

WECHSELWIRKUNG IN BOSE-FERMI-QUANTENGASEN

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. Carsten Klempt,
geboren am 27.09.1976 in Chêne-Bougeries

ZUSAMMENFASSUNG

Die Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation und der fermionischen Quantenentartung in schwach wechselwirkenden, atomaren Gasen hat die Atomphysik in den letzten zwölf Jahren revolutioniert. Inzwischen können diese Systeme in zahlreichen Experimenten weltweit untersucht werden und haben auf theoretischer Seite großes Interesse erzeugt. Die wissenschaftliche Bedeutung dieser Quantengase liegt vor allem an ihrem Modellcharakter, der einen Transfer der Erkenntnisse auf andere Systeme ermöglicht. Die ultrakalten Quantengase sind daher ein wissenschaftliches Feld mit vielen interdisziplinären Verbindungen in die Festkörperphysik, die Quantenoptik, die Metrologie, die Astronomie und die Chemie. In den letzten Jahren wurden daher immer komplexere Modellsysteme entwickelt. Neben vielen Manipulationswerkzeugen verfügen moderne Experimente inzwischen über Mischungen verschiedener bosonischer und/oder fermionischer Gase. Eines der aktuellen Hauptziele dieser Experimente ist die Produktion quantenentarteter, heteronuklearer Moleküle im molekularen Grundzustand mit dipolarer Wechselwirkung. Zu diesem Zweck ist eine umfangreiche Kenntnis der relevanten Molekülpotentiale nötig. Eine genaue Charakterisierung der Potentiale ist insbesondere durch die Beobachtung von Streuresonanzen im Molekülpotential, sogenannten Feshbach-Resonanzen, möglich.

Die vorliegende Dissertation beschreibt ein Experiment zur Erzeugung quantenentarteter Bose-Fermi-Mischungen aus ^{40}K und ^{87}Rb , das die Beobachtung dieser Feshbach-Resonanzen erlaubt. In einer Vakuumapparatur werden dazu zunächst 1×10^8 ^{40}K -Atome und 5×10^9 ^{87}Rb -Atome in einer magneto-optischen Falle (MOT) gefangen¹. Diese Atome werden in einer Melasse gekühlt und in einer magnetischen Quadrupolfalle gefangen. Die Quadrupolfalle bewegt sich auf einem mechanischen Schlitten und transportiert die Atome in eine Ultrahochvakuumkammer, wo diese in eine harmonische Magnetfalle transferiert werden. Mittels resonanter Radiofrequenz werden kontinuierlich die heißesten ^{87}Rb -Atome aus der Falle entfernt. So wird das ^{87}Rb und - über den thermischen Kontakt - auch das ^{40}K bis in die Quantenentartung gekühlt. Erreicht werden quantenentartete

¹C. Klempt et al., Phys. Rev. A **73**, 13410 (2006).

Ensembles aus je 1×10^6 Atomen bei einer Temperatur von 300 nK . Resonante Absorptionsbildgebung nach freier Expansion erlaubt die Messung aller relevanten Ensembleparameter.

Zur Beobachtung von Feshbach-Resonanzen wird die Bose-Fermi-Mischung etwas oberhalb der Quantenentartung in eine optische Dipolfalle umgeladen. In einer solchen Falle können alle Hyperfein- und Zeeman-Zustände des Grundzustands gefangen und gezielt präpariert werden. In zehn stabilen Zustandskombinationen wurden insgesamt 28 s-Wellen-Feshbach-Resonanzen bei Magnetfeldern bis 700 G identifiziert². In einer numerischen Simulation konnte aus den gefundenen Resonanzen und externen spektroskopischen Daten ein umfassendes Modell der $^{40}\text{K } ^{87}\text{Rb}$ -Wechselwirkung erstellt werden. Dieses Modell erlaubt Vorhersagen für Feshbach-Resonanzen in anderen Kalium-Rubidium-Isotopen, speziell $^{41}\text{K } ^{87}\text{Rb}$ und $^{39}\text{K } ^{87}\text{Rb}$.

Durch die genaue Kenntnis des Molekülpotentials wird es in Zukunft möglich sein, schwach gebundene Moleküle, die mit Hilfe von Feshbach-Resonanzen erzeugt werden können, in den absoluten Grundzustand zu überführen. Außerdem wird es mit ihrer Hilfe möglich, die heteronukleare Wechselwirkung einzustellen und die Stabilität der Mischung gegen Kollaps und Phasenseparation bei attraktiver und repulsiver Wechselwirkung zu vermessen. Die Laserkühlung von ^{41}K wird es erlauben, im selben Maße quantenentartete Bose-Bose-Mischungen zu untersuchen und die vorhergesagten Feshbach-Resonanzen experimentell zu überprüfen. Insbesondere erlaubt eine Überprüfung Aussagen über die Gültigkeit der häufig verwendeten Born-Oppenheimer-Näherung für Molekülpotentiale.

²C. Klempt et al., arxiv.org/abs/0706.0240

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Ultrakalte Fermionen und Bosonen	7
2.1	Fermi- und Bose-Statistik	7
2.1.1	Numerische Summation	9
2.1.2	Analytische Herleitung	12
2.2	Dichte- und Impulsverteilung	15
2.2.1	Freie Expansion	15
2.3	Am absoluten Nullpunkt	17
2.3.1	Bose-Einstein-Kondensat	17
2.3.2	Quantenentartetes Fermigas	19
3	Heteronukleare Wechselwirkung	21
3.1	Die Born-Oppenheimer-Näherung	22
3.2	Molekülspektroskopie	25
3.3	Feshbach-Resonanzen	27
4	Aufbau des Experiments	33
4.1	Infrastruktur	33
4.2	Vakuumsystem	34
4.3	Atomquellen	36
4.3.1	Dispenser	36
4.3.2	Lichtinduzierte Desorption	37
4.4	Lasersystem	40
4.4.1	Rubidium-Laser	41
4.4.2	Kalium-Laser	44
4.4.3	Schnittstelle zwischen Lasertisch und Experiment	45
4.5	Magneto-optische Falle	46
4.5.1	Realisierung	47
4.5.2	Melasse	49

4.5.3	Detektion in der MOT-Zelle	49
4.5.4	Ergebnisse	51
4.6	Quadrupolfalle und Transport	51
4.6.1	Magnetisches Fangen	53
4.6.2	Optisches Pumpen	53
4.6.3	Bewegliche Quadrupolfalle	54
4.6.4	Zeitlicher Ablauf und Ergebnisse	56
4.7	Detektion ultrakalter Ensembles	57
4.7.1	Optischer Aufbau	58
4.7.2	Datenverarbeitung	59
4.7.3	Verschiedene atomare Zustände	60
4.8	Magnetfalle und Evaporation	60
4.8.1	QUIC-Design	61
4.8.2	Elektronik	64
4.8.3	Evaporation	67
4.8.4	Kalte Bose-Fermi-Mischungen	72
4.8.5	Manipulation und Transport	72
4.9	Dipolfalle	76
4.9.1	Konzeption und Simulation	78
4.9.2	Realisierung	80
4.9.3	Ergebnisse	83
4.10	Zustandspräparation	84
4.10.1	Rb-Präparation	85
4.10.2	K-Präparation	87
4.11	Homogenes Magnetfeld	87
4.12	Rechnergestützte Steuerung und Auswertung	90
4.12.1	Experimentsteuerung	90
4.12.2	Datenanalyse	93
5	Quantenentartete Bose-Fermi-Mischung	97
5.1	Temperaturmessung	98
5.2	Teilchenzahlbestimmung	101
5.3	Signaturen der Quantenentartung	103
6	Heteronukleare Feshbach-Resonanzen	105
6.1	Experimentablauf	105
6.2	Messergebnisse	107
6.3	Verbesserung des theoretischen Modells	107
6.4	Vorhersage der Feshbach-Resonanzen von anderen Isotopomeren . .	110
7	Ausblick	113

A	Atomare Eigenschaften	119
A.1	Atomare Parameter	119
A.2	Zeeman-Aufspaltung	121
B	Polylogarithmen	123

EINLEITUNG

Albert! Stop telling God what to do.

- *Enrico Fermi*

In der Zeit, als die Quantenmechanik noch nicht entwickelt war und über ihre Interpretation noch lange gestritten werden sollte, veröffentlichten Albert Einstein 1924 und Enrico Fermi 1926 jeweils Aufsätze über die statistische Besetzung der Energiezustände eines einatomigen idealen Gases.

Einstein wandte die Theorie der Lichtquanten, mit der Satyendranath Bose das Planck'sche Strahlungsgesetz herleiten konnte [1], auf das ideale Gas an [2]. Entscheidende Erkenntnis war, dass die Atome statistisch voneinander abhängig sind, auch wenn es keine Wechselwirkung zwischen ihnen gibt. Einstein sagte voraus, dass ideale Gase bei isothermer Kompression einen Phasenübergang zeigen, bei dem sich ein wachsender Anteil der Atome im absoluten Grundzustand sammelt [3]. Dieser Vorgang wird seitdem als Bose-Einstein-Kondensation bezeichnet.

Im Jahr 1925 konnte Wolfgang Pauli die atomaren Spektren mit Hilfe des nach ihm benannten Ausschlussprinzips erklären. Auch hier wird verlangt, dass die Elektronen eines Atoms statistisch voneinander abhängen. Enrico Fermi entwickelte 1926 auf Grundlage des Pauli-Prinzips eine zu Einstein komplementäre Quantentheorie des einatomigen idealen Gases [4]. Die zugehörige statistische Besetzung der Energiezustände wurde später als Fermi-Dirac-Statistik bezeichnet. Wie Einstein zeigte er, dass seine Theorie im Grenzfall hoher Temperaturen und geringer Dichte die klassische Boltzmann'sche Energieverteilung reproduziert. Fermi war überzeugt, dass sich der Unterschied zwischen dem klassischen und dem quantenentarteten Verhalten experimentell nachweisen lässt. Er berechnete eine nicht-klassische Drucküberhöhung im Fall von Helium bei 10 *atm* und 5°K, die später als Pauli-Druck bezeichnet wurde.

Tatsächlich war es auch das Helium, in dem die Quantenentartung das erste Mal experimentell nachgewiesen werden konnte. Der experimentell beobachtete Phasenübergang im ^4He konnte durch London im Jahr 1938 der Bose-Einstein-Kondensation von Helium zugeordnet werden [5, 6]. Allerdings ist das Helium wegen der starken molekularen Wechselwirkung kein Lehrbuch-Beispiel für die Bose-Einstein-Kondensation idealer Gase.

Erst im Jahr 1940 gelang es Pauli, das verschiedene statistische Verhalten von Teilchen ihrem Spin zuzuordnen [7]. Ganz allgemein gehorchen Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) der Bose-Einstein-Statistik und Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) der Fermi-Dirac-Statistik. Aus diesem Zusammenhang konnte Lüders 1958 das von Pauli [8] aufgestellte CPT-Theorem beweisen [9, 10]. Das CPT-Theorem besagt, dass ein physikalischer Vorgang auch dann im Einklang mit den physikalischen Gesetzen sein muss, wenn er spiegelbildlich (P) und unter Zeit- (T) und Ladungsumkehr (C) betrachtet wird. Bis heute konnte keine Verletzung des CPT-Theorems nachgewiesen werden.

Auf Grund des Zusammenhangs zwischen Spin und Statistik bilden zwei Fermionen, die sich miteinander verbinden, ein Boson. Im Jahr 1957 erklärten Bardeen, Cooper und Schrieffer die seit 1911 bekannte Supraleitung in kalten Metallen [11] mit der Bose-Einstein-Kondensation von Elektronenpaaren [12, 13]. Dabei bilden je zwei Elektronen über den Austausch von Gitterphononen ein bosonisches Cooper-Paar [14]. Die später entdeckte Hochtemperatur-Supraleitung [15] ist aber bis heute noch nicht hinreichend gut verstanden [16].

Obwohl zunächst angenommen wurde, dass die Bose-Einstein-Kondensation ultrakalter Gase am ehesten in ultrakaltem Wasserstoff gelingen könnte [17, 18], gelang der Durchbruch 1995 in metastabilen Alkaligasen. Durch die großen Fortschritte der Laserkühlung konnten ^{87}Rb , ^{23}Na und ^7Li bei sehr geringer Dichte bis in die Bose-Einstein-Kondensation gekühlt werden [19, 20, 21]. Eigentlich bilden die Alkalimetalle bei solch geringen Temperaturen Feststoffe, doch wird dieser Prozess durch die extrem geringe Dichte stark verlangsamt. Die evaporative Kühlung der Gase liefert ein weiteres effizientes Kühlverfahren, um die erforderliche Phasenraumdichte trotz der geringen räumlichen Dichte zu erreichen. Bei der Evaporation wird dem System durch kontinuierliches Entfernen der heißesten Atome überproportional viel Energie entzogen. Dabei ist wichtig, dass durch elastische Stöße die hohen Energiezustände immer wieder neu besetzt werden. Inzwischen sind mit dieser Technik Bose-Einstein-Kondensate in einer großen Zahl von Spezies erzeugt worden: ^1H , ^7Li , ^{23}Na , ^{39}K , ^{41}K , ^{52}Cr , ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{133}Cs , ^{174}Yb , ^{176}Yb sowie in metastabilem $^4\text{He}^*$. Die Eigenschaften von Bose-Einstein-Kondensaten wurden in den letzten 12 Jahren in unzähligen Experimenten untersucht.

Interessant erschien in diesem Kontext natürlich auch die Produktion von quantenentarteten Fermigasen. Dabei behindert aber gerade die fermionische Statistik die evaporative Kühlung: Bei sinkender Temperatur sind nach dem Wigner'schen Gesetz nur noch s-Wellen-Stöße erlaubt [22]. Doch gerade diese Stöße sind durch

das Pauli'sche Ausschlussprinzip für ununterscheidbare Fermionen verboten. Durch die gleichzeitige Kühlung zweier (unterscheidbarer) Spinzustände des ^{40}K konnte schließlich 1999 ein ultrakaltes Fermigas experimentell hergestellt werden [23]. Kurze Zeit später konnten weitere ultrakalte ^{40}K -, ^6Li - und ^{173}Yb -Gase gebildet werden, die zum Teil mit einer bosonischen Spezies gekühlt wurden [24, 25, 26, 27, 28, 29, 30]. Darauf aufbauend gelang es, je zwei Fermionen mit Hilfe von magnetfeld-abhängigen Molekülresonanzen (so genannten Feshbach-Resonanzen [31]) zu bosonischen Molekülen zu verbinden [32, 33, 34, 35, 29] und diese zu kondensieren [36, 37, 38]. Während die attraktive Wechselwirkung unterhalb der Feshbach-Resonanz die Molekülerzeugung erlaubt, bleiben die Atome oberhalb trotz repulsiver Wechselwirkung miteinander verbunden und bilden Paare, die den Cooperpaaren ähneln. Dieser BEC-BCS-Übergang wurde eingehend untersucht [39, 40, 41, 42, 43, 44] und die Superfluidität nachgewiesen [45]. In unsymmetrischen zweikomponentigen Fermigasen konnten aus den zwei Komponenten bosonische Moleküle gebildet werden, so dass sich eine Mischung aus bosonischen Molekülen und den restlichen Fermionen bildete. Diese Mischung separierte durch repulsive Wechselwirkung in zwei Phasen [46, 47]. Ultrakalte Fermigase konnten außerdem in periodischen, optischen Stehwellen gefangen werden. Fermionen in solchen *optischen Gittern* sind wegen der Analogie zum Elektronengas im Festkörper von großem Interesse und wurden vielfältig untersucht [48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55].

Zunächst wurden die Mischungen aus bosonischen und fermionischen Atomen nur dazu verwendet, um ultrakalte Fermigase herzustellen; die bosonische Komponente wurde im Anschluss entfernt. Durch eine Vielzahl theoretischer Vorhersagen rückten 2002 aber auch die Bose-Fermi-Mischungen in das Zentrum des Interesses. Erste Messungen der Streulänge [27, 56, 57, 58] zwischen ^{40}K und ^{87}Rb waren unverträglich mit der Beobachtung des so genannten Mean-Field-Kollapses [59, 57, 60]. Dieser Kollaps tritt in ultrakalten Mischungen ein, wenn die attraktive Wechselwirkung zwischen den Spezies den fermionischen Paulidruck und die abstoßende bosonische Wechselwirkung dominiert. Die Dynamik der freien Expansion von Bose-Fermi-Mischungen wurde ebenfalls untersucht [61].

Bose-Fermi-Mischungen wurden ebenfalls in optische Gitter geladen. Zunächst konnte gezeigt werden, dass quantenentartete Fermionen in einem eindimensionalen Gitter erst durch die Wechselwirkung mit den Bosonen transportiert werden können [62]. Später wurde eine Verschiebung des Mott-Isolator-Übergangs in einem dreidimensionalen Gitter beobachtet [63, 64]. Die ersten gefundenen heteronuklearen Feshbach-Resonanzen [65, 66, 67] eröffneten die Möglichkeit, die Wechselwirkung zwischen den Spezies einzustellen [68, 69] und schließlich fermionische heteronukleare Feshbach-Moleküle im dreidimensionalen Gitter herzustellen [70].

Parallel zu den Arbeiten mit Bose-Fermi-Mischungen konnten auch quantenentartete Bose-Bose-Mischungen experimentell in $^{39}\text{K}^{87}\text{Rb}$ [71] und in $^{85}\text{Rb}^{87}\text{Rb}$ [72] hergestellt werden. Wie bei den Bose-Fermi-Mischungen gelang es, heteronukleare Moleküle herzustellen [72].

Die experimentellen Arbeiten der vorliegenden Dissertation wurden im Jahr 2004 begonnen mit dem Ziel, quantenentartete Gase mit dipolarer Wechselwirkung zu untersuchen. Die zugänglichen Systeme quantenentarteter Gase ließen sich vollständig in der Näherung der Kontaktwechselwirkung beschreiben. Interagieren die Atome zusätzlich mit einer anisotropen Dipol-Dipol-Wechselwirkung, so wird das physikalische Modellsystem wesentlich reicher. Insbesondere erhofft man sich interdisziplinäre Erkenntnisse auf den Gebieten der Plasmaphysik [73] und von Flüssigkristallen [74]. In einer Vielzahl von theoretischen Arbeiten wurden die Stabilität solcher dipolarer Gase [75, 76, 77], das Anregungsspektrum von Rotonen und Maxonen [78, 79] sowie das Verhalten solcher Systeme im Regime starker Wechselwirkung [80, 81, 82, 83] untersucht. Besonders interessant erscheinen quantenentartete Fermionen mit dipolare Wechselwirkung, da sie durch die Wechselwirkung zu superfluiden Cooperpaaren koppeln können [84, 85]. Außerdem sind sie ein viel versprechender Kandidat zum Bau eines Quantencomputers [86, 87, 88]. Kürzlich ist es gelungen, erste dipolare Effekte in einem Cr -BEC nachzuweisen [89, 90]. Trotzdem wird ein Großteil der vorhergesagten Effekte wegen der schwachen Dipolmomente dort nicht nachweisbar sein.

Aus diesem Grund wurde ein Experiment zur Erzeugung einer quantenentarteten ^{40}K ^{87}Rb -Mischung aufgebaut. Erzeugt man mit Hilfe einer Feshbach-Resonanz schwach gebundene Moleküle, so kann man diese in den absoluten molekularen Grundzustand abregen [91]. Heteronukleare Moleküle im Grundzustand verfügen über ein ausreichend großes Dipolmoment [92]. Für eine reine ^{87}Rb -Mischung konnte bereits gezeigt werden, dass es mit einer präzisen Kenntnis des internuklearen Potentials [93] möglich ist, Feshbach-Moleküle [94, 95] kohärent in einen tiefer gebundenen Molekülzustand zu überführen [96].

Aus diesem Grund waren die ersten Ziele des Experiments die Produktion einer quantenentarteten ^{40}K ^{87}Rb -Mischung, die Identifikation geeigneter Feshbach-Resonanzen und das präzise Verständnis des ^{40}K ^{87}Rb -Molekülpotentials. Diese Ziele konnten bis zur Fertigstellung der vorliegenden Arbeit erreicht werden.

- Kapitel 2 führt in die Statistik quantenentarteter Bosonen und Fermionen ein. Es vermittelt einen anschaulichen Einstieg in die zugrunde liegenden Theorien und führt die Gleichungen zur Interpretation der Messdaten ein.
- Kapitel 3 gibt eine entsprechende Einführung in die Molekülphysik. Die präzise Modellierung des ^{40}K ^{87}Rb -Molekülpotentials wurde in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Tiemann durchgeführt, die durch Messung des optischen Molekülspektrums umfangreiche Kenntnisse über die Kalium-Rubidium-Moleküle gewinnen konnte.
- In Kapitel 4 wird der Experimentaufbau beschrieben. Das Kapitel wird zukünftigen Diplomanden und Doktoranden als Einführung in das Experiment dienen und enthält deswegen entsprechend viele experimentelle Details. Es

enthält auch erste Ergebnisse zur Laserkühlung von ^{41}K . Die Erzeugung eines doppelten Bose-Einstein-Kondensats aus ^{41}K und ^{87}Rb soll zukünftig die alternative Produktion bosonischer, heteronuklearer Moleküle ermöglichen.

- Der beschriebene Aufbau hat sich als robustes Werkzeug erwiesen, um im täglichen Betrieb ohne großen Wartungsaufwand quantenentartete Bose-Fermi-Mischungen herzustellen. Kapitel 5 beschreibt die Ergebnisse, die mit quantenentarteten Gasen bisher erreicht wurden. Die Methode zur Auswertung der Daten wird erläutert, mit der alle thermodynamischen Parameter des quantenentarteten Ensembles bestimmt werden können.
- In Kapitel 6 werden die zentralen Messungen dieser Dissertation vorgestellt. Es wurden erstmalig alle verfügbaren ^{40}K ^{87}Rb - Feshbach-Resonanzen bis 700 G gemessen und identifiziert. Die Resonanzen konnten dazu verwendet werden, das bekannte Molekülpotential weiter zu verbessern und Vorhersagen für andere Isotope (u.a. $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$) zu treffen. Insgesamt gehört das ^{40}K ^{87}Rb -Molekülpotential damit zu den am besten verstandenen interatomaren Wechselwirkungen, da die Erkenntnisse aus der Molekülspektroskopie mit unseren Beobachtungen der Feshbach-Resonanzen zusammengeführt wurden.
- Im Ausblick in Kapitel 7 werden die verschiedenen experimentellen Zielrichtungen des Experiments vorgestellt, die in den kommenden Monaten verfolgt werden sollen. Durch den sehr flexiblen Aufbau des Experiments bietet sich ein sehr weites Spektrum an weiterführenden Untersuchungen.

ULTRAKALTE FERMIONEN UND BOSONEN

In diesem und dem nächsten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen vorgestellt, die zum Verständnis des Experiments und zur Interpretation der Messergebnisse notwendig sind. Wie in der Einleitung beschrieben, wurde das Experiment mit dem Ziel aufgebaut, eine quantenentartete Mischung aus fermionischem ^{40}K und bosonischem ^{87}Rb experimentell herzustellen. In dieser Mischung sollte dann über die Identifikation von Feshbach-Resonanzen ein vollständiges Bild der Wechselwirkung zwischen den beiden Spezies erstellt werden. In diesem Kapitel soll erläutert werden, wie sich das Kalium und das Rubidium bei extrem kalten Temperaturen verhalten. Das Gebiet der ultrakalten Gase bezieht seine Faszination aber gerade daraus, dass die wesentlichen Eigenschaften des Systems nicht durch die speziellen atomaren Parameter dominiert werden. Deshalb gelten die Erläuterungen dieses Kapitels allgemein für dünne, schwach wechselwirkende Gase. Die atomaren Eigenschaften spielen dafür in der Wechselwirkung zwischen den beiden Spezies eine entscheidende Rolle. Die heteronukleare Wechselwirkung ist Thema des folgenden 3. Kapitels. Die Herleitungen folgen verschiedenen Quellen, die hauptsächlich entweder Fermionen oder Bosonen behandeln [4, 97, 98, 99, 100]. Ich behandle Fermionen und Bosonen weitgehend parallel, um einen besonderen Akzent auf die Unterschiede setzen zu können.

2.1 Fermi- und Bose-Statistik

Der grundlegende Unterschied zwischen Bosonen und Fermionen ist die Symmetrie bzw. Antisymmetrie der Wellenfunktion unter Austausch zweier ununterscheidbarer Teilchen. Dieser Zusammenhang führt im thermodynamischen Grenzfall zu

verschiedenen Besetzungswahrscheinlichkeiten der Energieeigenzustände des Ein-Teilchensystems [2, 3, 4]. Die Konstante a wird eingeführt, um beide Fälle gemeinsam betrachten zu können:

$$a = \begin{cases} -1 & \text{Bose-Einstein-Statistik} \\ +1 & \text{Fermi-Dirac-Statistik} \\ 0 & \text{Maxwell-Boltzmann-Statistik} \end{cases} \quad (2.1)$$

Der Fall $a = 0$ beschreibt den Grenzfall hoher Temperaturen, in dem die statistischen Eigenschaften der Bosonen und Fermionen nicht zum Tragen kommen. Dieser Grenzfall entspricht der klassischen Physik. Mit der Definition von a lässt sich die Besetzungswahrscheinlichkeit der Ein-Teilchen-Energieeigenzustände schreiben als

$$f_n = \frac{1}{\zeta^{-1}e^{\beta E_n} + a}, \quad (2.2)$$

wobei E_n der Energie des n ten Eigenzustands entspricht. Außerdem repräsentiert $\beta = 1/k_B T$ die Temperatur und $\zeta = e^{\beta\mu}$ das chemische Potential μ . Das chemische Potential ergibt sich aus der Normierungsbedingung

$$\sum_n f_n = N. \quad (2.3)$$

Im vorliegenden Fall werden ununterscheidbare Bosonen und Fermionen in einer harmonischen Falle betrachten. Zur Vereinfachung möchte ich mich zunächst auf eine isotrope Falle beschränken. Der zugehörige Hamilton-Operator

$$H(\mathbf{p}, \mathbf{x}) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 \mathbf{x}^2 \quad (2.4)$$

hat die Eigenwerte

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \hbar\omega(n_x + n_y + n_z + \frac{3}{2}). \quad (2.5)$$

Somit lässt sich die Normierungsbedingung (2.3) konkretisieren:

$$\sum_{n_x, n_y, n_z} \frac{1}{\zeta^{-1}e^{\beta E_{n_x, n_y, n_z}} + a} = N \quad (2.6)$$

Da die verschiedenen Oszillatorzustände entartet sind, genügt es, über alle Energieeigenwerte zu summieren und die jeweilige Entartung zu beachten. Zu jedem Energieeigenwert $E_n = \hbar\omega(n + \frac{3}{2})$ gehören $\frac{1}{2}(n+2)(n+1)$ verschiedene entartete Eigenzustände. Damit erhält man

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2}(n+2)(n+1) \frac{1}{\zeta^{-1}e^{\beta E_n} + a} = N. \quad (2.7)$$

Um zu einer analytischen Lösung zu gelangen, kann die Summation durch eine kontinuierliche Integration ersetzt werden, wenn die hauptsächlich besetzten Energien E_n groß gegen die Abstände der Eigenzustände $\hbar\omega$ sind. Dazu verwendet man $n = \frac{E_n}{\hbar\omega} - \frac{3}{2}$:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2} \left(\frac{E_n}{\hbar\omega} + \frac{1}{2} \right) \left(\frac{E_n}{\hbar\omega} - \frac{1}{2} \right) \frac{1}{\zeta^{-1} e^{\beta E_n} + a} = N$$

$$\Downarrow$$

$$\int_{\epsilon=0}^{\infty} d\epsilon \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon}{\hbar\omega} \right)^2 \frac{1}{\zeta^{-1} e^{\beta \epsilon} + a} = N \quad (2.8)$$

2.1.1 Numerische Summation

Die Herleitung der analytischen Lösungen befindet sich im folgenden Abschnitt. Es ist aber ebenfalls möglich, ohne weitere Näherungen die Summation in (2.7) numerisch durchzuführen. Um einen Eindruck für die Eigenschaften ultrakalter Fermionen und Bosonen zu vermitteln, möchte ich zunächst eine solche Simulation vorstellen. Bei der vorangegangenen Herleitung wurden Wechselwirkungen zwischen den Atomen vernachlässigt. Für ununterscheidbare Fermionen ist diese Näherung in unseren Temperaturbereichen sehr gut erfüllt, weil s-Wellen-Stöße durch das Pauli-Prinzip verboten sind¹. Für Bosonen ist diese Näherung nur zulässig, wenn die typischen Dichten so gering sind, dass die Stoßrate gering bleibt.

Grundlage der Simulation ist ein System mit 10^6 Teilchen, die in einer kugelsymmetrischen harmonischen Falle mit den Fallenfrequenzen $\omega = 2\pi \times 100 \text{ Hz}$ gefangen sind. In Abbildung 2.1 ist dargestellt, wie die Energiezustände bei verschiedenen Temperaturen besetzt sind. Bei 500 nK sind die drei Verteilungen noch ziemlich ähnlich. Im Fall der Maxwell-Boltzmann-Statistik verändert sich die Energieverteilung bei sinkender Temperatur nicht wesentlich, sie rückt lediglich zu immer geringeren Energien. Die Fermi-Dirac-Verteilung verbietet, einen Zustand mit mehr als einem Teilchen zu besetzen. Deshalb werden bei sinkender Temperatur die Zustände von unten mit Fermionen aufgefüllt. Bei $T = 0$ sind die Zustände bis zur Fermi-Temperatur gefüllt. Diese lässt sich nach (2.7) ausrechnen:

¹Für einen s-Wellen-Stoß müssten die Fermionen ja im gleichen quantenmechanischen Zustand sein. Die Größenordnung der Temperatur, ab der p-Wellen-Stöße unterdrückt werden, lässt sich semi-klassisch abschätzen. Das Kalium-Molekülpotential hat eine Ausdehnung von $d = 10 \text{ Å}$. Damit die Atome stoßen, müssen sie sich bis auf diesen Wert annähern. Um aber einen Drehimpuls von $1 \hbar$ zu erzeugen, muss der Impuls $p = \hbar/d$ betragen. Dieser Impuls entspricht einer Temperatur von $T = E/k_B = p^2/2\mu k_B = \hbar^2/2\mu d^2 \approx 10 \text{ mK}$.

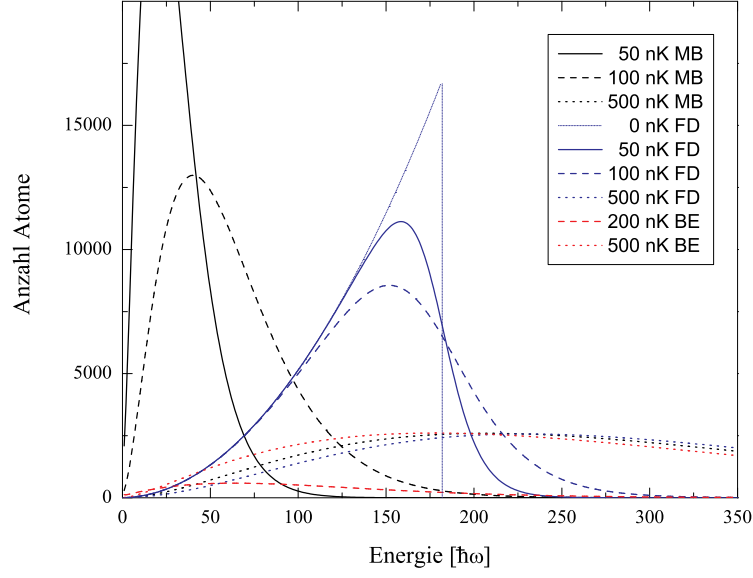


Abbildung 2.1: Besetzung der Energieeigenzustände bei verschiedenen Temperaturen für Maxwell-Boltzmann- (schwarz), Fermi-Dirac- (blau) und Bose-Einstein-Statistik (rot).

$$\begin{aligned}
 N &= \sum_{n=0}^{n_F} \frac{1}{2}(n+2)(n+1) \\
 &= \frac{1}{6}(n_F+3)(n_F+2)(n_F+1) \\
 &\approx \frac{1}{6}\left(\frac{E_F}{\hbar\omega}\right)^3 \\
 E_F &= \hbar\omega(6N)^{\frac{1}{3}}
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Im dargestellten Fall ergibt sich eine Fermienergie $E_F \approx 182\hbar\omega$. Bei der Bose-Einstein-Statistik nähert sich das chemische Potential μ bei sinkender Temperatur dem Wert $\frac{3}{2}\hbar\omega$. Dann divergiert die Besetzungshäufigkeit des absoluten Grundzustands der Falle. Aus diesem Grund nimmt die Zahl der thermischen Bosonen in Abb. 2.1 immer mehr ab und die Atome sammeln sich im (nicht dargestellten) Grundzustand. Diese makroskopische Besetzung des Grundzustands bezeichnet man als Bose-Einstein-Kondensation. Die Kondensation ist im Grenzfall großer Teilchenzahlen ein Phasenübergang, der in allen Ensembleparametern sichtbar wird. Den Anteil der Atome, die sich im absoluten Grundzustand befinden, kann man als Funktion der Temperatur auftragen (siehe Abb. 2.2).

Die Grenztemperatur für die Bose-Einstein-Kondensation lässt sich näherungsweise bestimmen, wenn $\mu \approx 0$ als chemisches Potential in Gleichung 2.8 eingesetzt wird (siehe folgenden Abschnitt).

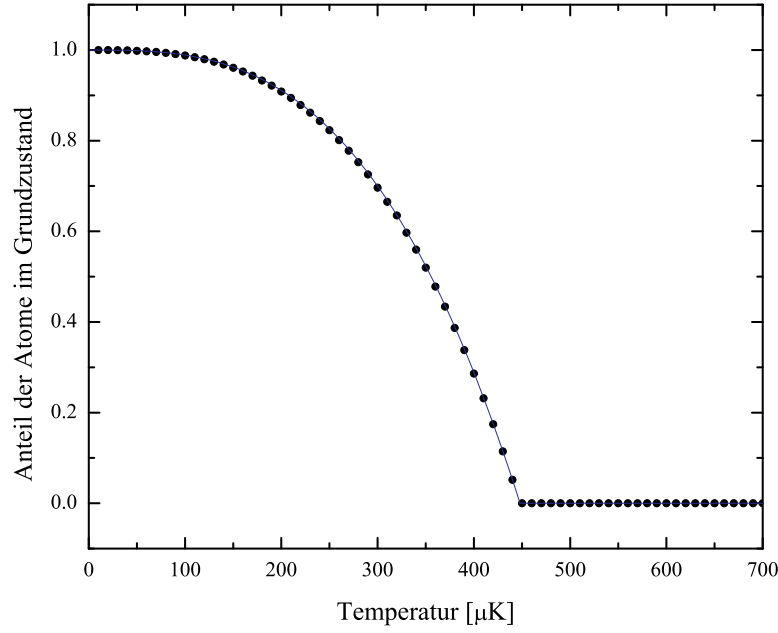


Abbildung 2.2: Anteil der Bosonen im absoluten Grundzustand. Eingezeichnet ist ebenfalls die analytische Lösung aus Gleichung (2.18) mit der Kondensationstemperatur aus (2.16)

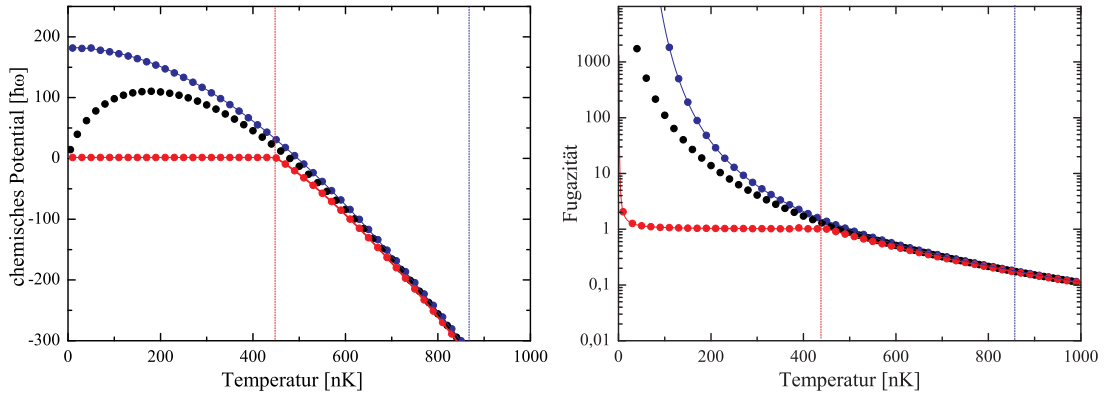


Abbildung 2.3: Chemisches Potential und Fugazität als Funktion der Temperatur für Maxwell-Boltzmann- (schwarz), Fermi-Dirac- (blau) und Bose-Einstein-Statistik (rot). Eingezeichnet sind zusätzlich die Kondensationstemperatur (rot) und die Fermitemperatur (blau).

In Abbildung 2.3 ist das chemische Potential μ und die zugehörige Fugazität ζ dargestellt. Das chemische Potential steigt grundsätzlich bei sinkender Temperatur. Für Fermionen erreicht es bei $T = 0$ den Wert E_F . Dies ist verständlich, da das chemische Potential ja der Energie entspricht, die aufgewendet werden muss,

um dem Ensemble ein Teilchen hinzuzufügen. Bei $T = 0$ muss das Teilchen an der Fermi-Kante hinzugefügt werden. Für geringe Temperaturen hängt die Fugazität sehr sensibel von der Temperatur ab. Aus diesem Grund kann die Fugazität als empfindliches Thermometer für Fermionen verwendet werden. Im Fall der Bosonen erreicht das chemische Potential bei der Kondensationstemperatur fast den Wert $\frac{3}{2}\hbar\omega$ und nähert sich dem Wert immer weiter entsprechend der Zahl der kondensierten Atome.

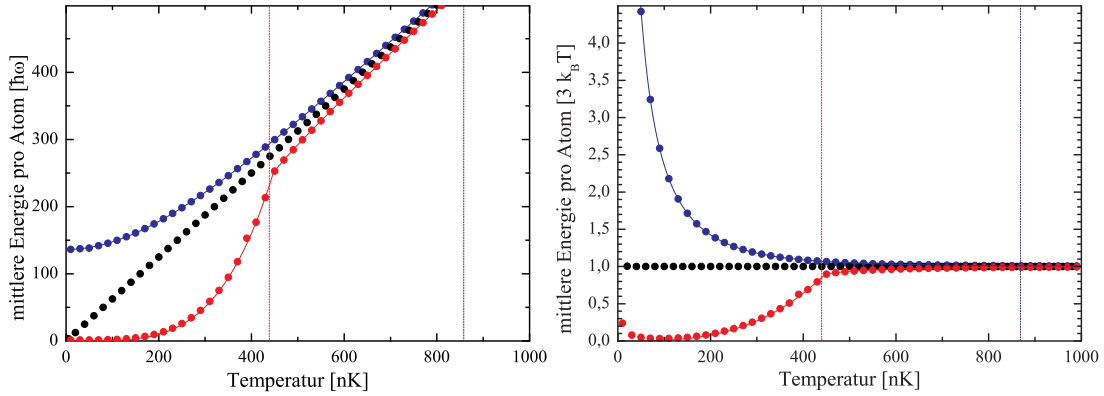


Abbildung 2.4: Mittlere Energie pro Teilchen als Funktion der Temperatur für Maxwell-Boltzmann- (schwarz), Fermi-Dirac- (blau) und Bose-Einstein-Statistik (rot). Eingezeichnet sind zusätzlich die Kondensationstemperatur (rot) und die Fermitemperatur (blau).

Abbildung 2.4 zeigt die mittlere Energie pro Atom. Das fermionische Ensemble hat immer eine endliche mittlere Energie, die für $T = 0$ dem Grenzwert $\frac{3}{4}E_F \approx 136 \hbar\omega$ zustrebt. Die Wärmekapazität der Bosonen steigt unter der Kondensationstemperatur sprunghaft an. Die mittlere Energie konvergiert dann aber gegen $\frac{3}{2}\hbar\omega$, wenn alle Atome im Grundzustand sind. Die mittlere Energie pro Atom weicht sowohl für Bosonen als auch für Fermionen deutlich vom klassisch erwarteten Wert $3k_B T$ ab.

2.1.2 Analytische Herleitung

In diesem Unterabschnitt werden die thermodynamischen Eigenschaften für zylindersymmetrische, harmonische Fallen hergeleitet, die im Experiment verwendet werden. Der Ein-Teilchen-Hamilton-Operator wird mit $V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2 + \lambda^2 z^2)$ dann zu

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2(x^2 + y^2 + \lambda^2 z^2) \quad (2.10)$$

und hat die Eigenwerte

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \hbar\omega(n_x + n_y + 1) + \hbar\lambda\omega(n_z + \frac{1}{2}). \quad (2.11)$$

Hierbei ist ω die radiale und $\lambda\omega$ die axiale Fallenfrequenz. In der semi-klassischen Näherung, die auch in Gleichung 2.8 verwendet wurde, betrachtet man eine kontinuierliche Zustandsdichte $g(\epsilon)$.

$$\begin{aligned} g(\epsilon) &= \frac{d}{d\epsilon} \left(\int_{n_x=0}^{\frac{\epsilon}{\hbar\omega}} dn_x \int_{n_y=0}^{\frac{\epsilon}{\hbar\omega} - n_x} dn_y \int_{n_z=0}^{\frac{\epsilon}{\hbar\lambda\omega} - n_x - n_y} dn_z \right) \\ &= \frac{d}{d\epsilon} \left(\frac{1}{6\lambda} \left(\frac{\epsilon}{\hbar\omega} \right)^3 \right) \\ &= \frac{1}{2\lambda} \frac{\epsilon^2}{(\hbar\omega)^3} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Nun kann die Summe über alle Zustände durch ein Integral über die Energie ersetzt werden. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass die Besetzung des Grundzustands N_0 durch das Integral nicht korrekt beschrieben wird. Es wird daher nur die Zahl der angeregten Atome N_a berechnet.

$$\begin{aligned} N_a &= \int_0^\infty d\epsilon g(\epsilon) f(\epsilon) \\ &= \int_0^\infty d\epsilon \frac{1}{2\lambda} \frac{\epsilon^2}{(\hbar\omega)^3} \frac{1}{\zeta^{-1} e^{\beta\epsilon} + a} \\ &= -a \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega} \right)^3 \Gamma(3) Li_3(-a\zeta) \\ &= -a \frac{1}{\lambda} \left(\frac{k_B T}{\hbar\omega} \right)^3 Li_3(-a\zeta) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Für $a \neq 0$ liefert die Integration den Trilogarithmus $Li_3()$. Einige Eigenschaften der Polylogarithmen sowie die verwendete Integral-Repräsentation sind im Anhang B aufgeführt. Für Fermionen und Bosonen oberhalb der Kondensationstemperatur lässt sich aus dieser Gleichung numerisch die Fugazität bestimmen. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Verwendet man die Fermitemperatur $T_F = \frac{E_F}{k_B} = \frac{\hbar\omega}{k_B} (6\lambda N)^{1/3}$, so lässt die Gleichung für Fermionen vereinfachen.

$$Li_3(-\zeta_{\text{fermion}}) = -\frac{1}{6(T/T_F)^3} \quad (2.14)$$

Die bosonische Kondensationstemperatur T_C ist die Temperatur, bei der die Besetzung des Grundzustands gerade noch nicht makroskopisch ist, das heißt $N \approx N_a$.

Zusätzlich wird angenommen, dass $\zeta = \exp(\beta\mu) \approx 1$. Dies ist für den thermodynamischen Grenzfall präzise, bei dem $N \rightarrow \infty$ und $\omega \rightarrow 0$ strebt, während das Produkt $N\omega^3$ konstant gehalten wird. Zusätzlich kann $Li_3(1) = \zeta(3) \approx 1,20$ verwendet werden, wobei $\zeta()$ hier die Riemann'sche Zeta-Funktion ist und nicht mit der Fugazität verwechselt werden darf.

$$k_B T_C = \hbar\omega \left(\frac{\lambda N}{\zeta(3)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.15)$$

Anmerkung. Im Vergleich zur exakten Simulation aus dem vorangegangenen Abschnitt liegt der Fehler der Kondensationstemperatur bei ca. 1%. Die Abweichung kann als erste Näherung der Abweichung der Fugazität von $\zeta = 1$ beschrieben werden [101].

$$k_B \Delta T_C^a = -\frac{\zeta(2)}{6\zeta(3)} \hbar\omega(\lambda + 2) \quad (2.16)$$

Wird die repulsive Wechselwirkung zusätzlich mit einbezogen, so ergibt sich eine weitere Reduktion [102]

$$\frac{\Delta T_C^b}{T_C} = -1,326 \frac{a}{\bar{\sigma}} N^{\frac{1}{6}}, \quad (2.17)$$

wobei a hier die s-Wellen-Streulänge und $\bar{\sigma} = \sqrt{\hbar/M\omega\lambda^{1/3}}$ die mittlere Größe des Grundzustands beschreibt.

Jetzt kann auch der Anteil der kondensierten Atome bestimmt werden.

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \frac{N_a}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_C} \right)^3 \quad (2.18)$$

Das Ergebnis ist in Abbildung 2.2 (blaue Linie) dargestellt, wobei hier die Kondensationstemperatur aus Gleichung 2.16 verwendet wurde.

Die mittlere Energie pro Teilchen lässt sich für Fermionen und Bosonen oberhalb der Kondensationstemperatur wie folgt berechnen.

$$\begin{aligned} \frac{E}{N} &= \frac{1}{N} \int_0^\infty d\epsilon \epsilon g(\epsilon) f(\epsilon) \\ &= -\frac{1}{N} \frac{3(k_B T)^4}{\lambda(\hbar\omega)^3} a Li_4(-a\zeta) \\ &= 3k_B T \frac{Li_4(-a\zeta)}{Li_3(-a\zeta)} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Vernachlässigt man die Grundzustandsenergie, so berechnet sich für Bosonen

die mittlere Energie unter der Verwendung von T_C zu

$$\frac{E_{\text{boson}}}{N} \approx 3k_B T \frac{\zeta(4)}{\zeta(3)} \left(\frac{T}{T_C} \right)^3, \quad (2.20)$$

wobei diese Rechnung wiederum im thermodynamischen Limit exakt ist. Diese Gleichungen sind ebenfalls in Abb. 2.4 dargestellt.

2.2 Dichte- und Impulsverteilung

Um quantenentartete Ensembles im Experiment detektieren zu können, wird im vorgestellten Experiment resonantes Laserlicht verwendet, um die Dichteverteilung auf einer Kamera abzubilden (siehe Abschnitt 4.7). Aus der Dichteverteilung soll auf die wesentlichen thermodynamischen Größen zurückgeschlossen werden. Die Dichte- und Impulsverteilung nicht-kondensierter Ensembles lässt sich mit Hilfe der semi-klassischen Thomas-Fermi-Näherung berechnen. Hierbei werden den Teilchen definierte Positionen und Impulse zugeordnet. Nur die Quantenstatistik wird in der Energieverteilung berücksichtigt.

$$w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \beta, \zeta) = \frac{1}{h^3} \frac{1}{\zeta^{-1} e^{\beta H(\mathbf{r}, \mathbf{p})} + a} \quad (2.21)$$

Die Dichte- und Impulsverteilung ergeben sich aus dem Integral der Phasenraumdichte über die jeweils andere Komponente.

$$\begin{aligned} n(\mathbf{r}) &= \frac{1}{h^3} \int d^3 \mathbf{p} w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \beta, \zeta) \\ &= -a \left(\frac{mk_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} Li_{3/2}(-a\zeta e^{-\beta V(\mathbf{r})}) \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \Pi(\mathbf{p}) &= \frac{1}{h^3} \int d^3 \mathbf{r} w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \beta, \zeta) \\ &= -a \frac{1}{\lambda} \left(\frac{k_B T}{2\pi \hbar^2 m \omega^2} \right)^{\frac{3}{2}} Li_{3/2} \left(-a\zeta e^{-\beta \frac{\mathbf{p}^2}{2m}} \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Für die thermischen Bosonen unterhalb der Kondensationstemperatur kann im thermodynamischen Grenzfall die Fugazität mit $\zeta \approx 1$ genähert werden.

2.2.1 Freie Expansion

Die typischen Größen der quantenentarteten Ensembles liegen an der Grenze des Auflösungsvermögens der Abbildungsoptik. Aus diesem Grund ist es deutlich günstiger, die harmonische Falle abzuschalten und die Atome nach einer freien Expansion variabler Dauer zu detektieren. Die Größe und Form der Wolke ergibt sich

dann aus der Faltung zwischen Dichte- und Impulsverteilung in der Falle, die hier wiederum in Thomas-Fermi-Näherung für nichtkondensierte Ensembles berechnet wird. Betrachtet werden zunächst alle Atome am Ort $\mathbf{r}_0$. Nach einer Expansionszeit t entspricht die räumliche Verteilung der Impulsverteilung, zentriert um den Punkt $\mathbf{r}_0$. Integriert man nun über alle Orte, so ergibt sich die vollständige räumliche Verteilung.

$$\begin{aligned} n_t(\mathbf{r}) &= \frac{1}{h^3} \int d^3\mathbf{r}_0 d^3\mathbf{p} w(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \beta, \zeta) \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0 - \frac{\mathbf{p}t}{m}) \\ &= -a \frac{1}{(1 + \omega^2 t^2) \sqrt{1 + \lambda^2 \omega^2 t^2}} \left(\frac{mk_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} Li_{3/2}(-a\zeta e^{-\beta V(\tilde{\mathbf{r}})}) \end{aligned} \quad (2.24)$$

Die Form und Größe der Wolke bleibt im Vergleich zu Gleichung (2.22) bis auf eine Achsenskalierung $r_i \rightarrow \tilde{r}_i = r_i / \sqrt{1 + \omega_i^2 t^2}$ unverändert. Der Faktor $1/((1 + \omega^2 t^2) \sqrt{1 + \lambda^2 \omega^2 t^2})$ sorgt für die korrekte Normierung. Die Form-Invarianz nach freier Expansion aus einer harmonischen Falle gilt allgemein (nicht nur in Thomas-Fermi-Näherung) für Fermionen [103] und nicht-kondensierte Bosonen ohne Wechselwirkung. Nach langer Expansionszeit $t \gg 1/\omega, 1/(\lambda\omega)$ expandiert die Wolke isotrop, da nur noch die Impulsverteilung abgebildet wird.

$$n_{t \rightarrow \infty}(\mathbf{r}) = -a \frac{1}{\lambda \omega^3 t^3} \left(\frac{mk_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} Li_{3/2} \left(-a\zeta e^{-\beta \frac{m\mathbf{r}^2}{2t^2}} \right) \quad (2.25)$$

Bei der Detektion wird ein zweidimensionales Bild der Wolke erstellt, bei dem die Dichte entlang der Detektionsrichtung zur sogenannten „Säulendichte“ integriert wird. Um diese Integration durchzuführen, ist es hilfreich, die Breiten $\sigma_i(t)$ der Wolke nach Expansion einzuführen:

$$\sigma_i^2(t) = \frac{1 + \omega_i^2 t^2}{\beta m \omega_i^2} \quad (2.26)$$

Damit wird Gleichung (2.24) zu

$$n_t(x, y, z) = -a \frac{1}{\lambda} \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega} \right)^3 \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x(t) \sigma_y(t) \sigma_z(t)} Li_{3/2} \left(-a\zeta e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(t)} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2(t)} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2(t)}} \right). \quad (2.27)$$

Verwendet man Beziehung (B.3), so kann über x integriert werden.

$$n_t(y, z) = -a \frac{1}{\lambda} \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega} \right)^3 \frac{1}{(2\pi) \sigma_y(t) \sigma_z(t)} Li_2 \left(-a\zeta e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(t)} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2(t)}} \right). \quad (2.28)$$

Die eindimensionalen Dichteverteilungen ergeben sich aus der Integration über y bzw. über z .

$$n_t(y) = -a \frac{1}{\lambda} \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega} \right)^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_y(t)} Li_{5/2} \left(-a \zeta e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(t)}} \right) \quad (2.29)$$

$$n_t(z) = -a \frac{1}{\lambda} \left(\frac{k_B T}{\hbar \omega} \right)^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_z(t)} Li_{5/2} \left(-a \zeta e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2(t)}} \right) \quad (2.30)$$

Integriert man auch über die letzte Raumachse, so erhält man die gesamte Atomzahl wie in Gleichung (2.13).

2.3 Am absoluten Nullpunkt

Nachdem die Dichteverteilung nicht-kondensierter Ensembles im vorangegangenen Abschnitt hergeleitet werden konnte, fehlt nun noch die Dichteverteilung des Bose-Einstein-Kondensats. Die Dichteverteilung eines teilweise kondensierten Ensembles kann durch die Summe einer thermischen Wolke und eines reinen Kondensats beschrieben werden. Die Dichteverteilung eines Kondensats lässt sich am einfachsten bei verschwindender Temperatur beschreiben, wenn sich alle Teilchen im absoluten Grundzustand der Falle befinden. Der Vollständigkeit halber leite ich ebenfalls die Dichteverteilung einer Fermiwolke bei $T = 0$ her.

2.3.1 Bose-Einstein-Kondensat

Während für die thermische Wolke die Annahme vernachlässigbarer Wechselwirkung noch vertretbar ist, gilt diese Näherung für Bose-Einstein-Kondensate wegen der hohen Dichte nicht mehr. Deshalb muss die Wechselwirkung berücksichtigt werden. Eine attraktive Wechselwirkung führt sehr schnell zum Kollaps der Wellenfunktion, weil die Dichte zu einem zusätzlichen attraktiven Potential führt. Dadurch wird die Dichte wiederum erhöht und das Potential noch stärker. Aus diesem Grund wird im Folgenden von einem repulsiven Potential ausgegangen.

Der Hamiltonoperator in zweiter Quantisierung für wechselwirkende Bosonen in einem äußeren Potential lässt sich schreiben als

$$\hat{H} = \int d\mathbf{r} \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}) \quad (2.31)$$

$$+ \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}) \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}') V_{\text{WW}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}), \quad (2.32)$$

wobei $V_{\text{WW}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ das Wechselwirkungspotential zweier Teilchen ist. $\hat{\Psi}(\mathbf{r})$ und $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r})$ sind die bosonischen Feldoperatoren zur Teilchen-Vernichtung und -Erzeugung.

