unterhalb von $0,98 \text{ MHz}$ eingestrahlt und die Anzahl Rubidiumatome gegen die eingestrahlte RF-Frequenz aufgetragen. Eine Anpassung der Messdaten mit einer Fehlerfunktion ergibt eine Offsetfeld-Stabilität von $3,2 \text{ mG}$ für einen Zeitraum von 2 Stunden. Zur Messung der Fallenfrequenzen wurden Schwingungen der Wolken in der Falle angeregt. Dazu wurde der Strom durch die QUIC-Spule kurz ausgeschaltet. Nach verschiedenen Haltezeiten in der Falle wurde nach 15 ms Expansionszeit die Position der Wolke aus Absorptionenaufnahmen bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 3.16 gezeigt. Es ergibt sich eine radiale Fallenfrequenz von $\nu_{\text{Rb},\text{rad}} = 242 \text{ Hz}$ und eine axiale Fallenfrequenz von $\nu_{\text{Rb},\text{rad}} = 22,6 \text{ Hz}$ für die Rubidiumatome bei einem Strom von 25 A . Da die Kaliumatome im Zustand $|9/2, 9/2\rangle$ das gleiche Magnetfeldpotential wie die Rubidiumatome im Zustand $|2, 2\rangle$ erfahren, unterscheiden sich die Fallenfrequenzen

Abbildung 3.16: Messung der Fallenfrequenzen für ^{87}Rb in der QUIC-Falle.

lediglich durch das atomare Massenverhältnis und können mit

$$\nu_K = \sqrt{\frac{87}{40}} \nu_{\text{Rb}} \quad (3.9)$$

berechnet werden.

3.7.5 Quantenentartete Mischung in der Magnetfalle

In diesem Abschnitt werden die Messungen zu quantenentarteten Bose-Fermi-Mischungen in der Magnetfalle vorgestellt. Zu Beginn der Evaporationsrampe befindet sich eine Mischung aus ca. 3×10^9 ^{87}Rb -Atome und ca. 2×10^7 ^{40}K -Atome in der Magnetfalle. Nach der Evaporation bis auf eine RF-Endfrequenz von 1 MHz konnten quantenentartete Mischungen mit bis zu $1,5 \times 10^6$ Atomen in jeder Spezies produziert werden. In Abbildung 3.17 ist eine Absorptionaufnahme einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung dargestellt. Auf dem linken Bild ist eine Fermiwolke mit $1,3 \times 10^6$ ^{40}K -Atomen nach 7 ms Expansionszeit zu sehen. Auf der rechten Seite ist eine teilweise kondensierte Rubidiumwolke nach 19 ms mit $1,5 \times 10^6$ ^{87}Rb -Atomen abgebildet. Aus der Expansion der thermischen Rubidiumwolke wird die Temperatur der Mischung von 460 nK bestimmt. Bei einer Kondensationstemperatur von $T_C = 580 \text{ nK}$ und einer Fermitemperatur von $T_F = 1530 \text{ nK}$ sind somit beide Atomsorten im quantenentarteten Regime.

^{87}Rb -Thermometrie

Alle Gleichungen zur Berechnung der Ensembleparameter sind aus Ref. [73] entnommen. An die Absorptionaufnahme der Rubidiumatome ist für die Bestimmung der Größe, Teilchenzahl und Temperatur eine bimodale Verteilungsfunktion ange-

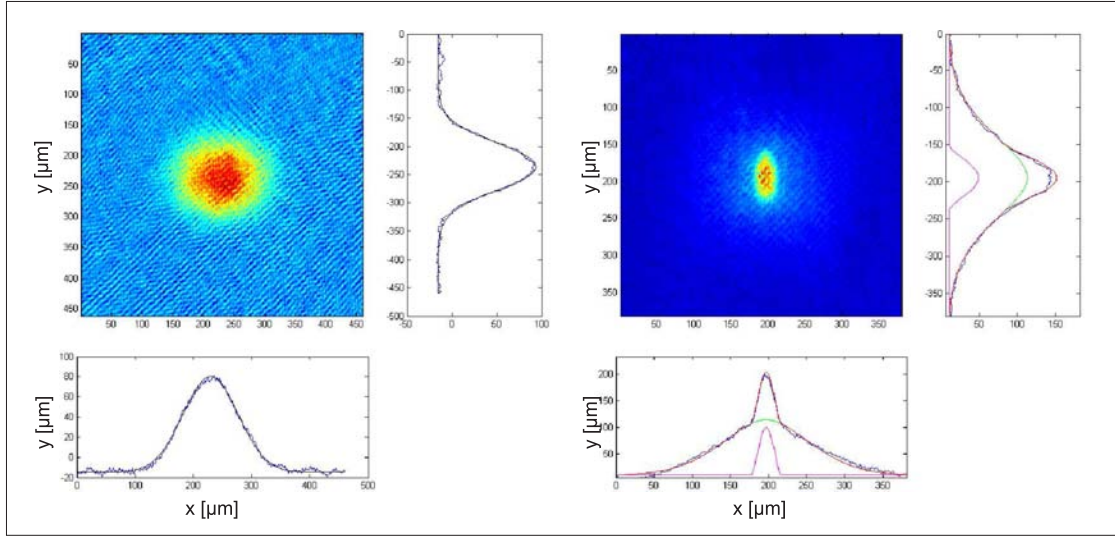


Abbildung 3.17: Absorptionsaufnahme einer Bose-Fermi-Mischung. $1,5 \times 10^6$ ^{87}Rb -Atome nach 19 ms Expansion (rechts) und $1,3 \times 10^6$ ^{40}K -Atome nach 7 ms Expansion (links) Die Temperatur liegt bei 460 nK . Die Größenangaben sind in Pixel ($1 \text{ Pixel} = 1,94 \mu\text{m}$).

passt. Diese ist aus einer invertierten Parabel für das BEC

$$n_c(x,y) = n_{c0} \left(1 - \frac{x^2}{R_{cx}^2} - \frac{y^2}{R_{cy}^2} \right) \quad (3.10)$$

und einer Bose-Funktion für die thermische Wolke

$$n_{th}(x,y) = n_{th0} \frac{Li_2 \left(\xi \exp \left(-\frac{x^2}{R_{th,x}^2} - \frac{y^2}{R_{th,y}^2} \right) \right)}{Li_2(\xi)} \quad (3.11)$$

zusammengesetzt. Mit ξ ist in dieser Funktion die Fugazität bezeichnet, die für die bosonische Verteilung mit $\xi = 1$ genähert werden kann. Die Temperatur des Ensembles lässt sich aus der Größe der thermischen Wolke $R_{th,i}$ nach einer Expansionsdauer t und den Fallenfrequenzen ω_i mit der folgenden Gleichung berechnen.

$$T_i = \frac{1}{2k_B} m_{Rb} \omega_i^2 \frac{R_{th,i}^2}{1 + \omega_i^2 t^2} \quad (3.12)$$

^{40}K -Thermometrie

Die thermometrischen Messungen an fermionischen Wolken erweist sich schwieriger, da sich für Fermionen keine bimodale Verteilung ausbildet. Die Quantenentartung zeigt sich bei sehr kalten Fermionen dadurch, dass die Zustände mit kleiner Energie im Fallenzentrum aufgrund des Pauli-Verbots nicht so hoch besetzt werden, wie es eine Boltzmann-Verteilung verlangt. Ein Maß für diese Abweichung der Dichte- und Impulsverteilung ist durch die Fugazität ξ gegeben.

Für die Auswertung der Absorptionenaufnahmen quantenentarteter Fermionen (linken Seite von Abbildung 3.17) wurde folgende Verteilungsfunktion verwendet [146]

$$n_F(x,y) = n_{F0} \frac{Li_2\left(-\xi \exp\left(-\frac{x^2}{R_x^2} - \frac{y^2}{R_y^2}\right)\right)}{Li_2(-\xi)}. \quad (3.13)$$

Diese Funktion wurde mit der Fugazität ξ als freiem Parameter an das Absorptionsprofil angepasst. Die Temperatur der Fermionen ergibt sich damit aus der Relation [74],

$$\frac{T}{T_F} = (-6Li_3(-\xi))^{-1/3}. \quad (3.14)$$

Für die Kaliumwolke aus Abbildung 3.17 wurde ein Wert von $\xi = 21,3$ ermittelt. Damit ergibt sich eingesetzt in Gleichung 3.14

$$\frac{T}{T_F} = 0,26 \pm 0,03.$$

Um die Konsistenz der Auswertung zu prüfen, wurde der Quotient T/T_F außerdem mit der Rubidiumtemperatur verglichen. Dazu wurde die Fermitemperatur T_F mit Gleichung 2.10 aus der Anzahl der Fermionen und den gemessenen Fallenfrequenzen berechnet. Da sich die Kaliumatome im thermischen Gleichgewicht mit den Rubidiumatomen befinden, sollten diese beiden Temperaturen übereinstimmen. Mit der Temperatur der Rubidiumatome von $T = 460nK$, der Anzahl der Fermionen von $N_F = 1,3 \times 10^6$ und einer mittleren Fallenfrequenz von $\bar{\omega} = 2\pi 106,8 Hz$ ergibt sich

$$\frac{T}{T_F} = 0,31 \pm 0,01.$$

Beide Ergebnisse stimmen gut überein. Da jedoch die Bestimmung der Temperatur aus der Fugazität auf minimalen Abweichungen des Dichteprofiles von einer Gaußfunktion beruht, liefert diese thermometrische Methode ungenauere Ergebnisse. Für die meisten Messungen wurden deshalb die Temperaturen der Mischung aus der Größe der thermischen Rubidiumwolke berechnet.

Die dargestellten thermometrischen Berechnungen werden in Abschnitt 3.8 angewendet, um die Auswertung der Messungen zu quantenentarteten Mischungen in der optischen Dipolfalle zu überprüfen.

3.8 Quantenentartete Gase in der Dipolfalle

Da eine Magnetfalle die Wahl des Spinzustands auf die magnetischen Zeeman-Zustände mit positivem magnetischem Moment einschränkt, ermöglicht erst eine optische Falle die Speicherung und evaporative Kühlung unabhängig vom atomaren Spinzustand. Im experimentellen Ablauf wird die heteronukleare Mischung

zunächst in der Magnetfalle bis zu einer Temperatur von $2 \mu K$ gekühlt. Die kalte Mischung wird aus der Magnetfalle in die Dipolfalle umgeladen und das Magnetfeld bis auf ein kleines Haltefeld zur Erhaltung der atomaren Spinpolarisation komplett ausgeschaltet. In diesem Abschnitt werden der Aufbau und die Funktionsweise der verwendeten gekreuzten Dipolfalle beschrieben. Des Weiteren wird die Erzeugung einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung in der optischen Dipolfalle vorgestellt.

3.8.1 Die optische Dipolkraft

Die optische Speicherung von neutralen Atomen wurde erstmals 1986 in der Gruppe von Prof. Chu realisiert [147]. Seitdem haben sich Dipolfallen zu einem Standardwerkzeug zur Manipulation und Speicherung ultrakalter Atome entwickelt. Die Wechselwirkung der Atome mit dem Lichtfeld wird im vereinfachten semiklassischen Modell wie folgt beschrieben.

Das Lichtfeld eines Lasers der Frequenz ω_L induziert ein oszillierendes Dipolmoment. Im Falle von rot verstimmtm Licht mit $\omega_L > \omega_0$ oszillieren Dipolmoment und elektrisches Feld des Lichts in Phase und die Atome erfahren eine Kraft in Richtung hoher Intensität. Für den umgekehrten Fall, $\omega_0 > \omega_L$, schwingen Dipolmoment und elektrisches Feld gegenphasig, und die Atome erfahren eine Kraft in Richtung niedriger Intensität. Atome erfahren also in einem inhomogenen Lichtfeld eine konservative Kraft, welche abhängig von der Verstimmung des Lichts gegenüber einem atomaren Übergang in Richtung des Feldgradienten zeigt oder entgegengesetzt.

Die einfachste Realisierung einer rot verstimmtm optischen Dipolfalle besteht aus einem fokussierten Laserstrahl. Für einen gaußförmigen Laserstrahl der Leistung P ist die Intensitätsverteilung des Strahls durch

$$I(x,y,z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \quad (3.15)$$

gegeben. In dieser Gleichung beschreibt w_0 den Durchmesser im Fokus bei $z = 0$, z_R die Rayleighlänge und

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (3.16)$$

die z -abhängige Strahltaile. Das Dipolpotential kann damit nach Ref. [148] wie folgt ausgedrückt werden

$$V(x,y,z) = -\frac{3\pi\hbar c^2}{2\omega_0^2} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} - \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(x,y,z). \quad (3.17)$$

Hierbei bezeichnet Γ die Linienbreite des Übergangs. Für ein gaußförmiges Intensitätsprofil ergibt sich somit ein anharmonisches Potential, welches lediglich im

Fallenzentrum harmonisch genähert werden kann. Die Fallenfrequenzen in der Nähe des Intensitätsmaximums ergeben sich aus einer Entwicklung von Gleichung 3.15 in eine Taylorreihe

$$I(x,y,z) \approx \frac{2P}{\pi w(z)^2} \left(1 - 2 \frac{x^2 + y^2}{w_0^2} - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right). \quad (3.18)$$

In Abbildung 3.18 ist ein harmonisch genähertes Fallenpotential zusammen mit

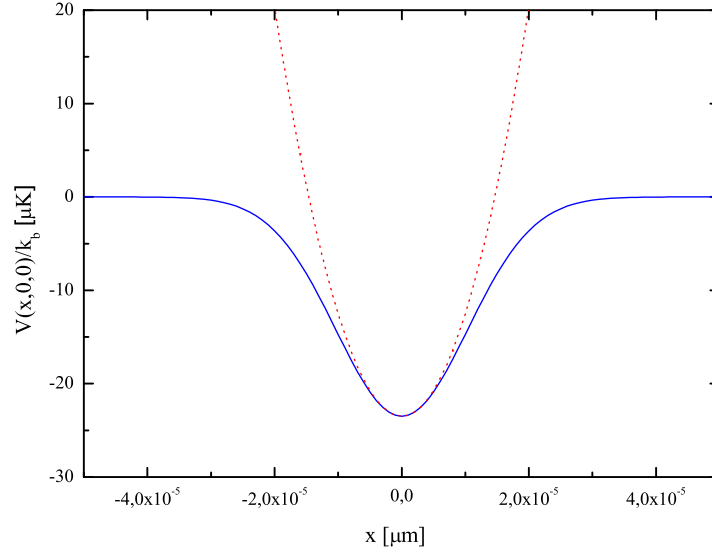


Abbildung 3.18: Dipolpotential in x-Richtung (blaue Linie) mit harmonischer Näherung (rot gepunktete Linie) für einen Laserstrahl bei einer Wellenlänge von 1064 nm, einer 25 µm Strahltaile und einer Leistung von 100 mW.

dem Dipolpotential eingezeichnet. Die Fallenfrequenzen der Dipolfalle sind durch

$$w_{x,y} = \frac{2}{w_0} \sqrt{\frac{V_0}{m}} \quad \text{und} \quad w_z = \frac{2}{z_R} \sqrt{\frac{V_0}{m}} \quad (3.19)$$

gegeben. Die Potentialtiefe hängt sowohl von der Leistung als auch von der Verstimmung ab, welche groß genug sein muss, um Heizen und Verluste durch die Streuung von Photonen an den Atomen zu minimieren. In dem beschriebenen Experiment wurde ein Laser mit der Wellenlänge von 1064 nm (*Mephisto*, Firma *Innolight*) eingesetzt. Bei dieser Wellenlänge wurden bereits Dipolfallen mit quantenentarteten ^{40}K - ^{87}Rb -Mischungen realisiert [53]. Die Linienbreite des Laserlichts von 1 kHz und die Maximalleistung von 2 W sind zum Betrieb der Dipolfalle hervorragend geeignet. Die Parameter Fallentiefe und Fallenfrequenz werden bei gegebener Wellenlänge und Leistung durch die Strahltaile festgelegt. Die hier beschriebene Ein-Strahl-Dipolfalle hat den Nachteil, dass der Einschluss der atomaren Wolke in der axialen Richtung verhältnismäßig schwach ist.

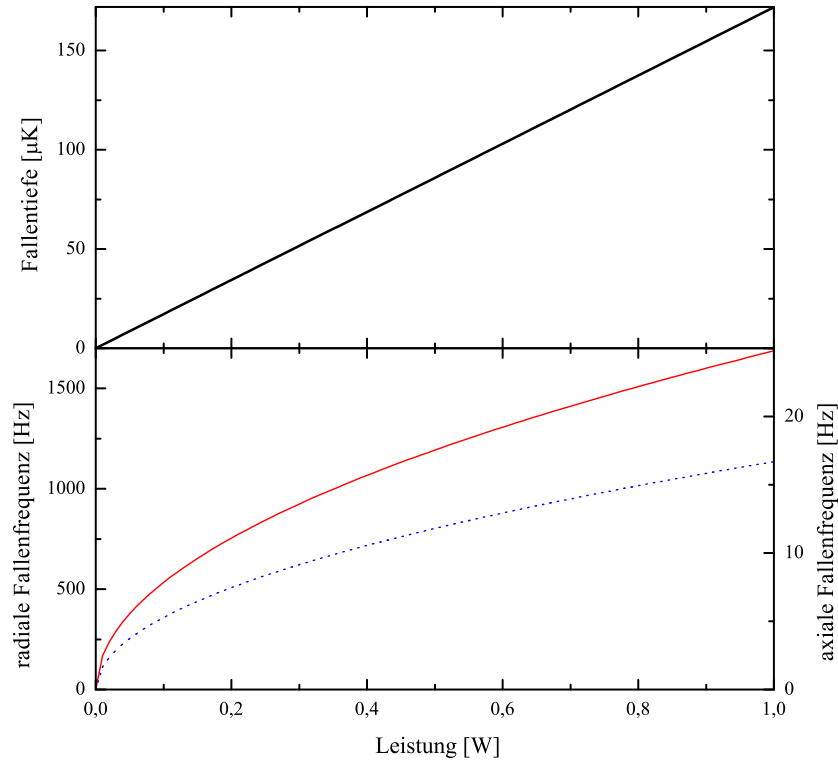


Abbildung 3.19: Fallenfrequenzen und Fallentiefe der Ein-Strahl-Dipolfalle für Rubidium. Die radialen Fallenfrequenzen entsprechen der roten Linie, die axialen Fallenfrequenzen der blau gepunkteten Linie.

Zur Durchführung von Experimenten mit thermischen Wolken, beispielsweise zur Vermessung von Feshbach-Resonanzen, wurde eine Ein-Strahl-Dipolfalle mit einer Strahltaile von $25 \mu\text{m}$ verwendet [2]. In Abbildung 3.19 sind für diese Konfiguration die radialen und axialen Fallenfrequenzen sowie die Fallentiefe für verschiedene Leistungen berechnet. Es ergibt sich eine stark elongierte Falle mit einem Aspektverhältnis von 1 : 100.

3.8.2 Gekreuzte Dipolfalle

In Abschnitt 3.7 wurde im Zusammenhang mit der Verdampfungskühlung in der Magnetfalle bereits herausgestellt, dass hohe Fallenfrequenzen und daraus resultierend hohe Stoßraten für eine effektive Thermalisierung des Ensembles erforderlich sind. Um ein Ensemble in einer Dipolfalle evaporativ zu kühlen, werden die heißen Atome durch Absenken der Laserleistung aus der Falle entfernt, dabei nehmen die Fallenfrequenzen ab (siehe Abbildung 3.19). Insbesondere nehmen bei sinkender Leistung außerdem die Fallenfrequenzen der schwachen axialen Richtung weiter ab. Mit einem zweiten Laserstrahl senkrecht zu der Ein-Strahl-Dipolfalle wird dieser

axiale Einschluss der Wolke verstärkt, die axiale Ausdehnung der Wolke verhindert und die Fallenfrequenz erhöht. Dabei müssen beide Strahlen linear polarisiert sein und die Polarisation muss senkrecht zueinander orientiert sein, um Interferenzen der beiden Strahlen zu vermeiden. Das neue Dipolpotential $V_c(x,y,z)$ beider Strahlen setzt sich wie folgt zusammen.

$$V_c(x,y,z) = \frac{2\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega_L} - \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) \times [I(x,y,z)_H + I(x,z,y)_V] \quad (3.20)$$

Hierbei ist mit I_H die Intensitätsverteilung für den horizontalen Strahl in z-Richtung und senkrecht dazu der vertikale Strahl in y-Richtung mit der Intensitätsverteilung I_V bezeichnet. Bei der Auswahl geeigneter experimenteller Parameter muss

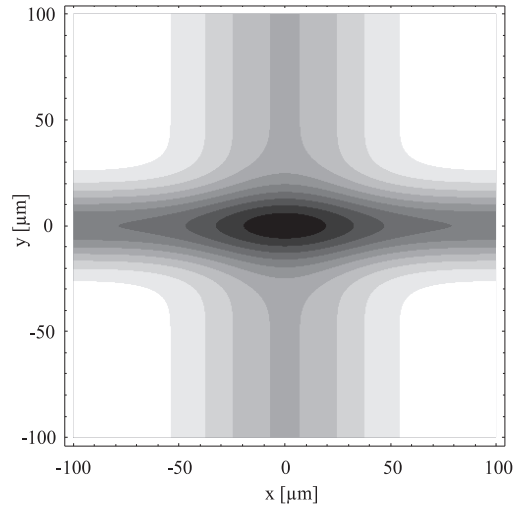


Abbildung 3.20: Simulierte Intensitätsverteilung der gekreuzten Dipolfalle.

beachtet werden, dass die Strahltaile einerseits klein genug sein muss, um eine ausreichende Falltiefe zu erzeugen. Andererseits muss die Strahltaile groß genug sein, um die Atome nicht zu stark zu komprimieren. In Abbildung 3.20 ist die resultierende Intensitätsverteilung $I_H + I_V$ für Rubidiumatome mit Strahltaillen von $25 \mu m$ und $60 \mu m$ und Strahlleistungen von $100 mW$ und $600 mW$ gezeigt. Mit diesen Parametern ist in Abbildung 3.21 eine Simulation der Falltiefe und Fallenfrequenzen der Dipolfalle für verschiedene Laserleistungen bei einem konstanten Verhältnis von $6 : 1$ dargestellt. Die Fallenfrequenzen wurden für diese Simulation in der Nähe des Potentialmaximum des Dipolpotentials aus Gleichung 3.20 wie folgt berechnet.

$$\omega_i = \sqrt{\frac{-\partial_i V_c(i,0,0)}{m}}. \quad (3.21)$$

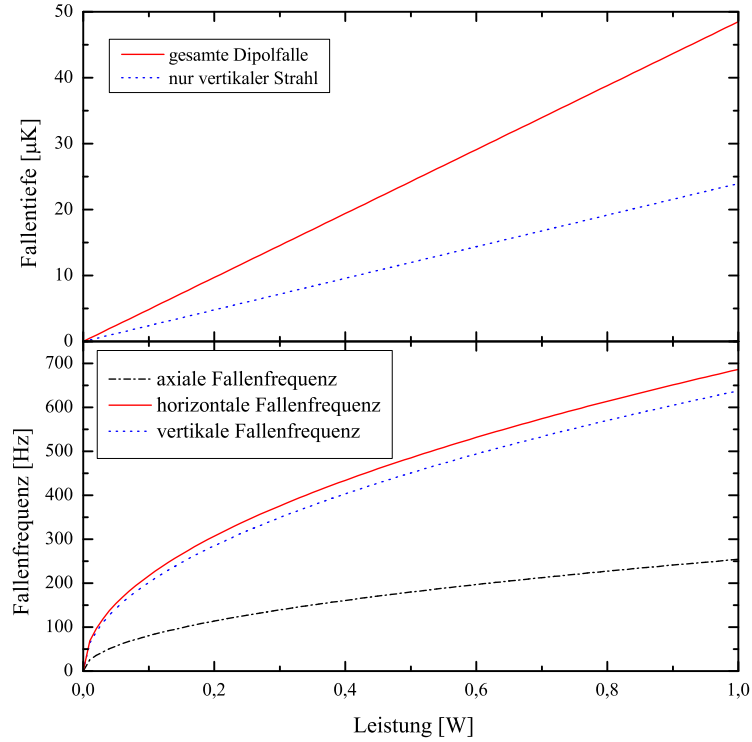


Abbildung 3.21: Fallenfrequenzen und Fallentiefe der gekreuzten Dipolfalle für Rubidium für verschiedene Leistungen.

Einfluss der Gravitation

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde das Gravitationspotential nicht berücksichtigt. Die Gravitation ändert die Form des Dipolpotentials und verschiebt das Fallenzentrum. Insbesondere für eine gemeinsame Falle für zwei Atomsorten mit unterschiedlichen Massen hat dies zur Konsequenz, dass die beiden Fallenzentren in Richtung der Gravitation nicht mehr überlagert sind. Die relative Verschiebung der beiden Fallenzentren lässt sich aus dem Potentialminimum der Summe des Dipolpotentials und der Gravitation berechnen. Dieses kombinierte Potential hat die Form

$$V(x,y,z)_{grav} = V(x,y,z)_c + mgy. \quad (3.22)$$

mit einem lokalen Minimum bei

$$y_{grav} = -\frac{g}{\omega_y^2}. \quad (3.23)$$

Durch die Gravitation wird außerdem die Fallentiefe in Richtung der Gravitation gesenkt. Abbildung 3.22 zeigt die resultierende Verschiebung der Fallenzentren als

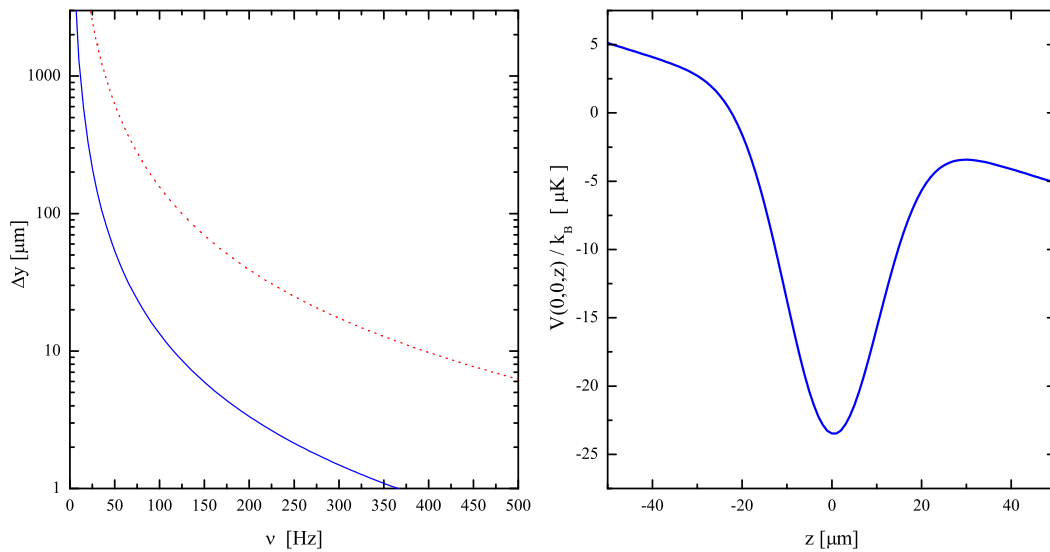


Abbildung 3.22: Verschiebung des Zentrums der atomaren Wolke in der Dipolfalle aufgrund der Gravitation (rote gepunktete Linie). Differenz der Verschiebung für ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome (blaue Linie). Rechts ist das Dipolpotential in z -Richtung inklusive Gravitation dargestellt.

Funktion der Fallenfrequenzen. Da die atomaren Übergangsfrequenzen für Kalium und Rubidium eng beieinander liegen, erfahren beide Atome ein fast identisches Dipolfallenpotential. Unter dieser Annahme unterscheiden sich die Fallenfrequenzen lediglich durch das Massenverhältnis der beiden Atomsorten. In Abbildung 3.22 ist auf dem linken Bild die relative Verschiebung der Fallenzentren in einem Dipolpotential für verschiedene Fallenfrequenzen dargestellt. Insbesondere für kleine Fallenfrequenzen sind beide Wolken stark räumlich getrennt.

3.8.3 Experimentelle Realisierung

Der optische Aufbau der Dipolfalle ist schematisch in Abb. 3.23 dargestellt. Der Laserstrahl des Mephisto-Lasers ist leicht divergent und wird zunächst kollimiert. Der kollimierte Strahl wird über einen Polarisationsstrahlteiler aufgeteilt und durch zwei AOMs geleitet, sodass die Leistung für den horizontalen und vertikalen Strahl getrennt eingestellt werden kann. Durch die Nutzung unterschiedlicher Ordnungen an den AOMs wird ein Frequenzunterschied von 220 MHz zwischen den beiden Strahlen erzeugt und auf diese Weise Interferenzeffekte in der Überlagerung der Strahlen verhindert. Eine mechanische Blende ermöglicht es, beide AOMs während des gesamten Experimentablaufs in Betrieb zu halten. Beide Laserstrahlen werden durch jeweils eine polarisationserhaltende Faser räumlich gefiltert und durch Polarisationsstrahlteiler linear polarisiert. Mit jeweils einer Fotodiode wird Teil der übrigen Laserleistung gemessen. Die Leistungen in beiden Strahlen werden mit

Hilfe von zwei identischen Proportional-Integralreglern, welche die Radiofrequenzleistung der beiden AOMs kontrollieren, auf einen vorgegebenen Wert stabilisiert. Ein Schaltplan dieser Regler befindet sich in Anhang A. Ein Achromat mit einer

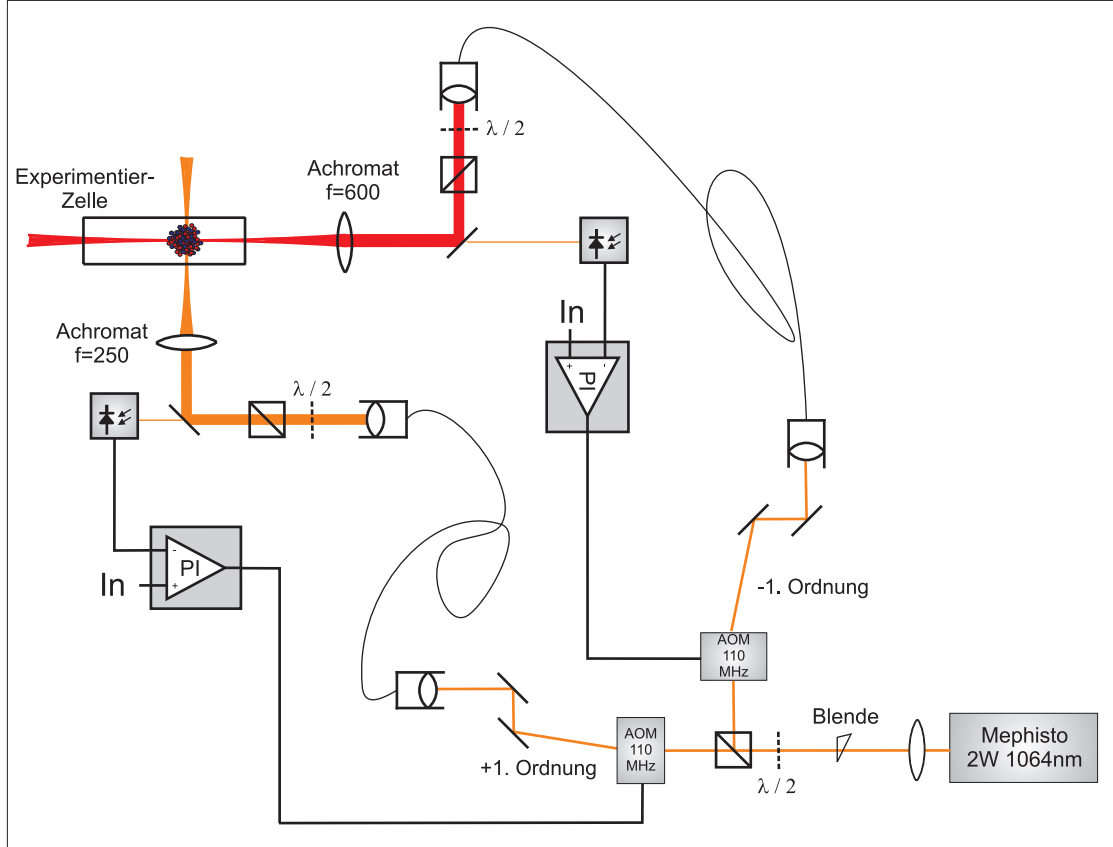


Abbildung 3.23: Skizze des Aufbaus der Dipolfalle.

Brennweite von 250 mm erzeugt die 25 μm -Strahltaile für die horizontale Richtung und ein Achromat mit einer Brennweite von 600 mm die 60 μm -Strahltaile für die vertikale Richtung. Die Laserstrahlen der Dipolfalle werden mit zwei Kantenspiegeln der Firma *Laser Components* (*HR1064 HT 767+780*) mit den Detektionsstrahlen überlagert. Die Kantenspiegel transmittieren das Detektionslicht und reflektieren die Dipolstrahlen. Die vergleichsweise kurzen Strahlengänge bis zur Experimentier-Zelle gewährleisten sehr gute mechanische Stabilität des Dipolpotentials.

Durch die Überlagerung der Dipolstrahlen mit den Detektionsstrahlen werden die beiden Foki der Dipolfalle auf die vorhandenen Kameras mit abgebildet. Durch einen Wellenlängenfilter (*Laser Components LC-3RD/850SP-25*) werden die CCD-Chips der Kameras vor den Dipollaserstrahlen geschützt. Zur Justage beider Richtungen wird der Filter entnommen und das Bild des Dipolfallenfokus auf den Kameras mit dem vorher aufgenommenen Bild der Atome überlagert.

In Abbildung 3.24 ist eine Absorptionsoaufnahme von Rubidiumatomen in einem kombinierten Fallenpotential aus Magnetfalle und Dipolfalle in vertikaler Richtung gezeigt. Die längliche Wolke besteht aus Atomen, die im Potential der Magnetfalle gespeichert sind. In dem Potential des Dipollasers sammeln sich die Atome. Der Fokus der Dipolfalle kann auf diese Weise exakt auf das Zentrum der Magnetfalle justiert werden.

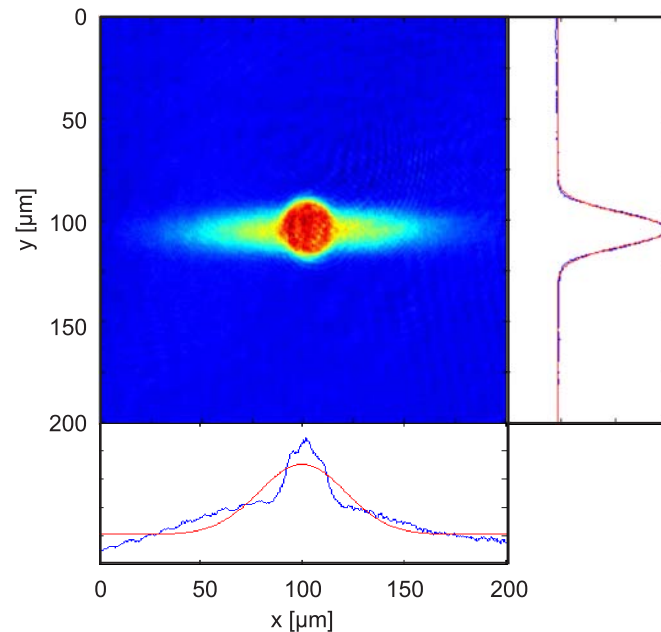


Abbildung 3.24: Absorptionsoaufnahme von Rubidiumatomen in dem kombinierten Fallenpotential aus Magnetfalle und Dipolfalle.

Adiabatisches Beladen der Dipolfalle

Das Fallenpotential muss zum Beladen der Dipolfalle adiabatisch umgeformt werden, um zu starkes Heizen der kalten atomaren Mischung zu verhindern. Zunächst wird die Dipolfalle zusätzlich zur Magnetfalle eingestrahlt. Dazu wird die Leistung der Dipolfalle mit einer linearen Rampe in 400 *ms* auf 600 *mW* im vertikalen Strahl und 180 *mW* im horizontalen Strahl erhöht. Danach werden alle Ströme, die das Magnetfallenpotential generieren (vgl. Kapitel 4), in 100 *ms* gleichmäßig so weit abgesenkt, dass die Atome gerade noch gegen die Schwerkraft gehalten werden. Die Atome sammeln sich in der Potentialsenke im Zentrum der Magnetfalle. In einer zweiten 100 *ms* andauernden Rampe wird das Magnetfeld bis auf ein Offsetfeld von ca. 2 *G* ausgeschaltet, dass zur Erhaltung der atomaren Spinpolarisation notwendig ist. Nach dem Ausschalten der Magnetfalle fällt der axiale Einschluss durch das Magnetfallenpotential weg. Parallel zum Ausschalten der Magnetfalle wird die Leistung im horizontalen Strahl der Dipolfalle von 180 *mW* auf 100 *mW*

abgesenkt und dadurch die Dipolfalle in dieser Richtung entspannt. Die Leistung im vertikalen Strahl bleibt dabei konstant auf 600 mW . Diese Parameter sind das Ergebnis einer experimentellen Optimierung der Umladeprozedur. Aus einer Mischung aus 3×10^6 Kalium- und 6×10^6 Rubidiumatomen bei einer Temperatur von $1,5 \text{ } \mu\text{K}$ in der Magnetfalle konnten bis zu 60% der Atome bei einer Temperatur von $2 \text{ } \mu\text{K}$ in die gekreuzte Dipolfalle umgeladen werden.

Die experimentellen Ergebnisse lassen vermuten, dass die Kapazität der Dipolfalle durch das kleine Fallenvolumen und die Fallentiefe begrenzt wird. Die Umladeeffizienz kann erheblich verbessert werden, wenn für die Dipolfalle mehr Laserleistung zur Verfügung steht.

3.8.4 Drei-Körper-Verluste in der Dipolfalle

Direkt nach dem Ausschalten der Magnetfalle befindet sich typischerweise eine Mischung aus 2×10^6 Kaliumatomen und 4×10^6 Rubidiumatomen in der Dipolfalle. Die Anzahl der Teilchen nimmt jedoch bereits in ersten 500 ms nach dem Abschalten der Magnetfalle stark ab. Abbildung 3.25 zeigt eine Messung der Teilchenzahlen in der Dipolfalle für Haltezeiten bis zu drei Sekunden. Die Messdaten zeigen

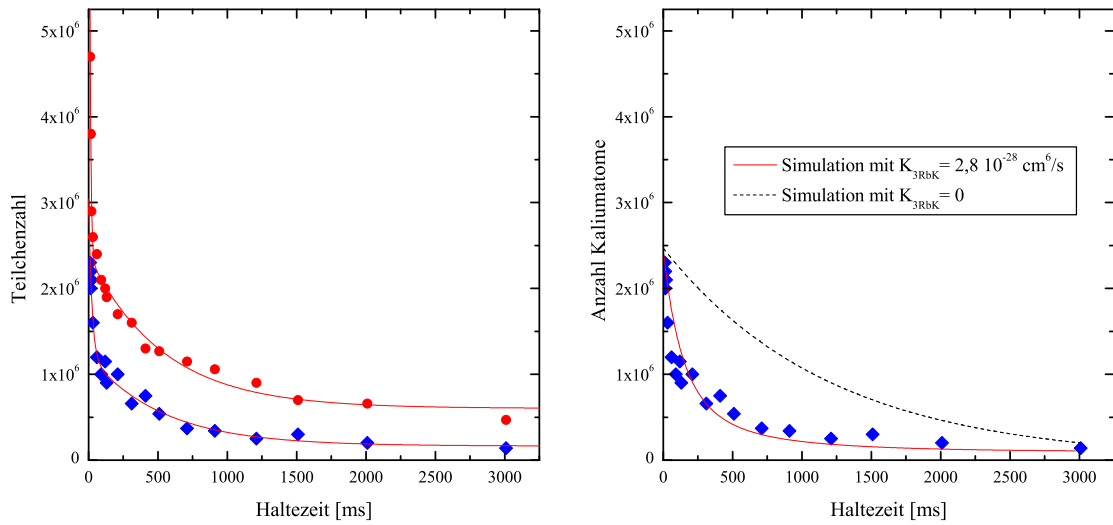


Abbildung 3.25: Entwicklung der ^{40}K -Teilchenzahl (blaue Karos) und ^{87}Rb -Teilchenzahl (rote Punkte) in der Dipolfalle. An die linken Kurven ist eine doppelte exponentielle Zerfallskurve angepasst. Rechts wurden die Abnahme der Kaliumatome mit einer numerischen Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems 3.26 verglichen.

eine schnelle Abnahme der Atomzahlen in den ersten 100 ms und anschließend eine langsamere Abnahme. An diese Messpunkte wurde eine doppelt-exponentielle Zerfallskurve der Form

$$f(N) = Ae^{-\frac{N}{\tau_s}} + Be^{-\frac{N}{\tau_l}}$$

angepasst. Daraus ergibt sich für die Rubidiumatome eine Zerfallskonstante von $\tau_{s,Rb} = 7,7 \text{ ms}$ (Kaliumatome $\tau_{s,K} = 22,8 \text{ ms}$) und einer langsamen Zerfallskonstante von $\tau_{l,Rb} = 534,5 \text{ ms}$ (Kaliumatome $\tau_{l,K} = 529,4 \text{ ms}$).

