

Wechselwirkungen in ultrakalten dipolaren Gasen

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Sven Hensler

aus Meßkirch

Hauptberichter: Prof. Dr. Tilman Pfau
Mitberichter: Prof. Dr. Clemens Bechinger

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juli 2004

Physikalisches Institut der Universität Stuttgart

2004

Inhaltsverzeichnis

Summary	v
1 Einführung	1
2 Stoßeigenschaften ultrakalter dipolarer Gase	6
2.1 Streutheorie	6
2.1.1 Grundlagen der Streutheorie	6
2.1.2 Streuung zwischen internen Zuständen	10
2.2 Dipolare Relaxation	14
2.2.1 Streuung zweier Dipole	16
2.3 Dynamik in gespeicherten atomaren Wolken	18
2.3.1 Thermodynamische Größen in gespeicherten Atomwolken	18
2.3.2 Zeitverhalten der Dichte	20
2.3.3 Heizprozesse in konservativen Fallen	22
3 Kühlen und Speichern von Atomen	24
3.1 Kräfte auf Atome im Lichtfeld	24
3.2 Optische Dipol-Falle für Chromatome	28
3.3 Magnetische Falle	33
3.3.1 Quadrupol-Konfiguration	33
3.3.2 Ioffe-Pritchard-Konfiguration	34
3.4 Landau-Zener-Passage	36
3.5 Verdampfungskühlung	39
3.5.1 Verdampfungskühlung in der magnetischen Falle	43
3.5.2 In der optischen Falle	50

4	Aufbau	53
4.1	Anforderungen an den Aufbau	54
4.2	Ultrahochvakuumkammer	56
4.2.1	Experimentierkammer und Pumpenkreuz	56
4.2.2	Ofenkammer	58
4.2.3	Atomquellen	59
4.2.4	Zeeman-Abbremsler	61
4.3	Ioffe-Pritchard-Magnetfalle in der Kleeblattanordnung	63
4.3.1	RF-Antenne	66
4.4	Kühl- und Rückpumpasersysteme	67
4.4.1	Chrom-Kühlasersystem	67
4.4.2	Rubidium-Kühlasersysteme	67
4.5	Optische Falle	68
4.6	Experimentsteuerung, Detektion und Auswertung	70
5	Dipolare Relaxation	72
5.1	Bestimmung der dipolaren Relaxationskonstanten	72
5.1.1	Experimentelle Methoden	73
5.1.2	Bestimmung des Offsetfeldes	76
5.1.3	Messung bei hohem Offsetfeld	77
5.1.4	Messungen bei niedrigem Offsetfeld	80
5.1.5	Vergleichsmessungen mit ^{50}Cr	85
5.2	Verdampfungskühlung in der magnetischen Falle	87
5.2.1	Experimentelle Techniken und Optimierung der Verdampfungskühlung in der Magnetfalle	87
5.2.2	Ergebnisse der Verdampfungskühlung in der Magnetfalle	90
5.3	Schlussfolgerungen	94
6	Chrom in einer optischen Dipol-Falle	96
6.1	Beladen der optischen Dipol-Falle	96
6.1.1	Magnetisch-optische Hybridfalle	96
6.1.2	Bestimmung der Strahltaile ω_0	100
6.1.3	Lebensdauer des Ensembles in der optischen Falle	100
6.2	Phasenraumdichteerhöhung in der Dipolfalle	103
6.2.1	Verdampfungskühlung in der optischen Dipolfalle	103
6.2.2	Verformung des Fallenpotentials	105
6.3	Präparation des $m_s = -3$ -Spinzustandes	107
6.4	Schlussfolgerungen	111

7	Kombinierte Atomfalle mit Chrom- und Rubidiumatomen	112
7.1	Photoionisation von magneto-optisch gespeicherten Rubidium-Atomen	114
7.1.1	Messung des Photoionisationsquerschnittes	116
7.2	Kollisionen zwischen gefangenen Atomen	118
7.2.1	Ergebnisse der Kollisionsmessungen	121
7.2.2	Interpretation der Zerfallsraten β_{CrRb} und β_{RbCr}	122
7.2.3	Schlussfolgerungen	127
8	Zusammenfassung und Ausblick	129
A	Eigenschaften der Elemente Chrom und Rubidium	134
A.1	Chrom	134
A.1.1	Kontinuierliches Ladeschema für ^{52}Cr (CLIP-Falle)	134
A.2	Rubidium	136
B	Dipolar transitions in magnetic quantum gases	138
B.1	Dipolar Relaxation	138
B.2	Exchange interaction	142
C	Numerische Berechnungen zur dipolaren Relaxation	143
	Literaturverzeichnis	145
	Danksagung	156

Summary

Since the first realization of Bose-Einstein-Condensates (BEC) in 1995 [1, 2, 3], which was awarded a Nobel prize in 2001, enormous experimental and theoretical progress has been made in the field of ultra-cold weakly interacting trapped quantum gases. Though the experiments deal with very dilute systems, the most fascinating experimental results arise from the weak interactions between the particles.

At low temperatures, the isotropic, short-range interaction in these condensates can be characterized by the s-wave scattering length. Magnitude and sign of this parameter can be changed using Feshbach resonances [4]. Tuning of the interaction results in the observation of collapsing condensates "Bosenova" [5, 6] and the coherent formation of a molecular component in a BEC [7]. In the most recent spectacular experiments, gases of ultra-cold molecules were formed using an adiabatic passage from atomic to a highly excited molecular state [8, 9] at a Feshbach resonance. The achievement of molecular BECs created from fermionic degenerate atomic gases were reported [10, 11, 12].

Recently, the dipole-dipole-interaction in BECs has generated significant theoretical interest [13]. It has been shown theoretically that the long-range character and the anisotropic nature of the interaction between magnetic or electric dipoles will lead to many interesting new phenomena like novel quantum phase transitions [14], dipolar order [15] and spin tunnelling [16] in the condensate. New questions concerning stability [17, 18] and shape of such a condensate arise. Additionally, tuning this interaction from attraction to repulsion is possible by applying time-dependent external fields [19]. Together with the use of a Feshbach resonance to vary the s-wave scattering length, this would make it possible to control the scattering properties of an ultra-cold sample over a wide range of values and characteristics.

A BEC with a significant dipole-dipole interaction has not been achieved yet. A promising candidate for observing the influence of the dipole-dipole interaction on the dynamics of a BEC is atomic chromium [13, 20]. As a result of its comparably large magnetic dipole moment of 6 Bohr magneton (μ_B), the dipole-dipole interaction is of the same order of magnitude as the contact interaction. A much stronger electric dipole moment is expected from a Cr-Rb molecule. In such a molecular gas the interaction will be dominated by the dipole-dipole interaction.

This thesis mainly focuses on the creation of a BEC with atomic chromium. It will be shown experimentally and theoretically that due to the dipole-dipole interaction it is impossible to create such a BEC with standard methods in a magnetic trap. To overcome this limitation a new strategy including an optical dipole trap is developed. First promising measurements using this crucial experimental approach are presented. Intending to prepare a Cr-Rb molecule BEC, combined traps with Cr and Rb atoms are studied in a final experimental chapter of this thesis.

For the creation of a chromium BEC, a new experimental setup was designed and assembled. Chromium is accumulated in a magnetic trap using a non-standard continuous loading scheme [21]. Applying Doppler-cooling in the compressed magnetic trap [22], we achieve densities of 10^{11} atoms cm^{-3} and a phase-space density of about $\rho = 10^{-7}$ in the magnetically trapped gas (the phase-transition to BEC occurs at $\rho \approx 2.6$). Though this density is 3-4 orders of magnitude lower than in typical BEC experiments, it is already sufficient to observe atom loss due to dipolar relaxation.

In most of the recent theoretical work, the interaction between dipoles is treated as completely elastic. However, in a typical experiment aimed at the creation of a BEC, the atoms are held in a magnetic trap in the energetically highest magnetic sub-level of the groundstate manifold. Therefore, inelastic dipolar relaxation processes induced by the dipole-dipole interaction, in which the atomic spin flips and the Zeeman energy is released, cannot be neglected *a priori*.

Three different methods for obtaining the dipolar relaxation rate constant in magnetically trapped clouds of chromium atoms are presented. With these methods the dependence of the rate constant on the magnetic offset field of the trapping potential is measured [23]. We find a typical dipolar relaxation rate constant of $\tilde{\beta}_{dr} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ at a magnetic offset field of $B_0 = 1 \text{ G}$ in the ${}^7\text{S}_3$ groundstate of ${}^{52}\text{Cr}$. Thus, even at low magnetic fields, the loss coefficient for Cr is one order of magnitude larger than the one reported for Cs in the lowest hyperfine level ($F=3$) [24] and another 3 orders of magnitude larger than in Na [25].

Using a model which only takes into account the dipolar interaction and neglects the influence of the molecular interaction on the scattering process, we are able to explain the observed dipolar relaxation rate in ultra-cold ${}^{52}\text{Cr}$. For atoms in the extrem magnetic sub-level it predicts cross sections for single and double spin flip transitions which scale with the square root of the applied magnetic field and the total angular momentum to the third and second power, respectively. The observed dynamics between the magnetically trapped sub-levels are well reproduced by this model. Thus, we conclude that the first order Born approximation which is used to derive the equations, is a valid approach for describing dipolar scattering. Qualitatively, we measure the same dipolar loss for ${}^{50}\text{Cr}$, which is expected to have different molecular potentials. This gives strong evidence that in the absence of resonant behavior, inelastic collisions due to dipolar relaxation can be treated in a very general way.

We demonstrate experimentally that even for chromium heating and density dependent atom loss due to dipolar relaxation are so significant that it is impossible to reach quantum degeneracy by the standard procedure of rf-evaporation in a magnetic trap. The same result is obtained by a simple theoretical evaporation model, which considers the calculated dipolar relaxation cross sections.

This is of general importance since many of the theoretical proposals require a large dipole moment like the one of a polar molecule in an electric field. The interaction (elastic and inelastic) between these electric dipoles is generally much stronger than between chromium atoms with a magnetic moment of $6\mu_B$. Large inelastic two-body collision rates are to be expected with increasing dipole-dipole-interaction in high density samples, if atoms are not trapped in the lowest energy state of the dipole.

As a quite general conclusion, strong dipolar gases [26, 27, 28] can only be cooled to degeneracy in traps that keep the dipole moment in its lowest energy state. In this state neither dipolar relaxation nor spin changing collisions are possible at a reasonable offset field.

For Cs, losses due to inelastic collisions in a magnetic trap have prevented Bose-Einstein condensation for a long time in a similar way to the chromium case. However, a careful study of the nature of the inelastic losses has finally allowed a successful strategy for condensation to be devised [6].

To trap Cr atoms in their lowest state, a crossed optical dipole trap was implemented in our experimental setup. The atoms are pre-cooled in the potential of a combined magnetic and optical trap and transferred into the pure optical trap by switching off the confining magnetic fields. At this stage the Cr atoms are still in the energetically highest state. First experiments with atomic clouds prepared in such a way confirm our findings on dipolar relaxation in this state. Evaporative cooling of such a cloud and the increase in phase-space density by changing the trapping potential is demonstrated. The transfer of the atoms to the energetically lowest state is accomplished by an adiabatic Landau-Zener passage. However due to the poor efficiency of this passage (about 60%), a suppression of the dipolar relaxation processes is not observed.

New results [29], which have been just measured few days ago and which are not included in this thesis, are very promising. A sample in the energetically lowest state polarized by optical pumping with an efficiency of nearly 100%, indicates no influence of dipolar relaxation. Evaporative cooling of this sample in the optical trap results in phase-space densities very close to degeneracy. Minor modifications of the evaporation strategy should soon lead to the first realization of a dipolar condensate.

Many of the effects proposed for dipolar gases (see above) require a much stronger dipole-dipole interaction. Electric dipole moments aligned in external fields that lead to such strong dipolar interaction can be found in heteronuclear molecules. The strongly paramagnetic Cr-Rb molecule is thus expected to have a large electric dipole moment beside its magnetic moment. In addition, the generation of degenerate gases of ultra-cold Cr-Rb-molecules formed by two ultra-cold atomic gases of Cr and Rb, which are each produced by laser cooling and subsequent sympathetic cooling [30], seems to be feasible.

In a third part of this thesis, first results on a combined Cr-Rb trap are presented [31]. The operation of two magneto-optical traps (MOTs) which are operated simultaneously at the same place is limited by the photoionization of the excited state of the Rb-atoms which occurs with a cross section of $\sigma_p = 1.1 \pm 0.3 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$. Due to other dominant loss mechanisms interspecies collisions could not be directly observed in the combined MOTs.

By overlapping the Rb-MOT and the Cr-magnetic trap (MT) in the $^7\text{S}_3$ -state in space and time, we measured light-induced interspecies collisions with a cross section of $\sigma_{inel,RbCr} = 5.0 \pm 4.0 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$, in the Rb-MOT.

The discussed measurements have already indicated the richness of the interaction in a combined system of trapped Cr- and Rb-atoms. An improvement of our Rb-source should allow us to load a significant number of Rb-atoms in a Rb-MT and study ground state collisions. These measurements will allow us to extract the elastic and inelastic interspecies ground state cross sections which are important for sympathetic cooling. Here, studies of inelastic processes resulting from the interaction of two species with very different internal structures are of theoretical interest to gain a deeper understanding of these relaxation processes. Moreover the mixture of these two ultra-cold atomic gases might be an ideal model system for ultra-cold chemistry.

Kapitel 1

Einführung

Auf dem Gebiet der atomaren, molekularen und optischen Physik wurden in den letzten 15 Jahren drei Nobelpreise vergeben. Sie würdigen die erzielten Erfolge, ausgehend von gefangenen Ionen¹ über die Laserkühlung² bis hin zur experimentellen Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats³ (BEC). Insbesondere haben die Beobachtung der Bose-Einstein-Kondensation [1, 2, 3] und die Erzeugung entarteter atomarer fermionischer Quantengase [32] diesem Gebiet eine neue Vielfalt verliehen und gaben dem interdisziplinären Grundlagenforschungsgebiet der ultrakalten, schwach-wechselwirkenden, gespeicherten Quantengase neue Impulse.

Der Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation in einem atomaren bosonischen Gas, der auf einem rein quantenstatistischen Effekt beruht, wurde von Einstein bereits 1925 in einem idealen Gas auf der Grundlage einer Veröffentlichung von Bose über die Photonenstatistik vorhergesagt [33, 34]. Pauli zeigte, dass die Vertauschungssymmetrie der Wellenfunktionen mit dem ganzzahligen (Bosonen) bzw. halbzahligen (Fermionen) Spin der Teilchen verbunden ist [35]. Mit der Fermi-Statistik gelang es im Anschluss Sommerfeld, das freie fermionische Elektronengas in einem Metall zu beschreiben. Quantenstatistische Effekte verändern die Eigenschaften eines sich bei hohen Temperaturen klassisch verhaltenden Gases, wenn die thermische de-Broglie-Wellenlänge, die den mittleren Impuls der Teilchen beschreibt, mit dem mittleren Teilchenabstand vergleichbar wird. Bei Bosonen kommt es in diesem Fall zur Bose-Einstein-Kondensation, die sich in einer makroskopischen Besetzung eines einzelnen Quantenzustandes äußert. Im Fall von Fermionen wird das Gas zunehmend von der Fermi-Statistik bestimmt. Man spricht dann von einem entarteten Fermi-Gas, bei dem für Temperaturen $T \rightarrow 0\text{ K}$ die niedrigsten quantenmechanischen Zustände einer Falle je einfach (Pauli-Prinzip) bis zur Fermi-Energie besetzt sind.

Die Superfluidität des flüssigen Heliums (^4He) unterhalb der kritischen Temperatur wurde 1938 von London mit der Bose-Einstein-Kondensation in Verbindung gebracht [36]. Das führte in den folgenden Jahren zu einer Vielzahl von Schlüsselkonzepten der modernen Physik. Die starke Wechselwirkung zwischen den ^4He -Atomen lässt in diesem System jedoch nur einen sehr kleinen

¹W. Paul erhielt 1989 den Nobelpreis für seine Untersuchungen an Ionenfallen.

²S. Chu, C. Cohen-Tannoudji und W. D. Phillips wurden 1997 für ihre Arbeiten auf dem Gebiet der Laserkühlung ausgezeichnet.

³2001 bekamen E. A. Cornell, W. Ketterle und C. E. Wieman den Nobelpreis für ihre Beiträge auf dem Gebiet der Bose-Einstein-Kondensation.

Kondensatanteil ($\sim 10\%$) zu. Die Bose-Einstein-Kondensation wurde 1993 auch in Halbleitern mit Paraexzitonen erzielt [37]. Beide Systeme sind experimentell nicht einfach zugänglich.

Die experimentell realisierten Bose-Einstein-Kondensate mit verdünnten atomaren Gasen können einen Kondensatanteil von bis zu 100% aufweisen. Dieses System lässt sich aufgrund der schwachen Wechselwirkung und seiner Reinheit theoretisch meist sehr einfach mittels einer Molekularfeld-Näherung beschreiben. Außerdem ist es durch optische Abbildungsverfahren sehr gut experimentell zugänglich. Die Manipulation des Systems durch optische und magnetische Potentiale lässt sich einfach bewerkstelligen. Diese Aspekte haben zu einem sehr stimulierenden Verhältnis zwischen Theorie und Experimenten geführt, aus dem einige der physikalischen Höhepunkte der letzten Jahre hervorgingen.

Der Phasenübergang in neutralen atomaren Gasen erfordert sehr tiefe Temperaturen. Die Gase sind in diesem Bereich stark unterkühlt und relaxieren über Dreikörperstöße zu Molekülen. Die Dichte der Gase bestimmt daher die Zeitspanne, die für Präparation und Experimente mit diesen Gasen zur Verfügung steht. Typische Experimente werden daher bei vergleichsweise geringen Dichten ($n < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; Atmosphäre $n \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) durchgeführt. Die entsprechende kritische Temperatur für den Phasenübergang dieser Gase liegt daher im Allgemeinen unter $1 \mu\text{K}$. Die Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats in einem verdünnten Gas war daher sehr eng mit der Entwicklung der erforderlichen Kühl- und Speichertechniken [38] verbunden. In typischen Experimenten werden Atome mit Laserkühlung bis auf unter $100 \mu\text{K}$ abgekühlt [39]. Tiefere Temperaturen und den Phasenübergang zum Bose-Einstein-Kondensat erreicht man dann in konservativen magnetischen oder optischen Fallen durch Verdampfungskühlung [40].

Ein Bose-Einstein-Kondensat ist ein makroskopisches Quantenobjekt, das sich durch eine globale Phasenkohärenz auszeichnet. Die Reichhaltigkeit des Systems entfaltet sich jedoch erst, wenn auch die Wechselwirkung zwischen den Kondensatteilchen einbezogen wird [41]. Neben dem Studium der Kohärenzeigenschaften [42] und der elementaren Anregungen [43, 44] in Kondensaten wurde deren Superfluidität [45, 46, 47] untersucht. Wie in superfluidem ^4He konnten quantisierte Wirbel [48, 49, 50] erzeugt werden. Wesentliche Meilensteine der weiteren Entwicklung sind die Vier-Wellen-Mischung [51], die Erzeugung von dunklen [52, 53] und hellen [54] Solitonen, Spinorkondensaten [55, 56] sowie die kohärente Verstärkung von Materiewellen [57].

Entartete Quantengase in optischen Gittern haben sich inzwischen zu einem idealen Modellsystem für experimentelle Untersuchungen von festkörperphysikalischen Fragestellungen etabliert. Mit variablen periodischen Potentialen, die durch die Überlagerung von Stehwellen entstehen, lassen sich beispielsweise Bloch-Oszillationen [58] messen oder die Dispersion von Materiewellen [59] manipulieren. Der Mott-Isolator-Übergang, ein Quantenphasenübergang, konnte in einem solchen System erstmals beobachtet werden [60].

Bei typischen Übergangstemperaturen ($T_c < 1 \mu\text{K}$) ist die Wechselwirkung in den bisher realisierten Kondensaten durch die isotrope kurzreichweitige Kontaktwechselwirkung gegeben, die durch die s-Wellen-Streulänge a charakterisiert wird. In der Nähe von Streuresonanzen (Feshbach-Resonanzen) [4] variiert diese Streulänge abhängig vom angelegten Magnetfeld erheblich. Die Größe und das Vorzeichen der Wechselwirkung lassen sich daher durch die Wahl des Magnetfeldes einstellen. Dies führte zur Beobachtung von kollabierenden Kondensaten („Bosenova“ [5, 6]) und Molekülanteilen in Kondensaten [7].

Unter Ausnutzung von Feshbach-Resonanzen wurden Atome eines Kondensats bzw. eines entarteten Fermigases adiabatisch in hoch angeregte Molekülzustände überführt [8]. Erstmals konnte

von der Kondensation dieser ultrakalten, homonuklearen Molekül-gase in den letzten Monaten berichtet werden. [10, 11, 12].

Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Theoretisches und experimentelles Interesse richtet sich seit kurzem auf weitere Wechselwirkungen in entarteten Quantengasen. Insbesondere wurde die anisotrope, langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung in einem Quantengas, das aus in einem externen Feld ausgerichteten Dipolen besteht, theoretisch untersucht [13]. Es zeigt sich, dass die Reichhaltigkeit der Systeme erheblich gesteigert werden kann, wenn die Stärke der zusätzlichen Dipol-Dipol-Wechselwirkung in die Größenordnung der Kontaktwechselwirkung kommt.

Studiert wurden Fragestellungen zu Stabilität, Form und elementaren Anregungen solcher Kondensate [17, 18, 61]. Theoretische Berechnungen zeigen, dass sich die Wechselwirkung durch die Fallengeometrie manipulieren lässt, da diese die Vorzugsstoßrichtung in einem solchen Quantengas vorgibt. Unterschiede aufgrund der anisotropen Wechselwirkung in der Expansion eines solchen Gases wurden erörtert [62]. Es wird erwartet, dass bosonische dipolare Gase in optischen Gittern neben dem Mott-Isolator-Übergang weitere Quantenphasen aufweisen [14]. In eindimensionalen Gittern wurden ein ferromagnetischer Phasenübergang [15] und die spontane Magnetisierung in Spinorkondensaten [63] vorhergesagt. Quanten-Computer [64], die auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung basieren, wurden vorgeschlagen.

In einem dipolaren fermionischen Quantengas, in dem die s -Wellen-Streuung aufgrund des Pauli-Verbots nicht erlaubt ist, wird die Wechselwirkung zwischen den Teilchen bei tiefen Temperaturen allein durch die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung bestimmt. Da diese teilweise attraktiv ist, kann sie bei sehr niedrigen Temperaturen zu einem Übergang zur Supraleitung (Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS)-Übergang) mit einem anisotropen Ordnungsparameter führen [65].

Die effektive Stärke und das Vorzeichen der Dipol-Dipol-Wechselwirkung sollten sich analog zu bekannten Techniken aus der NMR durch ein zusätzliches, rotierendes, magnetisches Feld über dessen Feldamplitude einstellen lassen [19]. Kann in einem BEC außerdem die s -Wellenstreu-länge a mit einer Feshbach-Resonanz eingestellt werden, werden Stärke und Charakter der Wechselwirkungen über einen weiten Bereich variierbar.

Ein entartetes dipolares Quantengas konnte bis heute noch nicht präpariert werden. Geeignete polare Teilchen für dessen Realisierung stellen Atome und Moleküle mit hohen permanenten magnetischen und elektrischen Momenten in externen Feldern dar [13]. Alternativ dazu wurden induzierte Dipolmomente für die Untersuchung des Einflusses der Dipol-Dipol-Wechselwirkung in Quantengasen in Betracht gezogen [66, 67, 68, 69].

Durch eine Kombination aus Laser- [70, 71] bzw. Puffergaskühlung in einer kryogenen Umgebung [72, 73] und anschließender Evaporationskühlung wird erwartet, dass atomare dipolare Quantengase präpariert werden können. Da Moleküle keine geschlossenen optischen Kühlübergänge aufweisen, hat sich die Laserkühlung von molekularen Gasen als äußerst schwierig erwiesen. Bei der Puffergaskühlung [26] der Moleküle bzw. durch Abbremsen und Kühlen von polaren Molekülen in zeitabhängigen elektrischen Feldern [28, 74] wurden erste Fortschritte verzeichnet. Ein sehr vielversprechender Ansatz stellen in diesem Zusammenhang kombinierte Fallen dar. Dabei werden zwei Atomsorten gleichzeitig gefangen und gemeinsam durch sympathetische Kühlung

in die Quantenentartung gebracht [30, 75]. Die Molekülbildung soll dann aus den Atomen des zweikomponentigen atomaren Quantengases erfolgen.

Diese Arbeit

Im Hinblick auf ein dipolares atomares Quantengas stellt Chrom dabei ein äußerst Erfolg versprechendes Element dar, das alle notwendigen Eigenschaften zu dessen Erzeugung vereint. Es besitzt im Grundzustand aufgrund seiner ungepaarten Außenelektronen ein maximales magnetisches Moment von $6\mu_B$. Im Vergleich zu bisherigen Bose-Einstein-Kondensat-Experimenten, in denen meist Alkali-Atome ($1\mu_B$) verwendet wurden, ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung um einen Faktor 36 größer und in seiner Stärke mit der Kontakt-Wechselwirkung vergleichbar. Durch eine für den energetisch tiefsten Zustand vorhergesagte Feshbachresonanz [76], die experimentell gut erreichbar sein sollte, wird es möglich, Art und Stärke der Wechselwirkungen in diesem Quantengas gezielt einzustellen. Die Laserkühlung [77] wurde mit atomarem Cr demonstriert. Es wurden Techniken entwickelt, mit denen Cr-Atome kontinuierlich in eine Magnetfalle geladen und in dieser optisch gekühlt werden können [22, 78]. Die Messung des elastischen Stoßquerschnitts an bosonischem ^{52}Cr ergab eine Streulänge, die die Verdampfungskühlung mit diesem Isotop ermöglicht [79]. Das natürlich vorkommende fermionische ^{53}Cr -Isotop gestattet ferner die Untersuchungen an dipolaren, fermionischen Systemen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung ultrakalter, klassischer, bosonischer Cr-Gase, die zur Erzeugung eines dipolaren BECs dienen sollen. Ausgehend von einem lasergekühlten, magnetisch gespeicherten Cr-Ensemble wird in dieser Arbeit die Dipol-Dipol-Wechselwirkung in diesem ultrakalten, dipolaren Gas experimentell studiert. Die theoretische Beschreibung durch die Streuung zweier Dipole führt dabei zu einem sehr allgemeinen Verständnis der Streuprozesse in dipolaren Gasen.

In dieser Arbeit wird experimentell und theoretisch gezeigt, dass bereits bei einem magnetischen Moment von $6\mu_B$ aufgrund von dipolaren Relaxationsstößen die Kondensation durch Evaporation der Cr-Atome in einer Magnetfalle nicht möglich ist. Die aus den Streuexperimenten gewonnenen Erkenntnisse bilden nun die Grundlage zur Entwicklung einer sehr aussichtsreichen Strategie. Dabei soll die Kondensation durch Verdampfungskühlen in einer optischen Falle im energetisch tiefsten Zustand der Dipole erfolgen, in dem keine Spinrelaxationsprozesse mehr möglich sind. Durch die Implementation dieses neuen Fallentyps für Cr wird somit eine entscheidende Hürde auf dem Weg zu einem BEC genommen. Obwohl es in dieser Arbeit noch nicht gelingt, die Atome in dieser Falle im energetische tiefsten Zustand zu polarisieren, können zwei Konzepte demonstriert werden, mit denen die Kondensation in diesem Fallentyp erreicht werden kann.

Mit ersten Experimente an kombinierten Cr-Rb-Fallen wird in einem weiteren Teil dieser Arbeit ein neues Forschungsprojekt begonnen, mit dem Ziel, ein entartetes heteronukleares Molekülgas aus einem zweikomponentigen entarteten Quantengas zu erzeugen. Es wird erwartet, dass das paramagnetische Cr-Rb-Molekül durch seine Anisotropie ein sehr starkes elektrisches Dipolmoment ausbildet, so dass in diesem entarteten Molekülgas im elektrischen Feld die Dipol-Dipol-Wechselwirkung dominiert. Das System aus Cr- und Rb-Atomen bietet sich dabei für uns besonders an, da neben dem existierenden Erfahrungsschatz mit der Kühlung von Cr-Atomen sich das Alkalimetall Rb bekannterweise äußerst gut für die Bose-Einstein-Kondensation eignet. Durch die Wahl von bosonischem oder fermionischen Cr-Atomen wird dabei die Erzeugung

bosonischer bzw. fermionischer Molekülquantengase gestattet. Zudem stellt das ultrakalte zwei-komponentige Gas ein interessantes System für zukünftige Untersuchung zur ultrakalten Chemie dar.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Kapitel 2 befasst sich mit den Grundlagen der Wechselwirkungen in einem dipolaren Gas. Neben der Kontakt-Wechselwirkung ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung bedeutend und führt, solange die Atome nicht im energetischen Grundzustand gefangen sind, zu dipolaren Relaxationsstößen. Eine theoretische Rechnung, die allein die Dipol-Dipol-Streuung berücksichtigt, zeigt die zu erwartenden Abhängigkeiten. Experimentell werden diese Prozesse über Verlust- und Heizmessungen in der Wolke nachgewiesen. Der Zusammenhang zwischen den Messungen und den erwähnten Prozessen wird am Ende dieses Kapitels hergestellt.

Die Grundlagen zur Speicherung und Kühlung von Atomen werden in Kapitel 3 vorgestellt. Insbesondere wird hier auf die Verdampfungskühlung eines dipolaren Gases in konservativen Fällen eingegangen. Zur Abschätzung der Effizienz wird ein einfaches Modell vorgestellt und die Verdampfungskühlung eines magnetisch bzw. optisch gespeicherten Cr-Ensembles theoretisch analysiert.

Aufbauend auf den Erkenntnissen der beiden vorangegangenen Dissertationen [77, 79], die im Rahmen dieses Projektes entstanden sind, wurde ein experimenteller Aufbau speziell zur Realisierung von Cr- bzw. Cr-Rb-Molekül-Quantengasen konzipiert und realisiert. In Kapitel 4 werden die hierfür entwickelten Komponenten des Aufbaus besprochen: die UHV-Vakuumkammer, die Cr- und Rb-Atomquellen, der Zeeman-Abbremsler, die magnetische Falle, die optische Falle und die Lasersysteme, die die Präparation der ultrakalten Gase ermöglichen.

Messungen zur dipolaren Relaxation magnetisch gespeicherter Cr-Atome finden sich in Kapitel 5. Im gleichen Kapitel werden auch die Messungen zur Verdampfungskühlung in der magnetischen Falle vorgestellt und mit den Berechnungen aus Kapitel 3 verglichen. Diese Messungen zeigen, dass eine effiziente Realisierung eines BECs mit Cr-Atomen nur im energetisch tiefsten magnetischen Unterzustand möglich sein wird.

Da in statischen Magnetfeldern der energetisch tiefste Zustand nicht speicherbar ist, wurde eine optische Falle in das Experiment integriert. Der Transfer der Atome in diese Falle und zwei Konzepte zur Phasenraumdichteerhöhung werden in Kapitel 6 präsentiert. Die Atome sind während dieser Messungen noch im energetisch höchsten Zustand präpariert. Auf den Transfer der Atome in den energetisch tiefsten Zustand mittels eines Landau-Zener-Übergangs wird am Ende des Kapitels eingegangen.

In Kapitel 7 werden erste Untersuchungen zu kombinierten Fällen aus Rb und Cr vorgestellt. Dieses neue Forschungsprojekt beschäftigt sich mit der Erzeugung ultrakalter heteronuklearer Molekülkondensate. Es werden erste Resultate zum simultanen Betrieb zweier magneto-optischer Fallen (MOT) und dem überlagerten Betrieb von Rb-MOT und Cr-Magnetfalle dargelegt.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse und einem Ausblick auf die nächsten experimentellen Schritte.

Kapitel 2

Stoßeigenschaften ultrakalter dipolarer Gase

In dieser Arbeit werden die Wechselwirkungen in gespeicherten, ultrakalten, klassischen Gasen untersucht. Dieses Kapitel enthält daher die theoretischen Grundlagen, für die durchgeführten Kollisionsmessungen. Es wird auf die elastische Streuung und auf inelastische Prozesse eingegangen, die zu Übergängen zwischen unterschiedlichen atomaren Zuständen führen.

Dipolare Gase sind Gase, in denen die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die durch atomare oder molekulare magnetische oder elektrische Momente, die in einem externen Feld ausgerichtet sind, hervorgerufen wird, gegenüber der Kontaktwechselwirkung nicht vernachlässigt werden kann. Bei einem Atom, das wie Chrom ein extrem hohes magnetisches Moment besitzt, muss daher neben der Kontaktwechselwirkung, die im ersten Abschnitt vorgestellt wird, die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Deshalb folgt im Anschluss eine theoretische Beschreibung der Streuung zweier Dipole, die das beobachtete Verhalten des atomaren Ensembles sehr gut wiedergibt.

In den Experimenten werden Stoßeigenschaften aus der Dynamik des atomaren Ensembles in der Falle bestimmt. Es ist daher wichtig, zu verstehen, wie aus dem zeitlichen Verhalten des Ensembles auf die Stoßprozesse geschlossen werden kann. Am Ende des Kapitels wird daher die Dynamik in Atomfallen diskutiert.

2.1 Streutheorie

2.1.1 Grundlagen der Streutheorie

Der elastische Stoßprozess zwischen zwei gleichartigen Atomen mit Masse m und Ortsvektoren \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 , die über ein Potential $V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ wechselwirken, wird in der Quantenmechanik durch die Streutheorie behandelt (vgl. z.B. [38, 80, 81]). Durch die Beschreibung der Streuung im Schwerpunktsystem reduziert man das Zweiteilchenproblem auf die Streuung eines Teilchens mit reduzierter Masse $m_\mu = m/2$, Relativgeschwindigkeit \mathbf{v} und Relativimpuls $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k} = m_\mu\mathbf{v}$ an einem Potential¹ $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = V(\mathbf{r})$ mit $V(r \rightarrow \infty) = 0$. Teilchen werden in der

¹Hier wird zunächst ein Zentralpotential betrachtet. Bei der Streuung zweier Dipole (s. 2.2.1) muss dann jedoch die Winkelabhängigkeit des Potentials berücksichtigt werden.

Quantenmechanik als Wellenpakete mit Orts- und Impulsunschärfe beschrieben, die durch eine Superposition von ebenen Wellen ($\propto \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$) mit wohldefiniertem Impuls \mathbf{k} ausgedrückt werden können. Abbildung 2.1 zeigt das Streuproblem anhand einer ebenen Welle.

Die asymptotische ($r \rightarrow \infty$) Lösung der relativen Teilchenbewegung ist durch die Streuwellenfunktion gegeben:

$$\psi_k(\mathbf{r}) \propto e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (2.1)$$

Die einlaufende ebene Welle, die durch den ersten Term beschrieben wird, wird durch eine in Amplitude und Phase modulierte Kugelwelle (zweiter Term) überlagert. Diese Modulation erfolgt durch die winkelabhängige² Streuamplitude:

$$f(k, \theta) = -\frac{m_\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'} V(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}') d^3r'. \quad (2.2)$$

Diese Gleichung ist implizit. Sie verknüpft die Lösung im Fernfeld $\psi_k(\mathbf{r})$ mit der Wellenfunktion in der Streuregion $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}')$. In erster Born'scher Näherung wird die Wellenfunktion $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}')$ in der Streuamplitude (auf der rechten Seite von Gleichung 2.2) durch die einlaufende Wellenfunktion ersetzt. Die Streuamplitude ist dann die Fouriertransformierte des Streupotentials und lautet:

$$f(k, \theta) = -\frac{m_\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}') \cdot \mathbf{r}'} V(\mathbf{r}') d^3r'. \quad (2.3)$$

Bei Zentralpotentialen kann die Streuamplitude nach Partialwellen entwickelt werden:

$$f(k, \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \left[e^{2i\delta_l} - 1 \right] P_l(\cos(\theta)), \quad (2.4)$$

wobei $l = 0, 1, 2, \dots$ für den Beitrag der s, p, d, ...-Partialwelle steht und $P_l(\cos(\theta))$ die Legendre-Polynome sind. Die Koeffizienten δ_l werden als Streuphasen bezeichnet. Die Lösung des Streuproblems wird somit auf die Bestimmung dieser Streuphasen reduziert. Bei einem kugelsymmetrischen Potential – also nicht bei einem Dipol-Potential – ergibt sich die Streuphase δ_l aus der asymptotischen ($r \rightarrow \infty$) Lösung $u_l \sim \sin(kr - l\pi/2 + \delta_l)$ der radialen Wellengleichung:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_\mu} \frac{d^2 u_l}{dr^2} + (V_{\text{eff}}(r) - E) u_l = 0, \quad \text{mit} \quad (2.5)$$

$$V_{\text{eff}} = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_\mu r^2}. \quad (2.6)$$

Der zweite Term des effektiven Potentials V_{eff} wird als Zentrifugalbarriere bezeichnet (vgl. Abbildung 2.2).

In Experimenten sind entweder der differentielle Streuquerschnitt:

$$\frac{d\sigma(k, \theta)}{d\Omega} = |f(k, \theta)|^2, \quad (2.7)$$

der angibt, wie viele Teilchen dN pro Zeitintervall dt aus einem Teilchenstrom I in ein Raumwinkelement $d\Omega$ gestreut werden, oder der totale Streuquerschnitt:

$$\sigma(k) = \int |f(k, \theta)|^2 d\Omega = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \sin^2(\delta_l(k)) = \sum_l \sigma_l(k) \quad (2.8)$$

² $\cos(\theta) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}' / k^2$

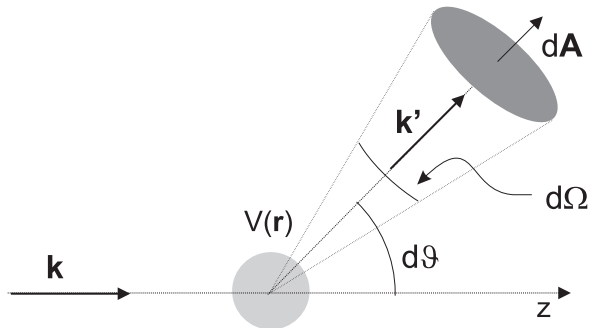


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Streuproblems an einem Potential $V(\mathbf{r})$. Eine einfallende ebene Welle mit Wellenvektor \mathbf{k} wird an einem Potential $V(\mathbf{r})$ gestreut. Die gestreute Welle mit Wellenvektor \mathbf{k}' wird im Raumwinkel $d\Omega$ detektiert.

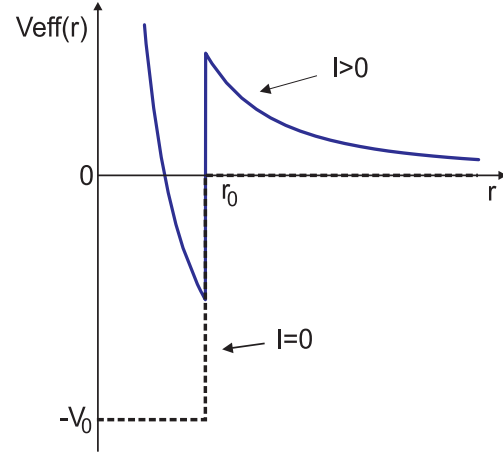


Abbildung 2.2: Effektives Potential: Dargestellt sind die effektiven Potentiale eines Kastenpotentials mit Reichweite r_0 und Tiefe $-V_0$ für Drehimpulse $l = 0$ und $l = 1$. Durch einen Drehimpuls $l > 0$ entsteht eine Zentrifugalbarriere. Atome können nur am Kastenpotential gestreut werden, wenn ihre Energie ausreicht, um in den Bereich $r < r_0$ zu gelangen.

von Bedeutung. σ_l sind dabei die einzelnen partiellen Streuquerschnitte. Den maximalen Streuquerschnitt erhält man für $\sin^2(\delta_l) = 1$. Dieser Grenzwert wird Unitaritätsgrenze genannt. Die Verwendung von Partialwellen zur Berechnung des totalen Streuquerschnitts ist besonders hilfreich, wenn nur eine sehr kleine Anzahl von Partialwellen zur Summe in Gleichung (2.8) beiträgt. Aufgrund der Zentrifugalbarriere (siehe Gleichung (2.6)), deren Höhe vom Drehimpuls l abhängt, erfahren, anschaulich gesprochen, nur solche Partialwellen einen Phasenschub³ δ_l durch das Potential $V(r)$, für die die Energie der Zentrifugalbarriere kleiner als die kinetische Energie ist. Eine genauere Betrachtung [82] führt zum Wigner-Gesetz⁴: Der Beitrag zum totalen Streuquerschnitt σ der einzelnen partiellen Streuquerschnitte σ_l nimmt mit kleiner werdender Energie der streuenden Teilchen ab:

$$\sigma_l \propto (\delta_l/k)^2 \propto k^{4l} \propto E^{2l}. \quad (2.9)$$

Bei Kollisionsmessungen in gespeicherten Gasen wird typischerweise die Stoßkonstante β ausgemessen, die sich aus der thermischen Mittelung von $\sigma(v) \cdot v$ über die auf eins normierte thermische

³Bei der Betrachtung wird von Resonanzeffekten abgesehen.

⁴Dieses Gesetz gilt für Potentiale, die schneller abfallen als $1/r^{(2l+3)}$ [83] und gilt daher nicht für die Dipol-Dipol-Wechselwirkung.

Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung $f_{MB}(T, v)$ errechnet (vgl. Kapitel 2.3.1):

$$\beta = \langle \sigma(v) v \rangle_{\text{therm}} = \int \sigma(v) v f_{MB}(T, v) dv \quad \text{mit,} \quad (2.10)$$

$$f_{MB}(T, v) dv = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left(\frac{2m_\mu}{k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{m_\mu v^2}{2k_B T}\right) dv. \quad (2.11)$$

Ununterscheidbare Teilchen

Die bisherigen Betrachtungen gelten für unterscheidbare Teilchen. Werden jedoch wie in den Experimenten ununterscheidbare Teilchen gestreut, muss die symmetrisierte (Bosonen) bzw. antisymmetrisierte (Fermionen) Zweiteilchenwellenfunktion verwendet werden. Der totale Streuquerschnitt lautet dann:

$$\sigma = \int |f(k, \theta) \pm f(k, \pi - \theta)| d\Omega = \frac{8\pi}{k^2} \sum_{\substack{l \text{ gerade} \\ l \text{ ungerade}}} (2l + 1) \sin^2(\delta_l), \quad (2.12)$$

wobei das '+' bzw. die Summation über die geraden Drehimpulse für Bosonen und das '-' bzw. die Summation über die ungeraden Drehimpulse für Fermionen benutzt werden muss. Der Faktor zwei – gegenüber dem Ergebnis bei den unterscheidbaren Teilchen – kommt durch Interferenz der Streuamplituden zustande. Diese Interferenz führt dazu, dass bei bosonischem Chrom bereits bei Temperaturen unter $T_{l=2} = 1.1 \text{ mK}$ praktisch nur reine s-Wellenstreuung auftritt. Sie limitiert jedoch insbesondere die Kühlung von Fermionen, da die für die Kühlung benötigten Stöße bei niedrigen Energien durch den abnehmenden Streuquerschnitt der p-Welle (Wigner-Gesetz: $\sigma \propto E^2$) ausfrieren [84].

Streulänge

Für Bosonen lässt sich im s-Wellenregime die Streulänge a definieren, die bei den Betrachtungen der ultrakalten Wechselwirkungen eine zentrale Bedeutung einnimmt:

$$a = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan(\delta_0(k))}{k}. \quad (2.13)$$

Die asymptotische ($r \rightarrow \infty$) radiale Wellenfunktion $u_{l=0} \sim \sin(k(r - a))$ verhält sich also für positive Streulängen a so, als ob ein hartes Kugelpotential mit Radius $r = a$ die Streuung bestimmen würde. Abbildung 2.3 zeigt, dass der Schnittpunkt der Tangente an die asymptotische Wellenfunktion die Streulänge angibt. Im Grenzfall $k \rightarrow 0$ nimmt der Streuquerschnitt den Wert $\sigma_0 = 8\pi a^2$ an. Für kleine, endliche Werte von k erhält man in der 'Effective Range'-Näherung [82] folgenden Zusammenhang zwischen Streuquerschnitt und Streulänge:

$$\sigma(k) = \frac{8\pi a^2}{\left(1 - \frac{1}{2}k^2 a r_e\right)^2 + k^2 a^2}. \quad (2.14)$$

r_e wird als effektive Reichweite des Potentials bezeichnet. Wird der Streuquerschnitt über einen großen Bereich ausgemessen, kann über diese Formel sowohl die Streulänge als auch ihr Vorzeichen bestimmt werden [20]. Abbildung 2.4 zeigt diese Messung und die unterschiedlichen Verläufe des Stoßquerschnittes für ^{52}Cr . Mit $ka \gg 1$, kr_e erhält man wieder das Ergebnis der Unitaritätsgrenze.

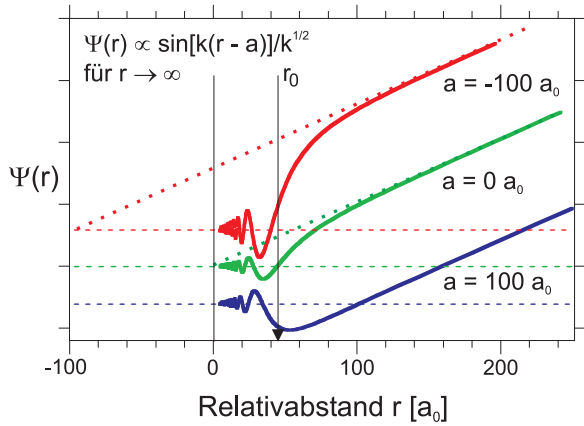


Abbildung 2.3: Radiale Abhängigkeit der s-Wellenfunktion bei unterschiedlichen Streulängen a aus [85]. Dargestellt ist die Streuung an einem van-der-Waals-Potential ($V(r) = -C_6/r^6$) mit einem charakteristischen Abstand $r_0 = mC_6/(2\hbar^2)$. Die horizontalen, gestrichelten Linien stellen jeweils die Nulllinien der Wellenfunktionen dar. Die Nullstellen der Tangenten an die Wellenfunktionen entsprechen den Streulängen der zugrunde liegenden Potentiale.

Kontaktwechselwirkung

Die Potentialreichweite und die Streulänge sind in verdünnten ($na^3 \ll 1$) ultrakalten Gasen wesentlich kleiner als der mittlere Teilchenabstand. Dadurch lässt sich die Wechselwirkung durch die s-Wellenstreuung auf eine Kontaktwechselwirkung mit dem Kontaktpotential reduzieren:

$$V(\mathbf{r}) = g\delta(\mathbf{r}), \quad \text{mit} \quad g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}, \quad (2.15)$$

wobei g als Kopplungskonstante bezeichnet wird, die in der Molekularfeld-Beschreibung von Bose-Einstein-Kondensaten bedeutend wird [38].

2.1.2 Streuung zwischen internen Zuständen

Stoßkanäle

Die interne Struktur der Atome wurde bisher vernachlässigt. Während eines Stoßes verändert sich jedoch die Charakteristik der Kopplungen der Spins und Bahndrehimpulse zwischen den Leuchtelektronen und zwischen den Kernen. So startet man asymptotisch in atomaren Niveaus, geht während des Stoßes zu molekularen Niveaus über und endet schließlich wieder in atomaren Niveaus. Durch diesen Vorgang können Atome den Stoß in einem vom Ausgangszustand unterschiedlichen atomaren Niveau beenden.

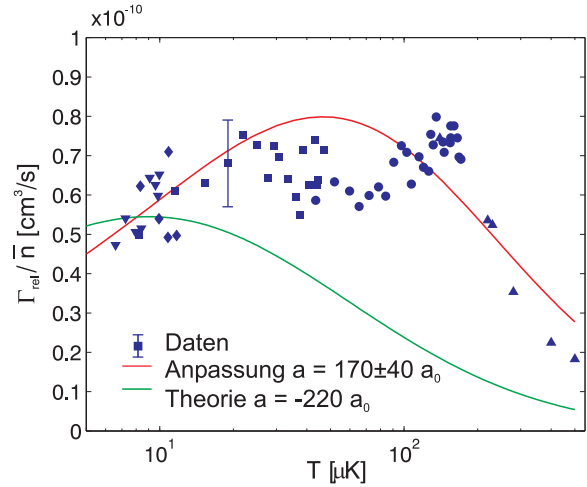


Abbildung 2.4: Temperaturabhängigkeit der elastischen Stoßkonstanten $\beta = \Gamma_{\text{rel}}/\bar{n}$ über zwei Größenordnungen der Temperatur. Die Stoßkonstanten wurden aus der Relaxationszeit eines sich nicht im Gleichgewicht befindlichen Gases ermittelt. Durch Anpassung von Gleichung (2.14) wurde der Streuquerschnitt von ^{52}Cr zu $a = (170 \pm 40)a_0$ bestimmt. Die unterschiedlichen Symbole bezeichnen Datensätze aus verschiedenen Messreihen [20].

Zur Beschreibung der Spinwechselwirkungen werden im Folgenden die Drehimpulse der Leuchtelektronen \mathbf{s} , des Kerns \mathbf{i} und der atomare Gesamtdrehimpuls \mathbf{f} mit kleinen Buchstaben bezeichnet⁵. Die molekularen Spins der beiden kollidierenden Atome werden durch große Buchstaben symbolisiert: $\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$, $\mathbf{I} = \mathbf{i}_1 + \mathbf{i}_2$ und $\mathbf{F} = \mathbf{S} + \mathbf{I} = \mathbf{f}_1 + \mathbf{f}_2$. Entsprechendes gilt für die Projektionen auf die Quantisierungsachse⁶.

Befinden sich zwei Atome vor dem Stoß im Zustand $|\alpha\rangle = |\{f_1, m_{f_1}; f_2, m_{f_2}\}, l, m_l\rangle$ (Eingangskanal) mit relativem Bahndrehimpuls l , so können die Atome den Stoß in einem anderen atomaren Zustand $|\beta\rangle = |\{f'_1, m'_{f_1}; f'_2, m'_{f_2}\}, l', m'_l\rangle$ beenden. Der Gesamtdrehimpuls des Systems aus beiden Atomen bleibt dabei während eines Stoßes erhalten.

Jedes mögliche Paar ($|\alpha\rangle, |\beta\rangle$) wird als Kanal bezeichnet. Bei Übergängen zwischen den Zuständen gilt Energieerhaltung:

$$\frac{\hbar^2 k_{\beta 12}^2}{2m_\mu} = \frac{\hbar^2 k_{\alpha 12}^2}{2m_\mu} + \epsilon_{\alpha 1} + \epsilon_{\alpha 2} - \epsilon_{\beta 1} - \epsilon_{\beta 2}, \quad (2.16)$$

dabei sind $k_{\alpha 12}$, $k_{\beta 12}$, $\epsilon_{\alpha, n}$ und $\epsilon_{\beta, n}$ die Relativimpulse bzw. Eigenenergien der internen Zustände des n -ten Atoms ($n=1,2$) vor bzw. nach dem Stoß.

Ein Kanal wird als offen bezeichnet, wenn die Energie der Atome im Ausgangskanal ausreicht, um die Dissoziationsgrenze des Kanals zu überwinden ($k_{\beta 12} > 0$). Andere Kanäle gelten als geschlossen, denn die Atome bleiben in den Potentialen gefangen, bis es ihnen gelingt, durch einen weiteren Übergang in einen offenen Kanal zu gelangen.

Wechselwirkungspotential

Um die Streuung vollständig zu beschreiben, müsste eigentlich die Wechselwirkung der beiden Elektronenhüllen und der Kerne einbezogen werden. Für die betrachteten Grundzustandskollisionen kann das Wechselwirkungspotential jedoch in guter Näherung⁷ durch folgende Summe ausgedrückt werden:

$$V = V_c + V_{\text{hf}} + V_z + V_{\text{dd}} + V_{\text{so}}, \quad (2.17)$$

die allein vom Abstand der Atome und den Drehimpulsen \mathbf{i} und \mathbf{s} abhängt [38, 87, 88]. Die einzelnen Summanden werden im Folgenden diskutiert.

Der erste Term V_c ist ein Zentralpotential, das sich aus zwei Anteilen $V_c = V_{\text{ex}} + V_{\text{disp}}$ zusammensetzt. Bei V_{ex} handelt es sich um die Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronenwolken. Kommt es zu einem starken Überlapp der beiden Wolken bei geringem Abstand der Atome, so stoßen sich die beiden Atome aufgrund des Pauli-Prinzips stark ab. Bei einem mittleren Abstand, bei dem die inneren Elektronenschalen nicht mehr überlappen, ist die relative Spineinstellung der Leuchtelektronen entscheidend und bestimmt die Lage und Tiefe des Potentialminimums. Sind die Spins ausgerichtet, kommt es wegen des Pauli-Prinzips zur Abstoßung der Atome und

⁵Die Grundzustände von Cr und Rb besitzen keinen elektronischen Bahndrehimpuls, der in dieser Arbeit im Gegensatz zum relativen Bahndrehimpuls l der Atome mit ℓ bezeichnet wird.

⁶In dieser Arbeit wird folgende Notation verwandt: Der Betrag des Drehimpulses \mathbf{s} ist $\hbar\sqrt{s(s+1)}$ und der Eigenwert zu s_z ist m_s .

⁷Dabei wurde unter anderem angenommen, dass die Elektronen der Bewegung der Kerne folgen (Born-Oppenheimer-Näherung) und die Spins am Ort der Kerne lokalisiert sind (Shizgal-Näherung) [86]. Multipole wurde durch die Gleichung nur bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt. Aufgrund von Multipolen höher Ordnung kann es jedoch zu weiteren Wechselwirkungstermen kommen.

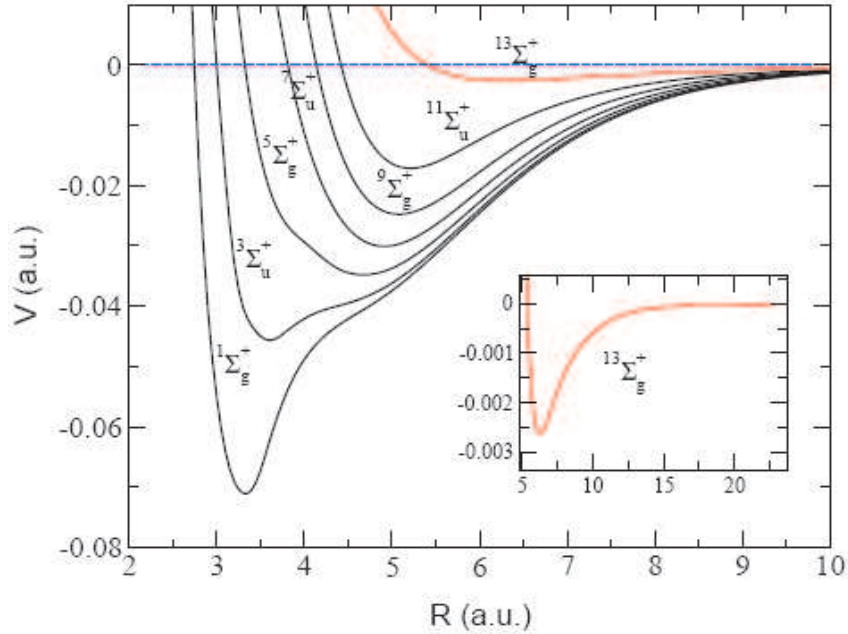


Abbildung 2.5: Berechnete Potentialkurven für die 7S_3 Grundzustandsmannigfaltigkeit von Cr_2 aus [89]. Das Potential, das aus den extremalen atomaren Spinzuständen $m_s = \pm 3$ gewonnen wurde (${}^{13}\Sigma_g^+$), ist im Einsatz hervorgehoben.

damit zu einer geringeren Tiefe des Potentials. Sind sie es hingegen nicht, erfahren sie durch die kovalente Bindung eine starke Anziehung. Der zweite Summand V_{disp} (Dipersionswechselwirkung) beschreibt die attraktive Wechselwirkung zwischen den induzierten elektrischen Multipolen ($V_{\text{disp}} = -C_6/r^6 - C_8/r^8 - C_{10}/r^{10} - \dots$). Dieser Term dominiert insbesondere bei größeren Abständen. Abbildung 2.5 zeigt das von Pavlovic [89] berechnete Molekülpotential⁸ von ${}^{52}\text{Cr}$, in dem diese drei Bereiche sehr deutlich zu sehen sind. Die Quantenzahlen l und m_l der stoßenden Atome werden durch das Zentralpotential V_c nicht verändert.

Die Hyperfeinwechselwirkung wird im Potential (2.17) durch den zweiten Term V_{hf} berücksichtigt:

$$V_{\text{hf}} = \sum_{n=1}^2 \frac{A_{\text{hf}}}{\hbar^2} \mathbf{i}_n \cdot \mathbf{s}_n, \quad (2.18)$$

wobei mit A_{hf} die Hyperfeinkopplungskonstante eingeführt wurde. Je nach Abstand der Atome beherrscht die Austausch- bzw. die Hyperfeinwechselwirkung die Kopplung der Spins der beiden Atome. Sind die Atome weit voneinander entfernt, koppeln die Spins innerhalb der Atome zum atomaren Gesamtspin \mathbf{f} . f_1 und f_2 bzw. $F = |f_1 - f_2|, \dots, (f_1 + f_2)$ werden als „gute“ Quantenzahlen bezeichnet. Bei kleinen Abständen überwiegt die Austauschwechselwirkung, die zur Bildung

⁸Die Potentiale wurden auch von Andersson et al. [90] ermittelt.

von molekularen Niveaus führt. In diesem Bereich koppeln die Elektronenspins \mathbf{s}_1 , \mathbf{s}_2 und Kernspins \mathbf{i}_1 , \mathbf{i}_2 der Atome, und die Gesamtspins $S = s_1 + s_2$, $I = i_1 + i_2$ sowie $F = |I - S|, \dots, (I + S)$ stellen hier „gute“ Quantenzahlen dar⁹. Für alle internuklearen Abstände und für verschwindende Magnetfelder sind nur F und dessen Projektion M_F „gute“ Quantenzahlen. Potentiale mit gleichem F koppeln im Austauschbereich ($|V_{\text{hf}}| \sim |V_{\text{ex}}|$) miteinander und können zum Übergang der Atome in diesen Potentialen führen. Diese inelastischen Stöße, die zum Übergang zwischen Hyperfeinniveaus führen, werden als **Spinaustauschstöße** bezeichnet. Der Hyperfeinwechselwirkungsterm ist in dieser Arbeit jedoch nur für das Rb-Atom (vgl. Kapitel 92) relevant. Die betrachteten bosonischen Cr-Isotope besitzen keinen Kernspin. Hier sind die Quantenzahlen S und M_S während des Stoßes erhalten.

Ändern sich bei Erhaltung der Projektion des Gesamtdrehimpulses ($\Delta M_F = 0$ bzw. $\Delta M_S = 0$) während eines Stoßes aufgrund von V_c die magnetischen Unterzustände der einzelnen Atome, so spricht man von **elastischen spinändernden Stößen**¹⁰. Auch diese werden durch die Änderung der Charakteristik der Niveaus von atomar zu molekular und wieder zu atomar durch V_c möglich.

Die Zeeman-Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten der Elektronen $\boldsymbol{\mu}_e$ bzw. des Kerns $\boldsymbol{\mu}_n$ und eines externen magnetischen Feldes \mathbf{B} wird durch den Zeeman-Term V_z beschrieben:

$$V_z = \sum_{j=1}^2 (\boldsymbol{\mu}_{e,j} + \boldsymbol{\mu}_{n,j}) \cdot \mathbf{B}. \quad (2.19)$$

Ein endliches Magnetfeld führt jedoch dazu, dass nur noch die Projektion M_F des Gesamtdrehimpulses F während des Stoßes erhalten bleibt. Dies führt bei Atomen mit Kernspin zu weiteren möglichen Stoßkanälen. Besitzt ein Atom keinen Kerndrehimpuls, sind S und M_S während der Kollision „gute“ Quantenzahlen.

In dipolaren Gasen wird der vorletzte Term V_{dd} in Gleichung (2.17), der die langreichweitige¹¹ magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten der Leuchtelektronen der Atome berücksichtigt, bedeutend:

$$V_{\text{dd}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\boldsymbol{\mu}_{e,1} \cdot \boldsymbol{\mu}_{e,2} - 3(\boldsymbol{\mu}_{e,1} \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\mu}_{e,2} \cdot \mathbf{r})/r^2}{r^3}. \quad (2.20)$$

Auf elastische und inelastische Stöße (**dipolare Relaxationsstöße**), die auf diesen Teil des Potentials zurückgeführt werden können, wird im folgenden Abschnitt 2.2 genauer eingegangen.

Der Einfluss des letzten Terms V_{so} wurde insbesondere bei den schweren Alkali-Atomen Rb und Cs beobachtet [91, 92]. Dieser Spin-Bahndrehimpuls-Wechselwirkungsterm zweiter Ordnung entsteht, wenn die Elektronenwolken zu überlappen beginnen und die Wechselwirkung zwischen den Grundzustandspins durch Kopplungen, die durch angeregte elektronische Zustände des Moleküls vermittelt werden, modifiziert wird [87, 93]. Der Term hat die gleiche Spinstruktur wie V_{dd} , ist jedoch kurzreichweitig und fällt exponentiell mit r ab. Durch das unterschiedliche Vorzeichen

⁹Dabei gilt für bosonische Atome, dass die Gesamtwellenfunktion symmetrisch sein muss. Für F gilt damit die Auswahlregel: $(-1)^{S+I+l} = 1$.

¹⁰Diese Stöße werden auch als depolarisierende oder super-elastische Stöße bezeichnet

¹¹Das Dipol-Dipol-Wechselwirkungspotential enthält auch einen kurzreichweitigen, isotropen Kontaktterm (Fermi-Kontaktterm), der im Anhang B diskutiert wird. Dieser Term kann wie V_c zu spinändernden Stößen führen.

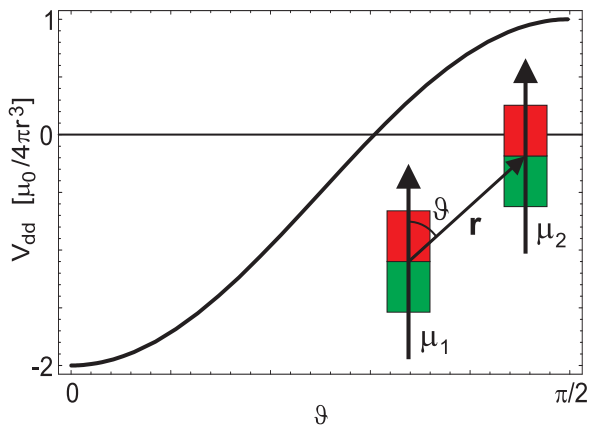


Abbildung 2.6: Anisotropie der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Abhängig von der Orientierung der magnetischen Momente μ_1 und μ_2 zum Abstandsvektor \mathbf{r} besteht eine attraktive oder repulsive Wechselwirkung. Die maximale Anziehung ist dabei doppelt so groß wie die maximale Abstoßung.

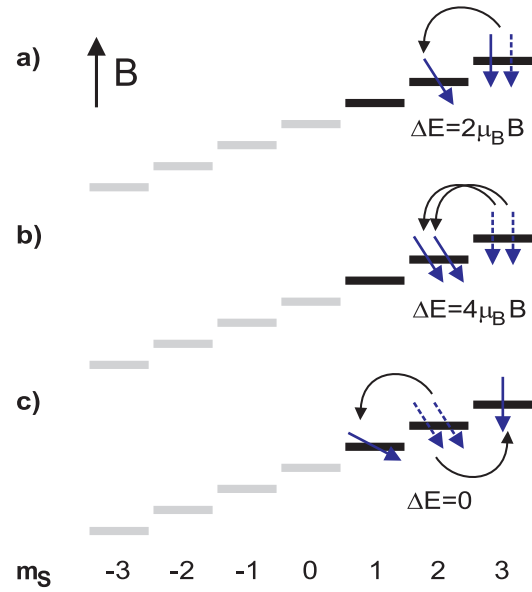


Abbildung 2.7: Dipolare Relaxation magnetisch gespeicherter Atome: Abbildungen a) und b) zeigen mögliche inelastische Zerfälle aufgrund der dipolaren Relaxation zweier $m_s = 3$ -Zustandsatome. In a) wird ein Spin ($\Delta M_S = 1$) und in b) werden zwei Spins ($\Delta M_S = 2$) verändert. ΔE ist der Zeeman-Energiegewinn der beiden Atome beim Übergang. In Abbildung c) ist ein $\Delta M_S = 0$ -Übergang dargestellt. Dieser depolarisierende Übergang ist ein elastischer dipolarer Relaxationsstoß (durch V_{dd} induziert) oder ein elastischer spinändernder Stoß (durch V_c induziert). Im $m_s = 3$ -Zustand ist dieser Übergang nicht möglich.

von V_{dd} und V_{so} führt dieser Term im Fall von Rb zu einer Verringerung der inelastischen Ratenkonstante. Bei Cs dominiert dieser Term und bestimmt somit die inelastischen Raten. Im Fall von Cr wurde jedoch kein Einfluss dieses Terms beobachtet (vgl. Kapitel 5.1.4).

2.2 Dipolare Relaxation

In diesem Abschnitt werden Übergänge während eines Stoßes aufgrund der Wechselwirkung zwischen den magnetischen Dipol-Momenten μ_e der Atome untersucht. Diese Übergänge werden als dipolare Relaxationsstöße bezeichnet. Die Betrachtung orientiert sich dabei insbesondere an Stößen zwischen magnetisch gespeicherten bosonischen Cr-Atomen im Zustand 7S_3 , $m_s = 3$. Cr-Atome werden typischerweise für die RF-Evaporation in der Magnetfalle in diesem Zustand präpariert (vgl. Kapitel 5.2). Aufgrund des hohen magnetischen Moments ($6\mu_B$) in diesem Zustand ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung (siehe Gleichung 2.20) um einen Faktor 36 größer als in magnetisch gespeicherten Alkali-Ensembles, bei denen diese Wechselwirkung meist vernachlässigt wird. Der extreme $m_s = 3$ -Zustand ist im Magnetfeld der energetisch höchste Zeeman-Zustand (siehe Abbildung 2.7). Bei Übergängen in die benachbarten Zeeman-Niveaus

wird die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand freigesetzt und führt zu einem Aufheizen des atomaren Ensembles.

Der extremale Zustand eignet sich besonders zur experimentellen Untersuchung der dipolaren Relaxation, da sie in diesem Zustand den einzig möglichen Zerfallskanal durch Stöße zwischen zwei gespeicherten Atomen darstellt. Spinaustauschstöße, die eine Fein- bzw. Hyperfeinstruktur voraussetzen, sind im ${}^7\text{S}_3$ -Grundzustand nicht möglich ($\ell = i = 0$). Spinändernde Stöße erhalten den molekularen Gesamtspin $\Delta M_S = 0$ und sind daher in einer im extremalen $m_s = 3$ -Zustand polarisierten Wolke nicht erlaubt.

Die Kopplung, die diesen Prozess ermöglicht, wird durch die langreichweitige, anisotrope Dipol-Dipol-Wechselwirkung V_{dd} (s. Gleichung (2.20)) vermittelt. Die Anisotropie des Potentials ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Abhängig von der Orientierung der magnetischen Momente der stoßenden Atome ist das Potential attraktiv oder repulsiv. Das Potential wird aufgrund seiner $1/r^3$ -Abhängigkeit als langreichweitig bezeichnet. Langreichweitige Potentiale unterliegen nicht dem Wigner-Gesetz und die partiellen Streuquerschnitte mit $l > 0$ tragen daher selbst bei $T \rightarrow 0$ zur Streuung bei.

Da es sich bei der Dipol-Dipol-Wechselwirkung nicht um ein Zentralpotential handelt, ist die Erhaltung des Bahndrehimpulses l der Schwerpunktsbewegung der beiden Atome aufgehoben. Der Wechselwirkungsterm erlaubt Übergänge $\Delta l = 0, \pm 2$ [88]. Während des Stoßes wird nicht die Projektion des molekularen Gesamtspins S , sondern die des molekularen Gesamtdrehimpulses $J = l + S$ auf die Magnetfeldrichtung (Quantisierungsachse) erhalten ($\Delta(M_J) = \Delta(m_l + M_S) = 0$). Der interne Spin kann somit auf den Bahndrehimpuls l der beiden Atome übertragen werden. Eine äquivalente Betrachtung ist auch für Atome mit Hyperfeinstruktur möglich. Für den Gesamtdrehimpuls gilt dann $J = l + F$. Durch einen solchen Stoß kann somit das Hyperfeinniveau gewechselt werden.

Bei den im Experiment erreichten Temperaturen kann von einer reinen s-Welle ($l = 0$) im Eingangskanal ausgegangen werden. Die Kopplung erfolgt dann an eine d-Welle ($l = 2$) im Ausgangskanal. Für polarisiertes Cr im Eingangskanal $|S = 6, M_S = 6\rangle$ sind somit folgende Endzustände¹² möglich: $|S = 6, M_S = 6\rangle$, $|S = 6, M_S = 5\rangle$, $|S = 6, M_S = 4\rangle$ und $|S = 4, M_S = 4\rangle$. Der erste Term stellt einen elastischen Stoß (s-Welle im Ausgangskanal) dar, die drei weiteren Terme beschreiben inelastische Prozesse, die jeweils eine d-Welle im Ausgangskanal voraussetzen. Das effektive d-Wellen-Potential (Gleichung (2.6)) zeichnet sich bei Berücksichtigung¹³ von V_c durch eine Zentrifugalbarriere aus. Reichen die anfängliche kinetische Energie und die durch den möglichen Relaxationsprozess freiwerdende Zeeman-Energie nicht dazu aus, dass die Zentrifugalbarriere überwunden werden kann, sind inelastische Stöße nicht möglich und das Atom muss den Stoß über den Eingangskanal beenden. Bei abnehmenden Temperaturen ergibt sich dadurch ein kleiner werdender Streuquerschnitt.

Der dipolare Relaxationsprozess wurde zunächst für ultrakalte Wasserstoff-Atome mittels einer störungstheoretischen Berechnung erster Ordnung [94] bzw. mittels einer Rechnung, die die Kopplung der Kanäle berücksichtigt [95], beschrieben. Rechnungen letzterer Art wurden erst vor kurzem von A. Simoni [76] für Cr durchgeführt. Die vorläufigen Ergebnisse für die Kollisionsrate als Funktion des äußeren Magnetfelds werden im Anhang C diskutiert.

¹²Übergänge in S=5 sind aufgrund der Auswahlregel $(-1)^{(S+I+l)} = 1$ für identische bosonische Teilchen verboten.

¹³Eine Zentrifugalbarriere entsteht, da für große Abstände r der Drehimpulsterm ($\sim 1/r^2$) in Gleichung (2.6) dominiert, während für kleine Abstände V_c ($\sim -1/r^6$) überwiegt.

2.2.1 Streuung zweier Dipole

Um generelle Eigenschaften bei Stößen mit Atomen bzw. Molekülen, die ein hohes magnetisches oder elektrisches Moment besitzen, aufzuzeigen, wird im Folgenden eine Rechnung vorgestellt, mit der die inelastischen Stoßquerschnitte über die Streuung zweier Dipole abgeschätzt werden. Weitere molekulare Wechselwirkungen werden dabei vernachlässigt. Die Querschnitte wurden unter Ausnutzung der Born'schen Näherung ermittelt. Diese Rechnungen, die in [23] veröffentlicht wurden, sind in Zusammenarbeit mit S. Giovanazzi und K. Rzążewski entstanden. Das Ergebnis der Rechnung wird in Kapitel 5 mit den experimentellen Messungen verglichen.

Durchgeführt wurden die Rechnungen für Atome im extremalen magnetischen Unterzustand ohne Kernspin und elektronischen Bahndrehimpuls ($i = \ell = 0$). Die Berechnungen wurden vor kurzem von S. Giovanazzi [96] erweitert. Mit den Formeln, die im Anhang B aufgeführt sind, können nun Raten zwischen allen magnetischen Unterzuständen eines solchen Atoms in einem beliebig polarisierten Gas berechnet werden.

Im hier beschriebenen Fall zweier identischer, polarisierter Atome ist die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung allein durch den Elektronenspin gegeben. Das Potential (2.20) der beiden atomaren Dipole kann mittels der Spinmatrizen \mathbf{S}_1 und \mathbf{S}_2 in Spinmatrizendarstellung $\boldsymbol{\mu}_1 = g_s \mu_B \mathbf{S}_1$ und $\boldsymbol{\mu}_2 = g_s \mu_B \mathbf{S}_2$, durch Auf- und Absteigeoperatoren der Spinoperatoren $S_+ = (S_x + iS_y)$ und $S_- = (S_x - iS_y)$ sowie des Operators S_z wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} V_{\text{dd}}(\mathbf{r}) &= \frac{\mu_0(2\mu_B)^2}{4\pi r^3} \left[(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2) - 3 \left(\mathbf{S}_1 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \left(\mathbf{S}_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \right] \\ &= \frac{\mu_0(2\mu_B)^2}{4\pi r^3} \left[S_{1z} \cdot S_{2z} + \frac{1}{2} (S_{1+} \cdot S_{2-} + S_{1-} \cdot S_{2+}) \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{4} (2 \hat{z} S_{1z} + \hat{r}_- S_{1+} + \hat{r}_+ S_{1-}) (2 \hat{z} S_{2z} + \hat{r}_- S_{2+} + \hat{r}_+ S_{2-}) \right], \end{aligned} \quad (2.21)$$

mit

$$\hat{z} = \frac{z}{r}, \quad \hat{r}_+ = \frac{x + iy}{r}, \quad \hat{r}_- = \frac{x - iy}{r}.$$

Aus diesem Ausdruck wird bereits deutlich, dass in Born'scher Näherung erster Ordnung jedes Atom höchstens eine Spinänderung von $\Delta m_s = 1$ vollziehen kann, da in jedem Term nur ein Spinoperator auf jedes Atom wirkt. Die maximale Spinänderung der beiden Atome ist somit $\Delta M_S = 2$.

Durch das Magnetfeld B sind die $2s + 1$ magnetischen Unterzustände der Atome nicht mehr entartet und die Zeeman-Aufspaltung zwischen zwei benachbarten Zuständen beträgt:

$$\Delta E = 2\mu_B B. \quad (2.22)$$

Der Betrag des Wellenvektors des Endzustandes k_f kann nun über den Energiegewinn ausgedrückt werden:

$$k_f = \sqrt{k_i^2 + \frac{2m_\mu \Delta E}{\hbar^2} \Delta M_S}. \quad (2.23)$$

Der totale Streuquerschnitt wird in der Born'schen Näherung durch die Fourier-Transformierte $\tilde{V}_{dd}(\mathbf{q})$ der Dipol-Dipol-Wechselwirkung (2.21) berechnet [23]:

$$\begin{aligned} \sigma &= \left(\frac{m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{k_i k_f} \left[\int |\tilde{V}_{dd}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \delta(|\mathbf{k}'| - k_f) d\mathbf{k}' \right. \\ &\quad \left. \pm \int \text{Re} \left(\tilde{V}_{dd}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \tilde{V}_{dd}^*(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \right) \delta(|\mathbf{k}'| - k_f) d\mathbf{k}' \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

wobei \mathbf{k} und \mathbf{k}' die Anfangs- bzw. Endwellenvektoren sind. Die Formel berücksichtigt die Symmetrie der Teilchen. Bei Bosonen muss der Austauschterm addiert und bei Fermionen subtrahiert werden.

Bei der Streuung zweier Dipole hängt dieser Streuquerschnitt von der Orientierung des Relativimpulses \mathbf{k} und der Polarisationsachse der einfallenden Teilchen ab (vgl. Abbildung 2.6). Zur Beschreibung dieser Streuung in einer dreidimensionalen Atomwolke, in der jeder Relativimpuls vorkommt, muss daher über alle Orientierungen gemittelt werden. Der gemittelte Streuquerschnitt für $\Delta M_S = 0, 1$ und 2- Stoßprozesse lautet:

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \frac{16\pi}{45} s^4 \left(\frac{\mu_0 (g_s \mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 [1 \pm h(1)] \\ \sigma_1 &= \frac{8\pi}{15} s^3 \left(\frac{\mu_0 (g_s \mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 [1 \pm h(k_f/k_i)] \frac{k_f}{k_i} \\ \sigma_2 &= \frac{8\pi}{15} s^2 \left(\frac{\mu_0 (g_s \mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 [1 \pm h(k_f/k_i)] \frac{k_f}{k_i}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

dabei ist s die Spinquantenzahl des atomaren Zustandes. Der Streuquerschnitt σ_0 beinhaltet Stöße ohne Spinänderung und ist somit der Beitrag der Dipol-Dipol-Streuung zum elastischen Streuquerschnitt. Dipolare Relaxation wird durch die Streuquerschnitte σ_1 (Spinänderung eines Atoms um $\Delta m_s = 1$) und σ_2 (Spinänderung beider Atome um je $\Delta m_s = 1$) beschrieben. Die Funktion $h(x)$ ist das Verhältnis des Austauschterms zum direkten Term in Gleichung (2.24). Ihre Vorzeichen berücksichtigen wiederum die Symmetrie der Teilchen. Dabei muss das '+'-Zeichen für Bosonen und das '-'-Zeichen für Fermionen verwendet werden. Der analytische Ausdruck von $h(x)$ lautet:

$$h(x) = -\frac{1}{2} - \frac{3}{8} \frac{(1-x^2)^2}{x(1+x^2)} \log \left(\frac{(1-x)^2}{(1+x)^2} \right). \quad (2.26)$$

Die Funktion ist auf dem Interval $(0, \infty)$ definiert, steigt monoton von $h(1) = -1/2$ bis $h(\infty) = 1$ an (vgl. Abbildung 2.8) und besitzt die Eigenschaft $h(x) = h(1/x)$.

