Realisierung einer Magneto-Optischen Falle für ^{41}K

Experimentelle Grundlagen zur Untersuchung von Bose - Bose-Mischungen

Diplomarbeit

von

Johannes Will

Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

Fachbereich Physik

Institut für Quantenoptik

Realisierung einer Magneto-Optischen Falle für ^{41}K

Experimentelle Grundlagen zur Untersuchung von Bose - Bose-Mischungen

Diplomarbeit

von

Johannes Will

geboren am 19. November 1982 in Hannover

07. Mai 2007

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

Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

Fachbereich Physik

Institut für Quantenoptik

Zusammenfassung

Die erste experimentelle Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation in schwach wechselwirkenden Gasen im Jahr 1995 gab den Anstoß zu enormer Forschungstätigkeit auf dem Gebiet quantenentarteter Ensembles. Diese Entwicklung wurde durch die vier Jahre später gelungene Beobachtung eines quantenentarteten Fermi-Gases zusätzlich beschleunigt und hat insbesondere das Interesse an der Untersuchung ultrakalter Mischungen geweckt. Die Präparation solcher Mischungen erfordert den Einsatz von Methoden zur Laserkühlung atomarer Ensembles. Die Quantenentartung wird für Bosonen mit evaporativer Kühlung erreicht, für Fermionen kommen sympathetische Kühlverfahren zum Einsatz.

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde ein Diodenlasersystem zum Fangen und Kühlen von Kaliumatomen realisiert, das wahlweise die notwendigen Frequenzen für die Kaliumisotope ^{40}K oder ^{41}K bereitstellt. Dafür werden ein Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 767 nm sowie leistungsfähige Halbleiterverstärker verwendet. In einer magneto-optischen Falle für ^{41}K konnten mit diesem Aufbau $3 \cdot 10^8$ Atome gefangen und gekühlt werden. Nach Ausnutzung von Subdoppler-Kühlprozessen und dem Transfer in eine magnetische Quadrupolfalle hat das Ensemble von $1 \cdot 10^8$ Atomen eine Temperatur von $270\,\mu$K. Dies stellt eine ausgezeichnete Ausgangsposition zur Erzeugung des weltweit zweiten Bose-Einstein-Kondensats aus ^{41}K-Atomen dar.

Ziel des Experiments ist die präzise Manipulation und Untersuchung der Wechselwirkung in ultrakalten Ensembles. Zu diesem Zweck werden so genannte Feshbach-Resonanzen genutzt. Diese Resonanzen erlauben es mittels eines homogenen Magnetfelds die Wechselwirkung zwischen den Atomen und damit deren Streulänge vom attraktiven bis in den repulsiven Bereich einzustellen. Da die Genauigkeit dieser Manipulation durch die Stabilität des Magnetfelds limitiert ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Stabilisierungselektronik entworfen und realisiert. Die implementierten Methoden sind ein erster Schritt auf dem Weg zur Erzeugung quantenentarteter molekularer Ensembles.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung **1**

1 Einleitung **5**

2 Theoretische Grundlagen **11**
2.1 Kalte Atome 11
2.1.1 Ultrakalte Bosonen 12
2.1.2 Ultrakalte Fermionen 14
2.2 Streutheorie 15
2.3 Feshbach-Resonanzen 20

3 Erzeugung einer quantenentarteten Mischung aus ^{87}Rb und ^{40}K **25**
3.1 Laserkühlung 26
3.2 Magneto-Optische Falle (MOT) 29
3.3 MOT im Experiment 30
3.3.1 MOT für zwei Spezies 32
3.4 Subdopplerkühlung und Recoil-Limit (T_{R}) 36
3.5 Magnetfalle 38
3.6 Evaporatives und sympathetisches Kühlen 39

4 Lasersystem zum Fangen und Kühlen von ^{40}K oder ^{41}K **43**
4.1 Anforderungen 44
4.1.1 Fangen und Kühlen von ^{40}K 44
4.1.2 Fangen und Kühlen von ^{41}K 45
4.2 Optischer Aufbau 47
4.2.1 Erzeugung der notwendigen Laserfrequenzen für ^{40}K . . 47
4.2.2 Erzeugung der notwendigen Laserfrequenzen für ^{41}K . . 50
4.2.3 Fangen von ^{40}K und ^{41}K in der Magnetfalle 51
4.3 Masterlaser 52
4.3.1 Diodenlaser mit externen Resonatoren (ECDL) 52
4.3.2 Laserdioden mit Antireflex-Beschichtungen 53
4.3.3 Laserdiode und Masterlaser im Experiment 56
4.4 Frequenzstabilisierung 59
4.4.1 Dopplerfreie Spektroskopie 59

4.4.2 Stabilisierungselektronik (LaseLock) 60
4.5 Tapered Amplifier 64
4.5.1 Tapered Amplifier im Experiment 65
4.6 Bestimmung der Linienbreite 66
4.6.1 Kalium-Spektroskopie 67
4.6.2 Messung des Schwebungssignals 68

5 Charakterisierung der ^{41}K-MOT 71
5.1 Optimierung der experimentellen Parameter 71
5.1.1 Detektion 72
5.1.2 MOT-Phase 72
5.1.3 Ladekurve 73
5.1.4 Melasse-Phase 74
5.1.5 Optisches Pumpen und Temperatur in der Quadrupolfalle 75
5.1.6 Auswirkungen der ^{87}Rb-MOT 77
5.2 Sympathetisches Kühlen von ^{41}K 78
5.2.1 Mikrowellenevaporation 78

6 Feshbach-Resonanzen 81
6.1 Dipolfalle 81
6.2 Spinpräparation von ^{40}K und ^{87}Rb 84
6.3 Erzeugung des homogenen Magnetfelds 85
6.4 Messung der Feshbach-Resonanzen 86

7 Ausblick 89

A Experimentelle Daten 91
A.1 Frequenzanpassungen für ^{40}K 91
A.2 Frequenzanpassungen für ^{41}K 91

B Regelungselektronik 93
B.1 Magnetfeldstabilisierung 93

Literaturverzeichnis 95

Kapitel 1

Einleitung

Als Max Planck im Jahr 1874 vor der Wahl seines Studienfachs stand, riet ihm der Münchener Physikprofessor Phillip Jolly sich gegen die Physik zu entscheiden. Er begründete diese Aussage mit den Worten, dass in dieser Wissenschaft schon fast alles erforscht sei und es nur noch einige unbedeutende Lücken zu schließen gelte. Planck erwiderte darauf, er hege nicht den Wunsch Neuland zu entdecken, sondern lediglich die bereits bestehenden Fundamente der physikalischen Wissenschaft zu verstehen und vielleicht auch noch zu vertiefen und entschied sich für das Studium der Physik. Im Jahr 1900 stellte Planck seine weltberühmte Strahlungsformel [1] vor und legte damit den Grundstein zur Formulierung der Quantenmechanik in den 20er Jahren des 20. Jahrhunderts. Federführend waren dabei Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger und Max Born [2, 3, 4].

Kurz vor der Formulierung der Kopenhagener Deutung im Jahr 1929 [5] veröffentlichte Albert Einstein drei Abhandlungen über die statistische Mechanik idealer Gase. Die zweite von ihnen [6] basierte auf den Ausführungen von Satyendra Nath Bose über Plancks Strahlungsformel [7]. Einstein bezog sich in diesem Artikel erstmals auf de Broglies Idee der Beschreibung von Atomen durch Materiewellen und sagte voraus, dass ein ideales Bose-Gas unterhalb einer kritischen Temperatur einen Phasenübergang vollzieht, infolge dessen eine makroskopische Anzahl der Atome den energetisch niedrigsten Einteilchenzustand besetzt. Dieser Übergang wird heute als Bose-Einstein-Kondensation (BEC) bezeichnet.

Erst im Jahr 1995 konnte experimentell ein Bose-Einstein-Kondensat in atomaren Gasen nahezu zeitgleich von drei Gruppen realisiert werden [8, 9, 10]. Dies lag darin begründet, dass die Techniken zur Erzeugung kalter Gase erst in der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts entwickelt wurden. So war die erste Realisierung von Lasertätigkeit im Jahr 1960 [11] die Grundlage für die Entwicklung der heute genutzten Laserkühlverfahren. Diese optischen Kühlverfahren beruhen zunächst auf der so genannten Spontankraft, die bereits 1901 von Lebedev [12] und 1916 von Einstein [13] diskutiert wurde. Durch

Ausnutzung dieser Lichtkraft können Temperaturen bis in den Mikrokelvin-Bereich erreicht werden. Schon die erste magneto-optische Falle für neutrale Atome [14] unterschritt die theoretisch erwartete Grenze allerdings deutlich, da Subdoppler-Kühlprozesse eine entscheidende Rolle spielen [15]. Die erreichten Temperaturen unterschreiten die kritische Temperatur für die Kondensation eines atomaren Ensembles jedoch nicht und es wird zusätzlich das so genannte Verdampfungskühlen angewandt [16, 17]. Diese Art der Kühlung von Atomen beruht auf ihren Stößen untereinander. Dabei werden die heißesten Atome aus der gefangenen Wolke entfernt und die übrigen Teilchen thermalisieren bei einer niedrigeren Temperatur. Nur unter Anwendung der beschriebenen Prozesse war es 1995 möglich die Erzeugung der Bose-Einstein-Kondensation zu realisieren.

Parallel dazu besteht ein ebenso großes Interesse an der Untersuchung ultrakalter Fermi-Gase. Die Quantenstatistik für Fermionen [18] führt zu einem vollkommen anderen Verhalten bei kalten Temperaturen, da nach dem Pauli-Prinzip zwei Fermionen nie denselben Quantenzustand besetzen können [19]. Aus diesem Grund werden Stöße identischer Fermionen bei ultrakalten Temperaturen unterdrückt und die Thermalisierung bei der Verdampfungskühlung ist nicht möglich. Diese Einschränkung kann z. B. mithilfe einer Mischung zweier Spin-Komponenten umgangen werden und so gelang die erste Beobachtung eines quantenentarteten Fermi-Gases von ^{40}K-Atomen im Jahr 1999 [20]. Die entscheidende Vereinfachung bei der Kühlung von Fermi-Gasen besteht in der Verwendung eines bosonischen Gases als thermisches Bad zum Kühlen der Fermionen. Diese Methode des sympathetischen Kühlens wurde zunächst in der Mischung aus ^{6}Li und ^{7}Li realisiert [21, 22] und kurz darauf auch für die Kombination ^{40}K und ^{87}Rb gezeigt [23].

Zielsetzung der hier vorgestellten experimentellen Arbeit ist die Untersuchung und Manipulation der Wechselwirkung ultrakalter Ensembles. Bereits im Jahr 1992 wurde vorhergesagt, dass die Streuung kalter Atome entscheidend durch ein Magnetfeld beeinflusst werden kann [24, 25, 26]. Grund für diese starke Abhängigkeit der Streulänge vom angelegten Magnetfeld ist die Existenz so genannter Feshbach-Resonanzen [27]. Sie treten auf, wenn ein Molekülzustand resonant mit dem ungebundenen Zustand der beteiligten Atome koppelt und erlauben die kontinuierliche Einstellung der interatomaren Streulänge. Der erste experimentelle Nachweis dieser Resonanzphänomene gelang 1998 an einer ultrakalten Natriumwolke [28]. Seither sind ihre eingehende Untersuchung und Nutzung Bestandteil der aktuellen Forschung. Die Spektroskopie der auftretenden Resonanzen wurde bisher vor allem an den homonuklearen Systemen Cäsium, Rubidium, Chrom und Kalium durchgeführt [29, 30, 31, 32]. Feshbach-Resonanzen in Mischungen aus Bosonen und Fermionen werden zum Beispiel an den Systemen Lithium und Natrium [33] oder Kalium und Rubidium untersucht [34, 35, 36].

Erweiterung des Experiments

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Halbleiterlasersystem zum Fangen und Kühlen von ^{40}K und ^{41}K geplant und realisiert. Das neue System zeichnet sich insbesondere durch seine Benutzungseigenschaften aus. Es benötigt keine lange Einschaltphase, bietet eine ausgezeichnete Langzeitstabilität und ist im Störfall einfach und kostengünstig zu ersetzen. Die Tatsache, dass überhaupt ein Diodenlasersystem als Austausch für den bisher genutzten Laser in Betracht gezogen wurde, hat mehrere Gründe. Zum einen liegt dies in der Entwicklung leistungsfähiger Verstärker [37], die in der Lage sind die nötige Laserleistung für den Betrieb einer magneto-optischen Falle bereitzustellen, begründet. Zum anderen sind vermehrt antireflexbeschichtete Laserdioden erhältlich mit denen Wellenlängenbereiche zugänglich gemacht werden, die bis vor kurzem nicht erreicht wurden [38].

Das neue Lasersystem verwendet eine antireflexbeschichtete Laserdiode in einem externen Littrow-Resonator, der den schmalbandigen Betrieb bei 767 nm ermöglicht. Der Laser wird mittels einer dopplerfreien Spektroskopie stabilisiert und von einem Trapezverstärker verstärkt. Die Leistung wird genutzt, um die Laserfrequenzen für den Kühl- und den Rückpumpübergang von ^{40}K zu erzeugen. Ein weiterer Trapezverstärker stellt in einer zweiten Verstärkungsstufe die erforderliche Leistung für den Betrieb der magneto-optischen Falle zur Verfügung. Dieser Aufbau erlaubt außerdem die Kühlung des Kaliumisotops ^{41}K. In der magneto-optischen Falle für ^{41}K wurden bis zu $3 \cdot 10^8$ Atome gefangen und mit Subdoppler-Kühlprozessen wurde eine Temperatur von 271 μK erreicht. Damit sind sehr gute Vorraussetzungen für die Erzeugung eines Kondensats aus ^{41}K-Atomen gegeben und dem Experiment bietet sich die Möglichkeit der Gegenüberstellung der Wechselwirkung in Bose-Fermi-Mischungen aus ^{87}Rb und ^{40}K mit der Wechselwirkung in Bose-Bose-Mischungen aus ^{87}Rb und ^{41}K.

Eine weitere Verbesserung des Experiments wurde mit dem Aufbau einer Regelungselektronik zur Stabilisierung der homogenen Magnetfelder erreicht. Diese Regelung ist in der Lage das Magnetfeld auf $\pm\,0{,}027$ G zu stabilisieren und ermöglicht die präzise Einstellung der Wechselwirkung in atomaren Ensembles mittels Feshbach-Resonanzen.

Die Verwendung von Feshbach-Resonanzen zur Assoziierung heteronuklearer Moleküle aus jeweils zwei Atomen erlaubt den direkten Vergleich zwischen fermionischen und bosonischen Molekülen bei tiefen Temperaturen. Die Untersuchung der Moleküle soll die Frage nach deren Stabilität beantworten. Von Interesse ist dabei unter anderem, ob fermionische Moleküle aufgrund der Molekül-Molekül-Stöße untereinander bei ultratiefen Temperaturen eine längere Lebensdauer aufweisen als ihre bosonischen Pendants [39, 40, 41]. Die Stoßun-

terdrückung fermionischer Atome ermöglicht die Erzeugung stabiler BECs aus $^{6}Li_2$ [42] bzw. $^{40}K_2$ [43]. Ebenso stellt die Untersuchung zweikomponentiger Kondensate aus ^{87}Rb und ^{41}K ein interessantes Forschungsfeld dar, das eine Erweiterung der Experimente mit Spinor-Mischungen auf Atome verschiedener Elemente eröffnet.

Die präzise Spektroskopie der Feshbach-Resonanzen in den Systemen aus ^{87}Rb und ^{40}K sowie ^{87}Rb und ^{41}K erlaubt eine genaue Überprüfung der Präzision der Born-Oppenheimer-Näherung. Die Lage der Resonanzen gibt Auskunft über die Position der gebundenen Zustände in den Molekülpotenzialen [29, 44, 45, 46]. Diese gebundenen Zustände sind abhängig von der reduzierten Masse der beiden Stoßpartner und resultieren in unterschiedlichen Positionen der Feshbach-Resonanzen für verschiedene Isotope der Atome. Die Methode der Massenskalierung ermöglicht bei genauer Kenntnis der Stoßpotenziale zweier Atome Rückschluss auf die Streulänge anderer Isotope, wenn die Born-Oppenheimer-Näherung exakt erfüllt ist. Mit dem Kalium-Rubidium-System soll die Gültigkeit der Massenskalierung von Streulängen und Feshbach-Resonanzen allgemein verifiziert werden. Dies ist besonders für Elemente mit seltenen, radioaktiven oder aus anderen Gründen bisher nicht mit Lasern gekühlten Isotopen interessant.

Gliederung der Arbeit

In **Kapitel 2** wird eine theoretische Einführung in das Gebiet der ultrakalten Quantengase gegeben. Es werden die Grundlagen der Quantenstatistik von Bosonen und Fermionen behandelt und ein Einblick in die Beschreibung ultrakalter Stoßprozesse vermittelt. Im Rahmen der Erweiterung auf heteronukleare Stöße werden die auftretenden Resonanzphänomene näher betrachtet.

Kapitel 3 dient zur Erläuterung der experimentellen Methoden zur Erzeugung einer quantenentarteten Mischung aus ^{40}K und ^{87}Rb. Die gängigen Methoden der Laserkühlung, der Verwendung von magnetischen Fallenpotenzialen und der evaporativen Kühlung werden erörtert. Zusätzlich geht dieses Kapitel auf spezielle Gegebenheiten beim Betrieb einer magneto-optischen Falle mit zwei gefangenen Atomsorten ein.

In **Kapitel 4** wird das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Diodenlasersystem beschrieben. Die Anforderungen zum Fangen und Kühlen von ^{40}K einerseits und ^{41}K andererseits werden gegenübergestellt und die gewählte Realisierung für das Experiment erläutert. Abschließend wird das neu aufgebaute System mit einer Messung der Linienbreite charakterisiert.

Kapitel 5 behandelt die Realisierung der magneto-optischen Falle für ^{41}K. Die ersten Messungen an den kalten ^{41}K-Atomen werden dargestellt und die Optimierung der experimentellen Parameter erläutert. Das Kapitel schließt mit einem kurzen Ausblick auf die weiteren Kühlverfahren auf dem Weg zur Erzeugung eines ^{41}K-BEC.

In **Kapitel 6** werden die experimentellen Schritte zur Messung von Feshbach-Resonanzen erläutert. Die Realisierung einer Dipolfalle wird ebenso wie die Präparation der Atomzustände dargestellt. Das Kapitel behandelt die Erzeugung und Stabilisierung der homogenen Magnetfelder und schließt mit einer Beschreibung der Messung von Feshbach-Resonanzen.

Kapitel 7 gibt einen Ausblick auf die Möglichkeiten, die sich mit der Realisierung von Mischungen aus kalten ^{41}K- und ^{87}Rb-Atomen eröffnen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Das vorliegende Kapitel erläutert die theoretischen Grundlagen für das Verständnis und die Beschreibung quantenentarteter Gase. Zu Beginn wird eine kurze Einführung in die Statistik von Bosonen und Fermionen gegeben und für beide Fälle der Einschluss in einer harmonischen Falle behandelt. Darauf folgt ein Einblick in die Streutheorie ultrakalter Quantengase, um das Verständnis der später angewandten experimentellen Kühlverfahren zu ermöglichen. Des Weiteren befasst sich dieser Abschnitt mit der Beschreibung von Feshbach-Resonanzen in ultrakalten Quantengasen und führt die grundlegenden Größen für deren Analyse ein. Die im Folgenden vorgestellten Betrachtungen beruhen im Wesentlichen auf den Werken [47, 48, 49, 50].

2.1 Kalte Atome

Im Fall hoher Temperaturen und geringer Dichten werden sowohl Bosonen als auch Fermionen als klassische Teilchen betrachtet, deren Geschwindigkeitsverteilung der Maxwell-Boltzmann-Statistik gehorcht. Werden die Atome als harte Kugeln angenommen, die elastisch miteinander stoßen, so ist die Anzahl der Teilchen

$$N(\epsilon_i) = e^{-(\epsilon_i - \mu)/k_\mathrm{B}T}$$

im Energieeigenzustand ϵ_i durch die Boltzmann-Verteilung gegeben. Dabei bezeichnet k_B die Boltzmann-Konstante und μ das chemische Potenzial.

Über die Randbedingung der Gesamtteilchenzahl

$$N_\mathrm{ges} = \sum_{i=1}^{\infty} N(\epsilon_i)$$

ist das chemische Potenzial μ definiert. Bei großen Teilchenzahlen und konstanter Temperatur ist das chemische Potenzial die Energie, die benötigt wird, um das bestehende Ensemble um ein weiteres Teilchen zu erweitern

$$\mu = \frac{\partial E}{\partial N} \quad .$$

Der Übergang zu niedrigeren Temperaturen erfordert eine quantenmechanische Beschreibung der Atome durch Wellenpakete, deren Ausdehnung im nichtrelativistischen Fall durch die de Broglie - Wellenlänge

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{p} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{m k_{\mathrm{B}} T}} \tag{2.1}$$

mit der Masse m und der Temperatur T gegeben ist. Der quantenmechanische Eigendrehimpuls der Atome erfordert im Folgenden aufgrund der unterschiedlichen Quantenstatistik eine Unterscheidung zwischen Atomen mit ganzzahligem bzw. halbzahligem Spin, so genannten Bosonen bzw. Fermionen.

2.1.1 Ultrakalte Bosonen

Bosonen können im Gegensatz zu Fermionen ein und denselben Quantenzustand besetzen. Dies ist möglich, da die Vielteilchenwellenfunktion eines bosonischen Ensembles symmetrisch und somit invariant unter Austausch zweier identischer Teilchen ist. Die mittlere Besetzungsdichte der Energiezustände im thermischen Gleichgewicht ist in einem idealen Bose-Gas durch die Bose-Einstein-Statistik

$$N(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/k_{\mathrm{B}}T} - 1} \tag{2.2}$$

gegeben. Sinkt die Temperatur, so wächst das chemische Potenzial an und die mittlere Anzahl von Atomen pro Energieniveau steigt. Die Grundzustandsenergie ϵ_0 beschränkt das chemische Potenzial nach oben, da $\mu > \epsilon_0$ eine physikalisch unsinnvolle negative Besetzungsdichte bedeuten würde. Die maximale Besetzung eines thermischen Energieniveaus im Fall $\mu = \epsilon_0$ folgt zu

$$N^{\max}(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \epsilon_0)/k_{\mathrm{B}}T} - 1} \quad . \tag{2.3}$$

Diese Besetzung kann für jedes einzelne Niveau nicht überschritten werden und es ergibt sich für die Anzahl aller Atome in thermisch besetzten Niveaus

$$N_{\mathrm{therm}} \leq \sum_{i=1}^{\infty} N^{\max}(\epsilon_i) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \epsilon_0)/k_{\mathrm{B}}T} - 1} \quad . \tag{2.4}$$

Ist die Anzahl der thermischen Atome geringer als die Gesamtzahl der Atome im Ensemble, so sammeln sich die übrigen Teilchen alle in einem gemeinsamen Grundzustand, dem Bose-Einstein-Kondensat (BEC). Die Anzahl der Atome im BEC ist damit

$$N_{\mathrm{BEC}} = N_{\mathrm{ges}} - N_{\mathrm{therm}} \quad .$$

Ideales Bose-Gas in der harmonischen Falle

Die in Experimenten zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten verwendeten Fallen zum Einschluss der Atome erzeugen näherungsweise harmonische Potenziale. Im Folgenden wird für solch ein dreidimensionales harmonisches Potenzial

$$V_{\mathrm{harm}}(\vec{r}) = \frac{m}{2}\left(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2\right) \tag{2.5}$$

die kritische Temperatur T_{C}, unterhalb derer das Ensemble kondensiert, berechnet. Für diese Betrachtung ist es sinnvoll, die diskreten Zustände durch Zustandsdichten anzunähern und dafür von Summationen auf Integrationen überzugehen. Dieses Vorgehen schlägt für ein kondensiertes Ensemble zwar fehl, erlaubt allerdings eine gute Näherung für den Beitrag der angeregten Zustände des Systems. Wird die Grundzustandsenergie ϵ_0 vernachlässigt, so ergibt sich für die Anzahl der Teilchen in angeregten Zuständen der Ausdruck

$$N_{\mathrm{therm}} = \int_0^\infty g(\epsilon) N(\epsilon) d\epsilon \quad . \tag{2.6}$$

Hierbei ist die Zustandsdichte $g(\epsilon)$ für eine dreidimensionale harmonische Falle durch

$$g(\epsilon) = C_3\, \epsilon^2 \qquad \text{mit} \qquad C_3 = \frac{1}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \tag{2.7}$$

bestimmt. Der Ausdruck (2.6) erreicht seinen größten Wert für $\mu = 0$. Die kritische Temperatur T_{C} definiert sich dadurch, dass gerade alle Teilchen in angeregten Zuständen untergebracht werden können. Für diese Bedingung folgt die kritische Temperatur T_{C} aus dem Integral

$$N_{\mathrm{therm}}(T_{\mathrm{C}}, \mu = 0) = \int_0^\infty g(\epsilon) \frac{1}{e^{\epsilon/k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{C}}} - 1} d\epsilon = C_n \Gamma(n) \zeta(n) (k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{C}})^n \tag{2.8}$$

mit der Riemann'schen Zeta-Funktion $\zeta(n) = \sum_{i=1}^\infty i^{-n}$ und der Gamma-Funktion $\Gamma(n) = \int_0^\infty t^{n-1} e^{-t} dt$. Für das dreidimensionale harmonische Potenzial ($n = 3$) beträgt die kritische Temperatur folglich

$$k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{C}} = \frac{\hbar \bar{\omega} N^{1/3}}{[\zeta(3)]^{1/3}} \approx 0{,}94\, \hbar \bar{\omega} N^{1/3} \quad . \tag{2.9}$$

Dabei ist $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ das geometrische Mittel über die drei Oszillationsfrequenzen. Unterhalb dieser Temperatur befinden sich $N_{\mathrm{BEC}} = N - N_{\mathrm{therm}}$ Atome im Kondensat. Für die Anzahl der thermischen Atome gilt weiterhin Gl. (2.8) und die Anzahl der kondensierten Atome ergibt sich zu

$$N_{\mathrm{BEC}} = N \left[1 - \left(\frac{T}{T_{\mathrm{C}}} \right)^3 \right] \quad . \tag{2.10}$$

2.1.2 Ultrakalte Fermionen

Im Unterschied zu Bosonen lässt sich mit Fermionen kein Bose-Einstein-Kondensat erzeugen, da sich die Vielteilchenwellenfunktion von Fermionen antisymmetrisch unter Vertauschung zweier identischer Teilchen verhält. Diese Tatsache führt dazu, dass zwei Fermionen nie ein und denselben Quantenzustand besetzen dürfen, sie unterliegen dem Pauli-Verbot. Die Verteilung von Fermionen auf die verschiedenen Energieniveaus wird durch die Fermi-Dirac-Statistik

$$N(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/k_{\mathrm{B}}T} + 1} \tag{2.11}$$

beschrieben. Daraus ergibt sich keine obere Schranke für das chemische Potenzial und somit keine makroskopische Besetzung des Grundzustands.

Ideales Fermi-Gas in der harmonischen Falle

Unter Berücksichtigung der Fermi-Dirac-Verteilung folgt analog zu Gl. (2.6)

$$N_{\mathrm{therm}} = \int_0^\infty g(\epsilon) N(\epsilon) d\epsilon = \int_0^\infty \frac{\epsilon^2}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \frac{1}{e^{(\epsilon_i - \mu)/k_{\mathrm{B}}T} + 1} d\epsilon \tag{2.12}$$

für die Besetzung der thermischen Zustände in einem idealen Fermi-Gas. Für $T = 0$ ergibt dies eine Besetzungswahrscheinlichkeit von Eins für alle Zustände bis zur Energie $E_{\mathrm{F}} = \mu(T{=}0, N)$ und eine Besetzungswahrscheinlichkeit von Null für alle Zustände darüber. Folglich werden in einem Fermi-Gas bei ultratiefen Temperaturen die Zustände geringster Energie nach und nach bis zu einer Grenze E_{F} , der Fermi-Energie, aufgefüllt. Für $T = 0$ lässt sich die Fermi-Energie aus Gl. (2.12) zu

$$E_{\mathrm{F}} = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3} \quad .$$

berechnen. Im Gegensatz zur Bosonenstatistik existiert keine kritische Temperatur. Als Indikator für ein quantenentartetes Regime wird das Unterschreiten der Fermi-Temperatur T_{F}

$$k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{F}} = E_{\mathrm{F}} = \hbar\bar{\omega}(6N)^{1/3} \tag{2.13}$$

gewertet.

2.2 Streutheorie

Stoßprozesse zwischen Teilchen sind von elementarer Bedeutung für alle Experimente mit ultrakalten Quantengasen. Solche Prozesse bestimmen wichtige Größen wie die Thermalisierungszeiten atomarer Ensembles oder sie limitieren Eigenschaften wie z. B. die Dichte atomarer Wolken. Sie beeinflussen so u. a. die Effizienz der zur Erzeugung ultrakalter Gase angewandten evaporativen und sympathetischen Kühlverfahren. Eine klassische Betrachtung der Streuprozesse, ausgehend von harten Kugeln, die elastisch miteinander stoßen, ist im Falle kalter Quantengase nicht mehr zulässig. Die tiefen Temperaturen erfordern eine quantenmechanische Beschreibung der ablaufenden Prozesse.

Streuamplitude

Die Streuung zweier Teilchen mit den Massen m_1 und m_2 wird auf die Streuung eines Teilchens mit der reduzierten Masse $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$ vereinfacht, wenn zu den Schwerpunkts- und Relativkoordinaten übergegangen wird. Die Beschreibung eines einlaufenden Teilchens erfolgt durch eine ebene Welle, weil das korrekterweise zu betrachtende Wellenpaket immer durch eine Superposition ebener Wellen beschrieben werden kann. Dagegen erfüllt die Wellenfunktion der Relativbewegung eine zeitunabhängige Schrödinger-Gleichung

$$\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}\Delta + V(\vec{r})\right)\Psi_k(\vec{r}) = \Psi_k(\vec{r})E_k \quad . \tag{2.14}$$

Um die Streuung zu beschreiben, kann die Wellenfunktion der Relativbewegung als Summe der einlaufenden und der gestreuten Welle

$$\Psi_k(\vec{r}) = e^{ikz} + \Psi_{\mathrm{Str}}(\vec{r}) \quad , \tag{2.15}$$

angenommen werden, wobei die einlaufende Welle in z-Richtung einfallen soll. Für große Abstände vom Stoßzentrum hat die gestreute Welle

$$\Psi_{\mathrm{Str}}(\vec{r}) = f(\vec{k})\frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{R} \quad ,$$

eine kugelsymmetrische Form. Dabei beschreibt $f(\vec{k})$ die Streuamplitude und $\vec{k}$ bezeichnet den Wellenvektor.

Unter der Annahme, dass die Wechselwirkung zwischen den Atomen kugelsymmetrisch und die Streuamplitude $f(\vec{k})$ nur über den Winkel Θ richtungsabhängig ist (nicht über den Azimutwinkel Φ), folgt für die Wellenfunktion bei großen Abständen r

$$\Psi_k(\vec{r}) = e^{ikz} + f(\Theta)\frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{R} \qquad \text{mit den Energien} \qquad E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \quad . \tag{2.16}$$

Die auslaufende Welle wird folglich als Superposition der eingefallenen ebenen und der gestreuten kugelförmigen Welle beschrieben.

Radialwellenfunktion

Aufgrund der Kugelsymmetrie des Potenzials ist die Lösung der Schrödinger-Gleichung symmetrisch um die Richtungsachse des einfallenden Teilchens. Daher lässt sich die Wellenfunktion der Relativbewegung mithilfe der Legendre-Polynome $P_l(\cos(\Theta))$ zu

$$\Psi_k(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l P_l(\cos\Theta)\phi_{kl}(R) \tag{2.17}$$

entwickeln. Die eingeführte radiale Wellenfunktion $\phi_{kl}(R)$ erfüllt die Schrödinger-Gleichung

$$\frac{d^2}{dr^2}\phi_{kl}(R) - \frac{l(l+1)}{R^2}\phi_{kl}(R) + \frac{2\mu}{\hbar^2}\left[E - V(R)\right]\phi_{kl}(R) = 0 \tag{2.18}$$

mit dem effektiven Potenzial $V(R)$. Für die niedrigste Partialwelle (*s-Welle*), also den Beitrag zu $\Psi_k(\vec{r})$ mit l=0, ist das Potenzial in Gl. (2.18) durch $V(R)$ gegeben. Für alle höheren Partialwellen (*p-Welle* für l=1, *d-Welle* für l=2, ...) bildet der Term $l(l+1)/r^2$ eine Zentrifugalbarriere aus, die bei geringen Teilchenenergien ein Vordringen der Teilchen in den Bereich des Stoßpotenzials verhindert.

Die Streulänge

Aufgrund der oben dargestellten Zentrifugalbarriere liegt für geringe Teilchenenergien näherungsweise nur s-Wellen-Streuung vor, wodurch sich die Streuamplitude $f(\Theta)$ einer Konstanten annähert. In dieser Näherung folgt aus Gl. (2.16) der Ausdruck

$$\Psi_k(\vec{r}) = 1 - \frac{a}{R} \tag{2.19}$$

für die Wellenfunktion. Die Konstante a bezeichnet die so genannte s-Wellen-Streulänge, sie gibt den Achsenabschnitt der asymptotischen Wellenfunktion (2.19) auf der r-Achse vor. Über das Vorzeichen der Streulänge lässt sich angeben, ob das betrachtete Potenzial attraktiv (negative Streulänge) oder repulsiv (positive Streulänge) ist, während der Betrag der Streulänge Auskunft über die Stärke des Potenzials gibt.