Die schnelle Abnahme zu Beginn kann durch Drei-Körper-Stöße erklärt werden, die zu Fallenverlusten führen. In Drei-Körper-Stößen bilden zwei Atome ein Molekül, das dritte Atom erhält die Bindungsenergie des Moleküls, so dass diese Atome die Falle verlassen. Deshalb gehen bei einem Drei-Körper-Stoß alle drei Atome aus der Falle verloren. Dieser Prozess limitiert beispielsweise die Lebensdauer eines Rubidium Bose-Einstein-Kondensats, da die hohen Teilchendichten zu einer erhöhten Drei-Körper-Stoßrate führen [149]. Durch die zeitliche Entwicklung der atomaren Dichteverteilung lassen sich die Verluste durch Drei-Körper-Stöße in einem Rubidiumgas durch folgende Differentialgleichung beschreiben [150].

$$\frac{d}{dt}n_{Rb}(\mathbf{r}, t) = -\frac{n_{Rb}(\mathbf{r}, t)}{\tau_{Rb}} - K_{3Rb}n_{Rb}^3(\mathbf{r}, t). \quad (3.24)$$

Hierbei ist die Konstante K_{3Rb} die Drei-Körper-Verlustrate für Rubidiumatome, für die ein Wert von

$$K_{3Rb} = 1,8 \cdot 10^{-29} \frac{\text{cm}^6}{\text{s}} \quad (3.25)$$

gemessen wurde [149]. Diese Differentialgleichung für die Teilchendichte besteht aus zwei Teilen. Ein Teil beschreibt die Hintergrundverlustrate mit einer Zeitkonstante τ_{Rb} , die gleichbedeutend mit der Lebensdauer der Atome in der Falle ist. Der zweite Teil hängt kubisch von der Teilchendichte ab und beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Stoßprozess mit drei Atomen stattfindet und sich ein Molekül bildet.

Für eine ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung finden neben den homonuklearen Drei-Körper-Stößen zwischen Rubidiumatomen auch heteronukleare Drei-Körper-Stöße statt. Für die Fermionen verbietet das Pauliprinzip s-Wellen-Streuung bei ultrakalten Temperaturen. Bei einem heteronuklearen Drei-Körper-Prozess stoßen aus diesem Grund zwei ^{87}Rb -Atome mit einem ^{40}K -Atom und es bildet sich ein ^{40}K - ^{87}Rb -Molekül. Die resultierende Verlustrate K_{3RbK} durch heteronukleare Drei-Körper-Stöße wird für die Teilchendichte des fermionischen Ensembles mit folgender Differentialgleichung aus Ref. [92] beschrieben.

$$\frac{d}{dt}n_K(\mathbf{r}, t) = -\frac{n_K(\mathbf{r}, t)}{\tau_K} - K_{3RbK}n_K(\mathbf{r}, t)n_{Rb}^2(\mathbf{r}, t) \quad (3.26)$$

Hierbei bezeichnet τ_K die Lebensdauer der Kaliumatome in der Dipolfalle. Für die Drei-Körper-Verlustrate K_{3RbK} wurde für eine ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung in der Gruppe von Prof. Sengstock in Ref. [92] ein Wert von

$$K_{3RbK} = 2,8 \cdot 10^{-28} \frac{\text{cm}^6}{\text{s}} \quad (3.27)$$

ermittelt, der im Vergleich zur homonuklearen Drei-Körper-Stoßrate der Rubidiumatome K_{3Rb} um eine Größenordnung größer ist.

Mit den Startbedingungen aus den Messdaten der Lebensdauer und den Literaturwerten für die Drei-Körper-Stoßraten wurde die zeitliche Entwicklung der Kalium-Atomzahl mit den gekoppelten Gleichungen 3.26 und 3.24 numerisch simuliert. Für die Lebensdauer der Kaliumatome wurde hierzu ein Wert von $\tau = 529,4 \text{ ms}$ angenommen, der aus dem langsamen Zerfall der Messung in Abbildung 3.25 ermittelt wurde. Es wurde für die Kalium- und Rubidiumatome als Startwerte der Simulation zum Zeitpunkt $t = 0$ mittlere Dichten von $6,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $1,2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ aus den gemessenen Teilchenzahlen und den Fallenfrequenzen berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.25 im rechten Bild eingezeichnet. Die Simulation passt sehr gut zu der gemessenen Teilchenzahlabnahme der Kaliumatome. Zum Vergleich ist eine Simulation mit gleichen Startbedingungen aber $K_{3RbK} = 0$ eingezeichnet.

Aus den Messdaten geht hervor, dass die schnelle Abnahme der Teilchenzahl in der Dipolfalle durch heteronukleare Drei-Körper-Stöße verursacht wird. Dieser Effekt kann durch ein größeres Volumen des Dipolfallenpotentials stark unterdrückt werden. Für ein solches Dipolpotential sind größere Strahltaillen erforderlich. Größere Strahltaillen erfordern jedoch bei gleicher Potentialtiefe eine höhere Laserleistung. Die Messungen dieser Arbeit waren durch die 2 W Ausgangsleistung des *Mephisto*-Lasers beschränkt. Für nachfolgende Experimente wurde aus diesem Grund ein 10 W Faserverstärker der Firma *Nufern* angeschafft.

3.8.5 Quantenentartete Mischung in der Dipolfalle

In diesem Abschnitt wird die evaporative Kühlung in der Dipolfalle erläutert und die quantenentartete Mischung in der Dipolfalle charakterisiert. Zur präzisen Bestimmung der Ensembleparameter müssen analog zum Vorgehen für die Charakterisierung der Magnetfalle die Fallenfrequenzen der Dipolfalle genau bestimmt werden.

Messung der Fallenfrequenzen in der Dipolfalle

Eine Möglichkeit, die Fallenfrequenzen in der gekreuzten Dipolfalle zu bestimmen, ist parametrisches Heizen des Ensembles. Bei dieser Methode wird die Leistung der Dipollaserstrahlen moduliert und dadurch die Falle zyklisch komprimiert und relaxiert. Das parametrische Heizen tritt ein, wenn die Intensität der Dipollaserstrahlen genau mit der doppelten Fallenfrequenz moduliert wird. Da die Modulation der Laserleistung in der elektronischen Schaltung zur Intensitätsstabilisierung bereits integriert war (siehe Anhang A, wurde diese Methode zur Vermessung der Fallenfrequenzen für die verwendete Dipolfalle angewendet. Dazu wurde eine Rubidiumwolke bei verschiedenen Strahlleistungen in der Dipolfalle präpariert. Für 50 ms wurde jeweils die Laserleistung des horizontalen bzw. des vertikalen Strahls

mit verschiedenen Frequenzen moduliert und die Größe der ^{87}Rb -Wolke nach 10 *ms* Expansion gegen die Modulationsfrequenz aufgetragen. In Abbildung 3.26 sind die Ergebnisse dieser Messungen dargestellt. Die Größen der Wolken wurden in Rich-

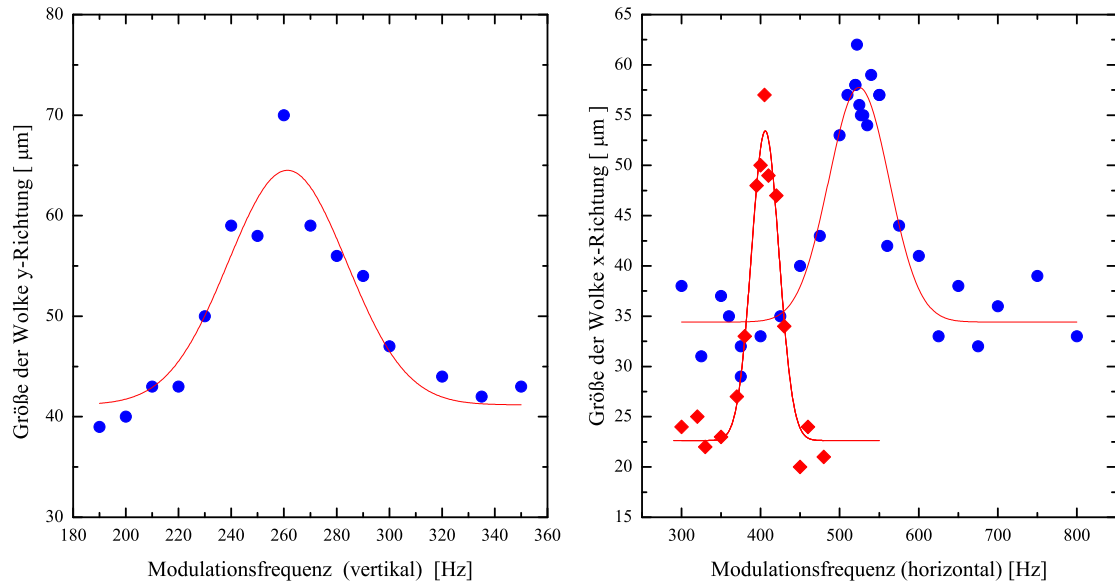


Abbildung 3.26: Messung der axialen (links) und radialen (rechts) Fallenfrequenz der Dipolfalle. Die Größe der ^{87}Rb -Wolke ist nach freier Expansion bei verschiedenen Modulationsfrequenzen aufgetragen. Die blauen Messpunkte wurden bei Dipollaserleistungen von 50 *mW* für den horizontalen und 400 *mW* vertikalen Strahl aufgenommen, die roten Karos entsprechen einer Messung bei Leistungen von 30 *mW* und 300 *mW*.

tung des vertikalen Strahls bestimmt. Auf der linken Seite wurde die Intensität des vertikalen Dipollaserstrahls moduliert, auf der rechten Seite die Intensität des horizontalen Strahls. Die Messung wurde für eine Intensität 50 *mW* im horizontalen Strahl und 400 *mW* im vertikalen Strahl durchgeführt. Für diese Konfiguration ergibt eine Anpassung einer Gaußfunktion an die Messdaten Fallenfrequenzen von $\nu_z = 165 \text{ Hz}$ und $\nu_x = 371 \text{ Hz}$. Die dritte Fallenfrequenz ν_y kann nur in der horizontalen Richtung detektiert werden und ist aus dieser Messung nicht zu entnehmen. Diese Fallenfrequenz kann jedoch aus einer Simulation des Dipolpotentials berechnet werden, welche die gemessenen Fallenfrequenzen bei den gegebenen Leistungen reproduziert. Daraus ergibt sich für die dritte Fallenfrequenz ein Wert von $\nu_y = 330 \text{ Hz}$. Außerdem ist eine zweite Messung für eine Leistung von 30 *mW* im horizontalen und 300 *mW* im vertikalen Strahl eingezeichnet. Für diese Laserleistungen wurde in der Richtung der starken Strahlentaille eine Frequenz $\nu_x = 203 \text{ Hz}$ und in der Fallenfrequenz von $\nu_z = 117 \text{ Hz}$ gemessen sowie $\nu_y = 167 \text{ Hz}$ mit der Simulation berechnet.

Evaporation und Quantenentartung

Die Evaporation in der Dipolfalle erfolgt durch Absenken der Laserleistung der beiden Strahlen. Da die Mischung bereits in der Magnetfalle evaporativ auf eine Temperatur von $2 \mu K$ gekühlt wurde, erfolgt in der Dipolfalle lediglich eine kurze Evaporationsphase. Diese wird durch die hohen Fallenfrequenzen und daraus resultierenden hohen Stoßraten zu Beginn der Evaporation begünstigt. Die Laserleistung wird in zwei Rampen linear abgesenkt, die experimentell auf eine maximale Teilchenzahl und Phasenraumdicke optimiert wurden. In der ersten Rampe wird die Intensität des vertikalen Strahls in 200 ms von 600 mW auf 400 mW und die Intensität des horizontalen Strahls von 100 mW auf 50 mW reduziert. In der zweiten Evaporationsphase wird die Laserleistung in 100 ms auf 300 mW und 30 mW reduziert. Abbildung 3.27 zeigt eine quantenentartete Bose-Fermi-Mischung nach

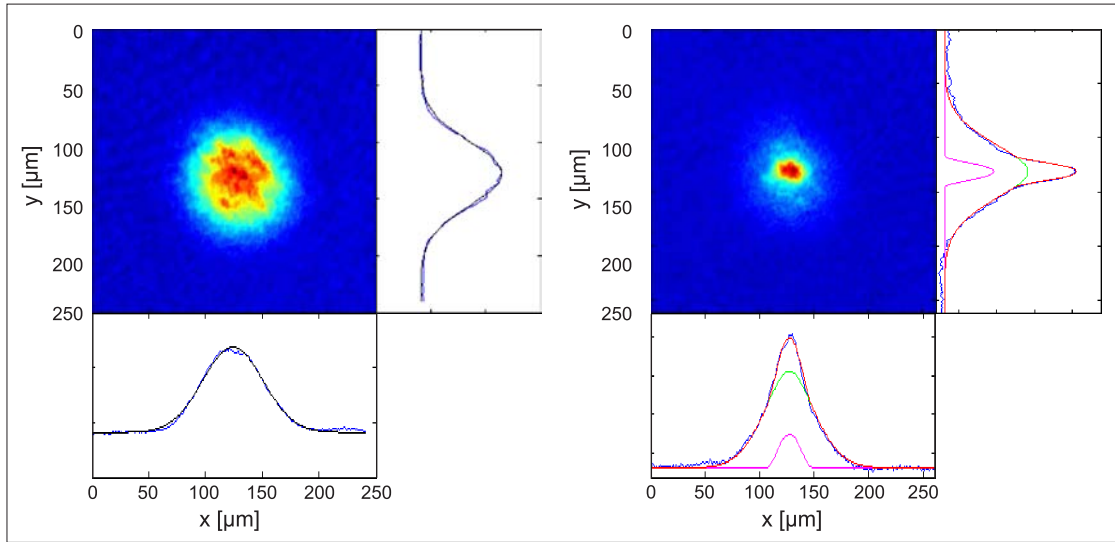


Abbildung 3.27: Absorptionsoptionen einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung in der Dipolfalle. 3×10^5 ^{87}Rb -Atome nach 14 ms Expansion (rechts) und 3×10^5 ^{40}K -Atome nach 10 ms Expansion (links).

der Evaporation. Auf dem linken Bild ist ein Fermigas aus 3×10^5 ^{40}K -Atomen gezeigt. Auf dem rechten Bild eine teilweise kondensierte Rubidiumwolke mit 2×10^5 thermischen ^{87}Rb -Atomen und 1×10^5 Atomen im Bose-Einstein-Kondensat. Die Kaliumwolke wurde nach 10 ms und die Rubidiumwolke nach 14 ms Expansionsdauer aufgenommen. Zur Bestimmung der Ensembleparameter wurden die Daten entsprechend zum Vorgehen in Abschnitt 3.7.5 ausgewertet. Die Temperatur des Kondensats wurde aus der Expansion der thermischen Wolke zu $T = 270 \text{ nK}$ bestimmt. Für die kritische Temperatur ergibt sich mit den gemessenen Fallenfrequenzen ein Wert von $T_C = 510 \text{ nK}$. Für die Fermionen ergibt sich aus Gleichung 2.10 eine Fermitemperatur von $T_F = 986 \text{ nK}$ und damit $T/T_F = 0,26$. In Ab-

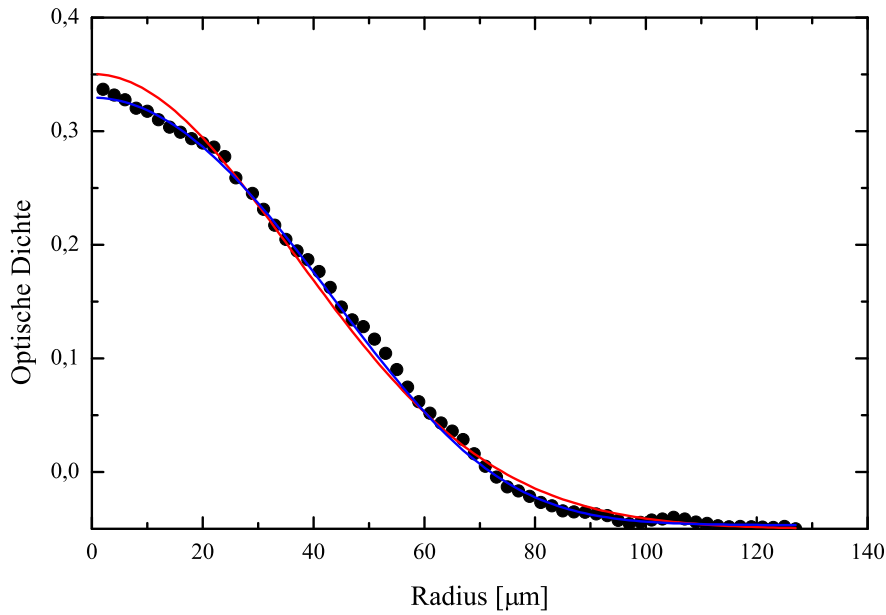


Abbildung 3.28: Radial gemittelte Dichte eines quantenentarteten Fermigases nach 10 *ms* Expansion. Dargestellt ist der Unterschied zwischen einer Anpassung mit einer Gaußfunktion (blau) und einer Anpassung mit der Fugazität als freiem Parameter (rot).

Abbildung 3.28 ist die Absorptionaufnahme der Kaliumwolke aus Abbildung 3.27 radial gemittelt dargestellt. An die Messdaten wurde die Fermiverteilung aus Gleichung 3.13 zur Bestimmung der Fugazität angepasst. Zusätzlich ist ein Fit mit einer Gaußfunktion eingezeichnet. Die Abweichung von der klassisch erwarteten Dichte- und Impulsverteilung ist deutlich zu erkennen. Es ergibt sich eine Fugazität von $\xi = 14,04$. Mit der Fugazität kann der Quotient T/T_F mit Gleichung 3.14 unabhängig von den Fallenparametern und der Teilchenzahl ermittelt werden und ergibt einen Wert von

$$\frac{T}{T_F} = (-6Li_3(-14,04))^{-1/3} = 0,28.$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem zuvor berechneten Wert von 0,26 überein. Die Auswertung der Messdaten der quantenentarteten Mischung in der Dipolfalle ergibt somit konsistente Ergebnisse.

3.9 Zustandspräparation

In der optischen Dipolfalle kann im Gegensatz zur Magnetfalle der Spinzustand für die ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome frei gewählt werden. Zur Molekülsoziation in der Nähe einer Feshbach-Resonanz müssen beide Spezies im energetisch tiefsten Hyperfeinzustand sein, da eine Mischung, bei der eine atomare Sorte in einem energetisch

höher liegenden Zeeman-Zustand vorliegt, nicht mehr stabil gegenüber inelastischen Stößen ist.

Durch spinändernde Stöße können Atome in einen energetisch tiefer liegenden Zustand überführt werden und dabei Energie abgeben. Für den Fall einer ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung, in der sich beide Atomsorten im energetisch tiefsten Hyperfeinzustand befinden, sind auch diejenigen Kombinationen aus magnetischen Unterzuständen stabil, in denen sich eine Atomsorte im energetisch tiefsten m_F -Zustand befindet, da alle spinändernden Kollisionen entweder aufgrund der Drehimpuls- oder der Energieerhaltung verboten sind. Folgende Spinmischungen sind stabil gegenüber inelastischen Stößen:

$$^{87}\text{Rb} |F = 1, m_F = 1\rangle \otimes ^{40}\text{K} |F = 9/2, m_F = +9/2, \dots, -9/2\rangle \\ ^{40}\text{K} |F = 9/2, m_F = -9/2\rangle \otimes ^{87}\text{Rb} |F = 1, m_F = -1, 0, 1\rangle$$

Für die Molekülerzeugung wird eine spezielle heteronukleare Feshbach-Resonanz ausgenutzt, bei der sich beide Atome im absoluten Grundzustand befinden. Deshalb müssen für die experimentelle Beobachtung dieser Resonanz die Kaliumatome vom Zustand $|9/2, 9/2\rangle$ in den Zustand $|9/2, -9/2\rangle$ und die Rubidiumatome vom Zustand $|2, 2\rangle$ nach $|1, 1\rangle$ transferiert werden.

Zur kontrollierten Änderung eines atomaren Zustands wurde die schnelle adiabatische Passage verwendet [151, 152]. Bei diesem Verfahren werden zwei atomare Zustände in einem homogenen Magnetfeld über ein elektromagnetisches Feld miteinander gekoppelt. Die Zustandsänderung erfolgt durch eine lineare Frequenzänderung, bei der die Frequenz der elektromagnetischen Welle über die Resonanz gefahren wird. Die Zeitdauer der Frequenzänderung und die Amplitude des Feldes müssen so gewählt werden, dass das gekoppelte System aus zwei atomaren Zuständen adiabatisch folgen kann. Diese Methode erweist sich als robust gegenüber leichten Frequenz- und Amplitudenschwankungen.

3.9.1 ^{87}Rb -Spinpräparation

Der Hyperfeintransfer der Rubidiumatome von $F = 2$ nach $F = 1$ erfordert ein homogenes Magnetfeld, in dem die einzelnen atomaren Zeeman-Komponenten aufspalten. In dem beschriebenen Experiment wird ein Feld von 10 G angelegt, dessen Erzeugung ausführlich in Abschnitt 3.10 beschrieben wird. In Abbildung 3.29 ist der ^{87}Rb -Hyperfeinübergang bei 10 G im sogenannten *dressed state picture* dargestellt [136]. In diesem Modell wird die Energie des gekoppelten Systems

$$|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle + \gamma$$

als Funktion der Frequenz des Photons γ aufgetragen. Die erforderliche Mikrowelle bei $6,85\text{ GHz}$ wird von einem speziell angefertigten Mikrowellensynthesizer der Firma *MITEQ* (BC0-130-140-06750-15P) erzeugt. Durch Vorgabe einer Referenzfrequenz zwischen $130 - 140\text{ MHz}$ kann mit diesem Synthesizer eine Mikrowelle

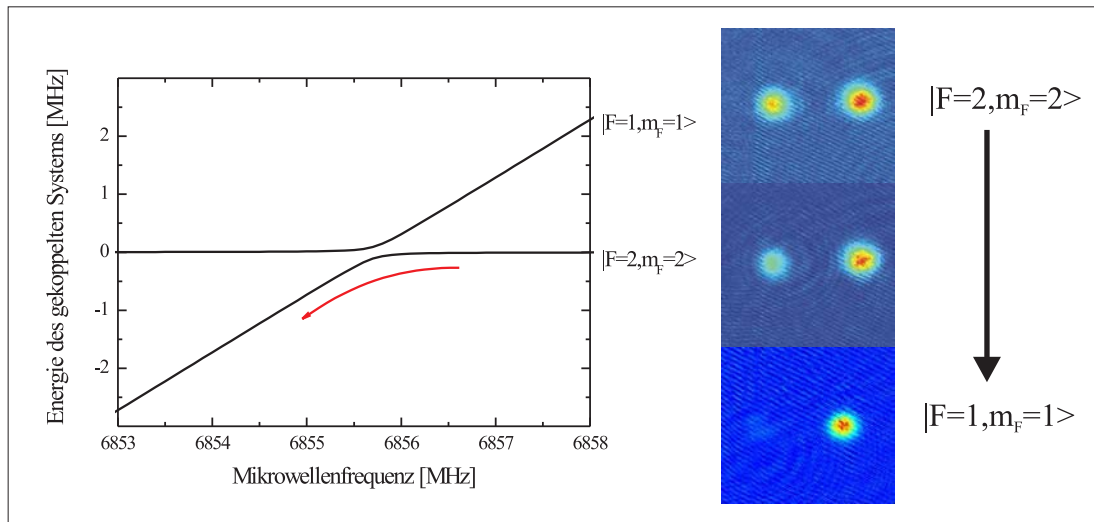


Abbildung 3.29: Energien des gekoppelten Systems aus Mikrowellenphoton und Atom als Funktion der Mikrowellenfrequenz bei 10 G. Rechts sind Aufnahmen der ^{87}Rb -Wolken nach einem Stern-Gerlach-Experiment dargestellt.

im Bereich von $6,5 - 7,0 \text{ GHz}$ generiert werden. Diese Referenzfrequenz wird durch einen RF-Synthesizer (*Rhode&Schwarz, SMG*) erzeugt. Die Mikrowelle wird mit einem 10 W-Verstärker *Microwave Amplifiers Ltd AM53-6.8-7-40-40* verstärkt und über einen Mikrowellenhohlleiter auf die Atome abgestrahlt. Die Länge dieses Hohlleiters wurde zuvor auf optimale Abstrahlung angepasst [122].

Die Kopplungsstärke des Übergangs ist durch die Mikrowellenleistung am Ort der Atome gegeben. Deshalb sind für höhere Leistungen schnellere Frequenzrampen möglich. Für den ^{87}Rb -Hyperfeinübergang wurde eine 20 ms lange Rampe von $6,8561 \rightarrow 6,8553 \text{ GHz}$ verwendet und eine fast 100%-tige Transfereffizienz erreicht. Im rechten Bild der Abbildung 3.29 sind Absorptionsspektren der ^{87}Rb -Wolke bei verschiedenen Transfereffizienzen dargestellt. Die beiden Spinkomponenten wurden in einem inhomogenen Magnetfeld während der Expansion aufgespalten (vgl. Abschnitt 3.6.2). Zur Präparation eines reinen spinpolarisierten Gases im Zustand $F = 1$ werden restliche Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 2\rangle$ mit resonantem Laserlicht, welches für $20 \mu\text{s}$ eingestrahlt wird, aus der Falle entfernt.

3.9.2 ^{40}K -Spinpräparation

Da die Kaliumatome bereits im Hyperfein-Grundzustand $F = 9/2$ vorliegen, werden für die Kalium-Zustandspräparation Übergänge zwischen den m_F -Zuständen benötigt. Dazu wird ein homogenes Feld von $19,6 \text{ G}$ angelegt, um die einzelnen m_F -Energieniveaus ausreichend aufzuspalten. In Abbildung 3.30 sind die Energien des gekoppelten System aus RF-Photon und Atom in Abhängigkeit von der Ra-

diolfrequenz gezeigt. Der Transfer von Kaliumatomen im Zustand $m_F = 9/2$ in den Zustand $m_F = -9/2$ wird durch eine RF-Rampe von $6,56 \text{ MHz}$ bis $5,62 \text{ MHz}$ in 100 ms realisiert und dabei eine fast 100%-tige Transfereffizienz erreicht. In Abbildung 3.30 sind im rechten Bild Absorptionsoptionen von Kaliumatomen dargestellt, die in verschiedenen Spinzuständen präpariert wurden. Die einzelnen Zustände wurden nach Aufspaltung durch ein Stern-Gerlach-Experiment detektiert. Zur Präparation eines spezifischen m_F -Zustands muss dazu die Endfrequenz der RF-Rampe genau angepasst werden.

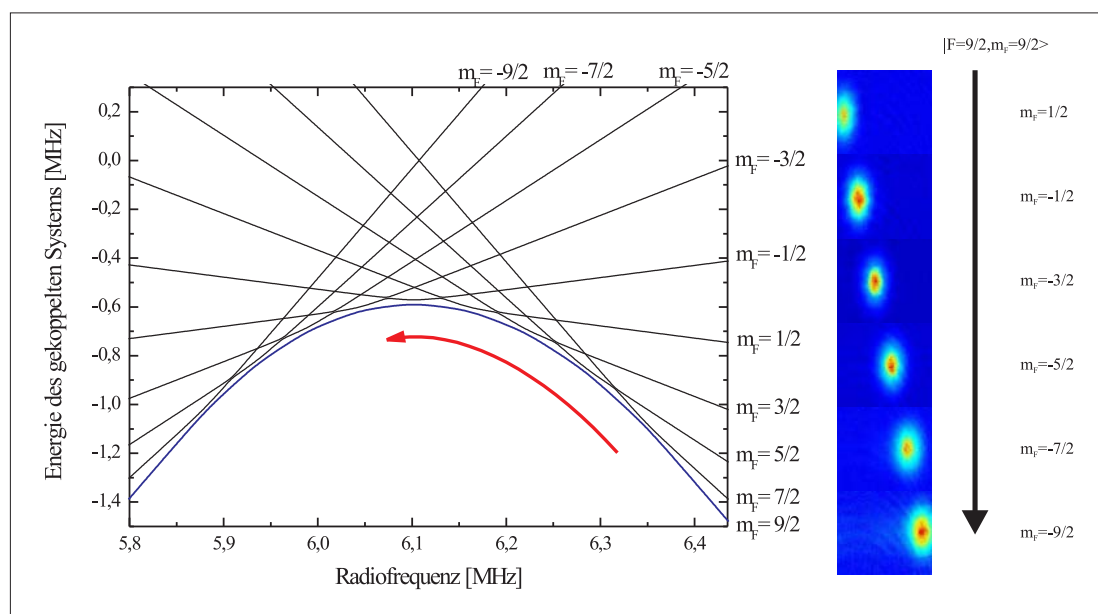


Abbildung 3.30: Energien des gekoppelten Systems aus Radiofrequenzphotonen und Atom als Funktion der Radiofrequenz bei $19,6 \text{ G}$. Rechts sind Aufnahmen der Wolken nach einem Stern-Gerlach-Experiment dargestellt.

3.10 Homogenes Magnetfeld

Ziel dieser Arbeit war die Vermessung heteronuklearer Feshbach-Moleküle. Kernelement zu deren Erzeugung ist ein frei wählbares, homogenes Feld. Für die Messungen dieser Arbeit wurden dazu frei einstellbare homogene Magnetfelder in einem Bereich von $540 - 550 \text{ G}$ benötigt. Zur Erzeugung eines solchen Feldes ist ein Spulenpaar in Helmholtz-Konfiguration erforderlich, welches sich in einem möglichst kleinen Abstand zu den Atomen befindet. Im Bereich um die Experimentier-Zelle ist die Erzeugung eines Magnetfeldes mit einem zusätzlichen Spulenpaar aufgrund der Magnetfallen- und Transportspulen jedoch nur in einem relativ großen Abstand zu den Atomen möglich. Aus diesem Grund wird dieses Magnetfeld mit den

Quadrupolspulen der Magnetfalle erzeugt. Mit diesen Spulen kann das gewünschte Magnetfeld von 550 G mit einem Strom von 28 A erzeugt werden.

3.10.1 Schaltung der Spulenströme

Um die Quadrupolspulen der Magnetfalle für die Erzeugung eines homogenen Magnetfelds zu benutzen, muss die Stromrichtung durch eine dieser Spulen umgedreht werden. Dazu wurden mechanische Relais eingebaut, um die Stromrichtung auf eine Quasi-Helmholtz-Konfiguration zu schalten. Mechanische Relais haben den Vorteil, dass die beiden Stromkreise dabei galvanisch getrennt werden. In Abbildung

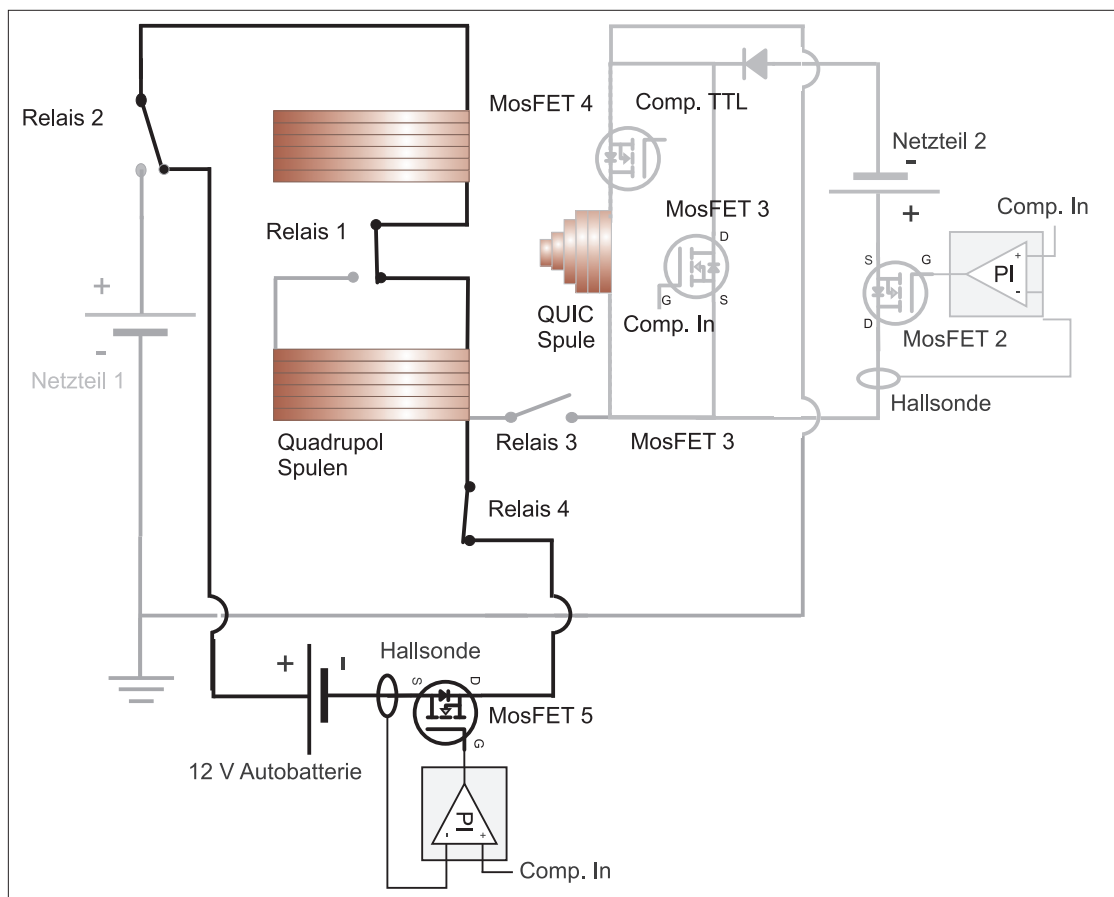


Abbildung 3.31: Schaltskizze der Magnetfallenkonfiguration zur Erzeugung hoher homogener Felder.

3.31 ist der Schaltplan zur Herstellung des homogenen Magnetfelds schematisch dargestellt. Der Strom durchfließt in der QUIC-Konfiguration alle drei Spulen der Magnetfalle. Zum Umschalten auf die Helmholtz-Konfiguration wird zunächst mit *Relais 3* die QUIC-Spule getrennt. Mit *Relais 1* wird anschließend die Stromrichtung durch eine Quadrupolspule gedreht.

Die theoretischen Untersuchungen der Feshbach-Resonanz aus Abschnitt 2.2.4 zeigen, dass zur experimentellen Kontrolle der heteronuklearen Wechselwirkung eine Magnetfeldstabilität von ca. 20 mG notwendig ist. Die erforderliche Magnetfeldstärke von 546,7 G wird bei einem Spulenstrom von 27,8 A erreicht. Dieser Strom muss demnach mit einer Genauigkeit von mindestens 1,5 mA stabilisiert werden. Die Stabilisierung des Magnetfallenstroms in QUIC-Konfiguration erfolgt durch die interne Stromregelung des Netzteils. Es stellte sich jedoch heraus, dass die Genauigkeit des verwendeten Hochpräzisionsnetzteils der Firma *Heinzinger* für die experimentellen Anforderungen nicht ausreicht.

Aus diesem Grund wurde für die Stabilisierung des Stroms für das homogene Magnetfeld eine neue Schaltung entwickelt. Mit den *Relais 2* und *4* wird auf einen galvanisch getrennten Stromkreis umgeschaltet. Als neue Spannungsquelle dient in diesem Stromkreis eine Autobatterie. Insbesondere wurde dadurch der Regelkreis vom Stromnetz getrennt, dessen 50 Hz-Stromrauschen sich als problematisch erwies. Die Parameter der Regelelektronik wurden speziell die Regelung von Strömen im Bereich von 27 A angepasst. Der Schaltplan befindet sich im Anhang B.

3.10.2 Magnetfeldkalibration und Stabilität

Die Vermessung der Stabilität des Magnetfeldes und die Magnetfeldkalibration wurden anhand von atomaren Radiofrequenzübergängen durchgeführt und auf diese Weise mit hoher Präzision charakterisiert. Für die nutzbare Homogenität des Magnetfelds ist die Position der Atome bezüglich des geometrischen Zentrums des verwendeten Spulenpaares von zentraler Bedeutung. In Abbildung 3.32 ist eine Magnetfeldsimulation für das verwendete Spulenpaar gezeigt. Diese Simulation ergibt eine Abhängigkeit des Magnetfelds vom Strom von 18,86 G/A. Da sich die Atome in der QUIC-Falle 6 mm von der Spulenmitte entfernt befinden (siehe Abschnitt 3.7.1), ergibt sich zusätzlich ein Magnetfeldgradient von 2,51 G/cm A in Richtung des Spulenzentrums und eine Abhängigkeit der Magnetfeldkrümmung vom Strom längs der horizontalen Achse von 4,17 G/cm² A. Mit Hilfe der Transportspulen kann die atomare Wolke adiabatisch in das Zentrum der Magnetfallenspulen transferiert werden. Diese neue experimentelle Technik wurde im Rahmen dieser Arbeit realisiert und wird in Kapitel 4 detailliert beschrieben. Der große Vorteil ist der verschwindende Gradient bei einem Magnetfeld von 19,2 G/A an der neuen Position. Nur die Krümmung von 4,17 G/cm² A bleibt erhalten. Aus den Magnetfeldgradienten und der Krümmung lässt sich eine geometrisch bedingte Magnetfeld-Inhomogenität über die Ausdehnung der Wolke abschätzen. An der ersten Position, 6 mm von der Achse entfernt, entspricht der Gradient bei der relevanten Feldstärke von 547 G einem Wert von 70 G/cm. Über die Ausdehnung der atomaren Wolke ändert sich der Betrag des Magnetfelds an dieser Position um 175 mG. Diese Genauigkeit reicht für die erforderliche Präzision zur Kontrolle der heteronuklearen Wechselwirkung nicht aus.

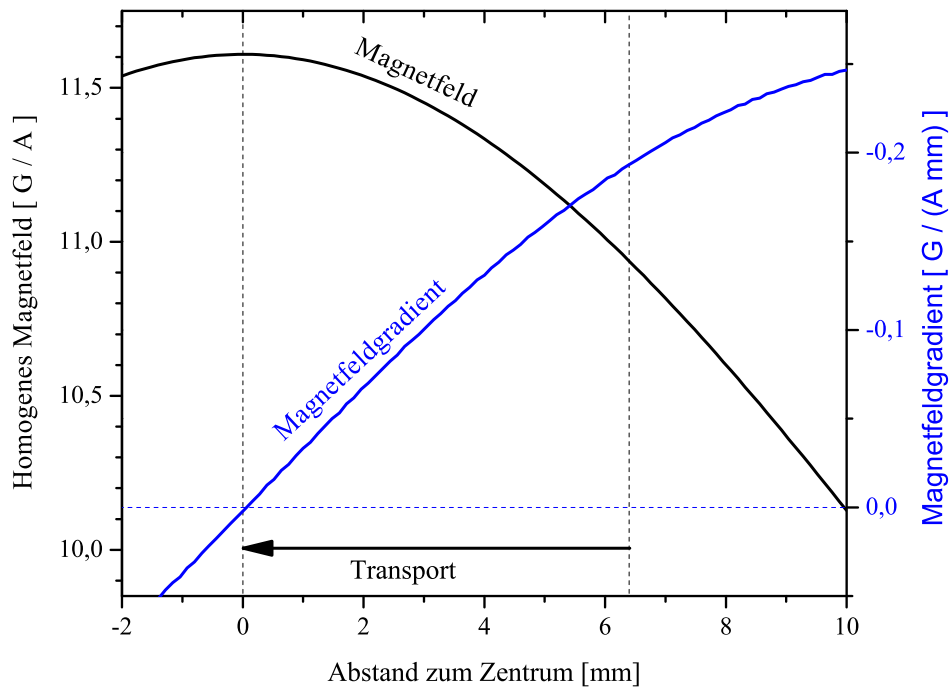


Abbildung 3.32: Homogenes Magnetfeld und Magnetfeldgradient als Funktion vom Abstand zum Zentrum der Quadrupolspulen der QUIC-Falle. Nach dem Transport (siehe Kapitel 4) befinden sich die Atome im Zentrum der Spulen.

In der Mitte des Spulenpaares erfahren die Atome lediglich eine Inhomogenität des Magnetfeldes gegeben durch die Magnetfeldkrümmung in der horizontalen Ebene, die in Abbildung 3.33 dargestellt ist. Zum Vergleich ist in dem Graphen das Profil einer gaußförmig verteilten Atomwolke in der verwendeten Dipolfalle eingezeichnet. Es resultiert eine restliche Inhomogenität des Magnetfelds von 10 mG über die Ausdehnung der Wolke, die zu keiner Beeinträchtigung der durchgeführten Experimente führte.