Die unterschiedliche Zustandsdichte des Endzustandes im Vergleich zu der des Anfangszustands wird durch den Faktor k_f/k_i ausgedrückt. Für die inelastischen Prozesse ($\Delta E \neq 0$) kann das Verhältnis zwischen End- und Anfangswellenvektor k_f/k_i mittels Gleichung (2.23) berechnet werden. Ist die Zeeman-Aufspaltung größer als die anfängliche kinetische Energie, zeigen die inelastischen Querschnitte eine \sqrt{B} -Abhängigkeit. Der für $B \rightarrow \infty$ divergierende Querschnitt steht jedoch im Widerspruch zur Unitaritätsgrenze (vgl. Kapitel 2.1.1) und zeigt, dass die gewonnenen Ausdrücke nicht für beliebig hohe Magnetfelder angewandt werden dürfen [76].

Die Streuquerschnitte skalieren mit der magnetischen Quantenzahl s mit unterschiedlichen Potenzen. Durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung würde man eine quadratische Abhängigkeit des

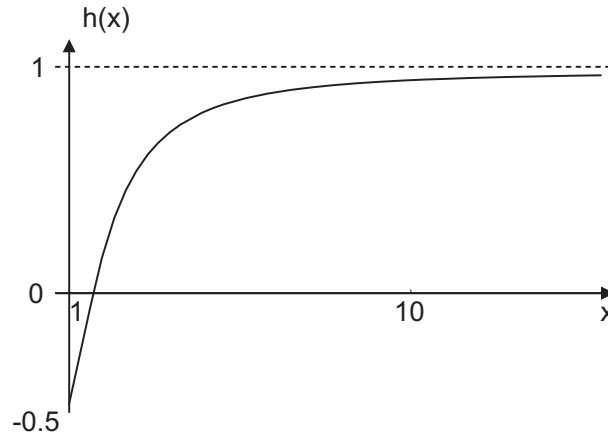


Abbildung 2.8: Funktion $h(x)$; $h(x)$ ist eine monoton steigende Funktion, die sich asymptotisch 1 nähert.

Übergangsmatrixelements vom Dipolmoment und somit eine Abhängigkeit des Streuquerschnitts vom Dipolmoment mit der vierten Potenz erwarten. Diese Abhängigkeit ist auch in den Koeffizienten in der erweiterten Rechnung im Anhang zu erkennen. Für Atome, die im extremalen Zustand polarisiert sind, reduziert sich jedoch diese Abhängigkeit auf die in den Gleichungen (2.25) angegebenen Potenzen. Diese sehr starke Abhängigkeit des dipolaren Relaxationsstoßquerschnitts vom magnetischen Moment erklärt die wesentlich höheren Verlustraten, die in einer magnetisch gespeicherten Cr-Wolke im Vergleich zu Alkali-Ensembles beobachtet wurden (vgl. Kapitel 5). Für Cr beträgt bei 1 G und $10 \mu\text{K}$ die thermisch gemittelte Verlustkonstante $\beta_{dr} = \langle (\sigma_1 + \sigma_2)v \rangle_{therm} = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$.

2.3 Dynamik in gespeicherten atomaren Wolken

Stöße in atomaren Wolken können meist nur indirekt beobachtet werden. Der elastische Stoßquerschnitt wurde für ^{52}Cr z.B. durch Relaxationsmessungen bestimmt. Dabei bringt man die Wolke absichtlich in ein thermisches Ungleichgewicht und misst die Relaxationszeit [20]. Inelastische Stöße führen durch den Energiegewinn oder durch Übergänge in nicht fangbare Zustände zu einem Atomverlust und/oder zu einem Heizen in der Falle. Durch eine geschickte Präparation der Wolke oder durch die Beobachtung von stoßspezifischen Eigenschaften kann dann aus der Verlust- und/oder Heizrate auf den entsprechenden Stoß geschlossen werden. Durch zustandsselektive Abbildung oder absichtlich induzierte Verluste kann die Dynamik zwischen den Zuständen beobachtet werden (vgl. Kapitel 5.1). Für Dichte und Temperatur lassen sich Ratengleichungen aufstellen, die im Anschluss kurz besprochen werden.

2.3.1 Thermodynamische Größen in gespeicherten Atomwolken

In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Experimente mit klassischen Gasen vorgestellt. Im thermischen Gleichgewicht werden diese Gase im Allgemeinen durch folgende Phasenraum-

verteilungsfunktion beschrieben [97]:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = n_0 \Lambda_{\text{dB}}^3 \exp\left(-\frac{U(\mathbf{r}) + \mathbf{p}^2/2m}{k_B T}\right), \quad (2.27)$$

die in diesem Fall auf die Gesamtzahl der gespeicherten Atome $N = 1/h^3 \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3r d^3p$ normiert ist. Mit dieser Gleichung wurden die zentrale Dichte n_0 , die de-Broglie-Wellenlänge $\Lambda_{\text{dB}} = (2\pi\hbar^2/mk_B T)^{1/2}$ und die Temperatur T des Gases eingeführt. Das Produkt:

$$\rho = n_0 \Lambda_{\text{dB}}^3 \quad (2.28)$$

wird als Phasenraumdichte¹⁴ bezeichnet. Bei einer Phasenraumdichte $\rho \approx 2.6$ wird in einem bosonischen Ensemble der Phasenübergang zum BEC vollzogen. Die Phasenraumverteilungsfunktion kann unter der Voraussetzung, dass das System ausreichend ergodisch ist, mittels der Einteilchen-Energie $\epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = U(\mathbf{r}) + \mathbf{p}^2/2m$ durch die energetische Verteilungsfunktion ausgedrückt werden:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \int \delta(U(\mathbf{r}) + p^2/2m - \epsilon) f(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.29)$$

wobei $f(\epsilon)$ als die Besetzungszahl der Falleneigenzustände mit Energie ϵ interpretiert werden kann. Mit der Energiezustandsdichte:

$$\rho(\epsilon) = (2\pi\hbar)^{-3} \int \delta(U(\mathbf{r}) + p^2/2m - \epsilon) d^3r d^3p \quad (2.30)$$

ist die Anzahl der Atome in einem Energieintervall $[\epsilon, \epsilon + d\epsilon]$ somit $\rho(\epsilon)f(\epsilon) d\epsilon$. In den meisten Fällen lässt sich das Potential auf die Form $U(x, y, z) = c_x x^{n_1} + c_y y^{n_2} + c_z z^{n_3}$, mit Minimum $U(r_{\text{min}} = 0) = 0$ zurückführen. In Fallen, die durch so ein Potenzgesetz beschrieben werden können, ist die Zustandsdichte proportional zu ϵ^α mit $\alpha = \sum_i 1/n_i$.

Die Dichteverteilung einer unendlich tiefen Falle erhält man durch die Integration über die Impulskoordinaten:

$$n(\mathbf{r}) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3p = n_0 \exp\left(-\frac{U(\mathbf{r})}{k_B T}\right). \quad (2.31)$$

Damit lässt sich ein effektives Volumen $V = N/n_0$ definieren. Für durch Potenzgesetze beschreibbare Fallen besteht zwischen Volumen und Temperatur die Proportionalität $V \propto T^\alpha$. Kleine Fallenvolumina bedeuten somit auch kleine Temperaturen. Die für die Stoßprozesse wichtige mittlere Dichte \bar{n} erhält man über:

$$\bar{n} = \frac{\int n^2(\mathbf{r}) d^3r}{\int n(\mathbf{r}) d^3r} = n_0/2^\alpha. \quad (2.32)$$

Damit lässt sich ein mittleres Volumen \bar{V} ableiten:

$$\bar{V} = \frac{N}{\bar{n}} = 2^\alpha V. \quad (2.33)$$

Neben der Dichte wird die Energie des Gases bei den Berechnungen in dieser Arbeit benötigt. Sie ergibt sich durch:

$$E = \int \epsilon \rho(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon = \left(\frac{3}{2} + \alpha\right) N k_B T. \quad (2.34)$$

¹⁴Ausgedrückt in der Einheit $1/h^3$.

In einer dreidimensionalen harmonischen ($\alpha = 3/2$) Falle tragen pro Atom des Gases je drei Freiheitsgrade der Translation und drei der Vibration mit $\frac{1}{2}k_B T$ zur Gesamtenergie bei.

Die Entropie S pro gefangenem Atom kann durch die Helmholtz'sche freie Energie ($A = -k_B T \ln Q$) mittels der Zustandssumme $Q = (V/\Lambda_{\text{dB}})^N/N!$ ausgedrückt werden:

$$\frac{S}{N} = -\frac{1}{N} \frac{\partial A}{\partial T} = \frac{k_B}{N} \left[\ln Q + T \frac{\partial \ln Q}{\partial T} \right]. \quad (2.35)$$

In durch Potenzgesetze beschreibbaren Fallen gilt damit:

$$\frac{S}{N} = k_B \left[\frac{5}{2} + \alpha - \ln(n_0 \Lambda_{\text{dB}}^3) \right] \quad (2.36)$$

Wird die Falle also adiabatisch ($\Delta S = 0$) verformt, verändert sich die Phasenraumdicke $\rho = n_0 \Lambda_{\text{dB}}$ nicht, wenn α (die Potentialform) konstant gehalten wird [98].

2.3.2 Zeitverhalten der Dichte

Die Dichteänderung eines atomaren Gases in einer Falle lässt sich durch die Laderate L^* und die Zerfallsrate $\Gamma(\mathbf{r}, t)n(\mathbf{r}, t)$ mit der Zerfallskonstanten $\Gamma(\mathbf{r}, t)$ ausdrücken:

$$\frac{dn(\mathbf{r}, t)}{dt} = L^* - \Gamma(\mathbf{r}, t)n(\mathbf{r}, t). \quad (2.37)$$

Während die Laderate unabhängig von der bereits vorhandenen Atomzahldichte ist, skaliert der Verlust an Atomen mit dieser. Ist bei einem Verlustprozess nur ein gefangenes Teilchen involviert, spricht man von einem Einkörperverlust, welcher durch die Zerfallskonstante γ charakterisiert wird. Werden hingegen für einen Verlustprozess Kollisionen eines gefangenen Atoms mit einem oder zwei weiteren gefangenen Atomen benötigt, bezeichnet man diesen als Zwei- bzw. Dreikörperverlust mit der Zerfallskonstanten β bzw. G_3 . Der Zerfall ist dann von $n(\mathbf{r}, t)^2$ bzw. $n(\mathbf{r}, t)^3$ abhängig. Allgemein lässt sich die Zerfallskonstante in folgender Form schreiben:

$$\Gamma(\mathbf{r}, t) = \gamma + \beta n(\mathbf{r}, t) + G_3 n(\mathbf{r}, t)^2 + \tilde{\Gamma}. \quad (2.38)$$

$\tilde{\Gamma}$ beinhaltet Verluste, die durch Kollisionen von mehr als drei Atomen zustande kommen. Sind mehrere Ein-, Zwei- bzw. Dreikörperverluste möglich, werden die einzelnen Zerfallskonstanten zu einer Gesamtkonstante addiert (γ_{tot} , β_{tot} bzw. $G_{3,\text{tot}}$). Gleichungen, die näherungsweise nur Terme bis zu einem i-Körperverlust beinhalten, werden im Folgenden als i-Körpergleichungen bezeichnet ($i=1,2,\dots$). Zerfallsgleichungen sind Gleichungen mit $L^* = 0$.

Die Gleichgewichtsbedingung beim Ladeprozess und die somit unter den gegebenen Bedingungen maximale Atomzahldichte erhält man aus $\frac{dn}{dt} = 0$.

Im Experiment ist die Atomzahl einfacher zugänglich als die Dichte. Die Gleichung für die Atomzahl erhält man durch die Integration von Gleichung (2.37) über das Volumen:

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \int \Gamma(\mathbf{r}, t)n(\mathbf{r}, t) d^3r, \quad (2.39)$$

wobei $L = L^* \bar{V}$ die Atomzahl-Laderate ist.

Die Verlustprozesse selbst hängen sehr stark vom verwendeten Fallentyp, der Atomsorte und der betrachteten Situation ab. Zu typischen Einkörperverlusten zählen in unserem Experiment Hintergrundgasstöße oder die in Kapitel 7.1 betrachtete Photoionisation. Inelastische Grundzustandsstoßprozesse zwischen gespeicherten Atomen, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten diskutiert wurden, sind Zweikörperverluste. Zu diesen gehören auch die in Kapitel 7 diskutierten lichtinduzierten Stöße zwischen gespeicherten Atomen.

Die Dreikörperverlustrate ist bei den beobachteten Dichten ($n < 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) noch verschwindend klein und wird daher in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet. Skaliert man die experimentell in einem Rb-Ensemble $|f=2, m_f=2\rangle$ ermittelte [99] Ratenkonstante $G_{3,\text{Rb}} = 4.3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ für Dreikörperverluste mit der von Fedichev angegebenen Formel ($G_3 \propto a^4/m$) [100], so erhält man $G_{3,\text{Cr}} = 4.3 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^{-6}\text{s}^{-1}$ ($\Rightarrow \tau = 1/(G_{3,\text{Cr}}n^3) \sim 100 \text{ s}$ für $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$). Durch die langreichweitige Wechselwirkung von Cr kann diese Rate jedoch noch etwas größer ausfallen.

In einer kombinierten Falle mit zwei oder mehreren Atomsorten werden zusätzliche Verluste möglich, die aus inelastischen Kollisionen zwischen den Atomsorten im Überlappbereich der beiden Fallen resultieren. β_{ab} ist die Zerfallskonstante für die Atomsorte a durch Stöße mit der Atomsorte b . Inelastische Kollisionen müssen dabei aufgrund des unterschiedlichen Einschlusses und Energieübertrages auf die Atomsorten nicht unbedingt zum Verlust beider Kollisionspartner führen. β_{ab} und β_{ba} können somit unterschiedlich sein. Die Gleichung für die Dichteänderung der Atomsorte a lautet:

$$\frac{dn_a(\mathbf{r}, t)}{dt} = L_a^* - \gamma_a n_a(\mathbf{r}, t) - \sum_b \beta_{ab} n_a(\mathbf{r}, t) n_b(\mathbf{r}, t). \quad (2.40)$$

Die Summe wird über alle beteiligten Atomsorten ausgeführt. Zu beachten ist, dass die Fallenvolumina und -geometrien der beiden Fallen meist nicht identisch sind. β_{aa} ist die Zweikörperkonstante zweier identischer Atome.

Betrachtet man anstatt der Dynamik bei mehreren Atomsorten die Dynamik bei mehreren internen Zuständen, so muss man für die Ratengleichung der Dichte in Zustand a neben Verlusten in andere Zustände auch den Gewinn aus den anderen Zuständen beachten:

$$\frac{dn_a}{dt} = L_a^* - \gamma_a n_a - \sum_{\{a', b'\}, b} \beta_{a, b \rightarrow a', b'} n_a n_b + \sum_{\{a', b'\}, b} \beta_{a', b' \rightarrow a, b} n_{a'} n_{b'}. \quad (2.41)$$

Zu den bekannten ersten beiden Termen muss einerseits die Abnahme der Dichte in Zustand a bei Übergängen in die Zustände $\{a', b'\}$ durch Stöße mit Atomen in Zustand b (summiert wird über alle möglichen Endzustände und Stoßpartner) und andererseits die Zunahme der Dichte in Zustand a durch Stöße von Atomen in den Ausgangszuständen $\{a', b'\}$ (summiert wird hier über alle Ausgangszustände und möglichen Endzustände b) berücksichtigt werden. $\beta_{ab \rightarrow a'b'}$ ist die Ratenkonstante für einen Übergang zweier Atome aus den Zuständen $\{a, b\}$ in die Zustände $\{a', b'\}$. Für die Atomzahl ergibt sich somit:

$$\frac{dN_a}{dt} = L_a - \gamma_a N_a - \sum_{\{a', b'\}, b} \beta_{ab \rightarrow a'b'} \frac{N_a N_b}{V_{ab}} + \sum_{\{a', b'\}, b} \beta_{a'b' \rightarrow ab} \frac{N_{a'} N_{b'}}{V_{a'b'}}, \quad (2.42)$$

mit $V_{ab} = \frac{N_a N_b}{\int n_a n_b d^3r}$ und $V_{a'b'} = \frac{N_{a'} N_{b'}}{\int n_{a'} n_{b'} d^3r}$.

Auch hier können die Volumina der einzelnen Zustände unterschiedlich sein. Betrachtet man z.B. magnetisch gespeicherte Atome, so hängt das Volumen vom jeweiligen magnetischen Moment ab (vgl. Kapitel 3.3).

Einfluss der Quantenentartung auf Kollisionsraten

Ein i -Körper-Kollisionsprozess ist eng verbunden mit der i -Körper-Korrelationsfunktion $g_i(r)$, die proportional zur Wahrscheinlichkeit ist, dass sich i Teilchen im Abstand r befinden. Für ein bosonisches, thermisches Gas gilt $g_i(0) = i!$. In einem BEC reduziert sich dieser Wert durch die Kohärenz auf $g_i(0) = 1$. Somit ist ein inelastischer i -Körper-Prozess in einem BEC um einen Faktor $i!$ unterdrückt. Dieser Effekt wurde von Kagan et al. [101] vorhergesagt und von Burt et al. [99] experimentell an der Dreikörperrekombination nachgewiesen. Ist f der Kondensatbruchteil in einer Wolke, so gilt für Zweikörperstöße $g_2(0) = 2 - f^2$ [102]. Für $T \rightarrow 0$ umfasst der Kondensatanteil die gesamte Wolke, d.h. $f \rightarrow 1$ und $g_2(0) = 1$. Die Rate ist somit um den Faktor zwei unterdrückt.

2.3.3 Heizprozesse in konservativen Fallen

Heizprozesse in konservativen Fallen geben einen weiteren Einblick in die damit verbundenen Kollisions- bzw. Verlustprozesse. Im Allgemeinen sind Kollisionen, Verluste und der Heizprozess sehr eng miteinander verbunden und lassen sich meist nicht separat behandeln.

Heizprozesse durch inelastische Kollisionen

Die Energieänderung eines gespeicherten Ensembles setzt sich gemäß Gleichung (2.34) aus der Temperaturänderung und der Teilchenzahländerung zusammen:

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{3}{2} + \alpha \right) \left(\frac{dN}{dt} k_B T + N k_B \frac{dT}{dt} \right). \quad (2.43)$$

Die durch inelastische Kollisionen gewonnene Energie kann ganz oder zumindest teilweise auf die Atomwolke übertragen werden. Wenn der Energiegewinn durch die inelastische Kollision nicht ausreicht, um die Kollisionsprodukte aus der Falle zu entfernen, thermalisieren die Atome mit dem restlichen Ensemble und erwärmen dabei die Wolke. Ist die Thermalisierungsrate der Atome in der Falle wesentlich größer als die inelastische Stoßrate Γ_{inel} , erhält man:

$$\frac{dT(t)}{dt} = \Gamma_{\text{inel}} \Delta T, \quad (2.44)$$

wobei $\Delta T = \Delta E / (3Nk_B)$ die Temperaturänderung pro inelastischem Stoß in einer harmonischen Falle ist.

Führt ein Prozess zum Verlust von Teilchen, die im Schnitt mehr bzw. weniger Energie als die mittlere Teilchenenergie besitzen, wird die Energiedifferenz dem Ensemble entzogen bzw. an dieses abgegeben. Kann über diesen Prozess das Ensemble gekühlt werden, spricht man von Evaporation (vgl. Kapitel 3.5). Führt er zum Heizen wird er Anti-Evaporation genannt. Durch inelastische Kollisionen werden insbesondere Atome aus dem dichtesten Bereich der Wolke entfernt. Die mittlere Energie eines solchen Teilchens in einer harmonischen Falle ist:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int n(\mathbf{r})^{i-1} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3r d^3p}{\int n(\mathbf{r})^{i-1} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3r d^3p} \quad (2.45)$$

$$= \left(\frac{3}{2} + \frac{3}{2i} \right) k_B T. \quad (2.46)$$

Durch i wird dabei ein i -Körper-Verlust bezeichnet. Für $i > 1$ werden Atome aus der Falle entfernt, die im Schnitt weniger potentielle Energie besitzen als ein Durchschnittsatom in der Falle. Die Energiedifferenz $(3(1 - 1/i)k_B T/2)$ verbleibt in der Wolke und führt entsprechend Gleichung (2.44) zu einer Temperaturerhöhung (Anti-Evaporation).

Die Kollisionsprodukte, die wegen der höheren Dichte überwiegend im Fallenzentrum erzeugt werden, können auch während des Verlassens der Falle durch elastische Kollisionen Energie auf gefangene Atome übertragen. Dieser Prozess wird insbesondere im so genannten hydrodynamischen Regime, in dem die Kollisionsrate wesentlich größer als die Fallenfrequenz ist, bedeutend.

Kapitel 3

Kühlen und Speichern von Atomen

Im Vordergrund dieses Kapitels stehen die Grundlagen, die zur Präparation und Manipulation ultrakalter Atomwolken erforderlich sind. Ausgehend von einem Zwei-Niveau-Atom wird auf den dissipativen und den konservativen Anteil der Kraft, die ein Atom im Lichtfeld erfährt, eingegangen. Es wird erläutert, wie mittels des dissipativen Anteils die Kühlung eines atomaren Ensembles erreicht und der konservative Anteil der Kraft zum Speichern der Atome ausgenutzt werden kann. Im Anschluss werden magnetische Potentiale diskutiert, die in den Experimenten zum Einsatz kommen. Die Landau-Zener-Passage, die in den Versuchen zur Präparation der magnetischen Unterzustände genutzt wird, wird im Folgenden dargelegt. Abschließend wird ein Modell zur Beschreibung der Evaporationskühlung in der magnetischen und optischen Falle für Cr-Atome entwickelt, mit dem sich die experimentell beobachteten Verläufe der Evaporation sehr gut erklären lassen.

3.1 Kräfte auf Atome im Lichtfeld

In der semiklassischen Beschreibung wird typischerweise die Lichtkraft auf ein ruhendes Zwei-Niveau-Atom mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ in einem klassischen Lichtfeld betrachtet. Die Niveaus sind dabei durch einen Dipolübergang der Frequenz ω_a verbunden. Im Lichtfeld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}E_0(\mathbf{r}) \cos(\omega_l t - \Phi(\mathbf{r}))$ mit Feldamplitude $E_0(\mathbf{r})$, Frequenz ω_l , Phase $\Phi(\mathbf{r})$, Verstimmung $\delta = \omega_l - \omega_a$, und Polarisation $\hat{\mathbf{e}}$ führt die Kopplung des induzierten Dipolmoments \mathbf{d} des Atoms an das elektrische Feld des Lichts zum Wechselwirkungsterm $H_{\text{ww}} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$. Aus dieser Wechselwirkung lässt sich eine gemittelte Kraft auf ein ruhendes Atom ableiten (z.B. [39, 103, 104, 105, 106]), die unter Berücksichtigung der spontanen Emission zwei Komponenten enthält:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{F}_{\text{sp}}(\mathbf{r}, t), \quad (3.1)$$

$$\mathbf{F}_{\text{dip}}(\mathbf{r}, t) = -\hbar \frac{\delta}{2} \frac{s}{s+1} \frac{\nabla \Omega_r^2}{\Omega_r^2}, \quad (3.2)$$

$$\mathbf{F}_{\text{sp}}(\mathbf{r}, t) = -\hbar \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \nabla \Phi. \quad (3.3)$$

Der durch das Lichtfeld angeregte atomare Dipol besitzt Anteile, die in bzw. um 90° außer Phase mit dem treibenden Lichtfeld schwingen. Diese führen zu einer vom Amplitudengradienten abhängenden, dispersiven (Dipolkraft) bzw. zu einer vom Phasengradienten des Lichtfelds

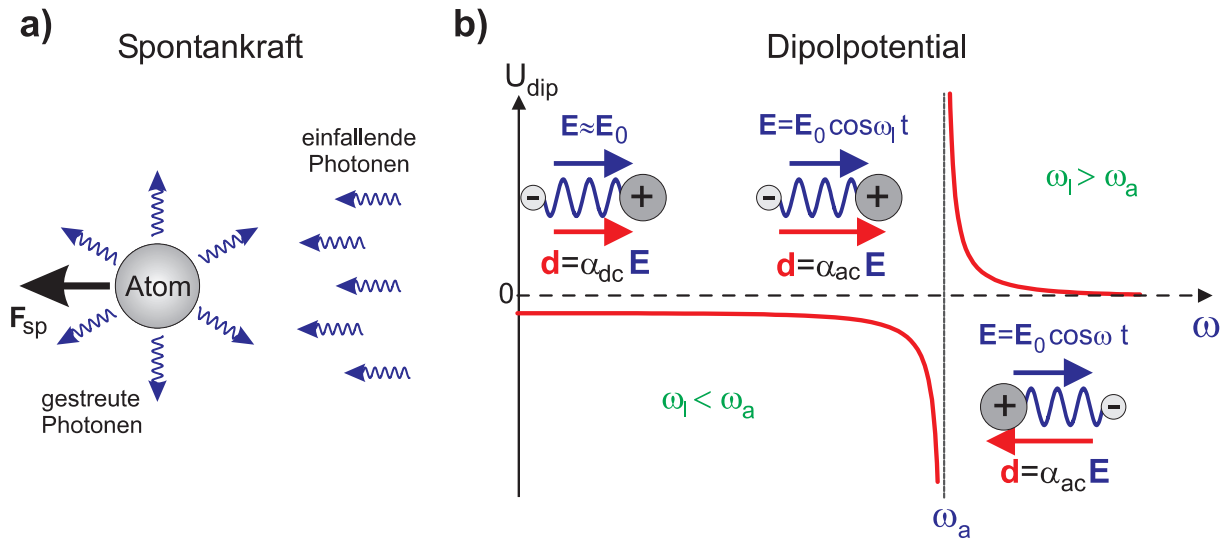


Abbildung 3.1: a) Spontankraft: Durch Absorption der einfallenden Photonen eines resonanten Laserstrahls erhält das Atom einen Impuls in Richtung der Strahlpropagation. Der Impulsübertrag bei der Emission mittelt sich bei mehreren Zyklen aus Absorption und spontaner Emission zu Null (siehe Text). b) Dipolpotential: Im klassischen Lorentz-Modell wird die Dipolkraft durch einen getriebenen, ungedämpften Oszillator erklärt. Das induzierte Dipolmoment \mathbf{d} ist über die frequenzabhängige Polarisierbarkeit α mit dem elektrischen Feld verbunden. Während unterhalb der Resonanz ($\omega_l < \omega_a$) der atomare Dipol gleichphasig mit dem elektrischen Feld \mathbf{E} schwingt, schwingt er oberhalb der Resonanz ($\omega_l > \omega_a$) gegenphasig. Die Für $\omega_l \rightarrow 0$ erhält man den quasi-statischen Fall.

abhängenden, dissipativen (Spontankraft) Komponente der Kraft. Die aufgeführten Gleichungen entstanden unter Ausnutzung der Drehwellennäherung¹ und sind für $|\delta| \ll \omega_a$ gültig. Eingeführt wurden bei den Gleichungen die Rabi-Frequenz Ω_r , der Sättigungsparameter s und die Zwei-Niveau-Zerfallskonstante Γ :

$$\Omega_r = -\frac{E_0}{\hbar} \langle e | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}} | g \rangle = \Gamma \sqrt{I/2I_s}, \quad (3.4)$$

$$s = \frac{s_0}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.5)$$

$$\Gamma = \frac{\omega_a^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e | \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{e}} | g \rangle|^2. \quad (3.6)$$

Die Rabi-Frequenz ist ein Maß der Kopplung zwischen Atom und Lichtfeld und kann durch die Intensität $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c |E_0|^2$ und die Sättigungsintensität $I_s = \frac{\pi\hbar c \Gamma}{3\lambda^3}$ ausgedrückt werden. $s_0 = I/I_s$ wird als resonanter Sättigungsparameter eines Zwei-Niveau-Atoms bezeichnet.

Spontankraft

In einer ebenen Welle ($\nabla I = \nabla \Omega_r^2 = 0$) wird die Kraft auf das Atom (3.1) auf den ersten, dissipativen Term reduziert. Dieser Anteil der Kraft kann auf den Photonenimpulsübertrag während

¹Bei der Drehwellennäherung werden beim Übergang in ein mit der Lichtfrequenz rotierendes Bezugssystem die mit der doppelten Frequenz rotierenden Terme vernachlässigt [39].

eines Zyklus aus Absorption und spontaner Emission zurückgeführt werden. Dabei überträgt jedes gestreute Photon mit Wellenzahl $k = |\mathbf{k}|$ dem Atom bei der Absorption seinen Impuls ($\hbar\mathbf{k}$). Aufgrund der inversionssymmetrischen Emissions-Charakteristik der spontanen Emission, mittelt sich der Emissions-Impulsübertrag über mehrere Zyklen zu Null und es verbleibt allein der Netto-Impulsübertrag durch die Absorption (s. Abbildung 3.1 a)). Dieser Impulsübertrag erfolgt mit der Streurrate Γ_{str} , die sich aus dem Produkt der Besetzungswahrscheinlichkeit ρ_{ee} des angeregten Niveaus und der Zerfallskonstanten Γ ergibt.

$$\mathbf{F}_{\text{sp}} = \hbar\mathbf{k}\Gamma_{\text{str}}, \quad \text{mit} \quad (3.7)$$

$$\Gamma_{\text{str}} = \Gamma \rho_{ee} \quad \text{und} \quad \rho_{ee} = \frac{s}{2(s+1)}. \quad (3.8)$$

Die Besetzung ρ_{ee} des angeregten Niveaus hängt von Verstimmung und Lichtintensität ab. Wird die Streurrate über der Verstimmung aufgetragen, so erhält man ein typisches Lorentzprofil, dessen Maximum bei $\delta = 0$ liegt. Bei hohen Leistungen ($s \gg 1$) überwiegen stimulierte Prozesse. Sie führen zu einer maximalen Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes von $1/2$. Die daraus resultierende maximale Beschleunigung $F_{\text{sp,max}}/m = \hbar k\Gamma/2m$ ist typischerweise fünf bis sechs Größenordnungen größer als die Erdbeschleunigung.

Um die Bewegung des Atoms und den Einfluss externer Felder zu berücksichtigen, wird von der Verstimmung δ zu einer effektiven Verstimmung übergegangen:

$$\delta_{\text{eff}} = \delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \delta_{\text{ZS}} + \dots \quad (3.9)$$

Die zusätzlichen Terme werden dabei eingeführt, um der Dopplerverschiebung eines sich mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} bewegenden Atoms, der Zeemanverschiebung δ_{ZS} aufgrund eines lokalen Magnetfeldes oder weiteren Einflüssen auf die Verstimmung Rechnung zu tragen. Maximale Kraft wird nun bei verschwindender effektiver Verstimmung übertragen.

Aufgrund ihres dissipativen Charakters kann die Spontankraft zum Kühlen (*Dopplerkühlen* [22, 107, 108]) und in Verbindung mit inhomogenen Magnetfeldern auch zum Speichern (*magneto-optische Falle (MOT)* [109]) ausgenutzt werden. Die in dieser Arbeit eingesetzte Dopplerkühltechniken und magneto-optischen Fallen wurden bereits mehrfach sehr detailliert für Cr und Rb beschrieben [77, 79, 110, 111]. Der Kühlprozess in diesen Fallen ist intrinsisch mit einem Heizprozess verbunden. Durch die spontane Emission und die Absorption von Photonen mit unterschiedlichen \mathbf{k} -Vektoren wird dabei ein diskreter Impuls auf das Atom übertragen. Die zufällige Richtung des Impulses führt zu einer Diffusionsbewegung im Impulsraum. Dies führt zu einer minimalen Temperatur², die als Dopplertemperatur bezeichnet wird [114]:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (3.10)$$

Die Dichte der Atome in diesen Fallen ist aufgrund des verwendeten nahresonanten Laserlichts durch Stöße mit Atomen in den angeregten Zuständen (lichtinduzierte Stöße) [115] und Vielfachstreuung des Laserlichts [116] normalerweise auf Dichten unter 10^{-11} cm^{-3} limitiert. Somit erreicht man mit diesen Fallen eine Phasenraumdicke von $\rho \approx 10^{-7}$.

²Unter Ausnutzung der magnetischen Unterstruktur kann die Dopplertemperatur unterschritten werden [112]. Neben den Sub-Doppler-Kühlverfahren, die meist die Recoil-Temperatur T_{rec} (Temperatur, die der Rückstoßenergie eines Photons entspricht) als theoretisches Limit haben, sind Subrecoil-Laserkühltechniken vorgeschlagen und experimentell implementiert worden [39, 113].

Für große Verstimmungen ($\delta \gg \Gamma/2$) und kleine Sättigungen ($s \ll 1$) gilt für die Streurrate folgende Näherung:

$$\Gamma_{\text{str}} \approx \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_a^3} \frac{\Gamma^2}{\delta^2} I. \quad (3.11)$$

Dipolkraft

Liegt ein Intensitätsgradient (∇I) im Lichtfeld vor, trägt \mathbf{F}_{dip} zur Lichtkraft bei. Die Kraft zeigt im Gegensatz zur Spontankraft bei Variation der Verstimmung ein dispersives Verhalten. Während sie für rote Verstimmungen ($\delta < 0$) in Richtung des Feldgradienten gerichtet ist, zeigt sie für blaue Verstimmungen ($\delta > 0$) in die entgegengesetzte Richtung. Im klassischen Bild (Lorentzmodell, s. Abbildung 3.1 b)) schwingt der durch das Lichtfeld getriebene Dipol in Phase ($\delta < 0$) bzw. um 180° gegen die Phase ($\delta > 0$) des Lichtfelds. Es ist für den Dipol daher energetisch günstiger, im Lichtfeld im Bereich hoher ($\delta < 0$) bzw. geringer ($\delta > 0$) Intensität zu sein. Dieser Kraftterm wird daher auch als Dipolkraft bezeichnet. Da die Kraft proportional zum Intensitätsgradienten des Lichtfelds ($F_{\text{dip}} \propto \hbar|\nabla\Omega_r^2|$) ist, kann sie im Gegensatz zur Spontankraft prinzipiell unbegrenzt gesteigert werden. Die Dipolkraft ist eine konservative Kraft, durch deren Integration man das Dipolpotential U_{dip} erhält [117]:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1+s) \quad (3.12)$$

$$\simeq \frac{\hbar\Omega_r^2}{4\delta} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\delta} I(\mathbf{r}). \quad (3.13)$$

Die Näherung (3.13) gilt dabei für große Verstimmungen ($\delta \gg \Gamma, \Omega_r$). Ein Intensitätsmaximum reicht somit aus, um ein Fallenpotential zu erzeugen. Optische Fallen in diesem Frequenzbereich werden häufig mit FORT (far off resonant traps) abgekürzt. Ausschlaggebend ist hier die dynamische Polarisierbarkeit α_{ac} des Atoms.

Durch Absorption und Emission bei der Photonenstreuung wird jeweils die Rückstoßenergie $E_{\text{rec}} = k_B T_{\text{rec}}$ des Photons mit Rückstoßtemperatur $k_B T_{\text{rec}} = \hbar^2 k^2 / 2m$ auf das Ensemble in der optischen Falle übertragen. Die Energie ändert sich damit pro Atom um:

$$\dot{E} = 2E_{\text{rec}} \bar{\Gamma}_{\text{str}} = k_B T_{\text{rec}} \bar{\Gamma}_{\text{str}}, \quad (3.14)$$

wobei $\bar{\Gamma}_{\text{str}}$ die mittlere Streurrate des Atoms im Fallenpotential ist.

Das Dipolpotential und die Photonenstreurate (Gleichung (3.11)) sind über eine sehr einfache Beziehung miteinander verbunden:

$$\frac{U_{\text{dip}}}{\bar{\Gamma}_{\text{str}}} = \frac{\hbar\delta}{\Gamma}. \quad (3.15)$$

Bei gleichbleibendem Dipolpotential verringert sich die Photonenstreurate reziprok mit zunehmender Verstimmung δ . Die Photonenstreuung kann in solchen Fallen somit fast komplett unterdrückt werden.

In diesen weitverstimmten Fallen werden zudem die Besetzungen der angeregten Zustände und damit lichtinduzierte Stöße zwischen den Atomen vernachlässigbar. Die experimentell erreichten Dichten übersteigen 10^{13} cm^{-3} [118].

Quasi-statische Polarisierbarkeit

Wird die Drehwellennäherung nicht durchgeführt, erhält man für $s \ll 1$ und $\delta \gg \Gamma/2$ übereinstimmend aus der semiklassischen Beschreibung [119] und der Ableitung aus dem klassischen Lorentzmodell [120] folgende Formeln für das Dipolpotential und die Streurrate:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_a^3} \left(\frac{1}{\omega_a - \omega_l} + \frac{1}{\omega_a + \omega_l} \right) I(\mathbf{r}) \quad (3.16)$$

$$\Gamma_{\text{str}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar\omega_a^3} \left(\frac{\omega_l}{\omega_a} \right)^3 \left(\frac{1}{\omega_a - \omega_l} + \frac{1}{\omega_a + \omega_l} \right)^2 I(\mathbf{r}). \quad (3.17)$$

Der gegenrotierende Term $(\omega_a + \omega_l)$ ist im Gegensatz zu Gleichungen 3.1 noch enthalten. Für $|\delta| \ll \omega_a$ erhält man die Gleichungen aus den vorangegangenen Abschnitten.

Wird die Frequenz des Lasers wesentlich kleiner als die atomare Übergangsfrequenz gewählt ($\omega_l \ll \omega_a$), tragen beide Terme in den Gleichungen (3.16) zu etwa gleichen Teilen zum Potential bei und man erhält in der quasi-statischen Näherung ein von der Verstimmung unabhängiges Potential:

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2 \Gamma}{\omega_a^4} I(\mathbf{r}). \quad (3.18)$$

Fallen dieser Art werden QUEST (quasi-electrostatic traps) genannt und beruhen auf der statischen Polarisierbarkeit α_{dc} der Atome (s. Abbildung 3.1).

Das Verhältnis zwischen Potential und Streurrate führt nun zu folgender Beziehung:

$$\frac{U_{\text{dip}}}{\Gamma_{\text{str}}} = \frac{\hbar\omega_a^4}{2\omega_l^3\Gamma} \quad (3.19)$$

Die Streurrate in solchen Fallen ist äußerst gering und liegt typischerweise unter 10^{-3} s^{-1} .

3.2 Optische Dipol-Falle für Chromatome

Die Dipolkraft und das damit verbundene konservative Potential kann wie im vorangegangenen Abschnitt besprochen wurde zur Speicherung von Atomen ausgenutzt werden. Ein gegen den atomaren Übergang rotverstimmter, fokussierter Laserstrahl reicht dabei bereits aus, um das Fallenpotential zu erzeugen³. Die einfache Implementierung der Falle, die mögliche Speicherung aller magnetischen Unterzustände, die geringen Verluste, die einfache Verformbarkeit und die freie Wahl des externen Magnetfeldes haben dazu geführt, dass sehr viele Gruppen, die zur Zeit Experimente mit entarteten Quantengasen durchführen, diesen Fallentyp nach der Präparation des Quantengases in der eigentlichen Experimentierphase einsetzen. In jüngster Zeit wird oft das Quantengas bereits in diesem Fallentyp präpariert [121].

Um ein atomares Ensemble in einer optischen Falle halten zu können, muss das Potential tiefer als die mittlere Energie der Atome sein. Das Aufheizen der Atome in der Falle durch Photonenstreuung wird vermieden, wenn durch den Laser eine möglichst kleine Photonenstreurrate entsteht. Wie in Abschnitt 19 ausgeführt wird, können diese Anforderungen erfüllt werden, wenn mit sehr weit verstimmten, intensiven Laserstrahlen gearbeitet wird. In den Experimenten dieser Arbeit kommt daher ein 20 W Faserlaser bei $\lambda_l = 1064 \text{ nm}$ zum Einsatz.

³Experimentell wurden ebenfalls optische Fallen mit blauverstimmten Laserstrahlen realisiert (vgl. hierzu [120]).

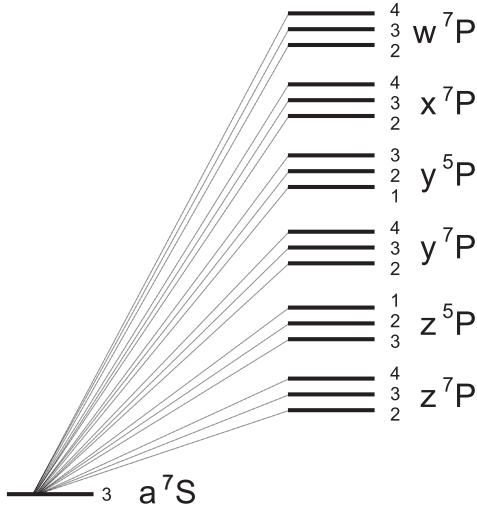


Abbildung 3.2: Erweitertes Niveauschema von ^{52}Cr . Wellenlängen und Zerfallsraten können Tabelle 3.1 entnommen werden.

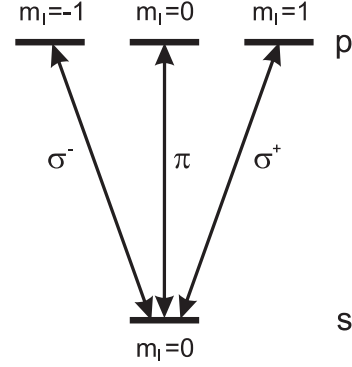


Abbildung 3.3: Für große Verstimmungen reduziert sich jede in Abbildung 3.2 dargestellte p-Mannigfaltigkeit auf einen einfachen $s \rightarrow p$ -Übergang. Dieser stellt für jede Polarisation (σ^- , σ^+ oder π) ein Zwei-Niveau-System dar.

Bei der Verwendung von weit verstimmtem Licht ist es notwendig, alle an den Zustand optisch angekoppelten Niveaus zu berücksichtigen (siehe erweitertes Niveauschema von Chrom Abbildung 3.2 und Tabelle 3.1). Ist die Verstimmung wie in unserem Fall wesentlich größer als die Feinstrukturaufspaltung ($\Delta_{FS} \ll \delta$), kann die Feinstruktur zunächst näherungsweise vernachlässigt [120] und eine mittlere Übergangsfrequenz ω_j benutzt werden. Für den Grundzustand von Chrom erhält man dann reine $s \rightarrow p$ Übergänge. Bei Betrachtung eines dieser Übergänge wird deutlich, dass dadurch für jede Polarisation (σ^\pm, π) der Übergang auf ein Zwei-Niveau-System mit identischer Übergangsstärke⁴ Γ_j reduziert wird (siehe Abbildung 3.3). Das Gesamtpotential bzw. die Gesamtstreurate des Grundzustands erhält man dann durch die Summation über alle optisch angekoppelten p-Zustände (ohne Berücksichtigung deren Feinstruktur):

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}, t) = - \sum_j \frac{3\pi c^2 \Gamma_j}{2\omega_j^3} \left(\frac{1}{\omega_j - \omega_l} + \frac{1}{\omega_j + \omega_l} \right) I(\mathbf{r}, t) \quad (3.20)$$

$$\Gamma_{\text{str}}(\mathbf{r}, t) = \sum_j \frac{3\pi c^2 \Gamma_j^2}{2\hbar \omega_j^3} \left(\frac{\omega_l}{\omega_j} \right)^3 \left(\frac{1}{\omega_j - \omega_l} + \frac{1}{\omega_j + \omega_l} \right)^2 I(\mathbf{r}, t), \quad (3.21)$$

wobei Γ_j und ω_j die Zerfallsrate bzw. die Übergangsfrequenz des betreffenden p-Niveaus darstellen. Die elektronischen Spins koppeln nun an den verschobenen s-Grundzustand, so dass die magnetischen Unterzustände jeweils die gleiche Energieverschiebung erfahren wie

⁴Die Zerfallsrate Γ_j entspricht der Zerfallsrate aus einem der Feinstruktur-niveaus mit Clebsch-Gordan-Koeffizient $C = 1$. Licht koppelt an die Bahndrehimpulse ℓ der Zustände und nicht an die elektronischen bzw. nuklearen Spins. Die Kopplungsstärken zwischen den Unterniveaus, die die elektronischen bzw. nuklearen Drehimpulse und den Photonendrehimpuls berücksichtigen, werden typischerweise durch die Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten ausgedrückt [39].

Übergang	Wellenlänge λ [nm]	A_{ik} [10^8 s^{-1}]
$a^7\text{S-z}^7\text{P}$	427	$3.2 \cdot 10^{-1}$
$a^7\text{S-z}^5\text{P}$	373	$1.6 \cdot 10^{-3}$
$a^7\text{S-y}^7\text{P}$	359	1.5
$a^7\text{S-y}^5\text{P}$	336	$1.2 \cdot 10^{-3}$
$a^7\text{S-x}^7\text{P}$	236	$5.3 \cdot 10^{-2}$
$a^7\text{S-w}^7\text{P}$	209	$1.2 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 3.1: Optische Übergänge ausgehend vom $^7\text{S}_3$ -Grundzustand von Cr [122]. Neben dem in den Experimenten verwendeten Kühlübergang bei 427 nm ist der Übergang $a^7\text{S-y}^7\text{P}$ besonders bedeutend. Die weiteren Übergänge liefern nur kleine Beiträge zum optischen Potential U_{dip} und zur Streurrate $\Gamma_{\text{str}} = A_{ik}$. Der Koeffizient A_{ik} wird Einstein-A-Koeffizient genannt.

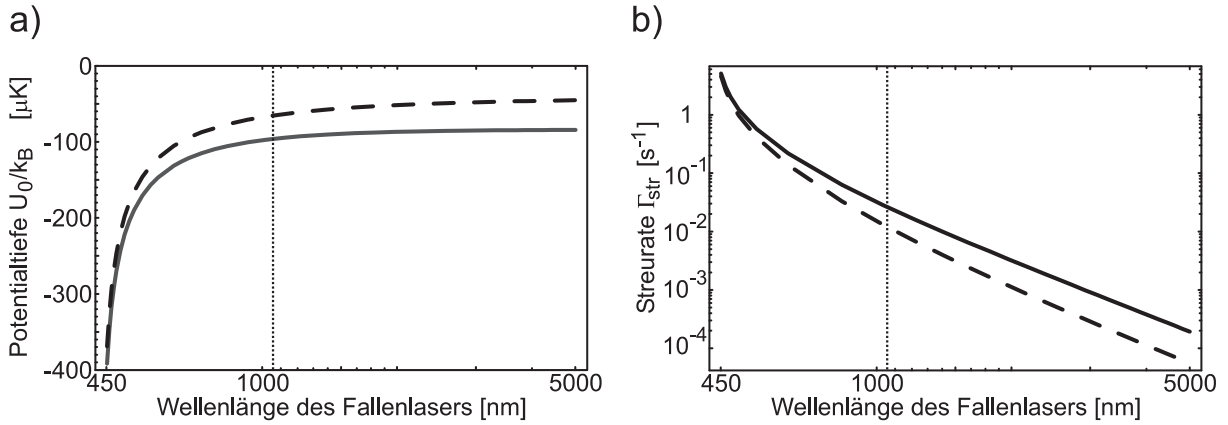


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Potentialtiefe (U_0/k_B) a) und Streurrate Γ_{str} b) von der Wellenlänge des Fallenlasers. Für die Berechnung wurde eine Intensität $I_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ W m}^{-2}$, die sich aus den experimentellen Parametern ($\omega_0 = 36.3 \mu\text{m}$ und $P=10 \text{ W}$) eines Gauß'schen Strahls ergibt, verwendet. Verglichen werden die Berechnungen ohne (durchgezogene Kurve) und mit (gestrichelte Kurve) Anwendung der Drehwellennäherung. Die Wellenlänge des benutzten Faserlasers ist durch eine gepunktete Gerade angedeutet.

der s-Grundzustand. Das Potential unterscheidet daher nicht zwischen magnetischen Unterzuständen⁵.

In Abbildung 3.4 a) und b) sind die Potentialtiefe und die Streurrate für den Grundzustand von Cr über der Wellenlänge des Fallenlasers aufgetragen. Neben den mit Gleichung 3.20 berechneten Kurven sind die mit der Drehwellennäherung (vgl. Gleichung 3.12) berechneten Kurven (gestrichelt) abgebildet. Bei der Laserfrequenz des verwendeten Fallenlasers (1064 nm) werden die Beiträge des gegenrotierenden Terms bereits bedeutend (vgl. Gleichung (3.16)) und müssen daher bei der Berechnung mit einbezogen werden. Für die Fallentiefe des optischen Potentials und die Streurrate bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ gilt für Chrom:

$$U_{\text{dip}} = 2.74 \cdot 10^{-37} \frac{\text{Jm}^2}{\text{W}} \cdot I \quad \text{bzw.} \quad \Gamma_{\text{str}} = 5.3 \cdot 10^{-12} \frac{\text{m}^2}{\text{Ws}} \cdot I. \quad (3.22)$$

Die einfachste Realisierung einer optischen Falle ist ein fokussierter rotverstimmter Gauß'scher

⁵Die gleiche Argumentation gilt bei vorhandenem Kernspin für die Hyperfein-Niveaus des Grundzustands.

Strahl. Dabei wird das Strahlprofil eines in z -Richtung propagierenden Gauß'schen Strahls mit der Leistung P mit den Zylinderkoordinaten r, z wie folgt beschrieben:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi\omega^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right) \quad (3.23)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.24)$$

$$z_R = \pi\omega_0^2/\lambda_l, \quad (3.25)$$

$\omega(z)$ beschreibt den ortsabhängigen Strahlradius, der im Fokus den Wert ω_0 annimmt. Im Abstand der Rayleigh-Länge z_R fällt das Intensitätsmaximum $I_0(z) = I(0, z) = \frac{2P}{\pi\omega^2(z)}$ auf die Hälfte ab. Da der Proportionalitätsfaktor $\pi\omega_0/\lambda_l$ zwischen Rayleigh-Länge und Strahltaile selbst bei einer Fokussierung auf $\omega_0 = \lambda/2$ größer eins ist, ist der Einschluss entlang der Strahlausbreitungsrichtung bei allen Fallen dieses Typs schwächer als in radialer Richtung.

Im Fallenzentrum kann man näherungsweise von einem harmonischen Verlauf des Potentials ausgehen: $U_{\text{dip}}(r, z) \simeq -U_0(1 - 2(r/\omega_0)^2 - (z/z_R)^2)$. Die Potentialtiefe hängt von der Laserleistung P und von der Strahltaile ω_0 ab:

$$U_0 = \frac{P}{\omega_0^2} \cdot 1.74 \cdot 10^{-37} \frac{\text{Jm}^2}{\text{W}}. \quad (3.26)$$

Aus der Krümmung des Potentials im Fallenzentrum erhält man die Fallenfrequenzen:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{m\omega_0^2}} \quad \text{und} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}}. \quad (3.27)$$

Durch den näherungsweise harmonischen Verlauf des Potentials ergibt sich eine Gauß-förmige Dichteverteilung der Atome in der Dipolfalle (vgl. Gleichung (2.31)):

$$n_{\text{dip}}(r, z) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{dip}}(r, z) - U_0}{k_B T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (3.28)$$

mit den $1/\sqrt{e}$ -Radien der Dichteverteilung:

$$\sigma_r = \frac{1}{\omega_r} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} = \frac{\omega_0}{2\sqrt{\eta}} \quad \text{und} \quad \sigma_z = \frac{1}{\omega_z} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} = \frac{z_R}{\sqrt{2\eta}}. \quad (3.29)$$

Dabei bezeichnet der Abschneideparameter $\eta = U_0/(k_B T)$ das Verhältnis aus Fallentiefe und thermischer Energie. Zwischen den Radien und den Fallenfrequenzen besteht damit folgender Zusammenhang:

$$\frac{\sigma_z}{\sigma_r} = \frac{\omega_r}{\omega_z} = \frac{\sqrt{2}\pi}{\lambda} \omega_0. \quad (3.30)$$

Vertiefung im Fallenpotential

Die Form eines Fallenpotentials lässt sich sehr einfach durch die Überlagerung eines optischen Potentials verändern. In Kapitel 2.3.1 wurde gezeigt, dass sich durch die adiabatische ($\Delta S = 0$) Verformung des Fallenpotentials die zentrale Phasenraumdicke ρ_0 in einer konservativen Falle

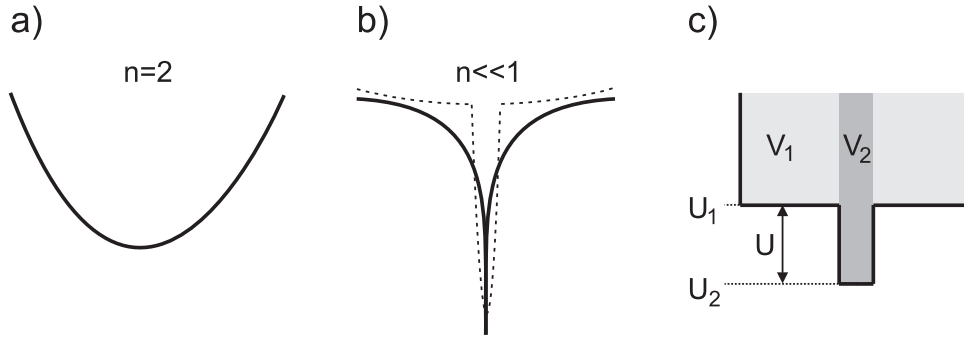


Abbildung 3.5: Durch die Verformung des harmonischen Fallenpotentials a) in ein Potential ($n < 2$) b) kann Phasenraumdicke gewonnen werden (siehe Text). Das Potential b) kann z.B. durch eine Vertiefung im Fallenpotential eines Gauß'schen Laserstrahls, die durch einen weiteren Laserstrahl erzeugt wird, (gestrichelte Kurve in b)) angenähert werden. c) Zwei-Volumen Modell zur Beschreibung der Phasenraumdickeerhöhung.

beeinflussen lässt [123]. Dieses Konzept wurde bereits erfolgreich zur Erzeugung und Untersuchung von Kondensaten in gekreuzten optischen Fallen [6] und in magnetisch-optischen [124] Hybridfallen eingesetzt.

Nach einer adiabatischen Verformung beträgt die Phasenraumdicke in einem Gas mit der Anfangsphase raumdichte ρ_i und einer anfänglichen Potentialform, die durch α_i beschrieben wird (vgl. Kapitel 2.3.1), gemäß Gleichung (2.36):

$$\rho_f = \rho_i e^{\alpha_f - \alpha_i}, \quad (3.31)$$

wobei die Parameter des Endzustands mit f gekennzeichnet sind. Für eine harmonische Falle gewinnt man an Phasenraumdicke, wenn man adiabatisch in ein Potential der Form $U(r) = r^{3/n}$ mit $0 < n < 2$ übergeht. Der Phasenraumdictegewinn $e^{3/n - 3/2}$ ist im Prinzip unbegrenzt. Es ist schwierig im Experiment eine adiabatische Verformung der Falle zu einem Potential mit $n \ll 1$ zu implementieren. Jedoch lässt sich ein solches Potential durch eine zusätzlich Vertiefung im Fallenpotential (z.B. durch einen weiteren fokussierten Laserstrahl) näherungsweise realisieren (s. Abbildung 3.5 a) und b)).

Stamper-Kurn [124] beschreibt diesen Vorgang durch ein Zwei-Volumen-Modell (siehe Abbildung 3.5 c)). In einem Gesamtvolumen $V = V_1 + V_2$ wird das Potential in Volumen V_2 adiabatisch auf $U_2 = U_1 - U$ abgesenkt. Während dieses Prozesses ändert das Gas seine Temperatur dabei auf T_f . Die Phasenraumdicke ist dann durch folgende Formel gegeben:

$$\rho_f = \rho_i \exp \left[\frac{U/k_B T_f}{1 + (V_2/V_1) \exp[\frac{U}{k_B T_f}]} \right]. \quad (3.32)$$

Gelingt es, durch ein sehr kleines Volumenverhältnis V_2/V_1 den Nenner klein (≈ 1) zu halten, ist der Phasenraumdictegewinn durch den Boltzmann-Faktor $\exp[\frac{U}{k_B T_f}]$ gegeben. Bei einer ausreichenden Atomzahl im Volumen V_1 führt die Kompression im kleinen Volumen V_2 nicht zu einer wesentlichen Temperaturveränderung im Gesamtvolumen und die Phasenraumdicke wird im Volumen V_2 lokal überhöht.

Das durch die Überlagerung aus zwei Gauß'schen Fallenstrahlen entstandene Potential kann wiederum durch ein harmonisches Potential genähert werden. Die Fallenfrequenzen ergeben sich aus der Krümmung des Potentials im Zentrum.

3.3 Magnetische Falle

Die Zeeman-Energie der Atome in einem inhomogenen Magnetfeld kann ebenfalls ausgenutzt werden, um Atome zu speichern. Die darauf basierende magnetische Falle ist ein weiterer rein konservativer Fallentyp, der wie die optische Dipolfalle nur das Speichern der Atome erlaubt. Atome müssen zuvor durch eine dissipative Technik abgekühlt werden. Prozesse durch nahresonantes Licht, die in der magneto-optischen Falle den Bereich der erreichbaren Dichten und Temperaturen beschränken, sind hier nicht vorhanden. In rein magnetischen Fallen konnten daher auch mittels der Verdampfungskühlung die ersten Bose-Einstein-Kondensate erzeugt werden.

Im Magnetfeld erfahren die verschiedenen magnetischen Unterzustände eines Atoms unterschiedliche Zeeman-Energieverschiebungen. Für kleine Felder ist diese Verschiebung proportional zum Magnetfeld. Die Kraft auf ein Atom ergibt sich somit durch:

$$\mathbf{F} = -\nabla(\Delta E_{ZS}(\mathbf{r})) = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r})) = \nabla(\mu_z B(\mathbf{r})), \quad (3.33)$$

wobei $\mu_z = -g_f m_f \mu_B$ die Projektion des magnetischen Moments auf die Quantisierungsachse (Magnetfeldrichtung) ist. Deutet das magnetische Moment in Richtung des Magnetfeldes ($g_f m_f < 0$), so zeigt die Kraft in Richtung des maximalen Feldanstiegs. Man bezeichnet Atome in diesen Zuständen als Starkfeld-Sucher ('high-field-seekers'). Atome mit einem magnetischen Moment, das entgegen der Feldrichtung gerichtet ist ($g_f m_f > 0$), werden hingegen Schwachfeld-Sucher ('low-field-seeker') genannt.

Jedes lokale Extremum eignet sich zur Speicherung der Atome. Da sich jedoch im freien Raum aufgrund der Maxwell-Gleichungen mit einem statischen Magnetfeld kein Feldmaximum erzeugen lässt, kann mit diesem Feld nur eine Falle für Atome in den schwachfeldsuchenden Zuständen realisiert werden. Die Atome befinden sich dann aber in den energetisch höchsten Unterzuständen.

Die Präzessionsfrequenz des Atoms um die lokale Feldrichtung ist die Lamorfrequenz $\omega_L = g_F \mu_B |\mathbf{B}| / \hbar$. Ändert sich das Magnetfeld zu abrupt oder ist die Geschwindigkeit $v \propto \sqrt{T}$ des Atoms im inhomogenen Feld zu hoch, so kann das magnetische Moment nicht mehr an der Feldrichtung ausgerichtet werden und es kommt zu sogenannten Majorana-Übergängen in andere magnetische Unterzustände [125, 126]. Dies stellt insbesondere ein Problem in Fallenregionen mit kleinen Feldstärken dar ($\omega_L \propto B$). Im adiabatischen Fall:

$$\left| \frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{B}(\mathbf{r})}{|\mathbf{B}(\mathbf{r})|} \right) \right| = \left| (\mathbf{v} \cdot \nabla) \left(\frac{\mathbf{B}(\mathbf{r})}{|\mathbf{B}(\mathbf{r})|} \right) \right| \ll \omega_L, \quad (3.34)$$

wird das Potential durch den Feldbetrag beschrieben:

$$U_{\text{mag}} = \mu_z |B(\mathbf{r})|. \quad (3.35)$$

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Magnetfeldkonfigurationen aufgebaut und eingesetzt. Beide Potentiale werden im Folgenden kurz erläutert:

3.3.1 Quadrupol-Konfiguration

Die Experimente zu der kombinierten Falle für Chrom und Rubidium wurden in einer Quadrupol-Konfiguration durchgeführt. Diese Konfiguration stellt die experimentell am einfachsten zu realisierende Magnetfalle dar. Typischerweise wird das vom Fallenzentrum aus in alle drei Raumrichtungen linear ansteigende Potential durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Anordnung erzeugt.

Das Feld ist rotationssymmetrisch⁶ zu den Spulenachsen (z -Richtung):

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B'_r r + B'_z z. \quad (3.36)$$

Wegen der Rotationssymmetrie und Quellenfreiheit des Magnetfeldes ist der axiale Einschluss (Feldgradient $B'_z = 2 \cdot B'_r$) doppelt so stark wie der radiale.

Bei schwachen Feldgradienten, wie sie in den Experimenten benötigt wurden, kann die Gravitation nicht vernachlässigt werden. Das Gesamtpotential mit der in y -Richtung wirkenden Gravitation (Erdbeschleunigung g) ist somit:

$$U_{\text{QF}}(\mathbf{r}) = \mu_z |\mathbf{B}(\mathbf{r})| + mgy. \quad (3.37)$$

Die Dichteverteilung 2.31 einer sich im thermischen Gleichgewicht befindlichen Wolke wird durch dieses Potential bestimmt:

$$n_{\text{QF}}(\mathbf{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{QF}}(\mathbf{r})}{k_B T}\right) = n_0 \exp\left(-C \sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2} - Dy\right), \quad (3.38)$$

$$\text{mit } C = \frac{m_f g \mu_B}{2k_B T} B'_z \quad \text{und} \quad D = \frac{mg}{k_B T}. \quad (3.39)$$

Bei einem Spingemisch muss über die einzelnen Spinzustände summiert werden ($\sum_{m_f} n_{\text{QF}}(m_f)$), um die Dichte des gesamten Ensembles zu erhalten.

Größter Nachteil dieser Konfiguration ist das verschwindende Feld im Fallenzentrum [127]. Insbesondere in kalten Wolken, die sich in dieser Fallenregion aufhalten, werden Majorana Verluste bedeutend. Durch ein zusätzliches, schnell rotierendes homogenes Feld (TOP-Falle) [1] oder einen „Stopfen“ im Potential (z.B. ein auf den Nullpunkt fokussierter blauverstimmter Laserstrahl) [3] konnte dieser Prozess vermieden werden. Somit wurden in solchen Fallen die Bose-Einstein-Kondensation erreicht.

3.3.2 Ioffe-Pritchard-Konfiguration

Die Experimente dieser Arbeit zur Verdampfungskühlung und zur Bestimmung der Zweikörperverlustkonstanten in der magnetischen Falle wurden in einer Ioffe-Pritchard-Falle durchgeführt. Die Falle zeichnet sich dadurch aus, dass der Betrag des Feldes an keinem Ort verschwindet. Die Ioffe-Pritchard-Falle wurde 1983 von Pritchard für die Speicherung von neutralen Atomen vorgeschlagen. Die Konfiguration geht auf ein Konzept von Ioffe für den Einschluss von Plasmen zurück. Das Magnetfeld entsteht durch die Überlagerung eines zweidimensionalen Quadrupolfeldes in der x - y -Ebene und eines harmonischen Feldes in z -Richtung (siehe Abbildung 3.6 a) und b)). Der Feldverlauf wird durch die drei Parameter Offset B_0 , radialer Gradient B' und axiale Krümmung B'' bestimmt:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} B_0 + \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} B' + \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix} \frac{B''}{2}. \quad (3.40)$$

Die Atome bewegen sich im Potential, das durch den Betrag dieses Feldes bestimmt wird. Abhängig von Temperatur T und Offsetfeld B_0 (siehe Abbildung 3.6 c)) lässt sich das Potential wie folgt nähern:

⁶Die Felder werden aufgrund der Rotationssymmetrie in Zylinderkoordinaten r, z beschrieben.

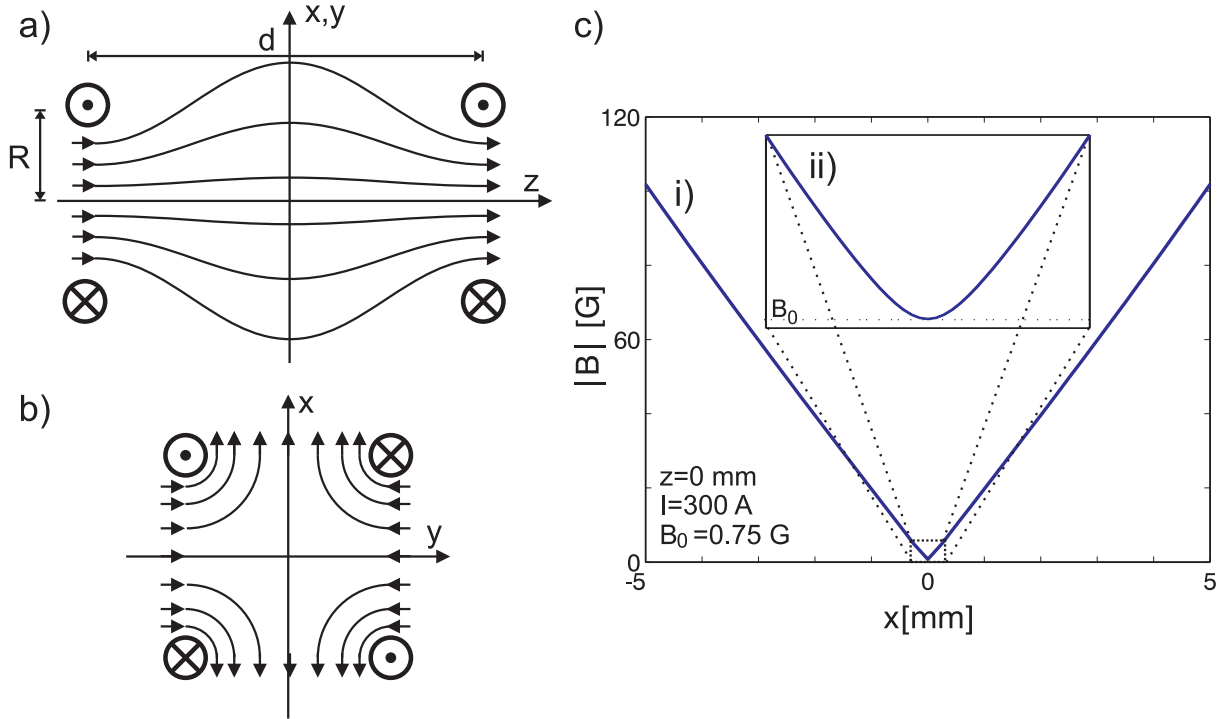


Abbildung 3.6: Feldkonfiguration einer Ioffe-Pritchard-Falle: a) Der harmonische Einschluss in z -Richtung wird meist durch zwei koaxial, gleichsinnig stromdurchflossene Spulen, deren Abstand d größer als ihr Radius r ist, erzielt. b) In der Ebene senkrecht zu z erfolgt der Einschluss durch ein zweidimensionales Quadrupolfeld. c) i) Lineares und ii) harmonisches Regime der Ioffe-Pritchard-Falle.

Harmonisches Regime

Ist die Temperatur der Wolke klein gegenüber der Offset-Energie ($k_B T \ll \mu B_0$), befindet man sich im harmonischen Bereich des Potentials. Der um die z -Achse rotations-symmetrische ($r^2 = x^2 + y^2$) und in drei Dimensionen harmonische Einschluss wird dann durch folgenden Ausdruck gut genähert:

$$U_{\text{hF}}(\mathbf{r}) = \mu \left(B_0 + \frac{1}{2} B_r'' r^2 + \frac{1}{2} B'' z^2 \right). \quad (3.41)$$

$$(3.42)$$

Die radiale Krümmung B_r'' ist dabei eine Funktion aller Fallenparameter:

$$B_r'' = \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2}. \quad (3.43)$$

Durch das Absenken des Offsetfeldes wird die Falle in radialer Richtung komprimiert.

Harmonische Fallen werden typischerweise durch die Fallenfrequenzen charakterisiert, die wie folgt von den Fallenparametern abhängen:

$$\omega_{\text{ax}} = 2\pi\nu_{\text{ax}} = \sqrt{\frac{\mu B''}{m}} \quad \text{und} \quad \omega_{\text{rad}} = 2\pi\nu_{\text{rad}} = \sqrt{\frac{\mu B_r''}{m}}. \quad (3.44)$$

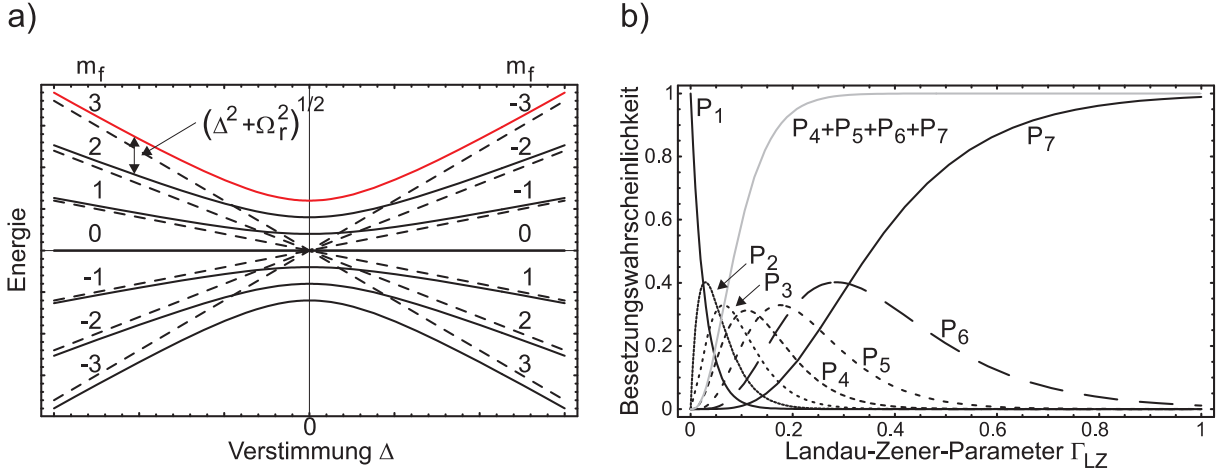


Abbildung 3.7: a) Energiediagramm im „Dressed Atom-Bild“ Dargestellt sind die Unterzustände des ${}^7\text{S}_3$ -Niveaus in Abhängigkeit von Δ . Durch die Kopplung mit der RF-Frequenz wird die Entartung der „Bare States“ (gestrichelte Linien) aufgehoben. Die „Dressed States“ (durchgezogene Linien) kreuzen sich nicht. Der Abstand der Niveaus bei $\Delta = 0$ ist durch $\hbar\Omega_r$ gegeben. b) Besetzungswahrscheinlichkeiten P_n der einzelnen Niveaus (siehe Text) nach der Landau-Zener-Passage bei Variation des Landau-Zener-Parameters Γ_{LZ} (siehe Text). Dargestellt ist auch die Wahrscheinlichkeit (graue Kurve) für einen Übergang in ein magnetisch nicht fangbares Niveau. $P_1 \dots P_7$ geben die Besetzungen der magnetischen Unterzustände $m_f = 3, \dots, m_f = -3$ wieder.

Die Dichteverteilung einer thermalisierten Wolke ist in einer harmonischen Falle gaußförmig:

$$n_{\text{hF}}(\mathbf{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{hF}}(\mathbf{r})}{k_B T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (3.45)$$

Die $1/\sqrt{e}$ -Radien der Dichteverteilung geben Aufschluss über die Temperatur der Wolke:

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu B_r''}} = \frac{1}{\omega_{\text{rad}}} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad \text{und} \quad \sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu B''}} = \frac{1}{\omega_{\text{ax}}} \sqrt{\frac{k_B T}{m}}. \quad (3.46)$$

Lineares Regime

Ist die thermische Energie der Wolke wesentlich größer als die Offsetenergie ($k_B T \gg \mu B_0$), spricht man vom sogenannten linearen Bereich der Falle. Das Potential kann hier durch

$$U_{\text{IF}}(\mathbf{r}) = \mu \left(B' \sqrt{x^2 + y^2} + \frac{1}{2} B'' z^2 \right) \quad (3.47)$$

genähert werden. Die Dichteverteilung in einem solchen Potential unter dem Einfluss der Gravitation wird sehr ausführlich in [79] diskutiert. Da dieser Bereich für die Arbeit jedoch nur eine untergeordnete Rolle spielt, wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

3.4 Landau-Zener-Passage

Um Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen zu treiben, wurde in den Experimenten ein magnetisches Wechselfeld mit Frequenz ω_{rf} orthogonal zu einem statischen Magnetfeld

(\mathbf{B}_0) angelegt, $B(t) = B_0 \hat{\mathbf{z}} + B_{\text{rf}} \cos(\omega_{\text{rf}} t) \hat{\mathbf{x}}$. Die Resonanzbedingung des Übergangs resultiert aus der Zeeman-Verschiebung ($\Delta = \omega_L - \omega_{\text{rf}} = 0$) zweier benachbarter Unterzustände mit Larmorfrequenz ω_L und liegt bei typischen Magnetfeldern im Radiofrequenzbereich. Befindet man sich – wie in den durchgeführten Experimenten – im linearen Bereich des Zeeman-Effekts, sind die Abstände zwischen den Zuständen äquidistant und es koppeln alle Zustände an das Wechselfeld. Dieser Vorgang wird durch den Wechselwirkungs-Hamiltonian $H_{\text{ww}}(t) = \frac{g_f \mu_B}{\hbar} \mathbf{B}(t) \cdot \mathbf{f}$ mit dem Gesamtspinoperator \mathbf{f} beschrieben. Durch die Transformation in ein mit ω_{rf} rotierendes Bezugssystem und unter Ausnutzung der Drehwellennäherung⁷ lässt sich der Hamilton-Operator durch einen Zeeman- und einen Kopplungsterm ausdrücken:

$$H_{\text{ww}}^r(t) = -\Delta(t) f_z - \Omega_r f_x, \quad (3.48)$$

wobei $\Omega_r = \frac{g_f \mu_B}{2\hbar} B_{\text{rf}}$ die Rabifrequenz des RF-Feldes, f_z und f_x die z - bzw. x -Komponente des Drehimpulsoperators sind.

Abbildung 3.7 a) zeigt die Energieeigenzustände von H_{ww}^r bei Variation der Amplitude des statischen Magnetfeldes⁸. Die Darstellung beschreibt eine n -Photonen-Mannigfaltigkeit des sogenannten „Dressed Atom-Bildes“, das das Gesamtsystem aus Photonen in einer Mode und dem Atom betrachtet. Die Energieverschiebung der Niveaus ist durch die effektive Rabifrequenz gegeben:

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Delta^2 + \Omega_r^2}. \quad (3.49)$$

Ohne Kopplung (gestrichelte Linien) kommt es zur Entartung der Zustände bei $B_0 = 0$ („Bare States“). Durch die Kopplung (durchgezogene Linien) wird diese Entartung aufgehoben – man spricht von einer vermiedenen Kreuzung. Die Eigenzustände, die aus einer Überlagerung der „Bare States“ gebildet werden, werden „Dressed States“ genannt. Asymptotisch gehen diese Zustände für $|\Delta| \rightarrow \infty$ in die „Bare States“ über. Im Bereich der Resonanz ist es nicht möglich, ein Photon eindeutig dem RF-Feld bzw. dem angeregten Atom zuzuordnen. Man sagt daher, das Atom ist mit der Photonenenergie angezogen („dressed“).

In den Experimenten wird die adiabatische Passage (Landau-Zener-Passage) zwischen den magnetischen Unterzuständen ausgenutzt: Wird das Feld B_0 langsam über die Resonanz variiert, verharrt das in einem m_f -Zustand präparierte Atom während der Passage im gleichen „Dressed State“ und geht damit vom m_f - in den m_{-f} -Zustand über. Der Hamilton-Operator (3.48) beschreibt anschaulich einen Spin in einem effektiven Magnetfeld mit einer zeitabhängigen Komponente ($\propto \Delta(t)$) in z -Richtung und einer statischen Komponente ($\propto \Omega_r$) in x -Richtung. Der Spin präzediert im effektiven Feld und folgt dessen Ausrichtung, solange die Änderung langsam erfolgt (siehe Majorana-Übergänge, Kapitel 3.3). Sobald Δ das Vorzeichen ändert, ist der Spin umgekehrt (adiabatische Passage). Ändert sich die Richtung des effektiven Magnetfeldes zu schnell, kann der Spin der Ausrichtung nicht mehr folgen (diabatische Passage).

Für ein Zwei-Niveau-System und für eine lineare Änderung von Δ lässt sich die Wahrscheinlichkeit $p(\Gamma_{\text{LZ}})$, dass ein Zwei-Niveau-Atom während eines Übergangs adiabatisch folgt, durch die

⁷Die Gültigkeit der Drehwellennäherung ($\Omega_{\text{eff}} \ll \omega_{\text{rf}}$) muss bei RF-Übergängen überprüft werden, da die Rabifrequenz Ω_r vergleichbar mit der betrachteten Übergangsfrequenz ω_{rf} werden kann. Bei den untersuchten Übergängen liegt die Rabifrequenz jedoch mindestens eine Größenordnung unterhalb der Übergangsfrequenz. Bei der Herleitung von Gleichungen (3.50 und 3.51) wird die Drehwellennäherung nicht angewendet.