Streuphase

Für große interatomare Abstände R lässt sich die radiale Wellenfunktion

$$\phi_{kl}(R) \approx \frac{1}{kR}\sin(kR - \frac{\pi}{2}l + \delta_l) \tag{2.20}$$

in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung δ_l zwischen einlaufender und gestreuter Welle ausdrücken. Aus dem Vergleich der Gleichungen (2.17) und (2.20) mit Gl. (2.16) und der anschließenden Entwicklung der ebenen Welle $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ nach den Legendre-Polynomen folgen die Ausdrücke

$$A_l = i^l(2l+1)e^{i\delta_l} \quad \text{und} \quad f(\Theta) = \frac{1}{2ik}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(e^{i2\delta_l}-1)P_l(\cos\Theta) \quad . \tag{2.21}$$

Damit ist das Streuproblem auf die Bestimmung der Streuphasen reduziert. Um diese explizit berechnen zu können, muss die Schrödinger-Gl. (2.18) gelöst werden. Dies erweist sich im Spezialfall kleiner Energien

$$kR_0 \ll 1 \tag{2.22}$$

mit der Reichweite R_0 des Potenzials $V(R)$ als einfach. In diesem Fall wird in Gl. (2.18) die Energie $E = 0$ gesetzt und die vereinfachte Gleichung nimmt für $l = 0$ die Gestalt

$$\frac{d^2}{dR^2}\phi_{k0}(r) + \frac{2\mu}{\hbar^2}V(R)\phi_{k0}(R) = 0 \tag{2.23}$$

an. Die Lösung von Gl. (2.23) wird nun an die asymptotische Form von Gl. (2.20) in der Region

$$R_0 \ll R \ll \frac{1}{k} \tag{2.24}$$

angepasst. Tatsächlich sind in diesem Bereich beide Gleichungen anwendbar. Einerseits kann im Bereich $R \gg R_0$ der Wechselwirkungsterm in Gl. (2.23) vernachlässigt werden und die Lösung erhält die lineare Form

$$\phi_{k0}(R) = c_0(1 - \kappa R) \quad , \tag{2.25}$$

wobei κ explizit von der Wahl des Potenzials abhängt. Andererseits kann für $\vec{k}\vec{r} \ll 1$ Gl. (2.20) entwickelt und mit den Abkürzungen

$$c_0 = e^{i\delta_0}\sin\delta_0 \tag{2.26}$$

und

$$\kappa = -k\cot\delta_0 \tag{2.27}$$

auf eine zu Gl. (2.25) identische Form gebracht werden. Dies erlaubt eine Bestimmung der relevanten Phasenverschiebung δ_0 aus dem Ausdruck (2.23), der nicht länger von k abhängig ist.

Für $k \to 0$ kann Gl. (2.27) in erster Näherung durch den linearen Zusammenhang

$$\delta_0 = -\frac{k}{\kappa} \tag{2.28}$$

für die Phasenverschiebung approximiert werden. Für den Fall $l \neq 0$ ergibt eine ähnliche Untersuchung $\delta_l \propto k^{2l}$. Dies bedeutet, dass für $k \to 0$ lediglich der zu $l = 0$ gehörende Wert in Betracht gezogen werden muss und die Streulänge

$$a = -\frac{\delta_0}{k} = -k \tan \delta_0 \tag{2.29}$$

als Funktion der Phasenverschiebung ausgedrückt werden kann. Die Streuphase δ_0 - und damit auch die Streulänge a - reduziert das Wechselwirkungspotenzial $V(R)$ auf dessen effektive Wirkung in einem Streuprozess.

Differentieller und totaler Streuquerschnitt

Der differentielle Streuquerschnitt definiert die Anzahl der Teilchen, die in ein Winkelelement $d\Omega$ um den Zentralwinkel Ω gestreut werden, bezogen auf die Anzahl der auf das Streuzentrum einfallenden Teilchen. Er schreibt sich als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} := \frac{dN(\Omega)}{N_{\text{ein}} d\Omega} = |f(\Theta)|^2 \tag{2.30}$$

mit der Zahl der einfallenden $N_{\text{ein}}(\Omega)$ und der Zahl der in das Winkelelement $d\Omega$ gestreuten Atome $dN(\Omega)$. Der totalen Streuquerschnitt σ folgt durch Integration des differentiellen Streuquerschnitts über alle Raumrichtungen

$$\sigma = 2\pi \int_{-1}^{1} d\cos\Theta \, [f(\Theta)]^2 \tag{2.31}$$

in Abhängigkeit von der Streuamplitude $f(\Theta)$. Alternativ kann dieser aus Gl. (2.20) in Abhängigkeit von der Streuphase δ_l

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \tag{2.32}$$

bestimmt werden. Ist für sehr kleine Stoßenergien lediglich der Beitrag der s-Wellen-Streuung zu berücksichtigen, so wird der Streuprozess ausschließlich durch die s-Wellen-Streuphase δ_0 bestimmt und der totale Streuquerschnitt ergibt sich nach Gl. (2.32) in erster Näherung zu

$$\sigma = 4\pi a^2 \quad . \tag{2.33}$$

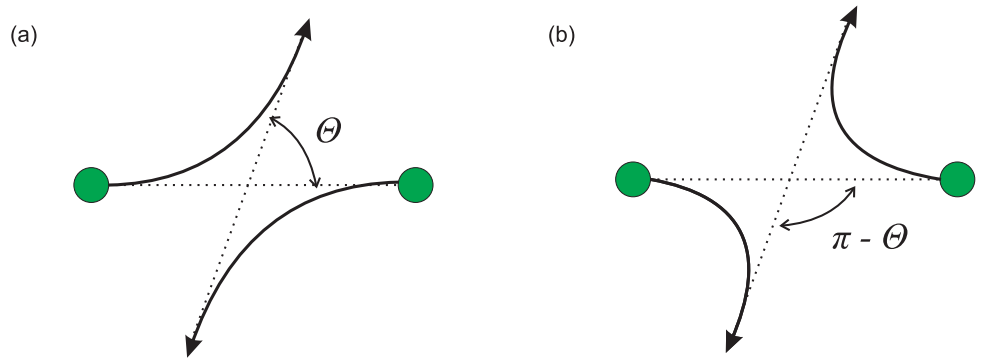

Abbildung 2.1: *Bei identischen Teilchen ergeben sich zwei nicht unterscheidbare Streuvorgänge.*

Identische Teilchen

Die vorangegangenen Überlegungen gingen stets von unterscheidbaren Stoßpartnern aus. Unter Annahme zweier identischer Teilchen können die beiden in Abbildung 2.1 dargestellten Szenarien jedoch nicht mehr unterschieden werden. Die Wellenfunktion von Bosonen ist unter Austausch zweier Teilchen symmetrisch, die von Fermionen hingegen antisymmetrisch. Ein solcher Austausch ist gleichbedeutend mit einem Vorzeichenwechsel einer Relativkoordinate. Unter Berücksichtigung dieser Zusammenhänge ergibt sich analog zu Gl. (2.16) eine symmetrisierte Wellenfunktion

$$\Psi = e^{ikz} \pm e^{-ikz} + [f(\Theta) \pm f(\pi - \Theta)]^2 \quad , \tag{2.34}$$

wobei das Plus-Zeichen für Bosonen und das Minus-Zeichen für Fermionen steht. Die Amplitude für die Streuung eines Teilchens in Richtung Θ wird damit zu $f(\Theta) \pm f(\pi - \Theta)$ und der differentielle Streuquerschnitt zu

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= |f(\Theta) \pm f(\pi - \Theta)|^2 \\ &= |f(\Theta)|^2 + |f(\pi - \Theta)|^2 \pm 2\Re\left[f(\Theta) f^*(\pi - \Theta)\right] \quad . \end{aligned} \tag{2.35}$$

Physikalisch bedeutet dies, dass sich die Streuamplitude für die Streuung eines Teilchens in Richtung Θ als Summe bzw. Differenz aus den Amplituden für die Streuung eines Teilchens in Richtung Θ und des anderen Teilchens in Richtung $\pi - \Theta$ zusammensetzt. Zusätzlich lässt sich die destruktive Interferenz aller Partialwellen gerader Ordnung bei Fermionen und ungerader Ordnung bei Bosonen erkennen. Mit diesen Ergebnissen errechnet sich der totale Streuquerschnitt für s-Wellen-Stöße zwischen identischen Bosonen zu

$$\sigma = 8\pi a^2 \quad . \tag{2.36}$$

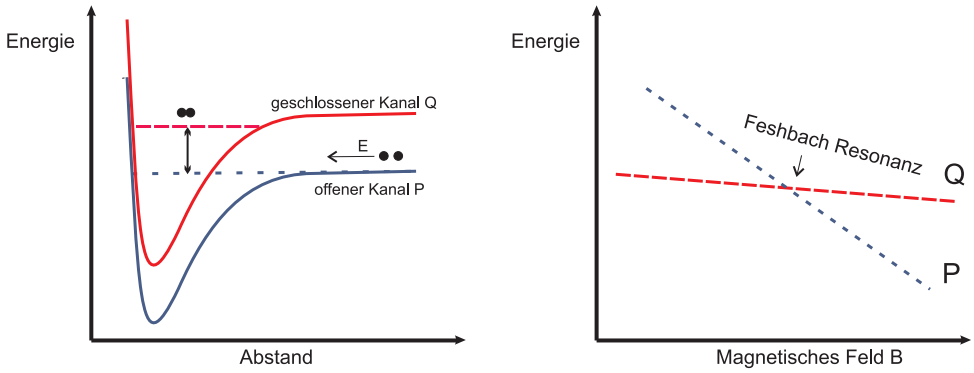

Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung der Stoßpotenziale für verschiedene Spinkonfigurationen der einlaufenden Atome (links). Auftretende Feshbach-Resonanz bei Entartung eines gebundenen Molekülzustands mit der Energie der einlaufenden Atome bei einem bestimmten Magnetfeld B (rechts).*

Für identische Fermionen verschwindet der Ausdruck, s-Wellen-Stöße sind für Fermionen folglich verboten.

2.3 Feshbach-Resonanzen

Für die folgenden Betrachtungen reicht eine Approximation der Bosonen oder Fermionen durch strukturierte Kugeln nicht mehr aus. Zusätzlich müssen interne Freiheitsgerade der am Stoßprozess beteiligten Atome berücksichtigt werden. In Abhängigkeit der internen Zustände der Stoßpartner müssen unterschiedliche Wechselwirkungspotenziale für den Stoßprozess berücksichtigt werden. In diesem Fall spricht man von einem Mehrkanal-Stoßprozess. Verschiedene Spinkonfigurationen der miteinander stoßenden Atome stellen beispielsweise unterschiedliche Stoßkanäle dar. Wird der Stoß zwischen zwei Teilchen betrachtet, die in einem Kanal P einlaufen (Abbildung 2.3) und angenommen, dass die Streukanäle P und Q miteinander gekoppelt sind, so können während des Stoßprozesses gebundene Zustände des Kanals Q bevölkert werden. Atome in verschiedenen Spinkonfigurationen besitzen in der Regel unterschiedliche magnetische Momente. Folglich kann der energetische Abstand der dargestellten Potenziale für große R, und damit auch der Abstand aller asymptotischen Zustände der Potenziale, mit einem externen Magnetfeld über die Auswirkungen des linearen Zeeman-Effekts

$$\Delta E_{\mathrm{B}} = m_{\mathrm{F}} \mu_{\mathrm{B}} |\vec{B}|$$

kontrolliert werden. Dabei bezeichnet ΔE_{B} die Verschiebung des Energieniveaus, m_{F} die magnetische Quantenzahl und μ_{B} das Bohr'sche Magneton.

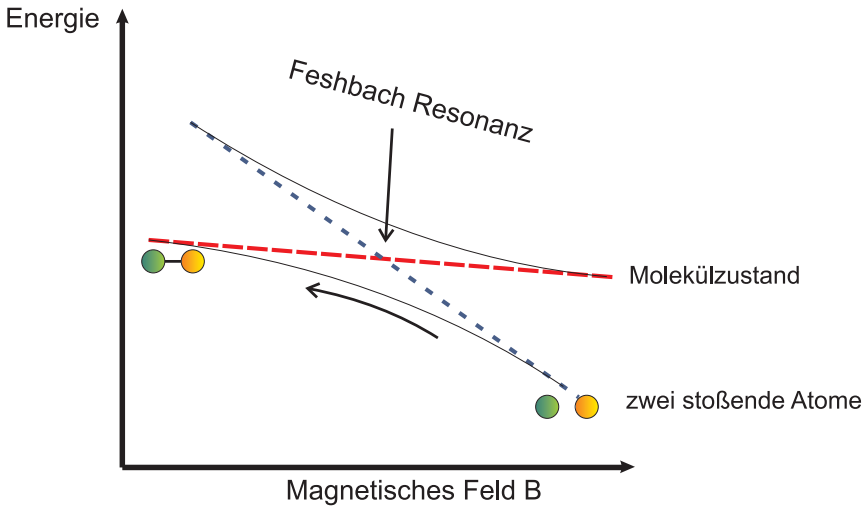

Abbildung 2.3: *Transfer zweier Atome in einen gebundenen Molekülzustand durch adiabatisches Rampen des homogenen Magnetfelds über eine Feshbach-Resonanz.*

Wird der Abstand zwischen Kanal Q und Kanal P über ein Magnetfeld derart eingestellt, dass die Stoßenergie der im Kanal P einlaufenden Teilchen gerade der Energie eines gebundenen Zustands im Kanal Q entspricht, so wird die Besetzung des gebundenen Zustands resonant überhöht. Dieses Phänomen wird als magnetisch-induzierte Feshbach-Resonanz bezeichnet.

Streulänge in der Nähe von Feshbach-Resonanzen

Abschließend wird in diesem Abschnitt das Verhalten der Streulänge in der Nähe einer magnetisch induzierten Feshbach-Resonanz untersucht. Der dafür interessante Fall besteht darin, dass die beiden kollidierenden Atome einen gebundenen Zustand knapp oberhalb der Dissoziationsgrenze besitzen und eine Besetzung dieses gebundenen Zustands mittels einer Feshbach-Resonanz möglich wird. In Abbildung 2.3 ist schematisch dargestellt, wie dieser Umstand genutzt werden kann, um mittels adiabatischen Rampens des Magnetfelds die Atome in einen gebundenen Molekülzustand zu transferieren.

Ist die reduzierte Masse der beiden betrachteten Teilchen $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2}$ und werden nur s-Wellen-Stöße berücksichtigt, so hat die radiale Wellenfunktion für $R \gg R_0$ die asymptotische Form

$$\phi(R) = Ae^{-R\sqrt{2\mu|\epsilon|}/\hbar} \tag{2.37}$$

mit der Energie des gebundenen Zustands $\epsilon > 0$. Ist die Bedingung

$$\frac{\sqrt{2\mu\,|\epsilon|}}{\hbar} R_0 \ll 1 \tag{2.38}$$

erfüllt, löst die Wellenfunktion (2.37) die Schrödinger-Gl. (2.18) in einem Bereich $R \ll R_0$, in dem der Einfluss des Potenzials $V(R)$ keine Rolle spielt. Mit der gleichen Vorgehensweise wie in Abschnitt 2.2 kann Gl. (2.37) auf die Form von Gl. (2.25) gebracht werden. Es folgt

$$\kappa = \frac{\sqrt{2\mu\,|\epsilon|}}{\hbar} \quad . \tag{2.39}$$

Zusammen mit dem Ergebnis aus Gl. (2.29) lässt sich damit die Energie des gebundenen Zustands

$$\epsilon = -\frac{\hbar^2}{\mu a^2} \tag{2.40}$$

durch die Streulänge ausdrücken. Aus dem Ausdruck $f = (e^{2i\delta_0} - 1)/2ik$ (Gl. (2.21)) für die s-Wellen-Streuamplitude und dem Ergebnis (2.27) für $\cot\delta_0$ folgt die Beziehung

$$f = -\frac{1}{\kappa + ik} \quad . \tag{2.41}$$

Diese Relation divergiert für $\kappa = 0$ und es folgt das Unitaritätslimit

$$\sigma = \frac{8\pi}{k^2} \tag{2.42}$$

für den totalen Streuquerschnitt. Dabei enthält Gl. (2.41) lediglich die ersten beiden Terme der Entwicklung von f^{-1} nach Potenzen von ik. Allgemein betrachtet kann der nächste Term der Ordnung $k^2 \sim E$ ebenso wichtig sein und es ist sinnvoll die Streuamplitude in der Form

$$f = -\frac{1}{(2\mu)^{1/2}\beta(E - \epsilon_0)/\hbar + ik} \tag{2.43}$$

zu schreiben [47]. Dieser Ausdruck weist im Fall $\beta^2\epsilon_0 \ll 1$ ein stark resonantes Verhalten für $E = \epsilon_0$ auf. In der Nähe dieser Resonanz kann die Streuamplitude durch

$$f \approx -\frac{\Gamma/2}{(2\mu\epsilon_0/\hbar^2)^{1/2}(E - \epsilon_0 + i\Gamma/2)} \quad \text{mit der Breite} \quad \Gamma = 2\epsilon_0^{1/2}/\beta \ll \epsilon_0 \tag{2.44}$$

abgeschätzt werden.

Um aus diesen Überlegungen einen Ausdruck für die Streulänge in der Nähe einer magnetisch induzierten Feshbach-Resonanz abzuleiten, wird der Parameter κ aus Gl. (2.27) betrachtet. Dieser beschreibt das Verhalten der Streuamplitude bei kleinen Energien und ist folglich positiv für einen gebundenen und negativ für einen ungebundenen Zustand. Der Betrag des magnetischen Felds, bei dem

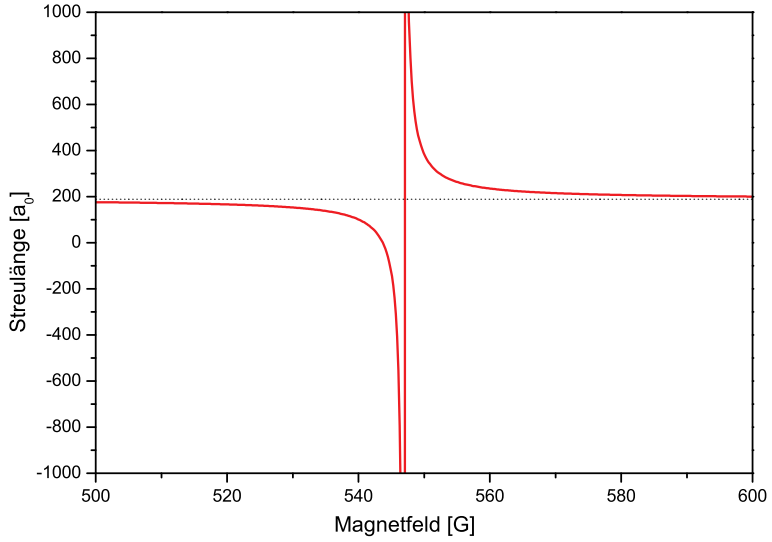

Abbildung 2.4: *Die Streulänge a um den Bereich der Feshbach-Resonanz bei* ≈ 547 *G. Das* ^{40}K *befindet sich im* $|\mathrm{F} = 9/2, m_\mathrm{F} = -9/2\rangle$*-Spinzustand und das* ^{87}Rb *im* $|\mathrm{F} = 1, m_\mathrm{F} = 1\rangle$*-Spinzustand. Die Wechselwirkung zwischen den Kalium- und Rubidium-Atomen ist kontinuierlich durchstimmbar.*

der Übergang zwischen den beiden Kanälen stattfindet, wird mit B_0 bezeichnet. Wird um $\kappa = 0$ bei $B = B_0$ entwickelt, folgt

$$a \propto \frac{1}{(B - B_0)} \tag{2.45}$$

für die Streulänge in der Nähe der Resonanz [47]. Ist der gebundene Zustand dagegen sehr weit von der Resonanz entfernt, nimmt die Streulänge einen konstanten Wert a_nr an. Die Kombination dieser Erkenntnisse ergibt einen Ausdruck für die Streulänge in Abhängigkeit des magnetischen Felds

$$a = a_\mathrm{nr} \left(1 - \frac{\Delta}{B - B_0}\right) \quad , \tag{2.46}$$

wobei Δ die Breite der Resonanz angibt.

Das typische Verhalten der Streulänge in der Nähe einer Feshbach-Resonanz ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Gewählt wurde die Feshbach-Resonanz zwischen dem $|\mathrm{F} = 9/2, m_\mathrm{F} = -9/2\rangle$-Spinzustand von $^{40}\mathrm{K}$ und dem $|\mathrm{F} = 1, m_\mathrm{F} = 1\rangle$-Spinzustand von $^{87}\mathrm{Rb}$. Die Wechselwirkung kann kontinuierlich auf beliebige Werte eingestellt werden. Die Genauigkeit dieser Einstellung ist lediglich durch

die experimentelle Realisierung des Magnetfelds limitiert. Zudem kann die effektive Wechselwirkung während der Experimente verändert und in Bereichen um $a = 0$ z. B. für die Erzeugung ultrakalter zweiatomiger Moleküle genutzt werden [51, 52, 53]. Es lassen sich zum einen Systeme realisieren, in denen ein BEC aufgrund der hohen attraktiven Wechselwirkung instabil wird und kollabiert [54, 55, 56]. Zum anderen kann die Wechselwirkung zwischen verschiedenen Atomsorten so stark repulsiv eingestellt werden, dass Phasenseparation zwischen den beiden Spezies beobachtet werden kann [36, 57]. Wird ein BEC aus bosonischen Dimeren, die aus fermionischen Atomen bestehen, erzeugt, kann der Bardeen-Cooper-Schrieffer Übergang realisiert werden [43, 58, 42]. Dieser verspricht Aufschluss über die Vorgänge bei der Hochtemperatur-Supraleitung, da die erzeugten Fermionenpaare ein atomares Pendant zu den für die Supraleitung verantwortlichen Cooper-Paaren von Elektronen darstellen.

Kapitel 3

Erzeugung einer quantenentarteten Mischung aus ^{87}Rb und ^{40}K

Ausgangspunkt für die Experimente an quantenentarteten Mischungen ist Rubidium- und Kaliumdampf bei Raumtemperatur. Die Boltzmann-Verteilung stellt sicher, dass trotz der hohen Temperatur bereits Atome kalt genug sind, um in einer magneto-optischen Falle (MOT) [59, 60] gefangen und gekühlt zu werden. Laserkühlprozesse senken die Temperatur und erhöhen die Phasenraumdichte weiter und der Mechanismus des evaporativen Kühlens von ^{87}Rb erzeugt schließlich bei gleichzeitiger sympathetischer Kühlung von ^{40}K die quantenentartete Mischung. Das vorliegende Kapitel erläutert in experimenteller Reihenfolge die relevanten Schritte dieses Prozesses, der Atome bis in den Nanokelvin-Bereich kühlt. Ein besonderer Schwerpunkt wird dabei auf die für ^{40}K relevanten Kühlprozesse gelegt, das anders als Rubidium aufgrund seines fermionischen Charakters nicht evaporativ gekühlt werden kann. Der Ablauf im Experiment gliedert sich wie folgt:

- Die Atome werden im MOT-Bereich des Vakuumsystems (Abbildung 3.1) durch Erhitzung von Dispensern [61] in Form von Kalium- bzw. Rubidiumdampf freigesetzt, in der MOT gefangen und auf Temperaturen in der Größenordnung von $300\,\mu$K gekühlt. In diesem Abschnitt der Vakuumapparatur herrscht ein Druck von ca. 10^{-9} mbar. Die Anzahl der gefangenen Atome wird erhöht, indem UV-Licht eingestrahlt wird, das auf den Glasflächen der Zelle befindliche Atome desorbiert (light induced atom desorption) [62].

- Im nächsten Schritt wird die Wolke komprimiert und anschließend in der so genannten Melasse-Phase auf ca. $50\,\mu$K abgekühlt, wobei sich die Phasenraumdichte vergrößert. Durch optisches Pumpen werden die Atome in Spinzustände gepumpt, die in Magnetfallenpotenzialen gefangen werden können.

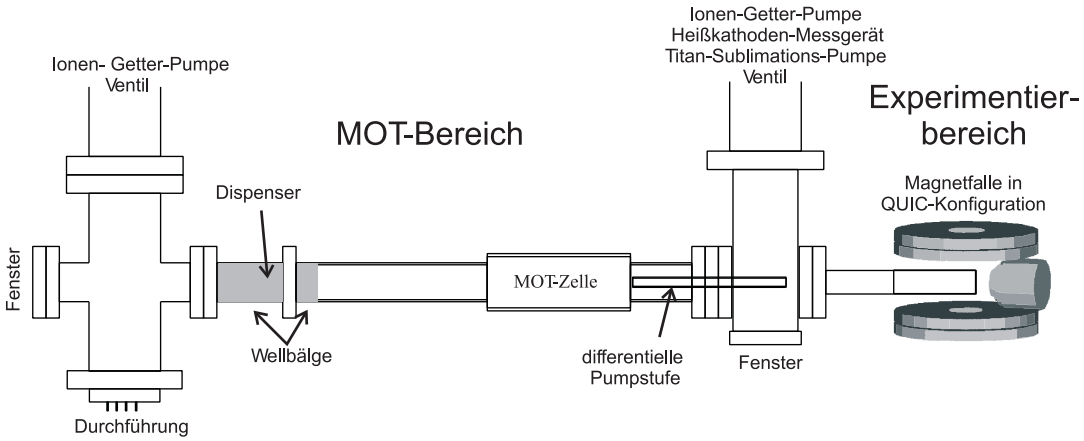

Abbildung 3.1: *Aufbau der Vakuumapparatur. Das Vakuumsystem ist in zwei Abschnitte unterteilt. Im MOT-Abschnitt wird ein Druck von ca.* 10^{-9} *mbar erreicht, wohingegen im Experimentierbereich ein Druck von ca.* 10^{-11} *mbar herrscht. Dieser Unterschied wird mit der differentiellen Pumpstufe zwischen den beiden Seiten realisiert.*

- Die gefangenen Atome werden daraufhin mit einer beweglichen Quadrupolfalle in einen Bereich besseren Vakuums transportiert (Abbildung 3.1), um dort mit einer Magnetfalle in QUIC-Konfiguration gefangen zu werden. Die beiden Kammern sind über eine differentielle Pumpstufe voneinander getrennt, wodurch ein Druckunterschied von zwei Größenordnungen zwischen den beiden Abschnitten erreicht wird. In der Glaszelle, in der die weiteren Experimentierschritte stattfinden, herrscht ein Druck von ca. 10^{-11} mbar.

- Den letzten Schritt zur quantenentarteten Mischung stellt die evaporative Kühlung von Rubidium dar. Das Kalium wird sympathetisch mitgekühlt und es werden Temperaturen im Nanokelvin-Regime erreicht.

3.1 Laserkühlung

Die Grundlage für alle Kühlprozesse, die auf der Wechselwirkung zwischen Atomen und Licht beruhen, ist die sogenannte Spontankraft [14]. Sie beruht auf dem Impuls $\hbar k$, den ein Photon bei der Absorption durch ein Atom überträgt. Die darauffolgende spontane Emission eines Photons beeinträchtigt diesen Effekt nicht, da sie isotrop ist, so dass sich ihr Impulsübertrag über viele Prozesse gemittelt aufhebt.

Im Folgenden wird ein ruhendes Atom mit zwei möglichen Zuständen betrachtet. Die totale Streurate

$$\gamma_{\mathrm{P}} = \gamma \left|c_2(t)\right|^2 \quad \text{mit} \quad \left|c_2(t)\right|^2 = \frac{1}{2}\,\frac{I/I_{\mathrm{sat}}}{1 + I/I_{\mathrm{sat}} + (2\delta/\gamma)^2} \tag{3.1}$$

bestimmt sich aus der spontanen Zerfallsrate γ, multipliziert mit der Besetzungswahrscheinlichkeit für das obere Niveau. Letztere resultiert aus den optischen Bloch-Gleichungen [63]. Die so genannte Sättigungsintensität

$$I_{\mathrm{sat}} = \frac{\pi h c}{3\lambda^3 \tau} \tag{3.2}$$

wird dabei durch die Wellenlänge λ des Übergangs zwischen dem ersten und zweiten Niveau und die Lebensdauer $\tau = 1/\gamma$ des angeregten Zustands bestimmt. Die Verstimmung der eingestrahlten Laserfrequenz gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz ist $\delta = \omega_{\mathrm{l}} - \omega_{\mathrm{a}}$. Die Spontankraft auf ein Atom aufgrund der Wechselwirkung mit vielen Photonen schreibt sich mit dem Sättigungsparameter $s_0 = I/I_{\mathrm{sat}}$ als [14, 64]

$$\vec{F}_{\mathrm{sp}} = \frac{1}{2}\,\frac{\hbar \vec{k} s_0 \gamma}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2} \quad . \tag{3.3}$$

Da bisher ein Atom in Ruhe betrachtet wurde, zeigt diese Kraft bisher keine Geschwindigkeitsabhängigkeit. Wird die Bewegung des Atoms in die Überlegungen einbezogen, muss die Doppler-Verschiebung berücksichtigt werden. Die neue Verstimmung ergibt sich zu

$$\delta_{\mathrm{D}} = \delta + \omega_{\mathrm{D}} \tag{3.4}$$

mit der Änderung $\omega_{\mathrm{D}} = -\vec{k}\vec{v}$ aufgrund des Doppler-Effekts. Wird ein rotverstimmter Laser verwendet, erfahren die Atome, die sich gegen die Strahlrichtung bewegen, eine stärkere Kraft als die in Richtung des Laserlichts propagierenden Teilchen. Dies geschieht, da die Rotverstimmung durch die Doppler-Verschiebung kompensiert wird und das Licht wieder resonant ist. Mit dieser Kraft ist nun auch die Kühlung eines atomaren Ensembles möglich, weil eine Kompression der Boltzmann-Verteilung im Geschwindigkeitsraum erzeugt wird. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung dieses Zusammenhangs.

Wird die Betrachtung auf zwei gegenläufige rotverstimmte Laserstrahlen erweitert, addieren sich die beiden resultierenden Kräfte. Es folgt

$$\vec{F}_{\mathrm{OM}} = \vec{F}_{+} + \vec{F}_{-} \quad \text{mit} \quad \vec{F}_{\pm} = \pm\frac{1}{2}\,\frac{\hbar \vec{k} s_0 \gamma}{1 + s_0 + ((2\delta \mp |\omega_{\mathrm{D}}|)/\gamma)^2} \tag{3.5}$$

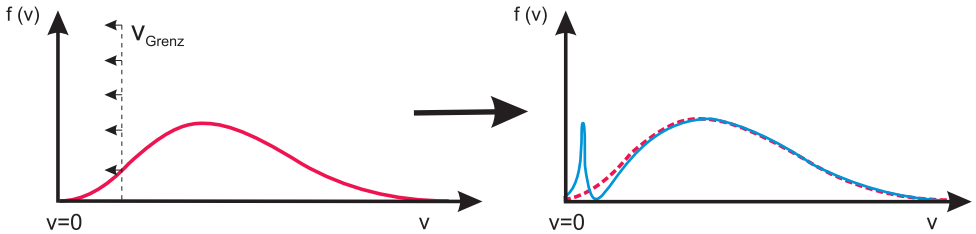

Abbildung 3.2: *Einfluss der Laserkühlung auf die Boltzmann-Verteilung im Geschwindigkeitsraum. Alle Atome unterhalb einer Grenzgeschwindigkeit werden verlangsamt, es wird eine Kompression der Boltzmann-Verteilung erreicht. Die Atome werden somit gekühlt.*

und in guter Näherung

$$\vec{F}_{\mathrm{OM}} \approx \frac{8\hbar k^2 s_0 \delta \vec{v}}{\gamma(1 + s_0 + ((2\delta)/\gamma)^2)^2} \equiv -\beta \vec{v} \quad , \tag{3.6}$$

wobei Ordnungen $(kv/\gamma)^4$ und höher vernachlässigt wurden. Dieser Ausdruck beschreibt eine geschwindigkeitsabhängige bremsende Kraft, die an die Bewegung in einem viskosen Medium erinnert (daher die Bezeichnung optische Melasse)[65].

Doppler-Temperatur T_{D}

Würde es keinen limitierenden Prozess des oben beschriebenen Kühlverfahrens geben, wäre schnell eine Temperatur $T = 0$ und eine Geschwindigkeit $v = 0$ des betrachteten Atoms erreicht. Da die heizenden Streuprozesse jedoch stets der bremsenden Kraft entgegenwirken, findet sich eine untere Grenze für die erreichbare Temperatur, die so genannte Doppler-Temperatur T_{D}. Sie beruht auf der Tatsache, dass der Impulsübertrag eines jeden Absorptions- oder Emissionsprozesses die diskrete Größe $\hbar k$ besitzt.

Die Energiebilanz der Absorption eines Photons lautet

$$\hbar\omega_{\mathrm{abs}} = \hbar\omega_{\mathrm{a}} + \hbar\omega_{\mathrm{r}} \quad , \tag{3.7}$$

wobei $\hbar\omega_{\mathrm{r}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$ der kinetischen Energie entspricht, die ein Atom bei der Absorption gewinnt. Die Energiebilanz für den Emissionsprozess ergibt analog

$$\hbar\omega_{\mathrm{emitt}} = \hbar\omega_{\mathrm{a}} - \hbar\omega_{\mathrm{r}} \quad . \tag{3.8}$$

Aus den Gleichungen (3.7) und (3.8) resultiert ein mittlerer Energieverlust des Lichtfelds von

$$\hbar(\omega_{\mathrm{abs}} - \omega_{\mathrm{emitt}}) = 2\hbar\omega_{\mathrm{r}} \tag{3.9}$$

pro Streuvorgang. Da dieser Verlust mit einer Rate von $2\,\gamma_\mathrm{p}$ auftritt, ergibt sich die Heizrate $\partial E_\mathrm{heiz}/\partial t = 4\hbar\gamma_\mathrm{p}\omega_\mathrm{r}$ und die Kombination von Heiz- und Kühlrate führt zu einer nichtverschwindenden kinetischen Energie im Gleichgewichtszustand. Wird die Heizrate mit der Kühlrate $\partial E_\mathrm{kühl}/\partial t = \vec{F}_\mathrm{OM}\,\vec{v}$ gleichgesetzt, folgt für diese kinetische Energie

$$E_\mathrm{kin} = \left(\frac{\hbar\gamma}{8}\right)\left(\frac{2\,|\delta|}{\gamma} + \frac{\gamma}{2\,|\delta|}\right) \quad . \tag{3.10}$$

Sie weist ein Minimum für $\frac{2|\delta|}{\gamma} = 1$ und folglich für $\delta = -\frac{\gamma}{2}$ auf. Eine Verstimmung des Lasers um $-\frac{\gamma}{2}$ minimiert somit die niedrigste erreichbare Temperatur, für die

$$E_\mathrm{kin} = \frac{\hbar\gamma}{4} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{2}k_\mathrm{B}T_\mathrm{D} = \frac{\hbar\gamma}{4} \quad \Rightarrow \quad T_\mathrm{D} = \frac{\hbar\gamma}{2k_\mathrm{B}} \tag{3.11}$$

gilt [65, 66]. Im Fall von Rubidium beträgt die Doppler-Temperatur $146\,\mu$K für ^{40}K liegt sie bei $143\,\mu$K.