Eichung des Magnetfelds mit ^{87}Rb -Atomen

Homogene Magnetfelder können präzise an atomaren Übergängen vermessen werden. Das homogene Magnetfeld wurde sowohl mit ^{87}Rb -Übergängen als auch mit ^{40}K -Übergängen kalibriert. Diese atomaren Übergänge weisen aufgrund der unterschiedlichen Aufspaltung der Zeeman-Zustände eine unterschiedliche Sensitivität gegenüber Magnetfeldschwankungen auf. In Tabelle 3.10.2 sind die Sensitivitäten bei einem Magnetfeld von 547 G für die experimentell relevanten Übergänge aufgetragen. Aus dieser Tabelle ist ersichtlich, dass sich das Magnetfeld am Besten mit ^{87}Rb -Übergängen vermessen lässt, da für diese Übergänge eine höhere Genauigkeit aufgrund der größeren Aufspaltung der Energieniveaus erreicht wird.

Zur Kalibration des Magnetfelds wurden ein Bose-Einstein-Kondensat mit $3 \times$

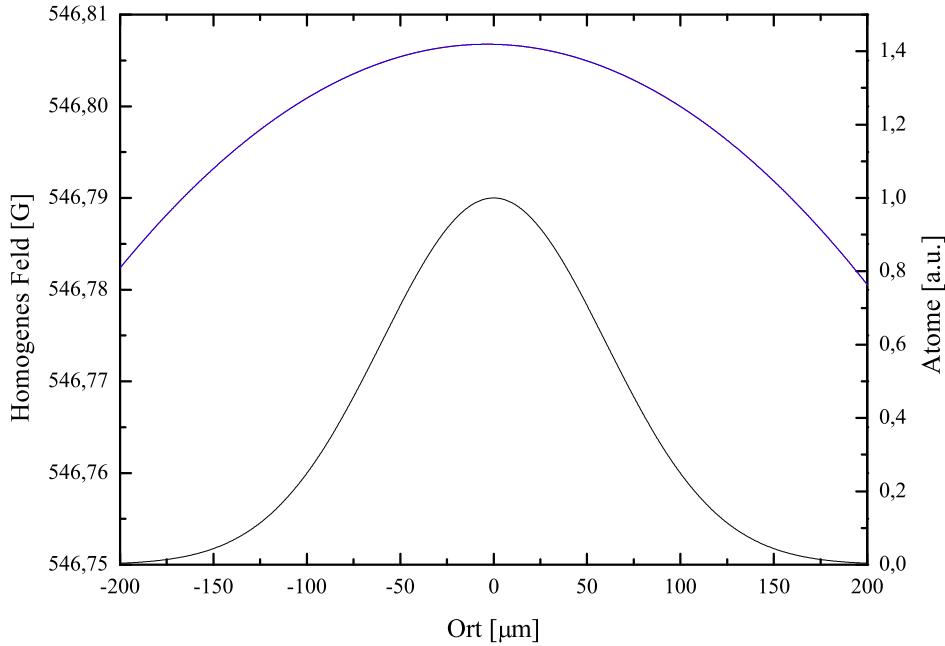


Abbildung 3.33: Magnetfeldkrümmung des homogenen Feldes als Funktion vom Abstand zum Zentrum des Spulenpaars (blaue Linie). Zum Vergleich ist eine gaußförmig verteilte Atomwolke in der Dipolfalle (siehe Abschnitt 3.8.2) eingezeichnet.

	Radiofrequenz- Übergang	Sensitivität bei $B = 547 \text{ G}$
^{40}K	$ 9/2, -7/2\rangle \rightarrow 9/2, -9/2\rangle$	15 mG/kHz
^{87}Rb	$ 1, 0\rangle \rightarrow 1, 1\rangle$	2 mG/kHz
^{87}Rb	$ 1, 1\rangle \rightarrow 2, 2\rangle$	1 mG/kHz

Tabelle 3.6: Magnetfeldsensitivität atomarer ^{87}Rb - und ^{40}K -Übergänge.

10^5 Rubidiumatomen im Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ in der Dipolfalle präpariert. Die räumliche Ausdehnung eines Bose-Einstein-Kondensat in der Dipolfalle ist gering genug, sodass die Größe der Wolke keine zusätzliche Ungenauigkeit induziert. Anschließend wurde ein homogenes Magnetfeld bei einem festen Wert angelegt und für 20 ms verschiedene Radiofrequenzen mit geringer Leistung eingestrahlt. Nach dem Ausschalten der Dipolfalle wurden ein inhomogenes Feld angelegt um die Spinkomponenten in einer Stern-Gerlach-Messung während einer Fallzeit von 14 ms räumlich zu trennen. In Abbildung 3.34 sind die Ergebnisse der Messungen für die beiden Rubidiumübergänge aus Tabelle 3.6 dargestellt. Auf dem linken Bild sind die Resultate einer Radiofrequenz-Spektroskopie des Übergangs $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$ gezeigt. Die erforderliche Frequenz von 356 MHz wurde mit einem *Rhode&Schwarz* RF-Generator erzeugt und mit einem 10 W -Verstärker (*Amplifier Research 10W1000*) verstärkt. Diese Frequenz wurde über eine Spule

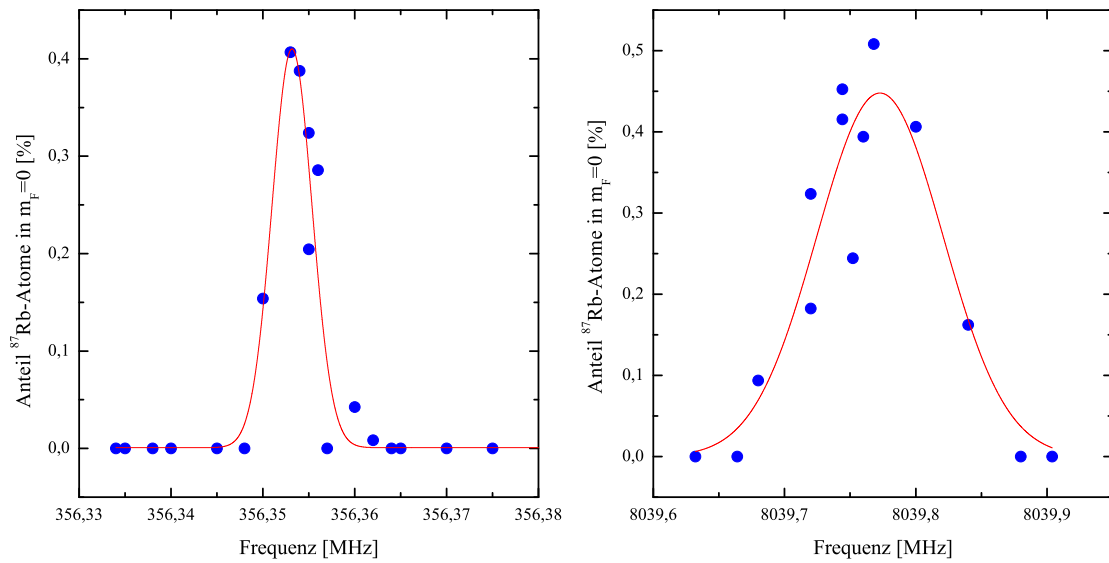


Abbildung 3.34: Radiofrequenzspektroskopie an ⁸⁷Rb-Atomen in einem homogenen Feld von 546,256 G (links) am Übergang $|1,0\rangle \rightarrow |1,1\rangle$ bzw. 546,117 (rechts) am Übergang $|1,1\rangle \rightarrow |2,2\rangle$.

mit zwei Windungen und 2,5 cm Durchmesser auf die Wolke eingestrahlt. Eine Anpassung der Spektroskopiekurve mit einer Gaußfunktion ergibt eine $1/e^2$ -Breite von $\sigma = 4,93 \text{ kHz}$. Die verwendeten Frequenzen wurden mit der Breit-Rabi-Formel (siehe Abschnitt 3.6.2) in ein Magnetfeld umgerechnet. Die gemessene $1/e^2$ -Breite der Gaußfunktion entspricht einer Magnetfeldbreite von 16 mG.

Auf dem rechten Bild sind die Ergebnisse einer spektroskopischen Untersuchung des Hyperfein-Übergangs $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$ dargestellt. Das Ausgangssignal des RF-Generators von 1 GHz wurde durch einen Verstärker vom Typ ZHL-2-8 (MiniCircuits) um 27 dB verstärkt und an die Speicherschaltodiode (Herotek GC 1026 RC) angeschlossen, die höhere Harmonische der Grundwelle erzeugt. Ein Isolator am Ausgang der Diode verhindert Rückreflexe, die die SRD zerstören würden. Die achte Oberschwingung bei 8 GHz wird mit einer Filterkombination selektiert. Diese Oberwelle wird durch einen Verstärker MiniCircuits ZVE-86 auf 1 W Leistung verstärkt und über einen Mikrowellenhohlleiter abgestrahlt, der speziell auf maximal abgestrahlte Leistung angepasst wurde. Eine Anpassung der Messdaten mit einer Gaußfunktion ergibt eine $1/e^2$ -Breite von $\sigma = 93,5 \text{ kHz}$, dies entspricht einer Magnetfeldbreite von 40 mG. Die höhere Magnetfeldbreite dieser Messung kann auf Frequenz-Rauschen der SDR und auf eine Leistungsverbreiterung zurückgeführt werden. Die zuvor beschriebene spektroskopischen Messungen wurden zur Kalibrierung des Magnetfeldes für verschiedene Spulenströme benutzt, um daraus eine Eichkurve wie in Abb. 3.35 zu erstellen. Diese Eichkurve ergibt eine Stromabhängigkeit von 19,634 G/A bei einem Offset-Magnetfeld von 0,102 G. Die Kalibration wurde in einem Zeitraum

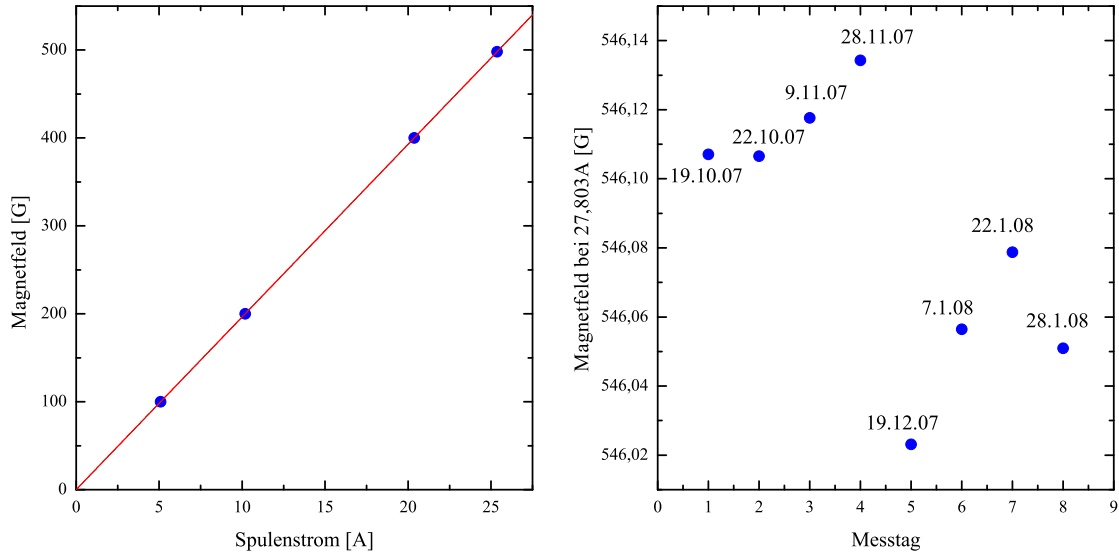


Abbildung 3.35: Kalibrierung des Magnetfelds mit RF-Spektroskopie an ^{87}Rb -Atomen bei verschiedenen Spulenströmen. Rechts sind verschiedene Messungen bei einem bestimmten Spulenstrom in einem Zeitraum von vier Monaten aufgetragen.

von vier Monaten an verschiedenen Messtagen wiederholt, um die Stabilität des Feldes über einen längeren Zeitraum zu überprüfen. Aus den Werten in Abbildung 3.35 ist ein Drift um 100 mG in vier Monaten zu erkennen, der kein Problem für die durchgeführten Messungen darstellte.

3.11 Experimentsteuerung und Datenauswertung

Der experimentelle Ablauf wird mit der Labview-Software kontrolliert. Alle dynamischen Änderungen während des Experiments werden über drei Schnittstellen gesteuert: Digitale Signale nach TTL-Standard, dynamische Analog-Spannungen bis 10 V und ASCII-Befehlssequenzen, die über einen *GPIB*-Bus gesendet werden. Dazu steuert das Labview-Programm eine digitale Ausgangskarte *National Instruments PCI DIO 32HS*, zwei analoge Ausgangskarten *National Instruments PCI 6713* und *PCI 6733* sowie eine *GPIB*-Buskarte *National Instruments PCI GPIB*. In Abbildung 3.36 ist der Aufbau der Steuerung und die Datenauswertung schematisch dargestellt. Jeder experimentelle Zyklus von ca. 60 s startet und endet mit der MOT-Konfiguration. Die einzelnen Phasen eines Experimentablaufs sind in Tabelle 3.7 mit der jeweiligen Zeitdauer aufgeführt. Zwischen zwei Zyklen wird 20 s gewartet, bis sich genügend Atome in der MOT gesammelt haben. Nach den Absorptionenaufnahmen der atomaren Wolken werden die Bilddaten auf einer Festplatte gespeichert. Zu jeder Bildnummer werden simultan in einer *MySQL*-Datenbank [153] die experimentellen Parameter des LabView-Programms

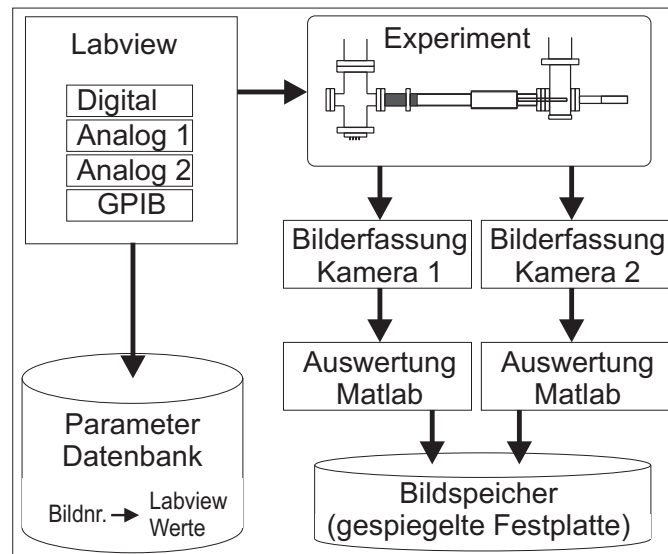


Abbildung 3.36: Skizze der Experimentsteuerung und Datenauswertung.

	Phase	Zeit (ms)
1.	MOT-Konfiguration	200
2.	Melasse	5
3.	Optisches Pumpen	1,5
4.	Magnetisches Fangen in der Quadrupolfalle	300
5.	Transport in die Experiment-Zelle	1300
6.	Umladen in die QUIC-Falle	600
7.	Evaporation in der Magnetfalle	6000
8.	Magnetischer Transport in der harmonischen Falle	1500
9.	Umladen in die Dipolfalle	800
10.	Umschalten auf das homogene Magnetfeld	50
11.	Spinpräparation	100
12.	Evaporation in der Dipolfalle	300
13.	Experimente mit der quantenentarteten Mischung	1-1000
14.	Absorptionsaufnahme der kalten Wolken	2
15.	Transfer, Speicherung und Auswertung der Bilddaten	5000
16.	MOT-Konfiguration	20000

Tabelle 3.7: Übersicht über die Phasen eines Experimentablaufs.

abgelegt. Auf diese Weise können zu einem späteren Zeitpunkt der Datenauswertung zu jedem Bild die experimentellen Einstellungen nachvollzogen werden.

Steuerung der Kameras

In einer Sequenz können mit beiden Kameras bis zu vier Bilder nahezu simultan aufgenommen werden. Die Daten werden parallel auf zwei Rechnern mit der jeweiligen Kamerasoftware auf Festplatten gespeichert. Für eine Kamera der Firma *Theta System* wurde eine Software mitgeliefert, die einfache Makros zur Speicherung der Bilddaten und einfache Bildberechnungen ausführen kann. Mit der zweiten Kamera Pixelfly der Firma *PCO* wurde lediglich eine Kameratreibersoftware zum Laden der Bilder in den Hauptspeicher des Computers mitgeliefert. Für diese Kamera wurde eine neue Software in *Visual C++* [154] implementiert, mit der zum Einen die Detektionssequenz aus drei Bildern (*Absorptionsbild - Referenzbild - Hintergrundbild*) aufgenommen und abgespeichert werden kann. Zum Anderen ermöglicht die Software die Justage des Fokus der Dipolfalle auf das Zentrum der atomaren Wolke in der Magnetfalle.

Auswertung mit Matlab

Alle Daten werden instantan auf zwei Rechnern mit jeweils einem Matlab-Programm ausgewertet. Die Bilddaten werden automatisch von dem Programm eingelesen und analysiert. Die Ergebnisse werden in einer Benutzeroberfläche angezeigt, die in Abbildung 3.37 dargestellt ist. Die Ensembleparameter Temperatur und Phasenraumdichte werden aus den Ergebnissen für die Teilchenzahl und die Größe der Wolke direkt berechnet. Über diese Benutzeroberfläche können die folgenden Funktionen zur Analyse der Bilddaten ausgewählt werden:

- 1D und 2D Gaußfunktion für die Verteilung thermischer Wolken
- 1D und 2D Parabel für die Verteilung eines reinen Bose-Einstein-Kondensats
- 1D und 2D Bose-Funktion + Parabel für bimodale bosonische Verteilungen
- 2D Fermi-Funktion zur Bestimmung von T/T_F

Alle Ergebnisse der Auswertung werden in einer Tabelle zur weiteren Analyse abgespeichert. Von dort können die Daten in weitere Auswerteprogramme übertragen werden.

Erweiterung des Systems

In den Experimenten zu heteronuklearen Feshbach-Molekülen (vgl. Kapitel 5) wurden alle 32 Digitalkanäle sowie alle 16 Analogkanäle der Experimentsteuerung belegt. Für weitere Experimente, beispielsweise zur Abregung von Feshbach-Molekülen, muss die Experimentsteuerung erweitert werden. In diesem Abschnitt soll die Funktionsweise des LabView-Programms erläutert werden, um die Möglichkeiten zur Integration weiterer Analogkarten aufzuzeigen.

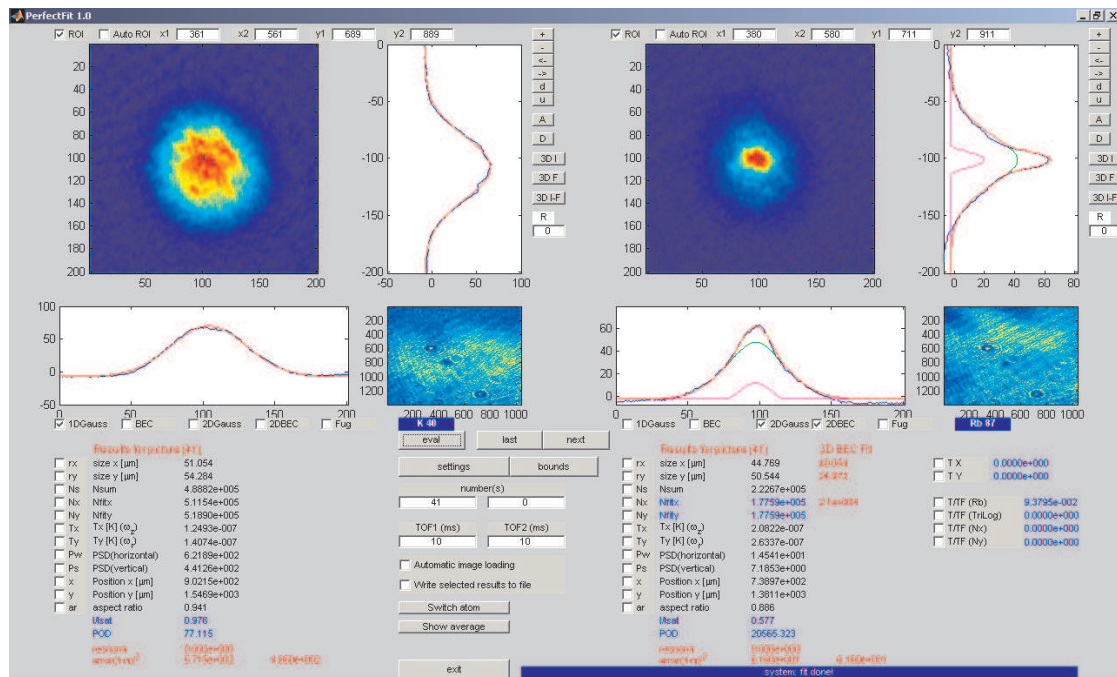


Abbildung 3.37: Screenshot der Benutzeroberfläche der Matlab-Auswertungssoftware.

Eine Analogkarte gibt einen $10 \mu\text{s}$ Zeittakt für alle anderen Karten vor. Die Werte für die einzelnen Digital- und Analogkanäle werden in Form einer Matrix gespeichert, die wie folgt aufgebaut ist. Ein Experimentzyklus mit der Gesamtdauer T wird in $T/(10 \mu\text{s})$ Zeitschritte unterteilt, jeder Schritt entspricht dabei einer Spalte der Matrix. In den ersten 32 Zeilen dieser Matrix stehen die Werte für die einzelnen Digitalkanäle, die restlichen Zeilen sind für die Analogkanäle reserviert. Um dem System eine weitere Analogkarte hinzuzufügen, wird die Anzahl der Zeilen um die Anzahl Analogkanäle der Karte erhöht. Bevor ein Experimentzyklus startet, werden die entsprechenden Zeilen der Matrix auf die einzelnen Karten aufgeteilt und jeweils in die Speicher der Karten geschrieben. Nach dem Start des Experiments gibt eine Analogkarte den anderen Analogkarten und der Digitalkarte die $10 \mu\text{s}$ -Pulsfolge vor. Für die Übersendung der *GPiB-Befehle* wird die *Labview-Visa-Bibliothek* benutzt. Mit dieser Bibliothek ist es prinzipiell auch möglich, über das Netzwerkprotokoll *TCP-IP* mit Geräten zu kommunizieren. Die Experimentsteuerung kann beliebig viele Kommandos an VISA Geräte senden, für eine Erweiterung des Steuerprogramms muss dazu lediglich ein zusätzlicher *VISA-TCP/IP-Link* eingefügt werden.

MAGNETISCHER TRANSPORT QUANTENENTARTETER MISCHUNGEN

Inzwischen entwickeln sich Quantengase zu einem Werkzeug für Metrologie mit hoher Präzision. Zu diesem Zweck wird an neuen Konzepten zur Kontrolle und Manipulation von Quantengasen geforscht, die unter anderem für die Entwicklung neuer Quantensensoren für die Atominterferometrie erforderlich sind.

Die wesentlichen quantenoptischen Bauelemente [155] eines Atominterferometers wurden bereits experimentell für die ultrakalte Materiewellen-Interferometrie realisiert:

- Wellenleiter [156],
- Strahlaufteiler und Strahlzusammenführung [157] und
- magnetische Schalter [158].

Mit diesen quantenoptischen Bauelementen für Materiewellen wird eine neue Generation interferometrischer Quantensensoren untersucht [159, 160, 161]. Wesentliche Anforderung dieser Sensoren ist der kohärente Transport quantenentarteter Gase über makroskopische Distanzen ist. In diesem Zusammenhang werden derzeit auch ultrakalte Fermionen untersucht, die aufgrund der verschwindenden Wechselwirkung zwischen den Fermionen für interferometrische Messungen besonders geeignet sind [162, 163].

Daher ist der adiabatische Transport quantenentarteter Fermionen über eine Distanz von 6 mm , der im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal realisiert wurde, von besonderem Interesse [3]. Bisher wurden drei unterschiedliche Transportmechanismen für Bose-Einstein-Kondensate untersucht. Der erste makroskopische Transport eines Bose-Einstein-Kondensats wurde mit einem bewegten Fokus einer optischen Dipolfalle über eine Distanz von 36 cm erreicht [164]. Allerdings wurde

die Wolke während der Transportdauer von 7,5 s durch Vibrationen aufgeheizt. Die Heizeffekte wurden durch kontinuierliche Evaporation auf dem Transportweg kompensiert, um die Quantenentartung zu erhalten. Eine alternative Transportmethode wurde mit einem optischen Gitter realisiert [165]. Hierbei wurden die einzelnen Gitterplätze durch die relative Phase zweier gegenläufiger Laserstrahlen bewegt und auf diese Weise ein Bose-Einstein-Kondensat über eine Distanz von 10 cm transferiert. Das dritte Verfahren beruht auf lithographisch erzeugten Leiterbahnen, mit denen sogenannte Atom-Chips hergestellt werden. Mit den Leiterstrukturen eines Atom-Chips werden Magnetfallen für die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten generiert. Über zusätzliche Leiterbahnen, die in einem periodischen Muster angeordnet sind, können durch modulierte Ströme Förderbänder für Quantengase über Distanzen bis zu 1,6 cm realisiert werden [166, 167, 168]. Alle beschriebenen Methoden haben den Nachteil, dass entweder das Ensemble während des Transports stark aufgeheizt wird oder der Verlust an Atomen auf dem Weg sehr hoch ist. Die Bewegung von Dipolfallen durch die mechanische Translation optischer Bauelemente induziert Heizen durch Vibrationen. Optische Gitter und Atom-Chip-Fallen erzeugen harmonische Fallen mit starkem Einschluss. Die resultierenden hohen Fallenfrequenzen beschleunigen zwar die Evaporationsphase, eignen sich aber aufgrund der hohen Drei-Körper-Stoßrate nicht für den effizienten Transport über makroskopische Distanzen. In diesem Kapitel wird eine neue Transportmethode in einem harmonischen Magnetfeldpotential vorgestellt. Der erste Teil dieses Kapitels behandelt die grundlegende Idee der Translation einer quantenentarteten Mischung in einer adiabatisch transformierten Ioffe-Pritchard-Magnetfalle. Im zweiten Abschnitt werden die Ergebnisse einer Simulation der Magnetfelder und das Resultat einer numerischen Optimierung der Spulenströme dargestellt. Der darauf folgende Abschnitt beinhaltet die Messergebnisse des Transports einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung über eine Distanz von 6 mm. Im letzten Abschnitt wird die Realisierung eines magnetischen Katapults für Bose-Einstein-Kondensate präsentiert und eine mögliche Spulenkonfiguration für den Transport über beliebige Distanzen vorgeschlagen.

4.1 Simulation der Magnetfelder und experimentelle Realisierung

Ein wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Dissertation beruht auf der Manipulation atomarer Gase durch ein externes homogenes Magnetfeld. Durch einen adiabatischen Transport der Bose-Fermi-Mischung in das Zentrum der Quadrupolspulen der QUIC-Falle konnten diese Spulen auch für die Erzeugung des homogenen Magnetfelds eingesetzt werden. Dadurch wurde die hervorragende thermische und mechanische Stabilität dieses Spulenpaares ausgenutzt. Der Transport der Bose-Fermi-Mischung in einer harmonischen Magnetfalle wurde durch eine Erwei-

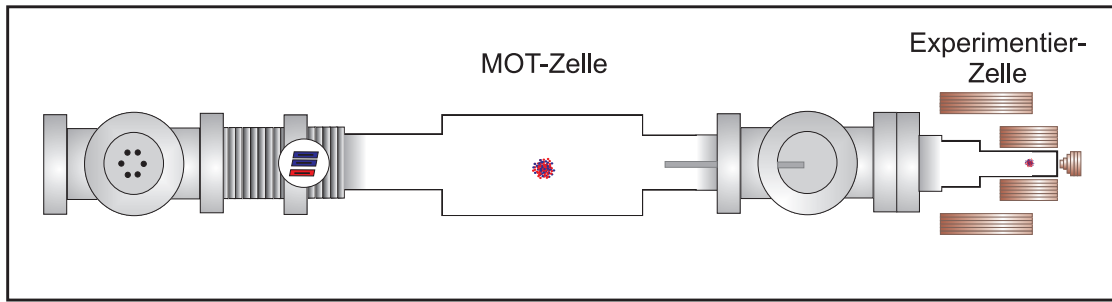


Abbildung 4.1: Spulenkonfiguration für den magnetischen Transport der Atome in das Zentrum der QUIC-Falle.

terung der QUIC-Falle [169] mit einem zusätzlichen Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration realisiert. Wie in Abbildung 4.1 skizziert, werden dazu die beweglichen Transportspulen eingesetzt. An der neuen Position des Zentrums kann durch die Erhöhung des Stroms durch die QUIC-Spule ein harmonisches Potential mit einem Offsetfeld erzeugt werden.

4.1.1 Magnetfeldsimulation

Die Position des Schlittens, mit dem die Transportspulen bewegt werden, kann mit einer Präzision von $5 \mu\text{m}$ eingestellt werden. Der Schlitten wird für die Verschiebung des Magnetfeldpotentials 60 mm von der Achse der Quadrupolspulen entfernt positioniert. Dieser Abstand reicht aus, damit der optische Zugang zur Experimentierzelle für die Detektionsoptik und die Dipolfalle nicht behindert wird.

Für die räumliche Translation einer quantenentarteten Gasmischung sind zwei Parameter von Bedeutung, die Position des Potentialminimums und das magnetische Offsetfeld, welches während der Bewegung immer einen positiven Wert annehmen muss. Ein verschwindendes Offsetfeld führt dazu, dass die atomaren Spins beim Nulldurchlauf des Potentials ihre Orientierung verlieren, ihre Richtung ändern und dadurch nicht mehr magnetisch gefangen sind. Der Betrag des Offsetfelds definiert außerdem die Oszillatorfrequenzen des harmonischen Magnetfallenpotentials. In der Anfangskonfiguration beträgt das Offsetfeld $1,3 \text{ G}$ und die resultierenden radialen Fallenfrequenzen von 242 Hz und axialen von 23 Hz erzeugen die hohen Stoßraten, die für die evaporative Kühlung in der Magnetfalle notwendig sind. Um dichteabhängige Verluste und Heizeffekte der Wolke zu vermeiden, sind während der Verschiebung geringere Fallenfrequenzen günstig. Deshalb wurden die Magnetfelder der Spulen für beliebige Ströme mit einer numerischen Simulation wie folgt berechnet.

Das harmonische Magnetfeldpotential wird durch drei Ströme durch die Quadrupolspulen, QUIC-Spule und Transportspulen erzeugt. Diese einzelnen Magnetfelder wurden mit einem C++-Programm simuliert, das die einzelnen Drähte mit

Segmenten unendlich dünner Leiter repräsentiert. Das Magnetfeld an jedem Raumpunkt wird durch Summation der Beiträge aller Segmente nach dem Gesetz von Biot-Savart errechnet. Das Ziel der numerischen Simulation bestand darin, eine dynamische Änderung der drei Ströme zu finden, die die Atome adiabatisch über 6 mm in das Zentrum der Quadrupolspulen verschiebt.

4.1.2 Ergebnis der Simulation

An die dynamische Änderung des Magnetfelds sind bestimmte Randbedingungen geknüpft. Der Ausgangspunkt für die Simulation ist die Magnetfeldkonfiguration der QUIC-Falle, bei der durch die Quadrupolspulen und die QUIC-Spule jeweils 25 A fließen. Durch die Transportspule fließt zu dieser Zeit kein Strom. Am Ende der Bewegung soll sich das Minimum des Magnetfeldpotentials in der Mitte der Quadrupolspulen befinden. Die Ströme durch die einzelnen Spulen wurden

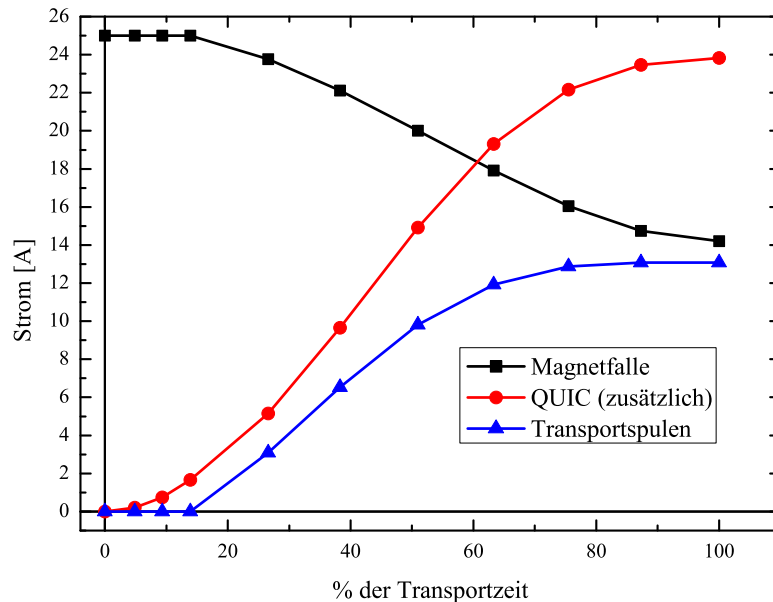


Abbildung 4.2: Simulation der Spulenströme zum magnetischen Transport der Atome in das Zentrum der Quadrupolspulen.

mit der folgenden Optimierungsstrategie berechnet. Im ersten Schritt wurde mit der Simulation der Zusatzstrom durch die QUIC-Spule berechnet, bei dem die radialen Fallenfrequenzen 100 Hz betragen. Diese Fallenfrequenz entspricht in der Konfiguration ohne die Transportspulen einem Offsetfeld von 10 G . Für diesen Zusatzstrom wurde die Position des Potentialminimums aus der Simulation ermittelt. Im nächsten Schritt wurde die Endkonfiguration berechnet, bei der sich das Potentialminimum im geometrischen Zentrum der Quadrupolspulen befindet und die radialen Fallenfrequenzen 100 Hz betragen. Die resultierende Spulenkon-

figuration ergibt ein Offsetfeld von 3 G. Nachdem Anfangs- und Endkonfiguration bekannt sind, wurde der Strom durch die QUIC-Spule schrittweise erhöht und für jeden Schritt die beiden anderen Spulenströme durch die Quadrupol- und Transportspulen optimiert, sodass die radiale Fallenfrequenz stabil bei 100 Hz bleibt und das Offsetfeld linear abnimmt. Aus den Daten wurde eine Zuordnung $Position \rightarrow Stromkonfiguration$ erstellt. Die Positionsänderung während der Bewegung von der Startposition D in das Spulenzentrum soll sich verhalten wie eine Kosinusfunktion der Form

$$x(t) = D \frac{1}{2} \left[\cos \left(\pi \frac{t}{T} \right) + 1 \right]. \quad (4.1)$$

Hierbei ist die gesamte Transportzeit mit T bezeichnet. Auf diese Weise ändert sich die Geschwindigkeit stetig, um mit einer möglichst langsamen Beschleunigung und Abbremsung das Aufheizen der Wolken zu minimieren. Eine weitere Verbesserung wäre durch eine Blackman-Funktion möglich [159], wobei die zu erwartende Verbesserung vermutlich vernachlässigbar ist. Aus der Simulation ergibt sich eine Zuordnung $Position \rightarrow Zeit$ und daraus die gewünschte Zuordnung $Zeit \rightarrow Stromkonfiguration$. Das Ergebnis der Optimierung ist in Abb. 4.2 dargestellt. Die Dauer

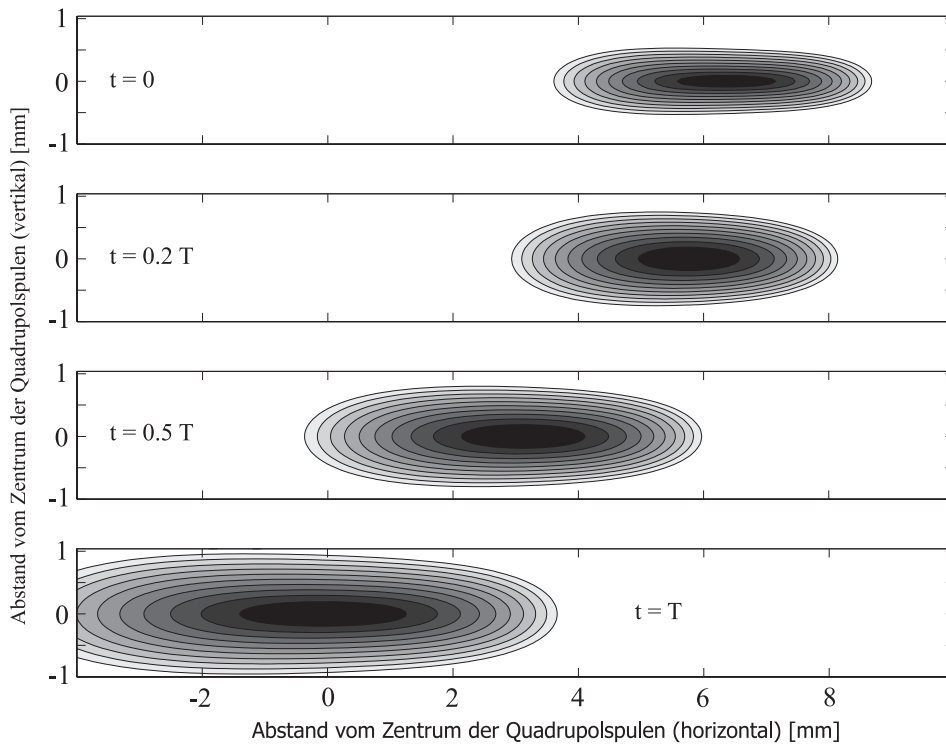


Abbildung 4.3: Konturdiagramme des Magnetfeld-Potentials zu verschiedenen Zeitpunkten des Transports.

des Transports kann zunächst beliebig gewählt werden. Für den Transport wird die Änderung der Spulenströme auf zehn lineare Rampen aufgeteilt. Am Anfang wird

der Strom durch die Quadrupolspulen langsam gesenkt und der Strom durch die Transportspulen erhöht. Durch die QUIC-Spule muss ein zusätzlicher Strom fließen, um zu jedem Zeitpunkt das Offsetfeld zu erhalten. Das resultierende bewegte Magnetfeldpotential aus diesen Spulenströmen ist zu verschiedenen Zeitpunkten der Bewegung mit der Gesamtdauer T in Abb. 4.3 in einem Konturdiagramm dargestellt.

4.1.3 Experimentelle Realisierung

Zur experimentellen Realisierung des Transports müssen drei Ströme präzise eingestellt werden. Für den Strom durch die Transport- und Quadrupolspulen wird die vorhandene Elektronik zur Stromstabilisierung eingesetzt. Für die Transformation der Quadrupolfalle in eine harmonische Falle muss, wie oben beschrieben, durch die QUIC-Spule ein zusätzlicher Strom fließen. Dazu wird ein zusätzliches Netzteil vom Typ *PTN 16-60hp* der Firma *Heinzinger* verwendet. Die Elektronik für die Stabilisierung ist analog zur Elektronik für die Stabilisierung des homogenen Magnetfelds aufgebaut. Beide Schaltpläne befinden sich mit Erläuterungen im Anhang B. Der zweite Schaltkreis, mit dem der Zusatzstrom über eine Hochstrom-Diode in den Hauptstromkreis eingekoppelt wird, ist in Abb. 4.4 dargestellt (grüne Linie). Auf diese Weise lässt sich der Betrag des QUIC-Stroms unabhängig erhöhen. Als

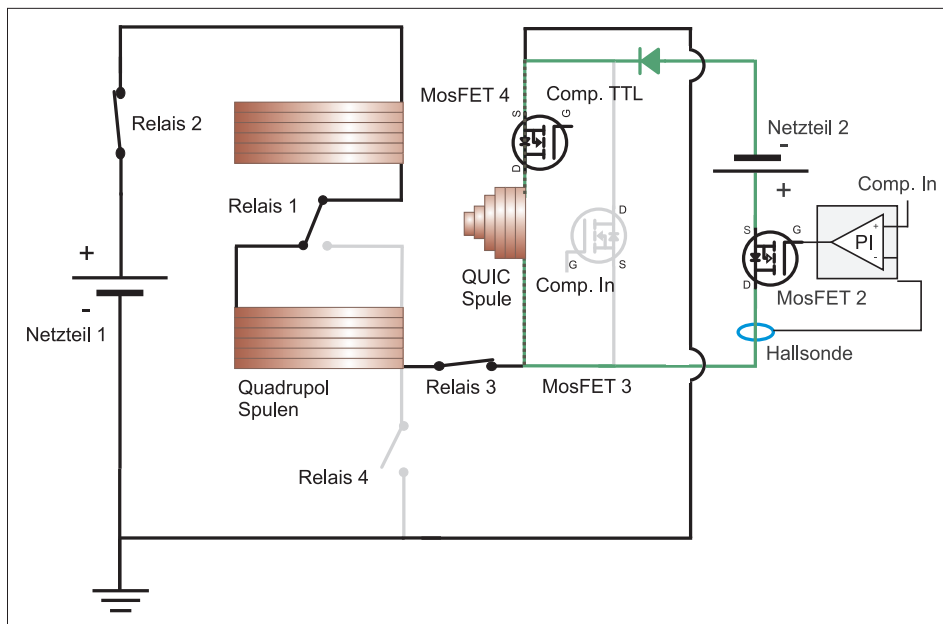


Abbildung 4.4: Schaltplan zur Erhöhung des QUIC-Stroms.

zusätzlicher Vorteil dieser Schaltung stellte sich heraus, dass abgesehen von der Verschiebung des Potentialminimums durch die Erhöhung des QUIC-Stroms das Aspektverhältnis der Magnetfalle eingestellt werden kann. Ein Zusatzstrom durch

die QUIC-Spule senkt die radialen Fallenfrequenzen von 242 Hz auf 100 Hz . Die axialen Fallenfrequenzen sinken von 23 Hz auf 13 Hz . In dieser Konfiguration lassen sich die Atome hervorragend in die Dipolfalle umladen.