⁸In der Diskussion im Text wird das Magnetfeld und damit die Zeeman-Verschiebung gegenüber der Frequenz $\omega_{r,f}$ variiert. Diese Betrachtungsweise ist äquivalent zu einer Variation der RF-Frequenz.

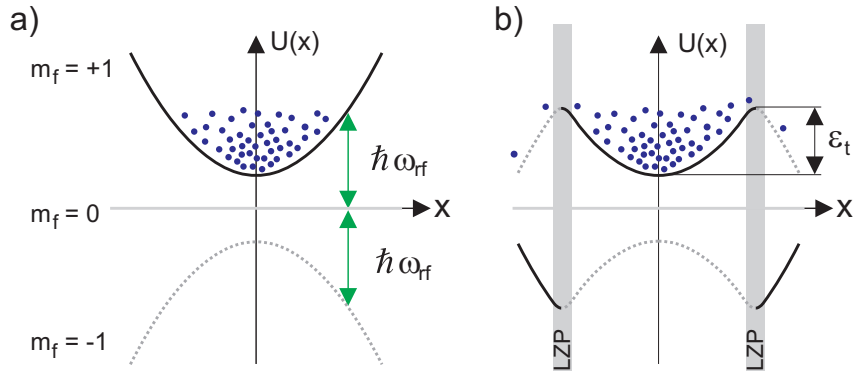


Abbildung 3.8: RF-Evaporation: a) Potential der einzelnen Unterzustände eines Atoms mit $f=1$: Durch die Radiofrequenz werden die Atome in nicht fangbare Zustände transferiert. b) Adiabatische Potentialkurven bei Verwendung eines starken RF-Feldes: Atome mit $\epsilon > \epsilon_t$ gelangen durch einen Landau-Zener-Übergang (LZP) in nicht fangbare Zustände und werden aus der Falle beschleunigt.

Landau-Zener-Formel [128] berechnen:

$$p(\Gamma_{LZ}) = 1 - e^{-2\pi\Gamma_{LZ}}, \quad \text{mit} \quad \Gamma_{LZ} = \frac{\Omega_r^2}{\frac{d\Delta}{dt}}, \quad (3.50)$$

wobei Γ_{LZ} der Landau-Zener-Parameter ist. Die Verallgemeinerung dieses Modells auf einen N -Niveau-Kreuzungspunkt für ein im extremalen Zustand polarisiertes Gas zeigt, dass sich die Wahrscheinlichkeiten für Übergänge in weitere Niveaus auf die Zwei-Niveau-Wahrscheinlichkeit $p(\Gamma_{LZ})$ zurückführen lassen:

$$P(\Gamma_{LZ})_n = \frac{(N-1)!}{(n-1)!(N-n)!} (1 - p(\Gamma_{LZ}))^{(N-n)} p(\Gamma_{LZ})^{(n-1)}. \quad (3.51)$$

$P(\Gamma_{LZ})_n$ bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein ursprünglich im extremalen Niveau ($P_1 = 1$) befindliches Atom nach dem Übergang im Zustand n wiederfindet. n steht hier für die ungekoppelten Zustände, die extremalen Zustände sind $n = 1$ bzw. $n = N$ (für Cr geben $P_1 \dots P_7$ die Besetzungen der magnetischen Unterzustände $m_f = 3, \dots, m_f = -3$ wieder). Abbildung 3.7 b) zeigt die Abhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeiten der Niveaus nach der Landau-Zener-Passage vom Landau-Zener-Parameter für den Grundzustand von Cr. Ausgangszustand ist jeweils $P_1 = 1$ (alle Atome befinden sich im $m_f = 3$ -Zustand). Wird der Landau-Zener-Übergang zu schnell vollzogen, erhält man ein Spingemisch. Um mit einer Wahrscheinlichkeit $P_7 = 0.9$ vom $m_f = 3$ -Zustand in den $m_f = -3$ -Zustand zu gelangen, muss $\Gamma_{LZ} > 0.6$ sein.

RF-Evaporation

Um bei der Evaporation in der Magnetfalle die hochenergetischen Atome aus der Magnetfalle zu entfernen (vgl. Kapitel 3.5.1), wird ausgenutzt, dass die Verstimmung $\Delta = \omega_L - \omega_{rf}$ zwischen Larmor- und RF-Frequenz ortsabhängig ist (siehe Abbildung 3.8). Die Resonanzbedingung $\Delta = 0$ ist in einer Magnetfalle auf einer scharf definierten Äquipotentialfläche erfüllt. Gelangt nun ein Fallentatom zu dieser Fläche, wird es durch einen Landau-Zener-Übergang in einen nicht fangbaren Zustand transferiert und aus dem Potential herausbeschleunigt. Als Falltiefe ϵ_t wird daher die Potentialdifferenz zwischen Resonanzfläche und Potentialminimum bezeichnet

(s. Abbildung 3.8). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Cr-Atom in einem solchen Prozess aus der Falle entfernt wird, ist:

$$P(\Gamma_{\text{LZ}}) = P_4 + P_5 + P_6 + P_7. \quad (3.52)$$

Die graue Kurve in Abbildung 3.7 b) stellt diese Wahrscheinlichkeit dar. Γ_{LZ} berechnet sich in diesem Fall folgendermaßen:

$$\Gamma_{\text{LZ}} = \frac{\hbar\Omega_r^2}{\frac{d\epsilon(\mathbf{r})}{dt}|_{r_{\text{res}}}} = \frac{\hbar\Omega_r^2}{g_f\mu_B\langle v \rangle \frac{dB}{dr}|_{r_{\text{res}}}}, \quad (3.53)$$

wobei r_{res} die Position der Resonanz ist. Wird die RF-Frequenz während des Verdampfens gesenkt, nimmt der Feldgradient am Ort der Resonanz und mit der Temperatur die mittlere Geschwindigkeit ab. Dadurch kann bei gleicher Effizienz die Amplitude des Wechselfeldes B_{rf} reduziert werden. Diese Maßnahme ist insbesondere bei sehr kleinen Fallentiefen erforderlich, da ansonsten das Fallenpotential durch die RF-Strahlung beeinflusst wird. Typische Feldamplituden betragen 10-100 mG.

Präparation des $m_f = -3$ -Zustandes

Im Verlauf dieser Arbeit wurde deutlich, dass das Erreichen der Bose-Einstein-Kondensation aufgrund der dipolaren Relaxation in der Magnetfalle im $^7\text{S}_3$, $m_f = 3$ Zustand nicht möglich ist. Durch eine Landau-Zener-Passage sollte daher in der optischen Falle der $m_f = -3$ -Zustand präpariert (s. Kapitel 6.3) werden. Die Atome wurden dazu in einem homogenen Offsetfeld ausgerichtet und die Frequenz des orthogonalen RF-Feldes über die Resonanz ($\Delta = 0$) hinweg variiert.

Möchte man mittels eines Landau-Zener-Übergangs mindestens 90% der Atome des $m_f = 3$ -Zustandes in den erwünschten $m_f = -3$ -Zustand transferieren ($\Gamma_{\text{LZ}} > 0.6$), muss man die Feldamplitude des Wechselfeldes und die Zeit für Variation des RF-Feldes entsprechend wählen. Im Experiment kann beides jedoch nicht unbegrenzt gesteigert werden. Die Zeit, die für den Übergang benötigt wird, kann nicht beliebig lang gewählt werden, da sonst die kohärente Dynamik durch Stöße empfindlich gestört wird. Außerdem muss der Bereich $d\Delta$, über den die RF-Frequenz variiert wird, den gesamten Bereich, in dem die Kopplung die Zustände signifikant beeinflusst, beinhalten. Berechnungen in [128] zeigen, dass dies für $20 \lesssim d\Delta/\Omega_r$ der Fall ist. Möchte man innerhalb einer Stoßzeit (elastische Stoßrate $\Gamma_{\text{el}} \approx 1/(5 \text{ ms})$) die Passage durchführen, so erfordert dies mindestens eine Feldamplitude ($\Omega_r = \Gamma_{\text{LZ}}\Gamma_{\text{el}} \cdot 20$) von $B_{\text{rf}} = 0.2 \text{ mG}$.

3.5 Verdampfungskühlung

Mit den optischen Kühlverfahren (inkl. Dopplerkühlen in der Magnetfalle), die in dieser Arbeit eingesetzt wurden, kann mit Chromatomen in unserem Aufbau typischerweise eine Phasenraum-dichte von $\rho = 10^{-7}$ in der Magnetfalle erzielt werden. Zur Überbrückung der verbleibenden sieben Größenordnungen ist die Verdampfungskühlung zunächst in der Magnetfalle und im Anschluss in der optischen Falle vorgesehen.

Die Verdampfungskühlung ist ein Prozess, der in vielen physikalischen Systemen abläuft. Aus dem Alltag ist z.B. das Abkühlen des Kaffees in einer Tasse durch Verdampfen des Wassers oder

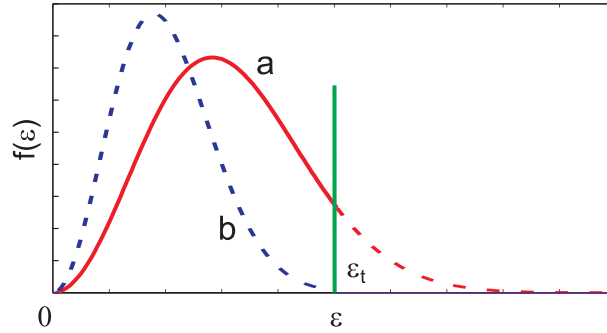


Abbildung 3.9: Boltzmann-Verteilung eines thermischen Gases in der Magnetfalle (Kurve a). Bei der Verdampfungskühlung wird ab einer Abschneideenergie ϵ_t der hochenergetische Teil der Verteilung entfernt (gestrichelter Abschnitt von Kurve a). Die verbleibenden Atome thermalisieren durch elastische Stöße zu einer niedrigeren Temperatur (Kurve b)). Während der Thermalisierung der Wolke in einer Falle endlicher Tiefe wird die Verteilung sehr gut durch die abgeschnittene Boltzmann-Verteilung beschrieben.

die Kühlung der Haut durch den verdampfenden Schweiß bekannt. Die Technik hat sich bei den bisherigen Bose-Einstein-Kondensaten und entarteten Fermi-Gas-Experimenten sowohl in der Magnetfalle als auch in der optischen Falle als sehr leistungsstarkes Kühlverfahren erwiesen und ermöglichte die Präparation eines Gases mit der wohl geringsten je gemessenen Temperatur von 500 pK [129].

Das Prinzip der Technik ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Aus der Boltzmann-Verteilung $f(\epsilon)$ mit Temperatur T und Einteilchenenergie $\epsilon(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m + U(\mathbf{r})$ werden die Atome entfernt, die eine höhere Energie als die Grenzenenergie $\epsilon_t = \eta k_B T$ besitzen. η wird als Abschneideparameter und die dadurch entstandene Verteilungsfunktion als abgeschnittene Boltzmann-Verteilungsfunktion $f_t(\epsilon)$ bezeichnet:

$$f_t(\epsilon) = f(\epsilon) \cdot \Theta(\epsilon_t - \epsilon) = n_0 \Lambda_{dB}^3 \exp\left(-\frac{\epsilon}{k_B T}\right) \cdot \Theta(\epsilon_t - \epsilon), \quad (3.54)$$

wobei $\Theta(\epsilon_t - \epsilon)$ die Heavisidesche Einheitsfunktion ist. Wird ϵ_t so gewählt, dass pro entferntem Atom mehr als die mittlere Energie ϵ eines Teilchens im Gas entfernt wird, so reduziert sich die mittlere Energie ϵ des Gases. Überlässt man nun das Gas sich selbst, thermalisiert es durch Stöße und es entsteht eine neue Boltzmann-Verteilung mit niedrigerer Temperatur.

Die Verdampfungskühlung wird meist kontinuierlich betrieben, d.h. Atome werden stetig aus der Falle entfernt. Wird dabei die Grenzenenergie ϵ_t fixiert, so nimmt η mit abnehmender Temperatur des Gases zu. Der Energiebetrag, der mit jedem Atom aus dem Gas entfernt wird, steigt. Die Verdampfung wird dadurch effektiver. Dem gegenüber steht die Zeit, die benötigt wird, um den hochenergetischen Teil der Verteilung durch Thermalisieren wieder zu füllen. Ist diese zu lang, verhindern Hintergrundgasstöße, inelastische Kollisionen und das damit einhergehende Heizen ein effektives Verdampfen. In den Experimenten wird daher ϵ_t während des Verdampfens reduziert (erzwungene Verdampfung). Die optimale Wahl von η während des Verdampfens ist Gegenstand aufwendiger Simulationen. Ein Überblick über die gängigen Simulationen kann in [130] gefunden werden. Meist wird η durch Optimierung in den Experimenten bestimmt.

Luiten et al. [97] zeigen mittels numerischer Simulationen, dass durch die Evaporation die abgeschnittene Boltzmann-Verteilung erhalten bleibt, und leiten aus dieser Verteilung die Dichte

des Gases ab:

$$n(\mathbf{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U(\mathbf{r})}{k_B T}\right) P[3/2, \xi(\mathbf{r})], \quad \text{mit} \quad \xi(\mathbf{r}) = (\epsilon_t - U(\mathbf{r}))/k_B T, \quad (3.55)$$

wobei $P[a, \xi]$ die unvollständige Gammafunktion⁹ ist. Die gleiche Methode wurde von Bongs et al. angewandt [131], um die Evaporation mit Rb-Atomen zu optimieren. Da diese Verteilung keine Gleichgewichtsverteilung darstellt, kann man bei der durch sie abgeleiteten Quasi-Größe T streng genommen nur im Grenzfall $\eta \rightarrow \infty$ von einer Temperatur des Gases sprechen. Ebenso verliert die zentrale Dichte n_0 ihre bisherige Bedeutung und wird nun als Referenzdichte bezeichnet. Die aus diesen beiden Größen berechnete Phasenraumdicke $\rho = n_0 \Lambda_{\text{dB}}^3(T)$ beschreibt jedoch weiterhin die reale Phasenraumdicke des Gases. Im Folgenden soll nun dieser thermodynamische Ansatz von Luiten et al. [97] verwendet werden, um die Verdampfungskühlung in der magnetischen und optischen Falle zu studieren. Die Betrachtungen werden für harmonische Fallen durchgeführt, sie können jedoch durch die von Luiten et al. [97] angegebenen Formeln auf durch Potenzgesetze beschreibbare Fallen übertragen werden.

Die Dynamik der Evaporation wird in diesem thermodynamischen Ansatz auf Ratengleichungen für Teilchenzahl N und Gesamtenergie E zurückgeführt. Für die Berechnungen ist es dabei von Vorteil ein Referenzvolumen zu definieren, das die Referenzdichte mit der Teilchenzahl verknüpft: $n_0 = N/(\zeta \Lambda_{\text{dB}}) = N/V_e$, wobei $\zeta = \int_0^{\epsilon_t} \rho(\epsilon) \exp(-\epsilon/(k_B T)) d\epsilon$ die Zustandssumme der abgeschnittenen Energieverteilung ist.

Die Änderung der Teilchenzahl während der Evaporation ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\dot{N} = \dot{N}_{\text{ev}} + \dot{N}_{\text{loss}} + \dot{N}_{\text{spill}}. \quad (3.56)$$

Auf die einzelnen Terme, die den Atomverlust durch Evaporation \dot{N}_{ev} , Kollisionen \dot{N}_{loss} und „Spilling“ \dot{N}_{spill} , das den Atomverlust durch die Variation der Abschneideenergie beschreibt, beinhalten, wird im Folgenden genauer eingegangen.

Die Gesamtenergie eines Gases mit einer abgeschnittenen Boltzmann-Verteilung in einer harmonischen Falle ist:

$$E = \int \epsilon \rho(\epsilon) f_t(\epsilon) d\epsilon = 3 R[3, \eta] N k_B T = 3 \kappa N k_B T. \quad (3.57)$$

Dabei beschreibt $R[a, \eta] = P[a + 1, \eta]/P[a, \eta]$ das Verhältnis der beiden unvollständigen Gammafunktionen. Für $\eta \rightarrow \infty$ erhält man wieder das bekannte Ergebnis für ein klassisches Gas in einer harmonischen Falle. Die zeitliche Änderung der Gesamtenergie des Gases kann durch folgende Raten beschrieben werden:

$$\dot{E}(N, T, \eta) = \dot{E}_{\text{ev}} + \dot{E}_{\text{loss}} + \dot{E}_{\text{spill}}. \quad (3.58)$$

Sie setzt sich aus der Energieänderung durch Evaporation, Teilchenverlust und „Spilling“ zusammen. Andererseits ist die totale Zeitableitung durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\dot{E}(N, T, \eta) = \left(\frac{\partial E}{\partial N}\right)_{T, \eta} \dot{N} + \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_{N, \eta} \dot{T} + \left(\frac{\partial E}{\partial \eta}\right)_{N, T} \dot{\eta}. \quad (3.59)$$

Dies erlaubt nun, eine Ratengleichung für die Quasi-Temperatur aufzustellen:

$$C_\eta \dot{T} = \dot{E}_{\text{ev}} + \dot{E}_{\text{loss}} + \dot{E}_{\text{spill}} - 3R(3, \eta) \dot{N} k_B T - \left(\frac{\partial E}{\partial \eta}\right)_{N, T} \dot{\eta}, \quad (3.60)$$

⁹ $P[a, \xi] \equiv \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^\xi t^{a-1} e^{-t} dt$

mit der Wärmekapazität $C_\eta = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_{N,\eta}$. Löst man nun diese Ratengleichungen für Temperatur und Teilchenzahl, lassen sich alle weiteren Größen zur Beschreibung des Ensembles aus diesen Größen ableiten.

Raten durch Teilchenevaporation

Die Rate der verdampfenden Teilchen wird durch die Streuung der Teilchen in die hochenergetischen, nicht gefangenen Zustände ausgedrückt und ist durch die mit dem Boltzmann-Faktor und dem Verhältnis von Evaporationsvolumen zu Referenzvolumen $V_{ev}/V_e = (\eta P[3, \eta] - 4P[4, \eta])/P[3, \eta]$ gewichtete elastische Stoßrate gegeben [97]:

$$\dot{N}_{ev} = \int_{\epsilon_t}^{\infty} \rho(\epsilon) \dot{f}(\epsilon) d\epsilon = -\Gamma_{el} e^{-\eta} \frac{V_{ev}}{V_e} N. \quad (3.61)$$

Die Energieänderung des Gesamtsystems durch Evaporation ist das Produkt aus Teilchenevaporationsrate und mittlerer Energie, die ein evaporierendes Teilchen besitzt:

$$\dot{E}_{ev} = \int_{\epsilon_t}^{\infty} \epsilon \rho(\epsilon) \dot{f}(\epsilon) d\epsilon = \dot{N}_{ev} (\eta + \varphi) k_B T, \quad (3.62)$$

wobei $\varphi = 1 - X_e/V_e = 1 - P[5, \eta]/(\eta P[3, \eta] - 4P[4, \eta])$ durch ein weiteres Volumenverhältnis ausgedrückt werden kann. Da $0 < \varphi < 1$ gilt, liegt die mittlere Energie eines evaporierenden Teilchens zwischen ϵ_t und $\epsilon_t + k_B T$. Vernachlässigt man alle weiteren Terme in den Gleichungen (3.56) und (3.60), erhält man unter Ausnutzung von 3.57:

$$\frac{d(\ln T)}{d(\ln N)} = \frac{\eta + \varphi - 3\kappa}{3\kappa}. \quad (3.63)$$

Wie erwartet tritt Kühlung ein, wenn die mittlere Energie des evaporierenden Teilchens ($\eta + \varphi$) größer als die mittlere Energie eines Teilchens des Gases (3κ) ist. Wie bereits am Anfang des Abschnittes erwähnt, wird die Evaporation mit zunehmendem η immer effizienter. Die Evaporationsrate nimmt jedoch mit $\exp(-\eta)$ ab. Ein realistisches Modell der Verdampfung enthält daher weitere element- und fallenspezifische Verlust- und Heizraten, die ein effizientes Verdampfen verhindern können.

Spilling

Unter „Spilling“ werden Verluste verstanden, bei denen Atome, die Zustände am Fallenrand besetzen, durch Reduzieren der Falltiefe entfernt werden und somit nicht zur Änderung der Quasi-Temperatur beitragen. Die Verlustrate und die Energieänderungsrate, die durch Spilling induziert wird, errechnet sich aus der Besetzung der Zustände am Fallenrand [132]:

$$\dot{N}_{spill} = \rho(\epsilon_t) f(\epsilon_t) \dot{\epsilon}_t = \xi_{spill} \frac{\dot{\epsilon}_t}{\epsilon_t} N, \quad (3.64)$$

$$\dot{E}_{spill} = \epsilon_t \dot{N}_{spill}. \quad (3.65)$$

Dabei kann $\xi_{spill} = 3(1 - R[3, \eta])$ in harmonischen Fallen explizit angegeben werden.

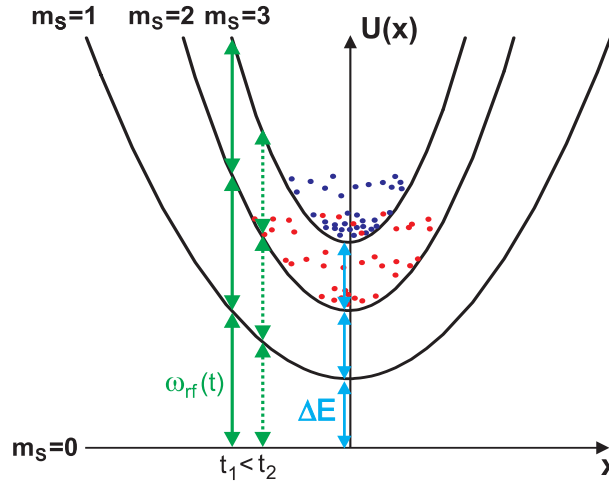


Abbildung 3.10: RF-Evaporations-Modell: Die Atome werden bei der Evaporation durch einen RF-Übergang mit einer während der Evaporation abnehmenden Frequenz in nicht fangbare Zustände transferiert und aus der Falle entfernt. Während der Evaporation können die Atome jedoch durch dipolare Relaxationsstöße in den $m_s = 2$ -Zustand gelangen. Die Stoßpartner gewinnen, wie in der Abbildung dargestellt, je nach Übergang die Zeeman-Energie $\Delta E/2$ bzw. ΔE . Dadurch werden sie je nach RF-Frequenz nach Stoß entfernt oder verbleiben in der Falle und thermalisieren mit Atomen im $m_s = 3$ -Zustand (siehe Text).

3.5.1 Verdampfungskühlung in der magnetischen Falle

Die nun folgenden Betrachtungen beziehen sich auf die Verdampfung eines Cr-Ensembles in einer magnetischen Falle. Wie bereits in Abschnitt 2.3 und 2.3.3 diskutiert wurde, sind in Magnetfallen verschiedene Zerfalls- und Heizmechanismen möglich. Dipolare Relaxation und Hintergrundgasstöße sind nach dem bisherigen Kenntnisstand die dominanten Zerfälle in einem Cr-Ensemble und sollen nun in ein einfaches Modell zur Beschreibung der Verdampfungskühlung mit Cr-Atomen bei konstantem η eingebunden werden.

Zur Realisierung der abgeschnittenen Boltzmann-Verteilung, wird in dieser Arbeit die ortsabhängige Zeeman-Aufspaltung ausgenutzt. Die hochenergetischen Atome gelangen in einer Falle am weitesten nach außen und erfahren somit auch die größte Aufspaltung ihrer Unterzustände. Mit Radiofrequenz (ω_{rf}) können sie nun selektiv adiabatisch in nicht fangbare Zustände überführt 3.4 und somit aus der Falle entfernt werden. Abbildung 3.8 zeigt, dass der Übergang erfolgt, sobald die Resonanzbedingung $|g_s \mu_B B(\mathbf{r})| = \hbar \omega_{rf}$ erfüllt ist. Die dazugehörige Abschneideenergie lässt sich wie folgt berechnen:

$$\epsilon_t = |m_s|(\hbar \omega_{rf} - g_s \mu_B B_0). \quad (3.66)$$

Teilchenverlust

Teilchenverlustrate und Energieänderungsrate durch Antievaporation bei einem i -Körperverlustprozess berechnen sich mit der abgeschnittenen Boltzmann-Verteilung wie folgt:

$$\dot{N}_{loss,i} = - \int G_i(\mathbf{r}) n^i(\mathbf{r}) d^3r = G_i n_0^{i-1} \frac{V_{ie}}{V_e} N \quad (3.67)$$

$$\dot{E}_{loss,i} = \dot{N}_{loss,i} \bar{\epsilon}_i = \dot{N}_{loss,i} (3/2 - \gamma_i) k_B T, \quad (3.68)$$

wobei G_i die i -Körperratenkonstante und $V_{ie} = \int (n(\mathbf{r})/n_0)^i d^3r$ das Referenzvolumen für einen i -Körperstoß mit der Dichteverteilung aus Gleichung (3.55) bezeichnen. Dieses Volumen muss numerisch integriert werden. Die mittlere Teilchenenergie $\bar{\epsilon}_i$ bei einem i -Körperstoß ergibt sich aus Gleichung (2.45) unter Verwendung der abgeschnittenen Boltzmann-Verteilungsfunktion $f_t(\epsilon)$. Der Parameter $\gamma_i = T/(iV_{ie}) \cdot (\partial V_{ie}/\partial T)_{\epsilon_t}$ in der Energiegleichung kann durch das Referenzvolumen V_{ie} berechnet werden. Für Einkörperprozesse entspricht $\bar{\epsilon}_1 = E/N$ der mittleren Energie eines Teilchens. Dieser Verlust führt damit nicht zur Temperaturänderung der Wolke.

Die Verlustrate aus dem $m_s = 3$ -Zustand durch Hintergrundgasstöße \dot{N}_{hg} und dipolare Relaxationsstöße \dot{N}_{dr} ist somit:

$$\dot{N}_{\text{loss}} = \dot{N}_{\text{hg}} + \dot{N}_{\text{dr}} = -\frac{1}{\tau_{\text{hg}}}N - n_0[2\beta_{\text{dr,df}} + (2 - c_1)\beta_{\text{dr,sf}}] \frac{V_{2e}}{V_e}N. \quad (3.69)$$

In dieser Gleichung wurden neben der Lebensdauer aufgrund von Hintergrundgasstößen τ_{hg} , die Ratenkonstanten für einen einfachen ($\beta_{\text{dr,sf}}$, ein Teilchen ändert seinen Spin) bzw. doppelten ($\beta_{\text{dr,df}}$, beide Teilchen ändern den Spin) Relaxationsstoß verwendet. Der doppelte Relaxationsstoß führt jeweils zum Verlust beider Atome aus dem $m_s = 3$ -Zustand. Beim einfachen Relaxationsstoß wird zunächst ein Teilchen aus dem $m_s = 3$ -Zustand entfernt. Bei dem im Zustand verbleibenden Kollisionspartner muss nun unterschieden werden, ob der Energiegewinn ausreicht, dass er durch das RF-Feld entfernt ($c_1 = 0$ für $\eta k_B T < \mu_B B_0$) wird, oder ob er in der Falle verbleibt ($c_1 = 1$) (siehe Abbildung 3.10).

Die Energieänderung durch die dipolare Relaxation setzt sich aus dem Energiegewinn durch Antievaporation und der freiwerdenden Zeeman-Energie während eines solchen Stoßes zusammen. Mit der Annahme, dass sich Kollisionen hauptsächlich im dichten Fallenzentrum ereignen, ist es gerechtfertigt, die Offsetenergie pro Spin-Flip-Ereignis als Heizrate zu betrachten. In diesem einfachen Modell wird davon ausgegangen, dass Atome, die durch einen dipolaren Relaxationsstoß nicht aus dem Ensemble entfernt oder die nach dem Stoß noch im $m_s = 2$ -Zustand gehalten werden, instantan mit der $m_s = 3$ -Wolke thermalisieren und ihre Energie auf Atome im $m_s = 3$ -Zustand übertragen. Diese konservative Annahme führt zu einer etwas niedrigeren errechneten Phasenraumdichte. Die Energieänderung ist somit durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\dot{E}_{\text{dr}} = \dot{N}_{\text{dr}}(3/2 + \gamma_2)k_B T + n_0[(c_1 + c_2)\beta_{\text{dr,sf}} + 2c_3\beta_{\text{dr,df}}]2\mu_B B_0 \frac{V_{2e}}{V_e}N. \quad (3.70)$$

Wiederum wird durch die Variablen c_1 ($c_1 = 0$ für $\eta k_B T < \mu_B B_0$, sonst $c_1 = 1$), c_2 ($c_2 = 0$ für $2\eta k_B T/3 < \mu_B B_0$, sonst $c_2 = 1$) und c_3 ($c_3 = 0$ für $2\eta k_B T/3 < 2\mu_B B_0$, sonst $c_3 = 1$) vereinfacht berücksichtigt, dass bei gegebener Temperatur und gegebenem Offsetfeld die Atome bei einem dipolaren Relaxationsstoß soviel Energie erhalten können, dass sie durch das RF-Messer entfernt werden können (siehe Abbildung 3.10). Diese Koeffizienten c_1 , c_2 und c_3 werden im Folgenden zu Unstetigkeiten in den Berechnungen führen.

Zeitliche Entwicklung der thermodynamischen Größen

Die Dynamik der Quasi-Temperatur T und der Teilchenzahl N im $m_s = 3$ -Zustand kann bei einer Evaporation mit konstantem Abschneideparameter η und unter Berücksichtigung von

Hintergrundgas- und inelastischen dipolaren Relaxationsstößen damit durch folgende Raten ausgedrückt werden:

$$\dot{N} = \dot{N}_{\text{ev}} + \dot{N}_{\text{loss}} + \dot{N}_{\text{spill}}, \quad (3.71)$$

$$C_\eta \dot{T} = \dot{E}_{\text{ev}} + \dot{E}_{\text{hg}} + \dot{E}_{\text{dr}} + \dot{E}_{\text{spill}} - 3R[3, \eta] \cdot N k_B T. \quad (3.72)$$

$\dot{E}_{\text{hg}} = \dot{N}_{\text{hg}}(3/2 + \gamma_1)k_B T$ ist die Energieänderungsrate durch Hintergrundgasstöße. Dieses lineare Differentialgleichungssystem kann nun numerisch gelöst werden. Für kleine Zeitintervalle $\Delta t \ll 1/\Gamma_{\text{el}}, 1/\Gamma_{\text{loss}}$ wird dabei aus den bekannten Werten N und T die Änderung dieser Werte berechnet und zu den bekannten Werten hinzuaddiert. Als Startparameter werden die experimentellen Werte (s. Kapitel 5.2) herangezogen.

Die Ergebnisse der Berechnungen in Abbildung 3.11 zeigen die zeitliche Entwicklung a) der Atomzahl N , b) der Quasi-Temperatur T und c) der Referenzdichte n_0 während der Verdampfungskühlung mit einem konstanten Abschneideparameter $\eta = 5.5$. Die daraus berechnete zeitliche Entwicklung d) der elastischen Stoßrate, e) der Zweikörperverlustrate¹⁰ und f) das Verhältnis dieser beiden Raten sind ebenso aufgezeigt wie g) die Phasenraumdicke und h) der Phasenraumdictegewinn pro Atomzahlverlust $d(\ln \rho)/d(\ln N)$. Das magnetische Offsetfeld und die Fallenfrequenzen betragen bei den Berechnungen $B_0 = 150$ mG bzw. $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 500$ Hz und $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 42$ Hz.

Während der ersten 3 s läuft die Evaporation ähnlich wie in einem Rb-Experiment ab. Mit abnehmender Atomzahl fällt die Temperatur und steigt die Dichte, d.h. die Phasenraumdicke nimmt zu. Die elastische Stoßrate ändert sich dabei in etwa linear und die inelastische Stoßrate quadratisch mit der Dichte. In diesen ersten Sekunden ist jedoch der Anstieg der elastischen Rate stärker als der der inelastischen Rate, so dass das Verhältnis R von elastischer zu inelastischer Rate günstiger wird. Die Effizienz des Verdampfens könnte hier durch die Vergrößerung von η noch etwas gesteigert werden. Die Verläufe der Kurven deuten darauf hin, dass das System sich am Beginn einer sich selbst beschleunigenden Verdampfung befindet. Pro verlorener Größenordnung in der Atomzahl werden in diesem Bereich bis zu 2.5 Größenordnungen in der Phasenraumdicke gewonnen. Dieser Wert liegt unter den Werten, die in Simulationen für Rb ermittelt wurden ($d(\ln \rho)/d(\ln N) = 3$ [133] bzw. bis zu $d(\ln \rho)/d(\ln N) = 4$ [132]). Die Abweichung ist auf die bereits sehr große Verlustrate durch dipolare Relaxation zurückzuführen.

Ab der dritten Sekunde werden jedoch aufgrund der quadratischen Dichteabhängigkeit die inelastischen Stöße bedeutender, so dass das Verhältnis R von seinem maximal erreichten Wert von 260 abfällt. Die Dichte kann ab diesem Zeitpunkt nur noch um einen Faktor 2 auf maximal $8 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-3}$ erhöht werden. Die Zunahme in der Phasenraumdicke ist somit vor allem durch die Abnahme der Temperatur zu erklären. Durch die Abnahme der Temperatur wird jedoch das Verhältnis R noch weiter verschlechtert ($R \sim E^{1/2}$ [38]), so dass diese Kurve den Verlauf der Dichte nicht wiedergibt. Ab einem Verhältnis von etwa 120, das nach 4.5 s gegeben ist, reicht die Kühlung nicht mehr aus, um die Referenzdichte weiter zu steigern. Die Dichte vermindert sich daher in den folgenden Sekunden. Der Atomzahlverlust ist in diesem Bereich maximal. Um die Dichte trotzdem weiter zu steigern oder zumindest konstant zu halten, um damit die Phasenraumdicke effizient weiter zu erhöhen, müsste – wie es im Experiment realisiert wird – η mit dem Verhältnis R variiert werden. Jedoch wird auch in diesem Fall die Verdampfungskühlung durch

¹⁰In der Verlustrate wird die Anzahl der verlorenen Teilchen berücksichtigt, somit kommt es in diesen Kurven ebenfalls zu Unstetigkeiten.

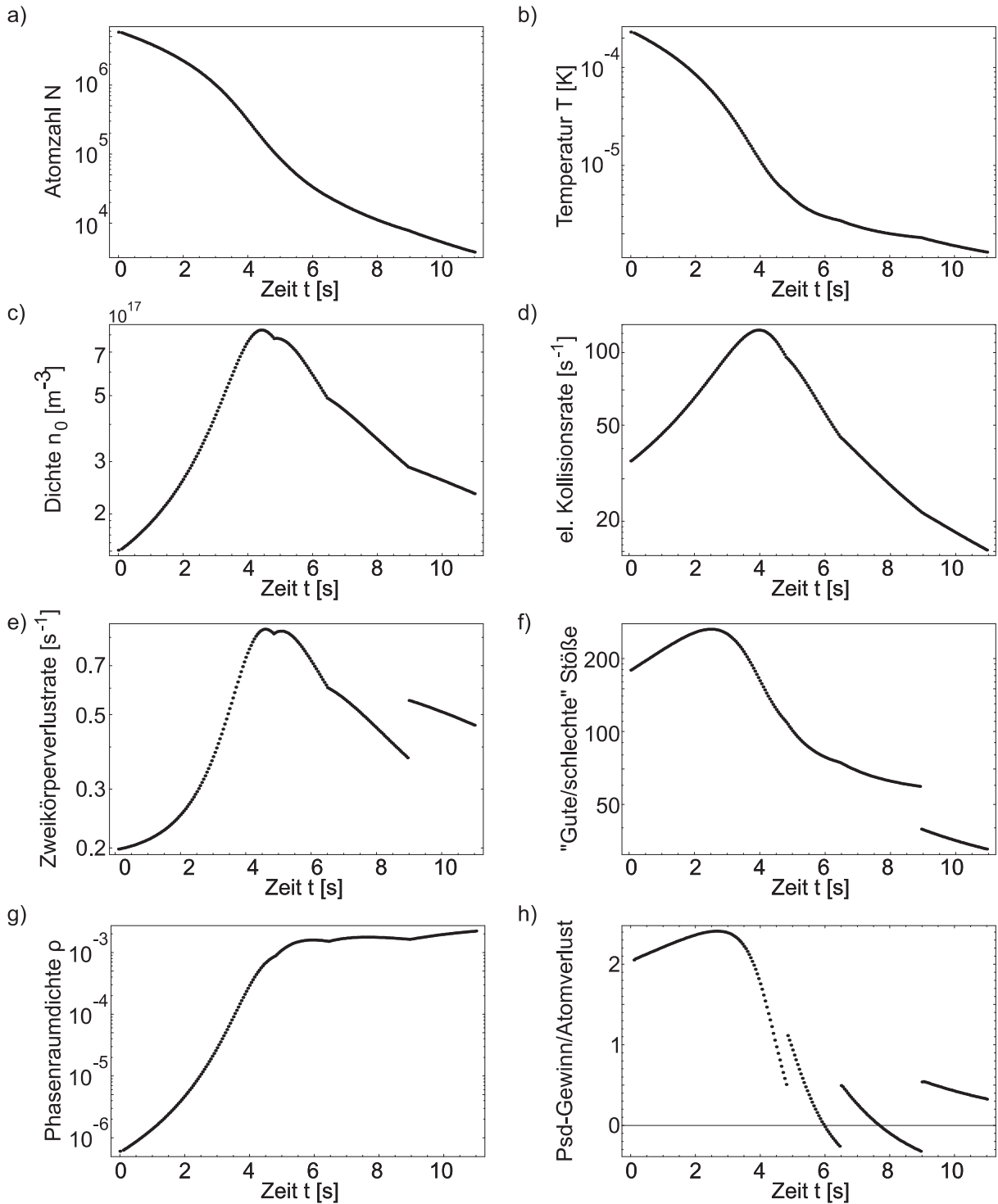


Abbildung 3.11: Berechnete zeitliche Veränderung von a) Atomzahl N , b) Temperatur T , c) zentraler Dichte n_0 , d) elastischer Stoßrate, e) Zweikörperverlustrate \dot{N}_{dr} , f) das Verhältnis R , g) Phasenraumdicke ρ und h) des Phasenraumgewinns/Atomverlust $d(\ln \rho)/d(\ln N)$. Die Startparameter entsprechen typischen experimentellen Parametern. Der Abschneideparameter $\eta = 5.5$ wird während des gesamten Verlaufs konstant gehalten. Die Sprünge in den Kurven werden durch die harten Bedingungen, die die Änderungen der Verlustrate und der Heizrate durch die RF-Frequenz berücksichtigen, hervorgerufen (siehe Text).

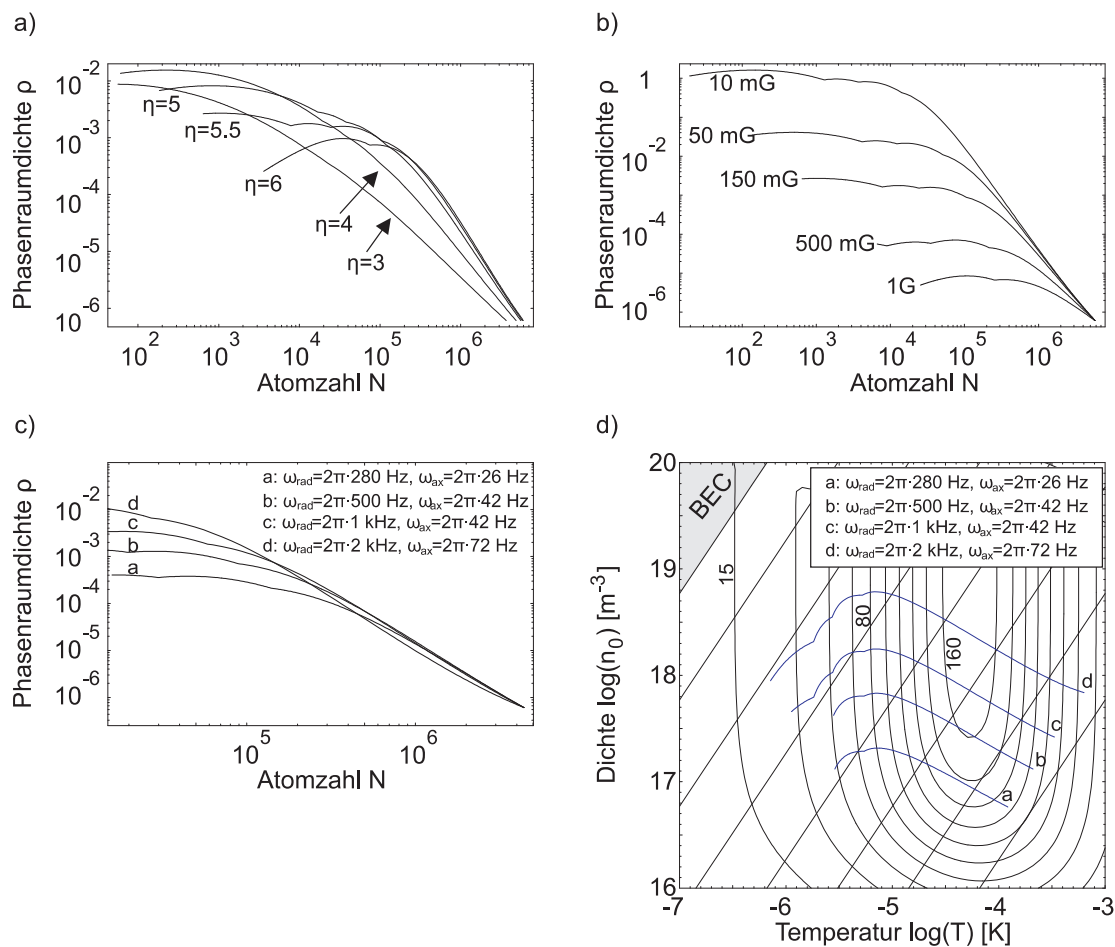


Abbildung 3.12: Berechnete Phasenraum-dichten über Atomzahl bei Variation a) des Abschneideparameters η , b) Offsetfeld B_0 und c) Kompression der Falle (ω_{rad} und ω_{ax}). Die in den einzelnen doppelt-logarithmischen Abbildungen nicht variierten Parameter sind auf typische Werte $\eta = 5.5$, $B_0 = 150 \text{ mG}$, $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 500 \text{ Hz}$ und $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 42 \text{ Hz}$ eingestellt. Die Startphasenraum-dichte ρ ist bei den unterschiedlichen Berechnungen identisch. Ebenfalls dargestellt (Abbildung d)) ist ein doppeltlogarithmisches Dichte-Quasi-Temperatur- (n_0 - T -) Diagramm. Die eingezeichneten Höhenlinien geben das Verhältnis R von „guten“ zu „schlechten“ Stößen wieder. Dabei wird bei dessen Berechnung angenommen, dass bei einem dipolaren Relaxationsstoß jeweils beide Atome aus der Falle entfernt werden. Maximaler Wert der im Zentrum eingezeichneten Höhenlinie ist 160. Die geraden Linien stellen den Übergang zur jeweils nächsten Größenordnung in der Phasenraum-dichte dar. Eingezeichnet sind Kurven a-d aus Abbildung c).

den extremen Atomzahlverlust sehr ineffizient und das Ensemble wird die Kondensationsgrenze nicht erreichen.

Die Quasi-Temperatur nimmt im dargestellten Bereich von $230 \mu\text{K}$ auf $1.3 \mu\text{K}$ ab. Bei konstantem η entspricht der Verlauf der Temperatur auch dem Verlauf der RF-Rampe. Die RF-Frequenz wird während der gesamten Rampe von 9.2 MHz auf 470 kHz reduziert. Die größere Steigung im Bereich von 4 s hängt mit der durch die höhere Dichte beschleunigten Dynamik zusammen. Ab der sechsten Sekunde wird dagegen durch die kleineren Stoßraten die Dynamik stark verlangsamt.

Das zeitliche Verhalten bei konstantem η wird nochmals durch die Darstellung der Effizienz

der Verdampfungskühlung in Form von Phasenraumgewinn/Atomzahlverlust ($d(\ln \rho)/d(\ln N)$) verdeutlicht. Bis zum maximalen Verhältnis R steigt diese Größe von 2 bis etwa 2.5 an. Die Effizienz fällt anschließend stark ab und es zeigt sich, dass ab etwa der sechsten Sekunde der Rampe die Phasenraumdicke bei dem gewählten η im Wesentlichen nicht mehr durch Evaporation gesteigert werden kann.

Ebenfalls wird aus den Unstetigkeiten, die durch die Konstanten c_1 , c_2 und c_3 hervorgerufen werden, in dieser Darstellung ersichtlich, dass es bei den gewählten Parametern günstiger ist, wenn Atome, die einen dipolaren Relaxationsstoß vollzogen haben, durch das RF-Messer aus der Falle entfernt werden. Die gewonnene Energie kann dann nicht mehr an das gefangene Ensemble abgegeben werden. Trotz des höheren Atomverlusts im $m_s = 3$ -Zustand ist der Phasenraumgewinn in diesem Fall höher.

In Abbildung 3.12 a)-c) sind berechnete RF-Verdampfungskurven im Phasenraumdicke-Atomzahl- (ρ - N -) Diagramm dargestellt. Variiert wird in den einzelnen Darstellungen a) der Abschneideparameter η , b) das Offsetfeld B_0 und c) die Kompression der Falle. Die Startphasenraumdicke ist in den Darstellungen identisch. Zusätzlich sind in a) und b) die Startdichte und -temperatur für alle Rampen identisch gewählt, um das gleiche Verhältnis R am Beginn der Rampe zu erhalten und somit die einzelnen Rampen vergleichbar zu machen. Abbildung 3.12 c) ist nochmals in d) in einer doppeltlogarithmischen Dichte-Temperatur- (n_0 - T -) Auftrageung zu sehen. Dargestellt sind in diesem Diagramm auch Höhenlinien, die das Verhältnis R repräsentieren, und gerade Linien, die den Übergang zur nächsten Größenordnung in der Phasenraumdicke bezüglich der Kondensationsgrenze markieren. Der Startpunkt von Kurve b in Abbildung d) stellt ebenfalls den Startpunkt der Rampen in Abbildungen a) und b) dar. Die nicht variierten Größen wurden in den einzelnen Abbildungen konstant auf $\eta = 5.5$, $B_0 = 150$ mG und $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 500$ Hz bzw. $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 42$ Hz gehalten.

Durch die Veränderung von η lässt sich sehr eindrucksvoll demonstrieren, wie die Effizienz¹¹ der Verdampfungskühlung beeinflusst werden kann (Abbildung 3.12 a)). Die maximale initiale Steigung bei den gewählten Startparametern wird bei $\eta = 5.5$ erzielt. Weicht man von diesem Wert ab, wird die Verdampfung ineffizienter. Wird mit maximaler Effizienz verdampft, erreicht man sehr schnell Dichten, bei denen inelastische Prozesse eine weitere Erhöhung der Phasenraumdicke verhindern. Um weiter optimal zu verdampfen, müsste der Wert von η reduziert werden. Die somit erreichbare Phasenraumdicke sollte den Wert bei einem konstanten $\eta = 4$ noch übertreffen.

Darstellung b) zeigt, dass die Kondensation von ^{52}Cr bei niedrigem Offsetfeld B_0 im $m_s = 3$ -Zustand sehr wohl möglich sein sollte. Die Zweikörperverlustrate lässt sich bei $B_0 = 10$ mG so weit unterdrücken, dass Dichten von bis zu $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ bei konstantem¹² η erreicht werden können. Das maximale Verhältnis R beträgt in diesem Fall etwa 500 und die maximale Effizienz $d(\ln \rho)/d(\ln N) = 3.2$. In der Falle würden sich an der Kondensationsgrenze noch etwa 10^4 Atome befinden. Leider begrenzen bei einem solchen Offsetfeld Majorana-Übergänge, die nicht in die Rechnung einbezogen wurden, die Lebensdauer der Atome in der Falle und verhindern dadurch die Kondensation. Bei einem Offsetfeld von 150 mG, das in den Experimenten realisiert werden kann, ohne dass der Einfluss von Majorana-Übergängen beobachtet wird, ist die

¹¹die Steigung in der Darstellung.

¹² $\eta = 5.5$ ist der optimale Wert für das Offsetfeld 150 mG. η wurde bei den Berechnungen für die weiteren Offsetfelder nicht variiert. Es wird jedoch erwartet, dass durch die Optimierung von η noch kleinere Steigerungen in der Phasenraumdicke erzielt werden können.

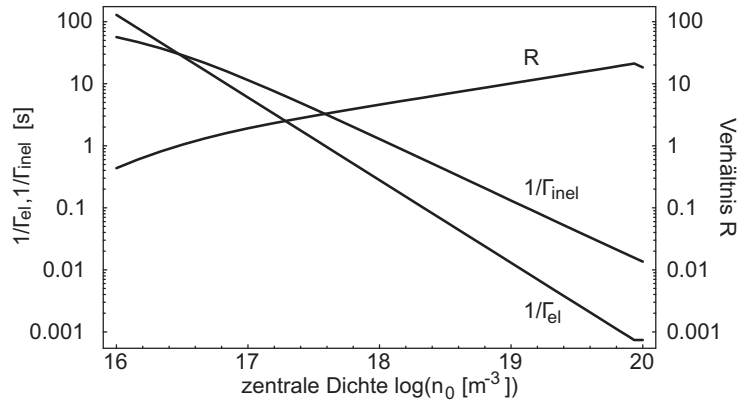


Abbildung 3.13: Lebensdauern $1/\Gamma_{\text{inel}}$, mittlere elastische Stoßzeit $1/\Gamma_{\text{el}}$ und Verhältnis R einer thermischen Wolke an der Kondensationsgrenze.

maximal erreichbare Phasenraumdichte mit konstantem $\eta = 5.5$ bereits drei Größenordnungen unter der Kondensationsgrenze. Die initialen Effizienzen nehmen mit zunehmendem Offsetfeld ab. Ein Offsetfeld von 1 G erlaubt gerade mal die Steigerung der Phasenraumdichte um eine Größenordnung.

Wie durch Abbildung c) veranschaulicht wird, kann auch durch die Kompression der Falle die Phasenraumdichte gesteigert werden. Zwischen der maximal komprimierten Falle (Rampe d) und der Falle (Rampe a), die zur Präparation der optischen Falle verwendet wird, liegt ein Faktor 80 in der erreichbaren Phasenraumdichte. Der Grund wird aus Darstellung d) ersichtlich. Durch die unterschiedlichen Startparameter werden verschiedene Bereiche im $n_0 - T$ -Diagramm durchlaufen. Während Rampe a nie in den Bereich des maximalen Verhältnisses R vordringt, wird dieser von Rampe d durchquert. Man erkennt jedoch auch, dass dieses Verhältnis bei den Startparametern von Rampe d sehr ungünstig ist. Die initiale Effizienz der Verdampfung ist somit wesentlich geringer als die bei den restlichen Rampen (vgl. Abbildung c)). Der optimale Weg zur Kondensation ist der Weg mit einem maximalen Verhältnis R . D.h., würde man beim Startpunkt von Rampe a starten und die Falle während des Verdampfens maximal komprimieren, kann man diesem Weg sehr nahe kommen. Der derzeitige apparative Aufbau erlaubt jedoch nicht, die Falle in einigen 100 ms bei konstantem Offsetfeld von $B_0 = 150$ mG zu komprimieren.

Bereits ohne Simulationen können über die Eignung eines Elements zur Verdampfungskühlung in der Magnetfalle wesentliche Aussagen getroffen werden. Die relevante Größe, die die Effizienz bestimmt, ist das Verhältnis R von rethermalisierenden „guten“ Stößen zu Verluststößen („schlechten“ Stößen) [131]. Simulationen zeigen [134, 135], dass während einer Evaporationsrampe etwa 100-500 elastische Stöße bis zur Kondensation notwendig sind. Daher sollte dieses Verhältnis während der Rampe durchschnittlich größer als dieser Wert sein. Aus den dargestellten Höhenlinien in Abbildung 3.12 d) wird jedoch deutlich, dass die Verdampfung mit Cr mit einem äußerst hohen Atomverlust verbunden ist und R im Durchschnitt weit unter 500 Stößen bleibt. Der Wert des Verhältnisses R liegt im betrachteten Bereich ein bis zwei Größenordnungen unter dem Wert, der bei Rb-Atomen erzielt wird. Maximal kann auf der Kondensationsgrenze ein Verhältnis von $R=20$ erzielt werden (vgl. Abbildung 3.13). Dieser Wert ist wesentlich kleiner als z.B. bei Rb ($R > 1000$).

Zur Ausbildung einer einheitlichen Kondensatphase wird mindestens eine Kondensatlebensdauer

von einer inversen Fallenfrequenz der schwächsten Achse der Falle benötigt. Bei einer Fallenfrequenz von 42 Hz ($\tau = 0.02$ s) kann diese Anforderung noch bis zu einer Dichte von 10^{14} cm $^{-3}$ realisiert werden, wenn man berücksichtigt, dass in der Kondensatphase die Zweikörperrate halbiert ist (vgl. Kapitel 2.3). Es wird jedoch auch deutlich, dass die Lebensdauer eines Kondensats, das in der Nähe des maximal erreichbaren Verhältnisse R realisiert wird, äußerst gering ist.

Wie gezeigt wurde ist die Verdampfungskühlung der Cr-Atome in der Magnetfalle sehr ineffektiv. Dieser Schritt ist jedoch notwendig, um die im Experiment eingesetzte optische Falle mit einer Atomwolke ausreichend hoher Dichte beladen zu können.

3.5.2 In der optischen Falle

Die endliche Tiefe der Falle und die einfache Kontrolle dieser Tiefe durch die Laserleistung erlauben es bei der optischen Falle, die Verdampfungskühlung durch das Reduzieren der Laserleistung zu induzieren. Dabei wird ausgenutzt, dass die Fallentiefe der optischen Falle proportional zur Laserintensität I (siehe Abschnitt 3.2) ist, wohingegen die Temperaturänderung durch adiabatische Dekompression beim Verringern der Laserleistung nur von $I^{1/2}$ abhängt. Die energiereichsten Atome entkommen dadurch über den Fallenrand. Beeinflusst die Gravitation das Fallenpotential, kann mit einem entsprechenden Potentialgradienten darauf geachtet werden, dass eine Evaporation in alle drei Raumrichtungen erfolgt [6].

Es wird nun zunächst die Evaporation von Cr im $m_s = -3$ -Zustand beschrieben. Im Gegensatz zum eben betrachteten $m_s = 3$ -Zustand in der Magnetfalle wird erwartet, dass durch den Transfer der Atome vor der Evaporation in den energetisch tiefsten Zustand keine Zweikörperprozesse die Lebensdauer der Falle begrenzen. Unter der Annahme, dass Ein-, Zwei- und Dreikörperkollisionen dann keine Rolle mehr spielen, können Verluste durch Kollisionen vernachlässigt werden.

Die Effizienz der Kühlung (s. Abschnitt 3.63) ist dann allein durch die Wahl¹³ von η gegeben. $\eta \sim 10$ stellt dabei einen guten Kompromiss aus Evaporationsdauer und -effizienz dar. Der Parameter φ aus Gleichung (3.62) kann in diesem Fall durch ($\varphi \approx (\eta - 5)/(\eta - 4)$) genähert werden. Da die Boltzmann-Verteilung kaum beeinflusst wird, kann außerdem näherungsweise die Boltzmann-Verteilung anstatt der abgeschnittenen Boltzmann-Verteilung benutzt werden [136]. Die Verdampfungskühlung wird dann durch einfache Potenzgesetze beschreibbar. Dichte und Temperatur erhalten ihre ursprüngliche Bedeutung wieder.

Die mit der Leistung abnehmenden Fallenfrequenzen dekomprimieren das Gas und reduzieren die potentielle Energie der Atome in der Falle während des Kühlvorgangs. Der Energieverlust setzt sich daher aus dem Energieverlust durch die evaporierenden Teilchen und der Änderung der potentiellen Energie¹⁴ zusammen.

$$\dot{E} = \dot{N}(U + \alpha k_B T) + \frac{\dot{U}}{U} \frac{E}{2}. \quad (3.73)$$

Für ein ideales Gas in einem harmonischen Potential gilt andererseits $E = 3Nk_B T$, also $\dot{E} = 3Nk_B \dot{T} + 3\dot{N}k_B T$. Damit lassen sich bei konstantem η unter der Voraussetzung eines

¹³Die Optimierung der Effizienz würde in diesem Fall von $\eta = \infty$ ergeben.

¹⁴Die potentielle Energie ist im harmonischen Potential die Hälfte der Gesamtenergie E

energieunabhängigen Streuquerschnitts die folgenden drei Potenzgesetze¹⁵, die die Falltiefe $U(t)$ mit den Gas Parametern N, T, ρ und Γ_{el} verknüpfen, ableiten. Der Index i bezeichnet hier ein bekanntes initiales Parameterset - im Normalfall also die experimentell bestimmten Startparameter:

$$\frac{N}{N_i} = \left(\frac{U}{U_i} \right)^{\left(\frac{3}{2(\eta'-3)} \right)} \quad (3.74)$$

$$\frac{\rho}{\rho_i} = \left(\frac{U_i}{U} \right)^{\left(\frac{3(\eta'-4)}{2(\eta'-3)} \right)} = \left(\frac{N_i}{N} \right)^{(\eta'-4)} \quad (3.75)$$

$$\frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{el,i}} = \left(\frac{U}{U_i} \right)^{\frac{\eta'}{2(\eta'-3)}} \quad (3.76)$$

$$\eta' = \eta + \varphi. \quad (3.77)$$

Mittels der Gleichung für die Atomzahl-Dynamik, die im betrachteten Fall nur die Änderung durch Evaporation¹⁶ beinhaltet, erhält man eine Gleichung für die zeitliche Entwicklung der Potentialtiefe für konstantes η :

$$U(t) = \left(1 + \frac{t}{\tau} \right)^{-\frac{2(\eta'-3)}{\eta'}}, \quad \text{mit} \quad \frac{1}{\tau} = \frac{2}{3} \eta' (\eta - 4) e^{-\eta} \Gamma_{el}. \quad (3.78)$$

Gelingt es die Laserleistung entsprechend dieser Gleichung nachzustellen, so sind die anderen Größen durch die Potenzgesetze ableitbar. Der Vergleich [136] von der mit dieser Methode berechneten Verläufe mit den experimentellen Daten von Barrett et al. [137] zeigt eine gute Übereinstimmung.

Durch die Vernachlässigung von Verlusten ist die Effizienz $d(\ln \rho)/d(\ln N) \sim 6.8$ (für $\eta = 10$) nur von η abhängig und der Prozess läuft bei konstantem η immer gleich effizient ab. Durch die Abnahme der Dichte vermindert sich jedoch die elastische Stoßrate und die Verdampfung verlangsamt sich. Dieses Verhalten kann in den Abbildungen 3.14 a)-e) sehr gut beobachtet werden. Dargestellt sind die zeitlichen Verläufe der Leistung P , der Phasenraumdicke ρ , der Atomzahl N , der Temperatur T und der elastischen Stoßrate Γ_{el} . Die Startparameter (Dichte $n_0 = 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, Temperatur $T = 6 \mu\text{K}$ und Laserleistung $P=6 \text{ W}$) wurden entsprechend der experimentellen Parameter in Kapitel 6.2.1 für die Einstrahlung gewählt. Die Zeit (ca. 25 min) die für die Rampe benötigt wird, übertrifft jedoch die gemessene Lebensdauer (10 s) des Ensembles um ein Vielfaches. Kann die Dichte um eine Größenordnung gesteigert werden, wie z.B. in der gekreuzten Falle, reduziert sich die Zeit bereits auf 42 s. Abbildung 3.14 f) zeigt die Abhängigkeit der benötigten Zeit von der Anfangsdichte. Bei der gemessenen Lebensdauer $\tau = 10 \text{ s}$ müsste somit eine Dichte von etwa 10^{13} cm^{-3} erreicht werden, damit innerhalb der Lebensdauer bei Vernachlässigung von Verlusten die Kondensation erfolgen kann.

Zur Einbeziehung der Verluste muss wieder auf die Beschreibung des Ensembles in der abgeschnittenen Boltzmann-Verteilung (Gleichung (3.54)), die am Anfang dieses Kapitels diskutiert wurde, zurückgegriffen werden. In der dort aufgestellten Energiegleichung (3.58) muss außerdem die Änderung der Energie durch die Variation der Falltiefe berücksichtigt werden. Da

¹⁵Hierbei wurden folgende drei Beziehungen für die Phasenraumdicke $\rho = N(h\nu)^3/(k_B T)^3$, mittlere geometrische Fallenfrequenz $\nu \propto \sqrt{U}$ und elastische Stoßrate $\gamma \propto N\nu^3/(k_B T)$ ausgenutzt.

¹⁶Für $\eta \approx 10$ gilt $\dot{N} \approx -2(\eta - 4)e^{-\eta}\Gamma_{el}N$.

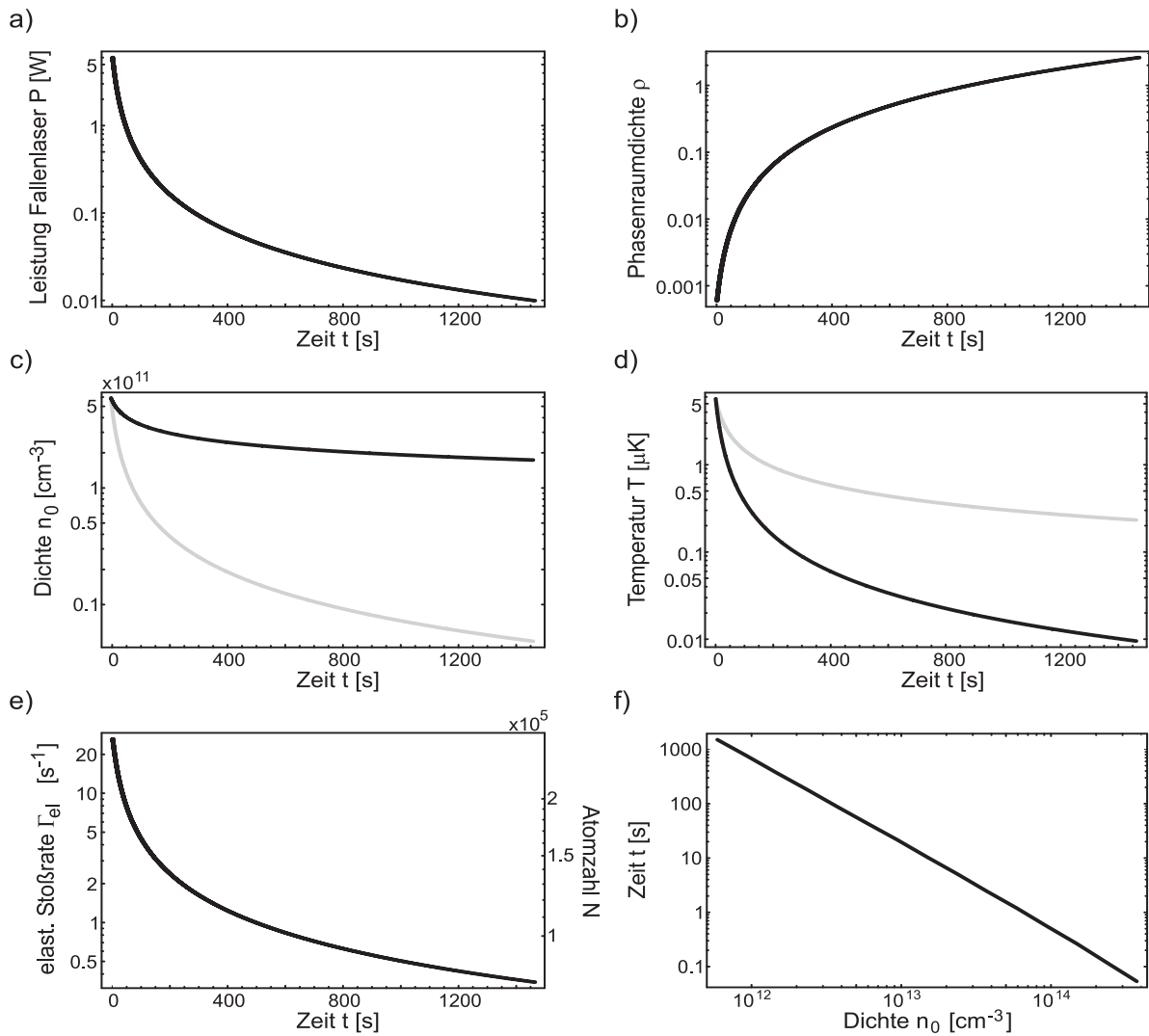


Abbildung 3.14: Berechneter zeitlicher Verlauf von a) Laserleistung P , b) Phasenraumdicke ρ , c) zentraler Dichte n_0 , d) Temperatur T , e) elastischer Stoßrate Γ_{el} und Atomzahl während der Verdampfungskühlung mit konstantem $\eta = 10$ und ohne Berücksichtigung von Verlusten (vgl. [136]). In Abbildung c) und d) sind außerdem die Verläufe (grau) für eine reine adiabatische Expansion der Falle ohne Atomverlust eingezeichnet. Abbildung f) zeigt die Abhängigkeit der Evaporationszeit, die benötigt wird um ein Kondensat zu erzeugen, von der Startdichte (mit $\eta = 10$).

jedoch die Berechnungen ohne Berücksichtigung von Verlusten bereits zeigen, dass mit den in den Experimenten erreichten Startparametern in der optischen Falle die Kondensation nicht erreicht werden kann, wird in dieser Arbeit auf die Einbeziehung der Verluste in die Rechnungen verzichtet.

Kapitel 4

Aufbau

Zur Untersuchung von dipolaren Quantengasen wurde während dieser Arbeit eine Anlage entworfen und aufgebaut, die es nach dem heutigen Wissensstand und unter der Annahme, dass Chrom sich ähnlich wie die bereits erfolgreich ins entartete Regime gekühlten Alkali-Atome verhält, Folgendes ermöglichen sollte:

- *Ein Bose-Einstein-Kondensat mit ^{52}Cr zu erzeugen.*
- *Ein entartetes Fermi-Gas mit ^{53}Cr durch sympathetisches Kühlen mit ^{52}Cr bzw. ^{87}Rb zu realisieren.*
- *Ein ^{52}Cr -Rb-Molekül-Kondensat bzw. ein entartetes ^{53}Cr -Rb-Molekül-Fermi-Gas zu präparieren.*

Die Anlage ist eine Weiterentwicklung einer bereits bestehenden Apparatur, mit der bereits die magneto-optische Falle mit Chrom [71], das Zeeman-Abbremsen eines thermischen Chrom-Strahls, das kontinuierliche Beladen einer Quadrupol [78] bzw. einer Ioffe-Prichard-Falle (IP-Falle) [21] aus der magneto-optischen Falle, das Dopplerkühlen [22] und das evaporative Kühlen von Chrom demonstriert wurde. Insbesondere beim evaporativen Kühlen wurde deutlich, dass die erforderliche mechanische Stabilität der bestehenden Kammer nicht gegeben war und Wolken mit Temperaturen unter $100\ \mu\text{K}$ nicht reproduzierbar präpariert werden konnten. Zudem war der optische Zugang sehr begrenzt. Kombinierte Fallen mit Chrom und Rubidium konnten dort bisher noch nicht untersucht werden.

Bei der Konstruktion der neuen Kammer haben wir uns entschieden, Cr-Atome aus einer Hochtemperatureffusionszelle, die in einem Zeeman-Abbremsen abgebremst werden, wie in der alten Apparatur in einer Clip-Falle einzufangen. Die Atome werden dadurch kontinuierlich in eine IP-Magnetfalle in der Kleeblattanordnung geladen (Anhang A.1.1). Das Dopplerkühlen in der komprimierten Magnetfalle sollte die Phasenraumdicke soweit erhöhen, dass ein effizientes evaporatives Kühlen in der magnetischen Falle durchgeführt werden kann. Falls die Kondensation auf diese Weise nicht erreicht wird, sollte der Aufbau die Evaporation und Kondensation in einer optischen Falle ermöglichen. Die neue Kammer ist derart gestaltet, dass die Techniken, die bereits in der alten Kammer erarbeitet wurden, optimiert implementiert werden konnten. Für die Experimente mit den kombinierten Fallen mit Cr und Rb ist zunächst ein Dispenser als

Rb-Atomquelle vorgesehen. Die Atome sollten ebenfalls in magneto-optischen Fallen vorgekühlt und durch die Evaporation in einer Magnetfalle zur Kondensation gebracht werden.

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Designkriterien eingegangen. Es folgen die Beschreibungen der wichtigsten Komponenten der Ultrahochvakuumkammer, die die magnetische Falle umgibt und der konstruierten IP-Magnetfalle in der Kleeblattanordnung. Die verwendeten Kühllasersysteme und die Komponenten der optischen Falle werden im Anschluss erläutert. Abschließend wird auf die Detektion der Atome eingegangen.

4.1 Anforderungen an den Aufbau.

In Kondensationsexperimenten werden die Atome typischerweise unter $1\ \mu\text{K}$ abgekühlt. Die verwendeten Fallen bieten dabei eine sehr gute thermische Isolation. Einziger thermischer Kontakt neben der vernachlässigbaren Raumtemperatur-Schwarzkörperstrahlung zur Kammerwand sind Stöße mit dem Hintergrundgas, die den dominanten Einkörper-Verlustprozess darstellen. Ausreichend lange Speicherzeiten werden daher nur erzielt, wenn die Experimente in Ultrahochvakuumkammern durchgeführt werden.

Zur Erzeugung hoher Phasenraumdichten in einer Magnetfalle, ist ein Potential mit einem nicht verschwindenden Feldbetrag notwendig. Typischerweise wird für diese Anforderung eine Ioffe-Pritchard-Falle verwendet. Dieses Magnetfallenpotential kann durch unterschiedlichste stromdurchflossene Spulen bzw. Spulen-Permanentmagnet-Konfigurationen [138, 139, 140, 141, 142] realisiert werden. Um Magnetfallen mit hohen Feldgradienten und Krümmungen erzeugen zu können, müssen die Spulen sehr dicht an der Falle positioniert werden. Das Vakuumkammerdesign wird daher bei der Verwendung einer magnetischen Falle vor allem durch die Anordnung der Leiterschleifen bestimmt, die das Fallen-Magnetfeld erzeugen sollen.

Bei der Konstruktion der Anlage wurde insbesondere auf die folgenden Kriterien geachtet:

- **Zugang zum Fallenzentrum:**

Der optische Zugang ist für die Durchführung der Experimente besonders wichtig. Es müssen Strahlen für die Laserkühlung (je Element jeweils zwei gegenläufige Strahlen aus drei Raumrichtungen für die magneto-optische Falle und die entsprechenden Rückpumpstrahlen) und für die optische Falle auf das Fallenzentrum gerichtet werden.

Die Abbildung des gespeicherten Ensembles sollte im neuen Aufbau aus zwei Raumrichtungen (in vertikaler und horizontaler Richtung) erfolgen. Für die Absorptionsabbildung ist pro Kameraposition ein auf die Kamera gerichteter Abbildungsstrahl notwendig, der das Fallenzentrum passieren muss.

Zudem müssen der Cr-Atomstrahl und der gegenläufige Zeeman-Abbremslaserstrahl das Fallenzentrum durchqueren.

Die Rb-Quelle (Dispenser) sollte möglichst nahe am Fallenzentrum platziert werden.

Für Vakuumbedingungen unter 10^{-11} mbar ist es wichtig, eine möglichst kurze Verbindung mit großem Querschnitt zu den Pumpen zu realisieren.

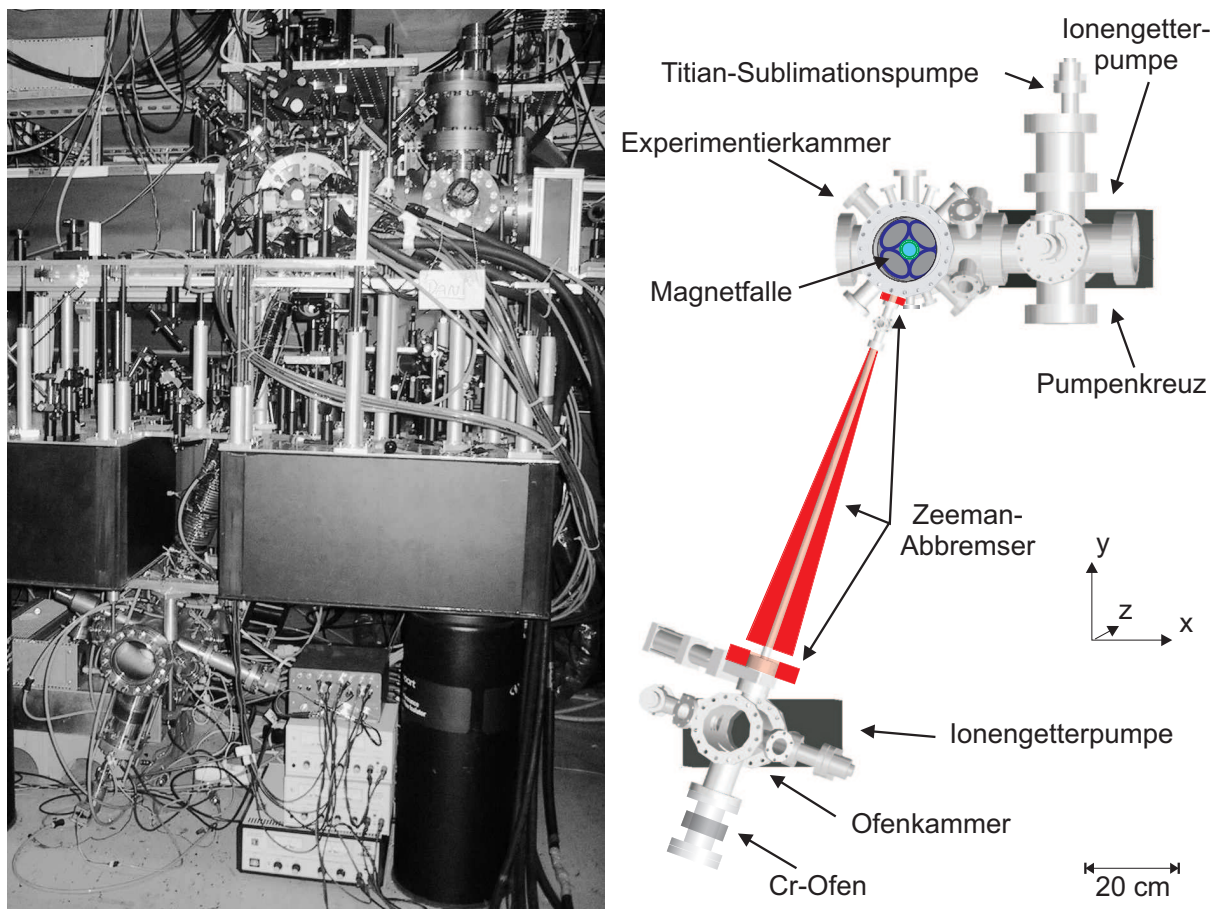


Abbildung 4.1: Gesamte Vakuumapparatur: Links: Die realisierte Vakuumapparatur ist umgeben von der Optik für Strahlen von fünf verschiedenen Lasersystemen, der Abbildungsoptik und den Strom- und Wasserzuleitungen bzw. -ableitungen für die Spulen. Rechts: CAD-Darstellung der Vakuumkammer. Zu sehen sind Experimentier-, Pumpen- und Ofenkammer. Die Ofenkammer ist durch das Zeeman-Abbremserrohr mit der Experimentierkammer verbunden.

- **Flexibles Fallendesign:**

Zum Zeitpunkt der Konstruktion waren die Stoßparameter von Cr und von Cr mit Rb noch nicht bekannt. Fallenoffset-abhängige Verluste durch dipolare Relaxation wurden durch Berechnungen vorhergesagt. Es wurde daher eine magnetische IP-Falle konstruiert, die einen sehr starken Einschluss bei sehr kleinen Offsetfeldern ermöglicht, um die elastische Streurate eines Atoms mit möglicherweise sehr kleinen Streulängen durch die Kompression der Falle zu erhöhen. Außerdem sollten Experimente in einer Falle mit sehr variablem Aspektverhältnis durchgeführt werden können.

Falls die Verdampfungskühlung in der Magnetfalle nicht zur Kondensation führt, sollte eine optische Falle in das Experiment integriert werden. Es war ebenfalls nicht bekannt, mit welcher Dichte sich Cr-Atome in eine optische Falle transferieren lassen. Durch einen weiteren Strahl sollte daher zur Steigerung der Dichte eine Vertiefung im Fallenpotential erzeugt werden können. Ein möglicher Spinfilter [6] sollte im Aufbau mit einer optischen Falle in Gravitationsrichtung realisiert werden können.

- **Stabilität:**

Gegenüber der alten Kammer sollte die mechanische Stabilität des Aufbaus so weit gesteigert werden, dass die Kondensation bzw. die Erzeugung von entarteten Fermi-Gasen ermöglicht wird.

- **Kompatibilität mit vorhandenem Aufbau:**

Das Kühl- und Rückpump-Lasersystem, die Stromversorgungsnetzteile und das Kühlwassersystem sollten ohne großen Umbauaufwand gemeinsam von der vorhandenen und der neuen Kammer genutzt werden und so ein paralleles Experimentieren an beiden Kammern zulassen.

