

# Fermionisches Kalium in der dreikomponentigen magnetooptischen Falle

Diplomarbeit an der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München  
Lehrstuhl für Laserspektroskopie, Prof. Dr. T.W. Hänsch  
Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching

Florian Henkel

2. Mai 2005

1. Gutachter: Prof. Dr. T.W. Hänsch
2. Gutachter: Prof. Dr. J. von Delft

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>9</b>
2.1	Einfang und Kühlung verdünnter Atomgase . . . . .	9
2.1.1	Lichtkräfte und Strahlungsdruck . . . . .	9
2.1.2	Laserkühlen und optische Melasse . . . . .	13
2.1.3	Fallentechniken: Prinzip der magnetooptischen Falle . . . . .	16
2.1.4	Stoßprozesse in der MOT . . . . .	19
2.1.5	Abbildung und Nachweis eingefangener Atome . . . . .	20
2.2	Alkaliatome . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Atomare Dispenser</b>	<b>27</b>
3.1	Alkali-Metall Dispenser . . . . .	27
3.1.1	$^{40}\text{K}$ -Dispenser . . . . .	28
3.2	Teststand für eine zweite Generation . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Experimentelle Aufbauten</b>	<b>41</b>
4.1	$^{40}\text{K}$ -Lasersystem . . . . .	42
4.1.1	Aufbau des $^{40}\text{K}$ -Lasersystems . . . . .	42
4.1.2	Diodenlaser . . . . .	44
4.1.3	Frequenzmodulation, Resonator und Spektroskopie . . . . .	47
4.1.4	Trapez-Verstärker . . . . .	49
4.2	$^6\text{Li}$ und $^{87}\text{Rb}$ Lasersysteme . . . . .	52
4.3	Aufbauten der magnetooptischen Falle . . . . .	55
4.3.1	Vakuumanlage . . . . .	55
4.3.2	Optische Aufbauten und Detektion . . . . .	59
4.4	Magnetfeld-Schaltelement . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Messungen</b>	<b>65</b>
5.1	$^{40}\text{K}$ -Dispenser . . . . .	65
5.1.1	Parameter der Dispenser der ersten Generation . . . . .	66
5.1.2	Testreihe zur zweiten Generation . . . . .	68
5.1.3	Ergebnisse der Messungen . . . . .	72
5.2	Magnetfeld-Schaltelement . . . . .	73

5.2.1	Abschließende Charakterisierung . . . . .	77
5.3	Betrieb der magnetooptischen Fallen . . . . .	77
5.3.1	$^{40}\text{K}$ -MOT . . . . .	77
5.3.2	$^{87}\text{Rb}$ -MOT und $^{87}\text{Rb}$ -Melasse . . . . .	79
5.3.3	$^6\text{Li}$ -MOT . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>85</b>
	<b>Anhang</b>	<b>87</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>107</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>111</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Ein grundlegender, charakteristischer Parameter von Mehrteilchen-Systemen ist der Spin des einzelnen Teilchens. Dieser entscheidet sowohl über das fundamentale, physikalische Verhalten der einzelnen Teilchen als auch über ihr makroskopisches Zusammenspiel.

Alle Teilchen können über ihren Spin in zwei Klassen eingeteilt werden, entweder in Bosonen oder in Fermionen. Die Quantenstatistik der jeweiligen Klasse ist maßgeblich für das makroskopische Verhalten dieser Teilchen. Die quantenstatistische Besetzung von Zuständen mit Bosonen geht auf theoretische Überlegungen von Bose [1] und Ausführungen von Einstein [2] zurück, die Statistik von Fermionen auf Arbeiten von Fermi [3]. Der fundamentale Unterschied zwischen beiden Teilchenklassen wird durch das Pauli'sche Ausschließungsprinzip gegeben. Es ermöglicht allein den Bosonen die mehrfache Besetzung eines identischen Quantenzustands.

Die Herstellung und Erforschung verdünnter, ultrakalter Quantengase wurden seit Beginn der achtziger Jahre des letzten Jahrhunderts zunächst durch Bosonen geprägt. Die atomare Bose-Einstein-Kondensation konnte erstmals im Jahr 1995 beobachtet werden [4–6]. Diese kohärente, makroskopische Besetzung des Grundzustand war die Initialzündung für vielfältige Experimente auf dem Gebiet der bosonischen Quantengase. Eine Auswahl dieser Experimente ist in [7–15] beschreiben. Das Erreichen der ersten Bose-Einstein-Kondensation wurde im Jahr 2001 mit dem Nobelpreis [16, 17] ausgezeichnet.

Ultrakalte Quantengase aus atomaren Fermionen sind erst in den letzten Jahren vermehrt in das Zentrum der Aufmerksamkeit gerückt. Im Jahr 2003 konnte die Kondensation von Fermi-Paaren und von schwach gebundenen Molekülen aus einem quantenentarteten Fermigas über Feshbach-Resonanzen [18–21] von mehreren unterschiedlichen Forschungsgruppen nahezu gleichzeitig verbucht werden. Durch die Möglichkeit, die interatomare Wechselwirkung sehr genau einzustellen, kann in diesem Rahmen erstmalig der Übergang eines molekularen Bose-Einstein-Kondensats in superfluide

Fermi-Paare genauer studiert werden. Dies wird als BEC-BCS-Übergang bezeichnet. Im Limit schwacher, attraktiver Wechselwirkung weitab der Feshbach-Resonanz entspricht dieser suprafluiden Zustand einem BCS-Supraleiter [22, 23].

Im Vergleich zu bosonischen, ultrakalten, entarteten Quantengasen ist die Produktion eines quantenentarteten Fermigases technisch aufwendiger. Der entscheidende Schritt zur Kühlung von Fermionen wird durch sympathetisches Kühlen eingeleitet, da ein evaporatives Kühlen [24, 25] von identischen Fermionen durch Verbot von interatomaren Stößen im s-Wellen-Grenzfall nicht möglich ist. Für ein sympathetisches Kühlen muß aus diesem Grund entweder auf die internen Freiheitsgrade der Fermionen [26, 27] oder auf binäre Bose-Fermi-Mischungen [28–32] zurückgegriffen werden.

Ein zukünftiges Ziel auf dem Gebiet der quantenentarteten Fermigase sind polare, heteronukleare Molekülkondensate<sup>1</sup>. Durch die Formation von polaren, heteronuklearen Fermi-Paaren aus zwei unterschiedlichen, atomaren Spezies ist es möglich, Quantengase mit anisotroper Wechselwirkung und neuartigen Mechanismen zur Formation von Fermi-Paaren zu studieren [33].

Bisherige Experimente mit ultrakalten Fermionen beruhen auf Zweifach-MOT-Systemen<sup>2</sup> mit binären Bose-Fermi-Mischungen. Nach unserem Wissen existieren inzwischen sechs Experimente [C. Salomon, R. Hulet, W. Ketterle, D. Jin, M. Inguscio, C. Zimmermann], die auf Zweifach-MOT-Aufbauten beruhen und bis in das quantenentartete Regime vordringen. Weitere Gruppen haben Zweifach-MOT-Systeme ohne Entartung beispielsweise für die Molekülspektroskopie [34, 35] aufgebaut.

Die Grundidee des Experiments, an dem im Rahmen dieser Arbeit mitgewirkt wurde, ist die Erzeugung eines zweikomponentigen Quantengases mit zwei Fermionen,  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^{40}\text{K}$ . Um den mit gegenseitigem, evaporativen Kühlen einhergehenden Teilchenverlust dieses Fermionen-Gemisches zu vermeiden, soll zusätzlich das bosonische Isotop  ${}^{87}\text{Rb}$  in einen experimentellen Aufbau integriert werden. Innerhalb dieses neuen Ansatzes wird auf der einen Seite  ${}^{87}\text{Rb}$  als Kühl-Reservoir für das sympathetische Kühlen der beiden Fermionen eingesetzt. Auf der anderen Seite steht Rubidium als weitere, bosonische Spezies zum Studium von quantenentarteten Mischungen zur Verfügung. Als universelle Quelle von Bosonen, Fermionen und Boson-Fermion-Gemischen stellt die hierzu benötigte Dreifach-MOT ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{40}\text{K}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$ ) ein vielseitiges Werkzeug für Experimente mit mehrkomponentigen, ultrakalten Quantengasen dar. Das primäre Ziel unseres Experiments ist die Überführung aller drei atomarer Spezies in das quantenentartete Regime. Die Erzeugung einer stabilen, leistungsfähigen Dreifach-MOT ist ein entscheidender Schritt in diese Richtung.

<sup>1</sup>Ein Beispiel ist die von uns angestrebte Verbindung von  ${}^6\text{Li}$  –  ${}^{40}\text{K}$ .

<sup>2</sup>Die Zweifach-MOT muß klar von der Doppel-MOT unterschieden werden. Doppel-MOT-Systeme sind zwei miteinander verbundene, magnetooptische Fallen zur Erzeugung eines geringeren Hintergrundgasdrucks in der zweiten MOT.

Ausgangspunkt jeder magnetooptischen Falle ist ein effizienter Lademechanismus der atomaren Spezies in die Falle über eine atomare Quelle. Im Laufe der Jahre sind zu diesem Zweck verschiedenste Formen von atomaren Quellen entwickelt worden. Hierzu gehören die optische oder magneto-optische Abkühlung eines kollimierten Atomstrahls [36–38], das Laden von Atomen aus dem Hintergrundgas einer MOT-Kammer oder Doppel-MOT-Systeme [39]. Der für das einzufangende Element notwendige Partialdruck wird durch Heizen eines atomaren Ofens oder über sogenannte atomare Dispenser erreicht. In Bezug auf die Elemente Kalium und Rubidium haben sich Alkali-Metall-Dispenser [40, 41] für ein Laden aus dem Hintergrundgas bewährt.

Hauptleistung dieser Arbeit ist es, effiziente  $^{40}\text{K}$ -Dispenser und ein vollständiges  $^{40}\text{K}$ -Lasersystem zur Erzeugung einer magnetooptischen Falle aufzubauen und in das Gesamtsystem optimal zu integrieren. Dieser Beitrag stellt die Vervollständigung des von uns vorgestellten Dreifach-MOT-Systems dar.

## Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist in fünf weitere Kapitel gegliedert.

Einige theoretischen Grundlagen zur Erzeugung und Kühlung von ultrakalten, verdünnten Quantengasen werden in Kapitel 2 vorgestellt. Weiterhin werden wichtige Eigenschaften und Übergänge sowie die Termschemata der drei, in der Dreifach-MOT eingefangenen Alkalimetalle  $^6\text{Li}$ ,  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  näher erläutert.

In Kapitel 3 wird der Aufbau und die Charakterisierung von atomaren Quellen am Beispiel von angereicherten  $^{40}\text{K}$ -Dispensern detailliert beschrieben. Im Rahmen der Charakterisierung der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser wird ein leistungsfähiger, ultrahoch-vakuum tauglicher Teststand für eine zweite Generation von Dispensern erläutert.

Das 4. Kapitel gibt einen Überblick über das experimentelle Gesamtsystem. Im Rahmen dieses Kapitels wird dabei insbesondere auf das Diodenlaser-System zur Erzeugung, Stabilisierung und Bereitstellung der erforderlichen optischen Frequenzen zur Unterhaltung einer  $^{40}\text{K}$ -MOT eingegangen.

Testreihen und Messungen werden in Kapitel 5 vorgestellt. Im ersten Teil dieses Kapitels werden massenspektroskopische, zeitaufgelöste Untersuchungen der einzelnen  $^{40}\text{K}$ -Dispenser-Komponenten näher erläutert. Das Verhalten eines Schaltelements zum Schalten induktiver Lasten wird im Anschluß daran charakterisiert. In einem dritten Teil werden die Parameter der drei einzelnen, magnetooptischen Fallen der Isotope  $^6\text{Li}$ ,  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  ausgewertet und in Hinsicht auf eine Dreifach-MOT optimiert. In diesem Rahmen wird in einer abschließenden Messreihe der Einfluß der  $^{40}\text{K}$ - und  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser-Systeme auf in der magnetooptischen Falle eingeschlossenes  $^6\text{Li}$  untersucht.

Kapitel 6 stellt eine Zusammenfassung der durchgeführten Aufbauten und Experimente vor. Abschließend gibt dieses Kapitel einen Ausblick auf zukünftige Erweiterungen des Experiments und eine nächste Generation von  $^{40}\text{K}$ -Dispensern.



# Kapitel 2

## Theorie

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen zur Erzeugung von ultrakalten Quantengasen, insbesondere der drei in diesem Experiment behandelten Isotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{40}\text{K}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$ .

Der erste Teil 2.1 stellt die theoretischen Prinzipien und Konzepte des Einfangs und der Kühlung von verdünnten Atomgasen vor. In mehreren Unterabschnitten werden die für diesen Zweck erforderlichen Gesetze und Methoden näher erläutert. Einerseits steht hierbei die Konzeption einer optischen Melasse über Laserkühlung der Atome im Vordergrund, andererseits der Aufbau einer magnetooptischen Falle. Der Abschnitt schließt mit zwei, jeweils kurzen Ausführungen über das dynamische Verhalten von eingefangenen Atomen in einer magnetooptischen Falle und der Detektion dieser Atome.

In Abschnitt 2.2 wird eine kurze Übersicht über die allgemeinen Eigenschaften der Alkaliatome und die Termschemata der drei in der magnetooptischen Falle gefangenen Isotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{40}\text{K}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$  gegeben. Eine Zusammenstellung von weiteren, relevanten Daten der drei Atomspezies ist im Anhang 6 zu finden.

### 2.1 Einfang und Kühlung verdünnter Atomgase

#### 2.1.1 Lichtkräfte und Strahlungsdruck

Die Wechselwirkung von Atomen mit Licht vollzieht sich im Teilchenbild durch Absorption und Emission von einzelnen Lichtquanten. Bei beiden Prozessen erfährt das Atom jeweils einen Rückstoss mit einem Impulsübertrag von  $|\vec{p}| = \hbar k$ . Im Gegensatz zur stimulierten Absorption und Emission von Photonen erfolgt die spontane Emission isotrop, also frei in alle Raumrichtungen. Aus einem ungerichteten Lichtfeld wird im statistischen Mittel durch die Isotropie der spontanen Abgabe von Photonen eines angeregten Atoms keinerlei Impuls auf das Atom übertragen.

Durch den Einsatz kohärenter Lichtquellen wie etwa Lasern ist es möglich, über gerichtete, stimulierte Absorption von Photonen das statistische Mittel des Impulsübertrags entscheidend zu beeinflussen. Laser strahlen monochromatisches Licht in eine einzige, bevorzugte Raumrichtung ab. Ein Atom, das diese kohärenten Photonen absorbiert, erfährt daher immer wieder einen gleichgerichteten Rückstoß aus der Einstrahlrichtung des Lasers.

Die stimulierte Emission von Photonen aus dem angeregten Zustand des Atoms erfolgt kohärent in Richtung des zweiten, den Übergang stimulierenden Photons. Durch die gegenseitige Impuls-Kompensation eines bereits absorbierten Photons aus derselben Richtung mit dem stimuliert emittierten Photon ist der übertragene Nettoimpuls auf das Atom null.

Im Gegensatz dazu erfolgt eine spontane Emission von Photonen aus dem angeregten Zustand des Atoms frei in alle Raumrichtungen. Durch die Isotropie der Abstrahlung der spontanen Emission wird im Fall von vorher gerichtet absorbierten Photonen im statistischen Mittel ein raumwinkelabhängiger Impulsanteil des Photons auf das Atom übertragen. Das Ergebnis dieser gerichteten, stimulierten Absorption zu ungerichteter, spontaner Emission ist ein gemittelter Nettoimpulsübertrag auf das Atom. Er wird als Ursache der spontanen, isotropen Emission auch als Spontankraft, Lichtdruckkraft oder Strahlungsdruck bezeichnet.

Eine Abschätzung des Nettoimpulsübertrags durch einzelne Photonen wurde Anfang des 20. Jahrhunderts erstmals beschrieben [42] und experimentell [43] nachgewiesen. Die Stärke der Wechselwirkung war zu dieser Zeit allerdings durch die emittierte Photonendichte der verwendeten, polychromatischen Lichtquellen begrenzt. Erst mit Entwicklung und Einsatz des Lasers war es möglich, wesentlich größere, monochromatische, kohärente Photonendichten in Form von größeren Lichtintensitäten zu erreichen. In der Mitte der 70er Jahre wurde die Idee, Atome in ihrer räumlichen Bewegung durch Licht zu manipulieren, wieder aufgegriffen und weiterentwickelt [44]. Etwa 10 Jahre später wurden diese Ideen zum Kühlen von verdünnten Gasen mit Laserlicht experimentell in der Form einer ersten, optischen Melasse [45] experimentell realisiert.

In Analogie zu einer klassischen Kraft kann man den Druck von Lichtquanten auf ein einzelnes Atom über deren Impulsübertrag beschreiben. Für ein ruhendes Atom folgt über die Impulserhaltung als Spontankraft aus einem gerichtetem Lichtfeld nach [46]:

$$\vec{F}_{\text{sp}} = \left\langle \frac{d\vec{p}}{dt} \right\rangle = \hbar\vec{k} \cdot \gamma\rho_{ee} \quad (2.1)$$

Der gerichtete Einzel-Photonenimpuls wird in dieser Gleichung als  $\hbar\vec{k}$  bezeichnet,  $\gamma$  ist die Streurrate der Lichtquanten und  $\rho_{ee}$  die Wahrscheinlichkeit, daß das Atom sich in einem angeregten Zustand befindet.

### Spontankraft auf ein Zwei-Niveau Atom

Eine Voraussetzung der Spontankraft ist die Besetzung angeregter, atomarer Niveaus durch gerichtete, stimulierte Absorption von Photonen. Daher ist die Besetzung von angeregten Niveaus einer der entscheidenden Parameter, um die Spontankraft näher zu spezifizieren. Im Allgemeinen besitzen Atome eine Vielzahl von möglichen, angeregten Niveaus, die unterschiedliche Lebensdauern und verschiedene Absorptionsraten besitzen. Eine allgemeine Behandlung der Absorption und Emission von mehreren, angeregten Niveaus ist daher äußerst aufwendig.

Im Anwendungsbereich der Laserkühlung kann die Besetzung der angeregten, atomaren Niveaus jedoch auf ein idealisiertes System reduziert werden. Für Temperaturen bis 300 °C befinden sich die meisten Atome im Grundzustand, einige wenige im angeregten Zustand. Diese Besetzung der atomaren Niveaus kann unmittelbar aus einer Maxwell-Boltzmann Verteilung bestimmt werden. Daher ist es möglich, die Wechselwirkung von Atomen mit Licht in den Anwendungsbereichen der Laserkühlung auf ein sogenanntes Zwei-Niveau-System zu reduzieren.

Um den Anteil der Spontankraft näher beschreiben zu können, geht man auf eine vereinfachte Betrachtung zurück. Im folgenden wird von einem idealisierten System ausgegangen, das auf Rabi zurückgeht [47].

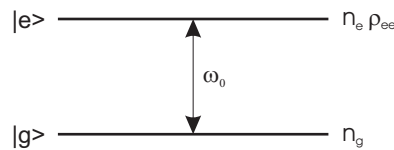


Abbildung 2.1: Idealisiertes Rabi-Zwei-Niveau System. Ein Grundzustand  $|g\rangle$  ist mit einem angeregten Zustand  $|e\rangle$  über eine feste, monochromatische Übergangsfrequenz  $\omega_0$  gekoppelt. Die Anzahl der Atome im Grundzustand ist  $n_g$ , der im angeregten Zustand  $n_e$ . Die Größe  $\rho_{ee}$  spiegelt die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands wieder.

In diesem Modell (siehe Abbildung 2.1) wird das Atom durch ein Zwei-Niveau-System angenähert, das aus einem Grundzustand  $|g\rangle$  mit einem angeregten Zustand  $|e\rangle$  besteht. Die Energiedifferenz zwischen beiden Zuständen beträgt  $\hbar\omega_0$ . Der Übergang zwischen den beiden Niveaus kann durch die feste, monochromatische Übergangsfrequenz (Laserfrequenz)  $\omega_L$  angeregt werden. Im Resonanzfall gilt  $\omega_L = \omega_0$ .

Die Lebensdauer des angeregten Zustandes beträgt  $\gamma = \tau^{-1}$ , dann erfolgt der Spontanzerfall mit der Übergangsfrequenz  $\omega_0$ . Der Grundzustand wird als stabil angenommen, das System ist daher abgeschlossen. Innerhalb des Systems kann nur aus dem Grundzustand angeregt werden ( $\gamma_{eg} = \frac{1}{2}\gamma$ ). Die Gesamt-Wahrscheinlichkeit der Besetzung beider Zustände ist durch die Abgeschlossenheit des Systems eine Erhaltungsgröße, es gilt:  $\rho_{gg} + \rho_{ee} = 1$ .

Das Rabi-Modell kann für die Wechselwirkung eines atomaren Zwei-Niveau-Systems mit einem kohärenten, monochromatischen Laserstrahl herangezogen werden. Über die optischen Bloch-Gleichungen (nach [46]) wird die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustands in Abhängigkeit von der eingestrahlten, monochromatischen Lichtwelle mit der Frequenz  $\omega_L$  berechnet. Die Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber der Übergangsfrequenz des ruhenden Atoms wird über  $\delta = \omega_L - \omega_0$  definiert.

Aus den stationären Lösungen der optischen Bloch-Gleichungen erhält man zwei wichtige Parameter, den Sättigungsparameter  $S$  und die Besetzungsdifferenz  $w$ . Die Besetzungsdifferenz  $w = \rho_{gg} - \rho_{ee}$  gibt die Besetzung des Grundzustand  $|g\rangle$  im Gegensatz zum angeregten Zustand  $|e\rangle$  an. Entscheidend für die Spezifikation der Spontankraft ist allerdings der Sättigungsparameter  $S$ , er ist definiert als:

$$S = S_0 \cdot \frac{1}{1 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (2.2)$$

Der Sättigungsparameter  $S$  spiegelt die Besetzung des Grundzustands und des angeregten Zustands wieder,  $S_0$  wird als der resonante Sättigungsparameter bezeichnet. Im Fall eines kleinen Sättigungsparameters ( $S \ll 1$ ) ist nur der Grundzustand des Zwei-Niveau-Systems besetzt ( $w=1$ ). Eine gleichverteilte Besetzung beider Niveaus ( $\rho_{gg} = \rho_{ee} = 1/2$ ) ist bei großen Sättigungsparametern ( $S \gg 1$ ) gegeben.

Der resonante Sättigungsparameter  $S_0$  in Gleichung (2.2) bezeichnet die Sättigungsrate im Fall einer resonanten Übergangsfrequenz, also ohne eine Verstimmung des eingestrahlten Laserlichts ( $\delta = 0$ ). Dieser Parameter wird über die Rabi-Frequenz  $\Omega$  definiert:

$$\Omega = \frac{E_0 \mu_{eg}}{\hbar} \quad (2.3)$$

Hierbei stellt  $\mu_{eg} = \langle e | \vec{\mu} | g \rangle$  das Übergangs-Matrix-Element dar,  $E_0$  ist der Betrag des elektrischen Feldvektors der eingestrahlten Lichtwelle. Aus der Rabi-Frequenz folgt die Sättigungsrate  $S_0$  in Resonanz bei einer eingestrahlten Lichtwelle der Intensität  $I$ :

$$S_0 = \frac{2|\Omega|^2}{\gamma^2} = \frac{I}{I_s} \quad (2.4)$$

Die Sättigungsintensität  $I_s$  eines atomaren Übergangs ist diejenige Intensität, bei der die Rate der stimulierten Absorptions-Prozesse gleich der halben Rate der spontanen Emissions-Prozesse ist. Damit gilt:

$$I_s = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3} \quad (2.5)$$

Im Gleichgewicht sind die Anregungsrate der Absorption und die Zerfallsraten der Emission gleich. Aus Gleichung (2.2) kann daher die totale Streurrate

$\gamma_p$  bestimmt werden:

$$\gamma_p = \gamma \cdot \rho_{ee} = \gamma \cdot \frac{S_0/2}{1 + S_0 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (2.6)$$

Im Fall von sehr großen, eingestrahlten Laserintensitäten  $S \gg 1$  wird die lorentzartige Linie  $\gamma$  des resonanten Übergangs durch hohe Lichtintensitäten aufgeweitet. Diese Aufweitung der natürlichen Linienbreite eines Übergangs bei Einstrahlung großer Intensitäten nennt man Leistungsverbreiterung. Das Aufweitungs-Verhalten der Linie kann über  $\gamma' = \gamma\sqrt{1 + S_0}$  beschrieben werden.

Die Gleichung der totalen Streurrate kann in die anfangs zitierte Gleichung (2.1) eingesetzt werden. Das Ergebnis ist die Spontankraft auf ein ruhendes Atom in Abhängigkeit von der resonanten Sättigung  $S_0$ :

$$\vec{F}_{\text{Sp}} = \hbar\vec{k} \cdot \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{S_0}{1 + S_0 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (2.7)$$

Für Atome in Bewegung erweitert sich Gleichung (2.7) um die konstante Dopplerverstimmung  $\vec{k} \cdot \vec{v}$  durch die Eigenbewegung der Atome:

$$\vec{F}_{\text{SD}} = \hbar\vec{k} \cdot \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{S_0}{1 + S_0 + \left(\frac{2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})}{\gamma}\right)^2} \quad (2.8)$$

Hier ist  $\vec{v}$  der Geschwindigkeitsvektor der Atome. In dieser Gleichung ändert sich nur die Verstimmung  $\delta$  durch die Relativbewegung  $\vec{v}$  der Atome, die Sättigung  $S_0$  wird weiterhin als resonant angenommen.

### 2.1.2 Laserkühlen und optische Melasse

Das Prinzip der Laserkühlung von Atomen beruht auf der Überlagerung entgegenlaufender Laserstrahlen und der Ausnutzung der resultierenden, geschwindigkeitsabhängigen Gesamtkraft. Aufgrund der Eigenbewegung der Atome erfahren diese über den Dopplereffekt eine richtungsabhängige, effektive Verstimmung. Die Gesamtkraft, die ein Atom erfährt, das sich innerhalb zweier entgegenlaufender Lichtstrahlen bewegt, beruht auf der Summe der beiden Spontankräfte der Einzelstrahlen:

$$\langle \vec{F}_{\text{ges}} \rangle = \langle \vec{F}_+ \rangle + \langle \vec{F}_- \rangle \quad (2.9)$$

$\vec{F}_+$  und  $\vec{F}_-$  sind die Spontankräfte der einander entgegenlaufenden Lichtstrahlen, sie folgen aus Gleichung (2.8) unter Beachtung der Vorzeichen der Einstrahl-Richtung. Die Summe der einzelnen Spontankräfte in drei Dimensionen beträgt nach Gleichung (2.8) und (2.9):

$$\vec{F}_{3\text{-dim}} = \hbar \vec{k} \cdot \frac{\gamma}{2} \cdot \left( \frac{S_0}{1 + S_0 + \left(\frac{2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})}{\gamma}\right)^2} - \frac{S_0}{1 + S_0 + \left(\frac{2(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v})}{\gamma}\right)^2} \right) \quad (2.10)$$

Innerhalb der Gleichung (2.10) ist  $\vec{k} \cdot \vec{v}$  die zusätzliche Verstimmung der Übergangsfrequenz durch den Dopplereffekt. Bei einer leichten Rotverstimmung  $\delta < 0$  der einfallenden Strahlen gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz  $\omega_0$  erfährt ein Atom, das einem Strahl der Laserfrequenz  $\omega_L$  entgegenläuft, durch die Dopplerverschiebung  $+\vec{k} \cdot \vec{v}$  eine Blauverstimmung seiner Übergangsfrequenz. Durch die Kompensation dieser Blauverstimmung mit der Rotverstimmung der Laserfrequenz ( $-\delta + |\vec{k} \cdot \vec{v}| = 0$ ) gerät das Atom mit dem *entgegenlaufenden* Strahl in Resonanz ( $\omega_L = \omega_0$ ). Auf das Atom wirkt daher die volle, resonante Spontankraft nach Gleichung (2.8) aus dieser Richtung.

Das Licht, das *in* Richtung der Ausbreitung des Atoms läuft, wird durch die Dopplerverschiebung  $-\vec{k} \cdot \vec{v}$  zusätzlich weiter rotverstimmt. Diese doppelte Rotverstimmung addiert sich zu einer Übergangsfrequenz weitab der Resonanz ( $-\delta - |\vec{k} \cdot \vec{v}| = \omega_D$ ). Daher ist der Einfluß der Spontankraft aus dieser Richtung im Vergleich zur entgegenlaufenden Richtung geringer.

Bei der Überlagerung von zweier, entgegenlaufender Lichtstrahlen (siehe Gleichung 2.10) wirkt im Fall einer Rotverstimmung  $\delta < 0$  beider Laserfrequenzen  $\omega_L$  auf die Atome aus den zwei entgegengesetzten Laserstrahlen jeweils eine stärkere Kraft entgegen ihrer Bewegungs-Richtung. Ein Abbremsen der Atome ist die Folge.

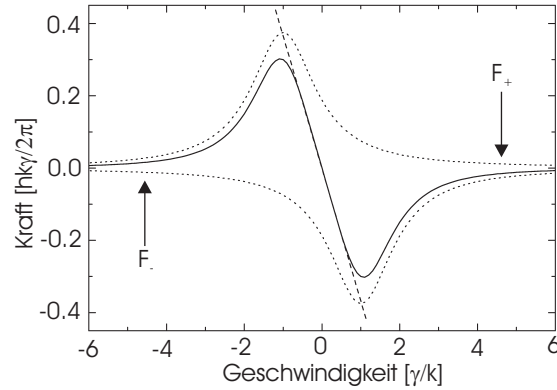


Abbildung 2.2: Gesamt-Spontankraft  $\vec{F}_{\text{ges}}$  in Abhängigkeit der beiden Teilkräfte  $\vec{F}_+$  und  $\vec{F}_-$  für ein attraktives Gesamtpotential ( $\delta < 0$ ). Die beiden Einzelkräfte sind jeweils als gepunktete Linien dargestellt, die durchgezogene Linie repräsentiert die summierte Gesamtkraft. Die gestrichelte Linie spiegelt die lineare Näherung nach Gleichung (2.11) wieder.

Die Gesamtkraft auf ein Einzelatom kann über mehrere Annahmen näher bestimmt werden. Für eine Näherung der Kraft werden kleine, atomare Geschwindigkeiten  $|\vec{k} \cdot \vec{v}| \ll \gamma$ , eine geringe Laserverstimmung  $|\delta| \ll \gamma$  und eine geringe Sättigungsintensität  $I \ll I_0$  vorausgesetzt. Unter Durchführung einer Reihenentwicklung von Gleichung (2.10) und Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung als  $(|\vec{k} \cdot \vec{v}|/\gamma)^4$  ergibt sich eine lineare Reibungskraft:

$$\vec{F}_{\text{ges}}(\vec{v}) \approx \frac{8\hbar k \delta S_0}{\gamma (1 + S_0 + \frac{2\delta^2}{\gamma})^2} \cdot \vec{v} = -\beta \vec{v} \quad (2.11)$$

Der Parameter  $\beta$  wird hierbei als Reibungskoeffizient bezeichnet. Aus der Überlagerung der beiden Kräfte (siehe Abbildung 2.2) ergibt sich also ein geschwindigkeitsabhängiges Gesamt-Potential ( $F_{\text{ges}}(\vec{v}) = -\vec{\nabla} \cdot \Phi(\vec{v})$ ). Dieses Potential  $\Phi(\vec{v})$  besitzt einen parabelförmigen Verlauf mit einer Mulde bei null. Für ein attraktives Potential ist der lineare Reibungskoeffizient  $\beta$  im Fall der Rotverstimmung der Strahlen positiv. Durch die in diesem Fall dissipative Eigenschaft der optischen Strahlen spricht man in Analogie zur Newton'schen Reibung von Körpern in einem viskosen Medium<sup>1</sup> von einer *optischen Melasse*.

### Doppler-Limit und Sub-Doppler Kühlen

Innerhalb der Näherung von Gleichung (2.11) ist über  $\langle \frac{d}{dt} E_{\text{kin}} \rangle = -\beta v^2$  ein beliebiges, theoretisches Abkühlen der Atome möglich. Innerhalb der Melasse tritt jedoch durch Streuung von Lichtquanten Diffusion<sup>2</sup> der Atome im Impulsraum auf, die ein Aufheizen der gekühlten Atome bewirken. Aus dem Gleichgewicht zwischen mittlerer Kühlrate und mittlerer Heizrate kann nach [46] die sogenannte Dopplertemperatur  $T_D$  von Atomen bestimmt werden. Diese Temperatur stellt für die Laserkühlung eine physikalische, untere Grenze dar. Bei einer Rotverstimmung des Laserlichts von  $\delta = -\gamma/2$  wird die Temperatur minimal:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \quad (2.12)$$

Der Wert  $\hbar\gamma/2k_B$  in Gleichung (2.12) gilt pro Freiheitsgrad des betrachteten Systems. Im Fall einer dreidimensionalen Melasse folgt für die Dopplertemperatur:  $T_D = 3\hbar\gamma/2k_B$ .

Das Doppler-Limit durch Laserkühlung kann allerdings weiter unterschritten werden, wie Experimente von [48] zeigen. Es gibt mehrere Möglichkeiten einer weiteren Kühlung, die bisherige Betrachtung eines reinen Zwei-Niveau-Struktur der Atome reicht allerdings für diesen Fall nicht aus.

<sup>1</sup>Viskose Medien werden als Melassen bezeichnet.

<sup>2</sup>Die Diffusion entsteht durch *random walks* der Atome im Impulsraum, die Fokker-Planck-Gleichung [46] kann dieses Impulsverhalten näher beschreiben.

Durch den Einbezug der Hyperfeinstruktur der Atome können Atome optisch unter das Doppler-Limit gekühlt werden. Dieses Verfahren nennt man Polarisationsgradienten-Kühlung [49, 50] oder Sisyphus-Kühlen.

Alle optischen Kühlmechanismen, die die Wechselwirkung des Atoms mit Licht über ein Zwei-Niveau-System beschreiben, sind durch den elementaren Übertrag eines Photonimpulses bei einem spontanen Emissionsvorgang limitiert. Die absolute, untere Grenze, bei der der atomare Impuls dem Photonenrückstoß gleichgesetzt ist, wird Einzel-Photonen Rückstoß-Limit genannt,

$$T_{\text{R}} = \frac{(\hbar\gamma)^2}{k_{\text{B}}M} \quad (2.13)$$

wobei  $M$  der Masse des Atoms und  $v_{\text{R}} = \hbar k/M$  der Rückstoß-Geschwindigkeit der Atome entsprechen.

Ein weiteres Abkühlen unter die Rückstoß-Grenze ist nur über spezielle Drei-Niveau-Konfigurationen möglich. Es gibt im ganzen zwei Mechanismen, das VSCPT-Kühlen [51] und Raman-Kühlen [52]. Optische Kühlmechanismen dieser Art sind jedoch, im Gegensatz zu evaporativen Kühlverfahren, relativ speziell und stoßen schnell an weitere, physikalische Grenzen. Daher werden letztendlich bei einem weiteren Kühlen von Atomen ausschließlich rein magnetische, evaporative Kühlmechanismen [28, 53] ausgenutzt.