3.2 Magneto-Optische Falle (MOT)

Für die Anwendung weiterer Kühlverfahren ist ein Einschluss des atomaren Ensembles notwendig. Die im vorangegangenen Abschnitt abgeleitete Lichtkraft ist jedoch nicht ortsabhängig und somit nicht zum Fangen von Atomen geeignet. Um eine Ortsabhängigkeit zu erhalten, wird ein lineares inhomogenes Magnetfeld erzeugt und die atomaren Energieniveaus spalten aufgrund des Zeeman-Effekts in ihre m_F-Unterzustände auf. Wird an dieser Stelle wie in Abbildung 3.3 ein künstliches Zwei-Niveau-System betrachtet, so spaltet nur der angeregte Zustand in seine Zeeman-Komponenten $m_{\mathrm{F}'} = -1,\,0,\,+1$ auf, wodurch eine ortsabhängige Verstimmung zwischen Laserfrequenz und Atomen erreicht wird. Aus Gleichung (3.3) ergibt sich mit der neuen Verstimmung

$$\delta_\pm^\mathrm{Zee} = \delta \mp \omega_\mathrm{D} \pm \omega_\mathrm{Zee} \quad \text{mit} \quad \omega_\mathrm{Zee} = \frac{g_\mathrm{F}\,m_\mathrm{F}\left|\vec{B}\right|}{\hbar} \quad , \tag{3.12}$$

wobei g_F den Landé-Faktor bezeichnet. Analog zur Diskussion der optischen Melasse folgt

$$\vec{F}_\mathrm{MOT} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r} \tag{3.13}$$

mit $\kappa = \frac{g_\mathrm{F}\mu_\mathrm{B}A}{\hbar k}\beta$. Dieser Ausdruck beschreibt die gewünschte orts- und geschwindigkeitsabhängige Kraft, die es erlaubt, Atome zu kühlen und zu fangen.

Das lineare inhomogene Magnetfeld wird durch zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt. Die MOT wird, wie in Abbildung 3.3 dargestellt, durch

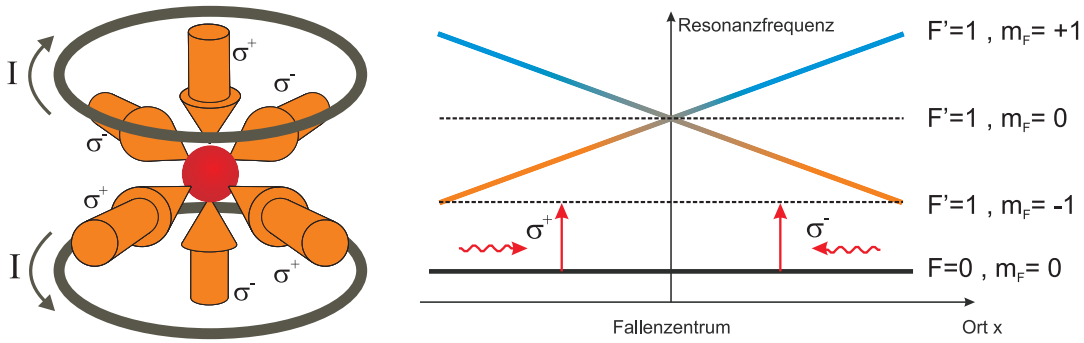

Abbildung 3.3: *Schematische Darstellung einer magneto-optischen Falle (links). Änderung der Resonanzbedingung in Abhängigkeit vom Ort der Atome (rechts).*

jeweils zwei gegenläufige Laserstrahlen aus allen drei Raumrichtungen realisiert. Die Strahlen sind zusätzlich entgegengesetzt zirkular polarisiert, da σ_+-polarisiertes Licht nur Übergänge mit $\Delta m_\mathrm{F} = +1$ und σ_--polarisiertes Licht nur Übergänge mit $\Delta m_\mathrm{F} = -1$ treibt. In dieser Konfiguration sprechen die Strahlen folglich jeweils nur ein Zeeman-Niveau an. Die relevanten absorbierenden m_F-Zustände verschieben sich aus Sicht der Laserstrahlen immer vor dem Fallenzentrum energetisch nach unten und haben durch die Rotverstimmung des Laserlichts eine erhöhte Absorptionswahrscheinlichkeit. Auf diese Weise wird erreicht, dass die Kraft auf die Atome aus Gl. (3.13) stets zum Fallenzentrum zeigt und für schnellere Atome größer ist als für langsamere, sie fängt und kühlt das atomare Ensemble.

3.3 MOT im Experiment

Die Rubidium-MOT ist inzwischen zu einem der Standardwerkzeuge für atomoptische Experimente geworden. Seit der ersten Realisierung im Jahr 1992 [67] wird sie in vielen Experimenten verwendet und ist wohlverstanden. Aus diesem Grunde sind die nachfolgenden Beschreibungen auf das Fangen von Kalium bzw. auf den heteronuklearen Fall ausgerichtet.

Für das Kühlen von ^{40}K wird im Experiment der Übergang vom $|\mathrm{F} = 9/2\rangle$- in den $|\mathrm{F}' = 11/2\rangle$-Zustand der D_2-Linie genutzt. Das Termschema von ^{40}K ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Da ^{40}K kein Zwei-Niveau-System ist, sondern eine wesentlich kompliziertere Termstruktur aufweist, ist nicht gewährleistet, dass sich das Atom nach einem Absorptions- und Emissionsprozess wieder im Ausgangszustand befindet. Da die Linienbreite des Lasers eine endliche Ausdehnung aufweist, kann auch der $|\mathrm{F}' = 9/2\rangle$-Zustand angeregt werden. Nach den Dipolauswahlregeln kann das Atom aus diesem auch in den $|\mathrm{F} = 7/2\rangle$-Zustand zurück-

fallen, womit es für den Kühlkreislauf verloren ist. Um Atome in unerwünschten Zuständen wieder für den Prozess nutzbar zu machen, wird ein Rückpumplaser benötigt, der den Übergang aus dem $|\mathrm{F} = 7/2\rangle$- in den $|\mathrm{F}' = 9/2\rangle$-Zustand der D_2-Linie treibt und somit einen geschlossenen Kühlkreislauf gewährleistet.

Der signifikante Unterschied zwischen ^{87}Rb und ^{40}K besteht an dieser Stelle darin, dass die Hyperfeinaufspaltung von ^{40}K mit ungefähr 100 MHz geringer ist als die des ^{87}Rb-Isotops ($\approx$ 500 MHz). Der nächste Hyperfeinzustand von ^{40}K liegt nur 43,4 MHz vom $|\mathrm{F} = 9/2\rangle$-Zustand entfernt und wird somit wesentlich häufiger besetzt als bei ^{87}Rb, bei dem der entsprechende Abstand 267,2 MHz beträgt. Die Rückpumpleistung für die Kalium-MOT muss folglich mit 25 % der Gesamtlaserleistung um ein Vielfaches über der Rubidium-Rückpumpleistung liegen (0,1 % der Gesamtlaserleistung).

Im Rahmen dieser Arbeit ist mit dem neu aufgebauten Lasersystem eine ^{41}K-MOT verwirklicht worden. Da die Aufspaltung zwischen den angeregten Hyperfeinkomponenten von ^{41}K nur noch 17 MHz (vgl. Abbildung 4.2) und die natürliche Linienbreite von Kalium 6,03 MHz beträgt [68], wird ein großer Anteil der Atome in falsche Niveaus angeregt. Die optische Leistung des Rückpumplasers muss aus diesem Grund bei 60 % der Gesamtlaserleistung liegen. Für den Kühllaser werden die Übergänge vom $|\mathrm{F} = 1\rangle$-Zustand in die $|\mathrm{F}' = 0,\ 1,\ 2\rangle$-Zustände verwendet und der Rückpumplaser nutzt die Übergänge vom $|\mathrm{F} = 2\rangle$-Zustand in die $|\mathrm{F}' = 1,\ 2,\ 3\rangle$-Zustände (vgl. Kapitel 5). Für die Berechnung der Lichtkräfte auf das ^{41}K versagt das eingeführte Zwei-Niveau-System und es muss ein Sechs-Niveau System genutzt werden. Dies wird z. B. in Referenz [69] speziell für ^{41}K oder für Cäsium in Referenz [60, 70] beschrieben.

Beladen der MOT aus dem Dampf in der Zelle

Die magneto-optische Falle wird aus den Kalium- bzw. Rubidiumatomen des Hintergrundgases in der Vakuumzelle beladen. Es stehen somit nur sehr wenige Atome am Rande der Boltzmann-Verteilung zur Verfügung, deren Geschwindigkeit die Einfanggeschwindigkeit v_{ein} unterschreitet und die somit von der MOT gekühlt und gespeichert werden können. Eine einfache Abschätzung des Anteils der fangbaren Kaliumatome folgt aus der Boltzmann-Verteilung

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{\alpha^3} e^{-v^2/\alpha^2} \quad \text{mit} \quad \alpha = \sqrt{\frac{2k_{\mathrm{B}}T}{m}} \quad . \tag{3.14}$$

Die für Kaliumatome bei Raumtemperatur wahrscheinlichste Geschwindigkeit ist $\alpha = 350\,\mathrm{m/s}$ [69]. Die Einfanggeschwindigkeit der MOT ist eine Funktion der Laserverstimmung und -intensität, des angelegten magnetischen Felds sowie der Strahldurchmesser. Die Annahme eines Zwei-Niveau Atoms, das von einem

Laser mit $I \gg I_{\text{sat}}$ bestrahlt wird, ermöglicht eine einfache Abschätzung dieser Geschwindigkeit. Aus Gl. (3.3) lässt sich mit einer maximalen Besetzung des oberen Niveaus $|c_2(t)|^2 = 1/2$ die größtmögliche Lichtkraft auf ein Atom bestimmen. Zusammen mit einem Strahldurchmesser von ca. 4 cm und den atomaren Eigenschaften von Kalium, resultiert für die schnellste fangbare Geschwindigkeit ein Richtwert von $v_{\text{ein}} \approx 60$ m/s [71]. Der Bruchteil der Atome, für die $v < v_{\text{ein}}$ gilt, kann aus Gl. (3.14) zu

$$\eta = \int_0^{v_{\text{ein}}} f(v)dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{v_{\text{ein}}}{\alpha} \right)^3 - \left(\frac{v_{\text{ein}}}{\alpha} \right)^5 + \ldots \right] \tag{3.15}$$

bestimmt werden. Für $v_{\text{ein}} \ll \alpha$ ist die Betrachtung des ersten Terms ausreichend. Somit kann bei Raumtemperatur ein Bruchteil von η=3,8·10^{-3} Atomen gefangen werden.

Eine Abschätzung für die Laderate der MOT [59] ist in Abhängigkeit vom Fallenvolumen V, dem Hintergrundgasdruck n_{H} und der Einfang-Geschwindigkeit v_{ein} durch

$$L = \frac{1}{2} n_{\text{H}} V^{2/3} \frac{v_{\text{ein}}^4}{\alpha^3} \tag{3.16}$$

gegeben.

Kalium liegt in natürlicher Form zu 93,26 % als ^{39}K, zu 0,012 % als ^{40}K und zu 6,73 % als ^{41}K vor [69]. Im Experiment mit einer natürlichen Kaliumprobe zu arbeiten wäre aufgrund des geringen ^{40}K-Gehaltes in Verbindung mit den oben berechneten Größen unvorteilhaft. Daher wird eine angereicherte Mischung verwendet, die etwa 7 % ^{40}K enthält. Da ^{87}Rb 27,8 % des natürlichen Rubidiums ausmacht, ist in diesem Fall keine zusätzliche Anreicherung notwendig.

3.3.1 MOT für zwei Spezies

Im folgenden Abschnitt werden kurz die Veränderungen beschrieben, die mit dem Betrieb einer Zwei-Spezies-MOT und der Einführung von inelastischen Stoßprozessen einhergehen. Im Wesentlichen wird dabei auf die Teilchenzahlverluste, die durch so genannte lichtinduzierte Stöße hervorgerufen werden, eingegangen. Diese Stöße limitieren die Anzahl der fangbaren Atome einer heteronuklearen Mischung.

Lichtinduzierte Stöße und Verluste

Inelastische Stöße in einer Falle führen zu Teilchenzahlverlusten, wenn Moleküle erzeugt werden oder der Zuwachs an kinetischer Energie der Stoßpartner größer

als die Fallentiefe ist. Ist der Energiegewinn kleiner, so stellen die inelastischen Streuprozesse immer noch einen signifikanten Heizprozess dar. Aufgrund der niedrigen Temperaturen in einer MOT können die kinetischen Energien der Stoßpartner im Hinblick auf die Wechselwirkungsenergien im Folgenden vernachlässigt werden.

Für ein in der Falle gefangenes atomares Ensemble ergeben sich in der Gegenwart von Lichtfeldern verschiedene Stoßprozesse für kalte inelastische Kollisionen, die in höherer kinetischer Energie der Stoßpartner oder der Erzeugung von Molekülen resultieren. Diese Prozesse betreffen sowohl homonukleare als auch heteronukleare Ensembles. Sie beruhen auf der großen Anzahl von Molekülzuständen, die zu kalten Stößen beitragen können. Für den Fall kalter Kalium- und Rubidiumatome werden im Folgenden zwei entscheidende Verlustmechanismen, die durch Laserstrahlung induziert werden, diskutiert. Der Ausgangspunkt für beide Prozesse ist die Photoassoziation eines Kaliumatoms im $4S_{1/2}$-Zustand mit einem Rubidiumatom im $5S_{1/2}$-Zustand

$$\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5S_{1/2}) + h\nu_1 \rightarrow \underbrace{\left[\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5P_{3/2})\right]}_{\text{gebundenes Molekül}} \quad .$$

Das Resultat dieser Assoziation durch Absorption eines Photons der Frequenz ν_1 ist ein kurzlebiges ^{40}K - ^{87}Rb-Molekül mit einer Lebensdauer im Bereich der atomaren Lebensdauer von einigen Nanosekunden.

- **„Radiative Escape":** Emittiert das gebundene Molekül spontan ein Photon, muss zwischen zwei Fällen unterschieden werden. Bei spontaner Emission in die Kontinuumszustände oberhalb des Dissoziationslimits (vgl. Abbildung 3.4, Fall a) zerfällt das Molekül

  $$\underbrace{\left[\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5P_{3/2})\right]}_{\text{gebundenes Molekül}} \rightarrow \mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5S_{1/2}) + h\nu_2 + \Delta E_{\mathrm{kin}}$$

  und die Atome erhalten die dargestellte Energiedifferenz $\Delta E = h(\nu_1 - \nu_2)$ in Form von kinetischer Energie. In den meisten Fällen ist diese Energie größer als die Fallentiefe und beide Atome verlassen die Falle.

  Eine zweite Möglichkeit besteht in spontaner Emission in einen gebundenen Molekülzustand (vgl. Abbildung 3.4, Fall b)

  $$\underbrace{\left[\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5P_{3/2})\right]}_{\text{gebundenes Molekül}} \rightarrow \underbrace{\left[\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5S_{1/2})\right]}_{\text{gebundenes Molekül}} + h\nu_3 \quad .$$

  In diesem Fall entsteht ein gebundenes ^{40}K - ^{87}Rb-Molekül, das nicht weiter von der MOT gefangen werden kann. Beide Atome verlassen die Falle.

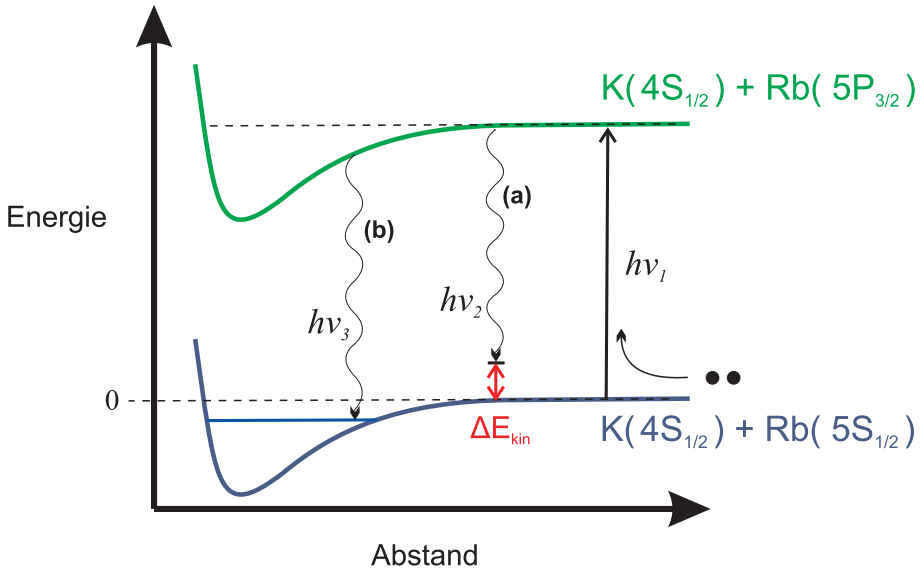

Abbildung 3.4: *Schematische Darstellung der Vorgänge bei Stößen im Radiative Escape-Fall. Im Fall (a) zerfällt das Molekül durch spontane Emission in Kontinuumszustände über dem Dissoziationslimit. Fall (b) stellt die spontane Emission in einen gebundenen Molekülzustand dar.*

- **„Finestructure Changing Collisions":** Weitere mögliche Verlustkanäle entstehen durch die Kopplung verschiedener angeregter Molekülpotenziale unterschiedlicher Feinstrukturzustände. Koppelt das angeregte Molekülpotenzial, in das das Atompaar photoassoziiert wurde, mit einem zweiten angeregten Potenzial mit niedrigerer Dissoziationsgrenze (vgl. Abbildung 3.5)

$$\underbrace{\left[\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5P_{3/2})\right]}_{\text{gebundenes Molekül}} \rightarrow \underbrace{\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5P_{1/2})}_{\text{Atompaar}} + \Delta E_{\mathrm{kin}} \quad ,$$

so erhält das Atompaar die Energiedifferenz zur $(4S_{1/2} + 5P_{1/2})$-Asymptote als kinetische Energie ΔE_{kin}. Das Rubidiumatom zerfällt gemäß

$$\underbrace{\mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5S_{1/2})}_{\text{Atompaar}} + \Delta E_{\mathrm{kin}} \rightarrow \mathrm{K}(4S_{1/2}) + \mathrm{Rb}(5S_{1/2}) + \Delta E_{\mathrm{kin}} + \hbar\nu_4$$

weiter und die kinetische Energie wird dabei auf beide Atome verteilt. Dies führt dazu, dass beide Atome unter Umständen nicht mehr in der Falle gefangen werden können. Das Rubidiumatom erhält zusätzlich die Rückstoßenergie $\hbar\nu_4$, die aber vernachlässigbar klein ist. Interessanterweise bietet gerade eine solche Kopplung zweier Molekülpotenziale einen

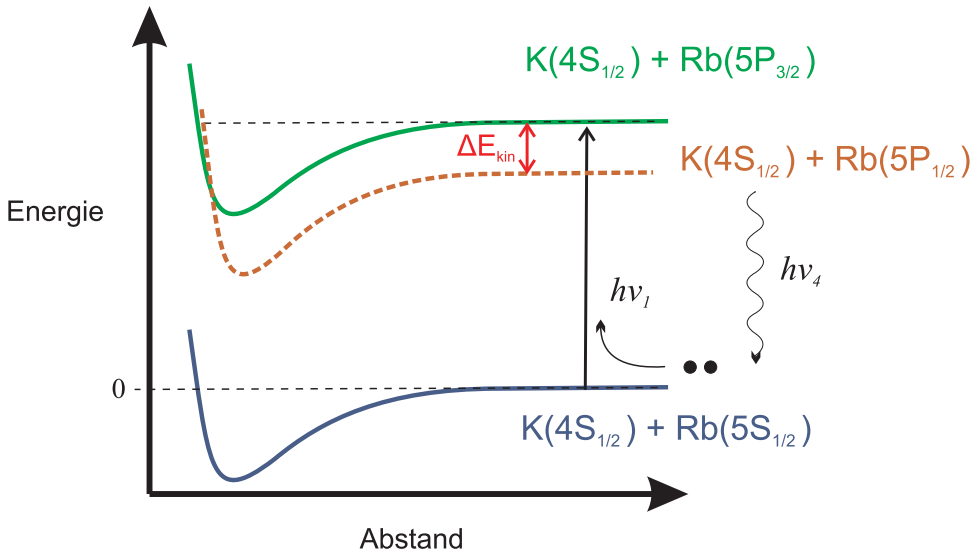

Abbildung 3.5: *Schematische Darstellung der Vorgänge bei den Finestructure Changing Collisions.*

Ansatz zur Erzeugung ultrakalter Moleküle mittels Photoassoziation. Dafür sollen angeregte Molekülpotenziale gefunden werden, die gerade derart miteinander koppeln, dass über die spontane Emission eines Photons die Abregung in einen möglichst tiefgebundenen Molekülzustand möglich wird [72].

An mehreren Experimenten, die mit einer ultrakalten Mischung aus Kalium- und Rubidiumatomen arbeiten, wurde beobachtet, dass die ^{87}Rb-MOT nicht durch das Einschalten der ^{40}K-MOT beeinflusst wird, bei Einschalten der ^{87}Rb-MOT jedoch 50 % der Kaliumatome verloren gehen [73, 74, 75]. Ein ebensolches Verhalten ist auch an dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment zu erkennen. Für diese Beobachtung gibt es zwei Erklärungsansätze. Zum einen ist Kalium um einen Faktor $m_{\mathrm{K}}/m_{\mathrm{Rb}}$=0,45 leichter als Rubidium. Es erhält damit bei der Aufteilung der kinetischen Energie aufgrund der Impulserhaltung mehr Energie als das Rubidium und kann bei gleicher Fallentiefe für beide Spezies die Falle leichter verlassen. Das Rubidium bleibt unter Umständen weiter gefangen. Einen alternativen Erklärungsansatz bietet die Tatsache, dass die diskutierten Stoßprozesse ebenso auf den homonuklearen Fall anwendbar sind. Die Wellenlänge der Rubidium-MOT liegt bei 780 nm und ist damit stark zum Kaliumübergang bei 767 nm rotverstimmt. Dieser Umstand begünstigt die Erzeugung von K_2-Molekülen oder andere der diskutierten Verluste durch die oben beschriebenen Prozesse. Die Bildung von Rb_2-Molekülen wird hingegen nicht begünstigt, weil das Licht für die Kalium-MOT stark blauverstimmt zur Rubidiumresonanz ist.

Der Ladevorgang für die Kalium-MOT im gleichzeitigen Beisein der kalten Rubidiumwolke wird mit der Anzahl der gefangenen Kaliumatome N_K sowie den Dichten der beiden Spezies in der Falle (n_K und n_Rb) durch die Ratengleichung

$$\frac{dN_\mathrm{K}}{dt} = L - \gamma N_\mathrm{K} - \beta \int n_\mathrm{K}^2 d^3r - \beta' \int n_\mathrm{K}\, n_\mathrm{Rb} d^3r \tag{3.17}$$

bestimmt. Dabei bezeichnet L die Laderate aus Gl. (3.16) und γ die durch Stöße mit dem heißen Hintergrundgas hervorgerufene Verlustrate (Ein-Körper-Verluste). Der Faktor β beschreibt die Verlustrate aufgrund von Kollisionen der Kaliumatome untereinander (Zwei-Körper-Verluste) und β' die Verlustrate durch Stöße zwischen den kalten Kalium- und Rubidiumatomen. Damit ist β' nach den obigen Überlegungen im Wesentlichen durch lichtfeldinduzierte Stöße bestimmt.

3.4 Subdopplerkühlung und Recoil-Limit (T_R)

Bereits im Jahr 1988 wurde in einem lasergekühlten Ensemble von Natriumatomen eine Temperatur deutlich niedriger als die Doppler-Temperatur nachgewiesen [76]. Das theoretische Modell, das dieses Phänomen erklären konnte, ließ nur ein Jahr auf sich warten. Die Grundlage für das Erreichen von Temperaturen weit unterhalb der Doppler-Temperatur ist die so genannte Polarisationsgradientenkühlung [15]. Sie beruht auf räumlich variierenden Lichtfeldern, die durch überlagerte polarisierte Laserstrahlen erzeugt werden und die Verschiebungen von atomaren Energieniveaus bewirken. Eine Beschreibung dieser Verschiebungen erfolgt im Dressed-Atom-Bild [77]. Die Polarisationsgradientenkühlung kann auf zwei unterschiedliche Weisen realisiert werden:

- Die erste Variante nutzt zwei senkrecht zueinander linear-polarisierte Laserstrahlen. Diese erzeugen ein Lichtfeld, das sich räumlich von der σ^- über elliptische, lineare, elliptische zur σ^+-Polarisation verändert und dann nach einer halben Wellenlänge wieder zur σ^- Polarisation zurückkehrt. Bei einem zweifach entarteten Grundzustand sorgt die räumliche Variation der Polarisation dafür, dass die beiden Energiezustände periodisch angehoben bzw. abgesenkt werden (Abbildung 3.6a). Atome, die bei der Position $x = 0$ im $|m_\mathrm{F} = +1/2\rangle$-Zustand starten, müssen auf dem Weg zu $x = \lambda/4$ den Potenzialberg hinaufsteigen. Dort angekommen ist das Licht σ^--polarisiert und die Atome werden optisch in den $|m_\mathrm{F} = -1/2\rangle$-Zustand gepumpt. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die kinetische Energie der Atome zu klein ist, um erneut den Potenzialberg hinaufzusteigen. Diese Art der Laserkühlung wird auch Sisyphuskühlung genannt.

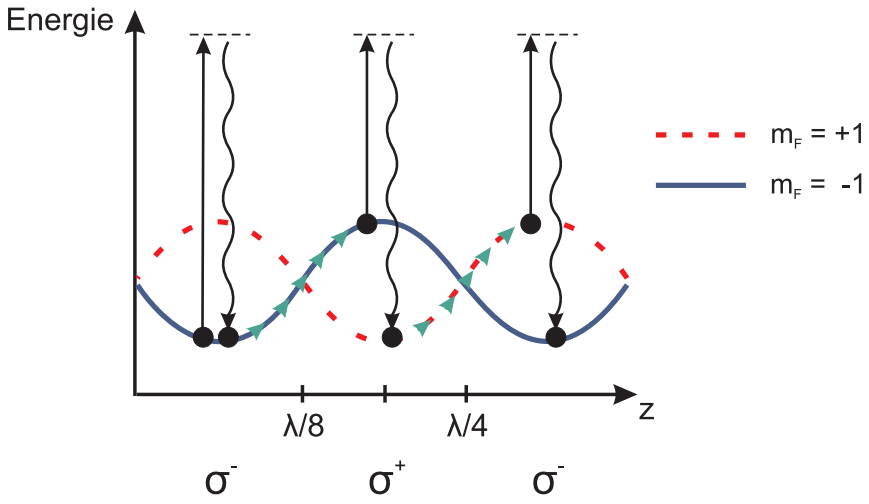

Abbildung 3.6: *Anheben und Absenken der atomaren Energieniveaus im periodisch variierenden Lichtfeld. Die Atome müssen wiederholt Potenzialberge überwinden und werden somit gekühlt.*

- Die zweite Variante der Polarisationsgradientenkühlung verwendet eine Anordnung zweier gegenläufiger Strahlen mit σ^+- bzw. σ^--Polarisation. Dadurch entsteht ein stets linear polarisiertes Lichtfeld, dessen Polarisation um die Achse der $\vec{k}$-Vektoren rotiert. Kurz zusammengefasst erzeugt diese Anordnung in Abhängigkeit der Bewegungsrichtung der Atome unterschiedliche Besetzungswahrscheinlichkeiten für die Grundzustandsniveaus. Daraus resultieren unterschiedliche Absorptionswahrscheinlichkeiten für σ^+ bzw. σ^--polarisiertes Licht. Im Zeitmittel absorbieren die Atome häufiger gegenläufige Photonen und werden abgebremst. Diese Variante der Subdopplerkühlung wird an dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment verwendet.

Auch die beiden in diesem Abschnitt angesprochenen Kühlmethoden besitzen ein unteres Limit für die erreichbaren Temperaturen. Dieses wird durch die Rückstoßenergie eines einzelnen spontanen Emissionsprozesses

$$E_\mathrm{r} = \frac{(\hbar k)^2}{2m}$$

bestimmt. Damit berechnet sich die erreichbare Temperatur T_r zu

$$T_\mathrm{r} = \frac{E_\mathrm{r}}{k_\mathrm{B}} = \frac{(\hbar k)^2}{2mk_\mathrm{B}} \quad .$$

Diese Grenze ist aus zwei Gründen nachvollziehbar. Zum einen hinterlässt die letzte spontane Emission eines Kühlprozesses die Atome mit einem Impuls $\hbar k$,

da dessen Richtung nicht kontrolliert werden kann. Zum anderen erfordert das Sisyphuskühlen eine Lokalisierbarkeit der Atome im Bereich $\lambda/2\pi$, damit sie nur von einer Polarisation beeinflusst werden. Die Unschärferelation gibt dann eine Impulsunschärfe von mindestens $\hbar k$ vor.

3.5 Magnetfalle

Ausreichend kalte Atome können aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie in einem Magnetfallenpotenzial gefangen werden. Die erste Realisierung einer solchen Falle für neutrale Atome gelang bereits im Jahr 1985 am National Bureau of Standards in Gaithersburg (NIST) [78]. Noch heute werden für diese Aufgabe zwei gegenüberliegende Quadrupolspulen genutzt.

Das Fallenpotenzial zum Fangen der Atome

$$V_{\mathrm{harm}} = m_{\mathrm{F}}\, g_{\mathrm{F}}\, \mu_{\mathrm{B}} \left|\vec{B}\right| \tag{3.18}$$

wird nach Gl. (3.12) durch die Zeeman-Verschiebung der atomaren Zustände im Magnetfeld bestimmt. Damit Atome in diesem Potenzial gefangen werden können, muss das Produkt $m_{\mathrm{F}}\, g_{\mathrm{F}}$ ihres magnetischen Zustands und des Landé-Faktors positiv sein, da es nach den Maxwell-Gleichungen für den statischen Fall lokale Magnetfeldminima jedoch keine Maxima gibt. Diese fangbaren Zustände werden als low-field-seeking states bezeichnet.

Quadrupolspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugen ein dreidimensionales magnetisches Feld mit lokalem Minimum im Fallenzentrum. Das Problem bei dieser Anordnung besteht darin, dass die Atome im Fallenzentrum ihren Spin nicht adiabatisch an das Fallenpotenzial anpassen können. Das Resultat ist, dass die Atome nicht wie im Fall eines langsam variierenden Magnetfelds ihren Spin beibehalten, sondern im Fallenzentrum in einen nicht mehr gefangenen Spinzustand wechseln können. Es kommt zu so genannten Majorana-Spin-Flips [79].

Im Experiment wird diese Problematik umgangen, indem eine Magnetfalle in der so genannten QUIC-Konfiguration verwendet wird. Der Aufbau der QUIC-Falle ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die QUIC-Spule erzeugt ein zusätzliches Magnetfeld, so dass das Minimum des Gesamtfelds bei 1,5 G liegt und die angesprochenen Spin-Flips verhindert werden [80]. Die Stärke der verwendeten Konfiguration liegt darin, dass durch die drei Spulen derselbe Strom fließt und sich auftretende Rauschkomponenten kompensieren.

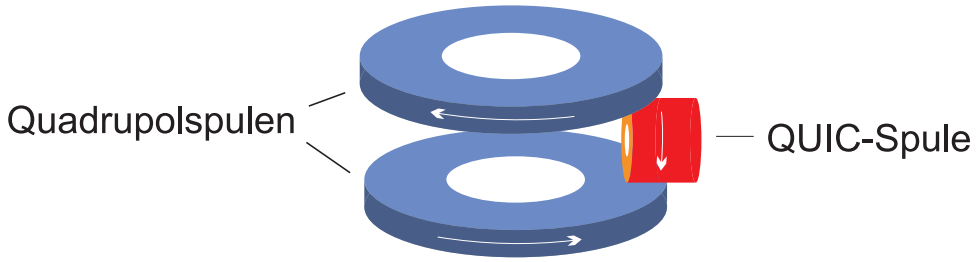

Abbildung 3.7: *Schema der Magnetfalle in QUIC-Konfiguration. Die Falle besteht aus zwei Quadrupolspulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration und der QUIC-Spule. Die weißen Pfeile deuten die Richtung des Stromflusses an.*

3.6 Evaporatives und sympathetisches Kühlen

Dieser Abschnitt erläutert den letzten Schritt zur Erzeugung einer quantenentarteten Mischung aus ^{40}K und ^{87}Rb. Trotz des gemeinsam mit dem Rubidium gefangenen Kaliums kann die Technik des Verdampfungskühlens angewandt werden, da diese das Kalium, wie im Folgenden beschrieben, nicht beeinflusst.

Um das Gas aus ^{87}Rb-Atomen evaporativ zu kühlen werden selektiv höherenergetische Atome aus der Magnetfalle entfernt. Damit sinkt, nach Rethermalisierung der übrigen Atome, die mittlere Energie der Teilchen. Realisiert wird dies über resonante spinändernde Übergänge in Zustände, die nicht mehr im Magnetfallenpotenzial gefangen werden können. Höherenergetische Teilchen sind mit größerer Wahrscheinlichkeit an Orten größeren Potenzials anzutreffen, weshalb Übergänge in diesen Bereichen des Potenzials gewählt werden, um vorzugsweise heiße Atome aus der Falle zu entfernen. In Abbildung 3.8 ist diese Vorgehensweise schematisch dargestellt und es wird deutlich, dass die gewählten Übergänge für Kalium erst in wesentlich höherenergetischen Bereichen resonant sind. Somit ist die Kühlung des Rubidiums ohne Beeinflussung der ^{40}K-Wolke gewährleistet.

Die Erzeugung einer quantenentarteten Mischung erfordert die gleichzeitige Kühlung der Kaliumatome. Verdampfungskühlen kommt an dieser Stelle nicht in Frage, da die bei kalten Temperaturen zu betrachtenden s-Wellen-Stöße für das fermionische ^{40}K verboten sind. So könnten zwar evaporativ die heißesten Atome entfernt werden, aber die Thermalisierung der Atome wäre ineffizient. Bei der so genannten sympathetischen Kühlung wird das Kalium über Stöße mit dem Rubidium gekühlt, wobei die Mischung zwischen den Evaporationsschritten für Rubidium thermalisieren kann, wenn die Stoßrate für elastische Stöße zwischen Atomen der beiden Elemente groß genug ist.