Wir haben uns in unserem Aufbau aufgrund des sehr guten Zugangs zum Fallenzentrum und der guten Erfahrung, die sowohl in unserer Gruppe wie auch in anderen Gruppen mit dieser Spulenanordnung gemacht wurden, für eine IP-Falle in der Kleeblatt-Konfiguration entschieden (s. Abschnitt 4.3) [143]. Die Spulen sind dabei in zwei Paketen, die den gleichen Abstand zum Fallenzentrum haben, symmetrisch um eine Achse angeordnet, so dass der radiale und axiale Zugang zum Fallenzentrum durch keine Leiter beeinträchtigt wird (siehe Abbildung 4.7). Mit der sehr einfachen Kontrolle aller Fallenparameter über die Spulenströme bei einer Kleeblatt-Anordnung kann die Anforderung an ein flexibles Falldesign sehr gut erfüllt werden.

Die Vakuumkammer kann sehr robust gestaltet werden, ohne dass die Spulen selbst im Vakuum platziert werden müssen. Damit wird unnötiger Gasballast durch das Ausgasen der Spulen während des Betriebs vermieden. Durchführungen für Strom und Wasser, das zur Kühlung der Spulen benötigt wird, sind nicht notwendig und die Spulen können ohne Öffnen der Kammer ausgetauscht werden. Das Zudampfen mit Cr einer aufwendig gefertigten, zerbrechlichen Glasküvette, die in vielen BEC-Experimenten eingesetzt wird, wird durch den hier beschriebenen Aufbau umgangen.

4.2 Ultrahochvakuumkammer

Die Seitenansicht (x-y-Ebene) der kompletten UHV-Vakuumkammer ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Das Gesamtsystem besteht aus drei Teilkammern. Das Herzstück ist die Experimentierkammer (obere Kammer), in der die Atome eingefangen, gespeichert und manipuliert werden. Das Fallenzentrum dient gleichzeitig auch als Koordinatenursprung, an dem sich die weiteren Beschreibungen in dieser Arbeit orientieren. An die Experimentierkammer schließt sich horizontal in x-Richtung ein 6-Wege-Kreuz an, an dem die Pumpen angebracht sind. Die auf dem optischen Tisch stehende Experimentierkammer ist durch ein Zeeman-Abbremserrohr mit der sich unter dem Tisch befindenden Cr-Ofenkammer (untere Kammer) verbunden. Der Aufbau der Kammern und des Zeeman-Abbremsers werden im Folgenden separat erläutert.

4.2.1 Experimentierkammer und Pumpenkreuz

Die Experimentierkammer besteht aus horizontal angeordneten, sich senkrecht im Fallenzentrum kreuzenden CF160- und CF100-Rohren (s. Abbildung 4.2). In dem in z-Richtung verlaufenden CF160-Rohr sind die beiden Spulenpakete der IP-Falle mit einem Abstand von 13 mm zum Fallenzentrum angeordnet. Um diese Anordnung auf der Atmosphärenseite zu ermöglichen,

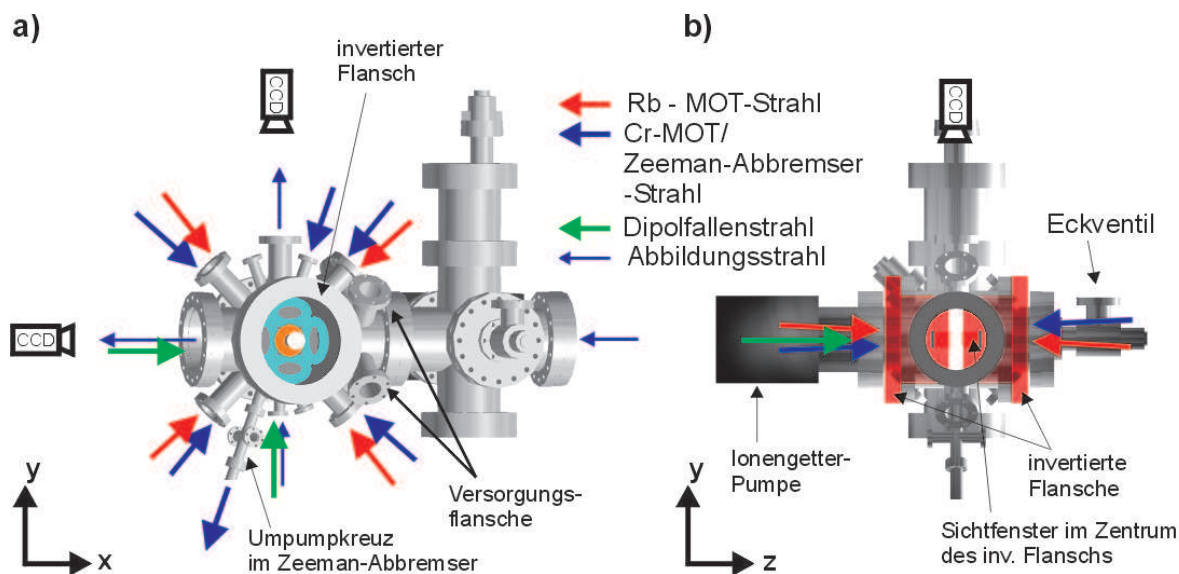


Abbildung 4.2: Experimentier- und Pumpenkammer – Ansicht a) in z-Richtung und b) in x-Richtung. Eingezeichnet sind auch die Laserstrahlen, die auf das Fallenzentrum gerichtet werden müssen (Beschreibung siehe Text).

wurden an beiden Enden des Rohres zylinderförmige Metalleinstülpungen (invertierte Flansche) befestigt, an deren Frontseiten die eingegossenen Spulenpakete gepresst werden. Im Zentrum dieser Metallzylinder befindet sich je ein zur Atmosphärenseite herausragendes Sichtfenster¹ für die in z-Richtung verlaufenden Dipolfallen- bzw. MOT-Strahlen. An dem Rohr sind außerdem sternförmig um das Fallenzentrum in der x-y-Ebene weitere Flansche angebracht. Darunter befinden sich vier CF40-Flansche unter 45° zur Horizontalen mit Sichtfenstern für die weiteren MOT-Strahlen, ein CF40- mit gegenüberliegendem CF16-Flansch mit Sichtfenstern in vertikaler Richtung für die Abbildung und die Dipolfalle in vertikaler Richtung und je zwei gegenüberliegende CF16-Flansche unter 20° zur Vertikalen für den Cr- bzw. einen möglichen Rb-Zeeman-Abbremsfeld.

Das CF100-Rohr, das in x-Richtung verläuft, ist zur einen Seite im Abstand von 200 mm vom Fallenzentrum durch ein CF100-Vakuumfenster abgeschlossen. Dieses große Fenster erlaubt die Abbildung in x-Richtung, bietet Platz für weitere Diagnose-Geräte wie Photomultiplier und Web-Cam und dient bei den vorgestellten Experimenten auch als Eintrittsfenster für den in x-Richtung propagierenden Dipol-Fallen-Laserstrahl. Auf der gegenüberliegenden Seite des Fallenzentrums wurden an das Rohr in der y-z-Ebene unter je 45° zum Lot vier CF40-Versorgungsflansche angeschweißt. Zwei der Flansche sind mit Durchführungen für den Rb-Dispenser und die RF-Antenne bestückt. Am dritten Flansch befindet sich ein UHV-Vakuum-Messgerät². Der vierte Flansch ist noch ungenutzt. Das Rohr ist mit einem CF100-6-Wege-Vakuumkreuz (Pumpenkreuz) verbunden, an dessen Ende in x-Richtung ebenfalls ein Sichtfenster angebracht ist, um die Absorptionsabbildung in x-Richtung zu ermöglichen. Am Vakuum-

¹Dieses Sichtfenster mit einem Abstand von ca. 40 mm zum Fallenzentrum erlaubt prinzipiell, Abbildungsoptik sehr nahe an der Atomwolke auf der Atmosphärenseite zu positionieren. Durch seine zurückgesetzte Position kann das Fenster nicht durch den Cr-Strahl bedampft werden.

²Fa. Varian, UHV-24, Messbereich bis $1 \cdot 10^{-11}$ mbar

kreuz befinden sich außerdem die Pumpen für die Experimentierkammer und ein Ganzmetall-Eckventil, durch das die Kammer vorgepumpt und belüftet werden kann.

Das Ultrahochvakuum in der Experimentierkammer wird im Normalbetrieb durch eine 75 l/s Ionengetterpumpe³ und eine Titan-Sublimationspumpe⁴ erzeugt. Um Vibrationen und dadurch ein Aufheizen der Atomwolke zu vermeiden, wurde an der gesamten Anlage auf mechanische Pumpen verzichtet. Zur Erzeugung eines Vorvakuums (ca. 10^{-6} mbar) wird beim Abpumpen der Kammern ein aus Drehschieber- und Turbomolekularpumpe bestehender Pumpenstand über das Eckventil an die Kammer angebracht. Nach einwöchigem Ausheizen der Kammer bei ca. 250°C konnte allein mit der Ionengetterpumpe ein Druck von 10^{-10} mbar erzeugt werden. Die Hauptpumpleistung in der Kammer wird jedoch durch die Titan-Sublimationspumpe erbracht. Eine durch Glühen der Titan-Pumpfilamente auf der Kammerwand entstandene Titanschicht bindet Atome und Moleküle des sich in der Kammer befindenden Restgases. Die Pumpleistung pro Quadratzentimeter bedampfter Schicht für Restgaskomponenten wie z. B. Stickstoff und Wasserstoff beträgt 4.5 l/s bzw. 3 l/s. Konsequenterweise wurden die Titanfilamente in der Kammer so platziert, dass eine maximale Fläche bedampft werden kann und gleichzeitig Sichtfenster, elektrische Kontakte bzw. die Ionengetterpumpe im geometrischen Schatten der Filamente liegen. Wie Abbildung 4.4 zeigt, reicht die bedampfte Fläche und somit die Pumpe bis in die Experimentierkammer. Die Pumpleistung wurde auf etwa 3600 l/s abgeschätzt. Aufgrund des großen Durchmessers (CF100) des Rohres zwischen Experimentier- und Pumpenkammer wird eine möglichst große Fläche bedampft und gleichzeitig ein möglichst großer Leitwert [144, 145] zwischen Pumpenkreuz und Experimentierkammer erzielt. Nach dem Glühen der Titan-Filamente wurde der Druck dadurch in der Experimentierkammer unter den Messbereich unseres UHV-Messgerätes (10^{-11} mbar) abgesenkt. Cr ist wie Titan ein Gettermaterial. Dies führt dazu, dass die mit Cr bedampfte Fläche zusätzlich zur Pumpleistung beiträgt.

Um den Einfluss der Ofenkammer auf die Experimentierkammer zu minimieren, wurde der Durchmesser des Zeeman-Abbremserrohrs derart gewählt, dass das Rohr gleichzeitig als differentielle Pumpstrecke dient. Der Leitwert von $C=0.71/\text{s}$ erlaubt eine Druckdifferenz zwischen oberer und unterer Kammer von mehr als zwei Größenordnungen [111]. Die mit Cr bedampfte Innenseite des Rohres verbessert zusätzlich diesen Wert. Während der Experimente konnte auch bei Ofentemperaturen von 1650°C kein Druckanstieg in der Experimentierkammer mittels des UHV-Vakuummessgerätes beobachtet werden. Die in der Ioffe-Pritchard-Magnetfalle mit einem Cr-Ensemble ermittelte Lebensdauer aufgrund von Hintergrundgaskollisionen betrug $\tau_{\text{hg}} = 200 \text{ s}$.

4.2.2 Ofenkammer

Die Ofenkammer besteht aus einem in z-Richtung verlaufenden CF100-Rohr (siehe Abbildung 4.3 a)). Zur einen Seite ist es mit einem Sichtfenster zur anderen mit einer Ionengetterpumpe, die baugleich zur Ionengetterpumpe in der Experimentierkammer ist, abgeschlossen. Der Flansch zur Hochtemperatur-Effusionszelle (Ofen) befindet sich unter 20° zum Lot in der Verlängerung des Zeeman-Abbremsers an der unteren Seite des Rohres. Vor dem Zeeman-Abbremsers befindet sich ein Linear-Schiebeventil, das das Befüllen des Ofens erlaubt, ohne dass das Vakuum in der Experimentierkammer gebrochen werden muss. Unter 20° zur Horizontalen sind außerdem

³Fa. Varian, VacIon 75-Diode + MiniVac-Controller

⁴Fa. Varian TSP-cartridge

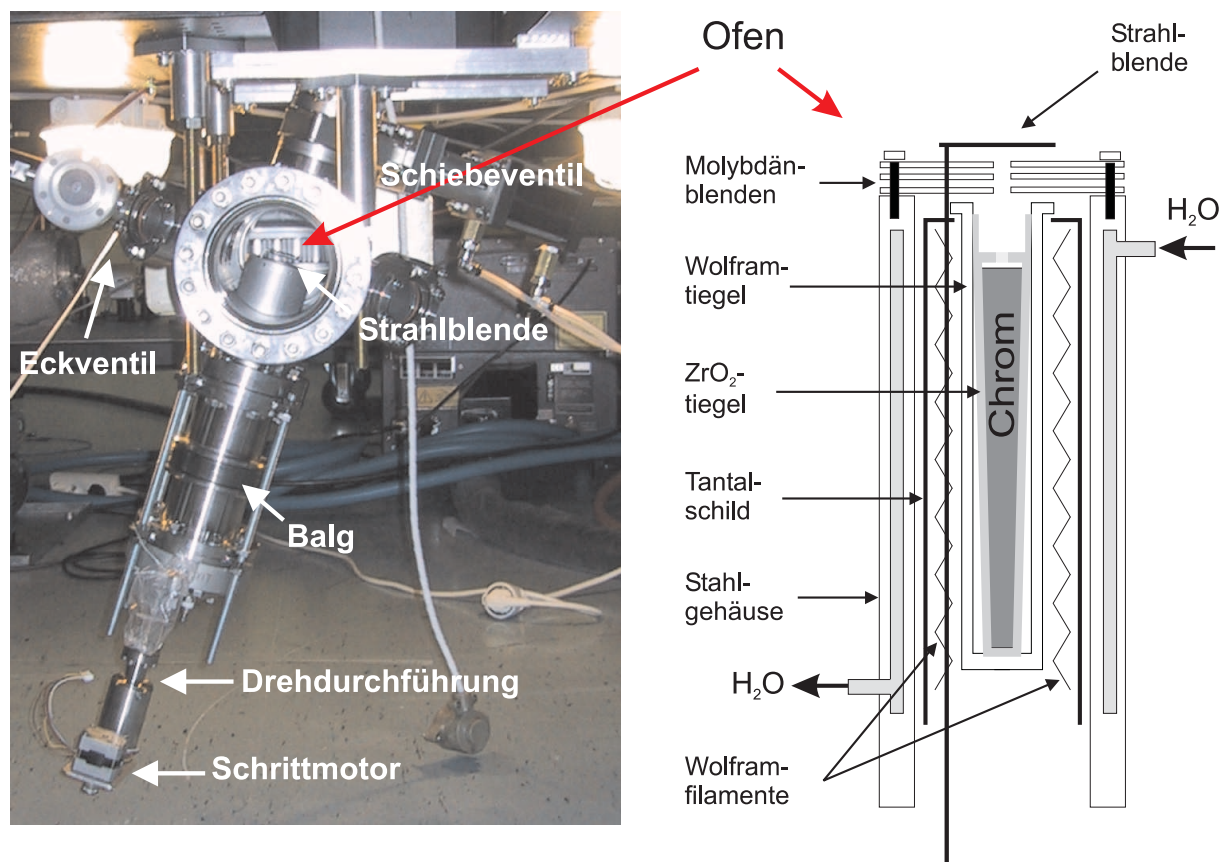


Abbildung 4.3: a) Realisierte Ofenkammer mit angeflanschter Cr-Hochtemperatur-Effusionszelle. b) Schematische Darstellung der Hochtemperatur-Effusionszelle.

sternförmig sechs CF40-Flansche angebracht. Vier von diesen Flanschen, die sich unter 45° zur Rohrachse befinden, können zur Kollimation des Cr-Atomstrahls und damit zur Erhöhung des Atomflusses im Strahl oder zum Umpumpen des Cr-Fermions vor dem Zeeman-Abbremsler benutzt werden. An den Flanschen, die senkrecht zur Rohrachse angeschweißt wurden, wurden ein UHV-Messgerät und ein Ganzmetall-Eckventil, das wie bei der Experimentierkammer zur Erzeugung des Vorvakuums benötigt wird, montiert. Die Cr-Effusionszelle ist mittels eines Balgs beweglich an die Kammer angeflanscht. Dadurch wird sowohl die Höheneinstellung sowie die Ausrichtung des Cr-Atomstrahls, der den Ofen verlässt, zum Fallenzentrum ermöglicht.

4.2.3 Atomquellen

Hochtemperatur-Effusionszelle

Die Cr-Effusionszelle ist in Abbildung 4.3 b) schematisch dargestellt. In einem doppelwandigen wasserdurchflossenen Kühlrohr wird in einer Tantal-Ummantelung ein Wolfram-Tiegel durch Wolfram-Filamente erhitzt. Das bewährte Design der Hochtemperatur-Effusionszelle wurde von der alten Kammer⁵ übernommen [77]. Um jedoch höhere Temperaturen und damit höhere

⁵Fa. VTS J. Schwarz GmbH, Modell HT-TA-35-10/W

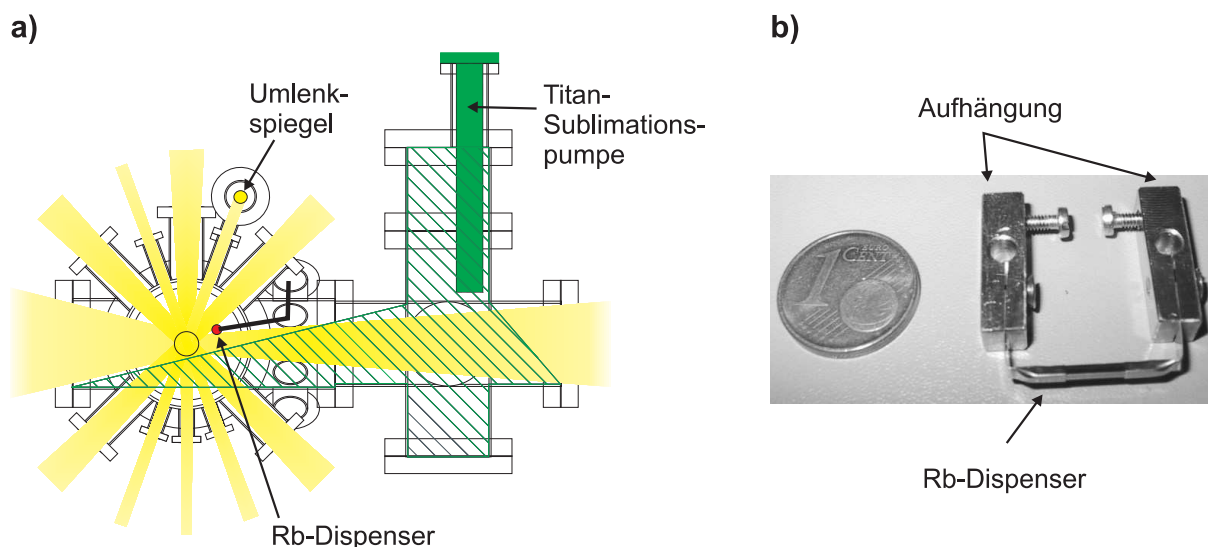


Abbildung 4.4: a) Durch die Titan-Sublimationspumpe bedampfte Fläche im Innern der Kammer (schraffierte Fläche), Positionierung des Rb-Dispensers und radialer optischer Zugang zum Fallenzentrum. b) Rb-Dispenser in Kupferhalterung.

Atomflüsse erzeugen zu können, wurde in den Wolfram-Tiegel ein weiterer mit Cr befüllter Zirkondioxid-Tiegel⁶ eingepasst. Man vermeidet dadurch den direkten Kontakt zwischen Cr und Wolfram (W) und stellt sicher, dass keine niederschmelzende Cr-W-Legierung entsteht, die den Tiegel zerstören kann. Die Effusionszelle wird in Richtung des Zeeman-Abbremsers durch die auf der Wasserkühlung fixierten, mit einem 9 mm großen Austrittsloch versehenen Molybdän-Plättchen abgeschlossen. Dies vermeidet ein Aufheizen der Kammer durch Wärmestrahlung, birgt jedoch die Gefahr, dass sich Cr an den kühleren Blenden ablagert. Durch eine Zirkondioxid-Blende im Zirkondioxid-Tiegel konnte der Strahl vorkollimiert und somit dieses Problem behoben werden. Die Zelle wurde bereits bis zu einer Temperatur von 1800 °C betrieben. Die normale Betriebstemperatur während der Experimente beträgt jedoch nur 1650 °C. Über eine Drehdurchführung an der Unterseite der Effusionszelle kann der Atomstrahl mit einer Blende oberhalb der Molybdän-Plättchen unterbrochen werden. Die in den Atomfallen gespeicherten Atome sind so vor Kollisionen mit Atomen aus dem Strahl und der Strahlung aus dem Ofen geschützt.

Rb-Dispenser

Als Rb-Quelle wurde für die ersten Experimente ein Dispenser⁷ gewählt. Der Dispenser stellt eine sehr kostengünstige, kompakte Quelle dar (siehe Abbildung 4.4 b)). Sein Einsatz wurde bereits in mehreren magneto-optischen Fallen beschrieben [146, 147]. Ott et al. [148] erreichten die Bose-Einstein-Kondensation unter Verwendung einer solchen Quelle.

Der Dispenser besteht aus einer 17 mm langen Metallhülse, in der sich 4.5 mg Rubidium-Chromat (Rb_2CrO_4) zusammen mit einem Reduktionsmittel befinden. Die Hülse ist auf einer Seite mit

⁶Fa. Haldenwanger

⁷Fa. SAES Getters S.p.A. Italien

einem Schlitz, der im kalten Zustand von innen mit einem Draht abgedeckt wird, versehen. Durch ohmsches Heizen mit Strömen über 5.8 A entweicht Rb-Dampf. Der Dispenser wurde ca. 43 mm vom Fallenzentrum mit dem Öffnungsschlitz zum Fallenzentrum gerichtet horizontal zwischen den Spulen platziert (siehe Abbildung 4.4 a)). Diese Position beeinträchtigt dabei den optischen Zugang nicht.

Durch den Betrieb der Rb-Quelle und das dabei entstehende Hintergrundgas⁸ reduzierte sich die Lebensdauer der Cr-Atome in der Quadrupol-Magnetfalle von 40 s auf 10 s. Der Dispenser kann kontinuierlich wie in unseren Experimenten (mit Strömen von 5-8 A) oder gepulst [146] betrieben werden. Der gepulste Betrieb reduziert den Gasballast, der durch die Pumpen abgeführt werden muss, deutlich.

4.2.4 Zeeman-Abbremsler

Bei einer Temperatur der Cr-Effusionszelle von 1650 °C liegt das Maximum der Geschwindigkeitsverteilung des aus der Zelle tretenden Strahls bei etwa 950 m/s. Eine MOT verfügt typischerweise über einen Einfangbereich von ca. $v_{\text{MOT,max}} \approx 30$ m/s, d.h., dass etwa nur jedes millionste Atom, das durch den Einfangbereich der MOT fliegt, dort auch eingefangen werden kann. Durch longitudinale Kühlung des Strahls kann der Anteil fangbarer Atome gesteigert werden. Wie in der alten Kammer wurde daher auch in der neuen Kammer ein Zeeman-Abbremsler zwischen Ofenkammer und Experimentierkammer integriert. Der Abbremsler ist derart konstruiert, dass er sowohl für die bosonischen Cr-Isotope als auch für das fermionische Cr-Isotop einsetzbar ist.

Bei dieser Technik wird ein Laserstrahl mit konstanter Verstimmung δ dem Atomstrahl entgegen gerichtet. Um Atome ab einer Geschwindigkeitsklasse v_{max} auf die Einfanggeschwindigkeit der MOT auf einer möglichst kurzen Strecke abzubremsen, müssen diese Atome auf der gesamten Abbremsstrecke die maximale Streukraft erfahren ($\delta_{\text{eff}} = 0$, $I > I_s$). In einem Zeeman-Abbremsler wird dabei auf der Abbremsstrecke das Magnetfeld ortsabhängig variiert, so dass die Dopplerverschiebung des Kühllichts im Bezugssystem des Atoms, das die maximale Einfanggeschwindigkeit besitzt, durch die unterschiedliche Zeemanverschiebung, die die beteiligten Niveaus im Magnetfeld erfahren, kompensiert wird.

Mit dem verwendeten σ^+ -Laserstrahl⁹ und dem $f \rightarrow f + 1$ Übergang von Cr (${}^7\text{S}_3 \rightarrow {}^7\text{P}_4$) werden die zu bremsenden Atome bereits im ansteigenden Feld zwischen Effusionszelle und Abbremsler in den extremalen magnetischen Zustand gepumpt¹⁰. Dadurch reduziert man die relevante Niveaustuktur sowohl für die bosonischen Isotope, wie auch für das fermionische Isotop auf zwei Niveaus. Der Verlauf des erforderlichen Magnetfelds ergibt sich aus der Bedingung für die maximale Spontankraft ($\delta_{\text{eff}} = 0$) während des Abbremsvorgangs. Atome mit kleineren Anfangsgeschwindigkeiten $v < v_{\text{max}}$ kommen bei der entsprechenden Position im Zeeman-Abbremsler in Resonanz und werden ab dieser Position gebremst.

⁸Der Druck stieg durch den Rb-Dispenser in der Experimentierkammer auf etwa 10^{-10} mbar an.

⁹Wird σ^- Licht verwendet, müssen die im folgenden beschriebenen Feldrichtungen im Abbremsler umgekehrt werden.

¹⁰Das Fermion besitzt eine zusätzliche Hyperfeinstruktur im Grund- und angeregten Zustand ($i = 3/2$). Für das Abbremsen ist der $f = 9/2 \rightarrow f = 11/2$ Hyperfeinübergang vorgesehen, die extremalen magnetischen Untereinstände dieser Niveaus bilden wieder ein geschlossenes Zweiniveausystem. Atome, die sich in den weiteren Hyperfeinzuständen des Grundzustands befinden, sollten noch vor dem Zeeman-Abbremsler in den $f = 9/2$ -Zustand des Grundzustands gepumpt werden, damit möglichst alle fangbaren Atome des fermionischen Isotops abgebremst werden.

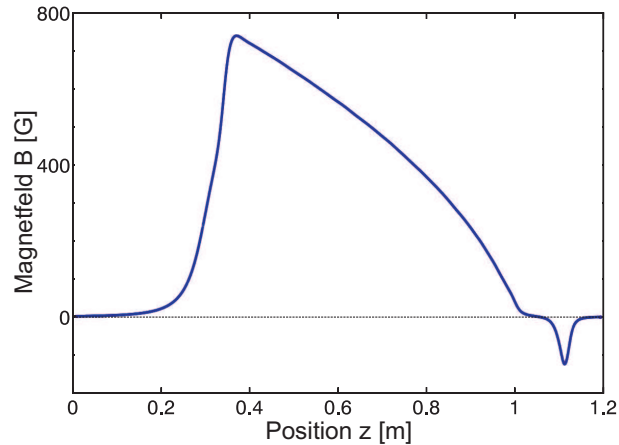


Abbildung 4.5: Das berechnete Magnetfeld des Zeeman-Abbremsers.

Bei einem Zeeman-Abbremsers kann die Verstimmung und damit das Offsetmagnetfeld des Abbremsers frei gewählt werden. Da das Kühllasersystem für beide Kammern ohne größere Umbauarbeiten nutzbar sein sollte, war die Verstimmung des Zeeman-Abbremsersstrahls mit $\delta \approx -40 \text{ \AA}$ und damit das aus der alten Kammer bewährte Spin-Flip-Design [77] vorgegeben. Bei diesem Design wird das Offsetfeld so gewählt, dass das Abbremsersfeld einen Nulldurchgang im Magnetfeld aufweist (s. Abbildung 4.5). Der Einfluss des Abbremsersstrahls und des Magnetfeldes des Abbremsers auf die Atome in der MOT kann dadurch minimiert werden [149]. Die Atome durchlaufen im Zeeman-Abbremsers zunächst ein bis auf Null abfallendes Feld, das entgegen ihrer Flugrichtung gerichtet ist. Der Feldbetrag steigt im zweiten Teil bis zum Ende des Abbremsers wieder an. Das Feld zeigt nun jedoch in Flugrichtung der Atome. Im idealen Fall behalten die Atome beim Durchqueren des Nullfeldpunktes die Orientierung des magnetischen Momentes bezüglich ihrer Bewegung bei (vgl. Majorana-Übergänge 3.3) und können durch das σ^+ -polarisierte Licht weiter abgebremst werden. Der realisierte Zeeman-Abbremsers weist jedoch in diesem Bereich das Feld eines dreidimensionalen Quadrupols auf. Atome, deren Trajektorie nicht exakt durch den Nullfeldpunkt führt, können dem Feld adiabatisch folgen oder vollziehen Majorana-Übergänge in weiter Niveaus. Diese Atome werden nach dem Nulldurchgang im ansteigenden Feld durch das σ^+ -Licht wieder in den extremalen Zustand zurückgepumpt, in dem sie dann weiter effektiv abgebremst werden können.

Während dieses Vorgangs können die Atome nicht auf reine Zweiniveausysteme reduziert werden. Im Gegensatz zu den bosonischen Isotopen, bei denen kein nahresonanter Übergang vorhanden ist, stellt dieser Prozess beim fermionischen Cr ein Problem dar. Die Atome können durch nicht resonante Streuung¹¹ in vom Zeeman-Abbremserslicht weitestgehend entkoppelte Hyperfeinzustände des Grundzustands gelangen und müssen zurückgepumpt werden. Für diesen Vorgang wurde am Nulldurchgang des Zeeman-Abbremsers ein CF16-Vakuump Kreuz integriert. Das Abbremsersfeld ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Je länger der Zeeman-Abbremsers konstruiert wird, desto größer ist die maximale Geschwindigkeit v_{\max} der Atome, die abgebremst werden können. Dem gegenüber steht die Divergenz des Strahls und die durch die spontane Emission verursachte transversale Strahlaufweitung

¹¹Während die Hyperfeinniveaubstände im angeregten Niveau nur etwa 50 MHz betragen, sind sie im Grundzustand 200-400 MHz von einander entfernt.

($\Delta x(t) = \frac{2}{3}v_{\text{rec}}N(t)^{3/2}/\Gamma_{\text{str}}$, mit der Anzahl der Streuprozesse $N(t) = \Gamma_{\text{str}}t$) [111] beim Abbremsen des Strahls. Die Länge des Zeeman-Abbremsers wurde auf den Atomfluss durch den Einfangbereich der MOT für die Geometrie der Kammer optimiert. Bei den Berechnungen wurde ein Sicherheitsfaktor von 20% berücksichtigt. Ab der gewählten Länge von 800 mm wurde kein wesentlicher Zugewinn des Atomflusses mehr erzielt. Die maximale Geschwindigkeit, die mit dem Abbremsers eingefangen werden kann, beträgt 580 m/s. Die transversale und die longitudinale Geschwindigkeit der Atome, die aus dem Zeeman-Abbremsers heraustreten, sind vergleichbar. Dies führt zu einer sehr schnellen Atomstrahlaufweitung [111] nach dem Abbremsers. Der Fluss durch den Einfangbereich hängt somit sehr kritisch vom Abstand zwischen Zeeman-Abbremsers und MOT ab. Die Platzierung der Endspule im Vakuum oder die Verwendung des MOT-Magnetfeldes als Endfeld des Abbremsers könnte daher noch zu einer Steigerung des Flusses führen.

Der Zeeman-Abbremsers besteht aus drei separaten Spulen, die das charakteristische Feld des Abbremsers erzeugen. Die Windungszahlen der Spulen wurden mittels des Biot-Savart-Gesetzes berechnet. Die erste Spule befindet sich direkt oberhalb des Linear-Schiebeventils. Die wassergekühlte Spule ermöglicht mit ihrem großen Innendurchmesser von 45 mm den langsamen Anstieg des Feldes vor dem Abbremsers, in dem die Atome umgepumpt werden sollen. Die mittlere Spule mit Innendurchmesser 15 mm wurde direkt um das doppelwandige Zeeman-Abbremsersrohr gewickelt. Das erforderliche abnehmende Feld konnte mittels 2500 Wicklungen eines 2 mm Kupferdrahtes mit abnehmender Wicklungszahl im Verlauf des Rohrs sehr genau erzeugt werden. Die Spule wird durch das doppelwandige Rohr von innen und durch zusätzliche Kupferrohrwicklungen von außen wassergekühlt. Das diesen Feldern entgegengerichtete Endmagnetfeld des Abbremsers wurde so nah wie möglich zum Fallenzentrum platziert und daher direkt auf den Experimentierkammerflansch gewickelt. Der Abstand der Endspule zum Fallenzentrum beträgt etwa 80 mm. Durch den geringen Innenradius (10 mm) der Spule fällt das Endfeld (~ 100 G) sehr schnell ab und beeinflusst die Magnetfelder der MOT nicht. Am magnetischen Nulldurchgang zwischen mittlerer Spule und Endspule wurde das Umpumpkreuz positioniert.

An der Experimentierkammer befindet sich dem Cr-Zeeman-Abbremsersrohr gegenüber ein Vakuum-T-Stück, in dessen Innerem ein Umlenkspiegel für den Abbremserslaserstrahl angebracht ist. Das Zudampfen des Eintrittsfensters des Abbremserslaserstrahls mit Cr kann somit vermieden werden (vgl. Abbildung 4.4).

4.3 Ioffe-Pritchard-Magnetfalle in der Kleeblattanordnung

Das Prinzip der Ioffe-Pritchard-Falle in Kleeblattkonfiguration ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Darstellung a) zeigt zwei in einem Abstand d stehende, gleichsinnig vom Strom durchflossene Spulen mit Radius R und einer gemeinsamen Achse in z-Richtung. Die Addition der Felder der beiden einzelnen Spulen ergibt das Gesamtfeld. Für $d > R$ steigt das in z-Richtung verlaufende Feld vom Zentrum aus zwischen beiden Spulen quadratisch an (vgl. Feldlinienverlauf in Abbildung 3.6). Aus Symmetriegründen ergibt sich keine Feldkomponente in radialer Richtung in der Mittelebene. Die Spulen dieser Anordnung werden im folgenden als Pinch-Spulen bezeichnet. Werden die Spulen im Abstand des Radius positioniert (Helmholtz-Anordnung) so erhält man im eben diskutierten Bereich ein homogenes Feld in z-Richtung.

In Abbildung 4.6 b) wurden die kreisförmigen Spulen durch elliptische Spulen, deren lange Achsen orthogonal zueinander angeordnet sind, ersetzt. Die Beiträge zum Feld in radialer Richtung

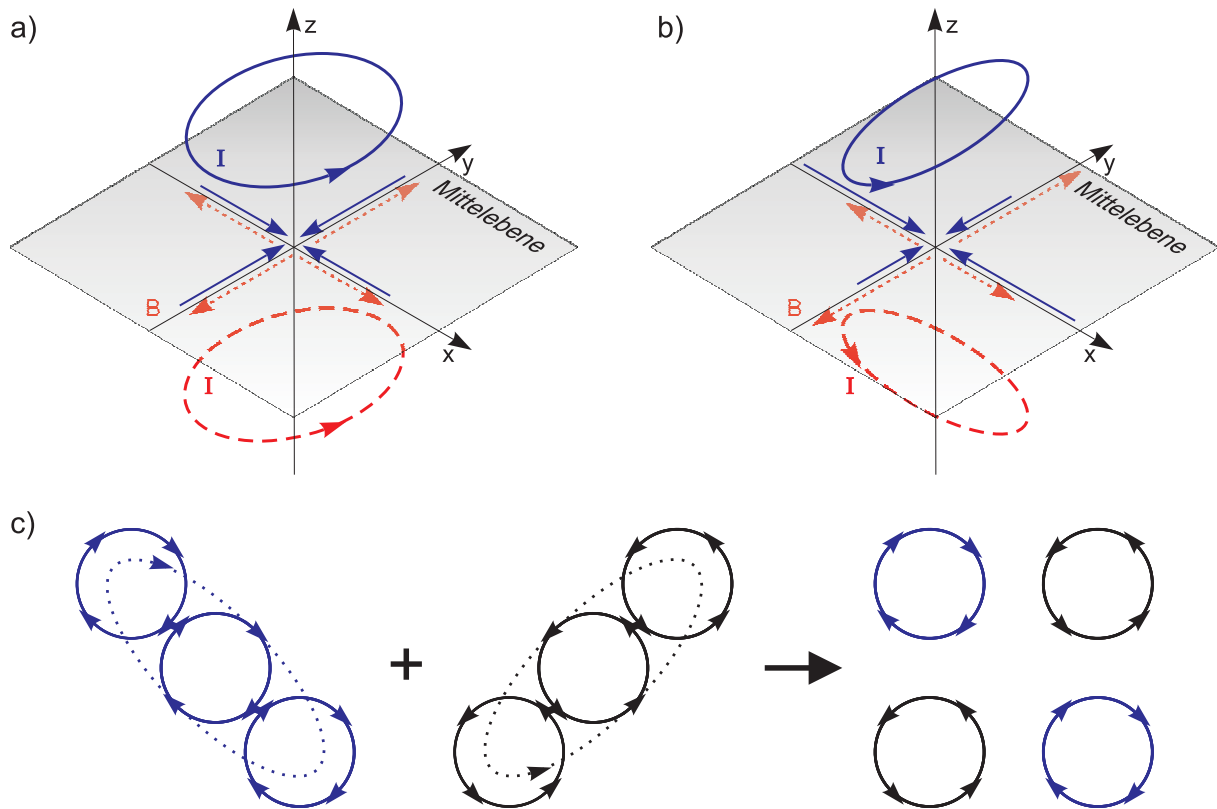


Abbildung 4.6: Entstehung eines Quadrupolfeldes in der Mittelebene durch die Kleeblattspulen: a) Feld zweier kreisförmiger Spulen, die im gleichen Abstand zur Mittelebene stehen. b) Feld zweier senkrecht zueinander angeordneter elliptischer Spulen. Die Pfeile symbolisieren die Feldkomponenten der einzelnen Spulen in der Mittelebene. c) Zerlegung der elliptischen Spulen in kleine Kreisspulen und Komposition zweier senkrecht in einer Ebene stehender gegensinnig stromdurchflossener elliptischer Spulen zur typischen Kleeblattanordnung. Dabei erzeugen benachbarte Leiterstücke, die gegensinnig mit Strom durchflossen werden, kein Feld in der Mittelebene.

löschen sich auf der z -Achse wie eingezeichnet aus. Da das Feld, das durch die kurze Achse erzeugt wird, wesentlich schneller abfällt als das der langen Achse, heben sich abseits der Achse die Beiträge der Spulen nicht mehr auf und es entsteht für kleine Abstände ($r \ll R$) in der Mittelebene ein zweidimensionales Quadrupolfeld mit linearem Feldbetragsanstieg in radialer Richtung (vgl. Abbildung 3.6). Der Gradient dieses Feldes kann verdoppelt werden, wenn zu diesem Spulenpaar ein um 90° um die z -Achse rotiertes weiteres elliptisches Spulenpaar angebracht wird, das vom gleichen Strom gegensinnig zum ursprünglichen Paar durchflossen wird. In dieser Anordnung hebt sich die Feldkomponente in z -Richtung auf.

Abbildung 4.6 c) zeigt, wie die elliptischen Spulen durch kleinere, kreisförmige Spulen ersetzt werden können. Wendet man dies auf zwei gekreuzte, gegensinnig stromdurchflossene, elliptische Spulen an, erhält man die typische Kleeblatt-Spulenordnung, wobei sich die beiden mittleren Spulen in ihrer Wirkung aufheben und daher weggelassen werden können. Durch zwei Pinch-Spulen im Zentrum der Kleeblattspulen, erhält man den axialen Einschluss, der zum Ioffe-Pritchard-Magnetfeld (vgl. Gleichung (3.40)) führt. Um ein möglichst geringes Offsetfeld B_0 im Fallenzentrum zu realisieren, wird das Offsetfeld der Pinch-Spulen durch ein in Helmholtz-

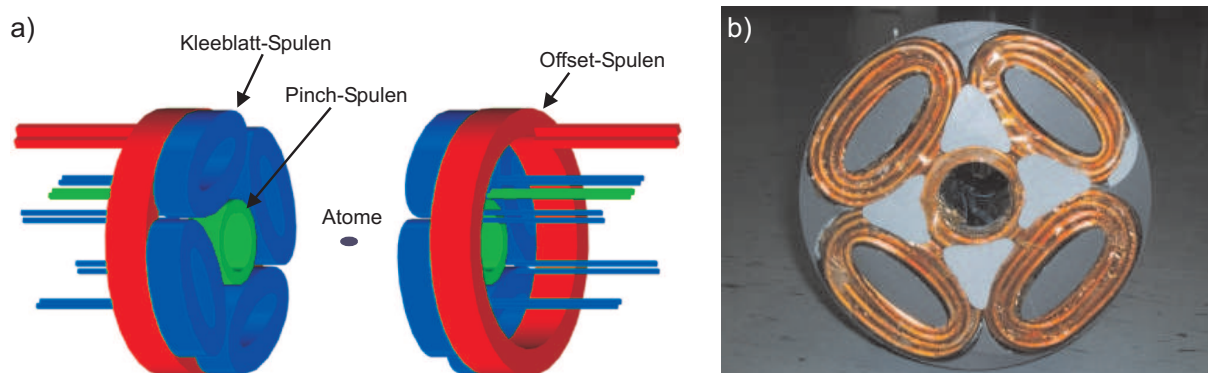


Abbildung 4.7: a) Anordnung der einzelnen Spulen zur Erzeugung einer Ioffe-Pritchard-Magnetfalle. b) Foto eines realisierten Spulenpakets.

Anordnung platziertes Offset-Spulenpaar mit gleicher Spulenachse kompensiert. Die komplette Spulenordnung ist in [Abbildung 4.7 a\)](#) schematisch dargestellt.

Die Optimierung des Feldes erfolgte mit einem Matlab-Programm [\[111\]](#), das das Feld der Spulenkonfiguration an jedem Ort im Raum mittels des Biot-Savart-Gesetzes über Leiterstücke berechnet. Position, Windungszahl und Form der Spulen wurden so variiert, dass ein möglichst starker Einschluss entsteht und gleichzeitig die Instabilitätspunkte der Falle bei maximalen Strömen möglichst weit außen liegen. Beachtet wurden außerdem folgende Punkte:

- Um den Zugang zum Fallenvolumen zu gewährleisten, wurden der minimale Abstand zwischen den Spulenpaketen mit 26 mm und der minimale Innendurchmesser der Pinch-Spule mit 28 mm vorgegeben. Die zuletzt genannte Abmessung war durch die erhältlichen Standard-Vakuumpakete festgesetzt. Dies galt auch für den Außendurchmesser der Pakete mit 134 mm.
- Um schnelles nicht adiabatisches Abschalten für Flugzeitmessungen zu ermöglichen, wurden eine kleine Induktivität der Spulen und somit eine kleine Windungszahl bei hohen Strömen gewählt.
- Die Netzteile und die Schaltung [\[79\]](#) der alten Kammer sollten an der neuen Kammer auch zum Einsatz kommen. Die maximalen Spannungen (34 V bzw. 16 V) und Stromstärken (300 A, 300 A) mussten somit beim Design beachtet werden.
- Schwankungen in den Feldern durch Stromfluktuationen werden vermieden, indem Offset- und Pinch-Spulen bzw. alle Kleeblatt-Spulen in Reihe geschaltet werden. Beide Stromkreise werden mit einem separaten Netzteil angesteuert und erlauben somit die einfache Verformung der Falle. Die Feineinstellung des Offsetfeldes wird durch ein zusätzliches homogenes Spulenpaar mit einem sehr stabilen Netzteil bewerkstelligt.
- Eine besonders gute mechanische Stabilität wurde durch das Eingießen der Spulen erzielt. Die so entstandenen Spulenpakete werden im Aufbau gegen die Vakuumkammer gepresst. Durch die Platzierung der Pinch-Spule an der Kammerwand können thermische Effekte minimiert werden.

- Die Spulen wurden mit Kupferrohren gewickelt, die während des Betriebes von Wasser durchflossen werden, um thermische Ausdehnungen der Spulenpakete zu vermeiden.

Abbildung 4.7 b) zeigt ein fertiges Spulenpaket. Die Pinch-Spule besitzt einen Innendurchmesser von 29 mm und besteht aus zwei Lagen mit je vier Wicklungen eines Kapton-isolierten Kupferrohres mit einem Außendurchmesser von 3 mm bzw. Innendurchmesser von 1.5 mm. Die Offset-Spule mit einem Außendurchmesser von 133 mm wurde mit einem isolierten 4 mm Kupferrohr, das einen quadratischen Querschnitt und einen Innendurchmesser von 2 mm besitzt, gewickelt. Sie besteht aus zwei Lagen mit je sechs Wicklungen und einer Lage mit fünf Wicklungen. Die Kleeblatt-Spulen sind aus vier Lagen mit je vier Wicklungen des 3 mm starken Kapton-isolierten Kupferrohres mit einem Innendurchmesser von 1.5 mm zusammengesetzt. Die Halbachsen dieser elliptischen Spulen betragen 22 mm bzw. 36 mm. Die berechneten Eigenschaften der Spule sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

	^{87}Rb	^{52}Cr
radialer Gradient $\frac{\partial B_r'}{\partial I}$	0.67 G/(cmA)	
maximaler radialer Gradient B_r' bei 300 A	201 G/cm	
axiale Magnetfeldkrümmung $\frac{\partial B_z''}{\partial I}$	1.08 G/(cm ² A)	
maximale axiale Magnetfeldkrümmung B_z'' bei 300 A	324 G/cm ²	
Position z_{inst} der Instabilitätspunkte bei 300 A	± 0.62 cm	
axiale Fallenfrequenz bei 300 A	23 Hz	73 Hz
radiale Fallenfrequenz bei 300 A und $B_0 = 1$ G	255 Hz	808 Hz
radialer Gradient $\frac{\partial B_r'}{\partial I}$ in der MOT (durch Pinch-Spulen)	0.72 G/(cmA)	

Tabelle 4.1: Berechnete Eigenschaften der Magnetfalle.

Die im Aufbau fixierten Spulen wurden mit einer Hall-Sonde vermessen und stimmen bis auf 10% in axialer und radialer Richtung mit den berechneten Werten überein. Die Abhängigkeit des Offsetfeldes von den Spulenströmen wurde mit Radiofrequenz bestimmt (vgl. Kapitel 5.1.2). Durch die nicht perfekt gewickelten und positionierten Spulen ergibt sich eine Änderung des Offsetfeldes $B_0 = 0.05 \text{ G/A} \cdot I_{po} + 0.04 \text{ G/A} \cdot I_k$, wobei I_{po} der Strom durch Pinch und Offsetspulen bzw. I_k der Strom durch die Kleeblätter ist. Das Offsetfeld kann mittels zweier zusätzlicher Spulen, die ein homogenes Feld der Stärke $1.6 \text{ G/A} \cdot I_{komp}$ erzeugen, auf den gewünschten Wert eingestellt werden.

Die Messungen zur kombinierten Falle mit Cr und Rb wurden im Quadrupolfeld der gegensinnig stromdurchflossenen Pinch-Spulen durchgeführt. Rb konnte während der Messungen nicht in der Magnetfalle gespeichert werden. Die hier entwickelte Ioffe-Pritchard-Spulenkonfiguration wurde auch in dem Rb-Yb-Experiment in unserer Arbeitsgruppe eingesetzt und ermöglichte dort die Erzeugung eines Rb-Kondensats.

4.3.1 RF-Antenne

Die RF-Antenne besteht aus zwei gleichsinnig stromdurchflossenen rechtwinkligen Drahtwindungen in einem Abstand von 26 mm. Die umschlossene Fläche mit Flächennormale in x-Richtung beträgt 18 mm x 48 mm. Die Windungen sind im Vakuum symmetrisch um das Fallenzentrum angebracht.

4.4 Kühl- und Rückpumplasersysteme

Für die Laserkühlung von Cr und Rb werden nahresonante, schmalbandige, frequenzstabilisierte Laserquellen benötigt. Bei beiden Elementen sind Übergänge in weitere vom Kühllaserlicht weitestgehend entkoppelte Zustände möglich. Um den Verlust von Atomen durch solche Übergänge zu vermeiden bzw. um den kontinuierlichen Lademechanismus bei Cr zu realisieren, werden stabilisierte Rückpumplaser benötigt.

4.4.1 Chrom-Kühllasersystem

Das Kühl- und Rückpumplasersystem für Cr wird mit der alten Kammer geteilt. Da der Aufbau dieses Systems in mehreren Arbeiten [77, 79, 150, 151] bereits beschrieben worden ist, wird hier nur kurz darauf eingegangen.

Das für den Kühlübergang benötigte Licht bei 426 nm wird durch einen frequenzverdoppelten, Argon-Ionen-Laser¹² gepumpten Titan-Saphir-Laser¹³ erzeugt. Die Lichtleistung bei 426 nm betrug bei den Experimenten zwischen 180 und 300 mW und führte typischerweise zu Atomzahlen von $7 \cdot 10^7$ nach dem Dopplerkühlen in der Magnetfalle. Bei geringeren Leistungen nahm die Atomzahl stark ab. Die Frequenzstabilität wurde durch dopplerfreie Polarisations-Spektroskopie am ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_4$ -Übergang des Cr-Atoms in der Cr-Hohlkathodenzelle [152] erzielt.

Atome können beim Laserkühlen in die 5D_4 - bzw. in die 5D_3 - Zustände zerfallen. Zum Transfer der Atome aus diesen Zuständen über den 7P_3 -Zustand in den 7S_3 -Grundzustand dienen zwei gitterstabilisierte und auf einen passiven Resonator frequenzstabilisierte Diodenlaser mit den Wellenlängen 663 nm bzw. 654 nm [152].

4.4.2 Rubidium-Kühllasersysteme

Für die Laserkühlung von Rb wird schmalbandiges Licht bei 780 nm benötigt. Zum Kühlen wird der Übergang $5S_{1/2}, f = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, f = 3$ benutzt. Da der Frequenzabstand zum nächsten Hyperfeinniveau im angeregten Zustand nur 267 MHz beträgt, können Rb-Atome durch nicht resonante Anregung in den $5S_{1/2}, f = 1$ -Grundzustand zerfallen. Dieser Hyperfein-Zustand ist jedoch 6.8 GHz vom Grundzustand des Kühlübergangs entfernt und ist dadurch vom Kühllaserlicht entkoppelt. Es wird daher ein Rückpumplaser, dessen Frequenz 6.8 GHz blau-verstimmt zum MOT-Übergang ist, benötigt.

Bei beiden Lasern handelt es sich um gitterstabilisierte 50 mW Diodenlaser, die mit dopplerfreier Polarisations-Spektroskopie an Rb-Dampfzellen auf die entsprechenden Übergänge stabilisiert wurden. Um Kosten zu sparen, wurden die frequenzstabilisierten Laserstrahlen vom Rb-Mikrofallen-Experiment aus dem Nachbarlabor benutzt. Die Strahlen der beiden Laser wurden mit einem Strahlteilerwürfel vereint und über eine Glasfaser zum Experimentiertisch gebracht.

Die Lichtleistung betrug nach der Faser noch etwa 5 mW und wurde mittels Injektionstechnik durch eine 70 mW Laserdiode¹⁴ verstärkt. Die Technik der Injektionsstabilisierung von Diodenlasern ist wohlbekannt [153]. Die Besonderheit an unserem System ist die gleichzeitige

¹²Fa. Coherent, Sabre R 25 TSM

¹³Fa. Coherent, MBR110

¹⁴Typ Sanyo DL-7140

Verstärkung von zwei Frequenzen, die einen Frequenzabstand von 6.8 GHz besitzen. Ermöglicht wird dies durch die ausreichende Breite des Verstärkungsprofils der Laserdiode und den sehr guten Strahlüberlapp, den die Strahlen durch die gemeinsame Faser erhalten.

Zusätzlich erscheint im Frequenzspektrum des verstärkten Strahls ein um 6.8 GHz zum Kühllaser rot-verstimmter Anteil. Solche Seitenbänder wurden auch von Ferrari et al. [154] beobachtet, die mit einem laseraktiven Medium (Tapered Amplifier) mehrere Laserstrahlen gleichzeitig verstärkten, um eine kombinierte MOT aus ^6Li - und ^7Li -Isotopen zu betreiben. Durch das Überlagern der beiden Frequenzen kommt es zur Intensitätsmodulation des injizierenden Strahls. Im nicht linearen Verstärkungsmedium wird dadurch sowohl die Amplitude als auch die Phase der einfallenden Wellen moduliert, was sich im Entstehen von Seitenbändern im Abstand der Differenzfrequenz äußert.

Die Intensitätsanteile der beiden Frequenzen an der Gesamtintensität des Injektionsstrahls kann durch ein $\lambda/2$ -Plättchen nach der Glasfaser eingestellt werden. Die Intensitäten der verstärkten Komponenten hängen von den Intensitäten der Komponenten im Injektionsstrahl und von der Lage der Komponenten im Verstärkungsprofil des Lasermediums ab. Für Flugzeitmessungen wurde ein AOM in den Aufbau integriert, mit dem die MOT-Strahlen sehr schnell geschaltet werden können.

Die Verstimmung war im damaligen Aufbau noch nicht eindeutig bestimmbar. Der Lockpunkt wurde daher bei beiden Lasern so gewählt, dass eine maximale Intensität der MOT detektiert wurde.

4.5 Optische Falle

Die optischen Fallen wurden aus zwei Gauß'schen Laserstrahlen eines 1064 nm Faserlasers¹⁵ realisiert. Der aus diesem Laser austretende kollimierte Strahl weist einen Strahldurchmesser von 4.7 mm auf. Die Leistung des austretenden, linear polarisierten Strahls kann bis maximal 20 W variiert werden. Leistungsschwankungen betragen laut werksseitigen Angaben $<2,5\%$ (rms) im Bereich von 1 kHz-20 MHz bzw. $<3\%$ Langzeitstabilität. Der Laser besitzt eine Wellenlängenbreite von $\Delta\lambda = 1.65$ nm, woraus sich eine Kohärenzlänge $\lambda_c = \lambda^2/\Delta\lambda = 0.7$ mm ergibt. Die Ausbildung von Stehwellen im Bereich der optischen Falle ist somit ausgeschlossen.

Die Strahlaufbereitung vor der Vakuumkammer ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Der aus dem Faserlaser austretende Strahl durchläuft zunächst zwei akusto-optische Modulatoren (AOM), von denen der erste für die Einstellung der Gesamtleistung der beiden Fallenstrahlen und der zweite für die Leistungsaufteilung zwischen den beiden Fallenstrahlen verantwortlich ist. Diese Anordnung der AOMs ermöglicht es, die gesamte Laserleistung in einen der beiden Fallenstrahlen zu lenken.

Die beiden entstandenen Strahlen werden jeweils im Anschluss in eine Faser eingekoppelt und zur Vakuumkammer geleitet. Die Aufgabe der Fasern ist es, die Strahlposition vor der Kammer zu fixieren und die Mode des Strahls nach den AOMs nochmals zu filtern, so dass ein möglichst gutes Gauß'sches Strahlprofil entsteht. Die Verwendung der Fasern stellte sich jedoch als sehr problematisch heraus. Die hohen Leistungsdichten führten zu einer sehr schnellen Degradierung der Fasern. Maximal wurde in einer Faser bis zu 10 W transferiert. Typischerweise

¹⁵Fa. IPG, PYL-20W-LP

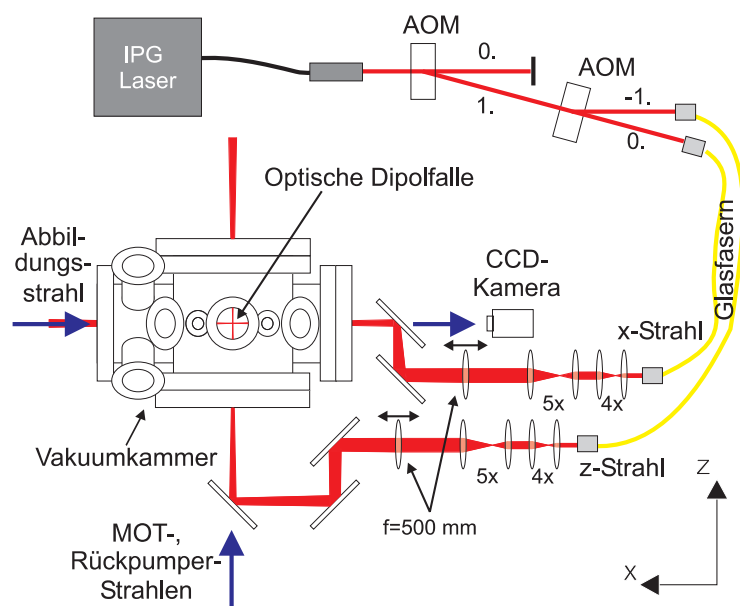


Abbildung 4.8: Schematische Abbildung des Strahlengangs der Laserstrahlen für die optische Dipolfalle (Beschreibung des Aufbaus siehe Text).

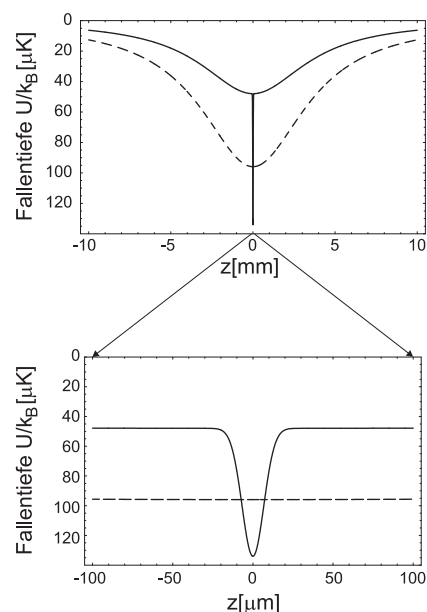


Abbildung 4.9: Berechnete optische Potentiale in z-Richtung. Abgebildet ist das Potential des z-Strahls (6 W Strahlleistung, gestrichelte Linie) und das Potential der gekreuzten Falle (Strahlleistungen im z- und x-Strahl: 3 W, durchgezogene Linie).

wurden jedoch nicht mehr als 5 W durch die Fasern geschickt, um die Lebensdauer der Fasern zu verlängern. Aufgrund der durch die hohen Leistungen entstehenden thermischen Effekte im Einkoppler konnte beim Einschalten der Strahlen die maximale Leistung erst nach einer Sekunde erzielt werden. Durch die Kühlung des Einkopplers konnte dieser Effekt etwas reduziert werden. Leistungsschwankungen im Hz-Bereich durch die Fasern wurden beobachtet.

Nach den Fasern werden beide Strahlen über je zwei Teleskope (vierfache und fünffache Vergrößerung des Strahls) auf ca. 12 mm (Taille) aufgeweitet. Eine $f=500$ mm Linse (50 mm Durchmesser) erlaubt die Fokussierung der Strahlen auf den gewünschten Strahlradius von ca. $30 \mu\text{m}$ im Magnetfallenzentrum. Die erreichten Strahlparameter sind in Tabelle 68 auf Seite 98 zusammengefasst. Zur Ausrichtung der Falle sind zwischen der letzten Linse, die auf einem Verschiebetisch befestigt ist, und der Kammer jeweils mindestens zwei Spiegel platziert. Der Hauptstrahl, der den größten Überlapp mit der Magnetfalle besitzt, verläuft in z-Richtung. Der Strahl, mit dem die Vertiefung im Hauptstrahl erzeugt wird, propagiert in x-Richtung durch die Vakuummkammer. Da beide Zugänge bereits für die MOT- und Rückpump-Strahlen (in z-Richtung) bzw. für die Abbildung (in x-Richtung) belegt waren, wird jeweils der letzte Spiegel vor der Kammer verwendet, um den Dipolfallenstrahl über eine für 1064 nm hochreflektierende und für 426 nm hochtransmittierende Fläche in den bestehenden Strahlengang einzufädeln (siehe Abbildung 4.8).

4.6 Experimentsteuerung, Detektion und Auswertung

Die Experimente erfordern bei der Präparation und der Detektion zeitlich sehr genau auf einander abgestimmte Abläufe der einzelnen Komponenten. Die Kontrolle wird durch digitale bzw. analoge Ansteuerung der Komponenten mittels eines Steuerrechners¹⁶ erreicht. Ein für das Experiment entwickeltes LabView¹⁷-Steuerprogramm [29] ermöglicht eine sehr komplexe Planung mit einer Zeitaufösung von bis zu 100 μs . Die Dokumentation der Steuersequenzen im Verzeichnis der Abbildungsdateien erlaubt die genaue Rekonstruktion der Abläufe.

Zur Bestimmung von thermodynamischen Eigenschaften der gefangenen Atome wurden in der Arbeit fast ausschließlich eine triggerbare 12-Bit Progressive Scan CCD-Kamera¹⁸ eingesetzt. Die Kamera kann in y- bzw. in x- Richtung positioniert werden. Zur Abbildung stehen Linsensysteme für eine 2.6:1-, 1:1- und 1:2.6-Abbildung¹⁹ zur Verfügung. Die Auflösungsgrenze²⁰ beträgt bei der 1:1- bzw. 1:2.6-Abbildung 15 μm bzw. 6 μm . Der limitierende Faktor ist dabei die Pixelgröße (10 μm) der Kamera. Auf beiden Positionen ist mit der Kamera Fluoreszenz- und Absorptionsabbildung möglich.

Daten zur kombinierten Falle mit Chrom und Rubidium wurden mit einer triggerbaren 8-Bit Progressive Scan CCD-Kamera²¹ aufgenommen. Die Aufnahmen kamen dabei ausschließlich mittels Fluoreszenztechnik zustande. Bei den Photoionisationsmessungen wurde die Fluoreszenz der Rb-MOT zusätzlich mit einer Photodiode beobachtet. Das Photodiodensignal wurde auf die Atomzahl, die aus dem entsprechenden Rb-Fluoreszenzbild gewonnen wurde, geeicht.

Auf die Fluoreszenz- und Absorptionsabbildungen, die in dieser Arbeit eingesetzt wurden, wurde bereits sehr ausführlich in [79] eingegangen, so dass diese Techniken hier nicht weiter beschrieben werden.

Zur Bestimmung der Atomzahlen in den einzelnen magnetischen Unterzuständen und des Polarisationsgrades der präparierten Wolken wurden diese Techniken erweitert. In Kapitel 5.1.4 wurden vor der Fluoreszenz-Abbildung die Atome des Ensembles zustandsselektiv in einem inhomogenen Magnetfeld separiert. In Kapitel 6 wird die Polarisation und die Verstimmung des Absorptionslasers ausgenutzt, um die Atome in den „Starkfeld“- bzw. „Schwachfeld“-suchenden Zuständen abzubilden und Information über den Polarisationsgrad des Ensembles zu bekommen. Beide Techniken werden in diesen Kapiteln erläutert.

Die Kamerabilder geben die in Kamerarichtung integrierte Dichteverteilung der Wolke wieder. An die Bilder wurde unter Berücksichtigung der jeweiligen Fallengeometrie bzw. bei frei expandierenden Wolken unter Berücksichtigung der Flugzeit und der Fallenparameter die entsprechende zweidimensionale Dichteverteilung mittels eines Matlab-Programms [79] angepasst und aus den Anpassungsparametern die Ausdehnung, Atomzahl und somit die Dichte der Wolken bestimmt.

Die Temperaturen wurden in den harmonischen Fallen typischerweise aus Expansionsmessungen nach dem Abschalten der Fallen gewonnen. Die Größe $\sigma_i(t)$ der Wolke entwickelt sich ausgehend

¹⁶Steuerkarten: Fa National Instruments

¹⁷Fa. National Instruments

¹⁸Fa. PCO, Modell PixelFly VGA

¹⁹Linsen für die Vergrößerung (1:2.6) wurden nur in x-Richtung aufgebaut.

²⁰Die Auflösung wurde mit einem geeichten Testbild USAF-1951 (Fa. Newport) ausgemessen.

²¹Fa. Mikatron (Framegrabber), Fa. Sony Progressive Scan CV-M10BX (Kamera)

von der initialen Größe $\sigma_{i,0}$ abhängig von der Temperatur nach folgender Formel:

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_{i,0}^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}. \quad (4.1)$$

Bei bekannten Fallenparametern können die Temperaturen ebenfalls aus der Ausdehnung der Wolke in der Falle bestimmt werden [79]. In der Quadrupolfalle ermöglicht die Abbildung der magnetisch gespeicherten Atome in x-Richtung und die Kenntnis der Feldgradienten bei Einbeziehung der Gravitation die Berechnung des mittleren magnetischen Moments und der Temperatur [77].

Kapitel 5

Dipolare Relaxation magnetisch gespeicherter Chromatome

In vorangegangenen Arbeiten wurden die Laserkühlung, das kontinuierliche Beladen einer Magnetfalle und die Bestimmung des elastischen Streuquerschnitts von ^{52}Cr und ^{50}Cr diskutiert [77, 79]. Mit den gewonnenen Erkenntnissen können magnetisch gespeicherte ^{52}Cr -Wolken mit einer Phasenraumdicke von $\rho = 10^{-7}$ und einer Teilchenzahl von etwa $7 \cdot 10^7$ erzeugt werden. Diese Parameter würden für die meisten Alkali-Elemente eine gute Ausgangssituation für die Verdampfungskühlung mit anschließender Kondensation in der Magnetfalle darstellen. In einer magnetisch gespeicherten Cr-Wolke beobachten wir jedoch inelastische Zweikörperstöße, die mit steigender Dichte des Ensembles und höherem Offsetfeld der Magnetfalle zunehmen und die ein effektives Verdampfen verhindern. Im vorliegenden Kapitel wird die dipolare Relaxation als Ursache für den beschriebenen Verlustprozess durch inelastische Zweikörperstöße identifiziert. Aus den Messdaten ist es möglich, die damit zusammenhängenden Stoßraten und Verlustkonstanten zu ermitteln. Auf die Theorie des dipolaren Relaxationsprozesses wurde bereits in Kapitel 2.2 eingegangen. Die dort vorgestellten Berechnungen der Dipol-Dipol-Streuung mit Hilfe der quantenmechanischen Streutheorie geben die im Experiment gemessenen Stoßraten bei unterschiedlichen Offsetfeldern sehr gut wieder. Abschließend werden in diesem Kapitel die experimentellen Ergebnisse zur Verdampfungskühlung in der Magnetfalle vorgestellt und mit den theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 3.5.1 verglichen.

5.1 Experimentelle Bestimmung der dipolaren Relaxationskonstanten

Atome werden in statischen Magnetfallen in Schwachfeld-suchenden magnetischen Unterzuständen gehalten (vgl. Kapitel 3.3). Die magnetisch fangbaren Unterzustände im $^7\text{S}_3$ Grundzustand von Chrom sind die Zustände $m_s = 1, 2, 3$. Bei der Präparation eines Bose-Einstein-Kondensats in einer Magnetfalle werden die Atome typischerweise in den extremalen fangbaren Unterzustand transferiert und mittels Verdampfungskühlung zur Kondensation gebracht. Dieser extreme Zustand ist der energetisch höchste Zeeman-Zustand. Vernachlässigt man Ein- und

Dreikörperverluste¹, können nur Spinaustausch- und dipolare Relaxationsstöße zum Atomverlust aus der Falle führen (vgl. Kapitel 2). In einem im energetisch höchsten Zustand polarisierten atomaren Ensemble ist von diesen Prozessen nur ein den Gesamtspin nicht-erhaltender Stoß – die dipolare Relaxation – möglich. Aufgrund der dipolaren Relaxation gibt es zwei Zerfallskanäle:

$$\begin{aligned} |3; 3\rangle &\rightarrow |3; 2\rangle + \Delta E \\ |3; 3\rangle &\rightarrow |2; 2\rangle + 2\Delta E. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Bei diesen Prozessen gehen entweder eines oder beide Atome in den $m_s = 2$ -Zustand über. Dabei wird die Zeeman-Energie ΔE bzw. $2\Delta E$ freigesetzt. Bei den folgenden Betrachtungen wird davon ausgegangen, dass Kollisionen in einer Falle vorwiegend im Bereich der höchsten Dichte, also im Fallenzentrum, stattfinden. ΔE entspricht somit näherungsweise der Zeeman-Energie im Fallenoffsetfeld B_0 ($\Delta E = 2\mu_B B_0$). Die freigesetzte Energie wird zu gleichen Teilen auf die kollidierenden Atome in Form von kinetischer Energie aufgeteilt. Der Energiegewinn durch die Spinänderung eines Atoms bei einem Offsetfeld $B_0=10$ G entspricht einer Temperaturänderung ($3k_B\Delta T = \Delta E/2$) je Teilchen um $250 \mu\text{K}$. Der Energiegewinn ist im Allgemeinen nicht ausreichend, um die Atome aus der Falle zu entfernen². Die Thermalisierung der heißen Atome mit der restlichen Wolke führt somit zu einem Aufheizen der Atomwolke in der Falle (vgl. Abbildung 5.5). Außerdem werden durch die Zunahme der Population im $m_s = 2$ -Zustand weitere Zerfallskanäle geöffnet. Neben inelastischen, dipolaren Relaxationsstößen zwischen Atomen im $m_s = 2$ -Zustand und zwischen Atomen des $m_s = 3$ - und des $m_s = 2$ -Zustands³, werden den Gesamtspin erhaltende ($\Delta(m_{s1} + m_{s2}) = 0$), den einzelnen Spin ändernde Stöße (sog. spinändernde Stöße) möglich z.B. ($|2; 2\rangle \rightarrow |1; 3\rangle$). Erst Stöße, durch die Atome in Zustände mit $m_s < 1$ gelangen, führen zum Atomverlust. Die Wolke wird dadurch zunehmend depolarisiert. Die nachfolgenden Kapitel konzentrieren sich auf dipolare Relaxationsprozesse (siehe Gleichung (5.1)) eines fast ausschließlich im $m_s = 3$ -Zustand polarisierten, magnetisch gespeicherten Cr-Ensembles.

5.1.1 Experimentelle Methoden

Zur Bestimmung der dipolaren Relaxationskonstante β_{dr} des $m_s = 3$ -Zustands werden drei experimentelle Methoden vorgestellt. Die Konstante kann entweder durch die Bestimmung des Zerfalls der Population (Methoden (i) und (ii)) im $m_s = 3$ -Zustand oder die Bestimmung der Heizrate der Atome in der Falle (Methode (iii)) gemessen werden. Wie sich zeigen wird, hängt es von den experimentellen Parametern (Offsetfeld und Temperatur der Wolke) ab, welche Methode einsetzbar ist. Dabei sind die Methoden nicht immer unabhängig voneinander anwendbar. Die Methoden (i) und (iii) wurden ebenfalls von Guéry-Odelin et al. in [24] benutzt, um die dipolare Relaxationsrate in einer sich im $F=3$ -Grundzustand befindenden, magnetisch gespeicherten Cs-Wolke auszumessen.

Der Atomverlust aus dem $m_s=3$ -Zustand von einer anfänglich in diesem Zustand präparierten Wolke mit N_3 Atomen wird analog zu den in Kapitel 2.3 vorgestellten Zerfallsgleichungen beschrieben:

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = - \int \Gamma(\vec{r}, t) n_3(\vec{r}, t) d^3r, \quad (5.2)$$

¹Bei den im Folgenden betrachteten experimentellen Messungen spielen diese Prozesse aufgrund der sehr geringen Dichte nur eine untergeordnete Rolle.

²Die Falltiefe einer komprimierten Magnetfalle beträgt ca. 50 mK

³Mögliche Prozesse können Tabelle 5.1 entnommen werden.

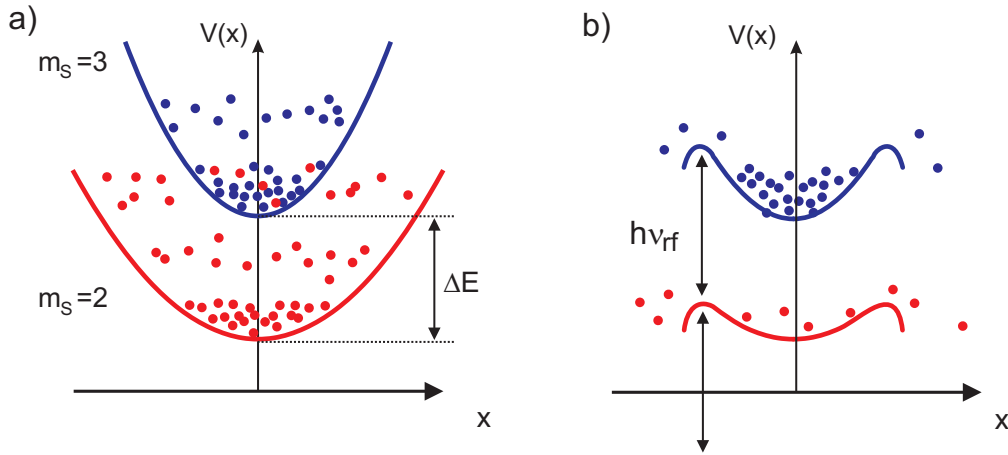


Abbildung 5.1: a) Dipolare Relaxation in einer magnetischen Falle. Die anfänglich im $m_s = 3$ -Zustand präparierten Atome bevölkern aufgrund der dipolaren Relaxation den $m_s = 2$ -Zustand. Zu sehen ist der Energiegewinn von $\Delta E/2$ bzw. von ΔE eines kollidierenden Atoms bei einem einfachen bzw. doppelten Spinübergang. Ist die elastische Stoßrate wesentlich größer als die dipolare Relaxationsrate, wird die freigesetzte Zeeman-Energie durch Thermalisierung der Atome auf das Ensemble übertragen und führt zum Heizen der Atome in der Falle. b) Wird ein RF-Schild, wie angedeutet, eingestrahlt, werden die Kollisionsprodukte nicht mehr in der Falle gehalten. Jede dipolare Kollision führt somit zum Verlust der an der Kollision beteiligten Atome.

wobei $n_3(\vec{r}, t)$ und $\Gamma(\vec{r}, t)$ die positions- und zeitabhängige Atomdichte bzw. Verlustrate sind. Aufgrund der geringen Dichte und der Präparation der Atome im $m_s = 3$ -Zustand setzt sich die Verlustrate $\Gamma(\vec{r}, t)$ in guter Näherung aus der Hintergrundgasstoßrate γ_{hg} und der dichtabhängigen dipolaren Relaxationsrate β_{dr} zusammen:

$$\Gamma(\vec{r}, t) = \gamma_{\text{hg}} + \beta_{\text{dr}} n_3(\vec{r}, t). \quad (5.3)$$

Methode (i):

Bei der ersten Methode (i) wird der Zeeman-Energiegewinn der kollidierenden Atome durch Relaxationsprozesse ausgenutzt, um diese Atome selektiv aus der Falle zu entfernen. Die Fallentiefe wird durch ein RF-Schild der Frequenz ν_{rf} so weit reduziert, dass die hochenergetischen Kollisionsprodukte nicht mehr in der Falle gehalten werden (vgl. Abbildung 5.1). Dadurch wird die dipolare Relaxation in einen echten Verlustprozess verwandelt und kann durch eine Zerfallsmessung an der Wolke direkt gemessen werden. Die Zerfallskonstanten werden anschließend durch die Anpassung der Lösung folgender Differentialgleichung an die Messdaten gewonnen:

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = -\gamma_{\text{hg}} N_3(t) - \beta_{\text{dr}}^\circ \frac{N_3^2(t)}{\bar{V}(t)}. \quad (5.4)$$

Hierbei steht $\bar{V} = \sqrt{8}(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z$ für das mittlere Volumen einer Atomwolke mit Gaußförmiger Dichteverteilung und den $1/\sqrt{e}$ Radien σ_x , σ_y , σ_z .

Damit die Kollisionsprodukte der beiden dipolaren Relaxationsprozesse (s. Gleichung (5.1)) durch das RF-Schild aus der Falle entfernt werden, muss die Frequenz so gewählt werden, dass dies durch einen einfachen Spinübergang geschieht:

$$m_s(h\nu_{\text{rf}} - \Delta E) < \Delta E/2. \quad (5.5)$$

Andererseits sollen die im $m_s = 3$ -Zustand magnetisch gespeicherten Atome, die noch keinen Relaxationsstoß vollzogen haben, nicht aus der Falle evaporieren. Die Frequenz des RF-Schildes muss daher einer zweiten Bedingung genügen:

$$m_s(h\nu_{\text{rf}} - \Delta E) \gg 3k_B T, \quad (5.6)$$

wobei T die anfängliche Temperatur der Wolke ist. Aus der Verbindung beider Bedingungen wird klar, dass bei einer gegebenen Temperatur, diese Methode in unserem Fall ($m_s = 3$) nur für Offsetfelder $B_0 \gg 3k_B T/\mu_B$ anwendbar ist.

Die Verlustkonstante β_{dr}° beschreibt dann die Kollisionsereignisse, die sowohl die Spinänderung eines als auch beider Atome beinhaltet. β_{dr}° ist also das thermische Mittel über die beiden Verlustkanäle mit den Stoßquerschnitten σ_1 und σ_2 :

$$\beta_{\text{dr}}^\circ = 2 \cdot \langle (\sigma_1 + \sigma_2) v_{\text{rel}} \rangle_{\text{therm}}. \quad (5.7)$$

Der Faktor 2 berücksichtigt dabei, dass pro Kollisionsereignis zwei Atome aus der Falle entfernt werden.