### 2.1.3 Fallentechniken: Prinzip der magnetooptischen Falle

Das Prinzip der Laserkühlung in einer optischen Melasse erlaubt ein Abbremsen von Atomen durch dissipative, geschwindigkeitsabhängige Kräfte. Das Abbremsen von Atomen durch Reibung erzeugt jedoch noch keinen räumlichen Einschluss von Atomen durch das Fehlen der Ortsabhängigkeit der Gesamtkraft  $\vec{F}_{\text{ges}} = \vec{F}_{\text{ges}}(\vec{v})$  (siehe Gleichung (2.11)). Atome, die in einer dreidimensionalen Melasse gekühlt werden, verringern ihre Geschwindigkeit bis auf die Größenordnung weniger Photonimpulse. Die verlangsamten Atome diffundieren jedoch langsam durch den fehlenden, räumlichen Einschluss aus dem Zentrum der optischen Melasse aufgrund ihrer verbleibenden Eigenbewegung heraus. Die Nichtexistenz einer optischen Falle für reine<sup>3</sup> Zwei-Niveau-Systeme wird in Analogie zur Elektrostatik durch das *optische* Earnshaw-Theorem [56] beschrieben.

Grundlage der magnetooptischen Falle ist die Überlagerung einer optischen Melasse mit einem linearen, magnetischen Feld  $\vec{B}$  (siehe Abbildung 2.4). Der Magnetfeldgradient der MOT-Quadrupol-Spulen bewirkt durch den Zeeman-Effekt eine Aufhebung der Entartung der Feinstruktur. Durch Einstellung von definierten Polarisierungen der entgegengesetzten Einzelstrahlen erfahren unterschiedliche Zeeman-Niveaus eine relative Verstimmung in

<sup>3</sup>Durch Einbeziehung der spezifischen, atomaren Unterstruktur kann ein räumlicher, optischer Einschluss erreicht werden [54, 55].



oder entgegen der resonanten Übergangsfrequenz. Die relative Verstimmung  $\delta_{\pm}$  ist abhängig von der Wechselwirkung des atomaren, magnetischen Moments  $\vec{\mu}$  mit dem Feldvektor des angelegten Magnetfelds,

$$\delta_{\pm} = \delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{\hbar} \quad (2.14)$$

Durch die Wechselwirkung des äußeren Magnetfelds  $\vec{B}$  mit dem atomaren Moment  $\mu$  sind nur Elemente mit nichtverschwindendem, magnetischen Moment in magnetooptischen Fallen zu fangen.<sup>4</sup>

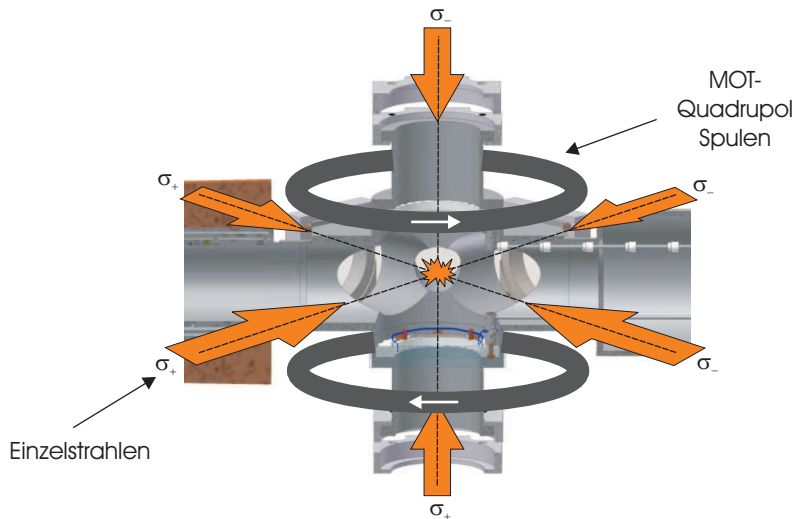


Abbildung 2.3: Anordnung der dreidimensionalen, magnetooptischen Falle. Die MOT-Quadrupol-Spulen sind dunkel dargestellt. Die Spulen liegen in Anti-Helmholtz-Konfiguration übereinander, die Stromrichtung ist jeweils in weiß eingezeichnet. Alle drei entgegengesetzten Strahlenpaare mit jeweilig unterschiedlicher Polarisierung zeigen auf die Fallenmitte. Die experimentelle Fallenkammer ist aufgeschnitten dargestellt (vergleiche auch Abbildung 4.13, Kapitel 4).

In Analogie zu den Überlegungen zur optischen Melasse wird die Bewegungsgleichung für eine magnetooptische Falle aufgestellt. Hierbei wird die Verstimmung der beiden Einzelstrahlen in Gleichung (2.10) durch die effektive Verstimmung  $\delta_{\pm}$  ersetzt:

<sup>4</sup>Ein Beispiel für ein magnetisch schwer einfangbares Element ist Magnesium ( $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ). Durch seine beiden äußeren, gepaarten Elektronen besitzt es ein verschwindendes, atomares Moment.

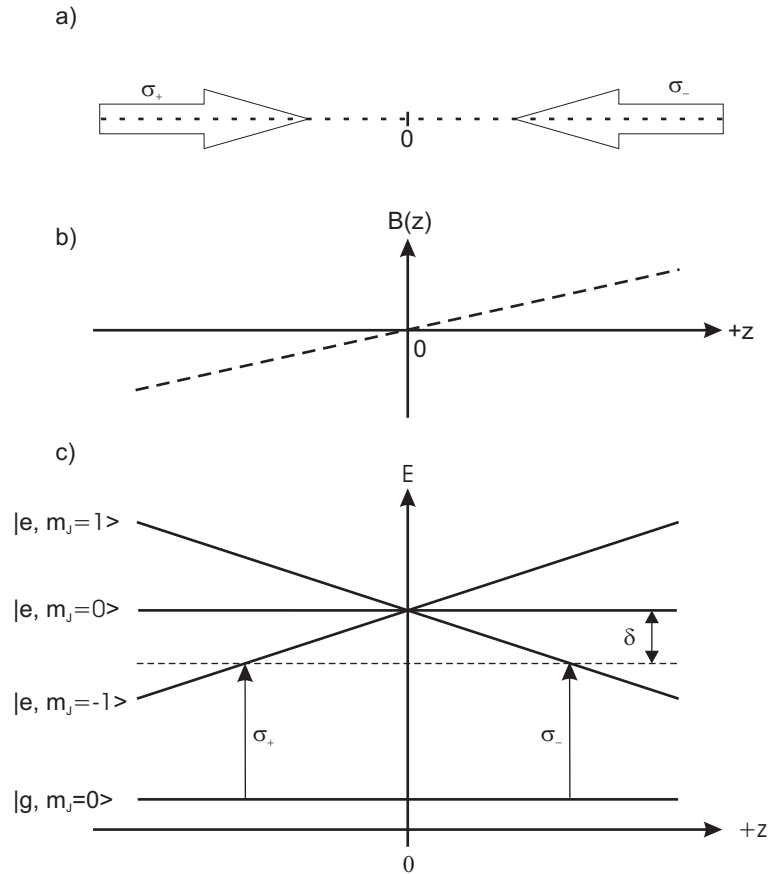


Abbildung 2.4: Schema einer eindimensionalen MOT mit äußerem Magnetfeld in  $z$ -Richtung,  $|g, J = 0\rangle \rightarrow |e, J = 1\rangle$ -Übergang (nach Dalibard). a) Optischer Anteil der MOT: zwei entgegengesetzte, links- bzw. rechtspolarisierte Lichtstrahlen. b) Magnetischer Anteil: Verlauf des inhomogenen, linearen Magnetfeld. c) Ortsabhängiges Termschema: Die eingestrahelten Lichtstrahlen geraten durch die Zeeman-Aufspaltung der Niveaus und über die Verstimmung von der Übergangsfrequenz jeweils lokal in Resonanz. Für jeweils feste, bestimmte, negative  $z$ -Werte erfährt der  $\sigma_+$ -polarisierte Strahl durch die Verstimmung  $\delta$  eine stärkere Verschiebung in Richtung der Resonanz als der entgegengesetzte,  $\sigma_-$ -polarisierte Strahl. Umgekehrtes ergibt sich im Fall von positiven  $z$ -Werten für den  $\sigma_-$ -polarisierte Strahl. Das Resultat ist eine ortsabhängige Kraft in Richtung des Fallenentrums bei Null durch ein ortsaufgelöstes, attraktives Fallenpotential  $\Phi(v_z, z)$ .

$$\vec{F}_{\text{MOT}} = \hbar \vec{k} \cdot \frac{\gamma}{2} \cdot \left( \frac{S_0}{1 + S_0 + \left(\frac{2\delta_{\pm}}{\gamma}\right)^2} - \frac{S_0}{1 + S_0 + \left(\frac{2\delta_{\mp}}{\gamma}\right)^2} \right) \quad (2.15)$$

Unter der Voraussetzung, dass sowohl die Dopplerverschiebung als auch die Zeeman-Verschiebung klein sind gegenüber der Verstimmung  $\delta$ , ist es möglich, dieselbe Reihenentwicklung wie für Gleichung (2.11) durchzuführen. Das Ergebnis ist die Bewegungs-Gleichung von Atomen in einer magnetooptischen Falle:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{\text{MOT}}(\vec{v}, \vec{r}) &= -\beta \vec{v} - \kappa \vec{r} & (2.16) \\ \beta &= \frac{8\hbar k \delta S_0}{\gamma (1 + S_0 + \frac{2\delta^2}{\gamma})^2} \\ \kappa &= \frac{\mu' A}{\hbar k} \beta \end{aligned}$$

Innerhalb dieser Gleichung bezeichnet  $\mu'$  das effektive, magnetische Moment des betrachteten Übergangs und  $A$  den magnetischen Feldgradient. Der Faktor  $\beta$  wird auch als Dämpfungskoeffizient bezeichnet, während  $\kappa$  die sogenannte Federkonstante darstellt. Das Verhalten von Atomen in einer MOT kann über diese Faktoren durch die Abhängigkeit der Kraft von Ort und Geschwindigkeit wie ein gedämpfter, harmonischer Oszillator beschrieben werden.

#### 2.1.4 Stoßprozesse in der MOT

Das dynamische Verhalten der Atomzahl innerhalb einer magnetooptischen Falle ist durch unterschiedliche Lade- und Verlustprozesse geprägt. Die Maximalanzahl von in der Falle geladenen Atomen stellt sich bei einem Gleichgewicht zwischen der Laderate der MOT-Atome und den auftretenden Verlustprozessen ein. Eine genauere Behandlung des dynamischen Teilchenverhaltens in magnetooptischen Fallen kann unter anderem in [57–60] gefunden werden.

Teilchen-Verluste aus einer MOT werden im Allgemeinen durch atomare Stöße eingeleitet. Diese Stoßprozesse können in mehrere Klassen eingeteilt.

##### 1. Einkörperstöße.

In diese Klasse fallen Stöße von eingefangenen MOT-Atomen mit anderen Atomen oder Molekülen aus dem Restgas-Hintergrund des MOT-Kammer-Vakuums. In diesem Fall werden einzelne, eingefangene Atome durch Wechselwirkung mit Restgas-Atomen des Hintergrunds aus

dem Einfangbereich der MOT herausgeschleudert. Einkörperstöße skalieren linear mit dem Druck des Hintergrundgases und der Anzahl der Atome in der Falle. Der Verlust-Parameter wird mit  $\alpha$  bezeichnet.

## 2. Homonukleare Zweikörperstöße.

Dies sind Stöße der einzelnen, eingefangenen Fallenatome einer Spezies untereinander. Bereits eingefangene Atome stoßen miteinander entweder durch die hohe atomare Dichte im Fallenzentrum oder werden durch äußere, lichtinduzierte Stimulation in einen anderen Zustand überführt, beispielsweise durch Photoassoziation. Die Zweikörperstoß-Verlustrate  $\int \beta_{\text{Stoß}} \cdot n^2$  steigt quadratisch mit der Dichte  $n = n(x, y, z)$  der Atome.

Die Anzahl der in der Falle eingefangenen Atome verhält sich in Abhängigkeit der oben angeführten Größen gemäß:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \alpha \cdot N - \beta_{\text{Stoß}} \cdot N^2 \quad (2.17)$$

In dieser Gleichung bezeichnet  $R$  die konstante Laderate der MOT, während  $N$  die Anzahl der Atome in der magnetooptischen Falle darstellt.

Homonukleare Zweikörperstöße werden erst bei großen Teilchendichten innerhalb der MOT relevant und können daher bei kleinen Atomzahlen mit  $\beta_{\text{Stoß}} = 0$  in einer ersten Näherung vernachlässigt werden. Die Lösung der linearen Differential-Gleichung (2.17) lautet dann:

$$N(t) = \frac{L}{\alpha} (1 - \exp(-t/\alpha)) \quad (2.18)$$

Diese Lösung der Differentialgleichung spiegelt die Ladekurve der MOT wieder. In Anwesenheit von mehreren Atomspezies innerhalb einer Vielfach-MOT müssen zusätzlich zu den homonuklearen Stößen der eingefangenen Atomen untereinander noch zusätzlich heteronukleare Stöße zweiter Art der einzelnen Atomspezies untereinander berücksichtigt werden. Dies führt zu einem relativ komplexen Wechselwirkungsverhalten durch die unterschiedlichen Massen und Stoßquerschnitte der einzelnen Spezies. Heteronukleare Stoßprozesse sind beispielsweise für die beiden Elemente Chrom und Rubidium in [61] dargestellt.

### 2.1.5 Abbildung und Nachweis eingefangener Atome

Zur Detektion der Atome in einer Atomwolke werden gängige Absorptions-Techniken [62] zur Ermittlung des Schattenwurfs der Wolke eingesetzt. Die Lichtstreuung durch spontanen Emission der eingefangenen Atome bewirkt einen Intensitätsverlust eines eingestrahnten, kohärenten Laserstrahls, wenn er sich durch die atomare Wolke bewegt. Für die Einstrahlrichtung des Laserstrahls wird im folgenden die  $z$ -Richtung angenommen, die Schwächung der Intensität des eingestrahnten Laserprofils  $I(x, y)$  ergibt sich aus:

$$I(x, y) = I_0 \exp(-OD(x, y)) \quad (2.19)$$

Die Größe  $I(x, y)$  ist in diesem Fall die Intensitätsverteilung des einfallenden Strahls nach Durchtritt durch die Wolke, während  $I_0(x, y)$  die Intensitätsverteilung vor der Absorption des Detektionslichts ist.

Die optische Dichte ( $OD$ ) in Gleichung (2.19) kann aus dem integrierten Dichteprofil entlang der Abbildungsrichtung  $z$  berechnet werden. Die integrierte Dichte in Abbildungs-Richtung wird auch als Säulendichte  $\tilde{n}(x, y)$  der Atome bezeichnet:

$$OD(x, y) = \sigma \int dz n(x, y, z) = \sigma \tilde{n}(x, y) \quad (2.20)$$

Der Streuquerschnitt  $\sigma = \gamma_p$  ist dabei von der Verstimmung des Detektions-Lichts  $\delta_D$  und der Intensität  $I$  abhängig. Für kleine Intensitäten nahe der atomaren Resonanz  $\omega_0$  beträgt  $\gamma_p \approx S_0 \gamma / 2$ , damit wird der Streuquerschnitt über Gleichung (2.4) unabhängig von der eingestrahnten Intensität und vereinfacht sich zu:

$$\sigma = \frac{\hbar \omega \gamma}{2I_s} = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \quad (2.21)$$

Hierbei beträgt die effektive Übergangsfrequenz  $\omega = \delta_D - \omega_0$ . Desweiteren entspricht  $I_s$  der Sättigungsintensität,  $\lambda$  der Übergangswellenlänge der Resonanzfrequenz der Atome und  $\gamma_p$  der totalen Streurrate nach Gleichung (2.6).

## 2.2 Alkaliatome

Elemente aus der Gruppe der Alkalimetalle sind bevorzugte Objekte im Sinne eines magnetooptischen Einfangs. Alkaliatome (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) besitzen eine wasserstoffähnliche Atomstruktur, ihre Elektronenkonfiguration entspricht der eines Edelgases mit einem zusätzlichen, ungepaarten, äußeren Hüllenelektron ([He]  $2s^1$ , [Ne]  $3s^1$ , [Ar]  $4s^1$ , [Kr]  $5s^1$ , [Xe]  $6s^1$ , [Rd]  $7s^1$ ). Das ungepaarte, äußere Valenzelektron erzeugt durch seinen Spin ein permanentes Dipolmoment. Über die Wechselwirkung des paramagnetischen Dipolmomentes mit äußeren Magnetfeldern sind Alkaliatome vergleichsweise gut in magnetischen Fallen zu fangen. Die Wellenlängen der angestrebten Übergänge für einen magnetooptischen Einfang ( $n^2S_{1/2} \leftrightarrow n^2P_{1/2}$  beziehungsweise  $n^2S_{1/2} \leftrightarrow n^2P_{3/2}$ ) liegen im sichtbaren oder nahinfraroten Bereich. Sie werden aus historischen Gründen die  $D_1$ - und  $D_2$ -Linien der Alkalimetalle genannt. Für die Wellenlängen dieser Übergänge existieren inzwischen relativ gute Lichtquellen in Form von kommerziellen Laserdioden. Desweiteren ist der vergleichsweise hohe Dampfdruck der Alkalimetalle bei niedrigen Temperaturen ein weiterer, günstiger Faktor. Durch den hohen Dampfdruck bei

Zimmertemperatur können einige der Elemente der Alkalimetalle aus dem Restgas-Hintergrund einer Dampfzellen-Vakuumkammer geladen werden.<sup>5</sup>

Der Drehimpuls von Elementen der Alkalimetalle ist durch die Abgeschlossenheit ihrer Schalen bis auf das äußere, ungepaarte Valenzelektron geprägt. Dieses Valenzelektron<sup>6</sup> erzeugt durch seinen Spin  $\vec{s}$  und Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  den Gesamtbahndrehimpuls  $\vec{L}$  und Gesamtspin  $\vec{S}$  des vollständigen Atoms. Im Fall von fehlenden oder schwachen, äußeren Feldern koppeln Gesamtspin und Gesamtbahndrehimpuls für die leichteren der Alkalimetalle nach Russel-Saunders (LS-Kopplung) zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  des vollständigen Atoms. Die Aufspaltung der Niveaus durch die Russel-Saunders Kopplung wird auch als Feinstruktur der Atome bezeichnet. Eine weitere Aufspaltung der atomaren Niveaus erfolgt durch Wechselwirkung des Kernmoments  $\vec{I}$  mit dem Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  der Elektronenhülle. Diese Kopplung wird Hyperfeinaufspaltung genannt, der atomare Gesamtdrehimpuls  $\vec{F}$  ergibt sich über  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$ .

Durch die Fein- und Hyperfein-Aufspaltung der Übergänge der Alkalimetalle sind nur bestimmte Übergänge im Sinne der Laserkühlung geeignet. Diese Übergänge müssen die Form eines geschlossenen Zwei-Niveau-Systems besitzen. Für Alkaliatome ist dies der  $D_2$ -Übergang zwischen dem oberen Hyperfeinniveau des Grundzustands  $S_{1/2}$  und dem obersten Hyperfeinniveau des angeregten Zustands  $P_{3/2}$ .<sup>7</sup> Optische Auswahlregeln garantieren die Abgeschlossenheit dieses Zwei-Niveau Systems. Der Zerfall des oberen, angeregten Niveaus kann durch die optischen Auswahlregeln immer nur wieder in das obere Grundzustands-Niveau erfolgen. Man spricht in diesem Fall von einem sogenannten *cycling*-Übergang.

Bei der Verwendung von realen Lichtquellen wie etwa Lasern ist die Effizienz von *cycling*-Übergängen allerdings immer durch die Linienbreite des eingestrahlten, resonanten Laserlichts eingeschränkt. Durch die endliche Linienbreite der Übergangsfrequenz des Lasers, des sogenannten MOT-Lasers, werden nicht-resonant auch andere Hyperfein-Zustände des  $P_{3/2}$ -Niveaus angeregt. Diese zerfallen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in tieferliegende Hyperfein-Niveaus des Grundzustands und gehen auf diese Weise dem *cycling*-Übergang verloren. Daher müssen zusätzliche Laserquellen eingesetzt werden, die aus dem *cycling*-Übergang verlorene Atome im Grundzustand in den oberen, angeregten Zustand des *cycling*-Übergangs zurückpumpen. Laser, die zu diesem Zweck eingesetzt werden, bezeichnet man als Rückpump-Laser.

<sup>5</sup>Es gibt zwei Ausnahmen: Die Übergänge von Natrium können bisher nur mit Farbstoff-Lasern getrieben werden. Lithium hat einen außergewöhnlich geringen Dampfdruck bei niedrigen Temperaturen.

<sup>6</sup> $\vec{S} = \vec{s}$  und  $\vec{L} = \vec{l}$  bei Ein-Elektronen-Atomen.

<sup>7</sup>Respektive dem unteren Hyperfeinniveau des Grundzustands und dem untersten des angeregten Zustands.

### Termschema von ${}^6\text{Li}$

Das Isotop  ${}^6\text{Li}$  besitzt durch seine nicht aufgelöste Hyperfein-Struktur des angeregten  $2^2\text{P}_{3/2}$ -Zustands einige Besonderheiten. Da die Hyperfein-Aufspaltung des  $2^2\text{P}_{3/2}$ -Niveaus von  ${}^6\text{Li}$  kleiner ist als die natürliche Linienbreite von  $\Gamma_{\text{Li}} = 5.87$  MHz, werden alle Hyperfein-Niveaus dieses Zustands bei einem Übergang aus dem  $2^2\text{S}_{1/2}$ -Grundzustand resonant angeregt (siehe Abbildung 2.5). Durch den Zerfall aller angeregten Hyperfeinniveaus des  $2^2\text{P}_{3/2}$ -Zustands in *beide* Feinstruktur-niveaus des Grundzustands kann daher eigentlich nicht mehr von einem geschlossenen *cycling*-Übergang gesprochen werden.

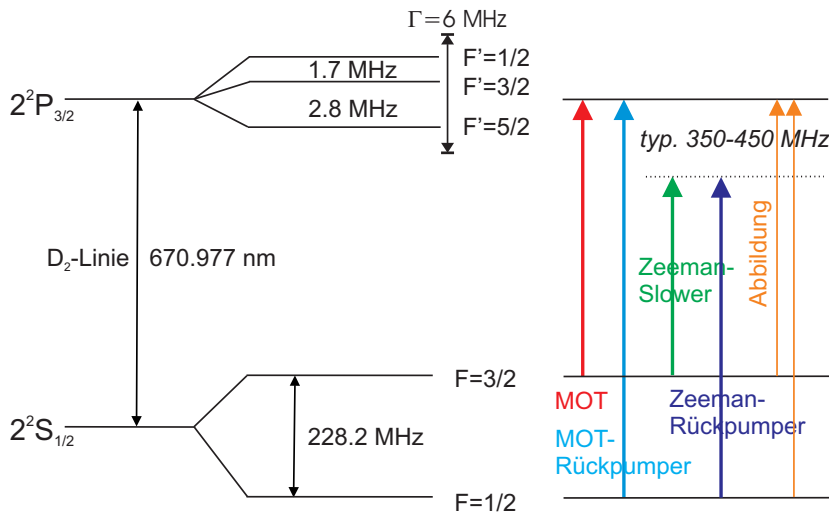


Abbildung 2.5: Grotian-Diagramm von Lithium. Dargestellt sind die Übergänge der  $D_2$ -Linie. Der angeregte Zustand  $2^2\text{P}_{3/2}$  besitzt durch seine geringe Hyperfeinaufspaltung, die kleiner als die natürliche Linienbreite  $\Gamma$  ist, keinen wirklichen, geschlossenen *cycling*-Übergang.

Die Wahrscheinlichkeit der Übergänge der angeregten  $\text{P}_{3/2}$ -Niveaus, in die Hyperfeinniveaus des  $2^2\text{S}_{1/2}$ -Grundzustands zu zerfallen, entsprechen dabei in etwa dem Entartungsgrad der Hyperfeinniveaus des Grundzustands. Die Entartung der Niveaus beträgt  $D_F = 2F + 1$ , sie ist nur in Abwesenheit von äußeren Feldern nicht aufgehoben. In grober Näherung können aus dem Entartungsgrad  $D_F$  die Übergangswahrscheinlichkeiten abgeschätzt werden. Die Zerfallsrate der Hyperfeinübergänge des  $\text{P}_{3/2}$ -Niveaus in die Grundzustände beträgt somit 4 zu 2 ( $|2^2\text{P}_{3/2}\rangle \rightarrow |2^2\text{S}_{1/2}, F = 3/2\rangle$  und  $|2^2\text{P}_{3/2}\rangle \rightarrow |2^2\text{S}_{1/2}, F = 1/2\rangle$ ).

Durch die bis auf einen Faktor zwei gleiche Zerfallsrate der angeregten Zustände in beide Grundzustände kann man aus diesem Grund eigentlich nicht mehr von einem MOT- und einem Rückpump-Übergang sprechen, sondern eher von *zwei* MOT-Übergängen. Dies spiegelt sich insbesondere in

der erforderlichen Laserleistung der beiden Übergänge wieder. Die Leistung muß, im Abgleich mit den Übergangswahrscheinlichkeiten, in etwa 2 zu 1 im Verhältnis von MOT-zu Rückpump-Laser betragen.

### Termschema von $^{40}\text{K}$

Das Alkalimetall  $^{40}\text{K}$  hat einen ungewöhnlichen, atomaren Gesamtdrehimpuls durch seinen extrem großen Kernspin ( $\vec{I} = 4$ ). Die Aufspaltung der Hyperfeinniveaus des Grundzustands und des angeregten Zustands ist, im Gegensatz zu den beiden anderen Alkalimetallen  $^6\text{Li}$  und  $^{87}\text{Rb}$ , durch die entgegengesetzte Ausrichtung des Kernspins  $\vec{I}$  und des nuklearen, magnetischen Moments  $\vec{\mu}_N$  vollständig invertiert (siehe Abbildung 2.6). Der geschlossene *cycling*-Übergang des  $^{40}\text{K}$ -MOT-Schemas liegt aus diesem Grund nicht zwischen den energetisch jeweils höchsten Hyperfeinniveaus des Grundzustands und des angeregten Zustands, sondern zwischen den beiden energetisch niedrigsten Hyperfeinzuständen ( $|4^2\text{S}_{1/2}, F = 9/2\rangle \rightarrow |4^2\text{P}_{3/2}, F = 11/2\rangle$ ).  $^{40}\text{K}$  besitzt außerdem, ähnlich wie  $^{87}\text{Rb}$ , von der Struktur der Übergänge her eine verhältnismäßig weite Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands  $\text{S}_{1/2}$ . Die beiden Hyperfein-Niveaus des Grundzustands liegen etwa 1286 MHz auseinander.

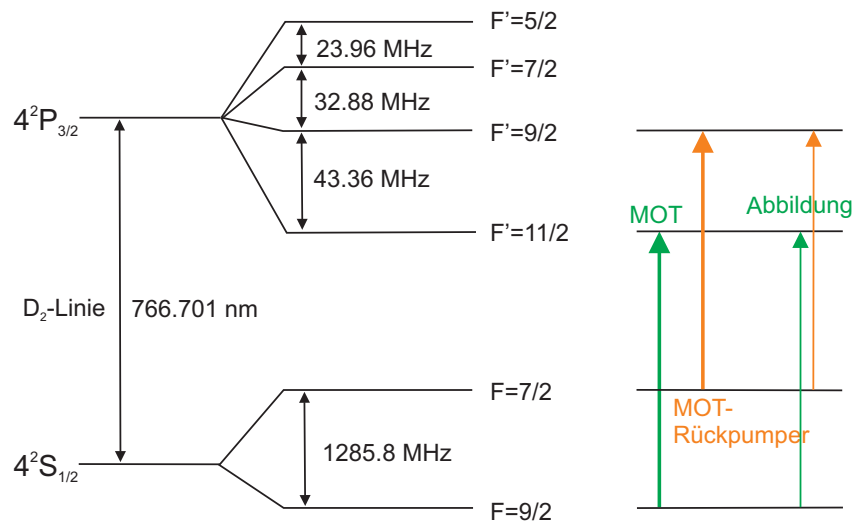


Abbildung 2.6: Kalium im Grotian-Diagramm. Es sind die Übergänge der  $\text{D}_2$ -Linie angezeigt. Auffallend ist die invertierte Hyperfeinstruktur sowohl des Grundzustands als auch des angeregten Zustands. Diese wird durch die Wechselwirkung des Gesamtdrehimpulses mit dem extrem großen Kernspin von  $^{40}\text{K}$  verursacht.

Durch die vergleichsweise geringe Aufspaltung der Hyperfeinniveaus des  $\text{P}_{3/2}$ -Niveaus werden bei der Laserkühlung von Kalium vermehrt weitere Hy-



perfeinniveaus des angeregten Zustands nicht-resonant angeregt. Die Aufspaltung des zu dem MOT-Übergang benachbarten Niveaus  $|4^2P_{3/2}, F = 9/2\rangle$  beträgt lediglich 43 MHz, also nur das Sechsfache der natürlichen Linienbreite ( $\Gamma_K = 6.19$  MHz) von  $^{40}\text{K}$ . Die Wahrscheinlichkeit einer nicht-resonanten Anregung dieses Übergangs beträgt ungefähr 1 zu 650. Um einen Faktor 50 in der Pumprate des Rückpumper-Lasers gegenüber der nicht-resonanten Anregung zu erhalten, ist ein Leistungsverhältnis von MOT- zu Rückpump-Laser von etwa 3.6 zu 1 nötig. Experimentelle Erfahrungen [63] belegen, daß ein Leistungsverhältnis von bis zu 3 zu 1 bessere Resultate bei starker Verstimmung des MOT-Lasers in der Anzahl der eingefangenen Atome liefert.

### Termschema von $^{87}\text{Rb}$

Das Isotop  $^{87}\text{Rb}$  ist heutzutage das am häufigsten verwendete Isotop im Sinne der Laserkühlung und eines magneto-optischen Einfangs. Die Übergänge und Leistungsanteile von MOT- und Rückpumper-Laser sind inzwischen vergleichsweise bekannt. Die Größe der Hyperfein-Aufspaltung zwischen dem  $|5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$ -Niveau und dem  $|5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$ -Niveau beträgt 267 MHz (siehe Abbildung 2.7). Dies ist das ungefähr 44-fache der natürlichen Linienbreite ( $\Gamma_{\text{Rb}} = 6.07$  MHz). Der MOT-Übergang stellt durch die daraus resultierende, relativ geringe Wahrscheinlichkeit der nicht-resonanten Anregung des  $|5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$ -Niveau ein nahezu idealisiertes Zwei-Niveau-System dar.

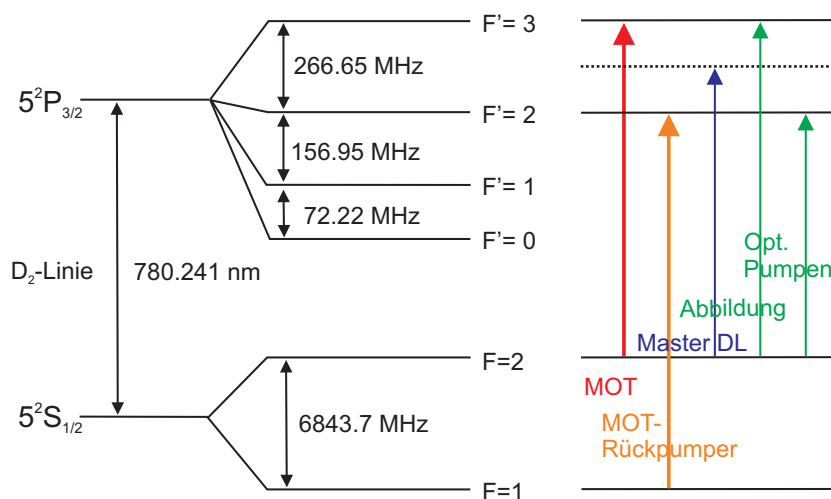


Abbildung 2.7: Grotian-Diagramm von Rubidium, aufgetragen sind die Übergänge der  $D_2$ -Linie. Durch die relativ weite Aufspaltung der Hyperfein-Niveaus des angeregten Zustands gehen dem *cycling*-Übergang vergleichsweise wenige Atome durch nicht-resonante Anregung verloren.

Die Wahrscheinlichkeit einer Anregung des Rückpump-Übergangs ge-

genüber dem *cycling*-Übergang beträgt nur etwa 1 zu 40000. Daher sind die von uns verwendeten Intensitäten für den Rückpump-Laser mit nur 5 % der Ausgangsleistung des MOT-Lasers für das Zurückpumpen der Atome in den *cycling*-Übergang vollständig ausreichend.

## Kapitel 3

# Atomare Dispenser

In diesem Kapitel soll der Aufbau und die Charakterisierung von atomaren Quellen am Beispiel von angereicherten  $^{40}\text{K}$ -Dispensern ausführlich beschrieben werden. Die Gliederung des Kapitels gestaltet sich daher zweiteilig.

In einem ersten Abschnitt 3.1 wird die Funktionsweise und Herstellung angereicherter  $^{40}\text{K}$ -Dispenser gezeigt. Hierbei wird auf die spezifischen Eigenheiten der drei, grundlegenden Bestandteile der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser eingegangen. Insbesondere der Gewinnung und Verarbeitung von reinem, metallischen Kalzium-Pulver ist besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Im Anschluß daran werden Aufbewahrung, Transport und Zusammenbau der einzelnen Dispenser-Komponenten beschrieben. Der Abschnitt endet mit dem abschließenden Einbau der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser der ersten Generation in die MOT-Kammer der Vakuumapparatur.

Nach dem Einsetzen der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser in die Hauptapparatur treten während des Betriebs der Dispenser zusätzliche Verunreinigungen des Ultrahoch-Vakuums auf. Um diese Verunreinigungen näher spezifizieren zu können, wird im zweiten Abschnitt 3.2 der Aufbau eines eigenständigen, ultrahoch-vakuum tauglichen Teststands ausgeführt. Mithilfe dieses Teststands ist es möglich, die Restgas-Spektren der einzelnen Dispenser-Komponenten innerhalb eines weiten Temperaturbereichs hochaufgelöst massenspektroskopisch zu untersuchen. Zusätzlich stellt der Teststand ein ideales Ausheiz-Modul dar, mit dem die einzelnen Komponenten unter Vakuum bei Temperaturen von 700 °C über einen beliebig langen Zeitraum ausgebacken werden können.

### 3.1 Alkali-Metall Dispenser

Atomare Dispenser verdampfen metallische Elemente nach der thermisch angeregten Reduktion des Ausgangsmaterials, das in Form einer Metallverbindung oder eines Salzes vorliegt. Metallverbindungen oder Salze besitzen häufig einen um Größenordnungen geringeren Dampfdruck als der reine, me-

tallische Zustand des Elementes. Auf diese Weise ist es möglich, über die chemische Reduktion des Ausgangsmaterials, kleine Mengen des gewünschten Elementes mit einer thermisch kontrollierten Rate freizusetzen, ohne den Hintergrund-Gasdruck einer Vakuumapparatur entscheidend zu erhöhen. Die Reduktion des Ausgangsstoffes, des Oxidationsmittels, wird über Ohmsches Heizen eines Metallschiffchens, das die Redox-Partner räumlich einschließt, in Gang gesetzt. Im Prinzip ist für jedes Element eine atomare Evaporation mittels einer geeigneten Redoxreaktion denkbar und möglich.

### Alkali-Metall-Dispenser

Alkali-Metall Dispenser sind als Atomquellen für den Einfang von metallischen Alkali-Atomen in magnetooptischen Fallen sehr gut geeignet. Durch die gezielte, punktuelle Evaporation von Atomen in einer Vakuum-Apparatur sind diese Dispenser ein leistungsfähiges Modul, um über einen langen Zeitraum einen ausreichend großen Ladefluß für eine Atomfalle bereitzustellen. In kommerziell<sup>1</sup> hergestellten Dispensern geschieht die kontrollierte, thermische Freisetzung des metallischen Elements über die Reduktion einer Alkalimetall-Chromatverbindung mit einer Zirkon-Aluminium-Legierung (St101®  $\cong$  Zr 84%-Al 16%):



In diesem Fall ist Kalium-Chromat das gewählte, alkalimetallische Ausgangsmaterial. Die Zirkonlegierung besitzt neben der rein reduzierenden Wirkung hervorragende Getter-Eigenschaften [64]. Entstehender, freier Sauerstoff wird in Form von nicht flüchtigen Chromiten und Aluminaten im Dispenser gebunden.