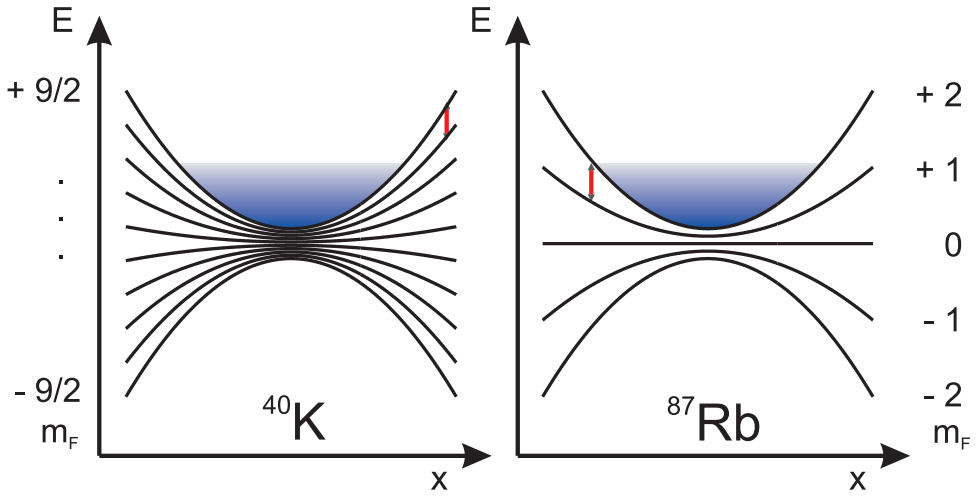

Abbildung 3.8: *Aufspaltung der Zeeman-Niveaus von Kalium und Rubidium in der Magnetfalle. Die atomaren Wolken in den magnetisch gefangenen Zuständen haben für eine Boltzmann-Verteilung im thermischen Gleichgewicht die gleiche Energie (blaue Fläche). Das Radiofrequenzphoton (roter Pfeil) beeinflusst das Kalium aufgrund der geringeren Aufspaltung der Niveaus nicht im Bereich der Besetzung, kühlt aber das Rubidium evaporativ am Rand des Ensembles.*

Sympathetisches Kühlen

Für das Verständnis des sympathetischen Kühlens von Kalium durch Stöße mit ^{87}Rb-Atomen wird in diesem Abschnitt die Stoßrate zwischen den beiden Atomsorten bestimmt und daraus die Thermalisierungszeit für die Mischung hergeleitet. Die folgenden Überlegungen basieren auf der Annahme, dass die p-Wellen-Streuung vernachlässigbar ist, der zu berücksichtigende s-Wellen-Streuquerschnitt energieunabhängig ist und alle relevanten Temperaturen die Fallentiefe deutlich unterschreiten.

Der durchschnittliche Energietransfer zwischen den Stoßpartnern je Stoß errechnet sich mit $E = k_\mathrm{B}T$ zu

$$\Delta E_{\mathrm{Rb}\to\mathrm{K}} = k_\mathrm{B}(T_\mathrm{Rb} - T_\mathrm{K}) \quad , \tag{3.19}$$

wenn beide Atome die gleiche Masse besitzen. Für den Fall unterschiedlicher Massen skaliert der Energieübertrag gemäß

$$\Delta E_{Rb\to K} = \eta k_\mathrm{B}(T_{Rb} - T_K) \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} \tag{3.20}$$

mit dem Faktor η. Bei Betrachtung von Stößen zwischen Kalium- und Rubidiumatomen reduziert sich der Energieübertrag um $\eta = 0{,}87$.

Die Stoßrate lässt sich mit den Dichteverteilungen der beiden Atomsorten, die den für Stöße wichtigen Überlapp der Wolken definieren und dem interatomaren Stoßquerschnitt σ_{RbK} zu

$$\Gamma_{\text{stoß}} = \sigma_{\mathrm{RbK}} \bar{v} \int d^3\vec{x}\, n_{\mathrm{Rb}}(\vec{x})\, n_{\mathrm{K}}(\vec{x}) \tag{3.21}$$

bestimmen. Dabei ist $\bar{v}$ die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit

$$\bar{v} = \left[\frac{8k_{\mathrm{B}}}{\pi}\left(\frac{T_{\mathrm{Rb}}}{m_{\mathrm{Rb}}} + \frac{T_{\mathrm{K}}}{m_{\mathrm{K}}}\right)\right] \quad . \tag{3.22}$$

Unter Annahme eines harmonischen Fallenpotenzials $V_i(\vec{x}) = \vec{\alpha}_i\vec{x}$ mit $i = 1, 2$ kann die Stoßrate als

$$\Gamma_{\text{stoß}} = \frac{\sigma_{\mathrm{RbK}}\, \bar{v}\, N_{\mathrm{Rb}}\, N_{\mathrm{K}}}{(\pi k_{\mathrm{B}})^{3/2}} \frac{\alpha_x\alpha_y\alpha_z}{(T_{\mathrm{Rb}} + T_{\mathrm{K}}\beta^{-2})^{3/2}} \tag{3.23}$$

geschrieben werden. Der Ausdruck $\vec{\alpha}_i$ beschreibt einen von der Atomsorte abhängigen Vektor, der die Stärke des Einschlusses bestimmende Kraftkonstanten enthält. Hierbei wird angenommen, dass die Fallenkonstanten linear voneinander abhängen (z. B. $\alpha_2 = \beta\alpha_1 = \beta\alpha$).

Aus dieser Stoßrate lässt sich bestimmen, auf welcher Zeitskala die Thermalisierung der atomaren Mischung aus ^{87}Rb- und ^{40}K-Atomen stattfindet. Dazu wird die Differentialgleichung

$$\tau^{-1} = \frac{d(\Delta T)}{\Delta T dt} = \frac{4(N_{\mathrm{Rb}} + N_{\mathrm{K}})\sigma_{\mathrm{RbK}}\, \eta\, \alpha_x\alpha_y\alpha_z}{3\pi^2\, k_{\mathrm{B}}} \frac{(T_{\mathrm{Rb}}/2m_{\mathrm{Rb}} + T_{\mathrm{K}}/2m_{\mathrm{K}})^{1/2}}{(T_{\mathrm{Rb}} + T_{\mathrm{K}}\beta^{-2})^{3/2}} \tag{3.24}$$

für den Fall $\Delta T = T_{\mathrm{K}} - T_{\mathrm{Rb}}$ ausgewertet. Im Fall gleicher Massen M und Fallenkonstanten α_i folgt der Ausdruck

$$\tau^{-1} = \frac{(N_{\mathrm{Rb}} + N_{\mathrm{K}})\sigma_{\mathrm{RbK}}\alpha^3}{3\pi^2 k_{\mathrm{B}}(T_{\mathrm{Rb}} + T_{\mathrm{K}})(2M)^{1/2}} \quad . \tag{3.25}$$

Dieser ermöglicht die experimentelle Bestimmung des Streuquerschnitts σ_{RbK} aus den Messungen der Teilchenzahlen, Temperaturen und der Thermalisierungszeiten. Mit Gl. (2.33) kann daraus der Betrag der Streulänge $|a| = \sqrt{\sigma_{\mathrm{RbK}}/4\pi}$ berechnet werden. Auch das Vorzeichen der Streulänge ist, wie am Beispiel von Neon gezeigt [81], experimentell bestimmbar.

Die s-Wellen-Streuung wurde bisher stets als energieunabhängig und die p-Wellen-Streuung als vernachlässigbar angenommen. Um die reale energieabhängige s-Wellen-Streuung zu berücksichtigen und nicht länger von vollständig

unterdrückter p-Wellen-Streuung auszugehen, muss das bisher genutzte einfache Modell erweitert werden [82]. Eine Abschätzung, unterhalb welcher Temperaturen p-Wellen-Stöße nicht mehr betrachtet werden müssen, ergibt die langreichweitige Form des Stoßpotenzials für Kalium und Rubidium

$$V_{\mathrm{RbK}}(R) \approx \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} - \frac{C_6}{R^6} \quad . \tag{3.26}$$

Dabei bezeichnet R den Kernabstand und $C_6 = 4274\,\mathrm{a.\,u.}$ den Van-der-Waals-Koeffizienten. Das Gleichsetzen der Stoßenergie $E_{\mathrm{stoß}} = 3k_{\mathrm{B}}T/2$ mit dem Maximum von $V_{\mathrm{RbK}}(R)$ führt auf eine untere Grenze für p-Wellen-Stöße bei $110\,\mu$K [83].

Kapitel 4

Lasersystem zum Fangen und Kühlen von ^{40}K oder ^{41}K

Die Bedeutung von Diodenlasersystemen in der Atomoptik hat in den letzten Jahren stetig zugenommen. Sie bieten in immer größeren Wellenlängenbereichen kostengünstige Alternativen zu etablierten Lasersystemen und sind durch die Entwicklung von leistungsstarken Halbleiterverstärkern auch für Anwendungen mit hohen Leistungsanforderungen zunehmend konkurrenzfähig.

Laserdioden mit der für das Fangen und Kühlen von Rubidiumatomen notwendigen Emissionswellenlänge von 780 nm sind spätestens seit der Entwicklung des CD-Laufwerks kostengünstig und einfach zu beziehen. Strahlungsquellen mit der für Kalium notwendigen Wellenlänge von 767 nm sind hingegen nicht mit ausreichender Laserleistung verfügbar. Daher werden Diodenlaser mit externen Resonatoren in Kombination mit antireflexbeschichteten Laserdioden genutzt, um die notwendigen Übergänge im Kalium treiben zu können. Zur Bereitstellung der benötigten Laserleistung werden Halbleiterverstärker, so genannte Trapezverstärker, mit dem Laserlicht gespeist und auf diese Weise mehrere hundert Milliwatt Ausgangsleistung erzeugt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Diodenlasersystem aufgebaut, das an Stelle des bisher genutzten Titan-Saphir-Lasers zum Fangen und Kühlen von ^{40}K genutzt wird. Zusätzlich wurde der bestehende Aufbau derart ergänzt, dass eine Umstellung auf die zum Fangen und Kühlen des bosonischen ^{41}K benötigten Frequenzen ohne großen Aufwand vorgenommen werden kann. Der Titan-Saphir-Laser kann in Zukunft in anderen Aufgabenbereiche eingesetzt werden, die seine herausragenden Eigenschaften wie z. B. den breiten nutzbaren Wellenlängenbereich zwischen 700 nm und 1000 nm erfordern.

Das vorliegende Kapitel erläutert die Voraussetzungen für das Fangen und Kühlen von sowohl ^{40}K als auch von ^{41}K. Es wird die Realisierung dieser Aufgaben im Experiment dargestellt und schließlich das im Rahmen dieser Arbeit auf-

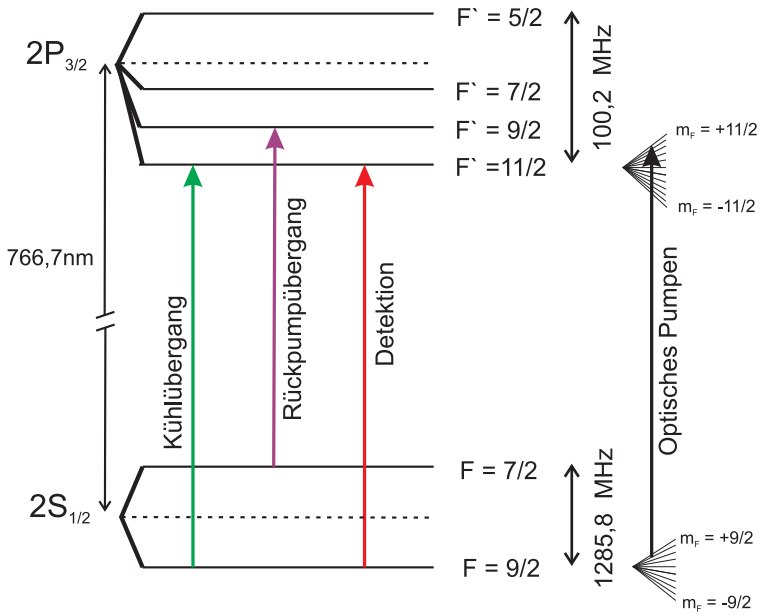

Abbildung 4.1: *Termschema von ^{40}K mit den im Experiment ausgenutzten optischen Übergängen.*

gebaute Lasersystem mit allen relevanten Komponenten und Techniken vorgestellt.

4.1 Anforderungen

Die Anforderungen an das neue Lasersystem lassen sich kurz zusammenfassen. Die erzeugte optische Leistung muss ausreichen, um den bisher genutzten Titan-Saphir-Laser von Tekhnoscan mit einer Ausgangsleistung von ca. 260 mW zu ersetzen. Zudem muss die Linienbreite der bereitgestellten Laserstrahlung schmaler als die natürliche Linienbreite von Kalium sein. Weiterhin werden verschiedene Laserfrequenzen für den Rückpump- und den Kühlübergang sowie für das optische Pumpen und zur Detektion benötigt. Die folgenden Abschnitte erläutern, wie diese Anforderungen im Experiment erfüllt werden können.

4.1.1 Fangen und Kühlen von ^{40}K

Die in Abschnitt 3.3 erwähnte Aufspaltung der Hyperfeinzustände des angeregten $^2P_{3/2}$-Niveaus von ^{40}K ist mit 100 MHz so gering, dass durch Treiben des Kühlübergangs für die MOT gleichzeitig Atome in unerwünschte Zustände gepumpt werden. Aus diesem Grund muss im Experiment zusätzlich zur

Kühlfrequenz auch eine Rückpumpfrequenz eingestrahlt werden, welche die Atome im nicht gekoppelten Grundzustand wieder in den Kühlkreislauf bringt [84, 61]. Anders als bei Rubidium ist die Feinstrukturaufspaltung von Kalium dafür mit 1,2 GHz so gering, dass die beiden notwendigen Frequenzen aus ein und derselben Ausgangsfrequenz erzeugt werden können. Dies geschieht mit frequenzändernden Bauteilen, den so genannten akusto-optischen Modulatoren (AOM). Damit vereinfacht sich der optische Aufbau, da nicht zwei Laser separat stabilisiert werden müssen, sondern ein einzelner Laser alle notwendigen Aufgaben übernehmen kann. Die benötigten Frequenzen gliedern sich für ^{40}K im Einzelnen wie folgt (vgl. Abbildung 4.1):

- **Kühlübergang:** Für den ^{40}K-Kühlübergang der MOT wird der Übergang vom $|\mathrm{F} = 9/2\rangle$- in den $|\mathrm{F}' = 11/2\rangle$-Zustand der D_2-Linie genutzt. Der Laser wird gegenüber dieser Resonanz rotverstimmt (vgl. Abschnitt 3.3). Es werden ca. 240 mW Laserleistung verwendet.
- **Rückpumpübergang:** Die Rückpumpfrequenz treibt den Übergang aus dem $|\mathrm{F} = 7/2\rangle$- in den $|\mathrm{F}' = 9/2\rangle$-Zustand der D_2-Linie, um die Atome wieder für den Kühlvorgang nutzbar zu machen. Im Experiment wird eine Laserleistung von ca. 80 mW verwendet.
- **Melasse-Phase:** Die Melasse-Phase dient dazu, mittels der in Kapitel 3 vorgestellten Subdoppler-Kühlprozesse die Temperatur der kalten Wolke auf 50 μK zu verringern. Dazu wird Rückpump- und Kühllicht verwendet. Das Magnetfeld für die MOT wird während dieser Phase ausgeschaltet.
- **Optisches Pumpen:** Nach der MOT-Phase werden die ^{40}K-Atome optisch in den $|\mathrm{F} = 9/2, m_\mathrm{F} = 9/2\rangle$-Zustand umgepumpt, um in der Magnetfalle gefangen werden zu können. Für diesen Umpumpvorgang wird Laserlicht verwendet, das ebenso wie das Kühllicht den Übergang aus dem $|\mathrm{F} = 9/2\rangle$- in den $|F' = 11/2\rangle$-Zustand der D_2-Linie pumpt. Für das optische Pumpen werden ca. 250 μW Laserlicht eingestrahlt.
- **Detektion:** Für die Detektion der atomaren Wolke werden ca. 3,5 mW Kühllicht verwendet. Zusätzlich wird ungefähr 1 mW Rückpumplicht benötigt, damit möglichst immer alle Atome das Kühllicht absorbieren können.

Die im Experiment verwendeten Einstellungen für die akusto-optischen Modulatoren sind im Anhang A tabellarisch aufgeführt.

4.1.2 Fangen und Kühlen von ^{41}K

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde zusätzlich zum Austausch des Lasersystems der bestehende Aufbau dahingehend ergänzt, dass das Lasersystem

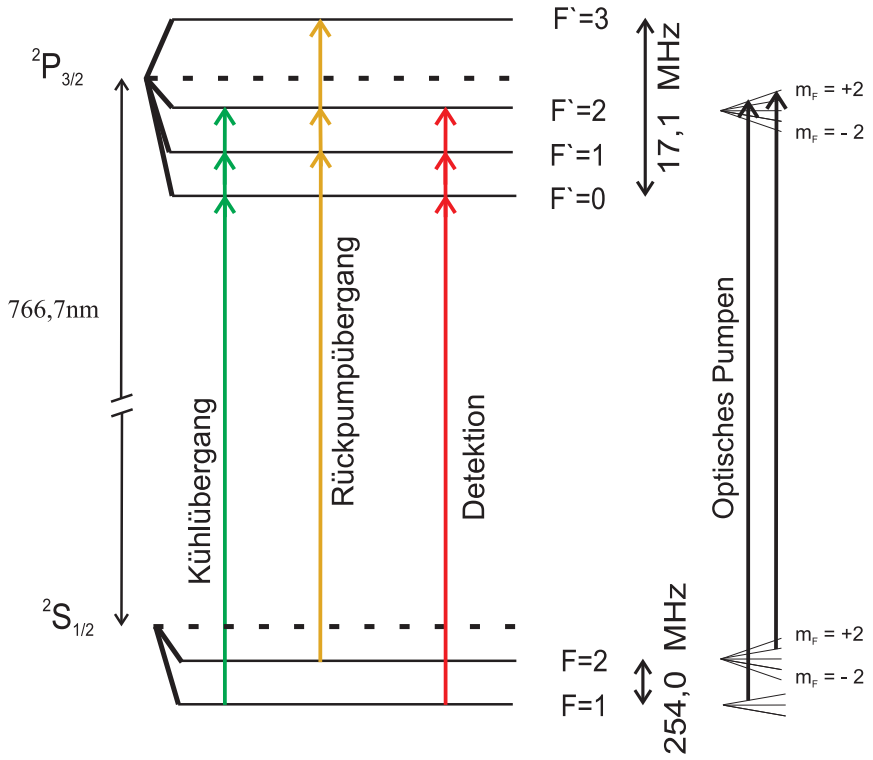

Abbildung 4.2: *Termschema von ^{41}K mit den im Experiment verwendeten optischen Übergängen. Die angeregten Hyperfeinzustände werden aufgrund ihrer geringen Aufspaltung von 17 MHz nicht mehr unterschieden.*

auch zum Fangen und Kühlen von ^{41}K genutzt werden kann. Die Umstellung zwischen den Isotopen erfolgt durch Änderung der AOM-Frequenzen und durch Justage eines $\lambda/2$-Plättchens. Die verwendeten Übergänge für das Fangen und Kühlen von ^{41}K sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Im Gegensatz zu ^{40}K ist die Hyperfeinaufspaltung von ^{41}K so gering, dass eine Trennung der oberen Niveaus für die Berechnung von Kühl- und Rückpumpfrequenzen nicht länger sinnvoll ist. Daher wird in der Regel das arithmetische Mittel der drei nach den Auswahlregeln anregbaren Niveaus verwendet. Davon abgesehen verhalten sich die Anforderungen an das Lasersystem ähnlich zu denen für das Isotop ^{40}K. Es wird sowohl Kühl- als auch Rückpumplicht benötigt, wobei aufgrund der geringeren Hyperfeinaufspaltung die notwendige Rückpumpleistung größer ist. Der wesentliche Unterschied im experimentellen Ablauf besteht darin, dass das Verhältnis von Rückpump- zu Kühlleistung in allen experimentellen Abschnitten zu einem wichtigen Parameter wird. So muss z. B. für das optische Pumpen auch Rückpumplicht eingestrahlt werden. Folglich muss das Rückpumplicht mit dem Kühllicht, das in die Faser für das optische Pumpen eingekoppelt wird, überlagert werden. Dafür wurde der optische Aufbau um einen 50/50-

Strahlteiler erweitert. Die optimierten Abläufe für das Fangen und Kühlen von ^{41}K werden in Kapitel 5 vorgestellt.

4.2 Optischer Aufbau

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über den optischen Aufbau, wie er zur Zeit im Experiment zum Fangen und Kühlen von ^{40}K genutzt wird. Die einzelnen Aspekte der Frequenzerzeugung und die Umbauten, die alternativ das Fangen und Kühlen von ^{41}K ermöglichen, werden in den darauffolgenden Abschnitten vorgestellt. Das Laserlicht wird im Experiment von einem Diodenlaser mit externem Resonator erzeugt (roter Strahlengang in Abbildung 4.3), wobei eine antireflexbeschichtete Laserdiode von Eagleyard Photonics zum Einsatz kommt. Dieser intensitätsschwache, dafür aber schmalbandige Laser (im folgenden als „Masterlaser" bezeichnet) wird auf eine dopplerfreie Spektroskopie von ^{39}K stabilisiert. Zu diesem Zweck wird ein kleiner Teil der Laserleistung abgezweigt (blau gefärbter Strahl), um in einem AOM frequenzverschoben und moduliert zu werden. Nach Durchstrahlen einer Spektroskopiezelle kann mit dem Laserlicht das Regelsignal zur Stabilisierung erzeugt werden. Der so stabilisierte Masterlaser injiziert schließlich mit ungefähr 8 mW einen Trapezverstärker (engl. „Tapered Amplifier"), der dieses schmalbandige Laserlicht auf ca. 600 mW verstärkt. Mittels einer optischen Faser wird es daraufhin an derjenigen Stelle in den optischen Aufbau eingekoppelt, an der zuvor der Titan-Saphir-Laser platziert war.

Im weiteren Verlauf werden die notwendigen Frequenzen für den Betrieb der MOT, das optische Pumpen und die Detektion in zwei AOM-Pässen erzeugt, wobei das Rückpumplicht für ^{40}K einen anderen Pass durchlaufen muss als das Licht für ^{41}K. Das Kühllaserlicht ist in Abbildung 4.3 grün eingezeichnet, während das Rückpumplicht für ^{40}K lila und das für ^{41}K gelb eingefärbt ist. Die beiden Frequenzen werden auf einem Strahlteiler überlagert (Strahl schwarz eingezeichnet) und injizieren zusammen mit ca. 40 mW einen weiteren Tapered Amplifier. Daraufhin werden die beiden verstärkten Laserfrequenzen mit dem Rubidium-Laserlicht überlagert (magenta eingefärbt) und über eine optische Faser an das Experiment geführt.

4.2.1 Erzeugung der notwendigen Laserfrequenzen für ^{40}K

Die Hyperfeinaufspaltung des $2S_{1/2}$-Zustands von ^{40}K ist mit ca. 1,2 GHz gering genug, um durch geeignete Wahl der Stabilisierungsfrequenz den Einsatz lediglich eines Lasers zur Bereitstellung von Kühl-und Rückpumplicht zu er-

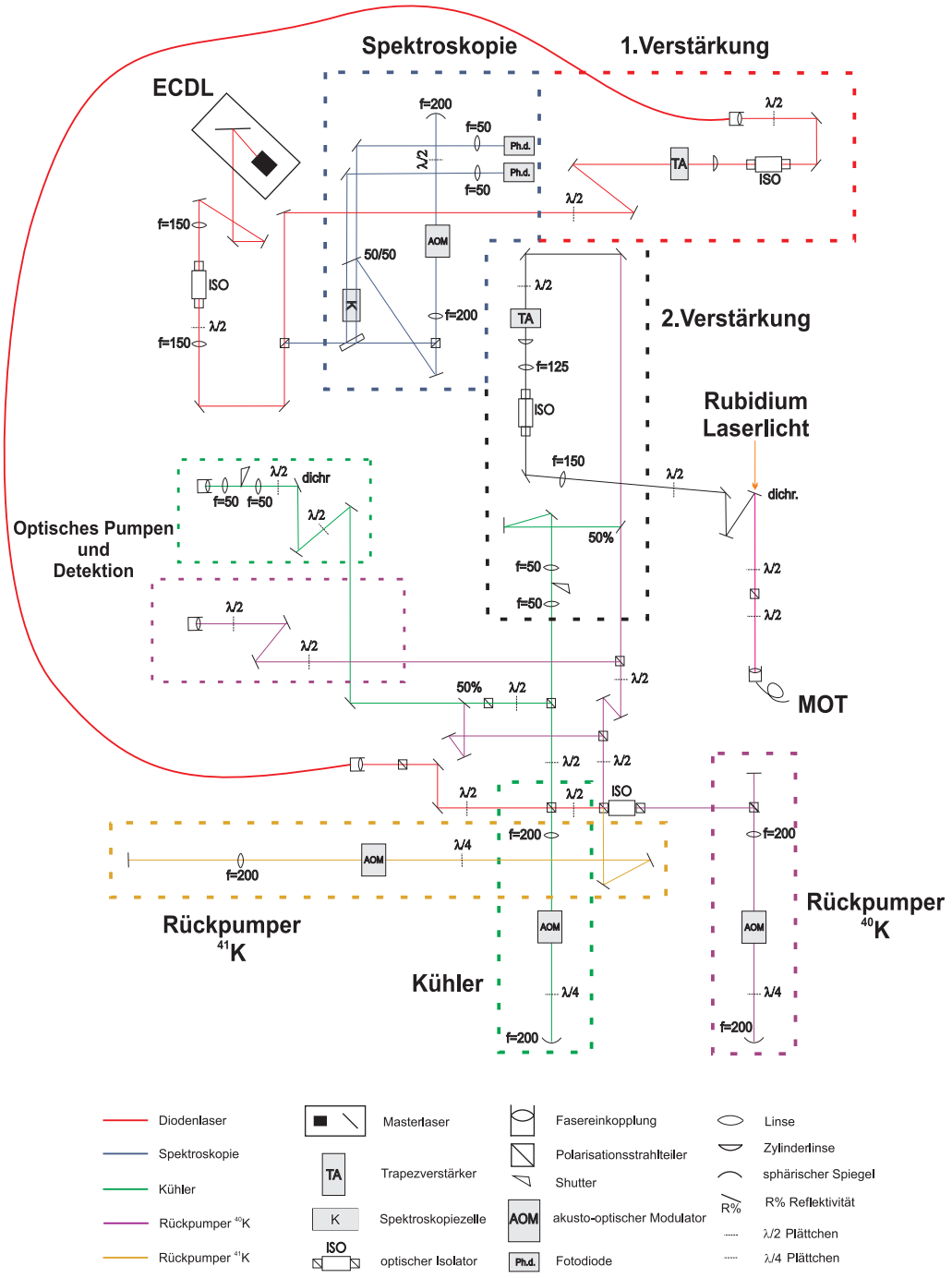

Abbildung 4.3: *Schematische Darstellung des optischen Aufbaus für das Fangen und Kühlen von ^{40}K und ^{41}K.*

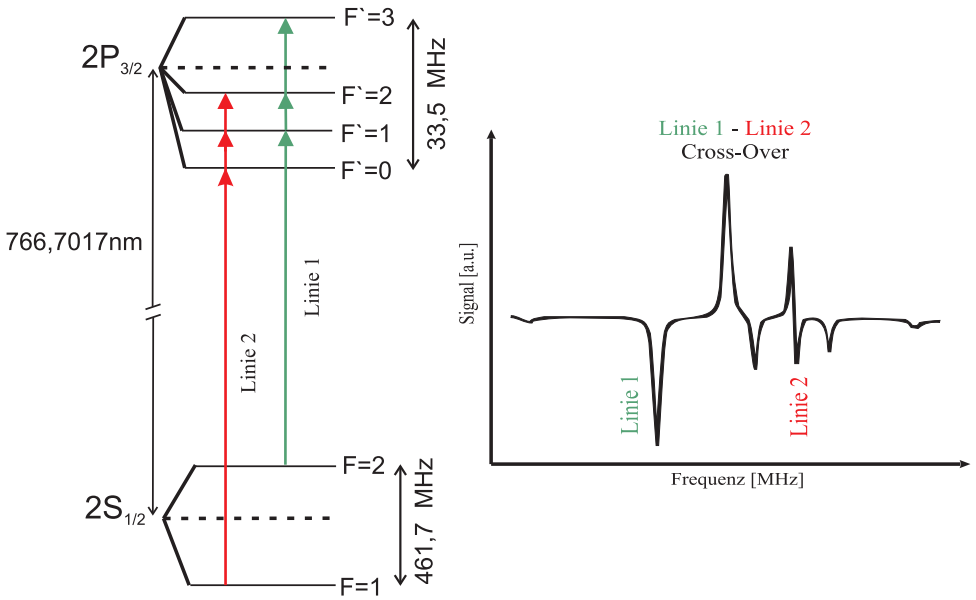

Abbildung 4.4: *Termschema von ^{39}K und Absorptionssignal einer mit ^{40}K angereicherten Kaliumdampfprobe [83]. Die beiden Absorptionslinien des ^{39}K und deren Cross-Over-Linie wurden beschriftet.*

möglichen. Dabei wird der verwendete Diodenlaser auf das Absorptionssignal einer Kaliumdampf-Spektroskopiezelle stabilisiert. Die drei größten Peaks dieses Absorptionssignals markieren die Übergänge von $|\mathrm{F}=1\rangle$ nach $|\mathrm{F}'=0,1,2\rangle$ und von $|\mathrm{F}=2\rangle$ nach $|\mathrm{F}'=1,2,3\rangle$ der D_2-Linie von ^{39}K, sowie die aus den beiden resultierende Cross-Over-Linie. Das Termschema von ^{39}K und das Absorptionsspektrum einer Kaliumdampf-Spektroskopiezelle sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

Im Folgenden wird die relative Frequenzverschiebung zum Feinstrukturübergang $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ von ^{39}K in eckigen Klammern angegeben (vgl. Referenz [69, S.78]). Im Experiment wird der Laser auf die Cross-Over-Linie der ^{39}K-Übergänge [+ 49 MHz] stabilisiert. Die Spektroskopie selbst verschiebt diesen Stabilisierungspunkt durch den AOM um 219 MHz [+ 268 MHz]. Von diesem Punkt aus müssen die Frequenzen für den Kühler [+ 651 MHz] sowie für den Rückpumper [- 591 MHz] erreicht werden. Dies geschieht für den Kühler in einem AOM-Doppelpass (+ 2·192 MHz) und für den Rückpumper in einem AOM-Vierfachpass (- 4·215 MHz). Die Situation ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Die notwendigen Verstimmungen für den optimalen Betrieb der MOT sind hier nicht mit einbezogen worden. Die optimierten Einstellungen für die Modulatoren finden sich im Anhang A.

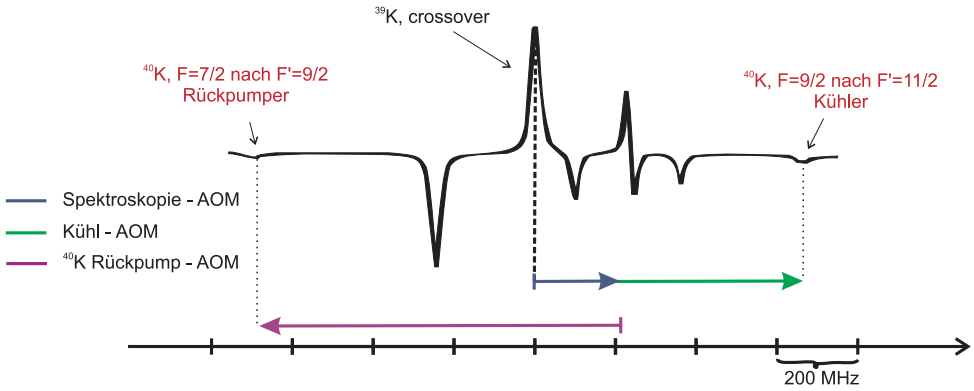

Abbildung 4.5: *Erzeugung der Laserfrequenzen zum Fangen und Kühlen von ^{40}K mit akusto-optischen Modulatoren. Dargestellt ist das Absorptionssignal einer mit ^{40}K angereicherten Kaliumdampfprobe [83].*

4.2.2 Erzeugung der notwendigen Laserfrequenzen für ^{41}K

An dieser Stelle wird die Frage geklärt, wie mit dem vorhandenen Experiment auch die für ^{41}K benötigten Frequenzen erreicht werden können, bevor der dafür nötige Umbau näher erläutert wird. In Tabelle 4.1 sind die für die beiden Kaliumisotope notwendigen Frequenzen gegenübergestellt. Angegeben sind sie wie schon zuvor in Relation zum Übergang $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ der D_2-Linie von ^{39}K. Es stellt sich heraus, dass die Wahl des Übergangs von $|\mathrm{F}=1\rangle$ nach $|\mathrm{F}'=0,1,2\rangle$ der D_2-Linie von ^{39}K als Stabilisierungspunkt [- 175 MHz] die Möglichkeit bietet, den AOM-Doppelpass auch für die Erzeugung der Kühlfrequenzen für ^{41}K zu verwenden. Die Spektroskopie verschiebt diese Frequenz durch den AOM um 219 MHz [+ 44 MHz]. Die Kühlfrequenz für ^{41}K liegt 345 MHz [+ 389 MHz] von diesem Punkt entfernt und wird über den AOM-Doppelpass erzeugt. Lediglich die Rückpumpfrequenz erfordert den Aufbau eines weiteren AOM-Doppelpasses, da sie 91 MHz [+ 135 MHz] vom neuen Ausgangspunkt entfernt liegt. Abbildung 4.6 verdeutlicht die Situation. Die notwendige Umstellung im Experiment nutzt den Polarisationsstrahlteiler am Eingang des optischen Isolators zwischen den bestehenden AOM-Pässen (vgl. Abbildung 4.3). An dieser Stelle wird der Doppelpass für die Erzeugung des Rückpumplichts eingebaut, wobei der Strahlengang auf dem Rückweg dem des Rückpumpstrahls für ^{40}K überlagert ist. Dieser Umstand erleichtert die Justage bei der Umstellung erheblich. Dazu muss am Experiment selbst lediglich die Einstellung eines $\lambda/2$-Plättchens verändert werden, damit das Licht am Polarisationsstrahlteiler des optischen Isolators in den neuen Doppelpass geleitet wird. Eine detaillierte Aufstellung der relevanten Frequenzen und AOM-Einstellungen findet sich im Anhang A.