Methode (ii):

Für kleinere magnetische Offsetfelder wird eine zweite Methode (ii) angewandt. Dabei wird die anfänglich polarisierte Wolke für eine gewisse Evolutionszeit t in der magnetischen Falle gehalten. Durch das Anlegen eines starken Magnetfeldgradienten nach dem Abschalten der Falle werden die gespeicherten Atome räumlich entsprechend ihres magnetischen Unterzustandes separiert und anschließend abgebildet. Diese Methode ist vergleichbar mit einem Stern-Gerlach-Experiment. Durch eine Abbildungsreihe mit unterschiedlichen Evolutionszeiten t kann die zeitliche Entwicklung der einzelnen fangbaren Unterzustände studiert werden. Aus dem initialen Zerfall der im $m_s = 3$ -Zustand gespeicherten Atome, wird die Verlustkonstante $\tilde{\beta}_{\text{dr}}$ durch die Anpassung der Lösung folgender Differentialgleichung an die Messdaten bestimmt:

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = -\gamma_{\text{hg}} N_3(t) - \tilde{\beta}_{\text{dr}} \frac{N_3^2(t)}{V(t)}. \quad (5.8)$$

Während einer dipolaren Relaxationskollision kann es zu einer Spinänderung eines oder beider Atome kommen. Da diese Ereignisse bei Anwendung dieser Methode nicht unterschieden werden können, setzt sich die thermisch gemittelte Verlustkonstante $\tilde{\beta}_{\text{dr}}$ für Verluste aus dem $m_s = 3$ -Zustand wie folgt aus den Streuquerschnitten zusammen:

$$\tilde{\beta}_{\text{dr}} = \langle (\sigma_1 + 2 \cdot \sigma_2) v_{\text{rel}} \rangle_{\text{therm}}. \quad (5.9)$$

Die Anwendbarkeit der Stern-Gerlach-Methode ist durch den Feldgradienten, der im Experiment erzeugt werden kann, begrenzt. Sind die Wolken der einzelnen Unterzustände zu heiß, gelingt es nicht, sie ausreichend zu separieren. Die notwendigen Temperaturen und Dichten werden in unserem Experiment durch Verdampfungskühlung erzeugt. Da die Effizienz der Verdampfungskühlung aufgrund der dipolaren Relaxation sehr stark vom gewählten Offsetfeld abhängt (siehe Kapitel 3.5.1), ist diese Methode in unserem Fall nur für kleine Offsetfelder geeignet.

Methode (iii):

Die dritte Methode (iii) misst die Heizrate der gesamten atomaren Wolke. Aus dem Temperaturanstieg kann durch das Anpassen der Lösung folgender Differentialgleichung die Verlustkonstante bestimmt werden:

$$\frac{dT(t)}{dt} = \tilde{\beta}_{\text{dr}} \frac{N_3(t)}{\bar{V}(t)} \Delta T. \quad (5.10)$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass das starke Heizen der Wolke allein⁴ auf die Energie, die durch den dipolaren Relaxationsprozess freigesetzt wird, zurückgeführt werden kann. Zudem muss die elastische Kollisionsrate wesentlich größer als die dipolare Relaxationsrate sein, damit die Wolke sich im thermischen Gleichgewicht befindet. Da in einem Kollisionsprozess je nach Anzahl der Spinänderungen ein- bzw. zweimal die Offsetenergie freigesetzt wird, berechnet sich die Verlustkonstante $\tilde{\beta}_{\text{dr}}$ wie in Methode (ii) (Gleichung 5.9). Das Volumen \bar{V} ist in einer harmonischen Falle proportional zu $T^{3/2}$. Damit können Methode (ii) und (iii) durch die gekoppelten Gleichungssysteme nicht getrennt voneinander betrachtet werden.

Mit zunehmendem Offsetfeld nimmt die elastische Kollisionsrate zwischen den Kollisionsprodukten und der restlichen Wolke aufgrund der höheren Energie der Kollisionsprodukte, die dadurch ein größeres Volumen einnehmen, ab ($\Gamma_{\text{el}} \propto v/\bar{V} \propto 1/B_0$). Die Atome befinden sich somit zunehmend nicht mehr im thermischen Gleichgewicht⁵ ($\Gamma_{\text{el}} \lesssim 3\Gamma_{\text{inel}}$) und Methode (iii) sollte nicht mehr eingesetzt werden.

5.1.2 Bestimmung des Offsetfeldes

Das Offsetfeld B_0 der Ioffe-Pritchard-Magnetfalle wurde im Experiment mit RF-Übergängen ausgemessen. Die Falltiefe wurde bei dieser Methode mittels einer RF-Rampe so weit reduziert, bis keine Atome mehr in der Falle gehalten wurden. Die mit diesem Ereignis verbundene RF-Frequenz entspricht dem Offsetfeld ($h\nu_{\text{rf}} = \Delta E$). Die erreichte Messgenauigkeit beträgt etwa 300 mG für hohe Offsetfelder (Methode (i)) und 100 mG für niedrige Offsetfelder (Methode (ii)). Bei niedrigem Offsetfeld wurde die Genauigkeit erhöht, indem zusätzlich beobachtet wurde, wann eine absichtlich zu tief gewählte RF-Frequenz bei langsamer Erhöhung derselben zum ersten Mal die gespeicherte Wolke beeinflusst. Wiederum entspricht diese Frequenz dem Fallenboden.

Majorana-Übergänge

Die Messungen mit Methode (ii) sollen bei möglichst geringem Offsetfeld durchgeführt werden. Majorana-Übergänge [156] (vgl. Kapitel 3.3) führen jedoch bei zu niedrigen Fallenböden zu extremen Fallenverlusten und können die zu beobachtende Spindynamik zwischen den Unterezuständen überdecken. Aus diesem Grund wurde in einer maximal komprimierten Falle ($\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 2 \text{ kHz}$ und $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 72 \text{ Hz}$ bei $B_0 = 150 \text{ mG}$) der Offset immer weiter abgesenkt, bis Verluste durch Majorana-Übergänge sichtbar wurden. Abbildung 5.2 zeigt die Technik, mit der diese Messung durchgeführt wurde. Ein atomares Ensemble wurde bei unterschiedlichen Offsetfeldern B_0 mit einer identischen RF-Rampe mit Endfrequenz 700 kHz ($\hat{=} 250 \text{ mG}$) präpariert

⁴Eine Energieänderung durch Anti-Evaporation der gesamten Wolke durch Atomverlust im $m_s = 3$ -Zustand wird nicht betrachtet, da die Atome im $m_s = 2$ -Zustand weiterhin gespeichert sind.

⁵Um ins thermische Gleichgewicht zu gelangen, werden durchschnittlich etwa 3 Stöße benötigt [155].

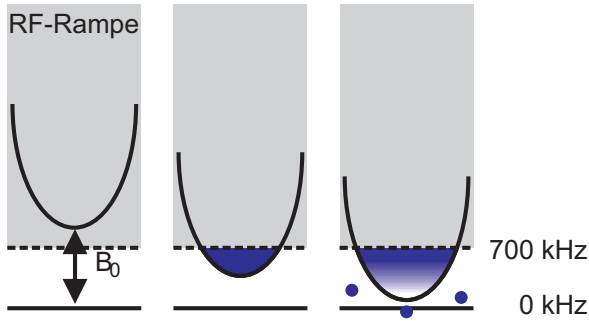


Abbildung 5.2: Prinzip der Messung zum Einfluss der Majorana-Übergänge bei sehr geringen Offsetfeldern B_0 . Eine atomare Wolke wird bei unterschiedlichen Offsetfeldern mit einer jeweils identischen RF-Rampe mit Endfrequenz 700 kHz präpariert. Wird $B_0 > 700 \text{ kHz} \cdot h/2\mu_B = 250 \text{ mG}$ gewählt, werden alle Atome aus der Falle entfernt (links). Ist B_0 jedoch etwas kleiner 250 mG, werden Atome in der Falle belassen (Mitte). Liegt B_0 zu nahe am Nullpunkt, werden Majorana Übergänge beobachtet (rechts).

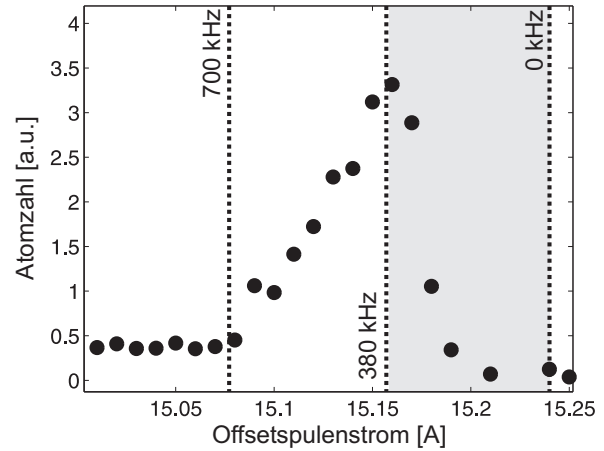


Abbildung 5.3: Atomzahlen bei unterschiedlichen Offsetfeldern während einer Messung mit der Methode, die in Abbildung 5.2 vorgestellt wurde. Das Offsetfeld wurde durch den Offsetspulenstrom eingestellt. Die Atomzahl nimmt ab $B_0 = 250 \text{ mG}$ (700 kHz) mit abnehmendem Offsetfeld zu. Ab 135 mG (380 kHz) ist der Einfluss der Majorana-Übergänge in Form von Atomverlusten zu erkennen.

und abgebildet. Die Offsetfelder wurden dabei durch den Offsetspulenstrom eingestellt. Die beobachtete Atomzahl ist in Darstellung 5.3 zu sehen. Sobald das Offsetfeld Werte unter 250 mG annimmt, werden nicht mehr alle Atome entfernt und die Atomzahl steigt an. Ab einem Offsetfeld von 135 mG (dies entspricht 380 kHz) fällt die Atomzahl stark ab. In diesem Bereich wurde das Offsetfeld zu klein gewählt und Majorana-Übergänge entleeren die Falle. Die Position maximaler Atomzahl wurde mit der oben beschriebenen RF-Spektroskopietechnik zu $135 \pm 100 \text{ mG}$ bestimmt. Eine Abschätzung mittels der Landau-Zener-Formel (3.53) und den experimentellen Fallenparametern zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang erst unter 70 mG signifikant werden sollte. In den folgenden Experimenten werden atomare Wolken in Fallen mit wesentlich schwächerem Einschluss betrachtet, d.h. um die Bedingung für die Unterdrückung von Majorana-Übergängen ($\omega_L = \mu B_0/\hbar \gg \omega_{\text{Falle}}$) zu erfüllen, können auch etwas kleinere Offsetfelder eingestellt werden. Durch die Wahl $B_0 > 140 \text{ mG}$ in den folgenden Experimenten wird somit der Einfluss von Majorana-Übergängen ausgeschlossen.

5.1.3 Messung bei hohem Offsetfeld

Für Messungen bei hohem Offsetfeld (17–52 G) wurde Methode (i) angewandt. Etwa $9 \cdot 10^7$ ^{52}Cr -Atome wurden mittels des kontinuierlichen Ladeschemas, das im Anhang A.1.1 beschrieben wird,

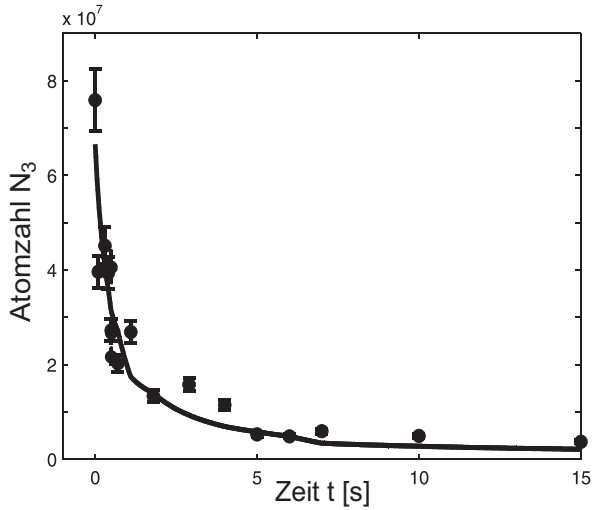


Abbildung 5.4: Zerfallsmessung mittels Methode (i). Abgebildet ist die Zahl der nach einer Haltezeit t im $m_s = 3$ -Zustand verbliebenen Atome $N_3(t)$ bei einem Offsetfeld von 27 G. Die angepasste Kurve enthält das gemessene Volumen und verläuft daher nicht glatt.

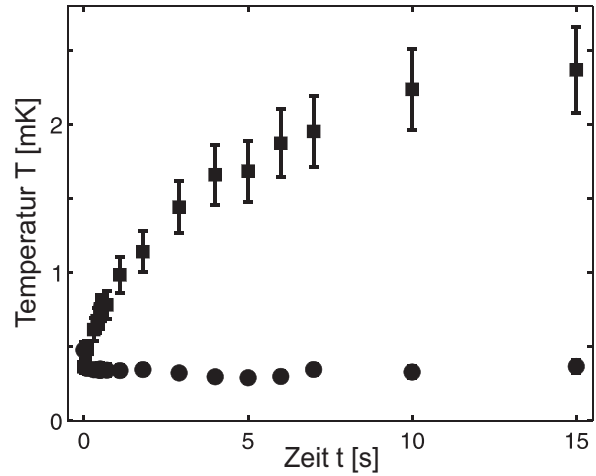


Abbildung 5.5: Temperaturentwicklung der Wolke mit (•) und ohne (■) RF-Schild bei gleichen Fallenparametern wie in Abbildung 5.4.

in die Ioffe-Pritchard-Falle geladen. Durch anschließendes Doppler-Kühlen beim gewünschten Offsetfeld konnte damit ein nahezu vollständig im $m_s = 3$ -Zustand polarisiertes, atomares Ensemble mit anfänglichen Dichten von etwa 10^{11} Atomen/cm³ und einer Temperatur von $275 \pm 25 \mu\text{K}$ realisiert werden.

Dies ist der Ausgangspunkt für die Messungen mit Offsetfeldern $B_0 > 25$ G. Für kleinere Offsetfelder (< 25 G) wurde es notwendig, die Temperatur weiter durch RF-Evaporationskühlung zu reduzieren, damit ein Abschneideparameter von mindestens $\eta \geq 5$ realisiert werden konnte⁶. Nach der Präparation wurde das RF-Schild mit einer Frequenz eingestrahlt, die 1 MHz unterhalb der Frequenz ($7\Delta E/6h$, vgl. Gleichung (5.5)) liegt, die sich aus der Energieerhöhung durch eine Spinänderung ergibt. Die Atome wurden dann für eine gewisse Haltezeit t in der Falle, deren Tiefe durch die RF-Frequenz begrenzt wird, gehalten. Durch die Wiederholung der Messungen mit unterschiedlichen Haltezeiten t konnte $N_3(t)$ vermessen werden. Die Temperatur $T(t)$ wurde zusätzlich aus der ballistischen Expansion der Atomwolke bestimmt. Bei einem Offsetfeld von 27 G betragen die Fallenfrequenzen $\nu_{\text{rad}} = 120$ Hz und $\nu_{\text{ax}} = 73$ Hz.

Eine typische Zerfallskurve der Atomzahl $N_3(t)$ im Zustand $m_s = 3$ bei einem Offsetfeld von 27 G ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Durch Anpassen der Lösung der Zweikörperzerfallsgleichung (5.4) an die Messdaten ergab sich $\beta_{\text{dr}} = (2.5 \pm 0.5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^3/\text{s}$. Die angepasste Gleichung ist durch eine durchgezogene Linie in der Abbildung dargestellt. Die Hintergrundgas-Kollisionsrate $\gamma_{\text{hg}} = 1/200 \text{ s}$ wurde aus einer separaten Messung bei niedrigen Dichten bestimmt und nicht aus der Anpassung gewonnen. Dies reduzierte die freien Parameter auf die Anfangsatomzahl $N_3(0)$ und $\beta_{\text{dr}}^{\circ}$. Das für jeden Datenpunkt gemessene, sich kaum ändernde Volumen wurde in

⁶Damit wurde sichergestellt, dass der initiale Zerfall nicht durch Evaporation hervorgerufen wird.

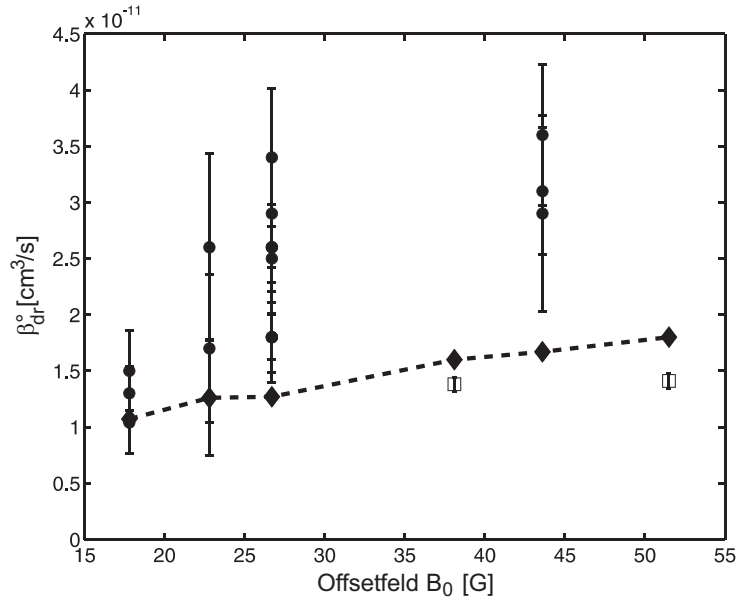


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Zweikörperverlustkonstante $\beta_{\text{dr}}^{\circ}$ vom Offsetfeld B_0 . Abgebildet sind die experimentell bestimmten Verlustkonstanten $\beta_{\text{dr}}^{\circ}$ (\bullet), die errechneten Werte (\blacklozenge , verbunden mit gestrichelten Linien) und Werte (\square), die am alten Aufbau mit Methode (i) gemessen wurden. Die berechneten Werte wurden mit Gleichung (5.7) und den experimentellen Parametern T und B_0 erhalten.

der Anpassung berücksichtigt. Der systematische Fehler bei der Bestimmung der Atomzahl beträgt etwa 30%. Die angegebenen Fehler in diesem Kapitel beziehen sich auf die Fehler bei der Anpassung an die Messdaten.

Die zeitliche Entwicklung der Temperatur während dieser Messung ist in Abbildung 5.5 eingezeichnet (\bullet). Ebenfalls dargestellt ist der Temperaturverlauf ohne RF-Schild (\blacksquare). Die Temperatur wurde dabei aus den $1/\sqrt{e}$ -Breiten der abgebildeten Wolken berechnet. Wurde das RF-Schild nicht eingestrahlt, konnte ein sehr starkes Heizen mit einer anfänglichen Heizrate von mehr als $600 \mu\text{K}/\text{s}$ beobachtet werden. Mit RF-Schild blieb die Temperatur während der Messung in etwa konstant.

Die Ergebnisse der Zerfallsmessungen mittels Methode (i) sind in Abbildung 5.6 zusammengefasst. Die Streuung der Daten bei einem gegebenen Offsetfeld zeigt die experimentelle Unsicherheit in unserer Messung. Jeder Punkt steht für eine separate Zerfallsmessung. In die Darstellung wurden auch zwei Datenpunkte (durch Quadrate \square symbolisiert) aufgenommen, die im alten Aufbau [79] mit der gleichen Methode gemessen wurden. Die Rauten (\blacklozenge), die mit gestrichelten Linien verbunden sind, sind berechnete Punkte, die mit Gleichung (5.7) und den experimentellen Parametern T und B_0 ermittelt wurden. Wie erwartet, nimmt der Wert der experimentell bestimmten Verlustkonstante mit steigendem Offsetfeld zu. Die experimentellen Werte werden bis auf einen Faktor zwei durch die Rechnung, die keinen freien Parameter enthält, reproduziert. Die Abweichung zwischen den Datensätzen aus den unterschiedlichen Aufbauten wird auf

systematische Fehler bei der Bestimmung der Dichte in diesen Experimenten zurückgeführt.

5.1.4 Messungen bei niedrigem Offsetfeld

Bei geringen Offsetfeldern (< 2 G) wurde Methode (ii) angewendet. Da die Temperatur, die nach dem Dopplerkühlen erreicht wurde, deutlich zu hoch für die Stern-Gerlach-Separation der Atome mit den verfügbaren Feldern war, wurde die Temperatur des atomaren Ensembles weiter durch RF-evaporatives Kühlen bei einem Offsetfeld von 0.7 G (die Fallenfrequenzen betragen dabei $\nu_{\text{rad}} = 806$ Hz, $\nu_{\text{ax}} = 42$ Hz) auf $50 \mu\text{K}$ abgesenkt. Im Anschluss wurde die RF-Strahlung abgeschaltet und das Offsetfeld während einer Haltezeit t auf den gewünschten Wert gesetzt. Kurz (10 ms) vor der Stern-Gerlach-Abbildungssequenz wurde das Feld zurück auf 0.7 G gebracht, um jeweils gleiche Messbedingungen für alle Datenpunkte zu gewährleisten.

Die Separation der Unterezustände konnte dadurch erreicht werden, dass die Pinch- und Offsetspulen, welche den axialen Einschluss in z-Richtung unserer Kleeblattfalle erzeugen, abgeschaltet wurden und gleichzeitig ein homogenes Feld in x-Richtung (Abbildungsrichtung) angelegt wurde. Durch die diagonale Anordnung der 'Kleeblätter' unserer Kleeblattfalle in xy-Richtung (vgl. Kapitel 4.3) wurde der Nulldurchgang des durch die Kleeblattspulen erzeugten Quadrupols in y-Richtung verschoben und die Atome im Gradientenfeld (170 G/cm) dieses Quadrupols in y-Richtung senkrecht zur Abbildungsrichtung beschleunigt. Nach einer Beschleunigungsphase von 1.7 ms wurden alle Magnetfelder abgeschaltet. Die Atome konnten weitere 5 ms frei expandieren, bevor die räumlich getrennten Wolken in einem kalibrierten Lichtfeld mittels Fluoreszenztechnik auf der CCD-Kamera abgebildet wurden (vgl. Kapitel 4.6).

Um ein besseres Signal zu Rausch Verhältnis zu erhalten, wurden jeweils drei Bilder unter identischen experimentellen Bedingungen für jede Haltezeit t aufgenommen und über die drei Bilder gemittelt. Eine solche gemittelte Aufnahme bei einem Offsetfeld von 0.3 G ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Wolken wurden im Experiment nach unten beschleunigt. Die Wolke, die aus Atomen im energetisch höchsten Zustand ($m_s = 3$) besteht, befindet sich deshalb in der Abbildung an unterster Stelle.

Die Anzahl der Atome in jedem Unterezustand wurde durch die Anpassung einer 2D-Gauß-Funktion innerhalb eines gleich großen, rechteckigen Bereichs um jede Wolke bestimmt. Aufgrund der langen Belichtungszeit und der Verformung der Fallengeometrie beim Abschalten der Falle wurden Temperatur und Volumen der Wolke nicht aus diesen Bildern gewonnen. Diese Größen wurden aus separaten Messungen ermittelt. Dabei wurde die freie Expansion der nicht beschleunigten Wolke, die daher noch alle Unterezustände enthält, nach unterschiedlichen Haltezeiten mit einer Belichtungszeit von $200 \mu\text{s}$ aufgezeichnet.

Abbildung 5.8 zeigt eine typische Messung mit der Stern-Gerlach-Methode bei einem Offsetfeld von 0.7 G. Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung während der ersten 15 s der Atomzahl in jedem Unterezustand und die Gesamtzahl der Atome in allen drei speicherbaren Unterezuständen ($N_{\text{ges}}(t) = N_1(t) + N_2(t) + N_3(t)$). Während die Gesamtzahl aller gespeicherten Atome (\circ) in etwa konstant bleibt, werden etwa 35% der anfänglich im $m_s = 3$ -Zustand (\blacksquare) befindlichen Atome auf die anderen beiden Zustände umverteilt. Wie aus der Abbildung zu entnehmen ist, ist die durch RF-Evaporation präparierte Wolke auch bei sofortiger ($t = 0$ s) Abbildung nicht vollständig polarisiert. Ein kleiner Anteil der Wolke (etwa 20%) befindet sich bereits in den anderen magnetisch fangbaren $m_s = 1, 2$ -Zuständen (\triangle, \blacklozenge). Vermutlich wurden diese Zustände während der

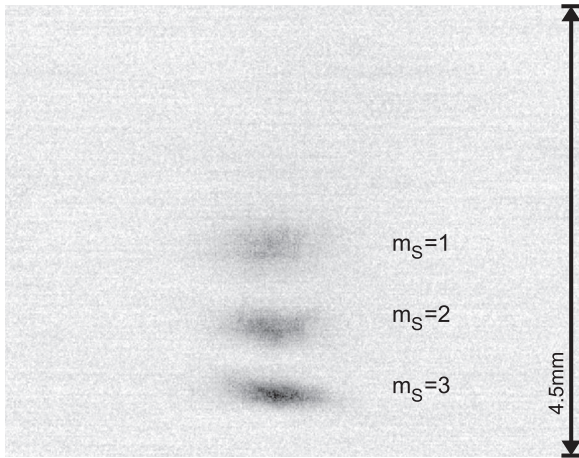


Abbildung 5.7: Typisches Fluoreszenz-Bild, das nach einer 1.7 ms langen Beschleunigungsphase der Unterzustände im Gradientenfeld der Kleeblattspulen und weiteren 5 ms freier Expansion aufgenommen wurde. Der Feldgradient beschleunigt die Atome nach unten.

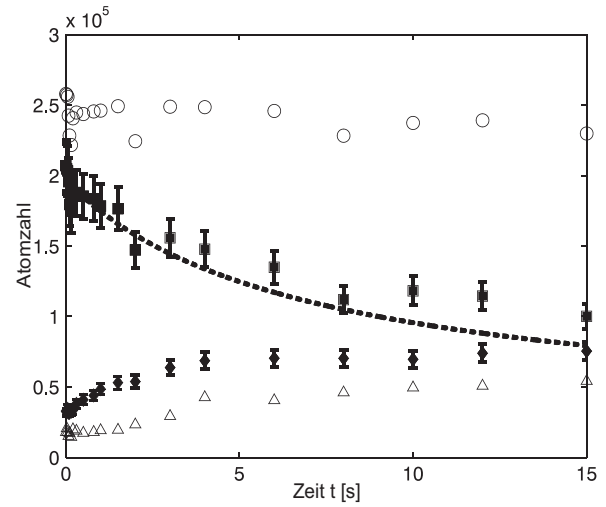


Abbildung 5.8: Umverteilung zwischen den magnetisch fangbaren Unterzuständen bei einem Offsetfeld $B_0 = 0.7 \text{ G}$. Während die Gesamtzahl der gespeicherten Atome $N_{\text{ges}}(\circ)$ in etwa konstant bleibt, werden die anfänglich überwiegend im $m_s = 3$ -Zustand polarisierten Atome durch dipolare Relaxation und depolarisierende Stöße auf die anderen Zustände umverteilt. Die Besetzungszahlen N_{m_s} der Unterzustände $m_s = 1, 2$ und 3 sind durch Dreiecke (Δ), Rauten (\blacklozenge) bzw. Quadrate (\blacksquare) markiert. Ebenfalls abgebildet ist die an die ersten Datenpunkte (siehe Text) des $m_s = 3$ -Zustands angepasste Zweikörperzerfallskurve.

RF-Evaporation bevölkert. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, dass durch Majorana-Übergänge während des Schaltens der magnetischen Felder die Populationen der Zustände geringfügig verändert wurden⁷.

Der dargestellte Zerfall der Atomzahl im $m_s=3$ -Zustand ist nicht exponentiell. Die Dynamik wird von den zwei gekoppelten, nicht-linearen Differentialgleichungen (5.8) und (5.10) (wobei $\bar{V}(t) \propto T^{3/2}(t)$) beschrieben. Durch die Annahme eines linearen Anstiegs im Volumen, die sich sehr gut mit unseren Beobachtungen deckt, war es möglich eine Lösung für Gleichung (5.8) zu finden. Die Anpassung folgte an Datenpunkte des $m_s = 3$ -Zustandes, für die die Besetzung des $m_s=2$ -Zustandes bei der gleichen Haltezeit noch unter 25% der Gesamtatomzahl lag. Die an diese Daten angepasste Kurve ist gepunktet in Abbildung 5.8 eingezeichnet. Die aus den abgebildeten Messdaten gewonnene dipolare Relaxationskonstante bei einem Offsetfeld von 0.7 G beträgt $\tilde{\beta}_{\text{dr}} = (3.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Diese Messung wurde bei fünf verschiedenen Offsetfeldern zwischen 0.15 G und 1.7 G wiederholt. Die Abhängigkeit der gemessenen Werte (\bullet) vom Offsetfeld

⁷Einen Hinweis, dass das Schalten keinen großen Einfluss hat, gibt die Beobachtung, dass nur magnetisch speicherbare Zustände abgebildet wurden. Bei einer Umverteilung der Besetzungen durch das Schalten der Felder, würde man erwarten, dass auch nicht speicherbare Zustände besetzt werden.

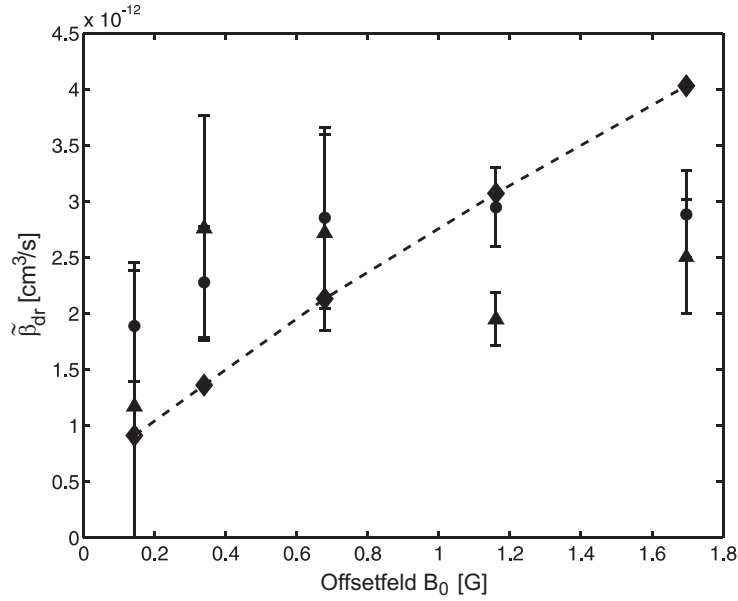


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der dipolaren Relaxationskonstante $\tilde{\beta}_{dr}$ vom Offsetfeld B_0 bei Feldern $B_0 < 2 G$. Dargestellt sind die mittels Methode (ii) experimentell bestimmten Konstanten $\tilde{\beta}_{dr}$ (●), die mittels Gleichung (5.9) und den experimentellen Parametern B_0 und T berechneten Werte (◆, verbunden durch gerade, gestrichelte Linien) und Werte (▲), die aus der Heizrate der Wolken bestimmt wurden.

ist in Abbildung 5.9 zu sehen. Die Rauten, die zur Verdeutlichung durch gerade gestrichelte Linien verbunden sind, wurden mittels Gleichung (5.9) unter Verwendung der experimentell bestimmten Parameter B_0 und T ohne weiteren Anpassungsparameter berechnet.

Der Temperaturverlauf des Ensembles während der Messung, der aus Expansionsmessungen gewonnen wurde, ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Selbst bei einem sehr geringen Offsetfeld von 0.7 G steigt die Temperatur von 50 μK mit einer Heizrate von etwa 3 $\mu K s^{-1}$ sehr stark an.

Wird Gleichung (5.10) durch das Einsetzen der genäherten Lösung für die Atomzahl im $m_s = 3$ -Zustand $N_3(t)$ von Gleichung (5.8), wie es in Methode (ii) geschildert wurde, gelöst, kann man durch die Anpassung dieser Gleichung an die Temperaturdaten eine Abschätzung für die dipolare Relaxationskonstante erhalten (Methode (iii)). Die erhaltenen Ergebnisse der Anpassung an die linearisierte Lösung wurden ebenfalls in Abbildung 5.9 eingefügt (▲) und stimmen mit den Ergebnissen der mit Methode (ii) bestimmten Werte innerhalb des Fehlerintervalls überein.

Neuere Berechnungen von S. Giovanazzi und I. Vadeiko (s. Anhang B) ermöglichen es, die gesamte Dynamik zwischen den gespeicherten Zuständen aus der Anfangsatomzahl N , dem Startvolumen V , dem Offsetfeld B_0 und der Temperatur T abzuleiten. Die elastischen und inelastischen Raten, die zwischen den gefangenen Atomen möglich sind, sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die Ratenkonstanten $\beta_{dr, |m_{s1}; m_{s2}\rangle \rightarrow |m'_{s1}; m'_{s2}\rangle}$ für einen Kollisionskanal $|m_{s1}; m_{s2}\rangle \rightarrow |m'_{s1}; m'_{s2}\rangle$ wurden für ein Offsetfeld $B_0 = 0.7 G$ und die Temperatur $T = 50 \mu K$ berechnet. Nimmt man an, dass sich die gesamte Wolke im thermischen Gleichgewicht befindet, können die einzelnen

Raten wie folgt berechnet werden:

$$\Gamma_{\text{dr},|m_{s1};m_{s2}\rangle\rightarrow|m'_{s1};m'_{s2}\rangle} = \beta_{\text{dr},|m_{s1};m_{s2}\rangle\rightarrow|m'_{s1};m'_{s2}\rangle} \frac{N_{m_{s1}}N_{m_{s2}}}{V_{m_{s1};m_{s2}}}, \quad (5.11)$$

$$\text{mit } V_{m_{s1};m_{s2}} = \frac{N_{m_{s1}}N_{m_{s2}}}{\int n_{m_{s1}}n_{m_{s2}} d^3r}. \quad (5.12)$$

Die Dynamik für die Besetzung der Zustände des gesamten Systems ergibt sich dann aus Gleichung (2.42). Dabei sind mögliche Anfangszustände die magnetisch gespeicherten Zustände. Zusätzlich muss bei den Endzuständen der $m_s = 0$ -Zustand berücksichtigt werden. Für die Änderung der Temperatur und damit des Volumens muss Gleichung (2.44) herangezogen werden.

Abbildung 5.11 zeigt die zeitlichen Entwicklungen der gesamten Atomzahl N_{ges} und der Atomzahlen N_{m_s} in den einzelnen m_s -Unterzuständen bei einem Offsetfeld von $B_0 = 0.7$ G. Es sind sowohl die Messdaten (\bullet) als auch die mit den experimentellen Anfangsparametern berechnete Dynamik (durchgezogene Linie) dargestellt. Die Kurven, die ohne Anpassungsparameter berechnet wurden, geben den Verlauf der Messdaten sehr gut wieder. Die Übereinstimmung deutet darauf hin, dass der beobachtete Atomverlust aus dem $m_s = 3$ -Zustand hauptsächlich durch Stöße mit Spinänderungen von $\Delta m_s = 1$ verursacht wird und somit die Born'sche Näherung erster Ordnung, die für die Berechnung der Ratenkonstanten in Tabelle 5.1 verwendet wurde, eine für die Beschreibung unserer Versuche angemessene Näherung darstellt.

Neben dipolaren Relaxationsstößen können in einem nicht im extremalen Zustand polarisierten Gas auch spinändernde Stöße auftreten, die zur weiteren Depolarisierung des Gases führen. Mögliche Prozesse in unserem System, die zu einer Veränderung der Besetzung der einzelnen Zustände führen, sind:

	Prozess	Ratenkonstante spinändernde Stöße	Ratenkonstante dipolare Relaxation
a)	$ 3; 1\rangle \leftrightarrow 2; 2\rangle$	$2.4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$	$3.1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
b)	$ 2; 1\rangle \rightarrow 3; 0\rangle$	$1.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$	$7.3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
c)	$ 1; 1\rangle \rightarrow 2; 0\rangle$	$2.4 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$	$6.1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$

Bei den aufgeführten Prozessen führen nur die Prozesse b) und c) zu einem Verlust der Atome, da jeweils einer der Endzustände nicht fangbar ist. Die Fermi-Kontakt Wechselwirkung zweier Dipole (vgl. Anhang B), die bis jetzt nicht betrachtet wurde, und die von Struktur dem Zentralpotential in Gleichung (2.17) gleicht, kann zu solchen Übergängen führen. Die Ratenkonstanten für spinändernde Stöße, die in der Tabelle aufgeführt sind und für eine Temperatur von $50 \mu\text{K}$ berechnet wurden, liegen etwa zwei Größenordnungen über den Ratenkonstanten, die aufgrund der dipolaren Relaxation⁸ erwartet werden. Da diese Prozesse jedoch jeweils eine Besetzung in den $m_s = 1, 2$ -Zustände erfordern, spielen sie bei der durchgeführten Messungen nur für langen Zeiten eine Rolle. Der anfängliche Zerfall des $m_s = 3$ -Zustandes ist fast ausschließlich auf die dipolare Relaxation zurückzuführen.

In Abbildung 5.11 ist ebenfalls die mit diesen Raten erweiterte Berechnung (gepunktete Linie) dargestellt. Die Formeln für die Ratenkonstanten können dem Anhang B entnommen werden.

⁸Die Raten wurden für eine Temperatur $T=50 \mu\text{K}$ der Wolke und ein Offsetfeld $B_0 = 0.7$ G berechnet.

Kollisionskanal $ m_{s1}; m_{s2}\rangle \rightarrow m'_{s1}; m'_{s2}\rangle$	Ratenkonstante $\beta_{\text{dr}, m_{s1}; m_{s2}\rangle \rightarrow m'_{s1}; m'_{s2}\rangle}$
$ 3; 3\rangle \rightarrow 3; 3\rangle$	$6.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 3\rangle \rightarrow 3; 2\rangle$	$5.3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 3\rangle \rightarrow 2; 2\rangle$	$5.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 2\rangle \rightarrow 3; 3\rangle$	$8.1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 2\rangle \rightarrow 3; 2\rangle$	$5.9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 2\rangle \rightarrow 3; 1\rangle$	$8.8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 2\rangle \rightarrow 2; 2\rangle$	$2.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 2\rangle \rightarrow 2; 1\rangle$	$7.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 1\rangle \rightarrow 3; 2\rangle$	$1.3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 1\rangle \rightarrow 3; 1\rangle$	$1.5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 1\rangle \rightarrow 3; 0\rangle$	$1.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 1\rangle \rightarrow 2; 2\rangle$	$3.1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 1\rangle \rightarrow 2; 1\rangle$	$5.9 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 3; 1\rangle \rightarrow 2; 0\rangle$	$8.9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 2\rangle \rightarrow 3; 3\rangle$	$1.3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 2\rangle \rightarrow 3; 2\rangle$	$3.6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 2\rangle \rightarrow 3; 1\rangle$	$3.1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 2\rangle \rightarrow 2; 2\rangle$	$1.3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 2\rangle \rightarrow 2; 1\rangle$	$3.9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 2\rangle \rightarrow 1; 1\rangle$	$1.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 3; 2\rangle$	$1.7 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 3; 1\rangle$	$9.0 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 3; 0\rangle$	$7.3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 2; 2\rangle$	$6.0 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 2; 1\rangle$	$6.5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 2; 0\rangle$	$4.7 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 1; 1\rangle$	$9.8 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 2; 1\rangle \rightarrow 1; 0\rangle$	$1.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 1; 1\rangle \rightarrow 2; 2\rangle$	$3.6 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 1; 1\rangle \rightarrow 2; 1\rangle$	$1.5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 1; 1\rangle \rightarrow 2; 0\rangle$	$6.1 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 1; 1\rangle \rightarrow 1; 1\rangle$	$8.1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 1; 1\rangle \rightarrow 1; 0\rangle$	$1.3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$
$ 1; 1\rangle \rightarrow 0; 0\rangle$	$2.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$

Tabelle 5.1: Mögliche Zerfallskanäle in einer Wolke magnetisch gespeicherter Cr-Atome bei einem Offsetfeld $B_0 = 0.7 \text{ G}$. Die Ratenkonstanten sind die nach **B** berechneten thermischen Mittelwerte für ein Wolke mit $T = 50 \mu\text{K}$. Stöße, die im Anfangszustand enden, tragen zum elastischen Stoßquerschnitt bei. Die ersten drei Kanäle sind die Ratenkonstanten zu den in Kapitel **2.2.1** berechneten Stoßquerschnitten σ_0 , σ_1 und σ_2 . σ_1 beinhaltet dabei die Prozessen $|3; 3\rangle \rightarrow |3; 2\rangle$ und $|3; 3\rangle \rightarrow |2; 3\rangle$.

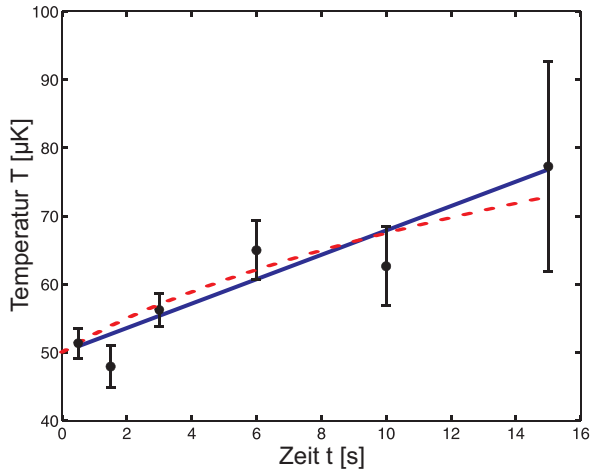


Abbildung 5.10: Durch dipolare Relaxation hervorgerufenen Heizen bei niedrigem Offsetfeld (0.7 G). Die durchgezogene Linie ist die Anpassung der im Text beschriebenen linearisierten Lösung von Gleichung 5.10 an die Daten (●) zur Bestimmung der dipolaren Relaxationsrate mit Methode (iii). Die gepunktete Kurve ist die mit Gleichung 2.44 und den Ratenkonstanten 5.11 aus den Anfangsparametern berechnete Kurve.

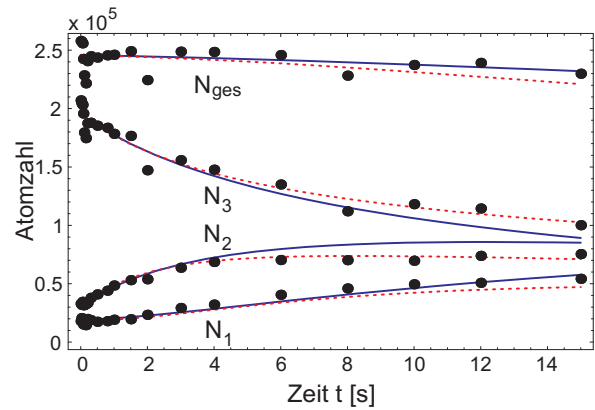


Abbildung 5.11: Berechnung der Dynamik zwischen den fangbaren Unterzuständen bei einem Offsetfeld $B_0 = 0.7$ G und Vergleich mit experimentellen Daten (●). Bei der Berechnung der durchgezogenen und der gestrichelten Linien wurden alle Kollisionskanäle zwischen den gespeicherten Zuständen (vgl. Tabelle 5.1) berücksichtigt. Bei den gestrichelten Linien wurden zusätzlich spinändernde Stöße miteinbezogen.

Die Übereinstimmung mit den Daten ist äußerst gut. Wie bei der Rechnung zuvor wurde auch bei dieser Rechnungen kein Anpassungsparameter verwendet.

Bei den Berechnungen wurde die Temperaturentwicklung des Ensembles aufgrund der dipolaren Relaxation miteinbezogen (vgl. Gleichung 2.44). Es wurde dabei davon ausgegangen, dass die durch einen dipolaren Relaxationsstoß freigesetzte Energie auf alle gespeicherten Atome übertragen wird. Die in etwa konstante Gesamtatomzahl erlaubt, die Energieänderung aufgrund von Teilchenverlust bei der Rechnung zu vernachlässigen. In Abbildung 5.10 ist der aus den Anfangsparametern berechnete Verlauf der mittels Expansionsmessungen bestimmten zeitlichen Entwicklung der Temperatur gegenübergestellt. Auch hier wurde eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten erzielt.

Die Übereinstimmung der berechneten Werte mit den experimentellen Daten bei niedrigem und hohem Offsetfeld mit unterschiedlichen Techniken zeigt, dass die einfache Rechnung der Dipolstreuung die Raten über einen sehr großen Bereich richtig beschreibt. Bei Cs-Atomen [24] führt der Einfluss der Spin-Bahndrehimpuls-Kopplung, der durch den Wechselwirkungsterm V_{so} in Gleichung (2.17) beschrieben wird, zu sehr großen Zerfallsraten. Da keine große Abweichung der Messdaten von den berechneten Werten, in denen dieser Wechselwirkungsterm nicht berücksichtigt wurde, bei Cr erkennbar ist, spielt diese Wechselwirkung bei Cr nur eine untergeordnete Rolle.

5.1.5 Vergleichsmessungen mit ^{50}Cr

In Kapitel 2.2.1 wurde davon ausgegangen, dass der inelastische dipolare Relaxationsprozess durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung bestimmt wird und somit die dipolaren Relaxationsstoß-

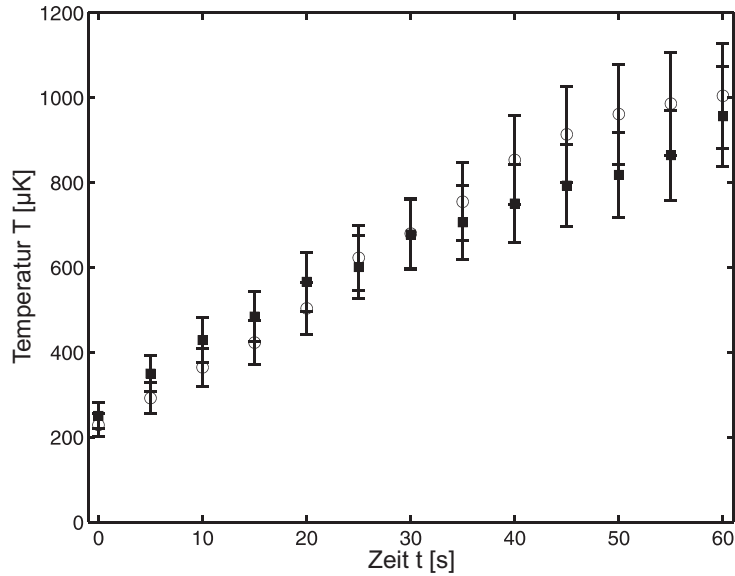


Abbildung 5.12: Durch dipolare Relaxation erzeugte Heizrate bei einem Offsetfeld von 20 G. Eingezeichnet sind die zeitlichen Temperaturentwicklungen von ^{52}Cr (\circ) und ^{50}Cr (\blacksquare). Die anfängliche Dichte betrug in beiden Wolken etwa $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

querschnitte über die Berechnung der Dipol-Dipol-Streuung ermittelt werden können. Die genauen molekularen Potentiale wurden dabei nicht in Betracht gezogen. Die folgenden Messungen mit Isotopen, die unterschiedliche Molekülpotentiale besitzen, bekräftigen diese Annahme. Dabei wurden die durch dipolare Relaxation hervorgerufenen Heizraten der atomaren Wolken von zwei verschiedenen Isotopen (^{52}Cr und ^{50}Cr) untersucht. Die Temperaturentwicklung der beiden Wolken bei einem Offsetfeld von $B_0 = 20 \text{ G}$ ist in Darstellung 5.12 abgebildet. Die Temperatur wurde bei der Messung aus der $1/\sqrt{e}$ -Breite σ_y der Wolke und den bekannten Fallenparametern berechnet. Die gleichhohen Heizraten ($13 \mu\text{K s}^{-1}$) der beiden sich im thermischen Gleichgewicht befindenden atomaren Wolken mit den anfänglichen Atomzahldichten von $10^{10} \text{ Atome cm}^{-3}$ können durch eine gleichgroße Verlustkonstante erklärt werden. Da sich die Streulängen der Isotope $a(^{50}\text{Cr}) = 50 a_0$ und $a(^{52}\text{Cr}) = 170 a_0$ deutlich unterscheiden [20], würde man auch erwarten, dass jeder andere Effekt, der auf die Molekülpotentiale zurückgeführt werden kann, unterschiedliches Verhalten zeigt. Die experimentell bestimmten Daten in Abbildung 5.12 zeigen somit, dass der Verlust aufgrund der dipolaren Relaxation unabhängig von den molekularen Potentialen ist.

Unsere Beobachtungen können damit insbesondere für Experimente wichtig werden, die in magneto- oder elektrostatischen Fallen mit Atomen oder Molekülen, die ein sehr hohes magnetisches oder elektrisches Moment besitzen, hohe Teilchendichten erzeugen möchten [26, 74]. Es wird erwartet, dass mit zunehmender Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Teilchen enorme inelastische Zweikörperkollisionsraten auftreten, wenn die Teilchen nicht im energetisch tiefsten Zustand gefangen werden können.

5.2 Verdampfungskühlung in der magnetischen Falle

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erläutert, stimmen die experimentell gemessenen dipolaren Relaxationsraten sehr gut mit den Werten überein, die unter alleiniger Berücksichtigung der Dipol-Dipol Wechselwirkung berechnet wurden. Es wird daher erwartet, dass die Verdampfungskühlung durch diese dichteabhängigen Verluste stark limitiert wird. In der Tat wurde die Kondensation mit Chromatomen in der Magnetfalle nicht erreicht. Um diese Verlustrate so klein wie möglich zu halten, wurde die RF-induzierte Verdampfungskühlung bei möglichst kleinen Offsetfeldern ($B_0 \sim 140$ mG) durchgeführt. Exemplarisch werden im Folgenden die Optimierung der RF-Rampe und die Limitationen der Verdampfungskühlung an der Rampe, die zur höchsten Phasenraumdicke ($\rho \approx 2.6/85$) geführt hat, besprochen. Berechnungen mittels eines Raten-Modells, das bereits in Kapitel 3.5.1 vorgestellt wurde, geben das während der Rampe beobachtete Verhalten der experimentellen Daten wieder.

5.2.1 Experimentelle Techniken und Optimierung der Verdampfungskühlung in der Magnetfalle

Bei den Experimenten zur Optimierung der Verdampfungskühlung in der Magnetfalle erfolgte die Präparation der lasergekühlten Cr-Atome in der Magnetfalle auf gleiche Weise wie bei den Messungen zur dipolaren Relaxation. In einer 10 s langen Ladephase wurden mittels des kontinuierlichen Ladeschemas etwa $6 \cdot 10^7$ Atome in der Kleeblattfalle angesammelt. Die Falle wurde anschließend bei einem Offsetfeld von $B_0 = 24$ G maximal komprimiert ($\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 147$ Hz bzw. $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 73$ Hz) und die Atome in der magnetischen Falle entlang der z-Fallenachse Doppler-gekühlt. Die Atomwolke besaß nun typischerweise eine Phasenraumdicke von etwa 10^{-7} . Durch die Verringerung der Spulenströme und das Absenken des Offsetfeldes B_0 auf 140 mG in 500 ms wurden die Fallenfrequenzen auf folgende Werte eingestellt: $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 500$ Hz bzw. $\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 42$ Hz. Dieser Schritt diente einerseits zur Erhöhung der zur Thermalisierung wichtigen elastischen Streurrate durch Kompression und andererseits zur Reduktion des Streuquerschnitts der inelastischen dipolaren Relaxation, der bei kleinen Offsetfeldern geringer ausfällt. Während dieser Kompression wurde die Radiofrequenz mit einer maximalen Amplitude eingestrahlt. Eine erste, lineare Rampe von der maximalen Frequenz (45 MHz) auf 5 MHz stellte sicher, dass hochenergetische Atome aus der Falle entfernt wurden und nicht zu Verlusten durch Stöße mit den kalten gespeicherten Atomen führten. Erst bei der Endfrequenz 5 MHz wurde dabei der Einfluss der RF-Strahlung auf die Atomzahl beobachtet.

Die so präparierte Wolke stellte den eigentlichen Ausgangspunkt der Verdampfungskühlung dar. Die Phasenraumdicke der Wolke betrug hier typischerweise $6.2 \cdot 10^{-7}$, die sich aus einer zentralen Dichte von $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von $230 \mu\text{K}$ ableitet⁹. Die Atomzahl, die Dichte und die Temperatur wurden während der Optimierung aus Absorptionsbildern der Wolke in der Magnetfalle und den bekannten Fallenparametern gewonnen. Diese etwas ungenaue¹⁰ Methode

⁹Der leichte Anstieg in der Phasenraumdicke ist auf den Übergang durch die Kompression in das lineare Regime der Magnetfalle [131] und die bereits beginnende Evaporation zurückzuführen.

¹⁰Die Streurrate der Atome, die vom Magnetfeld und der Richtung der Quantisierungsachse (Magnetfeldrichtung) abhängt, nimmt im Bereich höherer Magnetfelder ab. Dies führt dazu, dass die Atomzahl und die Temperatur bei heißeren Wolken kleiner als die tatsächlichen Größen erscheinen. Dieser Fehler verkleinert sich mit abnehmender Temperatur. Abhängend von der Temperatur und der Dichte der Wolke unterscheiden sich die Atomzahlen der durch Absorptionstechnik von magnetisch gespeicherten bzw. frei expandierenden Atomen aufgenommenen Bilder

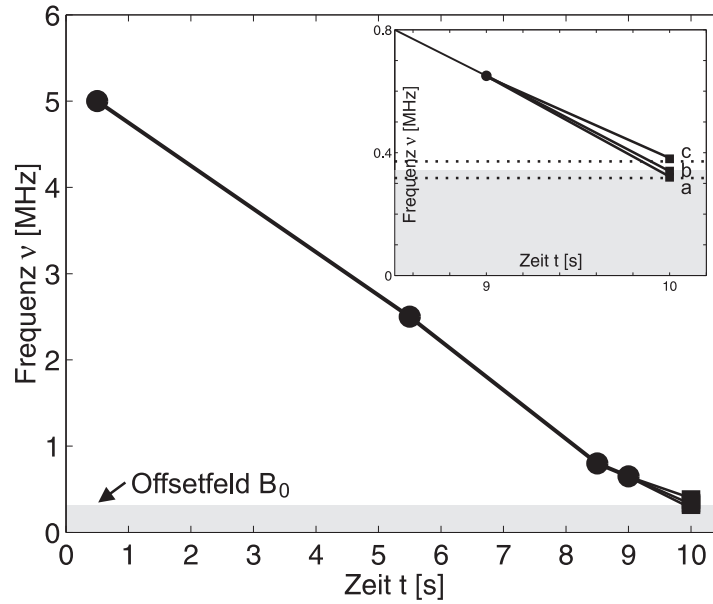


Abbildung 5.13: Experimentell optimierte Frequenzrampe zur Verdampfungskühlung von Chrom. Gezeigt ist die zeitliche Änderung der eingestrahlten Radiofrequenz. Im letzten Schritt sind die Endfrequenzen aus drei unterschiedlichen Messungen dargestellt (a, b und c). Diese Punkte sind nochmals vergrößert im Einsatz zu sehen. Der Fallenboden veränderte sich bei den drei Messungen um 60 kHz. Dies ist durch die gestrichelten Linien im Einsatz angedeutet.

ermöglichte insbesondere am Ende einer RF-Rampe die Beobachtung und Charakterisierung von Wolken mit sehr geringen Atomzahlen (> 400 Atome)¹¹.

Die Optimierung der RF-Rampe erfolgte vom eben beschriebenen Ausgangspunkt in einzelnen Frequenzrampenschritten (i). Dabei wurde jeweils eine Endfrequenz der Rampe gewählt, die kleiner war als die Endfrequenz des vorherigen Rampenschritts (i-1), und die Dauer der linearen Rampe zur neuen Endfrequenz bzw. die Amplitude der RF-Strahlung variiert, bis das Verhältnis zwischen Phasenraumgewinn und Atomzahlverlust des Rampenschritts maximal wurde:

$$\max \left(\chi = -\frac{d(\ln \rho)}{d(\ln N)} = -\frac{\rho_i - \rho_{i-1}}{N_i - N_{i-1}} \frac{N_{i-1}}{\rho_{i-1}} \right). \quad (5.13)$$

Die so gefundenen experimentellen Parameter wurden für diesen Rampenschritt beibehalten und anschließend der nächste Schritt optimiert. Abbildung 5.13 zeigt die Frequenzrampe, mit der die höchste Phasenraumdicke erzielt wurde. Die Rampe besteht aus vier Teilschritten¹². Da

um einen Faktor 2-4. Die mit dieser Methoden gemessenen Temperaturen stimmen bis auf 20% überein [79].

¹¹Bei Flugzeitmessungen können aufgrund der langen Abklingzeiten der Magnetfelder, die durch induzierte Ströme in der Metallkammer hervorgerufen werden, erst ab 4 ms reproduzierbare Bilder aufgenommen werden. Geringe Atomzahlen können nach dieser Zeit aufgrund der wesentlich kleineren Dichte nicht mehr abgebildet werden.

¹²Die Optimierung der Rampe erfolgte mit weiteren Teilschritten, die jedoch nicht zur Steigerung der Phasenraumdicke beitrugen.

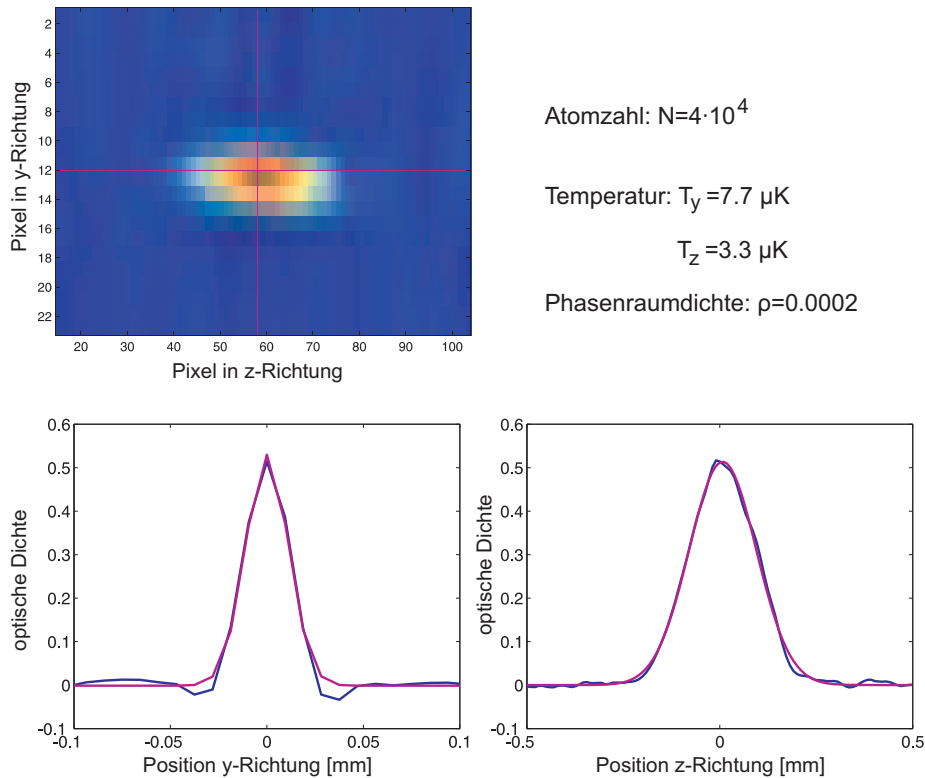


Abbildung 5.14: Absorptionaufnahme einer Cr-Wolke während des Optimierens der Verdampfungskühlung. Dargestellt sind auch die Schnitte (angedeutet durch rote Linien in der Absorptionaufnahme) in y - und z -Richtung durch das Maximum der Verteilung. In beiden Richtungen wurde eine Gauß-Funktion an die Verteilung angepasst. Die y -Richtung ist jedoch beugungslimitiert und kann daher nicht zur Auswertung herangezogen werden.

das Offsetmagnetfeld B_0 während den Messungen um ca. 60 kHz (20 mG) schwankte, wurde im letzten Rampenschritt statt der Zeit die Frequenz bei gleichen Rampenzeiten variiert. Dargestellt sind bei der optimalen Rampenzeit drei unterschiedliche Endfrequenzen (a: 320 kHz, b: 340 kHz und c: 380 kHz). Die Zeit für die komplette Rampe beträgt 10 s. Während die Steigung der Rampe innerhalb der ersten zwei Schritte etwa gleich ist, verkleinert sie sich in den letzten beiden Schritten. Dieser Verlauf deutet schon darauf hin, dass die elastische Stoßrate am Ende der Rampe nicht weiter gesteigert werden kann. Ein sich selbst beschleunigendes Verdampfen wie es z.B. in Rb-BEC Experimenten [134] beobachtet wird, wird nicht erreicht.

Abbildung 5.14 zeigt eine gespeicherte Wolke mit einer Atomzahl von $4 \cdot 10^4$ nach dem dritten Rampenschritt. Durch den extrem starken Einschluss in der komprimierten Falle besitzt die Wolke ein Größe von $\sigma_z = 87 \mu\text{m}$ bzw. $\sigma_y \approx 11 \mu\text{m}$. Aufgrund der geringen Pixelzahl in y -Richtung werden mittels Anpassung einer Gauß-Funktion an das Dichteprofil der Wolke in z -Richtung näherungsweise die physikalischen Größen der Wolke mit der abgeschnittenen Energieverteilung bestimmt.

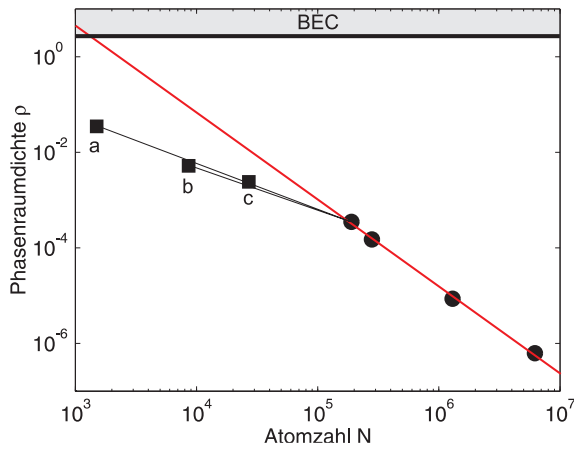


Abbildung 5.15: Verlauf der Phasenraumdicke über der Atomzahl während der Verdampfungskühlung mit der in Abb. 5.13 dargestellten RF-Rampe. Die maximal erreichte Phasenraumdicke beträgt $\rho = 0.03 \pm 0.01$ und liegt um einen Faktor 85 unter der Kondensationsgrenze von $\rho = 2.6$. Aus dem linearen Fit an die ersten vier Rampschritte ergibt sich eine Effizienz von $\chi \approx 1.8$.

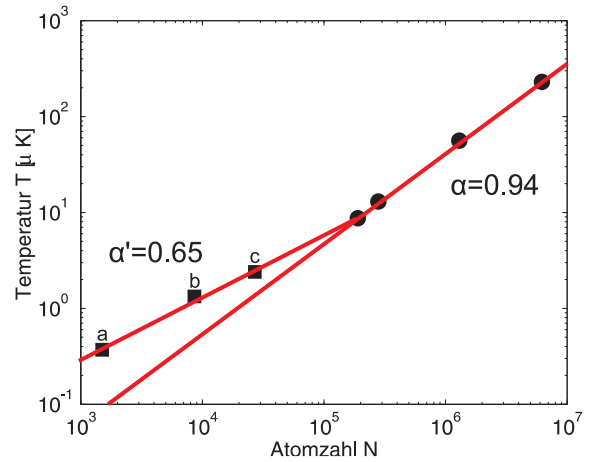


Abbildung 5.16: Verlauf der Temperatur über der Atomzahl während der Verdampfungskühlung mit der in Abbildung 5.13 abgebildeten RF-Rampe. Die anfängliche Effizienz von $\alpha = 0.98$ bei geringen Dichten wird im letzten Verdampfungsschritt nicht mehr erreicht.

5.2.2 Ergebnisse der Verdampfungskühlung in der Magnetfalle

Mittels Verdampfungskühlung in der Magnetfalle konnte die Phasenraumdicke um fast fünf Größenordnungen von $\rho = (6.2 \pm 1.7) \cdot 10^{-7}$ auf maximal $\rho = 0.03 \pm 0.01$ gesteigert werden. Die Bose-Einstein-Kondensation konnte jedoch durch die Verdampfungskühlung in der Magnetfalle nicht erreicht werden. Abbildung 5.15 zeigt den Phasenraumdictegewinn mit abnehmender Atomzahl. Die Punkte (●) in dieser und in den folgenden Abbildungen stellen jeweils den Mittelwert von zehn aufeinander folgenden Messungen dar. Die eingezeichneten Quadrate (■) sind Messwerte aus dem letzten Rampschritt und wurden bei drei unterschiedlichen Optimierungen der Endfrequenz aufgenommen. Die Bezeichnungen a - c entsprechen den unterschiedlichen Endfrequenzen der Rampe in Abbildung 5.13. Sie verdeutlichen die Ungenauigkeit, die wir aufgrund des Offsetfeldes während dieses Schrittes haben. Die lineare Anpassung an die doppelt-logarithmisch aufgetragenen ersten vier Datenpunkte (in Abbildung 5.15) der Rampe ergibt eine Steigung und somit eine Effizienz der Rampe von $\chi = -d(\ln \rho)/d(\ln N) \approx 1.8$. χ erreicht damit nur etwa 80% des Wertes, der mit dem Ratenmodell in Kapitel 3.5.1 berechnet wurde und in diesem Bereich zwischen 2-2.4 liegen sollte. In Rb-Experimenten liegt der experimentell gemessene Wert aufgrund der geringeren Verluste bei etwa $\chi \sim 3$ [134]. Würde sich die Steigung nicht verändern, würde man ein Kondensat mit etwas mehr als 1000 Atomen erwarten. Es ist jedoch deutlich eine Abweichung des letzten Rampschritts von dieser Geraden zu erkennen. Die Effizienz beträgt hier nur noch 0.9.

Das gleiche Verhalten beobachtet man in der Kühleffizienz $\alpha = d(\ln T)/d(\ln N)$, die man aus

der doppelt-logarithmischen Darstellung der Temperatur über der Atomzahl (Abbildung 5.16) entnehmen kann. Auch hier zeigt sich, dass die anfängliche Effizienz von $\alpha = 0.94$, die vergleichbar mit Effizienzen des Rb-Experiments in der Arbeitsgruppe [110] ($\alpha = 0.89$) ist, und für die das Ratenmodell Werte zwischen 1 und 1.2 vorhersagt, im letzten Rampenschritt sehr stark abnimmt ($\alpha = 0.65$).

Um dieses Verhalten zu verstehen, werden die Größen Atomzahl N , Temperatur T , Dichte n_0 , elastische und inelastische Streurrate Γ_{el} bzw. $\Gamma_{inel} = \bar{n}\beta_{inel}$ und deren Verhältnis und der Abschneideparameter η während der einzelnen Rampenschritte genauer betrachtet. In Abbildung 5.17 ist die zeitliche Entwicklung dieser Größen im Einzelnen dargestellt. Die elastischen und inelastischen Raten sowie der Abschneideparameter η wurden dabei mit den experimentellen Werten berechnet.

Atomzahl und Temperatur nehmen in den ersten drei Schritten erwartungsgemäß ab. Das zeitliche Verhalten der zentralen Dichte zeigt, dass bereits nach dem zweiten Rampenschritt keine wesentliche Zunahme der Dichte mehr erfolgt. Sie bleibt auf $n_0 \approx 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ begrenzt. Der Grund für dieses Verhalten wird auf den dichtelimitierenden dipolaren Relaxationsprozess zurückgeführt. Die Zunahme der Phasenraumdicke, die trotzdem beobachtet wird, wird allein durch das Abkühlen der Wolke bei gleichzeitig sehr hohem Atomverlust hervorgerufen. Dies erklärt auch, warum die Effizienzparameter χ und α im letzten Rampenschritt wesentlich geringere Werte aufweisen.

Der zeitliche Verlauf des Abschneideparameters η unterstützt diese Folgerung. Er gibt im wesentlichen das Verhältnis R zwischen „guten“ und „schlechten“ Stößen wieder. Ist dieses Verhältnis groß, kann man einen sehr großen Abschneideparameter wählen, da die Atome ausreichend Zeit besitzen, um durch Thermalisation in den hochenergetischen Bereich der Energieverteilung der Wolke zu gelangen. Verkleinert sich dieses Verhältnis, muss der Abschneideparameter ebenfalls verkleinert werden, damit Verluste vermieden werden und somit ein optimales Verdampfen erfolgen kann (vgl. Kapitel 3.5). Die anfängliche elastische Stoßrate von 12 s^{-1} kann im Verlauf der Rampe aufgrund der zunehmenden Dichte auf 33 s^{-1} gesteigert werden. Die starke Abnahme der Rate im letzten Rampenschritt wird durch die geringe Temperatur ($0.3 \dots 2 \mu\text{K}$) der Cr-Wolke und die daher kleine Relativgeschwindigkeit der Atome verursacht. Die zeitliche Entwicklung der inelastischen dipolaren Relaxationsstoßrate ist ebenfalls in Abbildung 5.17 dargestellt. Stöße mit dem Hintergrundgas fallen bei den gemessenen Lebensdauern ($\tau_{hg} \approx 200 \text{ s}$) nicht ins Gewicht, so dass die Rate der „schlechten“ Stöße mit der Rate der dipolaren Relaxationsstöße übereinstimmt. Sie nimmt in diesem Bereich mit der Dichte und abnehmender Temperatur von 0.12 s^{-1} auf bis zu 0.5 s^{-1} zu. Bei der Berechnung der Stoßraten wurde vereinfachend jeweils die mittlere Dichte $n_0/\sqrt{8}$ einer sich im thermischen Gleichgewicht befindenden Wolke und der Verlust beider Atome beim dipolaren Relaxationsprozess angenommen. Das Verhältnis R der beiden so berechneten Raten nimmt im ersten Rampenschritt aufgrund der kleineren Erhöhung der inelastischen Rate in diesem Schritt von 105 auf 160 zu, fällt jedoch im Anschluss deutlich ab und endet nach dem letzten Rampenschritt bei Werten zwischen 16 und 45. Ein ähnliches Verhalten zeigt der Abschneideparameter. Um die Dichte während der letzten Rampenschritte hoch zu halten und damit die Phasenraumdicke weiter steigern zu können, muss dieser Parameter sehr stark reduziert werden. Die Verdampfungskühlung wird daher sehr ineffizient.

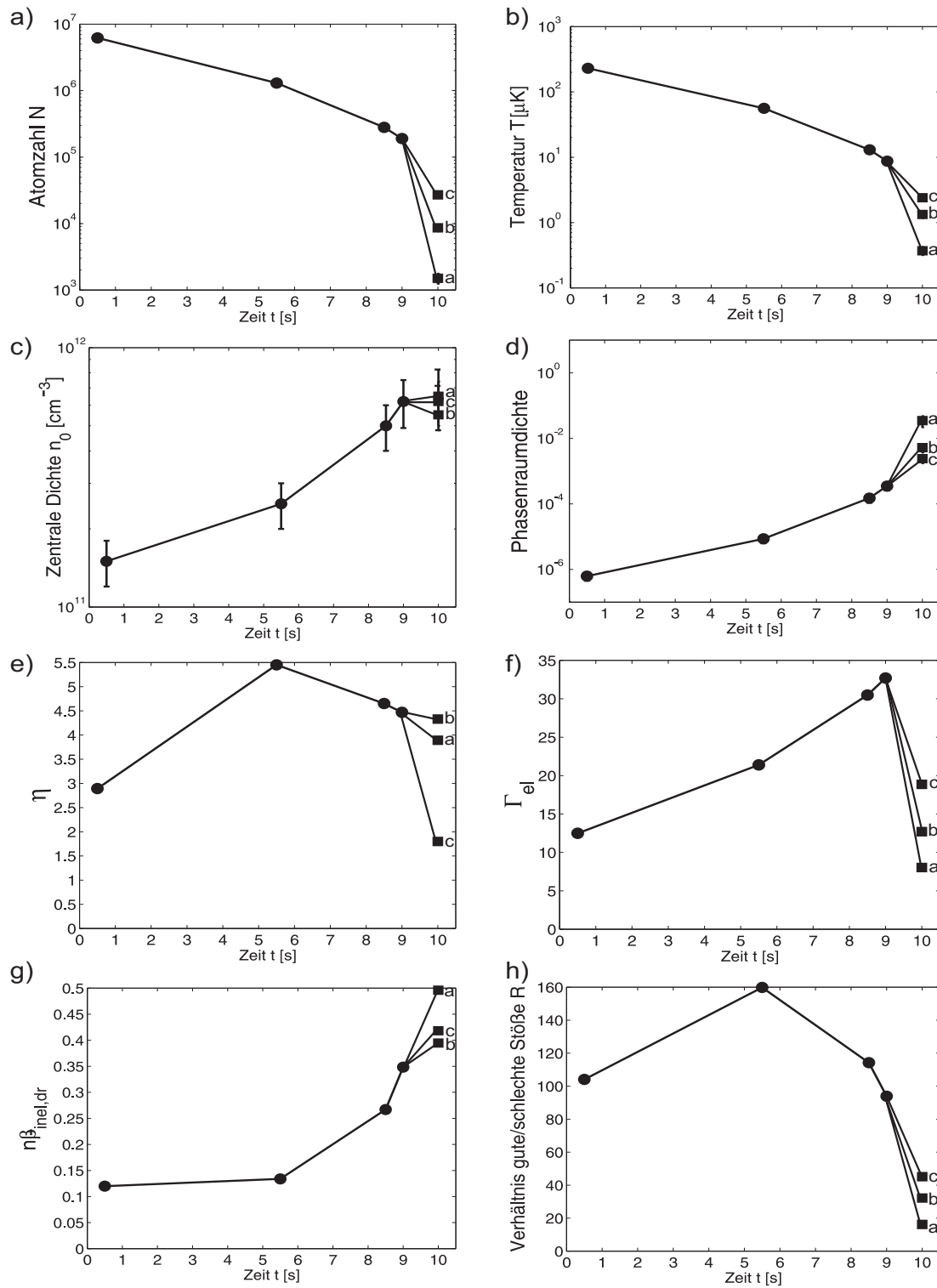


Abbildung 5.17: Zeitliche Entwicklung der experimentell bestimmten Größen Atomzahl N , Temperatur T , zentrale Dichte n_0 , Phasenraumdicke ρ , Abschneideparameter η , elastische und inelastische Stoßrate Γ_{el} bzw. $\Gamma_{inel} = \bar{n}\beta_{inel}$ und deren Verhältnis $R = \Gamma_{el}/\Gamma_{inel}$ während der Verdampfungskühlung in der Magnetfalle mit der in Abbildung 5.13 dargestellten RF-Rampe.

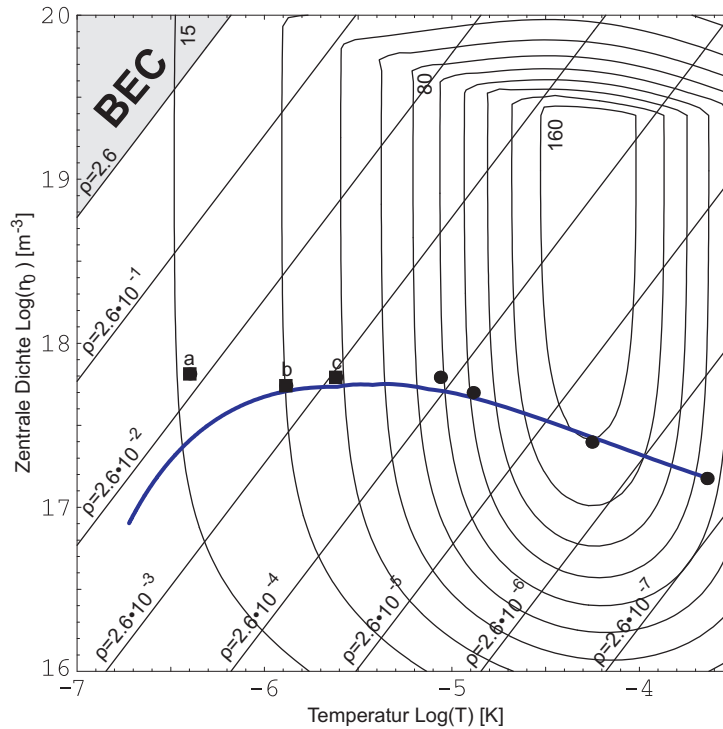


Abbildung 5.18: $n_0 - T$ Diagramm mit experimentellen bzw. berechneten Daten während der RF-Evaporation mit der in Abbildung 5.14 dargestellten Rampe. Abgebildet sind auch Höhenlinien, die das aus der mittleren Dichte berechnete Verhältnis R wiedergeben (vgl. Abbildung 3.12).

Diese Beobachtungen decken sich mit dem einfachen Modell mit konstantem Abschneideparameter¹³ η von Kapitel 3.5.1. Auch im Modell wird die Verdampfungskühlung ineffizient, sobald eine maximale Dichte $n_0 \sim (7 \dots 10) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erreicht wird. Eine weitere Zunahme der Phasenraum-dichte ist dann nur noch über die Abnahme der Temperatur möglich. Das doppelt-logarithmische n_0 - T -Diagramm in Abbildung 5.18 beinhaltet die optimierte Rampe und zeigt, dass die Rampe in einem Bereich des Diagramms endet, in dem das Verhältnis R sehr ungünstig ist. Neben den experimentell gemessenen Daten ist eine mit einem konstanten mittleren Abschneideparameter $\eta = 4$ berechnete Kurve, die ein ganz ähnliches Verhalten zeigt, zu sehen.