Die Stromstabilisierung der drei unabhängigen Ströme ist gut genug, sodass kein zusätzliches Aufheizen der Atome durch Stromrauschen induziert wird. Weiterhin wurden keine Schwankungen der Absolutwerte der Ströme festgestellt, die zu einer Verschiebung der Endposition der Wolke führen würden. Die Messergebnisse zur Charakterisierung des magnetischen Transports von Bose-Fermi-Mischungen werden im folgenden Abschnitt ausführlich beschrieben.

4.2 Messergebnisse zum harmonischen Transport

4.2.1 Transportweg und Offsetfeld

Der Transportmechanismus wurde anhand von Absorptionsoptionen der atomaren Wolken in der Magnetfalle vermessen. Zunächst wurde die Position der Wolke an verschiedenen Zeitpunkten während des Transports bestimmt. In Abb. 4.5 ist das Ergebnis dieser Messung gezeigt. Der Detektionsstrahl musste für diese Messung mehrfach neu justiert werden, da der gesamte Transportweg nicht auf die Größe des Kamerachips abgebildet werden konnte. Aus der Summe der relativen Abstände wurde der gesamte Weg berechnet. Mit den simulierten Stromwerten aus Abb. 4.2 wurde die gewünschte Endposition der Atome im Zentrum der Qua-

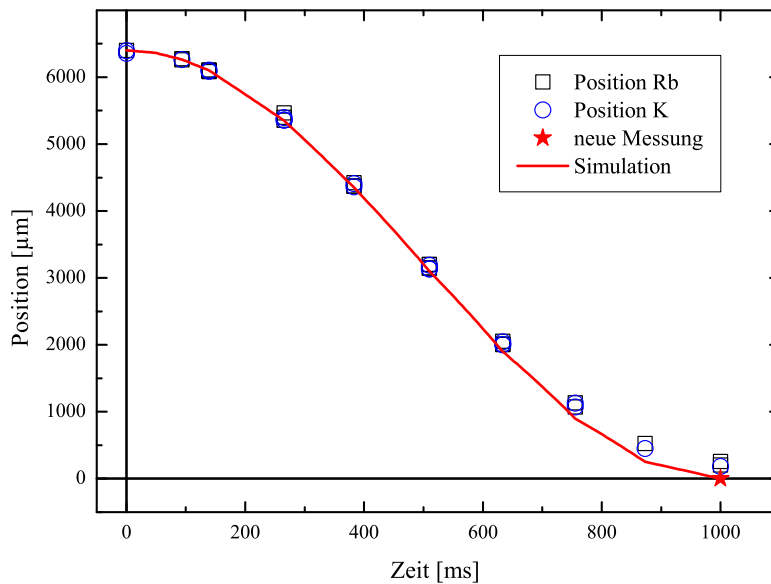


Abbildung 4.5: Position der ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome während des Transports.

drupolspulen nicht ganz erreicht. Die Ursache hierfür liegt in der Simulation des

Magnetfelds der Transportspulen, da die Anzahl der Spulenwicklungen lediglich auf ± 1 bekannt war. Durch eine lineare Skalierung des Transportspulenstroms wurde die endgültige Position mit einer Genauigkeit von $20 \mu\text{m}$ auf das Zentrum der Quadrupolspulen justiert. Mit Radiofrequenz-Spektroskopie wurde mit der in Abschnitt 3.7.4 beschriebenen Methode an verschiedenen Positionen das Offsetfeld vermessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.6 gezeigt. Die erste Messung (schwarze Punkte) ergab deutlich zu hohe Werte für das Offsetfeld. Erst nach der oben beschriebenen linearen Skalierung des Transportspulenstroms stimmen die neuen Messwerte gut mit der Simulation überein. Jeweils am Anfang und am Ende des Transports wurden analog zum Vorgehen in Abschnitt 3.7.4 die Fallenfrequenzen mit ^{87}Rb -Atomen gemessen. Diese Resultate stimmen ebenso hervorragend mit der Simulation überein. Am Ende des Transports ergibt sich eine radiale Fallenfrequenz von 100 Hz und eine axiale Fallenfrequenz von 13 Hz .

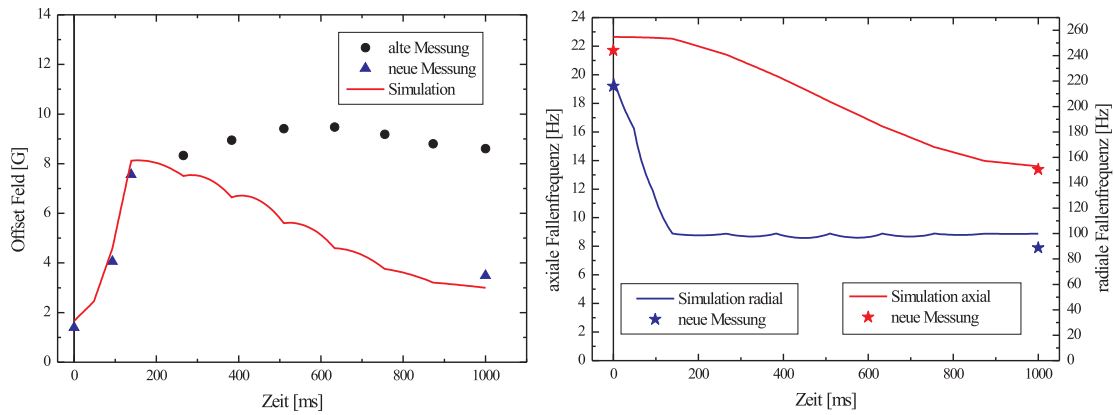


Abbildung 4.6: Änderung des Offsetfelds und der Fallenfrequenzen der ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome während des Transports.

4.2.2 Temperaturentwicklung

Die Simulation des Offsetfelds verläuft in den einzelnen Teilabschnitten nicht linear, wie in Abb. 4.6 zu erkennen ist. Dies resultiert aus der Unterteilung der Änderung der Spulenströme in zehn lineare Rampen. Eine Erhöhung der Anzahl der Teilabschnitte auf bis zu 50 lineare Rampen zeigte jedoch keine messbaren Unterschiede in der Anzahl oder der Temperatur der transferierten Atome. In der Endkonfiguration der Spulenströme wurden mögliche Heizeffekte untersucht. Dazu wurden die Heizraten der ^{87}Rb -Atome in der Magnetfalle analysiert. In Abb. 4.7 sind die Ergebnisse dieser Messungen gezeigt. Die Heizrate wurde mit Rubidiumatomen bestimmt, die zuvor bis kurz vor die Kondensationstemperatur T_C gekühlt wurden. Mit diesen Atomen wurde in der unverschobenen QUIC-Falle eine Heizrate von 330 nK/s gemessen. Aufgrund der Relaxation der Falle während des

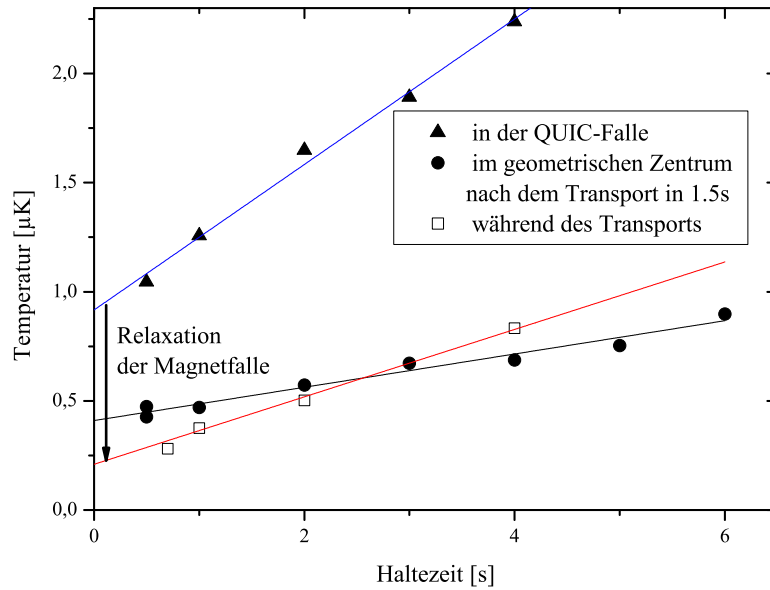


Abbildung 4.7: Heizraten von ^{87}Rb -Atomen bei einer Anfangstemperatur oberhalb von T_C in der Magnetfalle, während des Transports und in der Endkonfiguration.

Transports auf 100 Hz (radial) und 13 Hz (axial) ist die gemessene Heizrate in der Endkonfiguration niedriger und liegt bei 75 nK/s . Die Heizrate wurde ebenfalls nach dem halben Transportweg bestimmt und liegt mit 160 nK/s genau zwischen der Heizrate am Anfang und am Ende der Translation, demnach induziert der Transportmechanismus kein zusätzliches Aufheizen der Wolken. Die Lebensdauer einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung ist aufgrund der hohen Dichten und der dadurch bedingten erhöhten Drei-Körper-Stoßraten limitiert und beträgt in der QUIC-Falle lediglich 300 ms . Für Transportzeiten, die kürzer sind als 1 s , bleibt ein zuvor präpariertes Bose-Einstein-Kondensat nach der Translation erhalten. Durch diese kurzen Transferzeiten werden jedoch Schwingungen der Wolken angeregt, die im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

4.2.3 Gedämpfte Schwingungen

Aufgrund der funktionalen Abhängigkeit der Bewegung (siehe Gleichung 4.1) führen Transportzeiten von $T < 1,5\text{ s}$ zu Schwingungen der atomaren Wolken in der Magnetfalle durch die Beschleunigungs- und Abbremsphase. In Abb. 4.8 ist eine Messung dieser Schwingungen für eine Transportdauer von $1,5\text{ s}$ jeweils für Kalium- und Rubidiumatome alleine und für den Transport einer ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung gezeigt. Aufgrund der kleineren Masse oszillieren die Kaliumatome mit einer höheren Frequenz (vgl. 3.8.2) im Vergleich zu den Rubidiumatomen. Für die Translation einer heteronuklearen Mischung wurden eine starke Dämpfung dieser Schwingungen beobachtet, wie im unteren Bild in Abb. 4.8 anhand der ^{87}Rb -Atome gezeigt.

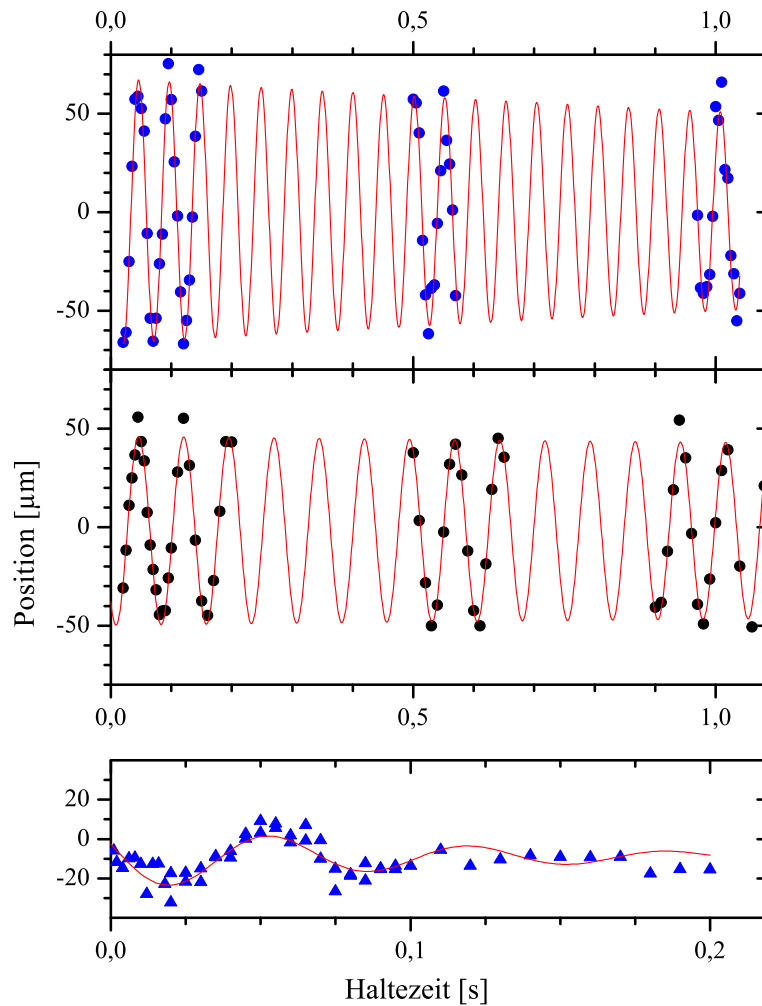


Abbildung 4.8: Oszillationen in der Magnetfalle nach dem Transport. Auf dem oberen Bild sind die Oszillation nach einem Transport von ^{40}K -Atomen ($\omega = 2\pi 19,8 \text{ Hz}$) dargestellt. Das mittlere Bild zeigt die Schwingungen von ^{87}Rb -Atomen nach dem Transport ($\omega = 2\pi 13,4 \text{ Hz}$). Auf dem unteren Bild sind die gedämpften Schwingungen von ^{87}Rb -Atomen nach dem Transport einer ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung dargestellt ($\omega = 2\pi 15,1 \text{ Hz}$)

Dieser Effekt wurde in der Gruppe von Prof. Inguscio ebenfalls untersucht [170]. Die Dämpfung der Oszillationen können durch heteronukleare Stöße zwischen ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome erklärt werden. Dabei verschieben sich die Fallenfrequenzen der einzelnen Spezies aufgrund der Kopplung durch die attraktive Wechselwirkung zwischen den Atomen. Diese Verschiebung lässt sich leicht mit dem Modell zwei gekoppelter harmonischer Oszillatoren verstehen. Aus diesem Grund steigt die gemessene Fallenfrequenz für die Rubidiumatome von $13,4 \text{ Hz}$ auf $15,1 \text{ Hz}$ für den gemeinsamen Transport mit Kaliumatomen an.

4.3 Anwendungen des magnetischen Transports

Die vorgestellten Messungen zeigen, dass sich das beschriebene Verfahren hervorragend zum magnetischen Transport ultrakalter Bose-Fermi-Mischungen eignet. Im Folgenden werden mögliche Anwendungen und Erweiterungen der beschriebenen Methode vorgestellt.

4.3.1 Magnetisches Katapult für quantenentartete Gaswolken

Das Transportverfahren eignet sich nicht nur zur gleichförmigen Bewegung, sondern auch zur Beschleunigung eines atomaren Ensembles. Dazu werden genau nach der Hälfte der Transportdauer alle Ströme schnell ausgeschaltet werden. Auf diese Weise werden die Atome bis auf die Maximalgeschwindigkeit beschleunigt und beschreiben nach dem Ausschalten der Ströme eine parabelförmige Trajektorie. In Abbildung 4.9 sind die Resultate mit beschleunigten Bose-Einstein-Kondensaten aus ^{87}Rb -Atomen gezeigt. Für diese Experimente wurde zunächst ein Bose-Einstein-Kondensat aus Rubidiumatomen in der QUIC-Falle erzeugt. Anschließend wurden für zwei verschiedene Transportdauern nach der Hälfte der Rampen die Spulenströme abgeschaltet. In der Abbildung 4.9 wurden verschiedene Absorptionsoptionen zu verschiedenen Expansionszeiten zu einem Bild zusammengefügt. An die Trajektorien der Kondensate wurde jeweils eine Parabelfunktion angepasst. Aus den Kurven wurden zwei Geschwindigkeiten von 40 mm/s und 80 mm/s berechnet, die mit den simulierten Geschwindigkeiten nach Gleichung 4.1 übereinstimmen. Das Bose-Einstein-Kondensat blieb bei diesen Messungen ohne zusätzliche Kühlung erhalten. Daher bietet diese Technik eine hervorragende Alternative zu der Beschleunigung atomarer Wolken mit optischen Gittern [165] oder verstimmten Laserlicht. Letztere Methode wird häufig zur Realisierung von Fontänen-Atomuhren [171] und Inertialsensoren [172] eingesetzt.

4.3.2 Transport über beliebige Distanzen

Der Transportmechanismus kann beliebig erweitert werden, indem die Anordnung der Spulen wie in Abbildung In dieser Spulenkonfiguration wird an jedem Punkt des Transportwegs mit zusätzlichen QUIC-Spulen das notwendige Offsetfeld für den Transfer quantenentarteter Ensembles generiert. Damit stellt diese Methode eine wesentliche Erweiterung des magnetischen Transports in Quadrupolfeldern [137] dar, der sich auch zum makroskopischen Transport quantenentarteter Mischungen eignet. Durch geschickte Verschaltung der Spulenströme kann eine atomare Wolke zudem weiter beschleunigt werden. Ein solcher Aufbau bietet Möglichkeiten für weiterführende Experimente, beispielsweise die gepulste Erzeugung von quantenentarteten Mischungen in sehr kurzen Abständen. Die Dauer eines

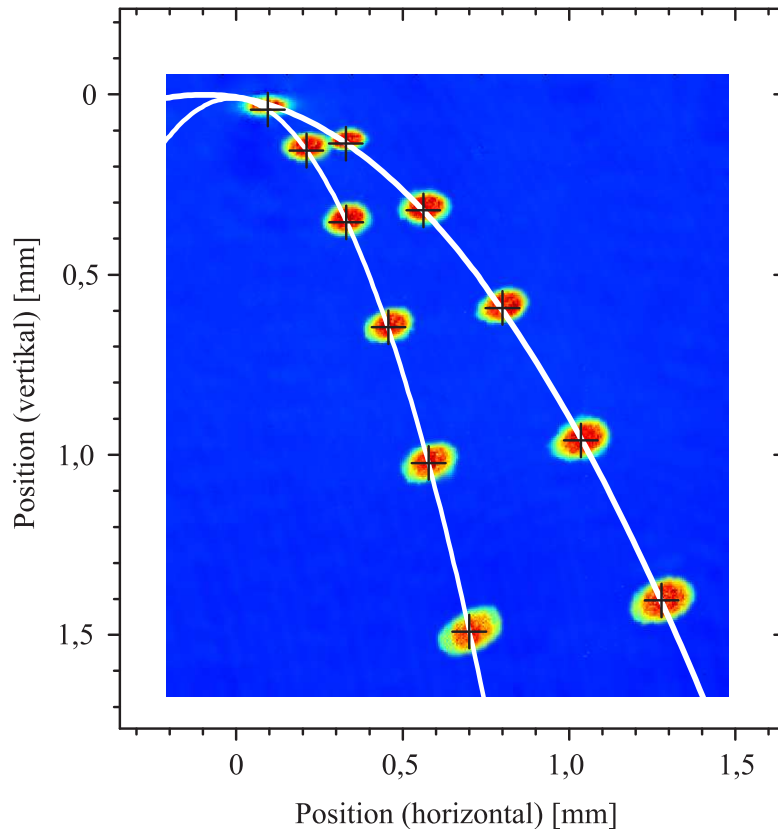


Abbildung 4.9: Experimentelle Realisierung eines magnetischen Katapults für ultrakalte Ensembles. In dem Bild sind die Trajektorien eines beschleunigten ^{87}Rb Bose-Einstein-Kondensats für zwei Abwurfgeschwindigkeiten dargestellt.

Experimentablaufs mit quantenentarteten Mischungen und großen Teilchenzahlen beträgt aufgrund der langen Evaporationsphase typischerweise mehr als 60 s. Mit der Spulenkonfiguration aus Abb. 4.10 kann eine Bose-Fermi-Mischung in einer QUIC-Falle produziert und anschließend zu einer entfernteren Zelle transportiert werden, in der die eigentlichen Experimente stattfinden. Auf diese Weise kann die Magnetfalle ständig aus der MOT nachgeladen werden und die Wiederholrate von bisher 10^{-4} Hz soweit erhöht werden, bis diese durch das Beladen der MOT ($\approx 10 - 20 \text{ s}$) limitiert wird.

Ebenso denkbar ist ein experimenteller Ablauf, bei dem durch wiederholtes Nachladen aus der MOT Ensembles mit sehr hohen Teilchenzahlen zunächst in der Magnetfalle gesammelt und erst anschließend evaporativ gekühlt werden. Mit einem solchen Experiment können voraussichtlich quantenentartete Gase mit Teilchenzahlen im Bereich von 1×10^8 Atomen hergestellt werden. 4.10 dargestellt kaskadiert wird. In dem beschriebenen Experiment wurde der magnetische Transport für den Transfer der quantenentarteten Mischung in das Zentrum der Quadrupolspulen benutzt. An dieser Position konnte aufgrund des verschwindenden Magnet-

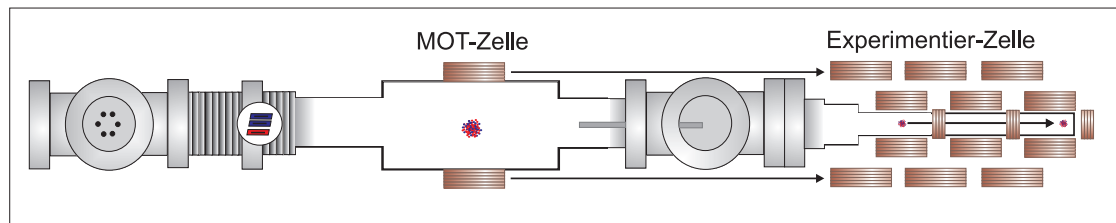


Abbildung 4.10: Kaskadierung der Spulenkonfiguration zum magnetischen Transport über beliebige Distanzen.

feldgradienten die Magnetfeldbreite um einen Faktor 15 von $\Delta B = 240 \text{ mG}$ auf 16 mG verringert werden. Erst durch diesen technischen Fortschritt wurden die Messungen an heteronuklearen Feshbach-Molekülen ermöglicht, die im nächsten Kapitel vorgestellt werden.

RADIOFREQUENZ-SPEKTROSKOPIE VON FESHBACH-MOLEKÜLEN

Im Rahmen dieser Arbeit konnten bis zu 5×10^4 heteronukleare Feshbach-Moleküle aus einer Mischung aus ultrakalten ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen in der Nähe einer heteronuklearen Feshbach-Resonanz gebildet werden. Dieses Kapitel stellt die experimentellen und theoretischen Untersuchungen der schwach gebundenen, ultrakalten Moleküle in einem optischen Dipolpotential vor. Die Feshbach-Moleküle wurden mit einem Radiofrequenz-Puls in der Nähe einer heteronuklearen Feshbach-Resonanz erzeugt. Diese Methode wurde in der Gruppe von Prof. Sengstock zur Erzeugung von heteronuklearen Feshbach-Molekülen in einem optischen Gitter entwickelt [55]. In der Gruppe von Prof. Jin fanden parallel zu dieser Arbeit ähnliche Experimente zur Assoziation von Feshbach-Molekülen in einer Ein-Strahl-Dipolfalle statt [173].

Zunächst wird die experimentelle Methode der Radiofrequenz-Spektroskopie an ultrakalten Atomen behandelt. Die genaue Interpretation der RF-Spektren ist von zentraler Bedeutung für das Verständnis der Radiofrequenz-Assoziation von Feshbach-Molekülen. Die experimentelle Erzeugung der schwach gebundenen Moleküle ist Inhalt des zweiten Teils. Im dritten Abschnitt werden die Messergebnisse an den heteronuklearen Feshbach-Molekülen vorgestellt. Zunächst werden RF-Spektren der Molekül-Assoziation für verschiedene experimentelle Parameter präsentiert und die Linienform dieser Spektren mit einem theoretischen Modell verglichen. Es folgt eine Untersuchung der Erzeugungseffizienz von Feshbach-Molekülen. Der letzte Abschnitt präsentiert experimentelle Ergebnisse zur Stabilisierung der Moleküle in der Dipolfalle.

5.1 Radiofrequenz-Spektroskopie von Atomen

Die Methode der Radiofrequenz-Spektroskopie beruht auf der Kopplung zweier atomarer Zustände, deren Energieniveaus in einem homogenen Magnetfeld zueinander verschoben sind, mit einem elektromagnetischen Strahlungsfeld. Die Lebensdauer solcher Radiofrequenz-Übergänge beträgt üblicherweise einige Jahre. Das Auflösungsvermögen wird durch die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem RF-Feld bestimmt, insofern die Breite des Magnetfelds die Auflösung nicht begrenzt. Für ein ausreichend stabiles Magnetfeld hängt die Linienform der resultierenden Spektren ausschließlich von dem zeitlichen Verlauf der Amplitude des RF-Pulses ab. In den folgenden Abschnitten werden die im Rahmen dieser Arbeit realisierten und angewendeten spektroskopischen Methoden zur Analyse der Molekülerzeugung erläutert.

5.1.1 Rabi-Oszillationen

Für Übergänge zwischen zwei Zeeman-Niveaus m_{F1} und m_{F2} mit der Resonanzfrequenz ω_0 findet eine magnetische Wechselwirkung der Atome mit dem RF-Puls der Strahlungsfrequenz ω_L statt. Diese wird semiklassisch durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H}_{WW} = -\mu_{12}\hat{e}_x B_0 \cos(\omega_L t)$$

mit der magnetischen Kopplungsstärke $\mu_{12} = \langle 1 | \hat{\mu} | 2 \rangle$ beschrieben [136]. Sowohl die Ortsabhängigkeit des Felds mit der Amplitude B_0 als auch die Polarisation in Richtung des Einheitsvektors \hat{e}_x sind in dieser Betrachtung vernachlässigt. Stellt man den Zustand bezüglich der Basis $\{e^{i\omega_L t} |1\rangle, e^{i\omega_L t} |2\rangle\}$ dar und führt die Verstimmung $\delta = \omega_L - \omega_0$ sowie die resonante Rabi-Frequenz

$$\omega_R = |\mu_{12}| B_0 \hbar$$

ein, kann mit Hilfe der Drehwellennäherung der Wechselwirkungs-Operator \hat{H}_{WW} wie folgt genähert werden [174].

$$\hat{H}_{WW} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -\delta & \omega_R \\ \omega_R & \delta \end{pmatrix}$$

Dieser Wechselwirkungs-Operator ermöglicht die Berechnung der Zeitentwicklung eines reinen Quantenzustands, beispielsweise m_{F1} , mit der Schrödingergleichung. Als Lösung ergeben sich die optischen Bloch-Gleichungen [136]. Die zeitabhängige Entwicklung der Population $P_2(t)$ im Zustand m_{F2} ergibt sich als Lösung der optischen Bloch-Gleichungen,

$$P_2(t) = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 + \delta^2} \sin^2 \left(\frac{\sqrt{\omega_R^2 + \delta^2}}{2} t \right). \quad (5.1)$$

Die relative Anzahl der Atome im Zustand m_{F2} oszilliert mit der effektiven Rabi-Frequenz $\Omega_R = \sqrt{\omega_R^2 + \delta^2}$ zwischen den beiden Zuständen. Für größere Verstimmungen gegenüber der Resonanzfrequenz nimmt die Rabi-Frequenz zu und die Amplitude verringert sich. Eine Erhöhung der Transferrate in den Zustand m_{F2} ist in diesem Fall durch eine Erhöhung der Strahlungsintensität möglich. Insbesondere lässt sich aus der Rabi-Frequenz präzise die Amplitude des RF-Feldes am Ort der atomaren Wolke berechnen. In Abbildung 5.1 ist eine experimentelle

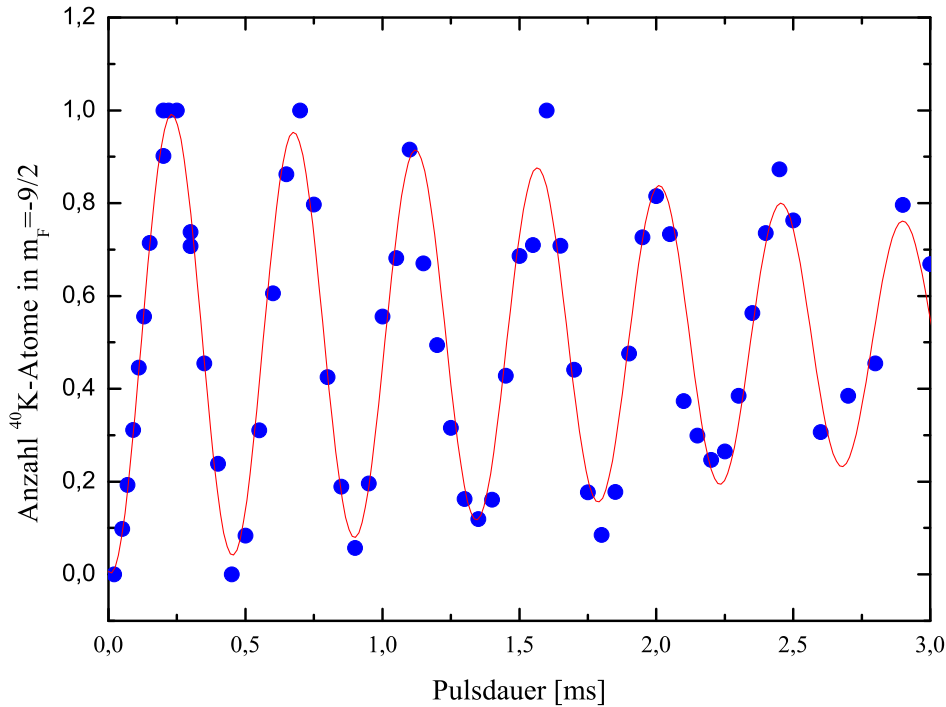


Abbildung 5.1: Rabi-Oszillationen zwischen den Kalium-Zuständen $|9/2, -7/2\rangle$ und $|9/2, -9/2\rangle$ bei $B = 540,24 \text{ G}$.

Messung der Rabi-Oszillationen an einem ^{40}K -Zeeman-Übergang dargestellt. Für diese Messung wurde zunächst eine ^{87}Rb - ^{40}K -Mischung in der optischen Dipolfalle präpariert und anschließend wurden die Kaliumatome in den Zustand $|9/2, -7/2\rangle$ transferiert. Im nächsten Schritt wurde ein homogenes Magnetfeld von $540,24 \text{ G}$ angelegt und rechteckige RF-Pulse wurde mit der Resonanzfrequenz des Übergangs $|9/2, -7/2\rangle \rightarrow |9/2, -9/2\rangle$ einstrahlt. Die Anzahl der transferierten Atome wurde für verschiedene Pulsdauern gemessen. Die Populationen in den einzelnen Spinzuständen wurden dazu nach einer Expansionsdauer von 4 ms mit der Kalium-Hochfelddetektion (vgl. Abschnitt 3.6.2) gemessen. An die Messergebnisse wurde eine exponentiell gedämpfte Kosinusfunktion der Form

$$f(t, \gamma, \nu_R) = \frac{1}{2} \left(1 - e^{-\gamma t} \cos\left(\frac{\nu_R t}{2\pi}\right) \right) \quad (5.2)$$

angepasst. Es ergibt sich aus dieser Messung eine Rabi-Frequenz von $\nu_R = 2,23 \text{ kHz}$ mit einer Dämpfung von $\gamma = 0,25 \text{ ms}^{-1}$. Da die Magnetfeld-Inhomogenität sehr klein ist (siehe Abschnitt 3.10.2), wurden bei dieser Messung die Rabi-Oszillationen hauptsächlich durch die heteronukleare Wechselwirkung zwischen ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen gedämpft. Die elastischen Stöße zwischen Atomen führen nicht nur zur Dämpfung der Rabi-Oszillationen sondern zusätzlich zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs.

5.1.2 Radiofrequenz-Spektrum ultrakalter Bosonen

Die Methode der Radiofrequenz-Spektroskopie wird in vielen Experimenten dazu benutzt, um die Dichteverteilung eines atomaren Ensembles in einer Falle zu vermessen. Die erforderliche hohe Energieauflösung wird durch die magnetische Kopplung des RF-Übergangs und der damit verbundenen langen Kohärenzzeit des Systems erreicht. An Orten hoher Dichte ist wird einer größere Anzahl Atome in den Zielzustand transferiert. Zusätzlich wird die Resonanzfrequenz aufgrund der atomaren Wechselwirkung verschoben. Diese dichteabhängige Frequenzverschiebung wird *Clock-Shift* genannt und ist von besonderer Bedeutung für Atomuhren, da die Wechselwirkung die Genauigkeit der Uhren limitiert [175, 176]. Nach Haber und Cornell [177] wird der Clock-Shift wie folgt berechnet.

$$\nu_{10} = \frac{2\hbar}{m}(n_1 + n_0) \left(a_{11} - a_{00} + (2a_{10} - a_{11} - a_{00}) \frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)$$

In dieser Gleichung sind n_1 und n_0 die atomaren Dichten in den Zuständen $|1\rangle$ und $|0\rangle$. Mit a_{11} , a_{00} und a_{10} sind die Streulängen zwischen den Atomen in den jeweiligen Zuständen bezeichnet.

In den Gruppen von Prof. Ketterle und Prof. Grimm wurde die Methode der RF-Spektroskopie für tomographische Untersuchungen an der räumlichen *in situ*-Dichteverteilung von Fermigasen benutzt [33, 178, 179]. Bei diesem Verfahren wird ein atomarer Radiofrequenz-Übergang $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ mit RF-Pulsen von wenigen *ms*-Pulsdauer in einem homogenen Magnetfeld spektroskopiert. Dazu werden die Teilchenzahlen in beiden Zuständen getrennt gemessen und Radiofrequenz-Spektren für verschiedene experimentelle Parameter aufgenommen. Aus der Linienform der RF-Spektren kann die *in situ*-Dichteverteilung der Atome berechnet werden.

In dem beschriebenen Experiment wurde der Clock-Shift anhand der Wechselwirkung in einem ultrakalten Gas aus Rubidiumatomen beobachtet. Das resultierende RF-Spektrum einer teilweise kondensierten ^{87}Rb -Wolke in einer optischen Dipolfalle ist in Abb. 5.2 gezeigt. Für diese Messung wurden die Rubidiumatome im Zustand $|F = 1, m_F = 1\rangle$ präpariert und bis zu einer Temperatur von $T/T_C = 0,75$ in der gekreuzten optischen Dipolfalle gekühlt. Anschließend wurde ein homogenes Magnetfeld von $100,025 \text{ G}$ angelegt und der Übergang $m_F = 1 \rightarrow m_F = 0$

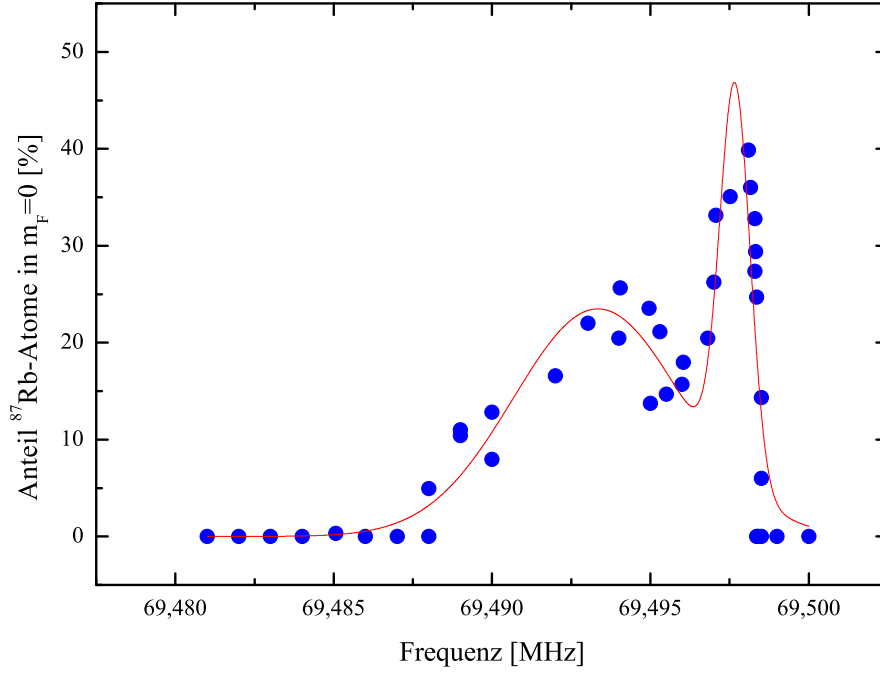


Abbildung 5.2: Radiofrequenz-Spektrum einer teilweise kondensierten Rubidiumwolke in einer optischen Dipolfalle bei einem Magnetfeld von 100,025 G.

spektroskopiert. Der Anteil der transferierten Atome wurde gegen die eingestrahlte Radiofrequenz aufgetragen. Die präparierte Wolke bestand aus einem Anteil thermisch verteilter Atome und einem Bose-Einstein-Kondensat. Die Atome im Kondensat sind wesentlich dichter, sodass für diese Atome die Resonanzfrequenz auf Grund der Wechselwirkung verschoben wird. Entsprechend sind in dem aufgenommenen RF-Spektrum zwei Maxima mit unterschiedlichen Amplituden zu erkennen. An die Messdaten wurde deshalb eine doppelte Gaußfunktion der Form

$$N(\nu) = A_{th}\sigma_{th}\sqrt{\frac{\pi}{2}}e^{-2\frac{\nu-\nu_{th}}{\sigma_{th}}} + A_{BEC}\sigma_{BEC}\sqrt{\frac{\pi}{2}}e^{-2\frac{\nu-\nu_{BEC}}{\sigma_{BEC}}}$$

angepasst. Diese Anpassung ergibt eine relative Frequenzverschiebung von

$$\Delta\nu = \nu_{BEC} - \nu_{th} = 69,498 \text{ MHz} - 69,493 \text{ MHz} = 5 \text{ kHz}.$$

Aus dem Linienprofil des RF-Spektrums aus Abb. 5.2 kann die *in situ*-Dichteverteilung des Kondensats und der thermischen Wolke bestimmt werden, welche durch *in situ*-Absorptionenaufnahmen der Atome aufgrund der begrenzten optischen Auflösung nur sehr schwierig zu detektieren ist.

Zur Interpretation der Radiofrequenz-Spektren muss jedoch die Form des RF-Pulses, mit dem der atomare Übergang getrieben wird, exakt bekannt sein, da

die Linienform der Spektren die Fourier-Transformierte der Pulsform ist. Die RF-Spektren für rechteckige und gaußförmige RF-Pulse werden im folgenden Abschnitt behandelt.

5.1.3 Radiofrequenz-Spektren für verschiedene Pulsformen

Experimentell ist meist eine rechteckige Pulsform einfach zu realisieren. Für den Kalium-Übergang aus Abschnitt 5.1.1 wurde in einer weiteren Messung ein RF-Spektrum mit einem Rechteckpuls mit der Pulsdauer $T = 0,22 \text{ ms}$ und verschiedenen Verstimmungen $\delta\nu$ bezüglich der Resonanzfrequenz aufgenommen. Abbildung 5.3 zeigt die relative Anzahl der transferierten Kaliumatome für verschiedene Verstimmungen. Mit der in Abschnitt 5.1.1 gemessenen Rabi-Frequenz von

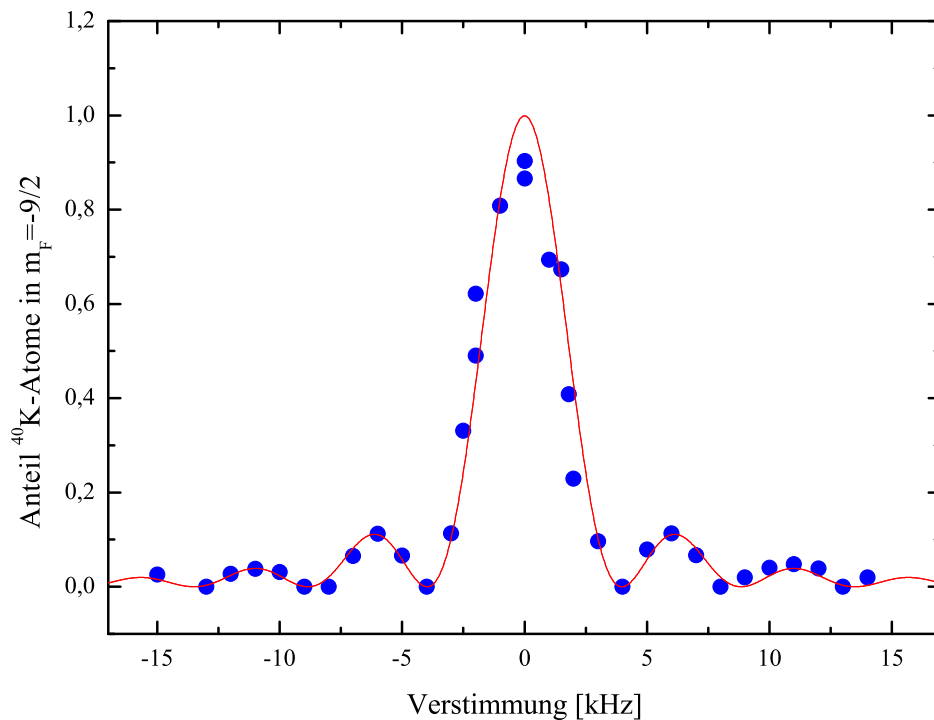


Abbildung 5.3: RF-Spektroskopie des Kalium-Übergangs $|9/2, -7/2\rangle \rightarrow |9/2, -9/2\rangle$ bei $540,24 \text{ G}$ mit Rechteckpulsen konstanter Pulsdauer $T = 0,22 \text{ ms}$.