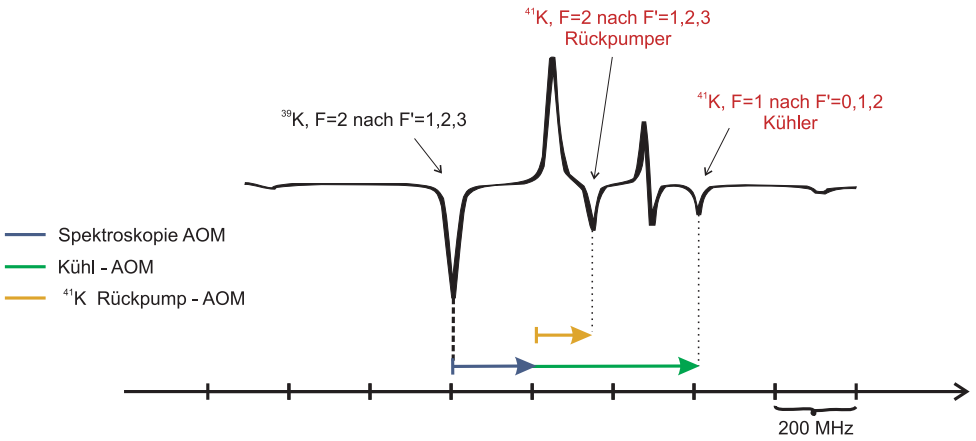

Abbildung 4.6: *Erzeugung der Laserfrequenzen zum Fangen und Kühlen von ^{41}K mit akusto-optischen Modulatoren. Dargestellt ist das Absorptionssignal einer mit ^{40}K angereicherten Kaliumdampfprobe [83].*

Aufgabe	^{40}K	^{41}K
Kühler	+ 651,4 MHz	+ 389,43 MHz
Rückpumper	− 591,0 MHz	+ 135,43 MHz
Stabilisierungspunkt nach Spektroskopie	+ 49 MHz	− 175 MHz

Tabelle 4.1: Frequenzen zum Fangen und Kühlen von ^{40}K und ^{41}K im Vergleich

4.2.3 Fangen von ^{40}K und ^{41}K in der Magnetfalle

Wie in Abschnitt 3.5 erläutert, ist das Fallenpotenzial der verwendeten Magnetfalle durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$V_{\text{harm}} = m_{\text{F}}\, g_{\text{F}}\, \mu_{\text{B}} |\vec{B}| \quad .$$

Dabei muss das Produkt $m_{\text{F}}\, g_{\text{F}}$ aus magnetischer Quantenzahl und Landé-Faktor positiv sein, damit die Atome in der Falle gefangen werden können. Der Landé-Faktor g_{F} berechnet sich gemäß

$$g_{\text{F}} = g_{\text{J}} \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad .$$

Dabei ist I der Kernspin und der Faktor g_{J} durch den Ausdruck

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

gegeben. Der Parameter $J = L + S$ beschreibt die Spin-Bahn-Kopplung.

Für ^{40}K im $|\mathrm{F} = 9/2, m_\mathrm{F} = 9/2\rangle$-Zustand errechnet sich das Produkt $m_\mathrm{F}\, g_\mathrm{F}$ zu $\frac{9}{2} \cdot \frac{2}{9} = 1$. Da das Fallenpotenzial für ^{41}K die gleiche Tiefe aufweisen soll wie zuvor für das ^{40}K, müssen die Atome im $|\mathrm{F} = 2, m_\mathrm{F} = 2\rangle$-Zustand gefangen werden ($m_\mathrm{F}\, g_\mathrm{F}$=$2 \cdot \frac{1}{2} = 1$).

4.3 Masterlaser

Seit der ersten Beobachtung von Lasertätigkeit in Halbleitern im Jahr 1962 [85, 86, 87] haben Halbleiterlaser Anwendung in vielen optischen Systemen wie CD-Spielern, Bar-Code-Scannern oder Laserdruckern gefunden. Die ersten Halbleiterlaser konnten nur im Pulsregime bei einer Temperatur von 77 K betrieben werden und wiesen eine Lebensdauer von wenigen Minuten auf. Heutige Diodenlaser sind in der Lage, bei Raumtemperatur viele tausend Betriebsstunden im kontinuierlichen Betrieb zu absolvieren.

Kommerziell erhältliche Laserdioden sind aufgrund ihrer zu großen Linienbreite (meist > 10 MHz) häufig nicht ohne Weiteres in atomoptischen Experimenten einsetzbar. Gängige Strategien, diese Limitierung zu umgehen, sind das Einbringen von Gitterstrukturen (Distributed Feedback Dioden) oder der Betrieb von Laserdioden in externen Resonatoren (External Cavity Diode Laser (ECDL)). Beide Technologien nutzen die große Sensitivität von Laserdioden auf optische Rückkopplung aus [88] und verbessern damit die spektralen Eigenschaften beträchtlich. Zusätzlich können Veränderungen an den Laserdioden selbst vorgenommen werden. Eine wichtige Variante stellt dabei das Aufbringen einer Antireflex-Beschichtung (AR-Beschichtung) auf die Front-Facette einer Diode dar. Eine solche Beschichtung ermöglicht eine wesentlich stärkere Beeinflussung der emittierten Wellenlänge, als dies im unbeschichteten Fall möglich ist. Dies stellt für die Erzeugung von Laserlicht zum Fangen und Kühlen von Kalium einen besonders wichtigen Aspekt dar. In den folgenden Abschnitten werden die möglichen Konfigurationen diskutiert und ein Schwerpunkt auf die Auswirkungen einer AR-Beschichtung der Laserdiode gelegt.

4.3.1 Diodenlaser mit externen Resonatoren (ECDL)

Der erste Diodenlaser mit einem externem Resonator wurde bereits im Jahr 1964 realisiert [89] und seitdem viele verschiedene Varianten entwickelt. Die im Experiment genutzte Konfiguration ähnelt dem in Referenz [90] beschriebenen Littrow-Design. Im verwendeten Aufbau wird die Strahlung einer Laserdiode mit antireflexbeschichteter Front-Facette kollimiert und trifft auf ein holographisches Gitter. Das von diesem in die -1. Ordnung gebeugte Licht wird zurück

in die Laserdiode geführt, während die nullte Ordnung ausgekoppelt wird und für die weitere Verwendung im Experiment zur Verfügung steht. Die Einstellung der Wellenlänge erfolgt über die Verkippung des Gitters, die gleichzeitig in einer Änderung der Austrittsrichtung des Laserlichts resultiert.

Die genaue Berechnung der durch den Einsatz eines externen Resonators resultierenden Linienbreite des Lasers gestaltet sich als relativ kompliziert [91, 92]. Die Linienbreite ist im Endeffekt jedoch deutlich schmaler als die einer freilaufenden Laserdiode. Mit Verlängerung des Resonators kann die Linienbreite weiter reduziert werden, jedoch verringert sich damit auch der Abstand zweier Moden $\delta\nu = \frac{c}{2L}$. Für den zu wählenden Aufbau muss ein Kompromiss zwischen beiden Effekten gefunden werden.

4.3.2 Laserdioden mit Antireflex-Beschichtungen

Das Aufbringen von AR-Beschichtungen auf die Front-Facetten von Laserdioden, die in einem externen Resonator betrieben werden, hat verschiedene Auswirkungen auf die Eigenschaften des emittierten Lichts. Die Beschichtungen beeinflussen die Richtung, in der die Laserdiode emittiert, die Schwelle, ab der Lasertätigkeit beobachtet werden kann und die Durchstimmbarkeit der Wellenlänge des emittierten Lichts [93, 38]. Diese drei Effekte werden in den folgenden Unterpunkten genauer diskutiert.

Richtung der emittierten Strahlung

Das Aufbringen einer AR-Beschichtung auf eine der beiden Facetten bewirkt einen Übergang von symmetrischer Laseremission zu einer gerichteten Emission mit der größten Emissionsleistung auf der Seite der beschichteten Facette. Zur Veranschaulichung wird in Abbildung 4.7 eine vereinfachte schematische Darstellung des Laserresonators betrachtet. Die von der Front-Facette emittierte Intensität ist dabei mit I_2 bezeichnet, die von der Rück-Facette emittierte mit I_1. Die Größen I_3 und I_4 beschreiben das auf dem Weg durch den Resonator verstärkte Laserlicht, die Länge des Resonators ist mit L und die Reflektivität der Facetten mit R_2 bzw. R_1 benannt. Das Verhältnis der von der Front- zu der von der Rück-Facette emittierten optischen Leistung folgt damit zu

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{1 - R_1}{1 - R_2} \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^{1/2} \quad . \tag{4.1}$$

Dieser Ausdruck zeigt die Abhängigkeit des Verhältnisses von kleinen Änderungen der Reflektivitäten R_1 und R_2.

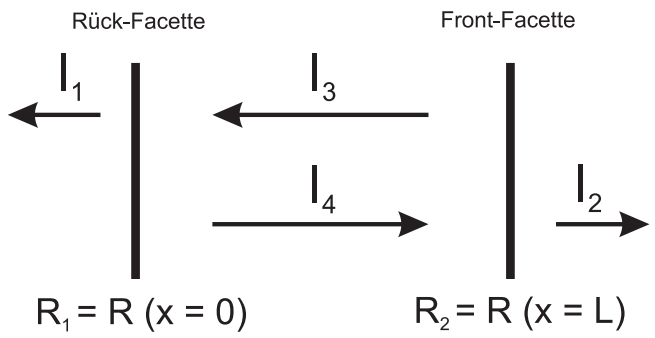

Abbildung 4.7: *Schematische Darstellung des Laserresonators einer Laserdiode mit eingezeichneten Intensitäten.*

Änderung der Laserschwelle

Der auffälligste Effekt der AR-Beschichtung auf die Laserdiode ist die Verschiebung der Laserschwelle hin zu höheren Pumpströmen. Für das Verständnis dieser Änderung wird die Beschreibung von Halbleiterlaserdioden mittels der Ratengleichungen

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= J - \gamma_{\mathrm{N}} N - G(N - N_{\mathrm{Schw}})S \qquad \text{und} \\ \frac{dS}{dt} &= \Gamma_{\mathrm{om}}\, G(N - N_{\mathrm{Schw}})S - \gamma_{\mathrm{s}} S + \beta\, \Gamma_{\mathrm{om}}\, \gamma_{\mathrm{N}}\, N \end{aligned} \tag{4.2}$$

betrachtet [94]. Hierbei bezeichnet N die Dichte der Inversion im Medium und J den normierten Pumpstrom, der durch den Injektionsstrom und das aktive Volumen des Halbleiters bestimmt wird. Weiter beschreibt $G = dg/dN$ die differenzielle Verstärkung und $\gamma_N = 1/\tau_N$ eine Dämpfungskonstante, die durch die Lebensdauer τ_N der Ladungsträger bestimmt wird. Die Dichte der Ladungsträger an der Schwelle wird mit N_{Schw} bezeichnet und der Faktor $\Gamma_{\mathrm{N}om}$ bezieht die Tatsache ein, dass sich nur ein Teil der optischen Mode im aktiven Medium befindet. Die Photonenzerfallsrate $\gamma_{\mathrm{s}} = 1/\tau_{\mathrm{s}}$ wird durch die Lebensdauer τ_{s} der Photonen bestimmt und β ist derjenige Anteil der spontanen Emission, der in die Lasermode einkoppelt.

Die Zerfallsrate der Photonen

$$\gamma_{\mathrm{s}} = v_{\mathrm{g}} \left(\frac{\alpha_{\mathrm{int}} - ln[R_1 R_2 (1 - r_2)]}{2L} \right) \tag{4.3}$$

setzt sich aus zwei Termen zusammen, wobei der erste die in einem Laserresonator üblichen Verluste beschreibt und der zweite explizit die durch die AR-Beschichtung auftretenden Verluste berücksichtigt. Dabei bezeichnet v_{g} die Gruppengeschwindigkeit, α_{int} die internen Verluste, L die Länge der Diode und R_1 und R_2 die Reflektivitäten vor der Beschichtung. Der Term $(1 - r_2)$

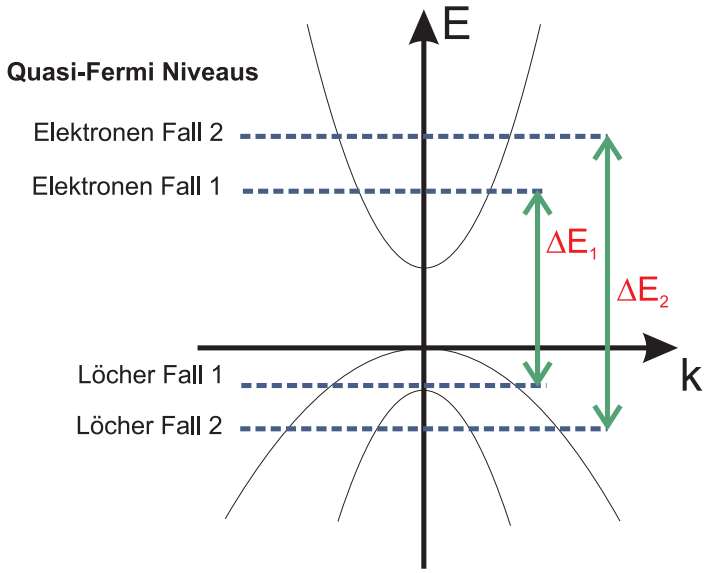

Abbildung 4.8: *Bandstruktur eines direkten Halbleiters im Nichtgleichgewichtsfall. Die Quasi-Fermi-Energien der Elektronen und Löcher liegen im Fall niedrigerer Ladungsträgerdichte (1) dichter zusammen als im Fall höherer Ladungsträgerdichte (2).*

berücksichtigt die Reflektivitätsabnahme durch die AR-Beschichtung. Der Ausdruck (4.3) kann in die Form

$$\gamma_{\mathrm{s}} = \Gamma + \kappa \tag{4.4}$$

überführt werden, wobei Γ die Photonenzerfallsrate ohne Beschichtung darstellt und $\kappa = v_{\mathrm{g}}\{-ln(1-r_2)/2L\}$ die Änderung dieser aufgrund der AR-Beschichtung beschreibt. Mit diesem Ansatz und Gl. (4.2) lässt sich ein einfacher Ausdruck für die Stromdichte

$$J_{\mathrm{Schw}} = \frac{N_{\mathrm{Schw}}}{\tau_{\mathrm{N}}} \frac{\kappa}{\tau_{\mathrm{N}} G} \quad , \tag{4.5}$$

bei der die Lasertätigkeit einsetzt, finden. Das Einsetzen von κ zeigt eine exponentielle Abhängigkeit der Stromdichte an der Laserschwelle von der Reflektivität der Laserdiodenfacette.

Verbesserung der Durchstimmbarkeit

Das Aufbringen von AR-Beschichtungen auf Laserdioden bewirkt eine erheblich verbesserte Durchstimmbarkeit. Dieser Effekt beruht im Wesentlichen auf der oben erläuterten Verschiebung der Laserschwelle hin zu höheren Pumpströmen. Für das Verständnis dieser Auswirkung wird die Bandstruktur eines pn-Übergangs im Nichtgleichgewichtsfall betrachtet. Um näherungsweise eine Be-

setzung der Energieniveaus mittels der Boltzmann-Statistik berechnen zu können, obwohl strenggenommen kein thermisches Gleichgewicht mehr vorliegt, werden anstelle der Fermi-Energie zwei so genannte Quasi-Fermi-Niveaus für Elektronen und Löcher eingeführt. Abbildung 4.8 zeigt die Bandstruktur mit der für Löcher und Elektronen aufgespaltenen Fermi-Energie.

Verschiebt sich, wie im vorigen Abschnitt hergeleitet, der Schwellstrom zu größeren Werten, so resultiert dies in einer höheren Ladungsträgerdichte an der zugehörigen Schwelle. Die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus wird dadurch stärker und das durch spontane Emission hervorgerufene Spektrum der Laserdiode erfährt eine Verschiebung zu kleineren Wellenlängen. Somit wird der Durchstimmbereich einer AR-beschichteten Laserdiode gerade im Bereich kürzerer Wellenlängen verbessert.

Ein zweiter wichtiger Vorzug der AR-Beschichtung ist die starke Vergrößerung des modensprungfreien Bereichs der Laserdiode. Dieses Phänomen beruht auf der starken Abhängigkeit der Linienbreite einer Diode vom zurückgekoppelten Licht [94]. Der Bereich, in dem ein externer Resonator eine wesentliche Verkleinerung der Linienbreite bewirkt, wird durch die Beschichtung stark vergrößert. Außerhalb dieses Bereichs werden solche Systeme instabil und zeigen Modensprünge oder emittieren gleichzeitig auf mehreren Moden. Für ECDL-Systeme bei 1550 nm mit AR-beschichteter Laserdiode wurden modensprungfrei durchstimmbare Wellenlängenbereiche von über 80 nm gemessen [95].

4.3.3 Laserdiode und Masterlaser im Experiment

Laserdiode

Die im Experiment verwendete Laserdiode wurde von der Firma eagleyard Photonics in Berlin bezogen. Es handelt sich dabei um eine Ridge Waveguide Laserdiode, die ohne Aufbringen einer Beschichtung bei 790 nm emittiert. Die AR-Beschichtung verschiebt die Lasertätigkeit zu kürzeren Wellenlängen und die Diode weist ohne Resonator ein Spektrum auf, das von 750 nm bis 790 nm reicht (vergleiche Abbildung 4.9). Die Verwendung dieser Laserdiode ist die zur Zeit einzige verhältnismäßig einfache Möglichkeit, das benötigte Laserlicht bei einer Wellenlänge von 767 nm mit einem Halbleiterlaser zu erzeugen. Unbeschichtete Laserdioden bei dieser Wellenlänge sind nur mit sehr geringen optischen Ausgangsleistungen erhältlich. Die Alternative, eine für die Wellenlänge von 785 nm spezifizierte Diode auf -40 °C zu kühlen [23], ist mit erheblich mehr Aufwand verbunden und wurde aus diesem Grund nicht in Betracht gezogen.

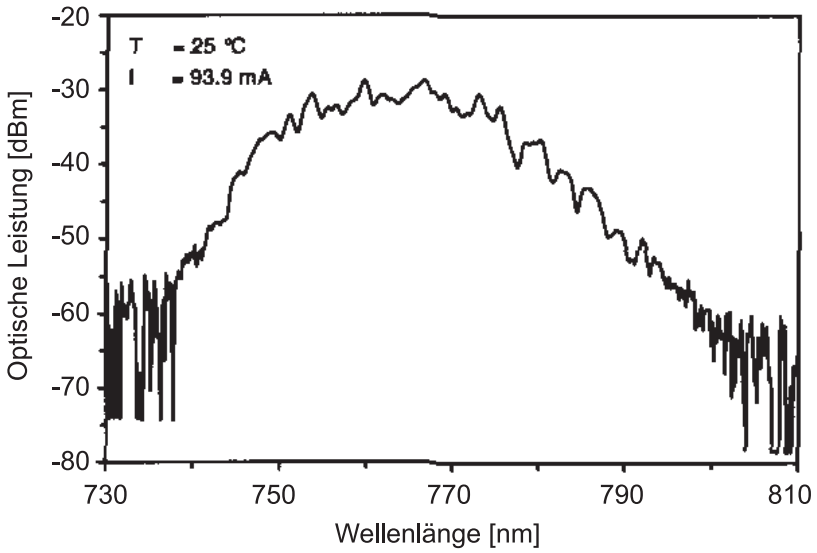

Abbildung 4.9: *Spektrum der verwendeten Laserdiode mit AR-Beschichtung [96].*

Masterlaser im Experiment

Das Design des verwendeten Masterlasers entspricht dem Littrow-Aufbau, der beispielsweise in Referenz [90] detailliert erläutert wird. Die Realisierung eines solchen Systems hat sich bereits für das Lasersystem zum Fangen und Kühlen von Rubidiumatomen am Experiment bewährt [71] und wird aus diesem Grund nun auch für das Kalium-Lasersystem verwendet, damit die genutzte Technik vereinheitlicht wird.

In Abbildung 4.10 ist der schematische Aufbau des Masterlasers dargestellt. Die Laserdiode ist in einer Aluminiumhalterung befestigt und wird auf ein Peltier-Element geschraubt, das mit einem kommerziellen Temperaturstabilisierungschip (Wavelength Electronics HTC 1500) auf eine Temperatur von 20 °C geregelt wird. Das Licht wird mit einer Kollimationslinse, die eine numerische Apertur von 0,476 und einen Durchmesser von 4,3 mm besitzt, kollimiert. Das verwendete Gitter der Firma Spectrogon hat 1800 Linien pro Millimeter und ist auf einem Piezoaktuator befestigt. Dieser ist zu Justagezwecken in einer Spiegelhalterung montiert und kann mit drei Stellschrauben justiert werden.

Die Justage des Aufbaus bedarf besonderer Vorsicht, da sich herausgestellt hat, dass die verwendete Laserdiode bevorzugt während der Justage des Gitters zerstört wird. Der genaue Grund für dieses Verhalten ist nicht bekannt, die Zerstörung der Diode konnte aber seit diesen Vorfällen unter Berücksichtigung besonderer Vorsichtsmaßnahmen vermieden werden. Die Justage läuft in mehreren Schritten ab.

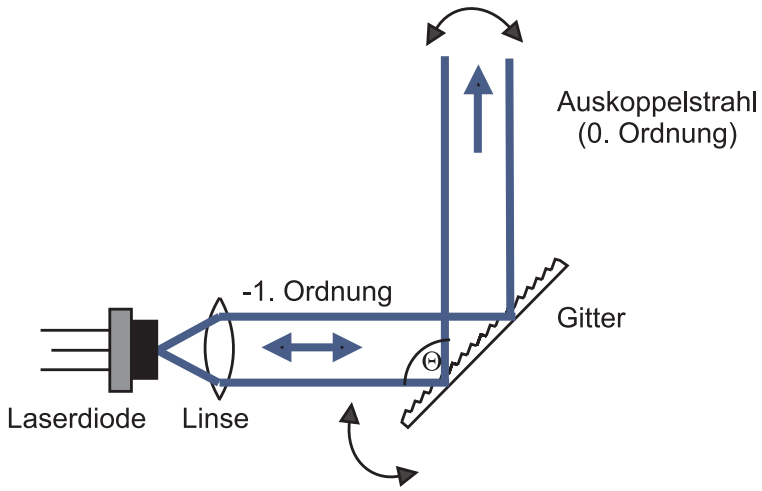

Abbildung 4.10: *ECDL im Littrow-Design.*

- Der erste Schritt besteht darin, das Gitter so zu justieren, dass die -1. Beugungsordnung zurück in die Laserdiode reflektiert wird. Dies geschieht durch Verkippung des Gitters in horizontaler und vertikaler Richtung. Wurde die notwendige Genauigkeit erreicht, wird der Pumpstrom auf einen Wert in der Nähe der Laserschwelle eingestellt und die horizontale Richtung des Gitters justiert, bis ein Aufblitzen beobachtet werden kann. Das Aufblitzen resultiert aus der plötzlichen Absenkung der Laserschwelle bei erfolgter Injektion des vom Gitter reflektierten Strahls. Daraufhin wird der Pumpstrom gesenkt und der beschriebene Justagevorgang so lange iteriert, bis ein Schwellwert erreicht wird, unterhalb dessen keine Lasertätigkeit mehr beobachtet werden kann.

- Im nächsten Schritt wird über die Justage der horizontalen Richtung des Gitters die gewünschte Wellenlänge eingestellt. Zwischenzeitlich sind hierbei Korrekturen der vertikalen Richtung notwendig, da die verwendete Gitterhalterung keine vollständige Entkopplung der horizontalen und vertikalen Freiheitsgrade gewährleistet. Wichtig in dieser Situation ist es, die Einstellung der Wellenlänge möglichst dicht an der bestimmten Laserschwelle zu betreiben und keinesfalls bei höheren Strömen zu justieren.

- Schließlich wird iterativ die vertikale Richtung erneut optimiert, danach die gewünschte Wellenlänge mit der horizontalen Richtung eingestellt usw.

Im Experiment wird mit dem beschriebenen Aufbau eine optische Leistung des Masterlasers von 12 mW erreicht. Dies genügt nicht, um die notwendigen Frequenzverschiebungen vorzunehmen. Daher wird das Licht, bevor es durch eine optische Faser zu den akusto-optischen Modulatoren geführt wird, in einem

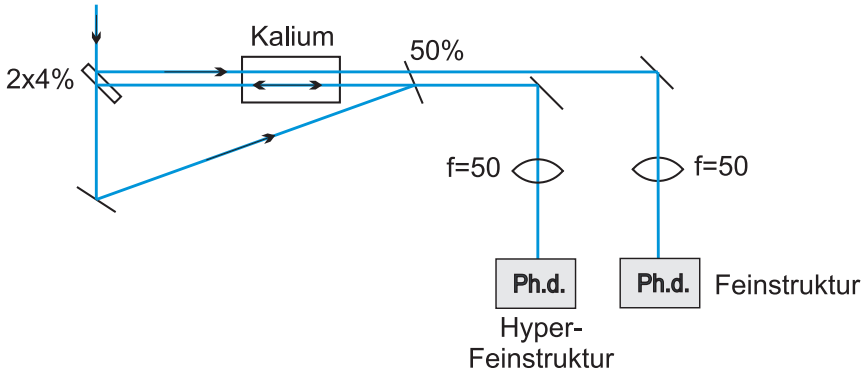

Abbildung 4.11: *Schematische Darstellung des Aufbaus der dopplerfreien Spektroskopie mit Referenzstrahl.*

Trapezverstärker verstärkt. Vor der optischen Faser stehen in etwa 440 mW zur Verfügung, dahinter sind es ca. 200 mW.

4.4 Frequenzstabilisierung

Die beiden nachfolgenden Abschnitte erläutern, wie das aufgebaute Kalium-Lasersystem mit einer dopplerfreien Spektroskopie und der kommerziellen Elektronik „Laselock" der Firma TEM (im Folgenden Lock-Box genannt) frequenzstabilisiert wird. Die Funktionsweise der Lock-Box wird im Hinblick auf ihre Bedienung im Experiment ausführlicher erläutert.

4.4.1 Dopplerfreie Spektroskopie

Grundlage für die Stabilisierung des Lasers ist die Erzeugung des Absorptionssignals der relevanten ^{39}K-Linien. Wird ein sehr geringer Anteil der Masterlaser-Leistung (< 1 mW) durch eine mit Kaliumdampf gefüllte Glaszelle geleitet, so kann hinter der Zelle ein Absorptionssignal in Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge detektiert werden. Dieses Signal ist aufgrund der Doppler-Verbreiterung

$$\Delta\nu = 2\nu_0\sqrt{2\frac{k_\mathrm{B}T\ln 2}{mc^2}}$$

mit 767 MHz bei Raumtemperatur allerdings wesentlich breiter als die natürliche Linienbreite der Kalium D_2-Linie. Diese beträgt 6,03 MHZ [68], so dass die einzelnen Übergänge zwischen den Hyperfeinzuständen nicht detektiert werden können. Um diese Limitierung zu umgehen, wird eine dopplerfreie Spektroskopie genutzt. Dabei wird der größere Teil der Leistung des Spektroskopiestrahls als

Pumpstrahl aus der Gegenrichtung durch die Zelle geleitet. Dieser Pumpstrahl sättigt einen atomaren Übergang, so dass der schwache Spektroskopiestrahl diese Änderung der Besetzung eines Niveaus detektieren kann. Da beide Strahlen die selbe Frequenz besitzen, sorgt die Doppler-Verschiebung dafür, dass unterschiedliche Geschwindigkeitsklassen resonant zu den einzelnen Strahlen sind. Dies bewirkt, dass der Spektroskopiestrahl die Abnahme in der Population nur für Atome der Geschwindigkeitsklasse $v = 0$, also für Atome, die sich senkrecht zum Strahl bewegen, detektiert. Diese verringerte Absorption ermöglicht die Detektion der Hyperfeinstruktur der atomaren Übergänge, alle übrigen Atome tragen zu einem Doppler-Hintergrund bei.

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Ein weiterer Strahl wird durch das Einsetzen eines Glasplättchens erzeugt und als Referenzstrahl durch die Zelle geleitet. Er erzeugt als Absorptionssignal den Doppler-Hintergrund, der elektronisch vom dopplerfreien Signal subtrahiert werden kann. Der Aufbau generiert ein Spektroskopiesignal, das, wie in Abschnitt 4.2.1 erläutert, die zwei Peaks der relevanten Übergänge aufweist. Der Cross-Over-Peak (vgl. Abbildung 4.4) entsteht, wenn für Atome der Geschwindigkeitsklasse $v \neq 0$ die Doppler-Verschiebung gerade zentral zwischen den beiden unteren Niveaus liegt. Der Pumpstrahl pumpt dann Atome in das Niveau, das für den Spektroskopiestrahl gerade resonant ist und dieser Umstand resultiert in stärkerer Absorption. Eine genauere Betrachtung der auftretenden Effekte, die Vorzeichen und Intensitäten der Absorptionssignale beeinflussen, findet sich in Referenz [97].

4.4.2 Stabilisierungselektronik (LaseLock)

Die von der Firma TEM erworbene LaseLock-Box übernimmt alle elektronischen Aufgaben zur Stabilisierung eines Diodenlasers auf ein Absorptions-Spektroskopiesignal. Sie generiert die Rampe (Scan-Sektion), mit der der Piezoaktuator angesteuert wird. Des Weiteren verwertet die Elektronik die Fotodiodensignale (Input-Sektion), um das Ableitungssignal zu generieren (Lock-In Amplifier-Sektion) und schließlich anhand dieses Signals die Piezospannung (Output-Sektion) zur Stabilisierung des Lasers zu regeln (Regulator-Sektion). Die einzelnen Bereiche werden im Folgenden hinsichtlich der möglichen Einstellungen erläutert und anschließend ein Überblick über die wichtigsten Einstellungen zum Betrieb der Laserstabilisierung im Experiment gegeben.

Scan- und Input-Sektionen

Der Rampengenerator der Lock-Box erzeugt ein dreieckförmiges Signal, dessen Frequenz und Amplitude variiert werden kann. Die Frequenzeinstellung kann sowohl grob über den Stufenschalter „freq. range" von 1 Hz bis 10 kHz, als auch fein über das Drehpotenziometer eingestellt werden. Der Schalter „ramp" schaltet diese Rampe ein und öffnet, falls geschlossen, die Lock-Schleife. Die erzeugte Dreieckspannung wird an den Piezoaktuator im Resonator des Masterlasers angelegt und stimmt darüber die Wellenlänge des Lasers durch, um das zur Stabilisierung notwendige Absorptionssignal zu erzeugen.

Der Input-Bereich verarbeitet die Signale der beiden Fotodioden. Beide Eingänge können separat verstärkt werden, die beiden Stufenschalter „gain A" und „gain B" ändern diese Verstärkung. Das Poti „rel. gain" stellt sie relativ zueinander ein. Über Leuchtdioden wird angezeigt, wenn das Eingangssignal 5 V übersteigt. Die Lock-Box kann die Differenz und/oder den Quotienten aus den beiden Signalen bilden. Das so erzeugte Eingangssignal für den Lock-In Verstärker wird am Ausgang „signal mon." zur Kontrolle ausgegeben.

Lock-In Amplifier-Sektion

Der Lock-In Verstärker erlaubt eine phasensensitive Detektion des Eingangssignals. Er generiert ein Modulationssignal, das, auf einen AOM gegeben, die Frequenz des Lasers sehr schnell moduliert. Dies geschieht um die Absorptionspeaks herum und bewirkt, dass das Eingangssignal auf der ansteigenden Flanke phasengleich mit der Modulation bzw. gegenphasig auf der fallenden Flanke verläuft. Der Lock-In Verstärker erzeugt elektronisch durch Ableiten dieses Eingangssignals ein Fehlersignal, das Nulldurchgänge bei den Extrema des Eingangssignals besitzt und zur Stabilisierung auf diese genutzt werden kann.

Die Modulationsfrequenz kann mit dem Stufenschalter „freq. range" und dem Potenziometer „freq." zwischen 33 Hz und 1 MHz variiert werden. Das Modulationssignal selbst wird über die BNC-Buchse „mod. outp." ausgegeben. Zusätzlich lässt sich die Phase zwischen Eingangs- und Modulationssignal in 90°-Schritten über den Stufenschalter „phase 90°" einstellen. Zur Feinjustage dient das Potenziometer „phase". Das erzeugte Fehlersignal durchläuft einen Tiefpass-Filter, dessen Grenzfrequenz am Stufenschalter „filter" zwischen 10 Hz und 33 kHz vorgegeben werden kann.

Regulator- und Output-Sektionen

Die Regulator-Sektion besteht aus einem so genannten „PID-Regler", der das Fehlersignal vom Lock-In Verstärker mit einem am „setpoint"-Potenziometer eingestellten Wert vergleicht und aus der Differenz ein Regelsignal erzeugt. Die Regelgleichung

$$\rho(t) = \kappa_\mathrm{t} \cdot \left[\overbrace{\kappa_\mathrm{p}\phi(t)}^{\mathrm{P}} + \overbrace{\frac{1}{T_\mathrm{N}} \cdot \int^t \phi(\tau)d\tau}^{\mathrm{I}} + \overbrace{T_\mathrm{V} \cdot \frac{d\phi(t)}{dt}}^{\mathrm{D}} \right]$$

verdeutlicht, wie aus dem Fehlersignal $\phi(t)$ das Regelsignal $\rho(t)$ gebildet wird [98]. Dabei ist κ_t die Gesamtverstärkung, die am „total gain"-Potenziometer eingestellt wird. Die Verstärkung des Proportionalteils κ_p, die Nachstellzeit T_N des Integralteils und die Vorhaltezeit T_V des Differentialteils lassen sich über die Potenziometer „P", „I" und „D" einstellen. Das Regelsignal durchläuft, bevor es verarbeitet wird, einen Tiefpass-Filter, dessen Grenzfrequenz am Potenziometer „f_0" zwischen 150 Hz und 8 kHz eingestellt werden kann. Zudem kann über „intensity thresh." eine Mindesthöhe für das Eingangssignal vorgegeben werden, unterhalb derer die Elektronik nicht in den Stabilisierungsbetrieb schaltet. Diese Einstellung wird genutzt, wenn auf den höchsten Peak eines Absorptionssignals stabilisiert wird.

Bedienung der Lock-Box im Experiment

Die wichtigsten Schritte zur Inbetriebnahme der Lock-Box sind:

- Die Verbindung der Ausgänge der Lock-Box im Output-Bereich. Der Ausgang „piezo outp." wird an den Piezoaktuator, der das Gitter des Laserresonators bewegt, angeschlossen. Der Ausgang „HF outp." kann genutzt werden, um zusätzlich den Laserdiodenstrom zu modulieren und der Ausgang „scan mon." wird auf einem Oszilloskop betrachtet.
- Nach Anschluss der beiden Fotodiodensignale in der Input-Sektion muss über die Stufenschalter und das „rel. gain"-Potenziometer die Verstärkung der einzelnen Signale und ihre Verstärkung relativ zueinander so eingestellt werden, dass das Differenzsignal einen möglichst geraden Untergrund aufweist. Das Differenzsignal „signal mon." wird an einem Oszilloskop im XY-Betrieb gegen das Signal „scan monitor" der Output-Sektion angezeigt. Überschreitet die Spannung an einem der beiden Eingänge nach der internen Verstärkung den Wert von 5 V, wird dies durch die LED „over-

load" angezeigt und der Verstärkungsfaktor oder die Signalstärke muss reduziert werden.