#### 3.1.1 <sup>40</sup>K-Dispenser

Kommerzielle Kalium-Dispenser sind für einen Einsatz in einer magneto-optischen Falle zum Einfang von fermionischen <sup>40</sup>K-Atomen durch die erwarteten, geringen Teilchenzahlen von <sup>40</sup>K-Atomen nicht geeignet. Ursache der geringen Teilchenzahl ist die Verwendung von nicht-angereichertem Kalium mit einem natürlichen Isotopen-Anteil von nur 0,0117(1)% <sup>40</sup>K. Speziell gefertigte Dispenser mit angereicherten Alkali-Metallen sind aufgrund der geringen Nachfrage wirtschaftlich nicht rentabel und daher nicht erhältlich. Eine eigene Anfertigung von angereicherten <sup>40</sup>K-Dispensern ist daher unausweichlich. Die exakte Reproduktion der kommerziellen Dispenser ist allerdings durch die Verwendung von industriellen Alkalimetall-Chromaten stark erschwert. Einerseits sind Chromatverbindungen mit *angereicherten* Alkalimetallen industriell nicht verfügbar, zum anderen sind einige Chromat-Verbindungen (CrO<sub>3</sub>) stark toxisch und daher schon in der Handhabung

<sup>1</sup>SAES Getters Inc., USA.

äußerst heikel. Deshalb unterscheidet sich die Redox-Reaktion der selbstgefertigten Dispenser, entsprechend [65], von der kommerziellen Variante, durch die Verwendung von Kalium-Chlorid und metallischem Kalzium:



Angereichertes Kalium-Chlorid ist im Gegensatz zu oben angeführten Chromatverbindungen relativ einfach erhältlich, da es standardmäßig zur Kalium-Synthese verwendet wird. Prinzipiell sind auch andere Redoxreaktionen als mit Kalzium möglich, beispielsweise über die Reduktion mit metallischem Natrium ( $\text{KCl} + \text{Na} \longrightarrow \text{K} + \text{NaCl}$ ), Magnesium, Aluminium, Zink, oder anderen, unedlen Metallen. Dabei müssen jedoch die spezifischen Parameter jedes einzelnen Redox-Partners berücksichtigt werden. In Hinsicht auf den späteren Einsatz der Dispenser sind spezifischer Dampfdruck, Reaktions-Temperatur, Handhabung und Verfügbarkeit des jeweiligen Metalls wichtige Kriterien bei der Wahl der konkreten Redox-Reaktion.

### Rohmaterial und Herstellung

Die in die Apparatur eingesetzten, selbstgebauten Dispenser bestehen im Wesentlichen aus drei Komponenten:

Nickel-Chrom-Folie ( $\text{NiCr}$ )<sup>2</sup>: Folien aus Nickel-Chrom-Legierung werden aufgrund der elektrischen und thermischen Eigenschaften der Folie als Einschlußmaterial der Redox-Partner gewählt. Zum Einschluß der Redox-Partner wird die Folie in Form eines rechteckigen Schiffchens gefaltet (siehe Abbildung 3.2), das die Materialien in seinem Innern aufnehmen kann. Der spezifische, elektrische Widerstand von  $\text{NiCr}$  beträgt  $\rho_{\text{NiCr}} = 108 \mu\Omega\cdot\text{cm}$  und ist damit rund 60 mal größer als der spezifische Widerstand von Kupfer  $\rho_{\text{Cu}} = 1,69 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ . Dieses Verhältnis eignet sich ideal für Ohm'sches Heizen der Folie und somit für die Regulation der Temperatur des Dispenser-Schiffchens. Die spezifische Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda_{\text{NiCr}} = 13,4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  ( $100^\circ\text{C}$ ) ist etwa 30 mal kleiner als die von Kupfer,  $\lambda_{\text{Cu}} = 401 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  ( $100^\circ\text{C}$ ). Wärme, die in der Folie erzeugt wird, breitet sich relativ langsam aus und kann daher nur schwer mittels Wärmeleitung instantan über die Stromzuführungen abtransportiert werden. In den Abmessungen des Dispenser-Aufbaus wird fast die gesamte, elektrische Heizleistung allein von der Folie umgesetzt (im entsprechendem Temperaturbereich von  $550^\circ\text{C}$  bis  $800^\circ\text{C}$ ). Insbesondere im gepulsten Betrieb reagiert das Dispenser-Schiffchen daher durch die thermische Trägheit der Folie gut auf Ohm'sches Heizen.

Kalium-Chlorid ( $\text{KCl}$ ) ist ein Salz des Kaliums. Das Kalium des Salzes wirkt innerhalb der verwendeten Redox-Reaktion als Oxidationsmittel. Kalium wird in diesem Fall durch Abgabe des Chlor-Ions reduziert und verbleibt metallisch zurück. Kalium-Chlorid ist durch die hohe Anreicherung

<sup>2</sup>Goodfellow Inc., Legierungs-Verhältnis: Ni80/Cr20, Foliendicke  $d=125\mu\text{m}$ .

des  $^{40}\text{K}$ -Isotopes schon in geringen Mengen extrem teuer. Der Bezug des Materials ist relativ umständlich<sup>3</sup>, manchmal lagern jedoch kleinere Mengen des angereicherten Materials bei Zwischenhändlern<sup>4</sup>. Das von uns bezogene KCl ist durch die starke Anreicherung des instabilen<sup>5</sup>  $^{40}\text{K}$ -Isotopes (Anreicherung=3,15%) schwach radioaktiv. Die verwendeten Mengen sind jedoch gesundheitlich unbedenklich. Zum Vergleich: Der Anteil der körpereigenen Strahlenbelastung [66] durch  $^{40}\text{K}$  und  $^{14}\text{C}$  liegt bei etwa 0,2 mSv/a. Die Strahlenbelastung der Probe (30mg Kalium  $\approx$  0,95mg reines  $^{40}\text{K}$ ) beträgt etwa 0,02 mSv/a ( $\approx$  245 Beq). Nur eine einzige Röntgenaufnahme des menschlichen Kiefers verursacht eine *jährliche* körperliche Strahlenbelastung von etwa 0,6 mSv/a.

Kalzium (Ca) wirkt in der verwendeten Redox-Reaktion als Reduktionsmittel (*reducing agent*). Um die Effizienz einer Redox-Reaktion zu steigern, sollten die Oberflächen der Redox-Partner vergleichsweise groß sein. Daher benötigt man, entsprechend dem feinen, kristallinen Kalium-Salz, Kalzium-Pulver von möglichst kleiner Körnung. Zusätzlich ist für den Einsatz im Ultra-Hochvakuum der Grad der Verunreinigung des Ausgangsmaterials und der Endprodukte von entscheidender Bedeutung. Das von uns verwendete Kalzium muß daher äußerst rein sein (destilliertes, metallisches Kalzium). Um Verunreinigungen aus atmosphärischer Luft zu vermeiden (siehe Abbildung 3.1), ist eine Aufbewahrung im Vakuum und Verarbeitung des Materials unter Schutzgas-Atmosphäre absolut notwendig.



Abbildung 3.1: Drei Kalzium-Brocken. Links frisch angefeilt, metallisch glänzendes Kalzium, in der Mitte ein der atmosphärischen Luft etwa eine Woche ausgesetzter Brocken, der bereits zu Pulver zerfällt. Rechts einer der Brocken, die in der Glovebox-Atmosphäre verarbeitet und dann unter Vakuum etwa 9 Monate aufbewahrt wurden. Alle drei Stücke sind jeweils etwa 1 cm groß.

Metallisches Kalzium reagiert vor allem intensiv mit wesentlichen Bestandteilen der Luft, also Kohlendioxid (zu Kalziumcarbonat, weiß), Wasser

<sup>3</sup>Oak Ridge Laboratories (USA), Technabexport Moscow (Russland).

<sup>4</sup>Isotech (Sigma-Aldrich), Mateck-Jülich, Chemotrade, Campro-Scientific.

<sup>5</sup>Die Halbwertszeit von  $^{40}\text{K}$  beträgt etwa  $t_{1/2} = 1.277 \cdot 10^9$  a.

(Hydroxid, weiß), Stickstoff (Nitrid, grau) und Sauerstoff (Oxid). Kalzium-Verbindungen mit diesen Stoffen sind relativ stabil und beeinträchtigen die Effizienz der Redox-Reaktion nachhaltig. Aufgrund der großen Oberfläche ist gefeiltes Kalzium-Pulver noch anfälliger gegenüber atmosphärischen Einflüssen. Deswegen werden sämtliche Arbeiten in einer Glovebox<sup>6</sup> durchgeführt, die eine reine Stickstoff-Atmosphäre bereitstellt. Die Anteile von Wasser und Sauerstoff liegen in dieser Glovebox durch Verwendung von hochreinem Stickstoff (N-5.0) unter 1 ppm. Eventuelle Verunreinigung des Ausgangsmaterials mit Stickstoff aus der Schutzatmosphäre muss in Kauf genommen werden. Die Entstehung von Nitrid-Verbindungen des Kalziums verläuft jedoch nicht ganz so reaktiv wie etwa Verbindungen mit Sauerstoff, Wasser oder Kohlendioxid.

Nach unserer Kenntnis ist es nicht möglich, Kalzium mit den oben genannten Ansprüchen an Reinheit und Körnung kommerziell zu erwerben oder lohnvermahlen zu lassen. Daher verwenden wir als Ausgangsmaterial destillierte, elementare Kalzium-Brocken<sup>7</sup>. Aufgrund der beabsichtigten, feinen Körnung von unter 200  $\mu\text{m}$  müssen diese jedoch klein gefeilt werden und das Gefeilte durch ein Sieb gesiebt werden.

### Kalziumstaub-Gewinnung

Die eigentliche Herausforderung in der Herstellung der <sup>40</sup>K-Dispenser liegt in der sauberen Gewinnung und Verarbeitung des Kalzium-Metall-Puders. Der Vorgang des Feilens und Siebens ist langwierig, aufwendig und wird durch das Arbeiten in der Glovebox unter Schutzgas noch zusätzlich erschwert. Zum Feilen der großen, metallischen Kalzium-Brocken werden Diamantfeilen verwendet. Durch die Weichheit des Kalziums setzen sich die Zwischenräume auf den Diamantfeilen relativ schnell mit Material zu. Es sollten daher mehrere Feilen verwendet werden. Die Auswahl der Partikel nach ihrer Größe erfolgt mit Hilfe eines Siebs mit einer Maschenweite von 125  $\mu\text{m}$ .

Der gefeilte Staub ist schwierig in der Handhabung: Bei Körnungen dieser Größenordnung besteht die Gefahr des Verlustes der gefeilten Partikel. Dynamische Prozesse, etwa Luftbewegungen oder die atmosphärische Umwälzung in der Glovebox, können bereits gefeilten Metallstaub oder Kalium-Salz wehen. Vor jedem Arbeitsschritt ist daher auf das eventuelle Ausschalten einer Umwälzung zu achten. Starke Bewegungen oder Verwirbelungen der Stickstoff-Atmosphäre sollten vermieden werden.

Insbesondere der Partikelverlust durch elektrostatische Aufladung kann in der sehr trockenen Stickstoff-Atmosphäre nicht mehr vernachlässigt werden. Insbesondere Reibung, sei es durch den Prozess des Feilens oder durch Umschütten des Pulvers von einem Gefäß in ein anderes, bewirkt eine unmittelbare, statische Aufladung der feinen Kalzium-Metall-Partikel. Durch elek-

<sup>6</sup>Firma MBraun, München-Garching, Glovebox der Arbeitsgruppe Feldmann.

<sup>7</sup>Sigma-Aldrich, CAS 7440-70-2, dentritic pieces, 99,99%.



trostatische Abstoßung untereinander oder von geladenen Flächen gehen diese ladungstragenden Partikel verloren. Die kontinuierliche Erdung aller Arbeitsgeräte und der Unterlagen ist während des gesamten Herstellungs- und Verarbeitungsprozesses deshalb unerlässlich. Wir verwenden zum ladungsträgerfreien Arbeiten ein zusätzliches Paar Handschuhe aus Edelmetall-Kettengeflecht<sup>8</sup>, die auf Masse gelegt sind und über den Gloveboxhandschuhen<sup>9</sup> getragen werden. Als Auffangbehälter für die Partikel werden Metallbleche benutzt, alle Aufbewahrungszylinder und die gesamten Arbeitsgeräte sind metallisch. Kunststoffbestandteile der Arbeitsgeräte, wie etwa die Plastik-Griffe der Fixier-Zange, werden vollständig entfernt. Weiterhin muss die Stickstoff-Atmosphäre der Glovebox zusätzlich elektrostatisch entladen werden. Die Ionisierung der Atmosphäre kann durch die mangelnde, eigenständige Entladung nur auf diese Weise verringert werden. Die Stickstoff-Atmosphäre der Glovebox wird daher kontinuierlich mit einem Statik-Eliminator<sup>10</sup> entladen.

### Aufbewahrung, Befüllung und Transport

Speziell das elementare Kalzium und das gefeilte Pulver sind aufwendig in der sauberen Lagerung und dem Schutz vor Verunreinigungen. Selbst unter Stickstoff-Atmosphäre kann ein langsames Anlaufen des metallischen Kalziums beobachtet werden (siehe Abbildung 3.1). Kalzium reagiert in diesem Fall mit Stickstoff zu Nitridverbindungen (beispielsweise  $\text{Ca}_3\text{N}_2$ ).

Die Aufbewahrung des Kalzium-Materials unter Vakuum ( $< 10^{-2}$  mbar) hat sich daher bewährt. Für die Aufbewahrung und den Transport der Dispenser-Komponenten werden zylindrische Edelstahl-Behälter verwendet, die aus einfachen Vakuum-Komponenten (KF-40) zusammengesetzt sind. Ein schlichtes Eckventil wird mit einem T-Stück verbunden, das mit Blindflanschen verschlossen wird. Zwischen T-Stück und Ventil ist ein Netz eingesetzt, um beim Evakuieren angeschlossene Pumpen zu schützen. Die Lagerung des feinen Pulvers innerhalb des Behälters erfolgt über einen einfachen Einsatz aus einem abgeschlossenen, kleinen Aluminiumrohr. Dieser wird mit einem kleinen Aluminiumstopfen verschlossen. Der Stopfen besitzt eine Bohrung, um beim Evakuieren keinen Überdruck im Einsatz zu erzeugen. Die Aufbewahrungsbehälter können leicht an bestehende Vakuum-Pumpensysteme angeschlossen werden. Auch nach Tagen und Wochen ist bei Lagerung in den evakuierten Aufbewahrungs-Zylindern fast keine chemische Veränderung des Ausgangs-Materials durch Reaktion mit der evakuierten Stickstoff-Atmosphäre zu beobachten (siehe Abbildung 3.1).

---

<sup>8</sup>Metzgerhandschuhe, Metzgerei-Innung München.

<sup>9</sup>Im Ganzen werden vier Paar Handschuhe verwendet: ein Paar Gummihandschuhe unter den Glovboxhandschuhen, eines über, um mögliche Schnitte durch die Kettenhandschuhe zu vermeiden. Darüber die Kettenhandschuhe.

<sup>10</sup>Im Englischen: *TT-room ionizer* oder *static eliminator*. Unser Exemplar war bei Firma MBraun, München-Garching, ausgeliehen.



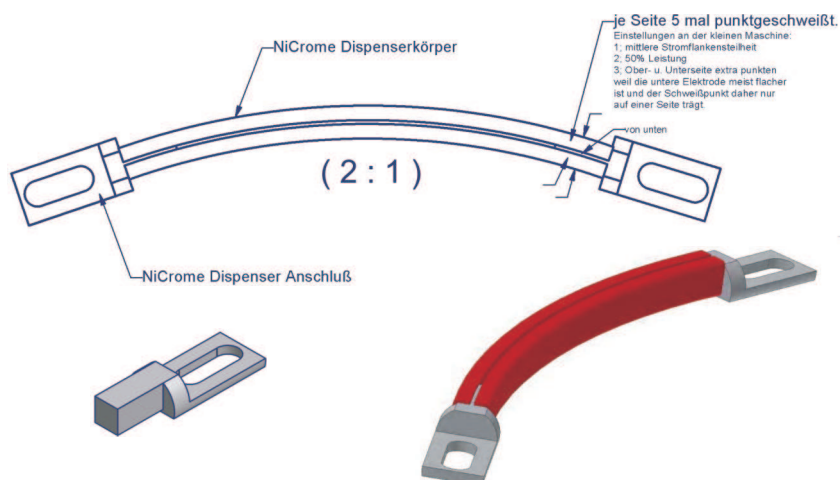


Abbildung 3.2: Konstruktionszeichnung (Maßstab 2:1) des zusammengesetzten und verschweißten Dispensers. Links im Vordergrund als Einzeldarstellung einer der NiCr-Blöcke, um die die Folie herumgefaltet und punktverschweißt wird. Die gekrümmte Form der Schiffchen ergibt sich aus der ringförmigen Anordnung mehrerer Dispenser um die MOT.

Das Design der Dispenser-Schiffchen (siehe Abbildung 3.2) ist weitgehend am kommerziellen Design orientiert. Aus der NiCr-Folie wird ein rechteckiges Schiffchen gefaltet, das mit zwei NiCr-Blöcken in Form von Endstücken verschlossen wird. Bei industriell erzeugten Dispensern werden die Endstücke um die vorgefaltete, befüllte Folie aufgesteckt. Im Gegensatz dazu wird im Fall der selbstgebauten Schiffchen die Folie um die blockartigen Endstücke herumgefaltet und punktverschweißt, um einen guten thermischen und elektrischen Kontakt zu gewährleisten. Die von uns verwendeten Dispenser müssen zusätzlich leicht gebogen werden, um in der Vakuumkammer die senkrechten, optischen Zugänge der MOT nicht zu verdecken.

Zur besseren Handhabung der filigranen Komponenten hat sich die Montage auf einen Aluminium-Block bewährt (siehe Abbildung 3.3). Das Abwiegen und die Befüllung der Redox-Partner erfolgt mit einer Feinwaage (Meßgenauigkeit:  $10^{-4}$ g) unter Stickstoff-Atmosphäre. Die in der Apparatur eingesetzten Dispenser der ersten Generation haben ein Mischungsverhältnis der Ca:K-Mischung im Verhältnis<sup>11</sup> von 3.9 zu 1. Dieses Gemisch wird zu gleichen Teilen auf zwei Dispenser aufgeteilt. Die fertigen Schiffchen sind mit dem Material relativ dicht gepackt.

Die befüllten Dispenser-Schiffchen werden auf einen Markorring vormontiert (siehe Abbildung 3.4), um einen späteren, zügigen Einbau in die MOT-Kammer zu vereinfachen. Beim Transfer der Dispenser in die MOT-Kammer

<sup>11</sup>51 mg Ca, 26 mg KCl  $\approx$  13 mg K ( $\approx$  0.4 mg  $^{40}\text{K}$ ).



Abbildung 3.3: Abwiegen des Ausgangsmaterials und Befüllen der Dispenser. Bild a) und d) Abwiegen in der Glovebox unter Stickstoff. b) Wiederholtes Einstreichen der Redox-Mischung in die gehaltenen Dispenser, im Hintergrund der Statik-Eliminator (schwarzes Gerät). c) Befüllte Dispenser auf Aluminiumblock, vor der Integration auf den Markorring.

wird der hufeisenförmige Markorring lediglich eingesetzt, festgeschraubt und mit den elektrischen Zuleitungen verbunden. Auf diese Weise können in den engen Abmessungen der MOT-Kammer mehrere Dispenser in recht kurzer Zeit unter Schutzatmosphäre eingesetzt werden. Die Integration auf einen Markorring stellt außerdem eine gute thermische Isolation der Dispenser gegenüber der Vakuumapparatur dar.

Der hintere Teil der Dispenseröffnung bleibt aufgefaltet, um eine gerichtete Evaporation in Richtung des Empfangsbereichs der MOT zu verbessern. Die *direkte* Einstrahlung in das Zentrum der MOT wird jedoch durch Abschattung mittels der elektrischen Zuführungsdrähte verhindert. Auf diese Weise können bereits im Zentrum gefangene, langsame Atome nicht über Zweikörper-Stöße aus der MOT herauskatapultiert werden.

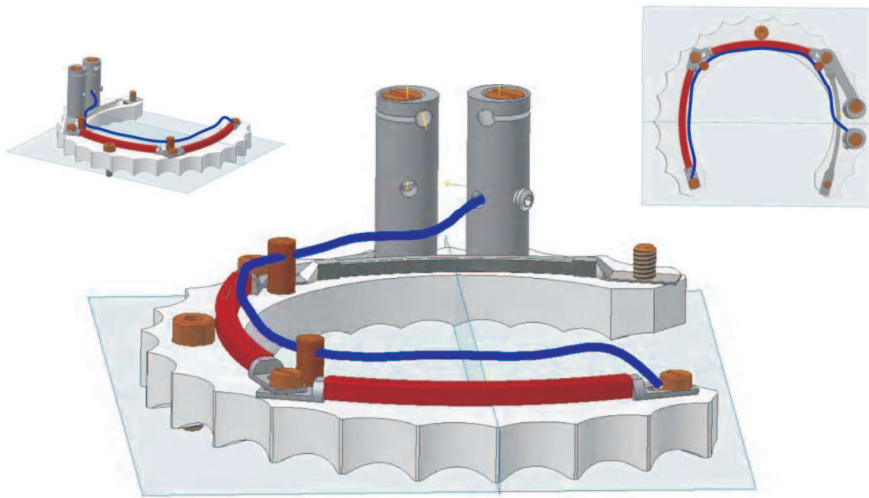


Abbildung 3.4: Unterer Markerring. Im Vordergrund zwei  $^{40}\text{K}$ -Dispenser, hinten ein einzelner  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser. Der Abschattungdraht für die Dispenser-Öffnungen ist (blau) eingezeichnet, er ist gleichzeitig die Stromzuführung der Dispenser-Schiffchen. Der Abschattungdraht für den  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser und der dritte Stromzuführungs-Block sind nicht dargestellt.

### 3.2 Teststand für eine zweite Generation

Zur genaueren Spezifizierung der Parameter einer nächsten Generation von Dispensern wird ein eigenständiger, ultrahoch-vakuum tauglicher Teststand aus Standard-Vakuum-Komponenten zusammengesetzt. Mit diesem einfachen Aufbau ist es möglich, kleinere Mengen von Materialien auf Temperaturen über  $700^\circ\text{C}$  zu heizen und mittels einer Hintergrundgas-Analyse die dadurch entstehenden Verunreinigungen des Vakuums massenspektroskopisch aufzulösen. Auf diese Weise kann über den Teststand eine genaue Analyse der drei einzelnen Dispenser-Komponenten innerhalb eines großen Temperaturbereichs durchgeführt werden. Zusätzlich ist das Design des Aufbaus darauf ausgelegt, die Dispenser-Komponenten über einen längeren Zeitraum hinweg bei Temperaturen bis etwa  $800^\circ\text{C}$  äußerst effektiv auszuheizen, bevor sie in einem Dispenser benutzt werden. Ausbacktemperaturen dieser Größenordnung können innerhalb einer einfachen Vakuumapparatur nicht erreicht werden, hier besteht meist eine technische Obergrenze von höchstens  $450^\circ\text{C}$ .

#### Aufbau des Teststands

Der Teststand (siehe Abbildung 3.5) besteht aus einer einfachen Öldiffusions-Pumpe für den nötigen Vordruck, einer Turbomolekular-Pumpe, zwei Druck-

meßröhren, einem Massenspektrometer<sup>12</sup> und einer CF-40 Keramik-Stromdurchführung (Zweipolig, Kupfer).<sup>13</sup> Von der Vakuumseite der Keramikdurchführung her wird ein einfaches Becken aus gefalteter NiCr-Folie zum Ausheizen der einzelnen Dispenser-Komponenten auf die zwei Kupferleitungen aufgesteckt. Die Kupferleitungen der Durchführung werden zusätzlich in Form einer Stufe leicht aufgebogen, um das Becken in seiner Lage zu fixieren.

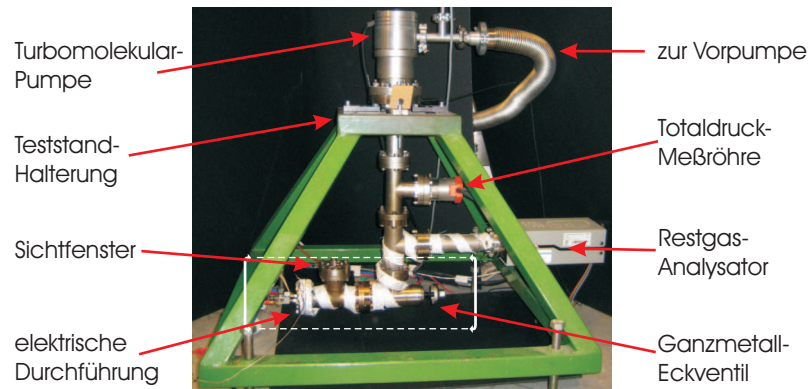


Abbildung 3.5: Foto des Vakuum-Teststands von der Seite. Der untere Teil des Teststands mit Sichtfenster und den elektrischen Zuführungsdrähten ist ab dem Ganzmetall-Eckventil vollständig verschließ- und abnehmbar .

Der untere Teil des Teststands ist in Anlehnung an die KF-Aufbewahrungs-Behälter durch ein Ganzmetall-Eckventil verschließbar und damit vollständig abnehmbar (in Abbildung 3.5 durch weiße Box angedeutet). Ein Transport von einzelnen, bereits ausgeheizten Dispenser-Komponenten in eine Glovebox für einen späteren Zusammenbau der Dispenser unter Schutz-Atmosphäre ist dadurch relativ einfach möglich.

### Temperatur des NiCr-Beckens und Wärmeentwicklung

Dieser Aufbau ist ein äußerst leistungsfähiges Ausheiz-Modul. Durch die elektrische und thermische Isolierung der Keramik-Durchführung bietet er die Möglichkeit, über Ohm'sches Heizen allein das NiCr-Becken auf ausgesprochen hohe Temperaturen zu erwärmen. Im folgenden wird daher die Wärmeentwicklung innerhalb des Teststands bei Betrieb des NiCr-Beckens genauer betrachtet. Einerseits kann daraus eine mögliche Schiffchtemperatur bestimmt werden, andererseits bietet es die Gelegenheit, eine maximale Ausheiztemperatur für den gesamten Teststand festzulegen.

<sup>12</sup>Residual Gas Analyser RGA-300, Firma Stanford Research Systems, Meßbereich:  $1 \cdot 10^{-5}$  -  $6.7 \cdot 10^{-11}$  mbar.

<sup>13</sup>Firma Leybold-Heraeus, Trivac D4B, Turbovac TMP 50D, Thermovac TR 206 (Vordruck) und Ion Gauge IE 211 (Ultrahoch-Vakuum).

Im Wesentlichen bestimmen nur drei Faktoren die Obergrenze für die Erwärmung des NiCr-Beckens. Diese Faktoren sind die thermische Belastung der Durchführungskontakte, der Schmelzpunkt der einzelnen Komponenten, also der Kupferzuführungen oder des NiCr-Beckens selbst, und nicht zuletzt der mögliche, bereitgestellte Strom. Die Temperatur der elektrischen Durchführung ist von diesen angeführten Faktoren der Ausgangspunkt, um die maximal mögliche Ausheiz-Temperatur des NiCr-Beckens zu ermitteln. Die verwendeten, speziellen Lötzinn-Legierungen, die den Kupfer-Keramik Übergang der elektrischen Durchführung versiegeln, besitzen einen Schmelzpunkt zwischen 500° und 600°C. Wärme, die in den Kupfer-Zuleitungen vom Ausheiz-Becken abtransportiert wird, kann diese Versiegelung zum Schmelzen bringen. Nach Rücksprache<sup>14</sup> garantiert der Hersteller die Dichtigkeit der Kupfer-Keramik Übergänge für Temperaturen bis 450°C.

Durch eine einfache Abschätzung der Wärmetransport-Mechanismen für das Ausheiz-Becken und die Kupfer-Zuführungen kann auf die Temperatur des Beckens zurückgeschlossen werden. Dies ist entscheidend, um die zu prüfenden, empfindlichen Dispenser-Komponenten in Pulverform (Ca, KCl) nicht zum Schmelzen ( $T_{Ca}=842\text{ °C}$ ,  $T_{KCl}=771\text{ °C}$ ) zu bringen. Die drei möglichen Wärmetransport-Mechanismen sind Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung. Konvektion kann im Vakuum durch die geringen, vorherrschenden Teilchenzahlen vernachlässigt werden. Es wird daher im folgenden nur der Transport von Wärme über Wärmeleitung und Wärmestrahlung berücksichtigt.

Der Wärmestrom durch Wärmeleitung in den Kupfer-Zuführungen kann für einen homogenen Stab der Länge  $l$ , der Querschnittsfläche  $A$ , mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  und einem linearen Temperaturgradienten zwischen  $T_2$  und  $T_1$  beschrieben werden durch [67]:

$$P = A \cdot \lambda \frac{T_2 - T_1}{l} \quad (3.3)$$

Messungen mit einem Temperatur-Fühler am Ausgang der Zuleitungen ( $T_1$ ) während des Teststand-Betriebs ergeben einen maximalen Temperaturanstieg von nur etwa 20°C gegenüber der Raumtemperatur. Dieser Wert wurde für kontinuierliches Heizen des Beckens mit einem Strom von 10 A über mehrere Tage aufgenommen. Der vom NiCr-Becken abfließende Wärmestrom durch die Kupfer-Zuleitungen in Abhängigkeit von der Temperatur ( $T_2$ ) des Beckens ist:

$$P(T_1, T_2) = 3,62 \cdot 10^{-2} (T_2 - T_1)$$

( $\lambda_{Cu} = 400\text{ W T}^{-1}\text{m}^{-1}$ ,  $l_{Cu} = 0.1\text{ m}$ ,  $A_{Cu} = 4.52 \cdot 10^{-6}\text{ m}^2$ . Die Querschnittsfläche wird für die *zwei* Zuleitungsstäbe doppelt genommen.)

<sup>14</sup>Auskunft des Herstellers, Firma Caburn Ltd., Großbritannien, telefonische Anfrage.



Beim Betrieb des Schiffchens mit 10 A fällt eine Spannung von 0.6 V an den Durchführungskontakten ab. Die umgesetzte Heizleistung des Schiffchens ist im Bereich von 5 bis 6 W, da aufgrund des geringen, elektrischen Widerstands der Beitrag der Zuleitungen vernachlässigt werden kann. Im Fall eines guten, thermischen Kontaktes zwischen Schiffchen und Zuleitungen sollte die Temperatur des Schiffchens bei einer Heizleistung von 6 W lediglich bei 215°C liegen. In diesem Fall würde eine vollständige Ableitung der Heizleistung über Wärmeleitung erfolgen (dünne, schwarze Linie in Abbildung 3.7). Es ist jedoch schon mit bloßem Auge ein rotes Glühen des Schiffchens im sichtbaren Spektrum zu sehen, ein helles Strahlen im infraroten. Zusätzlich zeigen Aufnahmen der thermischen Abstrahlung des Beckens das alleinige Leuchten des Schiffchens (siehe Abbildung 3.6), die Kupfer-Zuführungen bleiben vollständig dunkel. Da der Emissionsgrad von poliertem NiCr und Kupfer bis auf einen Faktor zwei vergleichbar ist, sollten bei einem guten thermischen Kontakt die abgestrahlte Leistung der Zuleitungen in etwa halb so groß sein wie die des Beckens. In diesem Fall sollten die Kupfer-Zuleitungen zwar schwach, aber doch sichtbar leuchten. Demnach scheint der Kontakt zwischen beiden durch das einfache Aufstecken des Beckens auf die Zuführungen relativ ungünstig zu sein. Der Hauptteil der ohmschen Heizleistung wird somit nicht über Wärmeleitung abgeführt, sondern über Wärmestrahlung vom Schiffchen abgegeben.

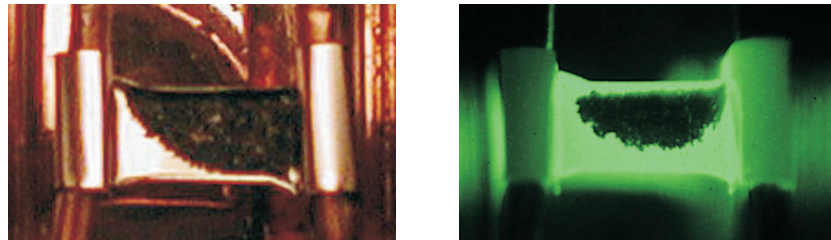


Abbildung 3.6: Zwei Ansichten des mit Kalzium befüllten NiCr-Beckens. Links Aufsicht von oben, vor dem Ausheiz-Betrieb. Rechts Aufnahme des im infraroten stark leuchtenden Schiffchens bei 10 A Heizstrom. Deutlich ist ein unterschiedlicher Befüllungsstand durch bereits evaporiertes Kalzium zu sehen.

Daher ist es möglich, rein über das thermische Emissionsspektrum des Schiffchens seine Temperatur abzuschätzen. Die Wärmestrahlung folgt aus dem Stefan-Boltzmann Gesetz (Gesamtemission eines schwarzen Strahlers):

$$P_{\text{total}} = \sigma A \cdot T^4 \quad (3.4)$$

( $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ T}^{-4}$ , A = Oberfläche des Strahlers.)

Diese abgestrahlte Leistung kann mit der Heizleistung des Dispenser-Schiffchens verglichen werden. Allerdings muß im Fall eines nicht schwarzen

Strahlers ( $\varepsilon \neq 1$ ) Gleichung (3.4) mit dem spektralen Gesamt-Emissionsgrad  $\varepsilon$  des spezifischen Materials modifiziert werden [68]. Die materialbezogene, gesamt abgestrahlte Leistung ist:  $P_{\text{total}} = \varepsilon \cdot P$ . Ein nicht-schwarzer Strahler ist somit bei gleicher, abgestrahlter Leistung heißer als sein schwarzer Gegenpart (Werte von  $\varepsilon$  liegen zwischen 0 und 1).

Die Bestimmung des spektralen Gesamt-Emissionsgrads  $\varepsilon$  von glänzenden Oberflächen (Metallen) ist schwierig, da die Einzel-Werte in verschiedenen, spektralen Abschnitten stark schwanken. Für den Gesamt-Emissionsgrad von Nickel-Chrom ist in der Literatur [69, 70] ein Wert von  $\varepsilon_{\text{NiCr}} = 0.2$  angegeben, polierter Stahl besitzt in etwa einen ähnlichen Emissionsgrad  $\varepsilon_{\text{Stahl}} = 0.16$ .