Generell lassen sich diese Feldoperatoren als Summe über alle Ein-Teilchen-Zustände α schreiben $\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \sum_{\alpha} \Psi_{\alpha}(\mathbf{r}) a_{\alpha}$, wenn $\Psi_{\alpha}(\mathbf{r})$ die Ein-Teilchen-Wellenfunktionen und a_{α} die entsprechenden Vernichtungsoperatoren sind. Die Vernichtungsoperatoren reduzieren im Fock-Raum die Besetzung des α ten Zustands um ein Teilchen.

$$a_{\alpha} |n_0, n_1, \dots, n_{\alpha}, \dots\rangle = \sqrt{n_{\alpha}} |n_0, n_1, \dots, n_{\alpha} - 1, \dots\rangle \quad (2.33)$$

In der Näherung $T = 0$ sind alle Teilchen im Grundzustand und im thermodynamischen Grenzfall ist $N - 1 \approx N$. Aus diesem Grund kann der Vernichtungsoperator im Grundzustand durch $a_0 = \sqrt{N}$ genähert werden. Dadurch wird wiederum der Feldoperator zu einem klassischen Feld $\hat{\Psi}(\mathbf{r}) = \Phi(\mathbf{r})$. Dieses klassische Feld wird auch als Kondensat-Wellenfunktion bezeichnet und ist auf die Teilchenzahl normiert: $\int d\mathbf{r} \Phi^2(\mathbf{r}) = N$. Im Heisenberg-Bild ist der Feldoperator zeitabhängig und diese Abhängigkeit wird durch die Heisenberg-Gleichung beschrieben.

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) &= [\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t), \hat{H}] \\ &= \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}' \hat{\Psi}^{\dagger}(\mathbf{r}') V_{\text{WW}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{\Psi}(\mathbf{r}') \right] \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Das Wechselwirkungs-Potential kann bei den geringen Temperaturen nach dem Wigner'schen Gesetz durch ein Pseudo-Potential ersetzt werden, das nur die s-Wellen-Stöße mit der Streulänge a beschreibt.

$$V_{\text{WW}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \equiv g \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (2.35)$$

Damit wird (2.34) zur so genannten Gross-Pitaevskii-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + g |\Phi(\mathbf{r}, t)|^2 \right) \Phi(\mathbf{r}, t). \quad (2.36)$$

Nun kann die Kondensat-Wellenfunktion geschrieben werden als $\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}) \times \exp(-i\mu t/\hbar)$ mit der Normalisierung $\int d\mathbf{r} \Phi^2 = N_0 = N$. Das chemische Potential wird im großkanonischen Ensemble für die Randbedingung der Teilchenzahlnormierung eingeführt [98]. Die Gross-Pitaevskii-Gleichung lässt sich somit im stationären Fall schreiben als

$$\mu \Phi(\mathbf{r}) = \left(-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\mathbf{r}) + g |\Phi(\mathbf{r})|^2 \right) \Phi(\mathbf{r}). \quad (2.37)$$

Als letzte Vereinfachung kann der Term für die kinetische Energie für typische experimentelle Parameter gegen den Wechselwirkungsterm vernachlässigt werden

[101], um zu einer Abschätzung für die Dichteverteilung zu gelangen.

$$n(\mathbf{r}) = \Phi^2(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}(\mu - V(\mathbf{r})) & \text{für } (\mu > V(\mathbf{r})) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.38)$$

Die Dichteverteilung entspricht also einer umgekehrten Parabel. Die Ausdehnung in der *i*ten Raumrichtung wird als Thomas-Fermi-Radius bezeichnet; er wird durch die jeweilige Fallenfrequenz vorgegeben.

$$R_i = \frac{1}{\omega_i} \sqrt{2\mu/m} \quad (2.39)$$

Das chemische Potential ergibt sich wie in den vorangegangenen Abschnitten aus der Normierung auf die Teilchenzahl.

$$\mu = \frac{1}{2} \hbar \lambda^{1/3} \omega \left(\frac{15Na}{a_{\text{ho}}} \right)^{2/5} \quad (2.40)$$

Hierbei steht $a_{\text{ho}} = \sqrt{\hbar/m\lambda^{1/3}\omega}$ für die harmonische Oszillatorlänge.

Freie Expansion des Kondensats

Die Entwicklung der Dichteverteilung eines Kondensats während der freien Expansion kann ebenfalls mit zeitabhängigen Gross-Pitaevskii-Gleichung (2.36) beschrieben werden. Die stationäre Lösung (2.38) wird dabei als Startverteilung benutzt. Es kann gezeigt werden, dass die Lösung bis auf eine Reskalierung der Achsen dieselbe Form behält [101]. Für $\lambda \ll 1$, also im Grenzfall stark elongierter Fallen, kann die Reskalierung analytisch angegeben werden. Dazu wird die dimensionslose Expansionszeit $\tau = \omega t$ verwendet.

$$\begin{aligned} R_{x,y}(\tau) &= R_{x,y}(0) \sqrt{1 + \tau^2} \\ R_z(\tau) &= R_z(0) \left[1 + \lambda^2 \left(\tau \arctan \tau - \ln \sqrt{1 + \tau^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.41)$$

wobei die initialen Größen $R_i(0)$ aus Gleichung (2.39) verwendet werden.

2.3.2 Quantenentartetes Fermigas

Die Dichteverteilung eines nicht-wechselwirkenden Fermigases bei $T = 0$ kann leicht aus Gleichung (2.22) hergeleitet werden. Dazu kann der Limes aus Gleichung (B.4) verwendet werden und $\mu \xrightarrow{T \rightarrow 0} E_F$.

$$\begin{aligned}
n(\mathbf{r}) &= - \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} Li_{3/2} \left(-e^{-\beta(V(\mathbf{r})-\mu)} \right) \\
&= - \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} Li_{3/2} \left(e^{\beta(\mu-V(\mathbf{r}))+i\pi} \right) \\
&\xrightarrow{T \rightarrow 0} \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\beta^{\frac{3}{2}} (E_F - V(\mathbf{r}))^{\frac{3}{2}}}{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right)} \quad \text{für } (E_F > V(\mathbf{r}))
\end{aligned} \tag{2.42}$$

Insgesamt sieht die Dichteverteilung des Fermigases damit der Dichteverteilung des Bose-Einstein-Kondensats (2.38) sehr ähnlich:

$$n(\mathbf{r}) \xrightarrow{T \rightarrow 0} \begin{cases} \frac{(2m)^{3/2}}{6\pi^2\hbar^3} (E_F - V(\mathbf{r}))^{\frac{3}{2}} & \text{für } (E_F > V(\mathbf{r})) \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{2.43}$$

HETERONUKLEARE WECHSELWIRKUNG

Im vorangegangenen Kapitel wurden fermionische und bosonische Quantengase einzeln beschrieben. Das Ziel der vorliegenden Arbeit besteht aber darin, die Wechselwirkung zwischen den beiden Gasen zu untersuchen. Die Wechselwirkung, die in unseren Experimenten betrachtet wird, lässt sich mit den Methoden der Molekülphysik vollständig beschreiben. Das liegt daran, dass bei geringen Dichten die Wechselwirkung typischerweise klein genug ist, um als Zwei-Körperproblem beschrieben zu werden.

Das KRb-Wechselwirkungspotential kann mit *ab initio*-Rechnungen näherungsweise bestimmt werden [104, 105]. Zur Vorhersage von Stoßquerschnitten sind diese Rechnungen aber nicht genau genug. Ein wesentlich höhere Genauigkeit wird durch Molekülspektroskopie erreicht. Dabei werden KRb-Moleküle in möglichst vielen verschiedenen molekularen Zuständen erzeugt und die optischen Übergänge spektroskopiert. Dann wird ein numerisches Modell der Wechselwirkung so lange optimiert, bis die Molekülspektren korrekt wiedergegeben werden. Die Arbeitsgruppe Prof. Tiemann am Institut für Quantenoptik führt ebensolche Messungen und Simulationen für KRb durch.

Heiße Moleküle lassen sich aber nur schlecht in den am schwächsten gebundenen Vibrationszuständen präparieren. Deshalb werden die theoretischen Berechnungen für diese Zustände relativ ungenau. Mit der Beobachtung von Feshbach-Resonanzen werden aber gerade diese schwach gebundenen Zustände genau vermessen und eine Verbesserung des Wechselwirkungspotentials im langreichweitigen Teil ermöglicht. Das Modell der heteronuklearen Wechselwirkung konnte dazu genutzt werden, Feshbach-Resonanzen vorherzusagen. Die Resonanzen wurden dann an unserem Experiment genau lokalisiert und dienten wiederum zur Präzisierung des Modells (siehe Kapitel 6). Durch die komplementären experimentellen Zugän-

ge hat sich daher die Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Prof. Tiemann als außerordentlich fruchtbar erwiesen.

Dieses Kapitel soll einen Einstieg in die Molekülphysik geben (die Beschreibung folgt den Referenzen [106, 107, 108]) und das theoretische Modell der Wechselwirkung erläutern. Anschließend soll in groben Zügen umrissen werden, wie die spektroskopischen Daten zu einem detaillierten Verständnis des Molekülpotentials genutzt werden können. Abschließend wird dargestellt, wie aus dem Modell Aussagen über die Stoßquerschnitte und Feshbach-Resonanzen getroffen werden können, die in unserem Experiment von Bedeutung sind.

3.1 Die Born-Oppenheimer-Näherung

Das System aus zwei Atomkernen und zwei Elektronenhüllen ist deutlich komplexer als ein einzelnes Atom. Die Born-Oppenheimer-Näherung vereinfacht das System beträchtlich, indem vorausgesetzt wird, dass die Masse der Elektronen klein gegen die Masse der Kerne ist. Diese Näherung wird mit steigender Massenzahl besser und für ^{40}K und ^{87}Rb recht gut erfüllt. Die Näherung bedeutet, dass die Kerne sich im Vergleich zu den Elektronen sehr langsam bewegen, so dass sich das Coulomb-Potential der Kerne für die Elektronen sehr langsam ändert. Dadurch können die Elektronen dem veränderlichen Potential adiabatisch folgen. Für die Kerne bedeutet das wiederum, dass die Energie der überlappenden Elektronenhüllen ein effektives Potential darstellt, das die Bewegung der Kerne beeinflusst – das Born-Oppenheimer-Potential.

Ist die Masse der Elektronen klein, so kann man die äußeren Freiheitsgrade separieren und zum Schwerpunktssystem übergehen, das durch die Kerne definiert wird. Quantenmechanisch wird die Born-Oppenheimer-Näherung dadurch deutlich, dass die kinetische Energie der Kerne T_K als kleine Störung des Hamiltonoperators betrachtet wird.

$$H = H_0 + H' \quad \text{mit } H_0 = T_e + V \quad \text{und } H' = T_K \quad (3.1)$$

Hier entspricht H_0 der Summe aus kinetischer Energie der Elektronen T_e und der gesamten potentiellen Energie des Systems V . Die ungestörte Schrödingergleichung beschreibt die Wellenfunktion der Elektronen $\Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ für einen starren Kernabstandsvektor $\mathbf{R}$.

$$H_0 \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = E^{(0)}(\mathbf{R}) \Phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \quad (3.2)$$

Die Lösungen dieser Schrödingergleichung spannen für einen gegebenen Kernabstand ein vollständiges, orthonormales Funktionensystem auf, das aus den elektronischen Wellenfunktionen $\Phi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ mit den Quantenzahlen n besteht. Jetzt kann die Gesamtwellenfunktion des Systems in Kern- und Elektronenkoordinaten se-

pariert werden, indem sie als Superposition der elektronischen Wellenfunktionen ausgedrückt wird.

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_n \chi_n(\mathbf{R}) \Phi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \quad (3.3)$$

Folgt man jetzt der Störungsrechnung erster Ordnung, so ergibt sich aus diesen Funktionen und dem Hamiltonoperator aus Gleichung (3.1) eine Zustandsgleichung für die Kernwellenfunktionen $\chi_n(\mathbf{R})$ [106].

$$(H' + E_n^{(0)}(\mathbf{R})) \chi_n(\mathbf{R}) + \sum_m (c_{nm} \chi_m(\mathbf{R})) = E \chi_n(\mathbf{R}) \quad (3.4)$$

Die Operatoren c_{nm} hängen explizit von den elektronischen Wellenfunktionen ab. Sie beschreiben die Kopplung der verschiedenen elektronischen Zustände durch die Kernbewegung. Die Born-Oppenheimer-Näherung [109] besteht darin, diese Kopplung zu vernachlässigen. Dadurch bleiben die Elektronen immer in demselben Zustand mit der Quantenzahl n und folgen der Potentialänderung adiabatisch. Vernachlässigt man die elektronischen Anregungen, so wird die Kernbewegung komplett von der der Elektronen entkoppelt und (3.4) wird zu

$$(H' + E_n^{(0)}(\mathbf{R})) \chi_n(\mathbf{R}) = E \chi_n(\mathbf{R}). \quad (3.5)$$

Die Kerne bewegen sich somit in einem effektiven Born-Oppenheimer-Potential $E_n^{(0)}(\mathbf{R})$, das von der Elektronenhülle erzeugt wird. Von Interesse für unser Experiment ist insbesondere das Potential, bei dem die Elektronen keinen Bahndrehimpuls besitzen, also für weite Kernabstände in die atomaren $4S$ - und $5S$ -Zustände übergehen. Wenn die Elektronen keinen Bahndrehimpuls haben, so hat der Vektor $\mathbf{R}$ keine ausgezeichnete Raumrichtung. Man kann somit Gleichung (3.5) in eine eindimensionale Bewegung mit Rotation separieren, indem man das Zentrifugalpotential V^{Rot} mit dem Kernrotationsoperator L einführt. Die Kernrotation lässt sich separat lösen und liefert die Rotationsquantenzahl l .

$$V^{Rot} = \frac{L^2}{2\mu R^2} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \quad (3.6)$$

Spin

Nicht berücksichtigt blieb bisher allerdings der Spin der Elektronen und Kerne. Der Spin wirkt sich auf zwei Arten aus. Einerseits erhält man verschiedene Elektronenwellenfunktionen, wenn der Spin der Valenzelektronen parallel (Triplett) oder antiparallel (Singulett) steht. Andererseits spaltet die Hyperfeinstruktur wie bei den Atomen die elektronischen Niveaus auf.

Die Kopplung der beiden Spins zu $S = 0$ und $S = 1$ ergibt bei kleinen Kernabständen so deutlich verschiedene Elektronenwellenfunktionen, dass die beiden

Zustände in der Born-Oppenheimer-Näherung als entkoppelt angenommen werden können. Es ergeben sich somit zwei verschiedene Potentiale für den elektronischen Grundzustand, das Singulett-Potential $X^1\Sigma^+$ und das Triplett-Potential $a^3\Sigma^+$.

Die Hyperfeinstruktur lässt sich mit der atomaren Hyperfeinstruktur nähern, da der Hauptbeitrag aus der Kontaktwechselwirkung zwischen dem Spin des Valenzelektrons und dem Spin des Kerns besteht. Die Hyperfeinstrukturkonstante kann mit dem atomaren Wert a_{HFS} [110] genähert werden. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Ort des jeweils anderen Kerns kann dabei vernachlässigt werden. Somit ergibt sich ein weiterer Beitrag zum Hamiltonoperator.

$$H^{HFS} = \sum_{i=Rb,K} \frac{a_{HFS}}{\hbar^2} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{i}_i \quad (3.7)$$

Entscheidend ist nun, dass für größere Kernabstände die Singulett- und Triplett-Aufspaltung nicht mehr in der Born-Oppenheimer-Näherung beschrieben werden kann, da die Hyperfeinstruktur die beiden Kanäle miteinander koppelt. Deshalb wird in den numerischen Simulationen, die im nächsten Abschnitt erläutert werden, das System mit den beiden Born-Oppenheimer-Potentialen beschrieben, die explizit durch die Hyperfeinstruktur gekoppelt sind. Der gesamte Hamiltonoperator für die Bewegung der Kerne erhält daher die Form [111]

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu} + V^{Sing/Trip}(R) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} + \sum_{i=Rb,K} \frac{a_{HFS}}{\hbar^2} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{i}_i. \quad (3.8)$$

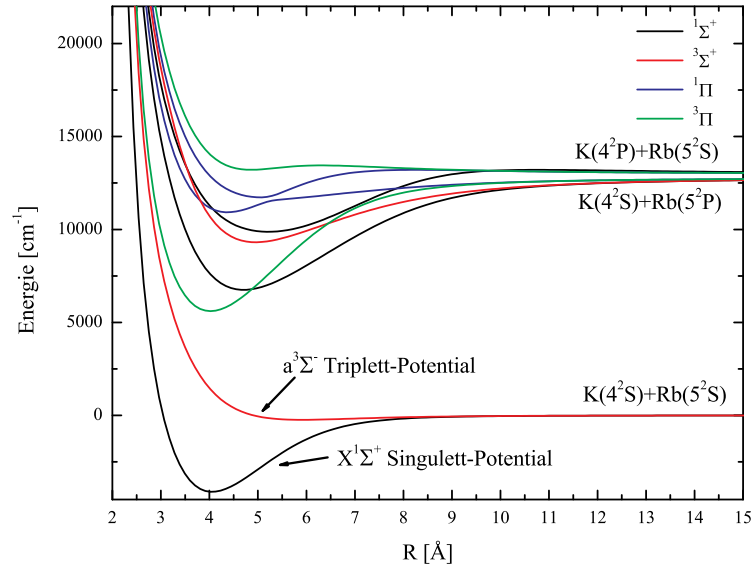
Für geringe Kernabstände ist die Form der Singulett- und Triplett-Potentiale komplex und kann nur näherungsweise durch *ab initio*-Rechnungen bestimmt werden. Zur Veranschaulichung sind solche *ab initio*-Potentiale aus Ref. [104] in Abb. 3.1 dargestellt.

Für Kernabstände, die den sogenannten *LeRoy*-Radius [112] überschreiten, lässt sich die Wechselwirkung im elektronischen Grundzustand über die elektrische Wechselwirkung zweier Atome beschreiben. Die Wechselwirkung entsteht durch gegenseitig induzierte Dipole und höhere Multipole und nimmt daher für große Kernabstände ab wie $1/R^6$. Das Potential kann beschrieben werden durch die Dispersionskoeffizienten C_6 , C_8 , C_{10} und die Austauschwechselwirkung $E_{ex}(R)$ [106].

$$V^{Sing/Trip} = -\frac{C_6}{R^6} - \frac{C_8}{R^8} - \frac{C_{10}}{R^{10}} \mp E_{ex}(R) \quad (3.9)$$

$$E_{ex}(R) = -A_{ex} R^\gamma e^{-B_{ex} R} \quad (3.10)$$

Die Terme höherer Ordnung werden vernachlässigt. Die Austauschwechselwirkung beschreibt für große Kernabstände den Unterschied zwischen Singulett- (+) und Triplett-Potential (-).

Abbildung 3.1: *ab initio*-Potentiale für KRb aus Ref. [104].

Abschließend lässt sich sagen, dass sich ein vollständiges Modell der Wechselwirkung ergibt, sobald das Singulett- und Triplet-Potential ausreichend genau bekannt sind. Die Potentiale können über den Vergleich mit experimentellen Beobachtungen für bestimmte atomare Spezies sehr genau festgelegt werden. Die Born-Oppenheimer-Näherung erlaubt, dieselben Potentiale auch für andere Isotope zu verwenden. Um die Wechselwirkung anderer Isotope zu beschreiben, müssen lediglich die jeweiligen atomaren Parameter der Isotope verwendet werden: die reduzierte Masse μ und die Hyperfeinkonstante a_{HFS} . Kleine Abweichungen von dem so entwickelten Modell sind ein Mass für die Verletzung der Born-Oppenheimer-Näherung.

3.2 Molekülspektroskopie

In diesem Abschnitt wird das Experiment der Arbeitsgruppe von Prof. Tiemann erläutert, mit dem die spektroskopischen Daten aufgenommen wurden. Eine detailliertere Beschreibung befindet sich in aktuellen Veröffentlichungen zu NaRb und KRb [113, 114, 115].

Um das Singulett- und das Triplet-Potential explizit zu bestimmen, müssen die Eigenwerte des Hamiltonoperators (3.8) berechnet werden. Diese Energien der Molekülzustände können dann mit den spektroskopischen Daten verglichen werden. Zur Spektroskopie wird ein Wärmerohr (engl. *heat pipe*) verwendet, die mit einigen Gramm Kalium und Rubidium in natürlicher Isotopen-Zusammenstellung gefüllt ist. Wegen der geringen natürlichen Häufigkeit von ^{40}K können nur die

Kombinationen von ^{39}K mit ^{85}Rb und ^{87}Rb untersucht werden. Die heteronuklearen Moleküle liegen entsprechend der thermischen Verteilung bei 550 K in den untersten Niveaus des Singulett-Potentials vor. Sie werden mit einem Laser in ein Rotations-Vibrationsniveau der elektronisch angeregten Potentiale gepumpt. Von dort zerfallen sie spontan in Niveaus der Grundzustände, wobei die Verteilung den Franck-Condon- bzw. den Hönl-London-Faktoren folgt. Die spontane Emission wird mit einem Fouriertransformations-Spektrometer des Typs *Bruker IFS 120 HR* aufgenommen, womit Auflösungen unterhalb von $0,03\text{ cm}^{-1}$ erreichbar sind. Wenn genau ein angeregter Zustand bevölkert wird, so entsprechen die Differenzen zwischen den beobachteten Spektroskopielinien genau den Abständen zwischen den Molekülniveaus.

Zunächst werden die tief gebundenen Zustände des Singulett-Potentials untersucht, da bei diesen die Mischung mit den Triplett-Zuständen vernachlässigbar ist. Mit dem Anregungslaser werden möglichst viele verschiedene Rotations- und Vibrationszustände ausgewählt, um ein breites Spektrum der verfügbaren Quantenzahlen aufzunehmen. Auf der theoretischen Seite wird das Singulett-Potential durch eine endliche Anzahl von Stützpunkten definiert. Zwischen diesen Stützpunkten wird das Potential durch eine Spline-Interpolation ermittelt. Für größere Kernabstände oberhalb des *LeRoy*-Radius' wird die Darstellung mit den Dispersionskoeffizienten (3.10) stetig und differenzierbar angeschlossen. Als Ausgangspunkt zur numerischen Simulation können *ab initio*-Potentiale aus [104] und die Dispersionskoeffizienten aus [116] verwendet werden. Nun kann mit dem vorläufigen Potential die Schrödingergleichung mit dem Hamiltonoperator (3.8) numerisch gelöst werden. Dazu wird das Fourier-Grid-Verfahren verwendet [117], das Eigenwerte und Wellenfunktionen liefert. Das Fourier-Grid-Verfahren verwendet diskrete Ortspunkte, die vorgegeben werden müssen. Um den Rechenaufwand zu minimieren, werden diese Ortspunkte entsprechend des Gradienten der Wellenfunktion verteilt und die Aufteilung regelmäßig überprüft. Die Abstände der Eigenwerte des Hamiltonoperator werden mit den Abständen der Spektroskopielinien verglichen. Nun können die Stützpunkte des Singulettpotentials und die Dispersionskoeffizienten variiert werden, um die Summe der quadratischen Abweichungen zu minimieren. Dabei werden die höher angeregten Zustände, die mit den Triplett-Zuständen mischen noch nicht korrekt beschrieben.

Der nächste Schritt dient dazu, das Triplett-Potential ebenfalls zu bestimmen. Dazu werden mit dem Anregungslaser Zustände ausgewählt, die eine starke Singulett-Triplett-Mischung aufweisen. Moleküle in diesen Zuständen können auf Grund der Triplett-Beimischung auch in den $a^3\Sigma^+$ -Zustand zerfallen. So können gleichzeitig spektroskopische Daten über die Triplett- und die Singulett-Zustände gesammelt werden, die sowohl das Triplett-Potential als auch den relativen Abstand der beiden Potentiale beschreiben. In Abbildung 3.2 sind alle Niveaus des Triplett-Grundzustands markiert, die spektroskopiert wurden. Auf diese Weise kann mit der im letzten Absatz beschriebenen Methode sowohl eine Repräsen-

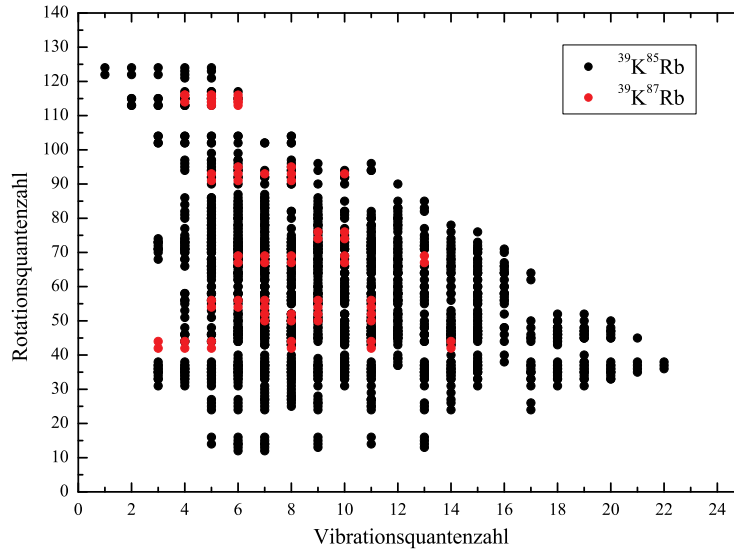


Abbildung 3.2: Spektroskopierte Niveaus des Triplett-Grundzustands [115].

tation des Triplett-Potentials bestimmt werden als auch deren relative Position zum Singulett-Potential.

Schlußendlich muss der asymptotische Bereich mit starker Singulett-Triplett-Mischung ebenfalls behandelt werden. Dazu müssen beide Potentiale verwendet werden und in einer sogenannten „gekoppelten-Kanäle“-Rechnung die Eigenwerte des vollen Hamiltonoperators berechnet werden. Hierbei werden erstmals auch Zustände mit starker Singulett-Triplett-Mischung korrekt beschrieben. Ergebnis dieser Simulation der gekoppelten Kanäle sind zwei explizite Repräsentationen der Singulett- und Triplett-Potentiale mit einer gemeinsamen Asymptote und gemeinsamen Dispersionskoeffizienten. Das gesamte Modell beschreibt alle spektroskopischen Beobachtungen im Rahmen der Messgenauigkeit [115].

3.3 Feshbach-Resonanzen

Feshbach-Resonanzen sind Resonanzen in elastischen Zwei-Körper-Stößen. Dabei wird die effektive Wechselwirkung zwischen den stoßenden Teilchen stark überhöht, da der Streuzustand sich in Resonanz mit einem gebundenen Zustand befindet.

In Abbildung 3.3 ist ein stark vereinfachtes Bild der heteronuklearen Wechselwirkung dargestellt, anhand dessen sich die Feshbach-Resonanzen gut erklären lassen. In blauer Farbe ist ein Molekülpotential dargestellt, dessen Asymptote den Energienullpunkt definiert. Für sehr große Kernabstände lassen sich die Atome als unabhängige Teilchen beschreiben. Die Energie wird durch die Summe der atomaren Energien beschrieben. Die blaue Asymptote soll in diesem Fall den Zustand

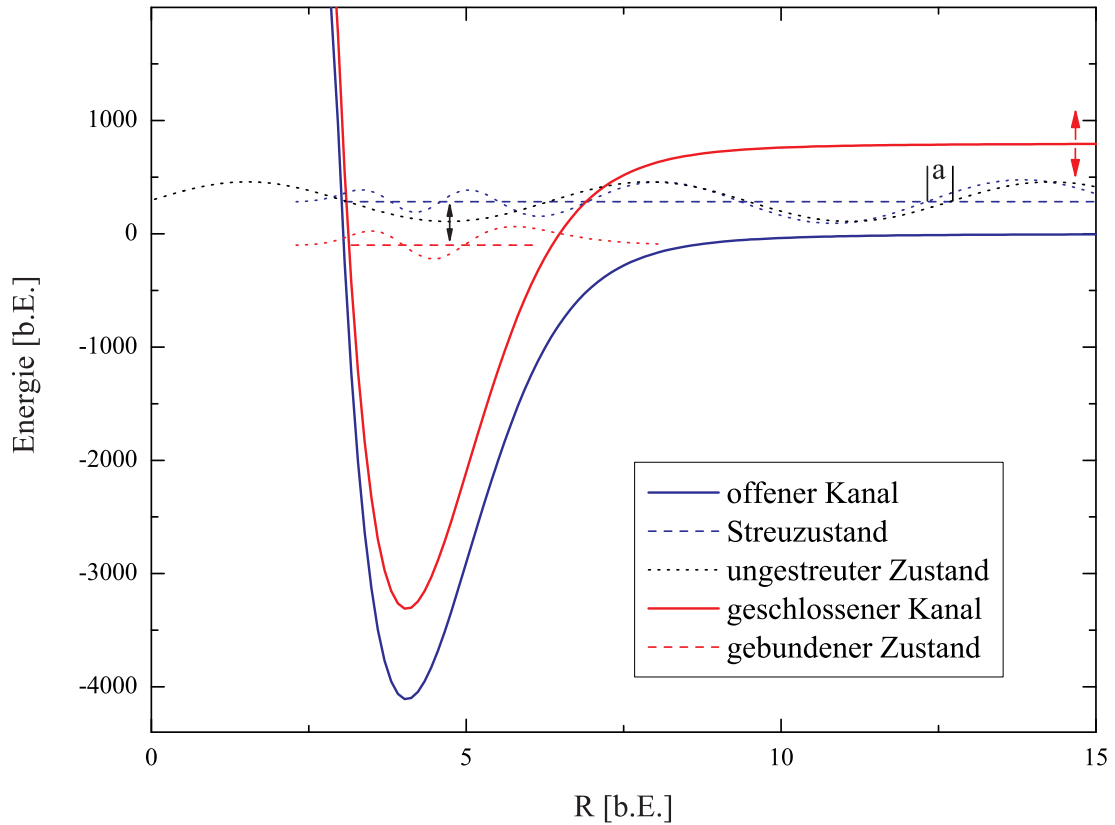


Abbildung 3.3: Offener und geschlossener Kanal. Durch Kopplung der Kanäle entsteht eine Feshbach-Resonanz.

beschreiben, in dem das ^{40}K und das ^{87}Rb in der Falle präpariert wurden. Die blau gestrichelte Linie repräsentiert die Energie des streuenden Atompaars. Der vertikale Abstand des Zustands zur Asymptote entspricht der relativen kinetischen Energie E mit der dazugehörigen Wellenzahl $\hbar k = \sqrt{2mE}$. Gäbe es keine Kopplung an andere Zustände, so würden die Atome sich einander annähern, stoßen und wieder auseinander laufen. Vergleicht man die Phase der auslaufenden Welle bei großen Kernabständen mit der Phase einer ungestreuten Welle (schwarze Wellenfunktion) für verschwindende kinetische Energie, so repräsentiert der Phasenunterschied δ die Stärke der Wechselwirkung. Da im gegebenen Temperaturbereich s-Wellenstöße dominant sind (vgl. Fußnote in Abschnitt 2.1.1), kann die Stärke der Wechselwirkung durch die Streulänge $a_{HG} = -\delta/k$ beschrieben werden [118]. Diese Streulänge, die durch den genauen Potential-Verlauf festgelegt wird, heißt Hintergrund-Streulänge.

In roter Farbe ist ein zweites Molekülpotential mit einer anderen Asymptote dargestellt. Diese Asymptote liegt energetisch etwas höher und gehört zu einer anderen Kombination aus atomaren Hyperfein-Zuständen. Die rot getrichelte Linie repräsentiert die Energie eines gebundenen Zustands. Gäbe es keine Kopplungen

zwischen den beiden Hyperfeinzuständen, so wären die Quantenzahlen der Zustände Erhaltungsgrößen und das gesamte System ließe sich in die beiden Subräume separieren. Der Streuzustand im blauen Potential wird dabei „offener Kanal“ genannt und der gebundene Zustand „geschlossener Kanal“.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, gibt es aber Terme im Hamiltonoperator, die die beiden Kanäle miteinander koppeln. Bei kleinen Kernabständen ist die Austauschwechselwirkung sehr stark und koppelt den geschlossenen mit dem offenen Kanal. Quantenmechanisch lässt sich das System immer noch in den beiden Subräumen lösen, bloß dass die beiden Zustandsgleichungen jetzt jeweils einen Kopplungsterm zum anderen Subraum enthalten [119, 120, 121]. Die Kopplung zwischen dem geschlossenen und dem offenen Kanal ist aber nur von Bedeutung, wenn der energetische Abstand zwischen den beiden Zuständen klein im Vergleich zur Kopplungsstärke wird.

Über ein äußeres Magnetfeld lässt sich dieser Energieabstand künstlich variieren. Bei starken Magnetfeldern (im Fall von ^{40}K ^{87}Rb einige Hundert Gauss) verschieben sich die atomaren Asymptoten entsprechend der Zeeman-Aufspaltung der Atome. Die Entartung der m_F -Zustände wird aufgehoben. Da die beiden Asymptoten aber zu verschiedenen Drehimpulszuständen gehören, ist auch die Zeeman-Aufspaltung verschieden und die Asymptoten bewegen sich relativ zueinander. Deshalb kann durch ein geeignetes Magnetfeld der Energieabstand zwischen den beiden Kanälen sehr klein werden. Ist dieser Abstand klein, so wird die Wechselwirkung verstärkt. Dieser Zusammenhang kann anschaulich verstanden werden: Die Streuwelle läuft ein, geht in den gebundenen Zustand über, oszilliert im geschlossenen System und läuft erst dann im offenen Kanal wieder aus. Durch diesen langen Aufenthalt wird die Phasenverschiebung und damit die Streulänge stark erhöht. Dieses Phänomen der Kopplung eines Streuzustands an einen gebundenen Zustand wird als Feshbach-Resonanz bezeichnet [122, 123].

In der Näherung für verschwindende kinetische Energien stellt man auch rechnerisch fest, dass die Streulänge in der Nähe einer solchen Feshbach-Resonanz einen Pol aufweist [119, 120, 121]. Für kleine kinetische Energien kann die Streulänge in Abhängigkeit des Magnetfelds wie folgt genähert werden.

$$a = a_{HG} \left(1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right) \quad (3.11)$$

Hierbei ist ΔB die Breite der Resonanz, die von der Kopplungsstärke und den magnetischen Momenten abhängt. Das Magnetfeld B_0 ist die Position der Resonanz und entspricht dem Magnetfeld, bei dem der Streuzustand des offenen Kanals und der Bindungszustand des geschlossenen Kanals entartet sind. Der prinzipielle Verlauf der Resonanz hängt davon ab, ob der Molekülzustand die Asymptote bei steigendem Magnetfeld von oben oder von unten kreuzt (siehe Abb. 3.4).

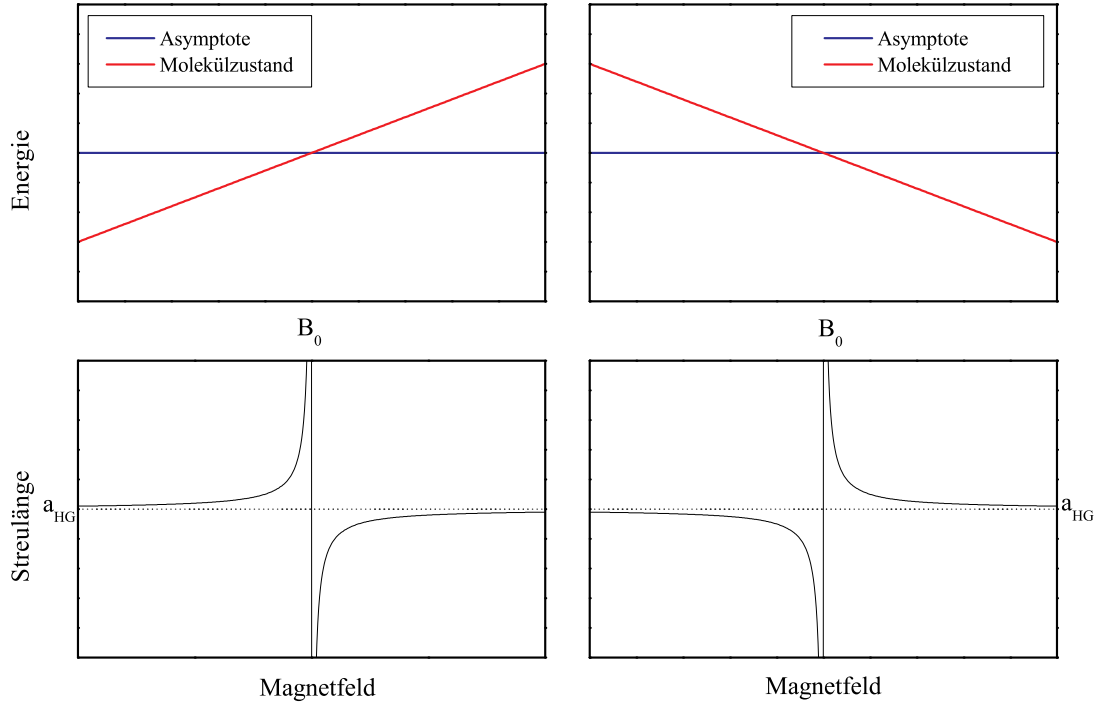


Abbildung 3.4: Schematischer Verlauf der Streulänge in Abhängigkeit des Magnetfelds. Die Symmetrie der Feshbach-Resonanz hängt davon ab, ob der Molekülzustand die Asymptote von unten (linke Seite) oder von oben (rechte Seite) kreuzt.

Simulation

Das umfassende Modell der heteronuklearen Wechselwirkung eignet sich ebenfalls dazu, die Position der Feshbach-Resonanzen zu simulieren. Dazu muss dem Hamiltonoperator lediglich ein Term für die Energie des Magnetfelds hinzugefügt werden.

$$H^B = \sum_{i=Rb,K} \mu_B (g_e S_{z,i} + g_I I_{z,i}) B \quad (3.12)$$

Hierbei wird von einem homogenen Magnetfeld in z -Richtung ausgegangen. $S_{z,i}$ und $I_{z,i}$ beschreiben die Projektion des Elektronen- und des Kernspins des jeweiligen Atoms auf diese Achse. Die Stärke der Kopplung wird durch das Bohr'sche Magneton μ_B und die g -Faktoren für Elektron und Kern beschrieben.

Um Feshbach-Resonanzen identifizieren zu können, muss die Streulänge eines Streuzustands für verschiedene Magnetfelder bestimmt werden. Die Magnetfeld-Positionen der Feshbach-Resonanzen liegen dann bei den Extrema der Streulänge. Allerdings eignet sich das Fourier-Grid-Verfahren nicht sehr gut für Streuzustände im Kontinuum. Aus diesem Grund wird die Wellenfunktion mit Hilfe so ge-

nannter Gordon-Propagatoren konstruiert [124]. Dazu wird bei einem bestimmten Magnetfeld für eine (positive) kinetische Energie, die die typischen Energien des thermischen Ensembles am besten repräsentiert, die Schrödingergleichung numerisch gelöst. Das Ergebnis ist eine Streuwellenfunktion, die für kleine Kernabstände mit gebundenen Zuständen wechselwirken kann und für große Kernabstände in die Wellenfunktion eines freien Teilchens übergeht. Die Phasendifferenz zwischen dieser Wellenfunktion und einer ungestreuten Wellenfunktion liefert direkt die gesuchte Streulänge. Wird diese Simulation für einen bestimmten Bereich von Magnetfeldern durchgeführt, so erhält man alle Feshbach-Resonanzen als Maxima des Betrags der Streulänge.

Entsprechen die Positionen der Feshbach-Resonanzen nicht den experimentellen Ergebnissen, so kann das Molekülpotential leicht angepasst werden, um die experimentellen Beobachtungen zu reproduzieren. Da nur die am schwächsten gebundenen Zustände für die Streuresonanzen verantwortlich sind, ist eine Variation der Dispersionskoeffizienten, der Dissoziationsenergie und der Steigung des Potentials am inneren Umkehrpunkt ausreichend.

Die bereits beobachteten ^{40}K ^{87}Rb -Feshbach-Resonanzen [67] wurden dazu genutzt, genau diese Anpassung durchzuführen. Nachdem eine gute Übereinstimmung erreicht worden war, konnten die ungefähren Positionen aller Feshbach-Resonanzen in den zugänglichen Spinkombinationen ermittelt werden. Diese Feshbach-Resonanzen konnten im Rahmen dieser Doktorarbeit experimentell bestätigt werden. Die umfangreichen Messungen dienten wiederum dazu, das Modell der Wechselwirkung weiter zu verbessern. Die Messungen der heteronuklearen Feshbach-Resonanzen werden in Kapitel 6 detailliert beschrieben.

AUFBAU DES EXPERIMENTS

Bei der Konzeption eines neuen Experiments gibt es viele mögliche Wege. Bei allen Entscheidungen standen drei Kriterien im Vordergrund: Stabilität, einfache Bedienung und schnelle Umsetzung. Stabilität und einfache Bedienung des Experiments erhöhen den wissenschaftlichen Ertrag bei komplexen Messungen, da weniger Zeit für Wartung und Betrieb des Experiments aufgewendet werden muss. Wichtigste Messgröße ist hierbei die Teilchenzahl der gekühlten Ensembles. Je höher die Teilchenzahl, desto robuster ist das System und desto weniger erschweren kleine Änderungen des Experiments den Messbetrieb. Ich gehe bei der Beschreibung der verschiedenen Komponenten im Besonderen auf die Gründe ein, die zu dem vorliegenden Gesamtsystem führten.

Die Struktur des Kapitels folgt chronologisch dem typischen Experimentzyklus: Bereitstellung der Atome, Fangen der Atome in der magneto-optischen Falle (MOT), Transport in der Quadrupolfalle, Evaporation in der Magnetfalle, Laden der Dipolfalle, Anlegen des homogenes Magnetfeld, Detektion.

4.1 Infrastruktur

Montiert wurde die Apparatur auf zwei optischen Tischen *RP Reliance* mit Vibrationsisolation *Stabilizer I-2000* von *Newport*. Auf dem „Optiktisch“ stehen die Laser und die zugehörige Optik (Abschnitt 4.4). Auf dem „Vakuumtisch“ befindet sich die Hauptapparatur mit allen übrigen Komponenten des Experiments. Computersteuerung und Elektronik befindet sich über und unter den Tischen. Über dem Vakuumtisch verhindern zwei laminare Flowboxen *Becker Reinraumtechnik FFM-2-4-E* eine Verschmutzung des Experiments. Der komplette Tisch ist von blickdichten Rouleaus umschlossen, die im Bedarfsfall geöffnet werden können. Der gesamte Raum wird durch eine Klimaanlage *Airwell 1100* auf $\pm 1^\circ \text{C}$ temperaturstabilisiert. Ein Luftentfeuchter garantiert eine Luftfeuchtigkeit von unter 50%.

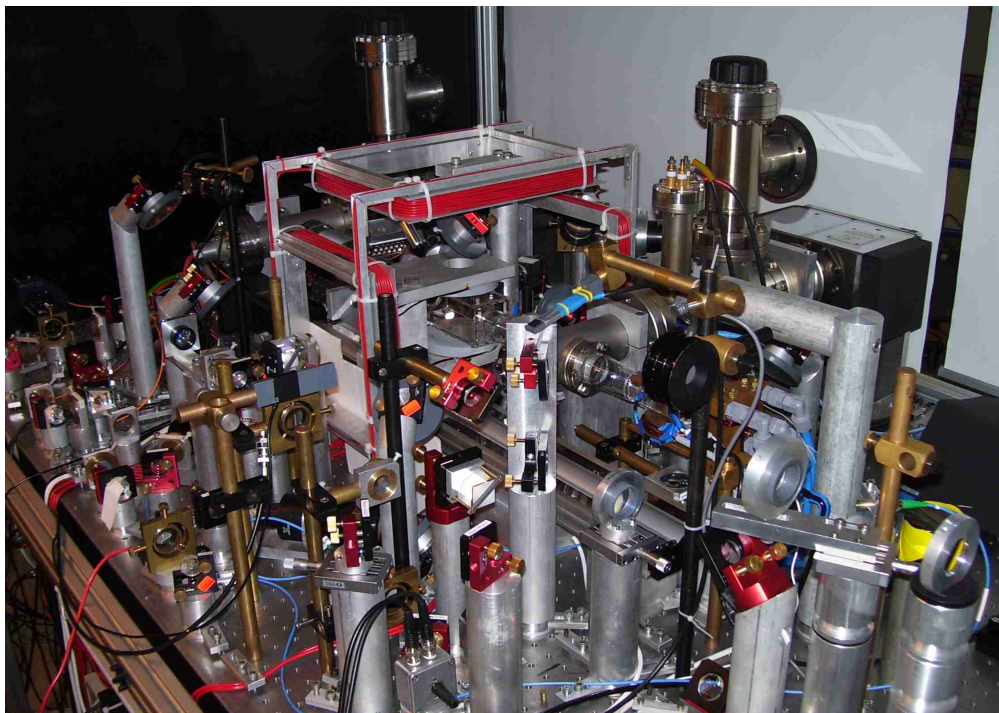


Abbildung 4.1: Der Vakuumtisch.

Ein Kühlgerät *H.I.B 1800W* versorgt einen Kühlwasserkreislauf mit $20,0 \pm 0,1^\circ \text{C}$ kaltem Wasser zur Kühlung von Magnetspulen und Elektronik. Bei Stromausfall werden die Vakuumpumpen und die Computer mit unterbrechungsfreien Stromversorgungen betrieben. Bei Überhitzung der Magnetfalle wird das Hauptnetzteil abgeschaltet.

4.2 Vakuumsystem

Um eine größtmögliche Zahl von Atomen bis nah an den absoluten Temperaturnullpunkt zu kühlen, muss ein bestmögliches Vakuum zur Verfügung gestellt werden, da Stöße mit dem Hintergrundgas die Atome heizen. Zum Einfangen der Atome in der magneto-optischen Falle (MOT) müssen aber thermische Atome von einer Quelle zur Verfügung gestellt werden. In frühen BEC-Experimenten sowie mit Atomchips ist es gelungen, einen Kompromiss aus diesen konträren Anforderungen zu wählen, der eine Bose-Einstein-Kondensation [19, 125] und auch eine Produktion von ultrakalten Fermigasen ermöglicht [126]. Diese Experimente erzeugen aber typischerweise Quantengase mit geringen Teilchenzahlen. Daher haben wir uns für ein zweiteiliges Vakuumsystem mit MOT- und Experimentierzelle entschieden. Die beiden Teile sind durch eine differentielle Pumpstufe verbunden, die aus einem 15 cm langen Edelstahl-Röhrchen mit einem Innendurchmesser von 6 mm

besteht. Sie ermöglicht uns, die beiden Vakuumteile bei Drücken von 10^{-9} mbar und 10^{-11} mbar zu halten.

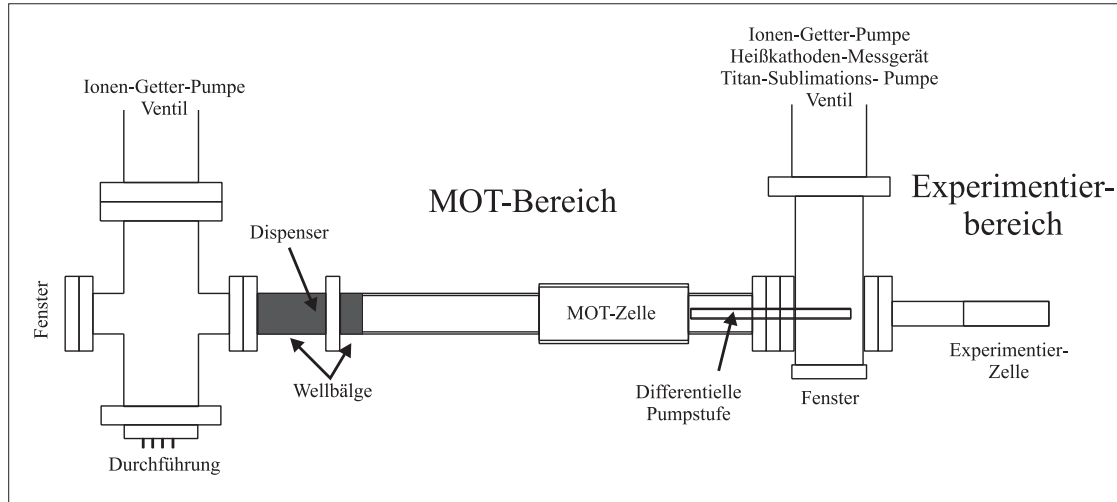


Abbildung 4.2: Das Vakuumsystem von oben.

Um Lecks im Ultrahochvakuum zu vermeiden, wurden hauptsächlich Standard-Edelstahlkomponenten verwendet. Alle Dichtungen sind mit ConFlat®-Flanschen ausgeführt. Sollen nur Standard-Dichtungen verwendet werden, kann ein maximaler optischer Zugang nur mit Glaszellen ermöglicht werden. Der zentrale Bereich des Vakuums besteht daher aus zwei quaderförmigen Glaszellen - eine für die MOT und eine für den Experimentierbereich (siehe Abb. 4.2). Die Zellen sind Spezialanfertigungen aus UV-durchlässigem Quarzglas mit amagnetischen Glas-Metall-Übergängen und ConFlat-Flanschen. Die MOT-Zelle ist über die differentielle Pumpstufe mit einem zentralen Kreuz verbunden, über das die Experimentierzelle evakuiert wird. Dadurch war es nötig, die MOT-Zelle zusätzlich auf der anderen Seite mit einer Pumpe zu verbinden. Prinzipiell ist dies kritisch, da leichte thermische Spannungen in der Stahlapparatur zum Bruch der Zelle führen können. Um dies zu verhindern, ist die Glaszelle auf der einen Seite fest montiert, und auf der anderen Seite fangen zwei Wellbälge eventuelle Biege- und Scherkräfte auf. Ein Wellbalg befindet sich zwischen Glas-Metall-Übergang und Flansch, um bei der Montage auftretende Kräfte abzufangen. Einzig problematisch bleiben Torsionen, die aber durch den zweiarmigen Aufbau mechanisch verhindert werden. Die MOT-Zelle mündet in ein weiteres Kreuz. Hier sind die Pumpen angeschlossen, eine Stromdurchführung versorgt die Dispenser (siehe Abschnitt 4.3) und ein Fenster ermöglicht einen optischen Zugang längs der gesamten Apparatur. Das gesamte System wurde mittels einer Turbopumpe *Pfeiffer TMU 260* evakuiert, die an beide Vakuumarme angeschlossen war. Im tiefen Druckbereich wurde je eine Ionen-Getter-Pumpe *Varian VacIon Plus 55 StarCell* zugeschaltet, so dass die Turbopumpe durch zwei Ventile entfernt werden konnte. So ist ein ständiger

Betrieb unter Ultrahochvakuum ohne wartungsintensive Pumpen möglich. Zusätzlich wird eine Titan-Sublimations-Pumpe im Experimentierbereich ungefähr jedes halbe Jahr eingesetzt, um insbesondere Rubidium zu entfernen. So liegt der Druck dauerhaft unterhalb des Messbereichs eines Heißkathoden-Druckmesskopfs *Varian UHV24P*, also unter 2×10^{-11} mbar. Dies ermöglicht ausreichende Lebensdauern der atomaren Ensembles von bis zu 80 s.

Die Apparatur ist mit mehreren Aluminiumfüßen auf dem Tisch montiert, so dass sich die Achse zwischen den Zellen 220 mm über der Tischoberfläche befindet. So ist unterhalb der MOT-Zelle ausreichend Platz für die Quadrupolspule und die MOT-Optik (siehe Abschnitt 4.5).

4.3 Atomquellen

Als Atomquellen zum Beladen einer magneto-optischen Falle kommen verschiedene Möglichkeiten in Frage. Aus einem beheizten Reservoir (Ofen) kann durch eine kleine Öffnung ein thermischer Atomstrahl erzeugt werden. Dieser muss mit Hilfe von resonantem Laserlicht longitudinal gekühlt werden, um von einer magneto-optischen Falle eingefangen zu werden. Um für den großen Geschwindigkeitsbereich resonantes Laserlicht zur Verfügung zu stellen, kann entweder mit räumlich veränderlichen Magnetfeldern gearbeitet werden [127] oder der Laser verstimmt werden [128]. Eine andere Möglichkeit ist die Produktion eines Atomstrahls mit einer zwei-dimensionalen magneto-optischen Falle [129, 130, 131, 132]. Die einfachste Methode ist aber, mit so genannten Dispensern einen dünnen Dampf an Alkaliatomen zu erzeugen [133] und die magneto-optische Falle aus diesem Hintergrundgas zu beladen [134].

Innerhalb des Vakuums können Dispenser gezielt Rubidium oder Kalium verdampfen. Insgesamt stehen in der Apparatur 5 verschiedene Isotope zur Verfügung: ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{39}K , ^{40}K , ^{41}K . Die Alkaliatome lagern sich nach Freisetzung an den Wänden der Apparatur ab. Durch ultraviolettes Licht niedriger Intensität können die Atome von den Glaswänden desorbiert werden. Die so genannte lichtinduzierte Desorption wurde an unserem Experiment eingehend untersucht und für die Nutzung als Atomquelle optimiert [135].

4.3.1 Dispenser

Zwei Rubidium- und vier Kalium-Dispenser sind auf einem Halter montiert, der sich 35 cm vor der MOT-Zelle befindet. Zur Bereitstellung von Rubidium verwenden wir kommerzielle Dispenser der Firma SAES. Diese Dispenser bestehen aus einem Metallröhrchen, in dem sich ein Gemisch aus Rb_2CrO_4 , Zr und Al befindet. Fließt durch den Dispenser Strom, so heizt sich das Metallröhrchen auf 550–850°C und das Zirkonium-Aluminium-Gemisch reduziert das Rubidium, das gasförmig frei gesetzt wird. Das Rubidium liegt in natürlicher Isotopenmischung vor (72%

^{85}Rb und 28% ^{87}Rb). Über Stöße mit den Zellwänden thermalisiert das Rubidium auf Raumtemperatur. Zur Bereitstellung von Kalium wurden ähnliche Dispenser selbst angefertigt [136]. Die Dispenser bestehen aus einer NiCr-Metallfolie, die um ein Gemisch aus reinem Kalzium und Kaliumchlorid gefaltet wurden. Das Kaliumchlorid ist in ^{40}K (7,5%) und ^{41}K (29,05%) angereichert, es verbleiben 63,45% ^{39}K . Es hat sich herausgestellt, dass die Kalium-Dispenser auch Rubidiumdampf produzieren. Dies liegt entweder an Alkali-Verunreinigungen im Kalzium oder daran, dass die Rubidium-Dispenser die Kalium-Dispenser bereits frühzeitig bedampft haben. Im normalen Betrieb werden daher üblicherweise nur die Kalium-Dispenser eingesetzt. Es genügt im Allgemeinen, alle zwei bis vier Wochen die Vakuumwände mit den Alkaliatomen zu bedampfen. Dabei werden die Kalium-Dispenser für 45 min mit 3,8 – 4,1 A geheizt. Im täglichen Betrieb genügt die lichtinduzierte Desorption als schaltbare Atomquelle.