- In der Lock-In Verstärker-Sektion wird der Ausgang „mod. outp." an den AOM als modulierendes Element angeschlossen. Die Lock-Box erzeugt ein sinusförmiges Signal, das um 0 V oszilliert. Für die im Experiment verwendeten AOM-Treiber muss deswegen eine konstante Spannung addiert werden, damit ihr Modulationseingang angesteuert werden kann. Das erzeugte Fehlersignal wird auf einem Oszilloskop im XY-Betrieb gegen das Signal „scan monitor" der Output-Sektion angezeigt und über die Phaseneinstellungen am Stufenschalter „phase 90°" und am „phase"-Potenziometer optimiert. Die Amplitude des Signals soll dabei möglichst groß werden und der Nulldurchgang genau auf das Maximum oder Minimum des Absorptionssignals fallen. Für die Modulationsfrequenz ist ein Wert von mindestens 50 kHz erwünscht.
- Um die eigentliche Regelung in Betrieb zu nehmen, wird über den Kippschalter „pos-neg" das Vorzeichen der Fehlersignalflanke gewählt. Das Potenziometer „setpoint" wird auf Null eingestellt, alle übrigen Potenziometer in der Regulator-Sektion werden vorerst auf die kleinste Einstellung gedreht. Wird der Regelkreis geschlossen, indem der Kippschalter auf „close" geschaltet wird (der Kippschalter „ramp" in der Scan-Sektion muss dafür auf „off" stehen), kann mit der Einstellung der Regelparameter begonnen werden. Hierzu werden die Potenziometer „P" und „total gain" abwechselnd um einen Skalenteil erhöht, bis der Kreis zu Regeln beginnt. Die Regeltätigkeit wird durch das Aufleuchten der LED „loop closed" angezeigt. Daraufhin können die restlichen Regelparameter „I" und „D" angepasst werden, bis eine stabile Regelung erreicht wird. Ist dies geschehen, wird über das „setpoint"-Poti die genaue Stabilisierungsposition auf der Flanke gewählt und über das Potenziometer „intensity thresh." ein Limit eingestellt, welches vom Eingangssignal überschritten werden muss, damit der Regelkreis geschlossen wird. Sind alle Einstellungen getätigt, bleibt der Kippschalter auf „close" und die eigentliche Regelung wird über den „ramp"-Kippschalter in der Scan-Sektion an und aus geschaltet.

Umschalten von ^{40}K auf ^{41}K

Bei der experimentellen Umsetzung der ^{41}K-MOT wurde erreicht, dass alle notwendigen Umstellungen am Computer vorgenommen werden können. Lediglich der Wechsel des Absorptionspeaks, auf den stabilisiert wird, und die Justage eines $\lambda/2$-Plättchens auf dem Lasertisch werden von Hand vorgenommen. An der Lock-Box werden zum Wechsel des Stabilisierungspeaks die beiden Fotodiodensignale vertauscht, die Verstärkung des Eingangs „inp. A" von 0 auf 1

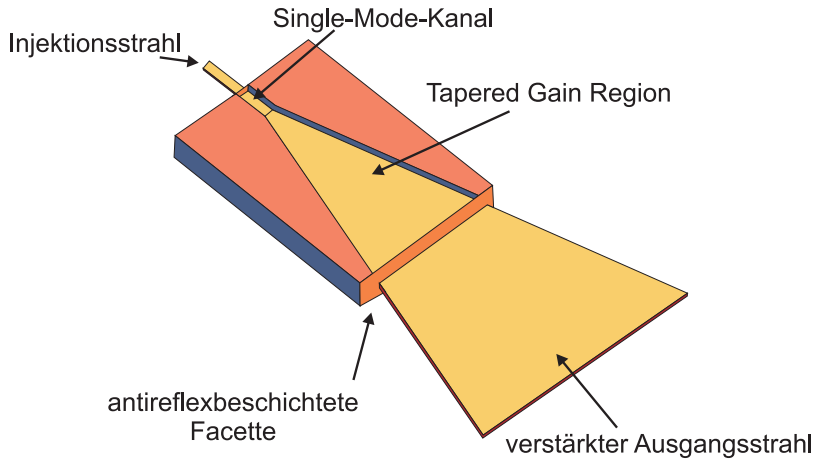

Abbildung 4.12: *Darstellung eines Trapezverstärkers.*

umgeschaltet und schließlich die relative Verstärkung zwischen den beiden Signalen (Potenziometer „rel. gain") nachgestellt. Analog erfolgt die Umschaltung zurück zum Fangen und Kühlen von ^{40}K .

4.5 Tapered Amplifier

Den wohl größten Fortschritt in der Entwicklung von Halbleiterlasern seit deren Realisierung im Jahr 1969 stellen leistungsfähige Verstärkerchips mit Ausgangsleistungen bis zu einigen Watt dar. Diese Verstärker machen Gebrauch von einer keilförmig auseinanderlaufenden Verstärkungsregion. Die ersten theoretischen Überlegungen zu diesem Thema stellten 1988 R. R. Craig und R. R. Stephans an [99], die erste Realisierung eines solchen Chips gelang J. N. Walpole [37] im Jahr 1992. Diese so genannten Trapezverstärker (engl. „Tapered Amplifier") sind in der Lage, Laserlicht mit optischen Leistungen ab einigen Milliwatt ohne Verlust der schmalen Linienbreite und der Stabilitätseigenschaften zu verstärken. Sie stellen damit ein wichtiges Instrument für die Realisierung atomoptischer Experimente dar, in denen häufig hohe optische Laserleistung der Schlüssel zu hohen Teilchenzahlen in einer MOT ist. Der wesentliche Unterschied zu herkömmlichen Laserdioden besteht in der Form des Verstärkungsbereichs. Da Laserdioden das Licht in einem sehr schmalen Wellenleiter (3-5 μm) führen, um zu verhindern, dass sie mehrere räumliche Moden emittieren, ist ihre Ausgangsleistung auf einige Milliwatt begrenzt. Höhere Ausgangsleistungen würden ihre Front-Facette thermisch zerstören. Das Problem der thermischen Zerstörung umgeht der Trapezverstärker durch die Trapezform seines Verstärkungsbereichs. Wie in der Laserdiode wird das Licht in einem sehr schmalen Wellenleiter vorverstärkt, um

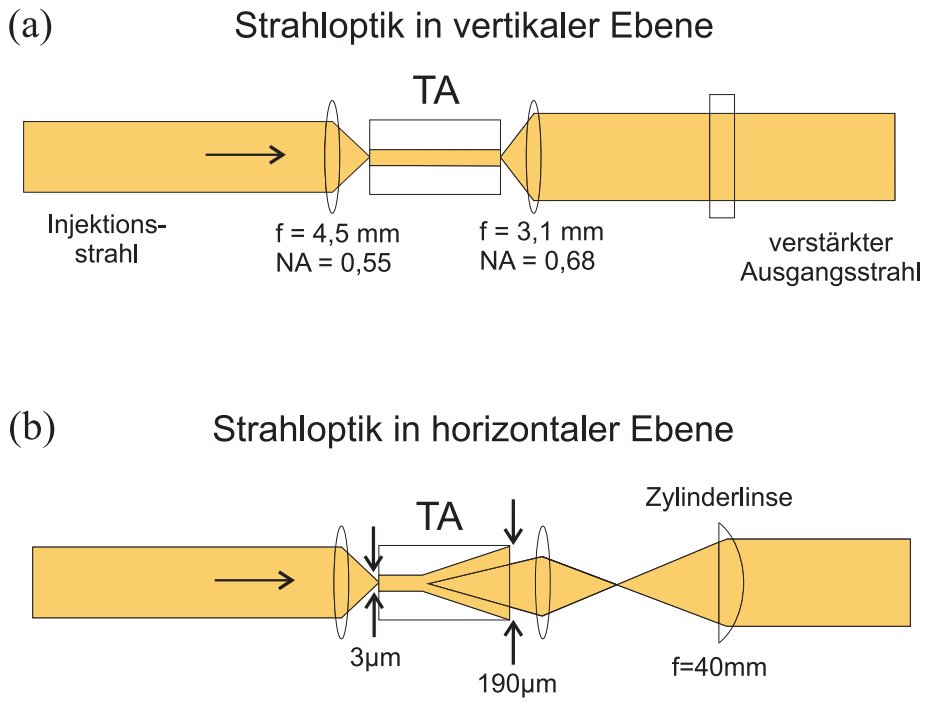

Abbildung 4.13: *Injektions- und Kollimationsoptik eines Trapezverstärkers in vertikaler (a) und in horizontaler Ebene (b).*

an dessen Ende gebeugt zu werden und sich im Verstärkungsbereich trapezförmig auszubreiten. Die so erreichte optische Leistung von mehreren hundert Milliwatt verteilt sich auf eine wesentlich größere Frontfacette (ca. $3 \times 200\,\mu$m). Der schematische Aufbau eines solchen Halbleiterchips ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

4.5.1 Tapered Amplifier im Experiment

Im Kalium-Lasersystem wird ein Trapezverstärker der Firma „eagleyard Photonics" verwendet. Dieser Chip ist dafür spezifiziert, Laserlicht bei 780 nm bis auf 1000 mW zu verstärken, eignet sich aber aufgrund der großen spektralen Breite des Verstärkungsprofils von ca. 30 nm ebenso gut, das Kalium-Laserlicht bei 767 nm zu verstärken.

Der Halbleiterchip ist auf einen Kupferblock montiert, der mit einem Peltier-Element und der kommerziellen Temperaturregelung „HTC-3000" von „Wavelength Electronics" temperaturstabilisiert wird. Zum Betrieb wird ein Stromtreiber (Modell 560B von Newport) verwendet, der einen Ausgangsstrom von 3 A bereitstellen kann und im Experiment bei bis zu 1,8 A betrieben wird.

Die Polarisation des Injektionsstrahls wird mit einem $\lambda/2$-Plättchen angepasst und der Strahl mit einer Linse in den Single-Mode-Kanal des Trapezverstärkers fokussiert. Auf der Ausgangsseite des Verstärkers muss der Strahl sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung kollimiert werden, wobei die durch Divergenz entstehende Aufweitung in den beiden Richtungen verschiedene Quellpunkte hat. In vertikaler Richtung liegt der Quellpunkt der Divergenz am Ende des Chips und der Strahl wird mit einer Linse kollimiert. In horizontaler Richtung liegt der Quellpunkt am Ende des Single-Mode-Kanals, wodurch bewirkt wird, dass die für die vertikale Richtung eingesetzte Linse in dieser Richtung einen Fokus erzeugt. Folglich muss der Strahl mit einer Zylinderlinse (f=60 mm) hinter diesem Fokus in horizontaler Ebene kollimiert werden. Der schematische Aufbau ist in Abb. 4.13 dargestellt.

4.6 Bestimmung der Linienbreite

Die Linienbreite eines Diodenlasers ist für den Einsatz in atomoptischen Experimenten von großer Bedeutung. Liegt sie nicht unter der natürlichen Linienbreite der verwendeten Übergänge, ergeben sich vermehrt Anregungen in unerwünschte Niveaus und damit zunehmende Schwierigkeiten bei der Teilchenzahlbestimmung und den experimentellen Abläufen.

Die Linienbreite $\Delta\nu$ eines Diodenlasers mit der Frequenz ν ist prinzipiell durch die Schawlow-Townes-Beziehung

$$\Delta\nu \geq \frac{h\nu\pi\Delta\nu_{\mathrm{c}}^2}{P_{\mathrm{L}}} \tag{4.6}$$

nach unten begrenzt [100, S.231]. Hierbei beschreibt $\Delta\nu_{\mathrm{c}}$ die Halbwertsbreite der Resonatorlinie und P_{L} die optische Ausgangsleistung. Dieses Limit beträgt für einen Diodenlaser, der Übergänge im Kalium anregen soll, einige Kilohertz. Sowohl wellenlängenabhängige (inhomogene) als auch -unabhängige (homogene) Verbreiterungsmechanismen führen allerdings dazu, dass die Linienbreite freilaufender Diodenlaser typischerweise 20 - 50 MHz beträgt [101].

Die inhomogene Verbreiterung ist im Fall des Diodenlasers im Wesentlichen auf thermische Effekte, also die Doppler-Verbreiterung, beschränkt. Sie erzeugt ein Gaußprofil

$$G(\nu,\sigma) = \frac{e^{-\nu^2/2\sigma^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \quad . \tag{4.7}$$

Homogene Verbreiterung ergibt sich aus der endlichen Lebenszeit der angeregten Niveaus im Lasermedium. Aus dieser errechnet sich mittels Fourier-

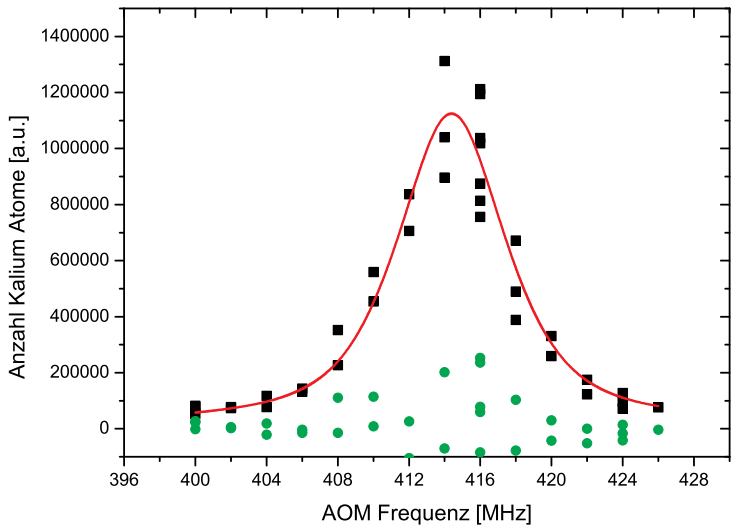

Abbildung 4.14: *Anzahl der detektierten Kaliumatome, aufgetragen gegen die Verstimmung des Lasers. Die numerisch angepasste Voigt-Funktion ergibt einen FWHM-Wert von 7,26 MHz. Für die Linienbreite des Diodenlasers folgt ein Wert von 2,9 MHz. Die Residuen der an die experimentellen Messwerte angepassten Funktion sind in grün dargestellt.*

Transformation eine endliche Breite des Übergangs mit der Form eines Lorentz-Profils

$$L(\gamma, \nu) = \frac{1}{\gamma^2/\pi^2 + \nu^2} \quad . \tag{4.8}$$

Die für den Laser resultierende Frequenzverteilung wird über die Faltung dieser beiden Profile

$$V(\sigma, \gamma, \nu) = (G * L)(\sigma, \gamma, \nu) = \int G(\tilde{\nu}, \sigma) L(\nu - \tilde{\nu}, \gamma) d\tilde{\nu} \quad , \tag{4.9}$$

die nach dem Physiker Woldemar Voigt als Voigt-Funktion benannt ist, beschrieben [102, S.46].

4.6.1 Kalium-Spektroskopie

Eine Messung zur Überprüfung der Eigenschaften des Diodenlasersystems wurde mithilfe einer Spektroskopie an der kalten Kaliumwolke (^{40}K) durchgeführt.

Hierzu wurden Absorptionsbilder des Ensembles für verschiedene Frequenzeinstellungen des stabilisierten Lasers aufgenommen. Aus diesen Aufnahmen lässt sich mit Gl. (3.1) eine Abschätzung der Atomzahl errechnen. Wird diese Atomzahl gegen die Frequenzverschiebung des Lasers aufgetragen, so wird eine Voigt-Funktion erwartet.

In Abbildung 4.14 ist das Ergebnis der Messung dargestellt. Die numerisch errechnete Voigt-Funktion weist eine Gesamtbreite bei halber Höhe von 7,26 MHz auf. Die Annahme, dass der Lorentz-Anteil der Funktion durch die natürliche Linienbreite von Kalium und der Gauß-Anteil durch die Linienbreite des Lasers gegeben ist, erlaubt die Bestimmung eines der beiden Parameter, wenn der andere bekannt ist. Folglich wird die Breite des Lorentz-Anteils der Voigt-Funktion für den Fit auf den Wert 6,03 MHz festgesetzt und aus dem Gauß-Anteil folgt eine Linienbreite von 2,9 MHz für den Diodenlaser.

4.6.2 Messung des Schwebungssignals

Eine weitere Möglichkeit, die Linienbreite des verwendeten Diodenlasers zu bestimmen, besteht in der Messung eines Schwebungssignals. Dazu wird der zu vermessende Strahl mit dem Licht eines weiteren Lasers ähnlicher Frequenz und gleicher Polarisation und Intensität überlagert und die Frequenz des resultierenden Schwebungssignals gemessen. Dieser Umweg ist nötig, da die eigentliche Frequenz des Lasers im Bereich von Terrahertz liegt und nicht mit einer Fotodiode detektiert werden kann. Für diese Messung wird das Licht des Titan-Saphir-Lasers mit dem des neuen Diodenlasersystems überlagert und das entsprechende Schwebungssignal mit einer schnellen Fotodiode (DET210 von Thorlabs) detektiert. Das so gewonnene Signal wird mit einem Spektrumanalysator ausgewertet. Beide Laser werden auf die selbe Spektroskopielinie stabilisiert, der Strahl des Diodenlasers wird nicht frequenzverschoben, zur Überlagerung wird Kühllicht verwendet. Damit ergibt sich eine Schwebungsfrequenz bei ca. 360 MHz. Um möglichst alle Verbreiterungsmechanismen zu berücksichtigen, wurde das Diodenlaserlicht nach der Verstärkung im Trapezverstärker verwendet.

In Abbildung 4.15 ist das gemessene Signal dargestellt, wobei eine Gauß-Funktion zur numerischen Berechnung der Kurve verwendet wurde. Dieser Fit präsentiert als Ergebnis eine Gesamtbreite bei halber Peakhöhe (FWHM) von 3,87 MHz. Die Linienbreite beider Laser unterschreitet folglich diesen Wert. Die Gesamtbreite

$$\omega_{\text{ges}} = \sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2}$$

einer Faltung zweier Gauß-Profile mit den Breiten ω_1 und ω_2 ergibt unter der Annahme, dass beide Laser die gleiche Linienbreite aufweisen, eine Linienbreite

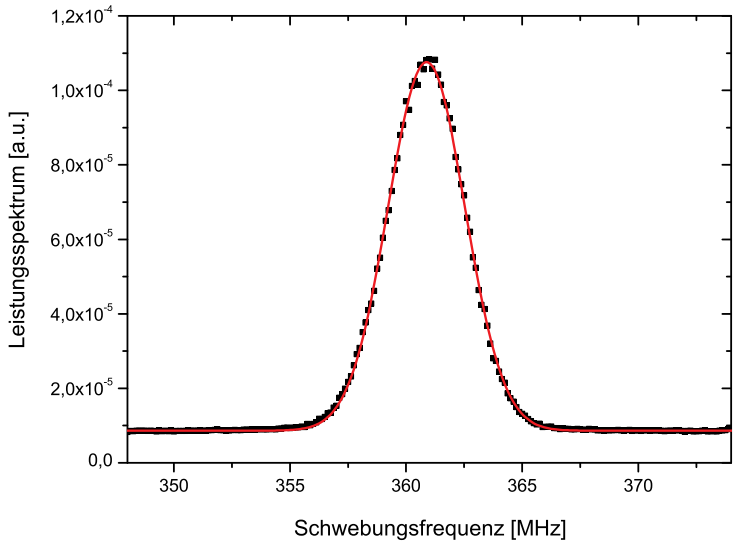

Abbildung 4.15: *Messung der Schwebungsfrequenz zwischen dem Titan-Saphir-Laser und dem Diodenlasersystem nach Verstärkung im TA. Die numerisch angepasste Gauß-Funktion ergibt einen FWHM-Wert von 3,87 MHz.*

von $3{,}87\,\mathrm{MHz}/\sqrt{2} = 2{,}74\,\mathrm{MHz}$. Dieser Wert ist geringer als die natürliche Linienbreite von Kalium, die 6,03 MHz beträgt.

Kapitel 5

Charakterisierung der ^{41}K-MOT

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Diodenlasersystem wird inzwischen im Experiment erfolgreich eingesetzt. Es hat einen Titan-Saphir-Laser der Firma Tekhnoscan ersetzt und das alte System für neue Aufgaben verfügbar gemacht. Weiterhin ermöglicht das neue System das einfache Umschalten zwischen den Laserfrequenzen für die beiden Kaliumisotope ^{40}K und ^{41}K. Die hervorragende Eignung für die in Kapitel 4 diskutierten Aufgaben hat das Lasersystem mit der Realisierung einer magneto-optischen Falle für ^{41}K-Atome unter Beweis gestellt.

Im vorliegenden Kapitel werden die Eigenschaften der ^{41}K-MOT genauer untersucht. Die experimentellen Abläufe beim Betrieb der MOT, die Subdopplerkühlung in der Melasse-Phase, das optische Pumpen und die Detektion wurden optimiert und die Ergebnisse dieser Messungen werden in den folgenden Abschnitten präsentiert. Um den weiteren Weg zu einem möglichen ^{41}K-BEC bzw. zu einer quantenentarteten heteronuklearen Mischung aus ^{41}K und ^{87}Rb zu erläutern, wird im letzten Punkt dieses Kapitels das sympathetische Kühlen für ^{41}K diskutiert.

5.1 Optimierung der experimentellen Parameter

Die in Abschnitt 4.2.2 angegebenen Frequenzen für Kühl- und Rückpumplicht zum Fangen und Kühlen von ^{41}K sind aus Betrachtungen des Energieschemas enstanden. Da die Hyperfeinaufspaltung von ^{41}K nur 17 MHz beträgt, werden die angeregten Niveaus nur als ein aus allen vieren arithmetisch gemitteltes Niveau betrachtet. In den folgenden Abschnitten werden diese Werte durch die experimentell bestimmten ersetzt. Alle Frequenzen für die einzelnen Übergänge sind relativ zum Feinstrukturübergang $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$ von ^{39}K angegeben (vgl. Referenz [69, S.78]). Die geringe Hyperfeinaufspaltung des ^{41}K bewirkt zudem, dass das Verhältnis der Intensitäten von Kühl- und Rückpumplicht zu einem in allen experimentellen Phasen wichtigen Parameter wird. Aus diesem

Grund wird im Folgenden stets angegeben, in welchem Verhältnis die beiden Frequenzen eingestrahlt werden.

5.1.1 Detektion

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der atomaren Resonanzfrequenz besteht darin, die Nachweiswahrscheinlichkeit der Atome in der MOT zu optimieren. Zur Detektion der atomaren Wolke wird alles Laserlicht ausgeschaltet und die Atome für einige Millisekunden fallen gelassen. Daraufhin werden Kühl- und Rückpumplicht im Verhältnis 50:50 für eine Dauer von 700 μs eingestrahlt und das Fluoreszenzsignal gemessen. Wird dieses mittels Veränderung der Kühl- und Rückpumpfrequenz auf einen Maximalwert optimiert, so können die zum Übergang resonanten Frequenzen abgelesen werden. Das Ergebnis dieser Messung ist in Tabelle 5.1 dargestellt. Alle folgenden Angaben zu Verstimmungen von der Resonanz werden auf diese experimentell bestimmten Werte bezogen.

	Theorie	**Experiment**	**Differenz**
Kühlfrequenz	+ 389,43 MHz	+ 386 MHz	− 3,4 MHz
Rückpumpfrequenz	+ 135,43 MHz	+ 128 MHz	− 7,4 MHz

Tabelle 5.1: *Experimentell bestimmte Resonanzfrequenzen des D_2-Übergangs von ^{41}K. Das Verhältnis von Kühl- zu Rückpumplaserleistung beträgt 50:50.*

5.1.2 MOT-Phase

Für den Betrieb der ^{41}K-MOT ergeben sich Veränderungen im Vergleich zur ^{40}K-MOT. Ein Anteil der Rückpumpleistung von einem Viertel an der gesamten Lichtintensität in der MOT reicht nicht länger aus, um ein effizientes Kühlen der ^{41}K-Atome zu gewährleisten. Die geringe Hyperfeinaufspaltung erfordert eine Erhöhung dieses Wertes. Als optimal stellte sich ein Verhältnis von 60:40 von Kühl- zu Rückpumpleistung heraus (siehe auch [103]). Dieses Verhältnis wird erreicht, indem 21,8 mW Kühl- und 4,5 mW Rückpumpleistung zur Verstärkung in den TA (Strom: 2,3 A) eingekoppelt werden. Die Gesamtleistung hinter der MOT-Faser beträgt damit 336 mW. Das Intensitätsverhältnis der beiden Frequenzen wird mit einem Resonator, der hinter der MOT-Faser platziert ist, überprüft.

Die Anzahl der in der MOT gefangenen Atome wurde anhand des Fluoreszenzsignals der atomaren Wolke optimiert. Das Signal wird auf eine Fotodiode

vor der MOT-Zelle fokussiert und genutzt, um die für das Laserlicht optimalen Rotverstimmungen zu bestimmen. Im Experiment ergibt sich eine maximale Atomzahl in der MOT für jeweils 8 MHz zur Resonanz rotverstimmtes Kühl- und Rückpumplicht. Unter Berücksichtigung der experimentellen Randbedingungen (Lichtintensitäten, Strahldurchmesser, etc.) sowie der Eigenschaften von ^{41}K kann mit Gl. (3.1) die Anzahl der Atome in der Falle bei einem Fotodiodensignal von ca. 50 mV durch den Wert $N_{\mathrm{A}} \approx 3 \cdot 10^8$ abgeschätzt werden. Die optimalen Einstellungen während der MOT-Phase sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

	Kühlfrequenz	**Rückpumpfrequenz**
Frequenz	+ 378 MHz [-8]	+ 120 MHz [-8]
Einstellung AOM	+ 167 MHz	+ 38 MHz

Tabelle 5.2: *Frequenzen in der MOT-Phase für ^{41}K. Das Verhältnis von Kühl- zu Rückpumpleistung beträgt 60:40. In eckigen Klammern ist die Verstimmung zur Resonanz angegeben.*

5.1.3 Ladekurve

Die Ladekurve der ^{41}K-MOT wird über das Fluoreszenzsignal der Atome, das auf eine Fotodiode vor der MOT-Zelle fokussiert wird, bestimmt. Sie gibt Auskunft über die Laderate in die MOT, die relevanten Verlustprozesse in der MOT und die Anzahl der in der MOT gefangenen Atome.

In Abbildung 5.1 ist die Anzahl der Kaliumatome in Abhängigkeit von der Ladezeit der MOT aufgetragen. Werden alle Prozesse außer den Ein-Körper-Verlusten γ durch Stöße mit dem Hintergrundgas vernachlässigt, folgt nach Gl. (3.17) die Ratengleichung

$$\frac{dN_{\mathrm{K}}}{dt} = L - \gamma N_{\mathrm{K}} \tag{5.1}$$

mit der Anzahl der gefangenen Kaliumatome N_{K} und der Laderate L. Die Lösung dieser Differentialgleichung als Funktion der Ladezeit t lautet

$$N_{\mathrm{K}}(t) = \frac{L}{\gamma}(1 - e^{-\gamma t}) \quad . \tag{5.2}$$

Wird dieser Ausdruck numerisch an die Ladekurve angepasst (vgl. Abbildung 5.1), können daraus die Parameter L, γ und die maximale Anzahl fangbarer Kaliumatome $\frac{L}{\gamma}$ bestimmt werden. Der Vergleich mit einem Fit, der Zweikörperverluste berücksichtigt, weist bei den aufgenommenen Messdaten keinen signifikanten Unterschied auf. Die Messung ergibt für die Laderate L einen Wert von $8 \cdot 10^7$ Atomen/s und für die Einkörperverlustrate γ einen Wert von 0,26 Hz.

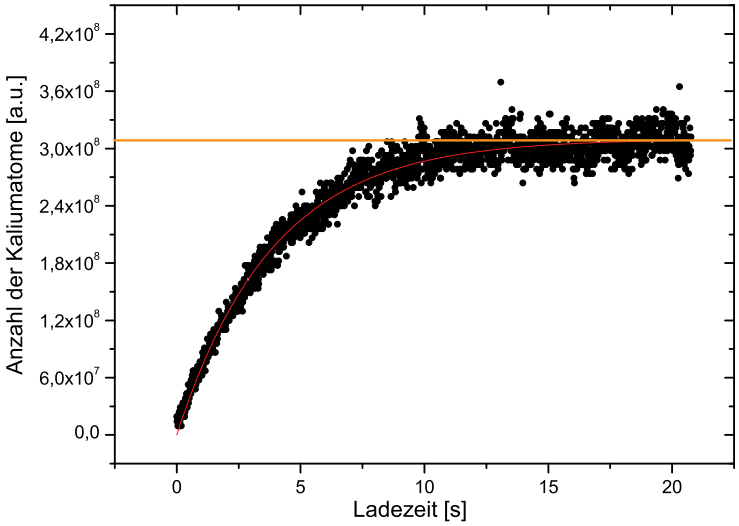

Abbildung 5.1: *Ladekurve der ^{41}K-MOT. Die maximale Anzahl der fangbaren Kaliumatome $\frac{L}{\gamma}$ ist orange eingezeichnet.*

5.1.4 Melasse-Phase

In der Melasse-Phase wird die Temperatur des atomaren Ensembles durch Subdoppler-Kühlprozesse weiter abgesenkt. Die Aufteilung der Intensitäten von Kühl- und Rückpumpfrequenzen wird von einem Verhältnis von 60:40 auf ein Verhältnis von 50:50 geändert. Dies geschieht über die Absenkung der Leistung des akusto-optischen Modulators für die Erzeugung der Kühlfrequenz. Zugleich wird die Frequenz des Kühllaserlichts weniger stark rotverschoben (4 MHz unterhalb der Resonanz). Das Rückpumplaserlicht wird um 12 MHz gegenüber der Resonanz blauverschoben und die Dauer der Melasse-Phase auf 5 ms eingestellt. Die optische Gesamtleistung hinter der MOT-Faser beträgt in der Melasse-Phase 260 mW. Die verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.3 sowie im Anhang A zusammengefasst.

	Kühlfrequenz	**Rückpumpfrequenz**
Frequenz	+ 382 MHz [-4]	+ 140 MHz [+12]
Einstellung AOM	+ 169 MHz	+ 48 MHz

Tabelle 5.3: *Frequenzen in der Melasse-Phase. Das Verhältnis von Kühl- zu Rückpumpleistung beträgt 50:50.*

5.1.5 Optisches Pumpen und Temperatur in der Quadrupolfalle

Das optische Pumpen dient, ebenso wie beim ^{40}K, zur Spinpolarisation der Atome in einen Spinzustand, der in der Magnetfalle gefangen werden kann (low-field-seeker). Wie in Abschnitt 3.5 beschrieben ist dies für ^{41}K der $|\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=2\rangle$-Zustand. Dieser vollständig gestreckte Zustand kann im Unterschied zum ^{40}K nur durch gleichzeitiges Einstrahlen von Kühl- und Rückpumplicht im Verhältnis von 50:50 erreicht werden. Die alleinige Verwendung von Kühllicht reicht aufgrund der geringen Hyperfeinaufspaltung von ^{41}K nicht aus. Ein effizienter Transfer gelingt mit um 16 MHz blauverstimmtem Kühllicht und nahezu resonantem (+2 MHz) Rückpumplicht. Beide Frequenzen werden für eine Dauer von 1,3 ms eingestrahlt. Daraufhin wird das Rückpumplicht ausgeschaltet und für weitere 0,2 ms das Kühllicht eingestrahlt. Während der gesamten Prozedur wird mit σ_+-polarisiertem Licht gearbeitet, das nur Übergänge mit $\Delta m_\mathrm{F} = +1$ treibt. Nach diesem Vorgang sind ca. 80 % der Atome im $|\mathrm{F}=2, m_\mathrm{F}=2\rangle$-Zustand präpariert und können in der Magnetfalle gefangen werden.

	Kühlfrequenz	**Rückpumpfrequenz**
Frequenz	+ 402 MHz [+16]	+ 130 MHz [+2]
Einstellung AOM	+ 179 MHz	+ 43 MHz
Dauer	1,5 ms	1,3 ms

Tabelle 5.4: *Frequenzen für das optische Pumpen. Verhältnis von Kühl- zu Rückpumplicht: 50:50*

Temperatur in der Quadrupolfalle

Die Temperatur des atomaren Ensembles in der Quadrupolfalle wird über die Expansion der Wolke nach einer bestimmten Fallzeit (engl: „**T**ime **O**f **F**light") gemessen. Zur Aufnahme der Bilder wird das Magnetfeld der Quadrupolspulen schnell ausgeschaltet und nach variabler TOF die Atome für 1 ms mit resonantem Laserlicht angestrahlt. Während der TOF expandiert die Wolke in Abhängigkeit vom mittleren Impuls der Atome. Die Vergrößerung innerhalb einer bestimmten Zeit ermöglicht die rechnerische Bestimmung ihrer Temperatur. Die Temperatur der Wolke kann aus zwei TOF-Aufnahmen bestimmt werden [104].