$\nu_R = 2,23 \text{ kHz}$, der Pulsdauer $T = 0,22 \text{ ms}$ und Gleichung 5.1 lässt sich die Population im Zustand $m_F = -9/2$ in Abhängigkeit von der Verstimmung $\delta\nu$ zur Resonanzfrequenz für das Ensemble direkt angeben,

$$P_{-9/2}(\delta\nu) = \frac{(2,23 \text{ kHz})^2}{\sqrt{(2,23 \text{ kHz})^2 + \delta\nu^2}} \sin^2 \left(\sqrt{(2,23 \text{ kHz})^2 + \delta\nu^2} \pi 0,22 \text{ ms} \right). \quad (5.3)$$

Diese Gleichung ist in Abbildung 5.3 ohne freie Parameter eingezeichnet. Die Messdaten passen sehr gut zu der vorhergesagten Linienform. Aus dieser Messung geht

hervor, dass die Seitenmaxima im RF-Spektrum von Rechteckpulsen das Auflösungsvermögen zwischen zwei benachbarten Maxima deutlich verringern.

Gaußförmige Pulse

Eine gaußförmige Pulsform ist für die RF-Spektroskopie mit hoher Frequenzauflösung besonders geeignet, da die Fouriertransformierte einer Gaußfunktion wieder eine Gaußfunktion ergibt. Die Amplitude des RF-Pulses kann dafür mit folgender Funktion moduliert werden.

$$P_G(t) = P_0 e^{-2\frac{t^2}{\sigma_t^2}} \quad (5.4)$$

Für diese Anwendung ist eigentlich ein Haversine-Puls der Form

$$P_H(t) = P_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\sigma_t}\right)$$

besser geeignet, da die Leistung in den Flügeln eines Gaußpulses nicht auf Null absinkt, sondern immer einen endlichen Wert erreicht. Zunächst wurden jedoch für das beschriebene Experiment zeitlich abgeschnittene Gaußpulse verwendet, da diese einfacher zu implementieren waren [55]. Dazu wurde für eine $1/e^2$ -Breite von σ_t des Gaußpulses eine gesamte Pulslänge $T = 4\sigma_t$ gewählt. Für diese Pulslänge ist das Integral der Gaußkurve im Vergleich zur abgeschnittenen Kurve fast identisch. In Abbildung 5.4 sind auf dem linken Bild die Fouriertransformierten

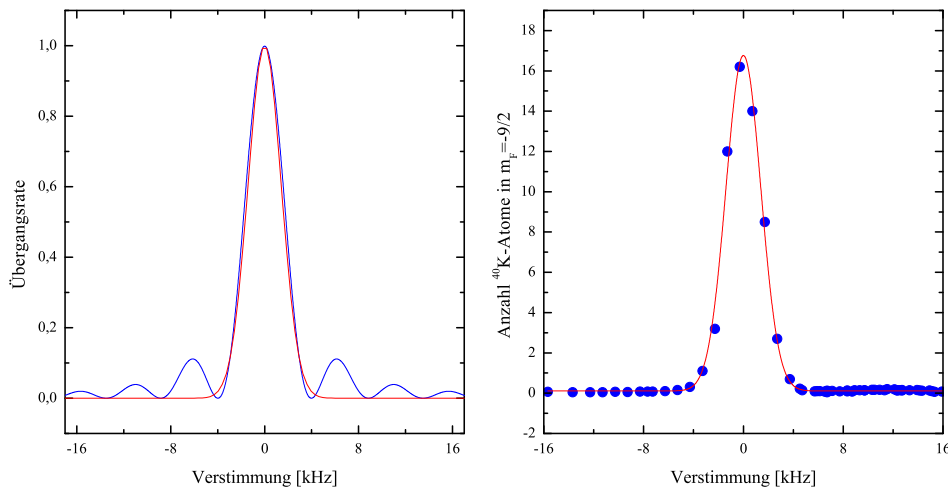


Abbildung 5.4: Fourierspektrum eines gaußförmigen RF-Pulses (rote Linie) im Vergleich zu einem Rechteckpuls (blaue Linie). Für den gaußförmigen Puls verschwinden die Seitenbänder. Rechts eine Messung am Kalium-Übergang $|9/2, -7/2\rangle \rightarrow |9/2, -9/2\rangle$ bei einem Magnetfeld von 546,269 G mit gaußförmigen RF-Pulsen mit einer $1/e^2$ -Pulsbreite von 175 μs .

eines Gaußpulses und eines Rechteckpulses eingezeichnet. Im rechten Bild ist eine

RF-Spektroskopiemessung des Kalium-Übergangs $|9/2, -7/2\rangle \rightarrow |9/2, -9/2\rangle$ mit einem gaußförmigen RF-Puls bei einem Magnetfeld von $546,27\text{ G}$ dargestellt. In dieser Messung sind keine Seitenmaxima zu erkennen.

Die Gaußpulse mit Frequenzen im Bereich von 80 MHz wurden mit einem Frequenzgenerator der Firma *Toptica* (VFG-150) erzeugt. Dieser Frequenzgenerator erlaubt die Programmierung von beliebigen Pulsformen, wobei Amplitude und Frequenz mit minimalen Zeitschritten von 100 ns eingestellt werden können. Die Pulse wurden analog zu Abschnitt 3.10.2 mit 10 W verstärkt und über eine Spule abgestrahlt. Die Leistung am Eingang des Verstärkers wurde so angepasst, dass alle Atome bei der Resonanzfrequenz transferiert werden.

5.2 Radiofrequenz-Assoziation von Molekülen

Allgemein existiert eine Feshbach-Resonanz für den Fall, dass die Gesamtenergie zweier stoßender Atome der Energie eines gebundenen molekularen Zustands gleicht (siehe Abschnitt 2.2). Für positive Streulängen beschreibt der Feshbach-Molekülzustand ein stabiles Molekül. Im Gegensatz zu den in Abschnitt 2.4 be-

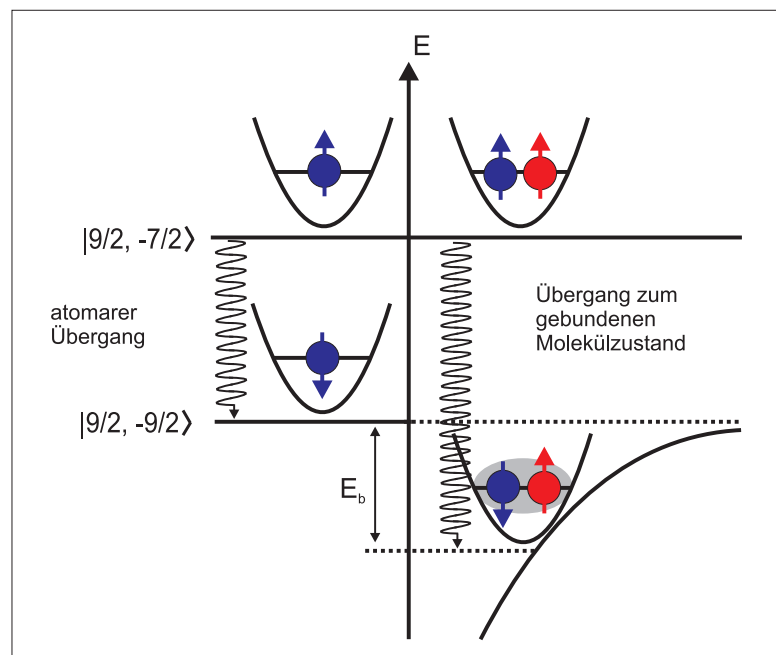


Abbildung 5.5: Molekülbildung durch Radiofrequenz-Assoziation von ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen.

schriebenen Experimenten mit homonuklearen Molekülen wurde in dieser Arbeit die Molekülerzeugung in einer Bose-Fermi-Mischung untersucht. Dabei wurden die Moleküle nicht mit einer Magnetfeldrampe, sondern mit der in der Gruppe von

Prof. Sengstock entwickelten Methode der Radiofrequenz-Assoziation erzeugt [55]. Dieses Assoziations-Schema beruht auf der Idee, zunächst eine nicht-resonante, heteronukleare Spinnischung bei einem Magnetfeld in der Nähe einer Feshbach-Resonanz zu präparieren. Die Spinnischung besteht aus einem ^{87}Rb -Atom im resonanten Spinzustand und einem nicht-resonanten ^{40}K -Atom, dessen Spin mit einem RF-Photon in die resonante Konfiguration gebracht werden kann. Wird ein RF-Photon eingestrahlt, liegen beide Atome in den resonanten Spinzuständen vor. Wird die Energie des Photons zusätzlich die Bindungsenergie des molekularen Zustands erhöht, kann der Atom-Atom-Streuzustand in den schwach gebundenen molekularen Zustand überführt werden. In Abbildung 5.5 ist dieser Prozess schematisch dargestellt. Für die Molekülerzeugung eignet sich insbesondere eine Feshbach-Resonanz bei $546,7\text{ G}$ mit einer Breite von $2,9\text{ G}$ für ^{40}K -Atome im Zustand $|9/2, -9/2\rangle$ und ^{87}Rb -Atome im Zustand $|1,1\rangle$ (siehe Abschnitt 2.2.4).

5.2.1 Position der Feshbach-Resonanz

Die Position der Feshbach-Resonanz muss zur Kontrolle der heteronuklearen Streulänge genau bekannt sein. Deshalb wurde die Position der Feshbach-Resonanz zunächst mit einer Verlustmessung bestimmt (vgl. [70]). Dazu wurde eine ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung mit jeweils 3×10^5 Kalium- und Rubidiumatomen in der gekreuzten Dipolfalle bei einer Temperatur von 800 nK bei einer Dichte von $5,2 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ für die Rubidiumatome und $4,1 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ für die Kaliumatome erzeugt. Für eine präzise Bestimmung der Resonanzposition wurden die Kaliumatome zunächst im nicht-resonanten Zustand $|9/2, -7/2\rangle$ präpariert. Anschließend wurde ein homogenes Feld mit verschiedenen Feldstärken um $546,7\text{ G}$ angelegt. Für die Spinkombination $|9/2, -7/2\rangle \otimes |1,1\rangle$ existiert keine Feshbach-Resonanz in der Nähe von $546,7\text{ G}$. Bei einem festen Magnetfeld wurde mit einer 10 ms Radiofrequenzrampe die Kaliumatome in den resonanten Zustand $|9/2, -9/2\rangle$ transferiert und für weitere 10 ms gewartet. In der Nähe der Feshbach-Resonanz wird die Zweikörper-Stoßrate groß und führt dadurch ebenfalls über die erhöhte, inelastische Dreikörper-Stoßrate zu Fallenverlusten, da durch eine Zustandsänderung Energie freigesetzt wird. Die entsprechende Messung ist in Abb. 5.6 dargestellt. An die Messdaten wurde eine Gaußfunktion angepasst und daraus eine Magnetfeldposition von $B_0 = 546,69 \pm 0,04\text{ G}$ ermittelt.

5.2.2 Experimentablauf zur Molekülerzeugung

Eine effiziente Bildung von Molekülen aus zwei stoßenden Atomen erfordert ein Gas mit hohen Phasenraumdichten [180]. Für die folgenden Messungen wurde deshalb zunächst eine ultrakalte Mischung aus ^{87}Rb -Atomen im Zustand $|2, = 2\rangle$ und ^{40}K -Atomen im Zustand $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ bei $1,5\text{ }\mu\text{K}$ in der Magnetfalle präpariert. Das experimentelle Vorgehen hierzu ist in Kapitel 3 ausführlich beschrieben.

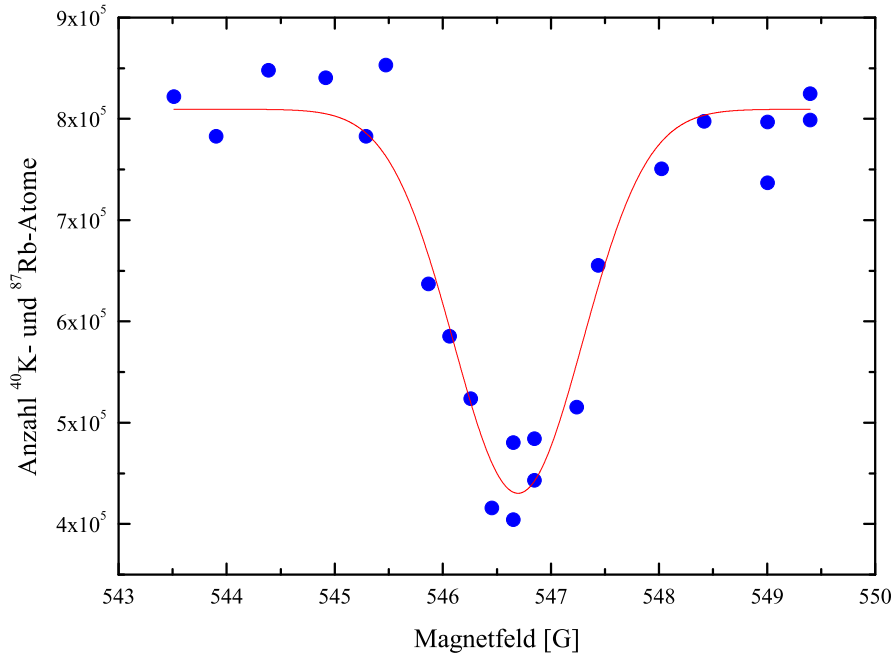


Abbildung 5.6: Teilchenverlust als Funktion des Magnetfelds für eine Mischung aus ^{87}Rb -Atomen im Zustand $|1,1\rangle$ und ^{40}K -Atomen im Zustand $|9/2, -9/2\rangle$.

Die heteronukleare Mischung wurde anschließend mit dem magnetischen Transportmechanismus aus Kapitel 4 in der Mitte der Magnetspulen positioniert und in eine gekreuzte Dipolfalle umgeladen. Nach dem Transfer in die Dipolfalle betrug die Temperatur $2 \mu\text{K}$. Die Rubidiumatome wurden mittels einer schnellen adiabatischen Passage in 10 ms in den $|F = 1, m_F = 1\rangle$ -Zustand überführt. Danach wurden die ^{40}K -Atome mittels einer Radiofrequenz-Passage in 90 ms in den Zustand $|F = 9/2, m_F = -7/2\rangle$ transferiert.

Nach dieser Spinpräparation wurde das homogene Feld in 100 ms auf verschiedene Werte in der Nähe der Feshbach-Resonanz bei $546,7 \text{ G}$ erhöht. Die Temperatur des Ensembles wurde durch Evaporation in der Dipolfalle zwischen $2 \mu\text{K}$ und 200 nK eingestellt. Zur Erzeugung der Moleküle wurde experimentell ein optimales Mischungsverhältnis $^{40}\text{K}:^{87}\text{Rb}$ von ca. 3:1 ermittelt. Daraus resultierten Teilchendichten von bis zu $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für die Kaliumatome und $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für die Rubidiumatome in der gekreuzten Dipolfalle. Der höhere Anteil an Kaliumatomen erwies sich aufgrund inelastischer Stöße zwischen Rubidiumatomen und Molekülen für eine effiziente Molekülbildung als erforderlich (siehe Abschnitt 5.3.5).

Zur Erzeugung von Feshbach-Molekülen wurden die Kaliumatome im Zustand $|9/2, -7/2\rangle$ und die Rubidiumatome im Zustand $|1,1\rangle$ präpariert. Moleküle können sich nur bei einer stark repulsiven Wechselwirkung mit $a \gg 0$ bilden. Daher wurden zur Molekülbildung für Magnetfelder unterhalb der Resonanzposition ($545,80 \text{ G} < B < 546,7 \text{ G}$) gaußförmige RF-Pulse mit einer $1/e^2$ -Pulsbreite von

175 μs eingestrahlt.

5.2.3 Detektion der Moleküle

Zur Detektion der gebildeten Moleküle wurde sofort nach dem RF-Puls die Dipolfalle ausgeschaltet. Es folgte eine freie Expansion von 2 ms , bevor die Kaliumatome zustandsselektiv detektiert wurden (siehe Abschnitt 3.6.2). Dazu wurden zunächst die Kaliumatome im Zustand $|9/2, -9/2\rangle$ auf die Kamera in der vertikalen Detektionsrichtung abgebildet. Dazu ist bei einem Magnetfeld von 546,7 G eine Verstimmung von $-764 MHz$ bezüglich des Detektionslichts erforderlich. In einem zeitlichen Abstand von 1,5 ms wurden die Kaliumatome im Zustand $|9/2, -7/2\rangle$ mit einer Verstimmung von $-833 MHz$ mit der gleichen Kamera aufgenommen. Anschließend wurde das homogene Feld mit der in Anhang B beschriebenen Elektronik in 6 ms ausgeschaltet. Danach erfolgte die Detektion der Rubidiumatome in der horizontalen Detektionsrichtung nach insgesamt 10 ms Expansionszeit mit der zweiten Kamera. Dazu wurden die Atome in 20 μs mit Rückpumperlicht optisch vom Zustand $|1,1\rangle$ in den Zustand $|2,2\rangle$ transferiert und mit dem Detektionslicht abgebildet.

Radiofrequenz-Spektrum

Für verschiedene Frequenzen des RF-Pulses wird der Anteil der in den Zustand $|9/2, -9/2\rangle$ transferierten Kaliumatome gemessen. Für die Frequenzen des atomaren Zeeman-Übergangs der Kaliumatome tritt ein scharfes Maximum auf. Die genaue Frequenz dieses Übergangs dient zur Kalibration des Magnetfelds. Wenn zusätzlich zur Frequenz des atomaren Übergangs die Bindungsenergie des gebundenen Molekülzustands eingestrahlt wird, bilden sich Feshbach-Moleküle. Diese Moleküle werden mit resonantem Laserlicht für Kalium im Zustand $|9/2, -9/2\rangle$ detektiert. Die schwach gebundenen Moleküle absorbieren das resonante Laserlicht, da mit dem ersten Photon die Moleküle dissoziiert werden. Weitere Photonen werden von den dissoziierten Kaliumatomen gestreut. In Abbildung 5.7 ist ein gemessenes RF-Spektrum bei einem Magnetfeld von $B = 546,06 G$ gezeigt. Hierzu wurde eine Mischung aus 2×10^5 Kaliumatomen und 1×10^5 Rubidiumatomen bei einer Temperatur von 300 nK erzeugt. Für verschiedene eingestrahelte Radiofrequenzen ist der Anteil der Kaliumatome im Zustand $|9/2, -9/2\rangle$ gezeigt. Die Feshbach-Moleküle wurden bei einer Bindungsenergie von $-115 KHz$ detektiert. Es konnten bei dieser Messung bis zu 7% der Kaliumatome zu ^{40}K - ^{87}Rb -Molekülen assoziiert werden. In Abbildung 5.8 ist eine Absorptionaufnahme der molekularen Wolke nach 2 ms Expansionszeit gezeigt. Aus diesen Aufnahmen lassen sich Größe und Teilchenzahl der Moleküle berechnen und die Temperatur bestimmen. Für alle Messungen war die Temperatur der Moleküle identisch mit der des atomaren Ensembles.

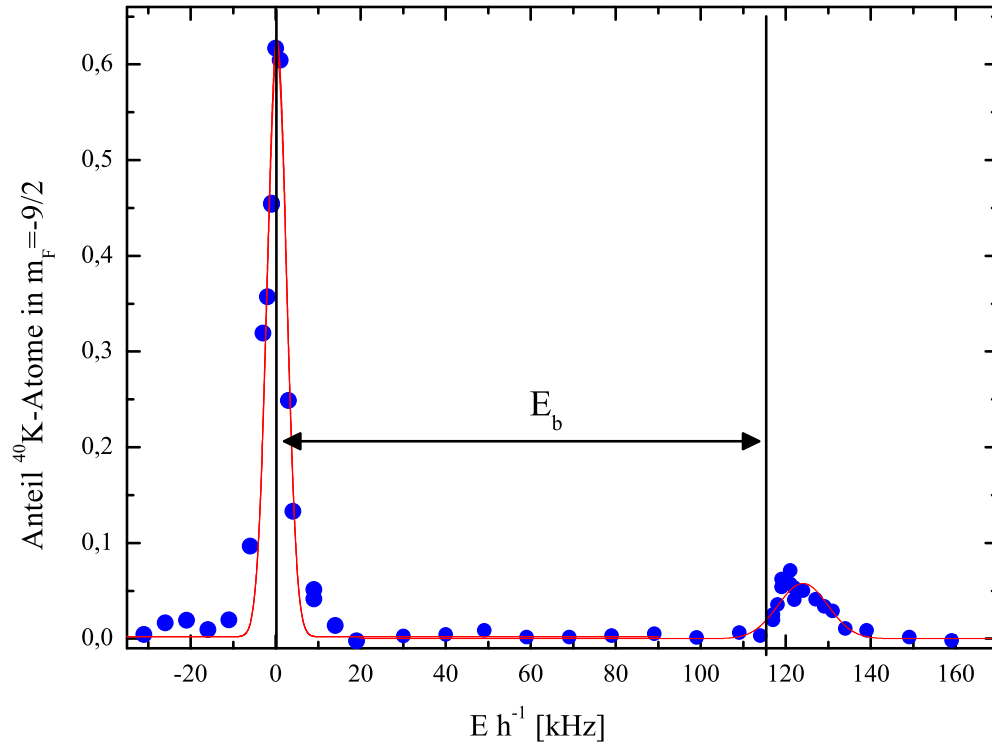


Abbildung 5.7: RF-Spektrum einer ^{40}K - ^{87}Rb -Mischung bei 546,06 G.

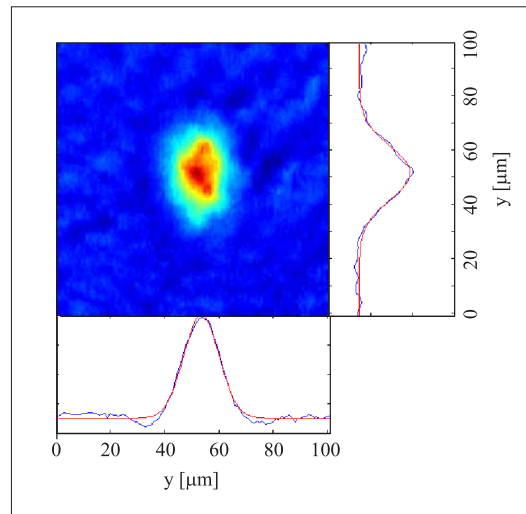


Abbildung 5.8: Absorptionsaufnahme von Kaliumatomen aus dissoziierten Feshbach-Molekülen nach 2 ms Expansionszeit bei einem Magnetfeld von 546,06 G.

5.3 Messergebnisse

5.3.1 Analyse der RF-Spektren

Ein genaues Verständnis der heteronuklearen Molekülbildung kann aus der Analyse der RF-Spektren und einem Vergleich dieser Spektren mit theoretischen Modellen

gewonnen werden. Einige solcher gemessenen Spektren sind in Abbildung 5.9 für verschiedene Temperaturen dargestellt. Besonders gut ist die asymmetrische Li-

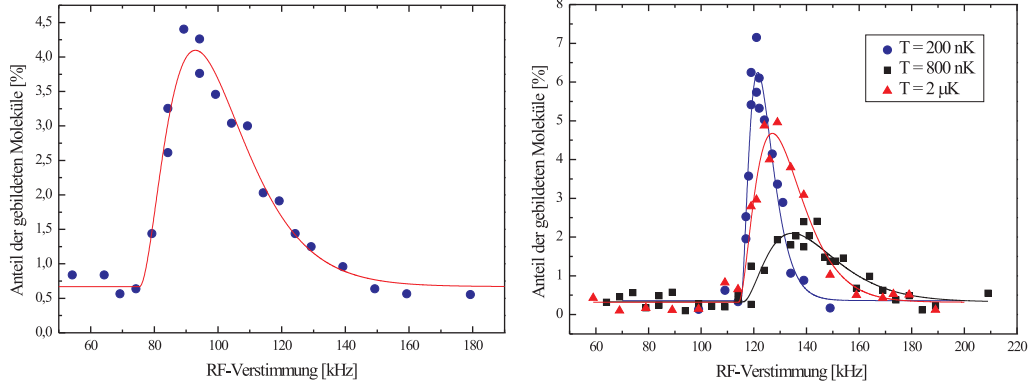


Abbildung 5.9: RF-Spektren von Feshbach-Molekülen bei verschiedenen Temperaturen. Auf dem linken Bild ist ein RF-Spektrum bei einer Temperatur von 420 nK gezeigt. An die RF-Spektren wurde Gleichung 5.5 angepasst.

nienform zu erkennen, die aus einem steilen Anstieg der Konversionseffizienz und einen exponentiell abfallenden Teil besteht. Diese Linienform ändert sich mit der Temperatur: der Anstieg sowie der exponentiell abfallende Teil flachen für höhere Temperaturen ab. Im Folgenden wird ein viel versprechendes Modell zur quantitativen Analyse dieser Spektren vorgestellt.

Dieses Modell beruht auf der Annahme, dass sich die Atome für große Kernabstände wie ein klassisches Gas in einem dreidimensionalen harmonischen Oszillatorpotential verhalten. Für kleine Kernabstände wird die Atom-Atom-Wechselwirkung durch das Molekülpotential beschrieben. In Abbildung 5.10 sind zwei kombinierte Potentiale aus einem Molekülpotential und dem Potential eines harmonischen Oszillators skizziert. Das obere Potential beschreibt den Streuzustand zwischen einem ^{40}K - und einem ^{87}Rb -Atom mit einer relativen kinetischen Energie E_{kin} in dem gekoppelten Atom-Atom-Zustand $|9/2, -7/2\rangle \otimes |1,1\rangle$. Die Verteilung der kinetischen Energien ist für die ungebundenen Atome durch die Energieverteilung des dreidimensionalen harmonischen Oszillators gegeben.

$$f(E_{kin})_{harm.} \propto E_{kin}^2 e^{-\frac{E_{kin}}{kT}}$$

Einige dieser Energieniveaus sind in dem Potential eingezeichnet. Das untere Potential beschreibt den Streuzustand zwischen ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen in dem gekoppelten Atom-Atom-Zustand $|9/2, -9/2\rangle \otimes |1,1\rangle$. Für dieses Potential ist der oberste gebundene Zustand des Molekülpotentials eingezeichnet. Die Kopplung zwischen dem Streuzustand der Atome und dem gebundenen Molekülzustand erfolgt durch

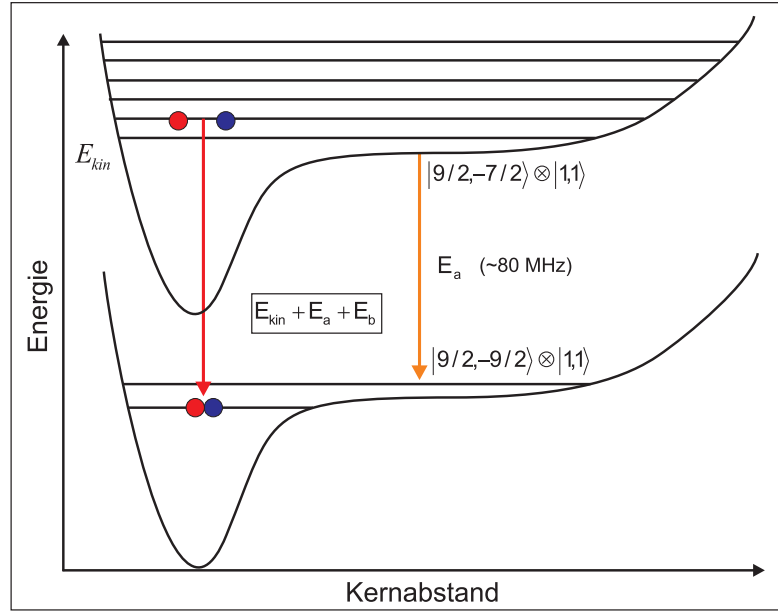


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der heteronuklearen Molekülbildung in einem kombinierten Potential eines harmonischen Oszillators und des Molekülpotentials.

die eingestrahlte Radiofrequenz. Die Kopplungsenergie E_M , die zur Assoziation eines Dimers benötigt wird, setzt sich in dieser Betrachtung aus der Energie des atomaren Übergangs E_a , der Bindungsenergie des molekularen Zustands E_b und der relativen kinetischen Energie E_{kin} der Atome zusammen.

$$E_M = E_a + E_b + E_{kin}$$

Für ein festes Magnetfeld ergibt sich die Energie des atomaren Übergangs E_a aus der Zeeman-Aufspaltung des Kaliumatoms. Die Bindungsenergie E_b lässt sich für ein festes Magnetfeld aus Gleichung 2.33 berechnen. Basierend auf diesem Modell wurden an die RF-Spektren aus Abbildung 5.9 die folgende Funktion angepasst, bei der für die Energie des Übergangs zum gebundenen Molekülzustand die Energieverteilung der relativen kinetischen Energien der Atom-Paare in einem harmonischen Potential mit berücksichtigt wird.

$$f(E) = A(E + E_b)^2 e^{-\frac{E+E_b}{kT}} \quad (5.5)$$

Mit E ist hierbei die Verstimmung der Frequenz im Vergleich zur Frequenz des atomaren Kalium-Übergangs bezeichnet und die Variable A dient als freier Parameter zur Anpassung der Amplitude. Zum Test dieses Modells wurden RF-Spektren bei unterschiedlichen Temperaturen im Bereich von 200 nK bis 2 μ K aufgenommen und mit Gleichung 5.5 ausgewertet (siehe Abbildung 5.10). Die aus dieser Anpassung ermittelten Temperaturen wurden mit den experimentell bestimmten

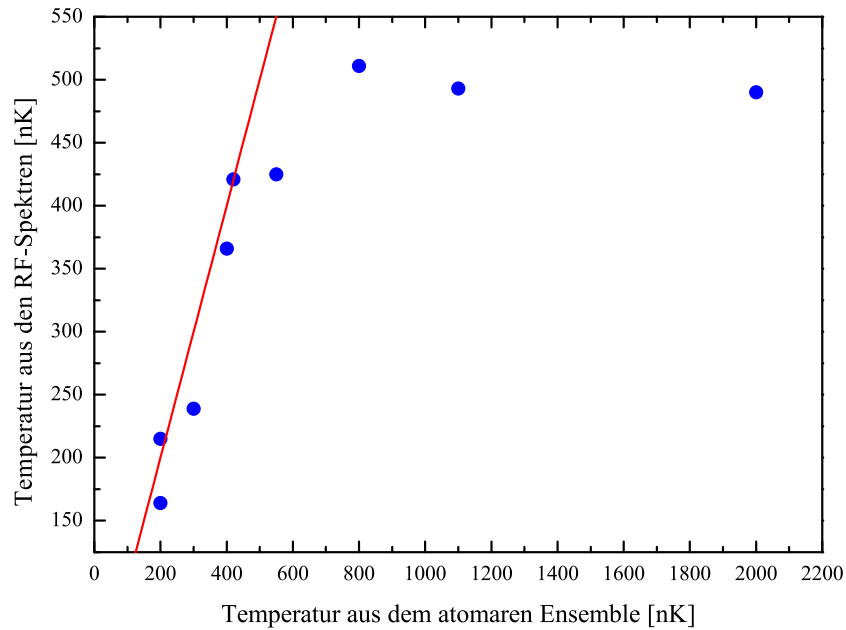


Abbildung 5.11: Vergleich der Temperatur ermittelt aus den RF-Spektren mit der Temperatur des atomaren Ensembles.

Temperaturen verglichen und die Ergebnisse dieses Vergleichs in Abbildung 5.11 dargestellt. Hierbei wurde die Temperatur aus der Anpassung mit Gleichung 5.5 gegen die Temperatur des atomaren Ensembles aufgetragen. Für kältere Temperaturen ergibt sich aus dem Modell die experimentell bestimmte Temperatur des Ensembles. Für Temperaturen oberhalb von 450 nK trifft die Vorhersage des theoretischen Modells nicht mehr zu.

5.3.2 Konversionseffizienz

Im Folgenden werden die Messungen zur Effizienz der Molekülerzeugung für verschiedene experimentelle Parameter diskutiert. Nach einem Modell in Ref. [180] funktioniert die Molekülbildung am Besten für Atom-Paare mit einem minimalen Abstand im Phasenraum. Für solche Atom-Paare kann die kombinierte Streu-Wellenfunktion über die Kopplung mit dem RF-Feld in eine Wellenfunktion des höchsten molekularen Vibrationsniveaus überführt werden. Für die Bildung homonuklearer bosonischer $^{85}\text{Rb}_2$ -Dimere und fermionischer $^{40}\text{K}_2$ Dimere wurde in Ref. [180] die Bewegung der Atome in der Falle mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation berechnet und die Konversionseffizienz ermittelt. Mit diesem Modell wurde eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gefunden. Diese Simulationen beschränken sich auf die Betrachtung der Bewegung der Atome im Phasenraum. Alle sonstigen Faktoren, die zur Molekülerzeugung eine Rolle spielen könnten, sind in einem Faktor γ zusammengefasst, mit welchem die simulierte Konversionseffi-

zient auf ein bestimmtes physikalisches System angepasst wird. Ein Kalium- und ein Rubidiumatom können in dieser Betrachtung nur dann ein KRb-Molekül bilden, wenn der Abstand im Phasenraum ausreichend klein ist. Diese Bedingung lässt sich für den Phasenraumabstand eines Kalium- und Rubidiumatoms mit den Geschwindigkeiten v_{Rb} und v_K sowie den Positionen r_{Rb} und r_K wie folgt definieren.

$$m_{Rb}r_{Rb}v_{Rb} - m_Kr_Kv_K < \gamma\hbar$$

Aus dieser Gleichung wird jedoch ersichtlich, dass sich dieses Modell für homonukleare Dimere nicht ohne weiteres auf heteronukleare Dimere übertragen lässt, da sich die ^{40}K - und die ^{87}Rb -Atome aufgrund ihrer Massendifferenz unterschiedlich in der Falle bewegen. Für die folgenden experimentellen Untersuchungen der Konversionseffizienz unter Variation der eingestrahlten RF-Leistung, der Temperatur des Ensembles und der Bindungsenergie der Feshbach-Moleküle noch kein theoretisches Modell zur Beschreibung der Messergebnisse gefunden werden.

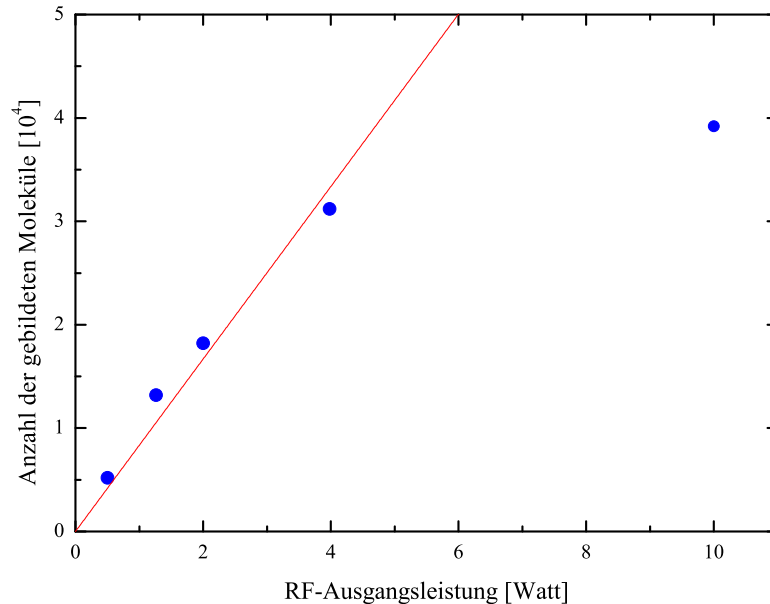


Abbildung 5.12: Konversionseffizienzen für verschiedene Ausgangsleistungen des Radiofrequenz-Verstärkers. Die rote Linie ist eine lineare Anpassung an die ersten vier Datenpunkte.

Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Radiofrequenzleistung

Zunächst wurde die Konversionseffizienz für verschiedene RF-Leistungen untersucht. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Für diese wie für alle nachfolgenden Messungen wurden gaußförmige RF-Pulse mit der experimentell ermittelten optimalen Pulsbreite von $175 \mu\text{K}$ eingestrahlt. Bis zu einer

Leistung von 4 W steigt die Konversionseffizienz linear an und sättigt für höhere Leistungen. Dieser Sättigungseffekt lässt sich durch die Dissoziation einiger Moleküle bei diesen Leistungen erklären. Für die folgenden Untersuchungen der Konversionseffizienz wurde stets die maximale RF-Leistung von 10 W eingestellt.

Temperaturabhängigkeit der Konversionseffizienz

In Abbildung 5.13 sind die gemessenen Konversionseffizienzen für verschiedene Temperaturen des Ensembles gezeigt. Für diese Messungen wurde eine Mischung aus Kalium und Rubidiumatomen mit einem Mischungsverhältnis von etwa 1 : 3 in der Dipolfalle präpariert. Die Effizienz der Molekülbildung steigt erwartungsgemäß für niedrigere Temperaturen an, da die Phasenraumdicke des Ensembles zunimmt. Dieser Zusammenhang ist in dem rechten Bild gezeigt. Hier sind die Messwerte gegen die Phasenraumdicke der Rubidiumatome aufgetragen. Die Phasenraumdicke wurde dabei für Rubidiumgas im Zentrum der Dipolfalle mit den gemessenen Teilchenzahlen und den Fallenfrequenzen berechnet. Alle Messungen wurden für Temperaturen oberhalb der kritischen Temperatur für die Bose-Einstein-Kondensation durchgeführt, da für eine quantenentartete Mischung aus einem Kondensat und einem Fermigas die Konversionseffizienz wieder abnimmt. Dieser Zusammenhang wird in Ref. [173] durch zwei konkurrierende Effekte erklärt, da einerseits die Phasenraumdicke zunimmt, aber andererseits die räumliche Überlagerung des Kondensats mit dem Fermigas abnimmt.

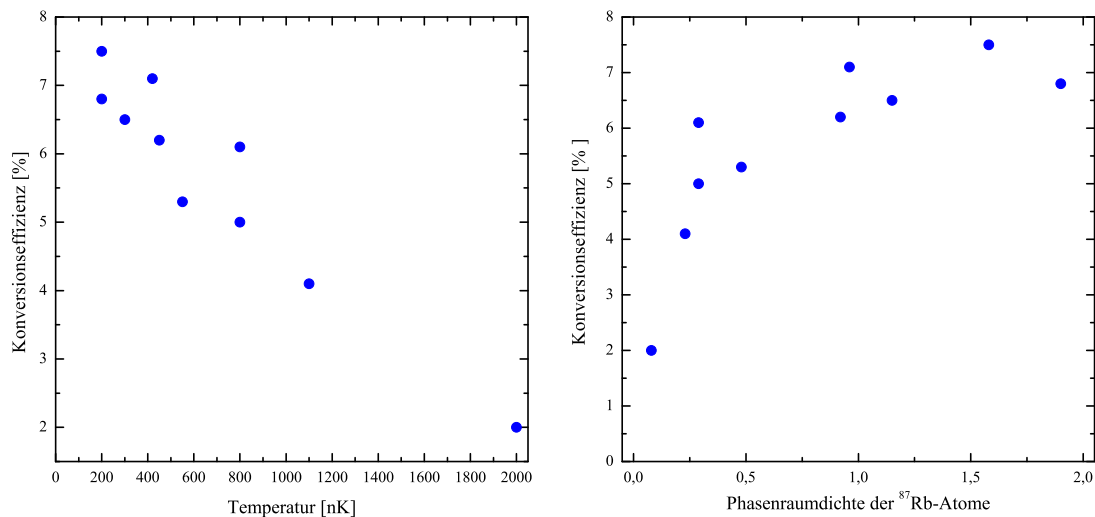


Abbildung 5.13: Konversionseffizienzen für verschiedene Temperaturen. Diese Messwerte aus dem linken Bild sind rechts gegen die Phasenraumdicke der Rubidiumatome in der Dipolfalle aufgetragen.

Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Bindungsenergie

In einer zweiten Messreihe wurde untersucht, wie sich die Konversionseffizienz für verschiedene molekulare Bindungsenergien verhält. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.14 dargestellt. Dazu wurde die maximale Konversionseffizienz für verschiedene Bindungsenergien bei Temperaturen im Bereich von $400 - 500 \text{ nK}$ bestimmt. Aus dieser Messung wird deutlich, dass für größere Bindungsenergien die Anzahl der gebildeten Moleküle abnimmt. Dieser Zusammenhang lässt sich mit der Form der Wellenfunktion der Feshbach-Moleküle erklären, die maßgeblich von der Streulänge und damit von der Bindungsenergie bestimmt wird. Die Eigenschaften der Feshbach-Moleküle sind durch einen Anteil des ge-

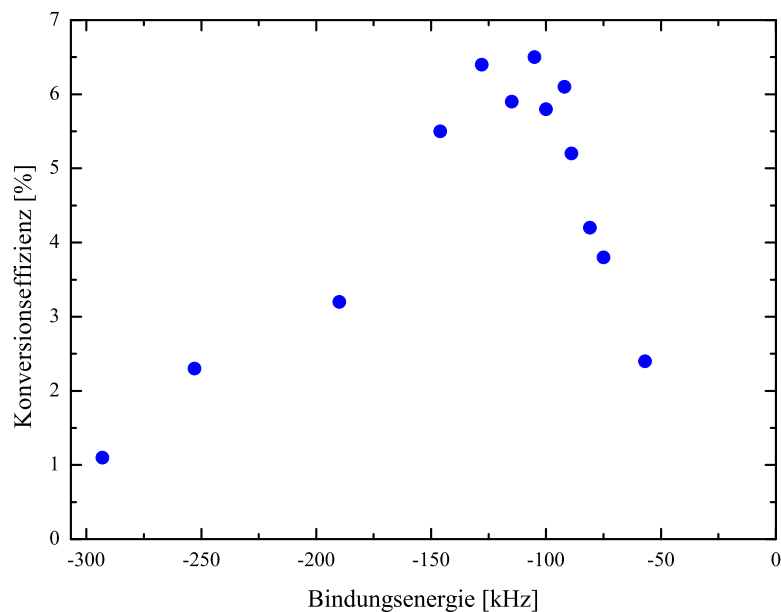


Abbildung 5.14: Erzeugungseffizienzen für verschiedene Bindungsenergien.

schlossenen und einen Anteil des offenen Kanals bestimmt (siehe Abschnitt 5.3.3). Für größere Bindungsenergien bei größeren Abständen von der Resonanzposition geht die Wellenfunktion in die Molekülwellenfunktion über. Für große Bindungsenergien ist der gebundene Zustand ausschließlich vom geschlossenen Kanal bestimmt. Die Übergangswahrscheinlichkeit von dem Atom-Atom-Streuzustand in den gebundenen Feshbach-Zustand nimmt daher für einen höheren Anteil des geschlossenen Kanals und damit größeren Bindungsenergien ab. Der Übergang vom Streuzustand in stark gebundene Molekülzustände ist deshalb unwahrscheinlich, wie aus der Messung in Abb. 5.14 hervorgeht. Die Konversionseffizienz nimmt für kleinere Bindungsenergien zu und erreicht bei 100 kHz ein Maximum. Für kleinere Bindungsenergien nimmt die Konversionseffizienz wieder ab. Dieser Effekt lässt sich mit der hohen Streurrate in der Nähe der Resonanz erklären. Dadurch erhöht

sich die Stoßrate der Feshbach-Moleküle mit den restlichen Atomen und diese gehen aufgrund von inelastischen Stößen aus der Falle verloren (siehe Abschnitt 5.3.5).

5.3.3 Molekulare Bindungsenergien

Die Bindungsenergien der Moleküle wurden für verschiedene Magnetfelder in der Nähe der Feshbach-Resonanz bis zu einer Bindungsenergie von -293 kHz bestimmt. In Abb. 5.15 sind die gemessenen Bindungsenergien für verschiedene Magnetfelder gezeigt. In der Nähe der Feshbach-Resonanz gilt für die Bindungsenergie Gleichung 2.33, die von der heteronuklearen ^{40}K - ^{87}Rb -Streulänge von $-183 a_0$ bei $B = 0$, der Breite der Resonanz $\Delta B = -2,9 \text{ G}$ und der Magnetfeld-Position der Resonanz B_0 abhängig ist. Mit diesen Werten ist der Verlauf der Bindungsener-

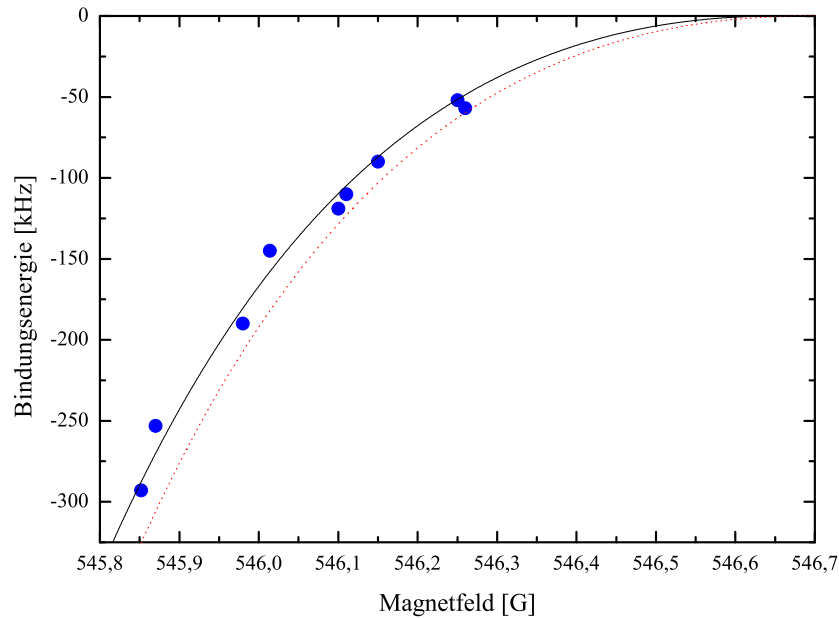


Abbildung 5.15: Bindungsenergien heteronuklearer Feshbach-Moleküle für verschiedene Magnetfeldstärken.

gie in Abb. 5.15 als rot gestrichelte Kurve dargestellt. Diese Kurve liegt deutlich unterhalb der gemessenen Werte. Eine Anpassung der Messdaten mit Gleichung 2.33 mit B_0 als freiem Parameter ergibt einen etwas kleineren Wert von $B_0 = 546,65 \pm 0.01 \text{ G}$ für die Resonanzposition, der sehr gut mit dem letzten publizierten Wert aus Ref. [181] mit $B_0 = 546,669 \pm 0.002 \text{ G}$ übereinstimmt. Die Bindungsenergien von Feshbach-Molekülen sind daher zur präzisen Vermessung der Position einer Feshbach-Resonanz verglichen zu Verlustmessungen besser geeignet.

Größe der Feshbach-Moleküle

In der Nähe der Resonanz entspricht die Größe der Feshbach-Moleküle nach Gleichung 2.19 der Hälfte der Streulänge $\langle r \rangle = \frac{a}{2}$. Daher lässt sich mit den gemessenen Bindungsenergien E_B mit Gleichung 2.33 die räumliche Ausdehnung der Feshbach-Moleküle mit

$$\langle r \rangle = \frac{\hbar}{2\sqrt{2\mu E_B}}$$

berechnen. In Abbildung 5.16 ist die Größe der Feshbach-Moleküle für die gemessenen Bindungsenergien in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke dargestellt. Zusätzlich ist die mit Gleichung 5.6 berechnete Größe der Moleküle eingezeichnet. Die Größe der Feshbach-Moleküle strebt für größere Abstände von der Feshbach-

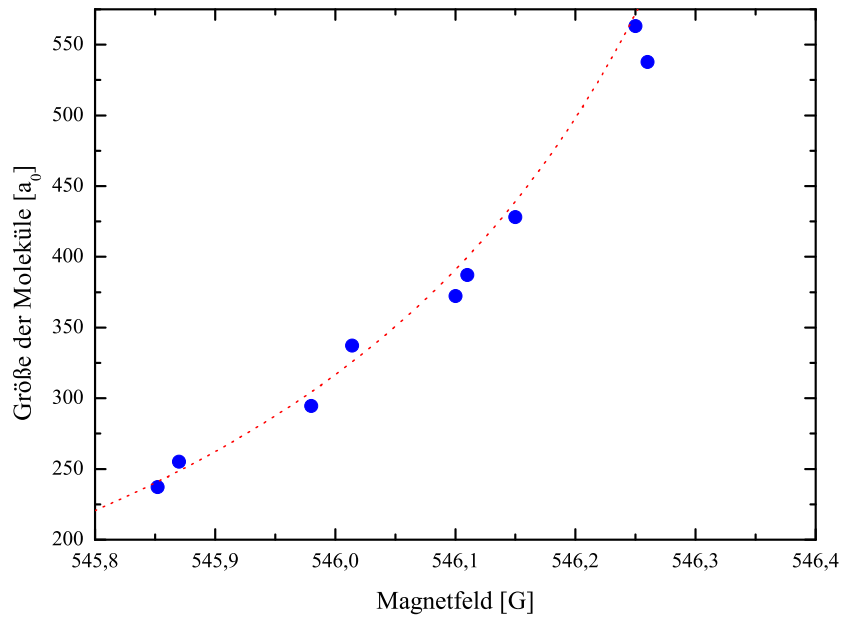


Abbildung 5.16: Größe der Feshbach-Moleküle in Abhängigkeit des Magnetfelds in der Nähe der Feshbach-Resonanz. Mit der rot gestrichelten Linie ist Gleichung 5.6 eingezeichnet.

Resonanz gegen die Größe der Moleküle bei $B = 0$. Im höchsten Vibrationsniveau des Grundzustandpotentials lässt sich die räumliche Ausdehnung des Moleküls gut mit der Reichweite des Molekülpotentials nähern. Dieses verhält sich für große Kernabstände wie ein van der Waals-Potential. Die Reichweite eines van der Waals-Potentials kann mit der van der Waals Länge

$$l_{vdW} = \frac{1}{2} \left(\frac{2\mu C_6}{\hbar^2} \right)^{1/4}$$

abgeschätzt werden. Mit dem van der Waals Koeffizienten C_6 für das KRb-Molekülpotential aus Ref. [71] ergibt sich ein Wert von $l_{vdW} = 40 a_0$. Für größere

Abstände von der Resonanzposition nähert sich die Größe der Feshbach-Moleküle diesem Wert.

5.3.4 Dynamik der Radiofrequenz-Assoziation von Molekülen

Die RF-Assoziation von Molekülen gelang in dieser Arbeit in einer gekreuzten Dipolfalle mit hohen Fallenfrequenzen (205 Hz radial und 126 Hz axial) und hohen Teilchendichten ($\approx 5 - 8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Nach der RF-Assoziation liegt in der Dipolfalle eine Mischung von fermionischen Molekülen, ^{40}K -Atomen und ^{87}Rb -Atomen vor. Im Gegensatz zu Experimenten mit optischen Gittern [55] bewegen sich Atome und Moleküle frei in der Dipolfalle und stoßen miteinander. Aus diesem Grund wurde die Zeitabhängigkeit der RF-Assoziation untersucht. In Abbildung 5.17 ist

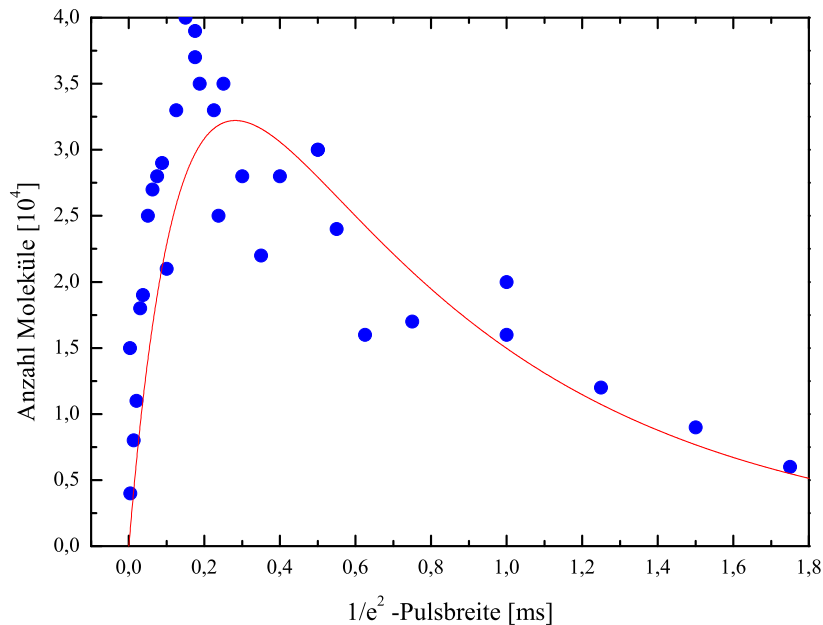


Abbildung 5.17: Anzahl der gebildeten Moleküle für verschiedene Pulsbreiten.

die Anzahl der erzeugten Moleküle als Funktion der $1/e^2$ -Breite des RF-Pulses dargestellt. Für diese Messung wurde für eine feste Frequenz von 80,135 MHz und ein festes Magnetfeld von 546,15 G die Pulsdauer variiert. Die Bindungsenergie der Moleküle betrug für diese Messung -89 kHz . Die Messdaten zeigen für Pulsbreiten von bis zu 175 μs einen schnellen Anstieg der Molekülzahl und eine langsame Abnahme der Anzahl für längere Pulse.

Dieses Verhalten lässt sich mit einem Modell beschreiben, bei welchem angenommen wird, dass die RF-Assoziation der Moleküle ein kontinuierlicher Prozess

ist. Die Molekülbildung kann deshalb näherungsweise mit den folgenden Raten-gleichungen beschrieben werden [173].

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}N_K(t) &= -\frac{1}{\tau_a}N_K(t) \\ \frac{d}{dt}N_M(t) &= \frac{1}{\tau_d}N_K(t) - \frac{1}{\tau_d}N_M(t)\end{aligned}\tag{5.6}$$

Hierbei ist N_K die Anzahl der Kaliumatome und N_M die Anzahl der KRb-Moleküle. Die Variable τ_a entspricht der exponentiellen Zeitkonstante für die Molekülbildung und τ_d bezeichnet die Zeitkonstante der Molekül-Dissoziation. In diesem Modell werden die zeitabhängige Anzahl der Rubidiumatome sowie Kaliumverluste aufgrund anderer Prozesse vernachlässigt.

Eine Anpassung der Ratengleichungen 5.7 an die Messdaten mit den Randbedingungen $N_M(0) = 0$ und $N_K(0) = 2 \times 10^5$ ergibt $\tau_d = 0,13 \text{ ms}$ und $\tau_a = 0,75 \text{ ms}$. Diese Werte sind um einen Faktor 10 kleiner als diejenigen Werte, die in Ref. [173] von der Gruppe von Prof. Jin berichtet wurden. Bei einer vergleichbaren Bindungsenergie von 96 kHz und einer Teilchendichte in der Größenordnung von $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ wurden in der Gruppe von Prof. Jin die Zeitkonstanten $\tau_d = 1,1 \text{ ms}$ und $\tau_a = 8,8 \text{ ms}$ gemessen. Dieser Unterschied kann auf die größeren Teilchendichte in der gekreuzten Dipolfalle von $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ zurückgeführt werden. Aus der Kurvenform in Abbildung 5.17 und aus der kleinen Dissoziationskonstante von $\tau_d = 0,13 \text{ ms}$ lässt sich erkennen, dass die maximale Anzahl der erzeugten Moleküle durch den schnellen Molekülzerfall limitiert ist. Es konnten bei dieser Messung maximal 7,5 % der Kaliumatome zu Molekülen assoziiert werden.

5.3.5 Stabilität heteronuklearer Feshbach-Moleküle

Die Lebensdauer der Feshbach-Moleküle in der Dipolfalle ist hauptsächlich durch Stöße mit den übrigen Atomen limitiert. Der zugrunde liegende Verlustmechanismus beruht auf inelastischen Stößen, bei denen die Moleküle durch Stöße mit Atomen vom höchsten Vibrationsniveau $v_X = 98$ in niedrigere Vibrationsniveaus transferiert werden. Bei diesem Prozess wird Energie frei, die zu den Fallenverlusten führt. In Ref. [173] wurde der Verlustprozess für Stöße von Feshbach-Molekülen mit ^{40}K -Atomen und ^{87}Rb -Atomen einzeln untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass der dominierende Verlust durch Stöße mit den restlichen ^{87}Rb -Atomen verursacht wird. In Abb. 5.18 ist eine Messung der Lebensdauer einer molekularen Wolke mit einer Bindungsenergie von $100,5 \text{ KHz}$ und einer Temperatur von 800 nK in der Dipolfalle gezeigt. Die Anzahl der Moleküle ist für verschiedene Haltezeiten in der Dipolfalle nach der RF-Assoziation aufgetragen. Eine Anpassung der Messwerte mit einer Exponentialfunktion liefert eine Lebensdauer von $0,66 \text{ ms}$. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie der in Abschnitt 5.3.4 aus der Variation der Pulslänge ermittelte Wert. Die Stabilität der Moleküle kann durch Entfernen der übrigen Rubidiumatome nach der RF-Assoziation wesentlich verlängert werden.

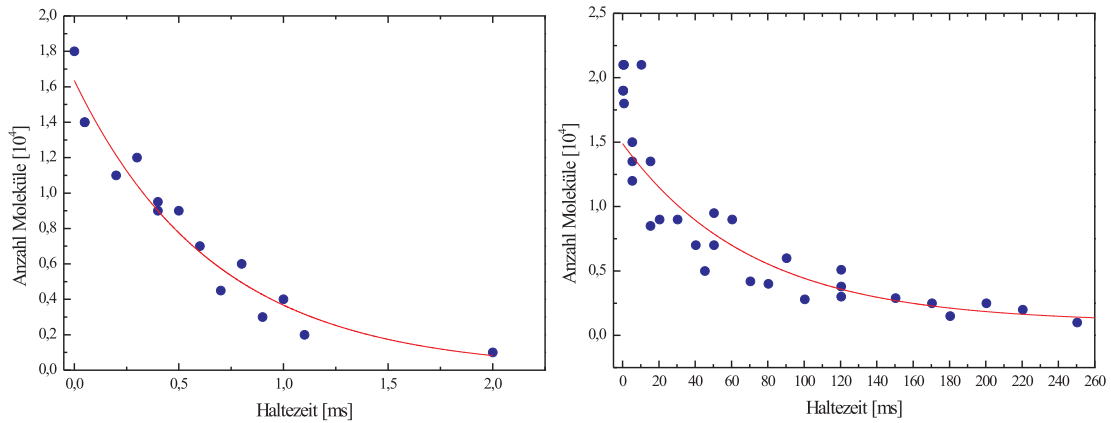


Abbildung 5.18: Lebensdauer der Feshbach-Moleküle mit Rubidiumatomen (linkes Bild, $\tau = 0,66 \text{ ms}$) und ohne Rubidiumatome (rechtes Bild, $\tau = 71,5 \text{ ms}$).

Die Rubidiumatome im Zustand $|1,1\rangle$ werden bei hohen Magnetfeldern durch simultanes Einstrahlen von Laserlicht und einer Mikrowelle aus der Falle entfernt. Direkt nach dem Assoziations-Puls wurde dazu für $350 \mu\text{s}$ eine Mikrowelle mit einer Frequenz von $8039,68 \text{ MHz}$ eingestrahlt, um die Rubidiumatome in den Zustand $|2,2\rangle$ zu transferieren (siehe Abschnitt 3.6.2). Diese Mikrowellenfrequenz kann präzise eingestellt werden, so dass durch diesen Transfer keine Moleküle dissoziiert werden. Die Rubidiumatome im Zustand $|2,2\rangle$ wurden mit resonantem Laserlicht mit einer Laserleistung von $25 \mu\text{W}$ aus der Falle entfernt. In Abbildung 5.18 sind die Resultate einer Messung der Lebensdauer der Moleküle gezeigt, bei der sich keine Rubidiumatome in der Falle befanden. Eine Anpassung mit einer Exponentialfunktion liefert eine Lebensdauer von $71,5 \text{ ms}$, die für weiterführende Experimente mit Feshbach-Molekülen, beispielsweise den Transfer in tiefer gebundene Molekülzustände, völlig ausreicht.

EIN WEG ZUR ABREGUNG VON FESHBACH-MOLEKÜLEN

Zurzeit stellt die Produktion von ultrakalten polaren Molekülen eine der größten Herausforderungen auf dem Forschungsgebiet der ultrakalten Quantengase dar [105]. Das große Interesse an diesem System begründet sich in dem permanenten elektrischen Dipolmoment, welches aufgrund der asymmetrischen Ladungsverteilung ein charakteristisches Merkmal für heteronukleare Dimere ist. In einem dipolaren Gas ist somit die dominierende Wechselwirkung durch die langreichweitige, anisotrope Dipol-Dipol-Wechselwirkung bestimmt, die durch das folgende Wechselwirkungspotential beschrieben wird.

$$V_{\mu_1\mu_2}(\mathbf{R}) = \frac{\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \boldsymbol{\mu}_2 - 3(\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\mu}_1)(\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\mu}_2)}{R^3} \quad (6.1)$$

Hierbei ist $\boldsymbol{\mu}_{1,2}$ das elektrische Dipolmoment eines Moleküls und \mathbf{R} ist der Abstand zwischen zwei Molekülen.

Feshbach-Moleküle sind in einem gebundenen Zustand, der eine Mischung aus dem höchsten Vibrationsniveaus des Singulett- und Triplett-Grundzustandspotentials ist. Nach einer *ab initio*-Berechnung besitzen KRb-Moleküle mit einer Bindungsenergie von 100 *kHz* ein permanentes Dipolmoment in der Größenordnung von $1 \times 10^{-11} ea_0$ [38, 64]. Aus diesem Grund spielt die Dipol-Dipol-Wechselwirkung für Feshbach-Moleküle keine Rolle. Dagegen wird für Moleküle im absoluten Grundzustand ein Dipolmoment von 0.3 ea_0 vorhergesagt [182, 38].

Die Erzeugung von Feshbach-Molekülen aus einem Bose-Fermi-Gemisch bildet einen hervorragenden Ausgangspunkt zur Produktion von ultrakalten heteronuklearen Grundzustandmolekülen. Eine Möglichkeit, Feshbach-Moleküle von einem hohen Vibrationsniveau in energetisch tiefer liegende Zustände zu transferieren, bietet die Methode der *Stimulierten Raman Adiabatischen Passage (STIRAP)*

[183]. In der Gruppe von Prof. Jin ist kürzlich die erste Abregung von heteronuklearen Feshbach-Molekülen mit einem STIRAP-Prozess gelungen [64]. Dabei wurden KRb-Moleküle mit einer Bindungsenergie von $\approx 10 \text{ GHz}$ erzeugt, deren permanentes Dipolmoment bereits $4 \times 10^{-5} ea_0$ beträgt. In dem vorliegenden Kapitel wird ein Weg zur Abregung von Feshbach-Molekülen mit einem einstufigen optischen STIRAP-Prozess vorgestellt, mit welchem Moleküle im Vibrationszustand $v = 14$ mit einer Bindungsenergie von $\approx 95400 \text{ GHz}$ und einem vorhergesagten permanenten Dipolmoment von $0.5 ea_0$ produziert werden sollen.

6.1 Stimulierte-Raman-Adiabatische-Passage

Bei einem STIRAP-Prozess werden zwei Zustände im Grundzustand $|1\rangle$ und $|3\rangle$ an einen angeregten Zustand $|2\rangle$ gekoppelt. Das so genannte Lambda-Schema für dieses Drei-Niveau-System ist in Abbildung 6.1 skizziert. Hierbei ist mit Ω_P die

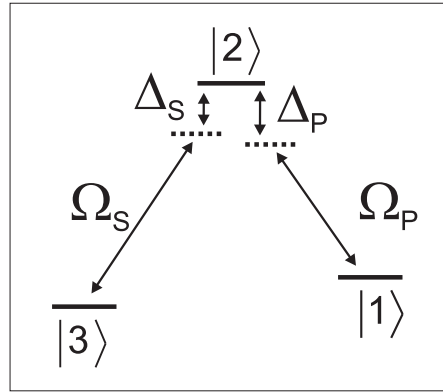


Abbildung 6.1: Drei-Niveau-System.

Rabi-Frequenz des so genannten *Pump-Übergangs* $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ und mit Ω_S die Rabi-Frequenz des sogenannten *Stokes-Übergangs* $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$ bezeichnet. Mit $\Delta_{S,P}$ sind die Verstimmungen der beiden Laserfrequenzen bezüglich des Molekülübergangs bezeichnet. Der zugehörige Hamiltonoperator, der die Wechselwirkung dieses Drei-Niveau-Systems mit den Strahlungsfeldern der beiden Laser beschreibt, lautet nach Ref. [184]

$$H(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} -2\Delta_P & \Omega_P(t) & 0 \\ \Omega_P(t) & 0 & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & -2\Delta_S \end{pmatrix}.$$

Für diesen Hamiltonoperator existiert ein Eigenzustand $|E_D\rangle$ als Superposition der beiden Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$, der nicht mit dem angeregten Zustand $|2\rangle$ gekoppelt ist. Dieser Eigenzustand ist gegeben durch

$$|E_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega_P(t)^2 + \Omega_S(t)^2}} (\Omega_S(t) |1\rangle - \Omega_P(t) |3\rangle). \quad (6.2)$$

Dieser Zustand wird *Dunkelzustand* genannt, da der Zustand $|2\rangle$ nicht besetzt ist. Über die Modulation der Laserleistungen des Stokes- und Pumpasers lassen sich die Rabi-Frequenzen Ω_S und Ω_P beliebig einstellen. In Abbildung 6.2 ist eine Pulsfolge zweier gaußförmig modulierter Laserpulse gezeigt, durch welche die Population im Zustand $|1\rangle$ in den Zustand $|3\rangle$ transferiert wird, ohne den Zustand $|2\rangle$ zu besetzen. Zum Zeitpunkt t_1 befinden sich die Moleküle zunächst im Dunkelzu-

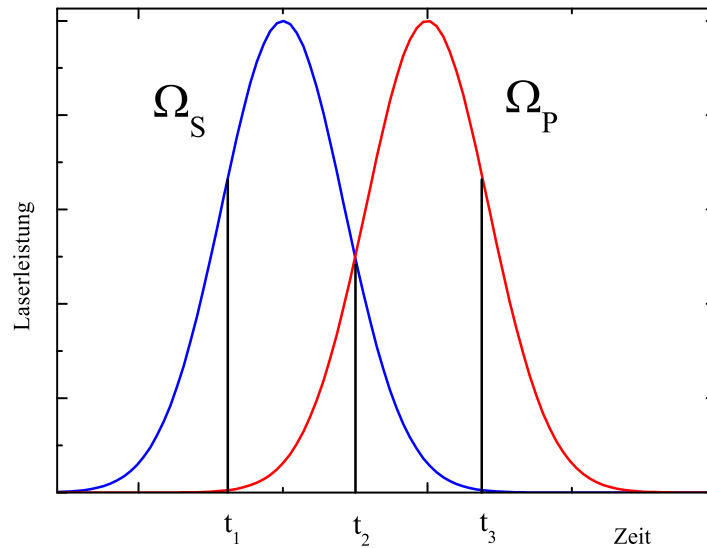


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf der Laserleistungen des Pump- und Stokeslasers zur Realisierung des STIRAP-Prozesses.

stand $|E_D\rangle$, der für $\Omega_P = 0$ dem Ausgangszustand $|1\rangle$ entspricht (siehe Gleichung 6.2). Durch adiabatische Änderung der Laserleistung wird der Strahl des Stokeslasers ausgeschaltet und der Strahl des Pumpasers eingeschaltet, so dass sich zum Zeitpunkt t_2 die Moleküle in einer kohärenten Überlagerung aus $|1\rangle$ und $|3\rangle$ befinden. Schließlich sind die Moleküle zum Zeitpunkt t_3 in den Zustand $|3\rangle$ überführt. Eine adiabatische Änderung der Laserleistung bedeutet, dass die Änderung der Leistung langsam im Vergleich zur Kopplungsstärke der beiden Zustände erfolgen muss. Für große Kopplungsstärken kann die in Abbildung 6.2 dargestellte Pulsfolge vergleichbar schnell erfolgen.

Für die Abregung von Feshbach-Molekülen ist eine entsprechend schnelle Pulsfolge erforderlich, da die Lebensdauer (siehe Abschnitt 5.3.5) lediglich 70 ms beträgt. Die Kopplungsstärken der Übergänge sind im Wesentlichen durch die Übergangsstärken zwischen den Zuständen und die zur Verfügung stehenden Laserleistung gegeben.

6.1.1 Lambda-Schema

Um Feshbach-Moleküle in ein tief gebundenes Vibrationsniveau abzuregen, muss ein Vibrationsniveau in einem angeregten Molekülpotential gefunden werden, welches sowohl eine ausreichende Übergangsstärke zum höchsten Vibrationsniveau im Grundzustand als auch zu einem tief gebundenen Vibrationsniveau aufweist. Zur

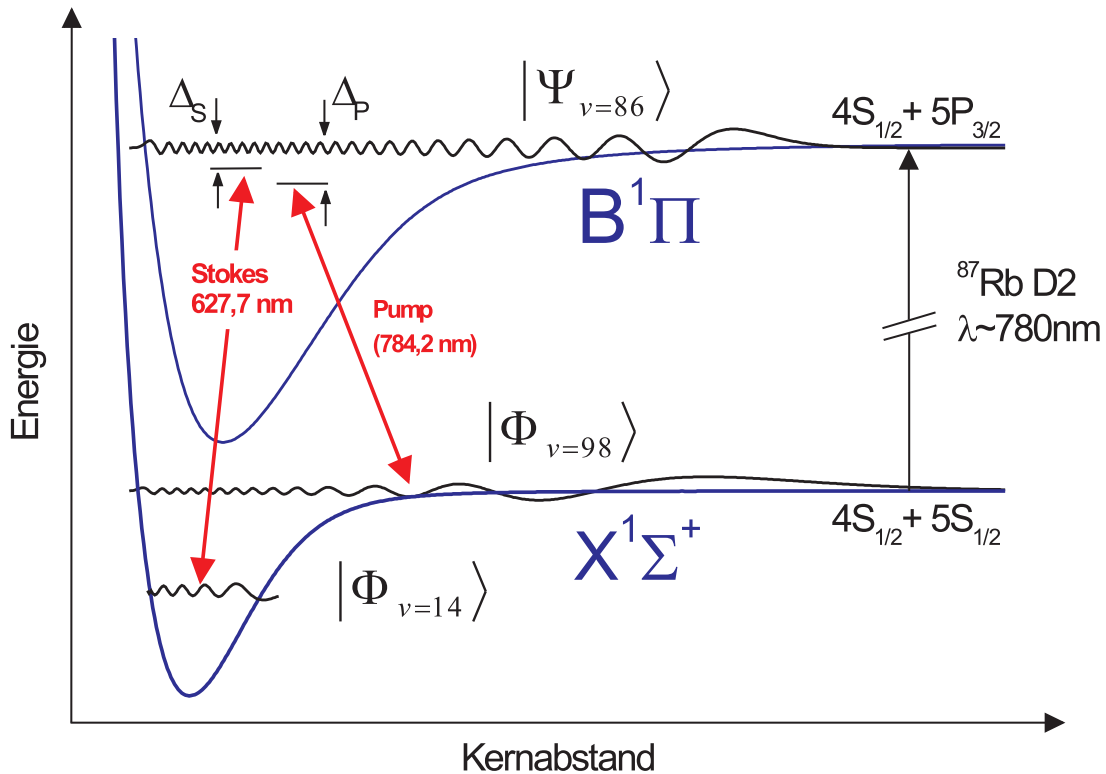


Abbildung 6.3: Lambda-Schema zur Abregung von Feshbach-Molekülen.

Berechnung der Übergangsstärken müssen die Molekül-Wellenfunktionen der Vibrationsniveaus v_B im angeregten Potential $\Psi_B(v_B, r)$ und der Vibrationsniveaus v_X des Grundzustands $\Phi_X(v_X, r)$ bekannt sein. Die Übergangsstärke $P(v_X \rightarrow v_B)$ ergibt sich dann unter Berücksichtigung des Dipolmoments $D(r)$ im jeweiligen Vibrationsniveau des Grundzustands aus dem Integral

$$P(v_X \rightarrow v_B) = \int D(r) \Psi_B^*(v_B, r) \Phi_X(v_X, r) dr.$$

Die Wellenfunktionen im $X^1\Sigma^+$ -Grundzustand des KRb-Molekülpotentials sind aufgrund der Messung der Feshbach-Resonanzen [2] und des Potentialmodells der Gruppe von Prof. Tiemann für alle Vibrationsniveaus präzise bekannt [71]. Das angeregte KRb-Molekülpotential $A^1\Pi$ und $B^1\Pi$ wurde bisher in der Gruppe von

Prof. Kato spektroskopisch bis zu den Vibrationsniveaus $v_B = 69$ untersucht [185]. Mit diesen Daten wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Tiemann ein Modell für das angeregte KRb-Molekülpotential $B^1\Pi$ der atomaren $^{87}\text{Rb } 4P_{3/2} + ^{40}\text{K } 5S_{1/2}$ Asymptote entwickelt, welches das Potential aus den experimentellen Daten für große Kernabstände fortsetzt. Für dieses Molekülpotential wurden die Übergangsstärken für alle möglichen optischen Übergänge bis zum Vibrationsniveau $v_B = 101$ berechnet. Aus diesen Übergangsstärken wurde eine optimale Kombination aus einem Vibrationszustand im angeregten Molekülpotential, einem tief gebundenen Zustand und dem höchsten Vibrationszustand mit $v_X = 98$ im Grundzustand ausgewählt. Dabei wurde der Vibrationszustand $v_X = 14$ im Potential des Grundzustands und der Zustand mit $v_B = 86$ im angeregten Molekülpotential $B^1\Pi$ als geeignet identifiziert.

Das resultierende Lambda-Schema ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Über das Vibrationsniveau $v_B = 86$ des angeregten Molekülpotentials $B^1\Pi$ können die Feshbach-Moleküle in einem einstufigen STIRAP-Prozess in das Vibrationsniveau mit $v_X = 14$ des Grundzustands mit einer Bindungsenergie von $\approx 95400 \text{ GHz}$ transferiert werden. Die erforderlichen Wellenlängen liegen bei 784.21 nm für den Pumplaser und 627.69 nm für den Stokeslaser.

6.2 Spektroskopie des angeregten Molekülzustands

Da für die energetische Lage der obersten Vibrationsniveaus des angeregten Molekülpotentials $B^1\Pi$ keine spektroskopischen Daten zur Verfügung stehen, können diese allein aus einer Simulation des angeregten Molekülpotentials berechnet werden. Der Fehler dieser Vorhersage beträgt jedoch $\pm 3 \text{ cm}^{-1}$. Zu einer präzisen Bestimmung der Übergangsfrequenzen ist deshalb eine spektroskopische Vermessung der höchsten Vibrationsniveaus des angeregten Molekülpotentials erforderlich.

Eine Möglichkeit, diese Übergänge experimentell zu beobachten, bietet die Photoassoziation. Ein solches Photoassoziations-Experiment kann in einer magneto-optischen Falle mit ^{40}K - und ^{87}Rb -Atomen durchgeführt werden. Die heteronukleare Photoassoziation von kalten ^{87}Rb - und ^{40}K -Atomen führt zu einer Reduktion in der Teilchenzahl der gespeicherten ^{87}Rb -Atome und der gespeicherten ^{40}K -Atome. Zur Detektion genügt es, die Gleichgewichtsteilchenzahl einer Spezies als Funktion der Frequenz des Photoassoziationslasers zu beobachten. In der Gruppe von Prof. Stwalley wurden solche Messungen an der $^{40}\text{K } 4P_{1/2} + ^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}$ -Asymptote des angeregten KRb-Molekülpotentials bereits durchgeführt [114]. Der Nachweis der heteronuklearen Photoassoziation von Atomen zu Molekülen ist aufgrund der geringen Übergangsstärken sehr schwierig (siehe Abschnitt 2.5). Bei den Untersuchungen der Gruppe von Prof. Stwalley wurde festgestellt, dass für die typischen Teilchenzahlen in magneto-optischen Fallen mit bis zu 1×10^8 Kaliumatomen und 3×10^9 Rubidiumatomen eine Kalium-Verlustrate von lediglich 1×10^4 Atomen/s zu erwarten ist.

Aus diesem Grund wurde die Spektroskopie des angeregten Molekülpotentials direkt an Feshbach-Molekülen durchgeführt, da diese im Vergleich zu den Atomen in der MOT eine wesentlich höhere Übergangsrate in angeregte Molekülzustände aufweisen. Die Anregung von Feshbach-Molekülen führt ebenfalls zu einer Reduktion der gemessenen Teilchenzahl, da die angeregten Moleküle in tiefer gebundene Zustände zerfallen können und dadurch nicht mehr detektiert werden (siehe Abschnitt 5.2.3).

Optischer Aufbau

Die spektroskopische Untersuchung der Vibrationsniveaus im angeregten Molekülpotential $B^1\Pi$ erfordert einen durchstimmbaren Laser bei einer Wellenlänge von ca. 784 nm . Dazu wurde ein Titan:Saphir-Ringlaser (TiSa) der Firma *Tekhnoscan* (TIS-SF-07) verwendet. Dieser schmalbandige Laser mit einer Linienbreite von 1 MHz kann durch frequenzselektive Elemente in einem Bereich von $750 - 850\text{ nm}$ frei eingestellt werden. Die absolute Laserfrequenz wurde mit einem Spektrometer der Firma *Highfinesse* (WS Ultimate) mit einer Genauigkeit von 30 MHz gemessen. Das Spektrometer wurde dazu mit dem Rubidium-Detektionslaser aus Abschnitt 3.3.1 bei einer Wellenlänge von ca. 780 nm kalibriert. Die Frequenz des Rubidium-Übergangs $F = 2 \rightarrow F' = 3$ ist aus Messungen der Arbeitsgruppe von Prof. Tiemann sehr genau bekannt [186]. Der optische Aufbau zur Durchführung der Spektroskopie-Messung ist schematisch in Abbildung 6.4 dargestellt. Der Laserstrahl des TiSa wurde zunächst in einen 200 MHz AOM in Vierfachpass-Konfiguration injiziert. Mit diesem Aufbau kann die Laserfrequenz mit einer Amplitude von bis zu 200 MHz moduliert werden. Das Licht aus dem AOM-Vierfachpass wurde in eine Faser injiziert und zur Vakuumapparatur geführt. Dort wurde der Laserstrahl kollimiert und in Richtung der horizontalen Detektionsoptik (siehe Abschnitt 3.6.1) auf die Feshbach-Moleküle in der Dipolfalle geführt. Das Licht des TiSa wurde dazu mit einem Polarisationsstrahlteiler mit dem horizontalen Detektionsstrahl überlagert. Zur Spektroskopie standen am Ort der Moleküle 24 mW Laserleistung zur Verfügung.

Experimentablauf und Ergebnisse

Zunächst wurden für die Spektroskopie Feshbach-Moleküle mit einer Bindungsenergie von 170 kHz erzeugt. Anschließend wurden die restlichen Rubidiumatome mit dem Verfahren aus Abschnitt 5.3.5 aus der Falle entfernt.