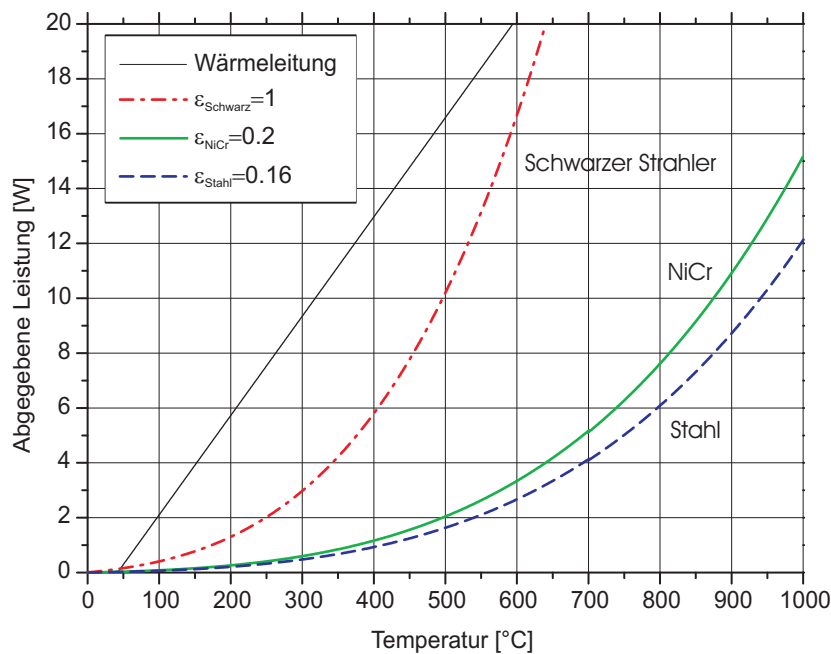


Abbildung 3.7: Unterschiedliche Formen der Wärmeableitung bei 10 A. Der aufgetragene, lineare Wärmestrom gilt für eine festgehaltene Temperatur  $T_1$  von  $44^\circ\text{C}$ . Die über Wärmestrahlung (gesamtes Spektrum) abgeführte Leistung ist für unterschiedliche Emissionsgrade  $\varepsilon = 1$  (Schwarzer Körper),  $\varepsilon = 0.2$  (NiCr, poliert) und  $\varepsilon = 0.16$  (Stahl, poliert) angegeben.

Die Temperatur des Beckens sollte für 6 W vollständig abgestrahlte Leistung bei etwa  $730^\circ\text{C}$  liegen (durchgezogene, grüne Linie, Abbildung 3.7). Im Abgleich mit den Glühfarben von Stahl [71] ergibt sich eine ungefähre Schiffchen-Temperatur zwischen  $740^\circ$  und  $810^\circ\text{C}$ . Diese Glühfarben-Temperatur<sup>15</sup> ist wiederum konsistent mit der von uns angenommenen, umgesetzten Leistung von 5 bis 6 W (gestrichelte, blaue Linie, Abbildung 3.7).

<sup>15</sup>Das Schiffchen leuchtet "kirschrot", dies entspricht einer Temperatur von  $780^\circ\text{C}$ .





## Kapitel 4

# Experimentelle Aufbauten

In diesem vierteiligem Kapitel wird auf die experimentelle Realisation einer magnetooptischen Falle für drei Atomspezies eingegangen. Für diese Falle werden drei Lasersysteme, optische Aufbauten für die magnetooptische Falle und ein Vakuumsystem benötigt, das die erforderlichen Drücke im Ultrahoch-Vakuum-Bereich sicherstellt. In den folgenden Abschnitten wird bei der Beschreibung der gesamten Apparatur besonderer Wert auf das Element Kalium und die damit assoziierten Aufbauten gelegt, die im Rahmen dieser Diplomarbeit errichtet wurden.

Abschnitt 4.1 geht auf die optischen Aufbauten des  $^{40}\text{K}$ -Lasersystems ein. Hierbei steht insbesondere die Errichtung und Optimierung des gesamten Lasersystems im Vordergrund. In diesem Sinne werden einige, speziell für das  $^{40}\text{K}$ -Lasersystem relevanten, optischen Elemente detailliert beschrieben. Wichtige Elemente sind beispielsweise der Aufbau von Diodenlasern zur Erzeugung des erforderlichen Übergangs-Wellenlängen, die Frequenzmodulation von Laserlicht über AOM-Strecken im Mehrfach-Durchgang und die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie. Der Abschnitt endet mit Erläuterungen über die Anpassung und gemeinsame Einkopplung mehrerer Laserfrequenzen in einen trapezförmigen Halbleiter-Laserverstärker.

Im Abschnitt 4.2 erfolgt eine kurze Übersicht über die beiden anderen Lasersysteme. Beide Lasersysteme, das  $^6\text{Li}$ - und das  $^{87}\text{Rb}$ -Lasersystem, werden zu diesem Zweck jeweils getrennt in einer knappen, schematischen Darstellung erläutert.

Die Aufbauten der eigentlichen MOT-Apparatur, insbesondere das gesamte Vakuumsystem, werden in Abschnitt 4.3 beschrieben. Neben den optischen Aufbauten zur Erzeugung einer MOT wird in einem weiteren Teil außerdem der Nachweis einer eingefangenen Atomwolke kurz erläutert.

Im letzten Abschnitt 4.4 wird eine elektronische Schaltung vorgestellt, mit dessen Hilfe induktive Lasten schnell abgeschaltet werden können. Dieses kontrollierte, schnelle Abschalten ist für den Übergang von einer magnetooptischen Falle zu einer rein optischen Melasse wesentlich.

## 4.1 $^{40}\text{K}$ -Lasersystem

Am Anfang dieses Abschnitts werden die experimentellen Voraussetzungen zur Integration des  $^{40}\text{K}$ -Lasersystems in das bereits bestehende Gesamtsystem erläutert. Hierbei wird in Abschnitt 4.1.1 ausführlich auf die speziellen Eigenheiten und experimentellen Herausforderungen des gesamten  $^{40}\text{K}$ -Aufbaus eingegangen.

Diodenlaser sind Grundlage und integraler Bestandteil aller drei Lasersysteme, nicht nur des  $^{40}\text{K}$ -Systems. Insgesamt werden in den drei Systemen 11 Diodenlaser betrieben. In einem kurzen, folgenden Unterabschnitt werden diese kompakten Laserlicht-Quellen genauer beschrieben.

In den weiteren Unterabschnitten werden einzelne Details des  $^{40}\text{K}$ -Lasersystems näher spezifiziert. Hierbei werden spezielle Techniken und Anwendungen vorgestellt, die zur Stabilisierung und Modifikation des Diodenlaser-Lichts von Bedeutung sind. Zum einen Teil wird die Frequenzmodulation der Laserfrequenzen über den Mehrfach-Durchgang durch akustooptischer Modulatoren (AOM) und die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie betrachtet. Zum anderen Teil wird die gemeinsame Einkopplung der  $^{40}\text{K}$ -Frequenzen zusammen mit  $^{87}\text{Rb}$  in einen kommerziellen, ursprünglich auf eine Wellenlänge von 780 nm abgestimmten Trapez-Verstärker dargestellt.

### 4.1.1 Aufbau des $^{40}\text{K}$ -Lasersystems

Für die erforderlichen  $\text{D}_2$ -Übergänge von  $^{40}\text{K}$  sind Lichtquellen im nahinfraroten Bereich erforderlich. Diodenlaser stellen in diesem Wellenlängenbereich eine vergleichsweise kostengünstige, zuverlässige Alternative gegenüber aufwendigeren, kostenintensiven Lasermodulen wie Titan-Saphir-Lasern oder Farbstoff-Lasersystemen dar. Laserdioden<sup>1</sup> im Wellenlängenbereich von 766 nm besitzen allerdings eine relativ geringe, freilaufende Ausgangsleistung von etwa 30 mW. Daher ist eine zusätzliche Nachverstärkung des Laserlichts notwendig. Innerhalb der Aufbauten des hier beschriebenen Experiments war schon mit Beginn dieser Arbeit ein Trapez-Verstärker für eine Wellenlänge von 780 nm vorhanden. Dieser kann in einer ersten Testphase des Experiments zur Nachverstärkung der  $^{40}\text{K}$ -Laserfrequenzen mitverwendet werden.

Das unverstärkte Kalium-Lasersystem vor dem Trapez-Verstärker (siehe Abbildung 4.1) basiert auf zwei Lichtquellen, einem gitterstabilisierten Diodenlaser (*Master-Laser*), und einem zweiten, injektionsstabilisierten Diodenlaser (*Slave-Laser*). Beide Diodenlaser besitzen eine stabilisierte Ausgangsleistung von typischerweise 25 mW. Während die Leistung des *Master-Lasers* zur Generierung der MOT- und Rückpumpfrequenzen aufgespalten wird, wird die gesamte Leistung des *Slave-Lasers* ausschließlich für eine Verstärkung im Trapez-Verstärker verwendet. Auf diese Weise kann eine möglichst hohe Ausgangsleistung erzielt werden.

<sup>1</sup>LD-0770-0025-1, Toptica Photonics, gitterstabilisierte Ausgangsleistung etwa 25 mW.

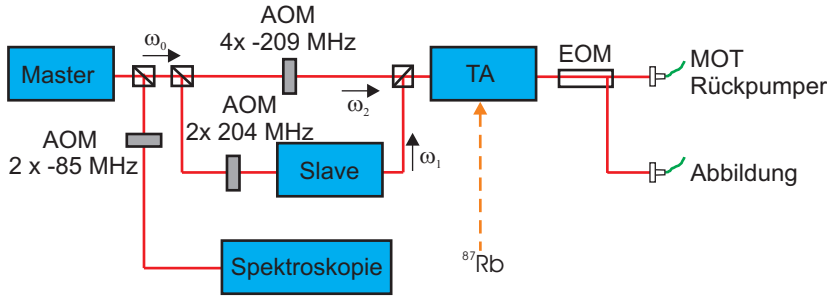


Abbildung 4.1: Schema des Kalium-Lasersystems. Alle optischen Modifikationen finden vor dem Trapez-Verstärker statt. Die Einzelstrahlen des  $^{40}\text{K}$ -Systems werden erst direkt vor dem TA-Chip mit dem  $^{87}\text{Rb}$ -Strahl überlagert.

Der Aufbau des  $^{40}\text{K}$ -Lasersystems folgt dem Schema von [72]. Der gitterstabilisierte *Master*-Laser wird mithilfe einer kommerziellen  $^{39}\text{K}$ -Spektroskopiezelle über einen DAVLL-Lock-Mechanismus (siehe [73–76]) auf den Kreuzungsübergang (*crossover*) der  $^{39}\text{K}$ -D<sub>2</sub>-Linie<sup>2</sup> von  $|4^2\text{S}_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |4^2\text{P}_{3/2}, F = 1 - 3\rangle$  und  $|4^2\text{S}_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |4^2\text{P}_{3/2}, F = 0 - 2\rangle$  frequenzstabilisiert. Die Ausgangsfrequenz  $\omega_0$  des *Master*-Lasers wird effektiv auf eine Frequenz stabilisiert, die gegenüber der *crossover*-Frequenz um 170 MHz blauverstimmt ist (siehe Abbildung 4.1). Dies geschieht durch eine Verschiebung der Frequenz in der Spektroskopie-Strecke über einen 80 MHz-AOM im Doppeldurchgang. Ausgehend von der Frequenz  $\omega_0$  wird die um 408 blauverstimimte MOT-Übergangsfrequenz  $\omega_1$  über einen 200 MHz-AOM im Doppeldurchgang erzeugt. Zur Leistungsverstärkung des MOT-Übergangs wird mit diesem Licht ein eigener *Slave*-Laser gespeist. Die Frequenz des Rückpump-Übergangs  $\omega_2$  entsteht durch Rotverstimmung der Ausgangsfrequenz  $\omega_0$  um 808 MHz über einen weiteren 200 MHz-AOM im Vierfach-Durchgang. Für den späteren, optischen Nachweis der Atome (siehe Abschnitt 4.3.2) wird Licht auf der Frequenz der MOT-Übergänge benutzt. Für eine Verschiebung der Ausgangsfrequenzen der Diodenlaser durch herkömmliche akustooptische Modulatoren (AOM) ist der Frequenzunterschied zwischen den erforderlichen Übergängen mit 1268 MHz relativ groß. Aus diesem Grund werden die verwendeten AOM's im Mehrfach-Durchgang betrieben. Allerdings ist die Justage der Mehrfach-Durchgänge wegen der auftretenden, vergleichsweise langen Wegstrecken äußerst sensibel. Schon kleinste Abweichungen von den optimalen Einstellungen äußern sich in dramatischen Leistungsverlusten nach dem Mehrfach-Durchgang.

Durch die relativ geringe Differenz von 13 nm zwischen den Wellenlängen der  $^{40}\text{K}$ -Übergänge und den  $^{87}\text{Rb}$ -Übergänge bietet sich die Möglichkeit, den bereits bestehenden  $^{87}\text{Rb}$ -Trapez-Verstärker (TA) zur Verstärkung

<sup>2</sup> $\lambda = 766,701241$  nm, siehe [77].

zweier  $^{40}\text{K}$ -Frequenzen mitzuverwenden. Durch die *gemeinsame* Leistungsverstärkung von  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  innerhalb des Trapez-Verstärkers können auf diese Weise weitere Laserdioden oder Nachverstärkungssysteme für Kalium eingespart werden. Alle optische Modifikationen und Manipulationen der  $^{40}\text{K}$ -Übergänge erfolgen noch vor der Überlagerung der  $^{40}\text{K}$ -Strahlen mit dem  $^{87}\text{Rb}$ -Strahl innerhalb des TA, um eine mögliche Entkopplung beider Lasersysteme ( $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$ ) weitgehend zu erhalten. Dadurch sind, beispielsweise im Fall der nachträglichen Umstellung auf einen eigenständigen  $^{40}\text{K}$ -Trapez-Verstärker, keine weitreichenden, optischen Umbauten notwendig.

Der gesamte Aufbau vor der Einkopplung in den Trapez-Verstärker ist äußerst leistungskritisch. Durch den Einsatz von akustooptischen Modulatoren im Mehrfach-Durchgang treten trotz aufwendiger Anpassung der Strahlen große Laser-Leistungsverluste durch die begrenzte Beugungseffizienz der verwendeten AOM's auf. Zusätzlich gehen durch die Überlagerung beider  $^{40}\text{K}$ -Frequenzen und der Überlagerung der beiden Frequenzen mit dem  $^{87}\text{Rb}$ -*Master*-Laser des TA jeweils bis zu 50 % der Ausgangsleistung verloren. Daher sind sämtliche, optische Anpassungen der Laserstrahlen vor der Einkopplung in den TA äußerst sorgfältig durchzuführen und auf Leistungsoptimierung angelegt. Von der zusammengenommenen Ausgangsleistung der beiden  $^{40}\text{K}$ -Diodenlaser von 50 mW stehen direkt vor der Einkopplung in den Chip des TA's noch ungefähr 8.5 mW Lichtleistung zur Verfügung, dabei beträgt das Verhältnis der Ausgangsleistungen von MOT- zu Rückpumper-Laser etwa 5 zu 1.

Die vom Trapez-Verstärker erzeugte Lichtleistung kann mithilfe eines elektrooptischen Modulators eingestellt werden. Der nachfolgende Transfer des Lichts zu den Aufbauten der magnetooptischen Falle wird über Einzelmoden-Glasfasern vorgenommen. Das Strahlprofil der Einzelstrahlen ist durch diese transversale Modenreinigung nach dem Austritt aus der Faser nahezu perfekt gaußförmig. Zusätzlich ist die Modularität der Einzelstrahlen durch umsteckbare Faserköpfe ein nützliches Werkzeug.

#### 4.1.2 Diodenlaser

Der Aufbau der im Experiment eingesetzten Diodenlaser entspricht einem weitgehend etabliertem Design, speziell unser experimenteller Aufbau folgt dem in [78] beschriebenen Konzept. Die Eigenschaften von Diodenlasern werden inzwischen in vielen Standardwerken [79, 80] genauer beschrieben, eine große Zahl an Darstellungen geht auf [81] zurück. Kernstück der Diodenlaser ist jeweils eine Einzel-Moden Laserdiode. Für die Verwendung von Diodenlasern in einem laserspektroskopischen Aufbau ist der Einzel-Moden-Betrieb dieser Dioden erforderlich. Häufig ist die effektive Linienbreite einer freilaufenden Laserdiode zu groß, um gezielt auf einzelnen Frequenzen Laserübergänge von atomaren Niveaus treiben zu können. Daher besteht die Notwen-

digkeit, freilaufende Laserdioden zusätzlich extern zu stabilisieren. Es gibt zwei unterschiedliche Varianten für eine externe Modenstabilisierung von Diodenlasern, gitterstabilisierte Systeme, sogenannte *Master-Laser*, und injektionsstabilisierte Systeme, sogenannte *Slave-Laser*. Eine detaillierte Darstellung des selbstgebaute <sup>40</sup>K-*Master-Laser*s ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

### Master-Aufbau, Gitterstabilisierung

Ein zusätzliche, externe Frequenzstabilisierung von freilaufenden Laserdioden ist erforderlich, da für den Betrieb in magnetooptischen Fallen selektiv nur einzelne Hyperfein-Übergänge der atomaren Niveaus resonant angeregt werden sollen. Teilweise sind dafür emittierte Laser-Linienbreiten in der Größenordnung von einem Zehntel der natürlichen Linienbreite notwendig. Die internen Resonatoren einer freilaufenden Laserdiode besitzen eine zu geringe Modenselektivität, um stabilisierte Linienbreiten dieser Größenordnung zu erzeugen. Daher wird mithilfe eines optischen Strichgitters ein externer Resonator erzeugt, der durch seine größere Resonatorlänge  $L$  schmalbandigere Moden über eine stärkere Frequenzselektion als die internen Resonatoren der Laserdiode aufweist. Auf diese Weise kann aufgrund der zusätzlichen Modenselektion durch den Einsatz des externen Gitters der Diodenlaser selbst in denjenigen Wellenlängenbereichen auf eine einzige Mode stabilisiert werden, in denen die Laserdiode unstabilisiert Modensprünge aufweist. Daher ist es möglich, die effektive Linienbreite von freilaufenden Laserdioden von etwa 100 MHz auf Linienbreiten von unter 1 MHz zu senken.

Die Stabilisierung der gewünschten Mode erfolgt durch Ansteuerung des optischen Strichgitters, das in Littrow-Anordnung eingesetzt wird. Hierbei wird die erste Beugungsordnung des Gitters gezielt in die Laserdiode zurückreflektiert, die nullte Ordnung als Ausgangsstrahl aus dem Diodenlaser ausgekoppelt (siehe Abbildung 4.2, obere Darstellung). Die Beugungsrichtung der ersten Ordnung und damit der Winkel der ausgekoppelten, nullten Ordnung sind durch den Abstand der Gitter-Striche wellenlängenabhängig:  $\Theta_{\text{Gitter}} = 2 \arcsin(\lambda n/2)$ ,  $n$  entspricht dabei der Anzahl der Gitterstriche pro Längeneinheit. Durch die gezielte Rückkopplung unter einem eingestellten Winkel wird daher innerhalb der Laserdiode nur eine bestimmte, wellenlängenabhängige Mode angestoßen und verstärkt. Gitterstabilisierte Diodenlaser haben allerdings durch die Auskopplung der höheren Ordnungen aus dem Hauptstrahl etwas geringere Ausgangsleistungen als freilaufende Laserdioden.

### Slave-Aufbau, Injektionsstabilisierung

Injektionsstabilisierte Diodenlaser besitzen einen ähnlichen Aufbau wie gitterstabilisierte Systeme, sie unterscheiden sich jedoch durch das fehlende, optische Strichgitter zur externen Frequenzstabilisierung. Die Stabilisierung

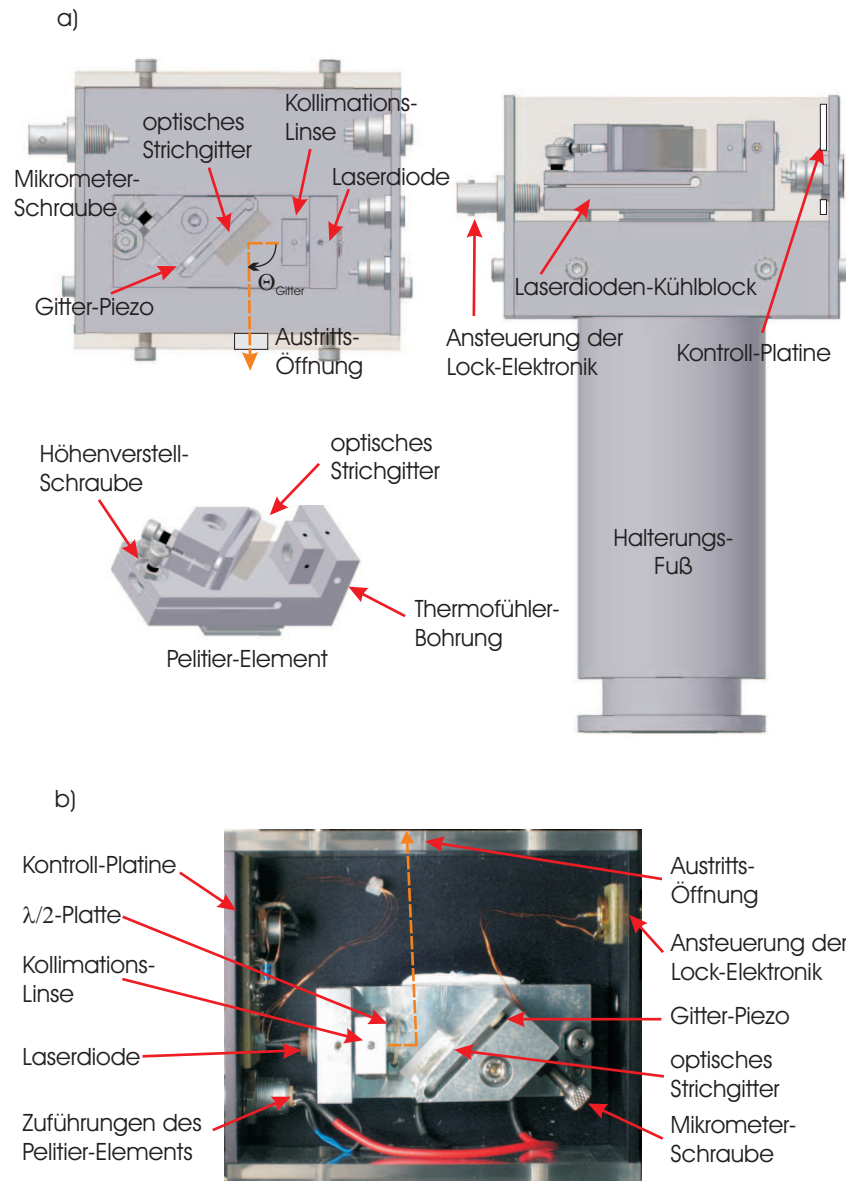


Abbildung 4.2: Direkte Aufsicht und Seitenansicht auf einen gitterstabilisierten Diodenlaser (*Master*). Im oberen Teil a) ist eine Konstruktionszeichnung mit den integralen Elementen angegeben. Das untere Foto b) zeigt den selbstgebauten *Master*-Laser des  $^{40}\text{K}$ -Lasersystems. Die Austrittsöffnung des Laserlichts liegt in diesem Fall oben. Die zusätzliche  $\lambda/2$ -Platte ist zur Drehung der Polarisierung des Laserlichts der  $^{40}\text{K}$ -Laserdiode für ein senkrecht auf das Gitter notwendig. Dank an W. Simon für die Konstruktionszeichnung.

auf eine spezifische Mode erfolgt daher nicht über rückgekoppelte Anteile des dioden-eigenen Laserlichts, sondern durch Einkopplung (*seed*) von *externem* Laserlicht (siehe Abbildung 4.3). Dieses Licht ist häufig das bereits modenstabilisierte Licht eines *Master*-Lasers, beide Laser sind damit unmittelbar gekoppelt (*Master-Slave*-Konfiguration). Durch die Einkopplung einer bestimmten, externen Mode wird in der *Slave*-Diode nur die spezifische, eingekoppelte Mode angeregt. Das Licht der externen Quelle räumt über stimulierte Emission die innerhalb des *Slave*-Lasers erzeugte Besetzungsinversion auf der speziellen, eingekoppelten Mode ab. Durch die Stabilisierung auf diese Mode kann der Einzel-Moden Betrieb des *Slave* erreicht werden.

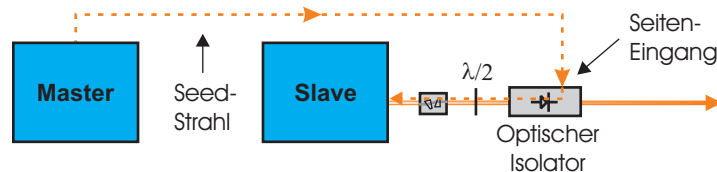


Abbildung 4.3: Injektionsstabilisierung eines *Slave*-Lasers. Die Einkopplung des Seed-Strahls eines gitterstabilisierten Diodenlasers erfolgt über den Seitenport des optischen Faraday-Isolators, in der Abbildung als gestrichelte Linie zu erkennen. Der durchgezogene Strich ist das ausgekoppelte, injektionsstabilisierte Licht des *Slave*-Lasers.

Die Einkopplung der Seed-Mode wird bei injektionsstabilisierten Systemen oft durch den Seitenport eines Faraday-Isolators erreicht. Hier besteht die Gefahr des Diodenverlustes durch unbedachte, überhöhte Leistungs-Injektion, da die gesamte, eingekoppelte Leistung direkt auf die Diode trifft. Im Allgemeinen genügen jedoch schon relativ geringe Injektionsleistungen, um ein stabiles Seeding zu gewährleisten. Für einen stabilen <sup>40</sup>K-*Slave*-Seed sind etwa 0.8 mW ausreichend.

### 4.1.3 Frequenzmodulation, Resonator und Spektroskopie

Der folgende Abschnitt ist zweiteilig. Zuerst wird kurz die Frequenzmodulation der einzelnen Laserfrequenzen der Diodenlaser über akustooptische Modulatoren (AOM) im Mehrfach-Durchgang angesprochen. Im weiteren Verlauf folgen zwei knappe Ausführungen zur Überprüfung des Einzelmoden-Betriebs der Diodenlaser mithilfe eines optischen Resonators und der dopplerefreien Sättigungsspektroskopie von verdünntem Kalium-Gas.

#### Frequenzmodulation durch akustooptische Modulatoren

Alle Frequenz-Modifikationen der stabilisierten Laserwellenlängen erfolgen über akustooptische Modulatoren (AOM). Die Anlage der optischen Strecken, die durch die AOM geführt werden, wird unter dem Aspekt der gauß-



schen Strahlenoptik vorgenommen: Die Spiegel sind jeweils im einfachen Brennweiten–Abstand der Teleskop–Linsen aufgestellt, um zu den Spiegel–flächen vollständig parallele Wellenfronten zu reflektieren (siehe Abbildung 4.4). Die verwendeten AOM's besitzen bauartbedingt Beugungseffizienzen von etwa 80% der ersten Ordnung im einfachen Durchgang (*single pass*). Damit sind der Doppeldurchgang (*double pass*) auf 64%, der Vierfach–Durchgang (*quadruple pass*) auf maximal 40% Beugungseffizienz beschränkt. Diese Idealwerte sind allerdings aufgrund der inhomogenen, räumlichen Mode der  $^{40}\text{K}$ –Laserdioden selbst nach sensibler Strahlanpassung nur schwer zu erreichen. Zusätzlich ist aufgrund der Länge der AOM–Strecken die Rückreflektion nach dem Doppeldurchgang nicht nach Gauß'scher Strahlenoptik eingerichtet. Experimentell können im Vierfach–Durchgang daher lediglich Durchgangseffizienzen von etwa 30% erreicht werden.

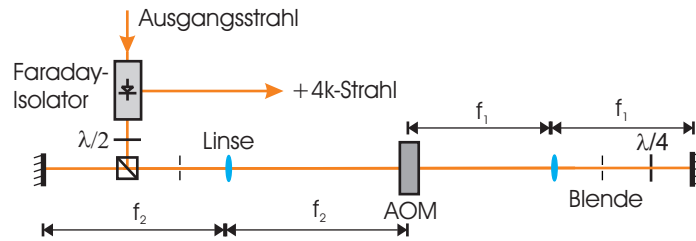


Abbildung 4.4: Einrichtung der AOM–Strecken unter Gesichtspunkten der gaußschen Strahlenoptik anhand des Vierfach–Durchgangs. Der vierfach gebogene Strahl (+4k–Strahl) wird aus dem Seitenport des Isolators ausgekoppelt.

### Optischer Resonator und Spektroskopie

Zur Kontrolle der Modenstabilität wird ein optischer Resonator mit der Resonatorlänge von 10 cm eingesetzt. Der freie Spektralbereich (FSR) eines Resonators ist allein vom Abstand der Resonatorspiegel  $L$  abhängig,  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ . Damit beträgt der freie Spektralbereich des im Aufbau verwendeten Resonators:  $\text{FSR}_{40\text{K}} = 1.5 \text{ GHz}$  (Länge des Resonators:  $L=0.1 \text{ m}$ ). In Abbildung 4.5 ist ein freier Spektralbereich des Resonators mit den Einzelmoden der beiden  $^{40}\text{K}$ –Diodenlaser zu sehen. Der Frequenzunterschied zwischen beiden Moden beträgt 1218 MHz.

Zur Spektroskopie der für den Laser–Lock erforderlichen crossover–Linie ist ein dopplerfreier Sättigungsspektroskopie–Aufbau in Form eines DAVLL–Locks (siehe [73–76]) notwendig. Um die Sättigungsspektroskopie nicht zusätzlich durch den Mechanismus der Stoßverbreiterung zu beeinträchtigen, werden evakuierte, kommerzielle Glaszellen mit verdünntem Kalium–Dampf verwendet. Diese kommerziellen Kalium–Spektroskopiezellen<sup>3</sup> sind mit Ka-

<sup>3</sup>Toptica, 100 mm Glaszellenlänge.



lium-Dampf im Verhältnis der natürlichen Isotopenanteile<sup>4</sup> gefüllt. Zur Frequenzstabilisierung des *Master*-Lasers wird die Linie des Kreuzungsübergangs von  $^{39}\text{K}$  verwendet, da durch den geringen Anteil an  $^{40}\text{K}$  in der Zelle keine direkte Stabilisierung auf eine der  $^{40}\text{K}$ -Linien möglich ist. Das sich aus der Sättigungsspektroskopie ergebende Fehlersignal (siehe Abbildung 4.5) wird in einem PI-Regler (Lock-Box) als Steuerungssignal verarbeitet und verstärkt. Der I-Teil dieser Regelspannung steuert die Piezoansteuerung des Gitters des *Master*-Lasers an. Der P-Teil kann auf den Modulations-Eingang des Strom-Kontrollers geschaltet werden. Auf diese Weise können Abweichungen vom Nulldurchgang der Spektroskopie-Linie selbstständig über eine Regelschleife korrigiert werden. Die Kurzzeitstabilität des *Master*-Lasers kann aus der rms-Linienbreite des Fehlersignals des Locks abgelesen werden. Die doppelte rms-Linienbreite beträgt typischerweise 700 kHz.

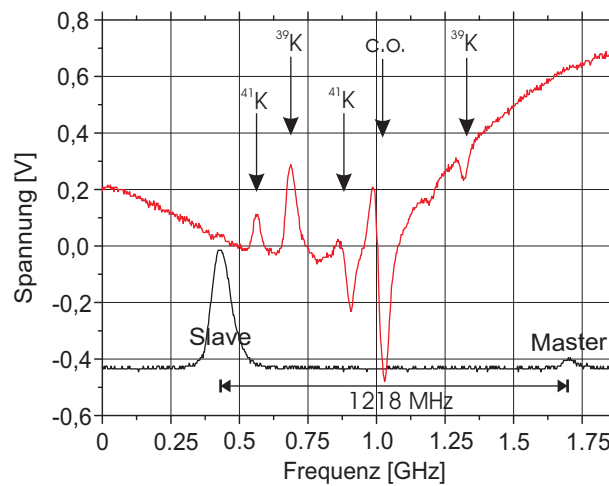


Abbildung 4.5: Spektroskopiesignal des DAVLL-Lock von Kalium (rot). Die einzelnen Übergänge der Hyperfeiniveaus der Isotope sind mit Pfeilen markiert, der Kreuzungsübergang der  $^{39}\text{K}$ -Linien ist mit c.o. bezeichnet. Unterlegt sind die beiden Einzel-Moden des Master- und Slave-Lasers im optischen Resonator (schwarz).

#### 4.1.4 Trapez-Verstärker

In diesem Abschnitt wird die Nachverstärkung der beiden  $^{40}\text{K}$ -Frequenzen in dem auf eine  $^{87}\text{Rb}$ -Wellenlänge zugeschnittene Trapez-Verstärker vorgestellt. Zu diesem Zweck werden beide  $^{40}\text{K}$ -Frequenzen in den bereits vorhandenen Trapez-Verstärker des  $^{87}\text{Rb}$ -Lasersystems eingekoppelt. Die Einkopplung erfordert eine aufwendige Modenanpassung der  $^{40}\text{K}$ -Laserprofile

<sup>4</sup>Das Verhältnis der natürlichen Isotopenanteile beträgt:  $\eta(^{39}\text{K}) = 93.2581\%$ ,  $\eta(^{40}\text{K}) = 0.0117\%$  und  $\eta(^{41}\text{K}) = 6.7302\%$ .

und der  $^{40}\text{K}$ -Einzelstrahlen. Durch die relative Nähe der  $^{40}\text{K}$ - und  $^{87}\text{Rb}$ -Wellenlängen und die typische Breite von 15 nm des TA-Verstärkungsprofils sollte ein mehrfrequenter Betrieb mit ausreichender Verstärkung aller drei Laser-Frequenzen möglich sein.

Die Aufgabe von Trapez-Verstärkern (TA) besteht in der gezielten Nachverstärkung von optischen Frequenzen [82]. Trapez-Verstärker-Systeme setzen sich im Ganzen aus zwei Bestandteilen zusammen, einem Diodenlaser und einem zusätzlichen, trapezförmigen Halbleiterverstärkungsmedium, dem TA-Chip. Die Funktionsweise des TA-Chip beruht auf kollektiver, stimulierter Abregung der Besetzungsinversion eines einmodigen Kanals innerhalb des Halbleitermediums. Das Medium ist vergleichbar dem einer Laserdiode, allerdings vollzieht sich die eigentliche Leistungsverstärkung innerhalb eines einzigen Durchlaufs der in den Chip eingekoppelten Mode.

Durch die schmale Seite des Trapez wird der TA-Chip über eine enge Eintrittsfläche üblicherweise von einem *Master*-Laser gespeist. Innerhalb des sich aufweitenden Verstärkungsmediums wird der Eintrittsstrahl (*Seed*) dieses Lasers nachverstärkt. Die Breite der Austrittsfläche stellt sicher, dass diese nicht durch zu große Lichtleistungen beschädigt wird. Das Verstärkungsprofil des TA-Chip ist temperaturabhängig, in unserem Fall ist es auf eine geeignete Zentralwellenlänge (777 nm bei 19.9°C) nahe der  $\text{D}_2$ -Linie von Rubidium abgestimmt. Das Verstärkungsprofil ist für eine Nachverstärkung von  $^{40}\text{K}$  thermisch nicht optimiert, eine geringere Verstärkung als für  $^{87}\text{Rb}$  muß daher in Kauf genommen werden.

### Leistungsverstärkung des $^{87}\text{Rb}$ -TA's bei dreifachem Seed

Um die effektiv mögliche Leistungsverstärkung des  $^{87}\text{Rb}$ -TA-Chip bei einem reinem Seed mit der  $^{40}\text{K}$ -Wellenlänge von 766.7 nm zu berechnen, wird noch vor einer Einkopplung des  $^{40}\text{K}$ -Lichts im Abgleich mit den  $^{87}\text{Rb}$ -Daten eine kurze Abschätzung vorgenommen. Diese ist notwendig, um eine ungefähre Verstärkung der drei Frequenzen (zwei  $^{40}\text{K}$  und eine  $^{87}\text{Rb}$ ) und damit die gesamte, erwartete Endleistung vor der Einkopplung in eine Glasfaser zu bestimmen.