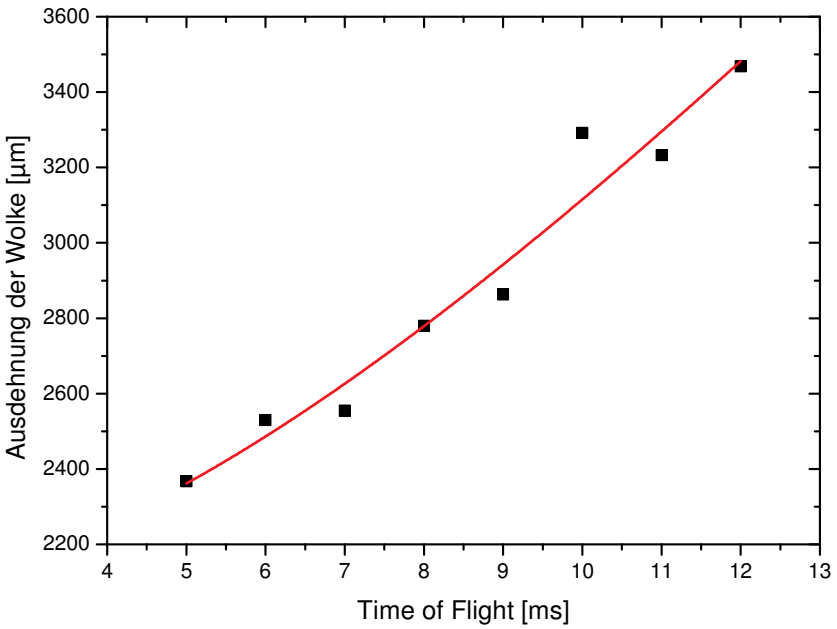

Abbildung 5.2: *Auswertung der TOF-Aufnahmen zur Bestimmung der Temperatur der ^{41}K-Atome in der Quadrupolfalle. Gefangen werden $1 \cdot 10^8$ ^{41}K-Atome, die Temperatur bestimmt sich zu $271 \pm 10\,\mu K$.*

Hierzu wird die aus einem Gauss-Fit erhaltene charakteristische Breite σ des Ensembles gemessen. Für die Temperatur folgt der Zusammenhang

$$T = \frac{m}{k_\mathrm{B}} \frac{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}{t_2^2 - t_1^2} \quad . \tag{5.3}$$

Hierbei bezeichnen σ_2 bzw. σ_1 die Breiten zu den verschiedenen Fallzeiten t_2 bzw. t_1 und m die atomare Masse von ^{41}K. In Abhängigkeit von der Fallzeit folgt mit Gl. (5.3) für die charakteristische Breite

$$\sigma(t) = \sqrt{\frac{\mathrm{B}T}{m} t^2 + \sigma^2(t=0)} \quad . \tag{5.4}$$

Dieser Ausdruck kann numerisch an die in Abbildung 5.2 dargestellten Messergebnisse angepasst und darüber die Temperatur der kalte Wolke aus den TOF-Aufnahmen bestimmt werden. Zur Aufnahme der Messwerte wurde der Strom durch die Quadrupolspulen der MOT auf 14 A eingestellt. Dies entspricht einem Magnetfeldgradienten von 64 G/cm, der bewirkt, dass die Atome im Quadrupolfeld gefangen werden. Nach einer Haltezeit von 500 ms wurde der Strom

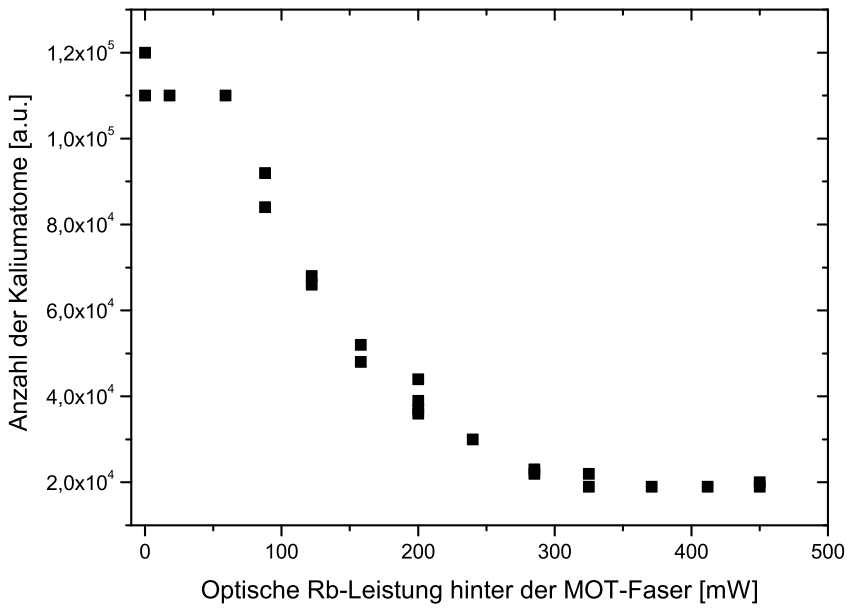

Abbildung 5.3: *Abhängigkeit der Anzahl der gefangenen ^{41}K-Atome von der Laserlichtleistung der Rubidium-MOT. Die Laserleistung der ^{41}K-MOT beträgt 336 mW.*

abrupt ausgeschaltet und acht Bilder nach verschiedenen Fallzeiten (5-12 ms) aufgenommen. Für die Temperatur in der Quadrupolfalle ergibt sich mit den aufgenommenen Messwerten ein Wert von $271 \pm 10\,\mu$K bei einer Teilchenzahl von $1 \cdot 10^8$ Atomen. Diese beiden Werte stellen sehr gute Vorraussetzungen für die weitere Kühlung der ^{41}K-Atome dar. Das bisher einzige ^{41}K-BEC wurde von einem Ausgangspunkt bei $360\,\mu$K erzeugt [105].

5.1.6 Auswirkungen der ^{87}Rb-MOT

Bisher wurden die Eigenschaften der gefangenen ^{41}K-Atome ohne gleichzeitige Erzeugung einer ^{87}Rb-MOT untersucht. Wird die Rubidium-MOT hinzugeschaltet, so müssen mögliche Stöße zwischen den beiden Atomsorten in Betracht gezogen werden (vgl. Abschnitt 3.3.1). Diese Stöße zwischen ^{41}K und ^{87}Rb-Atomen konnten am Experiment über eine Abhängigkeit der Anzahl der gefangenen Kaliumatome von der zum Fangen von Rubidium eingestrahlten Laserleistung nachgewiesen werden. Abbildung 5.3 zeigt, dass die Anzahl der gefangenen ^{41}K Atome bei Absenkung der optischen Leistung für die ^{87}Rb-MOT ansteigt. Die

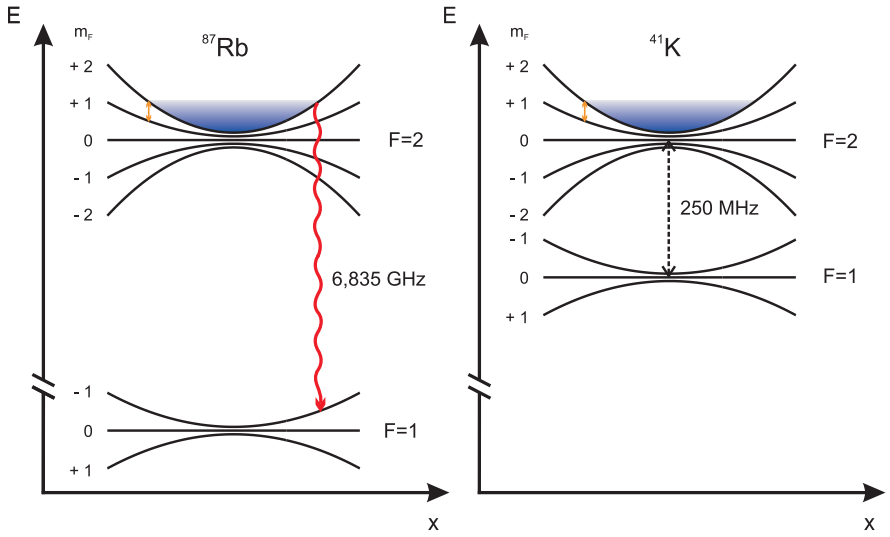

Abbildung 5.4: *Das evaporative Kühlen von ^{87}Rb durch Mikrowellenstrahlung. Die gleichzeitige Evaporation von ^{41}K wird verhindert. Der nicht länger verwendete Radiofrequenzübergang ist gelb eingezeichnet.*

zur Auswertung genutzten TOF-Aufnahmen wurden nach 6 ms Fallzeit bei verschiedenen Laserleistungen der Rubidium-MOT aufgenommen.

5.2 Sympathetisches Kühlen von ^{41}K

Das weitere Vorgehen zur Erzeugung einer quantenentarteten Mischung aus ^{87}Rb und ^{41}K besteht darin, die Atome in die Magnetfalle zu transportieren, um dort mit evaporativer Kühlung ins Nanokelvin-Regime vordringen zu können. Da ^{41}K bosonisch ist, wäre eine direkte evaporative Kühlung mit einem Radiofrequenzmesser prinzipiell möglich. Jedoch ist die Wechselwirkung der Kaliumatome untereinander zu schwach für eine schnelle Rethermalisierung des Ensembles. Die evaporative Kühlung ist damit ineffizient und nur schwer praktikabel. Da die Streulänge für die Wechselwirkung zwischen ^{87}Rb und ^{41}K mit $a = 163^{+57}_{-12}\,a_0$ sehr hoch ist [82], ist die Stoßrate zwischen den Atomen groß und das Prinzip des sympathetischen Kühlens bietet große Vorzüge gegenüber der evaporativen Kühlung.

5.2.1 Mikrowellenevaporation

Eine Schwierigkeit bei der weiteren Verwendung der Rubidium-Evaporation besteht in der Tatsache, dass die Anzahl der Zeeman-Zustände von ^{41}K und

^{87}Rb aufgrund des gleichen Kernspins der entsprechenden elektronischen Zuständen gleich ist. Aus diesem Grund beträgt der in Abschnitt 4.2.3 berechnete $m_{\mathrm{F}} \cdot g_{\mathrm{F}}$ - Faktor für ^{87}Rb und ^{41}K im $^2P_{3/2}$-Zustand ebenso in beiden Fällen Eins. Deshalb wirkt sich das Magnetfallenpotenzial in gleichem Maße auf beide gefangenen Atomsorten aus und ein zur evaporativen Kühlung von ^{87}Rb genutztes Radiofrequenzmesser entfernt gleichzeitig ^{41}K-Atome aus der Falle. Somit müssen für effektives sympathetisches Kühlen von ^{41}K nicht mehr die unterschiedlichen Zeeman-Zustände eines Hyperfeinzustands von ^{87}Rb, sondern, wie in Abbildung 5.4 veranschaulicht, die Zeeman-Zustände *verschiedener* Hyperfeinzustände miteinander gekoppelt werden [106]. Da die Hyperfeinaufspaltung von Rubidium sich mit 6,8 GHz stark von der von ^{41}K (250 MHz) unterscheidet, werden bei der Mikrowellenevaporation selektiv ^{87}Rb-Atome und keine ^{41}K-Atome aus der Falle entfernt.

Kapitel 6

Feshbach-Resonanzen

Heteronukleare Feshbach-Resonanzen in der Mischung aus bosonischem ^{87}Rb und fermionischem ^{40}K wurden bereits von drei Gruppen experimentell nachgewiesen [34, 35, 36]. Dabei wurde das System aus ^{40}K im $|\mathrm{F} = 9/2, m_\mathrm{F} = -9/2\rangle$-Spinzustand und ^{87}Rb im $|\mathrm{F} = 1, m_\mathrm{F} = 1\rangle$-Spinzustand untersucht.

Mit dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebauten Lasersystem wurden in stabilen ^{87}Rb - ^{40}K-Mischungen auftretende Feshbach-Resonanzen präzise vermessen [107]. Zusätzlich wird dieses Lasersystem die Untersuchung von heteronuklearen Feshbach-Resonanzen an der bosonischen Mischung aus ^{87}Rb und ^{41}K ermöglichen. Das folgende Kapitel erläutert die experimentellen Voraussetzungen für diesen Nachweis. Dazu werden der Aufbau der verwendeten Dipolfalle und die Realisierung der Spinpräparation beider Spezies am Beispiel von ^{40}K und ^{87}Rb erläutert. Ferner werden die Erzeugung eines stabilen homogenen Magnetfelds und die abschließenden Messungen der Feshbach-Resonanzen behandelt.

6.1 Dipolfalle

Die Erzeugung heteronuklearer Moleküle mithilfe von Feshbach-Resonanzen erfordert, wie in Kapitel 2 erläutert, ein einstellbares homogenes Magnetfeld. Somit können die Atome nicht länger magnetisch in der Magnetfalle gefangen werden, vielmehr müssen sie in eine optische Falle umgeladen werden. Die beiden folgenden Abschnitte erläutern den Einschluss von Atomen in einer optischen Falle sowie die Realisierung der einstrahligen Dipolfalle im Experiment.

Optisches Dipolpotenzial

Lichtfelder wechselwirken mit Atomen nicht nur durch die in Kapitel 3 beschriebene Spontankraft, die zur Laserkühlung verwendet wird. Die Spontankraft wird

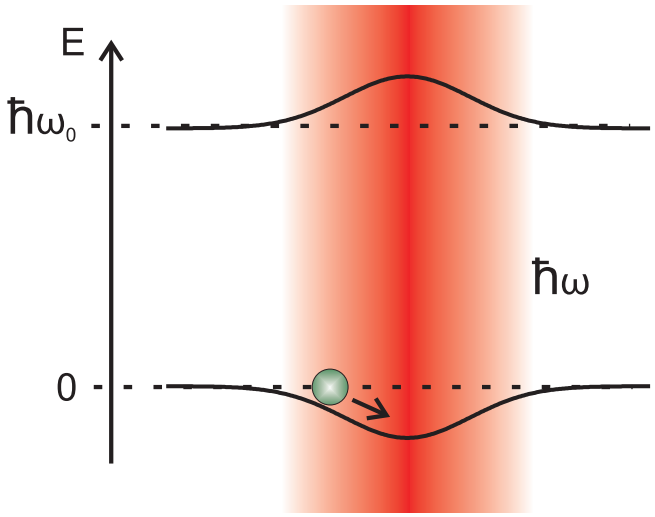

Abbildung 6.1: *Die Wechselwirkung des rotverstimmten Lichtfelds mit dem atomaren Dipolmoment erzeugt eine Kraft in Richtung des Intensitätsgradienten.*

für weit von der Resonanz verstimmtes Licht aufgrund der unwahrscheinlichen Streuprozesse klein und kann vernachlässigt werden. In diesem Fall kann für hohe Intensitäten die Dipolkraft zwischen dem Lichtfeld und den Atomen signifikant werden. Diese Dipolkraft beruht auf der Interaktion des Lichtfelds mit dem atomaren Dipol, die im Dressed-Atom-Bild [77] eine ortsabhängige Verschiebung der Niveaus induziert und damit eine Kraft in Richtung des Intensitätsgradienten erzeugt (vgl. Abbildung 6.1). Erstmals vorgeschlagen wurde die Realisierung einer Dipolfalle durch Fokussierung eines Laserstrahls im Jahr 1978 von Ashkin [108], durchgeführt wurde ein solches Experiment im Jahr 1986 [109].

Die Verschiebung der Grundzustandsenergie ΔE_{G} eines Zwei-Niveau-Systems ist für ein stark rotverstimmtes Lichtfeld proportional zur eingestrahlten Intensität

$$\Delta E_{\mathrm{G}} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3}\frac{\Gamma}{\Delta} I \quad , \tag{6.1}$$

wobei Γ die Linienbreite des atomaren Übergangs und $\Delta = \omega_{\mathrm{L}} - \omega_0$ die Verstimmung der Laserfrequenz ω_{L} zur atomaren Resonanzfrequenz ω_0 bezeichnet [110]. Die einfachste Realisierung einer auf diesem Prinzip beruhenden Dipolfalle ist ein fokussierter Gauß'scher Laserstrahl, dessen Intensitätsverteilung in Zylinderkoordinaten durch

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \cdot e^{-2\rho^2/w^2(z)} \tag{6.2}$$

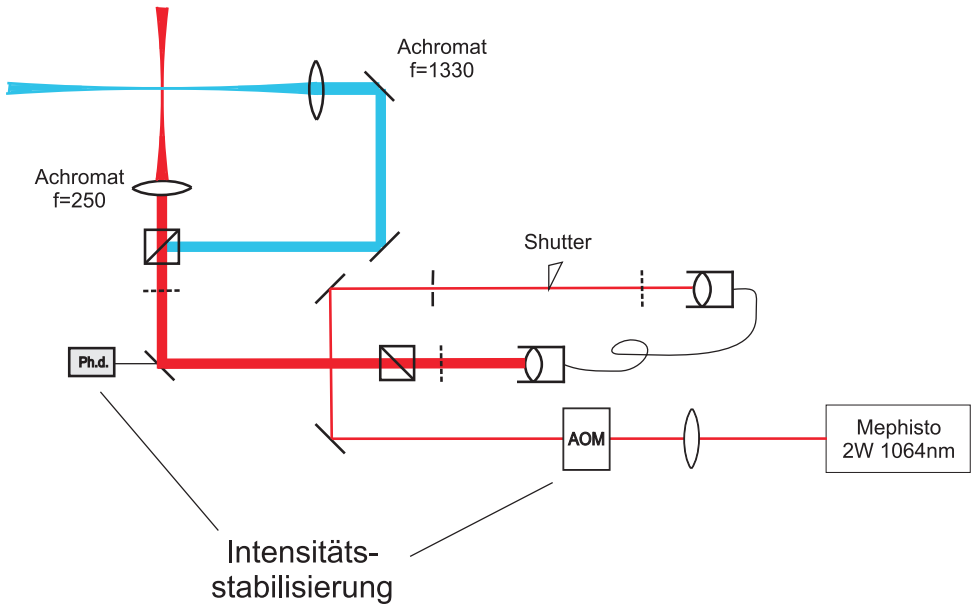

Abbildung 6.2: *Optischer Aufbau der Dipolfalle.*

mit der Leistung P und dem Radius w gegeben ist. Der Radius

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_\mathrm{R}}\right)^2} \tag{6.3}$$

wird über denjenigen Strahlradius definiert, bei dem die Leistung auf den Faktor $1/e^2$ abgefallen ist (Strahltaille w_0). Dabei bezeichnet $z_\mathrm{R} = \pi w_0^2/\lambda$ die Rayleigh-Länge. Der aus einem Gauß'schen Strahl resultierende Gradient ist in der radialen Richtung wesentlich stärker als in der axialen. Ist die Ausdehnung der atomaren Wolke in axialer Richtung klein im Vergleich zur Rayleigh-Länge und in radialer Richtung klein verglichen mit der Strahltaille, so kann das Dipolpotenzial durch ein harmonisches Potenzial mit der maximalen Fallentiefe U_0 im Ursprung wie folgt genähert werden:

$$U_\mathrm{dip}(\rho, z) = U_0 \left[1 - 2\left(\frac{\rho}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_\mathrm{R}}\right)^2\right] \quad . \tag{6.4}$$

Die Fallenfrequenzen für ein in diesem Potenzial gefangenes Atom sind $\omega_r = \sqrt{4U_0/mw_0^2}$ in radialer und $\omega_z = \sqrt{2U_0/mz_\mathrm{R}^2}$ in axialer Richtung.

Experimentelle Realisierung

Für die Realisierung eines optischen Dipolpotenzials wird am Experiment eine Dipolfalle verwendet, die wahlweise in einer Richtung oder in gekreuzter Kon-

figuration betrieben werden kann. Der genutzte Laser („Mephisto" der Firma Innolight) hat eine maximale Ausgangsleistung von 2 W bei einer Wellenlänge von 1064 nm und einer Linienbreite von 10 kHz. Der optische Aufbau ist in Abbildung 6.2 dargestellt, die erste Dipolfallenrichtung ist dort in rot, die zweite in blau eingezeichnet. Der Laserstrahl wird mithilfe eines akusto-optischen Modulators in seiner Intensität stabilisiert, das Strahlprofil durch die Verwendung einer optischen Faser optimiert und der gewünschte Fokus am Ort der Atome mit einem Achromaten erzeugt. Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Experimente werden in der einstrahligen Dipolfalle durchgeführt, wobei ein Gauß'scher Strahl mit einem Taillendurchmesser von 21 μm verwendet wird. Für ^{40}K ergeben sich damit beispielsweise bei einer Laserleistung von 60 mW eine Fallentiefe von 11,6 μK und Fallenfrequenzen von 10 Hz in axialer und 830 Hz in radialer Richtung. Für ^{41}K sind diese Werte sehr ähnlich. Für ^{87}Rb folgen hingegen eine Fallentiefe von 12 μK und Fallenfrequenzen von 7,3 Hz in axialer und 610 Hz in radialer Richtung.

6.2 Spinpräparation von ^{40}K und ^{87}Rb

Beide Spezies sind, bevor sie in die Dipolfalle umgeladen werden, in einem magnetischen Fallenpotenzial gefangen und müssen sich folglich in den entsprechenden fangbaren Spinzuständen befinden (vgl. Abschnitt 3.5). Die bekannte Feshbach-Resonanz in der heteronuklearen Mischung aus ^{40}K und ^{87}Rb befindet sich in der Kombination aus dem $|\mathrm{F} = 9/2, m_\mathrm{F} = -9/2\rangle$- und dem $|\mathrm{F} = 1, m_\mathrm{F} = 1\rangle$-Zustand von ^{40}K und ^{87}Rb. Der Transfer in diese Spinzustände wird in beiden Fällen über eine so genannte adiabatische schnelle Passage (engl.: „adiabatic rapid passage") realisiert [111, 112, 113].

Der genutzte Effekt beruht auf der Wechselwirkung der Atome mit einem zusätzlich eingestrahlten elektromagnetischen Feld. Die Eigenzustände des Systems sind aufgrund des Felds nicht länger die Zeeman-Zustände sondern Überlagerungen derselben. Wird das koppelnde Feld mit der Zeit adiabatisch geändert, folgen die Eigenzustände dieser langsamen Änderung. Sie sind in diesem Fall so genannte adiabatische Zustände in Bezug auf das sich ändernde elektromagnetische Feld und ihre Zerlegung in die Zeeman-Zustände. Für gewisse Frequenzen des Felds kreuzen die adiabatischen Zustände andere Zeeman-Zustände, so dass ein Transfer der Population von einem Zustand in einen anderen möglich wird.

Im Fall von ^{40}K wird für diesen Transfer eine Radiofrequenzrampe genutzt, die die einzelnen Zeeman-Zustände des Hyperfeinzustands $\mathrm{F} = 9/2$ miteinander koppelt (Abbildung 6.3). Die Radiofrequenz wird über die Evaporationsspule vor der Glaszelle eingestrahlt. Die Frequenz, die für den Transfer der Rubidium-

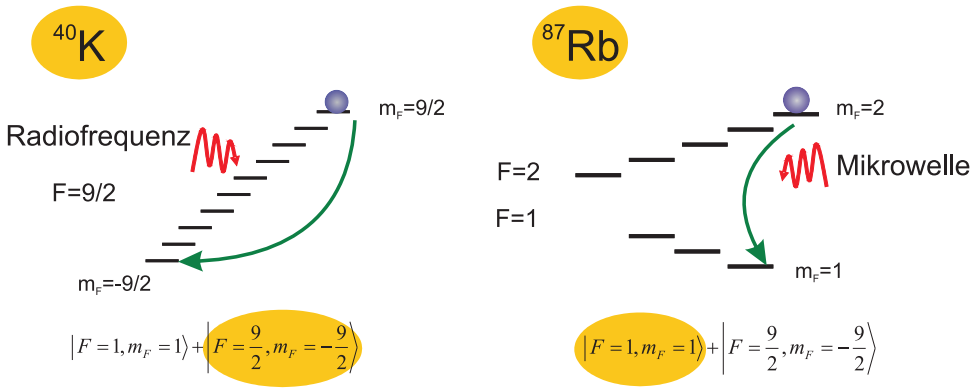

Abbildung 6.3: *Präparation der Spinzustände von ^{40}K und ^{87}Rb mit adiabatischen schnellen Passagen.*

atome benötigt wird, ist deutlich größer, da zwei Hyperfeinzustände miteinander gekoppelt werden müssen. Aus diesem Grund kommt Mikrowellenstrahlung zum Einsatz. Als Antenne dient in diesem Fall ein Hohlleiter der Firma Omecon, der in seiner Länge auf maximale Abstrahlungsleistung optimiert wurde.

Eine sehr detaillierte Beschreibung aller relevanten adiabatischen Passagen für ^{40}K und ^{87}Rb, auch im Hinblick auf die experimentelle Realisierung, findet sich in Referenz [113]. Die entsprechenden Verfahren für den adiabatischen Transfer von ^{41}K in die unterschiedlichen Zustände müssen für den Nachweis der Feshbach-Resonanzen im System aus ^{41}K und ^{87}Rb noch erprobt werden.

6.3 Erzeugung des homogenen Magnetfelds

Die Erzeugung des homogenen Magnetfelds erfolgt über die beiden Quadrupolspulen der Magnetfalle. Sind die Atome in der optischen Dipolfalle gefangen, wird mit mechanischen Relais die Verschaltung der beiden Spulen von Anti-Helmholtz-Konfiguration zur Helmholtz-Konfiguration geändert und damit ein näherungsweise homogenes Magnetfeld am Ort der Atome erzeugt. Der Strom durch die Spulen wird zu Stabilisierungszwecken mit einem Hall-Sensor („Ultrastab 867-2001" der Firma Danfysik) gemessen und mit einem PI-Regler aktiv stabilisiert. Die Regelungselektronik wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit geplant und realisiert, ihr Schaltplan und die Konfiguration der Elektronik zur Erzeugung des Magnetfelds finden sich im Anhang B. Die Messung der Stabilität des erzeugten Magnetfelds wird mit der Spektroskopie des $|\mathrm{F}=1, m_\mathrm{F}=1\rangle \Rightarrow |\mathrm{F}=1, m_\mathrm{F}=0\rangle$-Übergangs (327 MHz) von Rubidium durchgeführt. Der Übergang wird bei einem vorgegebenen Magnetfeld mit einer Radiofrequenz getrieben und seine Breite aus dem Zusammenhang zwischen transferierten Atomen

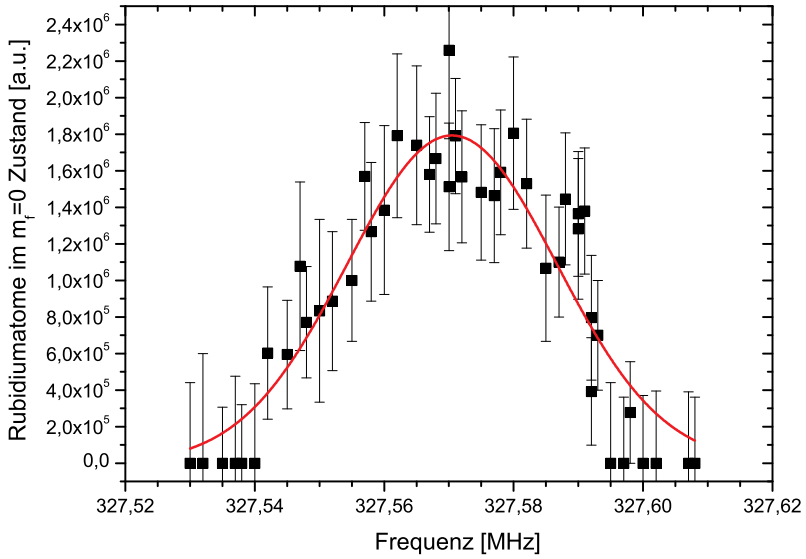

Abbildung 6.4: *Bestimmung der Stabilität des homogenen Magnetfelds mittels der Spektroskopie eines m_F-Übergangs von ^{87}Rb. Diese Messung ergibt eine Stabilität des homogenen Felds von 498,3 ± 0,027 G.*

und eingestrahlter Frequenz bestimmt. In Abbildung 6.4 ist eine Messung für ein Magnetfeld von 498,3 G, das einem Strom von 25,36 A durch die Quadrupolspulen entspricht, dargestellt. Aus dieser Messung bestimmt sich die Stabilität des Magnetfelds zu 498,3 ± 0,027 G. Es wurde angenommen, dass die Linienbreite lediglich durch das Magnetfeldrauschen, nicht aber durch Verbreiterungsmechanismen wie Leistungs- oder Doppler-Verbreiterung, bestimmt wird.

6.4 Messung der Feshbach-Resonanzen

Die experimentellen Voraussetzungen für die Vermessung und Nutzung von heteronuklearen Feshbach-Resonanzen sind in den vorangegangenen Abschnitten erläutert worden. Nach der Präparation der Spinzustände in der optischen Dipolfalle wird das homogene Magnetfeld eingeschaltet und auf einen Wert in der Nähe der zu erwartenden Resonanz eingestellt. Eine gewisse Wartezeit stellt sicher, dass aufgrund der sehr großen Wechselwirkung in der Nähe einer Feshbach-Resonanz (vgl. Abschnitt 2.3) inelastische Stöße stattfinden. Daraufhin wird das Magnetfeld schnell ausgeschaltet und die Atomzahlen der beiden

Spezies werden aus Absorptionsaufnahmen der kalten Wolke bestimmt. Werden Verluste in den gemessenen Atomzahlen detektiert, ist dies auf inelastische Stoßprozesse zurückzuführen. Dabei entstehen K-Rb Moleküle, für die die Detektion nicht mehr resonant ist. Die genaue Untersuchung dieser auftretenden Verluste erlaubt die Vermessung der Feshbach-Resonanzen durch die Bestimmung des zum Verlustmaximum gehörenden Magnetfeldwertes. In Abbildung 6.5 ist eine solche Messung für verschiedene Resonanzen in einer ^{40}K - ^{87}Rb-Mischung dargestellt. Die Genauigkeit der Messungen ist dabei lediglich durch das Rauschen des Magnetfelds limitiert.

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisierte Diodenlasersystem wurde zur präzisen Vermessung aller in stabilen Spin-Mischungen aus ^{40}K und ^{87}Rb auftretenden s-Wellen Feshbach-Resonanzen bis zu einem Magnetfeld von 700 G verwendet und die Ergebnisse werden in Referenz [107] publiziert. Seine ausgezeichnete Langzeitstabilität und die einfache Handhabung ist für die bei solchen Verlustmessungen wichtige Reproduzierbarkeit der Teilchenzahlen essentiell.

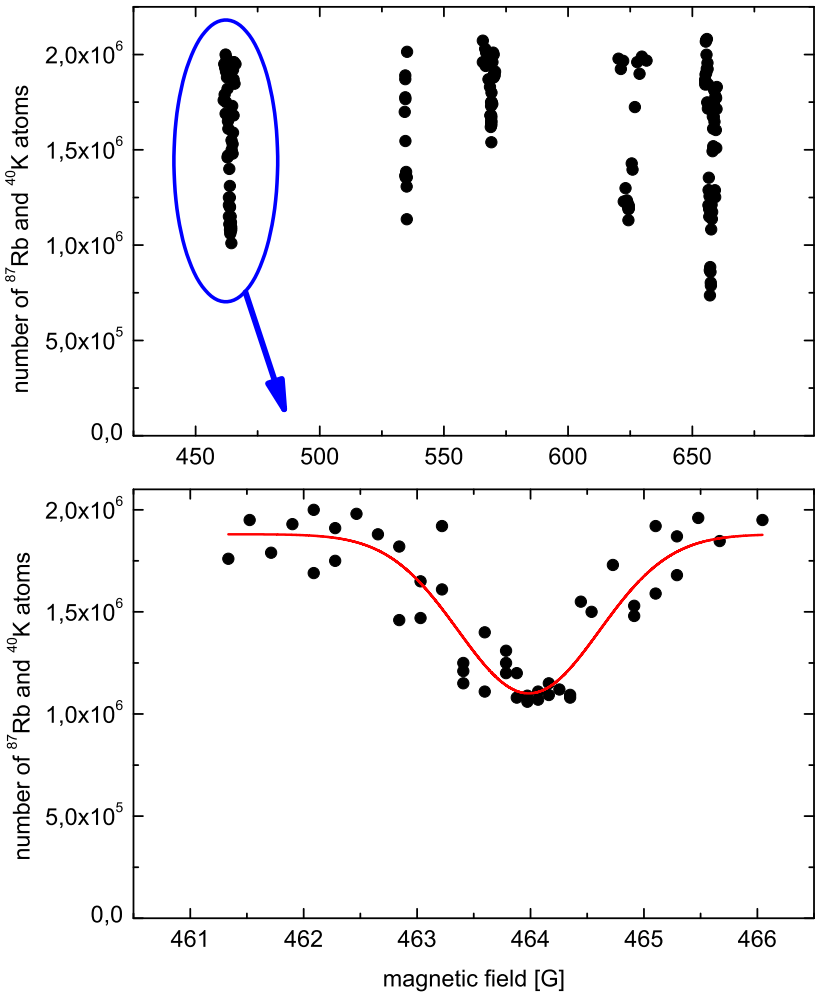

Abbildung 6.5: *Messung der Atomzahlverluste in der Nähe von verschiedenen Feshbach-Resonanzen*

Kapitel 7

Ausblick

Die Wechselwirkung atomarer Ensembles ist von fundamentaler Bedeutung für die Eigenschaften quantenentarteter Gase. Da diese Systeme besonders reine Modellsysteme der Vielteilchenphysik darstellen, ist eine gezielte Veränderung dieses Wechselwirkungscharakters von großem Interesse. Ziel des vorgestellten Experiments ist es, die Wechselwirkung homo- und heteronuklearer atomarer Ensembles gezielt zu manipulieren und zu nutzen. Aus dieser Kontrolle der atomaren Eigenschaften ergibt sich eine Vielzahl faszinierender experimenteller Möglichkeiten, so können z. B. gezielt quantenentartete molekulare Ensembles hergestellt werden.

Die Elemente Kalium und Rubidium eignen sich experimentell besonders gut für diese Untersuchungen. Sie lassen sich hervorragend mit Methoden der Laserkühlung manipulieren und weisen nicht nur homo- sondern auch heteronukleare Feshbach-Resonanzen auf.

Das realisierte Diodenlasersystem erweitert das Spektrum möglicher Untersuchungen von Bose-Fermi-Mischungen auf das Gebiet der Bose-Bose-Mischungen. Für die Erzeugung einer quantenentarteten Bose-Bose-Mischung sind durch die Realisierung der ^{41}K-MOT optimale Vorraussetzungen geschaffen worden. Die nächsten Schritte auf dem Weg zu einem ^{41}K-BEC bestehen darin, den Transport der Mischung in die Magnetfalle zu realisieren und die ^{41}K-Atome sympathetisch bis in die Quantenentartung zu kühlen.

Unter Ausnutzung von Feshbach-Resonanzen zur kontinuierlichen Einstellung der Wechselwirkung zwischen den Atomen ist es geplant, Systeme zu realisieren, in denen mittels Einstellung einer stark repulsiven Wechselwirkung zwischen den Atomsorten Phasenseparation der beiden Spezies beobachtet werden kann [36, 57, 114]. Ebenso kann mit der Kondensation bosonischer Dimere, die aus fermionischem ^{40}K bestehen, der Bardeen-Cooper-Schrieffer Übergang untersucht werden [43, 58, 42]. Eine genauere Kenntnis der dabei ablaufenden Prozesse wird ein tieferes Verständnis der Hochtemperatur-Supraleitung ermöglichen, wobei

die erzeugten Fermionenpaare das atomare Analogon zu den aus Elektronen bestehenden Cooper-Paaren darstellen.

Die präzise Vermessung der Feshbach-Resonanzen in der Mischung aus ^{87}Rb und ^{40}K wurde bereits durchgeführt [107]. In Verbindung mit Daten aus molekülspektroskopischen Untersuchungen, die am Institut für Quantenoptik durchgeführt werden [115], folgt daraus ein gutes Verständnis der relevanten Molekülpotentiale. Die gesammelten Informationen ermöglichen die Vorhersage der Feshbach-Resonanzen in der Mischung aus ^{87}Rb und ^{41}K. Die Ergebnisse werden Aufschluss über die allgemeine Gültigkeit der Massenskalierung und damit auch über die Genauigkeit und Anwendbarkeit der Born-Oppenheimer-Näherung für kalte Stöße geben.