Die Simulation aus der Arbeitsgruppe von Prof. Tiemann liefert für die Frequenz des molekularen Übergangs $|X^1\Sigma^+, v_X = 98\rangle \rightarrow |B^1\Pi, v_B = 86\rangle$ einen Wert von $382,284 \pm 0,09\text{ THz}$. Aufgrund dieser Unsicherheit in der Vorhersage der Übergangsfrequenz musste ein Frequenzbereich von 90 GHz untersucht werden. Daher wurde zunächst die Frequenz des TiSa mit Hilfe des AOM-Vierfachpasses in einem

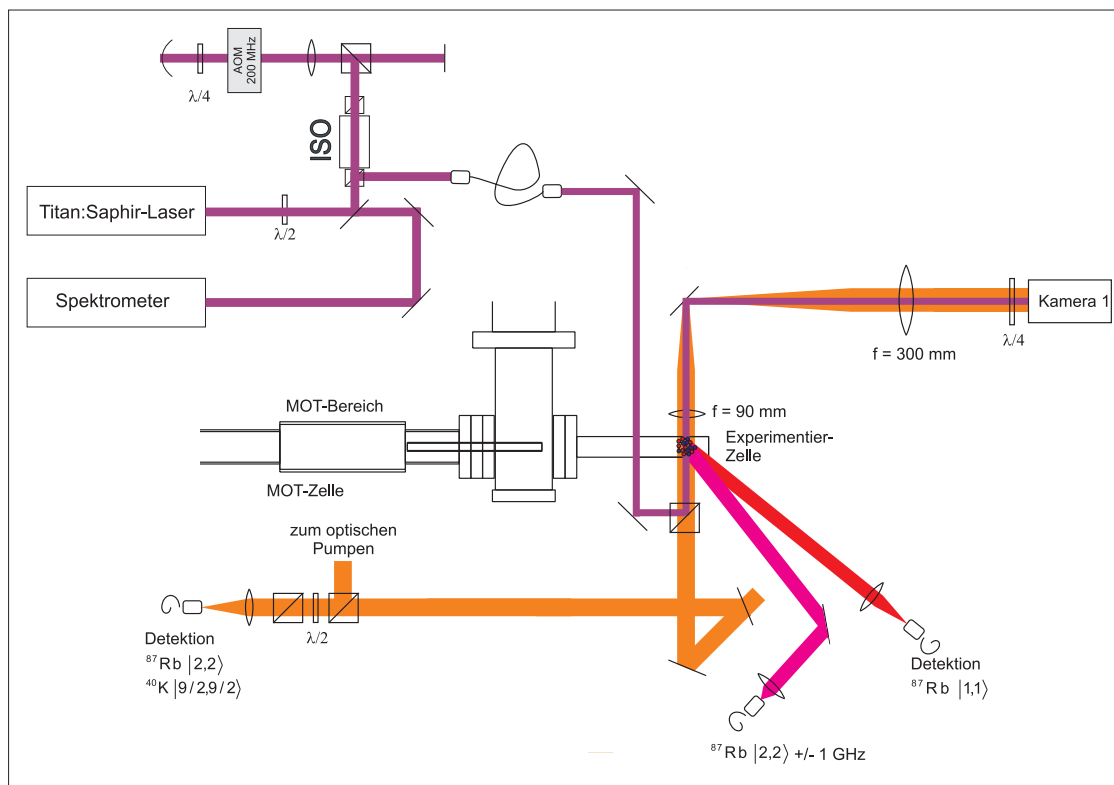


Abbildung 6.4: Optischer Aufbau zur Spektroskopie von angeregten Molekülzuständen.

Bereich von $\pm 200 \text{ MHz}$ um die eingestellte Frequenz moduliert. Die Modulationsfrequenz betrug hierfür 1 kHz . Das Licht wurde für eine Zeit von 10 ms auf die Moleküle eingestrahlt und die Anzahl der Moleküle gegen die Laserfrequenz aufgetragen (siehe Abschnitt 5.2.3). Mit diesem Verfahren wurde der Frequenzbereich von $382,26293 \text{ THz}$ bis $382,36630 \text{ THz}$ in 250 MHz -Intervallen abgetastet, so dass sich aufgrund der Modulation von 400 MHz die einzelnen Intervalle gut überlagern. In Abbildung 6.5 ist ein Teil der Messdaten für den Frequenzbereich von $382,33200 \text{ THz}$ bis $382,36630 \text{ THz}$ gezeigt. Auf dem rechten Bild sind für drei Frequenzen bei $382,36550 \text{ THz}$, $382,36575 \text{ THz}$ und $382,36600 \text{ THz}$ die gemittelte Anzahl der Moleküle aus jeweils 5 Messungen mit der Standardabweichung dargestellt. In dieser Darstellung ist zu erkennen, dass die Anzahl der Moleküle bei einer eingestellten Frequenz von $382,36575 \text{ THz}$ bis auf einen Wert von $0,6 \times 10^4$ abnimmt, was dem Offset der Messung entspricht. Daher war diese Beobachtung ein Hinweis auf die erfolgreiche Anregung der Feshbach-Moleküle. Der Offset wurde experimentell bestimmt, indem die Feshbach-Moleküle nach der Erzeugung für 100 ms in der Dipolfalle gehalten wurden. Nach dieser Zeit sind fast alle Feshbach-Moleküle zerfallen (siehe Abschnitt 5.3.5). Ein Teil des Werts für den Offset ist durch die Absorptionenaufnahme der Kaliumatome im Zustand $m_F = -9/2$ bedingt, bei der auch ein kleiner Teil von $0,3 \times 10^4$ Kaliumatome im

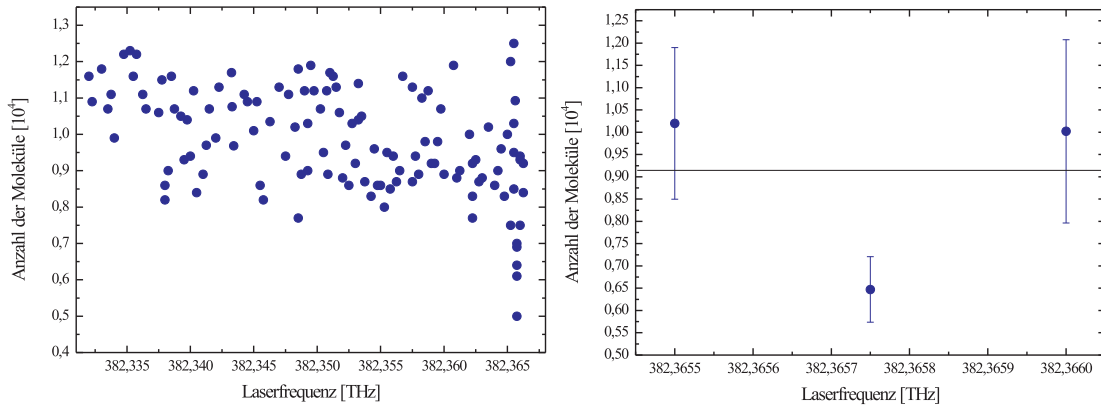


Abbildung 6.5: Spektroskopie des angeregten Molekülzustands in 250 MHz -Schritten.

Zustand $m_F = -7/2$ ebenso detektiert wird. Der zweite Teil der detektierten Kaliumatome im Zustand $m_F = -9/2$ entsteht durch das Entfernen der Rubidiumatome aus der Falle (siehe Abschnitt 5.3.5). Dabei wird eine Mikrowelle eingestrahlt, mit welcher ein kleiner Teil der Feshbach-Moleküle dissoziiert wird. Dadurch entstehen $0,3 \times 10^4$ Kaliumatome im Zustand $m_F = -9/2$.

Ein weiteres Indiz dafür, dass bei der Frequenz von $382,36575 \text{ THz}$ Feshbach-Moleküle angeregt wurden, ist der Wert der Standardabweichung für diesen Messpunkt, der nur die Hälfte im Vergleich zu den übrigen Daten beträgt. Die Molekülerzeugung rauscht deutlich mehr verglichen mit der Messung der Anzahl erzeugter Kaliumatome im Zustand $m_F = -9/2$. Die Ursache hierfür liegt in der Bindungsenergie der Feshbach-Moleküle, die nach Gleichung 2.33 quadratisch vom Wert des eingestellten Magnetfelds abhängig ist. Damit ist die Erzeugung von Feshbach-Molekülen sensitiver gegenüber Magnetfeldschwankungen im Gegensatz zur Schwankung des Offsets.

Der Frequenzbereich von $382,3655 \text{ THz}$ bis $382,3660 \text{ THz}$ wurde in einer weiteren Messung genauer untersucht. Dazu wurde die Frequenz des Spektroskopielasers in einem Bereich von $\pm 50 \text{ MHz}$ um die eingestellte Frequenz moduliert. Die Modulationsfrequenz betrug für diese Messungen 4 kHz und das Licht wurde für eine Dauer von $2,5 \text{ ms}$ auf die Feshbach-Moleküle eingestrahlt. Es wurde für eine Schrittweite von 50 MHz die Anzahl der Feshbach-Moleküle gegen die eingestellte Laserfrequenz aufgetragen. Auch in dieser Messung wurde die Schrittweite so eingestellt, dass sich zwei Messintervalle gut überdecken. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Auch bei dieser Messung sind die Schwankungen in der Anzahl der gebildeten Moleküle größer als die Offset-Schwankungen. Aus dieser Messung ergibt sich für die Frequenz ν_{XB} des Molekülübergangs $|X^1\Sigma^+, v = 98\rangle \rightarrow |B^1\Pi, v = 86\rangle$ ein erster Wert von

$$\nu_{XB} = 382,36577 \pm 0,00005 \text{ THz}.$$

Um diese molekulare Übergangsfrequenz noch genauer zu bestimmen, werden

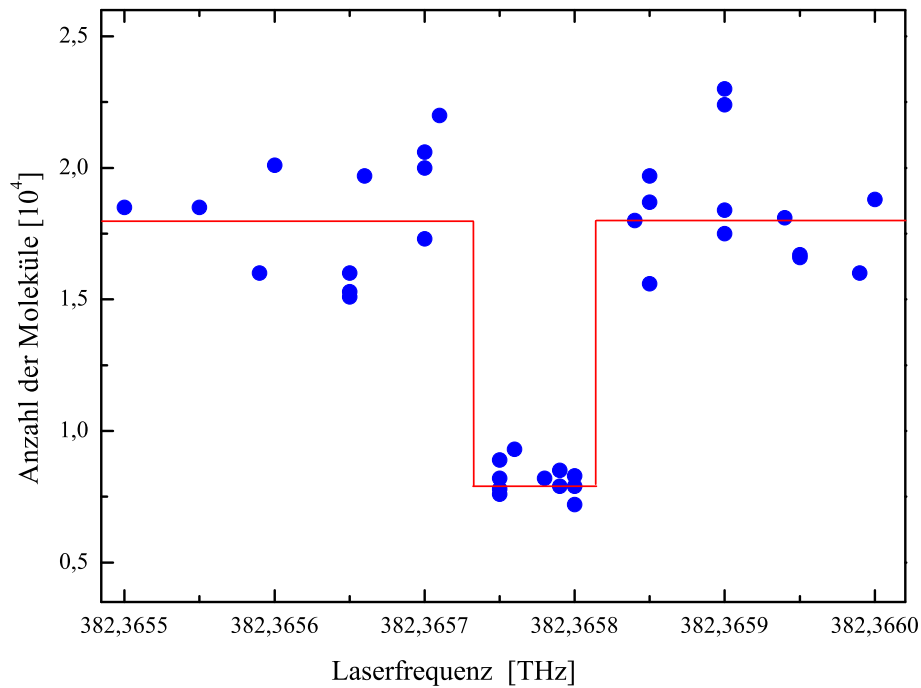


Abbildung 6.6: Spektroskopie des angeregten Molekülzustands in 50 MHz-Schritten.

in naher Zukunft Messungen mit einem Titan:Saphir-Ringlaser durchgeführt, welcher mit einem optischen Resonator hoher Güte frequenzstabilisiert ist. Mit diesem Laser kann die Übergangsfrequenz mit einer Genauigkeit von 1 MHz spektroskopiert werden. Sobald dieser Wert für die Übergangsfrequenz bekannt ist, kann die Frequenz für den Stokeslaser zur Abregung in den elektronischen Grundzustand präzise aus dem Modell des KRb-Grundzustandspotentials berechnet werden.

AUSBLICK

Bis heute beschränkten sich die Experimente auf dem Gebiet der ultrakalten Quantengase mit der Ausnahme von Untersuchungen an Chrom [65] auf die Erforschung der kurzreichweitigen, isotropen Kontaktwechselwirkung. Mit der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung in Quantengasen eröffnet sich ein völlig neues physikalisches System, bei dem das elementare Anregungsspektrum und die Stabilität des Gases stark von der Dimensionalität, dem externen Einschluss und dem Verhältnis der langreichweitigen und kurzreichweitigen Wechselwirkungsstärke abhängt.

Der experimentelle Aufbau erlaubt durch die Produktion quantenentarteter Bose-Fermi-Mischungen, der präzisen Kontrolle externer Magnetfelder sowie der vorhandenen Methoden zur Manipulation der Quantengase eine hervorragende Ausgangsbasis für eine Vielfalt weiterführender Experimente. Insbesondere bietet dieses Experiment mit der Erzeugung von heteronuklearen Feshbach-Molekülen die Möglichkeit, ultrakalte dipolare Moleküle im absoluten Grundzustand zu erzeugen. Daher ist das experimentelle Hauptziel zunächst die Abregung der schwach gebundenen Feshbach-Moleküle in das Vibrationsniveau $v_X = 14$ des molekularen KRb-Grundzustands mit einem einstufigen STIRAP-Prozess. Für KRb-Moleküle in diesem Vibrationsniveau wird ein permanentes Dipolmoment in der Größenordnung von $0.5 D$ erwartet [38].

Zur technischen Realisierung der STIRAP-Sequenz stehen in der Arbeitsgruppe von Prof. Tiemann zwei frequenzstabilisierte Lasersysteme bei den erforderlichen Wellenlängen von $627,7 \text{ nm}$ und $784,2 \text{ nm}$ zur Verfügung. Das Laserlicht wird bereits über 30 m lange Glasfasern zum Experiment geführt. Am Ort der Moleküle stehen jeweils 50 mW Laserleistung zur Verfügung. Mit diesem Lasersystem soll zunächst das angeregte Molekülpotential genau spektroskopiert werden, um die erforderlichen experimentellen Parameter für die STIRAP-Sequenz zur Abregung der Feshbach-Moleküle exakt berechnen zu können. Der nächste Schritt zur

Anwendung der STIRAP-Sequenz ist die Beobachtung des Dunkelzustands und schließlich die Abregung der Feshbach-Moleküle.

Tief gebundene Moleküle können aufgrund des permanenten Dipolmoments in elektrischen Feldern gespeichert oder mit solchen manipuliert werden. Beispielsweise wurde von Prof. DeMille in Ref. [187] vorgeschlagen, polare Moleküle, deren Dipole in einem elektrischen Feld ausgerichtet sind, für den Bau eines Quantencomputers zu benutzen. Polare Moleküle sind ebenso im Bereich der Hochpräzisions-Experimente zum Test der oberen Grenze für das elektrische Dipolmoment des Elektrons nutzbar. Das Standardmodell setzt für den Wert für das Dipolmoment des Elektrons eine obere Grenze von 1×10^{-40} *em*. In Ref. [188] zeigt Prof. Sanders, dass die Signatur des elektrischen Dipolmoments (EDM) in schweren paramagnetischen Molekülen verstärkt wird. Weiterhin sind fermionische Moleküle mit dipolarer Wechselwirkung im Hinblick auf das Verständnis der Hochtemperatur-Supraleitung von besonderem Interesse, da sie zu superfluiden Cooper-Paaren koppeln können [47, 48].

Phasengrenzen in einer Bose-Fermi-Mischung

Neben der Realisierung eines dipolaren Quantengases ist der existierende experimentelle Aufbau hervorragend zum Studium der heteronuklearen Wechselwirkung in einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung geeignet. In einer solchen Mischung ist die dominierende Wechselwirkung die Kontaktwechselwirkung, die mit der *s*-Wellen-Streulänge charakterisiert wird. Eine Bose-Fermi-Mischung ist nur einem bestimmten Regime dieser Wechselwirkung stabil. Bei einer starken attraktiven Wechselwirkung kommt es zum Kollaps, bei starker repulsiver Wechselwirkung kommt es zur Phasenseparation [94, 93, 189]. Der Mean-Field-Kollaps einer Bose-Fermi-Mischung wurde bereits in unterschiedlichen Messungen beobachtet [54, 92]. Es fehlt jedoch bisher der experimentelle Nachweis der Phasenseparation einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung, da in bisherigen Experimenten die Phasenseparation nur als repulsive Wechselwirkung zweier teilweise überlagerter Wolken beobachtet wurde [190].

In unserem Experiment sind die bosonische und fermionische Wolke in der optischen Dipolfalle vollständig überlagert und die heteronukleare Streulänge lässt sich mit Hilfe einer Feshbach-Resonanz präzise kontrollieren. Die ersten vorbereitenden Messungen zur Untersuchung der Phasenseparation wurden mit dem bestehenden experimentellen Aufbau bereits vorgenommen. Diese haben ergeben, dass die Teilchendichten in der verwendeten gekreuzten Dipolfalle zu einer hohen Drei-Körper-Stoßrate führen. Vor allem in der Nähe einer Feshbach-Resonanz führt dieser Effekt zu starkem Heizen bei der Realisierung der Phasenseparation. Um dieses Problem zu beheben, soll ein 10 W Faserverstärker eingesetzt werden, mit dem eine gekreuzte Dipolfalle mit einem größeren Fallenvolumen realisierbar ist. In dieser neuen Fallenkonfiguration zeigen Simulationen eine drastische Abnah-

me der Drei-Körper-Stoßrate, so dass die Phasengrenzen bei verschiedenen Dichten und Wechselwirkungen gut nachgemessen werden können.

Bosonen-induzierte Superfluidität

Eine weiteres großes wissenschaftliches Ziel stellt der Nachweis der bosonen-induzierten Superfluidität von fermionischen Quantengasen dar [191]. Dabei wird durch die heteronukleare attraktive Wechselwirkung zwischen Fermionen und Bosonen eine resultierende Wechselwirkung zwischen den Fermionen induziert [160]. Dieses Modellsystem stellt eine Analogie zur Bildung von superfluiden Cooper-Paaren in Festkörpern dar, die durch eine Kopplung zweier Elektronen über Gitterphononen erfolgt [192, 193].

Die schwache Kopplung zweier Fermionen über die heteronukleare Wechselwirkung mit Bosonen erfordert eine quantenentartete Mischung bei tiefen Temperaturen im Bereich von $1 \times 10^{-3} T/T_F$, die bisher experimentell noch nicht erreicht wurden. Deshalb soll zu diesem Zweck ein neues Kühlverfahren in einem kombinierten optischen und magnetischen Fallenpotential untersucht werden. Bei diesem Kühlverfahren wird eine Mischung aus Rubidiumatomen im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ und Kaliumatomen im Zustand $|F = \frac{9}{2}, m_F = -\frac{9}{2}\rangle$ präpariert. Zusätzlich zum Potential der Dipolfalle wird ein magnetisches Potential angelegt, durch welches die Kaliumatome stark komprimiert werden. Die Rubidiumatome sind im Zeeman-Zustand $m_F = 0$ nicht mehr magnetisch fangbar und erfahren daher lediglich das Dipolpotential. Durch die Evaporation der Rubidiumatome werden die Kaliumatome trotz der Kompression sympathetisch gekühlt. Anschließend kann das magnetische Potential adiabatisch ausgeschaltet werden. Dadurch expandiert die Kaliumwolke und kühlt dabei stark ab.

Zum Nachweis der Superfluidität eignen sich einerseits Vortizes, die in der Gruppe von Prof. Ketterle erfolgreich zum Nachweis der Superfluidität in einem Fermigas verwendet wurden [179]. Ein weiterer Nachweis ist über die Korrelation der Atom-Atom-Paare möglich, die über Rauschkorrelationen in der Absorptionaufnahme einer expandierenden Wolke nachgewiesen werden können [194].

Spindynamik in ultrakalten Fermigasen

Neben den beschriebenen Experimenten mit Bose-Fermi-Mischungen eröffnen jüngste theoretische Untersuchungen zur Spindynamik in fermionischen Spinorgasen ein neues Forschungsgebiet. Ein Spinorgas besteht aus Atomen in zwei oder mehreren Zuständen, die in einer optischen Falle gespeichert sind. Ultrakalte Spinorgase sind von besonderem Interesse, da diese ein Modellsystem für andere Spinsysteme wie magnetische Nanosysteme, Spintronik, Hochtemperatursupraleitung mit magnetischer Wechselwirkung und verschränkte Spinsysteme für Quantencomputer darstellen. Die Spindynamik in ^{87}Rb - und ^{23}Na -Bose-Einstein-Kondensaten wurde bereits in vielen Experimenten untersucht [195, 196, 197, 198, 199, 200]. Aktuelle

Experimente sind in der Gruppe von Prof. Pfau mit ^{52}Cr -Kondensaten im Gange [201]. Im Gegensatz zu bisherigen Experimenten mit Spin $F = 1$ und $F = 2$ bietet das Element ^{52}Cr mit einem Gesamtdrehimpuls von $F = 3$ ein reichhaltiges Phasenspektrum. Die Spindynamik in ultrakalten Fermigasen wurde bisher jedoch noch nicht experimentell untersucht.

Mit der bestehenden Apparatur lassen sich wegen des großen ^{40}K -Kernspins Spin- $\frac{1}{2}$ - bis Spin- $\frac{9}{2}$ -Systeme in der Quantenentartung herstellen. In enger Kooperation mit den Arbeitsgruppen von Prof. Santos und Prof. Tiemann wird zur Zeit ein Experiment zur Untersuchung der Spindynamik in einer Mischung aus Kaliumatomen mit Spin- $\frac{1}{2}$ und Spin- $-\frac{1}{2}$ geplant. Nach einem theoretischen Modell von Prof. Santos treten in einem zweikomponentigen Fermigas Spinresonanzen durch Kompensation des quadratischen Zeeman-Effekts und der Energie des Fallenpotentials auf [202]. Zur genauen Bestimmung der erforderlichen experimentellen Parameter ist die Kenntnis der Streulängen zwischen den Atomen in den einzelnen Spinzuständen erforderlich. Diese Streulängen werden gegenwärtig aus einer Simulation des K_2 -Molekulpotentials von Prof. Tiemann berechnet. Experimentell sind zwei Erweiterungen des Systems zur Beobachtung der Spindynamik notwendig. Eine experimentelle Hürde ist die Kompensation von Streumagnetfeldern am Ort der atomaren Wolke. Dazu müssen an dem aktuellen Aufbau zwei zusätzliche Spulenpaare angebracht werden. Weiterhin wird ein starkes inhomogenes Magnetfeld benötigt, um die einzelnen Spinkomponenten während einer möglichst kurzen Expansionszeit räumlich zu trennen und anschließend zustandsselektiv zu detektieren.

Die hier vorgestellten möglichen Experimente zeigen, dass die Erforschung ultrakalter heteronuklearer Mischungen erst ganz am Anfang einer spannenden Entwicklung steht. Die bisherigen Resultate weisen einen äußerst viel versprechenden Weg zur experimentellen Realisierung von dipolaren Quantengasen aus heteronuklearen Molekülen auf. Insbesondere eröffnet sich in einem dipolaren fermionischen Quantengas die Möglichkeit, zwei fermionische Moleküle zu einem bosonischen Molekül zu verbinden und zu einem dipolaren Bose-Einstein-Kondensat zu kühlen. Mit diesem Modellsystem erschließt sich ein faszinierendes neues feldübergreifendes Forschungsgebiet.

INTENSITÄTSSTABILISIERUNG DER DIPOLLASERSTRAHLEN

Dieser Anhang enthält den Schaltplan zur Intensitätsstabilisierung der beiden Dipollaserstrahlen. Die Intensität des Laserstrahls wird über die die Radiofrequenz-

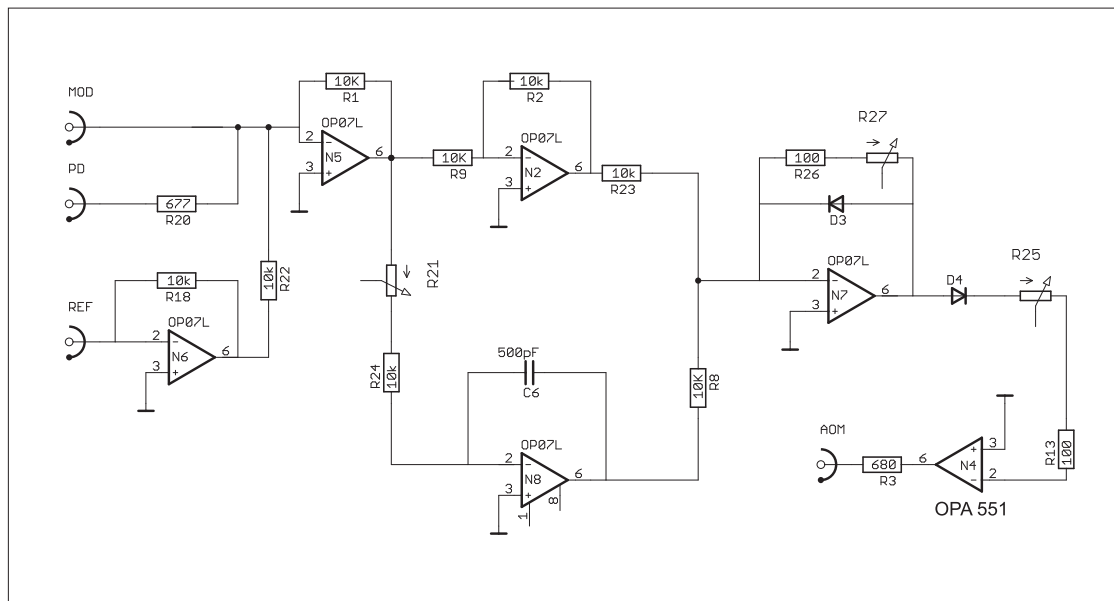


Abbildung A.1: Schaltplan der Regelungselektronik für die Intensitätsstabilisierung.

Leistung eines AOM eingestellt. Dazu wird ein AOM-Treiber der Firma *Crystal Technologies* (AODR 1110AF-AIFO-2.0) verwendet, der über einen externen Modulationseingang für die Radiofrequenz-Leistung verfügt. Aus diesem Grund wurde

am AOM-Ausgang der Schaltung in Abbildung A.1 ein Hochstrom-Operationsverstärker *OPA 551* eingesetzt, der den erforderlichen Ausgangsstrom zum Betrieb des Modulationseingangs des AOM-Treibers bereitstellen kann.

SCHALTPLÄNE ZUR STROMREGELUNG

Dieser Anhang enthält die Schaltpläne zur Stabilisierung der Spulenströme. Die Messung der Spuleströme erfolgt mit Stromwandlern der Firma *Danfysik* (ULTRASTAB 867-200I), die den Spulenstrom im Verhältnis 1 : 1000 übersetzen. Dieser Strom wird über 30 Ω Präzisionswiderstände in eine Spannung umgewandelt und an die Regelelektronik weitergegeben. Der Spannungs-Sollwert der Regelkreise wird von der Experimentsteuerung mit analogen Ausgangskarten der Firma *National Instruments* (PCI 6733) vorgegeben.

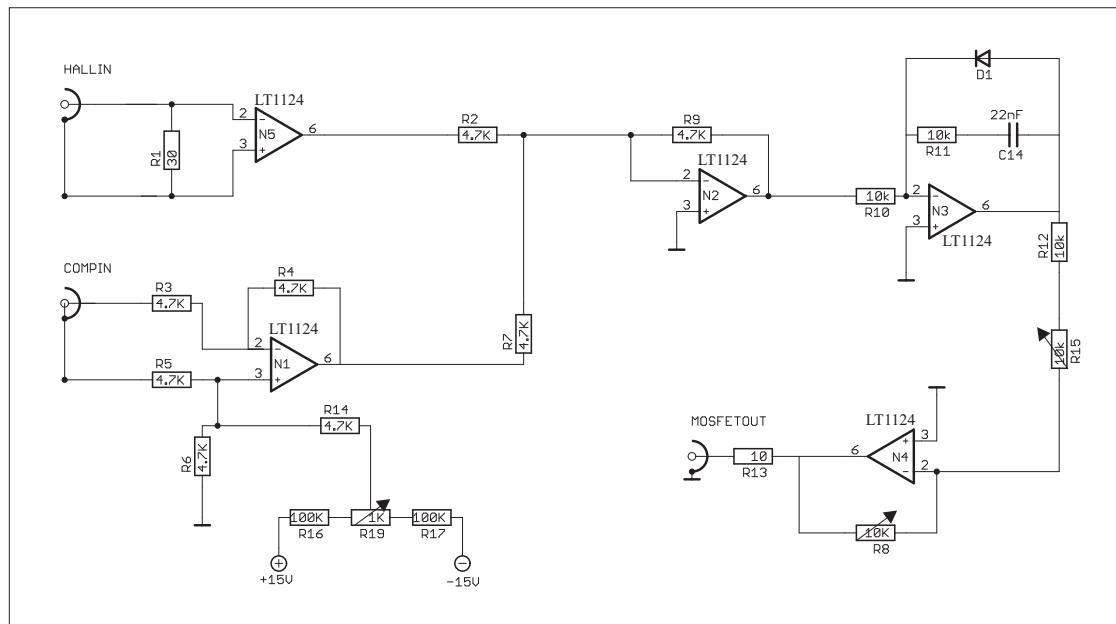


Abbildung B.1: Schaltplan der Regelungselektronik für die Transportspulen.

Stromregelung für die Transportspulen

Den Strom zur Bereitstellung des Quadrupolfelds liefert ein Agilent Netzteil (*Agilent 6674A*). Dieser Strom wird mit einer Schaltung aus einem Hochleistungs-MosFET (*STE180NE10*), einem Stromwandler (*Danfysik 867-200I*) und einem Proportional-Integral-Regler (PID-Regler) stabilisiert. Um das Magnetfeld schnell auszuschalten, ist zusätzlich ein Solid-State-Relais (*Crydom, 60A*) in den Stromkreis eingebaut. Abbildung B.1 zeigt den Schaltplan für die Stabilisierung des Stroms durch die Transportspulen. In Abbildung B.2 ist das Schaltverhalten dieses Regelkreises dargestellt.

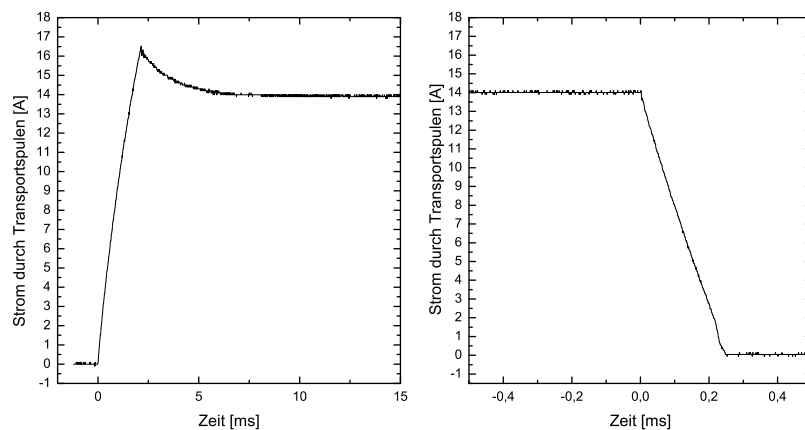


Abbildung B.2: Schaltverhalten der Transportspulen-Regelung. Links der Anschaltvorgang auf 14 A ($B = 64 \text{ G/cm}$), rechts das Ausschaltverhalten.

Stromregelung für die QUIC-Spule und das homogene Magnetfeld

In Abbildung B.3 ist der Schaltplan der Stromstabilisierung für den Zusatzstrom durch die QUIC-Spule sowie zur Stabilisierung des Stroms zur Generierung des homogenen Magnetfelds dargestellt. Die beiden Schaltungen bestehen aus einem in Reihe geschaltetem Hochleistungs-MosFET (*STE180NE10*), einem Stromwandler (*Danfysik 867-200I*) und einem Proportional-Integral-Regler (PID-Regler).

Im Gegensatz zur Schaltung aus B.1 wird das analoge Eingangssignal vom Computer über einen Instrumentierungsverstärker *Analog Devices AD602* an den Regler weitergeleitet. Der Instrumentierungsverstärker ist eine rauscharme Alternative zu den oft verwendeten Isolationsverstärkern.

Eine Besonderheit der Schaltung ist ein getrennter Eingang, mit dem durch ein TTL-Signal das Magnetfeld über einen Kurzschluss am MosFET schnell ausgeschaltet werden kann. Dieses TTL-Eingangssignal wird über einen Instrumentie-

rungsverstärker *Analog Devices AD602* an den Regler geleitet. Die Gatespannung am MOSFet wird über einen Transistor kurzgeschlossen. Auf diese Weise kann der Strom schneller ausgeschaltet werden, als es der Regelkreis erlaubt.

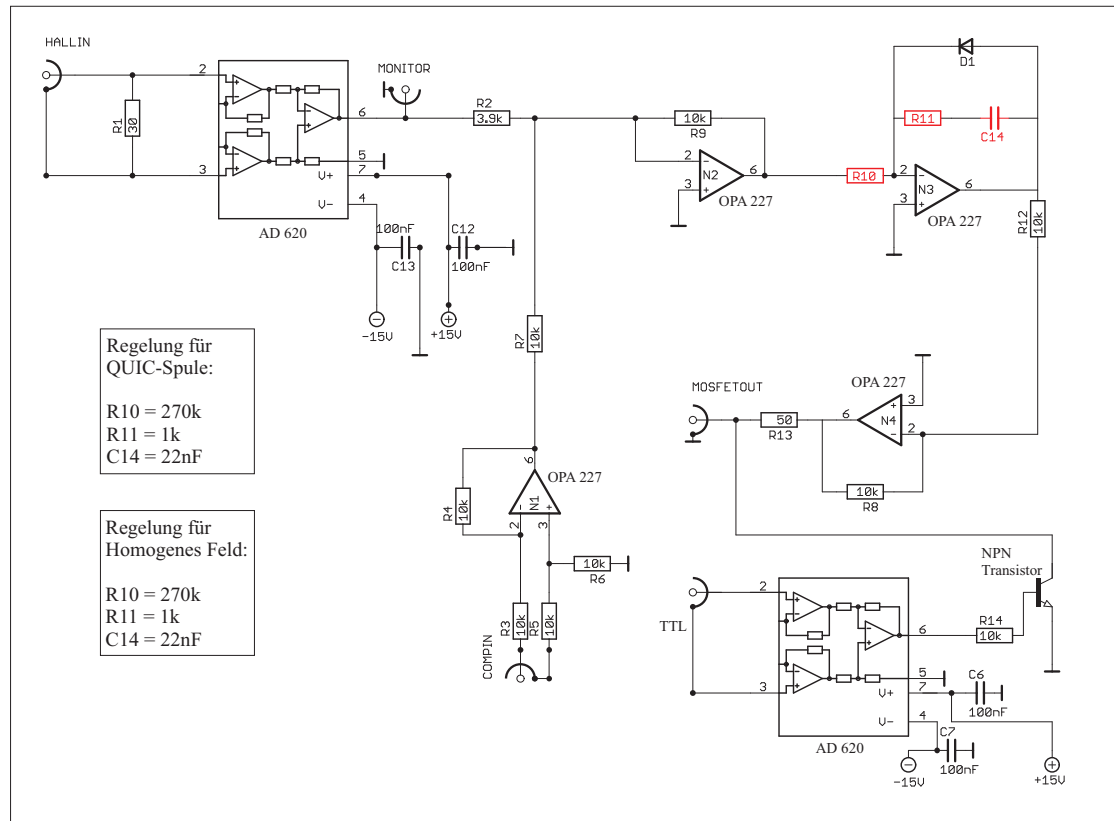


Abbildung B.3: Schaltskizze der Regelelektronik.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer und J. Arlt: *Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps*.
Phys. Rev. A **73**, 13410 (2006).
- [2] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, J. Will, W. Ertmer, E. Tiemann und J. Arlt: *KRb Feshbach Resonances: Modeling the interatomic potential*.
Phys. Rev. A **76**, 020701 (2007).
- [3] C. Klempt, T. Henninger, O. Topic, J. Will, St. Falke, W. Ertmer und J. Arlt: *Transport of a quantum degenerate heteronuclear Bose-Fermi mixture in a harmonic trap*.
Eur. Phys. J. D **48**, 121 (2008).
- [4] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell: *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*.
Science **269**, 198 (1995).
- [5] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle: *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **75**, 3969–3973 (1995).
- [6] B. DeMarco, H. Rohner und DS Jin: *An enriched ^{40}K source for fermionic atom studies*.
Rev. Scient. Instr. **70**, 1967–1969 (1999).
- [7] A. Einstein: *Quantentheorie des idealen einatomigen Gases*.
Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. Bericht **22**, 261 (1924).
- [8] A. Einstein: *Quantentheorie des idealen einatomigen Gases II*.
Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. Bericht **3**, 18 (1925).
- [9] E. Fermi: *Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases*.
Z. Phys. **36**, 902–912 (1926).

- [10] S. Inouye, MR Andrews, J. Stenger, HJ Miesner, DM Stamper-Kurn und W. Ketterle: *Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate*.
Nature **392**, 151–154 (1998).
- [11] T. Loftus, C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn und D. S. Jin: *Resonant Control of Elastic Collisions in an Optically Trapped Fermi Gas of Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **88**, 173201 (2002).
- [12] J. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich und J.M. Doyle: *Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures*.
Nature **395**, 148 (1998).
- [13] H. L. Bethlem, G. Berden und G. Meijer: *Decelerating Neutral Dipolar Molecules*.
Phys. Rev. Lett. **83**, 1558–1561, Aug 1999.
- [14] J.T. Bahns, W.C. Stwalley und P.L. Gould: *Laser cooling of molecules: a sequential scheme for rotation, translation, and vibration*.
J. Chem. Phys. **104**, 9689 (1996).
- [15] W. C. Stwalley: *Efficient conversion of ultracold Feshbach-resonance-related polar molecules into ultracold ground state singlett ($v = 0, J = 0$) molecules*.
Eur. Phys. J. D **31**, 221–225 (2004).
- [16] H. Feshbach: *Unified Theory of Nuclear Reactions*.
Rev. Mod. Phys. **36**, 1076–1078 (1964).
- [17] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson und C. E. Wieman: *Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate*.
Nature **417**, 529 (2002).
- [18] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl und R. Grimm: *Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas*.
Science **301**, 1510 (2003).
- [19] K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, J. K. Chin, D. E. Miller und W. Ketterle: *Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules*.
Phys. Rev. Lett. **91**, 210402 (2003).
- [20] S. Dürr, T. Volz, A. Marte und G. Rempe: *Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate*.
Phys. Rev. Lett. **92**, 020406 (2004).
- [21] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn und D. S. Jin: *Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms*.
Nature **424**, 47–50 (2003).

-
- [22] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. J. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov und C. Salomon: *Production of Long-Lived Ultracold Li_2 Molecules from a Fermi Gas*.
Phys. Rev. Lett. **91**, 240401 (2003).
- [23] C. A. Regal, M. Greiner und D. S. Jin: *Lifetime of Molecule-Atom Mixtures near a Feshbach Resonance in K* .
Phys. Rev. Lett. **92**, 083201 (2004).
- [24] K. E. Strecker, G. B. Partridge und R. G. Hulet: *Conversion of an Atomic Fermi Gas to a Long-Lived Molecular Bose Gas*.
Phys. Rev. Lett. **91**, 080406 (2003).
- [25] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, C. Chin, J. Hecker Denschlag und R. Grimm: *Pure Gas of Optically Trapped Molecules Created from Fermionic Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **91**, 240402 (2003).
- [26] M. Greiner, C. A. Regal und D. S. Jin: *Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas*.
Nature **426**, 537–540 (2003).
- [27] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag und R. Grimm: *Bose-Einstein Condensation of Molecules*.
Science **302**, 2101–2103 (2003).
- [28] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic und W. Ketterle: *Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules*.
Phys. Rev. Lett. **91**, 250401, Dec 2003.
- [29] L. N. Cooper: *Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas*.
Phys. Rev. **104**, 1189–1190 (1956).
- [30] *H. K. Onnes*.
Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden **122 und 124** (1911).
- [31] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer: *Theory of Superconductivity*.
Phys. Rev. **108**, 1175–1204 (1957).
- [32] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer: *Microscopic Theory of Superconductivity*.
Phys. Rev. **106**, 162–164 (1957).
- [33] C. Chin, M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, J. Hecker Denschlag und R. Grimm: *Observation of the Pairing Gap in a Strongly Interacting Fermi Gas*.
Science **305**, 1128–1130 (2004).