4.3.2 Lichtinduzierte Desorption

Kurzwelliges, inkohärentes Licht kann dazu verwendet werden, Atome und Moleküle von Metall- oder Glasoberflächen zu lösen. Wir haben die lichtinduzierte Desorption (LIAD) als Atomquelle für unser Experiment optimiert. Diese Messungen sind detailliert in Ref. [135] beschrieben.

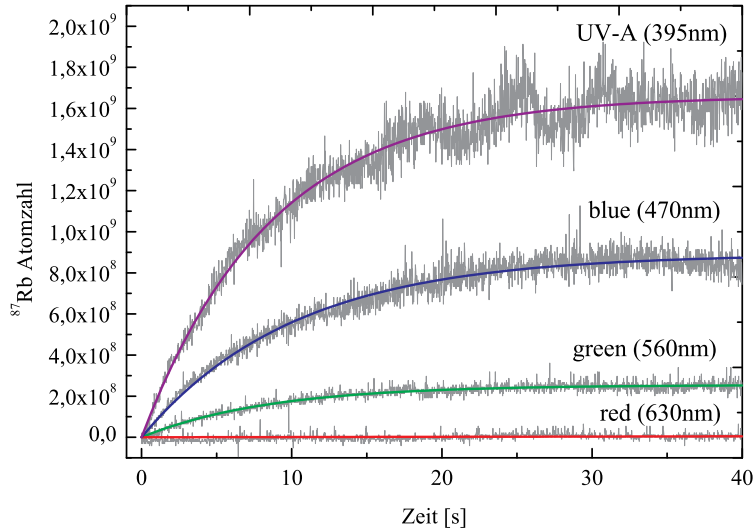


Abbildung 4.3: ^{87}Rb -Atomzahl als Funktion der MOT-Ladezeit für verschiedene Desorptionswellenlängen.

Mit Hilfe der Dispenser wurden die Zellwände mit Kalium und Rubidium bedampft. Zunächst wurde die Abhängigkeit der Desorption von der Wellenlänge des verwendeten Lichts untersucht. Um den jeweiligen Partialdruck von ^{87}Rb und

^{40}K und damit die Effektivität der Desorption zu messen, kann die magneto-optische Falle verwendet werden, die in Abschnitt 4.5 beschrieben ist. Wird die MOT angeschaltet, entwickelt sich die Zahl der gefangenen Atome N entsprechend einer exponentiellen Sättigungskurve [134].

$$N(t) = N_{max} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{MOT}}} \right), \quad (4.1)$$

Hierbei steht τ_{MOT} für die Ladezeit der MOT und N_{max} für die maximale Atomzahl. In Abb. 4.3 sind die Ladekurven der ^{87}Rb -MOT für Desorptionslicht verschiedener Wellenlänge gezeigt. Die maximale Steigung der Kurve entspricht der Laderate N_{max}/τ_{MOT} , die proportional zum Partialdruck des gefangenen Atoms ist. Die Laderate ist somit ein guter Messwert für die Effizienz der Desorption. In Abb. 4.4 ist die Laderate für Desorptionslicht verschiedener Wellenlänge bei gleicher Intensität (unter $1 \text{ mW}/\text{cm}^2$) dargestellt. Als Lichtquellen wurden Leuchtdioden-Arrays in den Farben Rot (630 nm), Grün (520 nm), Blau (470 nm) und UV-A (395 nm) verwendet. Zusätzlich wurde ein EPROM-Löschler umgebaut, um Licht bei 253 nm zur Verfügung zu stellen. Insgesamt bleibt festzuhalten, dass die Desorption desto besser funktioniert, je kürzer die Wellenlänge des verwendeten Lichts ist. Im Experiment verwenden wir Leuchtdioden bei 395 nm , da diese eine gute Desorption ohne die gesundheitlichen Risiken von tiefer UV-Strahlung gewährleisten.

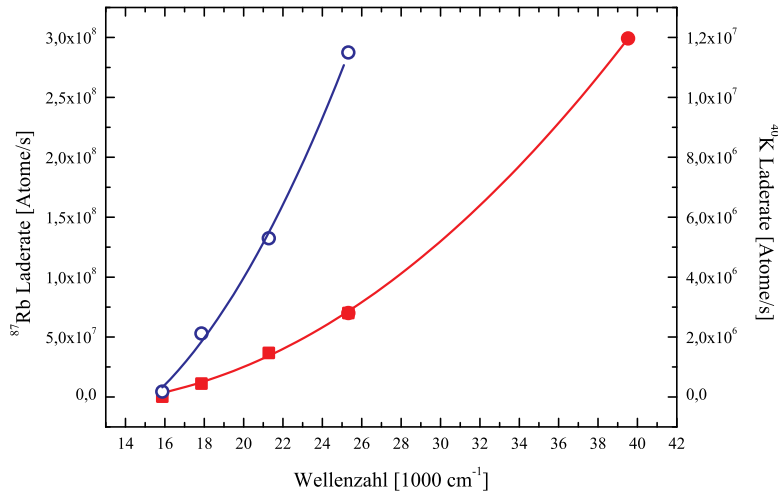


Abbildung 4.4: MOT-Laderate in Abhängigkeit von der Desorptionswellenlänge für ^{87}Rb (rot) und ^{40}K (blau).

In Abb. 4.5 sind Laderate und maximale Atomzahl in der MOT für verschiedene Desorptionsleistungen dargestellt. Mit ausreichend hoher Lichtleistung können Laderaten von $1,2 \times 10^9$ ^{87}Rb -Atomen/s und 8×10^7 ^{40}K -Atomen/s erreicht werden. Sowohl die Rubidium- als auch die Kalium-MOT erreichen so die maximale Atomzahl, die durch dichteabhängige Verluste beschränkt wird [134]. In der vorliegenden

Untersuchung konnten $3,5 \times 10^9$ Rubidium-Atome und 7×10^7 Kalium-Atome gefangen werden. Inzwischen werden beide MOTs mit mehr Kühlleistung betrieben und es wurden MOTs mit bis zu 8×10^9 Rubidium- und 1×10^8 Kalium-Atomen erreicht. Dadurch ist es möglich, im täglichen Betrieb die Dispenser als Atomquelle vollständig durch LIAD zu ersetzen.

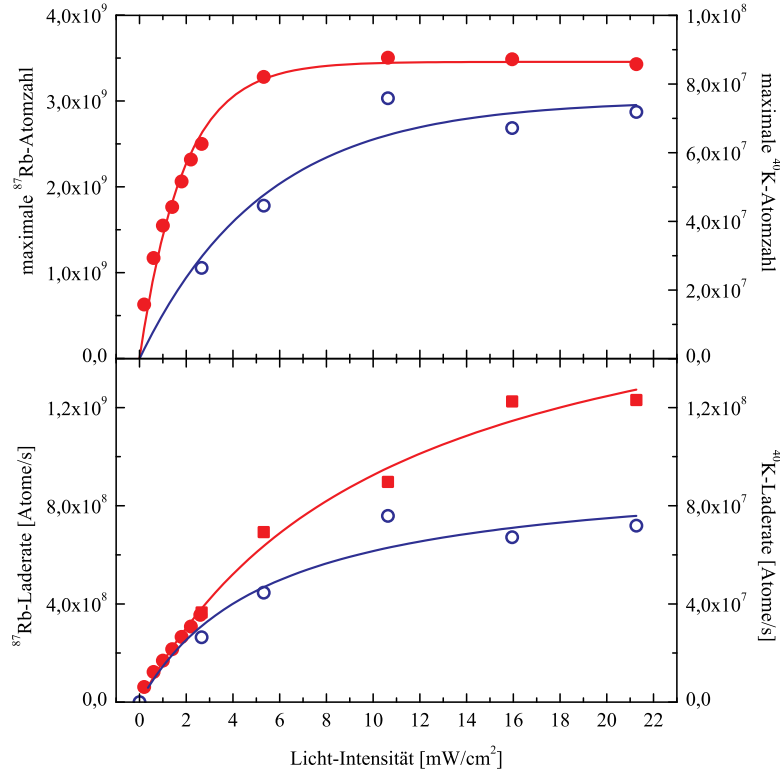
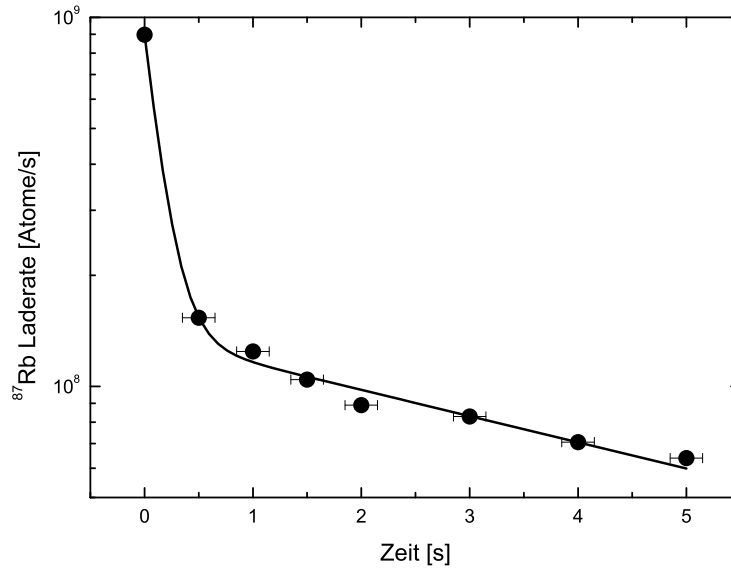


Abbildung 4.5: MOT-Laderate (unten) und maximale Atomzahl (oben) in Abhängigkeit von der Desorptionsintensität für ^{87}Rb (rot) und ^{40}K (blau).

Der entscheidende Vorteil der Desorption als Atomquelle ist die schnelle Schaltbarkeit. Während der MOT-Ladephase ist ein ausreichender Hintergrundgasdruck erwünscht, danach garantiert ein möglichst geringer Druck längere Lebensdauern der atomaren Ensembles. Dispenser können zwar auch abgeschaltet werden, der Druckabfall hängt dann aber von der Pumpleistung des Vakuumsystems ab. Die daraus resultierende Zeitkonstante übersteigt aber typischerweise die Dauer des Experimentzyklus. Schaltet man dagegen das Desorptionslicht ab, fällt der Druck sehr zügig ab, während sich die Atome an den Wänden der Vakuumkammer anlagern. In Abb. 4.6 ist die ^{87}Rb -Laderate zu verschiedenen Zeiten nach dem Abschalten des Desorptionslichts dargestellt. Da die Laderate proportional zum ^{87}Rb -Partialdruck ist, ist ersichtlich, dass der Druck innerhalb von einer Sekunde um fast eine Größenordnung fällt. Deshalb wird im Experiment folgende Sequenz

verwendet: Zunächst wird die MOT für 10 – 25 s mit LIAD geladen, dann wird die Desorption beendet, indem das Licht abgeschaltet wird. Für 500 ms hält die MOT die Atome ohne LIAD (mit einem Verlust von unter 5%), während der Druck fällt. Danach profitiert das Experiment während der Melasse, der Phase des optischen Pumpens und des magnetischen Transports von den verbesserten Lebensdauern bei geringem Druck.



Abbildungung 4.6: ^{87}Rb MOT-Laderate als Funktion der Zeit nach Abschalten des Desorptionslichts.

4.4 Lasersystem

Das Lasersystem zum Kühlen, Präparieren und Detektieren von ^{40}K , ^{41}K und ^{87}Rb besteht ausschließlich aus Halbleiter-Lasern (Der Hochleistungslaser für die Dipolfalle wird in Abschnitt 4.9 behandelt). Das gesamte Lasersystem befindet sich auf dem Optiktisch und von dort wird das Laserlicht mit drei polarisationserhaltenden Mono-Moden-Glasfasern (MOT, optisches Pumpen und Detektion, Rückpump-laser für Detektion) auf den Vakuumentisch geführt. Dadurch wird die Justage der Strahlquellen von der Justage am Experiment getrennt und die Wartung erheblich vereinfacht. Insgesamt war das Ziel des optischen Aufbaus, mit möglichst wenig optischen Komponenten ein weitgehend wartungsfreies Lasersystem aufzubauen. Dies ist mit nur sieben akusto-optischen Modulatoren (AOMs), vier Glasfasern und drei Trapezverstärkern für den Betrieb von drei Magneto-optischen Fallen geglückt. Durch den Einsatz der Trapezverstärker konnten die optischen Wege durchschnittlich sehr kurz gehalten werden und so die Stabilität des Lasersystems

bei leichten Strahlageänderungen erheblich erhöht. Eine schematische Zeichnung des Lasertischs befindet sich in Abb. 4.8.

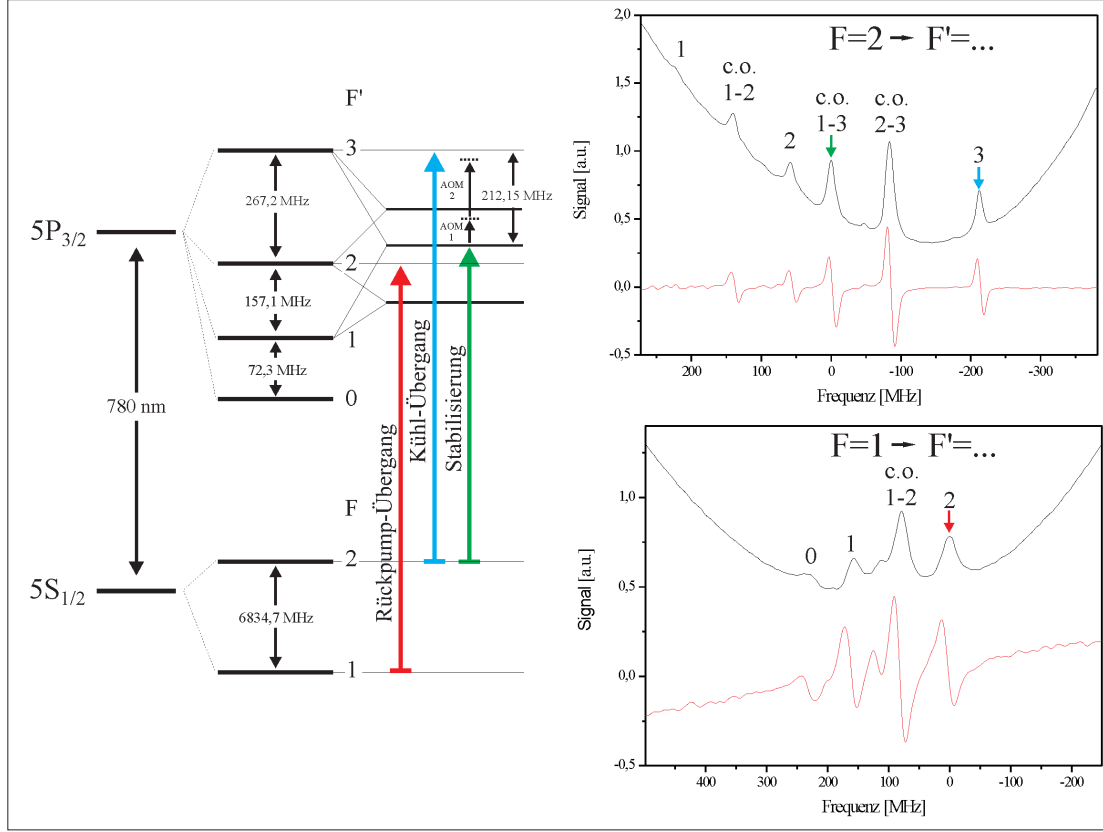
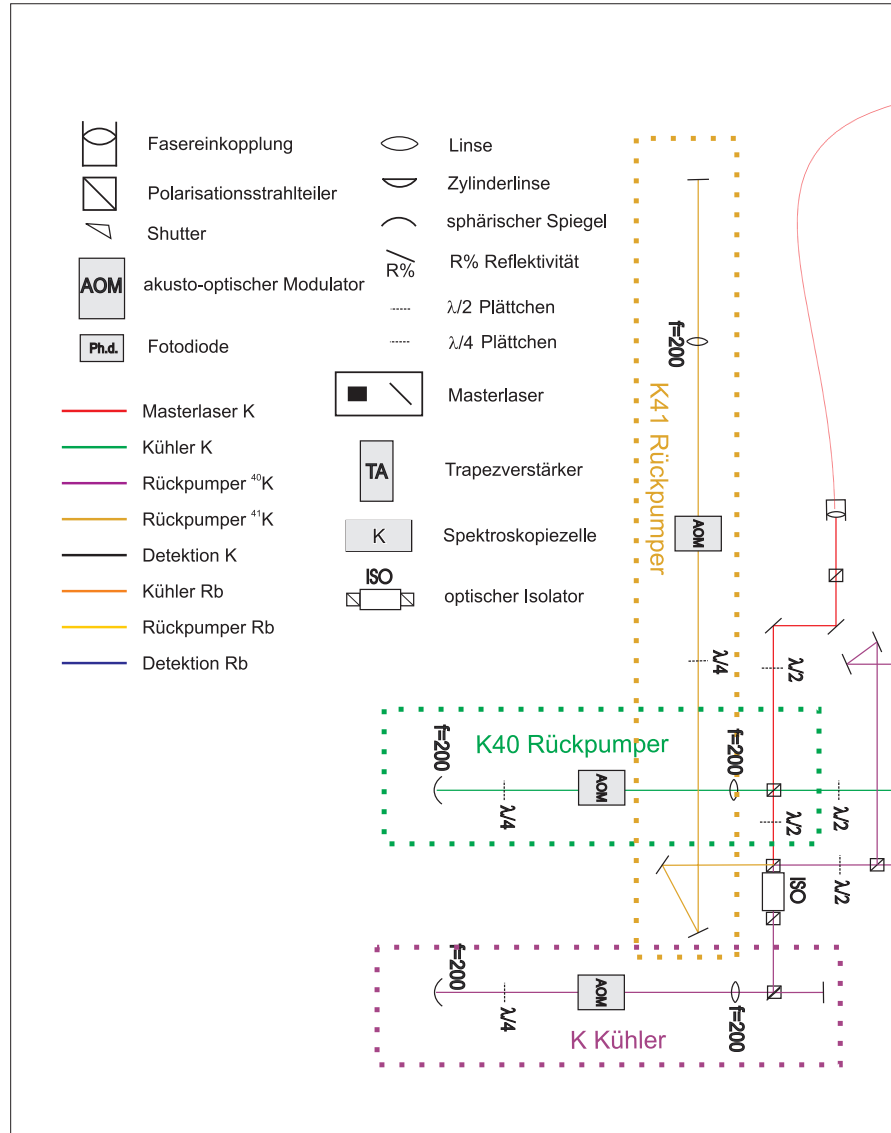


Abbildung 4.7: ^{87}Rb -Termschema der D2-Linie und Spektroskopie.

4.4.1 Rubidium-Laser

Das Rubidium-Lasersystem ist bereits in zwei Diplomarbeiten ausführlich beschrieben worden [137, 138]. Insgesamt wird Laserlicht zum Betrieb der MOT, für das optische Pumpen und zur Detektion benötigt. Zur Kühlung wird der $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ -Übergang der D2-Linie verwendet. Da auch zu einem kleinen Teil Atome in den $|F'=2\rangle$ gepumpt werden, treibt ein Rückpump Laser den $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ -Übergang. Da diese beiden Linien $6,8\text{ GHz}$ voneinander entfernt sind, werden zwei unabhängige Diodenlaser mit externem Resonator (**E**xternal **C**avity **D**iode **L**aser) eingesetzt. Beide Laser (Kühl- und Rückpump Laser) sind in Littrow-Konfiguration und unabhängig mit dopplerfreier Sättigungs-Spektroskopie stabilisiert (siehe Abb. 4.7).



Die Spektroskopielinien des Kühllasers werden mit einem 80 MHz-AOM im Sättigungsstrahl um +38 MHz verschoben und zusätzlich mit 100 kHz in der Frequenz moduliert. Mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers und eines Proportional-Integral-Reglers wird der Laser auf die verschobene $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1/F' = 3\rangle$ -Crossover-Linie stabilisiert. Zur Rückkopplung wird die Position des Gitters verändert sowie für höhere Frequenzen der Diodenstrom moduliert. Ein 80 MHz-AOM in Doppelpass-Konfiguration ermöglicht Verstimmungen von -81 MHz bis +25 MHz im Vergleich zur $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Kühllinie und gewährleistet ein schnelles Schalten des Lichts. Dieser Strahl wird aufgeteilt: Einerseits wird das Licht in die optische Faser für optisches Pumpen und Detektion eingekoppelt, andererseits für die MOT in einen Trapezverstärker injiziert.

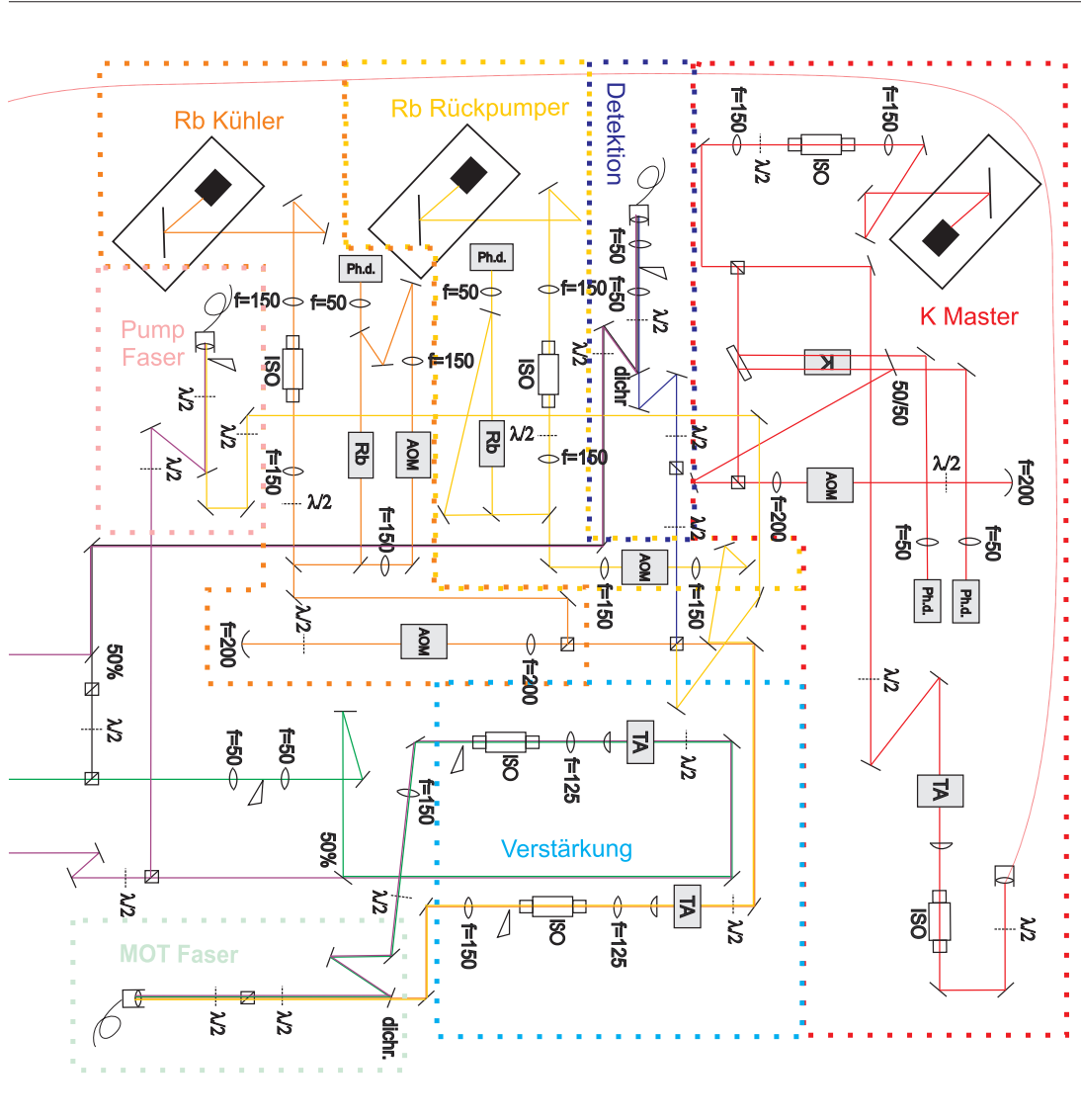


Abbildung 4.8: Schematische Zeichnung des Lasertischs.

Der Rückpumplaser wird über den Diodenstrom in der Frequenz moduliert und direkt auf die $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1/F' = 2\rangle$ -Crossover-Linie stabilisiert. Ein 80 MHz-AOM bringt den Laser in Resonanz mit der $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Linie und ermöglicht schnelles Schalten. Das Rückpumper-Licht wird auf einem teildurchlässigen Spiegel mit dem Kühllaserstrahl überlagert und in den Trapezverstärker injiziert. Das transmittierte Rückpumperlicht mit kleiner Beimischung an Kühllicht wird in die Rückpumperfaser für die Detektion eingekoppelt.

Der Trapezverstärker produziert einen Laserstrahl aus Kühl- und Rückpumplicht mit insgesamt 800 mW Leistung, der über die MOT-Faser auf den Vakuum-

tisch transferiert wird.

4.4.2 Kalium-Laser

Das Kalium-Lasersystem wurde innerhalb der letzten Monate von einem Titan-Saphir-Laser auf einen Diodenlaser umgerüstet. Gleichzeitig wurde es um die Möglichkeit erweitert, das Experiment mit ^{41}K statt mit ^{40}K zu betreiben. Die beiden Konfigurationen sind nicht gleichzeitig verwendbar und werden daher getrennt beschrieben. Details zum neuen Kalium-Lasersystem finden sich in einer aktuellen Diplomarbeit [138].

^{40}K Konfiguration

Das Termschema der beiden Kalium-Isotope ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die geringe Hyperfeinstruktur-Aufspaltung im angeregten Niveau der Kaliumisotope lässt eine spektroskopische Auflösung der Hyperfeinmultipletts von Kühl- und Rückpumperübergang nicht zu. Der Kalium-Diodenlaser wird daher in einer doppelreinen Sättigungsspektroskopie auf die ^{39}K -Crossoverlinie zwischen dem $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0,1,2\rangle$ -Multiplett und dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1,2,3\rangle$ -Multiplett stabilisiert. Das gesamte Spektroskopiesignal wird, ähnlich dem Rubidium-Lasersystem, durch einen 200 MHz-AOM in Doppelpass-Konfiguration um +219 MHz verschoben. Anschließend wird das Licht in einem Trapezverstärker auf die erforderliche Leistung verstärkt und die räumliche Mode mit Hilfe einer optischen Faser gereinigt. Dann wird das Licht in Kühler- und Rückpumperstrahl geteilt. Über einen 200 MHz-AOM in Doppelpass-Konfiguration kann der Kühllaser im Vergleich zur $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F' = 11/2\rangle$ - ^{40}K -Kühllinie um -44 MHz bis $+56\text{ MHz}$ verstimmt werden. Ein Teil des Laserstrahls wird in einen weiteren Trapezverstärker für den Betrieb der Kalium-MOT injiziert. Der restliche Teil wird zusammen mit dem Rubidiumlicht in die Faser für optisches Pumpen und Detektion gekoppelt. Zur Überlagerung von Kalium- und Rubidium-Laserstrahlen gleicher Polarisierung werden speziell beschichtete Tiefpass-Spiegel verwendet, die 95% des Kaliumlichts reflektieren und 95% des Rubidiumlichts transmittieren. Der Rückpumpulaser wird mit Hilfe eines 200 MHz-AOMs in Vierfachpass-Konfiguration um +860 MHz auf die $|F = 7/2\rangle \rightarrow |F' = 9/2\rangle$ -Rückpumperlinie geschoben. Ein Teil des Lichts wird mit dem Rubidium-Rückpumperlicht vereinigt und in die Rückpumperfaser für die Detektion eingekoppelt. Der Rest wird mit dem Kalium-Kühllicht auf einem teildurchlässigen Spiegel überlagert und in den zweiten Kalium-Trapezverstärker injiziert. Der Ausgangsstrahl dieses Trapezverstärkers betreibt die Kalium-MOT und wird mit dem Rubidium-MOT-Licht in die MOT-Faser eingekoppelt.

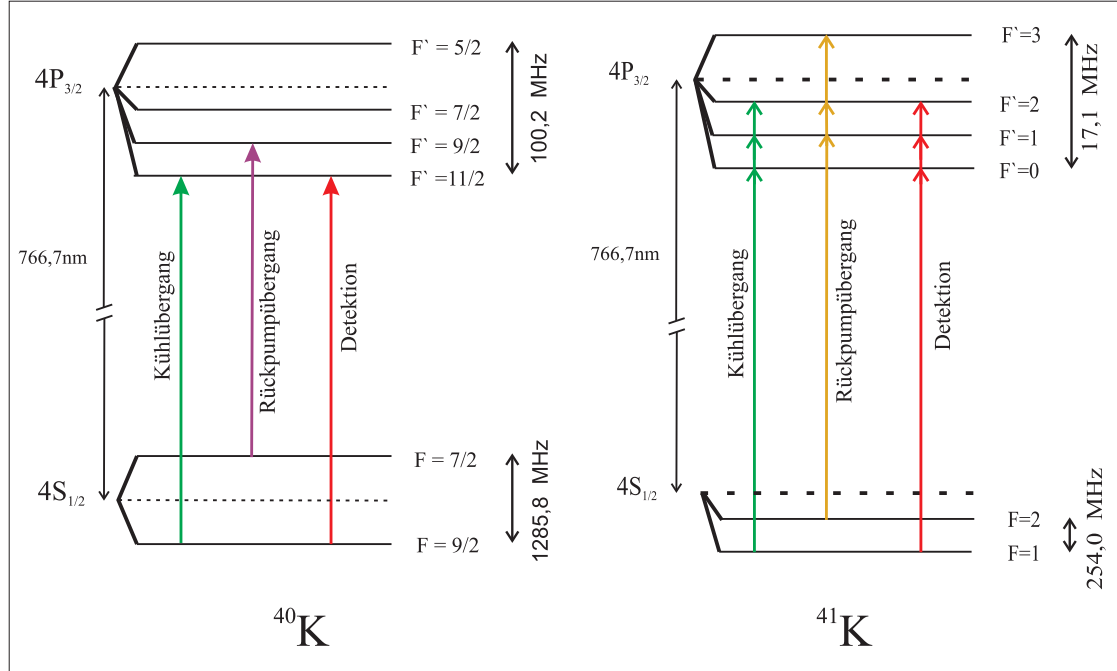


Abbildung 4.9: Termschemata der D2-Linien von ^{40}K (links) und ^{41}K (rechts).

^{41}K Konfiguration

Das Experiment kann vom ^{40}K -Betrieb durch zwei Maßnahmen auf den ^{41}K -Betrieb umgebaut werden:

- Der Diodenlaser wird statt auf die Crossover-Linie auf das $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 0,1,2\rangle$ -Multiplett von ^{39}K stabilisiert.
- Ein Polarisations-Strahlteiler lenkt den Rückpumper-Laserstrahl in einen 40 MHz-AOM in Doppelpass-Konfiguration statt in den Vierfachpass, bevor er in den Trapezverstärker gekoppelt wird.

Somit ist für einen Umbau auf ^{41}K kein schwerwiegender Eingriff in das Lasersystem notwendig. Hauptarbeit ist die Einkopplung des Rückpumperlichts in den Trapezverstärker und die Rückpumperfaser, da eine unabhängige Justage für ^{40}K und ^{41}K nicht möglich ist.

4.4.3 Schnittstelle zwischen Lasertisch und Experiment

Die verschiedenen Strahlen des Lasersystems werden alle mit drei polarisationserhaltenden Mono-Moden-Glasfasern an das Experiment geführt. Da die räumlichen Moden der Strahlen damit nur durch die Auskopplungslinsen der Fasern definiert werden, können die Anforderungen an das Lasersystem an dieser Schnittstelle sehr

genau definiert werden. Geht man davon aus, dass die Verstimmungen der Laserfrequenzen richtig eingestellt sind und die Linienbreite der Laser ausreichend schmal ist, so beschränkt sich die Spezifikation auf die Leistung, die am Ausgang der Fasern zur Verfügung steht. In Tabelle 4.4.3 sind die erforderlichen Parameter zusammengefasst, die einen reibungslosen Betrieb des Experiments gewährleisten. Diese Spezifikation entkoppelt das Lasersystems von der restlichen Apparatur und erleichtert die Wartung erheblich. Da am Ausgang der Fasern jeweils nur die Summe aus Kühl- und Rückpumpleistung messbar ist, muss insbesondere für die Kalium-MOT zusätzlich das Verhältnis der beiden bestimmt werden. Dazu kann über einen Klappspiegel ein Teil des Lichts auf einen optischen Resonator gerichtet werden. So lässt sich die relative Stärke der einzelnen Frequenzbeiträge nachmessen.

^{87}Rb	Kühlaser-AOM [MHz]	Rückpumper-AOM [MHz]	Gesamtleistung [mW]	Verhältnis Kühl-/Rückp.
MOT	74	80	395	10:1
Melasse	57	80	395	10:1
Opt. Pump.	92	aus	0,3	1:0
Detektion	87	aus	0,5	1:0

^{40}K	Kühlaser-AOM [MHz]	Rückpumper-AOM [MHz]	Gesamtleistung [mW]	Verhältnis Kühl-/Rückp.
MOT	190	212	310	4:1
Melasse	199	212	310	4:1
Opt. Pump.	224	212	0,3	-
Detektion	208	212	0,7	-

^{41}K	Kühlaser-AOM [MHz]	Rückpumper-AOM [MHz]	Gesamtleistung [mW]	Verhältnis Kühl-/Rückp.
MOT	167	38	336	3:2
Melasse	169	48	260	1:1
Opt. Pump.	179	43	1	1:1

Tabelle 4.1: Schnittstellenspezifikation: Frequenzeinstellungen und erforderliche Leistungen zum Betrieb des Experiments.

4.5 Magneto-optische Falle

Die magneto-optische Falle ist die Grundlage aller Experimente mit ultrakalten, neutralen Atomen. Sie ermöglicht es, mit verhältnismäßig geringem Aufwand eine große Zahl Atome zu fangen und gleichzeitig in den Sub-Millikelvin-Bereich zu

kühlen [139]. Die Funktionsweise der MOT ist in den letzten Jahrzehnten eingehend untersucht worden [140] und wird hier nicht näher erläutert. Auch magneto-optische Fallen mit mehr als einer Spezies sind gut bekannt [141, 142, 143]. Im speziellen Fall einer Kalium-Rubidium-MOT führen lichtinduzierte Kollisionen zu einem erhöhten Kalium-Verlust, wodurch die Teilchenzahl in der Kalium-MOT beschränkt wird [144]. In Ref. [138] ist dieser Zusammenhang an unserem Experiment untersucht worden.

4.5.1 Realisierung

Da die Wellenlängen der D2-Linien von ^{40}K und ^{87}Rb nur 14 nm auseinander liegen, war es möglich, beide MOTs mit einem gemeinsamen optischen System zu betreiben. Die Laserstrahlen werden mit einer einzelnen optischen Faser ans Experiment geführt und durchlaufen die Optik für die MOT gemeinsam. Dies erleichtert die Justage erheblich, da die MOT nur für eine Spezies justiert werden muss. Zu diesem Zweck wurde dichroide Optik eingesetzt, insbesondere sorgen Verzögerungsplättchen nullter Ordnung bei 773,5 nm für die zirkulare Polarisierung beider Wellenlängen.

Eine MOT und die nachfolgende Melasse-Phase ist sehr sensitiv darauf, dass die MOT-Strahlen exakt gegenläufig sind und möglichst genau dieselbe Intensität haben. Das Design der MOT-Optik ist darauf ausgelegt, die Justage dieser Parameter möglichst einfach zu gestalten. Um die Intensität aller gegenläufigen Strahlen justieren zu können, wird keine Rückreflex-MOT eingesetzt. Das System mit sechs unabhängigen Strahlen erfordert mehr optische Gesamtleistung, die jedoch ausreichend durch die Trapezverstärker zur Verfügung gestellt wird. Bei der gegebenen Leistung wurde die optimale Größe der MOT-Strahlen für ^{87}Rb auf 3 cm Durchmesser experimentell bestimmt. Bei größerem Durchmesser ist nicht ausreichend Kühlleistung vorhanden, bei geringerem Durchmesser ist das Einfangvolumen zu klein. Da Polarisationsoptik für Strahlen dieser Größe schwer erhältlich und teuer ist, wird aus der Faser zunächst ein 3 mm-Strahl ausgekoppelt, aufgeteilt und dann in je einem Zehnfach-Strahlaufweiter vergrößert.

In Abb. 4.10 ist der Strahlengang dargestellt. Ein Zehnfach-Mikroskopobjektiv wird zur Kollimation nach der Faser verwendet. Zwei $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen mit Polarisationsstrahlteilern teilen den Hauptstrahl in die drei räumlichen Achsen der MOT. Jeder dieser drei Strahlen wird durch einen weiteren Polarisationsstrahlteiler in die beiden Richtungen aufgeteilt. Dadurch lässt sich mit je einem $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen die Intensitäten von hin- und gegenläufigem MOT-Strahl für jede Achse genau angleichen. Anschließend erzeugen sechs $\lambda/4$ -Verzögerungsplättchen die zirkulare Polarisierung, die für den Betrieb der MOT notwendig ist. Die sechs kommerziellen Strahlaufweiter weiten die Strahlen auf die erforderliche Größe auf. Je drei 3"-Spiegel ermöglichen die präzise geometrische Justage einer Achse. Mit einem großen Spiegel lässt sich der hinlaufende Strahl

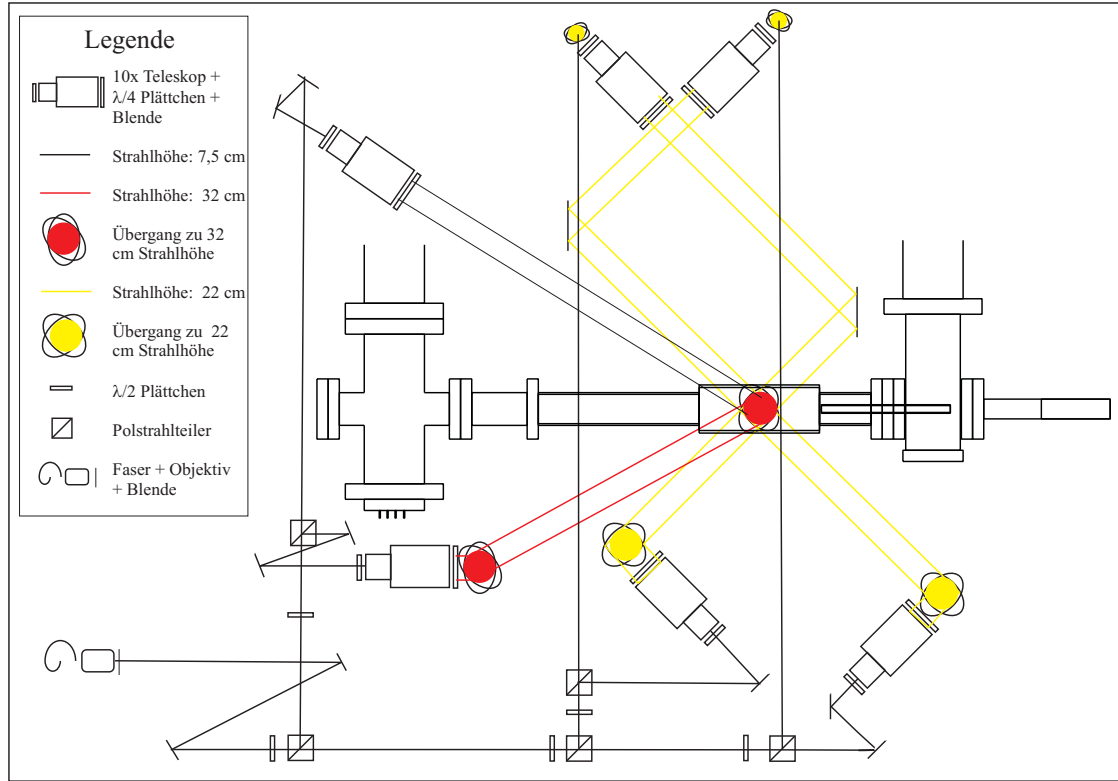


Abbildung 4.10: Strahlengang für die magneto-optische Falle.

auf die Mitte der Falle ausrichten. Mit den beiden anderen Spiegeln lässt sich der rücklaufende Strahl exakt antiparallel justieren.

Das erforderliche magnetische Quadrupolfeld wird von einem Spulenpaar zur Verfügung gestellt, dass auch zum magnetischen Transport der Atome verwendet wird und genauer in Abschnitt 4.6 beschrieben ist. Die Richtung des Stroms in diesen Quadrupolspulen definiert die notwendige Polarisierung in den MOT-Strahlen. Ebenfalls wird die Stromrichtung in den Quadrupolspulen der Magnetfalle definiert (siehe Abschnitt 4.8) und somit letzten Endes die Richtung des Magnetfelds in der harmonischen Falle.

Es ist sehr wichtig, dass während der MOT-Ladezeit und der Melasse-Phase keine weiteren Magnetfelder vorhanden sind. Diese verschieben das Zentrum der MOT, wodurch das Umladen in die Quadrupolfalle schlecht funktioniert. Außerdem wird eine optimale Kühlung während der Melasse verhindert, da der Strahlungsdruck der Laserstrahlen durch die verschiedene Zeeman-Aufspaltung unsymmetrisch wird. Um dies zu verhindern, werden bestehende Magnetfelder wie das Erdmagnetfeld oder Streufelder der Ionen-Getter-Pumpen durch drei große Spulenpaare ausgeglichen. Durch ein viertes Spulenpaar lässt sich ein homogenes Magnetfeld von ca. 3 G erzeugen. Dieses Magnetfeld wird zum optischen Pumpen benötigt (siehe Abschnitt 4.6.2). Alle vier Spulenpaare werden mit einem Netzteil

Hewlett Packard 6624A versorgt. Details zu den Spulen finden sich in Ref. [137].

4.5.2 Melasse

Mit so genannten Sub-Doppler-Kühlverfahren lassen sich Atome in stehenden Wellen rot verstimmt Laserlichts unter das Dopplerlimit kühlen [145, 146]. Eine Möglichkeit sind rot verstimmt, gegenläufige Laserstrahlen entgegengesetzter zirkularer Polarisation. Zu diesem Zweck lässt sich das MOT-Licht verwenden, wobei das Magnetfeld abgeschaltet werden muss (Melasse-Phase). Wir verwenden eine Melasse-Phase, die darauf optimiert ist, das Rubidium so gut wie möglich zu kühlen, ohne Teilchen zu verlieren. Die Kalium-Melasse funktioniert schlechter als die Rubidium-Melasse und die erreichbaren Temperaturen sind höher. Das Kalium ist aber in wesentlich geringerer Zahl vorhanden, daher genügt die Wärmekapazität des Rubidiums, um das Kalium anschließend zu kühlen. Die genauen Verstimmungen der Laser zur optimalen Kühlung wurden experimentell ermittelt. In Abbildung 4.11 ist die Größe der ^{40}K - und ^{87}Rb -Wolke nach freier Expansion in Abhängigkeit der AOM-Frequenz gezeigt. Die Größe nach freier Expansion ist ein gutes Maß für die Temperatur der Wolken. Im Falle von Kalium ist das Optimum erkennbar, im Falle von Rubidium sind wir durch den Frequenzbereich des 80 MHz-AOMs beschränkt. Die erreichbaren Temperaturen werden in Abschnitt 4.5.4 vorgestellt.

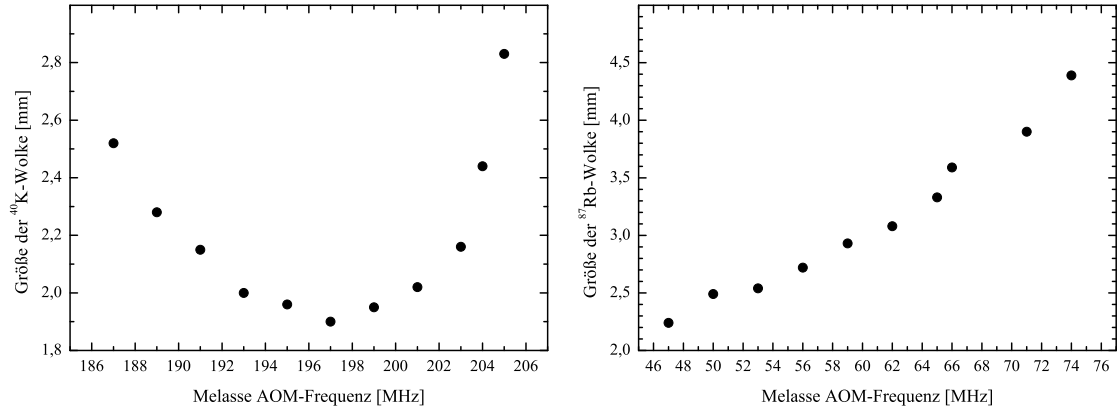


Abbildung 4.11: Größe der ^{40}K - und ^{87}Rb -Wolke nach freier Expansion in Abhängigkeit der AOM-Frequenz.

4.5.3 Detektion in der MOT-Zelle

Zur Charakterisierung der MOT stehen zwei Werkzeuge zur Verfügung: Mit einer großflächigen Photodiode kann aus der Fluoreszenz die Teilchenzahl der MOT ermittelt werden. Zwei CCD-Kameras mit Rechneranbindung ermöglichen außerdem schnelle Aufnahmen der expandierenden Wolke zur Temperaturbestimmung.

Für die Messung mit der Photodiode wird ein Bild der MOT über eine einzelne Linse auf die großflächige Photodiode projiziert. Geht man von einer isotropen Verteilung des Fluoreszenz-Lichts aus, so lässt sich die emittierte Gesamtleistung abschätzen. Bei gegebener Laserleistung und Verstimmung kann mit Hilfe der atomaren Streurate in Gleichung (4.6) die Teilchenzahl bestimmt werden. Diese Messung beeinflusst die MOT nicht und wird als ständige Überprüfung während des Messbetriebs eingesetzt. Das Fluoreszenzsignal ist für Rubidium groß genug, für Kalium jedoch nur für große Atomzahlen auswertbar.

Die beiden Kameras bilden die MOT mit Vergrößerungsobjektiven jeweils von oben und von der Seite ab. Die Kameras besitzen einen Trigger für die Belichtungszeit und können über USB ausgelesen werden (Auswerte-Software siehe Abschnitt 4.12). Mit den Kameras können die räumlichen Profile der Atomwolken nach freier Expansion aufgenommen werden. Nach einer bestimmten Fallzeit wird die Belichtungszeit gestartet und die Wolke mit dem MOT-Licht kurz angeblitzt. Die Anzahl der Atome lässt sich mit Hilfe der Photodiode kalibrieren. Die Längenkali-brierung der horizontal aufgestellten Kamera kann über den freien Fall und die Gravitationskonstante vorgenommen werden. Die Pixelgröße der Aufnahmen von der vertikalen Detektionsrichtung wird über den Vergleich mit der horizontalen Kamera bestimmt.

Aus der Expansion in Abhängigkeit der Zeit lässt sich die Temperatur bestimmen. Für eine thermische Wolke, die aus einer harmonischen Falle stammt, gilt [99]

$$k_B T = \frac{m \omega_i^2}{1 + \omega_i^2 t^2} x_i^2. \quad (4.2)$$

Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur, ω_i die Fallenfrequenz der harmonischen Falle in Dimension i , m die Masse des Atoms sowie x_i die Breite des (gaußförmigen) Profils nach einer Expansionszeit t . Nicht berücksichtigt werden bei den gegebenen Temperaturen Effekte der bosonischen oder fermionischen Teilchenstatistik. Verwendet man zwei Bilder zu verschiedenen Fallzeiten, so erhält man

$$k_B T = m \frac{x_{i,2}^2 - x_{i,1}^2}{t_2^2 - t_1^2}. \quad (4.3)$$

Diese Formel lässt sich auch ohne Kenntnis der Fallenfrequenzen dazu verwenden, die Temperatur zu ermitteln. Nach ausreichender Expansionszeit, wenn die expandierte Wolke groß gegen die ursprüngliche Wolke ist, lässt sich diese Formel auch für nicht harmonische Fallen (MOT, Quadrupolfalle) anwenden. Abbildung 4.12 verdeutlicht am Beispiel der Melasse, wie die Temperatur bestimmt werden kann.

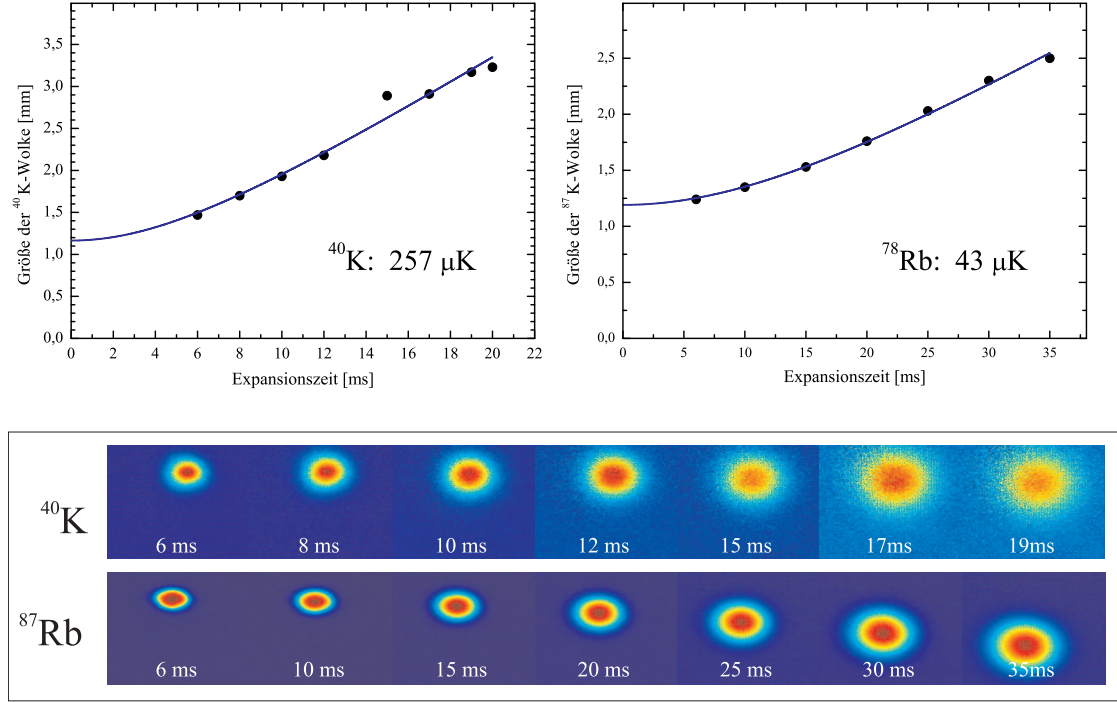


Abbildung 4.12: Freie Expansion zur Thermometrie. Zur Temperaturbestimmung wurde Gleichung (4.2) verwendet.

4.5.4 Ergebnisse

Die unabhängig erreichbaren Atomzahlen in den drei MOTs sind 8×10^9 ^{87}Rb -Atome, 1×10^8 ^{40}K -Atome und 5×10^8 ^{41}K -Atome. Um diese Teilchenzahlen zu erreichen, müssen die Dispenser laufen und die Laserleistung auf die entsprechende Atomsorte optimiert werden. In den Abbildungen 4.13, 4.14 und 4.15 sind gemessene Werte für alle Spezies aufgeführt, die einen reibungslosen täglichen Betrieb gewährleisten. Werden diese Werte erreicht, sind MOT und Melasse ausreichend gut justiert.

4.6 Quadrupolfalle und Transport

Es ist ungünstig, eine magneto-optische Falle in der Experimentierzelle aufzubauen, da diese den optischen Zugang stark beschränkt hätte. Um in der Experimentierzelle ohne Laserkühlung auszukommen, müssen die Atome von der MOT dorthin transportiert werden. Dies ist bisher nur mit einer beweglichen Quadrupolfalle bewerkstelligt worden. Eine bewegliche Quadrupolfalle lässt sich durch eine größere Anzahl sequentiell geschalteter Spulenpaare generieren [147]. Eine andere Möglichkeit ist, das Quadrupolfeld durch ein einzelnes Spulenpaar zu erzeugen und das

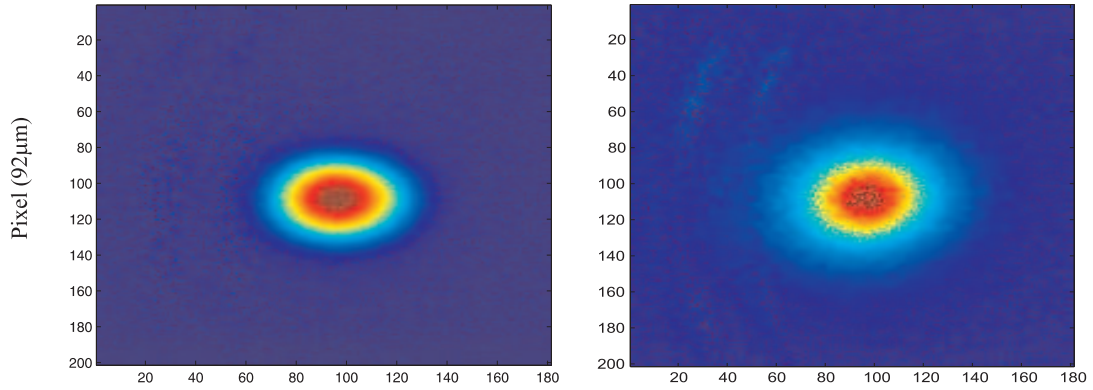


Abbildung 4.13: Links: ^{87}Rb Melasse nach 10 ms Expansion (4×10^9 Atome bei $45\text{ }\mu\text{K}$). Rechts: ^{87}Rb in der Quadrupolfalle nach 10 ms Expansion ($2,4 \times 10^9$ Atome bei $200\text{ }\mu\text{K}$).