Aus dem Verstärkungsprofil des TA-Chips<sup>5</sup> kann bei 10 nm Abweichung von der Zentralwellenlänge von 776.67 nm eine etwa -5 dBm ( $\cong 0.316$ ) schwächere Endleistung bei gleicher Einkoppleistung erwartet werden. Im Einklang mit den bereits gemessenen  $^{87}\text{Rb}$ -Leistungen von 700 mW (10 mW reiner  $^{87}\text{Rb}$ -Seed) sollte die theoretische  $^{40}\text{K}$ -Leistung nach dem TA daher etwa bei 220 mW für 10 mW reinen  $^{40}\text{K}$ -Seed liegen.

Diese theoretischen Werte können experimentell nur bei geeigneter Einkopplung und Modenanpassung der  $^{40}\text{K}$ -Seed-Profile erreicht werden, wie eine Testreihe mit *unangepassten*  $^{40}\text{K}$ -Profilen zeigt. Auch eine einfache An-

<sup>5</sup>Toptica Photonics, TA-100 Tapered Amplifier Manual.

passung der  $^{40}\text{K}$ -Profile an die rückwärtig austretende, schwache Emission des TA-Chips ergibt keine annehmbaren Werte. Daher wird ein Abgleich der Modenprofile mit dem Profil des Fabrik-angepassten, integrierten  $^{87}\text{Rb}$ -Master-Lasers des TA vorgenommen. Die Strahlprofile beider  $^{40}\text{K}$ -Laserdioden sind stark unterschiedlich, daher müssen alle nachträglichen, optischen Anpassungen für beide  $^{40}\text{K}$ -Laser individuell erfolgen.

Bei geeigneter Modenanpassung werden für etwa 8.5 mW Seed-Leistung ( $^{40}\text{K}$ -Master und  $^{40}\text{K}$ -Slave) 220 mW Endleistung erreicht. Während des simultanen Seeds mit beiden Wellenlängen können auf dem optischen Resonator des TA's Schwebungsfrequenzen in Form von zusätzlichen Modenspitzen [83] beobachtet werden, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist.

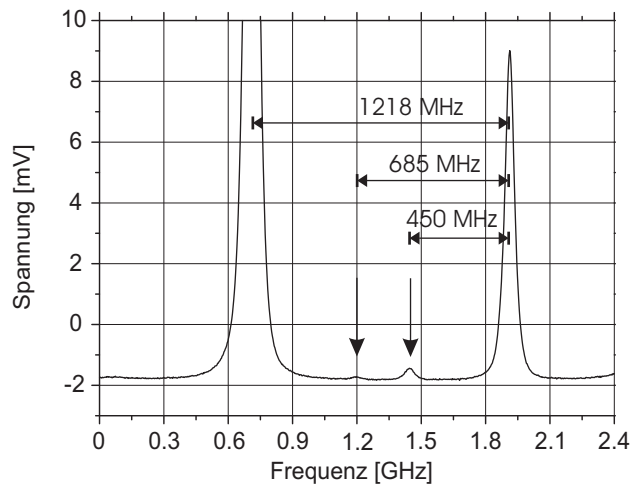


Abbildung 4.6: Aufnahme des  $^{40}\text{K}$ -TA-Signals in einem optischen Resonator, mit zusätzlichen Schwebungsfrequenzen durch die gemeinsame Einkopplung zweier  $^{40}\text{K}$ -Frequenzen. Das Signalrauschen wurde mittels eines Tiefpasses und einer Mittelung über 100 Messzyklen unterdrückt.

Beim gleichzeitigen Betrieb aller drei Wellenlängen ( $^{40}\text{K}$ -Master,  $^{40}\text{K}$ -Slave,  $^{87}\text{Rb}$ -TA-Master) müssen die Verhältnisse der Intensitäten der jeweiligen Seeds, insbesondere des  $^{87}\text{Rb}$ -Seeds im Vergleich zu den  $^{40}\text{K}$ -Seeds, entsprechend eingestellt werden. Durch die weite Verstimmung der  $^{40}\text{K}$ -Wellenlängen im Gegensatz zur  $^{87}\text{Rb}$ -Wellenlänge spricht das Verstärkungsmedium des TA-Chips bei gleicher Seed-Leistung unterschiedlich gut auf die beiden, verschiedenen Wellenlängen an. Daher ist für eine in etwa gleiche Ausgangsleistung beider Frequenzen aus dem TA mehr  $^{40}\text{K}$ -Seed-Leistung als  $^{87}\text{Rb}$ -Seed-Leistung notwendig.

Die Überlagerung der  $^{40}\text{K}$ -TA-Seeding-Strahlen mit dem  $^{87}\text{Rb}$ -TA-Seed erfolgt, wie in Abbildung 4.7 zu sehen, mit einem Breitband-beschichteten Polarisations-Strahlteiler und einem geeigneten Kantenfilter. Die gezeigte Anordnung wird gewählt, da von den erhältlichen und getesteten Kanten-

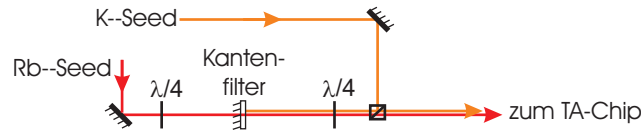


Abbildung 4.7: Skizze der  $^{40}\text{K}/^{87}\text{Rb}$ -Überlagerung im Trapez-Verstärker.

filtern der auf  $0^\circ$  optimierte den besten Kompromiss zwischen Transmission und Reflexion für beide Wellenlängen darstellt. Dieser Kantenfilter weist eine entsprechende, steile Flanke für die 13 nm Differenz zwischen den Übergangswellenlängen von  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  auf.

## 4.2 $^6\text{Li}$ und $^{87}\text{Rb}$ Lasersysteme

In den folgenden Abschnitten wird kurz der Aufbau der beiden anderen, bereits bestehenden Lasersysteme ( $^6\text{Li}$  und  $^{87}\text{Rb}$ ) vorgestellt. Dabei wird eine Übersicht zur Frequenzstabilisierung der einzelnen Laser und den Laserleistungen gegeben sowie der schematische Aufbau der beiden Systeme gezeigt. Eine ausführliche Darstellung der  $^6\text{Li}$ -Aufbauten ist in [84] zu finden, eine exakte Beschreibung des  $^{87}\text{Rb}$ -Systems folgt in einer späteren Arbeit.

### $^6\text{Li}$ Lasersystem

Für den magnetooptischen Einfang von Lithium ist Licht auf insgesamt vier verschiedenen Frequenzen notwendig. Zwei Frequenzen treiben den eigentlichen MOT- und MOT-Rückpump-Übergang der MOT, zwei weitere sind für die beiden, aufgrund des Dopplereffekts im Zeeman-Slower rotverschobenen Übergänge erforderlich. Das konkrete Design des Zeeman-Slowsers in der Apparatur erfordert eine Verstimmung von typischerweise 430 MHz. Die Erzeugung der vier unterschiedlichen Frequenzen erfolgt über sechs Diodenlaser, zwei *Master-Laser* und vier *Slave-Laser*. Über *Master-Slave* Konfigurationen werden die einzelnen Frequenzen der jeweiligen *Master-Laser* in ihrer Leistung nachverstärkt.

Die einzelnen Diodenlaser stellen im Gegensatz zu sonst verwendeten Farbstoff-Lasersystemen eine vergleichsweise kostengünstige Alternative dar. Die eingesetzten Laserdioden<sup>6</sup> haben freilaufende Wellenlängen von etwa 660 nm, die erforderlichen Wellenlängen der Übergänge liegen allerdings um etwa 11 nm darüber. Um diese Frequenzen seeden zu können, müssen die Dioden thermisch extrem weit verstimmt werden. Selbst die eingestellten, hohen Temperaturen um  $47^\circ\text{C}$  sind nicht ausreichend, um die Laserdioden stabil auf einer Mode laufen zu lassen. Schon bei geringen Schwankungen

<sup>6</sup>Panasonic, LNCQ 05 PS.

schwingen Moden im Zentrum des Verstärkungsprofils viel leichter an als die für die Übergangsfrequenzen notwendigen, weitverstimmten Randmoden.

Aufgrund der nicht aufgelösten Hyperfein-Aufspaltung des angeregten  $P_{3/2}$ -Niveaus muss für  ${}^6\text{Li}$  im Gegensatz zu  ${}^{40}\text{K}$  oder  ${}^{87}\text{Rb}$  wesentlich mehr Leistung in das Rückpumpen der Atome aufgewendet werden. Für  ${}^6\text{Li}$  sind daher Leistungen in einem Verhältnis von etwa 2 zu 1 von MOT- zu Rückpump-Laser notwendig.

Die Frequenzstabilisierung des *Master-1* Lasers erfolgt über DAVLL-Lock-Technik (siehe [73–76]), als Referenz wird der Laser auf den Kreuzungsübergang (*crossover*) der  ${}^6\text{Li}$ -D<sub>2</sub>-Linie von  $|2^2S_{1/2}, F = 1/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}\rangle$  und  $|2^2S_{1/2}, F = 3/2\rangle \rightarrow |2^2P_{3/2}\rangle$  stabilisiert. Allerdings können für den Kreuzungsübergang durch den geringen, natürlichen Isotopenanteil von  ${}^6\text{Li}$  keine kommerziellen Spektroskopiezellen verwendet werden. Es ist daher notwendig, eine eigene, modifizierte Glaszelle mit hochangereichertem Lithium (95%  ${}^6\text{Li}$ ) zu bauen. Diese modifizierte Spektroskopiezelle wird im Detail in [84] beschrieben.

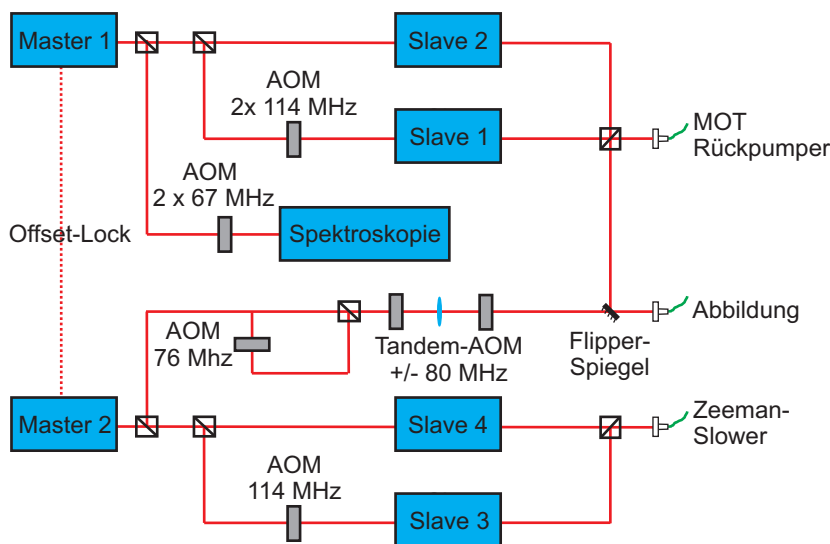


Abbildung 4.8: Schematische Übersicht des  ${}^6\text{Li}$ -Lasersystems. Der auf eine spezielle Spektroskopiezelle referenzierte *Master-1* Laser stellt den Kopf einer ganzen Kette von Diodenlasern dar, die auf den *Master-1* Laser frequenzstabilisiert sind.

Der *Master-1* Laser stellt den Kopf einer ganzen Kette von frequenzstabilisierten Diodenlasern dar (siehe Abbildung 4.8). Dieser zusammenhängende Aufbau ist durch die Referenz auf die spezielle  ${}^6\text{Li}$ -Spektroskopiezelle notwendig. Ein zweiter, gitterstabilisierter Diodenlaser, der *Master-2*, ist über einen Frequenz-Offset-Lock (siehe [85]) unmittelbar an den *Master-1* Laser gekoppelt. Die Frequenz des *Master-2* Lasers ist gegenüber dem *Master-1* Laser um 430 MHz rotverschoben.

Der *Master-1* Laser treibt zwei Frequenzen, zum einen den MOT-Übergang, zum anderen den MOT-Rückpump-Übergang. Der *Master-2* stellt seinerseits die entsprechenden, rotverschobenen Frequenzen für den Betrieb des Zeeman-Slowers zur Verfügung. Über Injektionsstabilisierung in Form von *Master-Slave* Konfigurationen werden die einzelnen *Slave*-Laser auf die entsprechenden Frequenzen der *Master*-Laser referenziert. Die Leistungen aller vier Frequenzen der beiden *Master*-Laser werden auf diese Weise jeweils in einem eigenen *Slave*-Laser nachverstärkt. Die Verstimmung der einzelnen, verschiedenen Frequenzen zur Erzeugung der vier unterschiedlichen Übergang-Frequenzen erfolgt über akusto-optische Modulatoren.

### ${}^{87}\text{Rb}$ Lasersystem

Im Fall des Rubidium-Lasersystems kann auf eine ganze Bandbreite an etablierten Techniken zurückgegriffen werden. Die Auswahl an unterschiedlichen Laserdioden im Wellenlängenbereich von 780 nm ist vielfältig. Um die entsprechenden Laserleistungen der MOT zu erreichen, wird die Ausgangsfrequenz des  ${}^{87}\text{Rb}$ -MOT-Übergangs mit einem Trapez-Verstärker (TA) verstärkt. Diese Nachverstärkung erzielt Leistungen von bis zu 700 mW. Aufgrund der sehr niedrigen, nicht-resonanten Anregungsrate des  $|5^2\text{S}_{1/2}, F = 1\rangle$ -Niveaus ist ein Leistungsverhältnis von etwa 1 zu 20 zwischen Rückpump- und MOT-Laser für den MOT-Betrieb bereits ausreichend. Daher genügt die Ausgangsleistung eines einfachen Diodenlasers für den Einsatz als Rückpump-Laser. Die weiteren Übergänge der Abbildungs- und optischen Pumpfrequenzen werden ebenfalls nur mit Diodenlasern betrieben.

Die *Master*-Laser des MOT- und des Rückpump-Übergangs sind auf zwei kommerzielle Rubidium-Spektroskopiezellen stabilisiert (siehe Abbildung 4.9). Während der MOT-*Master*-Laser des MOT-Übergangs über eine DAVLL-Technik (siehe [73–76]) referenziert wird, erfolgt die Stabilisierung des Rückpump-*Master*-Lasers auf den Rückpump-Übergang über eine einfache FM-Sättigungs-Spektroskopie [86]. Der TA-*Master*-Laser wird analog zum Lithium-System über ein Schwebungssignal mit einem Frequenz-Offset-Lock (siehe [85]) an den MOT-*Master*-Laser gekoppelt. Die im Experiment eingestellte Schwebungsfrequenz zwischen beiden Lasern beträgt typischerweise zwischen 115 und 120 MHz.

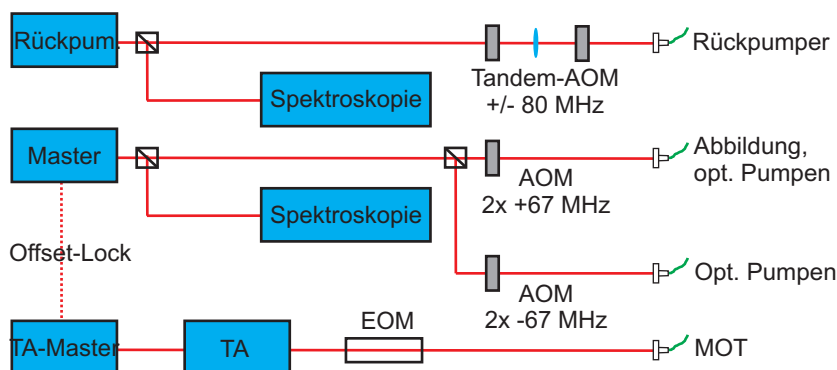


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des  $^{87}\text{Rb}$ -Lasersystems. Die Erzeugung und Stabilisierung der benötigten Übergangsfrequenzen ist durch etablierte Technik relativ einfach zu realisieren.

### 4.3 Aufbau der magnetooptischen Falle

In den beiden folgenden Abschnitten werden zum einen der Aufbau des gesamten Vakuumsystems detailliert vorgestellt, zum anderen die optischen Aufbauten zur Erzeugung und Detektion einer magnetooptischen Falle.

#### 4.3.1 Vakuumapparatur

Zum Einfang der Atomgase ist ein mehrstufiges, leistungsfähiges Ultrahoch-Vakuumsystem notwendig. In den folgenden Abschnitten wird der dreiteilige Aufbau des für das Experiment verwendeten Vakuumsystems erläutert.

#### Aufbau des Vakuumsystems und der Pumpstufen

Der gesamte Aufbau zur Erzeugung des erforderlichen Ultrahoch-Vakuums kann grob in drei Abschnitte unterteilt werden (siehe Abbildung 4.10). In der Mitte der Abbildung ist der kupferfarbene Zeeman-Slower und die MOT-Kammer zu erkennen. Innerhalb dieser vergleichsweise kleinen Kammer findet der Einfang und das optische Kühlen der drei Atomspesies statt. Dabei werden die beiden Isotope  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$  über Dispenser aus dem Hintergrundgas geladen, während das Isotop  $^6\text{Li}$  durch den angeschlossenen Zeeman-Slower in die MOT-Kammer injiziert wird. Der  $^6\text{Li}$ -Ofen, der den Lithium-Dampf erzeugt, befindet sich hinter dem Zeeman-Slower in einem nahezu eigenständigem Vakuum-Aufbau, der als Lithium-Teil bezeichnet wird. Eine eigene Iongetter-Pumpe, Kontrollelemente und die Stromdurchführungen für die Ansteuerung der Dispenser sind in einem weiteren Abschnitt, der sogenannten Nebenkammer, zusammengefasst. Das Absetzen dieser Elemente durch einen eigenen Kammer-Abschnitt ist notwendig, um einen möglichst guten optischen Zugang zur MOT-Kammer zu ermöglichen.

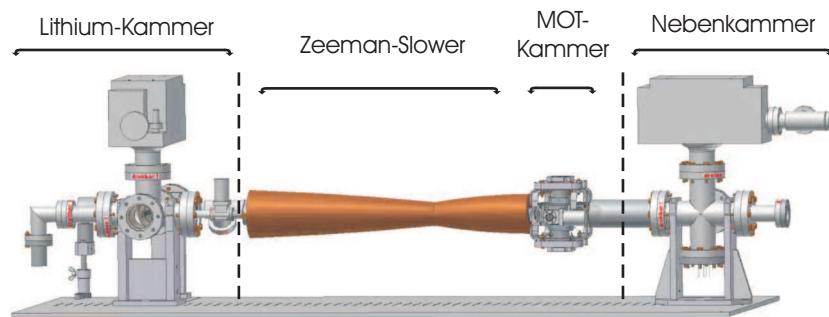


Abbildung 4.10: Schrägansicht auf die Gesamtapparatur, zu sehen ist ein dreiteiliger Aufbau. Auf der linken Seite liegt der Abschnitt der Lithium-Kammer, in der Mitte sind der Zeeman-Slower und die MOT-Kammer zu sehen. Auf der rechten Seite befindet sich die Nebenkammer.

Die erforderlichen Drücke des Ultrahoch-Vakuums werden über verschiedene Pump-Stufen erreicht: Ein erster, geringer Vordruck wird durch eine Membranvakuumpumpe<sup>7</sup> bereitgestellt. Membranvakuumpumpen sind trockenverdichtend, arbeiten also im Gegensatz zu Drehschieber-Öldiffusionspumpen nicht mit mechanischen Diffusionsmitteln. Durch die Trockenverdichtung wird das geförderte Medium daher nicht mit etwaigen Schmiermitteln in Verbindung gebracht. Im Anschluß an diese Vorstufe erzeugt eine Turbomolekular-Pumpe<sup>8</sup> (TMP) ein Ultrahoch-Vakuum ( $1 \cdot 10^{-8}$  mbar). Der Totaldruck dieser beiden Abschnitte kann über eine entsprechende Druckmeßröhre<sup>9</sup> kontrolliert werden. Um in die Druckbereiche zu Experimenten mit ultrakalten, hochverdünnten Atomgasen vordringen zu können, reduzieren zwei Ionengetter-Pumpen<sup>10</sup> das Ultrahoch-Vakuum der TMP auf Druckbereiche von  $10^{-10}$  mbar. Dieser, um 13 Größenordnungen geringere Druck als der atmosphärische Druck, ist ausreichend für die experimentellen Anforderungen zur Erzeugung einer magnetooptischen Falle von ultrakalten Atomen.

### MOT-Kammer und Zeeman-Slower

Die MOT-Kammer, die Nebenkammer und ein Teil des Zeeman-Slowers sind im Detail in Abbildung 4.11 zu erkennen. Die MOT-Kammer selbst besteht aus nicht-magnetischem Edelstahl. Ihr Aufbau ist extrem flach, um einen späteren, magnetischen Transfer von magnetisch eingeschlossenen Fallenatomen [87] zu ermöglichen. Die Kammer besitzt acht optische Zugänge mit Fenstern, die für die Wellenlängen der drei Atomspesies antireflex-

<sup>7</sup>Membranvakuumpumpe MVP 035-2, Firma Pfeiffer,  $p_{\text{vor}} = 4$  mbar.

<sup>8</sup>Turbomolekular-Pumpe, TMH 071P, Firma Pfeiffer.

<sup>9</sup>Compact Full Range Gauge, PKR 251, Firma Pfeiffer.

<sup>10</sup>VacIon Plus 55 Star Cell, Firma Varian,



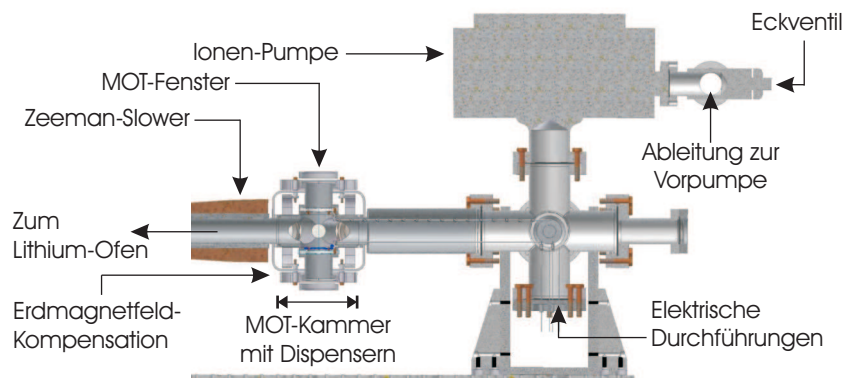


Abbildung 4.11: Schnitt durch die MOT-Kammer und angeschlossene Nebenkammer mit Erläuterungen der einzelnen Elemente.

beschichtet sind. Indium-Dichtungen stellen einen guten Verschluss des Glas-Metall-Übergangs sicher. Sechs der optischen Zugänge liegen in der Lasertisch-Ebene, vier davon werden für die horizontalen MOT-Strahlen in der Lasertisch-Ebene benötigt, die weiteren zwei werden für die Abbildung verwendet. Insgesamt sechs Dispenser, jeweils drei auf einem Markorring zusammengefasst, sind in Vertiefungen oberhalb und unterhalb der Ebene der Fensteröffnung eingelassen. Der untere Markorring trägt einen einzelnen  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser und zwei  $^{40}\text{K}$ -Dispenser (siehe Abbildung 3.2, Kapitel 3), der obere Ring drei  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser. Die Dispenser des unteren Rings können getrennt angesteuert werden, entweder die einzelne  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser-Einheit, beide  $^{40}\text{K}$ -Dispenser oder beide Dispenser-Einheiten (ein  $^{87}\text{Rb}$ - und zwei  $^{40}\text{K}$ -Dispenser) zusammen.

Zur Speisung der MOT-Kammer mit  $^6\text{Li}$ -Atomen ist ein wassergekühlter Zeeman-Slower angeschlossen. Dieser Zeeman-Slower-Aufbau [37, 38] in Verbindung mit zusätzlich an der MOT angesetzten Kompensations-Spulen entspricht einem Spin-Flip Zeeman-Slower. Spin-Flip Zeeman-Slower werden mit stark rotverstimmten Licht betrieben und ermöglichen auf diese Weise eine direkte Einstrahlung der Atome in das Zentrum der MOT. In der MOT bereits geladenen Atome werden durch das zusätzliche Slower-Licht aufgrund der weiten Verstimmung nicht beeinflusst.

### Nebenkammer

Das fünfarmige CF-63 Kreuzstück auf der rechten Seite von Abbildung 4.10 und 4.11 dient als Aufsatzstück für die Ionengetter-Pumpe der MOT-Kammer. In das Verbindungsstück sind jeweils die elektrischen Durchführungen für die Dispenser und eine Ultrahoch-Vakuum taugliche Druckmeßröhre<sup>11</sup> in-

<sup>11</sup>UHV-24 Ionization Gauge, Firma Varian, Drücke bis  $3 \cdot 10^{-11}$  mbar sind meßbar.

tegiert. Die Abführung zur TMP führt über ein verschließbares Ganzmetall-Eckventil durch die Ionengetter-Pumpe.

### Lithium-Kammer

Zur Speisung der MOT-Kammer mit Lithium-Atomen über den Zeeman-Slower ist ein eigenständiger Vakuum-Aufbau notwendig. Er besteht aus zwei angeschlossenen CF-63 Verbindungsstücken, die Öffnungen für eine eigene Ionengetter-Pumpe, eine eigene Ableitung zur TMP über ein Ganzmetall-Eckventil und ein mechanisches Shutter-System für den Lithium-Strahl bereitstellen. Der  $^6\text{Li}$ -Vakuumaufbau ist über die differentielle Pumpstrecke an die MOT-Kammer angeschlossen und kann mit einem elektronisch ansteuerbaren, pneumatischen Schieberventil von dieser abgekoppelt werden. Die differentielle Pumpstrecke und die zusätzliche Ionenpumpe sind notwendig, um bei Betrieb des Lithium-Ofens den Gesamt-Druck in der MOT-Kammer niedrig zu halten. Der eigentliche Lithium-Ofen zur Erzeugung des  $^6\text{Li}$ -Atomstrahls besteht aus einem mit Heizbändern geheizten CF-40-Eckstück ( $90^\circ$ -Winkel). Am Boden eines linksseitig angeflanschten Endstücks liegt ein hochangereicherter  $^6\text{Li}$ -Block<sup>12</sup>, der auf  $370^\circ\text{C}$  geheizt wird. Der Dampfdruck im Ofen beträgt bei diesen Temperaturen etwa  $5 \cdot 10^{-4}$  mbar. Über zwei geheizte, differentielle Pumpstrecken (siehe Abbildung 4.12) wird ein austretender Strahl von Atomen in den Zeeman-Slower kollimiert. Zusätzlich kann dieser Atomstrahl durch eine mechanische Blende vor dem Eintritt in das Slower-Rohr abgeschottet werden.

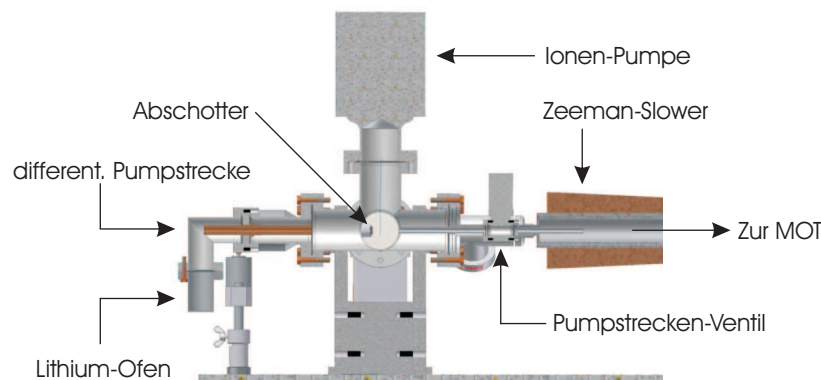


Abbildung 4.12: Schnitt durch die Lithium-Kammer und den Lithium-Ofen. Die differentiellen Pumpstrecken in Form von langgestreckten, dünnen Kupferrohren sind relativ gut zu erkennen.

<sup>12</sup>Die Anreicherung beträgt etwa 95%, Firma Sigma-Aldrich.

### 4.3.2 Optische Aufbauten und Detektion

Die optischen Aufbauten um die Vakuumapparatur gliedern sich grob in zwei Einheiten. Zum einen in optische Elemente, die zur Erzeugung einer magnetooptischen Falle notwendig sind, zum anderen in die Aufbauten, um bereits eingefangene Atome wirkungsvoll nachweisen zu können.

#### Magnetooptische Falle

Zur Erzeugung einer magnetooptischen Falle für eine Atomspezies sind neben einem magnetischen Quadrupolfeld sechs gekreuzte Strahlen mit den geeigneten Übergangsfrequenzen und entsprechenden Polarisierungen erforderlich (siehe Abbildung 4.13). Im Fall von *drei* Atomspezies müssen die jeweils sechs Strahlen für jedes einzelne der drei Isotope  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{40}\text{K}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$  individuell justiert und in der Intensität abgestimmt werden. Alle Strahlen werden außerdem überlagert und gemeinsam über ein einziges, breitbandbeschichtetes MOT-Spiegel-System geführt. Die Überlagerung der Strahlen der drei Atomspezies vor den eigentlichen, optischen MOT-Aufbauten wird mithilfe eines Kantenfilters ähnlich wie bei der  ${}^{40}\text{K}$ - ${}^{87}\text{Rb}$ -TA-Überlagerung (siehe Abbildung 4.7) und über einem polarisierenden Strahlteiler vollzogen. Die Überlagerung von  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$  vollzieht sich dabei über den Kantenfilter, die Überlagerung von  ${}^6\text{Li}/{}^{87}\text{Rb}$  mit  ${}^{40}\text{K}$  wird über die von zwei Seiten erfolgende Einkopplung der Strahlen in den Strahlteiler erreicht. Die individuelle Anpassung der Strahlen für jede einzelne Spezies, beispielsweise die Aufweitung der Strahlen oder die Einrichtung der geeigneten Polarisation, muss also noch vor der Überlagerung der Einzelstrahlen erfolgen.

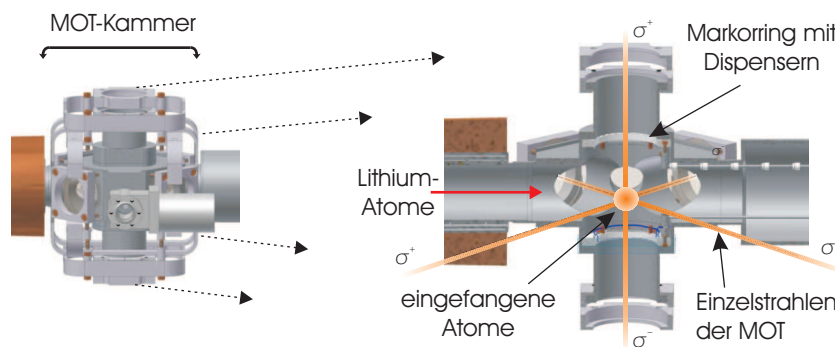


Abbildung 4.13: Schnitt durch die MOT-Kammer. Die sechs, polarisierten Einzelstrahlen aus den drei Raumrichtungen sind orange dargestellt. Im Zentrum der Kammer entsteht die Atomwolke aus eingefangenen Atomen. Die Dispenser für  ${}^{40}\text{K}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$  sind auf dem oberen und unteren Markorring angeordnet.  ${}^6\text{Li}$ -Atome werden aus dem Zeeman-Slower geladen. Die MOT-Quadrupol-Spulen sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.

Gekoppelte  $\lambda/2$ -Platten, sogenannte Tandem- $\lambda/2$ -Platten, haben sich als wertvolles Mittel zur Abstimmung der einzelnen Leistungsanteile des überlagerten, mehrkomponentigen Laserlichts herausgestellt. Diese gekoppelten Platten bestehen aus zwei direkt hintereinandergesetzten polarisationsdrehenden Glasplatten. Licht mit der zu der Wellenplatte gehörigen Wellenlänge wird durch diese zweifache  $\lambda/2$ -Drehung um eine ganze Wellenlänge verschoben und bleibt daher in seiner Polarisation unverändert. Wellenlängen, die jenseits der geeigneten Wellenlänge liegen, erfahren andere, willkürliche Polarisationsdrehungen. Bei entsprechender Wahl der Platten können auf diese Weise zusammengesetzte Platten erzeugt werden, die beispielsweise die  ${}^6\text{Li}$ -Anteile des gemeinsamen Strahls um  $\lambda/2$  drehen, die  ${}^{87}\text{Rb}$ -Anteile durch zweifache Drehung um  $\lambda/2$  unverändert lassen. Auf diese Weise kann bei einem überlagerten, mehrfrequentem Strahl die Polarisation von einer Wellenlänge verändert werden, während die Polarisation der anderen nahezu unverändert bleibt.

### Detektion der eingefangenen Atome

Zur Detektion der einzelnen Atomspezies wird ein einfacher Absorptionsmessungs-Aufbau eingesetzt [62]. Die dafür erforderlichen Abbildungsstrahlen werden durch das CF-16 Rohr der MOT-Kammer geführt (siehe Abbildung 4.14). Der Schatten der Atomwolke wird über eine optische Vergrößerung von einem CCD-Kamerasystem auf der gegenüberliegenden Seite aufgenommen. Aus den aufgenommenen Bildern kann die optische Dichte und damit die Teilchenzahldichte der Atomwolke bestimmt werden.

Zur Bestimmung der optischen Dichte (siehe Gleichung 2.20 in Kapitel 2) werden drei Aufnahmen genommen, ein Transmissionsbild  $T(x, y)$ , ein Referenzbild  $R(x, y)$  und ein Hintergrundbild  $B(x, y)$ . Das Transmissionsbild besteht aus der Atomwolke mit dem eingestrahnten Abbildungslicht, das Referenzbild aus dem Abbildungslicht ohne eine Atomwolke. Zur Korrektur der beiden Bilder um die Dunkelzählrate wird von diesen beiden Bildern jeweils die Hintergrundreferenz abgezogen. Die optische Dichte  $OD(x, y)$  ergibt sich dann gemäß:

$$OD(x, y) = -\ln \frac{I(x, y)}{I_0(x, y)} = -\ln \frac{T(x, y) - B(x, y)}{R(x, y) - B(x, y)} \quad (4.1)$$

Die Dauer der Belichtungszeiten der CCD-Kamera betragen typischerweise etwa  $5 \mu\text{s}$ . Durch Fitten der so berechneten Bilder mit einer passenden zweidimensionalen Gaußfunktion können die Atomwolken-Durchmesser und die Anzahl der Atome in der Wolke bestimmt werden.

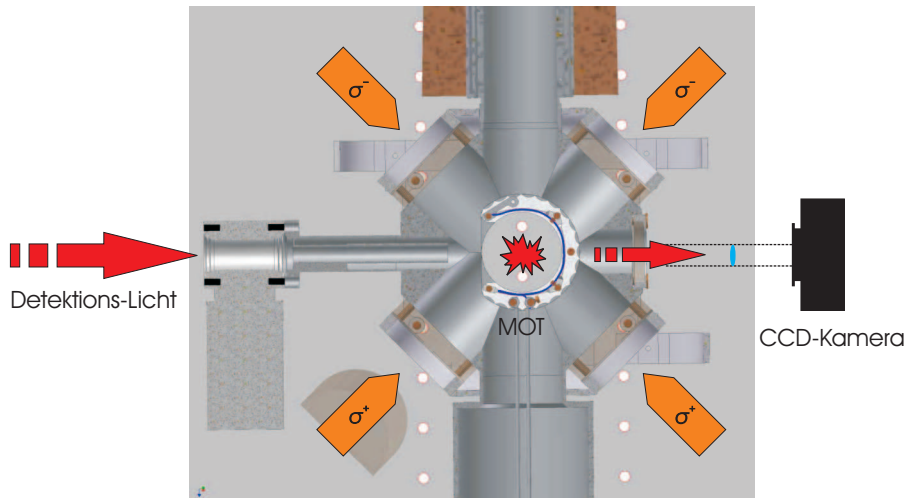


Abbildung 4.14: Aufsicht auf die MOT-Kammer von oben, aufgeschnitten. Auf der linken Seite ist das CF-16 Rohr zu sehen, durch die die Abbildungsstrahlen (rot) geführt werden. In der Mitte die Abschattungsdrähte (blau) des Markorrings; eine Atomwolke ist angedeutet. Rechts sind die Aufbauten für die CCD-Kamera, die Abbildungslinie und die Vergrößerungslinse skizziert. Zusätzlich sind vier der sechs MOT-Strahlen (orange) gezeigt.