Die dipolare Relaxationsrate verringert sich nach den theoretischen Vorhersagen mit abnehmendem Offsetfeld. Die Verdampfungskühlung wurde daher bei möglichst geringen Offsetfeldern (130-160 mG) durchgeführt. Wie Abbildung 5.3 zeigt, treten zu kleineren Offsetfeldern hin zusätzliche Verluste durch Majorana-Übergänge auf und erlauben es nicht, das Offsetfeld mit den eingestellten Fallenfrequenzen weiter abzusenken.

Wird die Verdampfungskühlung bei geringeren Dichten (z.B. durch Öffnen der Falle während des Verdampfens) durchgeführt, wird nie ein besonders gutes Verhältnis R erzielt und die Steigerung in der Phasenraum-dichte bleibt sehr bescheiden. Eine weitere Limitation ist die beobachtete Fluktuation im Offsetfeld. Bei geringen Dichten muss eine wesentlich geringere Temperatur erzielt werden, um die Kondensationsgrenze zu erreichen. Z.B. beträgt bei einer zentralen Kondensationsdichte von $n_0 = 6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^{-3}$ die Temperatur des Kondensats 21 nK. Dies entspricht

¹³Durch das Optimieren von η werden im Experiment jedoch am Ende der RF-Rampe etwas höhere Phasenraum-dichten erzielt.

einer Endfrequenz bei der RF-Evaporation von 460 Hz. Die Fluktuation des Offsetfeldes von ca. 60 kHz (21 mG) zwischen den einzelnen Durchläufen verhindert somit die Präparation eines solchen Kondensats in unserer Apparatur.

Das Ratenmodell 3.5.1 sagt eine Steigerung der erreichbaren Phasenraumdichte mit zunehmender Kompression voraus. Die optimierte Rampe bei maximaler Kompression der Falle führte jedoch nicht zum erwarteten Effekt. Grund sind technische Probleme. Die stärkere Erwärmung der Spulen führt zu einer Ausdehnung. Dies hat eine stärkere Variation des Fallenoffsets während der Rampe zur Folge. Die damit verbundenen höheren Verluste vermindern die Effizienz der Verdampfungskühlung.

Der effizienteste Weg zum BEC ist der Weg mit maximalem Verhältnis R . Dieser kann durch die Kompression der Falle während der Rampe erreicht werden. Voraussetzung ist dabei, dass die Kompression bei konstantem, niedrigem Offsetfeld durchgeführt wird. Obwohl die Stabilität des Offsetfeldes um einem Faktor 30 gegenüber dem alten Aufbau verbessert wurde und im kontinuierlichen Messbetrieb etwa 10 mG beträgt, konnte im derzeitigen Aufbau diese Strategie nicht realisiert werden, da sich das Offsetfeld bei der Kompression nicht im erforderlichen Maß kontrollieren ließ.

5.3 Schlussfolgerungen

In diesem Kapitel wurde experimentell gezeigt, dass die dipolare Relaxation bereits ab einer Dichte von $n_0 = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ den dominierenden Zerfall in einer magnetisch gespeicherten Cr-Atomwolke darstellt. Die Messungen stimmen sehr gut mit einer theoretischen Abschätzung überein, die die inelastischen Stoßquerschnitte allein aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung berechnet. Diese skalieren dabei mit der Wurzel des Offsetfeldes ($\sqrt{B_0}$) der Falle und mit der dritten und zweiten Potenz des magnetischen Moments der Atome für einen einzelnen bzw. doppelten Spinübergang. Die sehr hohen, experimentell ermittelten dipolaren Relaxationsratenkonstanten können somit auf das hohe magnetische Moment von Cr zurückgeführt werden. Sie betragen bei einem Offsetfeld von $B_0 = 1 \text{ G}$ typischerweise $\tilde{\beta}_{\text{dr}} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

Aufgrund der dipolaren Relaxation wird die Verdampfungskühlung sehr ineffizient. Selbst bei einem Offsetfeld von etwa 140 mG war es mittels der Verdampfungskühlung nicht möglich die Kondensationsgrenze zu erreichen. Es kann nicht ganz ausgeschlossen werden, dass die Kondensation mit den geschilderten Methoden und verbesserten Startparametern in einer Magnetfalle realisiert werden kann. Ein solcher Kondensat würde sich jedoch durch eine sehr geringe Atomzahl und eine sehr kurze Lebensdauer auszeichnen. Die Beobachtung der Bose-Einstein-Kondensation sowie Experimente mit Kondensaten würden sehr hohe Anforderungen an die experimentellen Techniken stellen und die Anzahl der durchführbaren Experimente sehr einschränken.

Die dipolaren Relaxationsstöße sind nicht mehr möglich, wenn die atomare Wolke im energetisch tiefsten Zustand gespeichert und der Energieabstand zwischen den Unterzuständen des Grundzustands mittels der Zeemanverschiebung durch ein Offsetfeld größer als die thermische Energie der Wolke gewählt wird. Dieser Zustand ist magnetisch nicht speicherbar und kann daher nur in optischen Fallen gehalten werden. Da Zweikörperverlustprozesse nicht erlaubt sind, sollten nur Dreikörperprozesse die erreichbare Dichte in einem solchen Ensemble limitieren. Geht man davon aus, dass sich die Größe des Stoßquerschnittes der Dreikörperrekombination von Cr

aus der Masse und der Streulänge berechnen lässt [100], und dass die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung den Stoßquerschnitt nicht wesentlich beeinflusst, sollte ein sehr effizientes Verdampfen in diesem Zustand in einer optischen Falle, wie es zum Beispiel in Experimenten mit Cs- und Rb- Atomen [6, 118, 121] demonstriert wurde, möglich sein (vgl. Kapitel 3.5.2).

Durch die Implementation einer optischen Dipolfalle, die im nächsten Kapitel beschrieben wird, kann die Evaporation nach dem Transfer der Atome in den $m_s = -3$ -Zustand sehr effizient im energetisch tiefsten Zustand erfolgen. Diese Strategie verspricht ein Cr-BEC mit hoher Atomzahl und ausreichend langer Lebensdauer, so dass die Kondensation mit den verfügbaren Mitteln nachgewiesen werden kann.

Eine kleine Hoffnung, dass Chrom in der Magnetfalle dennoch mit ausreichender Atomzahl und Lebensdauer kondensiert werden kann, geben neuere Berechnungen von A. Simoni [76] (vgl. Anhang C), in denen bei einer positiven Streulänge von ^{52}Cr die inelastische Streurrate bei Offsetfeldern zwischen 5 und 10 G ein Minimum aufweisen sollte. Abhängig von der Größe der Streuquerschnitte bei diesem Magnetfeld wäre eine effiziente Verdampfung und die Kondensation möglich. Dieser Magnetfeldbereich wurde jedoch in den eben beschriebenen Experimenten nicht betrachtet, da er mit den diskutierten Methoden nicht zugänglich war. Er soll jedoch in kommenden Experimenten in einer optischen Falle ausgemessen werden können.

Kapitel 6

Chrom in einer optischen Dipol-Falle

Um Atome auch im energetischen Grundzustand fangen zu können und damit dipolare Relaxationsprozesse zu unterdrücken, wurde eine optische Falle in das Experiment integriert. Zum Beladen der Falle wird mittels RF-Evaporation in einer magnetisch-optischen Hybridfalle, die durch die Überlagerung einer magnetischen und einer optischen Falle entsteht, die Temperatur des atomaren Ensembles bis auf die Fallentiefe der optischen Falle bei möglichst hohem Phasenraumdichtegewinn abgekühlt. Wird im Anschluss der magnetische Einschluss aufgehoben, kann ein Großteil des Ensembles allein durch die Lichtkräfte der optischen Falle gehalten werden. In diesem Kapitel werden die Messungen zum Laden der Falle und zu den Parametern der Falle präsentiert. Es folgen erste Messungen zu zwei Konzepten, mittels denen die Phasenraumdichte in den „Schwachfeld-suchenden“ Zuständen ($m_s = +3$) in der optischen Falle bei möglichst niedrigem Offsetfeld gesteigert werden kann. Gezeigt werden die Verdampfungskühlung in der optischen Falle, mit der nur ein geringer Phasenraumgewinn erzielt werden konnte, sowie die Phasenraumdichteerhöhung durch die Verformung des Fallenpotentials, mit der die Phasenraumdichte um einen Faktor 70 gesteigert werden konnte. Messungen zum Transfer der Atome in die „Starkfeld-suchenden“ Zustände mittels eines Landau-Zener-Übergangs, mit dem die Polarisation des Ensembles nicht erreicht werden konnte, und Messungen der Eigenschaften eines auf solche Weise präparierten Ensemble finden sich am Ende des Kapitels.

6.1 Beladen der optischen Dipol-Falle

6.1.1 Magnetisch-optische Hybridfalle

Die rein optische Falle setzt sich aus zwei Strahlen einer TEM₀₀-Mode zusammen, die mit einem Faserlaser (1064 nm) erzeugt werden (vgl. Kapitel 4.5). Der Hauptstrahl in Richtung der Fallachse der Magnetfalle (z-Strahl) und ein weiterer Strahl in x-Richtung (x-Strahl), mit dem eine Vertiefung im Potential des Hauptstrahls erzeugt werden kann (gekreuzte Falle), kreuzen sich unter einem Winkel von 90° im Zentrum der Magnetfalle. Zur Justage der Strahltaille wurde der Fokus jedes Strahls auf einer CCD-Kamera abgebildet. Die beiden Strahlen wurden jeweils mit der magnetisch gespeicherten Atomwolke überlagert und ihre Foki auf den Kreuzungspunkt der Strahlen justiert. Die Lage der magnetischen Falle und der Fallenstrahlen der optischen Falle sind in Abbildung 6.1 gezeigt. Die eingestellten Strahlparameter sind in Tabelle 68 zusammengefasst.

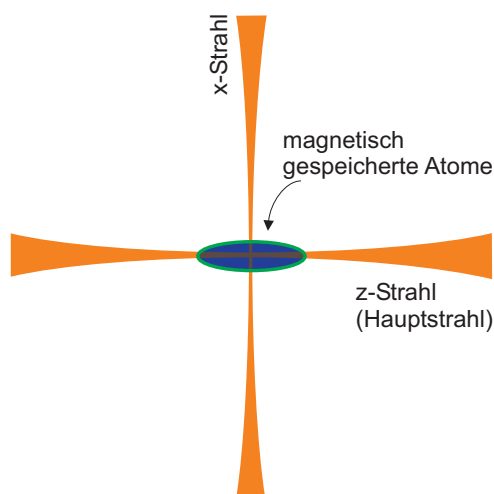


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Lage der Fallenstrahlen der optischen Falle und der überlagerten Magnetfalle. x- und z-Strahl befinden sich in der horizontalen Ebene.

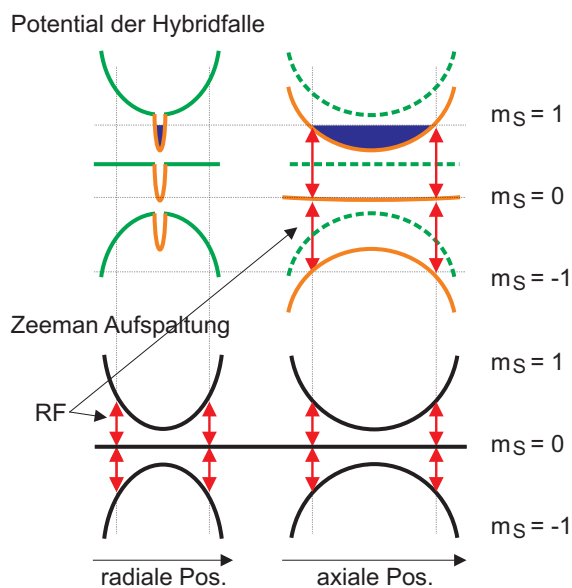


Abbildung 6.2: Potential und Zeeman-Aufspaltung. Zur Vereinfachung wird ein Atom mit drei Unterzuständen ($m_s = 0, \pm 1$) betrachtet. Oben: Schnitt durch das Hybridfallenpotential in radialer und axialer Richtung des Fallenstrahls. Die gestrichelten Linien in axialer Richtung symbolisieren das rein magnetische Potential ohne optische Vertiefung. Unten: Zeeman-Aufspaltung des Atoms aufgrund des Magnetfallenfeldes. Die eingezeichnete RF-Frequenz ist bereits so weit abgesenkt, dass die Evaporation nur noch eindimensional in axialer Richtung erfolgen kann.

Wegen thermischen Effekten erlauben die verwendeten Fasern (vgl. Kapitel 4.5) kein schnelles Anschalten¹ der Fallenstrahlen nach einer längeren Dunkelphase und damit kein Einfangen einer frei expandierenden Wolke. Die Fallenstrahlen wurden daher nur zur Absorptions-Detektion der Wolke kurz ausgeschaltet und während der gesamten Präparation der Wolke bereits mit einer Leistung betrieben, die für den Beginn der rein optischen Speicherphase benötigt wurde. Wie sich zeigte, stellt der Dauerbetrieb der Fallenstrahlen während der Präparation keinen Nachteil dar und kann zu sehr hohen Phasenraumdichten in der optischen Falle führen.

Ein Einfluss der optischen Falle auf die magneto-optische Falle bzw. auf das Dopplerkühlen in der Magnetfalle konnte nicht festgestellt werden. Da die Fallentiefe der optischen Falle auf $\lesssim k_B \cdot 100 \mu\text{K}$ begrenzt ist, konnten direkt im Anschluss an das Dopplerkühlen bei den noch hohen Temperaturen ($T \sim 200 \mu\text{K} > T_D = 124 \mu\text{K}$) und relativ niedrigen Dichten ($n_0 \sim 5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$) keine Atome in der Dipolfalle detektiert werden. Dies machte ein weiteres Kühlen durch RF-Evaporation der Atome nach dem Dopplerkühlen in der Magnetfalle erforderlich. Da die Evaporation in der optischen Falle bei einem sehr geringen Offsetfeld bzw. im $m_s = -3$ -Zustand wesentlich effizienter (vgl. Kapitel 3.5.2) als in der Magnetfalle sein sollte, wurden die Atome möglichst früh bei maximaler Strahlleistung in die rein optische Falle umgeladen.

Das Gesamtpotential der magnetisch-optischen Hybridfalle, die sich aus einem Laserstrahl (z-

¹Anschaltzeiten von etwa 1 s wurden gemessen.

	z-Strahl Falle	x-Strahl Falle	gekreuzte Falle
Leistung	$P_z = 7 \text{ W}$	$P_x = 6.3 \text{ W}$	$P_z = 3.4 \text{ W}$ $P_x = 3.2 \text{ W}$
Strahltaile	$\omega_{0,z} = 36.3 \pm 2.3 \mu\text{m}$	$\omega_{0,x} = 27.1 \pm 1.6 \mu\text{m}$	
Fallenfrequenzen	$\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 900 \text{ Hz}$ $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 6 \text{ Hz}$	$\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 1500 \text{ Hz}$ $\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 14 \text{ Hz}$	$\omega_x = 2\pi \cdot 600 \text{ Hz}$ $\omega_y = 2\pi \cdot 1300 \text{ Hz}$ $\omega_z = 2\pi \cdot 1100 \text{ Hz}$
Fallentiefe U_0/k_B	$70 \mu\text{K}$	$110 \mu\text{K}$	$90 \mu\text{K}$
Streurrate Γ_{str}	0.02 s^{-1}	0.03 s^{-1}	0.02 s^{-1}

Tabelle 6.1: Strahlparameter für die einzelnen Fallengeometrien bei typischen Strahlleistungen. Bei den Fallenfrequenzen handelt es sich um berechnete Werte. Die Gesamtlaserleistung wird in der gekreuzten Falle auf beide Strahlen aufgeteilt.

oder x-Strahl) und der magnetischen Falle zusammensetzt, ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Gezeigt sind das Hybridfallenpotential, bei dem durch die optische Falle im magnetischen Fallenpotential eine Vertiefung erzeugt wird, und die positionsabhängige Zeeman-Aufspaltung, die die Atome im Feld der Magnetfalle erfahren. Die Position der Resonanz der RF-Strahlung wird vom Magnetfeld vorgegeben. Wie Abbildung 6.2 zeigt, können die Atome in axialer Richtung des Laserstrahls bei gleicher Temperatur zu höheren magnetischen Feldern gelangen und werden bei der Evaporation daher früher als die Atome, die in radialer Richtungen oszillieren, entfernt. Dies stellt insbesondere ein Problem bei einer Temperatur des Ensembles dar, die kleiner als die entsprechende optische Fallentiefe ist. Hier kann die Evaporation nur noch eindimensional, entlang der axialen Richtung der optischen Falle erfolgen. In radialer Richtung kann die Resonanzbedingung nicht mehr erfüllt werden und die Verdampfungskühlung des Ensembles wird daher sehr ineffizient.

Werden die gekreuzten Strahlen der Magnetfalle überlagert, können die Atome bei der obigen Bedingung zunächst die Falle noch entlang der Strahlachsen verlassen. Sobald die Temperatur jedoch der Muldentiefe im optischen Potential entspricht, ist es nicht mehr möglich, Atome allein durch einen RF-Übergang zu entfernen, da das optische Potential in der Mulde in allen Raumrichtungen stärker als das magnetische Potential ist. In diesem Fall werden alle Unterezustände gehalten. Die Endfrequenz der RF-Rampe wurde daher in den Experimenten größer als die entsprechende optische Fallentiefe gewählt. Die Atome befinden sich dann bereits im optischen Potential und eine starke Depolarisierung der Wolke durch Atome, die nicht bei der Evaporation aus dem Fallenpotential entkommen können, wird bei der Präparation vermieden.

Da Verluste durch dipolare Relaxationsstöße bei der Präparation in der Hybridfalle wie in der reinen Magnetfalle vom Offsetfeld B_0 abhängen, wurde die Evaporation der Wolke in der Hybridfalle bei möglichst geringem Offsetfeld durchgeführt. Die Vertiefung im Potential der Hybridfalle führt im Vergleich zum einfachen Magnetfallenpotential zu einer sehr stark überhöhten Dichte im Fallenzentrum, die in diesem Bereich zu überdurchschnittlich hohen Verlusten führt. Das Verdampfen wird daher bei Verwendung einer nur auf das Magnetfallenpotential optimierten RF-Rampe ineffizienter. Der Vergleich der Endatomzahlen bei der Verdampfungskühlung² mit und ohne optische Falle zeigt, dass die Atomzahl beim Verdampfen in der Hybridfalle um 50%

²Die Endenergie der RF-Strahlung wurde dabei größer als die optische Fallentiefe gewählt.

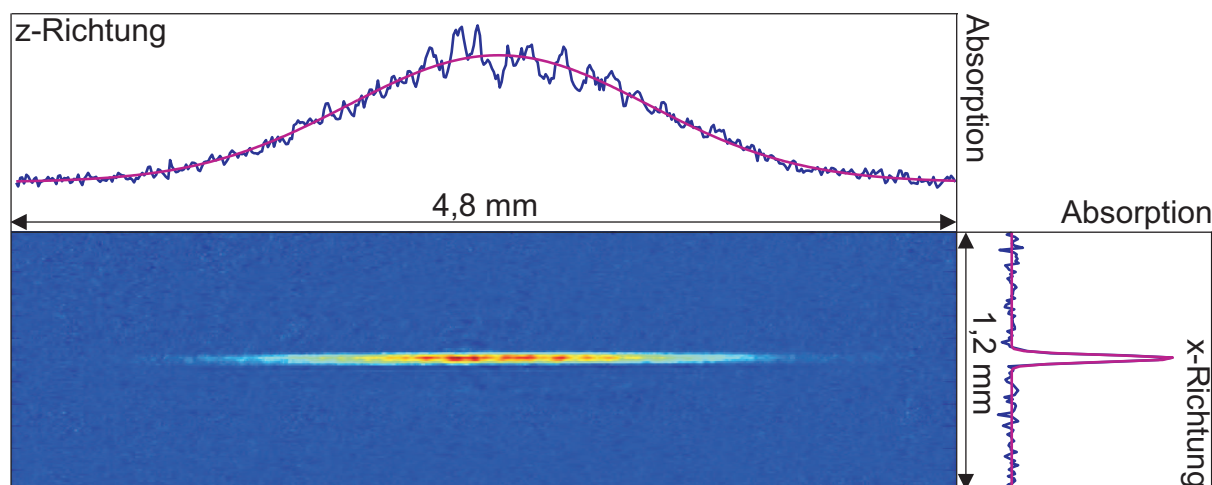


Abbildung 6.3: Falschfarbendarstellung der Absorption eines aus der optischen Falle (z-Strahl) freigelassenen Cr-Ensembles nach einer Flugzeit von $200 \mu\text{s}$. Ebenfalls dargestellt sind Schnitte durch das Maximum der Verteilung und an diese Daten angepasste Gauß-Funktionen.

reduziert ist. Erst mittels einer auf die Hybridfalle optimierten Verdampfungsrampe konnten eine Ausbeute von 85% der Atome (bezüglich der Atomzahl am Ende einer Verdampfungsrampe ohne optische Falle) erzielt werden.

Die Evaporation wurde in der Hybridfalle auf maximale Atomzahl in der z-Strahlfalle optimiert, da der z-Strahl Ausgangspunkt für die weiteren Experimente sein sollte. Der Volumenüberlapp dieses Strahls mit der Magnetfalle ist durch die gleiche Ausrichtung der schwachen Achse am größten und sollte damit zu einer maximalen Atomzahl in der Falle führen (vgl. Abbildung 6.1). Die Temperatur der Wolke in der Dipolfalle ist im wesentlichen durch deren Tiefe gegeben, somit wurde gleichzeitig auch die Phasenraumdichte optimiert. Je nach Justage des Fallenstrahls und der Laserleistung wurden bei den Messungen zwischen $2 \cdot 10^5$ und $1 \cdot 10^6$ Atome direkt nach dem Abschalten der Magnetfalle in der z-Strahl-Falle gemessen. Abbildung 6.3 zeigt eine typische Absorptionaufnahme der Cr-Wolke kurz ($200 \mu\text{s}$) nach dem Abschalten der Dipolfalle. Typische Werte direkt nach dem Verdampfungskühlen mit den einzelnen Strahlgeometrien sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Die Phasenraumdichte von $\rho = 4 \cdot 10^{-5}$, die in der z-Strahlfalle gemessen wurde, entspricht dabei der Phasenraumdichte nach dem letzten Evaporationsschritt in der Magnetfalle ($N = 1.5 \cdot 10^6$, $\rho = 4 \cdot 10^{-5}$).

Bemerkenswert ist die wesentlich höhere Phasenraumdichte in der gekreuzten Falle (vgl. Tabelle 6.2). Auf das Beladen der Falle in dieser Konfiguration wird in Abschnitt 6.2.2 eingegangen.

Am Ende der Verdampfungskühlung ist die radiale Fallenfrequenz in der Hybridfalle im Wesentlichen durch die radiale Fallenfrequenz der stärkeren optischen Falle gegeben ($\omega_{\text{rad}} = 2\pi \cdot 900 \text{ Hz}$). In axialer Richtung bestimmt hingegen die Magnetfalle die Ausdehnung der Wolke ($\omega_{\text{ax}} = 2\pi \cdot 42 \text{ Hz}$). Wird nun die Magnetfalle abgeschaltet, kommt es zur Expansion des Ensembles entlang der schwachen Fallenachse der optischen Falle ($\omega = 2\pi \cdot 6 \text{ Hz}$). Um Phasenraumverluste und einen Impulsübertrag auf die Atome des Ensembles beim Abschalten der Felder in der optischen Falle zu vermeiden, wurden die magnetischen Felder adiabatisch ($t \approx 700 \text{ ms} > 1/\omega_{\text{ax}}$) abgesenkt. Mit dieser Technik konnte ein großer initialer Verlust der Atomzahl verhindert werden.

	Atomzahl N in opt. Falle	Strahl- leistung P [W]	zentrale Dichte n_0 [cm^{-3}]	Phasenraum- dichte ρ
z-Strahl	$7.0 \cdot 10^5$	6.4	$2.5 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{-5}$
x-Strahl	$1.8 \cdot 10^5$	6.4	$2.1 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{-5}$
gekreuzte Falle	$3.3 \cdot 10^4$	$P_z=P_x=2.3$	$5.0 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.2: Typische Werte der Wolke in verschiedenen Fallengeometrien direkt nach dem Abschalten der Magnetfalle.

6.1.2 Bestimmung der Strahltaile ω_0

Entscheidend für die Berechnung der Dichte und der Fallentiefe ist die Bestimmung des minimalen Strahlradius ω_0 der einzelnen Fallenstrahlen. Die Strahltaile wurde mittels der CCD-Kamera außerhalb der Vakuumkammer ausgemessen und beträgt $32 \pm 5 \mu\text{m}$ im z-Strahl bzw. $28 \pm 5 \mu\text{m}$ im x-Strahl.

Diese Größe wurde auch aus der Oszillationsfrequenz ω_{ax} der Wolke in der Falle entlang der schwachen Fallenachse und der Strahlleistung P mittels :

$$\omega_0^3 = \frac{\lambda}{\pi \omega_{\text{ax}}} \sqrt{\frac{2\tilde{U}P}{m}}, \quad (6.1)$$

bestimmt (vgl. Gleichung (3.27)), wobei für Chrom bei $\lambda = 1064 \text{ nm}$ gilt: $\tilde{U} = 1.74 \cdot 10^{-37} \text{ Jm}^2\text{W}^{-1}$ (vgl. Kapitel 3.2). Die axiale Oszillation wurde durch instantanes Abschalten der magnetischen Falle angeregt. Der Schaltvorgang übertrug dabei einen axialen Impuls auf das Ensemble. Abbildung 6.4 zeigt die Bewegung des Maximums einer atomaren Wolke im Potential des x-Fallenstrahls bei einer Leistung $P_x = 3.8 \text{ W}$. Aus dem Fourierspektrum der Schwingung wurde die Oszillationsfrequenz $\omega_{\text{ax},x} = 8.9 \text{ Hz}$ abgelesen. Die schwache Dämpfung, die bei der Schwingung beobachtet wird, ist bereits ein Anzeichen, dass die Wolke in den anharmonischen Teil des Potentials vordringt. Die mit dieser Methode ermittelten minimalen Strahlradien des z- bzw. x-Strahls lauten $\omega_{0,z} = (38.5 \pm 0.8) \mu\text{m}$ und $\omega_{0,x} = (27.1 \pm 1.6) \mu\text{m}$. Abbildung 6.5 veranschaulicht die wurzelförmige Beziehung zwischen gemessener Strahlleistung und Fallenfrequenz des x-Strahls, die aufgrund von Gleichung (6.1) erwartet wird. Die Temperatur aus Flugzeitmessungen und die Breiten der Wolken in axialer Richtung legen für den z-Strahl eine etwas geringere Strahltaile nahe. Für die folgenden Berechnungen wurde daher für den z-Strahl ein Mittelwert aus beiden Methoden benutzt ($\omega_{0,z} = (36.3 \pm 3.1) \mu\text{m}$). Bei einem systematischen Fehler von 30% in der Atomzahl wird damit eine Unsicherheit von einem Faktor 2.2 in der Dichte und einem Faktor 2.4 in der Phasenraumdichte erwartet. Die mit diesen Tailen berechneten charakteristischen Strahlgrößen des z-, des x- und des gekreuzten Strahls sind in Tabelle 68 zusammengefasst.

6.1.3 Lebensdauer des Ensembles in der optischen Falle

Die Lebensdauer des Ensembles im $m_s = 3$ -Zustand in der optischen Falle ist äußerst gering ($< 10 \text{ s}$). Abbildung 6.6 zeigt zwei Lebensdauermessungen in der z-Strahlfalle. Dabei wurde die

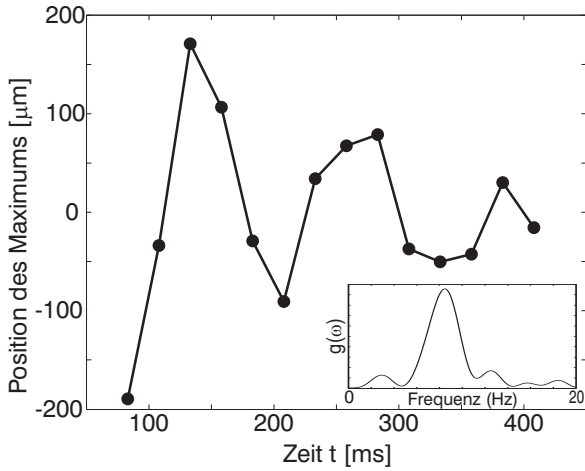


Abbildung 6.4: Axiale Oszillation einer im x-Strahl gespeicherten Cr-Wolke: Aufgetragen ist die Position des Maximums der mittels Absorptionstechnik aufgenommenen Dichteverteilung.

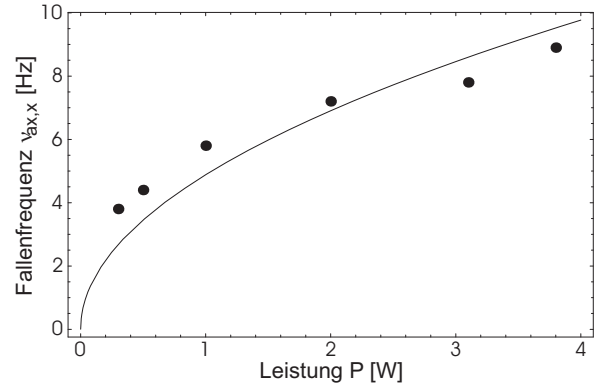


Abbildung 6.5: Abhängigkeit der Fallenfrequenz von der Strahlleistung. Eingezeichnet sind die Messdaten und die nach ν_{ax} aufgelöste und an die Daten angepasste Gleichung (6.1).

eine bei sehr geringem Offsetfeld³ $B_0 \approx 0$ G und die andere bei einem Offsetfeld $B_0 \approx 0.8$ G durchgeführt. Ein exponentieller Fit an die gemessenen Daten ergibt eine Lebensdauer von $\tau = 7 \pm 0.5$ s für die erste bzw. $\tau = 2.8 \pm 0.2$ s für die zweite Messung.

Die Lebensdauer durch Hintergrundgasstöße beträgt in unserem System $\tau_{hg} \sim 200$ s. Diese Stöße sind somit bei diesen Messungen vernachlässigbar. Die Berechnung der nicht-resonanten Streuung durch Licht des Fallenlasers (1064 nm) ergibt eine Streurrate von 0.01 s⁻¹ bei den verwendeten Laserleistungen ($P=6$ W) im Fallenzentrum (vgl. Kapitel 3.2). Messungen, bei denen die Laserleistung um 60% bei sonst identischen Bedingungen variiert wurde, ergaben identische Lebensdauern und bestätigen, dass nicht-resonante Streuung⁴ als dominanter Verlustmechanismus auf dieser Zeitskala ausgeschlossen werden kann.

Die Abhängigkeit des Zerfalls vom Magnetfeld und die nicht perfekte Übereinstimmung der exponentiellen Anpassung an die Daten, die bei hohem Offsetfeld gemessen wurden, legen die dipolare Relaxation als Verlustkanal nahe. Durch die Anpassung der Zweikörperzerfallsgleichung (5.4) konnte eine Zerfallskonstante $\beta_{dr} \approx 2.0 \cdot 10^{-12}$ cm³/s für den Zerfall bei $B_0 \approx 0.8$ G ermittelt werden. Der mit Gleichung (5.7) berechnete Wert, der den Verlust von beiden Atomen während einer Kollision berücksichtigt, beträgt $\beta_{dr}^{\circ} = 4.4 \cdot 10^{-12}$ cm³/s und liegt innerhalb der Fehlergrenzen⁵.

Die berechneten Ratenkonstanten bei $B_0 \approx 0$ G für dipolare Relaxation $\beta_{dr}^{\circ} = 4.6 \cdot 10^{-13}$ cm³/s und für Teilchenevaporation $\beta_{ev} = \langle \sigma_{el} v \rangle_{therm} \cdot e^{-\eta} = 4 \cdot 10^{-13}$ cm³/s (vgl. Kapitel 26), die als

³In den Experimenten war es leider nicht möglich das Magnetfeld absolut auszumessen. Es wird jedoch angenommen, dass die längste Lebensdauer des Ensembles in der optischen Falle bei einem Offsetfeld von $B_0 \approx 0$ G gemessen wurde.

⁴Durch nicht-resonante Streuung werden Atome in der Falle aufgeheizt. Die damit verbundene Lebensdauer τ ist proportional zu $1/\Gamma_{str} \propto 1/P$.

⁵Die Konstante β_{dr} konnte durch die Messung etwa auf einen Faktor 2.5 genau bestimmt werden.

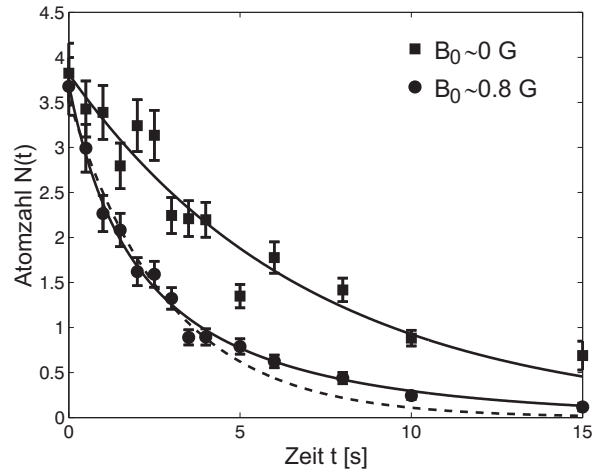


Abbildung 6.6: Lebensdauermessungen des Ensembles im $m_s = 3$ -Zustand in der z -Strahl Falle bei den Offsetfeldern $B_0 \approx 0$ G bzw. $B_0 \approx 0.8$ G. Die durchgezogenen Linien sind angepasste Kurven an die Einkörper- ($B_0 \approx 0$ G) bzw. Zweikörperzerfallsgleichung ($B_0 \approx 0.8$ G). Zusätzlich wurde für $B_0 \approx 0.8$ G eine angepasste Einkörperzerfallskurve (gestrichelte Kurve) eingezeichnet.

Zweikörperprozesse in Frage kommen, erfolgen bei der Anfangsdichte von $n_0 = 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ auf der Zeitskala der Messdauer ($1/[(\beta_{\text{dr}}^{\circ} + \beta_{\text{ev}})\bar{n}] \sim 13$ s) und erklären die gute Übereinstimmung der Daten mit der Einkörperzerfallskurve.

Ein weiteres Indiz, dass die kurze Lebensdauer auf Zweikörperstöße zurückgeführt werden kann, sind die unterschiedlichen Abschneideparameter $\eta = U_0/k_B T$ bei den verschiedenen Offsetfeldern. Der Abschneideparameter kann über die axiale Breite σ_z des Ensembles bestimmt werden. Gemäß Gleichung 3.46 gilt:

$$\eta = \frac{\pi^2 \omega_0^4}{2\lambda^2 \sigma_z^2}. \quad (6.2)$$

Nach einer kurzen Thermalisierung ist der Abschneideparameter in etwa konstant und beträgt $\eta \approx 6$ (bei $B_0 \approx 0$ G) bzw. $\eta \approx 7$ (bei $B_0 \approx 0.8$ G). Bei gleicher Potentialtiefe bedeutet ein niedriger Wert von η bei kleinen Offsetfeldern eine höhere Temperatur der Wolke. Der Unterschied in der Temperatur könnte daher kommen, dass dipolare Relaxationsstöße im geringen Offsetfeld zu einem zusätzlichen Heizen in der Wolke führen, da die gewonnene Energie nicht ausreicht, um die Kollisionsprodukte aus der Falle zu entfernen. Die Energie wird dann auf das Ensemble übertragen.

Es konnte zu diesem Zeitpunkt nicht ganz ausgeschlossen werden, dass die kurze Lebensdauer von 7 s auch auf technische Probleme zurückzuführen ist. Schwankungen, insbesondere auf der Zeitskala der schwachen Fallenachse (0.07-0.2 s), können zum parametrischen Heizen der Wolke [120] und damit zum Atomverlust führen. Mögliche Ursachen sind:

- Intensitätsschwankungen des Laserlichts:
Fluktuationen der Lichtintensität des Faserlasers wurden nicht beobachtet. Durch thermische Effekte der verwendeten Fasern, mit denen das Licht vom Laser zur Kammer transfe-

riert wurde, wurden Fluktuationen auf der Intensität im Hz-Bereich beobachtet. Auf der Zeitskala der radialen Fallenfrequenz wurden dagegen keine Schwankungen gemessen.

- Strahlstabilität:

Die radiale Strahlstabilität wurde mittels einer $10\ \mu\text{m}$ -Blende, die im Strahlfokus positioniert wurde, bestimmt. Aus den mit einer Photodiode gemessenen Intensitätsschwankungen des Laserlichts konnte jedoch keine Positionsschwankung auf der Zeitskala der radialen Fallenfrequenz festgestellt werden. Die axiale Verschiebung des Fokus wurde nicht vermessen. Durch z.B. thermische Effekte im Faserkoppler oder durch Vibrationen im Aufbau auf der Zeitskala der axialen Fallenfrequenz kann es auch hier zum Atomverlust kommen.

Die oben bereits erwähnte Messung der Lebensdauer bei unterschiedlichen Strahlleistungen, bei der kein Unterschied in den Lebensdauern festgestellt wurde, schließt Verluste durch eine Überhöhung des spektralen Rauschens bei einer einzelnen Frequenz aus. Neuere Messungen [29] zeigen nun eindeutig, dass der limitierende Faktor der Lebensdauer in der optischen Falle im $m_s = 3$ -Zustand auf unter 10s durch dipolare Relaxation gegeben ist und bestätigen damit die bereits oben angesprochenen Indizien.

6.2 Phasenraumdicteerhöhung in der Dipolfalle

In den folgenden Messungen wurden erste Erfahrungen mit Techniken zur Phasenraumdicteerhöhung in der optischen Falle gesammelt, die in den nächsten beiden Abschnitten diskutiert werden sollen. Zunächst wird auf die Verdampfungskühlung in der optischen Falle und im Anschluss daran auf den Phasenraumdictegewinn durch die Verformung des Fallenpotentials eingegangen.

6.2.1 Verdampfungskühlung in der optischen Dipolfalle

Durch die Variation der Laserleistung P verändert man in der optischen Dipolfalle nicht nur die Potentialtiefe ($\propto P$), sondern auch das Volumen ($\propto P^{-3/4}$), das das gespeicherte Ensemble in der Falle einnimmt. Wird die Laserleistung adiabatisch abgesenkt ($\dot{P}/P \ll \omega_{\text{rad}}$), reduziert sich somit auch die Temperatur ($\propto P^{1/2}$). Die Potentialtiefe verringert sich also wesentlich schneller mit der Leistung als die Temperatur und ermöglicht dadurch im Experiment die Verdampfungskühlung durch einfaches Reduzieren der Laserleistung. Die Variation der Laserleistung P und die zeitliche Entwicklung der Ensembleparameter während einer optimierten Verdampfungsrampe sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Die Messungen wurden an einem Cr-Ensemble in „Schwachfeld-suchenden“ $m_s = 3$ -Zuständen in der z-Strahl-Falle durchgeführt.

Zum Start der Verdampfungskühlung wurde ein Ensemble mit $2.7 \cdot 10^5$ Atomen in der Dipolfalle bei maximaler Strahlleistung und möglichst geringem Offsetfeld präpariert. Zu diesem Zeitpunkt ergaben die Dichte $n_0 = 1.8 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$ und die Temperatur $T=9.3\ \mu\text{K}$ eine Phasenraumdicte von $\rho = 9 \cdot 10^{-5}$. Anschließend wurde die Laserleistung in drei Rampenschritten jeweils um die Hälfte reduziert. Optimiert wurde dabei die Dauer jedes einzelnen Schritts auf Phasenraumdictegewinn pro Atomverlust (vgl. Gleichung 5.13). In Abbildung 6.7 sind die zeitlichen Entwicklungen der physikalischen Größen zusammengefasst.

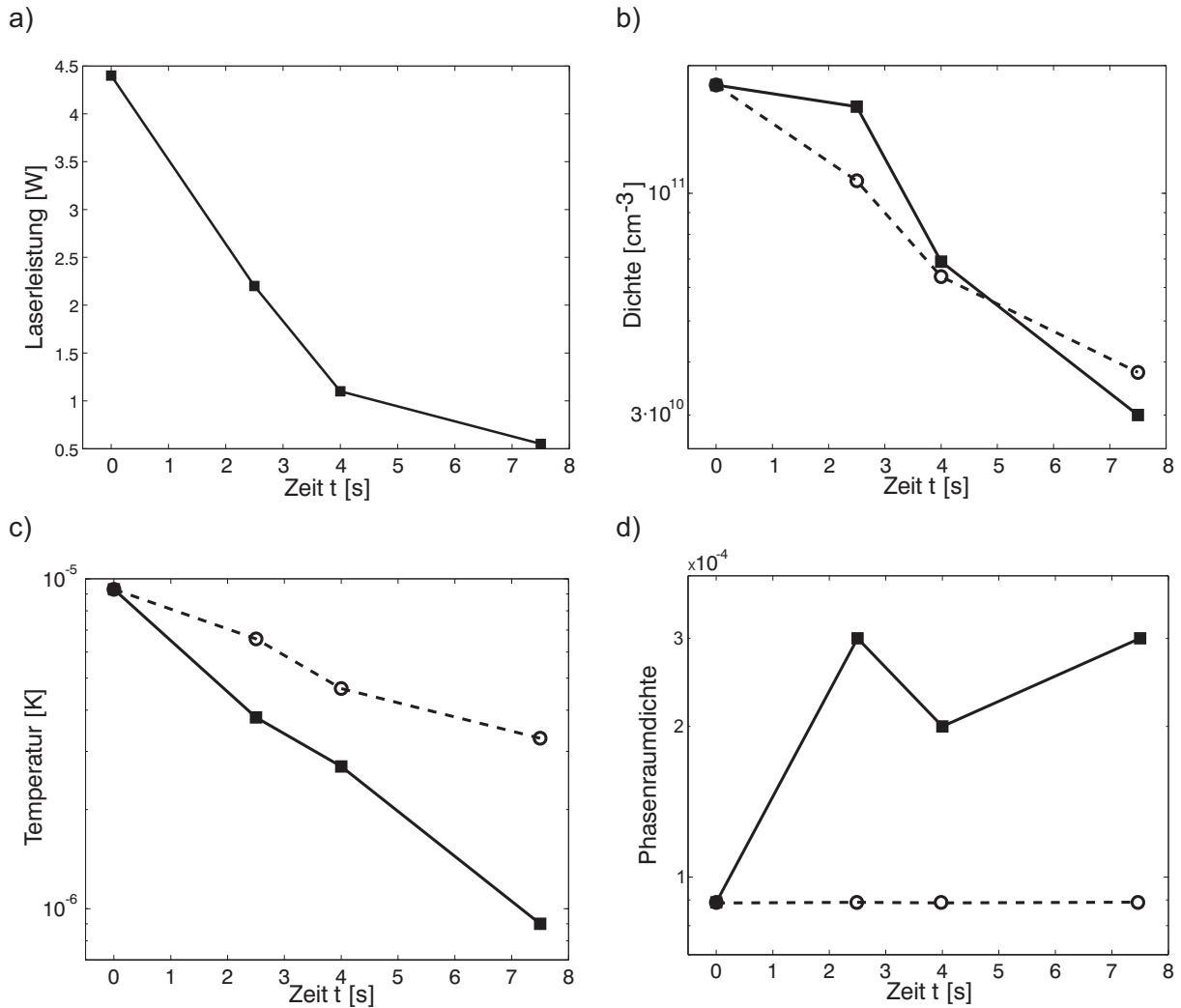


Abbildung 6.7: Verdampfungskühlung in der optischen z-Strahlfalle bei $B_0 \sim 0$: Dargestellt ist der zeitliche Verlauf a) der Laserleistung, b) der Dichte, c) der aus Flugzeitmessungen bestimmten Temperatur und d) der Phasenraumdicke des Ensembles. In Darstellung b) und c) sind zusätzlich der erwartete Verlauf (\circ) von Temperatur und Dichte bei einer adiabatischen Dekompression ($dp/dt = 0$) der Falle eingezeichnet.

Die Phasenraumdicke konnte in diesem Versuch um einen Faktor 3 gesteigert werden. Während sich die Dichte wie bei einer rein adiabatischen Volumenänderung⁶ verhält, kann im Verlauf der Temperatur ein Abweichen davon beobachtet werden. Dies zeigt, dass eine Verdampfungskühlung stattgefunden hat. Die gemessenen Daten zeigen bereits die Limitation der Verdampfungskühlung in der optischen Falle im $m_s = 3$ -Zustand auf. Aufgrund der Volumenvergrößerung, der Verluste und der Abnahme der Temperatur der atomaren Wolke reduziert sich die für die Verdampfungskühlung essentielle elastische Stoßrate. Im betrachteten Fall wurde mit einer elastischen Stoßrate von $\Gamma_{el} = 77 \text{ s}^{-1}$ gestartet; nach dem letzten Rampenschritt betrug sie nur noch 4 s^{-1} . Die Verdampfungskühlung kommt somit zum Erliegen.

⁶Die Dichte nimmt im Versuch durch die Verluste wesentlich schneller ab als in den Berechnungen in Kapitel 3.5.2, in denen keine Verluste einbezogen wurden.

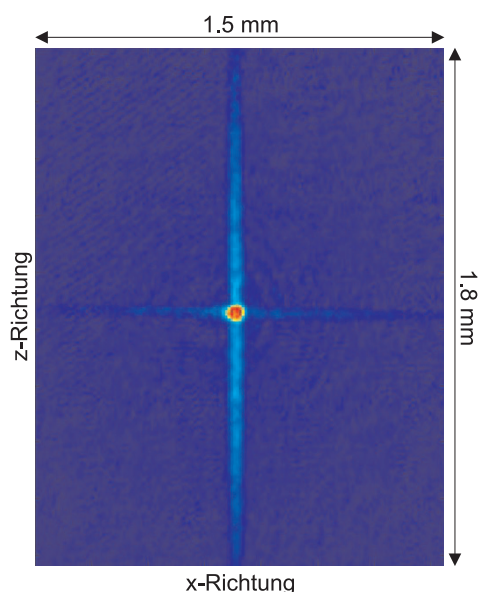


Abbildung 6.8: CCD-Kamerabild der gekreuzten optischen Falle. Die Falschfarbendarstellung zeigt die Absorption der atomaren Wolke in der optischen Falle. Die Atome wurden dabei durch RF-Evaporation in die Falle hineingekühlt. Die optische Dichte ist im Kreuzungspunkt der beiden Fallenstrahlen deutlich überhöht zu erkennen.

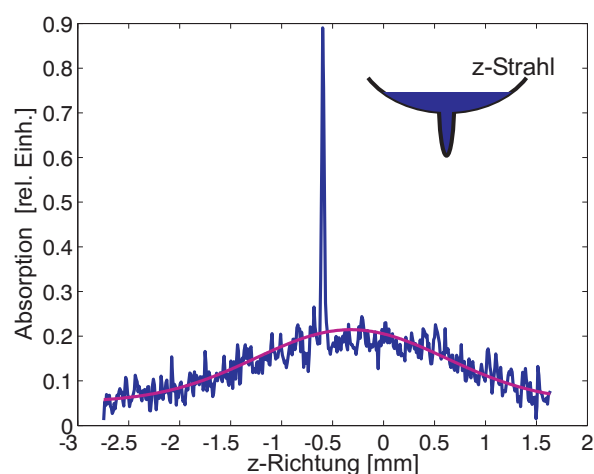


Abbildung 6.9: Schnitt durch die in Abbildung 6.8 dargestellte gekreuzte optische Falle entlang des z-Strahls. Die Atome in der Vertiefung erzeugen ein um Faktor 4.5 überhöhtes Signal.

Aus der Temperatur und den Fallenparametern errechnet sich am Ausgangspunkt der Rampe ein Abschneideparameter von $\eta = 4.5$. Die äußerst einfachen Skalierungsgesetze der Verdampfungskühlung in einer Dipolfalle von O’Hara et al. [136] (vgl. Abschnitt 3.5.2) gehen von $\eta \sim 10$ aus. Da dies hier nicht gegeben ist, stellen sie hier eine sehr optimistische Abschätzung dar, bei der Zweikörperstöße vernachlässigt werden. Sogar unter diesen optimistischen Annahmen kann die Kondensation mit diesen Startparametern erst nach einer Zeit, die dem Hundertfachen der gemessenen Lebensdauer entspricht, erreicht werden. Es ist daher zwingend notwendig die Lebensdauer und die Dichte soweit zu steigern, dass die Kondensation innerhalb der Lebensdauer des Ensembles erzielt werden kann.

6.2.2 Verformung des Fallenpotentials

In Abschnitt 22 wurde darauf hingewiesen, dass durch die Verformung des Fallenpotentials die Spitzenphasenraumdichte n_0 des Ensembles ebenfalls gesteigert werden kann. Der Phasenraum-dichtegewinn kann im Prinzip beliebig groß ausfallen. Entscheidend sind dabei das Verhältnis des Volumens der Mulde zum Fallenvolumen und die Tiefe der Mulde U (vgl. Gleichung 3.32). Zur Realisierung einer solchen Mulde im Hauptstrahl der Dipolfalle wurde der x-Strahl im Experiment benutzt. Die Strahlparameter bei typischen Strahlleistungen beider Strahlen sind in Tabelle 68 zusammengefasst. Die Strahlauftteilung zwischen Haupt- und x-Strahl erfolgt über die nullte und erste Ordnung eines akusto-optischen Modulators (AOM) (vgl. Kapitel 4.5).

Die gekreuzte Falle wurde sowohl während der RF-Evaporation in der Magnetfalle als auch nach dem Abschalten der Magnetfalle durch Umverteilen der Strahlleistung aus dem z-Strahl in den

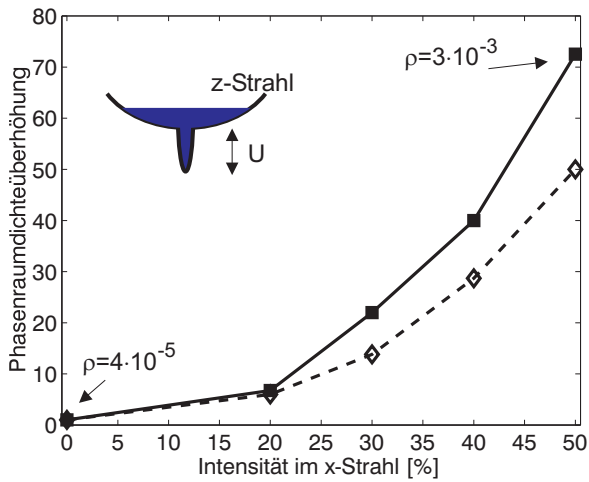


Abbildung 6.10: Überhöhung der Phasenraumdichte in der Mulde des optischen Potentials nach dem Einschalten des x-Strahls bezüglich der Phasenraumdichte in der z-Strahl-falle (■). Die Atome befinden sich bei der Messung im $m_s = 3$ -Zustand. Die Laserleistung wurde bei diesem Vorgang von 100 % im Hauptstrahl auf die angegebene Prozentzahl im x-Strahl (Vertiefungsstrahl) innerhalb von 800 ms umverteilt. Die Rauten (◇) sind Vorhersagen, die mit dem Zweivolumenmodell (vgl. Kapitel 22) berechnet wurden.

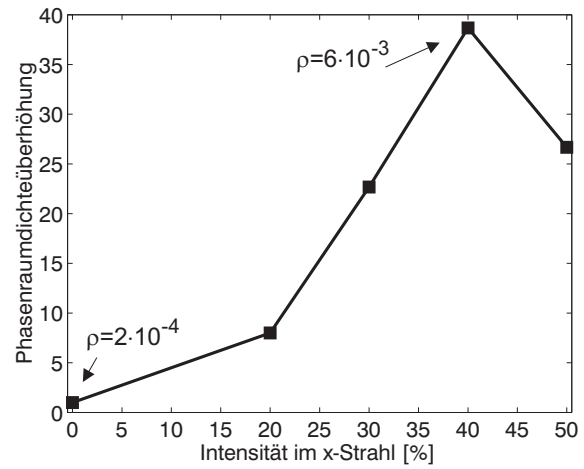


Abbildung 6.11: Phasenraumdichte durch das Beladen der gekreuzten Falle mit RF-Evaporation in Abhängigkeit der Leistungsaufteilung zwischen den Strahlen direkt nach dem Beladen der Falle.

x-Strahl beladen. In Abbildung 6.8 ist eine Falschfarbendarstellung der gekreuzten Falle, die während der RF-Evaporation beladen wurde, zu sehen. Deutlich ist die Zunahme der Dichte im Kreuzungsbereich der beiden Strahlen in der Mulde des Fallenpotentials zu erkennen. Abbildung 6.9 zeigt einen Schnitt entlang des z-Strahls durch die Wolke. Die optische Dichte ist gegenüber den z-Strahlarmen um einen Faktor 4.5 überhöht. Die Atomzahl in der Mulde beträgt bei der Aufnahme $3.3 \cdot 10^4$. Die zentrale Dichte, die über die Fallenparameter unter der Annahme perfekt gekreuzter Strahlen berechnet wurde, konnte damit bei der aufgenommenen Wolke auf $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ im Fallenzentrum gesteigert werden.

Zunächst soll die Phasenraumdichteerhöhung durch die Umverteilung der Strahlleistung betrachtet werden. Zu diesem Zweck wurde das atomare Ensemble in der z-Strahl-falle präpariert. Die zentrale Phasenraumdichte betrug zu diesem Zeitpunkt $\rho = 4.2 \cdot 10^{-5}$. Durch das Umverteilen eines Teils der Strahlleistung auf den x-Strahl in 800 ms konnte diese Größe bis auf $\rho = 2.9 \cdot 10^{-3}$ gesteigert werden. Abbildung 6.10 zeigt die Überhöhung der zentralen Phasenraumdichte im Bezug auf die zentrale Phasenraumdichte ohne x-Strahl bei unterschiedlichen Strahlleistungen im x-Strahl⁷. Bei einer Strahlaufteilung von 50% betrug die zentrale Dichte $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Ebenfalls eingezeichnet ist die mit Gleichung 3.32 erwartete Überhöhung der Phasenraumdichte

⁷Die Temperatur der Wolke wurde aus der Größe der Wolke im z-Fallenarm bestimmt. Bei Bildern mit Intensitäten >50% im x-Strahl konnte die Temperatur nicht mehr ausgewertet werden.

te bei adiabatischer Verformung des Fallenpotentials unter der Annahme, dass die Temperatur des Ensembles näherungsweise konstant geblieben ist. Die Abnahme der Leistung im z-Strahl bei der Umverteilung der Gesamtleistung führt zur Verdampfungskühlung und damit zu einer Reduktion der Temperatur und einer stärkeren Zunahme der zentralen Phasenraumdicke im Experiment als in der Berechnung erwartet wird.

Der Atomanzahlzerfall in der Mulde findet auf der Zeitskala des Zerfalls der Atomanzahl in einer reinen z-Strahlfalle statt. Vermutlich wird der höhere Verlust an Atomen aufgrund der größeren Dichte im Bereich der Mulde durch Atome aus den Armen ausgeglichen.

Abbildung 6.11 zeigt die zentrale Phasenraumdicke bei verschiedenen Strahlaufteilungen nach dem Beladen der Falle durch RF-Kühlung in der Hybridfalle. Die Strahlaufteilung wurde dabei während der kompletten Sequenz beibehalten. Die zentrale Dichte konnte bei der Messung von $4.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ in der z-Strahlfalle auf $8.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ bei 40% der Strahlleistung im x-Strahl gesteigert werden. Maximal konnte die zentrale Phasenraumdicke dabei um etwa einen Faktor 40 gesteigert werden.

Beide Ladeschemen zeigen, dass durch die Verformung des harmonischen Fallenpotentials mit sehr einfachen Mitteln die Dichte und damit die Phasenraumdicke lokal drastisch erhöht werden kann. Die durch diese Technik erreichten Dichten sind jedoch noch nicht ausreichend, um innerhalb der Lebensdauer des atomaren Ensembles in der Falle die Kondensation durch Verdampfungskühlung zu erlangen.

6.3 Präparation des $m_s = -3$ -Spinzustandes

Präpariert man das Ensemble im $m_s = -3$ -Spinzustand und sorgt durch ein Offsetfeld $B_0 > k_B T / 2\mu_B$ dafür, dass Atome durch thermische Anregung nicht in ein anderes Zeeman-Niveau gelangen können, so sind dipolare Relaxations- und spinändernde Stöße ausgeschlossen. Die Dichte sollte dann ohne Zweikörperverluste durch die Verformung des Fallenpotentials wesentlich stärker erhöht werden können. Reicht diese Erhöhung der Dichte noch nicht aus, um innerhalb der Lebensdauer die Kondensation zu erreichen, so kann eine für diesen Zustand theoretisch vorhergesagte Feshbach-Resonanz bei $B_0 \approx 200 \text{ G}$ verwendet werden, um die elastische Streurrate zu erhöhen. Die benötigte Zeit für den Verdampfungsvorgang lässt sich damit wesentlich verringern und die Kondensation sollte erzwungen werden können.

Die Bevölkerung des $m_s = -3$ -Zustandes kann mittels eines Landau-Zener-Übergangs (vgl. Kapitel 3.4) erfolgen. Dabei ist jedoch zu beachten, dass der Grad der Polarisierung des Ensembles durch einen solchen Übergang höchstens beibehalten werden kann. Der kohärente Übergang zwischen den Unterzuständen kann nicht zur Polarisierung des Ensembles führen. Nimmt man die Besetzungen der Unterzustände, die nach der RF-Evaporation in der Magnetfalle mittels Stern-Gerlach-Bildern bestimmt wurden, so sind neben dem $m_s = 3$ -Zustand die $m_s = 2, 1$ -Zustände bereits zu 20% besetzt (vgl. Kapitel 5.1.4). Eine weitere Besetzung dieser und weiterer Zustände durch Zweikörperstöße in der optischen Falle wird während des Abschaltvorgangs der Magnetfalle bzw. während des Landau-Zener-Übergangs und durch einen imperfekten Landau-Zener-Übergang erwartet⁸. Maximal wurde deshalb mit einer Besetzung des $m_s = -3$ -Zustandes

⁸Die Wolke konnte jedoch nicht mittels der Stern-Gerlach-Abbildung untersucht werden, da der für die Abbildung benötigte Feldgradient nicht schnell genug aufgebaut werden konnte. Bei Untersuchungen in der Magnetfalle kann der Gradient der Falle beim Abschalten ausgenutzt werden (vgl. 5.1.4).

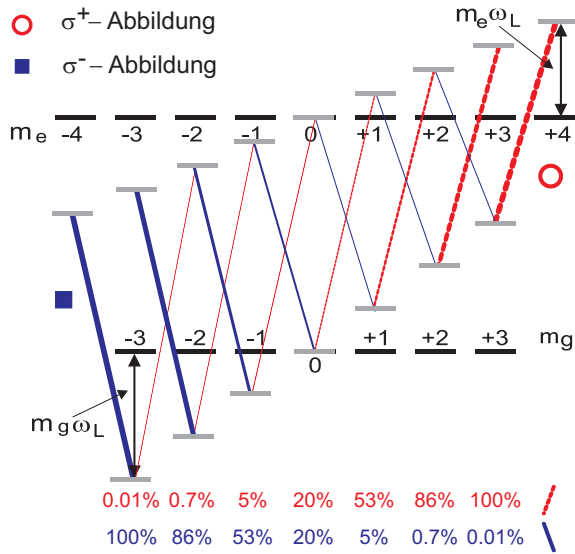


Abbildung 6.12: Übergänge durch den Absorptionsstrahl bei der σ^+ - bzw. σ^- -Abbildung. Der Laserstrahl ist jeweils resonant mit dem Übergang $m_g = 3 \rightarrow m_e = 4$ bzw. $m_g = -3 \rightarrow m_e = -4$. Die Angaben in Prozent geben den Beitrag zum Absorptionssignal eines Atoms in einem entsprechenden Unterzustand bezüglich des resonanten Übergangs an. Berücksichtigt bei den Angaben ist das optische Pumpen während einer Belichtungszeit von $100 \mu\text{s}$ bei den jeweils eingestellten Absorptionsstrahl- und Magnetfeldparametern.

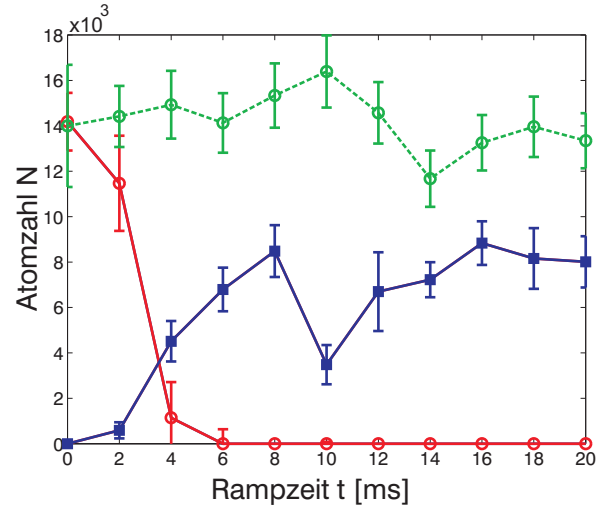


Abbildung 6.13: Landau-Zener-Übergang: Dargestellt sind aus σ^+ - bzw. σ^- -Absorptionssignalen bestimmte Atomzahlen in einer gekreuzten Falle nach einem Landau-Zener-Übergang. Variiert wurde bei der Messung die Dauer der RF-Rampe. Die Symbole entsprechen der jeweiligen Abbildungstechnik aus Abbildung 6.12. Zusätzlich ist eine Referenzmessung dargestellt (Daten, die mit der gestrichelten Linie verbunden sind), in der keine RF-Frequenz eingestrahlt wurde.

von 70% gerechnet. Dipolare Relaxationsstöße sollten nun bei einem Offsetfeld $B_0 > 2 \cdot U_0/2\mu_B$ zur „Reinigung“ der Polarisation führen. Im ungünstigsten Fall würden alle „falsch“-besetzten Atome durch einen dipolaren Relaxationsstoß mit einem Atom im $m_s = -3$ -Zustand inklusive dieses Atoms aus der Falle entfernt werden. Die ursprünglich in die Dipolfalle transferierte Atomzahl wäre dann auf 40% reduziert.

Zur Untersuchung der Besetzung der Zustände wurden die Polarisation und die Verstimmung des Abbildungslichtes bei der Absorptionsabbildung (vgl. 4.6) herangezogen. In Abbildung 6.12 sind die Übergänge bei einer σ^+ - bzw. σ^- -Abbildung dargestellt. Die Frequenz des Lasers ($\delta = -2.5\Gamma$ bzw. $\delta = 2.5\Gamma$) wurde bei den jeweiligen Abbildungen so eingestellt, dass der Übergang $m_g = 3 \rightarrow m_e = 4$ bzw. $m_g = -3 \rightarrow m_e = -4$ mit dem Laser bei angelegtem Abbildungsfeld ($B_{\text{abb}} \approx 9 \text{ G}$) resonant ist. Da Atome aus unterschiedlichen Unterzuständen zum Absorptionssignal beitragen, ist mit dieser Methode die Bestimmung der absoluten Besetzung der einzelnen m_s -Unterzustände nicht möglich. Aus den Signalen kann jedoch auf die relative Besetzung der positiven gegenüber den negativen m_s -Zuständen geschlossen werden.

Abbildung 6.13 zeigt die Optimierung des Landau-Zener-Übergangs in einer gekreuzten Falle. Während der Messung wurde die Rampenzeit, mit der die RF-Frequenz um 1 MHz über die Resonanz abgesenkt wurde, variiert. Das Offsetfeld betrug bei der Messung etwa 0.8 G . Die Kreise, die mit einer gestrichelten Linie verbunden sind, symbolisieren dabei die Messung ohne

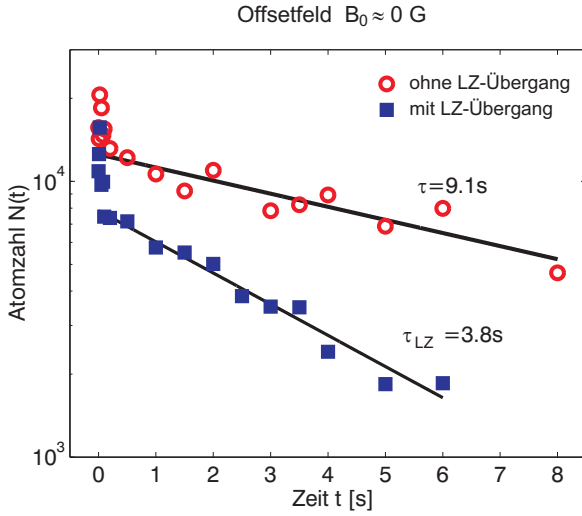


Abbildung 6.14: Lebensdauerermessung in der gekreuzten Falle vor (○) und nach (■) dem Landau-Zener-Übergang bei $B_0 \sim 0$ G.

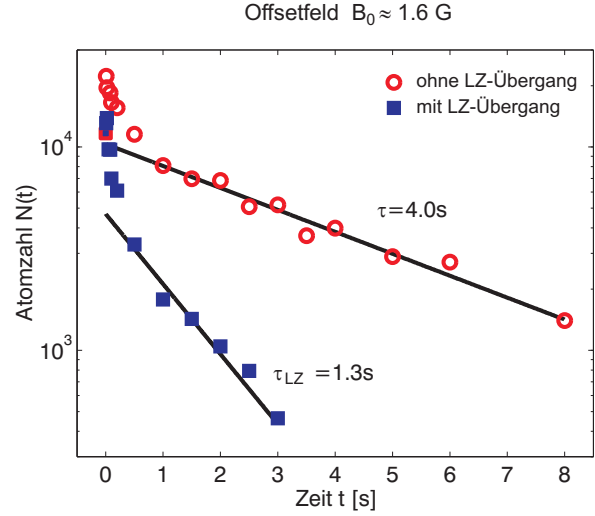


Abbildung 6.15: Lebensdauerermessung in der gekreuzten Falle vor (○) und nach (■) dem Landau-Zener-Übergang bei $B_0 \sim 1.6$ G.

Einstrahlen der RF-Frequenz. Die Kreise, die mit einer durchgezogenen Linie verbunden sind, wurden mit Einstrahlen der RF-Frequenz aufgenommen. Wurde die Frequenz instantan vom Start- auf den Endwert umgesetzt, blieb die Verteilung erhalten. Bereits eine Rampenzeit von 6 ms reichte aus, um die Besetzung, die mit σ^+ -Licht nachgewiesen werden kann, zum Verschwinden zu bringen. Wurde mit σ^- -Licht abgebildet, konnte bis zu 65% des zuvor erzielten Signals beobachtet werden. D.h. wenn man davon ausgeht, dass während des Übergangs keine Atome verloren gegangen sind, so müssen sie auf die Zustände $m_s = 0, -1$, die nicht besonders gut von der Abbildungstechnik wahrgenommen werden können, umverteilt worden sein. Der Grad der Polarisation hat demnach wesentlich stärker abgenommen als erwartet. Der Landau-Zener-Übergang wurde auch in der z-Strahlfalle optimiert, es konnte jedoch kein besser polarisiertes Ensemble präpariert werden. Möglicherweise stören Stöße zwischen den Atomen den Übergang.

In [Abbildung 6.14](#) und [Abbildung 6.15](#) sind Lebensdauerermessungen in der gekreuzten Falle bei $B_0 \sim 0$ G und $B_0 \sim 1.6$ G vor und nach dem Landau-Zener-Übergang gegenübergestellt. Die Lebensdauer reduziert sich im $m_s = 3$ -Zustand (wie bereits in [Abschnitt 6.1.3](#) diskutiert) durch dipolare Relaxation von 9.1 s auf 4.0 s beim Erhöhen des Magnetfeldes. Unerwarteterweise sind die Lebensdauern nach dem Landau-Zener-Übergang jeweils kürzer (3.8 s bzw. 1.3 s) als vor dem Übergang. Eine „Reinigung“ der Polarisation und eine damit verbundene lange Lebensdauer bei hohem Offsetfeld nach dem Landau-Zener-Übergang konnte nicht beobachtet werden. Statt dessen muss nach dem Übergang von einem Spingemisch ausgegangen werden. Die Ursache für die kürzere Lebensdauer konnte bisher noch nicht abschließend geklärt werden. Zusätzliche inelastische Zerfallskanäle können zu größeren Verlusten führen. Neben dipolaren Relaxationsstößen zwischen Atomen in den unterschiedlichen magnetischen Unterzuständen können Dreikörperrekombinationsstöße durch möglicherweise sehr große bzw. durch Feshbach-Resonanzen überhöhte Streulängen zwischen den magnetischen Unterzuständen auftreten.

Diese Beobachtungen werden nochmals in [Abbildung 6.16](#) zusammengefasst. Hier wurde jeweils

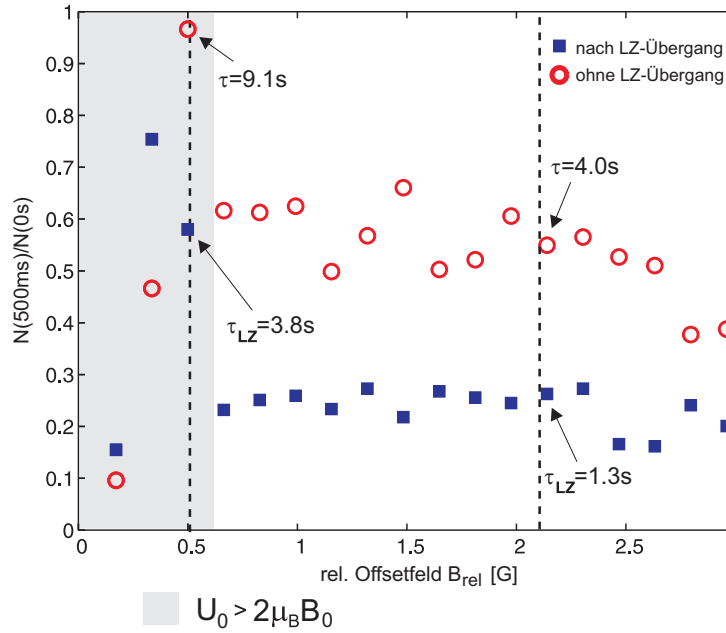


Abbildung 6.16: Magnetfeldabhängiger Verlust: Atomzahl nach einer Lebensdauer von 500 ms in der optischen Falle normiert auf die Atomzahl nach 0 s Lebensdauer. In der Darstellung ist ein relatives Offsetfeld B_{rel} angegeben. Es wird davon ausgegangen, dass aufgrund der dipolaren Relaxation die längsten Lebensdauern bei einem Offsetfeld $B_0 \sim 0$ G ($B_{rel} \sim 0.5$ G) gemessen werden.

nach 500 ms bei unterschiedlichen Offsetfeldern die Atomzahl mit und ohne dem Landau-Zener-Übergang in der gekreuzten Falle $N(t = 500 \text{ ms})$ ermittelt und auf Startatomzahl $N(t = 0 \text{ s})$ normiert. Dieses Verhältnis ist somit ein Maß für den initialen Zerfall bei den entsprechenden Offsetfeldern. Eingezeichnet mit gestrichelten Linien sind die Positionen, an denen die Lebensdauerermessungen aus Abbildung 6.14, 6.15 durchgeführt worden sind⁹. Die Abnahme der Lebensdauer mit zunehmenden Offsetfeldern, wird sowohl mit als auch ohne Landau-Zener-Übergang auf die dipolare Relaxation eines nicht vollständig spinpolarisierten Ensembles zurückgeführt. Durch den sehr geringen Energiegewinn durch diese Stöße in der Nähe von 0 G können die Kollisionsprodukte die Falle nicht mehr verlassen und führen in diesem Bereich zu höheren Lebensdauern. Der sehr rasche Abfall des Verhältnisses bei noch kleineren Werten des relativen Offsetfeldes wird Verlusten durch den Nulldurchgang des Magnetfeldes angelastet. Neuere Messungen [29], in denen durch optisches Pumpen¹⁰ ein nahezu perfekt polarisiertes Ensemble im $m_s = -3$ -Zustand präpariert wurde, zeigen jedoch, dass wie erwartet im $m_s = -3$ -Zustand die dipolare Relaxation unterdrückt werden kann, was zu Lebensdauern von ca. 150 s führte.

⁹Das relative Offsetfeld $B_{rel} \sim 0.5$ G (bzw. 2.1 G) in der Abbildung entspricht einem Offsetfeld $B_0 \sim 0$ G (bzw. ~ 1.6 G).

¹⁰Der für diesen Prozess benötigte Laser konnte erst, nachdem die Experimente dieser Arbeit abgeschlossen waren, fertiggestellt werden.

6.4 Schlussfolgerungen

Zur Speicherung der Atome im energetisch tiefsten Zustand ($m_s = -3$) wurde eine optische Falle in den Aufbau integriert. Es gelang es bis zu $1 \cdot 10^6$ Atome in einen einzelnen Fallenstrahl (z-Strahlfalle) und $4 \cdot 10^4$ Atome in die gekreuzte Falle aus der magnetisch-optischen Hybridfalle zu transferieren.

Die Lebensdauer der Atome im $m_s = 3$ -Zustand in der Falle ist bei sehr geringem Offsetfeld ($B_0 \approx 0$ G) auf <10 s limitiert und nimmt mit steigendem Offsetfeld ab. Die gemessenen Lebensdauern im $m_s = 3$ -Zustand stehen im Einklang mit den Verlustraten, die durch dipolare Relaxationsstöße erwartet werden. Verluste durch nicht-resonante Lichtstreuung durch den Dipollaser konnten nicht beobachtet werden.

Die Verdampfungskühlung in der optischen Falle bei sehr geringem Offsetfeld im „Schwachfeld-suchenden“ Zustand konnte demonstriert werden. Der Phasenraumdichtegewinn fiel jedoch aufgrund der kurzen Lebensdauer und der kleinen Dichten sehr gering aus. Durch die Verformung des Fallenpotentials konnte hingegen die zentrale Dichte des Ensembles um einen Faktor 20 und die zentrale Phasenraumdichte bis zu einem Faktor 70 erhöht werden. Die Dichte ist jedoch weiterhin zu gering, um innerhalb der Lebensdauer durch Verdampfungskühlung die Kondensation zu erreichen.

Zur Vermeidung der dipolaren Relaxation und somit zur Verlängerung der Lebensdauer des Ensembles in der optischen Falle müssen die Atome in den $m_s = -3$ -Zustand transferiert werden. Wie die Messungen jedoch zeigen, ist ein Landau-Zener-Übergang für diesen Zweck nicht geeignet, da keine ausreichende Polarisation erreicht werden kann. Um eine Polarisation von nahezu 100% des atomaren Ensembles im $m_s = -3$ -Zustand ohne Atomverlust (und damit ohne Dichteverlust) zu erzielen, wurde daher der Aufbau eines neuen Lasersystems beschlossen, mit dem über das ${}^7\text{P}_3$ -Niveau (vgl. Abbildung A.1) unter Ausnutzung eines Dunkelzustandes die Atome optisch umgepumpt werden können. Neuere Messungen, in denen die Atome mittels dieses Lasersystems umgepumpt werden zeigen, dass die Lebensdauer dadurch nicht mehr durch Zweikörperprozesse limitiert ist.

Die Messungen zeigen auch, dass die Dichte in der optischen Falle gesteigert werden muss. Durch eine lange Lebensdauer eines im $m_s = -3$ -Zustand polarisierten Ensembles in der Falle kann dabei das initiale Verdampfen der Atome ausgenutzt werden um die zentrale Dichte zu steigern.

Weitere Änderungen am Aufbau der Dipolfalle mit dem Ziel der Dichteerhöhung sind derzeit im Gange. Sie werden ausführlich in [29] beschrieben werden. Zu diesen Änderungen zählen die Erhöhung der Atomzahl bereits bei der Präparation der Wolke. Mit einem neuen Lasersystem soll neben der beschriebenen Polarisation des Ensembles in der optischen Falle auch beim kontinuierlichen Laden die Laderate in die D-Zustände erhöht werden. Die Atomzahl und die Dichte sollten sich dann auch in den folgenden Kühschritten erhöhen.

Das Entfernen der Fasern zwischen Faserlaser und Vakuumkammer ergab höhere Lichtleistungen und kürzere Anschaltzeiten der optischen Falle. Damit können neue Ladestrategien getestet werden. Durch die tiefere Falle können die ineffiziente RF-Evaporation in der Magnetfalle verkürzt und mehr Atome in die Falle transferiert werden. Eine höhere axiale Fallenfrequenz in der optischen Falle reduziert die Dekompression beim Ausschalten der Hybridfalle und führt ebenfalls zu einer höheren Dichte in der optischen Falle.

Kapitel 7

Kombinierte Atomfalle mit Chrom- und Rubidiumatomen

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen zwei Cr-Atomen ist aufgrund des hohen magnetischen Moments ($6\mu_B$) von annähernd der gleichen Größenordnung wie die Kontaktwechselwirkung zwischen ihnen und damit bereits wesentlich größer als zwischen zwei Atomen eines Alkali-Elements. Viele theoretische Vorschläge, die auf dieser Wechselwirkung basieren (s. Kapitel 1), benötigen jedoch eine wesentlich stärkere Dipol-Dipol-Wechselwirkung, wie sie z.B. bei heteronuklearen Molekülen zu finden ist. Durch die beabsichtigte kohärente, kontrollierbare Erzeugung von heteronuklearen Molekül-Quantengasen aus einem Gemisch zweier atomarer Quantengase, kann dabei der Prozess der Molekülbildung (ultrakalte Chemie) untersucht werden.