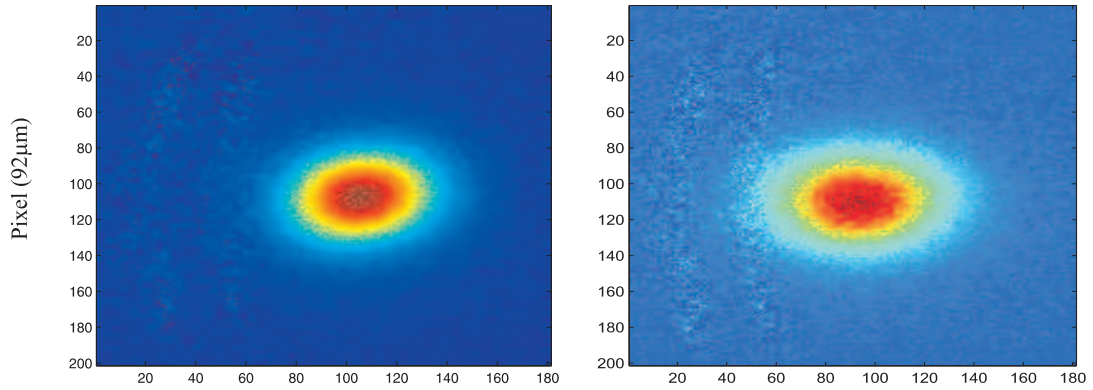


Abbildung 4.14: Links: ^{40}K Melasse nach 5 ms Expansion (5×10^7 Atome bei $260\text{ }\mu\text{K}$). Rechts: ^{40}K in der Quadrupolfalle nach 3 ms Expansion ($3,5 \times 10^9$ Atome bei $280\text{ }\mu\text{K}$).

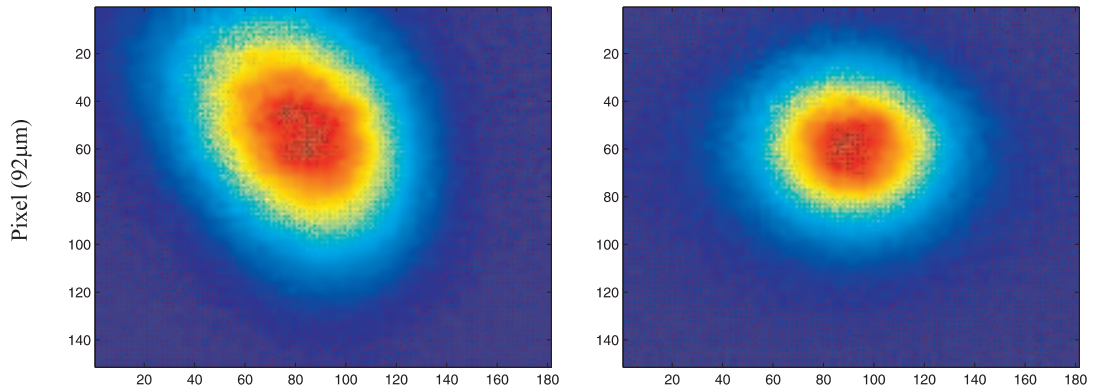


Abbildung 4.15: Links: ^{41}K Melasse nach 8 ms Expansion ($2,7 \times 10^8$ Atome bei $260\text{ }\mu\text{K}$). Rechts: ^{41}K in der Quadrupolfalle nach 8 ms Expansion ($1,9 \times 10^9$ Atome bei $270\text{ }\mu\text{K}$).

Spulenpaar zu bewegen [148]. Letzteres erfordert weniger Aufwand für Planung und Aufbau und wurde daher in unserem Experiment realisiert.

4.6.1 Magnetisches Fangen

Die Energie eines Alkali-Atoms in einem Magnetfeld hängt davon ab, wie der Drehimpuls entlang der Magnetfeldachse ausgerichtet ist. Für kleine Magnetfelder ist die Energieänderung linear zum Betrag des Magnetfelds:

$$E = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}| \quad (4.4)$$

Hierbei ist m_F die Komponente des Gesamtdrehimpulses in Richtung des Magnetfelds, g_F der Landé-Faktor, μ_B das Bohr'sche Magneton und $\mathbf{B}$ das Magnetfeld. Eine Berechnung der Zeeman-Aufspaltung für mittlere und hohe Magnetfelder befindet sich in Anhang A. Im Experiment werden ^{87}Rb und ^{41}K im $F = 2$ Grundzustand gefangen. Da $g_F = \frac{1}{2}$ positiv ist, erfahren Atome mit $m_F = 1, 2$ eine Kraft in Richtung kleiner Magnetfelder. Die ^{40}K -Atome fangen wir im $F = \frac{9}{2}$ -Zustand mit einem ebenfalls positiven $g_F = \frac{2}{9}$. In diesem Fall gibt es fünf sogenannte *low field seeker*: $m_F = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$. Atome in diesen Zuständen lassen sich in einem lokalen Magnetfeld-Minimum fangen. Lokale Magnetfeld-Maxima sind nach den Maxwell-Gleichungen verboten. Ein Problem ergibt sich, sobald die Ausrichtung des Drehimpulses 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 wird für kleine Magnetfelder nicht mehr erfüllt, wodurch die Atome ihren m_F -Zustand wechseln können. Diese *Majorana Spin Flips* spielen aber erst bei kalten Temperaturen am Ende der Evaporation eine Rolle [149, 150]. Bei hohen Temperaturen haben die Atome eine verschwindende Wahrscheinlichkeit, den zentralen Bereich sehr kleiner Magnetfelder zu treffen.

4.6.2 Optisches Pumpen

Während der Evaporation werden nur die maximalen m_F -Zustände effizient gekühlt. Nach der Melasse-Phase liegen die Atome aber in einem Gemisch aus allen Zuständen vor. Der Rückpumplaser beschränkt die Atome auf den richtigen Hyperfeinzustand. Die richtige m_F -Komponente lässt sich außerdem durch optisches Pumpen bevölkern. Wir verwenden denselben Laserstrahl für das optische Pumpen wie für die Detektion. In Abb. 4.16 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Ein Objektiv kollimiert den Laserstrahl auf einen Durchmesser von ca. 1 cm. Der erste Polarisationsstrahlteiler lässt nur Licht mit einer Polarisationsrichtung durch, damit die Aufteilung am zweiten Strahlteiler nicht von kleinen Polarisationsänderungen in der Faser abhängt. Am zweiten Strahlteiler wird das Licht in Pumplicht (300 μW) und Detektionslicht (500 μW) aufgeteilt. Der dritte Strahlteiler fungiert ebenfalls als Polarisationsfilter. Ein $\lambda/4$ -Plättchen erzeugt schließlich zirkular polarisiertes

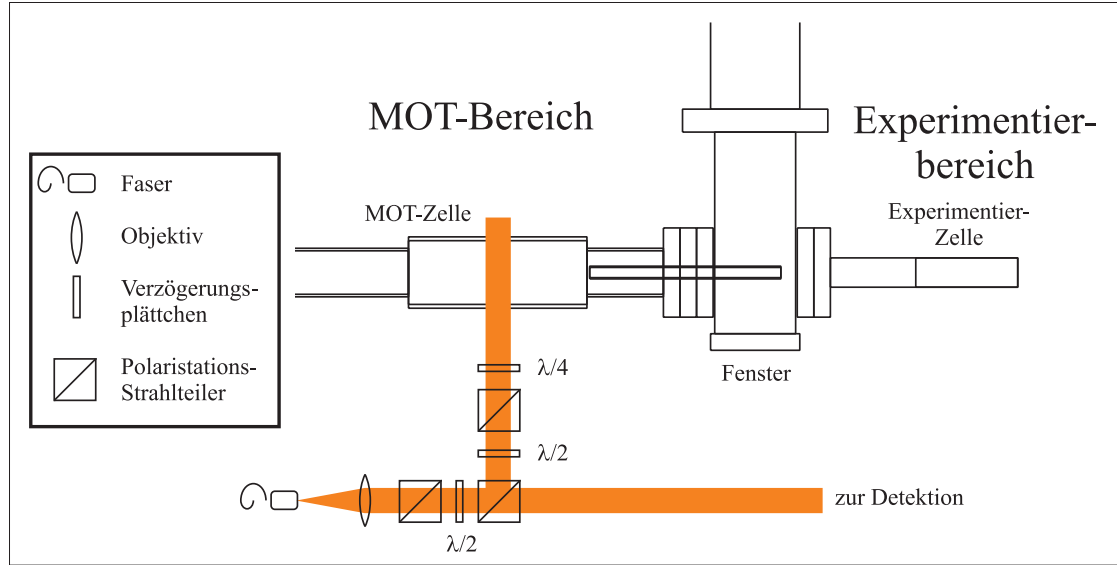


Abbildung 4.16: Strahlführung zum optischen Pumpen.

σ^+ -Licht. ^{87}Rb und ^{41}K werden auf dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang gepumpt. Prinzipiell wäre es wünschenswert, in Zukunft den $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang zu verwenden, da die Atome im erwünschten $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand kein Licht mehr streuen und so nicht weiter geheizt werden. Dies ist wegen der geringen Frequenzbandbreite der akusto-optischen Modulatoren mit dem momentanen Aufbau nicht möglich. Für das ^{40}K verwenden wir den $|F = 9/2\rangle \rightarrow |F' = 9/2\rangle$ -Übergang, der diesen Vorteil bietet.

In Abbildung 4.17 ist die Effizienz des optischen Pumpens in Abhängigkeit der verwendeten Laserfrequenz dargestellt. Das zusätzliche Heizen durch den optischen Pump-Puls ist über die Größe der Wolke nach 10 *ms* Expansion messbar.

4.6.3 Bewegliche Quadrupolfalle

Ein magnetisches Quadrupolfeld bildet sich in der Mitte zwischen zwei entgegengesetzt durchflossenen Spulen. Im Zentrum verschwindet das Magnetfeld, ansonsten steigt es nach allen Richtungen linear an. Aus diesem Grund eignet sich diese Konfiguration als konservative magnetische Falle für *low field seeker*. Mit Gleichung 4.4 ergibt sich insgesamt ein lineares Potential. Wegen der Symmetrie ist der Magnetfeld-Gradient entlang der Spulenachse umgekehrt im Vorzeichen und doppelt so groß wie der Gradient der beiden anderen Richtungen. Der vertikale Gradient muss 15 *G/cm* deutlich übersteigen, da bei diesem Wert für Rubidium gerade die Schwerkraft ausgeglichen wird. Eine weitere, stärkere Forderung besteht darin, dass die gefangene Atomwolke durch die differentielle Pumpstufe passen muss. In Abbildung 4.19 ist die Dichteverteilung einer atomaren Wolke bei

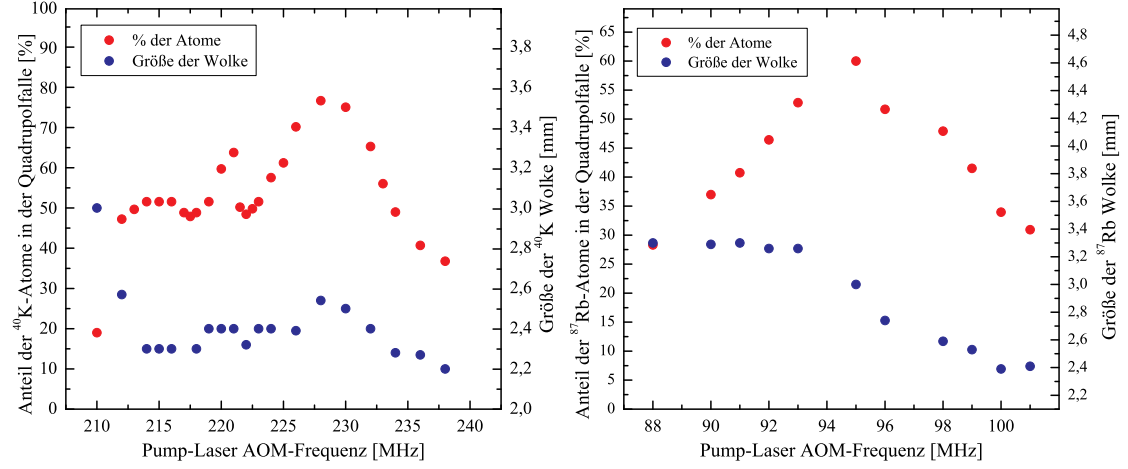


Abbildung 4.17: Anteil der gefangenen ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome und Größe der Wolken als Funktion der AOM-Frequenz.

den erreichten Temperaturen dargestellt. Es wird deutlich, dass bei einem Gradienten von 165 G/cm weitgehend alle Atome das Röhrchen passieren können. Der abgeschnittene Anteil der Atome ist sehr heiß, so dass die Passage als erster Evaporationsschritt betrachtet werden kann [151].

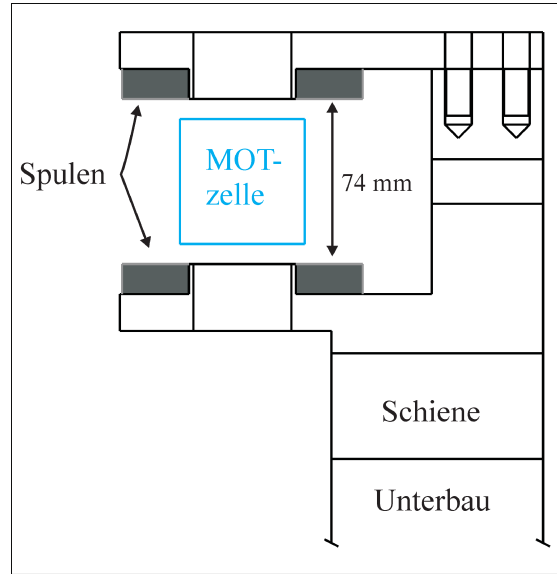


Abbildung 4.18: Mechanischer Aufbau der beweglichen Quadrupolfalle.

Der Aufbau der beweglichen Quadrupolfalle ist in Abb. 4.18 schematisch dargestellt. Die Quadrupolspulen bestehen aus je 132 Windungen und sind 74 mm voneinander entfernt. Das Netzteil beschränkt den verfügbaren Strom auf 36 A und

damit den vertikalen Gradienten auf 165 G/cm . Die Spulen sind mit Wärmeleitkleber auf einem Aluminiumhalter befestigt, der auf einem linearen Verschiebetisch montiert ist.

Die Bewegung der Falle wird mit einem verfahrbaren Schlitten realisiert, der auf einer Spindel läuft. Der kommerzielle Verschiebetisch (404 XR Serie) der Firma Parker wird von einem Servomotor bewegt und erlaubt eine präzise Kontrolle von Ort, Geschwindigkeit, Beschleunigung und Ruck. Details zur Magnetfeld-Simulation und -Kalibrierung, der Konstruktion des Schlittens und zum Linear-motor finden sich in Ref. [137].

Das Spulenpaar dient auch dazu, das erforderliche Quadrupolfeld für die MOT zu erzeugen (siehe Abschnitt 4.5). Dazu verwenden wir einen Strom von 2 A , der einen vertikalen Gradienten von $9,2\text{ G/cm}$ erzeugt. Der Strom durch die Quadrupolspule wird durch ein Netzteil *Agilent 6674A* zur Verfügung gestellt.

4.6.4 Zeitlicher Ablauf und Ergebnisse

Wir beginnen jeden Experimentzyklus mit den folgenden Zeitschritten:

Phase	Zeitdauer	Beschreibung
1. MOT	20 s	Laden der MOT mit LIAD Laser in MOT-Konfiguration
2. LIAD aus	500 ms	MOT wird gehalten LIAD aus
3. Melasse	5 ms	Quadrupolfeld aus Laser in Melasse-Konfiguration
4. Warten	$250\text{ }\mu\text{s}$	Laser aus Mechanische Schalter in Pump-Konfiguration
5. opt. Pumpen	$1,5\text{ ms}$	homogenes Magnetfeld an Laser in Pump-Konfiguration
6. Quadrupolfalle	30 ms	Quadrupolfeld schnell auf 65 G/cm Laser aus
7. Kompression	270 ms	Quadrupolfeld langsam auf 165 G/cm
8. Transport	$1,3\text{ s}$	Transport der Atome in die Experimentierzelle

Tabelle 4.2: Experimentelle Schritte zum Laden und zum Transport der Quadrupolfalle.

Die Wartezeit in Phase 4 ist notwendig, da die Trapezverstärker für die MOT mit demselben Licht injiziert werden, das wir zum optischen Pumpen verwenden. Aus diesem Grund sperren AOMs das Licht für $150\text{ }\mu\text{s}$, bis die mechanischen Schalter hinter den Trapezverstärkern geschlossen sind und die Schalter für das Pumplicht offen. Diese Zeitdauer hat für die Atome keine messbare Bedeutung.

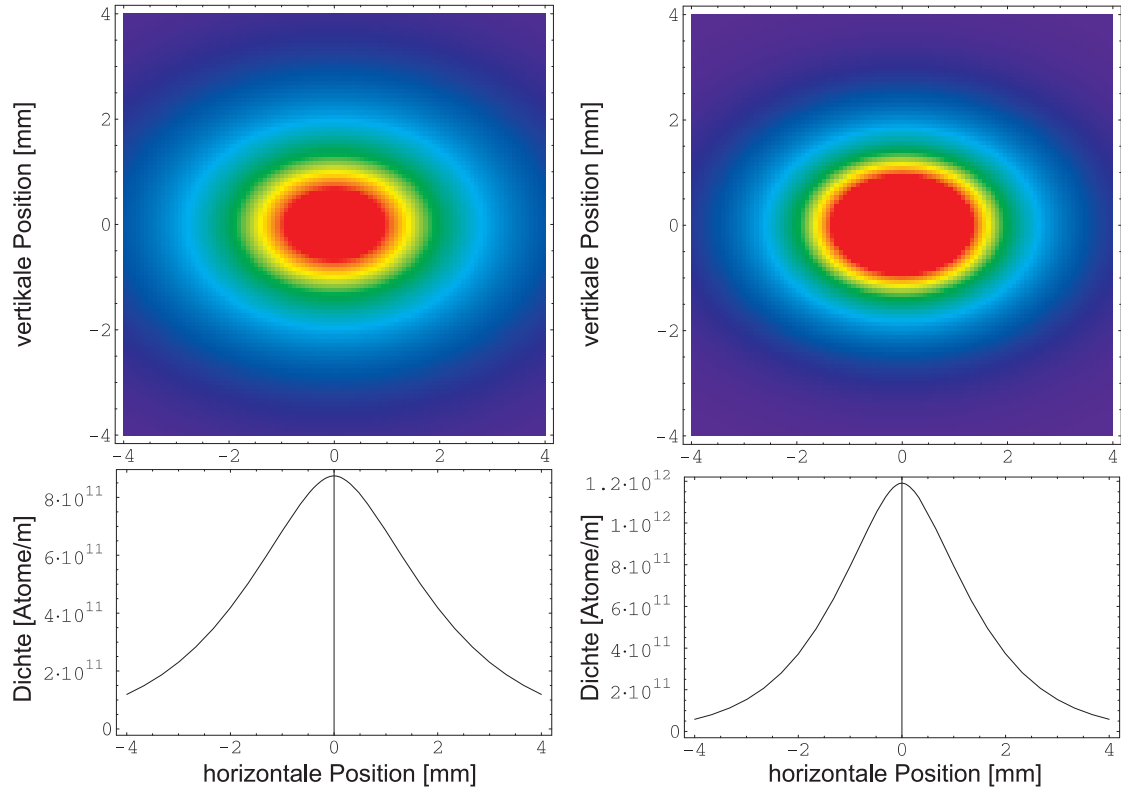


Abbildung 4.19: Dichte einer ^{87}Rb -Wolke mit 1×10^9 Atomen. Links bei einer Temperatur von $250 \mu\text{K}$ und einem Magnetfeldgradienten 65 G/cm , rechts nach adiabatischer Kompression auf $450 \mu\text{K}$ und 165 G/cm . Oben wurde über eine Raumachse integriert, unten über zwei.

4.7 Detektion ultrakalter Ensembles

Um alle relevanten Ensemble-Parameter zu erfassen, genügt es, Teilchenzahl, Größe und Position der Wolke zu bestimmen. Über die Größe der Wolke nach freier Expansion lässt sich die Temperatur bestimmen. Über die Positionsmessung von Wolken, die in der Falle schwingen, können alle relevanten Fallenparameter bestimmt werden. Aus Fallenparametern, Temperatur und Teilchenzahl lässt sich die Dichte berechnen. Teilchenzahl, Größe und Position einer Atomwolke kann man auch bei relativ kleinen Teilchenzahlen (ab 10^3 Atome) mit Absorptionsabbildungen erfassen. Dazu werden die Atome mit resonantem Licht bestrahlt und der Schattenwurf der Atome auf einer CCD-Kamera abgebildet. Einzelheiten sind in Ref. [99] gut dargestellt. Der einzige Nachteil ist, dass das Ensemble durch das resonante Licht stark aufgeheizt und somit „zerstört“ wird. Einzige Alternative ist die zerstörungsfreie Phasenkontrast-Abbildung. Bis zur Fertigstellung dieser Arbeit waren zerstörungsfreie Aufnahmen für die experimentellen Untersuchungen nicht notwendig und eine spätere Umrüstung ist relativ einfach möglich.

4.7.1 Optischer Aufbau

Der Strahlengang für die Bildgebung ist in Abb. 4.20 schematisch dargestellt. Ein Anteil des Lichts, das auch zum optischen Pumpen verwendet wird, wird horizontal auf die Atome gerichtet. Zwei Achromate mit 90 mm und 300 mm Brennweite bilden den Schatten der Atome mit einer gut dreifachen Vergrößerung auf eine CCD-Kamera ab. Um keine Atome in den anderen Hyperfeinzustand zu verlieren, für den das Detektionslicht nicht resonant ist, kann zusätzlich von der Seite Rückpumperlicht eingestrahlt werden.

Als Kamera kommt eine *Theta System SiS1-S285* mit CCD-Chip *Sony ICX 285AL* zum Einsatz. Dieser CCD-Chip verfügt über die Möglichkeit, zwei Bilder in schneller Sequenz zu speichern. Dadurch ist es möglich, in unter einer Millisekunde beide Spezies zu fotografieren. Für große Wolken bei höheren Temperaturen ist die gewählte Vergrößerung ungünstig, da die Wolke nicht mehr auf dem Chip abgebildet werden kann. Zu diesem Zweck lässt sich ein Positioniertisch in den Strahlengang einsetzen. Auf dem Positioniertisch befinden sich zwei Achromate, die die Vergrößerung auf ungefähr 1:1 reduzieren.

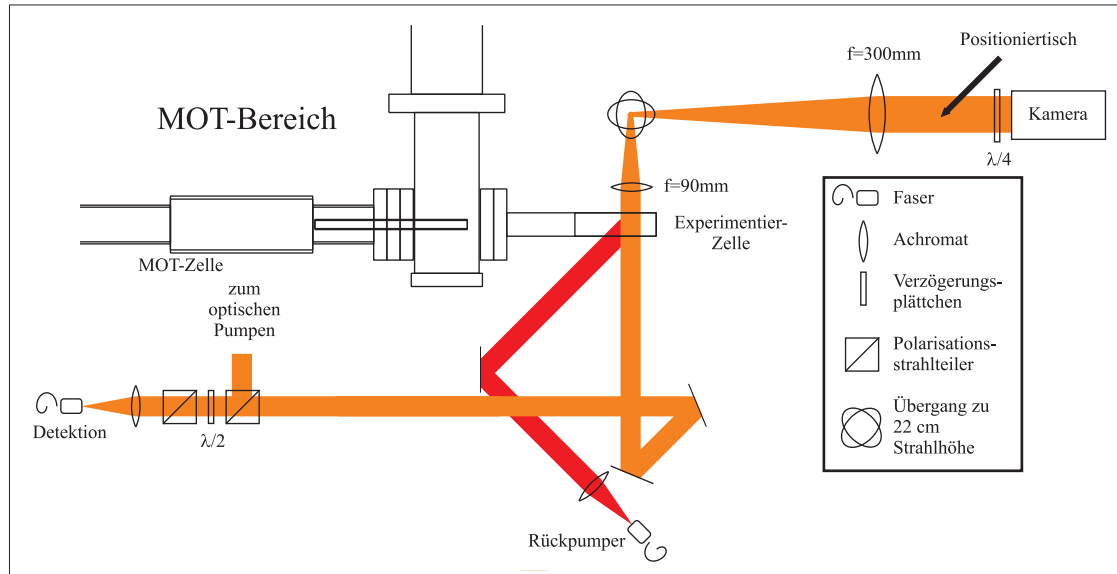


Abbildung 4.20: Strahlengang der Absorptionsabbildung (von oben).

Da sowohl die Dipolfalle als auch die Magnetfalle zylindersymmetrisch sind, ist eine Aufnahme von der Seite ausreichend, um alle Informationen zu erfassen. Leider ist die Symmetrieachse der Dipolfalle orthogonal zu der der Magnetfalle. Daher ist es erforderlich, zwischen einer Detektion von oben und von der Seite wählen zu können. Außerdem erleichtert es die Justage der Dipolfalle erheblich, wenn sowohl Atome als auch der Fokus des Dipolfallenstrahls in beiden Richtungen mit der Kamera aufgenommen werden können (siehe Abschnitt 4.9). In Abbildung 4.21

ist der Strahlengang von der Seite abgebildet. Ein $\lambda/2$ -Plättchen entscheidet über vertikale und horizontale Detektion. Der vertikale Strahl wird durch einen weiteren 90 mm-Achromat fokussiert und dann an einem Polarisationsstrahlteiler mit dem horizontalen Detektionsstrahl überlagert, so dass er ebenfalls durch den 300 mm-Achromat auf die Kamera geführt wird. Die 90 mm-Achromate sind so justiert, dass die Atome in beiden Richtungen scharf auf die Kamera abgebildet werden. So ist es bei ausreichend kleinen atomaren Ensembles möglich, durch teilweises Verdecken der beiden Strahlen auch gleichzeitig beide Detektionsrichtungen auf der Kamera abzubilden. Um die Detektion scharf zu stellen, wird der 300 mm-Achromat auf einem Positioniertisch bewegt. Ein Bose-Einstein-Kondensat, das in der Magnetfalle fotografiert wird, eignet sich hervorragend zum präzisen Fokussieren. Es muss dabei lediglich die Größe des Bildes minimiert werden und darauf geachtet werden, dass alle Interferenzstreifen verschwinden.

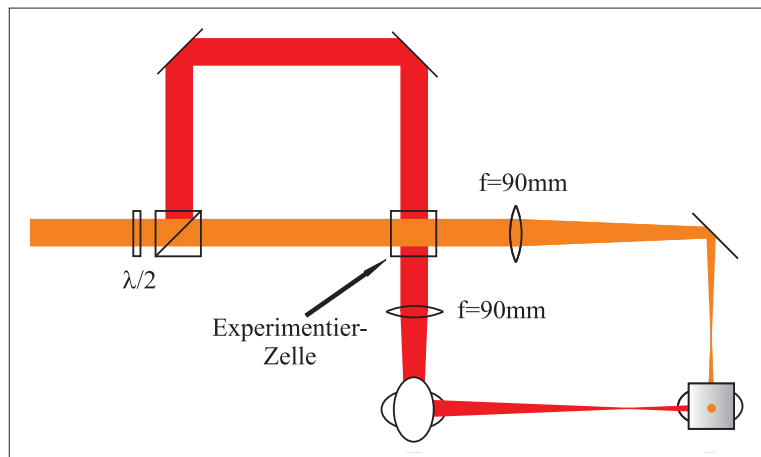


Abbildung 4.21: Strahlengang der beiden Abbildungsrichtungen (von der Seite).

4.7.2 Datenverarbeitung

Insgesamt werden pro Experimentzyklus für jede Spezies drei Bilder aufgenommen.

- 1. Belichtungszeit: 50 μs Detektionslaser mit Atomen
- 2. Belichtungszeit: 50 μs Detektionslaser ohne Atome
- 3. Belichtungszeit: Nur Hintergrund

In jeder Belichtungszeit werden zunächst alle geraden Spalten der CCD-Kamera mit dem Rubidium-Bild belichtet, dann verschiebt die Kamera alle Spalten des CCD-Chips um eine Spalte. Anschließend können alle übrigen Spalten der Kamera mit dem Kalium-Bild belichtet werden. So entstehen pro Belichtungszeit die Bilder

beider Spezies. Da die Belichtungszeit der Kamera einige Hundert Millisekunden lang ist, trägt während dieser Zeit auch diffuses Raumlicht zur Belichtung bei. Aus diesem Grund nehmen wir in der 3. Belichtungszeit nur den Hintergrund auf und ziehen diesen von den ersten beiden Bildern ab.

Diese Verarbeitung übernimmt die Betriebssoftware der Kamera. Die Software lädt die Doppelbilder von der Kamera und subtrahiert direkt den Hintergrund. Dann werden die aufbereiteten Doppelbilder auf der Festplatte archiviert. Ein komplexes Auswertungsprogramm dient dazu, alle relevanten atomaren Parameter aus den Bildern zu extrahieren. Die Steuerung und Auswertung am Rechner wird in Abschnitt 4.12 dargestellt.

4.7.3 Verschiedene atomare Zustände

Ob die Atome im gewünschten Hyperfeinzustand sind, kann mit Hilfe des Rückpumpers detektiert werden. Um zum Beispiel sicher zu gehen, dass alle ^{87}Rb -Atome im $F = 1$ -Zustand sind, wird zunächst ein Bild ohne Rückpumplaser aufgenommen. Sind keine Atome sichtbar, so steht fest, dass keine Atome im $F = 2$ -Zustand vorhanden sind. Jetzt wird im nächsten Experimentzyklus ein Bild mit Rückpumplaser aufgenommen. Sind die Atome jetzt sichtbar, so waren sie im $F = 1$ -Zustand präpariert.

Die unterschiedlichen Zeeman-Zustände sind mit einem Stern-Gerlach-Experiment unterscheidbar. Während der freien Expansion wird ein starker magnetischer Gradient angelegt. Die Magnetfeldrichtung muss entlang der Quantisierungsachse liegen. Je nach m_F -Zustand erfahren die Atome eine unterschiedliche Kraft und werden dadurch nach der Expansion an verschiedenen Orten detektiert. Eine Zuordnung der verschiedenen Orte zu den Quantenzahlen muss nur einmal vorgenommen werden. Dazu können Atome in allen Zeeman-Zuständen präpariert und die entsprechenden Positionen abgezählt werden.

4.8 Magnetfalle und Evaporation

Evaporation ist bisher das einzige Kühlverfahren, um neutrale Atome in die Quantenartung zu kühlen. Dabei werden während der Kühlung immer wieder die heißesten Atome aus dem Ensemble entfernt. So wird dem System überproportional viel Energie entzogen. Durch Stöße thermalisieren die Atome wieder und es entstehen immer wieder wenige, relativ heiße Atome. Evaporation ist bisher in Magnet- und Dipolfallen realisiert worden. Bei der Evaporation in Dipolfallen wird die Fallentiefe an die Temperatur der Atome angepasst, so dass heiße Atome die Falle verlassen. Da bei Dipolfallen die Fallentiefe und der Einschluss der Atome (und damit die Stoßrate) miteinander verknüpft sind (siehe Abschnitt 4.9), sind typische Teilchenzahlen eher klein. Aus diesem Grund haben wir uns für eine Magnetfalle entschieden. Magnetfallen können mit makroskopischen Spulen aufgebaut werden

oder mit mikro- oder mesoskopischen Leiterbahnen [125, 152]. Ebenfalls wegen der erreichbaren Teilchenzahlen und wegen der einfacheren Umsetzung wurde die Falle aus makroskopischen Spulen aufgebaut. Die beiden vorteilhaftesten Spulenkonfigurationen sind die QUIC- und die Kleeblatt-Konfiguration [153, 154, 155]. Die Kleeblatt-Konfiguration ermöglicht einen maximalen optischen Zugang. Sie stellt aber hohe Anforderungen an mechanische und thermische Stabilität und erfordert hohe und sehr präzise geregelte Ströme. Die aufgebaute Magnetfalle in QUIC-Konfiguration kommt mit 25 A Spulenstrom aus. Außerdem ermöglicht sie eine einfache Transformation der Quadrupolfalle, in der die Atome transportiert werden, in die gewünschte harmonische Falle mit einem Offset-Magnetfeld im Fallenzentrum. Diese Transformation ist notwendig, um *Majorana spin flips* zu verhindern, die in der Nähe eines verschwindenden Magnetfelds auftreten (siehe Abschnitt 4.6.1).

4.8.1 QUIC-Design

Die grundsätzliche Funktionalität einer Magnetfalle in QUIC-Konfiguration ist in Ref. [153] beschrieben. Unser Design sollte folgende Vorgaben erfüllen:

- Die gesamte Konstruktion soll zwischen Transportspulen und Glaszelle passen.
- Die dissipierte Leistung soll minimal sein und gut abgeführt werden.
- Der Einschluss soll stark genug sein, um hohe Stoßraten und ausreichende Thermalisierung zu ermöglichen.
- Das Offset-Feld in der Fallenmitte soll mindestens 1 G betragen, um nicht zu sensitiv auf Stromrauschen zu sein.
- Der optische Zugang soll maximal sein und insbesondere die Installation der sechs Strahlen eines optischen Gitters ermöglichen.

Abb. 4.22 zeigt den Aufbau der Magnetfalle. Die Spulen werden von drei Kupferkörpern gehalten, die jeweils wassergekühlt sind. Die Wasserkühlung wird von einem Wasser-Rückkühlgerät *H.I.B 1800W* mit einer Genauigkeit von $\pm 1^\circ\text{C}$ gewährleistet. Es wird ein Draht mit rechteckigem Querschnitt ($1 \times 2,5 \text{ mm}^2$) verwendet. Der rechteckige Querschnitt hat den Vorteil, dass man eine maximale Packungsdichte erreicht. Außerdem lässt sich der Draht in dem Halter mit einer Genauigkeit unter 0,1 mm positionieren. In Abb. 4.22 sind die beiden Quadrupolspulen und die sogenannte QUIC-Spule abgebildet. Die Quadrupolspulen bestehen jeweils aus vier Spiralen mit je 23 Wicklungen. Die QUIC-Spule besteht aus zehn Spiralen mit einmal sechs, einmal acht und dann acht mal neun Wicklungen. Diese konische Form ermöglicht den Aufbau eines optischen Gitters.

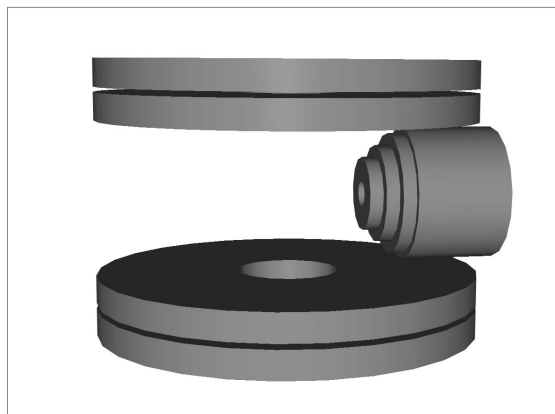


Abbildung 4.22: Modell der Magnetfallen-Spulen.

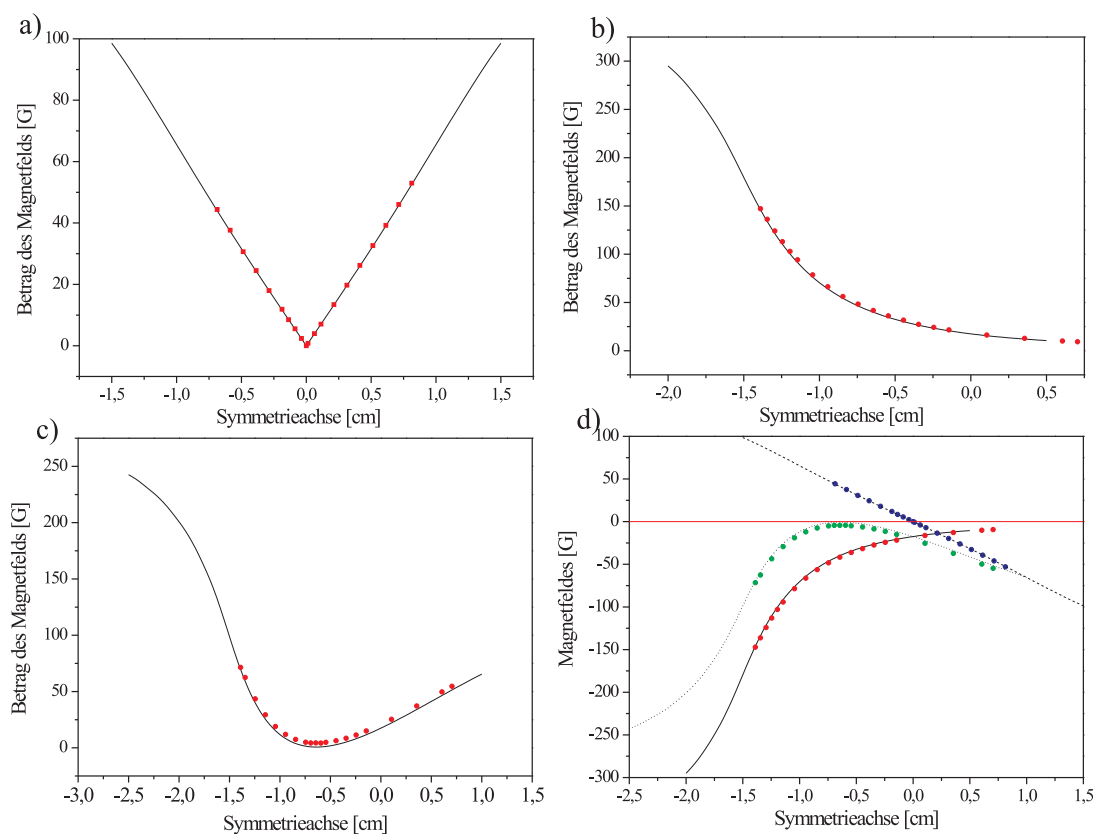


Abbildung 4.23: Magnetfelder der QUIC-Falle: Messung und Simulation. (a) Nur Quadrupolfalle. (b) Nur QUIC-Spule. (c) Quadrupolfalle und QUIC-Spule. (d) Die Summe aus Quadrupolfeld (blau) und QUIC-Feld (rot) ergibt das harmonische Potential (gelb).

Die entsprechenden Magnetfelder wurden mit einem C++-Programm simuliert, das die einzelnen Drähte mit Segmenten unendlich dünner Leiter repräsentiert,

tiert. Das Magnetfeld an jedem Raumpunkt wird durch Summation der Beiträge aller Segmente nach dem Gesetz von Biot-Savart errechnet. Abbildung 4.23 zeigt die Ergebnisse der Simulation entlang der Achse der QUIC-Spule im Vergleich zu Messungen mit einer Hall-Sonde. Trotz der Vereinfachung stimmen die Ergebnisse der Simulation mit den Beobachtungen gut überein. Die leichten Abweichungen in Bild (c) liegen vermutlich an der endlichen Größe der Sonde oder an einer leichten Verkipfung.

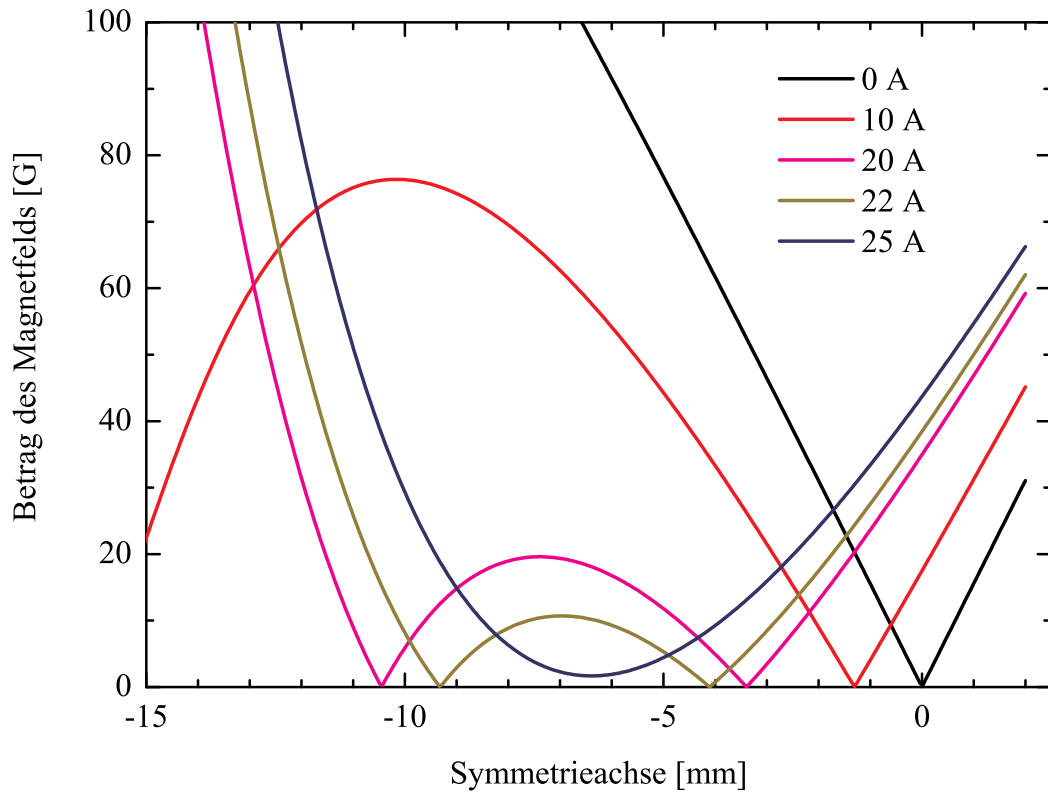


Abbildung 4.24: Umwandlung der Quadrupolfalle in eine harmonische Falle. Dargestellt ist das absolute Magnetfeld entlang der horizontalen Achse, während ein Strom von 25 A durch die Quadrupolspulen fließt. Wird der Strom durch die QUIC-Spule erhöht, so bewegt sich das Zentrum der Quadrupolfalle, bis sich bei 25 A eine harmonische Falle bildet.

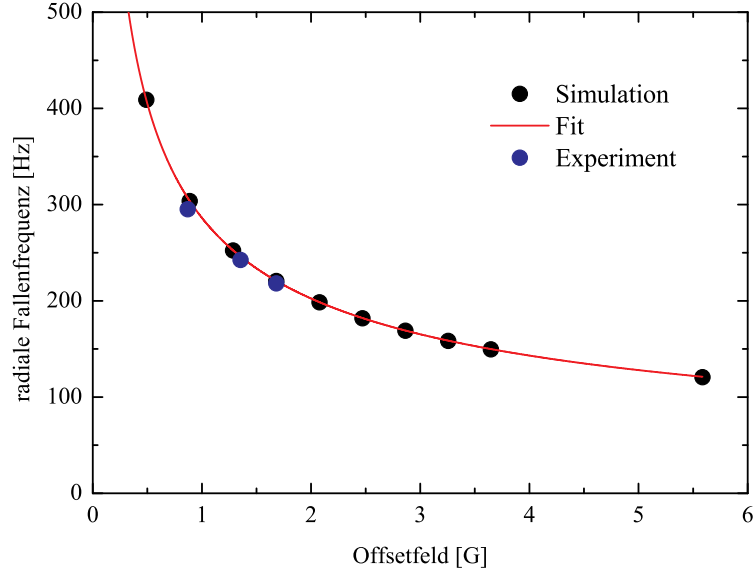
Im Experiment werden die Atome mit dem Quadrupolfeld der Transportspulen in die Experimentierzelle befördert. Das Zentrum der Transportspulen deckt sich bis auf 0,1 mm mit dem Zentrum der Quadrupolspulen der Magnetfalle. Nun wird der Strom der Transportspulen in 200 ms linear abgeschaltet und gleichzeitig das Feld der fest installierten Quadrupolspulen linear auf 25 A hochgefahren. Dabei wird der Gradient des Felds von 165 G/cm auf 310 G/cm erhöht. Anschließend

kann der Schlitten in 500 *ms* wieder in die ursprüngliche Position zurückgefahren werden oder zum Verschieben der Atome genutzt werden (siehe Unterabschnitt 4.8.5). In Abb. 4.24 ist der Übergang von der Quadrupolfalle zur harmonischen Falle dargestellt. Dazu werden die Quadrupolspulen konstant mit 25 A betrieben und der Strom in der QUIC-Spule vorsichtig erhöht. Zunächst wird nur das Fallenzenrum in Richtung der QUIC-Spule verschoben, bis sich ein zweites Minimum ausbildet, das sich schließlich mit dem ersten vereint. Bei einem Strom von 25 A durch alle drei Spulen bildet sich eine harmonische Falle mit einem Offset-Feld von 1,5 G im Zentrum. Die ^{87}Rb -Fallenfrequenzen liegen rechnerisch bei 220 Hz radial und 22,6 Hz axial. Ein entscheidender Vorteil des Designs ist, dass die optimale Konfiguration erreicht wird, wenn durch alle drei Spulen derselbe Strom fließt. Damit ist es möglich, die drei Spulen in Reihe zu schalten und damit ein besonders stabiles Offset-Feld zu erzielen. Wie in Abb. 4.24 ersichtlich, ergibt sich das Offset-Feld aus der Differenz der Magnetfelder von Quadrupolspulen und QUIC-Spule, die jeweils ungefähr 100 G betragen. Ist das Stromrauschen der Quadrupolspulen und der QUIC-Spule unabhängig, so ergibt ein Rauschen von beispielsweise 1‰ bereits eine Schwankung des Offsetfelds von $\sqrt{2} \times 100 \text{ G} \times 1\text{‰} = 141 \text{ mG}$. Durch die Reihenschaltung ist das Stromrauschen in beiden Spulen das Gleiche und die Schwankung des Offsetfelds wird $1,5 \text{ G} \times 1\text{‰} = 1,5 \text{ mG}$. Ein stabiles Offsetfeld ist sehr wichtig, da die radialen Fallenfrequenzen stark vom Offsetfeld abhängen, so dass kleine Schwankungen zu Kompressionen und damit zu Heizen führen. In Abb. 4.25 ist die Abhängigkeit dargestellt. Zum Vergleich sind ebenfalls gemessene Fallenfrequenzen angegeben, die mit guter Genauigkeit mit den simulierten Werten übereinstimmen. Die Fallenfrequenzen lassen sich gut mit der Formel $f_{\text{rad}} = \frac{1}{\sqrt{B_0}} \times 286,3 \text{ Hz} \sqrt{G}$ nähern.

Um das Offsetfeld trotzdem experimentell einstellen zu können, wird die Magnetfalle um eine kleine Spule aus Breitbandkabel ergänzt, die konzentrisch mit der QUIC-Spule ist. Damit kann das Offsetfeld auf jeden gewünschten Wert gestellt und damit auch die radialen Fallenfrequenzen kontrolliert werden.

4.8.2 Elektronik

Die Magnetfalle wird von zwei Spannungsquellen der Firma Heinzinger (PTN 16-60hp) versorgt. In Abb. 4.26 ist die gesamte Hochstrom-Elektronik abgebildet. Die grauen Teile des Schaltplans werden zum Betrieb der Magnetfalle nicht benötigt und werden weiter unten beschrieben (siehe Abschnitte 4.8.5 und 4.11). Das Netzteil 1 liefert eine konstante Spannung von ca. 10 V. Zur Stromregelung verwenden wir eine Kombination aus Hall-Sensor (*Danfysik 867-200I*), Proportional-Integral-Regler und MosFET (*STE180NE10*). Der aktuelle Strom wird mit dem Hall-Sensor und durch den MosFET auf einen Wert geregelt, der von der Experimentsteuerung vorgegeben wird (siehe unten). Der Strom fließt dann durch die beiden Quadrupolspulen. Zunächst sind MosFET 3 und 4 durchlässig, so dass der



Abbildungung 4.25: Abhängigkeit der radialen Fallenfrequenz von der Höhe des Offsetfelds.

Strom durch MosFET 4 fließt und nicht durch die QUIC-Spule (grüner Pfad). In dieser Schaltung wird die Magnetfalle in Quadrupol-Konfiguration betrieben und die Atome können von dem Transportfeld umgeladen werden. Da der Widerstand des MosFETs 4 mit $4,5\text{ m}\Omega$ zwar klein aber nicht Null ist, bleibt ein kleiner Strom durch die QUIC-Spule übrig, der aber nur zu einer marginalen Verschiebung der Quadrupolfalle führt.

Jetzt kann die Gate-Spannung an MosFET 4 langsam gesenkt werden, so dass der Widerstand steigt und ein immer größerer Anteil des Stroms durch die QUIC-Spule fließt. Der Übergang zur harmonischen Falle ist in Abb. 4.24 dargestellt. Um die Atome während des Transfers minimal zu heizen, wird der Strom erst in 150 ms auf 23 A und dann in weiteren 150 ms auf 25 A erhöht. Am Ende sperrt MosFET 4, so dass der volle Strom durch alle drei Magnetfallenspulen fließt. Jetzt ist die Magnetfalle in der harmonischen Konfiguration: MosFET 3 ist voll durchlässig (roter Pfad) und MosFET 4 undurchlässig. Dadurch wird verhindert, dass über die MosFETs Rauschen in die Schaltung einkoppelt. Um die Atome nach freier Expansion zu detektieren, ist es möglich, den Strom schnell abzuschalten, indem MosFET 3 geöffnet wird.

In Abb. 4.27 ist der Schaltplan des Proportional-Integral-Reglers zur Stromsteuerung abgebildet. Der Hall-Sensor liefert an seinem Messausgang einen Strom, der dem gemessenen Strom im Verhältnis 1:1000 entspricht. Durch Präzisionswiderstände (insgesamt $30\text{ }\Omega$) wird dieser Strom in eine Spannung gewandelt, die durch einen Instrumentierungsverstärker hochohmig weitergegeben wird. Der Sollwert für den Strom wird durch einen Differenzverstärker massiefrei in die Schaltung

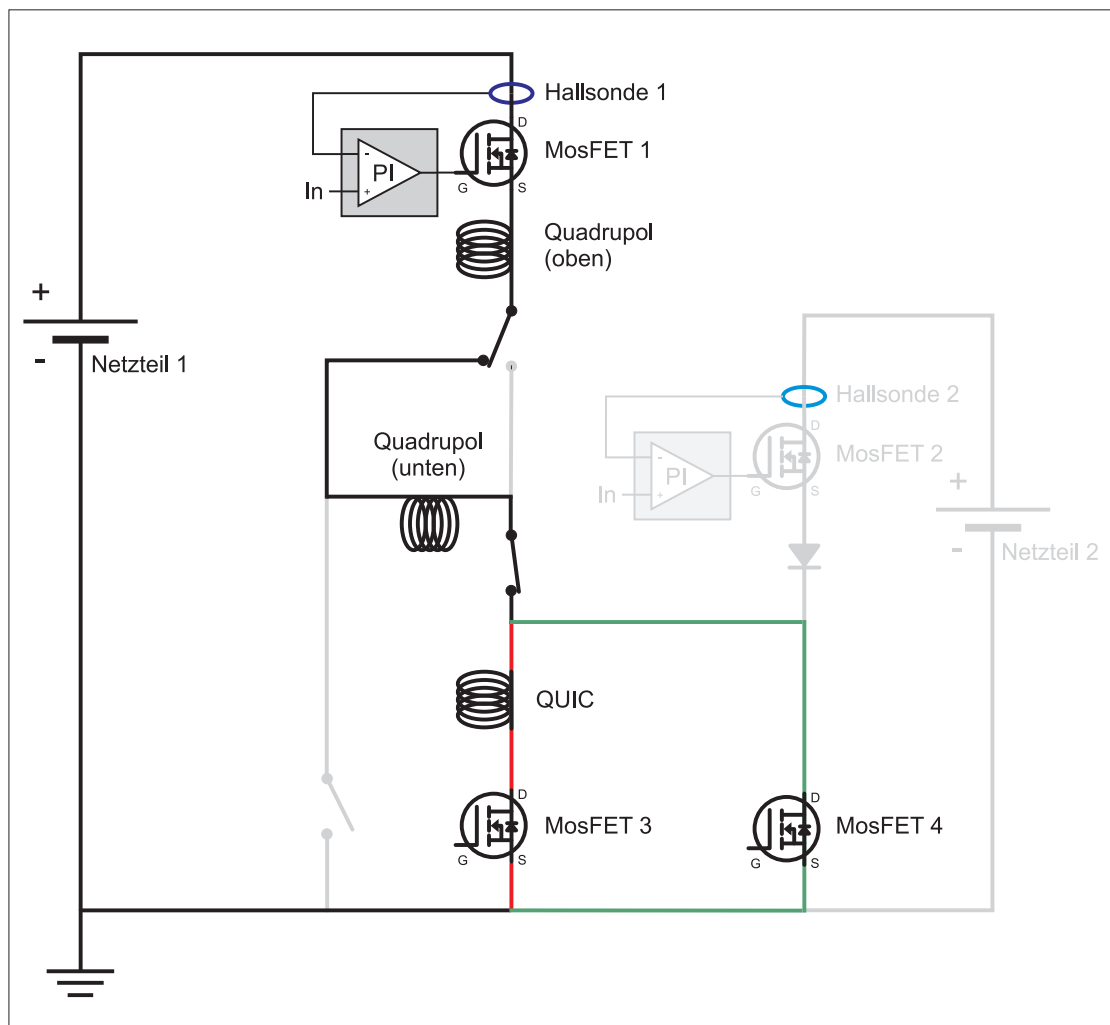


Abbildung 4.26: Schaltplan zum Betrieb der Magnetfalle. Graue Teile werden zum Betrieb der Magnetfalle nicht benötigt (siehe Abschnitte 4.8.5 und 4.11). Durch die MosFETs kann zwischen Quadrupolfalle (grün) und harmonischer Falle (rot) gewählt werden.

geführt. An Operationsverstärker 2 werden Soll- und Ist-Wert voneinander subtrahiert und somit das Regelsignal gebildet. Das Regelsignal läuft in Operationsverstärker 3, der mit den Widerständen $47\text{ k}\Omega$ und $2,2\text{ k}\Omega$ und der Kapazität 22 nF einen Proportionalteil mit dem Abschwächungsfaktor 20 und einen Integralteil mit der Frequenz $3,3\text{ kHz}$ bildet. Der Ausgang wird endverstärkt und geht dann über einen $100\text{ }\Omega$ -Widerstand an das Gate des MosFETs.