## 4.4 Magnetfeld-Schaltelement

Zur Erzeugung einer rein optischen Melassen-Phase in einer magnetooptischen Falle ist es notwendig, die MOT-Quadrupol-Spulen vergleichsweise schnell und kontrolliert abschalten zu können. Zu diesem Zweck benötigt man einen leistungsfähigen, schnellen Schalter, der die auftretenden Induktionsspannungen beim Abschalten einer induktiven Last eingrenzt und stabilisiert. Die Amplitude dieser Induktionsspannungen  $U_{\text{ind}}$  ergibt sich aus der Induktivität  $L$  der betreffenden Spule:

$$U_{\text{ind}}(t) = -L\dot{I}(t) \quad (4.2)$$

Die zeitliche Änderung des Stromes  $\dot{I}(t)$ , der nach einem instantanen Öffnen des Schalters weiterhin im Stromkreis fließt, wird durch ein exponentielles Abklingen beschrieben:

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau) \quad (4.3)$$

Hierbei ist  $\tau = L/R_L$  der Quotient der Induktivität mit dem Spulenstrom  $I_0$  vor dem Ausschalten der Spule und  $R_L$  der Widerstand der induktiven Last.

Parallel zur induktiven Last geschaltete Verbraucher wie Widerstände, Dioden oder Varistoren können auftretende, induktive Spannungsspitzen ab-

fangen und stabilisieren.<sup>13</sup> Durch den parallelen Einsatz dieser Verbraucher mit dem Widerstand  $R_{\text{Ver}}$  kann das zeitliche Abklingen des Stromes von einem exponentiellen Verlauf in einen zu Beginn linearen Verlauf der nachfolgenden Form umgewandelt werden.

$$I(t) = I_0 (1 - R_{\text{Ver}} t) \quad (4.4)$$

Dieser lineare Verlauf ermöglicht ein anfänglich schnelleres Abklingen des Stroms. Aufgrund der dadurch erfolgenden, schnellere Kompensation der Induktivität der Spule wird die Stabilität einer nach dem Abschalten rein optischen Falle vergleichsweise weniger beeinträchtigt.

Aus diesem Grund wird ein zusammengesetztes Schaltelement entwickelt, das das schnelle Schalten von Strömen und die Stabilisierung der induzierten Spannung ermöglicht. Ein grobes Schema dieses Schaltelements ist in Abbildung 4.15 zu sehen, ein detaillierter Schaltplan ist im Anhang 6 zu finden. Hauptelemente des schnellen Schalters sind ein selbstsperrender MOSFET und ein schneller MOSFET-Treiber. Diese ermöglichen ein Sperren des MOSFET-Gate innerhalb von 280 ns.<sup>14</sup> Über einen Differenzverstärker kann der MOSFET-Treiber sowohl über digitale Spannungen als auch über ein manuelles TTL-Signal angesteuert werden. Parallel über den MOSFET geschaltete Varistoren<sup>15</sup> stabilisieren auftretenden Induktionsspannungen auf maximal 100 V.

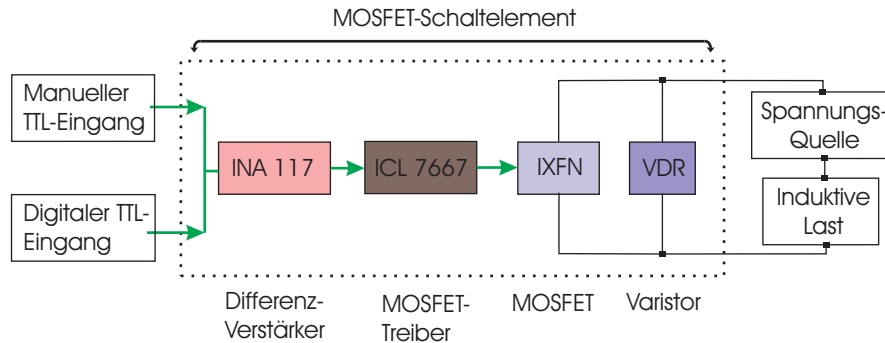


Abbildung 4.15: Schematische Übersicht über den Aufbau des Magnetfeld-Schaltelements. Die Komponenten der Schaltbox sind durch eine gestrichelte Linie zusammengefasst.

Die Dimensionierung der Schaltbox erlaubt das Schalten von Strömen bis zu 120 A und Spannungen bis 200 V. Allerdings ist die aktuelle Version bisher durch die Art der Kühlung (nur Luftkühlung) auf Ströme bis zu 15 A begrenzt.

<sup>13</sup>Dies wird auch als *fly-wheel-circuit* bezeichnet.

<sup>14</sup>Differenzverstärker INA 117, MOSFET-Treiber PCL 7667 und MOSFET IXFN 120N20.

<sup>15</sup>Metalloxyd-Varistoren VDRs Typ Epcos, B40K075

Zwei Erweiterungen sind außerdem erwähnenswert: Zum einen ist die gesamte MOSFET-Schaltbox durch Verwendung von DC/DC-Spannungskonvertern vom Potential der Netzspannung abgekoppelt und daher potentialfrei. Zum anderen liegt die Masse des selbstsperrenden MOSFET nicht auf 0 V, sondern auf einer positiven Spannung von 1.8 V. Dies stellt sicher, daß selbst im Fall von kurzen Spannungsschwankungen des Eingangssignals (TTL = 0 = 0 V  $\pm$  Schwankung) das Gate des MOSFET durch die negative Potentialdifferenz nicht ungesteuert geöffnet werden kann.





# Kapitel 5

## Messungen

In diesem Kapitel werden verschiedene Messungen vorgestellt, die mit der Erzeugung und Optimierung einer Dreifach-MOT im Zusammenhang stehen.

Im ersten Abschnitt 5.1 wird eine Übersicht über das Verhalten der in der Apparatur eingesetzten, selbstgebauten  $^{40}\text{K}$ -Dispenser gegeben. Insbesondere werden massenspektroskopische Untersuchungen der einzelnen Dispenser-Komponenten vorgestellt. Am Ende dieses Abschnitts werden Anregungen und Verbesserungsvorschläge für eine zweite, neue Dispenser-Generation gegeben, die auf den ausgewerteten Messungen der ersten Dispenser-Generation und der Restgas-Analyse der einzelnen Dispenser-Komponenten basieren.

Innerhalb des Abschnitts 5.2 werden die Eigenschaften eines elektronischen Schaltelements überprüft. Dieses Element ist insbesondere für das schnelle Abschalten einer induktiven Last von großer Bedeutung. Der Abschnitt schließt mit einer kurzen Zusammenfassung der charakteristischen Eigenschaften des Magnetfeld-Schaltelements.

In Abschnitt 5.3 werden die Parameter der drei Einzel-MOT's getrennt voneinander optimiert. Aus diesen Messungen können die optimalen Parameter für die Dreifach-MOT und eine günstige Sequenz zum simultanen Umladen der drei Atomwolken in eine Magnetfalle abgeleitet werden. Zusätzlich wird der Einfluß der  $^{40}\text{K}$ - und  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser auf das Lade- und Entladeverhalten einer  $^6\text{Li}$ -MOT untersucht.

### 5.1 $^{40}\text{K}$ -Dispenser

Unmittelbar nach dem Ausheizen der Hauptapparatur verläuft die Inbetriebnahme aller drei Atomquellen für den  $^6\text{Li}$ -Ofen und die  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser nahezu reibungslos. Im Fall der selbstgebauten  $^{40}\text{K}$ -Dispenser treten anfangs allerdings gewisse Unregelmäßigkeiten auf. Unmittelbar nach dem ersten Betrieb der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser können in der MOT-Kammer im gepulsten Betrieb

Hintergrundgas-Druckanstiege um bis zu 4 Größenordnungen auf  $10^{-5}$  mbar beobachtet werden. Bei kontinuierlichem Betrieb der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser steigt dieser Wert sogar bis auf Drücke von  $10^{-3}$  mbar.

Die Ursache für diesen Druckanstieg in der Apparatur während des Betriebs der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser sind zusätzlich ausgestoßene Verunreinigungen der Dispenser-Komponenten. Durch die Erwärmung der Komponenten während des Betriebs der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser werden vorher nicht ausgeheizte Restgas-Anteile aus tieferliegenden Schichten vermehrt ausgegast. Trotz der spezifizierten Reinheit der einzelnen Dispenser-Komponenten kann auf ein *zusätzliches* Ausbacken der einzelnen Komponenten unter Vakuum vor dem Zusammenbau der Dispenser anscheinend nicht verzichtet werden.

Selbst nach mehrmaligem Initialisieren und Ausheizen der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser durch Anlegen von geringen Dispenserströmen über einige Tage ist die MOT durch den Hintergrundgasdruck während des Betriebs der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser limitiert. Auch nach über einem halben Jahr steigt bei typischen Dispenser-Strömen, die die Teilchenzahl in der  $^{40}\text{K}$ -MOT maximieren, der Totaldruck in der MOT-Kammer weiterhin auf  $1.5 \cdot 10^{-9}$  mbar an. Dies erlaubt zwar die Erzeugung und Unterhaltung einer Dreifach-MOT, setzt aber der maximalen Teilchenzahl aller drei Atomwolken bei Betrieb der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser eine Obergrenze durch Stöße mit dem höheren Restgas-Hintergrund. Eine zweite, verbesserte Dispenser-Generation ist daher notwendig. Aus diesem Grund werden in einer gesonderten Vakuumapparatur (Teststand) mehrere Testläufe zur Überprüfung und Verbesserung der Einzel-Komponenten durchgeführt.

Außerdem zeigen die Lithium-Atome innerhalb der Apparatur ein gewisses Getterverhalten. Nach Betrieb des  $^6\text{Li}$ -Ofens und Erzeugung einer  $^6\text{Li}$ -MOT sinkt der Totaldruck in der Vakuumkammer jedesmal nach dem Ausschalten der  $^{40}\text{K}$ - und  $^{87}\text{Rb}$ -Dispenser um etwa eine halbe Größenordnung auf  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar.

### 5.1.1 Parameter der Dispenser der ersten Generation

Zur Charakterisierung des beobachteten Druckanstiegs bei Betrieb der drei Atomquellen, insbesondere aber der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser, wird ein Massenspektrometer<sup>1</sup> an die MOT-Kammer angeschlossen. Aufgrund des Aufbaus der Apparatur kann das Massenspektrometer nicht direkt an die MOT-Kammer angeschlossen werden, sondern erst unmittelbar vor der Turbomolekular-Pumpe. Um die spezifische Auflösung des Spektrometers für bestimmte Atommassen nicht zu beeinflussen, wird während einiger Messungen die dazwischenliegende Ionengetter-Pumpe<sup>2</sup> stillgelegt. Der Gesamtdruck der Apparatur steigt dadurch von  $1.5 \cdot 10^{-9}$  mbar auf  $1.2 \cdot 10^{-8}$  mbar.

<sup>1</sup>Residual Gas Analyser RGA-300, Firma Stanford Research Systems.

<sup>2</sup>Ionenpumpen haben im Allgemeinen unterschiedliche Pumpleistungen für unterschiedliche Atomspezies.

Eine erste Messreihe nimmt den Ausgangs-Hintergrund der MOT-Kammer nach einer zweiwöchigen, experimentellen Ruhephase auf (siehe Abbildung 5.1). Die Identifikation der atomaren Massenzahlen erfolgt im Abgleich mit standardisierten Restgasspektren (siehe [88]). In der MOT-Kammer sind allein vakuumentypische Verunreinigungen durch atmosphärische Luft zu sehen: Wasserstoff ( $\text{H}_2$ ), Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ), Stickstoff<sup>3</sup> ( $\text{N}_2$ ) und Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ).

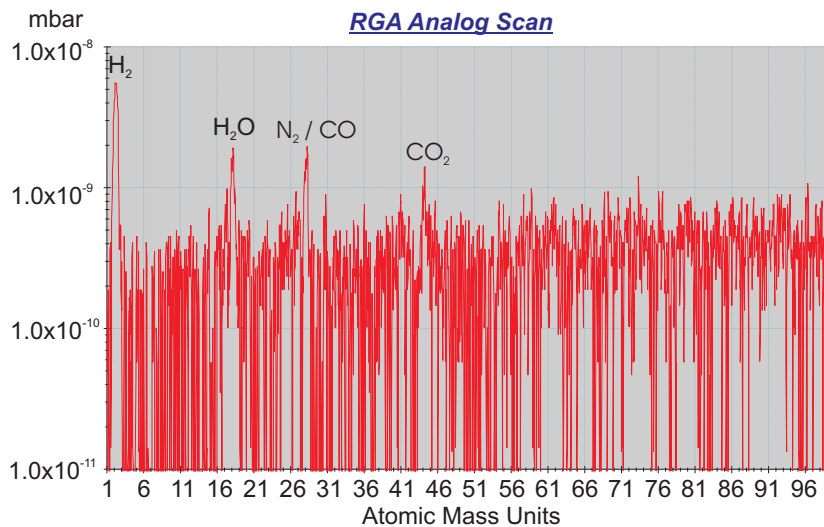


Abbildung 5.1: Auswertung des Restgashintergrunds der MOT-Kammer, massenspezifisch aufgelöst, nach einer zweiwöchigen, experimentellen Ruhephase. Die Partialdrücke sind logarithmisch aufgetragen.

In einer zweiten Messphase werden die verschiedenen Atomquellen ( $^6\text{Li}$ -Ofen,  $^{87}\text{Rb}$ - und  $^{40}\text{K}$ -Dispenser) jeweils einzeln in ihrer Auswirkung auf den gemessenen Restgashintergrund bei Betrieb der entsprechenden Quelle untersucht. Dazu werden zuerst durch massenspezifische Messungen bei kurz angeschalteter Quelle diejenigen zehn Massenzahlen herausgefiltert, die den Hauptanteil der Verunreinigungen beitragen. Darauf wird in einer zeitabhängigen Massenzahl-Überwachung dieser zehn Haupt-Verunreiniger das spezifische Partialdruck-Verhalten aufgelöst. Bei all diesen Messungen werden Dispenser-Ströme verwendet, mit denen unter normalen Umständen eine MOT betrieben werden kann. Die Dispenser-Ströme betragen:  $I_{\text{Rb}} = 3.5$  A und  $I_{\text{K}} = 5.0$  A.

Die Messungen belegen ausschließlich einen signifikanten Partialdruck-Anstieg von Wasserstoff auf  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar und von Stickstoff/Kohlenmonoxid auf  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar während des Betriebs der  $^6\text{Li}$ - und  $^{40}\text{K}$ -Quelle. Alle anderen Massenzahlen liegen bei maximal  $6 \cdot 10^{-10}$  mbar oder darunter. Al-

<sup>3</sup>Beziehungsweise Kohlenmonoxid (CO), beide haben die gleiche Massenzahl von 28.

lerdings kann dieser Anstieg ausschließlich bei ausgeschalteten Ionengetter-Pumpen beobachtet werden. Der hohe Stickstoff-Partialdruck während des Betriebs der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser könnte durch Stickstoff entstehen, der im Zuge des Zusammenbaus der Dispenser unter Stickstoff-Atmosphäre in die einzelnen Dispenser-Komponenten hineindiffundiert ist (siehe Abschnitt 3.1.1). Ein Anstieg der Partialdrücke der durch die Quellen jeweils verdampften Alkaliatome wird am Massenspektrometer nicht beobachtet. Dies könnte ein Hinweis auf die vergleichsweise lange Verweildauer von Alkaliatomen auf den Wänden der Vakuumapparatur sein [89]. Aufgrund dieser langen Verweildauer benötigen Alkaliatome Stunden bis Tage, um durch die Apparatur zu diffundieren.

### 5.1.2 Testreihe zur zweiten Generation

Die Testläufe für eine zweite Dispenser-Generation zielen auf die Messung der spezifischen Verunreinigung der drei einzelnen Dispenser-Komponenten (NiCr-Legierung, Kalzium, KCl) ab. Insbesondere sind die Partialdrücke der entsprechenden Verunreinigungen vor und nach einem Ausheizen der verschiedenen Komponenten bei hohen Temperaturen von besonderem Interesse. Durch das zusätzliche Ausbacken der einzelnen Komponenten sollte der Grad der später entweichenden Verunreinigungen während des Betriebs der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser deutlich reduziert werden können.

Insgesamt ergeben sich drei Testläufe mit einer Dauer von jeweils etwa zwei Wochen. Die Testläufe beginnen mit dem Laden des NiCr-Schiffchens mit der Testsubstanz, dann folgt das Ausheizen des gesamten Teststands bei Temperaturen von etwa 300 °C über eine Woche. Nach dem vollständigen Abkühlen des ausgeheizten Teststands werden die Messreihen zur Überprüfung des Testmaterials durchgeführt.

Die Messreihen der einzelnen  $^{40}\text{K}$ -Dispenser-Komponenten sind in ihrem Ablauf vollständig identisch. Zuerst werden sowohl die Partialdruck-Meßröhre als auch das Massenspektrometer kurz ausgeheizt. Darauf folgt die mehrfache Aufnahme des gesamten Partialdruck-Spektrums zur Bestimmung des Restgas-Hintergrunds des Teststands. In einer weiteren Serie werden bei kurzem Anheizen des Schiffchens die druckspezifisch interessanten Elemente im Vergleich zu den Untergrund-Messungen herausgefiltert. Diese Monitor-Elemente sind diejenigen relevanten Massenzahlen, bei denen der größte Partialdruck-Anstieg im Gegensatz zum Restgas-Hintergrund zu beobachten ist. Das Heizen des Schiffchens bei dieser Serie erfolgt für bis zu eine Minute mit Schiffchen-Strömen von 5 und 8 A.

Da die Abmessungen der in der Apparatur eingebauten Dispenser-Schiffchen und des Ausheiz-Beckens im Teststand ungefähr identisch sind, können diese Ströme als einfache Richtlinie für eine Simulation der an den Dispensern in der Apparatur auftretenden Temperaturen verwendet werden. Heiz-Ströme von 5 A werden deshalb gewählt, da die  $^{40}\text{K}$ -Dispenser in der Haupt-

apparatur bei diesen Strömen im kontinuierlichen Betrieb geschaltet werden. Ströme von 8 A simulieren eher ein Ausheizen der Dispenser-Komponenten. Zuletzt werden zeitaufgelöst Partialdruck-Messungen der zehn wichtigsten Monitor-Elemente bei konstanten Strömen von 10 A genommen. Diese Messreihen dienen zum einen dazu, das Initialisierungsverhalten in Form eines schnellen Abgasens von oberflächlichen Verunreinigungen des Schiffchens kurz nach dem Anschalten zu beobachten. Zum anderen wird durch diese Messreihen das langfristige, thermische Abklingen des Partialdruckes der Monitor-Elemente beim Ausbacken der einzelnen Komponenten ermittelt.

### NiCr-Metallschiffchen

Der erste Testlauf quantifiziert das Verhalten des späteren Dispenserkörpers, beziehungsweise der gefalteten Ausheizwanne. Metalle und Legierungen tragen in ihrem Innern Verunreinigungen, die durch entsprechend hohe Temperaturen aus dem Legierungs-Körper ausgegast werden können. Zusätzlich kann bei diesen einfachen Messungen das thermische Verhalten des eigentlichen Teststands besser spezifiziert werden. Beispielsweise steht insbesondere die Erwärmung der elektrischen Durchführung unter besonderer Beobachtung.

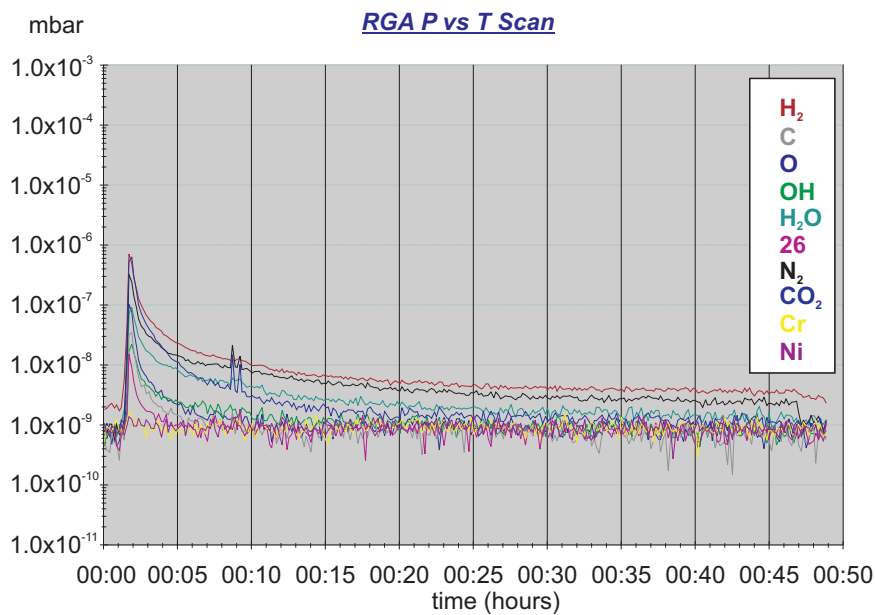


Abbildung 5.2: Ausheizen des NiCr-Schiffchens bei 10 A, Anschalten des Stroms bei 00:02, Ausschalten bei 00:47. Zeitaufgelöste Partialdruck-Messung über 50 Minuten. Die Partialdrücke sind logarithmisch dargestellt. Zu Beginn ist der Initialisierungs-Peak durch oberflächlich, schnell abgasende Verunreinigungen gut zu sehen.

Das erste Ausheizen des gesamten Teststands erfolgt über 9 Tage bei Temperaturen von  $225^{\circ}\text{C}$ . Die anschließenden Messreihen zum Partialdruck der entsprechenden Monitor-Elemente des reinen NiCr-Beckens zeigen atmosphärische Verunreinigungen und auffallend hohe Kohlendioxid-Anteile. Insbesondere das Kohlendioxid ist eine tiefsitzende, metallische Verunreinigung, die in Analogie zur Stahlveredelung durch hohe Temperaturen aus dem Legierungs-Körper ausgetrieben werden kann. Nach 30 bis 35 Minuten Schiffchen-Betrieb mit 10 A ist der NiCr-Körper vollständig ausgeheizt (siehe Abbildung 5.2). Auch bei einer Langzeit-Messung über zwei Tage unter 10 A Heizstrom kann keine meßbare Partialdruck-Verbesserung zu den Werten nach 35 Minuten festgestellt werden.

### Gefeiltes Kalzium

Für den zweiten Testlauf wird der Teststand bei  $325^{\circ}\text{C}$  über 8 Tage ausgeheizt. Das NiCr-Becken ist mit in der Glovebox frisch gefeiltem, sauberem Kalzium befüllt. Um die Verhältnisse der eingebauten Dispenser der ersten Generation weitgehend zu simulieren, ist dieses Kalzium allerdings ebenfalls vorher nicht ausgebacken worden. Dadurch kann der Grad der Verunreinigungen der in der Apparatur eingebauten Dispenser durch metallisches Kalzium wenigstens grob charakterisiert werden.

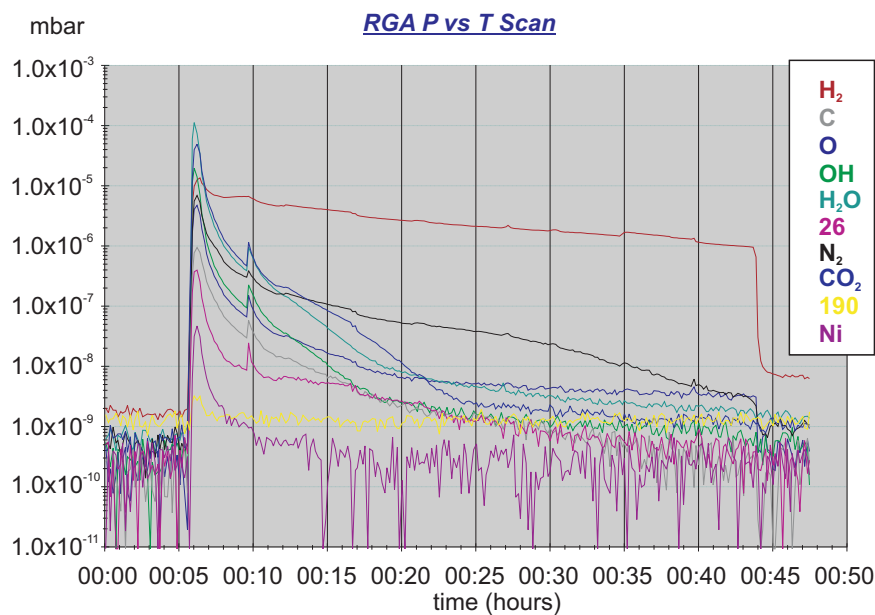


Abbildung 5.3: Metallisches, nicht ausgebackenes Kalzium. Das Heizen des NiCr-Beckens mit 10 A beginnt bei Minute 00:06 und wird bei Minute 00:44 abgeschlossen. Die Partialdrücke sind logarithmisch dargestellt.

Aus den Messreihen ist deutlich zu erkennen, daß unausgebackenes Kalzium hauptverantwortlich für den hohen Restgashintergrund in der MOT-Kammer zu sein scheint. Schon für geringe Mengen Kalzium-Pulver steigt bei kurzem Heizen mit 10 A der Druck anfänglich um bis zu sechs Größenordnungen auf  $10^{-3}$  mbar (siehe Abbildung 5.3). Ein kurzfristiges Ausbacken des Materials kann diese hohen Druckanstiege jedoch maßgeblich reduzieren. Eine weitere Ausheiz-Phase von einer Stunde senkt den Wasserstoff-Partialdruck von anfänglich  $10^{-4}$  mbar auf  $10^{-6}$  mbar. Die anderen Verunreinigungen liegen nach einer Stunde zwischen  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar und  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar. Der zusätzliche, kurzfristige Anstieg bei Minute 00:10 in Abbildung 5.3 ergibt sich aus manuell erzeugten Erschütterungen. Ein leichtes Klopfen an den Teststand mischt das Pulver im NiCr-Becken durch. Die Vermutung liegt nahe, das nur die außen an der Oberfläche des Pulver-Bergs liegenden Partikel die Verunreinigungen in das Vakuum abdampfen. In diesem Fall sollte ein neues Design des Ausheiz-Beckens zukünftig aus einem eher flachen Schiffchen zur Erzeugung einer möglichst großen Oberfläche bestehen.

In weiteren Testläufen kann das langfristige Ausbackverhalten des Kalziums näher untersucht werden. Ein Ausbacken des metallischen Kalziums über mehrere Tage mit 10 A Schiffchenstrom verringert die Partialdruck-Anteile der Verunreinigungen dramatisch. Bereits nach einem Tag beträgt bei angeschaltetem Ausheiz-Becken der Wasserstoff-Partialdruck  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar während des Ausheizens des Materials, alle anderen Verunreinigungen erzielen Werte unterhalb von  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar. Der Restgas-Hintergrund fällt in diesem Zeitraum von  $7 \cdot 10^{-10}$  mbar auf  $2 \cdot 10^{-10}$  mbar. Nach zwei Tagen ist der Wasserstoff-Partialdruck trotz weiterhin geheiztem Ausheiz-Becken vollständig bis auf  $4 \cdot 10^{-9}$  mbar abgesunken.

Nach fünftägigem Ausheizen hat allerdings die Füllmenge des Kalzium erheblich abgenommen. Es ist nur noch etwa die Hälfte des anfänglichen Materials vorhanden (siehe Abbildung 3.6 in Kapitel 3), der Rest scheint evaporiert<sup>4</sup> zu sein. Der gesamte Teststand und insbesondere das eingesetzte Fenster sind fast vollständig mit einer metallischen, spiegelnden Kalzium-Schicht überzogen. Vor einer nächsten Testreihe muß der Teststand daher noch einmal zusätzlich ausgeheizt werden.

## Kaliumchlorid

Als letzte Quelle von Verunreinigungen steht das kommerzielle, hochangereicherte Kaliumchlorid unter Beobachtung. Dazu wird der gesamte Teststand für 10 Tage bei  $310^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt, um etwaige Verunreinigungen zu minimieren, die durch das in einer vorhergehenden Messreihe intensiv im Teststand ausgeheizte Kalzium entstanden sein könnten.

---

<sup>4</sup>Der Schmelzpunkt von Kalzium liegt bei  $842^{\circ}\text{C}$ , der gesättigte Dampfdruck bei  $300^{\circ}\text{C}$  beträgt  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar.

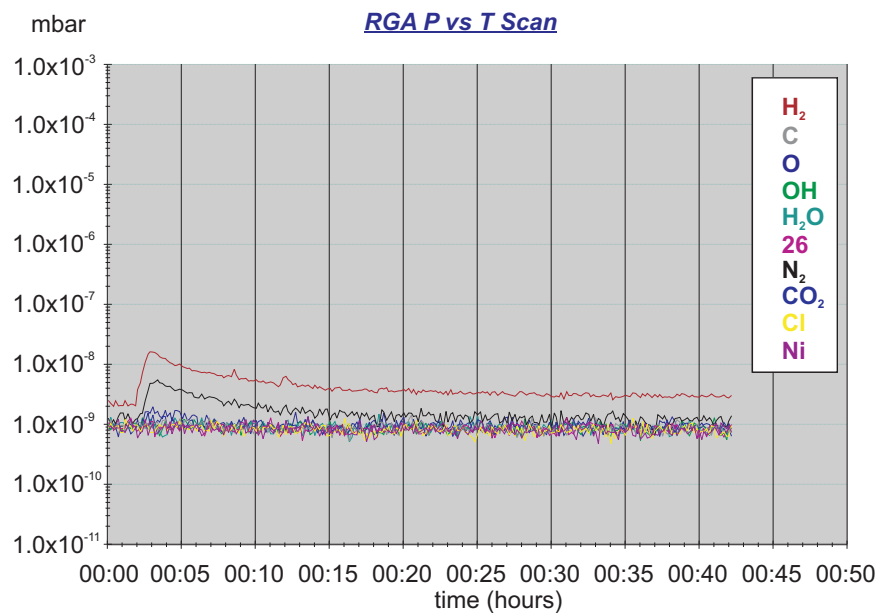


Abbildung 5.4: Ausheizen von Kaliumchlorid. Einschalten des Schiffchenstroms von 9 A bei Minute 00:02. Die Partialdrücke sind logarithmisch aufgetragen.

Der Ablauf der Messungen ist identisch mit den vorhergehenden. Selbst ein Ausheizen des Kalziumchlorids über mehrere Stunden zeigt, verglichen mit den beiden anderen Dispenser-Komponenten, einen eher geringfügigen Effekt (siehe Abbildung 5.4).

### 5.1.3 Ergebnisse der Messungen

Beim Betreiben der  $^{40}\text{K}$ -Dispenser können oberflächliche Kontaminationen des Dispenser-Schiffchens und der beiden Redox-Partner durch einfaches Initialisieren der Dispenser abgedampft werden. Tiefergehende Kontaminationen in Form von Verunreinigungen der Ausgangsmaterialien werden durch ein getrenntes Ausbacken der beiden Hauptbestandteile, Kalzium und Kaliumchlorid, wirkungsvoll reduziert. Ein kurzes Ausbacken des NiCr-Dispenser-Schiffchens, insbesondere nach einem Punktverschweißen der Verschluß-Blöcke während der Schiffchen-Produktion (siehe Abschnitt 3.1.1), für etwa eine halbe Stunde scheint vorteilhaft zu sein, um eingelagerte Kohlendioxid-Verunreinigungen auszulösen.

Die  $^{40}\text{K}$ -Dispenser der ersten Generation sind mit Kaliumchlorid der Anreicherung 3.15 % befüllt. Die Verwendung von höher<sup>5</sup> angereichertem Material in Dispensern der zweiten Generation sollte eine entsprechende Er-

<sup>5</sup>Firma MaTeck-Jülich, Anreicherung  $^{40}\text{K} = 7.1\%$ .



höhung um einen Faktor 2 der in der MOT gefangenen  $^{40}\text{K}$ -Atome bewirken.

Eine flache Ausdehnung des Dispenser-Schiffchens bewirkt im Gegensatz zu einer hochgeschlossenen Form eine gleichmäßige, flache Verteilung des Pulvers auf die Schiffchen-Bodenfläche. Unmittelbar im Anschluß an mechanischen Erschütterungen kann ein kurzer Druckanstieg beobachtet werden (siehe beispielsweise Abbildung 5.3), insbesondere bei dem auf einen Haufen zusammengeschobenen Kalzium-Pulver. Ein derart deutlicher, verhältnismäßiger Druckanstieg ist bei eher flächig ausgebreitetem Pulver nicht zu beobachten. Durch die Anhäufung des Materials scheinen Verunreinigungen im Innern des Pulver-Bergs zurückgehalten zu werden. Die Ausdehnung des Pulvers auf eine möglichst große Fläche sollte daher in einer neuen, eher zweidimensionalen Schiffchen-Geometrie berücksichtigt werden.

Der für die Messungen aufgebaute Teststand ist ein ideales Werkzeug, um die einzelnen Dispenser-Komponenten massenspektroskopisch zu überprüfen und kontrolliert auszubacken. Es besteht außerdem die Möglichkeit, den unteren Teil des Teststands vollständig zu verschließen und abzunehmen. Auf diese Weise können die einzelnen, ausgebackenen Dispenser-Komponenten einer zweiten Generation sicher unter Vakuum transportiert und in eine Glovebox mit Schutzgas zur Weiterverarbeitung überführt werden.

## 5.2 Magnetfeld-Schaltelement

Zur Bestimmung der exakten Parameter des Magnetfeld-Schaltelements werden drei Messreihen durchgeführt. Zuerst wird die Ansprechzeit des gesamten Schaltelements ermittelt. Dies ist notwendig, um das Element in eine digitale Computeransteuerung einarbeiten zu können. In einer zweiten Messreihe wird die Eingrenzung und Fixierung von auftretenden Induktionsspannungen auf einen festen Wert überprüft. Diese Induktionsspannungen entstehen durch ein rasches Abschalten von Strömen der MOT-Quadrupol-Spulen. Aus den Werten dieser Messungen ergeben sich die Zeitpunkte der Laser-Ansteuerung zur Einleitung einer Melassen-Phase in der MOT. Die dritte Messreihe gibt Aufschluß über das Schaltverhalten und die Leistungskompensation des Magnetfeld-Schaltelements bei großen Strömen. Dies ist entscheidend, um beispielsweise das Abschaltverhalten der Zeeman-Slower-Spulen besser charakterisieren zu können.