-
- [34] M. W. Zwierlein, J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck und W. Ketterle: *Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas*. Nature **435**, 1047–1051 (2005).
- [35] M. Lewenstein und A. Sanpera: *Probing Quantum Magnetism with Cold Atoms*. Science **319**, 292 (2008).
- [36] V. Gritsev, E. Altman, A. Polkovnikov und E. Demler: *How to study correlation functions in fluctuating Bose liquids using interference experiments*. In: C. Roos, H. Häffner und R. Blatt (Herausgeber): *Proceedings of the 20th International Conference on Atomic Physics (ICAP 2006)*, Band 869, Seiten 173–180. AIP Conference Proceedings (2006).
- [37] M. Taglieber, A.-C. Voigt, T. Aoki, T. W. Hänsch und K. Dieckmann: *Quantum Degenerate Two-Species Fermi-Fermi Mixture Coexisting with a Bose-Einstein Condensate*. Physical Review Letters **100**, 010401 (2008).
- [38] S. Kotochigova, P. S. Julienne und E. Tiesinga: *Ab initio calculation of the KRb dipole moments*. Phys. Rev. A **68**, 022501 (2003).
- [39] K. Góral, K. Rzażewski und T. Pfau: *Bose-Einstein condensation with magnetic dipole-dipole forces*. Phys. Rev. A **61**, 051601 (2000).
- [40] L. Santos, G. V. Shlyapnikov, P. Zoller und M. Lewenstein: *Bose-Einstein Condensation in Trapped Dipolar Gases*. Phys. Rev. Lett. **85**, 1791–1794 (2000).
- [41] D. H. J. O’Dell, S. Giovanazzi und G. Kurizki: *Rotons in Gaseous Bose-Einstein Condensates Irradiated by a Laser*. Phys. Rev. Lett. **90**, 110402 (2003).
- [42] L. Santos, G. V. Shlyapnikov und M. Lewenstein: *Roton-Maxon Spectrum and Stability of Trapped Dipolar Bose-Einstein Condensates*. Phys. Rev. Lett. **90**, 250403 (2003).
- [43] K. Góral, L. Santos und M. Lewenstein: *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett. **88**, 170406 (2002).
- [44] M. A. Baranov, Klaus Osterloh und M. Lewenstein: *Fractional Quantum Hall States in Ultracold Rapidly Rotating Dipolar Fermi Gases*. Phys. Rev. Lett. **94**, 070404 (2005).
- [45] E. H. Rezayi, N. Read und N. R. Cooper: *Incompressible Liquid State of Rapidly Rotating Bosons at Filling Factor 3/2*. Phys. Rev. Lett. **95**, 160404 (2005).

-
- [46] C. Menotti, C. Trefzger und M. Lewenstein: *Metastable states of a gas of dipolar bosons in a 2D optical lattice*.
Phys. Rev. Lett. **98**, 235301 (2007).
- [47] M. A. Baranov, M. S. Mar'enko, Val. S. Rychkov und G. V. Shlyapnikov: *Superfluid pairing in a polarized dipolar Fermi gas*.
Phys. Rev. A **66**, 013606 (2002).
- [48] M. A. Baranov, L. Dobrek und M. Lewenstein: *Superfluidity of Trapped Dipolar Fermi Gases*.
Phys. Rev. Lett. **92**, 250403 (2004).
- [49] P. W. Anderson: *Experimental Constraints on the Theory of High-Tc Superconductivity*.
Science **256**, 1526–1531 (1992).
- [50] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno und M. Inguscio: *Fermi-Bose Quantum Degenerate ^{40}K – ^{87}Rb Mixture with Attractive Interaction*.
Phys. Rev. Lett. **89**, 150403 (2002).
- [51] A. Simoni, F. Ferlaino, G. Roati, G. Modugno und M. Inguscio: *Magnetic Control of the Interaction in Ultracold K-Rb Mixtures*.
Phys. Rev. Lett. **90**, 163202 (2003).
- [52] M. Modugno, F. Ferlaino, F. Riboli, G. Roati, G. Modugno und M. Inguscio: *Mean-field analysis of the stability of a K-Rb Fermi-Bose mixture*.
Phys. Rev. A **68**, 043626 (2003).
- [53] J. Goldwin, S. Inouye, ML Olsen, B. Newman, BD DePaola und DS Jin: *Measurement of the interaction strength in a Bose-Fermi mixture with ^{87}Rb and ^{40}K* .
Phys. Rev. A **70**, 21601 (2004).
- [54] G. Modugno, G. Roati, F. Riboli, F. Ferlaino, R. J. Brecha und M. Inguscio: *Collapse of a Degenerate Fermi Gas*.
Science **297**, 2240–2243 (2002).
- [55] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock und K. Bongs: *Ultracold Heteronuclear Molecules in a 3D Optical Lattice*.
Phys. Rev. Lett. **97**(12), 120402 (2006).
- [56] J. J. Zirbel, K. K. Ni, S. Ospelkaus, J. P. D’Incao, C. E. Wieman, J. Ye und D. S. Jin: *Collisional stability of fermionic Feshbach molecules*.
Phys. Rev. Lett. **100**, 143201 (2008).
- [57] A. S. Jensen, K. Riisager, D. V. Fedorov und E. Garrido: *Structure and reactions of quantum halos*.
Rev. Mod. Phys. **76**, 215–261 (2004).
- [58] J. M. Blatt und V. F. Weisskopf: *Theoretical Nuclear Physics*.
Wiley, New York (1952).

- [59] G. C Luo, F. and McBane, G. Kim, C. F. Giese und W. R. Gentry: *The weakest bond: Experimental observation of helium dimer*.
J. Chem. Phys. **98**, 3564 (1993).
- [60] T. Köhler, K Góral und P. S. Julienne: *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances*.
Rev. Mod. Phys. **78**, 1311 (2006).
- [61] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, EGM van Kempen und BJ Verhaar: *Feshbach Resonances in Rubidium 87: Precision Measurement and Analysis*.
Phys. Rev. Lett. **89**, 283202 (2002).
- [62] G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, S. Schmid, R. Grimm und J. Hecker Denschlag: *Long-Lived Feshbach Molecules in a Three-Dimensional Optical Lattice*.
Phys. Rev. Lett. **96**, 050402 (2006).
- [63] K. Winkler, F. Lang, G. Thalhammer, P. v. d. Straten, R. Grimm und J. Hecker Denschlag: *Coherent Optical Transfer of Feshbach Molecules to a Lower Vibrational State*.
Phys. Rev. Lett. **98**, 043201 (2007).
- [64] S. Ospelkaus, A. Pe'er, K.-K. Ni, J. J. Zirbel, B. Neyenhuis, S. Kotochigova, P. S. Julienne, J. Ye und D. S. Jin: *Ultracold dense gas of deeply bound heteronuclear molecules*.
arXiv:0802.1093v1 (2008).
- [65] J. Stuhler, A. Griesmaier, T. Koch, M. Fattori, T. Pfau, S. Giovanazzi, P. Pedri und L. Santos: *Observation of Dipole-Dipole Interaction in a Degenerate Quantum Gas*.
Phys. Rev. Lett. **95**, 150406 (2005).
- [66] S. Giovanazzi, P. Pedri, L. Santos, A. Griesmaier, M. Fattori, T. Koch, J. Stuhler und T. Pfau: *Expansion dynamics of a dipolar Bose-Einstein condensate*.
Phys. Rev. A **74**, 013621 (2006).
- [67] T. Lahaye, T. Koch, B. Froehlich, M. Fattori, J. Metz, A. Griesmaier, S. Giovanazzi und T. Pfau: *Strong dipolar effects in a quantum ferrofluid*.
Nature **448**, 672 (2008).
- [68] T. Lahaye, J. Metz, B. Froehlich, T. Koch, M. Meister, A. Griesmaier, T. Pfau, H. Saito, Y. Kawaguchi und M. Ueda: *d-wave collapse and explosion of a dipolar Bose-Einstein condensate*.
arXiv:0803.2442v1 (2008).
- [69] T. Koch, T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, A. Griesmaier und T. Pfau: *Stabilization of a purely dipolar quantum gas against collapse*.

- Nature physics **4**, 218 (2008).
- [70] C. Klempt: *Wechselwirkung in Bose-Fermi-Quantengasen*.
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [71] A. Pashov, O. Docenko, M. Tamanis, R. Ferber, H. Knöckel und E. Tiemann:
The coupling of the $X^1\Sigma^+$ and $a^3\Sigma^+$ states of KRb.
Phys. Rev. A **76**, 022511 (2007).
- [72] R.K. Pathria: *Statistical Mechanics (Second Edition)*.
Elsevier Ltd., second Auflage (1996).
- [73] W. Ketterle, D. S. Durfee und D. M. Stamper-Kurn: *Making, Probing and Understanding Bose-Einstein Condensates*.
Int. School of Physics, 'Enrico Fermi' Course CXL, 67–359 (1999).
- [74] W. Ketterle und M. W. Zwierlein: *Making, probing and understanding ultra-cold Fermi gases*.
Int. School of Physics, 'Enrico Fermi' Course CLXIV (2006).
- [75] C. J. Pethick und H. Smith: *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*.
Cambridge University Press, Cambridge (2002).
- [76] J. Sakurai und R. Liboff: *Modern Quantum Mechanics*,
Band 54 (1986).
- [77] L. D. Landau und E. M. Lifshitz: *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*.
Pergamon Press, New York (1987).
- [78] W. Demtröder: *Molekülphysik*.
Oldenburg Wissenschaftsverlag (2003).
- [79] B. H. Bransden und C. J. Joachain: *Physics of Atoms and Molecules*.
Longman Scientific, New York (1983).
- [80] C. Samuelis: *Spektroskopie und optische Manipulation kalter Stöße in einem Natrium-Molekülstrahl*.
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover (2003).
- [81] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar und A. Axelsson: *Resonances in ultracold collisions of ^6Li , ^7Li , and ^{23}Na* .
Phys. Rev. A **51**, 4852–4861 (1995).
- [82] E. Arimondo, M. Inguscio und P. Violino: *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms*.
Rev. Mod. Phys. **49**, 31–75 (1977).
- [83] R. J. LeRoy und R. B. Bernstein: *Dissociation Energy and Long-Range Potential of Diatomic Molecules from Vibrational Spacings of Higher Levels*.
J. Chem. Phys. **52**, 3869–3879 (1970).

- [84] U. Fano: *Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts*. Phys. Rev. **124**, 1866–1878 (1961).
- [85] Harald Friedrich: *Theoretical Atomic Physics*. Springer Verlag (1998).
- [86] E. Timmermans, P. Tommasini, M. Hussein und A. Kerman: *Feshbach resonances in atomic Bose-Einstein condensates*. Phys. Rep. **315**, 199–230, Juli 1999.
- [87] S. Rousseau, A. R. Allouche und M. Aubert-Frecon: *Theoretical Study of the Electronic Structure of the KRb Molecule*. J. Mol. Spectrosc. **203**, 235–243 (2000).
- [88] O. Docenko, M. Tamanis, R. Ferber, A. Pashov, H. Knöckel und E. Tiemann: *Potential of the ground state of NaRb*. Phys. Rev. A **69**, 042503 (2004).
- [89] A. Pashov, O. Docenko, M. Tamanis, R. Ferber, H. Knöckel und E. Tiemann: *Potentials for modeling cold collisions between Na ($3S$) and Rb ($5S$) atoms*. Phys. Rev. A **72**, 062505 (2005).
- [90] F. Ferlaino, C. D’Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Inguscio, G. Modugno und A. Simoni: *Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture*. Phys. Rev. A **73**, 40702 (2006).
- [91] M. Zaccanti, C. D’Errico, F. Ferlaino, G. Roati, M. Inguscio und G. Modugno: *Control of the interaction in a Fermi-Bose mixture*. Phys. Rev. A **74**, 041605 (2006).
- [92] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, K. Sengstock und K. Bongs: *Interaction-Driven Dynamics of $40K$ - $87Rb$ Fermion-Boson Gas Mixtures in the Large-Particle-Number Limit*. Phys. Rev. Lett. **96**, 20401 (2006).
- [93] R. Roth: *Structure and stability of trapped atomic boson-fermion mixtures*. Phys. Rev. A **66**, 013614 (2002).
- [94] K. Mølmer: *Bose Condensates and Fermi Gases at Zero Temperature*. Phys. Rev. Lett. **80**, 1804–1807 (1998).
- [95] N. Nygaard und K. Mølmer: *Component separation in harmonically trapped boson-fermion mixtures*. Phys. Rev. A **59**, 2974–2981 (1999).
- [96] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen und B. J. Verhaar: *Interisotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments*. Phys. Rev. Lett. **88**, 093201, Feb 2002.

-
- [97] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge und R. G. Hulet: *Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms*. *Science* **291**, 2570–2572 (2001).
- [98] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. L. Cornish, E. A. I Roberts, J. L. and Cornel und C. E. Wieman: *Dynamics of collapsing and exploding Bose-Einstein condensates*. *Nature* **412**, 295 (2001).
- [99] G. B. Partridge, W.i Li, R. I. Kamar, Y.-a. Liao und R. G. Hulet: *Pairing and Phase Separation in a Polarized Fermi Gas*. *Science* **311**, 503–505 (2006).
- [100] Y. Shin, M.W. Zwierlein, C.H. Schunck, A. Schirotzek und W. Ketterle: *Observation of Phase Separation in a Strongly-Interacting Imbalanced Fermi Gas*. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 030401 (2006).
- [101] C.L. Cesar, D.M. Silveira, F. Veloso, M.G. Zappa und F. Rodegheri: *Buffer gas trap for hydrogen spectroscopy*.
In: C.L. Cesar, S.G. Karshenboim und V.A. Shelyuto (Herausgeber): *Hydrogen Atom III, The international conference on Precision Physics of Simple Atomic Systems* (2004).
- [102] M. R. Tarbutt, H. L. Bethlem, J. J. Hudson, V. L. Ryabov, V. A. Ryzhov, B. E. Sauer, G. Meijer und E. A. Hinds: *Slowing Heavy, Ground-State Molecules using an Alternating Gradient Decelerator*. *Phys. Rev. Lett* **92**, 173002 (2004).
- [103] N. Vanhaecke Meerakker, S. Y.T. v. d. und G. Meijer: *Stark deceleration and trapping of OH radicals*. *Ann. Rev. of Phys. Chem.* **57**, 159 (2006).
- [104] S. Jung, E. Tiemann und Ch. Lisdat: *Cold atoms and molecules from fragmentation of decelerated SO₂*. *Phys. Rev. A* **74**, 040701 (2006).
- [105] J. Doyle, B. Friedrich, RV Krems und F. Masnou-Seeuws: *Special Issue: Ultracold Polar Molecules: Formation and Collisions*. *Eur. Phys. J. D* **31**(2) (2004).
- [106] H.R. Thorsheim, J. Weiner und P.S. Julienne: *Laser-induced photoassociation of ultracold sodium atoms*. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2420 (1987).
- [107] F. A. van Abeelen und B. J. Verhaar: *Time-Dependent Feshbach Resonance Scattering and Anomalous Decay of a Na Bose-Einstein Condensate*. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1550–1553 (1999).

- [108] T. Rom, T. Best, O. Mandel, A. Widera, M. Greiner, T. W. Hänsch und I. Bloch: *State Selective Production of Molecules in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett. **93**, 073002, Aug 2004.
- [109] D. S. Petrov, C. Salomon und G. V. Shlyapnikov: *Scattering properties of weakly bound dimers of fermionic atoms*. Phys. Rev. A **71**, 012708 (2005).
- [110] Eric Braaten und H.-W. Hammer: *Enhanced dimer relaxation in an atomic and molecular Bose-Einstein condensate*. Phys. Rev. A **70**, 042706, Oct 2004.
- [111] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. Hecker Denschlag und R. Grimm: *Collective Excitations of a Degenerate Gas at the BEC-BCS Crossover*. Phys. Rev. Lett. **92**, 203201–4 (2004).
- [112] T. Bourdel, L. Khaykovich, J. Cubizolles, J. Zhang, F. Chevy, M. Teichmann, L. Tarruell, S. J. J. M. F. Kokkelmans und C. Salomon: *Experimental Study of the BEC-BCS Crossover Region in Lithium 6*. Phys. Rev. Lett. **93**, 050401–4 (2004).
- [113] G. B. Partridge, K. E. Strecker, R. I. Kamar, M. W. Jack und R. G. Hulet: *Molecular probe of pairing in the BEC-BCS crossover*. Phys. Rev. Lett. **95**, 020404 (2005).
- [114] D. Wang, J. Qi, M. F. Stone, O. Nikolayeva, H. Wang, B. Hattaway, S. D. Gensemer, P. L. Gould, E. E. Eyler und W. C. Stwalley: *Photoassociative Production and Trapping of Ultracold KRb Molecules*. Phys. Rev. Lett. **93**, 243005 (2004).
- [115] A. J. Kerman, J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman und D. Demille: *Production of Ultracold, Polar RbCs* Molecules via Photoassociation*. Phys. Rev. Lett. **92**, 033004 (2004).
- [116] S. Kotochigova, E. Tiesinga und P. S. Julienne: *Photoassociative formation of ultracold polar KRb molecules*. Eur. Phys. J. D **31**, 189–194 (2004).
- [117] U. Schlöder: *Heteronukleare Photoassoziation in einem kalten $6\text{Li}/7\text{Li}$ -Gemisch*. Doktorarbeit, Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen (2003).
- [118] John L. Bohn und P. S. Julienne: *Semianalytic theory of laser-assisted resonant cold collisions*. Phys. Rev. A **60**, 414 (1999).
- [119] P. S. Julienne: *Cold Binary Atomic Collisions in a Light Field*. J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **101**, 487 (1996).

- [120] R. J. LeRoy: *Applications of Bohr quantization in diatomic molecule spectroscopy*.
In: *Semiclassical Methods in Molecular Scattering and Spectroscopy*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht (1980).
- [121] O. Topic: *Präparation einer ultrakalten Bose-Fermi Mischung*.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2005).
- [122] J. Will: *Realisierung einer magneto-optischen Falle für ^{41}K* .
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [123] C. Schubert: *Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung für Präzisionsmessungen an ^{87}Rb Atomen*.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2007).
- [124] L. Kattner: *Detection and Stabilization of ultracold Feshbach-Molecules*.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2008).
- [125] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni und M. Inguscio: *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*.
Science **294**, 1320 (2001).
- [126] G. Modugno, M. Modugno, F. Riboli, G. Roati und M. Inguscio: *Two Atomic Species Superfluid*.
Phys. Rev. Lett. **89**, 190404 (2002).
- [127] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*.
Phys. Rev. Lett. **59**, 2631–2634 (1987).
- [128] W. D. Phillips: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*.
Rev. Mod. Phys. **70**, 721–741 (1998).
- [129] M. S. Santos, P. Nussenzeig, L. G. Marcassa, K. Helmerson, J. Flemming, S. C. Zilio und V. S. Bagnato: *Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap*.
Phys. Rev. A **52**, R4340–R4343 (1995).
- [130] M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino und M. Inguscio: *Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus*.
Phys. Rev. A **59**, 886–888 (1999).
- [131] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco und D. S. Jin: *Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb* .
Phys. Rev. A **65**, 021402 (2002).
- [132] D.A. Steck: *Rubidium 87 D line data*.
Tech. report, Los Alamos National Laboratory, (2001).

-
- [133] L. G. Marcassa, G. D. Telles, S. R. Muniz und V. S. Bagnato: *Collisional losses in a K-Rb cold mixture*.
Phys. Rev. A **63**, 013413 (2000).
- [134] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould und H. J. Metcalf: *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*.
Phys. Rev. Lett. **61**, 169–172 (1988).
- [135] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji: *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*.
J. of the Opt. Society of America **B6**, 2023 (1989).
- [136] H. J. Metcalf und P. van der Straten: *Laser Cooling and Trapping*.
Springer (1999).
- [137] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger: *Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance*.
Phys. Rev. A **63**, 031401 (2001).
- [138] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker und E. A. Cornell: *Simplified System for Creating a Bose-Einstein Condensate*.
J. Low Temp. Phys. **132**, 309–367 (2003).
- [139] J.M. Goldwin: *Quantum Degeneracy and Interactions in the 87Rb - 40K Bose-Fermi Mixture*.
Doktorarbeit, Graduate School of the University of Colorado (2005).
- [140] G. Breit und I. I. Rabi: *Measurement of Nuclear Spin*.
Phys. Rev. **38**, 2082–2083 (1931).
- [141] W. Ketterle und N.J Van Druten: *Evaporative cooling of trapped atoms*.
Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 181–236 (1996).
- [142] K. B. Davis, M. Mewes, M. A. Joffe, M.I R. Andrews und W. Ketterle: *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **74**, 5202–5205 (1995).
- [143] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher und E. A. Cornell: *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **74**, 3352–3355 (1995).
- [144] S. Aubin, S. Myrskog, M. H. T. Extavour, L. J. LeBlanc, D. McKay, A. Stummer und J. H. Thywissen: *Rapid sympathetic cooling to Fermi degeneracy on a chip*.
Nature Physics **2**, 384 (2006).
- [145] K. Gunter, T. Stöferle, H. Moritz, M.I Köhl und T. Esslinger: *Bose-Fermi Mixtures in a Three-Dimensional Optical Lattice*.
Phys. Rev. Lett. **96**, 180402 (2006).

-
- [146] B. DeMarco: *Quantum Behaviour of an Atomic Fermi Gas*.
Doktorarbeit, Graduate School of the University of Colorado (2001).
- [147] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable: *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [148] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji: *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: The dipole force revisited*.
J. of the Opt. Society of America **2**, 1707 (1985).
- [149] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori und J. Dalibard: *Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate*.
Appl. Phys. B **69**, 257 (1999).
- [150] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell und C. E. Wieman: *Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay*.
Phys. Rev. Lett. **79**, 337 (1997).
- [151] J. C. Camparo und R. P. Frueholz: *Parameters of adiabatic rapid passage in the 0-0 hyperfine transition of ^{87}Rb* .
Phys. Rev. A **30**, 803–811 (1984).
- [152] A. G. Martin, K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis und D. E. Pritchard: *rf Spectroscopy of Trapped Neutral Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **61**, 2431–2434 (1988).
- [153] Paul du Bois: *MySQL Cookbook*.
O'Reilly Media (2006).
- [154] Microsoft: *Microsoft Visual C++. NET. Language Reference*.
Microsoft Press Books (2002).
- [155] S. L. Rolston und W. D. Phillips: *Nonlinear and quantum atom optics*.
Nature **416**, 6877 (2002).
- [156] A. E. Leanhardt, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. L. Gustavson, W. Ketterle und D. E. Pritchard: *Propagation of Bose-Einstein Condensates in a Magnetic Waveguide*.
Phys. Rev. Lett. **89**, 040401, Jul 2002.
- [157] D. Cassettari, B. Hessmo, R. Folman, T. Maier und J. Schmiedmayer: *Beam Splitter for Guided Atoms*.
Phys. Rev. Lett. **85**, 5483–5487, Dec 2000.
- [158] D. Müller, E. A. Cornell, M. Prevedelli, P. D. D. Schwindt, Y. Wang und D. Z. Anderson: *Magnetic switch for integrated atom optics*.
Phys. Rev. A **63**, 041602, Mar 2001.

- [159] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff und T. W. Hänsch: *Trapped-atom interferometer in a magnetic microtrap*.
Phys. Rev. A **64**, 063607, Nov 2001.
- [160] D.-W. Wang, M. D. Lukin und E. Demler: *Engineering superfluidity in Bose-Fermi mixtures of ultracold atoms*.
Phys. Rev. A **72**, 051604 (2005).
- [161] G.-B. Jo, J.-H. Choi, C. A. Christensen, T. A. Pasquini, Y.-R. Lee, W. Ketterle und D. E. Pritchard: *Phase-Sensitive Recombination of Two Bose-Einstein Condensates on an Atom Chip*.
Physical Review Letters **98**, 180401 (2007).
- [162] Erika Andersson, Tommaso Calarco, Ron Folman, Mauritz Andersson, Björn Hessmo und Jörg Schmiedmayer: *Multimode Interferometer for Guided Matter Waves*.
Phys. Rev. Lett. **88**, 100401, Feb 2002.
- [163] Chris P. Search und Pierre Meystre: *Noise limits in matter-wave interferometry using degenerate quantum gases*.
Phys. Rev. A **67**, 061601, Jun 2003.
- [164] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard und W. Ketterle: *Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers*.
Phys. Rev. Lett. **88**, 020401, Dec 2001.
- [165] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang und J. Hecker-Denschlag: *Long distance transport of ultracold atoms using a 1D optical lattice*.
New J. of Phys. **8**, 159 (2006).
- [166] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch und J. Reichel: *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*.
Nature **413**, 498–501 (2001).
- [167] P. Hommelhoff, W. Hänsel, T. Steinmetz, T. W. Hänsch und J. Reichel: *Transporting, splitting and merging of atomic ensembles in a chip trap*.
New J. of Phys. **7**, 3–3 (2005).
- [168] J. Fortágh und C. Zimmermann: *Magnetic microtraps for ultracold atoms*.
Rev. Mod. Phys. **79**, 235 (2007).
- [169] T. Esslinger, I. Bloch und T. W. Hänsch: *Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap*.
Phys. Rev. A **58**, R2664–R2667 (1998).
- [170] F. Ferlaino, R. J. Brecha, P. Hannaford, F. Riboli, G. Roati, G. Modugno und M. Inguscio: *Dipolar oscillations in a quantum degenerate Fermi-Bose atomic mixture*.
J. Opt. B **5**, S3–S8 (2003).

-
- [171] R. Wynands und S. Weyers: *Atomic fountain clocks*.
Metrologia **42**, S64–S79 (2005).
- [172] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer und A. Landragin: *Reaching the quantum noise limit in a high-sensitivity cold-atom inertial sensor*.
J. Opt. B **5**, S136–S142 (2003).
- [173] J. J. Zirbel, K. K. Ni, S. Ospelkaus, T. L. Nicholson, M. L. Olsen, C. E. Wieman, J. Ye, D. S. Jin und P. S. Julienne: *Heteronuclear molecules in an optical dipole trap*.
arXiv:0712.3889v1 (2008).
- [174] C. Cohen-Tannoudji, C.J. Dupont-Roc und G. Grynberg: *Atom-photon interactions*.
John Wiley & Sons (1992).
- [175] Kurt Gibble und Steven Chu: *Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions*.
Phys. Rev. Lett. **70**, 1771–1774, Mar 1993.
- [176] Chad Fertig und Kurt Gibble: *Measurement and Cancellation of the Cold Collision Frequency Shift in an ^{87}Rb Fountain Clock*.
Phys. Rev. Lett. **85**, 1622–1625, Aug 2000.
- [177] D. M. Harber, H. J. Lewandowski, J. M. McGuirk und E. A. Cornell: *Effect of cold collisions on spin coherence and resonance shifts in a magnetically trapped ultracold gas*.
Phys. Rev. A **66**, 053616, Nov 2002.
- [178] Y. Shin, C.H. Schunck, A. Schirotzek und W. Ketterle: *Tomographic RF Spectroscopy of a Trapped Fermi Gas at Unitarity*.
Phys. Rev. Lett. **99**, 090403 (2007).
- [179] C. H. Schunck, Y. Shin, A. Schirotzek, M. Zwierlein und W. Ketterle: *Pairing Without Superfluidity: The Ground State of an Imbalanced Fermi Mixture*.
Science **316**, 867 (2007).
- [180] E. Hodby, S. T. Thompson, C. A. Regal, M. Greiner, A. C. Wilson, D. S. Jin, E. A. Cornell und C. E. Wieman: *Production Efficiency of Ultracold Feshbach Molecules in Bosonic and Fermionic Systems*.
Physical Review Letters **94**, 120402 (2005).
- [181] F. Deuretzbacher, K. Plassmeier, D. Pfannkuche, F. Werner, C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, K. Sengstock und K. Bongs: *Heteronuclear molecules in an optical lattice: Theory and experiment*.
Phys. Rev. A **77**, 032726 (2008).

- [182] M. Aymar und O. Dulieu: *Calculation of accurate permanent dipole moments of the lowest $1,3\Sigma^+$ states of heteronuclear alkali dimers using extended basis sets.*
J. Chem. Phys. **122**, 204302 (2005).
- [183] K. Bergmann, H. Theuer und B. W. Shore: *Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules.*
Rev. Mod. Phys. **70**, 1003 (1998).
- [184] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schieman und K. Bergmann: *Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laserfields. A new concept and experimental results.*
J. Chem. Phys. **92**, 5364, May 1990.
- [185] S. Kasahara, C. Fujiwara, N. Okada, H. Katô und M. Baba: *Doppler-free optical-optical double resonance polarization spectroscopy of the $^{39}\text{K}^{85}\text{Rb}$ $1^1\Pi$ and $2^1\Pi$ states.*
J. Chem. Phys. **111**, 8857 (1999).
- [186] B. Bodermann, M. Klug, U. Winkelhoff, H. Knöckel und E. Tiemann: *Precise frequency measurements of I_2 lines in the near infrared by Rb reference lines.*
Eur. Phys. J. D **11**, 213 (2000).
- [187] D. DeMille: *Quantum Computation with Trapped Polar Molecules.*
Phys. Rev. Lett. **88**, 067901 (2002).
- [188] P. G. H. Sandars: *The electric dipole moment of an atom.*
Physics Letters **3**, 194 (1965).
- [189] R. Roth und H. Feldmeier: *Mean-field instability of trapped dilute boson-fermion mixtures.*
Phys. Rev. A **65**, 021603 (2002).
- [190] S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, L. Humbert, K. Sengstock und K. Bongs: *Tuning of Heteronuclear Interactions in a Degenerate Fermi-Bose Mixture.*
Phys. Rev. Lett. **97**, 120403 (2006).
- [191] F. Illuminati und A. Albus: *High-Temperature Atomic Superfluidity in Lattice Bose-Fermi Mixtures.*
Phys. Rev. Lett. **93**, 090406 (2004).
- [192] F. London: *On the Bose-Einstein Condensation.*
Phys. Rev. **54**, 947–954 (1938).
- [193] F. London: *The λ -Phenomenon of Liquid Helium and the Bose-Einstein Degeneracy.*
Nature **141**, 643 (1938).

-
- [194] C. Lobo, I. Carusotto, S. Giorgini, A. Recati und S. Stringari: *Pair Correlations of an Expanding Superfluid Fermi Gas*.
Physical Review Letters **97**, 100405 (2006).
- [195] J. Stenger, S. Inouye, D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur und W. Ketterle: *Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates*.
Nature **396**, 345–348 (1998).
- [196] H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, J. Stenger, S. Inouye, A. P. Chikkatur und W. Ketterle: *Observation of Metastable States in Spinor Bose-Einstein Condensates*.
Phys. Rev. Lett. **82**, 2228–2231 (1999).
- [197] D. M. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. P. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger und W. Ketterle: *Quantum Tunneling across Spin Domains in a Bose-Einstein Condensate*.
Phys. Rev. Lett. **83**, 661–665 (1999).
- [198] M. D. Barrett, J. A. Sauer und M. S. Chapman: *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*.
Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001).
- [199] A. E. Leanhardt, Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard und W. Ketterle: *Coreless Vortex Formation in a Spinor Bose-Einstein Condensate*.
Phys. Rev. Lett. **90**, 140403 (2003).
- [200] H. Schmaljohann, M. Erhard, J. Kronjäger, M. Kottke, S. van Staa, L. Cacciapuoti, J. J. Arlt, K. Bongs und K. Sengstock: *Dynamics of $F = 2$ Spinor Bose-Einstein Condensates*.
Phys. Rev. Lett. **92**, 040402 (2004).
- [201] L. Santos und T. Pfau: *Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensates*.
Phys. Rev. Lett. **96**, 190404 (2006).
- [202] N. Bornemann, P. Hyllus und L. Santos: *Resonant spin-changing collisions in spinor Fermi gases*.
arXiv:0803.0239v1 (2008).

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Fermiverteilung	14
2.2	Offener und geschlossener Kanal. Durch die Kopplung der Kanäle entsteht eine Feshbach-Resonanz.	20
2.3	Schematischer Verlauf der Streulänge in Abhängigkeit des Magnetfelds.	22
2.4	<i>Ab initio</i> -Potentiale für KRb	23
2.5	Zeeman-Aufspaltung der relevanten Molekülzustände	24
2.6	Feshbach-Resonanzen der relevanten Molekülzustände	24
2.7	Magnetische Manipulation der Streulänge	25
2.8	Thomas-Fermi-Modell einer Bose-Fermi-Mischung ohne Wechselwirkung	29
2.9	Bose-Fermi Mischung mit attraktiver Wechselwirkung	30
2.10	Bose-Fermi-Mischung mit repulsiver Wechselwirkung	31
2.11	Phasenseparation der Bose-Fermi-Mischung	32
2.12	Simulation einer fermionischen Hülle	33
2.13	Schema der Erzeugung von Feshbach-Molekülen mit Magnetfeldrampen	35
2.14	Schematische Darstellung der Photoassoziation	39
2.15	Vibrationsniveaus für homo- und heteronukleare Dimere	41
3.1	Skizze des Vakuumsystems	44
3.2	MOT-Atomzahl vs. Dispenserstrom	45
3.3	Skizze des Lasersystems	48
3.4	Mischungsverhältnis der dualen MOT	51
3.5	Temperatur der Wolken nach der Melasse-Phase	52
3.6	Skizze des Transports in die Experimentier-Zelle	54
3.7	Strahlengang der horizontalen Detektionsrichtung	57
3.8	Strahlengang beider Detektionsrichtungen	58
3.9	Zeeman-Aufspaltung für ^{40}K bei 547 G	60
3.10	Zeeman-Aufspaltung für ^{87}Rb -Atome	62
3.11	QUIC-Falle	64

3.12	Stromregelung der QUIC-Falle	65
3.13	Evaporation und sympathisches Kühlen.	67
3.14	^{87}Rb Bose-Einstein-Kondensation.	67
3.15	Stabilität des Fallenbodens der Magnetfalle	68
3.16	Fallenfrequenzen in der QUIC-Falle	69
3.17	BEC und Fermigas in der Magnetfalle.	70
3.18	Harmonische Näherung des Dipolpotentials	73
3.19	Ein-Strahl-Dipolfalle	74
3.20	Intensitätsverteilung der gekreuzten Dipolfalle	75
3.21	Gekreuzte Dipolfalle	76
3.22	Einfluss der Gravitation auf die Dipolfalle	77
3.23	Schematischer Aufbau der gekreuzten Dipolfalle.	78
3.24	Beladen der Dipolfalle	79
3.25	Entwicklung der Teilchenzahl in der Dipolfalle	80
3.26	Radiale und axiale Fallenfrequenzen der gekreuzten Dipolfalle	83
3.27	Quantenentartete Mischung in der gekreuzten Dipolfalle	84
3.28	Radial gemittelte Dichte eines quantenentarteten Fermigases	85
3.29	Rubidium Hyperfeinübergang	87
3.30	Kalium Zustandspräparation	88
3.31	Elektronik für homogenes Magnetfeld	89
3.32	Magnetfeldgradient des homogenen Feldes	91
3.33	Magnetfeldkrümmung des homogenen Feldes	92
3.34	Radiofrequenzspektroskopie an Rb-Atomen	93
3.35	Magnetfeldkalibrierung	94
3.36	Skizze der Experimentsteuerung und Datenauswertung	95
3.37	Screenshot der Auswertungssoftware	97
4.1	Spulenkonfiguration für den magnetischen Transport quantenentarteter Gaswolken	101
4.2	Simulation der Spulenströme für den magnetischen Transport	102
4.3	Konturdiagramme des Magnetfeld-Potentials für den magnetischen Transport	103
4.4	Schaltplan zur Erhöhung des QUIC-Stroms	104
4.5	Position der ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome während des Transports.	105
4.6	Offsetfeld und Fallenfrequenzen auf dem Transportweg	106
4.7	^{87}Rb Heizraten in der Magnetfalle	107
4.8	Oszillationen in der Magnetfalle nach dem Transport.	108
4.9	Magnetisches Katapult für ultrakalte Ensembles	110
4.10	Magnetischer Transport über beliebige Distanzen	111
5.1	Rabi-Oszillationen eines Kalium-Zeeman-Übergangs	115
5.2	Radiofrequenz-Spektrum eines Bose-Einstein-Kondensats	117
5.3	Kalium RF-Spektrum für einen Rechteckpuls	118

5.4	Fourierspektrum eines gaußförmigen RF-pulses	119
5.5	Molekülbildung durch Radiofrequenz-Assoziation	120
5.6	Bestimmung der Position der Feshbach-Resonanz	122
5.7	Bindungsenergie heteronuklearer Feshbach-Moleküle	124
5.8	Detektion von heteronuklearen Feshbach-Molekülen	124
5.9	RF-Spektren von Feshbach-Molekülen bei verschiedenen Tempera- turen	125
5.10	Modell zur heteronuklearen Molekülbildung	126
5.11	Vergleich der RF-Spektren mit einem theoretischen Modell	127
5.12	Konversionseffizienzen für verschiedene Radiofrequenz-Leistungen	128
5.13	Konversionseffizienzen für verschiedene Temperaturen	129
5.14	Erzeugungseffizienzen für verschiedene Bindungsenergien	130
5.15	Bindungsenergien in Abhängigkeit des Magnetfelds	131
5.16	Molekülgröße für verschiedene Magnetfelder	132
5.17	Konversionseffizienz für verschiedene Pulsbreiten	133
5.18	Molekülverluste durch inelastische Stöße	135
6.1	Drei-Niveau-System	138
6.2	Laserleistungen für den STIRAP-Prozess	139
6.3	Lambda-Schema zur Abregung von Feshbach-Molekülen	140
6.4	Optischer Aufbau zur Spektroskopie von angeregten Molekülzustän- den	143
6.5	Spektroskopie des angeregten Molekülzustands I	144
6.6	Spektroskopie des angeregten Molekülzustands II	145
A.1	Regelelektronik für die Intensitätsstabilisierung	151
B.1	Regelelektronik für die Transportspulen	153
B.2	Schaltverhalten der Transportspulen-Regelung	154
B.3	Schaltskizze der Relegungselektronik	155

TABELLENVERZEICHNIS

2.1	Experimente mit bosonischen Dimeren	35
3.1	Laserfrequenzen und Leistungen zum Betrieb des Experiments.	47
3.2	Experimentelle Schritte zum Laden und zum Transport der Quadrupolfalle.	55
3.3	Temperaturen und Teilchenzahlen in der magnetischen Quadrupolfalle.	55
3.4	Zustandselektive Detektion bei hohen Magnetfeldern	63
3.5	Radiofrequenz-Rampen zur Evaporation.	66
3.6	Magnetfeldsensitivität atomarer Übergänge.	92
3.7	Phasen eines Experimentzyklus.	95

DANKSAGUNG

An erster Stelle bedanke ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Prof. Jan Arlt, dass ich in seiner Arbeitsgruppe promovieren durfte. Seine persönliche Betreuung und nahezu tägliche Diskussionen waren ein Hauptgrund für das Gelingen dieser Arbeit. Genauso herzlich möchte ich mich bei Herrn Prof. Ertmer dafür bedanken, dass er mir die Möglichkeit zur Promotion am Institut für Quantenoptik unter hervorragenden Bedingungen gegeben hat. Seine Begeisterung für die wissenschaftliche Arbeit spiegelt sich in der überaus kollegialen und motivierten Arbeitsgruppe am Institut wider.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Tiemann für mein Stipendium im Graduiertenkolleg *Interference and Quantum Applications*. Ich danke Herrn Prof. Tiemann genauso für die fortwährende und inspirierende Zusammenarbeit bei der Untersuchung der KRb-Moleküle und bin mir sicher, dass diese Zusammenarbeit auch in Zukunft fruchtbare Ergebnisse bringen wird.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Prof. Santos für seine detaillierten Hilfestellungen bei theoretischen Fragestellungen herzlich bedanken. Bei Herrn PD Dr. Rasel bedanke ich mich für sein offenes Ohr und kompetenten Rat zu allen möglichen Problemen.

Ich danke Dir, lieber Oliver Topic, dafür, dass du mit mir Höhenflüge und Tiefschläge überstanden und mich immer wieder im Labor motiviert hast. Mein Dank gilt ebenfalls der ersten Master-Studentin der Physik in Hannover, Lisa Kattner. Ich danke Johannes Will für seine überaus angenehme Zusammenarbeit und unserem neuen Doktoranden Manuel Scherer. Die leider zu kurze Zusammenarbeit mit Dr. Stephan Falke und Dr. Michael Volk hat mir immer sehr viel Freude bereitet. Ganz besonders gilt an dieser Stelle mein Dank Dr. Sascha Drenkelforth, Tim van Zoest und Dr. Thomas Schulte für die fortwährende Unterstützung und die jahrelange Freundschaft. Ich möchte mich auch bei allen Doktoranden und Diplomanden ganz herzlich für unzählige Diskussionen, Grillabende, Fussballturniere, experimentelle Unterstützung und vieles mehr bedanken.

Herrn Rudolf Gaul gilt mein Dank für die unkomplizierte Hilfe bei allen erdenklichen Problemen. Ich bedanke mich bei den Mitarbeitern der Mechanik-Werkstatt und dem Sekretärinnenteam Frau Faber, Frau Hünitzsch und Frau Pfennig, die mir

die Arbeit durch ihre stets freundliche und hilfsbereite Art sehr erleichtert haben. Meinen lieben Eltern, meiner Schwester und Ihrer Familie danke ich für die beispiellose Unterstützung. Ihr habt mir dies alles erst ermöglicht.

Vielen Dank Dir, lieber Carsten, für die jahrzehntelange Freundschaft. Ohne Deine Geduld und Dein hervorragendes physikalisches Verständnis wäre diese Arbeit nicht gelungen. Ich freue mich schon auf das nächste Projekt.

Und zum Schluss danke ich Dir Saskia Hartge für Deine Liebe und dafür, dass Du mir das schönste Geschenk meines Lebens bereitet hast, unseren Sohn Julius Maximilian.

Am Ende steht die letzte Messung der vorliegenden Dissertation durchgeführt im Kreißaal des Henriettenstifts in Hannover, der Abstand der Wehen gegen die Zeit.