Von besonderem Interesse auf dem Gebiet der kalten Quantengase ist die Untersuchung von Ensembles, die ein permanentes Dipolmoment besitzen und in denen die Wechselwirkung von der Dipol-Dipol-Wechselwirkung bestimmt wird. Tiefgebundene Moleküle besitzen ein signifikantes Dipolmoment und stellen eine viel versprechende Möglichkeit zur Untersuchung dieser starken und anisotropen Wechselwirkung dar. Für die Erzeugung dieser Moleküle sind zweistufige Raman-Prozesse vorgeschlagen, die mit kurzen Laserpulsen getrieben werden [116, 117]. Die Realisierung solcher Prozesse wird maßgeblich durch das erworbene exakte Bild der Molekülpotenziale unterstützt.

Wie in dieser Arbeit dargestellt eröffnet das realisierte Halbleiterlasersystem zum Fangen und Kühlen von ^{40}K oder ^{41}K großartige Aussichten für das Kalium-Rubidium-Experiment. Das System hat seine Stabilität und Tauglichkeit im Experimentier-Alltag bereits unter Beweis gestellt und die weiteren Möglichkeiten für folgende Untersuchungen stark erweitert.

Anhang A

Experimentelle Daten

A.1 Frequenzanpassungen für ^{40}K

	Kühl	Rückpump	Verhältnis	Dauer
Detektion	208 MHz	211 MHz	75:25	0,2 ms
MOT	190 MHz	211 MHz	75:25	15 s
Melasse	199 MHz	211 MHz	75:25	5 ms
Opt. Pumpen I	224 MHz	211 MHz	75:25	1,5 ms

Tabelle A.1: *Zusammenfassung der AOM-Einstellungen für die unterschiedlichen Phasen im Experiment. Der AOM in der Spektroskopie ist auf 219 MHz eingestellt.*

A.2 Frequenzanpassungen für ^{41}K

	Kühl	Rückpump	Verhältnis	Dauer
Detektion	171 MHz	42 MHz	50:50	1 ms
MOT	167 MHz [-8]	38 MHz [-8]	60:40	15 s
Melasse	169 MHz [-4]	48 MHz [+12]	50:50	5 ms
Opt. Pumpen I	179 MHz [+16]	43 MHz [+2]	50:50	1,3 ms
Opt. Pumpen II	179 MHz [+16]	-	100:0	0,2 ms

Tabelle A.2: *Zusammenfassung der AOM-Einstellungen für die unterschiedlichen Phasen im Experiment. In eckigen Klammern ist die Verstimmung zur Resonanz angegeben.*

Anhang B

Regelungselektronik

B.1 Magnetfeldstabilisierung

Der Aufbau der Elektronik zur Erzeugung des homogenen magnetischen Felds ist in Abbildung B.1 dargestellt. Der Strom, der durch die Quadrupolspulen fließt, wird mit einem Hall-Sensor gemessen und auf einen vom Computer vorgegebenen Wert stabilisiert. Der Schaltplan der Stabilisierungselektronik ist in Abbildung B.2 dargestellt. Die Elektronik vergleicht den vom Computer vorgegebenen Wert mit dem Signal vom Hall-Sensor, der PI-Regler stabilisiert über die Ansteuerung eines MOSFET's den fließenden Strom.

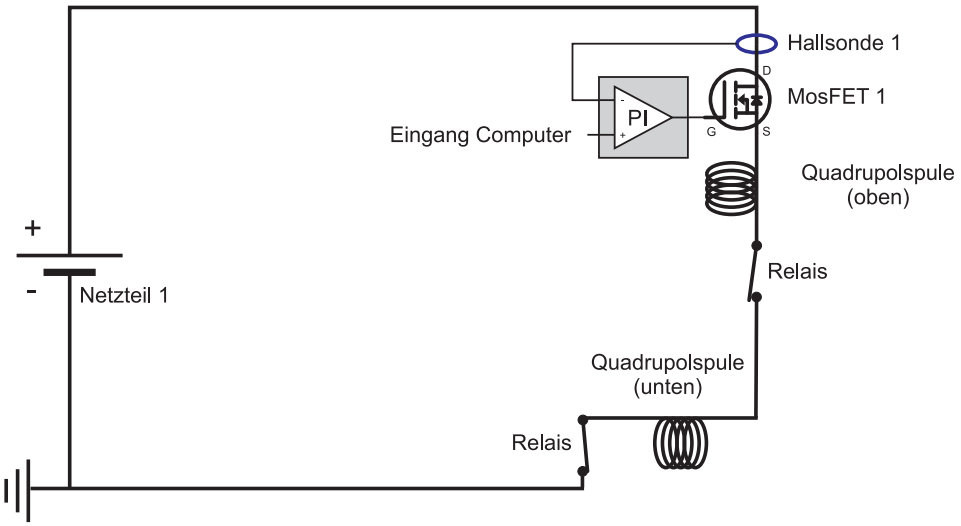

Abbildung B.1: *Elektronikaufbau zur Stabilisierung des homogenen Magnetfelds.*

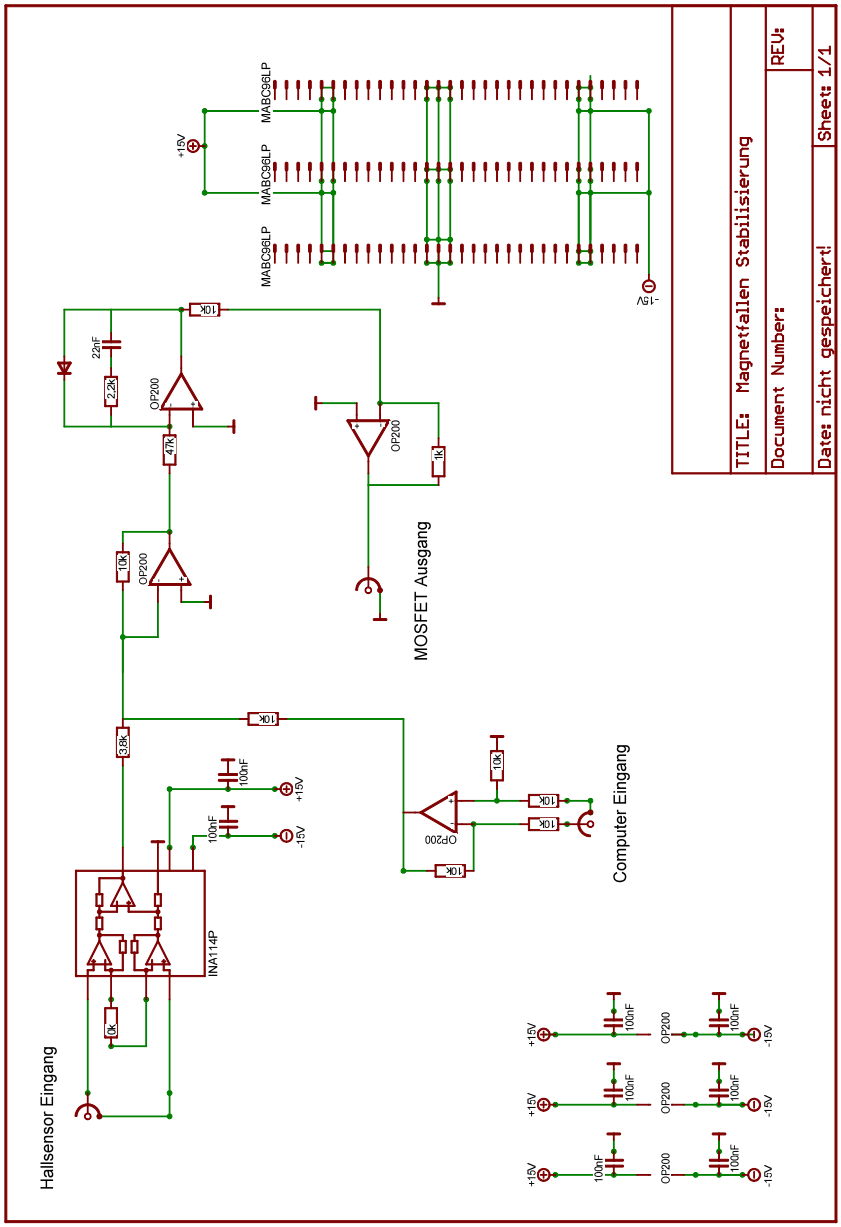

Abbildung B.2: *Schaltplan der verwendeten Elektronik zur Stabilisierung des homogenen Magnetfelds.*

Literaturverzeichnis

[1] M. Planck. Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspektrum. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 2(17):237–245, 1900. Zitiert auf Seite 5

[2] W. Heisenberg. Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen. *Z. Phys*, 33(1):879–893, 1925. Zitiert auf Seite 5

[3] E. Schrödinger. Über das Verhältnis der Heisenberg-Born-Jordanschen Quantenmechanik zu der meinen. *Ann. Phys.*, 384(8):734–756, 1926. Zitiert auf Seite 5

[4] M. Born, W. Heisenberg, and P. Jordan. Zur Quantenmechanik. II. *Z. Phys*, 35(8):557–615, 1926. Zitiert auf Seite 5

[5] W. Heisenberg and N.H.D. Bohr. *Die Kopenhagener Deutung der Quantentheorie*. Ernst Battenberg, 1963. Zitiert auf Seite 5

[6] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1(3), 1925. Zitiert auf Seite 5

[7] S. N. Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Z. Phys*, 26:178–181, 1924. Zitiert auf Seite 5

[8] C. C. Bradley, C. A. Sacket, J. J. Tollet, and R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein condesation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 75(9):1687, August 1995. Zitiert auf Seite 5

[9] M.H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a gas of sodium vapor. *Science*, 269:198, July 1995. Zitiert auf Seite 5

[10] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75(22):3969–3973, Nov 1995. Zitiert auf Seite 5

[11] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, August 1960. Zitiert auf Seite 5

[12] P. Lebedev. The experimental study of the pressure of the light. *Ann. Phys*, 6:433, 1901. Zitiert auf Seite 5

[13] A. Einstein. Zur Quantentheorie der Strahlung. *Phys. Ges. Zürich*, 18:47–62, 1916. Zitiert auf Seite 5

[14] D.E. Pritchard, E.L. Raab, V. Bagnato, C.E. Wieman, and R.N. Watts. Light traps using spontaneous forces. *Phys. Rev. Lett.*, 57(3):310–313, 1986. Zitiert auf Seite 6, 26, 27

[15] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023, 1989. Zitiert auf Seite 6, 36

[16] H. F. Hess. Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen. *Phys. Rev. B*, 34(5):3476–3479, September 1986. Zitiert auf Seite 6

[17] N. Masuhara, J.M. Doyle, J.C. Sandberg, D.l. Kleppner, T.J. Greytak, H.F. Hess, and G.P. Kochanski. Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 61(8):935–938, August 1988. Zitiert auf Seite 6

[18] E. Fermi. Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases. *Z. Phys.*, 36(11):902–912, 1926. Zitiert auf Seite 6

[19] W. Pauli. Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren. *Z. Phys*, 31:765–783, 1925. Zitiert auf Seite 6

[20] B. DeMarco. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas. *Science*, 285(5434):1703–1706, 1999. Zitiert auf Seite 6

[21] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, and R. G. Hulet. Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms. *Science*, 291(5513):2570–2572, 2001. Zitiert auf Seite 6

[22] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, and C. Salomon. Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea. *Phys. Rev. Lett.*, 87(8):080403, Aug 2001. Zitiert auf Seite 6

[23] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco, and D. S. Jin. Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb. *Phys. Rev. A*, 65(2):021402, Jan 2002. Zitiert auf Seite 6, 56

[24] E. Tiesinga, AJ Moerdijk, BJ Verhaar, and HTC Stoof. Conditions for Bose-Einstein condensation in magnetically trapped atomic cesium. *Phys. Rev. A*, 46(3):1167–1170, 1992. Zitiert auf Seite 6

[25] E. Tiesinga, B.J. Verhaar, and H.T.C. Stoof. Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions. *Phys. Rev. A*, 47(5):4114–4122, 1993. Zitiert auf Seite 6

[26] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and A. Axelsson. Resonances in ultracold collisions of ^6Li, ^7Li, and ^{23}Na. *Phys. Rev. A*, 51(6):4852–4861, Jun 1995. Zitiert auf Seite 6

[27] H. Feshbach. A unified theory of nuclear reactions. ii. *Ann. Phys*, 19:287, 1962. Zitiert auf Seite 6

[28] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 392(6672):151–154, 1998. Zitiert auf Seite 6

[29] P.J. Leo, C.J. Williams, and P.S. Julienne. Collision properties of ultracold ^{133}Cs atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 85(13):2721–2724, Sep 2000. Zitiert auf Seite 6, 8

[30] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E.G.M. van Kempen, and B.J. Verhaar. Feshbach resonances in rubidium 87: Precision measurement and analysis. *Phys. Rev. Lett.*, 89(28):283202, 2002. Zitiert auf Seite 6

[31] J. Werner, A. Griesmaier, S. Hensler, J. Stuhler, T. Pfau, A. Simoni, and E. Tiesinga. Observation of Feshbach resonances in an ultracold gas of ^{52}Cr. *Phys. Rev. Lett.*, 94(18):183201, 2005. Zitiert auf Seite 6

[32] C. A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin. Tuning p-wave interactions in an ultracold fermi gas of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 90(5):053201, Feb 2003. Zitiert auf Seite 6

[33] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances between two different atomic species. *Phys. Rev. Lett.*, 93(14):143001, 2004. Zitiert auf Seite 6

[34] F. Ferlaino, C. D'Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni. Feshbach spectroscopy of a K-Rb atomic mixture. *Phys. Rev. A*, 73:040702, 2006. Zitiert auf Seite 6, 81

[35] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin. Observation of heteronuclear Feshbach resonances in a mixture of bosons and fermions. *Phys. Rev. Lett.*, 93(18):183201, 2004. Zitiert auf Seite 6, 81

[36] S. Ospelkaus, C. Ospelkaus, L. Humbert, K. Sengstock, and K. Bongs. Tuning of heteronuclear interactions in a degenerate Fermi-Bose mixture. *Phys. Rev. Lett.*, 97(12):120403, 2006. Zitiert auf Seite 6, 24, 81, 89

[37] J. N. Walpole, E. S. Kintzer, S. R. Chinn, C. A. Wang, and L. J. Missaggia. High-power strained-layer InGaAs/AlGaAs tapered traveling wave amplifier. *Appl. Phys. Lett*, 61(7):740–742, 1992. Zitiert auf Seite 7, 64

[38] L. Hildebrandt, R. Knispel, S. Stry, J.R. Sacher, and F. Schael. Antireflection-coated blue GaN laser diodes in an external cavity and Doppler-free indium absorption spectroscopy. *Appl. Opt*, 42:2110–2118, 2003. Zitiert auf Seite 7, 53

[39] D. S. Petrov. Three-body problem in Fermi gases with short-range interparticle interaction. *Phys. Rev. A*, 67(1):010703, Jan 2003. Zitiert auf Seite 7

[40] D. S. Petrov, C. Salomon, and G. V. Shlyapnikov. Weakly bound dimers of fermionic atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 93(9):090404, 2004. Zitiert auf Seite 7

[41] D. S. Petrov, C. Salomon, and G. V. Shlyapnikov. Scattering properties of weakly bound dimers of fermionic atoms. *Phys. Rev. A*, 71(1):012708, 2005. Zitiert auf Seite 7

[42] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, A. J. Kerman, and W. Ketterle. Condensation of pairs of fermionic atoms near a Feshbach resonance. *Phys. Rev. Lett.*, 92(12):120403, 2004. Zitiert auf Seite 8, 24, 89

[43] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin. Observation of resonance condensation of fermionic atom pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 92(4):040403, 2004. Zitiert auf Seite 8, 24, 89

[44] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu. High resolution Feshbach spectroscopy of cesium. *Phys. Rev. Lett.*, 85(13):2717–2720, Sep 2000. Zitiert auf Seite 8

[45] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar. Interisotope determination of ultracold rubidium interactions from three high-precision experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 88(9):093201, Feb 2002. Zitiert auf Seite 8

[46] N. R. Claussen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, S. T. Thompson, E. A. Donley, E. Hodby, and C. E. Wieman. Very-high-precision bound-state spectroscopy near a ^{85}rb Feshbach resonance. *Phys. Rev. A*, 67(6):060701, Jun 2003. Zitiert auf Seite 8

[47] L. Pitaevskii, S. Stringari, and B.E. Condensation. *Bose-Einstein Condensation.* Oxford Univ. Press, 2003. Zitiert auf Seite 11, 22, 23

[48] C.J. Pethick and H. Smith. *Bose-Einstein condensation in dilute gases.* Cambridge University Press, 2002. Zitiert auf Seite 11

[49] F. Dalfovo, S. Giorgini, Lev P. Pitaevskii, and S. Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, 71(3):463–512, Apr 1999. Zitiert auf Seite 11

[50] A.L. Fetter. Theory of a dilute low-temperature trapped Bose condensate. *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, cond-mat /9811366:201–264, 1999. Zitiert auf Seite 11

[51] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and C.E. Wieman. Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate. *Nature*, 417(6888):529–533, May 2002. Zitiert auf Seite 24

[52] C.A. Regal, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin. Creation of ultracold molecules from a Fermi gas of atoms. *Nature*, 424(6944):47–50, July 2003. Zitiert auf Seite 24

[53] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.C. Nagerl, and R. Grimm. Preparation of a pure molecular quantum gas. *Science*, 301(5639):1510–1513, 2003. Zitiert auf Seite 24

[54] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Stable ^{85}rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 85(9):1795–1798, Aug 2000. Zitiert auf Seite 24

[55] J. L. Roberts, N. R. Claussen, S. L. Cornish, E. A. Donley, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Controlled collapse of a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 86(19):4211–4214, May 2001. Zitiert auf Seite 24

[56] N. R. Claussen, E. A. Donley, S. T. Thompson, and C. E. Wieman. Microscopic dynamics in a strongly interacting Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 89(1):010401, Jun 2002. Zitiert auf Seite 24

[57] G. B. Partridge, W. Li, R. I. Kamar, Y.A. Liao, and R. G. Hulet. Pairing and phase separation in a polarized Fermi gas. *Science*, 311(5760):503–505, 2006. Zitiert auf Seite 24, 89

[58] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm. Collective excitations of a degenerate gas at the BEC-BCS crossover. *Phys. Rev. Lett.*, 92(20):203201, 2004. Zitiert auf Seite 24, 89

[59] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.*, 65(13):1571–1574, Sep 1990. Zitiert auf Seite 25, 32

[60] K. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu. Improved magneto-optic trapping in a vapor cell. *Optics Letters*, 17(7):526, 1992. Zitiert auf Seite 25, 31

[61] B. DeMarco, H. Rohner, and D.S. Jin. An enriched 40 K source for fermionic atom studies. *Rev. Sci. Instrum.*, 70(4):1967–1969, 1999. Zitiert auf Seite 25, 45

[62] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer, and J. Arlt. Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. *Phys. Rev. A*, 73(1):13410, 2006. Zitiert auf Seite 25

[63] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light.* Oxford University Press, 2000. Zitiert auf Seite 27

[64] V.S. Letokhov and V.G. Minogin. Laser radiation pressure on free atoms. *Phys. Rep.*, 73(1):1–65, 1981. Zitiert auf Seite 27

[65] P. Straten and H.J. Metcalf. *Laser Cooling and Trapping.* Springer, 1999. Zitiert auf Seite 28, 29

[66] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, and C.I. Westbrook. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2084, 1989. Zitiert auf Seite 29

[67] T. Walker, P. Feng, D. Hoffmann, and RS Williamson III. Spin-polarized spontaneous-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, 69(15):2168–2171, 1992. Zitiert auf Seite 30

[68] S. Falke, I. Sherstov, E. Tiemann, and C. Lisdat. The A_1 Sigma_{u+} state of K_2 up to the dissociation limit. *J. Chem. Phys.*, 125(22):224303, 2006. Zitiert auf Seite 31, 59

[69] R.S. Williamson III. *Magneto-optical trapping of potassium isotopes.* PhD thesis, University of Wisconsin, 1997. Zitiert auf Seite 31, 32, 49, 71

[70] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman. Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap. *Phys. Rev. A*, 46(7):4082–4090, Oct 1992. Zitiert auf Seite 31

[71] O. Topić. Präparation einer ultrakalten Bose-Fermi Mischung. Master's thesis, Universität Hannover, May 2005. Zitiert auf Seite 32, 57

[72] D. Comparat, C. Drag, B. Laburthe Tolra, A. Fioretti, P. Pillet, A. Crubellier, O. Dulieu, and F. Masnou-Seeuws. Formation of cold Cs_2 ground state molecules through photoassociation in the 1_u pure long-range state. *Eur. Phys. J. D*, 11(1):59–71, 2000. Zitiert auf Seite 35

[73] J. P. Shaffer, W. Chalupczak, and N. P. Bigelow. Trap loss in a two-species Na-Cs magneto-optical trap: Intramultiplet mixing in heteronuclear ultracold collisions. *Phys. Rev. A*, 60(5):R3365–R3368, Nov 1999. Zitiert auf Seite 35

[74] L.G. Marcassa, G.D. Telles, S.R. Muniz, and V.S. Bagnato. Collisional losses in a K-Rb cold mixture. *Phys. Rev. A*, 63(1):13413, 2000. Zitiert auf Seite 35

[75] A. Fioretti, J. H. Müller, P. Verkerk, M. Allegrini, E. Arimondo, and P. S. Julienne. Direct measurement of fine-structure collisional losses from a Cs magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 55(6):R3999–R4002, Jun 1997. Zitiert auf Seite 35

[76] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould, and H.J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61(2):169–172, 1988. Zitiert auf Seite 36

[77] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light- The dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2:1707–1720, 1985. Zitiert auf Seite 36, 82

[78] A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, T.H. Bergeman, and H.J. Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54(24):2596–2599, 1985. Zitiert auf Seite 38

[79] E. Majorana. Atomi orientati in campo magnetico variabile. *Nuovo Cimento*, 9:43–50, 1932. Zitiert auf Seite 38

[80] T. Esslinger, I. Bloch, and T. W. Hänsch. Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap. *Phys. Rev. A*, 58(4):R2664–R2667, Oct 1998. Zitiert auf Seite 38

[81] P. Spoden, M. Zinner, N. Herschbach, W. J. van Drunen, W. Ertmer, and G. Birkl. Collisional properties of cold spin-polarized metastable Neon atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 94(22):223201, 2005. Zitiert auf Seite 41

[82] G. Ferrari, M. Inguscio, W. Jastrzebski, G. Modugno, G. Roati, and A. Simoni. Collisional properties of ultracold K-Rb mixtures. *Phys. Rev. Lett.*, 89(5):053202, Jul 2002. Zitiert auf Seite 42, 78

[83] J. Goldwin. *Quantum degeneracy and interactions in the 87 Rb-40 K Bose-Fermi mixture.* PhD thesis, University of Colorado-Boulder, 2005. Zitiert auf Seite 42, 49, 50, 51

[84] F.S. Cataliotti, E.A. Cornell, C. Fort, M. Inguscio, F. Marin, M. Prevedelli, L. Ricci, and G.M. Tino. Magneto-optical trapping of fermionic potassium atoms. *Phys. Rev. A*, 57(2):1136–1138, 1998. Zitiert auf Seite 45

[85] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent light emission from GaAs junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 9(9):366–368, Nov 1962. Zitiert auf Seite 52

[86] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, Jr. F. H. Dill, and G. Lasher. Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions. *Appl. Phys. Lett*, 1(3):62–64, 1962. Zitiert auf Seite 52

[87] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeigler. Semiconductor maser of GaAs. *Appl. Phys. Lett*, 1(4):91–92, 1962. Zitiert auf Seite 52

[88] R. Lang and K. Kobayashi. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties. *IEEE J. Quantum Electron.*, 16(3):347–355, 1980. Zitiert auf Seite 52

[89] J. W. Crowe and Jr. R. M. Craig. GaAs laser linewidth measurements by heterodyne detection. *Appl. Phys. Lett.*, 5(4):72–74, 1964. Zitiert auf Seite 52

[90] L. Ricci, M. Weidemuller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. Konig, and T. W. Hansch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Opt. Commun.*, 117(5-6):541–549, June 1995. Zitiert auf Seite 52, 57

[91] O. Saito, S. Nilsson and Y. Yamamoto. Oscillation center frequency tuning, quantum FM noise, and direct frequency modulation characteristics in external grating loaded semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron*, 18:961–970, 1982. Zitiert auf Seite 53

[92] H. Sato and J. Ohya. Theory of spectral linewidth of external cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 22(7):1060–1063, 1986. Zitiert auf Seite 53

[93] W.W. Chow, S.W. Koch, and M. Sargent III. *Semiconductor-laser physics.* Springer-Verlag New York, Inc. New York, NY, USA, 1994. Zitiert auf Seite 53

[94] Joachim Sacher, Dieter Baums, Peter Panknin, Wolfgang Elsässer, and Ernst O. Göbel. Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection, and delayed feedback. *Phys. Rev. A*, 45(3):1893–1905, Feb 1992. Zitiert auf Seite 54, 56

[95] F. Favre and D. Le Guen. 82 nm of continuous tunability for an external cavity semiconductor. *Electr. Lett.*, 27(2):183–184, 1991. Zitiert auf Seite 56

[96] *Eagleyard Photonics diode laser datasheet.* Zitiert auf Seite 57

[97] O. Schmidt, K.M. Knaak, R. Wynands, and D. Meschede. cesium saturation spectroscopy revisited: How to reverse peaks and observe narrow resonances. *Appl. Phys. B*, 59(2):167–178, 1994. Zitiert auf Seite 60

[98] H. Lutz and L. Wendt. *Taschenbuch der Regelungstechnik*. Harri Deutsch Verlag, 6th edition, 2005. Zitiert auf Seite 62

[99] R. R. Craig and R. R. Stephans. High power semiconductor laser amplifiers. *SPIE*, 893(25), January 1988. Zitiert auf Seite 64

[100] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer Verlag, 4th edition, 2000. Zitiert auf Seite 66

[101] C. E. Wieman and L. Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.*, 62(1):1–20, January 1991. Zitiert auf Seite 66

[102] F. K. Kneubühl and M. W. Sigrist. *Laser*. Teubner, 1999. Zitiert auf Seite 67

[103] M. Prevedelli, F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, J. R. Ensher, C. Fort, L. Ricci, G. M. Tino, and M. Inguscio. Trapping and cooling of potassium isotopes in a double-magneto-optical-trap apparatus. *Phys. Rev. A*, 59(1):886–888, Jan 1999. Zitiert auf Seite 72

[104] K. Bongs. *Atomoptische Untersuchungen mit Bose-Einstein Kondensaten*. PhD thesis, Universität Hannover, 1999. Zitiert auf Seite 75

[105] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 294(5545):1320–1322, 2001. Zitiert auf Seite 77

[106] J.C. Camparo and 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. Zitiert auf Seite 79

[107] C. Klempt, T. Henninger, O. Topić, J. Will, W. Ertmer, E. Tiemann, and J. Arlt. ^{40}K-^{87}Rb Feshbach Resonances: Modeling the interatomic potential. 2007. Zitiert auf Seite 81, 87, 90

[108] A. Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 40(12):729–732, Mar 1978. Zitiert auf Seite 82

[109] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Opt. Lett.*, 11(5):288–290, 1986. Zitiert auf Seite 82

[110] R. Grimm, M. Weidemuller, and Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 42:95, 2000. Zitiert auf Seite 82

[111] F. Bloch. Nuclear induction. *Phys. Rev.*, 70(7-8):460–474, 1946. Zitiert auf Seite 84

[112] N.V. Vitanov, T. Halfmann, B.W. Shore, and K. Bergmann. Laser induced population transfer by adiabatic passage techniques. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 52:763–809, 2001. Zitiert auf Seite 84

[113] M. Succo. Degenerate quantum gases in optical lattice potentials. Master's thesis, Universität Hamburg, 2006. Zitiert auf Seite 84, 85

[114] K. Mølmer. Bose condensates and Fermi gases at zero temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 80(9):1804–1807, Mar 1998. Zitiert auf Seite 89

[115] A. Pashov, H. Knöckel, and E. Tiemann. private communication. 2006. Zitiert auf Seite 90

[116] C.P. Koch, J.P. Palao, R. Kosloff, and F. Masnou-Seeuws. Stabilization of ultracold molecules using optimal control theory. *Phys. Rev. A*, 70(1):013402, 2004. Zitiert auf Seite 90

[117] W.C. Stwalley. Efficient conversion of ultracold Feshbach-resonance-related polar molecules into ultracold ground state molecules. *Eur. Phys. J. D*, 31(2):221–225, 2004. Zitiert auf Seite 90

Abbildungsverzeichnis

2.1 Streuvorgang bei identischen Teilchen 19
2.2 Feshbach-Resonanz 20
2.3 Molekülerzeugung durch Rampen eines homogenen Magnetfelds 21
2.4 Die Streulänge a in der Nähe einer Feshbach-Resonanz 23

3.1 Schematischer Aufbau des Vakuumsystems 26
3.2 Laserkühlung: Boltzmann-Verteilung im Geschwindigkeitsraum . 28
3.3 Magneto-Optische Falle 30
3.4 Prinzip des „Radiative Escape" 34
3.5 Prinzip der „Finestructure Changing Collisions" 35
3.6 Sisyphuskühlung als Subdoppler-Laserkühlprozess 37
3.7 Magnetfalle in QUIC-Konfiguration 39
3.8 Evaporative Kühlung von Rubidium und Kalium in der Magnetfalle 40

4.1 Termschema von ^{40}K 44
4.2 Termschema von ^{41}K 46
4.3 Aufbau des Lasertischs 48
4.4 Termschema von ^{39}K 49
4.5 Erzeugung der Laserfrequenzen für ^{40}K 50
4.6 Erzeugung der Laserfrequenzen für ^{41}K 51
4.7 Schematische Darstellung des Laserresonators einer Laserdiode . 54
4.8 Bandstruktur eines direkten Halbleiters im Nichtgleichgewichtsfall 55
4.9 Spektrum einer verwendeten Laserdiode mit AR-Beschichtung . 57
4.10 ECDL im Littrow-Design 58
4.11 Schema einer dopplerfreien Spektroskopie 59
4.12 Schematische Darstellung eines Trapezverstärkers 64
4.13 Injektions- und Kollimationsoptik eines Trapezverstärkers 65
4.14 Linienbreite des Diodenlasers: Spektroskopie 67
4.15 Linienbreite des Diodenlasers: Beatmessung 69

5.1 Ladekurve der ^{41}K-MOT 74
5.2 Bestimmung der Temperatur der ^{41}K-Atome in der Quadrupolfalle 76
5.3 Anzahl der ^{41}K-Atome in Abhängigkeit von der Laserleistung der Rubidium-MOT 77

5.4 Evaporatives Kühlen von ^{87}Rb mit Mikrowellenstrahlung 78

6.1 Optisches Dipolpotenzial 82
6.2 Optischer Aufbau der Dipolfalle 83
6.3 Präparation der Spinzustände von ^{40}K und ^{87}Rb 85
6.4 Bestimmung der Stabilität des homogenen Magnetfelds 86
6.5 Messung einer Feshbach-Resonanz 88

B.1 Stabilisierung des homogenen Magnetfelds 93
B.2 Schaltplan der Regelungselektronik 94

Tabellenverzeichnis

4.1 Frequenzen zum Fangen und Kühlen von ^{40}K und ^{41}K im Vergleich 51

5.1 Experimentell bestimmte Resonanzfrequenzen von ^{41}K 72
5.2 Frequenzen für den Betrieb der ^{41}K-MOT 73
5.3 Frequenzen in der Melasse-Phase 74
5.4 Frequenzen für das optische Pumpen 75

A.1 AOM-Einstellungen zum Fangen und Kühlen von ^{40}K 91
A.2 AOM-Einstellungen zum Fangen und Kühlen von ^{41}K 91

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Hannover, den 07. Mai 2007

_____

(Johannes Will)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich während meines Studiums tatkräftig und auf besondere Art und Weise unterstützt haben. Die Zeit meiner Diplomarbeit am Institut für Quantenoptik hat mich in vielerlei Hinsicht sehr bereichert, die Kombination aus Forschung auf einem unglaublich spannenden Gebiet und der ausnahmslos freundschaftlichen Stimmung am Institut scheint mir einzigartig.

Herrn Prof. Dr. Jan Arlt danke ich für die hervorragende Betreuung während des letzten Jahres. Er hat mir nicht nur die Möglichkeit gegeben meine Diplomarbeit in der von ihm geleiteten Subgruppe anzufertigen, sondern hat zudem großen Anteil an der guten Atmosphäre unter allen Mitarbeitern. Die Möglichkeit mit dem Besuch der Young Atom Opticians-Konferenz in Durham dieses Jahr an einer internationalen Konferenz teilzunehmen hat mir sehr viel bedeutet und ich möchte mich noch einmal gesondert dafür bedanken.

Bei Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer möchte ich mich für die Bereitstellung der exzellenten Rahmenbedingungen am Institut für Quantenoptik und die unkomplizierte Übernahme des Korreferats bedanken.

Mein ganz spezieller Dank gilt Thorsten Henninger, Carsten Klempt und Oliver Topić, die mich während meiner Diplomarbeit mit schier unerschöpflicher guter Laune betreut haben. Die Arbeit mit Euch im Team war nicht nur lehrreich, sondern hat mir zudem sehr viel Spaß bereitet. Für die weiteren Mitglieder unserer Subgruppe Sascha Drenkelforth, Georg Kleine Büning und Stephan Falke gilt dasselbe, ich danke euch für eure tatkräftige Unterstützung. Den beiden frisch gestarteten Diplomanden Christoph Affeldt und Lisa Kattner wünsche ich alles Gute für ihre Diplomarbeiten. Allen weiteren Doktoranden und Mitarbeitern des Instituts für Quantenoptik danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und die freundschaftliche Atmosphäre!

Meinen Freunden Georg Kleine Büning und Sascha Khalaidovski danke ich für die Unterstützung, die sie mir das gesamte Studium über geleistet haben. Ich danke euch und allen anderen Freunden für den Rückhalt, den ihr mir gebt und für den Spaß den ich auch fernab von der Physik mit euch habe. Mein besonders herzlicher Dank gilt Jenny. Ich danke dir von ganzem Herzen für deine Liebe und die vielen schönen Stunden, die wir miteinander verbringen!

Der wohl wichtigste Dank gilt meiner Mutter, die mich durch ihre liebevolle Art und ihre uneingeschränkte Unterstützung zu dem gemacht hat was ich heute bin.

Danke!