Um Masseschleifen zu verhindern, liegt die Erde der gesamten Schaltung auf der Source-Spannung des MosFETs. Als Spannungsversorgung werden zwei Autobatterien mit $\pm 12\text{ V}$ verwendet, die eine hervorragende Spannungsqualität haben und tatsächlich erdfrei betrieben werden können. Die Hallsonde wird ebenfalls mit

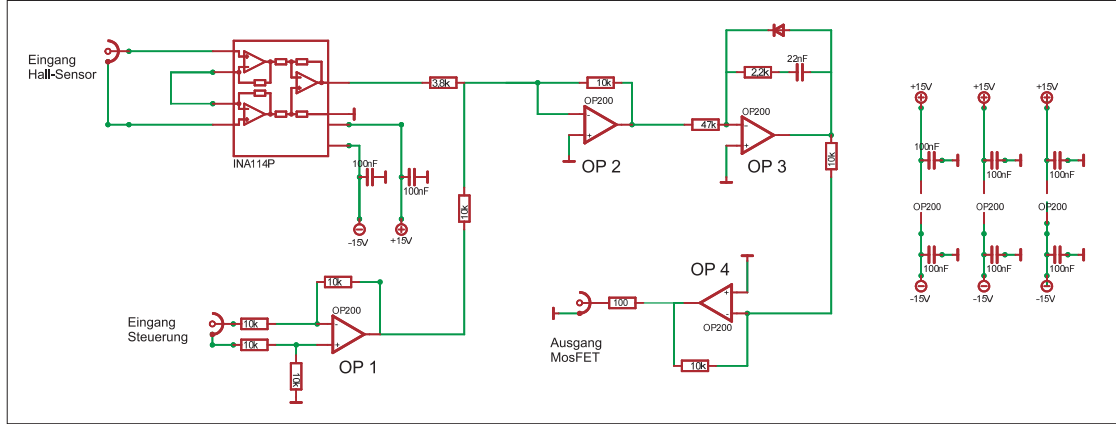


Abbildung 4.27: Schaltplan des Proportional-Integralreglers zur Stromregelung.

den Autobatterien betrieben und misst den Strom kontaktlos. Da auch die Sollspannung erdfrei gemessen wird, ergibt sich insgesamt eine optimale Sternerdung. Es ist allerdings wichtig, darauf hinzuweisen, dass die Versorgungsspannung an der Stromquelle für die Spulen nicht höher als die Batteriespannung werden darf. Sonst wird im ungünstigsten Fall die Erde der Steuerungsspannung um mehr als die Batteriespannung über der Laborerde liegen. Dann wird die Differenzmessung der Sollspannung unmöglich, die auf der Laborerde liegt. Die Präzision der Stromregelung wird für die homogenen Magnetfelder benötigt und wurde ausgiebig mit den Atomen vermessen. Die Ergebnisse finden sich in Abschnitt 4.11.

4.8.3 Evaporation

Die Evaporation ultrakalter neutraler Atome ist ein gut erforschtes Kühlverfahren [156]. Um Kalium und Rubidium zu kühlen, bietet es sich an, nur ^{87}Rb -Atome zu evaporieren, da in der MOT wesentlich mehr ^{87}Rb -Atome zur Verfügung stehen. Das Kalium wird über den Wärmeaustausch zwischen den Spezies mitgekühlt (sympathetisches Kühlen). ^{87}Rb in der Magnetfalle kann evaporiert werden, indem die Spins der heißesten Atome gedreht werden, so dass diese Atome nicht mehr gefangen sind. Die heißesten Atome schwingen in der Falle am höchsten und sehen das höchste Magnetfeld. Nun kann man eine passende Radiofrequenz verwenden, um für die Atome bei den höchsten Magnetfeldern die Übergänge $|F=2, m_F=2\rangle \rightarrow |m_F=1\rangle \rightarrow |m_F=0\rangle$ zu treiben. Oder man strahlt eine Mikrowelle ein, um den Übergang $|F=2, m_F=2\rangle \rightarrow |F=1, m_F=1\rangle$ zu verwenden.

^{40}K ^{87}Rb : Radiofrequenz-Evaporation

Das magnetische Potential ist für Kalium im $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ und Rubidium im $|F=2, m_F=2\rangle$ gleich groß, da das Produkt $m_F \times g_F$ gleich ist. Deshalb sind

die ^{40}K - und die ^{87}Rb -Wolke bei gleicher Temperatur auch gleich groß. Der Frequenzabstand zwischen zwei m_F -Zuständen ist aber bei ^{40}K um den Faktor $9/4$ kleiner. Bei einer gegebenen Radiofrequenz muss ein ^{40}K -Atom deshalb um den Faktor $9/4$ mehr Energie haben als ein ^{87}Rb -Atom, um in Resonanz zu kommen. Da die Triplett-Streulänge zwischen ^{40}K und ^{87}Rb ausreichend groß ist, um eine gute Thermalisierung zwischen den Spezies zu erlauben, wird die ^{40}K -Wolke immer kleiner als der Evaporationsradius sein. So ist es möglich, durch ^{87}Rb -Evaporation mit geringem Verlust an ^{40}K beide Spezies bis in die Quantenentartung zu kühlen.

Bei der Radiofrequenz-Evaporation werden die ebenfalls gefangenen ^{87}Rb -Atome im $|F = 2, m_F = 1\rangle$ -Zustand gleichzeitig aus der Falle entfernt. Da das magnetische Fallenpotential für diese Atome nur halb so stark ist, ist für diese Atome die Evaporationsschwelle halb so hoch, so dass sie zuverlässig aus der Falle entfernt werden.

Zur Erzeugung der Radiofrequenz verwenden wir einen RF-Generator *SMG 801.0001.52* der Firma *Rhode&Schwarz*. Der Generator verfügt über die Möglichkeit, lineare Frequenzrampen abzufahren, die über das Bus-Protokoll *GPIB* programmiert werden können. Die Evaporation wird daher in sieben lineare Schritte unterteilt:

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 4.3: Hub und Dauer der Radiofrequenz-Rampen zur Evaporation.

Die Übermittlung der *GPIB*-Befehle benötigt vor jedem Evaporationsschritt knapp 50 ms, was aber bei den ohnehin langen Zeiten nicht ins Gewicht fällt. Der Ausgang des RF-Generators geht durch einen Radiofrequenz-Schalter (*Mini-Circuits ZASWA-2-50DR*) an den Verstärker (*ENI 403LA*). Der Schalter dient zum zeitlich präzisen An- und Ausschalten und ermöglicht es, den RF-Generator auch zur Zustandspräparation zu verwenden (siehe Abschnitt 4.10). Der Verstärker wird in Sättigung betrieben und produziert eine Ausgangsleistung von 3 W. Die Antenne wurde speziell dafür ausgelegt, Wechselfelder mit Frequenzen von 1–30 MHz zu erzeugen. Als gute Konfiguration stellte sich eine Quasi-Helmholtz-Konfiguration heraus: zwei spiralförmige Spulen mit je vier Wicklungen aus 0,1 mm-dickem Kupferdraht, die auf die Quadrupolspulen aufgeklebt sind. Der Abstand der Spiralwindungen untereinander beträgt über 2 mm, um die Kapazität der Spule klein zu halten.

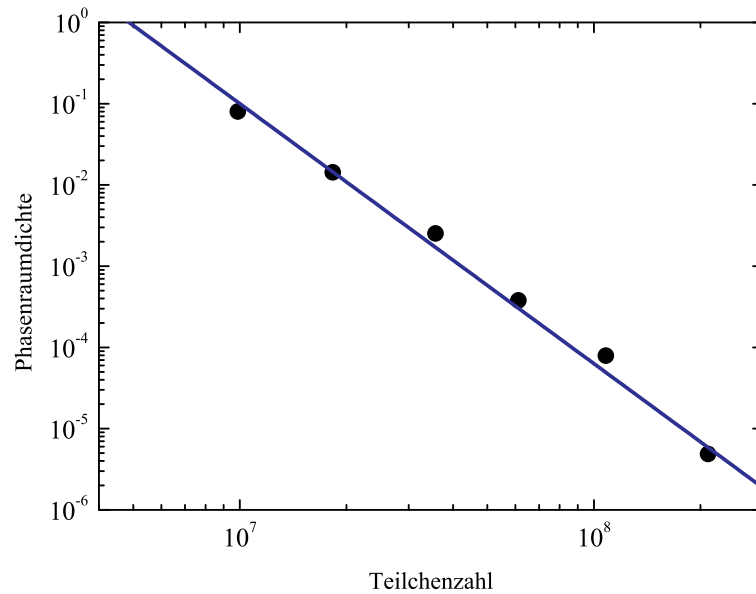


Abbildung 4.28: Entwicklung von ^{87}Rb Teilchenzahl und Phasenraumdichte während der Evaporation. Die eingezeichnete Gerade entspricht einer Kühleffizienz von 3,2 Größenordnungen Phasenraumdichte für eine Größenordnung Teilchen.

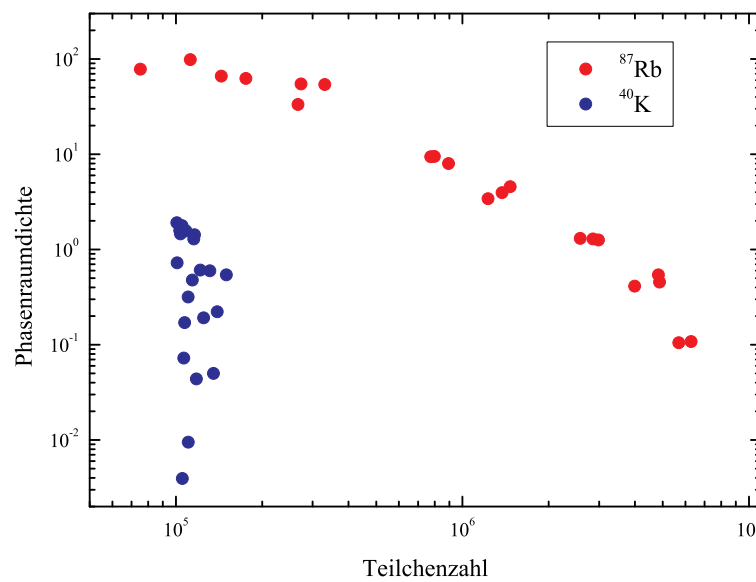


Abbildung 4.29: Entwicklung von ^{40}K - und ^{87}Rb -Teilchenzahl und Phasenraumdichte während der Evaporation.

In Abb. 4.28 ist das Optimierungskriterium für die ^{87}Rb Evaporation dargestellt: die erreichte Phasenraumdicke bei verschiedenen Teilchenzahlen. Es genügt, die Evaporationsschritte einzeln nach diesem Kriterium zu optimieren [156]. Die Optimierung führt zu den Evaporationsrampen in Tabelle 4.3 und zu den Teilchenzahlen, die in der Abbildung dargestellt sind.

In Abb. 4.29 ist die Evaporation des Bose-Fermi-Gemischs in der Nähe der Quantenentartung dargestellt. Man erkennt gut den Effekt des sympathetischen Kühlens: Während zur Erhöhung der Phasenraumdicke ständig ^{87}Rb verloren geht, bleibt die Teilchenzahl des ^{40}K ungefähr konstant. Nur am Ende wird auch ein Teil des ^{40}K evaporiert. Dieser Effekt wurde auch bei Messungen anderer Gruppen beobachtet [126].

$^{41}\text{K} + ^{87}\text{Rb}$: Mikrowellen-Evaporation

Bei der Mikrowellen-Evaporation von ^{87}Rb wird der Übergang $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle$ bei $6,834\text{ GHz}$ verwendet. Die Evaporationsrampen können von der Radiofrequenz-Evaporation übernommen werden. Der hauptsächliche Unterschied besteht darin, dass bei der Mikrowellen-Evaporation die ebenfalls gefangenen $|F = 2, m_F = 1\rangle$ -Atome nicht gleichzeitig aus der Falle entfernt werden. Aus diesem Grund verwenden wir eine zweite Mikrowellenfrequenz, um diese Atome über den Übergang $|F = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ aus der Falle zu entfernen (siehe Abb. 4.30).

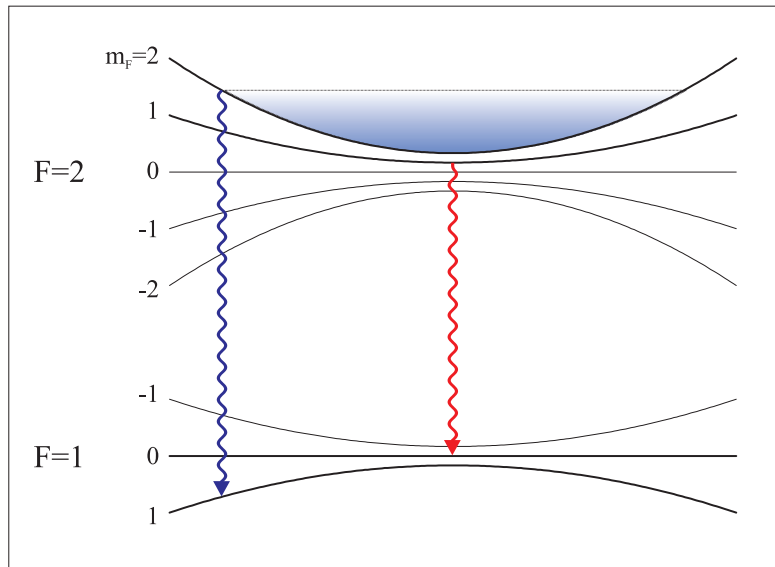


Abbildung 4.30: Schema der Mikrowellen-Evaporation: Energie der Teilchen mit verschiedenen Spinzuständen in der Falle. Mit der einen Mikrowelle wird gekühlt (blauer Übergang) und mit der anderen werden die $|m_F = 1\rangle$ -Atome entfernt (roter Übergang).

Die beiden Mikrowellenfrequenzen werden mit zwei unabhängigen Systemen

erzeugt. Die Frequenz zum Entfernen der $m_F = 1$ -Atome wird mit demselben Aufbau erzeugt, der zur Präparation von $F = 1$ -Atomen verwendet wird und in Abschnitt 4.10 beschrieben ist. Für die Evaporationsfrequenz wird ein zweiter Radiofrequenzgenerator (*Rohde&Schwarz SMG 801.0001.52*) und eine Speicherschaltodiode (*Step Recovery Diode*) verwendet (siehe Abb. 4.31). Das System ist ausführlicher in Ref. [157] beschrieben. Das Synthesizer-Ausgangssignal mit einer eingestellten Frequenz von 980 MHz wird durch einen Verstärker vom Typ *ZHL-2-8 (MiniCircuits)* um 27 dB verstärkt und anschließend um 3 dB mit einem Abschwächer (*VAT-3* von *MiniCircuits*) reduziert. So steht die richtige Leistung zum Betrieb der Speicherschaltodiode *Herotek GC 1026 RC* zur Verfügung, die höhere Harmonische der Grundwelle erzeugt. Der Isolator am Ausgang der Diode verhindert Rückreflexe, die die SRD zerstören würden. Schließlich selektieren ein Tiefpass (*VLF 6000* von *MiniCircuits*) und ein Hochpass (*VHP-39 4500-5500* von *MiniCircuits*) die sechste Oberschwingung bei $6,8\text{ GHz}$. Diese Oberwelle wird durch einen Verstärker *MiniCircuits ZVE-86* auf 1 W Leistung verstärkt und durch einen Mikrowellenhohlleiter abgestrahlt.

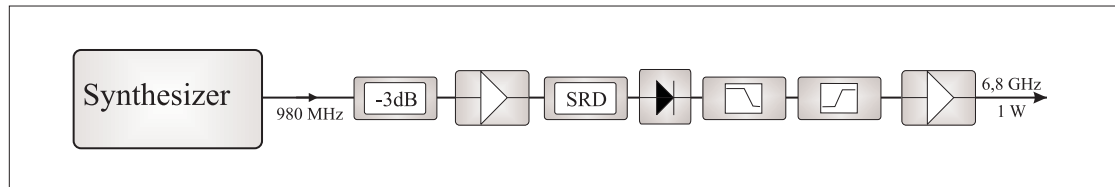


Abbildung 4.31: Mikrowellengeneration mit einer Speicherschaltodiode. Ein Radiofrequenzgenerator liefert eine Radiofrequenz von 980 MHz . Eine Speicherschaltodiode erzeugt die Harmonischen dieser Frequenz, von denen die Filter die sechste Oberwelle auswählen.

Die Mikrowellen-Evaporation von Rubidium wurde zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht sehr gründlich untersucht. Es konnten aber Bose-Einstein-Kondensate mit gleichen Teilchenzahlen erzeugt werden wie bei der Radiofrequenz-Evaporation. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Evaporation genauso effizient funktioniert. Das sympathetische Kühlen von ^{41}K ist bei einem ersten Versuch nicht sehr gut gelungen. Es konnten zwar kleine Wolken von ^{41}K bei wenigen Mikrokeln erzeugt werden, jedoch nur unter starkem Rubidium-Verlust. Dafür gibt es drei Erklärungsmöglichkeiten:

- Die ^{41}K -Atome sind in der Quadrupolfalle zu heiß und/oder nicht ausreichend spinpolarisiert.
- Resonantes Streulicht heizt das ^{41}K und dreht die Spins der Atome.
- Die Detektion von ^{41}K in der Experimentierzelle funktioniert schlecht.

Diese Probleme sind leicht detektierbar und damit vermutlich gut lösbar. Das mögliche weitere Vorgehen wird im Ausblick in Kapitel 7 beschrieben.

4.8.4 Kalte Bose-Fermi-Mischungen

Die Produktion kalter Mischungen aus ^{40}K und ^{87}Rb ist Grundlage aller Untersuchungen an unserem Experiment. Entweder kann die Mischung noch in einem letzten Evaporationsschritt bis in die Quantenentartung gekühlt werden (siehe Kapitel 5), oder in die Dipolfalle umgeladen werden (siehe Abschnitt 4.9). Aus diesem Grund werden die Ensembleeigenschaften nach Ende der Evaporation bei 1,1 MHz ständig überwacht und sind Hauptkriterium für die Wartung des Experiments. Wenn die Teilchenzahlen oder Temperaturen stark von den hier dargestellten abweichen, müssen die Dispenser verwendet werden, oder es besteht ein Problem im Ablauf des Experiments.

4.8.5 Manipulation und Transport

Um die kalte Mischung in die Dipolfalle umzuladen, ist es günstig, die Magnetfalle etwas zu entspannen. Die Form der Dipolfalle ist - wie die der Magnetfalle - stark zigarrenförmig (prolat). Aber die Achse der Dipolfalle liegt senkrecht zur Achse der Magnetfalle (siehe Abb. 4.41). Um einen möglichst adiabatischen Transfer zu ermöglichen, ist es günstig, die radialen Fallenfrequenzen der Magnetfalle etwas zu erniedrigen und so das Aspektverhältnis etwas abzuschwächen. Die radiale Fallenfrequenz darf aber nicht zu schwach werden, da sich sonst die beiden Wolken aufgrund der Gravitation separieren und nicht gemeinsam in die Dipolfalle geladen werden können. Die Aufspaltung errechnet sich wie folgt.

$$\begin{aligned} F &= -m\omega_{rad}^2 z = mg \\ z &= -\frac{g}{\omega_{rad}^2} \\ z_K - z_{Rb} &= -\frac{g}{\omega_{Rb}^2} \left(\frac{m_K}{m_{Rb}} - 1 \right) \end{aligned} \tag{4.5}$$

Hierbei ist ω die radiale Fallenfrequenz, g die Erdbeschleunigung, z der Abstand der Wolke von der Fallenmitte und m die Masse des Atoms. Das Verhältnis der Fallenfrequenzen ergibt sich aus den Massen zu $\omega_{Rb}/\omega_K = \sqrt{m_K/m_{Rb}}$. Wir arbeiten typischerweise bei ca. 100 Hz ^{87}Rb -Fallenfrequenz, was eine Aufspaltung von 13 μm ergibt. Diese Aufspaltung ist deutlich kleiner als die Größe der Dipolfalle in dieser Richtung von ca. 40 μm .

Um die Fallenfrequenz zu verringern, muss das Offsetfeld erhöht werden, wie in Unterabschnitt 4.8.1 beschrieben. Dazu kann der Strom durch die QUIC-Spule erhöht werden. Dazu verwenden wir ein zweites Netzteil vom Typ *PTN 16-60hp* der Firma *Heinzinger*. Die Regelung des Stroms funktioniert wie die des Hauptstroms. Der zweite Schaltkreis ist in Abb. 4.32 dargestellt und wird durch eine Diode vom Hauptstromkreis entkoppelt. So lässt sich der QUIC-Strom präzise um einen gewünschten Wert erhöhen. Für die Untersuchungen der heteronuklearen

Feshbach-Resonanzen in Kapitel 6 wurde der zusätzliche QUIC-Strom in drei linearen Rampen auf 2 A erhöht, wodurch die Fallenfrequenz auf 92 Hz reduziert wurde. So konnte die atomare Mischung ohne starkes Heizen in die Dipolfalle umgeladen werden.

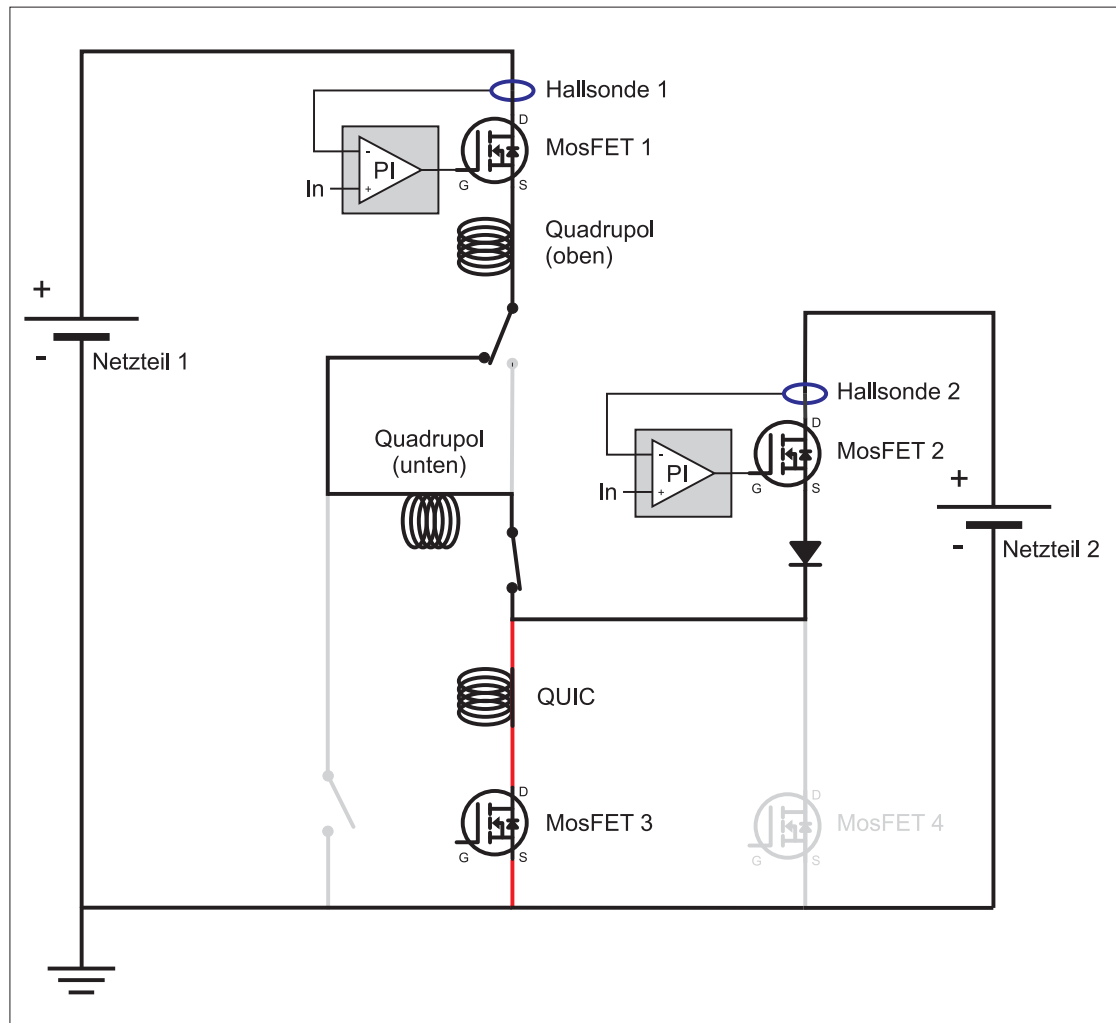


Abbildung 4.32: Schaltplan zum Betrieb der runden Magnetfalle. Graue Teile werden zum Betrieb der Magnetfalle nicht benötigt (siehe Abschnitte 4.8.2 und 4.11).

Als zusätzlicher Vorteil stellt sich heraus, dass durch die Erhöhung des QUIC-Stroms nicht nur die Fallenfrequenz verringert wird, sondern auch das Zentrum der Falle etwas näher in Richtung des Zentrum zwischen den Quadrupolspulen geschoben wird (vgl. Abb. 4.24). Allerdings verringert sich der Abstand nur von $6,5\text{ mm}$ auf $6,0\text{ mm}$. Für die Arbeit mit Feshbach-Resonanzen ist es aber günstig, die Wolke genau im Zentrum der Quadrupolspulen zu halten (siehe Kapitel 6), weil die Quadrupolspulen in Quasi-Helmholtz-Konfiguration ein starkes homogenes

Magnetfeld in ihrer Mitte erzeugen. Es ist gelungen, mit Hilfe des Quadrupolfelds der Transportspulen das Zentrum der Magnetfalle präzise an diese Position zu schieben.

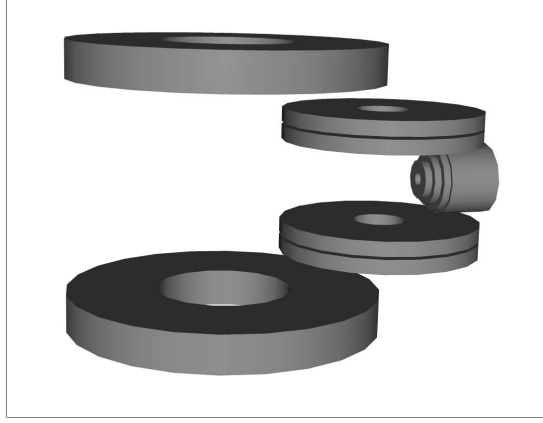


Abbildung 4.33: Magnetfalle mit Transportspulen.

Die Transportspulen werden dazu mit Hilfe des Schlittens auf der anderen Seite der Magnetfalle platziert (siehe Abb. 4.33), so dass deren Achse $60,0\text{ mm}$ von der Achse der Quadrupolspulen entfernt ist. Diese Position des Schlittens ist ausreichend von der Falle entfernt, so dass der optische Zugang für Dipolfalle und Detektion nicht beschnitten wird. Die Idee ist nun, dass das Quadrupolfeld der Magnetfalle und das Quadrupolfeld der Transportspulen ein gemeinsames Quadrupolfeld bilden, das in Richtung der Transportspulen verschoben ist. Nimmt man nun die QUIC-Spule hinzu, ergibt sich eine harmonische Magnetfalle, deren Zentrum exakt zwischen den Quadrupolspulen liegt.

Simulation

Die Magnetfelder wurden mit derselben numerischen Simulation modelliert wie in Unterabschnitt 4.8.1. Ziel der Simulation war es, eine dynamische Änderung der drei Ströme durch Magnetfalle, QUIC-Spule und Transportspulen zu finden, die die Atome adiabatisch über $6,5\text{ mm}$ in die Mitte transportiert. Dabei wurden die Ströme so lange variiert, bis folgende Kriterien erfüllt waren:

- Startpunkt des Transfers ist die normale Magnetfalle mit einem Magnetfallstrom von 25 A .
- Das Zentrum der Magnetfalle liegt am Ende genau zwischen den Quadrupolspulen.
- Die Fallenfrequenz wird zunächst auf 100 Hz reduziert und bleibt dann stabil.

- Das Offsetfeld ist immer positiv, um *majorana spin flips* zu verhindern.
- Die Änderung des Orts mit der Zeit folgt einer Kosinus-Funktion, um das Heizen zu minimieren.
- Alle Ströme müssen unter den Grenzwerten bleiben, die zu einer Überhitzung der Spulen führen.

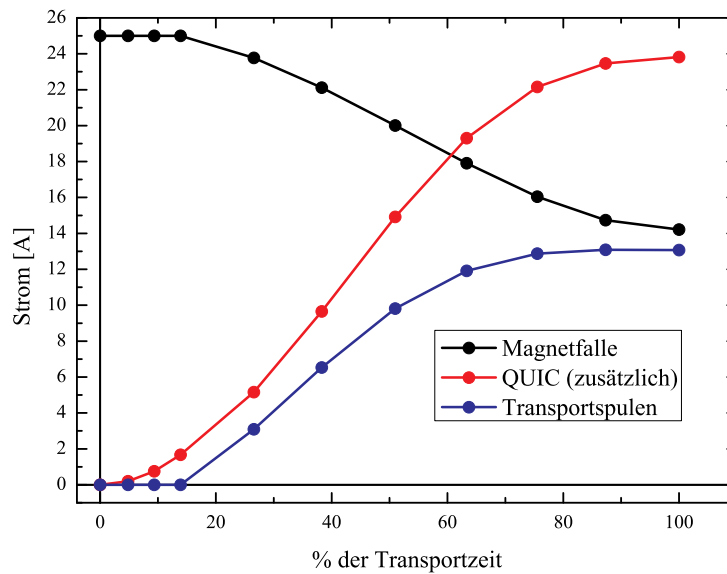


Abbildung 4.34: Stromänderung zum Transport der Atome ins Zentrum der Quadrupolspulen.

Das Ergebnis der Optimierung erfüllt all diese Kriterien und ergab zehn lineare Rampen für die drei Ströme, die in Abb. 4.34 dargestellt sind. Die Dauer des Transports ist zunächst beliebig. Wählt man die Zeit zu schnell, so führen geringe Abweichungen von der Simulation zu starkem Heizen. Experimentell stellte sich eine Dauer von 1,5 s als optimal heraus.

Realisierung und Ergebnisse

Um die exakte Mitte zwischen den Quadrupolspulen zu finden, wurde die QUIC-Transformation von Abb. 4.24 mit einer kalten ^{87}Rb -Wolke in umgekehrter Richtung durchgeführt. Dabei spaltet sich die Wolke in zwei Teile. Der eine Teil geht verloren, und der andere Teil markiert präzise die zentrale Position, sobald kein Strom mehr durch die QUIC-Spule fließt. Die so gefundene Zielposition soll nun durch den Transport der harmonischen Falle erreicht werden.

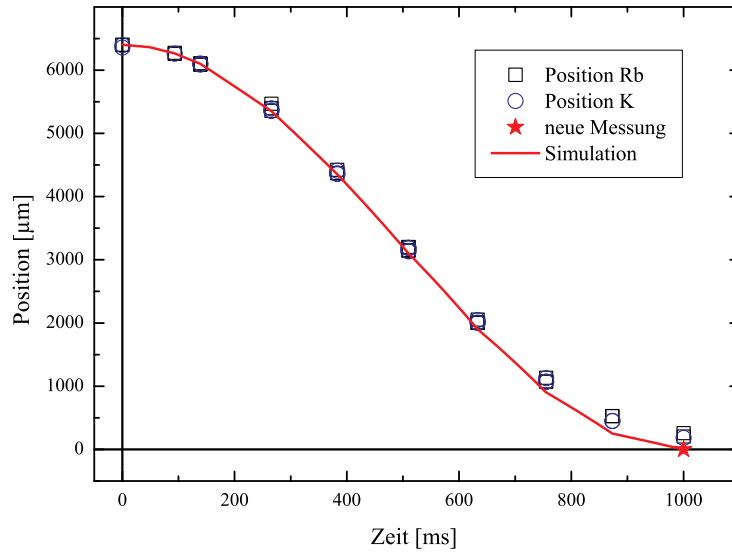


Abbildung 4.35: Position der ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome während des Transports.

Stellt man die Ströme entsprechend der Simulation in Abb. 4.34 ein, so kann man die Position der ^{87}Rb - und der ^{40}K -Wolke über den kompletten Weg nachverfolgen (siehe Abb. 4.35). Da die Größe des Kamerachips nicht den gesamten Weg abbilden kann, muss der Detektionsstrahl mehrfach nachgeführt werden. Die absolute Länge ergibt sich dann aus der Summe der relativen Werte. Zunächst konnte die zentrale Position nicht ganz erreicht werden. Durch eine leichte lineare Skalierung des Transportspulenstroms konnte die Position aber in Rahmen der Messgenauigkeit von $20\text{ }\mu\text{m}$ mit der Gewünschten in Deckung gebracht werden.

Mit Hilfe von Radiofrequenz-Spektroskopie wurde ebenfalls das Offsetfeld an allen Positionen gemessen (siehe Abb. 4.36). Das Offsetfeld ist äußerst sensitiv auf kleine Abweichungen von der Simulation. Zunächst blieb das Offsetfeld deshalb auch deutlich zu hoch. Nach der beschriebenen Anpassung deckt es sich aber hervorragend mit der Simulation. Die minimale Erhöhung des Felds im Vergleich zur Simulation führt zu einer etwas kleineren radialen Fallenfrequenz.

Die ^{87}Rb -Fallenfrequenzen wurden ebenfalls am Anfang und am Ende des Transport gemessen (siehe Abb. 4.37). Die Übereinstimmung ist nach der Reskalierung hervorragend. Die gemessene radiale Fallenfrequenz von $88,7\text{ Hz}$ ist für ein Beladen der Dipolfalle hervorragend geeignet.

4.9 Dipolfalle

Eine optische Dipolfalle besteht aus einem Laserfokus mit rot verstimmttem Licht, in dem die Atome gefangen werden. Weil dazu keine statischen Magnetfelder be-

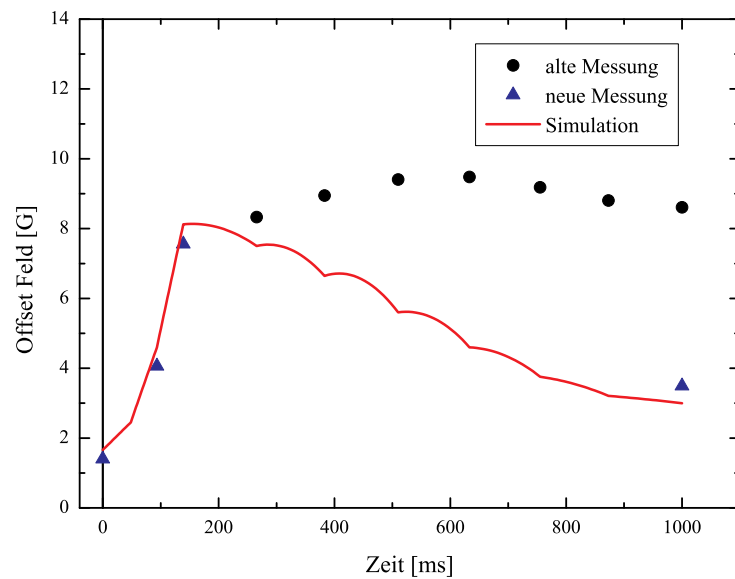


Abbildung 4.36: Änderung des Offsetfelds während des Transports.

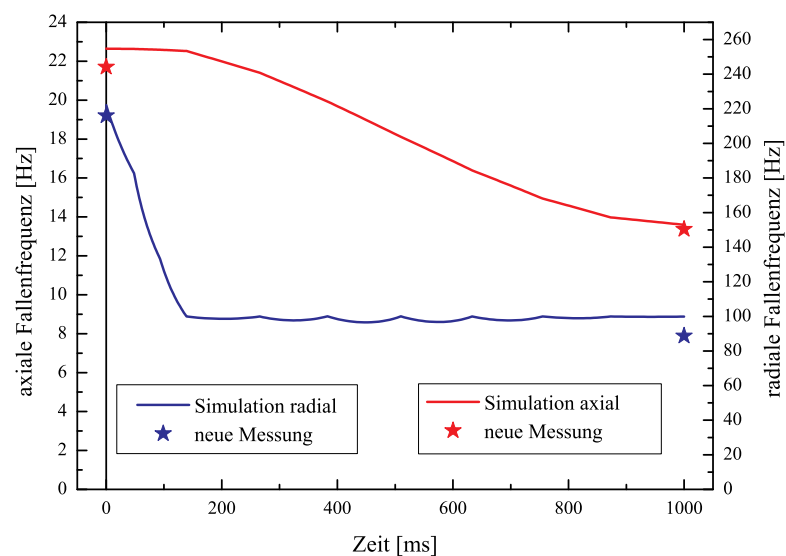


Abbildung 4.37: Änderung der axialen und radialen Fallenfrequenz während des Transports.

nötigt werden, eignet sich solch eine optische Falle dazu, Feshbach-Resonanzen bei hohen magnetischen Feldern zu untersuchen, bei denen eine Magnetfalle nicht betrieben werden kann. Referenz [158] liefert einen guten Überblick über Funktion und Eigenschaften von Dipolfallen. Die darin enthaltene Gleichung (10) für das Po-

tential wurde verwendet, um die folgenden Ergebnisse der numerischen Simulation zu berechnen.

Mit steigender Verstimmung nimmt die Stärke des Potentials antiproportional ab. Die Streurate, die zu Heizen und Fallenverlusten führt, nimmt antiproportional zum Quadrat der Verstimmung ab. Aus diesem Grund eignen sich Wellenlängen, die stark rot verstimmt sind, solange ausreichend Leistung zur Verfügung steht. Wir haben uns für eine Wellenlänge von 1064 nm entschieden, weil für diese Wellenlänge Laser hoher Leistung recht kostengünstig erhältlich sind und bereits viel Erfahrung im Fangen von ^{87}Rb und ^{40}K mit dieser Wellenlänge besteht (vergleiche beispielsweise Ref. [58]). Im Experiment wird daher ein *Mephisto* der Firma *Innolight* verwendet. Ausschlaggebend war die äußerst geringe Linienbreite von $< 1\text{ kHz}$ und die ausreichende Maximalleistung von 2 W .

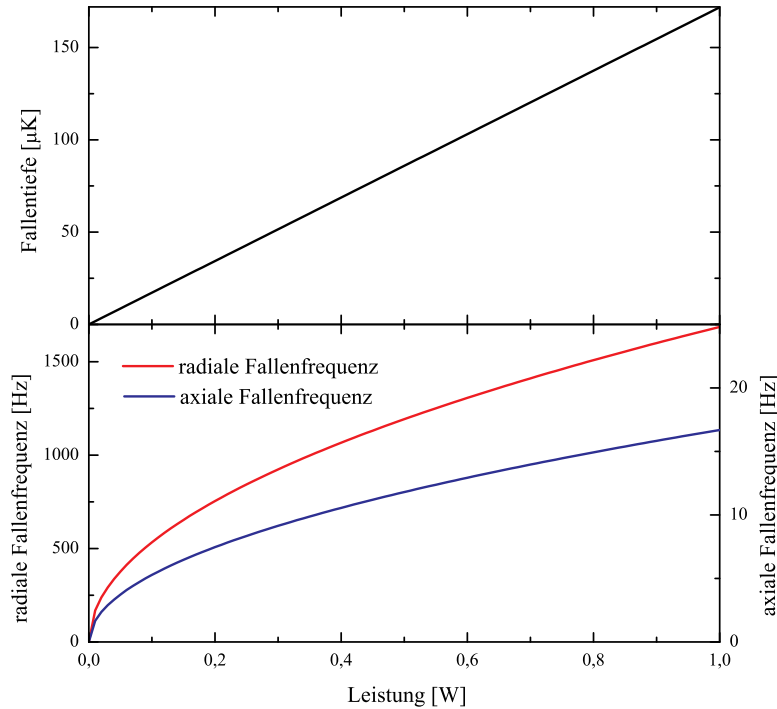


Abbildung 4.38: Fallenfrequenzen und Fallentiefe der Ein-Strahl-Dipolfalle für Rubidium.

4.9.1 Konzeption und Simulation

Die einfachste Konfiguration einer Dipolfalle ist ein einzelner Gauß'scher Strahl, der durch eine Linse fokussiert wird. Für realistische Strahltaillen sind allerdings die radiale und die axiale Fallenfrequenz sehr unterschiedlich, so dass das Aspektverhältnis der Falle sehr groß wird. Deshalb wird zur Arbeit mit quantenentarteten Gasen eine gekreuzte Dipolfalle benötigt, bei der zwei Foki von zwei verschiedenen Strahlen überlagert werden. Die Untersuchungen von Feshbach-Resonanzen in

thermischen Ensembles in Kapitel 6 wurde mit der Ein-Strahl-Dipolfalle durchgeführt.

Ein-Strahl-Dipolfalle

Bei gegebenem Laser ist die Strahltaile die entscheidende Größe für das Design einer Ein-Strahl-Dipolfalle. Wählt man sie zu groß, so wird das Aspektverhältnis zu groß, so dass die axiale Richtung keinen ausreichenden Einschluss bietet. Bei zu kleinen Taillen werden die technischen Grenzen der verwendeten Optik schnell erreicht. Zusätzlich hat man bei ausreichenden Fallentiefen mit äußerst hohen Fallenfrequenzen zu kämpfen. Wir haben uns daher für einen $1/e^2$ -Strahlradius von $24,2\mu\text{m}$ entschieden. Damit ergibt sich das Aspektverhältnis zu ca. 100, womit sich mit thermischen Wolken arbeiten lässt. Abbildung 4.38 zeigt die Fallenfrequenzen und die Fallentiefe in Abhängigkeit der optischen Leistung. Damit steht auch fest, dass der Laserstrahl horizontal auf die Atome gerichtet werden muss, um nicht den schwachen axialen Einschluss in Richtung der Gravitation zu haben.

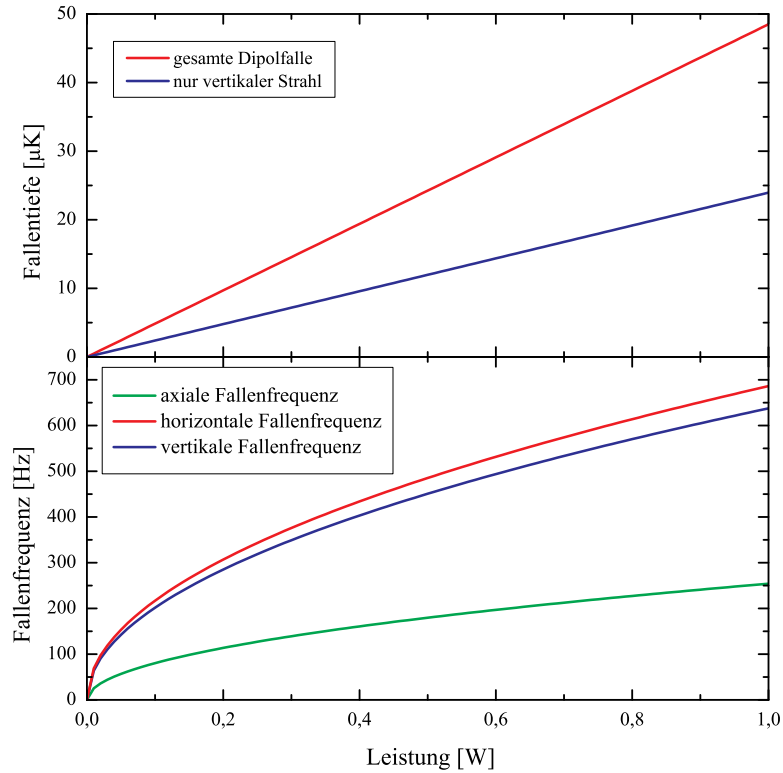


Abbildung 4.39: Fallenfrequenzen und Fallentiefe der gekreuzten Dipolfalle für Rubidium.

Gekreuzte Dipolfalle

Die Aufgabe des zweiten Laserstrahls besteht darin, den axialen Einschluss zu erhöhen und damit die Länge der Wolke zu beschränken. Dabei ist es wichtig, dass die Fallentiefe, die der zweite Fokus erzeugt, die atomare Wolke gegebener Temperatur voll aufnehmen kann. Ist die atomare Wolke zu heiß, so verteilt sie sich ebenfalls über die volle Länge des ersten Fokus und der gewünschte Effekt bleibt aus. Die Strahltaile des zweiten Strahls muss daher klein genug sein, um eine ausreichende Fallentiefe zu erzeugen, und groß genug, um die Atome nicht zu stark zu komprimieren. Ein $1/e^2$ -Strahlradius von $60\mu\text{m}$ erfüllt diese Bedingungen, wenn die Leistung des zweiten Laserstrahls ca. sechsmal höher als die des horizontalen ist. Abbildung 4.39 zeigt die Fallenfrequenzen und die Fallentiefe der gekreuzten Dipolfalle bei einem Leistungsverhältnis von 6 : 1. Wegen des optischen Zugangs und der besseren Justage muss der zweite Laserstrahl vertikal auf die Atome gerichtet werden.

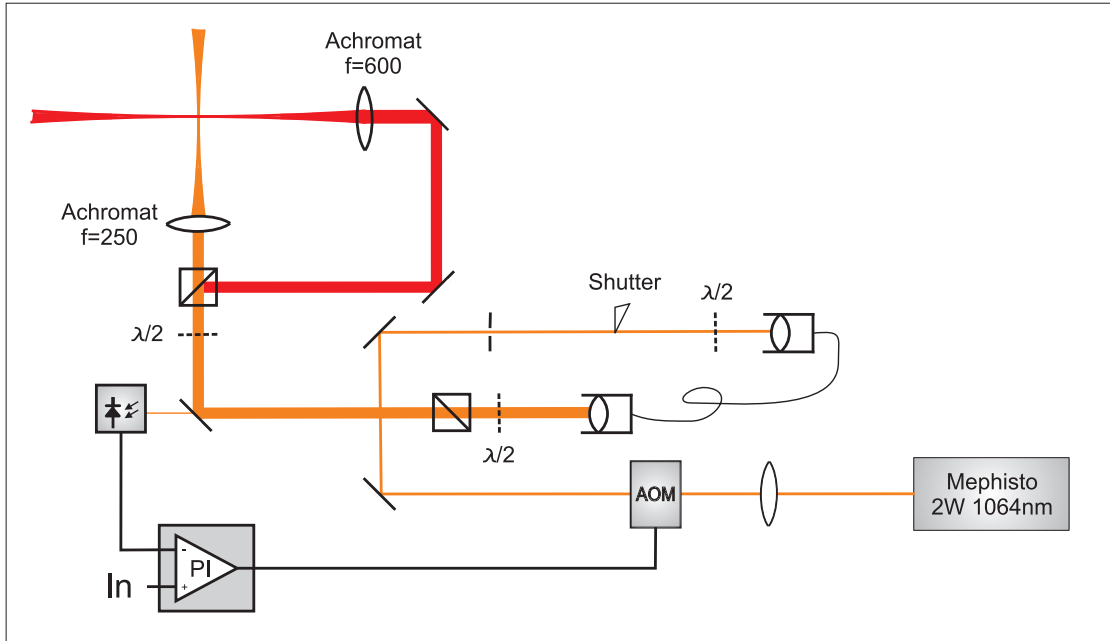


Abbildung 4.40: Optischer Aufbau der Dipolfalle (von oben). Die Strahlführung zu den Atomen ist genauer in Abb. 4.41 dargestellt.

4.9.2 Realisierung

Optischer Aufbau

Der optische Aufbau der Dipolfalle ist schematisch in Abb. 4.40 dargestellt. Zunächst wird der Laserstrahl kollimiert und durch einen akusto-optischen Modula-

tor in der Intensität geregelt. Ein mechanischer Schalter ermöglicht es, den AOM während des Experimentzyklus in Betrieb zu halten. Der Laserstrahl wird durch eine polarisationserhaltende Faser räumlich gefiltert und danach durch einen Polarisationsstrahlteiler exakt linear polarisiert. An dieser Stelle beträgt der Radius des kollimierten Laserstrahls $3,5\text{ mm}$. Eine Fotodiode misst einen kleinen, proportionalen Teil der übrigen Laserleistung. Über einen Proportional-Integralregler, der die Radiofrequenzleistung des AOMs kontrolliert, wird die Gesamtlaserleistung für die Dipolfalle präzise stabilisiert. Ein weiterer Polarisationsstrahlteiler wählt zwischen Ein-Strahl- und gekreuzter Konfiguration. Ein 250 mm -Achromat erzeugt den $24,2\text{ }\mu\text{m}$ -Fokus für die starke Richtung und ein 600 mm -Achromat den $60\text{ }\mu\text{m}$ -Fokus für die schwache Richtung. Die Strahlführung zu den Atomen ist in Abb. 4.41 dargestellt. Die Dipolfallenstrahlen werden mit zwei Kantenspiegeln des Typs *HR1064 HAT 767+780* von der Firma *Laser Components* mit den Detektionsstrahlen überlagert. Die Kantenspiegel transmittieren das Detektionslicht und reflektieren die Dipollaserstrahlen.

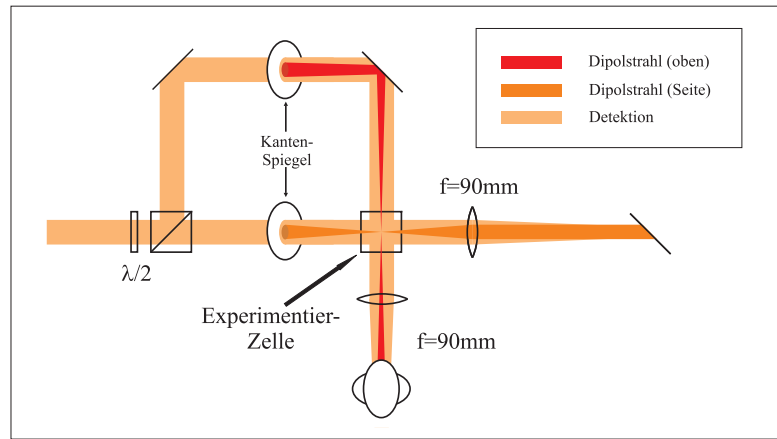


Abbildung 4.41: Optischer Aufbau der Dipolfalle (von der Seite).

Durch die Überlagerung der Strahlen wird eine sehr einfache Justage ermöglicht. Normalerweise werden die Dipollaserstrahlen vor der Kamera durch einen Wellenlängenfilter *Laser Components LC-3RD/850SP-25* geblockt. Wird stattdessen ein starker Abschwächer verwendet, so erscheint ein Bild des Dipolfallenfokus auf der Kamera. Jetzt muss der Fokus nur mit dem Bild der Atome überlagert werden. Die dritte Achse, die senkrecht auf der Bildebene steht, kann dadurch vorjustiert werden, dass die Bildgröße des Fokus minimiert wird. Dazu wird der letzte fokussierende Achromat auf einem Positioniertisch bewegt. Es wird dabei ausgenutzt, dass die Detektionsoptik auf die Atom-Ebene scharf gestellt ist (vgl. Abschnitt 4.7). Ist die longitudinale Achse vorjustiert, so können die Atome in die Falle geladen werden. Bei der horizontalen Dipolfallenrichtung kann die Position des Fokus jetzt noch genauer eingestellt werden, indem die vertikale Detek-

tionsrichtung ausgenutzt wird. Hierbei wird einfach die Position der Atome in der Dipolfalle mit der Position der Atome in der Magnetfalle überlagert.

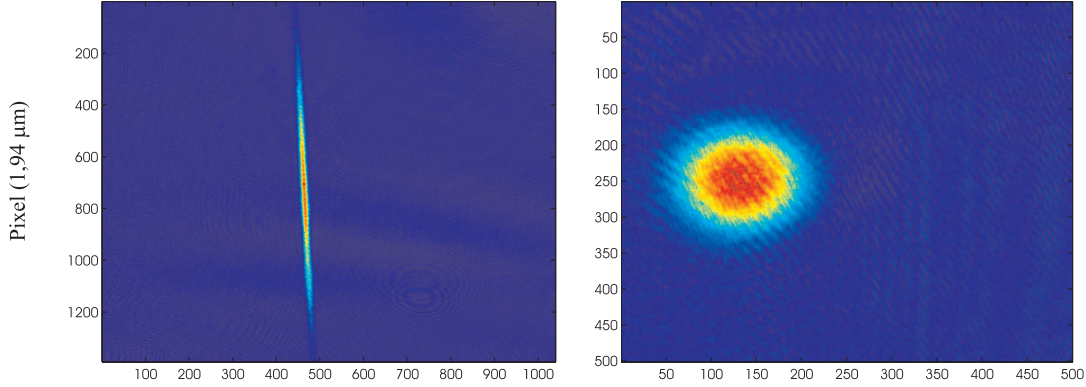


Abbildung 4.42: $3,5 \times 10^6$ ^{87}Rb -Atome in der Ein-Strahl-Dipolfalle bei $4 \mu\text{K}$. Detektion von oben nach 1 ms (links) und von vorn nach 6 ms (rechts).

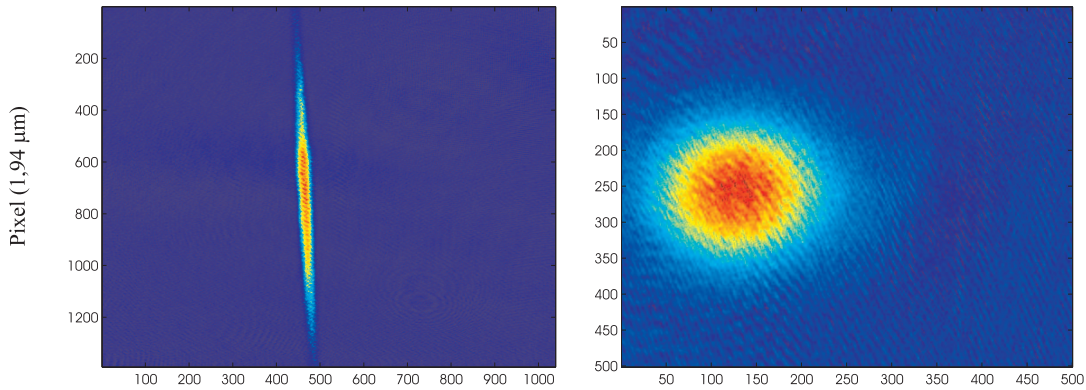


Abbildung 4.43: $2,7 \times 10^6$ ^{40}K -Atome in der Ein-Strahl-Dipolfalle bei $4 \mu\text{K}$. Detektion von oben nach 1 ms (links) und von vorn nach 6 ms (rechts).