Der Meßaufbau dieser dreifachen Parameter-Analyse ist einfach: Der jeweilige Verbraucher der einzelnen Messung, ein  $0.47\ \Omega$ -Widerstand, die MOT-Quadrupol-Spulen und die Zeeman-Slower-Spulen, wird in Reihe mit einer Spannungsquelle und dem Magnetfeld-Schaltelement geschaltet. Über einen Funktionsgenerator wird ein TTL-Trigger-Signal angegeben, welches den digitalen Eingang der Magnetfeldbox steuert. Dieses TTL-Trigger-Signal dient zusätzlich als zeitliche Referenz, um zeitaufgelöste Verzögerungen aufnehmen zu können. Mithilfe eines digitalen Oszilloskops werden die abfallen-

de Spannung über dem Magnetfeld-Schaltelement (Varistorspannung) und das TTL-Trigger-Signal parallel aufgenommen. Die gemessene Varistorspannung ist eigentlich diejenige Spannung, die an den parallel zu den MOSFET's geschalteten Varistoren abfällt (siehe Abbildung 4.15, Kapitel 4).<sup>6</sup>

### 1. Messung der Ansprechzeit

Um das Magnetfeld-Schaltelement in die digitale, computergenerierte Ansteuerung der Apparatur einzuarbeiten, muß die Reaktionsverzögerung (Ansprechzeit) der Schaltbox auf TTL-Triggersignale ermittelt werden. Aus den Hersteller-Angaben der einzelnen Bauteile kann die Schaltzeit der gesamten Schaltbox theoretisch abgeschätzt werden. Für die verwendeten INA 117 sind Schaltzeiten von 2.6 V pro  $\mu\text{s}$  (*slew rate*) angegeben<sup>7</sup>, die anderen Bauteile schalten unter 50 ns. Die theoretische Schaltzeit bei einem Signalabfall von 5 V sollte unter Vernachlässigung aller anderen Bauteile bis auf den INA 117 bei etwa 1.9  $\mu\text{s}$  liegen. Für die Messung der Ansprechzeit der Schaltbox ist lediglich ein Widerstand<sup>8</sup> von 0.47  $\Omega$  angeschlossen. Zur Glättung des Signals wird eine Mittelung über 60 Signal-Zyklen vorgenommen.

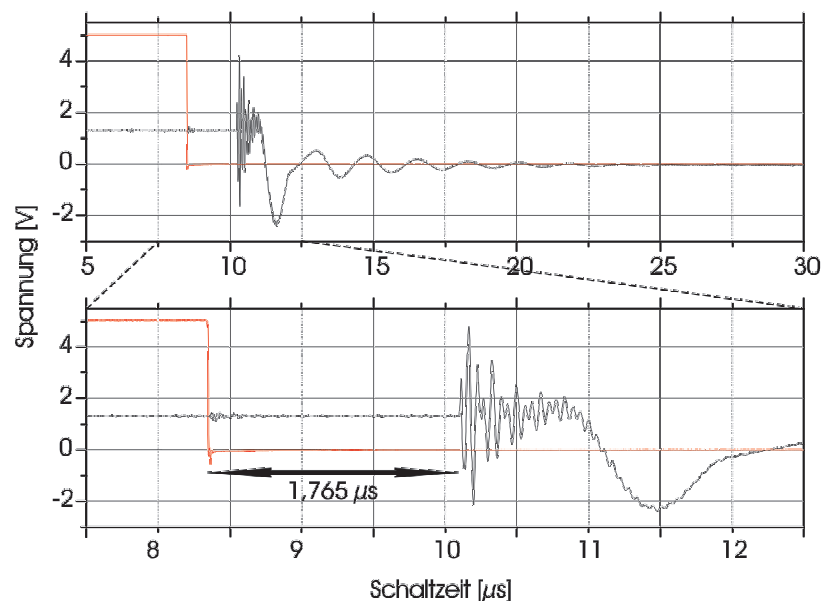


Abbildung 5.5: Ansprechzeit der Schaltbox bei einem Widerstand von 0.47 Ohm. Das TTL-Signal (rot) zum Ansteuern der Box ist als zeitliche Referenz zusätzlich dargestellt. Die Varistorspannung (schwarz) ist zehnfach überhöht.

<sup>6</sup>Verwendete Geräte: Stanford DS 345 Funktionsgenerator, Tektronik Digitales Oszilloskop TDS 744A und Voltkraft DIGI 40 Spannungsquelle.

<sup>7</sup>INA 117, Datenblatt SBOS-154A, Texas Instruments Inc.

<sup>8</sup>DALE RH-10 M980g, 0.47  $\Omega$ , 10 W.

Die gemessene Signalverzögerung durch die selbstgebaute Schaltung beträgt etwa  $1.765 \mu\text{s}$  (siehe Abbildung 5.5). Dies ist in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Abschätzung und den von den Bauteilherstellern angegebenen Reaktionszeiten.

## 2. Abschalten der MOT-Quadrupol-Spulen

Für die Melassen-Phase in der MOT ist das schnelle, vollständige Abschalten der MOT-Spulen, die das magnetische Quadrupolfeld der MOT erzeugen, von entscheidender Bedeutung. Zu diesem Zweck werden Abschaltzeiten der Spulen im  $100 \mu\text{s}$ -Bereich angestrebt. Gemessen wird die auftretende Induktionsspannung über dem Varistor nach Ausschalten der MOT-Quadrupol-Spulen. Die Quadrupolspulen werden gewöhnlicherweise mit Strömen um  $I=2.5 \text{ A}$  und entsprechenden Spannungen von  $U=4.5 \text{ V}$  betrieben, dies entspricht axialen MOT-Magnetfeldgradienten von  $13.8 \text{ G/cm}$ .

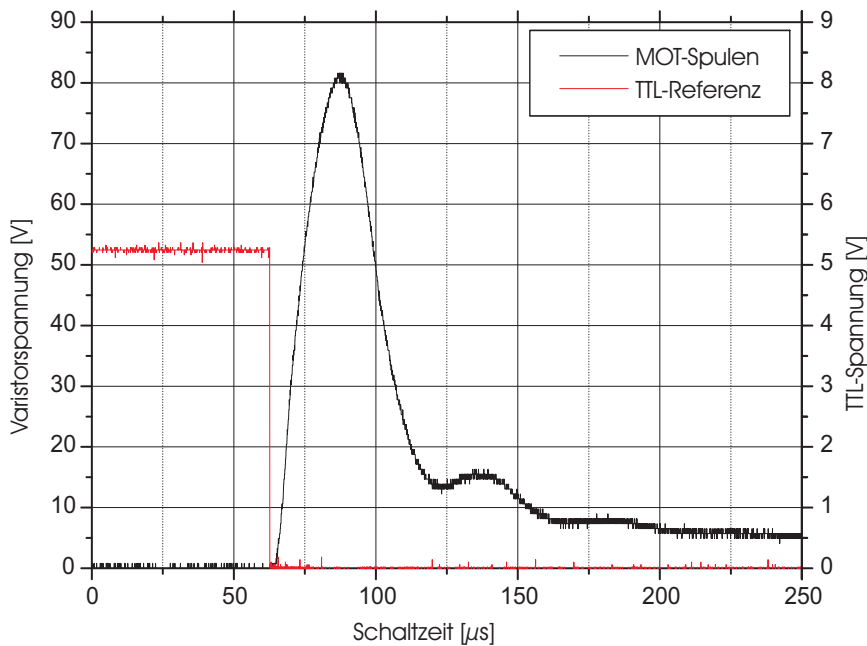


Abbildung 5.6: Schnelles Abschalten der MOT-Quadrupol Spulen, aufgetragen ist die Induktionsspannung (schwarz) über dem Varistor in Abhängigkeit von der Zeit. Als Referenz ist das TTL-Signal (rot) der Schaltbox-Ansteuerung abgebildet.

Aus Abbildung 5.6 ist ersichtlich, dass die Spannung über dem Varistor nicht in den spannungsbegrenzenden Bereich ( $125 \text{ V}$ ) vordringt. Als Abschaltzeit der Quadrupolspulen können etwa  $170 \mu\text{s}$  abgelesen werden. Nach diesem Zeitraum fällt über dem Varistor nur noch die konstante Spannung von  $4.5 \text{ V}$  der Spannungsquelle ab.

### 3. Abschalten der Slower-Spulen

Um das Ausschaltverhalten der Zeeman-Slower-Spulen besser charakterisieren zu können, werden die Zeeman-Slower-Spulen für verschiedene Ströme geschaltet. Der Zeeman-Slower wird typischerweise mit Strömen um  $I=10\text{ A}$  und entsprechenden Spannungen um  $U=25\text{ V}$  betrieben. Durch die Dimensionierung des gewählten Varistors sollte beim schnellen Ausschalten der spannungsbegrenzende Einfluß des Varistors auf die induzierte Spannung zu sehen sein.

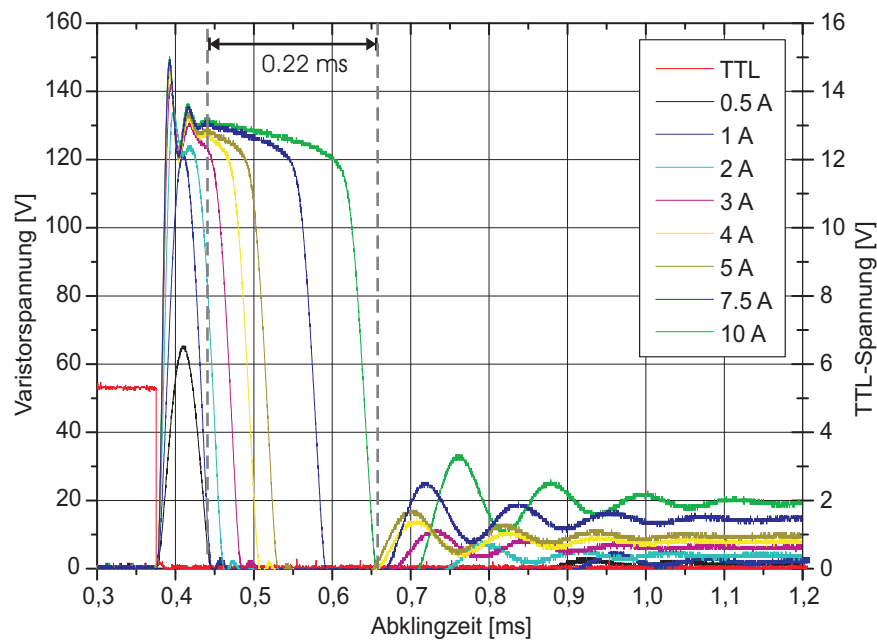


Abbildung 5.7: Zeitlicher Verlauf der Induktionsspannung für verschiedene Spulenströme nach Ausschalten der Slowerspulen, über dem Varistor abgegriffen. Als Referenzsignal ist wiederum das TTL-Signal (rot) angegeben.

Anfänglich steigt die Varistorspannung in Abbildung 5.7 für kleine Ströme von  $0.5 - 1\text{ A}$  bis auf  $125\text{ V}$  an, dann geht der Varistor bei Gleichstrom in Spannungsbegrenzung über. Ab Strömen von  $2\text{ A}$  wird die erste Phase des Abklingsignals der Varistorspannung in Form eines Plateaus zeitlich deutlich verbreitert. Der Zeitpunkt des Verbreiterungsbeginns kann auf etwa  $0.44\text{ ms}$  festgelegt werden. Die Abklingzeit der Induktionsspannung über dem Varistor und damit die Schaltzeit großer Magnetfelder kann aus der Länge der Plateau-Phase der Spannungsbegrenzung bestimmt werden. Hierfür wird die Länge der Plateaus ab  $0.44\text{ ms}$  bei unterschiedlichen Spulen-Strömen grob miteinander verglichen. Für einen Spulen-Strom von  $10\text{ A}$  kann beispielsweise eine Plateau-Dauer von  $0.22\text{ ms}$  abgelesen werden. Der Wert der Verlängerung der Plateau-Phase beträgt etwa  $25\text{ }\mu\text{s}$  pro Ampere Spulenstrom,

Ströme von 100 A hätten somit eine Plateaulänge (Abschaltzeit) von 2.5 ms. In dieser Zeit würde am Varistor eine Arbeit von  $W=31.25$  J auftreten.

### 5.2.1 Abschließende Charakterisierung

Das Magnetfeld-Schaltelement arbeitet wie geplant. Die Ansprechzeit der Schaltbox auf externe TTL-Signale beträgt etwa  $2 \mu\text{s}$ , das Abschalten der MOT-Quadrupol-Spulen vollzieht sich in etwa  $200 \mu\text{s}$ . In der bestehenden Form ist es prinzipiell möglich, Ströme des Zeeman-Slowers mit Stromstärken von bis zu 100 A in einer Zeit von 3 ms schalten zu können. Um in einer späteren Apparatur Magnetfeld-Spulen mit diesen hohen Strömen steuern zu können, muss allerdings die Kühlung des gesamten Schaltelements noch entsprechend erweitert werden.

## 5.3 Betrieb der magnetooptischen Fallen

Als Ausgangspunkt für den Betrieb der Dreifach-MOT werden die verschiedenen Parameter der drei Einzel-MOT's getrennt voneinander optimiert. Aus diesen Messungen ergeben sich die entsprechenden Ausgangsparameter der Dreifach-MOT als ein Kompromiss der optimalen Parameter der drei Einfach-MOT's. In den folgenden Abschnitten wird exemplarisch eine Auswahl der durchgeführten, systematischen Messungen vorgestellt. Alle, im folgenden vorgestellten Messdaten werden aus Absorptionsbildern der Atomwolken gewonnen (siehe Abschnitt 4.3.2).

### 5.3.1 $^{40}\text{K}$ -MOT

In einer ersten Meßreihe werden die Parameter der  $^{40}\text{K}$ -MOT optimiert. Zu diesem Zweck wird die Verstimmung  $\delta$  des MOT-Lasers bei festgehaltener Laserfrequenz des Rückpump-Lasers und fest eingestelltem, axialem Magnetfeldgradienten variiert. Im Anschluß daran erfolgt mit fixierter, optimierter Laserfrequenz des MOT-Lasers und dem gleichen, axialen Magnetfeldgradienten die Variation der Verstimmung  $\delta$  des Rückpump-Lasers.

Abbildung 5.8 zeigt die Abhängigkeit der Atomzahl von der Verstimmung des MOT-Lasers bei einem axialen Magnetfeldgradienten von  $14 \text{ G/cm}$  und resonantem Rückpump-Laser. Die maximale Atomzahl ergibt sich bei einer Rotverstimmung von  $18 \text{ MHz}$ .

Die in der MOT eingefangenen Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Verstimmung des Rückpump-Lasers ist in Abbildung 5.9 aufgetragen. Die Verstimmung des MOT-Laser ist dabei auf dem optimalen Wert von  $-18 \text{ MHz}$ , der aus Abbildung 5.8 hervorgeht, festgehalten. Der axiale Magnetfeldgradient ist identisch zur vorhergehenden Messung.

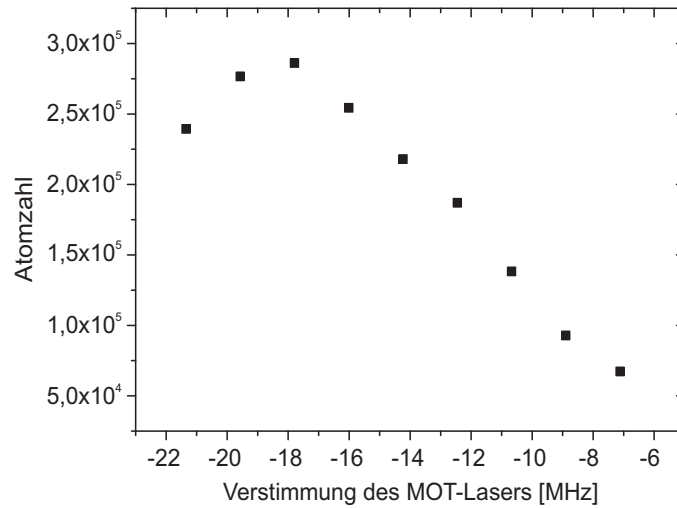


Abbildung 5.8: Atomzahl der  $^{40}\text{K}$ -MOT in Abhängigkeit von der Verstimmung des MOT-Lasers. Der Rückpump-Laser ist dabei resonant, der axiale Magnetfeldgradient beträgt 14 G/cm.

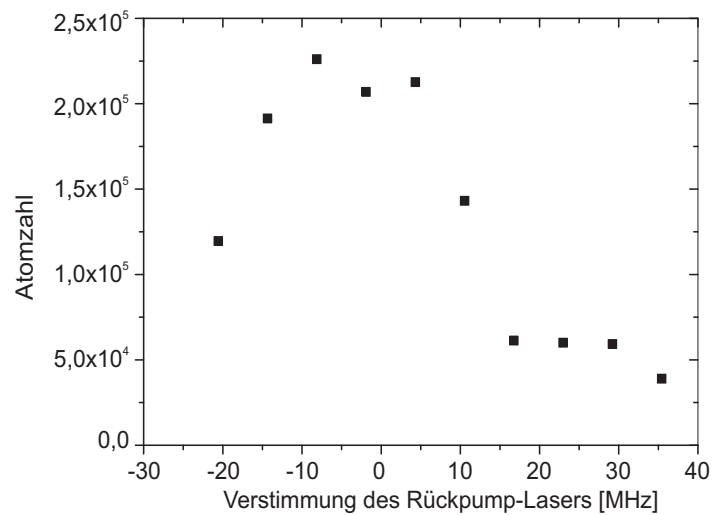


Abbildung 5.9: Atomzahl der  $^{40}\text{K}$ -MOT in Abhängigkeit von der Verstimmung des Rückpump-Lasers. Der MOT-Laser ist um -18 MHz verstimmt, der axiale Magnetfeldgradient beträgt 14 G/cm.

### Temperaturbestimmung

Abschließend wird die Temperatur der Atome in der MOT bei den oben ermittelten, optimalen Parametern bestimmt. Dazu werden die Lichtstrahlen und das Quadrupol-Magnetfeld zu einem Zeitpunkt  $t = 0$  abgeschaltet und ein Absorptionsbild nach variabler, freier Expansionszeit der thermischen Atomwolke aufgenommen. Aus einem Fit an das Absorptionsbild (siehe Abschnitt 4.3.2) ergibt sich der  $1/e^2$ -Radius der Wolke  $W(t)$  für die betreffende Expansionszeit  $t$ . Die einzelnen Messpunkte in Abbildung 5.10 stellen jeweils den Mittelwert aus drei Wiederholungen und die Fehlerbalken die entsprechenden Streuungen der Radien dar. Über einen weiteren Fit an den zeitlichen Verlauf der Atomwolken-Radien gemäß  $W(t) = \sqrt{W_0^2 + (4k_B T/m) \cdot t^2}$  wird die Temperatur bestimmt. Die ermittelte Temperatur beträgt  $52 \pm 9 \mu\text{K}$ .

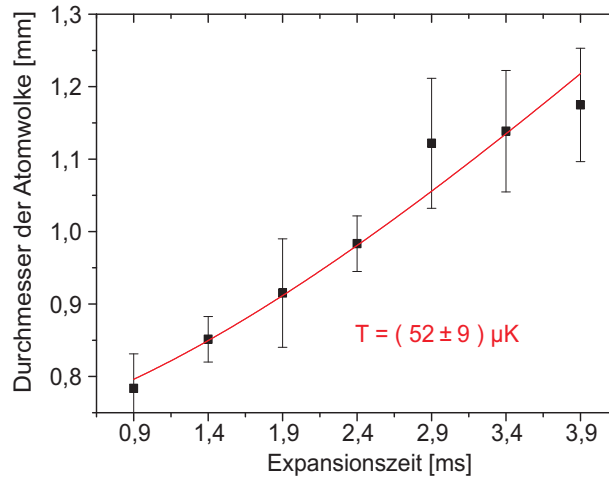


Abbildung 5.10: Bestimmung der Temperatur der  $^{40}\text{K}$ -MOT aus den Durchmessern der Atomwolke bei unterschiedlichen Expansionszeiten.

#### 5.3.2 $^{87}\text{Rb}$ -MOT und $^{87}\text{Rb}$ -Melasse

In einer zweiten Messreihe werden die Parameter der  $^{87}\text{Rb}$ -MOT optimiert. Bei Verwendung des für den Simultanbetrieb mit den  $^{40}\text{K}$ - und  $^{87}\text{Rb}$ -Frequenzen optimierten Trapez-Verstärkers steht für  $^{87}\text{Rb}$  eine typische Ausgangsleistung von 90 mW nach der Glasfaser zur Verfügung. Mit dem gewählten Durchmesser der  $^{87}\text{Rb}$ -MOT-Strahlen von  $2W_0 = 13 \text{ mm}$  ergibt sich im Zentrum jeder der sechs MOT-Strahlen eine typische Intensität von  $I = 19 I_S$ . Maximale Atomzahlen von  $2 \cdot 10^9$  werden bei einem axialen Magnetfeld-Gradienten von  $B'_z = 13 \text{ G/cm}$ , einer Verstimmung von  $\delta = -20 \text{ MHz}$  des MOT-Lasers und resonantem Rückpump-Laser erzielt.

Als Ausgangspunkt für die spätere Kühlung der  $^{87}\text{Rb}$ -Atome in die Quantenentartung wird zunächst eine möglichst große und dichte thermische Atomwolke minimaler Temperatur angestrebt. Im Fall von  $^{87}\text{Rb}$  können die in der MOT erreichten Temperaturen mithilfe einer nachfolgenden Sub-Doppler-Kühlphase bei vernachlässigbarer Expansion um mehr als eine Größenordnung reduziert werden. Voraussetzung für eine hohe Effizienz des hier verwendeten Polarisationsgradienten-Kühlens (Sisyphus-Kühlen) ist ein verschwindendes Magnetfeld am Ort der Atome. Daher müssen vorhandene Magnetfelder, beispielsweise das Erdmagnetfeld oder eventuell vorhandene Streufelder, mit Hilfe von Kompensationsspulen-Paaren in den drei Raumrichtungen (Ströme  $I_x$ ,  $I_y$  und  $I_z$ ) ausgeglichen werden.

### Magnetfeld-Kompensation

In einem ersten Schritt werden die Spulenströme zunächst grob per Augenmaß auf eine minimale Expansionsgeschwindigkeit der Melasse eingestellt. Die Melasse kann zu diesem Zweck kontinuierlich mithilfe einer einfachen CCD-Kamera beobachtet werden. In einem zweiten Schritt wird dann die Temperatur der Melasse in Abhängigkeit des Spulenstroms gemessen (siehe Abbildung 5.11). Dies erfolgt bei festgehaltener Melassendauer und während der Melassen-Phase gleichbleibender Laser-Verstimmung. Für eine optimale Kompensation des Erdmagnetfeldes sollte sich eine minimale Melassen-Temperatur einstellen.

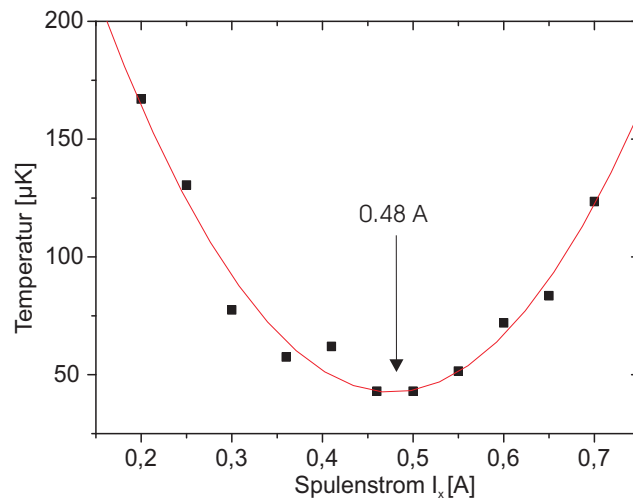


Abbildung 5.11: Optimierung der Magnetfeldkompensation. Aufgetragen ist die Temperatur der  $^{87}\text{Rb}$ -Melasse bei fester Melassendauer in Abhängigkeit vom Strom  $I_x$  durch ein Kompensationsspulen-Paar.

Über den Nullpunkt einer angefitzten Parabel zweiter Ordnung kann das Magnetfeld-Optimum bestimmt werden. Es liegt bei einem Strom von



$I_x = 0.48$  A. Analoge Messungen werden für die Spulen-Ströme der  $y$ -Richtung und der  $z$ -Richtung vorgenommen.

### Melassendauer

Sub-Doppler-Kühltechniken sind auf das Isotop  ${}^6\text{Li}$  aufgrund der nicht aufgelösten Hyperfeinstruktur des  $P_{3/2}$ -Niveaus nur bedingt anwendbar.  ${}^6\text{Li}$  expandiert aus diesem Grund während der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Melassen-Phase frei. Im Hinblick auf ein späteres, simultanes Umladen der drei verschiedenen Atomspezies aus der Dreifach-MOT in eine Magnetfalle wird daher die Dauer der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Melassen-Phase optimiert. Diese sollte so gewählt werden, daß die Expansion der  ${}^6\text{Li}$ -Atomwolke möglichst gering ausfällt und die  ${}^{87}\text{Rb}$ -Wolke hinreichend stark gekühlt wird.

Abbildung 5.12 zeigt den Verlauf der Temperatur der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Melasse bei optimalen Melassen-Parametern in Abhängigkeit von der Dauer der Melassen-Phase. Die Temperatur der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Atome sinkt bereits innerhalb von 2 ms von anfänglich etwa  $850 \mu\text{K}$  auf Werte im Bereich der Minimaltemperatur von  $50 \mu\text{K}$ . Daher kann die Dauer der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Melassen-Phase in der Dreifach-MOT auf 2 ms begrenzt werden.

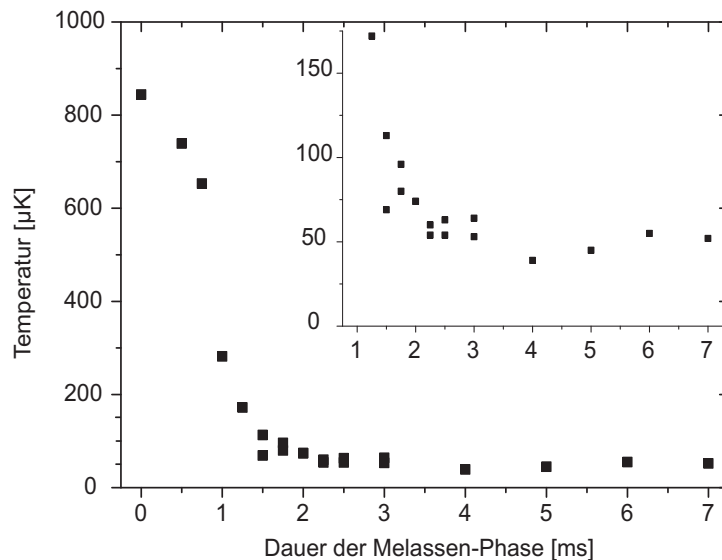


Abbildung 5.12: Optimierung der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Melassendauer. Dargestellt ist die Temperatur der Atomwolke in Abhängigkeit von der Dauer der Melassen-Phase. Rechts oben ist ein vergrößerter Ausschnitt des Temperaturbereichs von  $0 - 150 \mu\text{K}$  zu sehen. Bereits nach 2 ms ist die Temperatur der Wolke von  $850 \mu\text{K}$  auf den stationären Wert von  $50 \mu\text{K}$  abgesunken.

### 5.3.3 ${}^6\text{Li}$ -MOT

Innerhalb dieses Unterabschnitts werden die Parameter der  ${}^6\text{Li}$ -MOT optimiert. Zusätzlich wird die Lade- und Entladekurve der optimierten  ${}^6\text{Li}$ -MOT aufgenommen, um den Einfluß des Restgas-Hintergrunds der MOT-Kammer zu überprüfen. Die Abbildung 5.13 zeigt den Verlauf der Atomzahl und der Temperatur der  ${}^6\text{Li}$ -MOT bei unterschiedlichen Verstimmungen des MOT-Lasers. Der Rückpump-Laser wird parallel mit dem MOT-Laser um denselben Wert verstimmt. Sowohl die Atomzahl als auch die Temperatur steigen mit zunehmender Verstimmung der MOT-Lasers an. Bei der Optimierung dieser Verstimmung werden möglichst große Atomzahlen und möglichst geringe Temperaturen angestrebt. Ein guter Kompromiss zwischen diesen beiden gegenläufigen Vorgaben ergibt sich für Verstimmungen im Bereich von -24 bis -30 MHz.

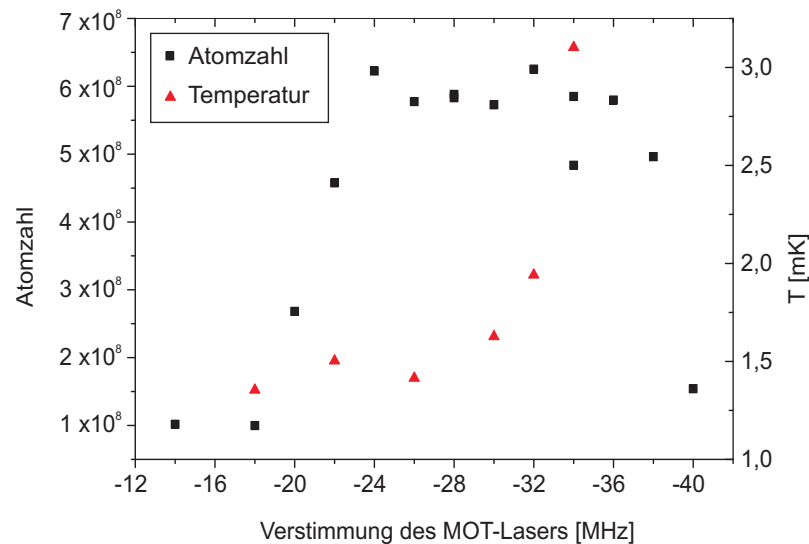


Abbildung 5.13: Atomzahl und Temperatur der  ${}^6\text{Li}$ -MOT in Abhängigkeit von der Verstimmung des MOT-Lasers. Der Rückpump-Laser wird parallel zum MOT-Laser gleichermaßen verstimmt.

### Einfluß der Dispenser auf die ${}^6\text{Li}$ -MOT

In diesem Abschnitt wird der Einfluß der  ${}^{87}\text{Rb}$ - und  ${}^{40}\text{K}$ -Dispenser auf die Lade- und Verlustraten der oben optimierten  ${}^6\text{Li}$ -MOT untersucht. Dazu wird zuerst eine Lade- und Entladekurve der  ${}^6\text{Li}$ -MOT bei ausgeschalteten Dispensern aufgenommen. Der Lade- und Entladevorgang der  ${}^6\text{Li}$ -MOT wird durch Öffnen beziehungsweise Schließen des mechanischen  ${}^6\text{Li}$ -Atomstrahlshutters gestartet. Anschließend an die Messung mit ausgeschalteten Dispensern werden analoge Messungen bei eingeschalteten  ${}^{87}\text{Rb}$ - beziehungsweise  ${}^{40}\text{K}$ -Dispensern durchgeführt. Die Dispenser-Ströme bei diesen

Messungen betragen  $I_{\text{Rb}} = 3.3 \text{ A}$  respektive  $I_{\text{K}} = 5.4 \text{ A}$ . Dies sind für den Betrieb der jeweiligen MOT in unserer Apparatur typische Werte.

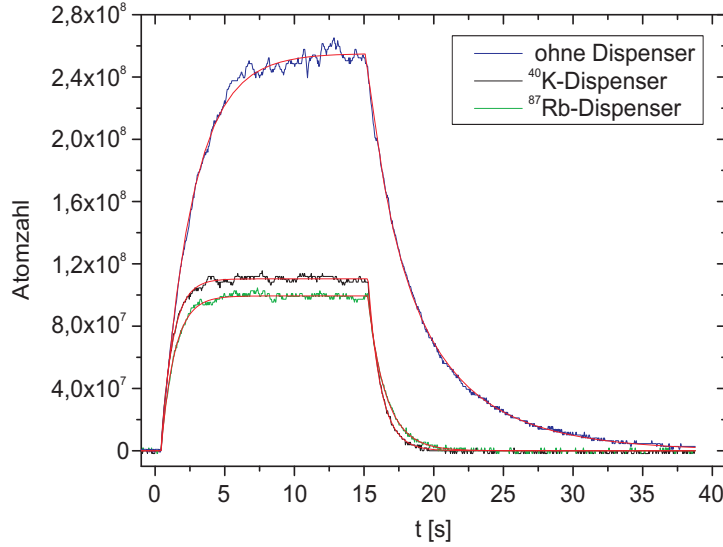


Abbildung 5.14: Lade- und Entladekurve der  ${}^6\text{Li}$ -MOT. Die Anzahl der  ${}^6\text{Li}$ -Atome ist in Abhängigkeit von der Ladezeit aufgetragen.

Die Abbildung 5.14 zeigt die Fluoreszenz der  ${}^6\text{Li}$ -MOT in den drei untersuchten Fällen. Die Eichung der Atomzahl-Bestimmung aus der Fluoreszenz wurde mithilfe einer Absorptionsabbildung vorgenommen. Die Bestimmung der Laderate  $R$  und des Verlustraten-Parameters  $\alpha$  des Ladevorgangs erfolgt über einen Fit nach Gleichung (2.18) unter Vernachlässigung von Zweikörper-Stößen. Die Verlustraten-Parameter  $\alpha$  und  $\beta_{\text{Stoß}}$  des Entladevorgangs werden über einen Fit der Lösung der vollständigen Gleichung (2.17) ermittelt.

Die Laderaten  $R$  in allen drei Messreihen sind bis auf 10% identisch und liegen bei  $1.1 \cdot 10^8$  Atomen pro Sekunde. Die Atomzahl im stationären Zustand der  ${}^6\text{Li}$ -MOT verringert sich mit Einschalten der  ${}^{40}\text{K}$ - oder  ${}^{87}\text{Rb}$ -Dispenser um mehr als einen Faktor 2. Dies kann durch die Erhöhung des Verlustraten-Parameters  $\alpha$  um ungefähr denselben Faktor von  $0.44 \text{ s}^{-1}$  auf  $1.18 \text{ s}^{-1}$  im Fall von  ${}^{40}\text{K}$  beziehungsweise auf  $1.03 \text{ s}^{-1}$  im Fall von  ${}^{87}\text{Rb}$  erklärt werden. Parallel dazu gemessene Totaldrücke in der MOT-Kammer zeigen gegenüber der unbeeinträchtigten  ${}^6\text{Li}$ -MOT mit  $p_{\text{Li}} = 4.4 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$  einen Druckanstieg um einen Faktor 4 für  ${}^{40}\text{K}$  ( $p_{\text{K}} = 2.0 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ ) und um einen Faktor 2 für  ${}^{87}\text{Rb}$  ( $p_{\text{Li}} = 9.9 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ ). Der Verlustraten-Parameter  $\beta_{\text{Stoß}}$  durch Zweikörperstöße ist nahezu gleichbleibend, hier unterscheiden sich die Werte mit  ${}^{40}\text{K}$  ( $\beta_{\text{Stoß}} = 6.62 \cdot 10^{-10}$ ) und mit  ${}^{87}\text{Rb}$  ( $\beta_{\text{Stoß}} = 4.08 \cdot 10^{-10}$ ) nur marginal gegenüber dem Wert  $\beta_{\text{Stoß}} = 7.26 \cdot 10^{-10}$  bei ausgeschalteten Dispensern.



## Kapitel 6

# Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am Aufbau einer Apparatur zur Erzeugung eines dreikomponentigen, ultrakalten Quantengases mitgewirkt. Grundlage dieser ternären Bose–Fermi–Mischung, bestehend aus den Isotopen  $^6\text{Li}$ ,  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$ , ist ein stabiles, leistungsfähiges Dreifach–MOT–System. Der Beitrag dieser Arbeit zum Gesamtsystem liegt in der experimentellen Realisierung einer  $^{40}\text{K}$ –MOT. Zu diesem Zweck wurden angereicherte  $^{40}\text{K}$ –Dispenser hergestellt und der Produktionsprozess dieser Dispenser optimiert. Darüberhinaus wurde ein vollständiges  $^{40}\text{K}$ –Diodenlasersystem zur Erzeugung von Licht der entsprechenden Übergangs–Frequenzen aufgebaut.

Das  $^{40}\text{K}$ –Diodenlasersystems basiert auf einem gitterstabilisierten und einem injektionsstabilisierten Diodenlaser. Durch Einkopplung in einen bereits vorhandenen  $^{87}\text{Rb}$ –Trapez–Verstärker können die für die  $^{40}\text{K}$ –MOT erforderlichen Laserfrequenzen simultan mit der  $^{87}\text{Rb}$ –Laserfrequenz nachverstärkt werden. Darüberhinaus wurde für den Übergang der MOT in eine optische Melassenphase eine elektronische Schaltbox erstellt, die ein schnelles Schalten von induktiven Lasten erlaubt.