Im Folgenden sollen die ersten Experimente, die zur Erzeugung eines heteronuklearen ^{52}Cr - ^{87}Rb -Molekül-Kondensats bzw. eines ^{53}Cr - ^{87}Rb -Molekül-Fermi-Gases führen sollen, dokumentiert werden. Ziel dieser ersten Experimente war die Realisierung einer kombinierten magneto-optischen Falle (MOT) für Chrom und Rubidium. Mittels der gewonnenen Daten sollte eine Strategie für das Laden einer konservativen Falle gefunden werden, die es erlaubt ausreichende Startbedingungen für das sympathetische Kühlen zu erlangen. Die hier vorgestellten Messungen sind in [31] zusammengefasst.

Die Messungen zu den kombinierten Fallen mit Chrom und Rubidium sind die ersten Messungen, die in der neuen Kammer (vgl. Kapitel 4) realisiert wurden. Die Experimente wurden zu diesem Zeitpunkt in einem magnetischen Quadrupolfeld durchgeführt. Die Abhängigkeiten von Kühlstrahl-, Lade- und Magnetfallenparametern der einzelnen magneto-optischen Fallen mit Cr und Rb und die Speicherung von Cr in diesem magnetischen Quadrupolfeld wurden ausführlich in [111] diskutiert. Das kontinuierliche Ladeschema, das zur Beladung der Quadrupol-Magnetfalle (MT) benutzt wurde, ist von Stuhler et al. [78] entwickelt worden.

Abbildung 7.1 zeigt den simultanen Betrieb einer Rb- und einer Cr-MOT. Um ihre Ausmaße sichtbar zu machen, wurden beide Fallen absichtlich für die Abbildung durch Lichtkräfte gegeneinander verschoben. Wie in Kapitel 18 gezeigt, ist die Spontankraft auf Cr-Atome fast doppelt so groß wie auf Rb-Atome. Dieser stärkere Einschluss führt bei etwa vergleichbaren Temperaturen¹ der beiden Wolken zu einer im Vergleich zum Rb-Ensemble kleineren Cr-Falle. Während der Messungen betrug die Atomzahl in der Cr-MOT typischerweise $4 \cdot 10^6$ Atome. Die Atomzahl ist

¹Die Temperaturen der einzelnen Wolken wurden zu diesem Bild nicht bestimmt. Flugzeitmessungen an der Rb-

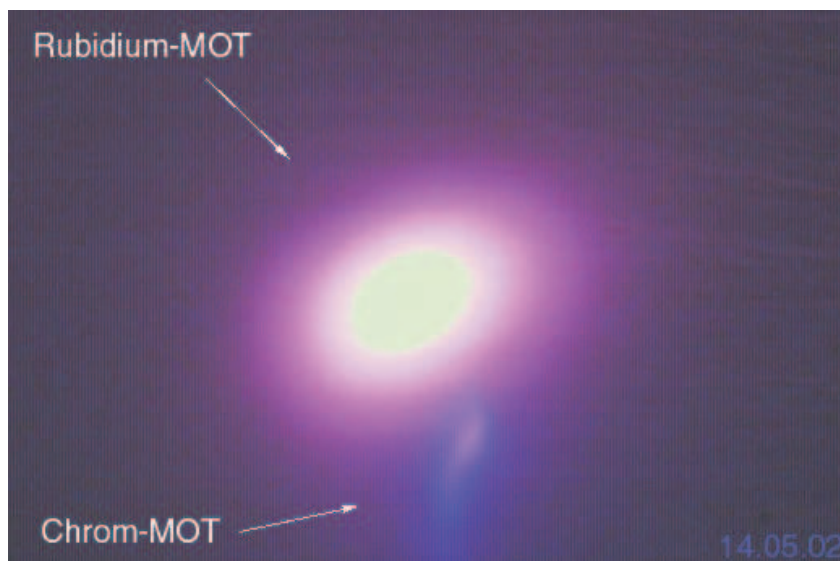


Abbildung 7.1: Gleichzeitiger Betrieb der ^{52}Cr - und ^{87}Rb -MOT. Bei dem Bild handelt es sich um eine Echtfarben-Aufnahme, die mit einer Webcam gemacht wurde. Zur besseren Sichtbarkeit beider Fallen, wurden die Fallen gegeneinander verschoben.

durch Zweikörperstöße stark limitiert. In [77] wurden inelastische Zweikörperverlustkonstanten in der Cr-MOT von $\beta_{\text{inel}} \sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$ gemessen. Dahingegen fallen die an unserer Anlage gemessenen inelastischen Verlustkonstanten in der Rb-MOT mit $\beta \approx 1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ sehr gering² aus. Beim alleinigen Betrieb der Falle konnten maximal $2.5 \cdot 10^6$ Rb-Atome gefangen werden. Die im Vergleich mit anderen Experimenten sehr kleine Atomzahl wurde auf die geringe Laderate $L = 3 \cdot 10^5 \text{ Atome/s}$ und die kurze Lebensdauer von ca. 8 s aufgrund des Gasballasts durch den ausgasenden Dispenser zurückgeführt. Beim gleichzeitigen Betrieb der beiden magneto-optischen Fallen reduzierte sich die Atomzahl in der Rb-MOT um einen Faktor 5. Der dominierende Verlust entsteht dabei jedoch nicht durch Kollisionen mit Cr-Atomen. Als Ursache konnte die Photoionisation des angeregten $5\text{P}_{3/2}$ -Zustandes von Rb identifiziert werden. Die Messungen zur Photoionisation werden in Abschnitt 7.1 präsentiert. Veränderungen der Atomzahl in der Cr-MOT unter dem Einfluss von Rb konnten aufgrund der hohen Zwei-Körper-Verluste in der Cr-MOT nicht festgestellt werden. Die Dynamik in beiden Atomfallen wird somit von den durch das Cr-Kühlaserlicht induzierten hohen Verluste beherrscht. Kollisionsprozesse zwischen den beiden Elementen spielen nur eine untergeordnete Rolle und konnten an der kombinierten MOT nicht gemessen werden.

Anders verhält es sich bei Kollisionen zwischen magneto-optisch gespeicherten Rb-Atomen und magnetisch gehaltenen Cr-Atomen. Beim Studium dieser Kollisionen kann auf den Cr-Kühlaser verzichtet werden. Im Experiment wurden die Fallen nacheinander präpariert. Der Cr-Kühlaser wurde nach dem kontinuierlichen Beladen der Cr-Magnetfalle mit ^5D -Zustands-Atomen abgeschaltet. Die Cr-Atome wurden in den $^7\text{S}_3$ -Grundzustand transferiert und erst im Anschluss

Wolke zeigten jedoch, dass die Temperatur im Bereich $300 \mu\text{K}$ liegt. Die Temperatur der Cr-MOT von ca. $300 \mu\text{K}$ wurde aus der Temperatur der kontinuierlich beladenen Cr-Magnetfalle abgeleitet. Letztere ist typischerweise um Faktor drei kleiner [78].

²Diese Messung ist aufgrund der kleinen Atomzahl mit einem relativ großen Fehler (ca. 80%) behaftet, eine genauere Bestimmung [157] legt einen Wert von $1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ nahe.

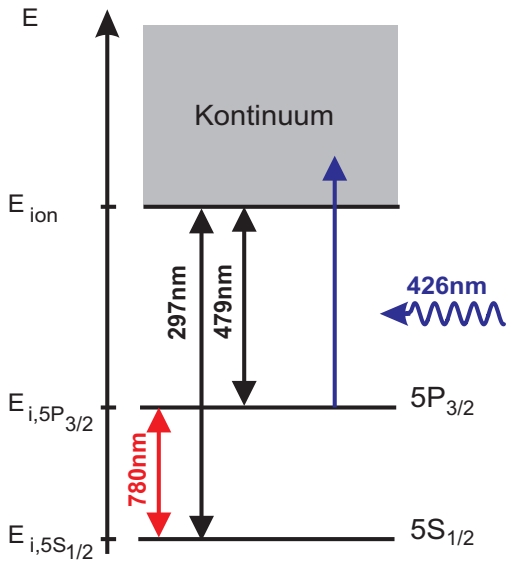


Abbildung 7.2: Energiediagrammdarstellung der Photoionisation von Rubidium: Die eingestrahlte Energie des Photons reicht aus, den angeregten Zustand $5P_{3/2}$ - nicht aber den Grundzustand $5S_{1/2}$ - zu ionisieren.

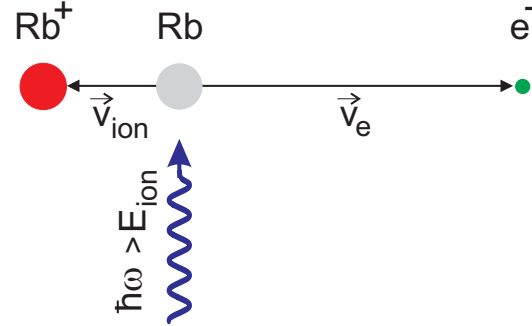


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung der Photoionisation eines Rb-Atoms: Die nicht zur Ionisation benötigte Energie des Photons wird in kinetische Energie des Ions und des Elektrons verwandelt.

wurde mit dem Laden der Rb-MOT begonnen. Bei beiden Fällen ließ sich der Einfluss von Kollisionen beobachten. Erste Messungen zu Kollisionen zwischen den beiden Atomsorten, die durch unterschiedliche Fallen gehalten wurden, werden im Abschnitt 7.2 diskutiert. Das Rb-Atom durchläuft während eines Stoßes mit einem Cr-Atom mehrere Absorptions- und Emissionszyklen. Die gemessenen Stoßquerschnitte beziehen sich daher auf Stöße von Cr-Atomen im Grundzustand mit Rb-Atomen, die sich in einer Überlagerung von Grund- und angeregtem Zustand befinden. Die Experimente demonstrierten nochmals deutlich die Vorteile des einfach zu implementierenden und robusten, kontinuierlichen Ladeschemas, das bei Cr verwendet werden konnte. Das Befüllen der Rb-Magnetfalle erfordert eine komplexere Ansteuerung des Experiments und konnte während der Lebensdauer des Rb-Dispensers nicht mehr realisiert werden. Untersuchungen der Stöße zwischen Grundzustands-Atomen, die benötigt werden um z.B. sympathisches Kühlen zu ermöglichen, bleiben künftigen Messungen vorbehalten.

7.1 Photoionisation von magneto-optisch gespeicherten Rubidium-Atomen

Unter Photoionisation eines neutralen Atoms werden optische Übergänge von gebundenen Zuständen $|i\rangle$ zu Kontinuums-Zuständen $|f\rangle$ verstanden. Diese Ereignisse werden möglich, sobald die Photonenenergie eines Ionisationslasers $E_p = \hbar\omega_p$ die Ionisationsenergie $E_{ion} = \hbar\omega_{ion} = -E_i$ des entsprechenden Zustandes übersteigt. Quantenmechanisch wird die Übergangsrates ins Kontinuum in der zeitabhängigen Störungstheorie mittels Fermi's Goldener Regel berechnet [119]:

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{ww} | i \rangle|^2 \rho(E_i + E_p). \quad (7.1)$$

Sie ist proportional zum Quadrat des Übergangsmatrixelements $\langle f|H_{\text{ww}}|i\rangle$ und zur Zustandsdichte $\rho(E_i + E_p)$ des Systems bei der Endenergie im Kontinuum. H_{ww} ist der bereits in Kapitel 3.1 für die Atom-Licht-Wechselwirkung eingeführte Wechselwirkungsterm. Entsprechende Rechnungen für Rubidium im angeregten Zustand wurden von Aymar et al. [158] durchgeführt und sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Das Abfallen des Wirkungsquerschnittes mit höheren Energien ist durch den geringeren Überlapp der Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustandes und somit durch den kleineren Beitrag des Dipolmatrix-Elements bedingt.

Mit der Definition der Photonenflussdichte $\Phi = \frac{I_p}{\hbar\omega_p}$ über die Intensität I_p des ionisierenden Lichts mit der Frequenz ω_p , kann die Ionisationsrate (7.1) durch einen Ionisationsquerschnitt $\sigma_p(\omega_p)$ ausgedrückt werden:

$$\Gamma_{i \rightarrow f}(\omega_p, I_p) = \sigma_p(\omega_p)\Phi. \quad (7.2)$$

Abbildung 7.2 zeigt schematisch das Energiediagramm von Rubidium mit dem während des MOT-Betriebs besetzten Grund- ($|g\rangle$, $5S_{1/2}$) bzw. angeregten ($|e\rangle$, $5P_{3/2}$) Zustand mit einem Energieabstand von 1.6 eV (780 nm). Die Ionisationsenergien der Zustände betragen 4.2 eV (297 nm) für den Grund- bzw. 2.6 eV (479 nm) für den angeregten Zustand. Wird der Cr-Kühlaserstrahl mit 2.9 eV (426 nm) eingestrahlt, ist es für ein Atom im angeregten Zustand möglich ins Kontinuum zu gelangen. Übergänge durch nicht-resonante Anregungen in weitere Zustände aus dem Grundzustand sind dagegen vernachlässigbar klein.

Während des Ionisationsprozesses gilt die Energie- und Impulserhaltung (vgl. Abbildung 7.3). Die Energiedifferenz $E_p - E_{\text{ion}}$ wird somit in kinetische Energie des ins Kontinuum angeregten, ungebundenen Elektrons e^- und des dadurch entstandenen Ions umgewandelt. Im Schwerpunktsystem von Ion und Elektron haben das entstandene Ion mit Masse m_{ion} und das Elektron mit Masse m_e somit folgende Geschwindigkeiten:

$$v_{\text{ion}} = \sqrt{\frac{2(E_p - E_{\text{ion}})}{m_{\text{ion}}\left(\frac{m_{\text{ion}}}{m_e} + 1\right)}}, \quad \frac{v_{\text{ion}}}{v_e} = \frac{m_e}{m_{\text{ion}}}. \quad (7.3)$$

Durch Ionisation des $5P_{3/2}$ -Zustandes von Rb mit 426 nm erhält man also ein Ion und ein Elektron, die sich mit etwa $v_{\text{ion}} = 2.1$ m/s bzw. $v_e = 340000$ m/s bewegen. Eine Rekombination des Elektrons mit einem Ion innerhalb des Fallenvolumens wird somit sehr unwahrscheinlich und wurde auch von anderen Gruppen bei vergleichbaren Wellenlängen des Ionisationslasers nicht festgestellt [159]. Das Ion wird von der Rb-MOT nicht gehalten und entfernt sich aus der Fallenregion.

In einer magneto-optischen Falle stellt die Photoionisation einen zusätzlichen Einkörperverlustprozess mit der Zerfallskonstanten γ_p dar. Da die Ionisation nur aus dem angeregten Zustand erfolgt, muss die Ionisationsrate (7.2) mit der Besetzungswahrscheinlichkeit ρ_{ee} (vgl. Kapitel 18) des angeregten Zustandes multipliziert werden.

$$\gamma_p = \Gamma_{i \rightarrow f} \rho_{ee}, \quad \text{mit} \quad (7.4)$$

$$\rho_{ee} = \frac{s}{2(s+1)}, \quad s = \frac{\langle C \rangle^2 I_{\text{Rb}}/I_s}{1 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (7.5)$$

Bei geringer Sättigung $I_{\text{Rb}}/I_s \ll 1$ ist der Verlust demnach sehr stark von der Laserleistung I_{Rb} und Verstimmung δ des Rb-Kühl lasers abhängig. Für den Rb-Kühlübergang betragen der

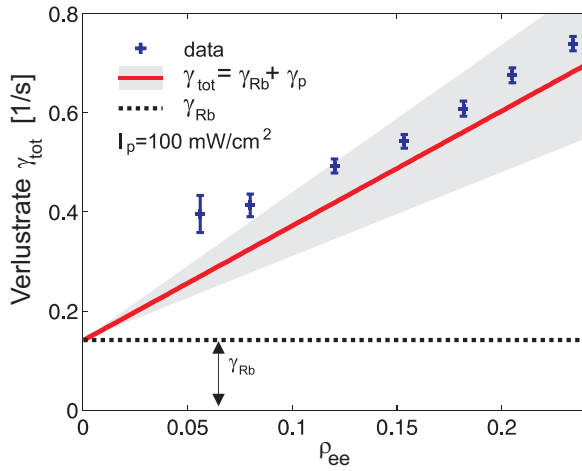


Abbildung 7.4: Abhängigkeit der Ionisationsrate von der Besetzung des angeregten Kühlniveaus des Rb-Atoms bei einer Laserleistung des Ionisationslasers von $I_p = 100 \text{ mW/cm}^2$. Die durchgezogene Gerade wurde aus dem ermittelten Mittelwert $\sigma_p = 1.1 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ und den experimentellen Parametern berechnet. Die graue Fläche deutet den Fehler in unserer Messung an. Die konstante Zerfallsrate γ_{Rb} ist durch eine gestrichelte Gerade markiert.

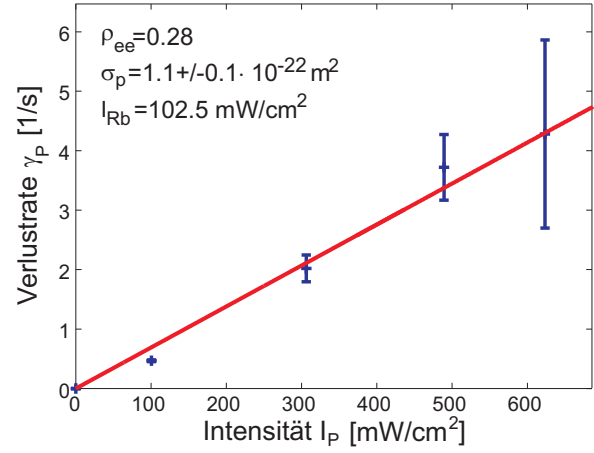


Abbildung 7.5: Experimentell gemessene Verlustraten γ_p für verschiedene Intensitäten des Ionisationslasers bei einer konstant gehaltenen Besetzung des angeregten Niveaus von $\rho_{ee} = 0.28$. Aus der Steigung der an die Daten angepassten Geraden wurde der Wirkungsquerschnitt σ_p bestimmt.

mittlere Clebsch-Gordan-Koeffizient³ $\langle C \rangle^2 = 7/15$ und die Sättigungsintensität $I_s = 1.6 \text{ mW/cm}^2$. Γ ist die natürliche Linienbreite des angeregten Niveaus.

7.1.1 Messung des Photoionisationsquerschnittes

Der Ionisationsquerschnitt des angeregten Zustandes durch das Cr-Kühlaserlicht wurde durch Messungen der Einkörperverlustrate an der Rb-MOT bestimmt. Wegen der geringen Dichte konnten Zwei- und Dreikörperstöße vernachlässigt werden. Die gesamte Einkörperzerfallsrate γ_{tot} setzt sich damit aus der Zerfallsrate⁴ γ_{Rb} ohne Ionisationslaserstrahl und der Ionisationsrate des angeregten Zustandes zusammen. Das Ladeverhalten einer Rb-MOT mit Atomzahl-Laderate L (vgl. Kapitel 2.3) wird daher durch folgende Gleichung bestimmt:

$$N(t) = \frac{L}{\gamma_{\text{tot}}} (1 - e^{-\gamma_{\text{tot}} t}), \quad \text{mit} \quad \gamma_{\text{tot}} = \gamma_{\text{Rb}} + \gamma_p. \quad (7.6)$$

Die Ladekurven der Rb-MOT wurden bei sieben verschiedenen Intensitäten des Rb-MOT-Strahls und jeweils fünf verschiedenen Intensitäten des Cr-Kühlaserstrahls mittels einer Photodiode aufgenommen. Die Intensitäten der Strahlen wurden mit einer geeichten Photodiode vor

³Der mittlere Clebsch-Gordan Koeffizient berücksichtigt, dass im Lichtfeld im Zentrum der MOT alle Polarisationen vorkommen und somit alle Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen möglich sind [160]

⁴Diese Rate kommt hauptsächlich durch Hintergrundgasstöße zustande $\gamma_{\text{Rb}} \approx \gamma_{\text{hg}}$.

	Referenz	Ionisationsquerschnitt	Wellenlänge
Dineen et al.	[162]	$(1.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	413.1 nm
Dineen et al.	[162]	$(1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	406.7 nm
Klyucharev und Sepman	[163]	$(1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	440 nm
Gabbanini et al.	[164]	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	476.5 nm
diese Arbeit	[31]	$(1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$	425.6 nm

Tabelle 7.1: Vergleich mit weiteren Arbeiten zur Photoionisation des angeregten $5P_{3/2}$ -Zustandes von ^{87}Rb mit ähnlichen Ionisationsenergien.

der Kammer bestimmt. Die Lichtintensität in der magneto-optischen Falle konnte somit unter Berücksichtigung der retroreflektierten Strahlen und der Intensitätsverluste durch Reflexionen an den Kammerfenstern berechnet werden. Die Verstimmung des Rb-Kühl lasers (ca. $\delta = (2 - 3) \Gamma$) während des Experiments wurde auf maximale Fluoreszenz in der Rb-MOT eingestellt⁵. Die Besetzung des angeregten Rb-Zustandes ρ_{ee} wurde aus diesen Messwerten berechnet.

Die Verlustraten γ_{tot} wurden durch die Anpassung der Gleichung (7.6) an die Ladekurven bestimmt. Abbildung 7.4 zeigt die Abhängigkeit der Verlustraten von der Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustand des Rb-Atoms bei einer Laserintensität des Ionisationslasers von $I_p=100 \text{ mW/cm}^2$. Die Verlustrate zeigt einen linearen Anstieg mit zunehmender Besetzung des angeregten Zustandes. Für $\rho_{ee} \rightarrow 0$ erhält man die Zerfallsrate γ_{Rb} , die in Messungen ohne Ionisationslaser ermittelt wurde. In Abbildung 7.5 ist $\gamma_{\text{tot}} - \gamma_{\text{Rb}}$ über der Intensität des blauen Lasers bei einer konstanten Besetzung ($\rho_{ee} = 0.28$) des angeregten Rb-Zustandes aufgetragen. Auch hier ist wie erwartet eine lineare Abhängigkeit zwischen der Laserleistung und der Verlustrate γ_p zu beobachten. Aus der Abhängigkeit der Verluste von der Besetzung des angeregten Rb-Kühlzustands und der Intensität des 426 nm Cr-Kühl lasers wurde die Photoionisation als Ursache für die Verlustrate γ_p identifiziert.

Aus der Steigung der Anpassung von Gleichung (7.4) an die Ionisationsraten γ_p , die für verschiedene Rb-Kühl laserintensitäten gemessen wurden (vgl. Abbildung 7.5), wurden die Photoionisationsquerschnitte $\sigma_p(I_{\text{Rb}})$ bestimmt. Der Mittelwert für den Photoionisationswirkungsquerschnitt der Messungen bei allen Rb-Kühl laserintensitäten ($\sigma_p = \langle \sigma_p(I_{\text{Rb}}) \rangle$) des $5P_{3/2}$ -Zustandes von ^{87}Rb bei 426 nm ergibt sich zu:

$$\sigma_p(426 \text{ nm}) = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-21} \text{ m}^2. \quad (7.7)$$

Der Wert stimmt sehr gut mit Werten aus weiteren experimentellen Arbeiten mit ähnlichen Wellenlängen überein. Die Tabelle 7.1 und Abbildung 7.6 fassen einige experimentell gefundene Querschnitte zusammen. Theoretisch variiert der berechnete Wirkungsquerschnitt [158] bei 440 nm je nach verwendetem Potential zwischen $1.14 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ und $1.3 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$. Da der errechnete Wert im betrachteten Bereich nur eine sehr geringe Wellenlängenabhängigkeit zeigt, wird unser experimentelles Ergebnis sehr gut wiedergegeben.

⁵Eine genauere Bestimmung der Rb-Kühl laserverstimmung war zu diesem Zeitpunkt nicht möglich (vgl. Kapitel 4.4.2). Vergleichbare Experimente [147, 161] zeigen jedoch, dass die maximale Fluoreszenz bei der genannten Verstimmung erreicht wird.

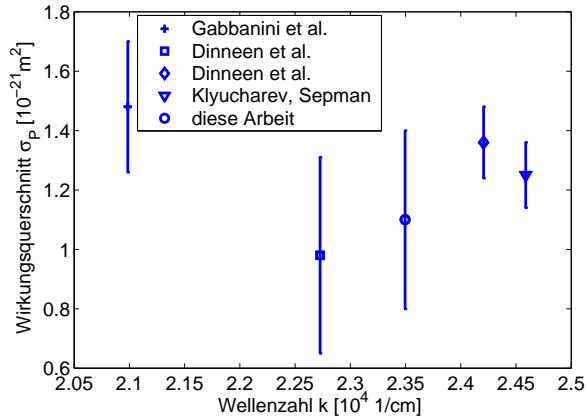


Abbildung 7.6: Übersicht über experimentell gemessene Photoionisationsquerschnitte von Rb im 5P-Zustand. Der Bereich stellt einen Ausschnitt von der in Abbildung 7.7 dargestellten Theoriekurve dar. Die gemessenen Werte liegen < 0.04 Ryd.

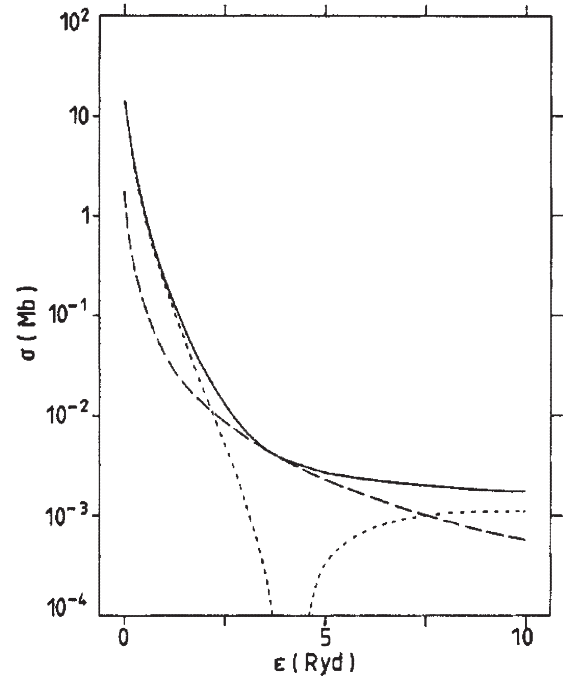


Abbildung 7.7: Berechnete Photoionisationsquerschnitte: Die durchgezogene Linie ist der berechnete Gesamtphotoionisationsquerschnitt des 5P-Zustandes von Rb (die Kurve wurde von Aymar et al. [158] übernommen, $1\text{Mb}=10^{-22}\text{m}^2$, $1\text{Ryd}=13.6\text{eV}$). Die beiden gestrichelten Kurven zeigen weitere zwei der in der Rechnung berücksichtigten partiellen Querschnitte.

7.2 Kollisionen zwischen gefangenen Atomen

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Kollisionsmessungen wurden ohne den Cr-Kühlaser zwischen magnetisch gespeicherten Cr-Atomen und magneto-optisch gekühlten Rb-Atomen durchgeführt. Es wird sich herausstellen, dass der dominante Verlust aus beiden Fällen durch Kollisionen zwischen angeregten Rb-Atomen und Cr-Atomen im Grundzustand verursacht wird. Das betrachtete System ist nahe verwandt mit der Situation beim kontinuierlichen Laden der Magnetfalle (MT) [77], das auch hier zum Beladen der Cr-MT eingesetzt wird. Bei dieser Technik ist der Cr-MOT eine Wolke magnetisch gespeicherter Cr-Atome im ^5D -Zustand überlagert.

Etwa $5 \cdot 10^7$ Cr-Atome wurden für die Messungen während einer 10s-Ladephase mittels des kontinuierlichen Ladeschemas in die D-Zustand-Magnetfalle geladen. Der Strom von 17 A in den Fallenspulen entspricht dabei einem Fallengradienten von 25 G/cm in z-Richtung⁶. Nach dem Transfer der Cr-Atome in den $^7\text{S}_3$ -Grundzustand wurden Rb-Atome in der Rb-MOT durch das Einstrahlen der Rb-Kühlaserstrahlen angesammelt. Die Rb-Quelle wurde dabei während der gesamten Messung kontinuierlich beheizt, um identische Bedingungen für die Messungen zu erhalten. Zur Bestimmung der zeitlichen Entwicklung der Atomzahlen N_{Rb} und N_{Cr} wurden die

⁶Richtung der Spulenachse.

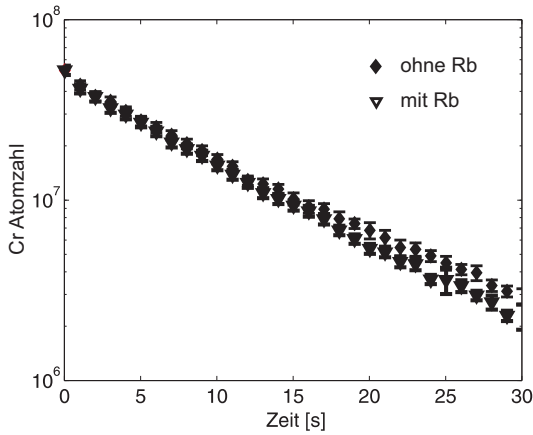


Abbildung 7.8: Logarithmische Darstellung der Lebensdauerermessung der Cr-Atome in der Magnetfalle mit und ohne gleichzeitig betriebener Rb-MOT.

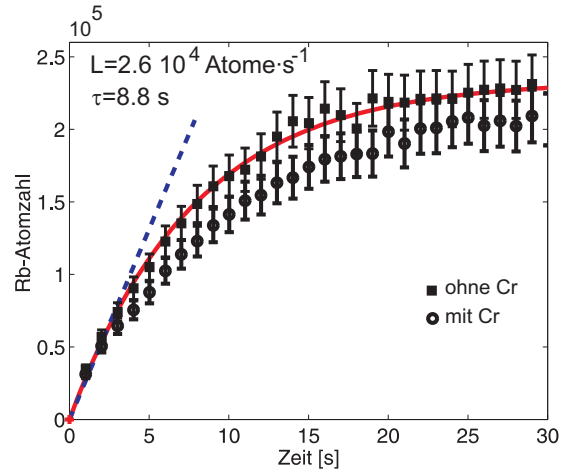


Abbildung 7.9: Rb-Ladekurve mit und ohne überlagerter Cr-Magnetfalle. Die Anpassung der Lade Gleichung mit Einkörperverlust an die ungestörte Rb-MOT ergibt die Lade- und Zerfallsrate.

Wolken einzeln mittels Fluoreszenztechnik abgebildet. Atomzahl N_{Cr} , Temperatur T_{Cr} und mittleres magnetisches Moment μ_{Cr} der Cr-Atome in der MT wurden mittels einer 2D-Anpassung an die atomare Dichteverteilung im Quadrupolfeld unter dem Einfluss der Gravitation bestimmt (vgl. Kapitel 3.3.1). Die Atomzahl N_{Rb} in der Rb-MOT wurde hingegen durch eine 2D-Gauß-Anpassung ermittelt. Aus der ballistischen Expansion der Rb-Wolke wurde die Temperatur bestimmt.

In Abbildung 7.8 sind die Zerfallskurven der magnetisch gespeicherten Cr-Wolke mit und ohne der gleichzeitig betriebenen Rb-MOT dargestellt. Bei nicht überlagertem Betrieb konnte eine Lebensdauer von $\tau_{\text{Cr}} = 10 \text{ s}$ durch die Anpassung der Einkörperzerfallsgleichung bestimmt werden. Wurde die Rb-MOT während dieser Zeit geladen, so konnte ein zusätzlicher Verlust beobachtet werden und die Atomzahl in der Cr-MT war nach 30 s um $8 \cdot 10^5$ Atome (25%) gegenüber der zuvor beschriebenen Messung reduziert. Ein Einfluss des Rb-Kühlaserlichts auf die Cr-Atomzahl konnte nicht festgestellt werden.

Betrachtet man den Ladeprozess der Rb-MOT mit und ohne magnetisch gespeicherter Cr-Atome (Abbildung 7.9) wird ebenfalls durch den gleichzeitigen Betrieb der Fallen ein zusätzlicher Verlust deutlich. Aus dem dargestellten Ladevorgang ohne überlagerter Cr-MT konnte eine Laderate $L_{\text{Rb}} = 2.6 \cdot 10^4 \text{ Atome} \cdot \text{s}^{-1}$ und eine Ladezeitkonstante $\tau_{\text{Rb}} = 8.8 \text{ s}$ durch die Anpassung der Einkörperlade Gleichung (s. Gleichung 2.39) abgeleitet werden. Die Gleichgewichtsatomzahl betrug bei der Messung $N_{\text{Rb},\infty} = 2.3 \cdot 10^5$.

Die Abnahme der Atomzahl in der Cr-MT und das gleichzeitige Laden der Rb-MOT kann durch Ratengleichungen beschrieben werden (vgl. Kapitel 2.3). Verluste, die durch Kollisionen zweier oder mehrerer Atome des gleichen Elements verursacht werden, wurden aufgrund der geringen

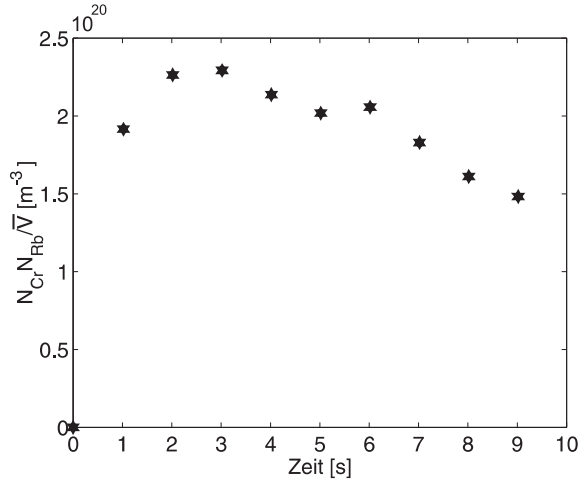


Abbildung 7.10: Aus den Messdaten berechneter Faktor $N_{\text{Cr}} N_{\text{Rb}} / \bar{V}$ (7.9) im Cr-Rb-Stoßterm.

Dichte in beiden Fallen, vernachlässigt⁷:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{Cr}}}{dt} &= -\gamma_{\text{Cr}} N_{\text{Cr}} - \beta_{\text{CrRb}} \int n_{\text{Cr}} n_{\text{Rb}} d^3 r \\ \frac{dN_{\text{Rb}}}{dt} &= L_{\text{Rb}} - \gamma_{\text{Rb}} N_{\text{Rb}} - \beta_{\text{RbCr}} \int n_{\text{Cr}} n_{\text{Rb}} d^3 r. \end{aligned} \quad (7.8)$$

Die Gleichungen sind über die wechselseitigen Kollisionsterme miteinander gekoppelt. Dabei sind β_{CrRb} und β_{RbCr} , wie die Messungen zeigen, nicht identisch. Das Integral über die beiden Dichteverteilungen kann durch folgenden Ausdruck genähert werden [77]:

$$\int n_{\text{Cr}} n_{\text{Rb}} d^3 r = \frac{N_{\text{Cr}} N_{\text{Rb}}}{\bar{V}}, \quad (7.9)$$

$$\bar{V} = V_{\text{MT}} / \zeta, \quad (7.10)$$

$$\zeta = e^{\frac{\bar{\sigma}^2}{2z^2}} \left(\frac{\bar{\sigma}^2}{z^2} + 1 \right) \left(1 - \text{Erf} \left[\frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{2}z} \right] \right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\sigma}}{z}. \quad (7.11)$$

Das effektive Stoßvolumen variiert dabei zwischen dem Fallenvolumen der Magnetfalle $V_{\text{MT}} = 8\pi z^3$ für $\bar{\sigma} \ll z$ und der MOT V_{MOT} für $\bar{\sigma} \gg z$. z und $\bar{\sigma}$ bezeichnen die $1/e$ -Breite der Cr-MT in Richtung der Spulenachse bzw. die mittlere $1/\sqrt{e}$ -Radius der Rb-MOT.

Die beiden Riccati-Differentialgleichungen (7.8) lassen sich nicht ohne weitere starke Vereinfachung lösen. Dazu wird noch einmal das Integral (7.9) betrachtet. Durch die gegenläufige Dynamik der Rb- bzw. Cr-Atomzahl in den beiden Fallen, bleibt der Wert des Integrals nach einem starken Anstieg innerhalb der ersten Sekunde für weitere 5 s ungefähr konstant (vgl. Abbildung 7.10). Für die Abschätzung der Kollisionsraten wurde daher ein konstanter Wert für dieses Integral angenommen. Die Gleichungen haben mit dieser Näherung die Form eines Ladeprozesses mit Einkörperverlust und können sehr einfach gelöst werden.

⁷Diese Annahme setzt voraus, dass $\beta_{\text{CrRb}} \int n_{\text{Cr}} n_{\text{Rb}} d^3 r \gg \beta_{\text{CrCr}} \int n_{\text{Cr}} n_{\text{Cr}} d^3 r$ und $\beta_{\text{RbCr}} \int n_{\text{Cr}} n_{\text{Rb}} d^3 r \gg \beta_{\text{RbRb}} \int n_{\text{Rb}} n_{\text{Rb}} d^3 r$. Da in beiden nicht überlagerten Fallen kein Einfluss der Zweikörperprozesse beobachtet werden konnte, beim überlagerten Betrieb jedoch in beiden Fallen ein Atomverlust gemessen wurde, ist diese Annahme gerechtfertigt.

7.2.1 Ergebnisse der Kollisionsmessungen

Betrachtet man den Ladeprozess in der Rb-MOT mit überlagerter Cr-MT, so kann aus der Steigung α der linearen Anpassung an die ersten Datenpunkte die Verlustkonstante über folgende Gleichung ermittelt werden:

$$\alpha = \frac{1}{\tau} \left(L_{\text{Rb}} - \beta_{\text{RbCr}} \frac{N_{\text{Cr}} N_{\text{Rb}}}{\bar{V}} \right). \quad (7.12)$$

Die mit dieser Gleichung ermittelte Kollisionskonstante $\beta_{\text{RbCr}} = (1.4 \pm 1.1) \cdot 10^{-17} \text{ m}^3/\text{s}$ ergibt mit den im Experiment gemessenen Temperaturen ($T_{\text{Cr}} \approx 100 \mu\text{K}$ und $T_{\text{Rb}} = 300 \mu\text{K}$) bei einer Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Rb-Niveaus⁸ von 25% einen inelastischen Stoßquerschnitt von:

$$\sigma_{\text{inel,RbCr}} = \beta_{\text{RbCr}} \bar{v} = 5.0 \pm 4.0 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2. \quad (7.13)$$

Dabei wurde die mittlere Relativgeschwindigkeit \bar{v} zwischen zwei Atomen der beiden Elemente eingeführt:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B}{\pi} \left(\frac{T_{\text{Cr}}}{m_{\text{Cr}}} + \frac{T_{\text{Rb}}}{m_{\text{Rb}}} \right)}. \quad (7.14)$$

Die Kollisionsrate beträgt somit nach einer Ladephase von 1 s $\Gamma_{\text{RbCr}} = 0.016 \text{ 1/s}$ und fällt mit der Stoßdichte N_{Cr}/\bar{V} ab. Der gemessene Wert ist damit um eine Größenordnung geringer als der Wert ($\sigma_{\text{inel,CsLi}} = 7 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2$), der in einer kombinierten Cs-Li-MOT [165] für lichtinduzierte Stöße zwischen angeregten Cs- und Grundzustands-Li-Atomen ermittelt wurde. Der relative systematische Fehler, der durch die Bestimmung der Atomzahlen und des Volumens entsteht, beträgt etwa 80%.

Aufgrund der im Vergleich zur Cr-Atomzahl wesentlich geringeren Rb-Atomzahl würde bei vergleichbaren Zerfallskonstanten β_{CrRb} und β_{RbCr} der Verlust an Atomen in der Cr-Falle wesentlich geringer ausfallen. Die relevante Stoßdichte N_{Rb}/\bar{V} ist um einen Faktor $N_{\text{Rb}}/N_{\text{Cr}}$ kleiner als in der Rb-MOT. Im Unterschied zur Rb-MOT werden jedoch während der Messung keine Cr-Atome in die MT nachgeladen. Der Verlust der Atome akkumuliert sich mit der Zeit und die Differenz wird insbesondere für große Zeiten deutlich. Zur Abschätzung der Größenordnung wird daher im Folgenden von einem konstanten Cr-Rb-Verlustterm während der gesamten Zeitentwicklung ausgegangen. Aus dem maximalen und minimalen Wert des Terms während der Messung und aus der Differenz der Datenpunkte $t > 20 \text{ s}$ konnten somit folgende Grenzen für den Wert abgeleitet werden: $4.7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s} < \beta_{\text{CrRb}} < 5.5 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3/\text{s}$. Der relative, systematische Fehler der Grenzen beträgt wiederum 80%. Der Stoßquerschnitt liegt somit um etwa zwei Größenordnungen über dem in der Rb-MOT ermittelten Wert. Auf den Unterschied in den Werten der Verlustkonstanten wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen. Der Stoßquerschnitt $\sigma_{\text{inel,CrRb}}$ ist damit vergleichbar mit dem Wert, der von Stuhler [77] für Stöße zwischen angeregten Cr-MOT-Atomen und kontinuierlich geladenen Cr-MT-Atomen im metastabilen ^5D -Zustand in der Cr-MT ausgemessen wurde ($\sim 10^{-15} \text{ m}^2$).

Deutlicher ist der Einfluss auf die Temperatur (vgl. Abbildung 7.11) und somit über das Volumen auf die Dichte (vgl. Abbildung 7.11) der Cr-Wolke zu erkennen. Bei der allein betriebenen Cr-Magnetfalle wurde eine Heizrate von ca. $4 \mu\text{K/s}$ gemessen. Die Heizrate wird dabei hauptsächlich auf die Anti-Evaporation durch Majorana-Übergänge zurückgeführt. Durch den überlagerten

⁸In Abschnitt 7.2.2 werden lichtinduzierte Stöße als der dominante Verlustprozess identifiziert.

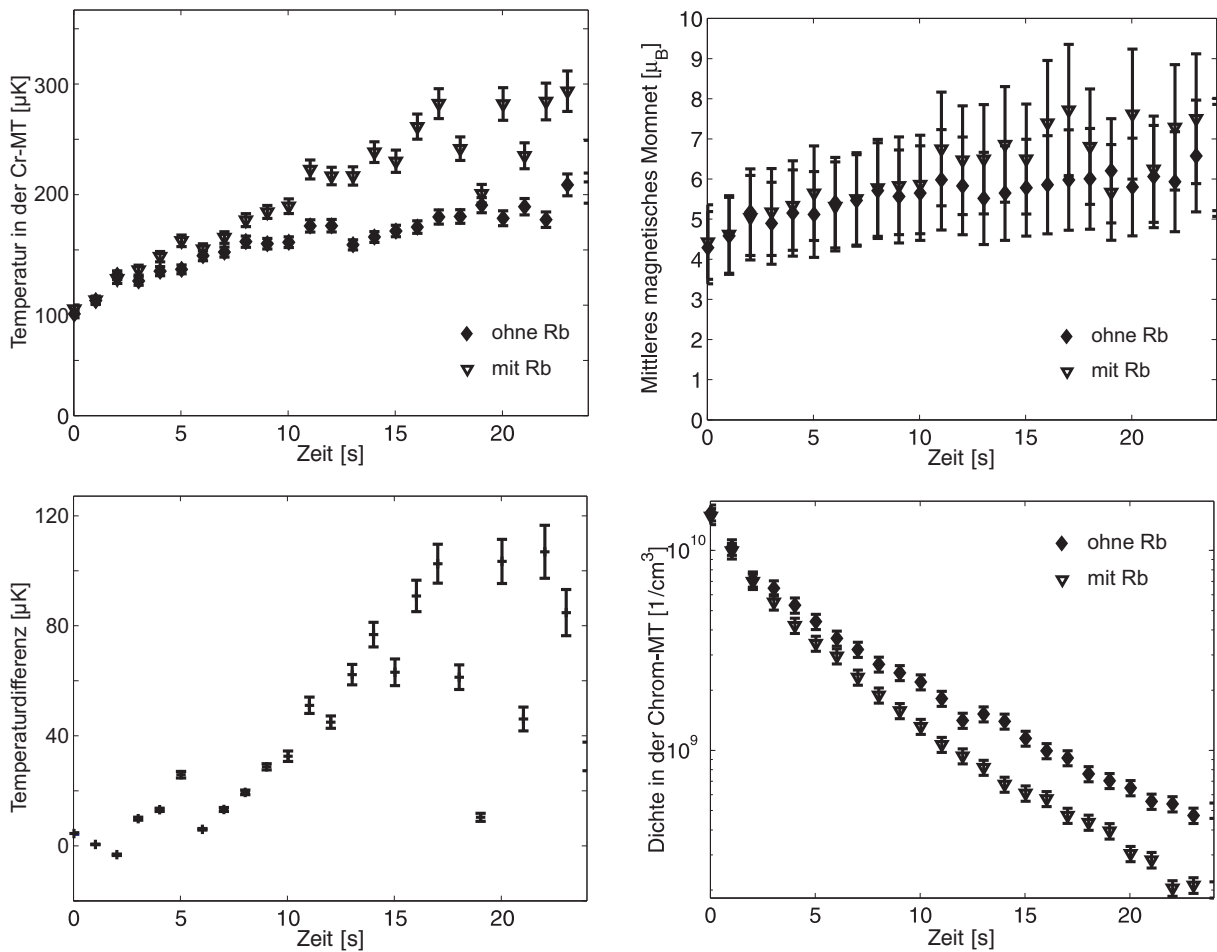


Abbildung 7.11: Links: zeitliche Entwicklungen der Temperatur und der Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{\text{Cr,mitRb}} - T_{\text{Cr,ohneRb}}$ der Cr-Wolke in der Magnetfalle während den Lebensdauerermessungen mit und ohne überlagertes Rb-MOT. Rechts: zeitlicher Verlauf des mittleren magnetischen Moments $\bar{\mu}$ des Ensembles (Oben). Die anfängliche Besetzung der $m_F=1,2$ -Zuständen nimmt mit der Zeit ab ($\bar{\mu} \rightarrow 6 = 3 \cdot 2\mu_B$). Rechts Unten: Zeitliche Entwicklung der zentralen Cr-Dichte während der Zerfallsmessung. Die Daten wurden aus einem 2D-Fit an die aufgenommene Dichteverteilung der Cr-Wolke gewonnen.

Betrieb von Cr-MT und Rb-MOT steigt die Heizrate auf $8 \mu\text{K/s}$ an. Anfängliche Vermutungen, dass der Temperaturanstieg durch elastische Kollisionen mit der heißeren ($T_{\text{Rb}} \sim 300 \mu\text{K}$) Rb-Wolke entsteht und somit die beiden Wolken thermalisieren, konnten durch Messungen an aufgeheizten ($T_{\text{Cr}} \sim 600 \mu\text{K}$) Cr-Wolken in einer tieferen Magnetfalle, die vergleichbare Heizraten beim überlagerten Betrieb mit einer Rb-Wolke ($T_{\text{Rb}} \sim 300 \mu\text{K}$) ergaben, widerlegt werden. Die Heizrate wird daher inelastischen Prozessen zugeschrieben.

7.2.2 Interpretation der Zerfallsraten β_{CrRb} und β_{RbCr}

Zum Verständnis der sehr unterschiedlichen Ratenkonstanten β_{CrRb} und β_{RbCr} werden im Folgenden mögliche inelastische Prozesse zwischen den beiden Elementen betrachtet, die zu Verlusten aus der Falle führen können. Zunächst wird dabei auf die Tiefe der Fallenpotentiale, auf die Quasi-Molekülpotentiale und erst im Anschluss auf die möglichen inelastischen Kollisionen

eingegangen.

Fallentiefen

Zum Verlust der Atome führen Stoßprozesse, bei denen die Atome soviel Energie gewinnen, dass sie das Fallenpotential überwinden können, oder bei denen der Endzustand nicht mehr in der Falle gehalten wird⁹. Die durch eine Kollision frei werdende Energie wird aufgrund von Energie- und Impulserhaltung dabei zu 63% ($\frac{m_{\text{Rb}}}{m_{\text{Cr}}+m_{\text{Rb}}}$) auf das Cr-Atom und zu 37% auf das Rb-Atom übertragen. Um die gleiche Anzahl von Kollisionsprodukten in der Falle zu halten, muss daher das Fallenpotential für das Cr-Kollisionsprodukt fast doppelt so tief wie das Fallenpotential für das Rb-Kollisionsprodukt sein.

Für den $m_f = 3$ -Zustand ist mit $k_B \cdot 530 \mu\text{K}$ ($11 \text{ MHz} \cdot h$) die Potentialtiefe der Cr-Magnetfalle¹⁰ ($\eta k_B T = \mu B(r_{y,\text{max}}) - mgr_{y,\text{max}}$) unter Berücksichtigung eines Abschneideparameters¹¹ von $\eta = 10$ sehr gering. Bereits der $m_f = 2$ -Zustand mit $k_B \cdot 320 \mu\text{K}$ ($6.5 \text{ MHz} \cdot h$) und der $m_f = 1$ -Zustand mit $k_B \cdot 100 \mu\text{K}$ ($2.3 \text{ MHz} \cdot h$) werden nicht mehr ausreichend in der Falle gehalten. Am mittleren magnetischen Moment $\bar{\mu}$ (vgl. Abbildung 7.11) wird deutlich, dass die durch das kontinuierliche Laden gespeicherten Atome in den $m_f = 1, 2$ -Zuständen (etwa 40%) sehr rasch (10 s) aus der Falle verschwinden. Der schnelle Anstieg des magnetischen Moments in den ersten 2 s wird dabei noch der Thermalisierung¹² der Wolke nach dem Beladen zugeschrieben. Die verbleibenden schwach gehaltenen, polarisierten Cr-Atome reagieren daher sehr empfindlich auf Energiegewinn durch Kollisionen.

Rb-Atome befinden sich dagegen aufgrund der Lichtkräfte in einem wesentlich tieferen Potential von ca. $k_B \cdot 7.9 \text{ K}$ ($165 \text{ GHz} \cdot h$). Atome, die durch inelastische Kollisionen nicht aus dem MOT-Potential entkommen, werden sehr schnell durch die Laserkühlung wieder auf die Ausgangstemperatur abgekühlt. Sichtbar wird dies am konstanten Volumen, das die Atome nach einer ersten Ladephase von 5 s einnehmen (vgl. Abbildung 7.12). Es wird angenommen, dass Rb-Atome aufgrund des komplexen Lichtfelds in der MOT unpolarisiert sind. Die unterschiedlichen Fallentypen und -tiefen führen zu sehr unterschiedlichen Beiträgen zu den Verlustkonstanten.

Quasi-Molekülpotentiale

In Anwesenheit des nahresonanten Rb-Kühlaserlichts müssen Kollisionen zwischen magnetisch gespeicherten, polarisierten Cr-Atomen im Grundzustand und den sich im Überlagerungszustand aus Grund- und angeregtem Zustand befindenden Rb-Atomen betrachtet werden. Nähern sich die beiden Atome einander an, so geht ihr Potential in ein Quasi-Molekülpotential über. Befinden sich beide Atome im Abstand r im Grundzustand wird dieses Potential zunächst hauptsächlich durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung (van-der-Waals-Wechselwirkung) bestimmt: $V_{\text{gg}}(r) = -C_6/r^6$. Aus einer einfachen störungstheoretischen Rechnung zweiter Ordnung für zwei Niveaus

⁹In einer magnetischen Falle werden z.B. nur „Schwachfeld“-suchende Zustände gehalten. Gehen Atome durch einen Stoßprozess in einen anderen Zustand über, führt dies zu Atomverlust.

¹⁰Das Magnetfeldmaximum in y-Richtung bei einem Strom von 17 A wurde im Abstand von $r_{y,\text{max}} = 18 \text{ mm}$ zu 16 G aus der Fallengeometrie errechnet.

¹¹Bei diesem Wert kann man Teilchenverlust aufgrund von Evaporation vernachlässigen.

¹²Bei einer Temperatur von $100 \mu\text{K}$ und einer Dichte von $1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich somit eine Stoßrate von $\Gamma_{\text{el}} = 2.7 \text{ s}^{-1}$ und eine Thermalisierungszeit von $\tau_{\text{therm}} \approx 1 \text{ s}$.

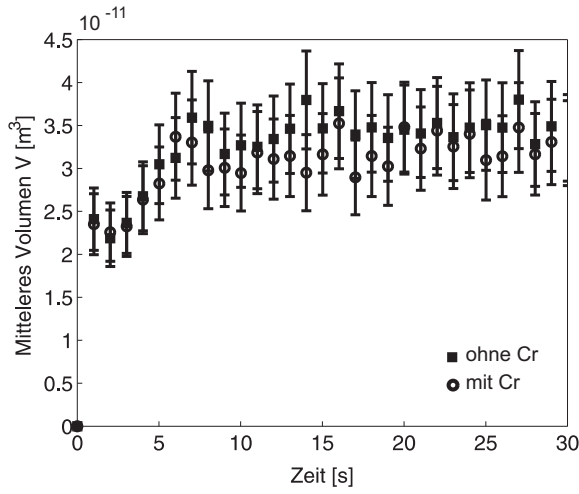


Abbildung 7.12: Zeitliches Verhalten des mittleren Volumens der Rb-Wolke. Bei den vorherrschenden Dichten der Rb-Wolke wird das Volumen von der Temperatur bestimmt.

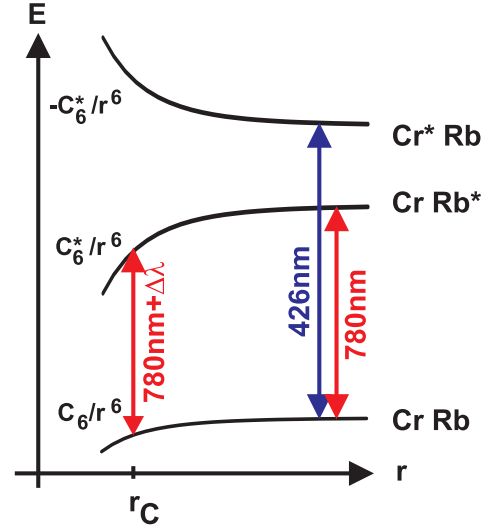


Abbildung 7.13: Schematische Darstellung der Potentialverläufe von Cr-Rb, Cr-Rb* und Cr*-Rb beim Annähern der beiden Atome. Während die ersten zwei Potentiale attraktiv sind, ist das Cr*-Rb-Potential repulsiv. Ebenfalls eingezeichnet ist der Condon-Punkt r_C , bei dem das Rb-Kühlaserlicht mit Verstimmung $\Delta\lambda$ mit den Potentialen resonant ist.

erhält man [165]:

$$C_6 \sim \frac{4d_{\text{Rb}}^2 d_{\text{Cr}}^2}{\hbar(\omega_{0,\text{Rb}} + \omega_{0,\text{Cr}})}, \quad (7.15)$$

wobei mit $d_{\text{Cr}}^2 = 5.6 \cdot 10^{-48} (\text{Cm})^2$ und $d_{\text{Rb}}^2 = 7.9 \cdot 10^{-49} (\text{Cm})^2$ die Quadrate des elektrischen Dipolmoments von Cr und Rb und mit $\omega_{0,\text{Cr}}$ und $\omega_{0,\text{Rb}}$ die Übergangsfrequenzen eingeführt wurden. Befindet sich das Rb-Atom im angeregten Zustand, wechselwirken die beiden Atome über das van-der-Waals-Potential¹³ $V_{\text{eg}}(r) = -C_6^*/r^6$. Der C_6^* -Koeffizient lautet nun:

$$C_6^* \sim -\frac{4d_{\text{Rb}}^2 d_{\text{Cr}}^2}{\hbar(\omega_{0,\text{Rb}} - \omega_{0,\text{Cr}})}. \quad (7.16)$$

Die attraktiven Cr-Rb bzw. Cr-Rb* Potentialabschnitte sind in [Abbildung 7.13](#) dargestellt. Die Atome werden in diesem Bereich aufeinander beschleunigt. Die Steigung des Potentialverlaufs im angeregten Niveau ist aufgrund des kleineren Nenners im C_6^* -Koeffizienten stets größer als die im Grundzustand. Maximale Anregung in das angeregte Molekülpotential erhält man beim Condon-Punkt r_C , mit $V_{\text{gg}}(r_C) - V_{\text{eg}}(r_C) = \hbar\delta$, wobei $\delta \sim -2\Gamma_{\text{Rb}}$ die Verstimmung des Rb-Lasers ist. Dieser Punkt liegt typischerweise bei heteronuklearen Systemen¹⁴ bei $r_C = 50 - 150 \text{ \AA}$. Bei kleineren Abständen entkoppelt das Cr-Rb-Quasi-Molekül sehr schnell vom Lichtfeld. Wie weit sich die Atome von diesem Punkt aus im angeregten Molekülpotential nähern können, kann

¹³Im homonuklearen Fall ist die Wechselwirkung durch die resonante Dipol-Dipol-Wechselwirkung $V_{\text{hn}}(r) = -C_3^*/r^3$ mit $C_3^* \simeq \pm 2d^2$ gegeben.

¹⁴Im homonuklearen Fall liegt dieser Punkt typischerweise bei $r_C = 500 - 2000 \text{ \AA}$.

grob durch die Lebensdauer des angeregten Rb-Niveaus und die mittlere Relativgeschwindigkeit \bar{v} (vgl. Gleichung 7.14) der beiden Atome abgeschätzt werden. Für die experimentellen Parameter $\bar{v} = 0.17 \text{ m/s}$ und $\Gamma_{\text{Rb}} = 27 \text{ ns}$ bewegt sich das angeregte Rb-Atom durchschnittlich¹⁵ um 46 \AA . D.h. die Wahrscheinlichkeit der Atome im angeregten Zustand in Bereiche des Molekülpotentials zu gelangen, in denen Feinstrukturändernde-Stöße und 'Radiative Escape'-Stöße (s. unten) möglich werden, ist wesentlich höher als im homonuklearen Fall. Abschätzungen hierzu werden in [115, 166] vorgestellt. Die Potentialverläufe der relevanten Cr-Rb-Zustände, die zur genaueren Quantifizierung der Verlustprozesse notwendig wären, sind nach meinem Wissen bisher nicht bekannt.

Inelastische Kollisionen

Mögliche inelastische Prozesse, die in einer solchen kombinierten Falle zusätzlich zu den in Kapitel 2 vorgestellten Prozessen zwischen Atomen des gleichen Elements auftreten können, sind:

- **Hyperfeinstrukturändernde-Stöße (HF) im Grund- und angeregten Zustand des Rb:**

Durch den Überlapp der Ladungswolken der einzelnen Atome kommt es bei geringen Abständen zu einer repulsiven Austauschwechselwirkung. Ist die Austauschwechselwirkung von gleicher Größenordnung wie die Hyperfeinwechselwirkung (Austauschbereich), entkoppeln die Elektronenspins der einzelnen Atome $\mathbf{s}_{\text{Cr}}, \mathbf{s}_{\text{Rb}}$ von den Kernspins $\mathbf{i}_{\text{Cr}}, \mathbf{i}_{\text{Rb}}$ und es kommt zu einer molekularen Kopplung zwischen den Elektronenspins zu $\mathbf{S} = \mathbf{s}_{\text{Cr}} + \mathbf{s}_{\text{Rb}}$ und den Kernspins zu $\mathbf{I} = \mathbf{i}_{\text{Cr}} + \mathbf{i}_{\text{Rb}}$, so dass $\mathbf{F} = \mathbf{S} + \mathbf{I} = \mathbf{f}_{\text{Cr}} + \mathbf{f}_{\text{Rb}}$ erhalten bleibt. Im Austauschbereich setzen sich diese Zustände aus Linearkombinationen der einzelnen atomaren Hyperfeinzustände $|f_{\text{Cr}} m_{f, \text{Cr}}\rangle |f_{\text{Rb}} m_{f, \text{Rb}}\rangle$ zusammen. Dies führt dazu, dass mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit das Atom nach dem Stoß in einem anderen Hyperfeinzustand endet und die Hyperfeinenergie in kinetische Energie der Atome umgewandelt wird. Wegen der fehlenden Hyperfeinaufspaltung im Cr ($i_{\text{Cr}} = 0$) findet dieser Prozess nur im Rb-Atom statt. Übergänge im Rb zwischen den Hyperfeinniveaus im Grund- bzw. angeregten Zustand führen zur Energieerhöhung von $h \cdot 6.8 \text{ GHz}$ bzw. $h \cdot 267 \text{ MHz}$. Beide Prozesse führen in der Cr-Magnetfalle, jedoch nicht in der Rb-MOT zu Verlusten mit einer Verlustkonstante β_{hf} .

- **Feinstrukturändernde-Stöße (FS):**

Nähern sich die Atome weiter an, so wird die Stärke der Austauschwechselwirkung vergleichbar mit der Feinstrukturwechselwirkung und analog zum eben diskutierten Fall kommt es zur molekularen Kopplung zwischen Spin- und Bahndrehimpuls der Elektronen. Die Potentiale von Cr im ${}^7\text{S}_3$ - und Rb im $5\text{P}_{3/2}$ - bzw. $5\text{P}_{1/2}$ -Niveau kreuzen sich und es kommt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zum Übergang zwischen den Feinstrukturturniveaus $5\text{P}_{3/2}$ und $5\text{P}_{1/2}$. Die Atome gewinnen bei dem Prozess die Energie der Feinstrukturaufspaltung von etwa $k_B \cdot 340 \text{ K}$ und gehen daher in beiden Fallentypen mit einer Verlustkonstante β_{fs} verloren. Dieser Prozess wird erst möglich, wenn der Austauschbereich im angeregten Potential erreicht wird. Wie im vorangegangenen Abschnitt dargelegt wurde, sollte dies mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit geschehen.

¹⁵Bei dieser Betrachtung wird vernachlässigt, dass die Atome im Potential V_{eg} zusätzlich beschleunigt werden und es daher zu noch kleineren internuklearen Abständen kommen kann.

- **„Radiative Escape“-Stöße (RE):**

Als „Radiative Escape“-Stöße werden Stöße bezeichnet, bei denen das Molekül während der Beschleunigungsphase im attraktiven, angeregten Quasi-Molekülpotential durch die Emission eines Photons in das Grundzustandspotential übergeht. Durch den steileren Verlauf des angeregten Potentials gewinnen die Atome entsprechend ihrer Beschleunigungszeit kinetische Energie, die zum Verlust der Atome (mit Verlustkonstante β_{re}) aus beiden Fallentypen führen kann.

- **Dipolare Relaxationsstöße (DR):**

Der dipolare Relaxationsprozess (vgl. Kapitel 2.2) mit der Verlustkonstante β_{dr} kann bei den betrachteten heteronuklearen Stößen zu unterschiedlichen Übergängen führen. Während für ein Cr-Atom der polarisierten Cr-Wolke nur der Übergang in den nächsten magnetischen Unterzustand möglich ist, sind für ein Rb-Atom der unpolarisierten Rb-MOT Übergänge zwischen magnetischen Unterzuständen des Grund- und angeregten Zustands und zu den energetisch tiefer liegenden Hyperfeinniveaus dieser Zustände denkbar. Der Energiegewinn hängt dabei vom entsprechenden Übergang ab. Es wird erwartet, dass die Rate für dipolare Relaxationsstöße aufgrund des kleineren magnetischen Moments von Rubidium geringer ausfallen sollte als die dipolare Relaxationsrate für Chrom, die bei den typischen experimentellen Parametern bei $\Gamma_{inel} = 0.006$ 1/s liegt.

- **Spinändernde Stöße (SÄ):**

Als spinändernde Stöße zwischen Atomen der beiden Atomsorten mit der Konstante $\beta_{sä}$ bezeichnet man Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen in beiden Atomen, bei denen der elektronische Gesamtspin nicht geändert wird. Übergänge in der Cr-Magnetfalle in nicht speicherbare Zustände der Magnetfalle führen zum Verlust. Durch die unterschiedliche Zeeman-Aufspaltung in den beiden Atomsorten kann bei den Stößen Energie freigesetzt bzw. absorbiert werden. Spinändernde Stöße konnten aufgrund der geringen Rb-Atomzahl im Experiment durch die Beobachtung des mittleren magnetischen Moments nicht aufgelöst werden. Es wird jedoch erwartet, dass durch die unpolarisierten Rb-Atome solche Stöße möglich sind.

Durch die unterschiedliche Fallentiefe, den konservativen bzw. dissipativen Charakter der beiden Fallen und den je nach Verlustprozess stark variierenden Energiegewinn setzen sich die Verlustkonstanten β_{CrRb} und β_{RbCr} wie folgt zusammen:

$$\beta_{CrRb} = \beta_{hf} + \beta_{fs} + \beta_{re} + \beta_{dr} + \beta_{sä} \quad (7.17)$$

$$\beta_{RbCr} = \beta_{fs} + \beta_{re}. \quad (7.18)$$

β_{RbCr} beinhaltet somit nur lichtinduzierte Verlustprozesse. Die zusätzlichen Beiträge zu β_{CrRb} erklären den um eine Größenordnung höheren Wert der Verlustkonstanten.

Durch das repulsive Cr*-Rb-Quasi-Molekülpotential (vgl. Abbildung 7.13) sind Stöße in einer kombinierten Cr-Rb-MOT mit angeregten Cr-Atomen stark unterdrückt. Es wird somit erwartet, dass die durch die Messung am Cr-MT/Rb-MOT-System aus den Rb-MOT Daten ermittelte Verlustkonstante β_{RbCr} der Verlustkonstanten in einer kombinierten Cr-Rb-MOT sehr ähnlich ist.

Die genaue Ursache der zusätzlichen Heizrate in der Cr-MT durch den Betrieb mit überlagerter Rb-MOT konnte durch die Messungen noch nicht bestimmt werden. Möglich sind jedoch folgende Prozesse:

- Durch die meisten der oben beschriebenen inelastischen Kollisionsprozesse wird so viel Energie auf das Cr-Atom übertragen, dass es nicht mehr in der Falle gehalten werden kann. Somit kann auch die gewonnene Kollisionsenergie nicht auf die Wolke übertragen werden. Streifende Kollisionen dieser Atome mit Fallenatomen erscheinen in der nicht kollisionsdichten Wolke als sehr unwahrscheinlich. Die Temperatur kann dennoch bei guter Überlagerung der beiden Fallen durch Anti-Evaporation der Wolke erhöht werden. Die Wechselwirkung mit einer inhomogenen Rb-Dichteverteilung findet überwiegend im Fallenzentrum statt und entfernt somit hauptsächlich Atome, die im Mittel weniger Energie besitzen als die mittlere Energie eines Fallenatoms. Die verbleibende Energie führt zu einer Erhöhung der mittleren Energie der Fallenatome.
- Durch spinändernde Stöße im Magnetfeld nahe des Fallenzentrums wird durch die unterschiedlich großen Energieaufspaltungen zwischen den magnetischen Unterzuständen ($\Delta E_{ZS} = g_F \mu_B B$, mit $g_{\text{Rb},5S_{1/2},f=2} = 1/2$, $g_{\text{Rb},5P_{3/2},f=3} = 2/3$ und $g_{\text{Cr},7S_3} = 2$) unterschiedlich viel Energie freigesetzt. Bei spinändernden Stößen mit dem Grund- bzw. angeregten Zustand wird somit die Energie $3/2 \mu_B B$ bzw. $4/3 \mu_B B$ auf die stoßenden Atome übertragen.

7.2.3 Schlussfolgerungen

Es gelang in dieser Arbeit, den simultanen Betrieb einer Rb-MOT und einer Cr-MOT zu realisieren. Desweiteren konnte der gleichzeitige Betrieb von Rb-MOT und Cr-MT demonstriert werden. Die ersten durchgeführten Messungen gaben bereits Einblicke in das äußerst reichhaltige System aus magneto-optisch und magnetisch gefangenen ^{87}Rb - und ^{52}Cr -Atomen. Um ultrakalte Cr-Rb-Moleküle bzw. das sympathetische Kühlen von fermionischem ^{53}Cr mit ^{87}Rb zu ermöglichen, muss eine Ladestrategie entwickelt werden, mit der möglichst viele Cr- bzw. Rb-Atome in eine konservative Falle geladen werden können.

Wie die ersten Messungen zeigen, erlaubt der hohe Photoionisationsquerschnitt von $\sigma_{\text{ion}}(\omega_p) \sim 10^{-21} \text{ m}^2$ keinen effektiven simultanen Betrieb der beiden magneto-optischen Fallen. Eine Möglichkeit, die Photoionisation zu umgehen, wäre, die Kühllaser in sehr rascher Folge abwechselnd einzustrahlen. Die Rb-Atome befänden sich dann während der Phase, in der das Rb-Licht aus ist, im nicht ionisierbaren Grundzustand, während die Cr-Atome durch das Cr-Fallenlicht gekühlt würden.

Eine weitere Strategie, in der Cr-Atome zunächst mittels des kontinuierlichen Ladeschemas in ihrem Grundzustand in der Magnetfalle präpariert werden und anschließend Rb-Atome in einer magneto-optische Falle hinzugeladen werden, wurde ebenfalls untersucht. Die Bestimmung der Verlustkonstanten an der Rb-MOT ergab einen Kollisionsquerschnitt von $\sigma_{\text{inel,RbCr}} = (5.0 \pm 4.0) \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$, der vermutlich durch lichtinduzierte Stöße dominiert wird. Der an der Cr-MT gemessene Kollisionsquerschnitt hat die Größenordnung von $\sigma_{\text{inel,CrRb}} \sim 10^{-15}$. Aufgrund der geringen Atomzahl in der Rb-MOT konnte keine Depolarisation in der Cr-Magnetfalle festgestellt werden. Zerfallsmessungen an der Cr-Magnetfalle mit größeren Rb-Atomzahlen und einem stärkeren Einschluss der Cr-Atome könnten weiteren Aufschluss auf die genaue Ursache der Kollisionen geben.

Wie Abbildung 7.13 zeigt, können lichtinduzierte Stöße vermieden werden, wenn zunächst die Rb-Atome in eine Magnetfalle geladen und erst anschließend Cr-Atome magneto-optisch eingefangen werden. Das repulsive Cr^* -Rb-Molekülpotential verhindert die Annäherung und damit

den Energiegewinn der Atome. Der sechsmal stärkere magnetische Einschluss, der für die Rb-Atome benötigt wird, beeinträchtigt jedoch den optimalen Betrieb einer Cr-MOT erheblich und legt die Speicherung der Rb-Atome während der Cr-MOT-Phase in einer optischen Dipolfalle nahe. Durch elastische Kollisionen zwischen Atomen der Cr-MOT und der konservativen Rb-Falle ist die Kühlung der Rb-Wolke durch die Cr-MOT (atomare Melasse) denkbar.

Voraussetzung für hohe Atomzahlen durch das sukzessive Beladen der Fallen ist eine lange Lebensdauer der zuerst beladenen Falle sowie eine hohe Laderate und damit eine schnelle Ladephase in die zweite Falle. Diese Voraussetzung ist durch die Rb-Atomquelle im derzeitigen Aufbau noch nicht gegeben. Der gepulste Betrieb der Quelle oder die Kombination eines Rb-Ofens mit einem Rb-Zeeman-Abbremsler könnten den Ladeprozess jedoch verbessern.

Befinden sich nach der Ladephase die Wolken beider Elemente in konservativen Fallen im 7S_3 (Cr) bzw. $5S_{1/2}$, $F=2$ - Zustand (Rb), setzt sich in beiden die Verlustkonstante in Abwesenheit der nahresonanten Kühllaser aus $\beta = \beta_{s\ddot{a}} + \beta_{dr} + \beta_{hf}$ zusammen. Durch die Polarisation der beiden Elemente in die extremalen positiven bzw. negativen magnetischen Zustände können depolarisierende Stöße vermieden werden. Handelt es sich dabei um den energetisch tiefsten Zustand der magnetischen Unterzustände, sind auch dipolare Relaxationsprozesse zwischen diesen Zuständen unterbunden. Werden in diesem Szenario die erreichbaren Dichten durch hyperfeinstrukturändernde Stöße limitiert, kann die Rb-Wolke in das $f=1$ -Hyperfein-Niveau transferiert werden um diesen Verlustkanal zu schließen. Aufgrund des negativen g_f -Faktors in diesem Zustand lassen sich jedoch die Elemente nicht gleichzeitig in den energetisch tiefsten und in den extremalen magnetischen Unterzustand mit gleichen Vorzeichen in der Quantenzahl m_f bringen. Spinändernde Stöße bzw. dipolare Relaxationsstöße wären dann wieder möglich. Aufgrund der im Vergleich zur dipolaren Relaxationsrate von Cr-Cr-Stößen geringeren dipolaren Relaxationsrate von Rb-Rb- und Rb-Cr¹⁶-Stößen in diesen Zuständen, wird jedoch davon ausgegangen, dass die überlagerten Fallen in den Zuständen $m_{f,Cr} = -3$ und $m_{f,Rb} = -1$ am stabilsten gegenüber inelastischen Prozessen sind. Genauere Aussagen über die Eignung der einzelnen Zustände zur sympathetischen Kühlung lassen sich jedoch erst treffen, wenn die entsprechenden elastischen und inelastischen Raten bekannt sind.

¹⁶Wegen des kleineren magnetischen Moments von Rb sollte diese Rate kleiner als bei Cr-Cr-Stößen sein.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In entarteten dipolaren Quantengasen wird erwartet, dass Eigenschaften, die von den bisher erzeugten Quantengasen bekannt sind, durch die anisotrope, langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung beeinflusst oder sogar komplett verändert werden. Die Erzeugung eines dipolaren Quantengases ist jedoch bis heute nicht gelungen.

Ein sehr Erfolg versprechendes Element für die Realisierung eines entarteten dipolaren Quantengases stellt atomares Cr dar, das ein hohes magnetisches Moment von $6 \mu_B$ im Grundzustand besitzt. Die dadurch hervorgerufene Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist 36 mal stärker als zwischen Alkali-Atomen und führt dazu, dass für Cr diese Wechselwirkung vergleichbar mit der Stärke der Kontaktwechselwirkung ist. Rechnungen zeigen, dass bei dieser Stärke bereits ein Einfluss auf die Eigenschaften des Quantengases zu beobachten sein sollte.

Einige theoretische Vorschläge erfordern jedoch eine Wechselwirkungsstärke zwischen den Dipolen, die die eines atomaren magnetischen Momentes weit übersteigt. Es wird erwartet, dass man mit heteronuklearen polaren Cr-Rb-Molekülen in einem elektrischen Feld diese Anforderung erfüllen kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Anlage entwickelt und aufgebaut, die zur Kondensation von ^{52}Cr und zur Erzeugung eines heteronuklearen Cr-Rb-Kondensats geeignet ist. Die Apparatur ist so entworfen, dass auch die effiziente Laserkühlung und Speicherung von fermionischen ^{53}Cr -Atomen ermöglicht und somit durch sympathetisches Kühlen ein entartetes fermionisches Cr- bzw. Cr-Rb-Molekül-Quantengas realisierbar wird.

Im Vordergrund dieser Arbeit stand die Erzeugung eines atomaren Bose-Einstein-Kondensats mit Cr-Atomen. Wie sich jedoch zeigte, ist die Präparation eines solchen Kondensats aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit den „Standardmethoden“ – wie sie meist bei Rb- oder Na-Kondensaten eingesetzt werden – nicht möglich und es gelang nicht, ein Cr-Kondensat in einer magnetischen Falle durch evaporatives Kühlen zu erzeugen. Mit den Erkenntnissen dieser Arbeit konnte jedoch eine Strategie entwickelt werden, mit der nun erwartet wird, dass die Kondensation in absehbarer Zeit erreicht werden kann.

Für diese Experimente wurden Cr-Atome eines thermischen Cr-Atomstrahls in einem für die Anlage optimierten Zeeman-Abbremsler abgebremst und durch Laserkühlung mit dem für Cr entwickelten CLIP-Ladeschema in eine zur magnetischen Speicherung geschaffene Ioffe-Pritchard-Falle in der Kleeblattanordnung geladen. Durch Dopplerkühlung in der komprimierten Magnet-

falle entstand ein ultrakaltes dipolares Gas mit einer Phasenraumdichte von $\rho = 10^{-7}$, das als Ausgangspunkt für die durchgeführten Experimente diente.

Dipolare Relaxation

Bereits in diesem klassischen Gas, dessen Dichte ($n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) zwei bis drei Größenordnungen unter typischen Kondensatdichten liegt, wurde der Einfluss der Dipol-Dipol-Wechselwirkung in Form von inelastischen dipolaren Relaxationsstößen sichtbar. Die Atome, die sich in der magnetischen Falle im energetisch höchsten Zustand ($m_s=3$) befinden, ändern bei einem solchen Stoß ihren Spin und setzen die Zeeman-Energie frei. Heizraten von bis zu $600 \mu\text{K/s}$ wurden in den gespeicherten atomaren Ensembles beobachtet.

Es wurden drei unterschiedliche Methoden vorgestellt, mit denen in einem ultrakalten, magnetisch gespeicherten Gas die dipolare Relaxationskonstante ausgemessen werden kann. Mittels dieser Methoden wurde die Abhängigkeit der dipolaren Relaxationskonstante in einem gespeicherten ^{52}Cr -Ensemble vom angelegten magnetischen Offsetfeld bestimmt. Bei einem Offsetfeld von $B_0 = 1 \text{ G}$ beträgt die Ratenkonstante typischerweise $\tilde{\beta}_{\text{dr}} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Sie liegt damit um eine Größenordnung über der Ratenkonstante von Cäsium (Cs) im untersten Hyperfeinzustand ($f=3$) [24] und drei Größenordnungen über den Werten für Natrium (Na) [25]. Sie stellt die höchste Verlustkonstante dar, die aufgrund von dipolarer Relaxation in einem atomaren Gas gemessen wurde.