Dynamisches Laden der Dipolfalle

Um die kalte Mischung beim Beladen der Dipolfalle nicht zu stark zu heizen, muss das Fallenpotential möglichst adiabatisch umgeformt werden. Dazu wird die Dipolfalle zunächst zusätzlich zum magnetischen Fallenpotential eingestrahlt. Die Leistung der Dipolfalle wird langsam in 200 ms auf 700 mW erhöht. Danach werden alle Ströme, die zur Magnetfalle beitragen (vgl. Unterabschnitt 4.8.5), in 200 ms gleichmäßig abgesenkt. Dabei kann mit der Detektionsrichtung von oben kontrolliert werden, ob die Magnetfalle positionsstabil relaxiert wird. Im Falle der Ein-Strahl-Dipolfalle zählt es sich aus, die letzten 20% des Stroms in weiteren

200 *ms* sehr langsam abzuschalten. Hierdurch wird gewährleistet, dass die Atomwolke auch in der langen Richtung möglichst sanft in das Dipolpotential abgelegt wird. Am Ende sind alle Ströme aus, nur der QUIC-Strom verbleibt bei 0,5 A, um eine horizontale Quantisierungsachse für die Ausrichtung der Spins vorzugeben.

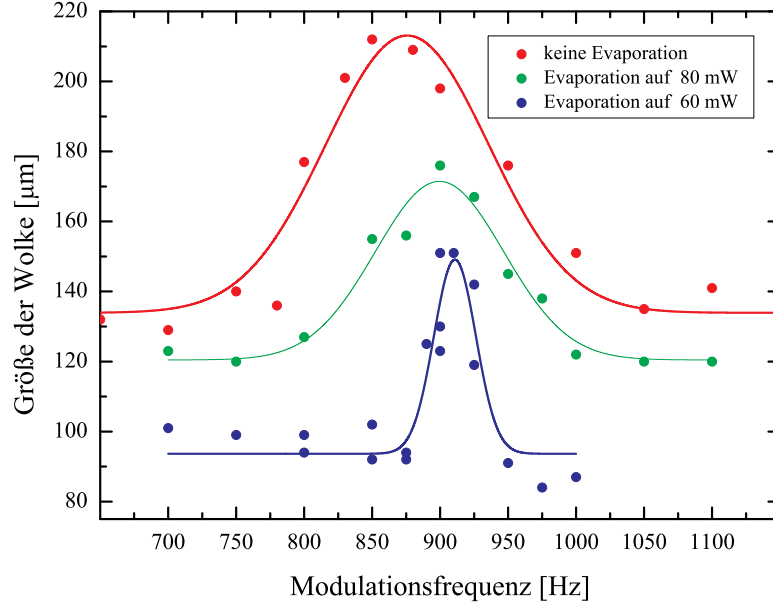


Abbildung 4.44: Messung der radialen Fallenfrequenz der Dipolfalle bei 130 *mW*: Größe der ^{87}Rb -Wolke nach freier Expansion bei verschiedenen Modulationsfrequenzen. Für die Messungen in grün (blau) wurde die Dipolfalle kurzzeitig auf 80 *mW* (60 *mW*) relaxiert, um die Temperaturabhängigkeit zu bestimmen.

4.9.3 Ergebnisse

In den Abbildungen 4.42 und 4.43 sind die Atome nach freier Expansion aus der Dipolfalle dargestellt. Hierbei wurde eine Ein-Strahl-Dipolfalle bei 700 *mW* verwendet. Die Temperatur konnte aus den axial aufgenommenen Bildern auf 4 μK bestimmt werden. Die ca. 3×10^6 Atome von beiden Sorten bei 4 μK sind eine gute Grundlage für weiterführende Experimente mit kalten Bose-Fermi-Mischungen.

Die Fallenfrequenzen der Dipolfalle lassen sich am Besten durch parametrisches Heizen messen. Dazu muss die Falle zyklisch komprimiert und relaxiert werden. Die Atome werden stark geheizt, wenn die Dipolfalle genau mit der doppelten Fallenfrequenz moduliert wird. Diese Form der Anregung lässt sich leicht durch eine Modulation der optischen Leistung realisieren. In Abbildung 4.44 ist die Größe einer ^{87}Rb -Wolke nach freier Expansion aus einer Ein-Strahl-Dipolfalle (130 *mW* Leistung) in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz dargestellt. Ein Gauß-Fit ergibt eine Fallenfrequenz von 438 *Hz* (rote Symbole). Allerdings kann eine Dipol-

falle nur im Fallenzentrum harmonisch genähert werden. Aus diesem Grund wurde die Messung wiederholt, nachdem die Dipolfalle vor der Messung kurzzeitig auf 80 mW (grüne Symbole) bzw. 60 mW (blaue Symbole) optische Leistung abgesenkt wurde. Dadurch wurden die Atome evaporativ gekühlt - dies wird auch in den kleineren Größen der Wolken deutlich. Durch die geringeren Temperaturen befinden sich die Atome näher am Fallenzentrum und die Fallenfrequenz-Messung wird präziser. Die in blau dargestellte Messung ergibt eine Fallenfrequenz von 455 Hz . Diese Fallenfrequenz ist etwas niedriger als die Simulation aus Abb. 4.38. Der Unterschied lässt sich damit erklären, dass die Strahltaile der Ein-Strahl-Dipolfalle durch Abbildungsfehler $28\text{ }\mu\text{m}$ groß ist statt der berechneten $24\text{ }\mu\text{m}$.

4.10 Zustandspräparation

Wenn die Atome in der Dipolfalle gefangen sind, ist die Wahl des Spinzustands frei. Um heteronukleare Feshbach-Resonanzen detektieren zu können, müssen beide Spezies im unteren Hyperfeinzustand sein. Ansonsten können sie bei inelastischen Stößen in den unteren Hyperfeinzustand fallen und dabei Energie abgeben. Zunächst sind sie auch nur in den energetisch tiefsten Zuständen (^{40}K $|F = 9/2, m_F = -9/2\rangle$ und ^{87}Rb $|F = 1, m_F = 1\rangle$) stabil gegen spinändernde Kollisionen. Im Fall von ^{40}K ^{87}Rb sind die Mischungen aber auch dann stabil, wenn nur eine Spezies im tiefsten m_F -Zustand ist (siehe Abb. 4.45). In diesen Kombinationen ist eine inelastische Kollision entweder durch die Drehimpuls- oder die Energieerhaltung verboten.

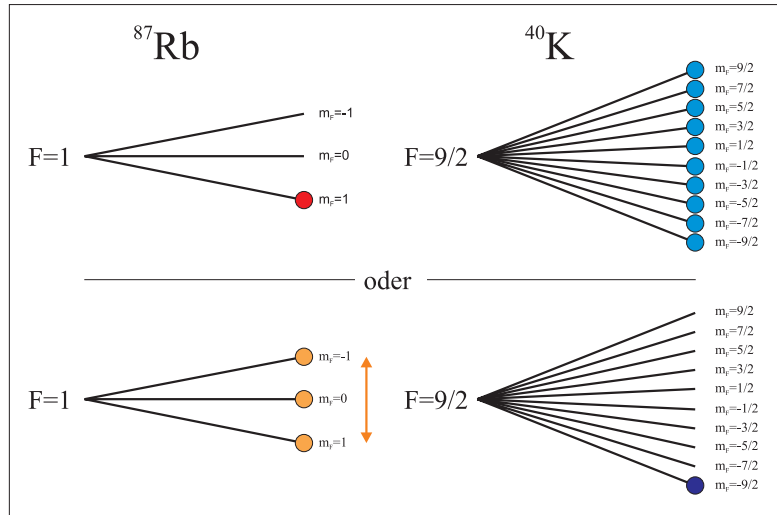


Abbildung 4.45: Stabile Spinmischungen.

Zur Änderung der Hyperfein- und m_F -Zustände werden schnelle adiabatische Passagen (**A**diabatic **R**apid **P**assage) verwendet, die ursprünglich für die Kernspin-

resonanz entwickelt [159] und später auf unseren Fall angewendet wurde [160, 161]. Dabei wird die Frequenz einer elektromagnetischen Welle, die zwei atomare Zustände miteinander koppelt, über die Resonanz gefahren. Die Frequenzänderung soll schnell sein im Vergleich zu den Relaxationsprozessen und langsam genug, dass das System der Zustandsänderung adiabatisch folgen kann. Dadurch kann der Spin der Atome kohärent geändert werden, ohne dass der Transfer sensitiv auf leichte Leistungs- oder Frequenzschwankungen ist.

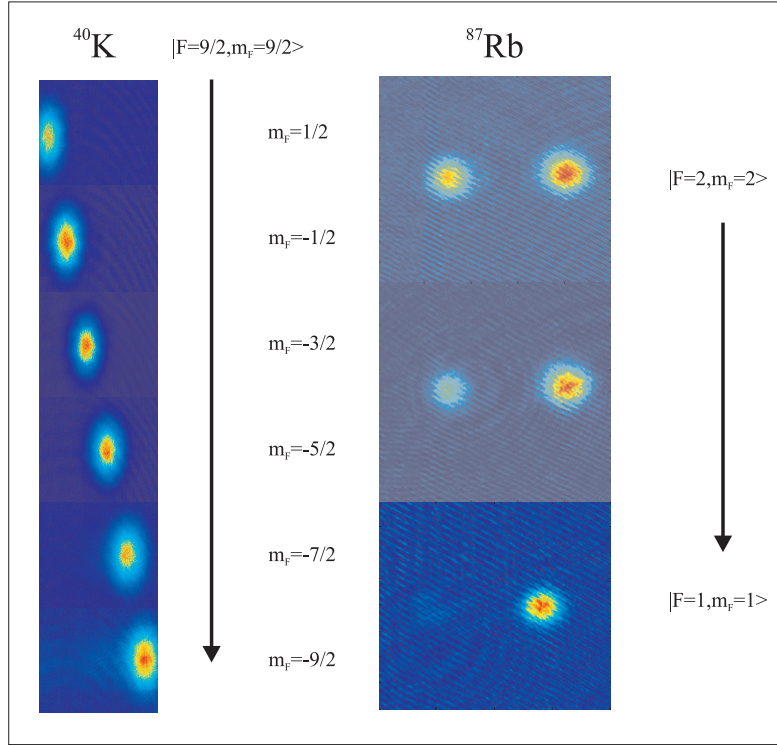


Abbildung 4.46: Spinpräparation von ^{40}K und ^{87}Rb . Die Komponenten wurden mit einem Stern-Gerlach-Experiment aufgetrennt.

4.10.1 ^{87}Rb -Präparation

In Abb. 4.47 ist der ^{87}Rb -Hyperfeinübergang bei 10 G im sogenannten *dressed state picture* dargestellt. Hierbei wird Energie des gekoppelten Systems $|F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 1\rangle + \gamma$ als Funktion der Mikrowellenfrequenz aufgetragen. Je nach Mikrowellenleistung werden die beiden Zustände stärker gekoppelt und die Kreuzung wird stärker vermieden. Je größer der minimale Abstand der beiden Niveaus, desto schneller kann das System der Frequenzänderung adiabatisch folgen.

Im Experiment wird ein homogenes Magnetfeld von 10 G erzeugt (siehe Abschnitt 4.11). Die erforderliche Mikrowelle wird von einem speziell angefertigten Mikrowellensynthesizer *MITEQ BC=-10-6800-0-15P* als harmonische einer

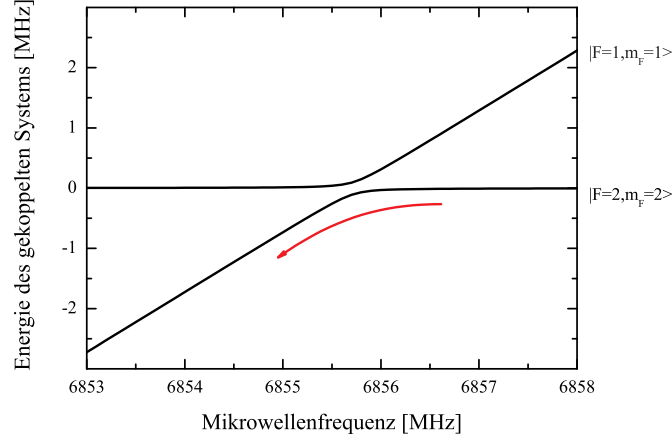


Abbildung 4.47: Energien des gekoppelten Systems aus Mikrowellenphoton und Atom als Funktion der Mikrowellenfrequenz bei 10 G.

10 MHz-Referenzfrequenz erzeugt. Diese Referenzfrequenz erzeugen wir mit dem *Rhode&Schwarz*-Radiofrequenzgenerator für die Evaporation (siehe Abschnitt 4.8), der über einen Radiofrequenzschalter entweder den Evaporationsverstärker oder an den Mikrowellengenerator betreibt. Wir verwenden beim Radiofrequenzgenerator den Analogeingang zur Frequenzmodulation, um die schnelle Frequenzrampe zu generieren. Der Analogeingang wird mit einem *Arbitrary Waveform Generator 33220A* der Firma *Agilent* angesteuert, der per *GPIB* angesteuert und mit einem TTL-Signal getriggert wird. Der Mikrowellensynthesizer folgt der Referenzfrequenz des *Rhode&Schwarz* linear. Um ausreichend Leistung zur Verfügung zu stellen, wird die Mikrowelle mit einem 10 W-Verstärker *Microwave Amplifiers Ltd AM53-6.8-7-40-40* verstärkt. Als Antenne fungiert eine speziell angepasster Mikrowellenhohlleiter, dessen Länge von uns auf maximale Emission optimiert worden ist (Details in Ref. [138]). Für den Übergang von Abb. 4.47 werden Transfereffizienzen von knapp 100% erreicht. Dazu wird eine lineare Frequenzrampe von $6,8561 \rightarrow 6,8553$ GHz über 80 ms verwendet. Typische Absorptionsaufnahmen der ^{87}Rb -Wolke bei verschiedenen Transfereffizienzen sind in Abb. 4.46 (rechts) dargestellt. Hierbei wurden die beiden Spinkomponenten durch ein Stern-Gerlach-Experiment während der Expansion aufgespalten (vgl. Abschnitt 4.7).

Eine Änderung des m_F -Zustands ist bei 29 G entsprechend möglich (siehe Abb. 4.48). Eine Radiofrequenzrampe von 35 kHz/ms ab 20 MHz führt die Atome je nach Endfrequenz in den $|m_F = 0\rangle$ oder den $|m_F = -1\rangle$ -Zustand. Wir verwenden dieselbe Folge aus Generator und Verstärker wie für die Evaporation.

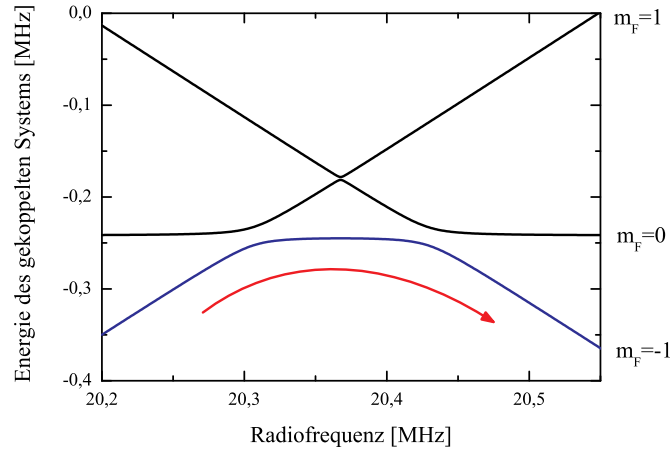


Abbildung 4.48: Energien des gekoppelten Systems aus Radiofrequenzphoton und Atom als Funktion der Radiofrequenz bei 29 G .

4.10.2 ^{40}K -Präparation

Da die ^{40}K -Atome bereits im unteren Hyperfeinzustand sind, ist hier nur noch eine Kontrolle des m_F -Zustands nötig. Das Diagramm des gekoppelten Systems bei 19,6 G ist in Abb. 4.49 dargestellt. Die Radiofrequenz wird wiederum vom Evaporationssystem erzeugt. Die Rampe beginnt bei 6,56 MHz und endet zwischen 5,79 MHz und 6,36 MHz . Bei einer Frequenzänderung von 10 kHz/ms können Effizienzen nahe 100% erreicht werden, wie in Abb. 4.46 (links) zu sehen ist.

4.11 Homogenes Magnetfeld

Um nach heteronuklearen Feshbach-Resonanzen suchen zu können, wird ein starkes, möglichst homogenes Magnetfeld benötigt. Wegen der Magnetfalle und des Transportschlittens ist in der Umgebung der Experimentierzelle allerdings nicht genügend Platz für ein Spulenpaar, das mehrere Hundert Gauss erzeugen kann, ohne sehr viel Strom zu benötigen. Aus diesem Grund werden am Experiment die schon vorhandenen Quadrupolspulen der Magnetfalle auch zur Erzeugung des homogenen Magnetfelds eingesetzt. Dazu muss nur der - schon stabilisierte - Strom nicht in Quadrupol- sondern in Quasi-Helmholtz-Konfiguration durch die Spulen fließen. Dazu verwenden wir handelsübliche mechanische Relais' der Firma *Finder*. Mechanische Relais' haben den Vorteil, dass die Schaltelektronik galvanisch vom zu schaltenden Stromkreis getrennt ist. Es ist dadurch sichergestellt, dass kein zusätzliches Stromrauschen durch die Schalter erzeugt wird. Abbildung 4.50 zeigt den Schaltplan zur Erzeugung homogener Magnetfelder.

Der genaue Betrag des homogenen Magnetfelds ist an zwei Positionen wichtig.

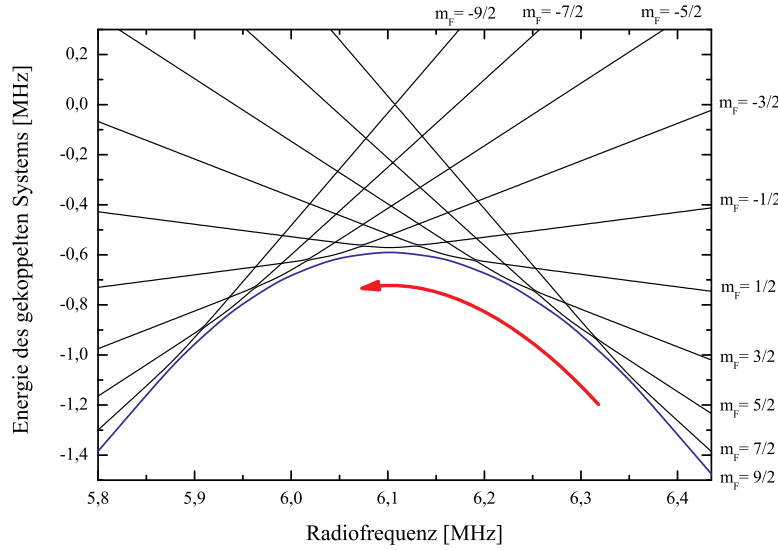


Abbildung 4.49: Energien des gekoppelten Systems aus Radiofrequenzphotonen und Atom als Funktion der Radiofrequenz bei 19,6 G.

Die erste Position, an der die Atome in die Dipolfalle geladen werden können, ist 6 mm von der Achse entfernt. Die Magnetfeldsimulation ergibt eine Magnetfeldstärke von 18,86 G/A. Zusätzlich ergibt sich ein Magnetfeldgradient in Richtung zum Zentrum von 2,51 G/cm A und eine Magnetfeldkrümmung längs der Dipolfalle von 4,17 G/cm² A.

Die zweite Position im Zentrum der Spulen kann mit Hilfe der Transportspulen angefahren werden (vgl. Abschnitt 4.8.5). Der große Vorteil ist der verschwindende Gradient bei einem Magnetfeld von 19,2 G/A. Nur die Krümmung von 4,17 G/cm² A bleibt übrig.

Das Magnetfeld lässt sich sehr präzise mit Hilfe der ⁸⁷Rb Atome vermessen, indem der Radiofrequenzübergang $|F = 1, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ getrieben wird. Dazu verwenden wir einen zweiten *Rhode&Schwarz* Radiofrequenzgenerator und einen 10 W-Verstärker *Amplifier Research 10W1000*. Die Radiofrequenz wird durch eine einfache Spule mit 8 Wicklungen ohne Lastwiderstand abgestrahlt. Es wird mit 50 ms-Pulsen spektroskopiert und der Anteil der $|F = 1, m_F = 0\rangle$ -Atome über der Frequenz aufgetragen. Abb. 4.51 zeigt drei typische Graphen. Die verwendeten Frequenzen lassen sich mit der Breit-Rabi-Formel (siehe Anhang A) in ein Magnetfeld umrechnen, so dass mit dieser Messung sowohl die Höhe als auch die Breite des Magnetfelds bestimmt werden kann.

Abbildung 4.51 zeigt die Magnetfeld-Kalibration in der Nähe von 500 G für drei Konfigurationen. Links ist die Messung 6 mm entfernt von der Achse durchgeführt worden. Der Strom durch die Spulen wurde noch nicht durch die in Abschnitt 4.8 beschriebene Regelung stabilisiert. Die Magnetfeld-Krümmung, der Magnetfeld-

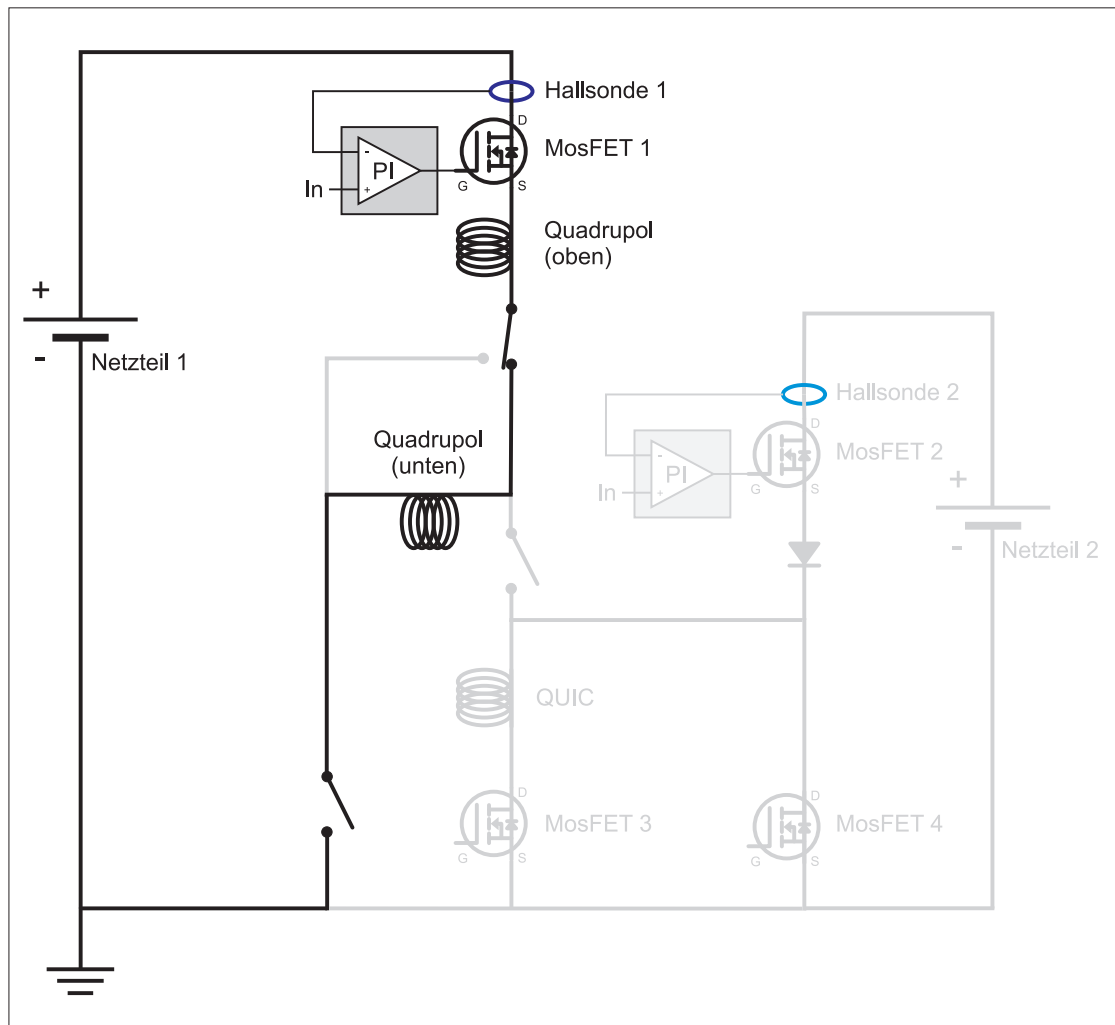


Abbildung 4.50: Die Magnetfallenelektronik in der Konfiguration zur Erzeugung hoher homogener Magnetfelder. Graue Teile werden hier nicht benötigt (siehe Abschnitte 4.8.2 und 4.11).

Gradient und das Stromrauschen summieren sich zu einer Magnetfeldbreite von 135 mG . Die Messungen der Feshbach-Resonanzen in Kapitel 6 wurden mit dieser Konfiguration durchgeführt. Im mittleren Graphen wurde die neue Stromregelung eingesetzt und die Wolke im Zentrum der Spulen von der Ein-Strahl-Dipolfalle gehalten. Die ungefähre Form der Verteilung kann durch die Magnetfeld-Krümmung längs der langen Dipolfallenachse erklärt werden (blaue Linie). Rechts ist die Breite des Magnetfelds im selben Fall für die gekreuzte Dipolfalle aufgetragen. Hier ist weder Krümmung noch Gradient problematisch und das Stromrauschen durch die neue Regelung stark verringert. Die Breite von 32 mG ist für die geplanten Messungen voll ausreichend.

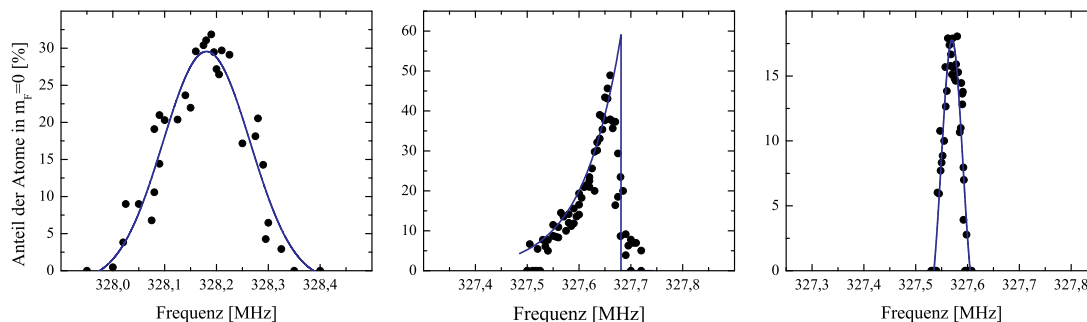


Abbildung 4.51: Radiofrequenzspektroskopie der Atome im homogenen Feld. Die Magnetfeldbreite wurde mit der alten Stromregelung abseits des Zentrums gemessen (links), dann im Spulenzentrum mit der neuen Regelung in der Ein-Strahl-Dipolfalle (Mitte) sowie in der gekreuzten Falle (rechts).

4.12 Rechnergestützte Steuerung und Auswertung

4.12.1 Experimentsteuerung

Alle dynamischen Änderungen während des Experimentablaufs werden über drei Schnittstellen gesteuert: Digitale Signale nach TTL-Standard, dynamische Analog-Spannungen bis 10 V und ASCII-Befehlssequenzen, die über einen *GPIB*-Bus ausgeliefert werden. Die digitalen Ausgänge steuern:

- Den Servomotor des Schlittens.
- Die akusto-optischen Modulatoren.
- Die mechanischen Schalter zum Schalten des Lichts.
- Die MosFETs, die Ströme an- und abschalten.
- Die Trigger der CCD-Kameras.
- Die Trigger für die Frequenzrampen zur Zustandspräparation.
- Die Radiofrequenz-Schalter.

Die analogen Kanäle steuern:

- Die Frequenz des ^{87}Rb -Kühl lasers.
- Die Frequenz des Kalium-Kühl lasers.
- Die Intensität des Kalium-Kühl lasers.
- Den Strom durch die MOT- bzw. Transportspulen.

- Den Hauptstrom durch die Magnetfalle.
- Den Anteil des Hauptstroms, der durch die QUIC-Spule fließt.
- Den Zusatzstrom durch die QUIC-Spule.
- Den Frequenzmodulationseingang des Radiofrequenz-Generators.

Über den *GPIB*-Bus wird gesteuert:

- Die Evaporationsrampen.
- Die Frequenzrampen zur Zustandspräparation

Die *GPIB*-Befehle brauchen zur Verarbeitung bis zu 100 *ms*. Deshalb werden die Frequenzrampen im internen Speicher des *Rohde&Schwarz* abgelegt und im Experimentbetrieb nur abgerufen.

Für die drei Schnittstellen zum Experiment verwenden wir drei *PCI*-Computer-Einsteckkarten von *National Instruments*:

- Digitale Ausgangskarte *National Instruments PCI DIO 32HS*
- Zwei analoge Ausgangskarten *National Instruments PCI 6713* und *PCI 6733*
- Eine *GPIB*-Buskarte *National Instruments PCI GPIB*

Die vier Karten werden von einem *Labview*-Programm gesteuert, das ebenfalls eine Benutzeroberfläche zur Experimentsteuerung zur Verfügung stellt. Das Programm wurde uns freundlicherweise von der Arbeitsgruppe von Prof. Sengstock an der Universität Hamburg zur Verfügung gestellt und wurde von uns weiterentwickelt. Das Programm ermöglicht eine Steuerung des Experiments in Echtzeit: Der Speicher der beiden Analogkarten wird mit den analogen Spannungswerten beschrieben, die zu den verschiedenen Zeitschritten des Experimentablaufs gehören, und zwar unabhängig von der jeweiligen Dauer dieser Schritte. Der autonome Timer der einen Analogkarte gibt eine 100 *kHz*-Pulsfolge aus, die die Digitalkarte triggert. Da die Digitalkarte deshalb ihre Werte alle 10 μ s erneuert, reicht ihr Speicher nicht für einen kompletten Experimentzyklus. Daher wird das komplette Programm in Paketen vom Rechner nach und nach in den Speicher geschrieben. Die maximale Änderungsfrequenz von 100 *kHz* wird dadurch limitiert, dass der Computer die Datenpakete noch rechtzeitig nachladen muss. Immer wenn ein Analogwert geändert werden muss, triggert die Digitalkarte die beiden Analogkarten, die somit nur bei Bedarf die Analogwerte aktualisieren. Die Analogwerte des Experimentierprogramms passen deshalb in den Speicher der Analogkarten. Die kleinste Zeiteinheit zur Änderung von experimentellen Werten ist daher 10 μ s, was aber bisher ausreichend ist.

In Abb. 4.52 ist ein beispielhafter Experimentablauf zur Produktion einer kalten ^{40}K ^{87}Rb -Mischung in Form der Benutzeroberfläche dargestellt. Die Zahlen erläutern die Funktionalität der Benutzeroberfläche:

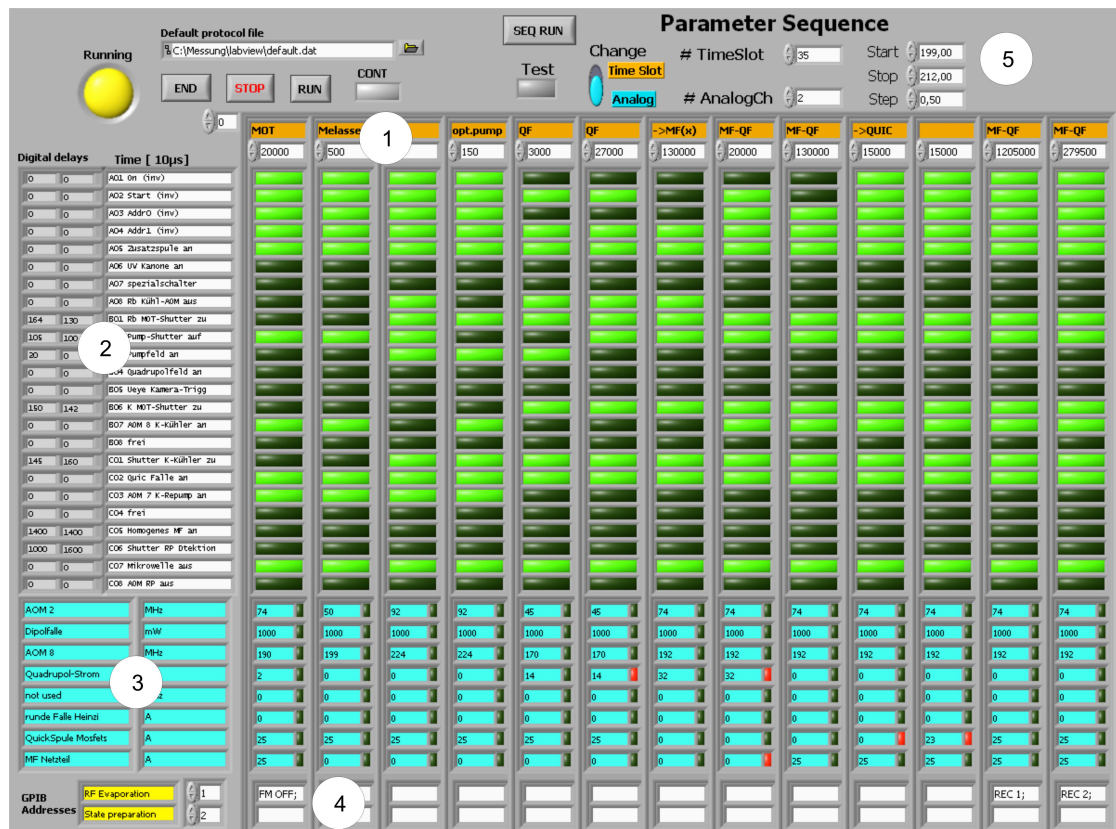


Abbildung 4.52: Die graphische Benutzeroberfläche zur Experimentsteuerung.

1. Das Programm ist in die Zeitschritte aufgeteilt, die in Tabelle 4.2 aufgelistet sind.
2. Die digitalen Ausgangskanäle lassen sich einzeln für jeden Zeitschritt setzen. Reagieren die angesteuerten Elemente erst mit einer gewissen Verzögerung, so kann man diese Verzögerung global angeben. Dadurch wird verhindert, dass das Programm sehr unübersichtlich wird.
3. Die Analogkanäle werden über Konfigurationsdateien umgeiecht. Dadurch lässt sich beispielsweise eine AOM-Frequenz einstellen und der entsprechende Spannungswert wird aus einer Eichkurve interpoliert. Zusätzlich werden lineare Rampen zwischen zwei aufeinander folgenden Werten ermöglicht. Eine solche Rampe wird aus 500 Digitalisierungsstufen aufgebaut. Da eine Stufe mindestens zwei Zeitschritte benötigt, ist die minimal zulässige Rampdauer 10 *ms*.
4. Die *GPB*-Befehle werden für jeden Zeitschritt an die entsprechenden Geräte übermittelt. Die Übermittlung dauert bis zu 100 *ms*.

5. Außerdem ist es möglich, ganze Sequenzen von Experimentzyklen ablaufen zu lassen, bei denen ein Zeit- oder Analog-Wert kontinuierlich verändert wird. Dies ermöglicht spektroskopische Untersuchungen mit hoher Statistik ohne großen Aufwand.

4.12.2 Datenanalyse

Die beiden Absorptionsoptionen der CCD-Kamera, von denen der Belichtungshintergrund bereits subtrahiert wurde (siehe Abschnitt 4.7), werden zunächst in einer Datenbank abgelegt. In der Datenbank werden ebenfalls alle Parameter der Experimentsteuerung des jeweiligen Durchlaufs abgelegt. So können die Ergebnisse auch zu späterer Zeit immer mit den richtigen experimentellen Parametern ausgewertet werden.

Das Auswerteprogramm ist in *Matlab* programmiert und ermöglicht sowohl die Kontrolle des Experiments während des Durchlaufs als auch die wissenschaftliche Analyse. Das Programm trennt die übermittelten Bilder in den ^{40}K - und den ^{87}Rb -Teil. Die folgenden Berechnungen werden unabhängig für beide Spezies durchgeführt. Der Unterschied zwischen dem Bild mit Atomen und dem Bild ohne Atome entspricht der Leistung, die durch die Atome gestreut wurde. Das Verhältnis σ zwischen der gestreuten Leistung eines einzelnen Atoms und der Intensität des Detektionslichts I wird für einen geschlossenen Übergang durch folgende Formel beschrieben [162].

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad \text{mit } \sigma_0 = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{\text{sat}}} \quad (4.6)$$

In diese Streuformel geht die Verstimmung Δ , die Frequenz des Übergangs $\omega/(2\pi)$ und die natürliche Linienbreite Γ ein. Die Sättigungsintensität ist definiert als $I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega^3\Gamma}{12\pi c^2}$ mit der Lichtgeschwindigkeit c . Aus der gestreuten Leistung lässt sich dann mit Hilfe dieser Formel eine „Säulendichte“ errechnen - das Integral der räumlichen Dichte über die Detektionsrichtung. Eine genauere Darstellung der Streuformel befindet sich in Ref. [138]. Zu der Berechnung der Säulendichte müssen folgende Parameter zur Verfügung gestellt werden:

- Verstimmung des Detektionslasers.
- Leistung des Detektionslasers und Quanteneffizienz der Kamera.
- Vergrößerung der Abbildungsoptik.

Diese zweidimensionale Dichte wird in Falschfarben dargestellt. Nun kann die Säulendichte mit verschiedenen Fitfunktionen analysiert werden: Das Rubidium kann je nach Temperatur mit der Verteilung eines thermischen Bose-Gases, einer BEC-Verteilung oder einer Kombination aus beidem gefittet werden (siehe Kapitel 5).

Das Kalium kann mit der Verteilung eines thermischen Fermigases gefittet werden. Dazu müssen folgende Werte angegeben werden:

- Dauer der freien Expansion.
- Optimaler räumlicher Bereich, in dem der Fit durchgeführt werden soll.
- Fallenfrequenzen der Magnet- oder Dipolfalle.
- (Optional) Günstige Startwerte und Grenzen für die Fitparameter zur besseren Konvergenz des Fits.

Als Fitparameter stehen zur Verfügung:

- Mittelpunkt der Verteilung.
- Horizontale und vertikale Breite der thermischen Wolke.
- Maximale Amplitude der Verteilung.
- Höhe des mittleren Untergrunds.
- (BEC) Horizontale und vertikale Breite des BECs.
- (BEC) Maximale Amplitude des BEC.

Aus den optimierten Werten werden dann alle relevanten Ensemble-Parameter berechnet:

- Räumliche Ausdehnung der thermischen Wolke.
- Teilchenzahl in der thermischen Wolke.
- Temperatur der thermischen Wolke.
- Phasenraumdicke der thermischen Wolke.
- maximale optische Dichte
- (BEC) Teilchenzahl im BEC.
- (BEC) Räumliche Ausdehnung des BEC.

Ein konkretes Beispiel zur Auswertung wird im Kapitel 5 vorgestellt.

Die zweidimensionalen Fits liefern zwar die präzisesten Ergebnisse, eignen sich aber nicht zur Experimentkontrolle, da die Rechenzeit länger als die Ladedauer der MOT ist. Aus diesem Grund werden die zweidimensionalen Verteilungen zu zwei eindimensionalen Verteilungen aufsummiert. Diese Verteilungen lassen sich

ebenfalls mit den entsprechenden eindimensionalen Funktionen fitten. Die so gewonnenen Ergebnisse sind nicht ganz so präzise, ermöglichen aber eine gute Kontrolle des Experiments. Während der MOT-Ladephase können die Ergebnisse des letzten Experimentdurchlaufs interpretiert werden und die Einstellungen rechtzeitig vor dem nächsten Durchlauf verändert werden. Aus diesem Grund befindet sich die Ladephase der MOT auch am Ende des Experimentzyklus, so dass die Speicher der Ausgangskarten erst nach der Anpassung der Experimentparameter geladen werden.

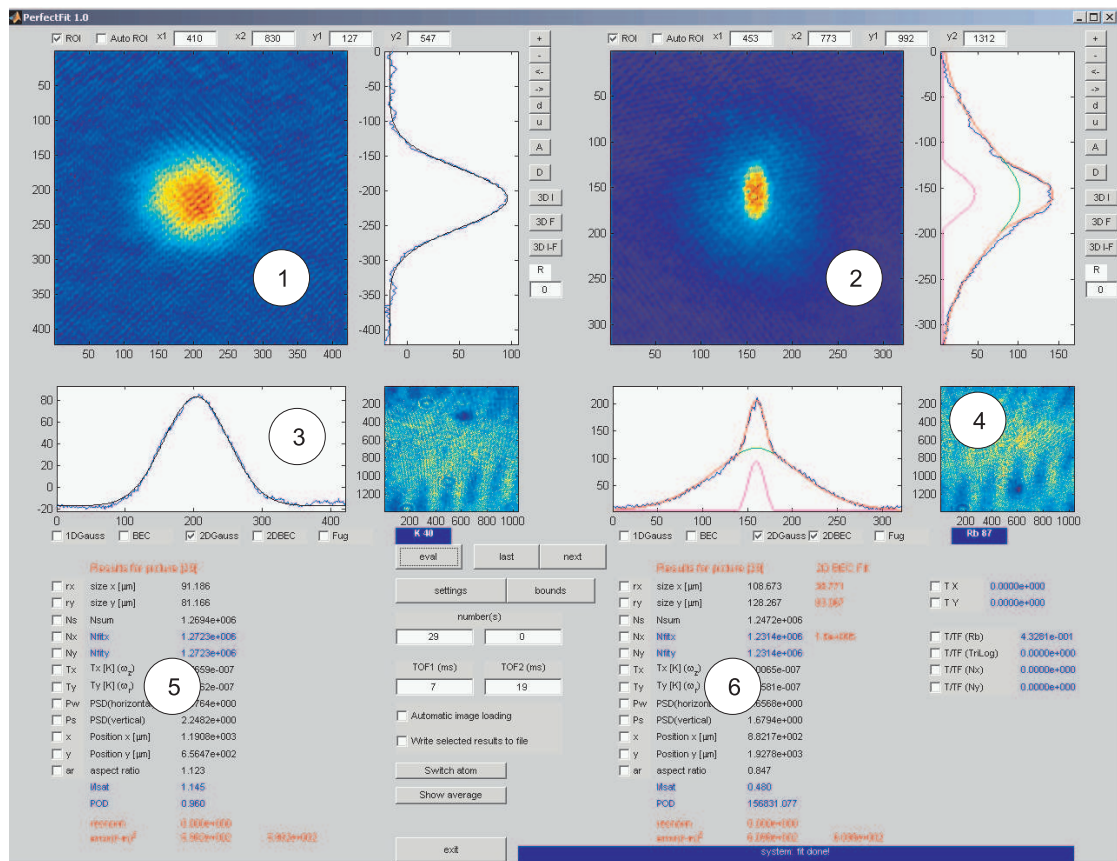


Abbildung 4.53: Die graphische Benutzeroberfläche zur Experimentkontrolle und Datenanalyse.

In Abbildung 4.53 ist beispielhaft die Auswertung einer quantenentarteten Bose-Fermi-Mischung dargestellt.

1. Falschfarbendarstellung der ^{40}K -Säulendichte
2. Falschfarbendarstellung der ^{87}Rb -Säulendichte
3. Eindimensionale Dichteverteilung der Wolke und des Fits. So kann mit einem

Blick geprüft werden, ob der Fit gelungen ist. Als mögliche Fits lassen sich schnelle eindimensionale Fits und präzisere zweidimensionale Fits auswählen.

4. Falschfarbendarstellung der optischen Leistung. Hier kann überprüft werden, ob die Atome das gesamte Detektionslicht absorbiert haben und die Teilchenzahl dadurch gesättigt ist.
5. Die berechneten Ensemble-Parameter für ^{40}K .
6. Die berechneten Ensemble-Parameter für ^{87}Rb .

QUANTENENTARTETE BOSE-FERMI-MISCHUNG

In diesem Kapitel werden die Messungen zu quantenentarteten Bose-Fermi-Mischungen in der Magnetfalle vorgestellt. Um die Ensembleparameter möglichst genau bestimmen zu können, wurden einige Kalibrierungsmessungen durchgeführt, die zunächst beschrieben werden. Die Messungen, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, demonstrieren, dass die abgeleiteten Parameter in sich konsistent sind und mit den theoretischen Herleitungen in Kapitel 2 übereinstimmen.

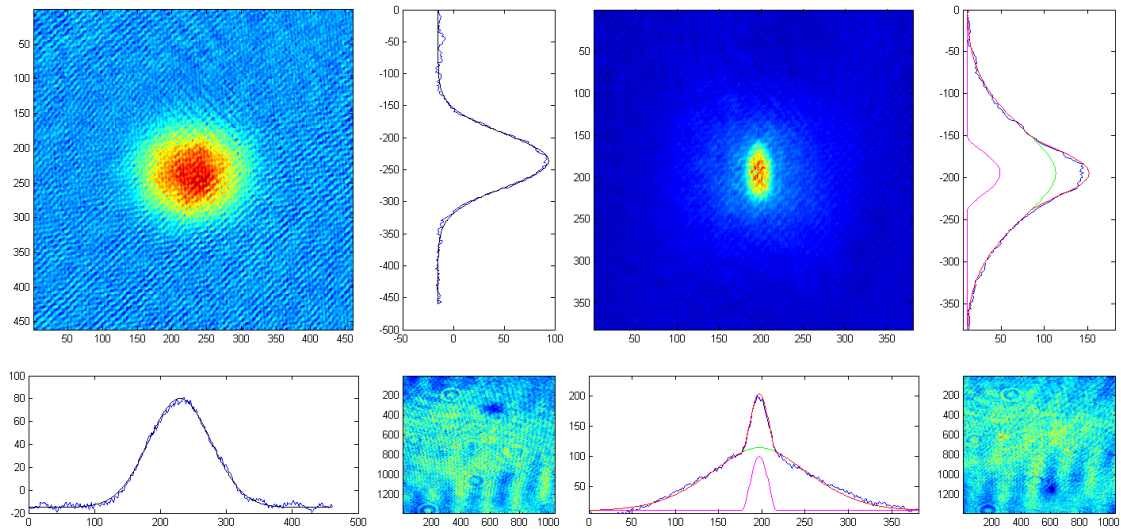


Abbildung 5.1: Absorptionbild einer Bose-Fermi-Mischung. $1,5 \times 10^6$ ^{87}Rb -Atome nach 19 ms Expansion (rechts) und $1,3 \times 10^6$ ^{40}K -Atome nach 7 ms Expansion (links). Die Temperatur liegt bei 460 nK . Die Größenangaben sind in Pixel (1 Pixel = 1,941 μm).

In Abbildung 5.1 ist ein typisches Absorptionsbild einer ultrakalten Bose-Fermi-Mischung zu sehen. Auf der linken Seite ist eine teilweise kondensierte ^{87}Rb -Wolke nach 19 ms freier Expansion abgebildet. Die thermische Wolke expandiert nach dieser Zeit schon weitgehend isotrop. Das Bose-Einstein-Kondensat ist wesentlich dichter und expandiert schneller in der vertikalen Richtung, da sich in dieser Richtung auch der starke Einschluss der Magnetfalle befindet. Auf der rechten Seite ist das quantenentartete ^{40}K -Fermigas nach 7 ms Expansion zu sehen. Die Kalium-Wolke hat im Gegensatz zum Rubidium eine homogene Struktur. Die Form der Wolke ist bei dieser Expansionszeit noch nicht ganz rund. Aus den Bildern ergeben sich die Teilchenzahlen: $1,5 \times 10^6$ ^{87}Rb -Atome und $1,3 \times 10^6$ ^{40}K -Atome. Die Temperatur der Mischung wird auf 460 nK bestimmt. Bei einer Kondensationstemperatur von $T_C = 580$ nK und einer Fermitemperatur von $T_F = 1530$ nK sind beide Spezies im quantenentarteten Regime.

5.1 Temperaturmessung

Um die Temperatur nach Gleichung 2.26 bestimmen zu können, müssen die Fallzeit und die Fallenfrequenz bekannt sein und die Größe der Wolke gemessen werden. Die Fallzeit ist wegen der präzisen Zeitsteuerung durch das Computersystem genau bekannt (siehe Abschnitt 4.12). Sowohl Magnetfalle als auch Dipolfalle können in unter 100 μs abgeschaltet werden. Die Detektionsbelichtung ist mit einer Pulsdauer von 50 μs ebenfalls kurz genug, um die Expansionszeit nicht zu verfälschen.

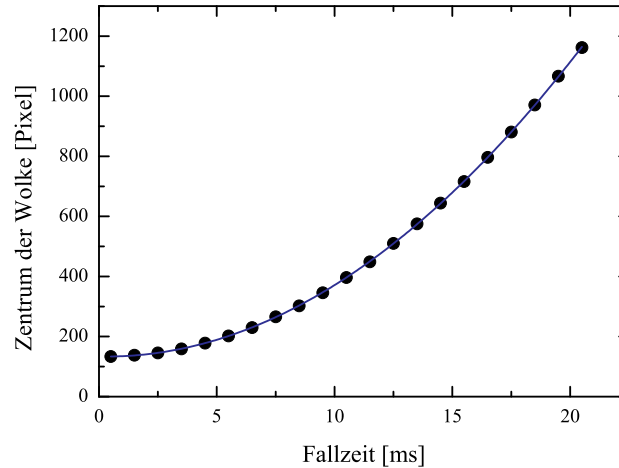


Abbildung 5.2: Kalibrierung der Pixelgröße über den freien Fall. Der Fit ergibt $1,941 \mu m/Pixel$.

Die Größe der Wolke lässt sich aus den Kamerabildern der Detektion bestimmen. Um die Größe in Mikrometern angeben zu können, ist es notwendig zu be-

stimmen, wie vielen Mikrometern ein Bild-Pixel entspricht. Dazu wird eine kalte Rubidium-Wolke fallen gelassen und die Position auf dem Kamerachip für verschiedene Fallzeiten bestimmt (siehe Abb. 5.2). Aus der Gravitationskonstanten ergibt sich dann die Größenkalibrierung der Detektionsoptik: $1,941 \mu\text{m}/\text{Pixel}$.

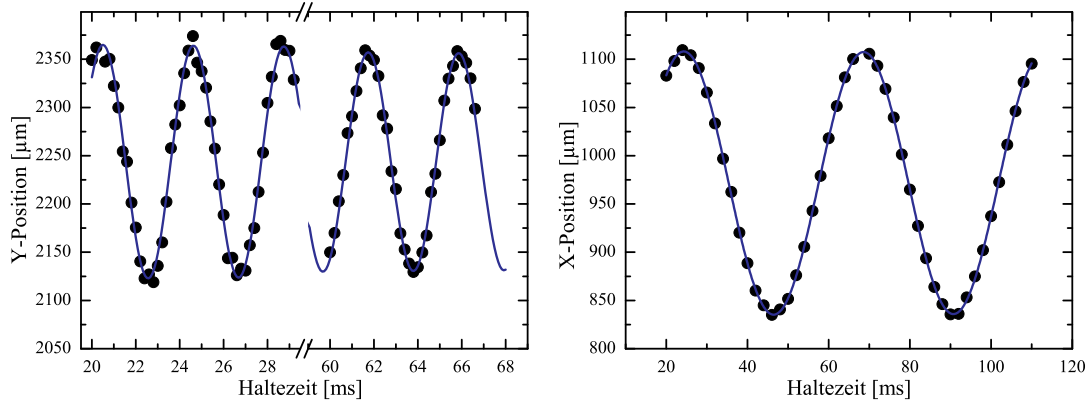


Abbildung 5.3: Messung der radialen (links) und der axialen Fallenfrequenz nach freier Expansion. Der Fit ergibt $22,58 \text{ Hz}$ für die axiale und $242,51 \text{ Hz}$ für die radiale Richtung.

Die Fallenfrequenzen der Magnetfalle lassen sich am Besten bestimmen, indem ein Bose-Einstein-Kondensat durch eine kurze, schnelle Stromänderung zum Schwingen angeregt wird. Durch Aufnahmen nach freier Expansion wird die Änderung der Geschwindigkeiten räumlich aufgelöst. Eine typische Fallenfrequenz-Messung ist in Abb. 5.3 dargestellt. Neben der Hauptschwingung ist auch eine kleine Dämpfung zu erkennen, die durch die beginnende Thermalisierung erklärt werden kann. Die Fallenfrequenzen können durch einen Fit präzise bestimmt werden. Es ergeben sich $22,58 \text{ Hz}$ für die axiale und $242,51 \text{ Hz}$ für die radiale Richtung. Die Kalibrierung der Zeit- und Ortsauflösung und die Messung der Fallenfrequenzen sind somit sehr präzise Messungen, so dass die Ungenauigkeit der Thermometrie durch die Ungenauigkeit des Fits dominiert wird.

Rubidium



Abbildung 5.4: Eine ^{87}Rb -Wolke in freier Expansion.

Am Besten lässt sich die Temperatur über einen Fit des thermischen Anteils der Bosonen bestimmen. Als Fit-Funktion wird dabei Gleichung (2.28) verwendet,

wobei die Fugazität mit $\zeta = 1$ genähert wird. Wegen der guten Ergebnisse wird diese Methode deshalb auch zur Thermometrie von Mischungen angewandt. In Abbildung 5.1 ist ein Beispiel eines solchen zweidimensionalen Fits zu sehen. Um die Konsistenz dieser Methode zu überprüfen, kann die Größe der Wolke zu verschiedenen Zeiten der Expansion gemessen werden. Nach Gleichung (2.26) ist das Quadrat der Größe proportional zum Quadrat der Expansionszeit. In Abbildung 5.5 ist das Beispiel einer teilweise kondensierten ^{87}Rb -Wolke in freier Expansion dargestellt. Der lineare Zusammenhang ist gut erfüllt und der lineare Fit liefert eine Temperatur von 186 nK .