Als Atomquelle der  $^{40}\text{K}$ –MOT wurden selbstgebaute  $^{40}\text{K}$ –Dispenser verwendet. Mithilfe dieser Quellen ist es möglich, innerhalb der MOT mit vergleichsweise geringen Laserleistungen  $^{40}\text{K}$ –Atomzahlen von  $3 \cdot 10^5$  Atomen zu erreichen. Der Aufbau der Dispenser wurde zunächst selbstständig entwickelt, und die Dispenser wurden später ausführlich charakterisiert. Für eine gezielte, massenspektroskopische Untersuchung der einzelnen Dispenser–Komponenten wurde ein eigenständiger Teststand entwickelt. Mit diesem Teststand ist es möglich, einzelne Dispenser–Komponenten vor dem Zusammenbau bei Temperaturen über  $700\text{ °C}$  auszuheizen.

Darüberhinaus wurden im Hinblick auf die angestrebte Dreifach–MOT systematische Messungen der drei Einzel–MOT’s durchgeführt. Ziel dieser Messungen ist es, geeignete Ausgangsparameter für eine Dreifach–MOT zu bestimmen. Die erreichten minimalen Temperaturen der Einzel–MOT’s betragen  $50\text{ }\mu\text{K}$  für die  $^{40}\text{K}$ –MOT und die  $^{87}\text{Rb}$ –Melasse und etwa  $1\text{ mK}$

für die  ${}^6\text{Li}$ -MOT. Eine weitere Reduktion der  ${}^6\text{Li}$ -Temperatur durch eine Melassen-Phase ist aufgrund der nicht-aufgelösten Hyperfeinstruktur von  ${}^6\text{Li}$  nicht möglich. Durch die freie Expansion der vergleichsweise heißen  ${}^6\text{Li}$ -Wolke während der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Melassen-Phase wird für eine Dreifach-MOT die optimale Dauer dieser Phase auf etwa 2 ms festgelegt, um einen großen Teilchenverlust von  ${}^6\text{Li}$ -Atomen zu vermeiden. In dieser Zeit kann die minimale, stationäre  ${}^{87}\text{Rb}$ -Wolkentemperatur erreicht werden.

Eine neue Generation von  ${}^{40}\text{K}$ -Dispensern wird die Teilchenzahl der  ${}^{40}\text{K}$ -MOT schon allein durch die Verwendung von höher angereichertem Kaliumchlorid mindestens um einen Faktor 2 erhöhen. Ein Ausbacken der Ausgangsmaterialien vor dem Zusammenbau der Dispenser sollte Druckverbesserungen um bis zu einer halben Größenordnung auf Gesamtdrücke von  $5 \cdot 10^{-10}$  mbar bewirken. Dieser Gesamtdruck erlaubt die Realisierung eines erweiterten Vakuumsystems mit hinreichend gutem Druck für zukünftige Experimente.

Ein separater  ${}^{40}\text{K}$ -Trapez-Verstärker wird die Gesamtleistung der  ${}^{40}\text{K}$ -Frequenzen in der MOT um einen Faktor 3 erhöhen. Durch die Entkopplung des  ${}^{40}\text{K}$ - und des  ${}^{87}\text{Rb}$ -Lasersystems steht dann auch die volle Verstärkungsleistung des  ${}^{87}\text{Rb}$ -Trapez-Verstärkers von 700 mW für  ${}^{87}\text{Rb}$  zur Verfügung. Dies wird sich, aller Voraussicht nach, in einer Verbesserung der  ${}^{87}\text{Rb}$ -Atomzahl um einen Faktor 2 widerspiegeln.

In einer zukünftigen Erweiterung des Experiments werden die drei gefangenen Atomspezies in eine Magnetfalle umgeladen und magnetisch in eine zweite UHV-Kammer mit geringerem Hintergrund-Gasdruck transferiert. Innerhalb dieser Kammer werden die Atome durch evaporatives, beziehungsweise sympathetisches Kühlen in die Quantenentartung überführt.

Der Übergang in die Quantenentartung der drei Atomspezies  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{40}\text{K}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$  bietet eine Vielzahl von Möglichkeiten, physikalische Systeme unter besonders kontrollierten Bedingungen experimentell zu studieren. Einerseits sind verbesserte Präzisionsexperimente wie Atominterferometrie aufgrund der Abwesenheit systematischer Meßfehler durch Stöße bei Fermi-Systemen möglich. Andererseits besteht durch die Einstellbarkeit der Wechselwirkung über Feshbach-Resonanzen die Chance, die Formation von heteronuklearen Fermi-Paaren mit anisotroper Wechselwirkung zu erforschen. In Analogie zu homonuklearen, schwach gebundenen, fermionischen Molekülen sollte dann auch der Übergang in ein polares, heteronukleares Bose-Einstein-Kondensat beobachtet werden können.

# Anhang

A Layout  $^{40}\text{K}/^{87}\text{Rb}$ -Lasersystem

B Magnetfeld-Schaltelement

C Eckdaten  $^6\text{Li}$ ,  $^{40}\text{K}$  und  $^{87}\text{Rb}$





# Layout $^{40}\text{K}/^{87}\text{Rb}$ -Lasersystem

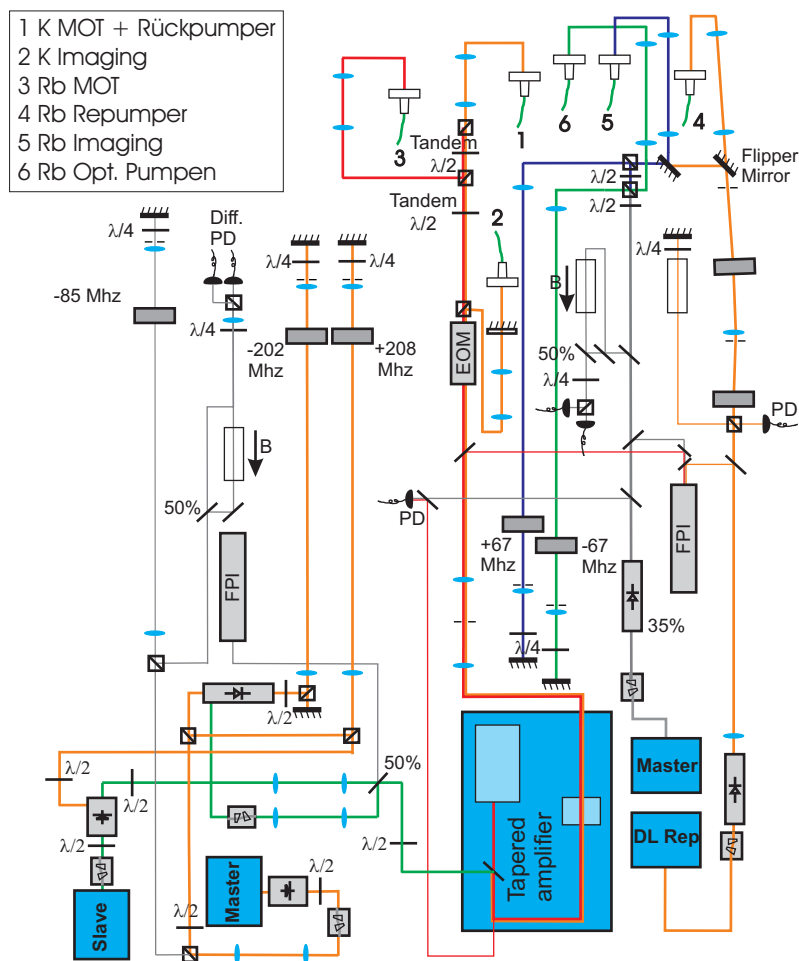


Abbildung 1: Detaillierte Ansicht der  $^{40}\text{K}$ - und  $^{87}\text{Rb}$ -Lasersysteme. Die Überlagerung beider Systeme innerhalb des TA ist nur symbolisch angedeutet, siehe Abbildung 4.7 für Details.



# Magnetfeld-Schaltelement

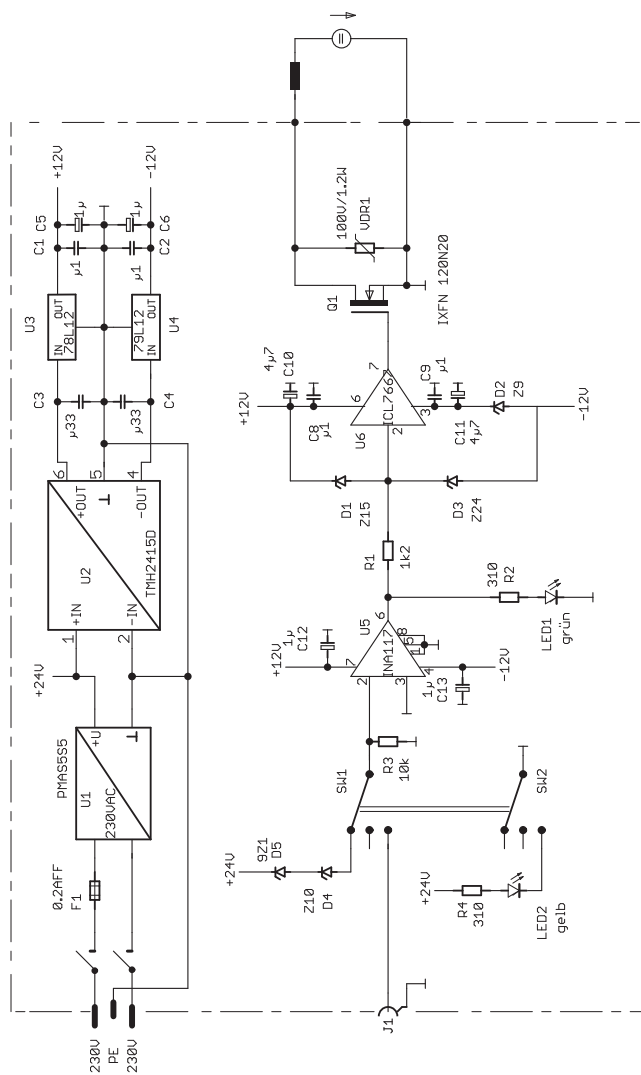


Abbildung 2: Schaltplan des Magnetfeld-Schaltelements. Mit freundlicher Genehmigung und herzlichem Dank an T. Scheich.



# Eckdaten ${}^6\text{Li}$ , ${}^{40}\text{K}$ und ${}^{87}\text{Rb}$

Zusammenstellung der für diese Arbeit relevanten Daten der einzelnen Isotope. Eine vollständige Übersicht dieser und weiterer Daten ist beispielsweise auf <http://www.webelements.com/> und <http://atom.kaeri.re.kr> zu finden, gute Referenzen für  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^{87}\text{Rb}$  sind [90, 91].

Größe	Wert ${}^6\text{Li}$	Wert ${}^{40}\text{K}$	Wert ${}^{87}\text{Rb}$
$\eta(\text{Isotop})$	7.59 (4) %	0.0117 (1) %	27.835 (5) %
$m_a/u$	6.0151223 (5) <i>u</i>	39.9639987 (3) <i>u</i>	86.909183 (2) <i>u</i>
$t_{1/2}$	stabil	$1.277 \cdot 10^9$ a	$4.75 \cdot 10^{10}$ a
$I^\pi$	$1^+$	$4^-$	$3/2^+$
$\mu/\mu_N$	0.8220467	-1.298099	2.75124
$g_F$ von $ n^2S_{1/2}, F\rangle$	$g_{1/2} = -\frac{2}{3}$ $g_{3/2} = \frac{2}{3}$	$g_{9/2} = \frac{2}{9}$ $g_{7/2} = -\frac{2}{9}$	$g_1 = -\frac{1}{2}$ $g_2 = \frac{1}{2}$
$\lambda_{D2}$	670.977 nm	766.701 nm	780.241 nm
$I_S$	$2.541 \text{ mW cm}^{-2}$	$1.796 \text{ mW cm}^{-2}$	$1.669 \text{ mW cm}^{-2}$
$\tau$	27.102 ns	25.7 ns	26.24 ns
$\Gamma$	5.8724 MHz	6.19 MHz	6.065 MHz
$v_{\text{rec}}$	9.887 cm/s	1.302 cm/s	0.588 cm/s
$T_{\text{rec}}$	7.072 $\mu\text{K}$	815 nK	362 nK
$T_D$	141 $\mu\text{K}$	149 $\mu\text{K}$	146 $\mu\text{K}$

Eine Erläuterung der einzelnen Parameter ist umseitig angegeben.

**Zur Erläuterung der in der Tabelle verwendeten Größen:**

$\eta$ (Isotop) = natürliche Isotopenhäufigkeit,  
 $m_a/u$  = Masse in atomaren Massen-Einheiten,  
 $I^\pi$  = Kernspin,  
 $\mu/\mu_N$  = magnetisches Kernmoment,  
 $g_F$  = Landé scher g-Faktor der Hyperfeinstruktur.

Angaben zu den Übergängen der D<sub>2</sub>-Linien:

$\lambda_{D_2}$  = Wellenlänge des D<sub>2</sub>-Feinstruktur-Übergangs in Luft,  
 $I_S$  = Sättigungsintensität der unten angegebenen, geschlossenen<sup>1</sup> D<sub>2</sub>-Übergänge,  
 $\tau$  = Lebensdauer des angeregten  $n^2P_{3/2}$ -Niveaus,  
 $\Gamma$  = natürliche Linienbreite.

Wichtige Parameter der Laserkühlung (nach [46]):

$v_{\text{rec}}$  = Geschwindigkeit der Atome an der Rückstoßgrenze,  
 $T_{\text{rec}}$  = Temperatur an der Rückstoßgrenze,  
 $T_D$  = Temperatur an der Doppler-Grenze.

Die angegebene Sättigungsintensität ist im Fall von  $\sigma^+$ -polarisiertem<sup>2</sup> Licht für folgende, geschlossene Übergänge angegeben:

<sup>6</sup>Li:  $|2^2S_{1/2}, F = 3/2, m_F = 3/2\rangle \leftrightarrow |2^2P_{3/2}, F = 5/2, m_F = 5/2\rangle$ ,  
<sup>40</sup>K:  $|4^2S_{1/2}, F = 9/2, m_F = 9/2\rangle \leftrightarrow |4^2P_{3/2}, F = 11/2, m_F = 11/2\rangle$ ,  
<sup>87</sup>Rb:  $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$

---

<sup>1</sup>Bei <sup>6</sup>Li kann durch die geringe Hyperfeinaufspaltung des P<sub>3/2</sub>-Niveaus und der daraus resultierenden nahresonanten Anregung weiterer Übergänge eigentlich nicht von einem geschlossenen Übergang gesprochen werden.

<sup>2</sup>Bei  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht müssen einfach die Vorzeichen der entsprechenden Hyperfeinniveaus ( $m_F$ -Quantenzahlen) invertiert werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] S. N. Bose.  
**Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese.**  
Z. Phys., **26**, 178, (1924).
  
- [2] A. Einstein.  
**Quantentheorie des einatomigen idealen Gases: Zweite Ab-  
handlung.**  
Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., **3**, (1925).
  
- [3] E. Fermi.  
**Zur Quantelung des idealen, einatomigen Gases.**  
Z. Physik, **36**, 902, (1925).
  
- [4] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet und R. G. Hulet.  
**Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas  
with Attractive Interactions.**  
Phys. Rev. Lett., **75**, 1687, (1995).
  
- [5] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S.  
Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle.  
**Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms.**  
Phys. Rev. Lett., **75**, 3969, (1995).
  
- [6] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und  
E. A. Cornell.  
**Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic  
Vapor.**  
Science, **269**, 198, (1995).
  
- [7] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M.  
Kurn und W. Ketterle.  
**Observation of interference between two Bose-Einstein con-  
densates.**  
Science, **79**:533, (1997).

- [8] B. P. Anderson und M. A. Kasevich.  
**Macroscopic quantum interference from atomic tunnel arrays.**  
Science, **282**:1686, (1998).
- [9] D. Stamper-Kurn, H.-J. Miesner, S. Inouye, M. Andrews und W. Ketterle.  
**Collisionless and hydrodynamic excitations of a Bose-Einstein condensate.**  
Phys. Rev. Lett., **81**:500–503, (1998).
- [10] C. Raman, M. Köhl, R. Onofrio, D. Durfee, C. Kukulwicz, Z. Hadzibabic und W. Ketterle.  
**Evidence for a critical velocity in a Bose-Einstein condensed gas.**  
Phys. Rev. Lett., **83**:2502–2505, (1999).
- [11] R. Onofrio, C. Raman, J. Vogels, J. Abo-Shaeer, A. Chikkatur und W. Ketterle.  
**Observation of superfluid flow in a Bose-Einstein condensed gas.**  
Phys. Rev. Lett., **85**, 11:2228, (2000).
- [12] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben und J. Dalibard.  
**Vortex Formation in a Stirred Bose-Einstein Condensate.**  
Phys. Rev. Lett., **84**, 5:806, (2000).
- [13] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend und W. Ketterle.  
**Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms.**  
Phys. Rev. Lett., **78**:582–585, (1997).
- [14] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston und W. D. Phillips.  
**A well-collimated quasi-continuous atom laser.**  
Science, **283**:1706, (1999).
- [15] I. Bloch, T. W. Hänsch und T. Esslinger.  
**Atom laser with a cw output coupler.**  
Phys. Rev. Lett., **82**, 15:3008, (1999).
- [16] E. A. Cornell und C. E. Wieman.  
**Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments.**  
Rev. Mod. Phys., **74**, 875, (2002).
- [17] W. Ketterle.  
**Nobel Lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein**



- condensation and the atom laser.**  
Rev. Mod. Phys., **74**, 1131, (2002).
- [18] M. Greiner, C. A. Regal und D. S. Jin.  
**Emergence of a Molecular Bose-Einstein Condensate from a Fermi Gas.**  
Nature, **426**:537, (2003).
- [19] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, C. Chin, J. H. Denschlag und R. Grimm.  
**Pure Gas of Optically Trapped Molecules Created from Fermionic Atoms.**  
Phys. Rev. Lett., **91**:240402, (2003).
- [20] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. Kokkelmans, G. Shlyapnikov und C. Salomon.  
**Production of Long-Lived Ultracold Li<sub>2</sub> Molecules from a Fermi Gas.**  
Phys. Rev. Lett., **91**, 24, (2003).
- [21] M. Zwierlein, C. Stan, C. Schunck, S. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic und W. Ketterle.  
**Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules.**  
Phys. Rev. Lett., **91**:250401, (2003).
- [22] L. N. Cooper.  
**Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas.**  
Phys. Rev., **104**:1189, (1956).
- [23] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer.  
**Theory of Superconductivity.**  
Phys. Rev., **108**:1175, (1957).
- [24] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess und G. P. Kochanski.  
**Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen.**  
Phys. Rev. Lett., **61**, 8:935, (1988).
- [25] K. Davis, M.-O. Mewes, M. Joffe, M. Andrews und W. Ketterle.  
**Evaporative cooling of Sodium Atoms.**  
Phys. Rev. Lett., **74**, 26:5202, (1995).
- [26] B. DeMarco und D. S. Jin.  
**Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas.**  
Science, **285**:1703, (1999).

- [27] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, S. Bali und J. E. Thomas.  
**Stable, Strongly Attractive, Two-State Mixture of Lithium Fermions in an Optical Trap.**  
Phys. Rev. Lett., **85**:2092, (2000).
- [28] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni und M. Inguscio.  
**Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling.**  
Science, **294**:1320, (2001).
- [29] A. Truscott, K. Strecker, W. I. McAlexander, G. Partridge und R. G. Hulet.  
**Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms.**  
Science, **291**:2570, (2001).
- [30] F. Schreck, G. Ferrari, K. L. Corwin, J. Cubizolles, L. Khaykovich, M.-O. Mewes und C. Salomon.  
**Sympathetic cooling of bosonic and fermionic Lithium gases towards quantum degeneracy.**  
Phys. Rev. A, **64**:011402(R)-1, (2001).
- [31] Z. Hadzibabic, C. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M. Zwierlein, A. Görlitz und W. Ketterle.  
**Two species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases.**  
Phys. Rev. Lett., **88**:160401, (2002).
- [32] M. Mudrich, S. Kraft, K. Singer, R. Grimm, A. Mosk und M. Weidemüller.  
**Sympathetic Cooling with Two Atomic Species in an Optical Trap.**  
Phys. Rev. Lett., **88**, (2002).
- [33] C. Lobo, M. Baranov, D. Petrov und G. V. Shlyapnikov.  
**Superfluidity in Mixtures of Fermions with Different Masses.**  
Vortrag von C. Lobos im Rahmen einer Vortragsreihe am Max-Planck-Institut für Quantenoptik, (2004).
- [34] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge und R. G. Hulet.  
**Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms.**  
Science, **291**:2570, (2001).
- [35] S. Gupta, Z. Hadzibabic, M. W. Zwierlein, C. A. Stan, K. Dieckmann, C. H. Schunck, E. G. M. van Kempen, B. J. Verhaar und W. Ketterle.

- Radio-Frequency Spectroscopy of Ultracold Fermions.**  
Science, **300**:1723, (2003).
- [36] M. Prentiss und A. Cable.  
**Slowing and cooling an atomic beam using an intense optical standing wave.**  
Phys. Rev. Lett., **62**:1354, (1989).
- [37] W. Phillips und H. Metcalf.  
**Laser Deceleration of an Atomic Beam.**  
Phys. Rev. Lett., **48**, 596, (1982).
- [38] T. E. Barrett, S. W. Dapore-Schwartz, M. D. Ray und G. P. Lafyatis.  
**Slowing Atoms with  $\sigma^-$  Polarized Light.**  
Phys. Rev. Lett., **67**, 25, (1991).
- [39] E. A. Burt, R. Ghrist, C. Myatt, N. Claussen, E. Cornell und C. Wieman.  
**Recent Experiments on Bose-Einstein Condensates in Rubidium Using a Double-MOT System.**  
APS Meeting Abstracts, Seiten J1906+, (1997).
- [40] M. Succi, R. Canino und B. Ferrario.  
**Atomic absorption evaporation flow rate measurements of alkali metal dispensers.**  
Vacuum, **35**:579, (1985).
- [41] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch und C. Zimmermann.  
**Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source.**  
J. of Appl. Phys., **84**, 12, (1998).
- [42] A. Einstein.  
**Zur Quanten-Theorie der Strahlung.**  
Phys. Zeitschrift, **18**, 121, (1917).
- [43] R. Frisch.  
**Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes.**  
Z. Physik, **86**, 42, (1933).
- [44] T. W. Hänsch und A. Schawlow.  
**Cooling of gases by laser radiation.**  
Optics Communications, **13**, 68, (1975).
- [45] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin.  
**Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms**

- by resonance radiation pressure.**  
Phys. Rev. Lett., **55**, 48, (1985).
- [46] H. Metcalf und P. van der Straten.  
**Laser cooling and trapping.**  
Springer-Verlag, New York, (1999).
- [47] I. Rabi.  
**Space Quantization in a Gyating Magnetic Field.**  
Phys. Rep., **51**, 652, (1937).
- [48] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould und H. Metcalf.  
**Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit.**  
Phys. Rev. Lett., **61**, 169, (1988).
- [49] 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).
- [50] P. J. Ungar, D. S. Weiss, S. Chu und E. Riis.  
**Optical Molasses and Multilevel Atoms - Theory.**  
J. Opt. Soc. Am. B, **6**:2058–2071, (1989).
- [51] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste und C. Cohen-Tannoudji.  
**Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping.**  
Phys. Rev. Lett., **61**:826, (1988).
- [52] M. Kasevich und S. Chu.  
**Laser Cooling below a Photon Recoil with Three-Level Atoms.**  
Phys. Rev. Lett., **69**:1741, (1992).
- [53] H. F. Hess.  
**Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen.**  
Phys. Rev. A, **34**:3476, (1986).
- [54] D. Pritchard, E. Raab, V. Bagnato, C. Wieman und R. Watts.  
**Light Traps Using Spontaneous Forces.**  
Phys. Rev. Lett., **57**:310, (1986).
- [55] P. Bouyer, P. Lemonde, M. Bendahan, A. Michaud, C. Salomon und J. Dalibard.  
**An Atom Trap Relying on Optical-Pumping.**  
Europhys. Lett., **7**:569, (1994).

- [56] A. Ashkin und J. P. Gordon.  
**Stability of radiation-pressure particle traps: An optical Earnshaw theorem.**  
Opt. Lett., **8**:511–513, (1983).
- [57] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman und H. J. Metcalf.  
**First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms.**  
Phys. Rev. Lett., **54**:2596, (1985).
- [58] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher und C. Wieman.  
**Collisional Losses from a Light-Force Atom Trap.**  
Phys. Rev. Lett., **63**:961, (1989).
- [59] 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).
- [60] S. D. Gensemer, V. Sanchez-Villicana, K. Y. N. Tan, T. T. Grove und P. L. Gould.  
**Trap-loss collisions of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$ : Dependence on Trap Parameters.**  
Phys. Rev. A, **56**:4055, (1997).
- [61] G. D. Telles, W. Garcia, L. Marcassa, V. S. Bagnato, D. Ciampini, M. Fazzi, H. J. Müller, D. Wilkowski und E. Arimondo.  
**Trap loss in a two-species Rb-Cs magneto-optical trap.**  
Phys. Rev. A, **63**:033406, (2001).
- [62] W. Ketterle, D. Durfee und D. Stamper-Kurn.  
**Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates.**  
arXiv:cond-mat/9904034, (1999).
- [63] B. DeMarco.  
**Quantum behavior of an Atomic Fermi Gas.**  
PhD thesis, University of Colorado – Boulder, (2001).
- [64] A. F. Holleman und E. Wiberg.  
**Lehrbuch der Anorganischen Chemie.**  
Walter de Gruyter, Berlin, (1995).
- [65] B. DeMarco, H. Rohner und D. S. Jin.  
**An enriched  $^{40}\text{K}$  source for fermionic atom studies.**  
Rev. Sci. Instrum., **70**, 4, (1999).

- [66] C. E. Mortimer und U. Müller.  
**Chemie - Das Basiswissen der Chemie.**  
Georg Thieme Verlag Stuttgart, (1987).
- [67] C. Gehrtsen und H. Vogel.  
**Physik.**  
17. Auflage, Springer, Berlin., (1993).
- [68] E. Hecht.  
**Optics.**  
4. Edition, Addison–Wesley, San Francisco, (2002).
- [69] D. R. Lide.  
**CRC Handbook of Chemistry and Physics, 71st Edition.**  
CRC Press Inc., London, (1990).
- [70] A. Neumann.  
Persönlicher Schriftverkehr.  
Institut für Technische Thermodynamik und Solarforschung, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR).
- [71] W. Dax, K. Gundelfinger, W. Häffner, H. Itschner, G. Kotsch und M. Staniczek.  
**Tabellenbuch für Metalltechnik.**  
Handwerk und Technik, Hamburg, (1994).
- [72] F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, C. Fort, M. Inguscio, F. Marin, M. Prevedelli, L. Ricci und G. M. Tino.  
**Magneto–optical trapping of Fermionic potassium atoms.**  
Phys. Rev. A, **57**:1136, (1998).
- [73] K. L. Corwin, Z.-T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein und C. E. Wieman.  
**Frequency–stabilised diode laser with the Zeeman shift in atomic vapor.**  
Applied Optics, **37**:3295, (1998).
- [74] G. Wasik, W. Gawlik, J. Zachorowski und W. Zawadzki.  
**Laser frequency stabilization by Doppler-free magnetic dichroism.**  
Appl. Phys. B, **75**, 6-7:613–619, (2002).
- [75] V. V. Yashchuk, D. Budker und J. R. Davis.  
**Laser frequency stabilization using linear magneto-optics.**  
Rev. Sci. Instrum., **71**:341–346, (2000).
- [76] B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, O. Moreau und H. Sorel.  
**Laser frequency stabilization using Zeeman effect.**  
J. Phys. III Fr., **4**:401–406, (1994).

- [77] C. E. Moore.  
**Atomic energy levels.**  
United States Department of Commerce, National Bureau of Standards,  
Washington, (1971).
- [78] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann,  
V. Vuletic, W. König und T. W. Hänsch.  
**A compact grating-stabilized diode laser system for atomic  
physics.**  
Optics Comm., **117**, 541, (1995).
- [79] F. Kneubühl und M. Sigrist.  
**Laser.**  
5. Auflage, Teubner, (1999).
- [80] D. Meschede.  
**Optics, Light and Lasers.**  
1. Auflage, Wiley-VCH, Weinheim, (2003).
- [81] C. Wieman und L. Hollberg.  
**Using diode lasers for atomic physics.**  
Rev. Sci. Instrum., **62**, 1, (1991).
- [82] A. Zach.  
**Entwicklung und Aufbau eines frequenzstabilen, schmalbandigen Trapez-Diodenlaser-Verstärker-Systems mit hoher Ausgangsleistung.**  
Diplomarbeit, Fachhochschule Ulm, (1998).
- [83] G. Ferrari, M.-O. Mewes, F. Schreck und C. Salomon.  
**High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier.**  
Opt. Lett., **24**, 3:151, (1999).
- [84] A.-C. Voigt.  
**Simultanes Fangen von drei Atomsorten in einer magnetooptischen Falle.**  
Diplomarbeit, Technische Universität München, (2004).
- [85] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller und M. Zielonkowski.  
**Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers.**  
Rev. Sci. Instrum., **70**, 1, (1999).
- [86] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth und C. Oritz.  
**Frequency modulation (FM) spectroscopy. Theory of linesha-**

- pes and signal-to-noise analysis.**  
Applied Physics B, **32**:145, (1983).
- [87] M. Greiner.  
**Magnetischer Transfer von Atomen - Ein Weg zur einfachen Bose-Einstein-Kondensation.**  
Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, (2000).
- [88] S. R. S. Residual Gas Analyzer.  
**Appendix A: Vacuum Diagnosis with SRS RGA's.**  
Stanford Research Systems, Operating Manual and Programming Reference, Revision 1.6, (2005).
- [89] M. Stephens, R. Rhodes und C. Wieman.  
**Study of wall coatings for vapor-cell laser traps.**  
J. Appl. Phys., **76**, 6, (1994).
- [90] M. Gehm.  
**Preparation of an Optically-Trapped Degenerate Fermi Gas of  $^6\text{Li}$ : Finding the Route to Degeneracy – Appendix A.**  
PhD thesis, Duke University, (2003).
- [91] D. Steck.  
Rubidium 87 D Line Data, (2001).  
<http://steck.us/alkalidata>.







# Danke

Dieser Abschnitt ist all denen gewidmet, die mit mir, länger oder kürzer, die letzten 27 Jahre verbracht haben. Mein Dank geht einerseits an alle, von denen ich fachlich viel habe lernen dürfen. Andererseits danke ich aber vor allem auch denjenigen, die es immer wieder wirkungsvoll geschafft haben, mich vom gradlinigen, fachlichen Weg abzubringen und die überhaupt gar nichts mit Physik zu tun haben – meinen Freunden und meiner Familie.

Kurz und knapp:

Ohne Euch bin ich nichts.

## Physiker

Kai. Kopf des fachlichen Ganzen, mit dem Blick fürs Wesentliche und in die Ferne. Ich denke, du bist ein guter Chef, auch wenn du das gar nicht so sein willst, und zusätzlich, und das ist selten, ein guter Kollege. Mit unserem Hang dazu, alles immer sehr genau zu machen, hast du es allerdings nicht immer leicht mit uns... Ach übrigens, nein, mit einer Serie von Ecuador bei der WM 2006 ist nicht zu rechnen. Deine Chancen für eine Endspielkarte über eine TST-Serie sind daher denkbar schlecht.

Matthias. Dies ist, ohne falsche Bescheidenheit, deine *zweite* Diplomarbeit. Alles was ich am Lasertisch und darüber hinaus gelernt habe, weiss ich von dir. Es war mir ein Vergnügen, mehr oder weniger in deinem Namen einige Schrauben am Experiment nur noch ein bisschen fester anzuziehen. Zusammengefasst – Italienische Leidenschaft vereint mit einem gesunden Maß an deutscher Gründlichkeit. Eins noch, kauf dir endlich deine Kamera.

Arne. Nordische Zurückhaltung gepaart mit hintergründigem, mathematischen Geschick. Saftgarant bei unseren Dienstags-Frühstücken, im Labor präsent und einsatzfreudig wie ein Uhrwerk. Die Fähigkeit, zusammen verlorene Kickerspiele nach dem Mittagessen nachträglich statistisch derart zu modifizieren, so daß man rechnerisch gesehen doch irgendwie wieder gewonnen hat, ist sagenhaft... und dafür ein Lächeln.

Sebastian. Die polnische Mauer, kongenialer Kickerpartner, Herr über die mannschaftliche Abwehrreihe. Genau das, was man sich als geschlossenen

Rückhalt erhoffen kann, nicht nur am täglichen Kickertisch. Die Fähigkeit, scharf geschossene Tore mit Ansage aus der eigenen Verteidigung zu erzielen, hat bis heute Maßstäbe gesetzt. Die nächste Seehaus-Maß, auch in denkwürdiger Erinnerung an das Oktoberfest, geht auf mich.

Die Helfershelfer in schwierigen Zeiten, Toni, Gabi und Nicole. Toni, du bist ein Zauberer, danke dafür, Gabi und Nicole – euer Arsenal an Hilfeleistungen ist erstaunlich, ob A wie Aspirin oder V wie Verlängerungsanträge – es wirkt.

Prof. Dr. Hänsch. Dank zum einen für die einfache, unbürokratische Auf- und Übernahme in die Arbeitsgruppe. Dank zum anderen, um sehen zu dürfen, wie sich Forschung mit allen Freiheiten und Möglichkeiten, die man sich nur wünschen kann, mit Kreativität und Pffiffigkeit verbinden lassen kann. Ich habe hier sehr gerne gearbeitet.

#### Noch mehr Physiker

Die Weinfurters (Nadja, Wenjamin, Jürgen, Daniel, Tobias und weitere) und die Reichelts (Michi, Thilo, Phillip und weitere). Espresso, Milchkaffee und Kuchenüberschuss sind sagenumwoben, ihr solltet alle geschlossen in die Konditorei-Wirtschaft überwechseln. Oder, mit neuen Milchschaum-Patent, in den Hoch-Tiefbau. Ich stehe tief in eurer (Kuchen)-Schuld.

#### Nicht-Physiker

#### **Danke**

- für Dich, Nancy, das es Dich gibt. Das Beste und Schönste was ich mir aus Berlin habe mitnehmen dürfen. Bei Dir bin ich zu Hause. Bis gleich.
- für meine Familie – Mama, Papa, Holger und Judith. Wer Euch im Rücken hat, muß sich keine Sorgen machen.
- für sieben schöne Jahre Berlin an Eyk, Sax, Christian, Alb, Peter, Markus, Sophie, Julia, Uta, Jensemman, Eike und die anderen...
- für ein wunderbares Jahr England und alles danach, meine berliner "Engländer" – Chris, Palle und der Mehringdamm 35.
- für schmutzige Lieder, übermäßigen Alkoholgenuß, zwei Kreuzbandrisse und einfach guten Sport: Der Berliner Rugby Club – Kalle und Jungs.
- an meine Rollenspieler – Martin, Nanette, Urs, Kathrin, Emmel.
- an meine alten Heidelberger, für das Gefühl, immer wieder nach Hause zu kommen, wenn ihr da seid – Michi, Klöpschi, Jan, Benni und der Rest meiner alten Gaiberger.





# Erklärung

Mit Abgabe der Diplomarbeit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

München, der 2. Mai 2005.

Florian Henkel