Die gemessenen Streuquerschnitte und deren Abhängigkeit vom Magnetfeld stimmen mit den Vorhersagen einer theoretischen Abschätzung der inelastischen Streuquerschnitte für Spin-Übergänge überein. Diese Rechnung, die ausschließlich die Dipol-Dipol-Wechselwirkung berücksichtigt und weitere Terme des molekularen Potentials vernachlässigt, sagt Streuquerschnitte für einfache und doppelte Spinübergänge voraus, die für Atome im extremalen magnetischen Unterzustand mit der dritten bzw. zweiten Potenz des elektronischen Spindrehimpulses und mit der Wurzel des angelegten Offsetfeldes skalieren. Ein Einfluss der weiteren Terme des molekularen Potentials auf die Raten konnte experimentell durch Messungen an ^{50}Cr , das ein zum ^{52}Cr -Potential unterschiedliches Potential aufweisen sollte, nicht festgestellt werden. Diese Beobachtungen legen den Schluss nahe, dass inelastische Kollisionen aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung in Abwesenheit von Streuresonanzen sehr allgemein behandelt werden können.

Zudem zeigt die Übereinstimmung der experimentell beobachteten zeitlichen Entwicklung der Besetzungen der magnetischen Unterzustände mit den theoretischen Vorhersagen erstmals, dass die Verwendung der Born'schen Näherung erster Ordnung ein berechtigter Ansatz für die Beschreibung der Streuung zweier Dipole darstellt.

Durch die Verdampfungskühlung in der Magnetfalle konnte die Phasenraumdichte bei einem minimalen Magnetfeld von 150 mG um fünf Größenordnungen auf maximal $\rho = 0.03 \pm 0.01$ gesteigert werden. Die Effizienz der Verdampfung wurde selbst bei diesem minimalen Offsetfeld durch die dipolare Relaxation so beeinträchtigt, dass durch Evaporation in der Magnetfalle die Kondensation nicht erreicht werden konnte. Ein einfaches, theoretisches Modell der Verdampfungskühlung, in dem die berechneten dipolaren Relaxationsraten berücksichtigt wurden, bestätigt dieses Verhalten.

Allgemein sind diese Beobachtungen für Experimente von großer Bedeutung, die hohe Dichten mit Atomen oder Molekülen, die ein hohes magnetisches oder elektrisches Moment besitzen, in

magneto- oder elektrostatischen Fallen erzeugen wollen [26, 27, 28]. In diesen Experimenten muss mit hohen inelastischen Zweikörperstößen gerechnet werden, wenn die Atome oder Moleküle nicht im energetisch niedrigsten Zustand des Dipols gefangen werden. Bei einem ausreichend hohen Offsetfeld sind zwischen Atomen oder Molekülen, die im energetisch tiefsten Zustand polarisiert sind, weder dipolare Relaxation noch spinändernde Stöße möglich.

Eine effiziente Evaporation ist für dipolare Gase daher nur im energetisch tiefsten Zustand der Dipole möglich!

Chrom in der optischen Dipolfalle

Da im Fall von Cr der energetisch tiefste Zustand (der extreme, „Starkfeld-suchende“ magnetische Unterzustand) jedoch magnetisch nicht speicherbar ist, wurde eine optische Dipolfalle, in der alle Zustände gehalten werden, in den Aufbau integriert. Es gelang durch evaporatives Kühlen in einer Hybridfalle, die sich aus den Fallenpotentialen der optischen und magnetischen Falle zusammensetzt, bis zu 10^6 Atome in eine rein optische Falle zu laden. Erste Versuche wurden mit Cr-Wolken in den energetisch höchsten Zuständen durchgeführt. Atomverluste durch dipolare Relaxation begrenzten die Lebensdauer der Atome in diesen Zuständen in der optischen Falle auf maximal 10 s.

In diesen Zuständen konnte die Verdampfungskühlung mit Cr-Atomen in der optischen Falle demonstriert werden. Aufgrund der kurzen Lebensdauer und der geringen Dichte wurde jedoch nur ein Faktor drei in der Phasenraumdicke gewonnen. Eine Steigerung um einen Faktor 70 in der Phasenraumdicke wurde mit einer zweiten Methode erzielt, in der das Fallenpotential mittels eines zweiten fokussierten Laserstrahls verformt wurde.

Zur Präparation des $m_s = -3$ -Zustandes hat sich die Verwendung eines Landau-Zener-Übergangs als nicht geeignet herausgestellt. Die Polarisation der Wolke im energetisch tiefsten Zustand und eine damit verbundene Verlängerung der Lebensdauer der gespeicherten Wolke konnte nicht festgestellt werden.

Ausblick

Mittels eines nach diesen Experimenten fertig gestellten Lasersystems, das derzeit zur Polarisierung der Atome eingesetzt wird, konnte bereits gezeigt werden, dass die Atome im $m_s = -3$ -Zustand keine Zweikörperverluste zeigen. Mittels Verdampfungskühlung in der optischen Falle eines auf diese Weise präparierten Ensembles konnten Phasenraumdichten, die nahe an der Kondensationsgrenze liegen, erreicht werden. Es nun wird erwartet, dass eine Kombination aus Verdampfungskühlung und Verformung des Fallenpotentials die Kondensation von Cr ermöglicht.

Der Einfluss der Dipol-Dipol-Wechselwirkung auf ein Bose-Einstein-Kondensat mit Cr-Atomen sollte bereits bei Expansionsmessungen beobachtet werden können [62]. Abhängig von der Offsetfeldrichtung werden unterschiedliche Aspektverhältnisse der expandierenden Wolke erwartet. Durch ein zusätzliches, rotierendes Offsetfeld lässt sich die effektive Dipol-Dipol-Wechselwirkung einstellen [19]. Die unterschiedlichen Wechselwirkungsstärken sollten ebenfalls in Expansionsmessungen feststellbar sein.

Für Cr werden im energetisch tiefsten Zustand Feshbachresonanzen vorhergesagt. Berechnungen zeigen [76], dass zumindest eine dieser Resonanzen bei einer experimentell gut zugänglichen magnetischen Feldstärke (< 400 G) liegen sollte. Mittels dieser Resonanzen kann möglicherweise die

Kontaktwechselwirkung komplett zum Verschwinden gebracht werden [6]. Die Wechselwirkung innerhalb des Bose-Einstein-Kondensats wäre dann allein durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung bestimmt. Untersuchungen zur Stabilität eines solchen Kondensats und zu elementaren Anregungen [19, 61, 167] werden dadurch ermöglicht.

Die Präparation des ultrakalten Gases erfordert bis jetzt den Einsatz einer magnetischen Falle [77, 79] und eines mehrstufigen Kühlverfahrens in dieser Falle. Wie sich jedoch in der vorliegenden Arbeit herausgestellt hat, führt dieser Fallentyp zu erheblichen Atomverlusten. Die Verdampfungskühlung in diesem Fallentyp ist ineffizient. In [118] wurde gezeigt, dass sich eine optische Falle effizient aus einer magneto-optischen Falle beladen lässt. Um Verluste zu vermeiden, wird ebenfalls in [6] auf den Einsatz von einer magnetischen Falle verzichtet. Eine ähnliche Strategie bei Cr könnte den Ladeprozess in eine optische Falle erheblich vereinfachen, zu höheren Dichten und Atomzahlen in der optischen Falle und somit im entarteten Gas führen. Es wird auch erwartet, dass sich dadurch die Präparationszeit eines Quantengases deutlich verkürzt und der apparative Aufbau auf wesentliche Bestandteile reduziert werden kann.

Kombinierte Falle für Chrom und Rubidium

In einem dritten Teil dieser Arbeit wurden mit dem Ziel der Erzeugung entarteter, heteronuklearer Molekül-Quantengase erste Messungen an einer kombinierten Falle für Cr und Rb durchgeführt.

Erfolgreich konnten zwei magneto-optische Fallen (MOTs) gleichzeitig an einem Ort betrieben werden. Die ersten Ergebnisse zeigen, dass der gleichzeitige Betrieb durch die Photoionisation des angeregten Rb-Zustandes durch das Cr-Kühllicht limitiert ist. Der gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_p = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$.

Dieser dominante Verlust in der Rb-MOT und die bekannten Verluste durch lichtinduzierte Zweikörperstöße in der Cr-MOT [77] erlaubten keine direkte Beobachtung von Kollisionen zwischen den beiden Elementen in den MOTs.

Durch die Überlagerung von magneto-optisch gespeicherten Rb-Atomen mit magnetisch im $^7\text{S}_3$ -Grundzustand gefangenen Cr-Atomen konnten lichtinduzierte Kollisionen zwischen den beiden Atomsorten gemessen werden. Der an der Rb-Wolke gemessene Kollisionsquerschnitt beträgt $\sigma_{inel, RbCr} = (5.0 \pm 4.0) \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$.

Ausblick

Die beschriebenen Experimente haben bereits die Vielfalt der Wechselwirkungen in dem zweikomponentigen Cr-Rb-System aufgezeigt. Die Verbesserung der Rb-Quelle sollte erlauben, eine ausreichende Anzahl Rb-Atome in eine magnetische Falle zusammen mit Cr-Atomen zu laden. Aus der Messung der Kollisionsquerschnitte des Grundzustands zwischen Cr und Rb kann ermittelt werden, in welchen Zuständen das sympathetische Kühlen von Rb und Cr am Erfolg versprechensten ist. Die Untersuchung der inelastischen Prozesse, die durch die Wechselwirkung zwischen zwei Atomen mit unterschiedlicher interner Struktur entstehen, ist dabei von theoretischem Interesse [76].

Voraussichtlich wird das Erreichen der Quantenentartung in der magnetischen Falle aufgrund von dipolaren Relaxationsstößen zwischen Cr-Atomen nicht möglich sein und auch hier den Einsatz einer optischen Falle erfordern.

Ist ein zweikomponentiges Quantengas realisiert, können Fragestellungen zur Mischbarkeit der Komponenten untersucht werden. Zur Erzeugung von Cr-Rb-Molekülen ist eine genauere Kenntnis der Molekülpotentiale notwendig. Das Vermessen dieser Potentiale sollte Aufschluss über eine effiziente Erzeugung heteronuklearer Moleküle geben und die Entwicklung einer Strategie erlauben, die die Kondensation der Moleküle ermöglicht. Ein Gemisch aus ultrakalten Cr- und Rb-Gasen könnte sich dabei als ideales Modellsystem für Experimente der ultrakalten Chemie erweisen.

Anhang A

Eigenschaften der Elemente Chrom und Rubidium

A.1 Chrom

Allgemeine Eigenschaften von ^{52}Cr :

Atomzahl	24
natürliches Vorkommen	83.8%
Masse	$8.7 \cdot 10^{-26}$ kg
Elektronenkonfiguration	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^5 4s$
Kernspin i	0
Schmelzpunkt	1857 °C
Siedepunkt	2690 °C
Sättigungsdampfdruck (1800 K)	$6 \cdot 10^{-7}$ mbar

Für die Laserkühlung relevante Eigenschaften von ^{52}Cr :

Grundzustand	$^7\text{S}_3$
g_j -Faktor (Grundzustand)	2
angeregter Zustand	$^7\text{P}_4$
g_j -Faktor (angeregter Zustand)	1.75
Wellenlänge λ	425.55 nm
Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma$	32 ns
natürliche Linienbreite $\Delta\nu = (2\pi\tau_n)^{-1}$	5.02 MHz
Sättigungsintensität $I_S = pi\hbar c\Gamma/(3\lambda^3)$	8.52 mW/cm ²
Dopplertemperatur $T_D = 1/k_B \cdot \hbar\Gamma/2$	124 μK
Rückstoßtemperatur $T_{\text{rec}} = 1/k_B \cdot (\hbar k)^2/(2m)$	1.02 μK
Rückstoßgeschwindigkeit $v_{\text{rec}} = \hbar k/m$	1.8 cm/s

A.1.1 Kontinuierliches Ladeschema für ^{52}Cr (CLIP-Falle)

Das kontinuierliche Ladeschema für Cr-Atome, das bereits in der Quadrupolfalle das Beladen der Magnetfalle sehr vereinfacht [77, 78] und zu hohen Atomzahlen in der Magnetfalle geführt hat,

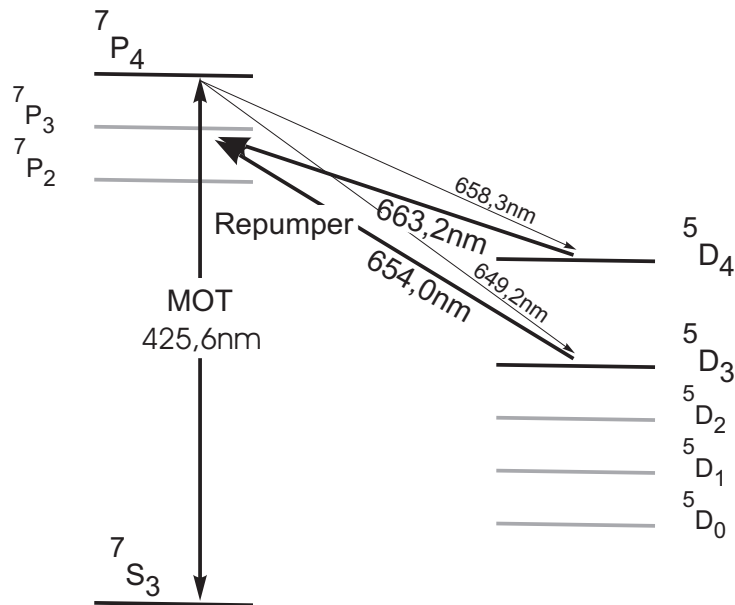


Abbildung A.1: Kühlübergänge von ^{52}Cr . Abgebildet sind der Grundzustand, der angeregte Zustand und die für das kontinuierliche Laden benötigten metastabilen Zustände.

konnte auch im Ioffe-Pritchard-Magnetfeldpotential implementiert werden (CLIP-Falle) [21]. Cr-Atome werden in einer zweidimensionalen MOT-Konfiguration in radialer Richtung und mittels eindimensionalem $\sigma^+ - \sigma^+$ -Melassekühlen in axialer Richtung im magnetischen Feld der Ioffe-Pritchard-Falle eingefangen und gekühlt. Da der angeregte Zustand Zerfälle mit einem Verzweigungverhältnisses $\Gamma_{P \rightarrow D} / \Gamma_{P \rightarrow S} = 1/250000$ in die $5D_4$ - und $5D_3$ -Niveaus zulässt und Atome in diesen Zuständen bis zu $6 \mu_B$ bzw. $4 \mu_B$ besitzen können, sammeln sich magnetisch speicherbare und lasergekühlte Atome entkoppelt vom Lichtfeld des Kühllasers in diesen Zuständen in der Ioffe-Pritchard-Magnetfalle an. Nach einer Ladephase von etwa 10 s ist eine Gleichgewichtsatomzahl in diesen Zuständen erreicht. Die Gleichgewichtsatomzahldichte ist dabei während der Laserkühlung durch inelastische lichtinduzierte Kollisionen limitiert [77]. Da auch ohne Kühllaser in diesen Zuständen hohe inelastische dichteabhängige Kollisionen beobachtet werden, werden nach der Ladephase und nach dem Abschalten des Kühllasers die Atome in den magnetisch fangbaren $7S_3$ -Grundzustand transferiert. Durch die anschließende Dopplerkühlung der Atome in der Magnetfalle wird die Temperatur und die Dichte der Atome in der Magnetfalle eingestellt. Es kommt daher während des kontinuierlichen Ladens nicht auf Dichte und Temperatur der Wolke, sondern nur auf die Anzahl der magnetisch gespeicherten Atome an. Ein großes Volumen und hohe Temperaturen in der Magnetfalle sind daher erstrebenswert. Die Laderate in die D-Zustands Magnetfalle ist durch das Produkt aus Zerfallsrate Γ_{PD} des angeregten Zustandes in die metastabilen D-Niveaus und Anzahl der angeregten Atome gegeben.

Für die Experimente mit Cr-Atomen im Magnetfeld wird die Wolke der im Grundzustand magnetisch gespeicherten Cr-Atome im Anschluss komprimiert und bei einem Offset-Feld von 28 G eindimensional Doppler-gekühlt [22]. Die Phasenraumdichte beträgt nach diesem Kühlschritt typischerweise $\rho = 10^{-7}$, bei einer Dichte von 10^{11} 1/cm^2 .

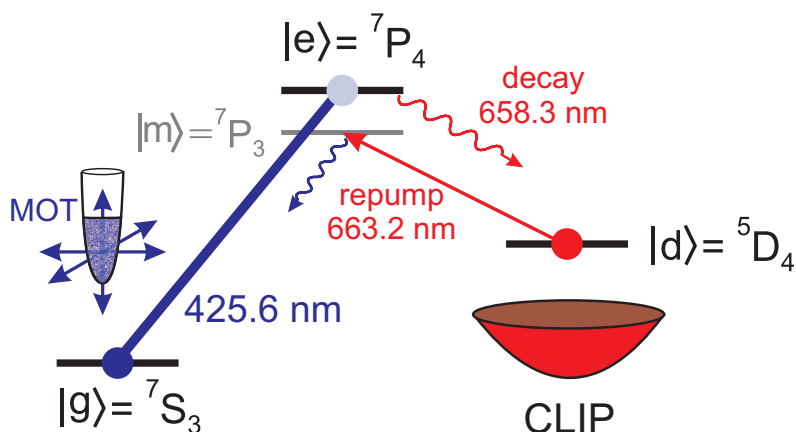


Abbildung A.2: Kontinuierliches Ladeschema für ^{52}Cr . Die Atome werden auf dem MOT-Übergang in einer IP-Magnetfalle gekühlt und dabei kontinuierlich über den Verlustkanal ${}^7\text{P}_4 \rightarrow {}^5\text{D}_4$ in den metastabilen ${}^5\text{D}_4$ -Zustand transferiert. Aufgrund ihres hohen magnetischen Moments ($6 \mu_B$) in diesem Zustand werden sie in der Magnetfalle von Kühllicht entkoppelt gespeichert. Durch einen Umpumplaser können die Atome über den ${}^7\text{P}_3$ -Zustand in den ${}^7\text{S}_3$ -Grundzustand gebracht werden.

A.2 Rubidium

Allgemeine Eigenschaften von ^{87}Rb :

Atomzahl	37
natürliches Vorkommen	27,8%
Masse	$1.5 \cdot 10^{-25}$ kg
Elektronenkonfiguration	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s$
Kernspin i	$3/2$
g_I -Faktor	$0.995 \cdot 10^{-3}$
Schmelzpunkt	38.9°C
Siedepunkt	686°C
Sättigungsdampfdruck (293 K)	$3 \cdot 10^{-7}$ mbar

Für die Laserkühlung relevante Eigenschaften von ^{87}Rb :

Grundzustand	$5s^2 S_{1/2}$
magnetisches Dipolmoment (f=1-Niveau)	$1/2 \mu_B$ ($f=1, m_f = \pm 1, g_f = -1/2$)
magnetisches Dipolmoment (f=2-Niveau)	$1 \mu_B$ ($f=2, m_f = \pm 2, g_f = 1/2$)
angeregter Zustand	$5p^2 P_{3/2}$
g_f -Faktoren (angeregter Zustand)	$g_{f=0} = g_{f=1} = g_{f=2} = g_{f=3} = 2/3$
Wellenlänge D ₂ -Linie λ	780.24 nm
Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma$	27 ns
natürliche Linienbreite $\Delta\nu = (2\pi\tau)^{-1}$	6.02 MHz
Sättigungsintensität $I_S = \pi\hbar c\Gamma/(3\lambda^3)$	1.66 mW/cm^2
Dopplertemperatur $T_D = 1/k_B \cdot \hbar\Gamma/2$	143 μK
Rückstoßtemperatur $T_{\text{rec}} = 1/k_B \cdot (\hbar k)^2/(2m)$	174 nK
Rückstoßgeschwindigkeit $v_{\text{rec}} = \hbar k/m$	0.6 cm/s

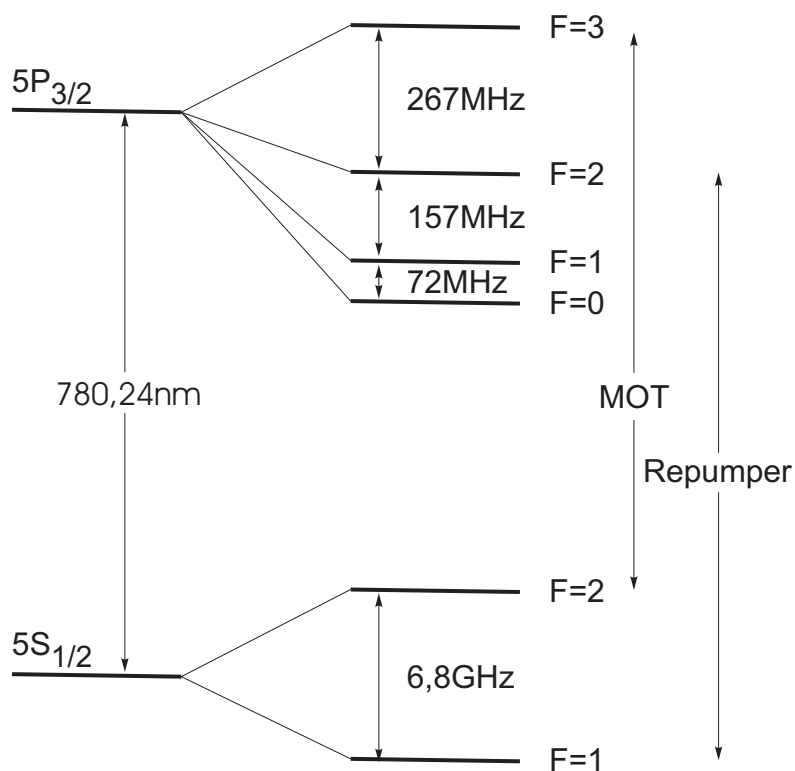


Abbildung A.3: Hyperfeinstruktur der D₂-Linie von ⁸⁷Rb. Für die Laserkühlung wird der 5S_{1/2} ($f = 2$) → 5P_{3/2} ($f=3$)-Zustand verwendet. Durch nicht resonante Anregung im angeregten Zustand können Atome in den 5S_{1/2} ($f=1$)- Zustand gelangen. Durch einen Umpumplaser können die Atome über den 5P_{3/2} ($f=2$) zurück in den Kühlzyklus gebracht werden.

Anhang B

Dipolar transitions in magnetic quantum gases

Zur Beschreibung der Dynamik zwischen den Spinzuständen werden in Kapitel 5.1.4 Berechnungen durchgeführt, die auf Ergebnissen neuerer Rechnungen zur Dipolstreuung beruhen. Diese Rechnungen wurden von Ilya Vadeiko und Stefano Giovanazzi (School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, Fife, KY16 9SS, Scotland) durchgeführt und sind hier zusammengefasst. Neben der dipolaren Relaxation, die vom langreichweitigen Teil der Dipol-Dipol-Wechselwirkung ausgeht, wird auf spinändernde Stöße eingegangen, die durch den Fermi-Kontakt-Term der Dipol-Dipol-Wechselwirkung verursacht werden. Der Fermikontaktterm besitzt eine ähnliche Struktur wie der Austauschterm in Gleichung (2.17 und trägt dadurch zur elastischen Streuung bei (Streulänge $a = -3.4a_0$ zwischen $m_s = 3$ -Zustandsatomen).

B.1 Dipolar Relaxation

The inelastic cross sections for spin-flip transitions due to the magnetic spin dipole-dipole interaction are calculated analytically using the Born approximation (or equivalently the Fermi Golden rule). A similar form of this approximation has already been considered in [168, 169], where dipolar relaxation rates for meta-stable triplet helium has been numerically calculated and compared with analytical estimations, giving evidences of the validity of the Born approximation.

More recently, S.Yi and L. You showed [170] that away from shape resonances, the Born approximation is an excellent approximation for a dipolar interaction at zero energy and for relatively high values of the dipolar coupling.

We consider the case of zero electronic angular momenta $L = 0$ such that the magnetic interaction is carried from the electronic spin. The long range part of the interaction between two atomic magnetic dipole moments $\mu_1 = 2\mu_B \mathbf{S}_1$ and $\mu_2 = 2\mu_B \mathbf{S}_2$ located at \mathbf{r}_1 and \mathbf{r}_2 , where \mathbf{S}_1 and \mathbf{S}_2 are the two spin matrices, reads

$$V_{\text{dd}}(\mathbf{r}) = \mu_0(2\mu_B)^2 \frac{(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2) - 3(\mathbf{S}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mathbf{S}_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})}{4\pi r^3} \quad (\text{B.1})$$

where $\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ is the interatomic distance, $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$, μ_0 is the magnetic permeability of the vacuum, μ_B is the Bohr magneton. The interaction (B.1), can be rewritten in the following form

$$V_{\text{dd}}(\mathbf{r}) = \mu_0(2\mu_B)^2 \mathbf{S}_{1i} \cdot \mathbf{S}_{2j} \left(-\nabla_i \nabla_j \frac{1}{4\pi r} - \frac{1}{3} \delta(r) \delta_{i,j} \right); \quad i, j = x, y, z. \quad (\text{B.2})$$

It is convenient to introduce the ladder operators $S_{\pm} = S_x \pm iS_y$. It is evident that according to the first order Born approximation each atom may undergo only single spin-flip transitions due to inelastic scattering. In the Born approximation the total cross sections for two colliding atoms in a symmetric (antisymmetric) internal state has the form

$$\sigma = \left(\frac{m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{1}{kk_f} \left[\int |\tilde{V}_{\text{dd}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}')|^2 \delta(|\mathbf{k}'| - k_f) d\mathbf{k}' \pm \int \text{Re} \left(\tilde{V}_{\text{dd}}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \tilde{V}_{\text{dd}}^*(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \right) \delta(|\mathbf{k}'| - k_f) d\mathbf{k}' \right], \quad (\text{B.3})$$

where $\tilde{V}_{\text{dd}}(\mathbf{q})$ is the Fourier transform of the dipole-dipole interaction (B.1) already contracted between the internal states, \mathbf{k} and \mathbf{k}' are the initial and the final state wave vectors, respectively. The plus sign stands for symmetric internal states and the minus $-$ for antisymmetric states. By $k_f = \sqrt{k^2 + m\Delta E/\hbar^2}$ we denote a module of the final state wave vector, where $\Delta E = E_i - E_f = (2\mu_B B) \Delta M$ describes Zeeman splitting. Here E_f, E_i are the energy of the final and initial internal states, respectively, and $\Delta M = -2, -1, 0, 1, 2$ characterizes the number of spin-flips in the scattering process.

Dipolar transitions in dipolar Bose gas — We have in mind the specific case of ^{52}Cr atoms in the electronic ground state magnetically trapped in the upper Zeeman sub-level. For ^{52}Cr both the nuclear spin $I = 0$ and the electron orbital momentum $L = 0$, and only the electron spin $S = 3$. The degeneracy of the atomic ground state manifold is lifted by a magnetic field B in $2S + 1$ Zeeman non-degenerate sub-levels. The magnetic field is chosen directed along the z axis. We denote an internal state of each atom by $|M, S\rangle_{\nu}$, where $\nu = 1, 2$ is the number of the atom. The states satisfy conventional relations for the matrix elements of the spin operators

$$S_z |M, S\rangle = M |M, S\rangle \quad (\text{B.4})$$

$$S_+ |M, S\rangle = \sqrt{(S - M)(S + M + 1)} |M + 1, S\rangle \quad (\text{B.5})$$

$$S_- |M, S\rangle = \sqrt{(S + M)(S - M + 1)} |M - 1, S\rangle \quad (\text{B.6})$$

The symmetric internal states of the atoms are defined as follows

$$|M_1; M_2\rangle_s = \begin{cases} \frac{|M_1, S\rangle_1 |M_2, S\rangle_2 + |M_2, S\rangle_1 |M_1, S\rangle_2}{\sqrt{2}}, & M_1 \neq M_2 \\ |M, S\rangle_1 |M, S\rangle_2, & M_1 = M_2 = M \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

The antisymmetric states are nonzero if $M_1 \neq M_2$ and have the form

$$|M_1; M_2\rangle_a = \frac{|M_1, S\rangle_1 |M_2, S\rangle_2 - |M_2, S\rangle_1 |M_1, S\rangle_2}{\sqrt{2}}. \quad (\text{B.8})$$

In the most general case the initial normalized state of two atoms(bosons) reads

$$|\psi\rangle_{in} = \sqrt{\frac{2}{V}} (C_S \cos(\mathbf{k}\mathbf{r}) |M_1; M_2\rangle_S + C_A \sin(\mathbf{k}\mathbf{r}) |M_1; M_2\rangle_A). \quad (\text{B.9})$$

Here the coefficients satisfy normalization condition $C_S^2 + C_A^2 = 1$.

For dipolar scattering the total cross section will depend on the relative orientation of the initial wave vector \mathbf{k} and the polarization axis z . The cross section averaged over all the possible orientations, reads

$$\sigma_0 = \frac{\pi}{45} \left(\frac{\mu_0(2\mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 [C_S^2 J_0^S(M_1, M_2) (1 + h(1)) + C_A^2 J_0^A(M_1, M_2) (1 - h(1))] \quad (\text{B.10})$$

$$\sigma_{\Delta M} = \frac{2\pi}{15} \left(\frac{\mu_0(2\mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 [C_S^2 J_{\Delta M}^S(M_1, M_2) (1 + h(k_f/k_i)) + C_A^2 J_{\Delta M}^A(M_1, M_2) (1 - h(k_f/k_i))] \frac{k_f}{k_i}, \quad (\text{B.11})$$

where $\Delta M \neq 0$. The ratio between final and initial wave-vectors $k_f/k_i = \sqrt{1 + \frac{2m\mu_B B}{\hbar^2 k_i^2} \Delta M}$. The function

$$h(x) = -\frac{1}{2} - \frac{3}{8} \frac{(1-x^2)^2}{x(1+x^2)} \log \left(\frac{(1-x)^2}{(1+x)^2} \right) \quad (\text{B.12})$$

represents the exchange contribution in Eq.(B.4). The function h (see Fig 1) is monotonic and start from the value $h(1) = -1/2$ and goes asymptotically to 1 ($h(\infty) = 1$). (For large values of the argument $h(x) \approx 1 - 4/x^2$.)

The functions $J_{\Delta M}^{S(A)}$ describe the potential matrix elements corresponding to the internal states of the atoms. We denote the final state by the indices M'_1, M'_2 . Then

$$J_{\pm 2}^{S(A)}(M_1, M_2) = \sum_{M'_1, M'_2} |{}_{s(a)}\langle M'_1; M'_2 | S_{1\pm} S_{2\pm} | M_1; M_2 \rangle_{s(a)}|^2 \quad (\text{B.13})$$

$$J_{\pm 1}^{S(A)}(M_1, M_2) = \sum_{M'_1, M'_2} |{}_{s(a)}\langle M'_1; M'_2 | (S_{1\pm} S_{2z} + S_{1z} S_{2\pm}) | M_1; M_2 \rangle_{s(a)}|^2 \quad (\text{B.14})$$

$$J_0^{S(A)}(M_1, M_2) = \sum_{M'_1, M'_2} |{}_{s(a)}\langle M'_1; M'_2 | (4S_{1z} S_{2z} + S_{1+} S_{2-} + S_{1-} S_{2+}) | M_1; M_2 \rangle_{s(a)}|^2 \quad (\text{B.15})$$

Below we drop the symbol of summation over M'_1, M'_2 in J -functions assuming it is always calculated. We may also assume that $M_1 \geq M_2$, because under the permutation of $M_{1,2}$ the internal states are multiplied by ± 1 , i.e. $C_S \rightarrow C_S$ and $C_A \rightarrow -C_A$ that doesn't change the cross sections.

For $M_1 \geq M_2$ the functions have the following form

$$J_{\pm 2}^{S(A)}(M_1, M_2) \quad (\text{B.16})$$

$$= (S \mp M_1)(S \pm M_1 + 1)(S \mp M_2)(S \pm M_2 + 1)\delta_{M'_1, M_1 \pm 1} \delta_{M'_2, M_2 \pm 1};$$

$$J_{\pm 1}^S(M_1, M_2) \quad (\text{B.17})$$

$$= (1 + \delta_{M_1, M_2 \pm 1})M_1^2(S \mp M_2)(S \pm M_2 + 1)\delta_{M'_1, M_1} \delta_{M'_2, M_2 \pm 1} \\ + (1 + \delta_{M_1 \pm 1, M_2})M_2^2(S \mp M_1)(S \pm M_1 + 1)\delta_{M'_1, M_1 \pm 1} \delta_{M'_2, M_2};$$

$$J_{\pm 1}^A(M_1, M_2) \quad (\text{B.18})$$

$$= (1 - \delta_{M_1, M_2 \pm 1})M_1^2(S \mp M_2)(S \pm M_2 + 1)\delta_{M'_1, M_1} \delta_{M'_2, M_2 \pm 1} \\ + (1 - \delta_{M_1 \pm 1, M_2})M_2^2(S \mp M_1)(S \pm M_1 + 1)\delta_{M'_1, M_1 \pm 1} \delta_{M'_2, M_2};$$

$$J_0^S(M_1, M_2) \quad (\text{B.19})$$

$$= 16M_1^2M_2^2\delta_{M'_1, M_1} \delta_{M'_2, M_2} + (S - M_1)(S + M_1 + 1) \times \\ (S + M_2)(S - M_2 + 1)\delta_{M'_1, M_1 + 1} \delta_{M'_2, M_2 - 1} \\ + (1 + \delta_{M_1 - 1, M_2 + 1})(S + M_1)(S - M_1 + 1)(S - M_2) \times \\ (S + M_2 + 1)\delta_{M'_1, M_1 - 1} \delta_{M'_2, M_2 + 1};$$

$$J_0^A(M_1, M_2) \quad (\text{B.20})$$

$$= 16M_1^2M_2^2\delta_{M'_1, M_1} \delta_{M'_2, M_2} + (S - M_1)(S + M_1 + 1) \times \\ (S + M_2)(S - M_2 + 1)\delta_{M'_1, M_1 + 1} \delta_{M'_2, M_2 - 1} \\ + (1 - \delta_{M_1 - 1, M_2 + 1})(S + M_1)(S - M_1 + 1)(S - M_2) \times \\ (S + M_2 + 1)\delta_{M'_1, M_1 - 1} \delta_{M'_2, M_2 + 1}.$$

Notice that for $M_1 = M_2$ all antisymmetric J-functions vanish.

Note that in the first order Born approximation the cross sections can be expressed in terms of the classical electron radius square r_0^2 times the square of the ratio of atomic mass m versus the electronic mass m_e and the explicit dependence on \hbar disappears

$$R_0^2 \equiv \left(\frac{\mu_0(2\mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 = \left(\frac{m}{m_e} \right)^2 r_0^2. \quad (\text{B.21})$$

The symmetric and antisymmetric internal states with fixed M_1 and M_2 have the same Zeeman energy determined by the operator $\mathbf{S}_{1z} + \mathbf{S}_{2z}$. In case, when the distribution of atoms in the gas over all possible states corresponds to the distribution in a canonical ensemble, the initial state of two colliding atoms may be symmetric or antisymmetric with equal probabilities $\frac{1}{2}$. Therefore, calculating the cross section for that situation we are to sum up the contributions from two initial states with $C_S = 1, C_A = 0$ and $C_S = 0, C_A = 1$ multiplied by the probabilities $\frac{1}{2}$.

The factor $\frac{k_f}{k}$ accounts for the different density of states between final and initial states during an inelastic process ($\Delta E \neq 0$) and has for high Zeeman energy or for sufficient low initial kinetic energy a characteristic \sqrt{B} dependence already noticed in [168, 169]. The expressions in B.12 for one and two spin flip process can be also applied for meta-stable helium $J = 1$. For $B = 0$ we recover exactly the same results respectively for one and two spin-flip process (using $\langle v_{rel} \rangle = \sqrt{16kT/\pi m}$). For $k_B T$ larger than the Zeeman energy of the transition we also recover

the same characteristic \sqrt{B} dependence (precisely the results of [168, 169] are equal to 4/3 times ours). In the crossover region of $k_B T$ of order of the Zeeman energy we have also exact analytical results.

B.2 Exchange interaction

One of the possible forms for the exchange potential is as follows

$$V_{\text{ex}}(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi\hbar^2 a_{\text{ex}}}{m} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \delta(r). \quad (\text{B.22})$$

The interaction between two ideal magnetic dipoles contains, in addition to the long-range part of the interaction already considered in the previous section, a contact term similar to the above and is given below

$$V_{\text{ex}}(\mathbf{r}) = -\frac{2}{3}\mu_0(2\mu_B)^2 \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \delta(r). \quad (\text{B.23})$$

The cross section due to the above potential reads

$$\sigma_0 = 8\pi \frac{4}{9} \left(\frac{\mu_0(2\mu_B)^2 m}{4\pi\hbar^2} \right)^2 C_S^2 \tilde{J}_0^S(M_1, M_2), \quad (\text{B.24})$$

where

$$\tilde{J}_0^S(M_1, M_2) = \sum_{M'_1, M'_2} \left| {}_s \langle M'_1; M'_2 | \left(S_{1z} S_{2z} + \frac{S_{1+} S_{2-} + S_{1-} S_{2+}}{2} \right) | M_1; M_2 \rangle_s \right|^2 \quad (\text{B.25})$$

The contribution of the antisymmetric states vanishes. The J-function $\tilde{J}_0^S(M_1, M_2)$ can easily be calculated based on Eq. (B.20)

$$\begin{aligned} \tilde{J}_0^S(M_1, M_2) &= M_1^2 M_2^2 \delta_{M'_1, M_1} \delta_{M'_2, M_2} + \frac{1}{4} (S - M_1)(S + M_1 + 1) \times \\ &\quad (S + M_2)(S - M_2 + 1) \delta_{M'_1, M_1+1} \delta_{M'_2, M_2-1} \\ &\quad + \frac{1}{4} (1 + \delta_{M_1-1, M_2+1}) (S + M_1)(S - M_1 + 1) \times \\ &\quad (S - M_2)(S + M_2 + 1) \delta_{M'_1, M_1-1} \delta_{M'_2, M_2+1}. \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

Anhang C

Numerische Berechnungen zur dipolaren Relaxation

Numerische Berechnung der dipolaren Relaxationsraten für Chrom von A. Simoni (siehe Kapitel 2.2). Die vorläufigen Ergebnisse für die Kollisionsrate als Funktion des äußeren Magnetfelds sind in Abbildung C.1 dargestellt.

Abgebildet sind die Berechnungen unter der Annahme einer positiven bzw. negativen Streulänge. Die Raten für die negative Streulänge sind dabei jeweils größer als die Raten für die positive Streulänge. Auffallend ist die starke Unterdrückung der Rate bei einer positiven Streulänge im Bereich zwischen 1-10 G. Dieses Verhalten ist auf den Nulldurchgang der einlaufenden Wellenfunktion bei positiver Streulänge zurückzuführen (vgl. Abbildung 2.3). Das Übergangsintegral $\int \psi_{\text{in}}^s V_{\text{dd}} \psi_{\text{out}}^d(k_f, r) dr$, dessen Größe vor allem im Bereich $r \sim 1/k_f$ bestimmt wird, wird für $1/k_f \sim a$ minimal. Nicht eingezeichnet ist die Rate zum $|S = 4, M_S = 4\rangle$ -Ausgangskanal. Die Berechnung ist bis jetzt nicht möglich, da neben der bekannten Deca-Triplett-Streulänge die noch unbekanntes Nonett-Streulänge in die Rechnung eingeht¹.

¹Testrechnungen zeigen, dass von diesem Kanal nur ein kleiner Beitrag zu erwarten ist.

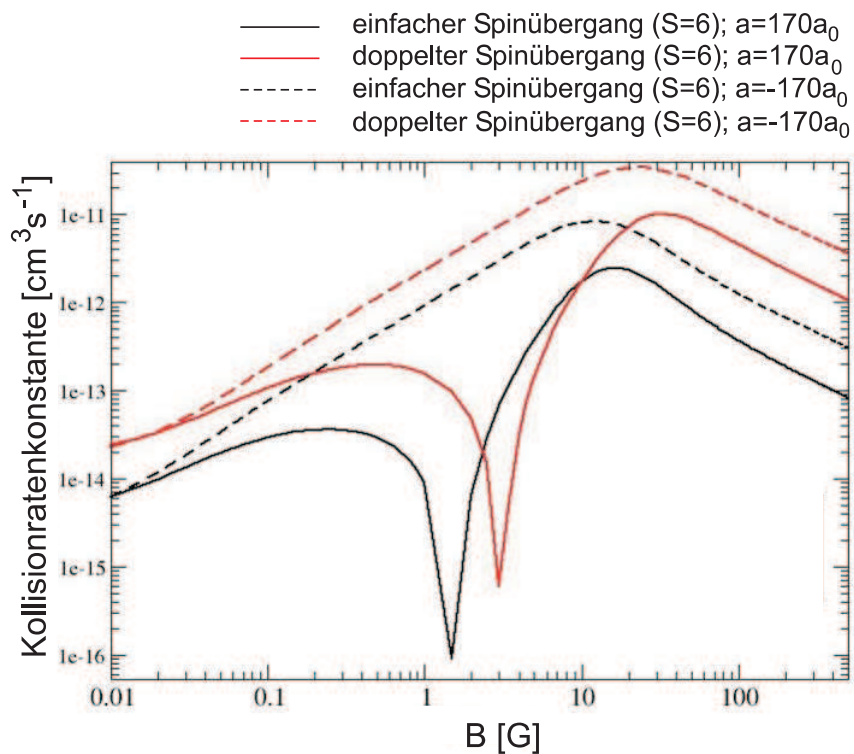


Abbildung C.1: Kollisionsratenkonstanten für einen einfachen (Ausgangskanal: $|S = 6, M_S = 5\rangle$) bzw. doppelten (Ausgangskanal: $|S = 6, M_S = 4\rangle$) Spinübergang für ein in $|S = 6, M_S = 6\rangle$ polarisiertes Ensemble. Dargestellt sind Berechnungen für Cr mit einer positiven bzw. negativen Streulänge. Die dargestellten Daten sind thermisch nicht gemittelt und für eine Temperatur von $10 \mu\text{K}$ berechnet.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, und E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995). v, 1, 34
- [2] C. Bradley, C. Sackett, J. Tollett, und R. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995). v, 1
- [3] K. Davis, M.-O. Mewes, M. Andrews, N. van Druten, D. Durfee, D. Kurn, und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995). v, 1, 34
- [4] S. Inouye, M. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. Stamper-Kurn, und W. Ketterle, *Observation of Feshbach resonances in a Bose-Einstein condensate*, Nature **392**, 151 (1998). v, 2
- [5] J. Roberts, N. Claussen, S. Cornish, E. Donley, E. Cornell, und C. Wieman, *Controlled Collapse of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **86**, 4211 (2001). v, 2
- [6] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, und R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, Science **299**, 232–235 (2003). v, vii, 2, 32, 50, 55, 95, 132
- [7] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, und C. E. Wieman, *Atom-molecule coherence in a Bose-Einstein condensate*, Nature **417**, 529 (2002). v, 2
- [8] S. Dürr, T. Volz, A. Marte, und G. Rempe, *Observation of molecules produced from a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **92**, 020406 (2004). v, 2
- [9] K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, J. K. Chin, D. E. Miller, und W. Ketterle, *Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules*, Phys. Rev. Lett. **91**, 210402 (2003). v
- [10] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. H. Denschlag, und R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **302**, 2101–2103 (2003). v, 3
- [11] M. Greiner, C. A. Regal, und D. S. Jin, *Emergence of a Molecular Bose-Einstein Condensate from a Fermi Gas*, Nature **426**, 537 (2003). v, 3
- [12] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, und W. Ketterle, *Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Phys. Rev. Lett. **91**, 250401 (2003). v, 3

- [13] K. G. L. S. M. Baranov, L. Dobrek und M. Lewenstein, *Ultracold dipolar gases - a challenge for experiments and theory*, Phys. Scripta **T 102**, 74 (2002). [v, 3](#)
- [14] K. Góral, L. Santos, und M. Lewenstein, *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **88**, 170406 (2002). [v, 3](#)
- [15] H. Pu, W. Zhang, und P. Meystre, *Ferromagnetism in a Lattice of Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **87**, 140405 (2001). [v, 3](#)
- [16] H. Pu, W. Zhang, und P. Meystre, *Macroscopic spin tunneling and quantum critical behavior of a condensate in double-well potential*, Phys. Rev. Lett. **89**, 090401 (2002). [v](#)
- [17] K. Góral, K. Rzążewski, und T. Pfau, *Bose-Einstein condensation with magnetic dipole-dipole forces*, Phys. Rev. A **61**, 051601(R) (2000). [v, 3](#)
- [18] S. Yi und L. You, *Trapped condensates of atoms with dipole interactions*, Phys. Rev. A **63**, 053607 (2001). [v, 3](#)
- [19] S. Giovanazzi, A. Görlitz, und T. Pfau, *Tuning the Dipolar Interaction in Quantum Gases*, Phys. Rev. Lett. **89**, 130401 (2002). [v, 3, 131, 132](#)
- [20] P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier, A. Görlitz, und T. Pfau, *Determination of the s-wave Scattering Length of Chromium*, Phys. Rev. Lett. **91**, 193201 (2003). [v, 9, 10, 18, 86](#)
- [21] P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, T. Binhammer, A. Görlitz, und T. Pfau, *Continuous loading of cold atoms into a Ioffe-Pritchard magnetic trap*, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5**, S170–S177 (2003). [vi, 53, 135](#)
- [22] P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, T. Binhammer, A. Görlitz, und T. Pfau, *Doppler cooling of an optically dense cloud of trapped atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 960–967 (2003). [vi, 4, 26, 53, 135](#)
- [23] S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier, P. O. Schmidt, A. Görlitz, T. Pfau, S. Giovanazzi, und K. Rzążewski, *Dipolar Relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms*, Appl. Phys. B **77**, 765–772 (2003). [vi, 16, 17](#)
- [24] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, und J. Dalibard, *Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible?*, Europhys. Lett. **44**, 26 (1998). [vi, 73, 85, 130](#)
- [25] A. Görlitz, T. Gistavson, A. Leanhardt, R. Löw, A. Chikkatur, S. Gupta, S. Inouye, D. E. Pritchard, und W. Ketterle, *Sodium Bose-Einstein Condensates in the $F=2$ State in a Large-Volume Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003). [vi, 130](#)
- [26] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich, und J. M. Doyle, *Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures*, Nature **395**, 148 (1998). [vi, 3, 86, 131](#)
- [27] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, J. Kim, D. Patterson, B. Friedrich, und J. M. Doyle, *Magnetic trapping of atomic chromium*, Phys. Rev. A **57**, R3173 (1998). [vi, 131](#)

- [28] H. L. Bethlem, F. M. H. C. Giel Berden, R. T. Jongma, und A. J. A. van Roij Gerard Meijer, *Electrostatic trapping of ammonia molecules*, Nature **406**, 491–494 (2001). vi, 3, 131
- [29] J. Werner, Doktorarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 57, 70550 Stuttgart (2005), in Vorbereitung. vii, 70, 103, 110, 111
- [30] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, und M. Inguscio, *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*, Science **294**, 1320–1322 (2001). vii, 4
- [31] S. Hensler, A. Griesmaier, J. Werner, A. Görlitz, und T. Pfau, *A two species trap for chromium and rubidium atoms*, J. of Mod. Opt. **51**, 1807 (2004). vii, 112, 117
- [32] B. DeMarco und D. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*, Science **285**, 1703 (1999). 1
- [33] A. Einstein, *Quantentheorie des idealen einatomigen Gases*, Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. **1924**, 261–267 (1924). 1
- [34] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung*, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. **1925**, 3 (1925). 1
- [35] W. Pauli, *The connection between spin and statistic*, Phys. Rev. **58**, 716 (1940). 1
- [36] F. London, *The λ -phenomenon of Liquid Helium and the Bose-Einstein Degeneracy*, Nature **141**, 643 (1938). 1
- [37] J. L. Lin und J. Wolfe, *Bose-Einstein condensation of paraexcitons in stressed Cu_2O* , Phys. Rev. Lett. **71**, 1222 (1993). 2
- [38] M. Inguscio, S. Stringari, und C. E. Wieman, Hrsg., *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases* (International School of Physics “Enrico Fermi”, Varenna, Italy, 1998). 2, 6, 10, 11, 45
- [39] H. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, New York, 1999). 2, 24, 25, 26, 29
- [40] H. F. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986). 2
- [41] C. J. Pethick und H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* (Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2002), 1 Aufl. 2
- [42] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, und W. Ketterle, *Observation of interference between two Bose condensates*, Science **275**, 637 (1997). 2
- [43] M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, und W. Ketterle, *Collective Excitations of a Bose-Einstein Condensate in a Magnetic Trap*, Phys. Rev. Lett. **77**, 988 (1996). 2

- [44] M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. D. S., C. G. Townsend, S. Inouye, und W. Ketterle, *Propagation of sound in a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **79**, 553 (1997). 2
- [45] O. Maragó, S. Hopkins, J. Arlt, E. Hodby, G. Heckenblaikner, und C. Foot, *Observation of the Scissors Mode and Evidence for Superfluidity of a Trapped Bose-Einstein Condensed Gas*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2056 (2000). 2
- [46] C. Raman, M. Köhl, R. Onofrio, D. Durfee, C. Kuklewicz, Z. Hadzibabic, und W. Ketterle, *Evidence for a Critical Velocity in a Bose-Einstein Condensed Gas*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2502 (1999). 2
- [47] A. P. Chikkatur, A. Görlitz, D. M. Stamper-Kurn, S. Inouye, S. Gupta, und W. Ketterle, *Suppression and Enhancement of Impurity Scattering in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **85**, 483 (2000). 2
- [48] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, und E. A. Cornell, *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2498–2501 (1999). 2
- [49] K. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, und J. Dalibard, *Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **84**, 806 (2000). 2
- [50] J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, und W. Ketterle, *Observation of Vortex Lattices in Bose-Einstein Condensates*, Science **292**, 476–479 (2001). 2
- [51] L. Deng, E. Hagley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P. Julienne, J. Simsarian, K. Helmerson, S. Rolston, und W. Phillips, *Four-wave mixing with matter waves*, Nature **398**, 218 (1999). 2
- [52] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. Shlyapnikov, und M. Lewenstein, *Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5198 (1999). 2
- [53] J. Denschlag, J. Simsarian, D. Feder, C. W. Clark, L. Collins, J. Cubizolles, L. Deng, E. Hagley, K. Helmerson, W. Reinhardt, S. Rolston, B. Schneider, und W. Phillips, *Generating Solitons by Phase Engineering of a Bose-Einstein Condensate*, Science **287**, 97 (2000). 2
- [54] K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, und R. G. Hulet, *Formation and propagation of matter-wave soliton trains*, Nature **417**, 150 (2002). 2
- [55] D. Stamper-Kurn, M. Andrews, A. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Stenger, und W. Ketterle, *Optical Confinement of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2027 (1998). 2
- [56] J. Stenger, S. Inouye, D. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. Chikkatur, und W. Ketterle, *Spin domains in ground-state Bose-Einstein condensates*, Nature **396**, 345 (1999). 2
- [57] S. Inouye, T. Pfau, S. Gupta, A. Chikkatur, A. Görlitz, D. Pritchard, und W. Ketterle, *Phase-coherent amplification of atomic matter waves*, Nature **402**, 641 (1999). 2
- [58] M. B. Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, und C. Salomon, *Bloch Oscillations of Atoms in an Optical Potential*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4508–4511 (1996). 2

- [59] B. Eiermann, P. Treutlein, T. Anker, M. Albiez, M. Taglieber, K.-P. Marzlin, und M. K. Oberthaler, *Dispersion Management for Atomic Matter Waves*, Phys. Rev. Lett. **91**, 060402 (2003). [2](#)
- [60] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, und I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002). [2](#)
- [61] K. Góral und L. Santos, *Ground state and elementary excitations of single and binary Bose-Einstein condensates of trapped dipolar gases*, Phys. Rev. A **66**, 023613 (2002). [3](#), [132](#)
- [62] S. Giovanazzi, A. Görlitz, und T. Pfau, *Ballistic expansion of a dipolar condensate*, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5**, S208–S211 (2003). [3](#), [131](#)
- [63] H. Pu, S. Raghavan, und N. Bigelow, *Creation of topological states in spinor condensates*, Phys. Rev. A **63**, 063603 (2001). [3](#)
- [64] D. DeMille, *Quantum Computation with Trapped Polar molecules*, Phys. Rev. Lett. **88**, 067901 (2002). [3](#)
- [65] M. A. Baranov, M. S. Mar'enko, V. S. Rychkov, und G. V. Shlyapnikov, *Superfluid pairing in a polarized dipolar Fermi gas*, Phys. Rev. A **66**, 013606 (2002). [3](#)
- [66] M. Marinescu und L. You, *Controlling Atom-Atom Interaction at Ultralow Temperatures by dc Electric Fields*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4596 (1998). [3](#)
- [67] L. Santos, G. Shlyapnikov, P. Zoller, und M. Lewenstein, *Bose-Einstein Condensation in Trapped Dipolar Gases*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1791 (2000). [3](#)
- [68] R. Gati, *Interaction of Ultracold Atoms in Periodical Potentials*, Diplomarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2003). [3](#)
- [69] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté, und M. D. Lukin, *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000). [3](#)
- [70] J. McClelland, *Magneto optically trapping of Chromium*, Bull. Am. Phys. Soc. **43** (1998). [3](#)
- [71] A. S. Bell, J. Stuhler, S. Locher, S. Hensler, J. Mlynek, und T. Pfau, *A magneto-optical trap for chromium with population repumping via intercombination lines*, Europhys. Lett. **45**, 156–161 (1999). [3](#), [53](#)
- [72] J. Weinstein, R. deCarvalho, J. Kim, D. Patterson, B. Friedrich, und M. Doyle, *Magnetic trapping of atomic chromium*, Phys. Rev. A **57**, 3173–3175 (1998). [3](#)
- [73] J. Kim, B. Friedrich, D. P. Katz, D. Patterson, J. Weinstein, R. DeCarvalho, und J. M. Doyle, *Buffer-gas loading and magnetic trapping of atomic europium*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3665–3668 (1997). [3](#)
- [74] H. L. Bethlem, G. Berden, und G. Meijer, *Decelerating Neutral Dipolar Molecules*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1558–1561 (1999). [3](#), [86](#)

- [75] G. Modugno, G. Roati, F. Riboli, F. Ferlaino, R. J. Brecha, und M. Inguscio, *Collapse of a Degenerate Fermi Gas*, *Science* **297**, 2240–2243 (2002). 4
- [76] A. Simoni, persönliche Mitteilung (2003). 4, 15, 17, 95, 131, 132
- [77] J. Stuhler, *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*, Dissertation, Universität Konstanz, Lehrstuhl J. Mlynek, Ufo-Verlag, Allensbach (2002). 4, 5, 26, 59, 62, 67, 71, 72, 113, 118, 120, 121, 132, 134, 135
- [78] J. Stuhler, P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, J. Mlynek, und T. Pfau, *Continuous loading of a magnetic trap*, *Phys. Rev. A* **64**, 031405 (2001). 4, 53, 112, 113, 134
- [79] P. O. Schmidt, *Scattering properties of ultra-cold chromium atoms*, Dissertation, Universität Stuttgart, 5. Phys. Institut (2003). 4, 5, 26, 36, 65, 67, 70, 71, 72, 79, 88, 132
- [80] W. Nolting, *Quantenmechanik, Teil 2: Methoden und Anwendungen*, Band 5 von *Grundkurs: Theoretische Physik* (Zimmermann-Neufang, Antoniusstraße 9, D-56766 Ulmen, 1994), 2 Aufl. 6
- [81] F. Schwabl, *Quantenmechanik* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992). 6
- [82] C. J. Joachain, *Quantum collision theory* (North-Holland publishing company, Amsterdam, 1975). 8, 9
- [83] L. D. Landau und E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics*, Band 3 von *Course of theoretical physics* (Butterworth-Heinemann, Oxford, United Kingdom, 1977), 3 Aufl. 8
- [84] B. DeMarco, J. Bohn, J. Burke, Jr., M. Holland, und D. Jin, *Measurement of p-Wave Threshold Law Using Evaporatively Cooled Fermionic Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4208 (1999). 9
- [85] K. Burnett, P. S. Julienne, P. D. Lett, E. Tiesinga, und C. J. Williams, *Quantum encounters of the cold kind*, *Nature* **416**, 225–232 (2002). 10
- [86] B. Shizgal, *Kinetic-theory calculation of NMR relaxation-time of dilute He-3 gas.*, *J. Chem. Phys.* **58**, 3424 (1973). 11
- [87] F. H. Mies, C. J. Williams, P. S. Julienne, und M. Krauss, *Estimating Bounds on Collisional Relaxation Rates of Spin-Polarized ^{87}Rb Atoms at Ultracold Temperatures*, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Tech.* **101**, 521 (1996). 11, 13
- [88] H. T. C. Stoof, J. M. V. A. Koelman, und B. J. Verhaar, *Spin-exchange and dipole relaxation rates in atomic hydrogen: Rigorous and simplified calculations*, *Phys. Rev. B* **38**, 4688 (1988). 11, 15
- [89] Z. Pavlovic, B. O. Roos, R. Côté, und H. R. Sadeghpour, *Collisional properties of trapped cold chromium atoms*, *Phys. Rev. A* **69**, 030701(R) (2004). 12
- [90] K. Andersson, *The electronic spectrum of Cr_2* , *Chem. Phys. Lett.* **237**, 212–221 (1995). 12

- [91] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, und J. Dalibard, *Giant Spin Relaxation of an Ultracold Cesium Gas*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1869 (1998). 13
- [92] S. A. Hopkins, S. Webster, J. Arlt, P. Bance, S. Cornish, O. Marago, und C. J. Foot, *Measurement of elastic cross section for cold cesium collisions*, Phys. Rev. A **61**, 032707 (2000). 13
- [93] S. Kotochigova, E. Tiesinga, und P. S. Julienne, *Relativistic ab initio treatment of the second-order spin-orbit splitting of the $a^3\Sigma_u^+$ potential of rubidium and cesium dimers*, Phys. Rev. A **63**, 012517 (2000). 13
- [94] Y. Kagan, I. Vartanyantz, und G. Shlyapnikov, *Kinetics of decay of metastable gas phase of polarized atomic hydrogen at low temperatures*, Sov. Phys. JETP **54**, 590 (1981). 15
- [95] A. Lagendijk, I. F. Silvera, und B. J. Verhaar, *Spin exchange and dipolar relaxation rates in atomic hydrogen: Lifetimes in magnetic traps*, Phys. Rev. B **33**, 626 (1986). 15
- [96] S. Giovanazzi, persönliche Mitteilung (2004). 16
- [97] O. Luiten, M. Reynolds, und J. T. M. Walraven, *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*, Phys. Rev. A **53**, 381 (1996). 19, 40, 41, 42
- [98] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. Reynolds, T. Hijmans, und J. T. M. Walraven, *Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas*, Phys. Rev. Lett. **78**, 990 (1997). 20
- [99] E. Burt, R. Ghrist, C. Myatt, M. Holland, E. Cornell, und C. Wieman, *Coherence, Correlations, and Collisions: What One Learns about Bose-Einstein Condensates from Their Decay*, Phys. Rev. Lett. **79**, 337 (1997). 21, 22
- [100] P. Fedichev, M. Reynolds, und G. Shlyapnikov, *Three-Body Recombination of Ultracold Atoms to a Weakly Bound s Level*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2921 (1996). 21, 95
- [101] Y. Kagan, B. Svistunov, und G. Shlyapnikov, *Effect of Bose condensation on inelastic processes in gases*, Sov. Phys. JETP Lett. **42**, 209 (1985). 22
- [102] H. T. C. Stoof, A. M. L. Janssen, J. Koelman, und B. Verhaar, *Decay of spin-polarized atomic hydrogen in the presence of a Bose condensate*, Phys. Rev. A **39**, 3157 (1989). 22
- [103] R. J. Cook, *Theory of resonant-radiation pressure*, Phys. Rev. A **22**, 1078–1098 (1980). 24
- [104] J. P. Gordon und a. Ashkin, *Motion of atoms in a radiation trap*, Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980). 24
- [105] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, und G. Grynberg, *Atom-photon interactions* (John Wiley & Sons, 1992), 1 Aufl. 24
- [106] P. Meystre, *Atom Optics* (Springer Verlag, 2001). 24
- [107] T. W. Hänsch und A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Comm. **13**, 68 (1975). 26

- [108] D. Wineland und W. M. Itano, *Laser cooling of atoms*, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979). [26](#)
- [109] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, und D. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987). [26](#)
- [110] J. Schoser, *Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer stark anisotropen Magnetfalle*, Dissertation, Universität Stuttgart, 5. Phys. Institut (2003). [26](#), [91](#)
- [111] A. Griesmaier, *Aufbau einer kombinierten magneto-optischen Falle für Chrom und Rubidium*, Diplomarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2002). [26](#), [58](#), [63](#), [65](#), [112](#)
- [112] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023–2045 (1989). [26](#)
- [113] V. I. Balykin, V. G. Minogin, und V. S. Letokhov, *Electromagnetic trapping of cold atoms*, Rep. Prog. Phys. **63**, 1429–1510 (2000). [26](#)
- [114] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, und A. Ashkin, *Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985). [26](#)
- [115] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, und P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1–85 (1999). [26](#), [125](#)
- [116] C. Townsend, N. Edwards, C. Cooper, K. Zetie, C. Foot, A. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, und J. Dalibard, *Phase-space density in the magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995). [26](#)
- [117] A. Ashkin, *Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **40**, 729 (1978). [27](#)
- [118] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler, und M. Weitz, *All-Optical Realization of an Atom Laser*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003). [27](#), [95](#), [132](#)
- [119] B. W. Shore, *The Theory of coherent atomic excitation* (J. Wiley & Sons, Inc., 1990). [28](#), [114](#)
- [120] R. Grimm, M. Weidemüller, und Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **42**, 95–170 (2000). [28](#), [29](#), [102](#)
- [121] M. Barrett, J. Sauer, und M. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001). [28](#), [95](#)
- [122] NIST, Atomic Spectra Databases (2004), URL http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd. [30](#)
- [123] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. Reynolds, T. Hijmans, und J. T. M. Walraven, *One-dimensional evaporative cooling of magnetically trapped atomic hydrogen*, Phys. Rev. A **57**, 4747 (1998). [32](#)

- [124] D. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, A. Chikkatur, S. Inouye, J. Stenger, und W. Ketterle, *Reversible Formation of a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **81**, 2194 (1998). [32](#)
- [125] H. J. Metcalf, *Magnetic trapping of decelerated neutral atoms*, Prog. Quant. Electr. **8**, 169 (1984). [33](#)
- [126] T. Binhammer, *Verdampfungskühlung ultrakalter Chrom-Atome*, Diplomarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2002). [33](#)
- [127] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, und E. A. Cornell, *Stable, Tightly Confining Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995). [34](#)
- [128] J. R. Rubbmark, M. M. Kash, M. G. Littman, und D. Kleppner, *Dynamical effects at avoided level crossings: A study of the Landau-Zener effect using Rydberg atoms*, Phys. Rev. A **23**, 3107 (1981). [38](#), [39](#)
- [129] A. E. Leanhardt, T. A. Pasquini, M. Saba, A. Schirotzek, Y. Shin, D. Kielpinski, D. E. Pritchard, und W. Ketterle, *Cooling of Bose-Einstein condensates below 500 Picokelvin*, Science **203**, 1513–1515 (2003). [40](#)
- [130] W. Ketterle und N. van Druten, *Evaporative Cooling of Trapped Atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 181 (1996). [40](#)
- [131] K. Bongs, *Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten*, Dissertation, Universität Hannover (1999). [41](#), [49](#), [87](#)
- [132] P. Valkering, *Optimization of evaporation of Rubidium atoms in a trap*, Diplomarbeit, University of Utrecht. [42](#), [45](#)
- [133] F. Schreck, *Experimentelle Realisation eines Bose-Einstein-Kondensats*, Diplomarbeit, Universität Konstanz, Arbeitsgruppe G. Rempe (1998). [45](#)
- [134] U. Ernst, *Bose-Einstein-Kondensation von Rubidiumatomen*, Dissertation, Universität Konstanz (1998). [49](#), [89](#), [90](#)
- [135] W. Ketterle und J. van Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*, Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **37**, 181 (1996). [49](#)
- [136] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, und J. E. Thomas, *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*, Phys. Rev. A **64**, 051403 (2001). [50](#), [51](#), [52](#), [105](#)
- [137] M. D. Barrett, J. A. Sauer, und M. S. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **87**, 010404 (2001). [51](#)
- [138] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, und C. E. Wieman, *Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling*, Phys. Rev. Lett. **78**, 586 (1997). [54](#)
- [139] L. V. Hau, B. D. Busch, C. Liu, Z. Dutton, M. M. Burns, und J. A. Golovchenko, *Near-resonant spatial images of confined Bose-Einstein condensates in a 4-Dee magnetic bottle*, Phys. Rev. A **58**, R54–R57 (1998). [54](#)

- [140] T. Esslinger, I. Bloch, und T. W. Hänsch, *Bose-Einstein condensation in a quadrupole-Ioffe-configuration trap*, Phys. Rev. A **58**, 2664 (1998). 54
- [141] J. Tollett, C. Bradley, C. Sackett, und R. Hulet, *Permanent magnet trap for cold atoms*, Phys. Rev. A **51**, R22 (1995). 54
- [142] B. Desruelle, V. Boyer, P. Bouyer, G. Birkl, M. Lécrivain, F. Alves, C. Westbrook, und A. Aspect, *Trapping cold neutral atoms with an iron-core electromagnet*, Euro. Phys. J. D **1**, 255 (1998). 54
- [143] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap*, Phys. Rev. Lett. **77**, 416 (1996). 56
- [144] M. Wutz, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik* (Vieweg Verlag, 1965). 58
- [145] C. Edelmann, *Vakuumtechnik* (VEB Fachbuchverlag, 1985). 58
- [146] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, und C. Zimmermann, *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*, J. App. Phys. **84**, 6499 (1998). 60, 61
- [147] U. D. Rapol, A. Wasan, und V. Natarajan, *Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source*, Phys. Rev. A **64** (2001). 60, 117
- [148] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, und C. Zimmermann, *Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap*, Phys. Rev. Lett. **84**, 230401 (2001). 60
- [149] A. Schnetz, *Aufbau und Charakterisierung einer magneto-optischen Falle für metastabile Argon-Atome*, Dissertation, Universität Konstanz (1995). 62
- [150] J. Werner, *Kontinuierliches Laden einer Magnetfalle mit lasergekühlten Chromatomen*, Diplomarbeit, Universität Konstanz (2000). 67
- [151] B. Steinheil, *Aufbau eines frequenzverdoppelten Diodenlaser-Systems zur Untersuchung ultrakalter Chromatome*, Diplomarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 57, 70550 Stuttgart (2003). 67
- [152] S. Hensler, *Eine magneto-optische Falle mit Chromatomen*, Diplomarbeit, Universität Konstanz, Lehrstuhl J. Mlynek (1999). 67
- [153] J. P. Bouyer, *Spectral stabilization of an InGaAsP Semiconductor laser by injection-locking.*, Annales de Physique **18**, 89 (1993). 67
- [154] G. Ferrari, M. O. Mewes, F. Schreck, und C. Salomon, *Highpower multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier*, Opt. Lett. **24**, 151 (1999). 68
- [155] G. Kavoulakis, C. Pethick, und H. Smith, *Collisional relaxation in diffuse clouds of trapped bosons*, Phys. Rev. A **61**, 053603 (2000). 76
- [156] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, und E. A. Cornell, *Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995). 76

- [157] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K.-Y. N. Tan, T. T. Grove, und P. L. Gould, *Isotopic Difference in Trap Loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **69**, 897 (1992). [113](#)
- [158] M. Aymar, O. Robaux, und S. Wane, *Central field calculations of photoionisation cross sections of excited states of Rb and Sr⁺ and analysis of photoionisation cross sections of excited alkali atoms using quantum defect theory.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **17**, 993–1007 (1983). [115](#), [117](#), [118](#)
- [159] F. Fuso, D. Ciampini, E. Arimondo, und C. Gabbanini, *Ion processes in the photoionization of laser cooled alkali atoms*, Opt. Comm. **173**, 223–232 (2000). [115](#)
- [160] O. Maragò, D. Ciampini, F. Fuso, E. Arimondo, C. Gabbanini, und S. Manson, *Photoionization cross sections for excited laser-cooled caesium atoms*, Phys. Rev. A **57**, R4110–4113 (1998). [116](#)
- [161] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, und J. Dalibard, *Phase-space density in the Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. A **52**, 1423–1440 (1995). [117](#)
- [162] T. P. Dinneen, C. D. Wallace, K.-Y. N. Tan, und P. L. Gould, *Use of trapped atoms to measure absolute photoionization cross sections*, Opt. Lett. **17**, 1708 (1992). [117](#)
- [163] A. N. Klyucharev und V. Y. Sepman, *Two-stage photoionization of rubidium*, Optics and Spectroscopy **38**, 712–713 (1975). [117](#)
- [164] C. Gabbanini, S. Gozzini, und A. Lucchesini, *Photoionization cross section measurement in a Rb vapor cell trap*, Optics Communication **141**, 25–28 (1997). [117](#)
- [165] U. Schlöder, H. Engler, U. Schünemann, R. Grimm, und M. Weidemüller, *Cold inelastic collisions between lithium and cesium in a two-species magneto-optical trap*, Eur. Phys. J. D **7**, 331–340 (1999). [121](#), [124](#)
- [166] A. Gallagher und D. Pritchard, *Exoergic collisions of cold Na* – Na*, Phys. Rev. Lett. **63**, 957 (1989). [125](#)
- [167] L. Santos, G. V. Shlyapnikov, P. Zoller, und M. Lewenstein, *Erratum: Bose-Einstein Condensation in Trapped Dipolar Gases [Phys. Rev. Lett. **85**, 1791 (2000)]*, Phys. Rev. Lett. **88**, 139904 (2002). [132](#)
- [168] G. V. Shlyapnikov, J. T. M. Walraven, U. M. Rahmanov, und M. W. Reynolds, *Decay kinetics and Bose condensation in a gas of spin-polarized triplet helium*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3247–3250 (1994). [138](#), [141](#), [142](#)
- [169] P. O. Fedichev, M. W. Reynolds, U. M. Rahmanov, und G. V. Shlyapnikov, *Inelastic decay processes in a gas of spin-polarized triplet helium*, Phys. Rev. A **53**, 1447 (1996). [138](#), [141](#), [142](#)
- [170] S. Yi und L. You, *Trapped atomic condensates with anisotropic interactions*, Phys. Rev. A **61**, 041604(R) (2000). [138](#)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all jenen Personen bedanken, ohne deren tatkräftiger Mithilfe und Unterstützung diese Experimente nicht gelungen wären.

Insbesondere möchte ich mich bei Tilman Pfau bedanken, unter dessen Leitung ich mich bereits in Konstanz mit der Kühlung von Chrom beschäftigte. Es war sehr spannend mitzuerleben, wie sich ein solches neuartiges Forschungsprojekt mit der Zeit entwickelte und welche Wendungen sich immer wieder durch neue Erkenntnisse ergaben. Seine Ideen und Impulse trugen wesentlich zu den Erfolgen der Experimente bei, die ich mit einem großen Maß an Selbstständigkeit durchführen durfte. Aus den wissenschaftlichen Diskussionen lernte ich sehr viel. Parallel zu diesem Projekt entwickelte sich aus der Atomoptikgruppe in Konstanz das 5. physikalischen Institut in Stuttgart. Die angenehme, kreative Atmosphäre in der Gruppe gefiel mir während dieser Zeit äußerst gut.

Axel Görlitz, nun Professor in Düsseldorf, leistete mit seinem experimentellen und theoretischen Wissen bei der Planung des Aufbaus und bei der Durchführung der Experimente einen großen Beitrag. Seine Begeisterung für das Experiment spornte uns immer wieder an. Besonderes hilfreich für mich waren die Kommentare und Diskussionen zu dieser Arbeit.

Nach einem Forschungsaufenthalt in Italien kehrte „Alt-Chromi“ Jürgen Stuhler an das Experiment heim. Für die Kommentaren zu meinem Werk, sowie die Gastfreundschaft, die er zwei sehr hungrigen, verschwitzten Radler in Italien entgegenbrachte, und die vielen Aufmunterungen bin ich ihm sehr dankbar.

Sehr großen Dank bin ich meinen Kollegen schuldig, die mit mir direkt am Experiment arbeiteten:

- Piet Schmidt trieb als Alt-Doktorand das Experiment wesentlich voran und sorgte stets für nötigen Optimismus und Abwechslung. Die gemeinsamen Messnächte, die mehr oder weniger erfolgreich verliefen, waren sehr prägend. Die mit ihm erlebten Berg-, Segel- und Snowboardtouren (auch wenn er sich als Snowboardschüler am Anfang etwas anstellte) machten mir sehr Spaß.
- Jörg Werner, der mit Piet und mir den Umzug des Experiments nach Stuttgart durchführte, ist für die hervorragende Computeransteuerung der Experimente am Institut verantwortlich, war erste Anlaufstelle bei Rechnerproblemen und machte sich beim Aufbau der optischen Dipolfalle sehr verdient. Vielen Dank auch an Kitty, die mich häufig mit leckerem schwedischen Gebäck versorgte, und mich in den Rang des Ehrenonkels erhob.
- Axel Griesmaier war während seiner Diplomarbeit maßgeblich am Aufbau der neuen Apparatur (unserer Dani) beteiligt. Unvergessen bleiben neben den Bastelarbeiten und Messungen, die wir im Labor durchführten, sowie den fröhlichen Pfeif- und Flötenduetten, die

Hüttenwochenenden in den Bergen. Ich werde wohl immer in Erinnerung behalten, wie er eine ganze Halle dazu brachte, seinen roten Schuh zu bejubeln.

- Thomas Binhammer war unser erster Stuttgarter Diplomand, der sehr großen Einsatz beim Wiederaufbau der Anlage und bei der Weiterentwicklung unserer damaligen Magnetfalle zeigte. Bernd Steinheil trug mit seiner Diplomarbeit zum Aufbau einer Frequenzverdopplung bei, mit der nun die Atome in der Dipolfalle polarisiert werden können.
- Stefano Giovanazzi und Andrea Simoni begleiten seit einiger Zeit mit großem Engagement unser Experiment in theoretischer Hinsicht. In Diskussionen mit ihnen lernte ich sehr viel über Wechselwirkungen in dipolaren Gasen, Italien und Salsa.
- Die „Jung-Chromis“ Alexander Greiner und Ulrich Herz unterstützen das Experiment seit einigen Monaten engagiert. Hilfe erhielten wir während den letzten Jahren auch von zahlreichen Hiwis, die in Stuttgart und Konstanz für das Experiment arbeiteten.
- Besonderen Dank gebührt Axel Grabowski, der uns für die Experimente mit den kombinierten Fallen sein stabilisiertes Kühl- und Rückpumpplaserlicht für die Rubidiumatomen zur Verfügung stellte.

Vielen Dank auch den übrigen Doktoranden und Diplomanden am Institut in Stuttgart, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen und die für die gute Stimmung am Institut verantwortlich waren. Insbesondere möchte ich mich hier bei Jürgen Schoser für die Pionierarbeiten bedanken, die er am Stuttgarter Institut vollbrachte. Durch ihn und Robert Löw lernte ich das Leben im Stuttgarter Städtle kennen. Letzterer sorgte außerdem in seiner Funktion als Kaffeebeauftragter dafür, dass das forschungswichtige Getränk nie zur Neige ging und ich Freitag morgens immer mein Frühstück bekam. Die ausgefallene Musikauswahl aus ihrem Labor stimulierte uns im Cr-Labor immer wieder zu neuen Höchstleistungen.

Karin Otter und Sylvia Tassy entlasteten uns sehr durch ihre Arbeit im Sekretariat. Insbesondere sorgte Karin mit einigen Aktionen für Abwechslung und manche Zusatzqualifikationen der Mitarbeiter.

Ohne die mechanischen und elektronischen Werkstätten in Stuttgart, die die vielen Sonderanfertigungen realisierten, wäre das Experiment nicht möglich gewesen. Stellvertretend möchte ich mich bei Herrn Dietrich, Herrn Kamella und Herrn Möhrle bedanken.

Der Dank gilt auch Herrn Prof Mlynek, der mich im ersten Jahr an seinem Lehrstuhl in Konstanz als Doktorand beschäftigte, sowie den dortigen Doktoranden, Diplomanden und Mitarbeitern, die uns und dem Experiment sehr behilflich waren. Insbesondere möchte ich hier die „Alt-Chromis“, Björn Bregzer, Thomas Schulze und Dirk Jürgens erwähnen.

Eine wunderschöne Zeit durfte ich hier mit meinen Freunden und meinen MitbewohnerInnen erleben und bin ihnen sehr dankbar, dass sie mich ab und zu vom Forschen abhielten. Besonderen Dank gilt dabei meiner Freundin Moni, die alle Höhen und Tiefen meines Forscher-Daseins mitbekam.

Vielen Dank auch meiner Familie, die mich während dieser Zeit einzigartig unterstützte und mir Rückhalt gegeben hat. Insbesondere möchte ich mich bei meinen Schwestern Ines, Anke und Mira für die Korrektur meines Manuskripts bedanken.

Für das gewissenhafte Lesen und die Anmerkungen zu dieser Arbeit möchte ich mich neben meinen Betreuern auch bei Piet, Jörg, Axel, Jürgen, Karin und Moni bedanken.

Vielen Dank!!!