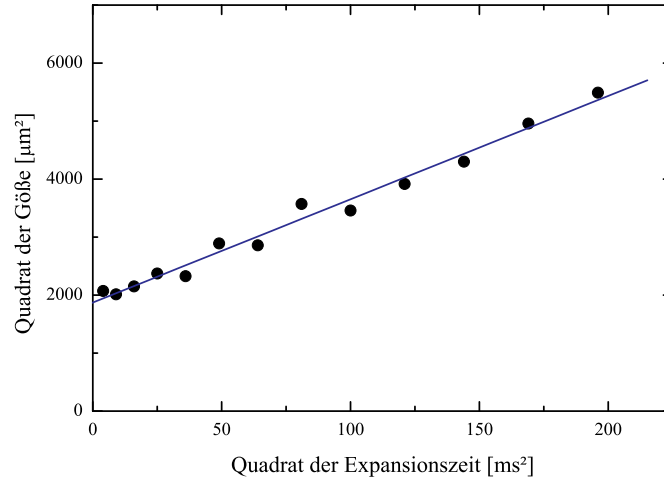


Abbildung 5.5: Größe einer teilweise kondensierten ^{87}Rb -Wolke in freier Expansion. Der lineare Fit liefert eine Temperatur von 186 nK .

Kalium

Die Thermometrie einer fermionischen Wolke ist schwieriger als die eines bosonischen oder gemischten Ensembles, da sich die Fugazität nicht nähern lässt wie bei Bosonen. Für quantenentartete Fermionen wird aus dieser Grundgleichung (2.28) mit der Fugazität als freiem Fitparameter verwendet. Bei sehr kalten Fermionen können die Zustände kleiner Energie in der Mitte der Falle nicht so hoch besetzt werden, wie eine Boltzmann-Verteilung verlangt. Deshalb weicht die Dichte- und Impulsverteilung von der klassisch erwarteten Gauß-Verteilung ab und die Fugazität ist ein Maß für diese Abweichung. Ein Fit der Abweichung von der Gaußfunktion ist in Abbildung 5.6 dargestellt, wobei in diesem Bild über die Dichteverteilung der Kalium-Wolke radial gemittelt wurde, um den Unterschied deutlich zu machen. Die Fugazität ist ein sensibles Thermometer, wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist und liefert über Gleichung (2.14) direkt die Temperatur im Vergleich zur Fermitemperatur. Im konkreten Beispiel ergibt sich eine Temperatur von $T = 0,20\ T_F$.

Wegen der sehr kleinen Abweichungen ist diese Temperaturbestimmung allerdings recht ungenau.

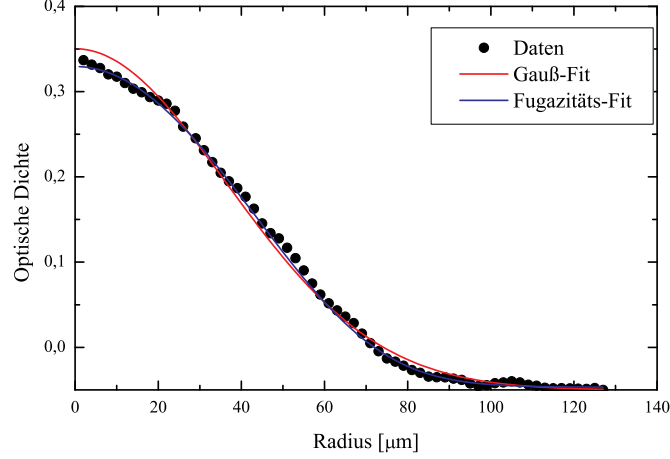


Abbildung 5.6: Radial gemittelte Dichte eines quantenentarteten Fermigases nach 15 ms Expansion. Dargestellt ist der Unterschied zwischen einem Gaußfit und einem Fit mit Fugazität als freiem Parameter. Die Fugazität ergibt eine Temperatur von $T = 0,20 T_F$.

Um die Temperaturmessung zu überprüfen, wurden Bose-Fermi-Mischungen mit Temperaturen zwischen $0,2 T_F$ und $0,3 T_F$ präpariert. Die Temperatur wurde einmal durch die Fugazität und einmal über die Rubidium-Temperatur bestimmt (Man kann bei den hohen Dichten und Wechselwirkung von einer guten Thermalisierung ausgehen.). Der Quotient zwischen den beiden Temperaturen ergab im Mittel 1,01 mit einer Standardabweichung von 0,17, wobei der Fehler durch den Fugazitätsfit dominiert wird. Die beiden Thermometriemethoden sind somit konsistent.

5.2 Teilchenzahlbestimmung

Wie in Abschnitt 4.12 beschrieben, wird die Teilchenzahl aus dem Anteil des gestreuten Lichts berechnet. Die Streuformel (4.6) kann überprüft werden, indem eine kalte Wolke bei verschiedenen Verstimmungen fotografiert wird und die optische Dichte über der Verstimmung aufgetragen wird.

In Abbildung 5.7 ist eine solche Messung für ^{40}K und ^{87}Rb dargestellt. Hätte der Detektionslaser eine vernachlässigbare Linienbreite, müsste sich eine Lorentz-Verteilung ergeben. Die Breite der Lorentzverteilung entspricht nach Gleichung (4.6) dem Wert $\Gamma\sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}}$. Die Linienbreite des Lasers kann bestimmt werden, indem diese Lorentzfunktion mit einer Gaußfunktion gefaltet wird (Voigt-Funktion). Der Fit einer Voigt-Funktion mit variablem Gaußanteil an die Messdaten liefert die Frequenzbreite des Lasers. So konnten die Frequenzbreiten von

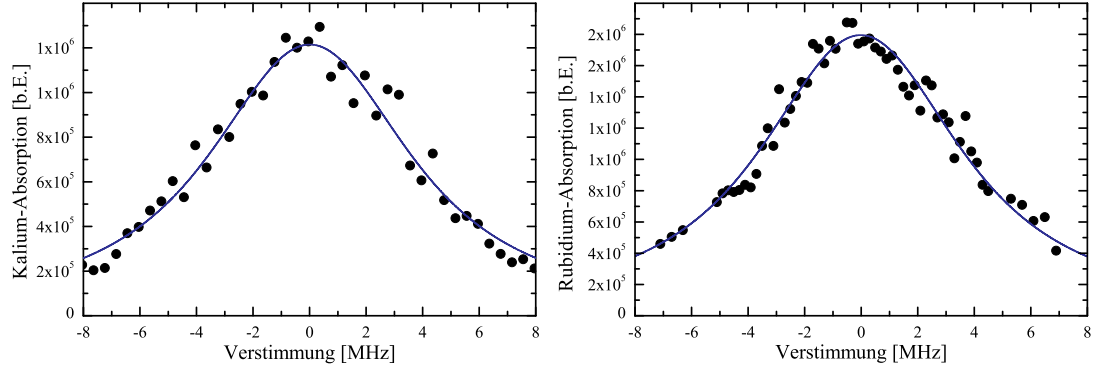


Abbildung 5.7: Absorption des Detektionslicht in Abhängigkeit von der Verstimmung bei einer Intensität von jeweils $I = 0,7 I_{\text{sat}}$. Der Fit mit einer Voigt-Funktion liefert Laserbreiten von $1,2 \text{ MHz}$ für Kalium (links) und $1,1 \text{ MHz}$ für Rubidium (rechts).

$1,2 \text{ MHz}$ für den Kaliumlaser und $1,1 \text{ MHz}$ für den Rubidiumlaser ermittelt werden. Diese Breiten begrenzen die Genauigkeit der Teilchenzahlmessung, insbesondere für Detektionsaufnahmen mit Verstimmung.

Rubidium

Die Teilchenzahl kann für Bose-Einstein-Kondensate mit zwei weiteren Methoden überprüft werden. Die erste beruht auf der Teilchenzahlabhängigkeit der Kondensationstemperatur. Die zweite Methode nutzt aus, dass die Größe eines Bose-Einstein-Kondensats wegen der repulsiven Wechselwirkung von der Zahl der Atome im Kondensat abhängt.

Die Kondensationstemperatur hängt nach Gleichung (2.16) direkt von der Teilchenzahl des Ensembles ab. Um diesen Zusammenhang auszunutzen, wurden kalte ^{87}Rb -Wolken mit einem kleinen Kondensatanteil (unter 5%) präpariert und mit 2 MHz Verstimmung detektiert. Mit einem zweidimensionalen Fit wurde die Temperatur gemessen und das Verhältnis zwischen kondensierten und thermischen Atomen bestimmt. Über Gleichung (2.18) konnte auf die Kondensationstemperatur geschlossen werden, die wegen der kleinen Kondensate nur wenige Prozent über der gemessenen liegt. Aus der Kondensationstemperatur ergibt sich nach (2.16) eine Teilchenzahl, die mit der Teilchenzahl verglichen werden kann, die aus der Streuraten hergeleitet wurde. Das Verhältnis zwischen der Teilchenzahl durch Temperaturmessung und der Streuraten-Teilchenzahl konnte auf 1,1 bestimmt werden mit einer Standardabweichung von 0,3. Hauptgrund für die Standardabweichung sind leichte Frequenzänderungen der Detektionslaser im Frequenzbereich unter 20 kHz , die sich bei der gegebenen Verstimmung stärker auswirken. Eine Verbesserung der Frequenzstabilität des Lasers ist für die Zukunft geplant.

Die Größe eines Bose-Einstein-Kondensats hängt nach (2.39) und (2.40) von der

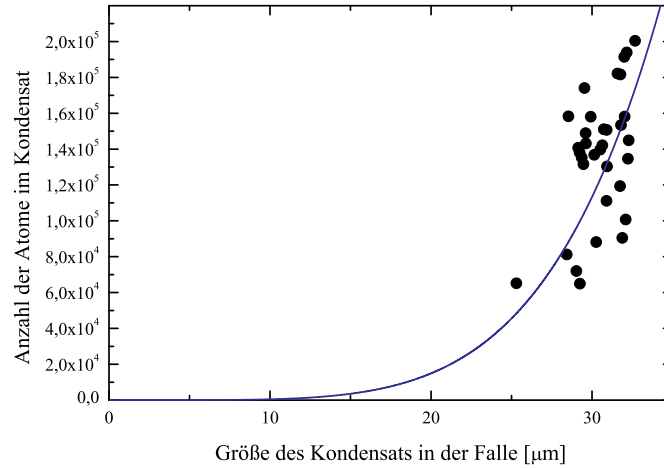


Abbildung 5.8: Teilchenzahl als Funktion der Größe des Bose-Einstein-Kondensats in der Falle.

Teilchenzahl ab. Um so ebenfalls eine Teilchenzahl zu bestimmen, wurden Bose-Einstein-Kondensate ohne messbaren thermischen Anteil nach freier Expansion detektiert. Mit Gleichung (2.41) kann auf die ursprüngliche Größe des Kondensats in der Falle zurückgeschlossen werden. In Abbildung 5.8 ist die optisch ermittelte Teilchenzahl gegen die so errechnete Größe abgetragen. Die blaue Kurve ist ein Fit an die Daten, der als einziger Parameter das Verhältnis zwischen den beiden Atomzahlen anpasst. Die kleinste quadratische Abweichung wird für ein Verhältnis von $1,04 \pm 0,05$ erreicht. Insgesamt bestätigen also beide Methoden die Teilchenzahlmessung mittels Absorption. Die Standardabweichung der Teilchenzahlmessung kann durch eine verbesserte Laserstabilität verkleinert werden. Im folgenden Kapitel werden diese Schwankungen durch eine ausreichende Statistik kompensiert.

5.3 Signaturen der Quantenentartung

Der Übergang zum quantenentarteten Regime wird für die bosonischen und die fermionischen Ensembles auf sehr unterschiedliche Weise deutlich. Das ^{87}Rb zeigt den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat. Ein Charakteristikum von Kondensaten mit repulsiver Wechselwirkung ist die anisotrope Expansion. Diese wird besonders deutlich, wenn das Aspektverhältnis des Kondensats gegen die Expansionszeit aufgetragen wird (siehe Abb. 5.9). Es ist deutlich zu erkennen, wie sich das Aspektverhältnis während der Expansion umkehrt. Die theoretische Kurve entspricht dem theoretischen Modell in (2.41) (ohne freien Parameter).

Ultrakalte Fermionen zeigen keinen Phasenübergang in das quantenentartete Regime. Die vollständige Besetzung der tiefen Fallenzustände führt zu einer Begrenzung der maximalen Dichte im Zentrum der Falle. Dieses Phänomen wird auch als Pauli-Druck bezeichnet. Es führt dazu, dass die Größe der Wolke für klei-

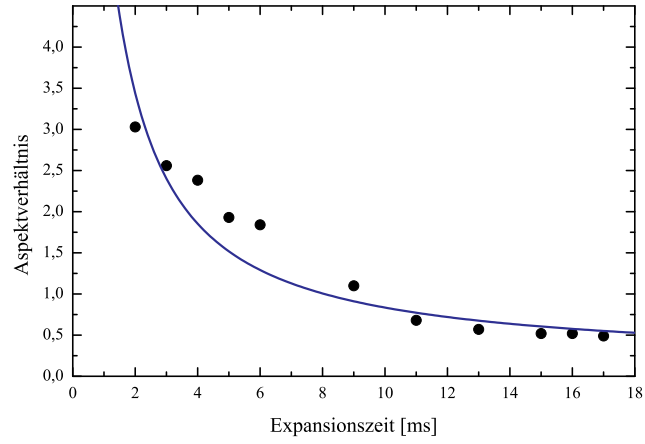


Abbildung 5.9: Änderung des Aspektverhältnisses eines Bose-Einstein-Kondensats während der Expansion.

ne Temperaturen nicht - wie in der klassischen Physik erwartet - gegen Null strebt. In Abbildung 5.10 wurde die Größe einer ^{40}K -Wolke mit einem Gaußfit bestimmt und für verschiedene Temperaturen dargestellt. Die Größe der Wolke strebt gegen einen endlichen Wert (siehe Abschnitt 2.3.2).

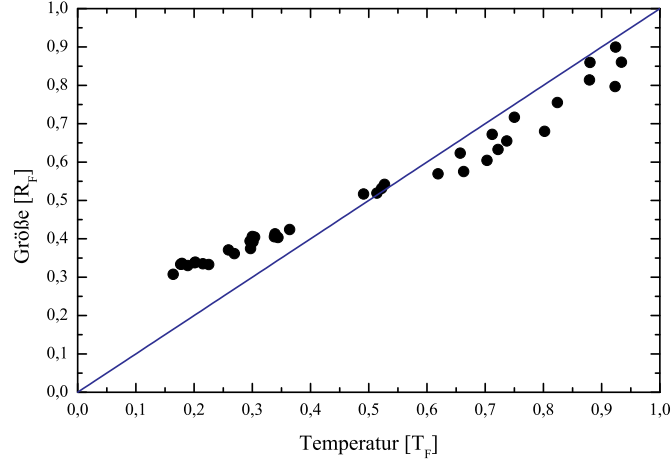


Abbildung 5.10: Größe eines quantenentarteten Fermigases als Funktion der Temperatur in Einheiten des Fermiradius' und der Fermitemperatur.

HETERONUKLEARE FESHBACH-RESONANZEN

Dieses Kapitel beschreibt die Beobachtung heteronuklearer Feshbach-Resonanzen in kalten ^{40}K ^{87}Rb -Mischungen. Insgesamt konnten 28 Feshbach-Resonanzen in zehn verschiedenen Spinkombinationen vermessen werden [163]. Davon waren 20 Resonanzen in sieben Spinkombination bislang unbeobachtet [67, 66, 68].

Die Feshbach-Resonanzen wurden über Verluste durch inelastische Stöße nachgewiesen. In der Nähe einer Feshbach-Resonanz wird die Zwei-Körper-Stoßrate groß und führt dadurch ebenfalls zu einer überhöhten Drei-Körper-Stoßrate. Inelastische Drei-Körper-Stöße führen zu Fallenverlusten, da durch eine Zustandsänderung Energie freigesetzt wird. Die Art der Verlustprozesse wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht, da die Lokalisierung der Resonanzen (die Bestimmung der genauen Magnetfeldposition) im Mittelpunkt unseres Interesses stand, um ein konsistentes Modell der heteronuklearen Wechselwirkung zu entwickeln.

6.1 Experimentablauf

Der Beginn des experimentellen Ablaufs ist ausführlich in Kapitel 4 beschrieben. Ausgangspunkt der Untersuchung war eine Mischung aus ^{40}K und ^{87}Rb , die in der Magnetfalle auf $1,1\ \mu\text{K}$ gekühlt wurde. Anschließend wurde die Magnetfalle relaxiert, so dass die Atome in einem Abstand von $6\ \text{mm}$ vom Zentrum der Magnetspulen in die Ein-Strahl-Dipolfalle umgeladen werden konnten (siehe Abschnitt 4.9.1). Die Temperatur betrug nach Transfer in die Dipolfalle mit $700\ \text{mW}$ Leistung ungefähr $4\ \mu\text{K}$. Zu diesem Zeitpunkt waren die Atome noch im Spinzustand der Magnetfalle: ^{87}Rb $|F = 2, m_F = 2\rangle$, ^{40}K $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$. Die Rubidiumatome wurden mittels einer schnellen adiabatischen Passage in den $|F = 1, m_F = 1\rangle$ -Zustand überführt. Dann wurde das ^{40}K mittels einer Radiofrequenz-Passage in einen der

neun Zustände $|F = 9/2, m_F = 7/2.. - 9/2\rangle$ transferiert. Um das Rubidium in den $|F = 1, m_F = 0\rangle$ überführen zu können, wurde das Kalium zuerst im untersten $|F = 9/2, m_F = -9/2\rangle$ -Zustand präpariert (siehe Abschnitt 4.10). So konnten alle stabilen Spinmischungen realisiert werden, in denen Feshbach-Resonanzen vorhergesagt waren.

Nach dieser Präparation wurde das Magnetfeld in ca. 10 ms auf einen bestimmten Wert zwischen 200 – 700 G erhöht. Dort wurde die Mischung für 0.5 – 2 s gehalten. Dann wurde das Magnetfeld in ca. 10 ms abgeschaltet und anschließend Teilchenzahl und Spinzustand der beiden Spezies detektiert. Die Haltezeit wurde so gewählt, dass der maximale Teilchenverlust ungefähr 50% entsprach. Der Spinzustand wurde detektiert, um sicherzugehen, dass die Teilchen im vorgesehenen Spinzustand verblieben waren und keine ungewollten Spinzustände durch die inelastischen Stöße erzeugt worden waren.

Die Suche nach Resonanzen wurde durch die theoretisch vorhergesagten Werte erleichtert (siehe Kapitel 3). So konnten die Feshbach-Resonanzen in der Nähe der vorhergesagten Magnetfelder gesucht werden. Dazu wurden im Bereich der vorhergesagten Resonanzen die Magnetfeldstärken systematisch verändert und anschließend die Anzahl der jeweils übrig gebliebenen ^{40}K - und ^{87}Rb -Teilchen gemessen.

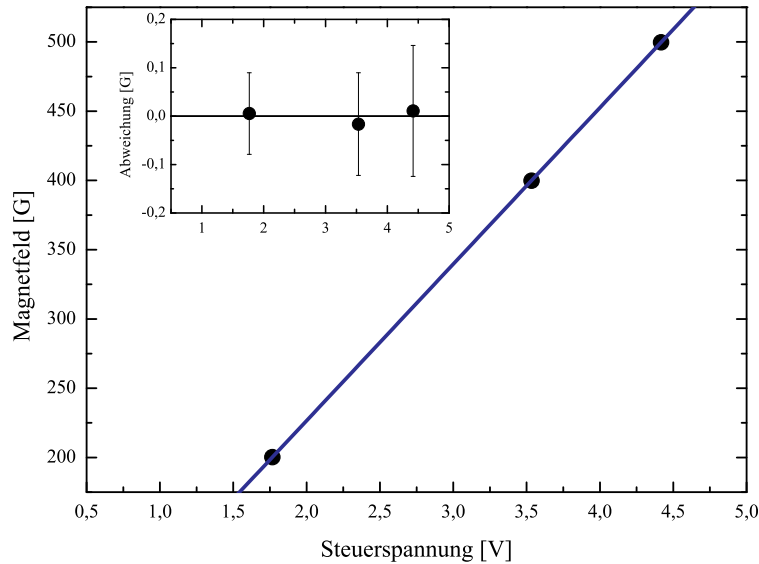


Abbildung 6.1: Kalibrierung des Magnetfelds: Ermittelte Feldstärke in Abhängigkeit der Steuerspannung. Die Abweichung vom linearen Fit und die Breite des Magnetfelds ist klein dargestellt.

6.2 Messergebnisse

Das Magnetfeld wurde entsprechend Abschnitt 4.11 mit der Stromregelung des *Heinzinger*-Netzteils erzeugt. Ein Computer-Analogausgang lieferte einen Sollwert für den Strom. Diese Spannung wurde durch einen Differenzverstärker an den Steuerungseingang des Netzteils gegeben. Die Zuordnung *Computerspannung* $\rightarrow$ *Magnetfeld* ist insgesamt sehr linear. Nur die Proportionalitätskonstante sowie ein geringer Offset müssen experimentell ermittelt werden. Dazu wurde das Magnetfeld mit Hilfe von Radiofrequenz-Spektroskopie bei drei Magnetfeldwerten mit den ^{87}Rb -Atomen gemessen. Das Ergebnis sowie ein linearer Fit sind in Abb. 6.1 dargestellt. Ebenfalls abgebildet ist die Abweichung vom linearen Fit und die Breite des Magnetfelds. Die gemessene Magnetfeldbreite hat ihre Ursache im Stromrauschen des Netzteils sowie in der räumlichen Inhomogenität des Magnetfelds. Der Fehler der Magnetfeld-Kalibrierung wird mit einem Drittel der Breite abgeschätzt: 1×10^{-4} .

Nach erfolgter Magnetfeldkalibrierung kann die Teilchenzahl der in der Falle verbliebenen Atome als Funktion des eingestellten Magnetfelds dargestellt werden. In Abbildung 6.2 sind die gemessenen Teilchenverluste exemplarisch für die Kombination $^{87}\text{Rb} \ |F = 1, m_F = 1\rangle$, $^{40}\text{K} \ |F = 9/2, m_F = -5/2\rangle$ dargestellt. Durch den Fit mit einer Gauß-Funktion wurden bei allen beobachteten Feshbach-Resonanzen die zentrale Position und die $1/\sqrt{e}$ -Breite bestimmt. In Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Alle Resonanzen waren weniger als 1 G von der vorhergesagten Position entfernt.

6.3 Verbesserung des theoretischen Modells

Durch die präzise ermittelten Positionen der Feshbach-Resonanzen kann das theoretische Modell aus Kapitel 3 weiter verbessert werden. Dazu werden die Dispersionskoeffizienten, die Dissoziationsenergie und die Steigung des Potentials am inneren Umkehrpunkt leicht variiert. Die Simulation der gekoppelten Kanäle wird so oft durchgeführt, bis die theoretisch berechneten Positionen der Feshbach-Resonanzen optimal mit den beobachteten übereinstimmen. Bei der Minimierung der quadratischen Abweichungen werden die Resonanzpositionen mit den jeweiligen statistischen Unsicherheiten gewichtet. Mit Hilfe dieser Methode können die Bindungsenergien der beteiligten Molekülzustände in Abhängigkeit des Magnetfelds berechnet werden. Bei den Feldstärken, bei denen die Bindungsenergie verschwindet, treten die Feshbach-Resonanzen auf. Die Feshbach-Resonanzen äußern sich als Divergenz der Streulänge. Beide Zusammenhänge sind in Abb. 6.3 wiederum für das Beispiel $^{87}\text{Rb} \ |F = 1, m_F = 1\rangle$, $^{40}\text{K} \ |F = 9/2, m_F = -5/2\rangle$ abgebildet.

Alle simulierten Resonanzpositionen B_{th} sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Ebenfalls aufgeführt ist die theoretische Breite Δ_{th} der Resonanzen. Hier wurde der Abstand zwischen dem Zentrum der Resonanz und dem Nulldurchgang der Streu-

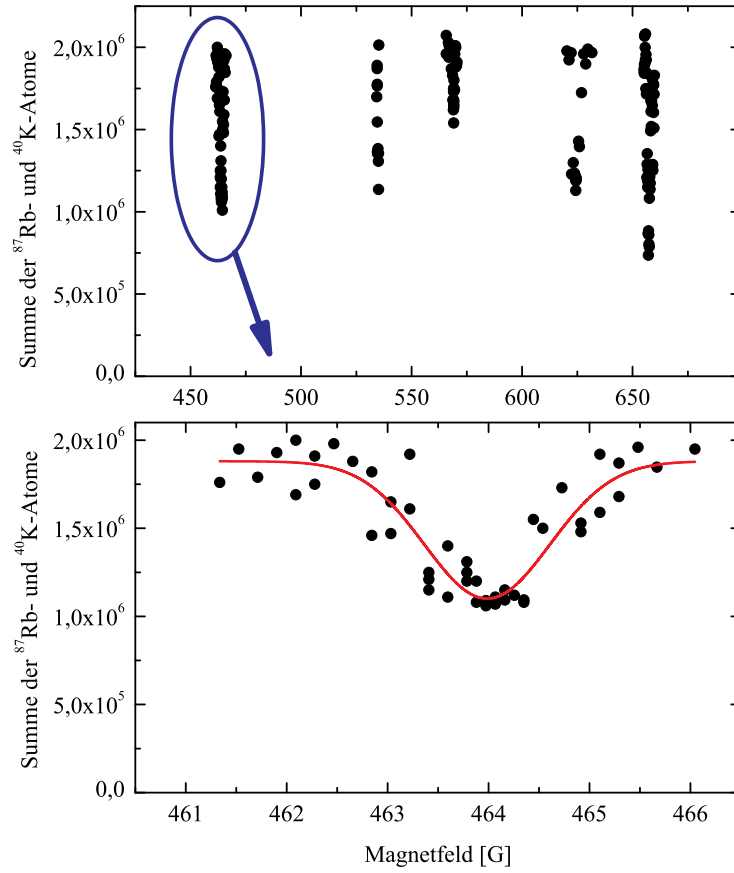


Abbildung 6.2: Teilchenverlust als Funktion des Magnetfelds im Zustand $^{87}\text{Rb} \quad |F = 1, m_F = 1\rangle$, $^{40}\text{K} \quad |F = 9/2, m_F = -5/2\rangle$. Die Resonanz bei 464 G ist im unteren Bild genauer dargestellt.

länge berechnet. Diese Breite entspricht der üblichen Näherung für die Streulänge in der Nähe einer Feshbach-Resonanz (siehe Gleichung (3.11)).

Insgesamt konnte die Konsistenz des Modells deutlich verbessert werden. Der ursprüngliche Fit an die in Ref. [67] gemessenen Daten ergab eine Standard-Abweichung von 275 mG, die 2,75 mal größer ist als die experimentelle Ungenauigkeit von 100 mG. Obwohl im Rahmen dieser Arbeit mit 28 Resonanzen deutlich mehr Daten aufgenommen wurden, konnte die mittlere Abweichung auf 123 mG reduziert werden. Mit einem Faktor von 1,1 entspricht die Standardabweichung damit der mittleren experimentellen Unsicherheit. Somit reproduziert das Modell die Beobachtungen im Rahmen der experimentellen Genauigkeit. Die experimentellen Breiten der Resonanzen hängen mit den genauen Verlustprozessen zusammen, die im Rahmen des 2-Körper-Modells nicht erklärt werden. Aus diesem Grund stimmt die theoretische Breite Δ_{th} nicht mit der experimentellen Breite σ_{exp} überein.

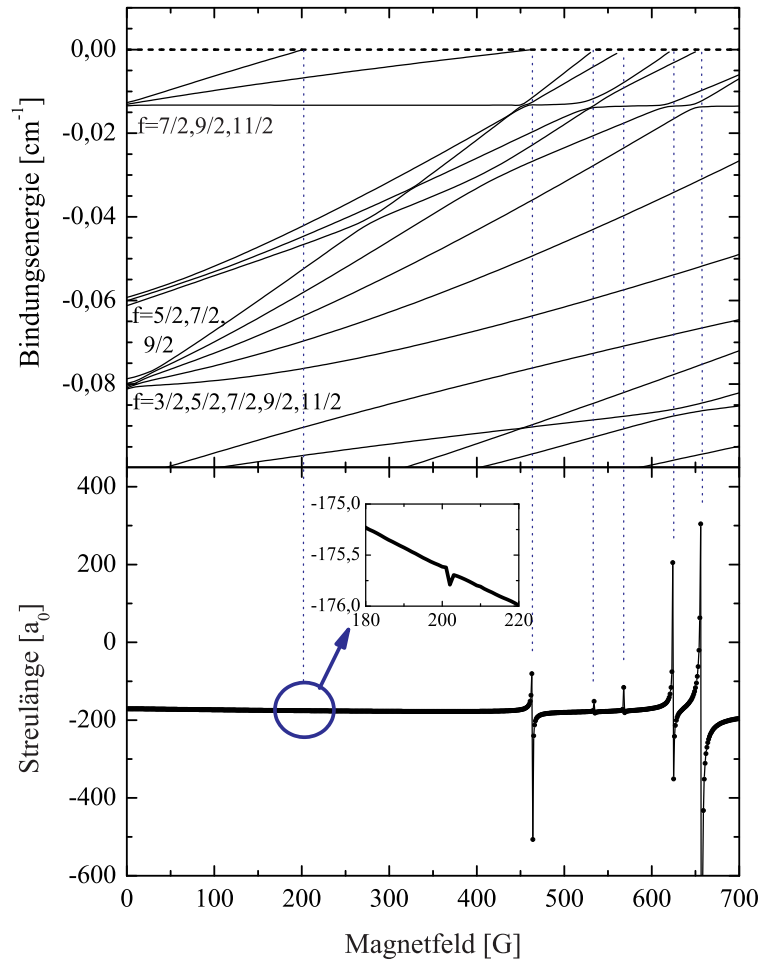


Abbildung 6.3: Ergebnisse des theoretischen Modells für den Zustand ^{87}Rb $|1,1\rangle$, ^{40}K $|9/2, -5/2\rangle$. Die Bindungsenergien der beteiligten Molekülzustände (oben) und die Streulänge (unten) sind als Funktion der Magnetfeldstärke abgebildet. Die Feshbach-Resonanzen werden wegen der Simulationsschrittweite von 1 G nicht voll aufgelöst.

Durch die präzise Kenntnis der heteronuklearen Potentiale können die Bindungsenergien der Molekülzustände genau berechnet werden. Von Interesse sind insbesondere die am schwächsten gebundenen Molekülzustände und die absoluten Grundzustände. Die Bindungsenergien der schwach gebundenen Zustände, die die Feshbach-Resonanzen erzeugen, sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Die tiefsten Singulett- und Triplett-Molekülzustände haben jeweils eine Bindungsenergie von 4180.269 cm^{-1} ($N=0$, Hyperfeinstruktur kleiner als 1 MHz) bzw. 240.024 cm^{-1} ($N=0$, $F=7/2$). Mit einem guten Verständnis der elektronisch angeregten Molekülpotentiale wird es möglich, geeignete angeregte Zustände mit ausreichenden Franck-Condon-Faktoren auszuwählen, die einen Transfer von Feshbach-Molekülen in den absoluten Grundzustand erlauben. Für diesen Transfer ist der genaue ener-

getische Abstand von Anfangs- und Endzustand von großer Bedeutung.

F	$f_{\text{Rb}}/f_{\text{K}}$	Spin	Bindungs- energie	F	$f_{\text{Rb}}/f_{\text{K}}$	Spin	Bindungs- energie
$\frac{3}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	1	-0.08120	$\frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	0.831	-0.06125
$\frac{5}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	0.918	-0.08096	$\frac{7}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	0.718	-0.06009
$\frac{7}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	0.81	-0.08056	$\frac{5}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	0.638	-0.05926
$\frac{9}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	0.678	-0.07989	$\frac{7}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	0.907	-0.01345
$\frac{11}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	0.519	-0.07878	$\frac{9}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	0.784	-0.01310
				$\frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	0.628	-0.01269

Tabelle 6.1: Bindungsenergien der relevanten Molekülzustände in cm^{-1} relativ zu der atomaren Asymptote $f_{\text{Rb}} = 1$, $f_{\text{K}} = 9/2$. Der Erwartungswert für den elektronischen Spin quantifiziert die Singulett-Triplett-Mischung.

6.4 Vorhersage der Feshbach-Resonanzen von anderen Isotopomeren

Die verbesserten Potentiale eignen sich dazu, Vorhersagen für andere Isotope zu treffen. Setzt man die Born-Oppenheimer-Näherung voraus, so können dieselben Singulett- und Triplett-Potentiale auch für andere Isotope verwendet werden. In der Simulation müssen nur die korrekten atomaren Parameter der Isotope verwendet werden (siehe Kapitel 3). Als Ergebnis einer solchen Simulation ist in Abbildung 6.4 die Streulänge von $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ und $^{39}\text{K}^{87}\text{Rb}$ als Funktion des Magnetfelds dargestellt. In der Abbildung befinden sich beide Atome im absoluten Grundzustand $^{87}\text{Rb} \ |1,1\rangle$, $\text{K} \ |1,1\rangle$. Bemerkenswert ist die breite Feshbach-Resonanz bei ungefähr 40 G , in deren Nähe die Streulänge präzise zwischen -1500 und $+1500 \text{ } a_0$ eingestellt werden kann.

Durch die bereits erfolgte Laserkühlung von ^{41}K sollte am vorgestellten Experiment eine experimentelle Überprüfung der vorhergesagten Streuresonanzen zumindest für die Kombination aus ^{41}K und ^{87}Rb möglich sein. Ein Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Resonanzpositionen ermöglicht einen Test der Born-Oppenheimer-Näherung: Das von Null verschiedene Massenverhältnis zwischen den Elektronen und dem Kern führt zu Korrekturen des Born-Oppenheimer-Potentials [164], die sich in einer Phasenverschiebung der Streuzustände äußern. Diese Phasenverschiebung verschiebt die Feshbach-Resonanzen leicht bezüglich der Vorhersage. Eine Messung dieser Verschiebung erlaubt es, die Gültigkeit der Massenskalierung abzuschätzen, die für viele numerische Simulationen von Molekülpotentialen eingesetzt wird.

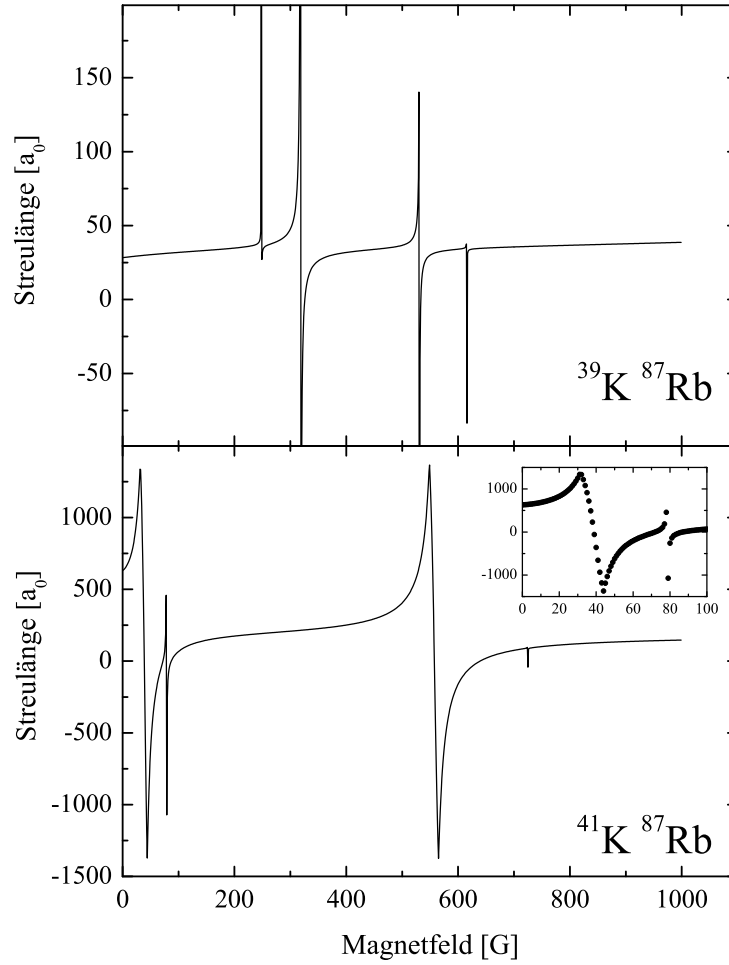


Abbildung 6.4: Streulänge von $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ und $^{39}\text{K}^{87}\text{Rb}$ im Zustand $^{87}\text{Rb} \ |1,1\rangle$, $K \ |1,1\rangle$ als Funktion des Magnetfelds. Die breite $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ -Resonanz ist gesondert im Bereich bis 100 G dargestellt.

$m_{\text{Rb}}, m_{\text{K}}$	$B_{\text{th}}(G)$	$-\Delta_{\text{th}}(G)$	$B_{\text{exp}}(G)$	$\sigma_{\text{exp}}(G)$	F	$f_{\text{Rb}}/f_{\text{K}}$	
$1, \frac{7}{2}$	298.70	0.61	298.67	< 0.12	$\frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	[67]
$1, \frac{5}{2}$	177.57	< 0.005	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	359.86	0.88	359.70	< 0.1	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
$1, \frac{3}{2}$	184.56	< 0.005	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	399.12	0.85	399.16	0.61	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
$1, \frac{1}{2}$	190.25	< 0.005	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	424.37	0.76	424.39	0.30	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	660.15	0.11	660.23	0.42	$\frac{3}{2} \dots \frac{11}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	
$1, -\frac{1}{2}$	194.90	< 0.005	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	441.87	0.66	442.06	0.55	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	612.69	0.08	612.48	< 0.24	$\frac{3}{2} \dots \frac{11}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	
	688.55	0.01	688.56	0.34	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	
$1, -\frac{3}{2}$	198.74	< 0.005	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	454.66	0.55	454.88	0.82	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	571.19	0.05	571.17	< 0.24	$\frac{3}{2} \dots \frac{11}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	
	623.23	0.02	623.29	0.45	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	
	669.87	0.81	669.84	< 0.14	$\frac{3}{2} \dots \frac{11}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	
$1, -\frac{5}{2}$	201.96	< 0.005	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	464.02	0.42	463.89	0.62	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	534.66	0.02	534.68	< 0.20	$\frac{3}{2} \dots \frac{11}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	
	568.14	0.03	568.28	0.55	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	
	624.89	0.75	624.29	1.56	$\frac{3}{2} \dots \frac{11}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	
	657.09	2.66	657.24	0.97	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	
$1, -\frac{7}{2}$	204.65	< 0.002	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	469.48	0.28	469.54	< 0.14	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	[67]
	523.04	0.06	523.04	< 0.2	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	
	584.58	0.70	584.42	0.35	$\frac{5}{2} \dots \frac{11}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	[67]
	598.32	2.55	598.24	0.32	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$2/\frac{7}{2}$	[67]
	697.56	0.16	697.80	0.49	$\frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	[67]
$1, -\frac{9}{2}$	207.02	< 0.001	—	—	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	462.45	0.06	462.41	< 0.20	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	495.71	0.14	495.57	< 0.20	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	[66, 67, 68]
	546.89	3.07	546.71	0.68	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	[66, 67, 68]
$0, -\frac{9}{2}$	659.68	0.80	659.52	0.39	$\frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$2/\frac{9}{2}$	[67]
	430.71	0.11	430.93	0.63	$\frac{9}{2}, \frac{11}{2}$	$1/\frac{9}{2}$	
	546.08	3.16	546.13	0.43	$\frac{9}{2}$	$1/\frac{7}{2}$	

Tabelle 6.2: Magnetfeld-Positionen und Breiten der untersuchten $^{40}\text{K } ^{87}\text{Rb}$ -Feshbach-Resonanzen. Die Quantenzahlen gehören zu den entsprechenden Molekülzuständen ohne Magnetfeld. Für den Gesamtdrehimpuls F ist das gesamte Multiplett angegeben, da die Aufspaltung kleiner als die Zeeman Energie ist (siehe Abb. 6.3). Alle Molekülzustände sind gemischte Zustände der letzten gebundenen Vibrationszustände $v_a = 30$ und $v_X =$

AUSBLICK

Die Erzeugung quantenentarteter Bose-Fermi-Mischungen (Kapitel 5) und die Kontrolle von Feshbach-Resonanzen (Kapitel 6) eröffnen eine große Fülle von weiterführenden Untersuchungen. Hauptziel ist die Produktion von ultrakalten Molekülen im absoluten Grundzustand. Darüber hinaus gibt es ein großes Spektrum weiterer Fragestellungen, die mit dem vorgestellten Experimentaufbau untersucht werden können.

Erzeugung von Molekülen

Zur Erzeugung von schwach gebundenen Molekülen gibt es zwei Methoden. Zum Einen können die Atome in der Nähe der Feshbach-Resonanz erzeugt werden, was in sehr verschiedenen Systemen schon gelungen ist. Zum Anderen können die Atompaare direkt durch einen magnetischen Dipolübergang in einen Molekülzustand überführt werden. Dieser Übergang ist in homonuklearen Systemen nicht möglich, da diese nicht über ein permanentes Dipolmoment verfügen.

Molekülerzeugung mit einer Feshbach-Resonanz

Die Erzeugung heteronuklearer Moleküle ist kürzlich in einem dreidimensionalen Gitter gelungen [70]. Das optische Gitter diente dazu, die ^{40}K ^{87}Rb -Paare auf einzelne Gitterplätze zu separieren. Dadurch werden inelastische Stöße verhindert, bei denen die Moleküle in tiefere molekulare Zustände zerfallen. Die Arbeitsgruppen von Prof. Inguscio in Florenz und Prof. Jin in Boulder haben die Produktion von heteronuklearen Molekülen in optischen Dipolfallen versucht und von sehr kurzen Lebensdauern unterhalb einer Millisekunde berichtet. Auch am vorgestellten Experiment ist eine Charakterisierung dieser Moleküle und eine genaue Messung der Lebensdauer möglich, voraussichtlich sogar mit größerer Stabilität. Dazu befindet sich im Moment eine neue Detektion im Aufbau, die es erlaubt, die Atome auch bei

den hohen Magnetfeldern resonant zu detektieren. Somit sollte eine Beobachtung der Moleküle trotz der kurzen Lebensdauern möglich sein.

Grundsätzlich werden die zu erzeugenden fermionischen Moleküle immer stabiler, je stärker sie gebunden sind, da der fermionische Charakter der Moleküle dominanter wird und die Stöße immer stärker unterdrückt werden. Eine Beobachtung dieser verlängerten Lebensdauer wäre ein wichtiger Meilenstein zur Erzeugung ultrakalter Moleküle im Grundzustand.

Wenn eine Stabilisierung der schwach gebundenen Moleküle ohne optisches Gitter nicht möglich ist, so ist der experimentelle Umbau zur Nutzung eines optischen Gitters wenig aufwändig. Ein Titan-Saphir-Laser zum Betrieb des optischen Gitters steht zur Verfügung. Um den optischen Zugang zum Aufbau des dreidimensionalen Gitters zu verbessern, wurde eine abgewinkelte Glaszelle bestellt. Dadurch wird ermöglicht, ein rechtwinkliges, dreidimensionales Gitter aufzubauen, das parallel zu den Detektionsrichtungen steht.

Direkte Assoziation

Prinzipiell können die stoßenden Atome auch direkt durch einen magnetischen Dipolübergang in einen schwach gebundenen Molekülzustand überführt werden. Da das magnetische Dipolmoment solcher Zustände aber sehr klein ist, koppeln der Streu- und der Molekülzustand nur schwach. Eine Abschätzung der Kopplungsstärke ist schwierig [165].

Da die erforderlichen Frequenzen aber durch unsere Molekülsimulation (Kapitel 6) präzise bekannt sind, sollte ein experimenteller Versuch unternommen werden. Ein Radiofrequenzgenerator mit 10 W-Verstärker ist bis 1 GHz verfügbar, so dass die am schwächsten gebundenen Niveaus mit Bindungsenergien von 380–403 MHz gut erreichbar sind.

Eine direkte Radiofrequenz-Assoziation von heteronuklearen Molekülen wäre ein Durchbruch, da der experimentell aufwändige Umweg über die Feshbach-Resonanzen nicht mehr nötig wäre. Eventuell wäre es dann ebenfalls möglich, mit weiteren Übergängen zu immer tieferen molekularen Zuständen vorzudringen.

Abregung in den absoluten Grundzustand

Sobald es gelungen ist, schwach gebundene Moleküle zu stabilisieren, kann der Versuch unternommen werden, diese in stärker gebundene Molekülniveaus zu transferieren. Dazu kann eine *Stimulated Rapid Adiabatic Passage* verwendet werden [166]. Dies wurde bereits für $^{87}\text{Rb}_2$ -Moleküle exemplarisch demonstriert [96]. Um aber in den absoluten Grundzustand vordringen zu können, müssen die elektronisch angeregten Molekülpotentiale und die zugehörigen Zustände deutlich besser verstanden werden. Auch hier wird eine enge Zusammenarbeit mit den Arbeitsgruppen der Molekülspektroskopie nötig sein.

Phasengrenzen der Bose-Fermi-Mischung

Eine quantenentartete Bose-Fermi-Mischung ist nur in einem bestimmten Regime der Wechselwirkung stabil [167, 168]. Bei starker attraktiver Wechselwirkung kommt es zum Kollaps, bei starker repulsiver Wechselwirkung kommt es zur Phasenseparation [59, 60, 68]. Der Mean-Field-Kollaps wurde in zwei widersprüchlichen Messungen beobachtet. Die Phasenseparation wurde nur als repulsive Wechselwirkung zweier nur teilweise überlagerten Wolken beobachtet [68]. In unserer stärker elongierten Dipolfalle sollte eine Messung mit vollem Überlapp möglich sein. Durch die freie Einstellbarkeit der Wechselwirkung in der Nähe einer Feshbach-Resonanz können die Phasengrenzen bei verschiedenen Dichten und Wechselwirkungen gut nachgemessen werden.

Bosonen-induzierte Superfluidität

Ein großes wissenschaftliches Ziel ist der Nachweis von bosonen-induzierter Superfluidität von fermionischen Quantengasen. Dabei wird durch die heteronukleare Wechselwirkung zwischen Fermionen und Bosonen eine resultierende Wechselwirkung zwischen den Fermionen induziert. Durch diese Wechselwirkung können sich die Fermionen zu Cooperpaaren verbinden und superfluid werden [169, 170]. Bisher ist noch nicht geklärt, in welcher Form diese Superfluidität nachgewiesen werden kann. Ein Nachweis erscheint jedoch möglich durch Rauschkorrelationen, das Anregungsspektrum, Anregung von Vortices oder Bragg-Spektroskopie. Das Interesse an diesem System ist im Besonderen durch die Analogie zum lange bekannten Supraleiter [5, 6] begründet. Dort bilden sich die Cooperpaare aus fermionischen Elektronen, die über den Austausch von bosonischen Phononen wechselwirken. Langfristig ist über solche Modellsysteme eventuell ein Verständnis der Hochtemperatur-Supraleitung möglich.

Heteronukleare Spindynamik

Spindynamik in ultrakalten Quantengasen ist momentan ein sehr aktives Forschungsfeld, insbesondere der Modellcharakter für andere Spinsysteme wie magnetische Nanosysteme, Spintronik, Hochtemperatursupraleitung mit magnetischer Wechselwirkung und verschränkte Spinsysteme für Quantencomputer ist von besonderem Interesse. Die Spindynamik in ^{87}Rb - und ^{23}Na -Bose-Einstein-Kondensaten wurde bereits ausgiebig untersucht [171, 172, 173, 174, 175, 176]. Im Moment ist eine weitere Untersuchung in ^{52}Cr -Kondensaten im Gange [177]. Das Element ^{52}Cr bietet mit einem Gesamtdrehimpuls von $F = 3$ ein sehr reichhaltiges Phasenspektrum. Zur Spindynamik in ultrakalten Fermigasen gibt es derzeit wenig Literatur und praktisch keine experimentellen Untersuchungen. Wegen des großen Kernspins hat ^{40}K einen Gesamtdrehimpuls von $F = \frac{9}{2}$. Damit lassen sich Spin- $\frac{1}{2}$ - bis Spin- $\frac{9}{2}$ -Systeme in der Quantenentartung realisieren. Um dieses neue Feld

erschließen zu können, ist eine enge Zusammenarbeit mit der theoretischen Arbeitsgruppe von Prof. Santos geplant.

Grundsätzlich bietet die Untersuchung der Spindynamik in Bose-Fermi-Mischungen noch reichere Systeme. Als Einstieg in dieses umfassende Themengebiet könnte die Pauli-Unterdrückung der spinändernden Stöße bei ultrakalten Temperaturen untersucht werden. Präpariert man eine Mischung aus $^{87}\text{Rb}|F=2, m_F=2\rangle$ und $^{40}\text{K}|F=\frac{9}{2}, m_F=\frac{9}{2}\rangle$ mit einer kleinen Beimischung aus $^{40}\text{K}|F=\frac{9}{2}, m_F=\frac{7}{2}\rangle$, so sollten mit der Zeit über spinändernde Stöße ^{87}Rb -Atome in $|F=2, m_F=1\rangle$ gebildet werden.

$$^{87}\text{Rb}|m_F=2\rangle + ^{40}\text{K}|m_F=\frac{7}{2}\rangle \longrightarrow ^{87}\text{Rb}|m_F=1\rangle + ^{40}\text{K}|m_F=\frac{9}{2}\rangle \quad (7.1)$$

Durch den Nachweis dieser Atome lässt sich die Reaktionsgeschwindigkeit der Spindynamik abschätzen. Führt man dasselbe Experiment bei sehr kalten Temperaturen durch, so besetzen die Fermionen in $m_F=\frac{9}{2}$ alle möglichen Zustände des Ausgangskanals. Dadurch sollte eine Unterdrückung des obigen Prozesses bei kalten Temperaturen beobachtbar sein.

Bose-Bose-Mischung

Mit dem Aufbau der Laserkühlung von ^{41}K eröffnet sich für unser Experiment ein ganz neues Spektrum von Experimenten mit zwei bosonischen Spezies. Während Bose-Fermi-Mischungen schon seit einiger Zeit untersucht werden, gibt es bisher erst zwei Untersuchungen eines zweikomponentigen Bose-Einstein-Kondensats [178, 72]. Zwei Experimente zur Erforschung von $^{39}\text{K}^{87}\text{Rb}$ und $^{174}\text{Yb}^{176}\text{Yb}$ befinden sich gegenwärtig im Aufbau [179, 180, 71, 181].

Von großem Interesse wird die Identifikation von heteronuklearen Feshbach-Resonanzen in $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ sein, die mit Hilfe unserer Messungen (Kapitel 6) vorhergesagt werden konnten. Ein Vergleich der experimentellen Beobachtungen mit den Vorhersagen erlaubt es, die Gültigkeit der verwendeten Born-Oppenheimer-Näherung zu überprüfen. Mit Hilfe der Born-Oppenheimer-Näherung lassen sich die Molekülpotentiale auf andere Isotope übertragen, indem die entsprechenden Massen und die atomaren Parameter verwendet werden. Allerdings erwartet man leichte Abweichungen in den Potentialen durch die andere Masse des Kerns [164], die sich in einer leichten Phasenverschiebung der Streuphase widerspiegeln. Diese leicht veränderte Streuphase verschiebt die Position der Feshbach-Resonanzen im Magnetfeld.

Nach meiner Einschätzung erscheint die Vermessung der Phasengrenzen als natürliches erstes Ziel für die Weiterentwicklung des Experiments. Durch die freie Einstellbarkeit der Wechselwirkung können die verschiedenen Beobachtungen anderer Experimente in einen größeren Zusammenhang eingeordnet und ein vollstän-

diges Modell quantenentarteter, wechselwirkender Bose-Fermi-Mischungen entwickelt werden. Abgesehen davon sollte die direkte Erzeugung von Molekülen unbedingt ausprobiert werden. Ein Erfolg dieser Methode würde die Assoziation von ultrakalten Molekülen revolutionieren. Außerdem wäre der Weg frei, mit derselben Methode in tiefer gebundene Molekülzustände zu klettern. Einerseits könnten die Energien der Molekülzustände dadurch um viele Größenordnungen präziser vermessen werden als mit den Methoden der Molekülspektroskopie; andererseits wäre eine Erzeugung von ultrakalten Molekülen im absoluten Grundzustand auch auf diesem Wege denkbar.

ATOMARE EIGENSCHAFTEN

A.1 Atomare Parameter

Zur Auswertung der Messergebnisse wurden die folgenden atomaren Parameter verwendet.

Verwendete ^{40}K -Parameter

Masse m_K	39,96399867(29) u	[182]
Kernspin I	4	[182]
g-Faktor des Kerns g_I	+0,000176490(34)	[110]
g-Faktor des Elektrons g_J	2,00229421(24)	[110]
in $4 S_{1/2}$		
Hyperfeinstrukturkonstante A_{HFS}	-285,7308(24) MHz	[110]
in $4 S_{1/2}$		
Hyperfeinstrukturkonstante A_{HFS}	-2,45(2) MHz	[110]
in $4 P_{3/2}$		
Hyperfeinstrukturkonstante B_{HFS}	-1,16(22) MHz	[110]
in $4 P_{3/2}$		
D2-Vakuum-Wellenlänge	766,7017 nm	[183]
($4 S_{1/2} \rightarrow 4 P_{3/2}$)		
D2-Linienbreite	$2\pi \times 6,09$ MHz	[143]
($4 S_{1/2} \rightarrow 4 P_{3/2}$)		
D2-Sättigungsintensität I_{Sat}	1,670 mW/cm^2	[183]
($5 S_{1/2} \rightarrow 5 P_{3/2}$)		

Verwendete ^{87}Rb -Parameter

Masse m_{Rb}	86,9091835(27) u	[182]
Kernspin I	3/2	[182]
g-Faktor des Kerns g_I	−0,0009951414(10)	[110]
g-Faktor des Elektrons g_J in $5 S_{1/2}$	2,00233113(20)	[110]
g-Faktor des Elektrons g_J in $5 P_{3/2}$	1,3362(12)	[110]
Hyperfeinstrukturkonstante A_{HFS} in $5 S_{1/2}$	3417,34130642(15) MHz	[110]
Hyperfeinstrukturkonstante A_{HFS} in $5 P_{3/2}$	84,845(55) MHz	[110]
Hyperfeinstrukturkonstante B_{HFS} in $5 P_{3/2}$	12,52(9) MHz	[110]
D2-Vakuum-Wellenlänge ($5 S_{1/2} \rightarrow 5 P_{3/2}$)	780,241209686(13) nm	[162]
D2-Linienbreite ($5 S_{1/2} \rightarrow 5 P_{3/2}$)	$2\pi \times 6,065(9) MHz$	[162]
D2-Sättigungsintensität I_{Sat} ($5 S_{1/2} \rightarrow 5 P_{3/2}$)	1,699 mW/cm^2	[162]

A.2 Zeeman-Aufspaltung

Die Zeeman-Aufspaltung der Grundzustände kann mit Hilfe der Breit-Rabi-Formel berechnet werden [184, 162]:

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

Hierbei wird verwendet: $E_{HFS} = A_{HFS}(I + \frac{1}{2})$, $x = (g_J - g_I)\mu_B B / E_{HFS}$ und $m = m_I \pm m_J$. Für die angeregten Zustände muss der Hamiltonoperator, der Hyperfeinstruktur und Zeeman-Term enthält, für alle Magnetfelder diagonalisiert werden. Für Rubidium ist die Aufspaltung mit exakter Diagonalisierung gerechnet worden. Für Kalium ist nur die Breit-Rabi-Formel veranschaulicht.

Zeeman-Aufspaltung von ^{40}K

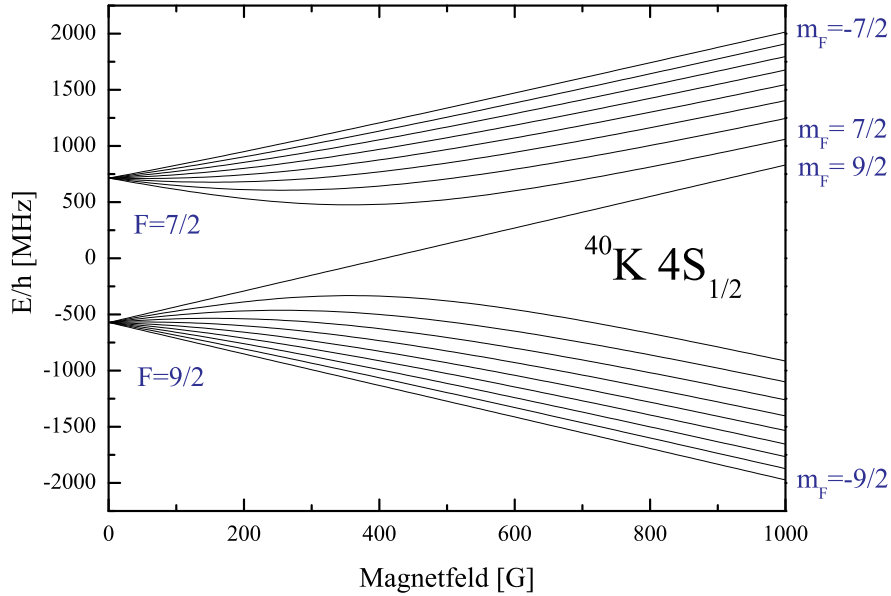
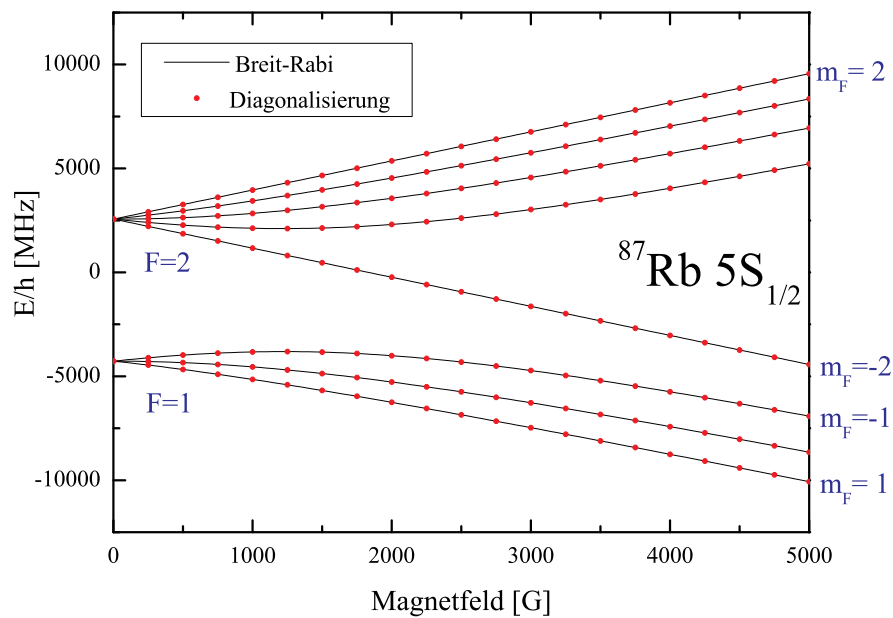
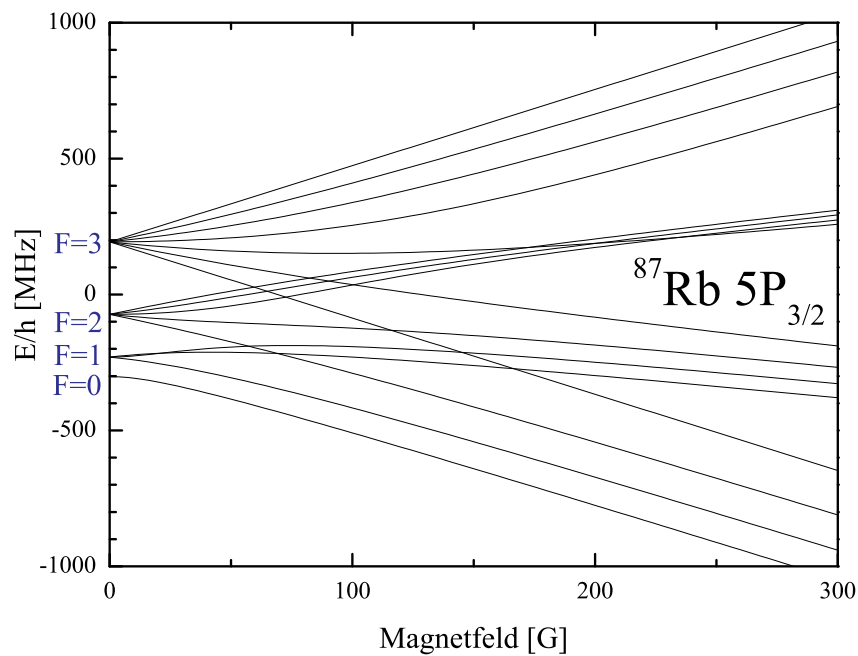


Abbildung A.1: Zeeman-Aufspaltung des ^{40}K -Grundzustands $4S_{1/2}$.

Zeeman-Aufspaltung von ^{87}Rb Abbildung A.2: Zeeman-Aufspaltung des ^{87}Rb -Grundzustands $5S_{1/2}$.Abbildung A.3: Zeeman-Aufspaltung des angeregten ^{87}Rb -Zustands $4P_{3/2}$.

POLYLOGARITHMEN

Die Polylogarithmen s -ter Ordnung sind wie folgt definiert.

$$Li_s(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^s} \quad (\text{B.1})$$

Wenn $a \in \{-1, 1\}$, dann gilt folgender Zusammenhang für $Re(s) > 0$ und für alle z , außer reelle z mit $-az \geq 1$.

$$-aLi_{s+1}(-az) = \frac{1}{\Gamma(s+1)} \int_0^{\infty} dt \frac{t^s}{z^{-1}e^t + a} \quad (\text{B.2})$$

Aus Gleichung (B.1) lässt sich folgender Zusammenhang herleiten.

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} dx Li_s \left(\alpha e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha^k}{k^s} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right) \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{\alpha^k}{k^s} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right) \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha^k}{k^s} \sqrt{\frac{2\pi}{k}} \sigma \right) \\ &= \sqrt{2\pi} \sigma \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\alpha^k}{k^{s+1/2}} \right) \\ &= \sqrt{2\pi} \sigma Li_{s+1/2}(\alpha) \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Ebenfalls interessant ist folgender Grenzfall für $(s \neq -1, -2, -3, \dots)$:

$$\lim_{Re(\mu) \rightarrow \infty} Li_s(e^{\mu}) = -\frac{\mu^s}{\Gamma(s+1)} \quad (\text{B.4})$$

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Bose, S.: *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*.
Z. Phys., 26(1):178–181, 1924.
DOI: 10.1007/BF01327326.
- [2] Einstein, A.: *Quantentheorie des idealen einatomigen Gases*.
Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. Bericht, 22:261, 1924.
- [3] Einstein, A.: *Quantentheorie des idealen einatomigen Gases II*.
Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss., Phys. Math. Kl. Bericht, 3:18, 1925.
- [4] Fermi, E.: *Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases*.
Z. Phys., 36(11):902–912, 1926.
DOI: 10.1007/BF01400221.
- [5] London, F.: *On the Bose-Einstein Condensation*.
Phys. Rev., 54(11):947–954, 1938.
DOI: 10.1103/PhysRev.54.947.
- [6] London, F.: *The λ -Phenomenon of Liquid Helium and the Bose-Einstein Degeneracy*.
Nature, 141:643, 1938.
- [7] Pauli, W.: *The Connection Between Spin and Statistics*.
Phys. Rev., 58(8):716–722, 1940.
DOI: 10.1103/PhysRev.58.716.
- [8] Pauli, W., L. Rosenfeld und V. Weisskopf: *Niels Bohr and the Development of Physics*.
1955.
- [9] Lüders, G.: *Zur Bewegungsumkehr in quantisierten Feldtheorien*.
Z. Phys., 133(3):325–339, 1952.
DOI: 10.1007/BF01333385.
- [10] Lüders, G.: *Proof of the TCP theorem*.
Ann. Phys., 2(1):1–15, 1957.
DOI: 10.1016/0003-4916(57)90032-5.

-
- [11] Onnes, H. K.
Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden, 119, 120, 122, 1911.
- [12] Bardeen, J., L. N. Cooper und J. R. Schrieffer: *Theory of Superconductivity*.
Phys. Rev., 108(5):1175–1204, 1957.
DOI: 10.1103/PhysRev.108.1175.
- [13] Bardeen, J., L. N. Cooper und J. R. Schrieffer: *Microscopic Theory of Superconductivity*.
Phys. Rev., 106(1):162–164, 1957.
DOI: 10.1103/PhysRev.106.162.
- [14] Cooper, L. N.: *Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas*.
Phys. Rev., 104(4):1189–1190, 1956.
DOI: 10.1103/PhysRev.104.1189.
- [15] Bednorz, J. G. und K. A. Müller: *Possible highTc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*.
Z. Phys. B, 64(2):189–193, 1986.
DOI: 10.1007/BF01303701.
- [16] Anderson, P. W.: *Experimental Constraints on the Theory of High-Tc Superconductivity*.
Science, 256(5063):1526–1531, 1992.
DOI: 10.1126/science.256.5063.1526.
- [17] Stwalley, W. C. und L. H. Nosanow: *Possible "New" Quantum Systems*.
Phys. Rev. Lett., 36(15):910–913, 1976.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.36.910.
- [18] Hecht, C. E.: *The possible superfluid behaviour of hydrogen atom gases and liquids*.
Physica, 25(7-12):1159–1161, 1959.
DOI: 10.1016/0031-8914(59)90035-7.
- [19] Anderson, M. H., 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(5221):198, 1995.
DOI: 10.1126/science.269.5221.198.
- [20] Davis, K. B., 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(22):3969–3973, 1995.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.3969.
- [21] Bradley, C. C., C. A. Sackett, J. J. Tollett und R. G. Hulet: *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*.

- Phys. Rev. Lett., 75(9):1687–1690, 1995.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.75.1687.
- [22] Wigner, E.: *Über die Streuung von Neutronen an Protonen*.
Z. Phys., 83(3):253–258, 1933.
DOI: 10.1007/BF01331145.
- [23] DeMarco, B. und D. S. Jin: *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*.
Science, 285(5434):1703–1706, 1999.
DOI: 10.1126/science.285.5434.1703.
- [24] Schreck, F., L. Khaykovich, K. L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles und C. Salomon: *Quasipure Bose-Einstein Condensate Immersed in a Fermi Sea*.
Phys. Rev. Lett., 87(8):080403, 2001.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.080403.
- [25] Truscott, A. G., 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(5513):2570–2572, 2001.
DOI: 10.1126/science.1059318.
- [26] Hadzibabic, Z., C. A. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M. W. Zwierlein, A. Görlitz und W. Ketterle: *Two-Species Mixture of Quantum Degenerate Bose and Fermi Gases*.
Phys. Rev. Lett., 88(16):160401, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.160401.
- [27] Roati, G., F. Riboli, G. Modugno und M. Inguscio: *Fermi-Bose Quantum Degenerate ^{40}K – ^{87}Rb Mixture with Attractive Interaction*.
Phys. Rev. Lett., 89(15):150403, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.150403.
- [28] Granade, S. R., M. E. Gehm, K. M. O’Hara und J. E. Thomas: *All-Optical Production of a Degenerate Fermi Gas*.
Phys. Rev. Lett., 88(12):120405, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.120405.
- [29] Jochim, S., 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(24):240402, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.240402.
- [30] Fukuhara, T., Y. Takasu, M. Kumakura und Y. Takahashi: *Degenerate Fermi Gases of Ytterbium*.
Phys. Rev. Lett., 98(3):030401, 2007.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.030401.

-
- [31] Loftus, T., 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(17):173201, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.173201.
- [32] Regal, C. A., C. Ticknor, J. L. Bohn und D. S. Jin: *Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms*. Nature, 424(6944):47–50, 2003.
DOI: 10.1038/nature01738.
- [33] Cubizolles, J., 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(24):240401, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.240401.
- [34] Regal, C. A., M. Greiner und D. S. Jin: *Lifetime of Molecule-Atom Mixtures near a Feshbach Resonance in K* . Phys. Rev. Lett., 92(8):083201, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.083201.
- [35] Strecker, K. E., G. B. Partridge und R. G. Hulet: *Conversion of an Atomic Fermi Gas to a Long-Lived Molecular Bose Gas*. Phys. Rev. Lett., 91(8):080406, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.080406.
- [36] Greiner, M., C. A. Regal und D. S. Jin: *Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas*. Nature, 426(6966):537–540, 2003.
DOI: 10.1038/nature02199.
- [37] Jochim, S., M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag und R. Grimm: *Bose-Einstein Condensation of Molecules*. Science, 302(5653):2101–2103, 2003.
DOI: 10.1126/science.1093280.
- [38] Zwierlein, M. W., 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(25):250401, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.250401.
- [39] Regal, C. A., M. Greiner und D. S. Jin: *Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs*. Phys. Rev. Lett., 92(4):040403–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.040403.

-
- [40] Bourdel, T., 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(5):050401–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.050401.
- [41] Kinast, J., S. L. Hemmer, M. E. Gehm, A. Turlapov und J. E. Thomas: *Evidence for Superfluidity in a Resonantly Interacting Fermi Gas*.
Phys. Rev. Lett., 92(15):150402–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.150402.
- [42] Zwierlein, M. W., C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, A. J. Kerman und W. Ketterle: *Condensation of Pairs of Fermionic Atoms near a Feshbach Resonance*.
Phys. Rev. Lett., 92(12):120403–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.120403.
- [43] Bartenstein, M., 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(20):203201–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.203201.
- [44] Chin, C., 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(5687):1128–1130, 2004.
DOI: 10.1126/science.1100818.
- [45] Zwierlein, M. W., J. R. Abo-Shaeer, A. Schirotzek, C. H. Schunck und W. Ketterle: *Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas*.
Nature, 435(7045):1047–1051, 2005.
DOI: 10.1038/nature03858.
- [46] Partridge, G. B., W. Li, R. I. Kamar, Y.-a. Liao und R. G. Hulet: *Pairing and Phase Separation in a Polarized Fermi Gas*.
Science, 311(5760):503–505, 2006.
DOI: 10.1126/science.1122876.
- [47] Zwierlein, M. W., A. Schirotzek, C. H. Schunck und W. Ketterle: *Fermionic Superfluidity with Imbalanced Spin Populations*.
Science, 311(5760):492–496, 2006.
DOI: 10.1126/science.1122318.
- [48] Modugno, G., F. Ferlaino, R. Heidemann, G. Roati und M. Inguscio: *Production of a Fermi gas of atoms in an optical lattice*.
Phys. Rev. A, 68(1):011601, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevA.68.011601.

-
- [49] Pezze, L., L. Pitaevskii, A. Smerzi, S. Stringari, G. Modugno, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Roati und M. Inguscio: *Insulating Behavior of a Trapped Ideal Fermi Gas*.
Phys. Rev. Lett., 93(12):120401–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.120401.
- [50] Ott, H., E. de Mirandes, F. Ferlaino, G. Roati, V. Turck, G. Modugno und M. Inguscio: *Radio Frequency Selective Addressing of Localized Atoms in a Periodic Potential*.
Phys. Rev. Lett., 93(12):120407–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.120407.
- [51] Gunter, K., T. Stöferle, H. Moritz, M. Köhl und T. Esslinger: *p-Wave Interactions in Low-Dimensional Fermionic Gases*.
Phys. Rev. Lett., 95(23):230401–4, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.230401.
- [52] Köhl, M., H. Moritz, T. Stöferle, K. Gunter und T. Esslinger: *Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions*.
Phys. Rev. Lett., 94(8):080403–4, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.080403.
- [53] Moritz, H., T. Stöferle, K. Gunter, M. Köhl und T. Esslinger: *Confinement Induced Molecules in a 1D Fermi Gas*.
Phys. Rev. Lett., 94(21):210401–4, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.210401.
- [54] Stöferle, T., H. Moritz, K. Gunter, M. Köhl und T. Esslinger: *Molecules of Fermionic Atoms in an Optical Lattice*.
Phys. Rev. Lett., 96(3):030401–4, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.030401.
- [55] Rom, T., Th. Best, D. van Oosten, U. Schneider, S. Fölling, B. Paredes und I. Bloch: *Free fermion antibunching in a degenerate atomic Fermi gas released from an optical lattice*.
Nature, 444(7120):733–736, 2006.
DOI: 10.1038/nature05319.
- [56] Simoni, A., F. Ferlaino, G. Roati, G. Modugno und M. Inguscio: *Magnetic Control of the Interaction in Ultracold K-Rb Mixtures*.
Phys. Rev. Lett., 90(16):163202, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.163202.
- [57] Modugno, M., 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(4):043626, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevA.68.043626.

-
- [58] Goldwin, J., 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(2):21601, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevA.70.021601.
- [59] Modugno, G., G. Roati, F. Riboli, F. Ferlaino, R. J. Brecha und M. Inguscio: *Collapse of a Degenerate Fermi Gas.*
Science, 297(5590):2240–2243, 2002.
DOI: 10.1126/science.1077386.
- [60] Ospelkaus, C., 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(2):20401, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.020401.
- [61] Ferlaino, F., E. de Mirandes, G. Roati, G. Modugno und M. Inguscio: *Expansion of a Fermi Gas Interacting with a Bose-Einstein Condensate.*
Phys. Rev. Lett., 92(14):140405, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.140405.
- [62] Ott, H., E. de Mirandes, F. Ferlaino, G. Roati, G. Modugno und M. Inguscio: *Collisionally Induced Transport in Periodic Potentials.*
Phys. Rev. Lett., 92(16):160601–4, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.160601.
- [63] Ospelkaus, S., C. Ospelkaus, O. Wille, M. Succo, P. Ernst, K. Sengstock und K. Bongs: *Localization of Bosonic Atoms by Fermionic Impurities in a Three-Dimensional Optical Lattice.*
Phys. Rev. Lett., 96(18):180403, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.180403.
- [64] Gunter, K., T. Stöferle, H. Moritz, M. Köhl und T. Esslinger: *Bose-Fermi Mixtures in a Three-Dimensional Optical Lattice.*
Phys. Rev. Lett., 96(18):180402, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.180402.
- [65] Stan, C. A., M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach und W. Ketterle: *Observation of Feshbach Resonances between Two Different Atomic Species.*
Phys. Rev. Lett., 93(14):143001, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.143001.
- [66] Inouye, S., J. Goldwin, ML Olsen, C. Ticknor, JL Bohn und DS Jin: *Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions.*
Phys. Rev. Lett., 93(18):183201, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.183201.

-
- [67] Ferlaino, F., 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(4):40702, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.73.040702.
- [68] Ospelkaus, S., C. Ospelkaus, L. Humbert, K. Sengstock und K. Bongs: *Tuning of Heteronuclear Interactions in a Degenerate Fermi-Bose Mixture*. Phys. Rev. Lett., 97(12):120403, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.120403.
- [69] Zaccanti, M., 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(4):041605, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.74.041605.
- [70] Ospelkaus, C., 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.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.120402.
- [71] De Sarlo, L., P. Maioli, G. Barontini, J. Catani, F. Minardi und M. Inguscio: *Collisional properties of sympathetically cooled ^{39}K* . cond-mat/0701051, 2007.
- [72] Papp, S. B. und C. E. Wieman: *Observation of Heteronuclear Feshbach Molecules from a ^{85}Rb - ^{87}Rb Gas*. Phys. Rev. Lett., 97(18):180404, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.180404.
- [73] Litvak, A.G., V.A. Mironov, G.M. Fraiman und A.D. Yunakovskii. *Fiz. Plazmy*, 1:60, 1975.
- [74] Peccianti, M., C. Conti, G. Assanto, A. De Luca und C. Umeton: *Routing of anisotropic spatial solitons and modulational instability in liquid crystals*. Nature, 432(7018):733–737, 2004.
DOI: 10.1038/nature03101.
- [75] Yi, S. und L. You: *Trapped atomic condensates with anisotropic interactions*. Phys. Rev. A, 61(4):041604, 2000.
DOI: 10.1103/PhysRevA.61.041604.
- [76] Góral, K., K. Rzażewski und T. Pfau: *Bose-Einstein condensation with magnetic dipole-dipole forces*. Phys. Rev. A, 61(5):051601, 2000.
DOI: 10.1103/PhysRevA.61.051601.
- [77] Santos, L., G. V. Shlyapnikov, P. Zoller und M. Lewenstein: *Bose-Einstein Condensation in Trapped Dipolar Gases*. Phys. Rev. Lett., 85(9):1791–1794, 2000.

- DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.1791.
- [78] O'Dell, D. H. J., S. Giovanazzi und G. Kurizki: *Rotons in Gaseous Bose-Einstein Condensates Irradiated by a Laser*.
Phys. Rev. Lett., 90(11):110402, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.110402.
- [79] Santos, L., G. V. Shlyapnikov und M. Lewenstein: *Roton-Maxon Spectrum and Stability of Trapped Dipolar Bose-Einstein Condensates*.
Phys. Rev. Lett., 90(25):250403, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.250403.
- [80] Góral, K., L. Santos und M. Lewenstein: *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices*.
Phys. Rev. Lett., 88(17):170406, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.170406.
- [81] Baranov, M. A., Klaus Osterloh und M. Lewenstein: *Fractional Quantum Hall States in Ultracold Rapidly Rotating Dipolar Fermi Gases*.
Phys. Rev. Lett., 94(7):070404, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.070404.
- [82] Rezayi, E. H., N. Read und N. R. Cooper: *Incompressible Liquid State of Rapidly Rotating Bosons at Filling Factor $3/2$* .
Phys. Rev. Lett., 95(16):160404, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.160404.
- [83] Menotti, C., C. Trefzger und M. Lewenstein: *Metastable states of a gas of dipolar bosons in a 2D optical lattice*.
2006.
- [84] Baranov, M. A., M. S. Mar'enko, Val. S. Rychkov und G. V. Shlyapnikov: *Superfluid pairing in a polarized dipolar Fermi gas*.
Phys. Rev. A, 66(1):013606, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevA.66.013606.
- [85] Baranov, M. A., L. Dobrek und M. Lewenstein: *Superfluidity of Trapped Dipolar Fermi Gases*.
Phys. Rev. Lett., 92(25):250403, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.250403.
- [86] DeMille, D.: *Quantum Computation with Trapped Polar Molecules*.
Phys. Rev. Lett., 88(6):067901, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.067901.
- [87] Brennen, G. K., C. M. Caves, P. S. Jessen und I. H. Deutsch: *Quantum Logic Gates in Optical Lattices*.
Phys. Rev. Lett., 82(5):1060–1063, 1999.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.1060.

-
- [88] Jaksch, D., J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté und M. D. Lukin: *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*.
Phys. Rev. Lett., 85(10):2208–2211, 2000.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.2208.
- [89] Stuhler, J., 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(15):150406, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.150406.
- [90] Giovanazzi, S., 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(1):013621, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.74.013621.
- [91] Stwalley, W. C.: *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.
DOI: 10.1140/epjd/e2004-00147-6.
- [92] Kotochigova, S., P. S. Julienne und E. Tiesinga: *Ab initio calculation of the KRb dipole moments*.
Phys. Rev. A, 68(2):022501, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevA.68.022501.
- [93] Marte, A., 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(28):283202, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.283202.
- [94] Dürr, S., T. Volz, A. Marte und G. Rempe: *Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate*.
Phys. Rev. Lett., 92(2):020406, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.020406.
- [95] Thalhammer, G., 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(5):050402, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.050402.
- [96] Winkler, K., 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(4):043201, 2007.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.043201.
- [97] Butts, D. A. und D. S. Rokhsar: *Trapped Fermi gases*.
Phys. Rev. A, 55(6):4346–4350, 1997.
DOI: 10.1103/PhysRevA.55.4346.
- [98] Fetter, A. L.: *Theory of a dilute low-temperature trapped Bose condensate*.
Int. School of Physics, ‘Enrico Fermi’ Course CXL, Seiten 201–263, 1998.
- [99] Ketterle, W., DS Durfee und DM Stamper-Kurn: *Making, Probing and Understanding Bose–Einstein Condensates*.
Int. School of Physics, ‘Enrico Fermi’ Course CXL, Seiten 67–359, 1999.
- [100] DeMarco, B.: *Quantum Behaviour of an Atomic Fermi Gas*.
Doktorarbeit, Graduate School of the University of Colorado, 2001.
- [101] Dalfovo, F., S. Giorgini, L. P. Pitaevskii und S. Stringari: *Theory of Bose–Einstein condensation in trapped gases*.
Rev. Mod. Phys., 71(3):463–512, 1999.
DOI: 10.1103/RevModPhys.71.463.
- [102] Giorgini, S., L. P. Pitaevskii und S. Stringari: *Condensate fraction and critical temperature of a trapped interacting Bose gas*.
Phys. Rev. A, 54(6):R4633–R4636, 1996.
DOI: 10.1103/PhysRevA.54.R4633.
- [103] Bruun, G. M. und C. W. Clark: *Ideal gases in time-dependent traps*.
Phys. Rev. A, 61(6):061601, 2000.
DOI: 10.1103/PhysRevA.61.061601.
- [104] Rousseau, S., A. R. Allouche und M. Aubert-Frecon: *Theoretical Study of the Electronic Structure of the KRb Molecule*.
J. Mol. Spectrosc., 203(2):235–243, 2000.
DOI: 10.1006/jmsp.2000.8142.
- [105] Park, S. J., Y. Jeong Choi, Y. S. Lee und G.-H. Jeung: *Ab initio calculations of the electronic states of KRb*.
Chem. Phys., 257(2-3):135–145, 2000.
DOI: 10.1016/S0301-0104(00)00152-X.
- [106] Demtröder, W.: *Molekülphysik*.
Oldenburg Wissenschaftsverlag, 2003.
- [107] Bransden, B. H. und C. J. Joachain: *Physics of Atoms and Molecules*.
Longman Scientific, New York, 1983.
- [108] Samuelis, C.: *Spektroskopie und optische Manipulation kalter Stöße in einem Natrium-Molekülstrahl*.
Doktorarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2003.

-
- [109] Born, M. und W. Heisenberg: *Zur Quantentheorie der Molekeln*.
Annalen der Physik, 379(9):1–31, 1924.
DOI: 10.1002/andp.19243790902.
- [110] Arimondo, E., M. Inguscio und P. Violino: *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms*.
Rev. Mod. Phys., 49(1):31–75, 1977.
DOI: 10.1103/RevModPhys.49.31.
- [111] Stoof, H. T. C., J. M. V. A. Koelman und B. J. Verhaar: *Spin-exchange and dipole relaxation rates in atomic hydrogen: Rigorous and simplified calculations*.
Phys. Rev. B, 38(7):4688–4697, 1988.
DOI: 10.1103/PhysRevB.38.4688.
- [112] LeRoy, R. J. und R. B. Bernstein: *Dissociation Energy and Long-Range Potential of Diatomic Molecules from Vibrational Spacings of Higher Levels*.
J. Chem. Phys., 52(8):3869–3879, 1970.
DOI: 10.1063/1.1673585.
- [113] Docenko, O., M. Tamanis, R. Ferber, A. Pashov, H. Knöckel und E. Tiemann: *Potential of the ground state of NaRb*.
Phys. Rev. A, 69(4):042503, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevA.69.042503.
- [114] Pashov, A., 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(6):062505, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevA.72.062505.
- [115] Pashov, A., O. Docenko, M. Tamanis, R. Ferber, H. Knöckel und E. Tiemann.
in preparation.
- [116] Derevianko, A., J. F. Babb und A. Dalgarno: *High-precision calculations of van der Waals coefficients for heteronuclear alkali-metal dimers*.
Phys. Rev. A, 63(5):052704, 2001.
DOI: 10.1103/PhysRevA.63.052704.
- [117] Marston, C. C. und G. G. Balint-Kurti: *The Fourier grid Hamiltonian method for bound state eigenvalues and eigenfunctions*.
J. Chem. Phys., 91(6):3571–3576, 1989.
DOI: 10.1063/1.456888.
- [118] Sakurai, J. und R. Liboff: *Modern Quantum Mechanics*, Band 54.
1986.
- [119] Moerdijk, A. J., B. J. Verhaar und A. Axelsson: *Resonances in ultracold collisions of ^6Li , ^7Li , and ^{23}Na* .

- Phys. Rev. A, 51(6):4852–4861, 1995.
DOI: 10.1103/PhysRevA.51.4852.
- [120] Friedrich, Harald: *Theoretical Atomic Physics*.
Springer Verlag, 1998.
- [121] Timmermans, E., P. Tommasini, M. Hussein und A. Kerman: *Feshbach resonances in atomic Bose-Einstein condensates*.
Phys. Rep., 315(1-3):199–230, Juli 1999.
DOI: 10.1016/S0370-1573(99)00025-3.
- [122] Fano, U.: *Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts*.
Phys. Rev., 124(6):1866–1878, 1961.
DOI: 10.1103/PhysRev.124.1866.
- [123] Feshbach, H.: *Unified Theory of Nuclear Reactions*.
Rev. Mod. Phys., 36(4):1076–1078, 1964.
DOI: 10.1103/RevModPhys.36.1076.
- [124] Gordon, R. G.: *New Method for Constructing Wavefunctions for Bound States and Scattering*.
J. Chem. Phys., 51(1):14–25, 1969.
DOI: 10.1063/1.1671699.
- [125] Hänsel, W., P. Hommelhoff, T. W. Hänsch und J. Reichel: *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*.
Nature, 413(6855):498–501, 2001.
DOI: 10.1038/35097032.
- [126] Aubin, S., 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.
DOI: 10.1038/nphys309.
- [127] Phillips, W. D. und H. Metcalf: *Laser Deceleration of an Atomic Beam*.
Phys. Rev. Lett., 48(9):596–599, 1982.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.48.596.
- [128] Ertmer, W., R. Blatt, J. L. Hall und M. Zhu: *Laser Manipulation of Atomic Beam Velocities: Demonstration of Stopped Atoms and Velocity Reversal*.
Phys. Rev. Lett., 54(10):996–999, 1985.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.54.996.
- [129] Riis, E., D. S. Weiss, K. A. Moler und S. Chu: *Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam*.
Phys. Rev. Lett., 64(14):1658–1661, 1990.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.64.1658.
- [130] Scholz, A., M. Christ, D. Doll, J. Ludwig und W. Ertmer: *Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne^* atomic beam*.

- Opt. Comm., 111(1-2):155–162, 1994.
DOI: 10.1016/0030-4018(94)90155-4.
- [131] Nellessen, J., J. Werner und W. Ertmer: *Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam*.
Opt. Comm., 78(3-4):300–308, 1990.
DOI: 10.1016/0030-4018(90)90365-Z.
- [132] Dieckmann, K., R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller und J. T. M. Walraven: *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*.
Phys. Rev. A, 58(5):3891–3895, 1998.
DOI: 10.1103/PhysRevA.58.3891.
- [133] Fortagh, J., A. Grossmann, T. W. Hansch und C. Zimmermann: *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*.
J. Appl. Phys., 84(12):6499–6501, 1998.
DOI: 10.1063/1.369018.
- [134] Monroe, C., W. Swann, H. Robinson und C. Wieman: *Very cold trapped atoms in a vapor cell*.
Phys. Rev. Lett., 65(13):1571–1574, 1990.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.65.1571.
- [135] Klempt, C., 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(1):13410, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.73.013410.
- [136] DeMarco, B., H. Rohner und D. S. Jin: *An enriched 40 K source for fermionic atom studies*.
Rev. Scient. Instr., 70(4):1967–1969, 1999.
DOI: 10.1063/1.1149695.
- [137] Topic, O.: *Präparation einer ultrakalten Bose-Fermi Mischung*.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2005.
- [138] Will, J.: *Realisierung einer magneto-optischen Falle für ^{41}K* .
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [139] Raab, E. L., M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard: *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*.
Phys. Rev. Lett., 59(23):2631–2634, 1987.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.59.2631.
- [140] Phillips, W. D.: *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*.
Rev. Mod. Phys., 70(3):721–741, 1998.
DOI: 10.1103/RevModPhys.70.721.

-
- [141] Santos, M. S., P. Nussenzveig, 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(6):R4340–R4343, 1995.
DOI: 10.1103/PhysRevA.52.R4340.
- [142] Prevedelli, M., 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(1):886–888, 1999.
DOI: 10.1103/PhysRevA.59.886.
- [143] Goldwin, J., S. B. Papp, B. DeMarco und D. S. Jin: *Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb* .
Phys. Rev. A, 65(2):021402, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevA.65.021402.
- [144] Marcassa, L. G., G. D. Telles, S. R. Muniz und V. S. Bagnato: *Collisional losses in a K-Rb cold mixture*.
Phys. Rev. A, 63(1):013413, 2000.
DOI: 10.1103/PhysRevA.63.013413.
- [145] Lett, P. D., 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(2):169–172, 1988.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.61.169.
- [146] Metcalf, H. J. und P. van der Straten: *Laser Cooling and Trapping*.
Springer, 1999.
- [147] Greiner, M., I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger: *Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance*.
Phys. Rev. A, 63(3):031401, 2001.
DOI: 10.1103/PhysRevA.63.031401.
- [148] Lewandowski, H. J., D. M. Harber, D. L. Whitaker und E. A. Cornell: *Simplified System for Creating a Bose-Einstein Condensate*.
J. Low Temp. Phys., 132(5):309–367, 2003.
DOI: 10.1023/A:1024800600621.
- [149] Davis, K. B., M. Mewes, M. A. Joffe, M. I. R. Andrews und W. Ketterle: *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*.
Phys. Rev. Lett., 74(26):5202–5205, 1995.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.5202.
- [150] Petrich, W., 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(17):3352–3355, 1995.

- DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.3352.
- [151] Reinaudi, G., T. Lahaye, A. Couvert, Z. Wang und D. Guery-Odelin: *Evaporation of an atomic beam on a material surface*.
Phys. Rev. A, 73(3):035402, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.73.035402.
- [152] Schneider, S., A. Kasper, Ch. vom Hagen, M. Bartenstein, B. Engeser, T. Schumm, I. Bar-Joseph, R. Folman, L. Feenstra und J. Schmiedmayer: *Bose-Einstein condensation in a simple microtrap*.
Phys. Rev. A, 67(2):023612, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevA.67.023612.
- [153] Esslinger, T., I. Bloch und T. W. Hänsch: *Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap*.
Phys. Rev. A, 58(4):R2664–R2667, 1998.
DOI: 10.1103/PhysRevA.58.R2664.
- [154] Mewes, M.-O., M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee und W. Ketterle: *Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap*.
Phys. Rev. Lett., 77(3):416–419, 1996.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.416.
- [155] Bergeman, T., G. Erez und H. J. Metcalf: *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*.
Phys. Rev. A, 35(4):1535–1546, 1987.
DOI: 10.1103/PhysRevA.35.1535.
- [156] Ketterle, W. und N.J Van Druten: *Evaporative cooling of trapped atoms*.
Adv. At. Mol. Opt. Phys., 37:181–236, 1996.
- [157] Gilowski, M.: *Aufbau und Charakterisierung eines Raman-Lasersystems zur Sagnac-Interferometrie mit kalten Atomen*.
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2005.
- [158] Grimm, R., M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov: *Optical dipole traps for neutral atoms*.
Adv. At. Mol. Opt. Phys., 42:95, 2000.
- [159] Bloch, F.: *Nuclear Induction*.
Phys. Rev., 70(7-8):460–474, 1946.
DOI: 10.1103/PhysRev.70.460.
- [160] Camparo, J. C. und R. P. Frueholz: *Parameters of adiabatic rapid passage in the 0-0 hyperfine transition of ^{87}Rb* .
Phys. Rev. A, 30(2):803–811, 1984.
DOI: 10.1103/PhysRevA.30.803.
- [161] Martin, A. G., K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis und D. E. Pritchard: *rf Spectroscopy of Trapped Neutral Atoms*.

- Phys. Rev. Lett., 61(21):2431–2434, 1988.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.61.2431.
- [162] Steck, D.A.: *Rubidium 87 D line data*.
Tech. report, Los Alamos National Laboratory,, 2001.
- [163] Klempt, C., T. Henninger, O. Topic, J. Will, W. Ertmer, E. Tiemann und J. Arlt: *KRb Feshbach Resonances: Modeling the interatomic potential*.
arxiv.org/abs/0706.0240, 2007.
- [164] Watson, J. K. G.: *The isotope dependence of diatomic Dunham coefficients*.
J. Mol. Spectrosc., 80(2):411–421, 1980.
DOI: 10.1016/0022-2852(80)90152-6.
- [165] Kotochigova, S.: *Prospects for making polar molecules with microwave fields*.
2007.
- [166] Shore, B. W., K. Bergmann und J. Oreg: *Coherent population transfer: Stimulated raman adiabatic passage and the Landau-Zener picture*.
Z. Phys. D, V23(1):33–39, 1992.
DOI: 10.1007/BF01436700.
- [167] Mølmer, K.: *Bose Condensates and Fermi Gases at Zero Temperature*.
Phys. Rev. Lett., 80(9):1804–1807, 1998.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.1804.
- [168] Roth, R.: *Structure and stability of trapped atomic boson-fermion mixtures*.
Phys. Rev. A, 66(1):013614, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevA.66.013614.
- [169] Wang, D.-W., M. D. Lukin und E. Demler: *Engineering superfluidity in Bose-Fermi mixtures of ultracold atoms*.
Phys. Rev. A, 72(5):051604, 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevA.72.051604.
- [170] Illuminati, F. und A. Albus: *High-Temperature Atomic Superfluidity in Lattice Bose-Fermi Mixtures*.
Phys. Rev. Lett., 93(9):090406, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.090406.
- [171] Stenger, J., 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(6709):345–348, 1998.
DOI: 10.1038/24567.
- [172] Miesner, H.-J., 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(11):2228–2231, 1999.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.2228.

-
- [173] Stamper-Kurn, D. M., 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(4):661–665, 1999.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.661.
 - [174] Barrett, M. D., J. A. Sauer und M. S. Chapman: *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*.
Phys. Rev. Lett., 87(1):010404, 2001.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.010404.
 - [175] Leanhardt, A. E., Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard und W. Ketterle: *Coreless Vortex Formation in a Spinor Bose-Einstein Condensate*.
Phys. Rev. Lett., 90(14):140403, 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.140403.
 - [176] Schmaljohann, H., M. Erhard, J. Kronjager, 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(4):040402, 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.040402.
 - [177] Santos, L. und T. Pfau: *Spin-3 Chromium Bose-Einstein Condensates*.
Phys. Rev. Lett., 96(19):190404, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.190404.
 - [178] Modugno, G., M. Modugno, F. Riboli, G. Roati und M. Inguscio: *Two Atomic Species Superfluid*.
Phys. Rev. Lett., 89(19):190404, 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.190404.
 - [179] Roati, G., M. Zaccanti, C. D’Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio und G. Modugno: *39-K Bose-Einstein condensate with tunable interactions*.
cond-mat/0703714, 2007.
 - [180] D’Errico, C., M. Zaccanti, M. Fattori, G. Roati, M. Inguscio, G. Modugno und A. Simoni: *Feshbach resonances in ultracold K(39)*.
arxiv.org/abs/0705.3036, 2007.
 - [181] Catani, J., P. Maioli, L. De Sarlo, F. Minardi und M. Inguscio: *Intense slow beams of bosonic potassium isotopes*.
Phys. Rev. A, 73(3):033415, 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.73.033415.
 - [182] NIST: *Physical reference data*.
2005.
 - [183] Williamson, R. S.: *Magneto-optical trapping of potassium isotopes*.
Doktorarbeit, University of Wisconsin - Madison, 1997.

-
- [184] Breit, G. und I. I. Rabi: *Measurement of Nuclear Spin*.
Phys. Rev., 38(11):2082–2083, 1931.
DOI: 10.1103/PhysRev.38.2082.2.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Besetzung der Energieeigenzustände bei verschiedenen Temperaturen.	10
2.2	Anteil der Bosonen im absoluten Grundzustand.	11
2.3	Chemisches Potential und Fugazität als Funktion der Temperatur für Maxwell-Boltzmann-, Fermi-Dirac- und Bose-Einstein-Statistik.	11
2.4	Mittlere Energie pro Teilchen als Funktion der Temperatur für Maxwell-Boltzmann-, Fermi-Dirac- und Bose-Einstein-Statistik.	12
3.1	<i>ab initio</i> -Potentiale für KRb aus Ref. [104].	25
3.2	Spektroskopierte Niveaus des Triplett-Grundzustands [115].	27
3.3	Offener und geschlossener Kanal. Durch Kopplung der Kanäle entsteht eine Feshbach-Resonanz.	28
3.4	Schematischer Verlauf der Streulänge in Abhängigkeit des Magnetfelds.	30
4.1	Der Vakuumtisch.	34
4.2	Das Vakuumsystem.	35
4.3	LIAD: MOT-Ladekurve	37
4.4	LIAD: Laderate in Abhängigkeit von der Desorptionswellenlänge. .	38
4.5	LIAD: Laderate und maximale Atomzahl in Abhängigkeit von der Desorptionsintensität.	39
4.6	LIAD: Druckabfall	40
4.7	^{87}Rb -Termschema der D2-Linie und Spektroskopie.	41
4.8	Schematische Zeichnung des Lasertischs.	43
4.9	Termschemata der D2-Linien von ^{40}K und ^{41}K	45
4.10	Strahlengang für die magneto-optische Falle.	48
4.11	Größe der ^{40}K - und ^{87}Rb -Wolke nach freier Expansion in Abhängigkeit der AOM-Frequenz.	49
4.12	Freie Expansion zur Thermometrie.	51
4.13	^{87}Rb Melasse nach 10 <i>ms</i> Expansion, ^{87}Rb in der Quadrupolfalle nach 10 <i>ms</i> Expansion.	52

4.14	^{40}K Melasse nach 5 ms Expansion. ^{40}K in der Quadrupolfalle nach 3 ms Expansion.	52
4.15	^{41}K Melasse nach 8 ms Expansion. ^{41}K in der Quadrupolfalle nach 8 ms Expansion	52
4.16	Strahlführung zum optischen Pumpen.	54
4.17	Anteil der gefangenen ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome und Größe der Wolken als Funktion der AOM-Frequenz.	55
4.18	Mechanischer Aufbau der beweglichen Quadrupolfalle.	55
4.19	Räumliches Profil einer ^{87}Rb -Wolke in der Quadrupolfalle	57
4.20	Strahlengang der Absorptionsabbildung (von oben).	58
4.21	Strahlengang der beiden Abbildungsrichtungen (von der Seite).	59
4.22	Modell der Magnetfallen-Spulen.	62
4.23	Magnetfelder der QUIC-Falle: Messung und Simulation.	62
4.24	Von der Quadrupolfalle zur harmonischen Falle	63
4.25	Abhängigkeit der radialen Fallenfrequenz von der Höhe des Offsetfelds.	65
4.26	Schaltplan zum Betrieb der Magnetfalle.	66
4.27	Schaltplan des Proportional-Integralreglers zur Stromregelung.	67
4.28	Entwicklung von ^{87}Rb Teilchenzahl und Phasenraum-dichte während der Evaporation.	69
4.29	Entwicklung von ^{40}K - und ^{87}Rb -Teilchenzahl und Phasenraum-dichte während der Evaporation.	69
4.30	Schema der Mikrowellen-Evaporation.	70
4.31	Mikrowellengeneration mit einer Speicherschaltodiode.	71
4.32	Schaltplan zum Betrieb der runden Magnetfalle.	73
4.33	Magnetfalle mit Transportspulen.	74
4.34	Stromänderung zum Transport der Atome ins Zentrum der Quadrupolspulen.	75
4.35	Position der ^{40}K - und ^{87}Rb -Atome während des Transports.	76
4.36	Änderung des Offsetfelds während des Transports.	77
4.37	Änderung der Fallenfrequenzen während des Transports.	77
4.38	Fallenfrequenzen und Fallentiefe der Ein-Strahl-Dipolfalle für Rubidium.	78
4.39	Fallenfrequenzen und Fallentiefe der gekreuzten Dipolfalle für Rubidium.	79
4.40	Optischer Aufbau der Dipolfalle (von oben).	80
4.41	Optischer Aufbau der Dipolfalle (von der Seite).	81
4.42	^{87}Rb -Atome in der Ein-Strahl-Dipolfalle bei 4 μK	82
4.43	^{40}K -Atome in der Ein-Strahl-Dipolfalle bei 4 μK	82
4.44	Messung der radialen Fallenfrequenz der Dipolfalle	83
4.45	Stabile Spinmischungen.	84
4.46	Spinpräparation von ^{40}K und ^{87}Rb . Die Komponenten wurden mit einem Stern-Gerlach-Experiment aufgetrennt.	85

4.47	Energien des gekoppelten Systems aus Mikrowellenphoton und Atom als Funktion der Mikrowellenfrequenz bei 10 G	86
4.48	Energien des gekoppelten Systems aus Radiofrequenzphoton und Atom als Funktion der Radiofrequenz bei 29 G	87
4.49	Energien des gekoppelten Systems aus Radiofrequenzphotonen und Atom als Funktion der Radiofrequenz bei 19,6 G	88
4.50	Die Magnetfallenelektronik in der Konfiguration zur Erzeugung hoher homogener Magnetfelder.	89
4.51	Radiofrequenzspektroskopie der Atome im homogenen Feld.	90
4.52	Die graphische Benutzeroberfläche zur Experimentsteuerung.	92
4.53	Die graphische Benutzeroberfläche zur Experimentkontrolle und Datenanalyse.	95
5.1	Absorptionsbild einer Bose-Fermi-Mischung.	97
5.2	Kalibrierung der Pixelgröße.	98
5.3	Messung der radialen (links) und der axialen Fallenfrequenz nach freier Expansion.	99
5.4	Eine ^{87}Rb -Wolke in freier Expansion.	99
5.5	Größe einer teilweise kondensierten ^{87}Rb -Wolke in freier Expansion.	100
5.6	Radial gemittelte Dichte eines quantenentarteten Fermigases nach 15 ms Expansion.	101
5.7	Absorption des Detektionslicht in Abhängigkeit von der Verstimmung.	102
5.8	Teilchenzahl als Funktion der Größe des Bose-Einstein-Kondensats in der Falle.	103
5.9	Änderung des Aspektverhältnisses eines Bose-Einstein-Kondensats während der Expansion.	104
5.10	Größe eines quantenentarteten Fermigases als Funktion der Temperatur in Einheiten des Fermiradius' und der Fermitemperatur.	104
6.1	Kalibrierung des Magnetfelds.	106
6.2	Teilchenverlust als Funktion des Magnetfelds.	108
6.3	Bindungsenergien der Molekülzustände und Streulänge als Funktion des Magnetfelds für den Zustand ^{87}Rb $ 1,1\rangle$, ^{40}K $ 9/2, -5/2\rangle$	109
6.4	Streulänge von $^{41}\text{K}^{87}\text{Rb}$ und $^{39}\text{K}^{87}\text{Rb}$ im Zustand ^{87}Rb $ 1,1\rangle$, K $ 1,1\rangle$ als Funktion des Magnetfelds.	111
A.1	Zeeman-Aufspaltung des ^{40}K -Grundzustands $4S_{1/2}$	121
A.2	Zeeman-Aufspaltung des ^{87}Rb -Grundzustands $5S_{1/2}$	122
A.3	Zeeman-Aufspaltung des angeregten ^{87}Rb -Zustands $4P_{3/2}$	122

TABELLENVERZEICHNIS

4.1	Schnittstellenspezifikation: Frequenzeinstellungen und erforderliche Leistungen zum Betrieb des Experiments.	46
4.2	Experimentelle Schritte zum Laden und zum Transport der Quadrupolfalle.	56
4.3	Hub und Dauer der Radiofrequenz-Rampen zur Evaporation.	68
6.1	Bindungsenergien der relevanten Molekülzustände in cm^{-1} relativ zu der atomaren Asymptote $f_{\text{Rb}} = 1$, $f_{\text{K}} = 9/2$	110
6.2	Magnetfeld-Positionen und Breiten der untersuchten ^{40}K ^{87}Rb -Feshbach-Resonanzen.	112

DANKSAGUNG

Zu Beginn meiner Promotion im Herbst 2003 im Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover fand ich eine leeres Labor und eine umfangreiche Ausstattung vor. Das Projekt A10 des Sonderforschungsbereichs 407 war durch Prof. Dr. Wolfgang Ertmer und Prof. Dr. Jan Arlt mit vielen physikalischen Zielen und Ideen ins Leben gerufen worden. Für einen Einstieg in ein für mich neues wissenschaftliches Feld und den Beginn einer Promotion waren das wunderbare Voraussetzungen.

Ich möchte mich ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr. Ertmer für den gelungenen Start und seine fortwährende Unterstützung bedanken. Seine Begeisterung für die wissenschaftliche Arbeit ist ein Hauptgrund für die motivierende und sehr kollegiale Arbeitsatmosphäre am Institut. Auch bei Herrn Prof. Dr. Jan Arlt möchte ich mich zunächst für die sehr persönliche Betreuung bedanken, die mir einen schnellen Einstieg in die Physik ultrakalter Quantengase und in die Arbeitsgruppe ermöglicht hat. Die freundschaftliche und konstruktive Arbeitsatmosphäre in seiner Arbeitsgruppe ermöglichte eine zielgerichtete Arbeit mit vielen Gestaltungsmöglichkeiten.

Bei Herrn Prof. Dr. Gerhard Birkel bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats und dafür, dass er mich während des Aufbaus oft mit seinem kompetenten Rat unterstützt hat. Herrn Dr. Ernst Rasel möchte ich für die angenehme Zusammenarbeit danken, insbesondere bei der Untersuchung der licht-induzierten Desorption. Herrn Prof. Dr. Eberhard Tiemann gilt mein Dank für die inspirierende Zusammenarbeit in der Untersuchung der $^{40}\text{K}^{87}\text{Rb}$ -Wechselwirkung und für die Einsicht in die Molekülphysik, die er mir vermittelt hat.

Mein besonderer Dank gilt Oliver Topic, der mit seiner Begeisterungsfähigkeit und erfolgreichen Mitarbeit einen großen Beitrag zum Gelingen des Experiments geleistet hat. Die (leider) kurze Zusammenarbeit mit Michael Volk hat mir wegen der zahllosen Diskussionen und des engagierten Einsatzes am Experiment große Freude bereitet. Ich bedanke mich ebenfalls bei Johannes Will für die sehr angenehme Zusammenarbeit und den weitgehend eigenständigen Aufbau des ^{41}K -Lasersystems. Mein Dank gilt ebenfalls den neuen Mitarbeitern am KRb-Experiment, Dr. Stephan Falke und Lisa Kattner, die sich sehr schnell und konstruktiv in die Gruppe eingebracht haben.

Eine besondere Stärke der Arbeitsgruppe von Prof. Ertmer ist die experimentübergreifende Zusammenarbeit, die durch den freundschaftlichen Umgang der Doktoranden und Diplomanden getragen wird. Dafür möchte ich mich bei allen bedanken. Insbesondere gilt mein Dank Dr. Thomas Schulte und Sascha Drenkelforth für die frühe und fortwährende Unterstützung und ihre Freundschaft.

Herrn Rudolf Gaul gilt mein Dank für die außergewöhnliche Unterstützung bei unzähligen organisatorischen Problemen. Den Mitarbeitern der Mechanik-Werkstatt, Herrn Leo Heidekrüger, Herrn Fritz Witzlau, Herrn Matthias Scholz, Herrn Rolf Dohm und Herrn Matthias Rauch, danke ich für die vorbildliche Zusammenarbeit. Frau Gunhild Faber, Frau Katrin Pfennig und Frau Elke Hünitzsch erleichtern die Arbeit am Institut mit ihrer stets freundlichen und zupackenden Art.

Meinen Eltern und meiner Schwester danke ich für die beispiellose Unterstützung bei allen großen und vielen kleinen Herausforderungen, die für mich so selbstverständlich geworden ist.

Vielen Dank Dir, Thorsten, für die jahrelange Freundschaft, die stets unkomplizierte Zusammenarbeit und Deinen besonderen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit. Deine engagierte Arbeit am Experiment und die täglichen Diskussionen über die technischen und physikalischen Herausforderungen haben den zügigen Fortschritt ermöglicht und für mich den Spaß an der Arbeit ausgemacht.

Mein größter Dank gilt Dir, liebe Julie, für Deine große Unterstützung und Anteilnahme, die mir eine wichtige Stütze waren.