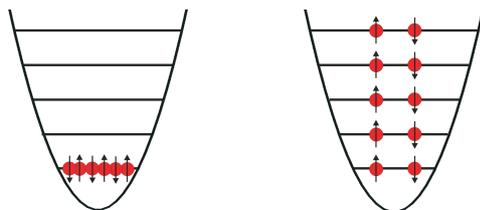


# Präparation einer ultrakalten Bose-Fermi Mischung

Diplomarbeit

von

**Oliver Topić**



angefertigt am  
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von  
Prof. Dr. Jan Arlt

31. Mai 2005



# Präparation einer ultrakalten Bose-Fermi Mischung

Diplomarbeit



angefertigt am  
Institut für Quantenoptik

vorgelegt dem Fachbereich Physik  
der Universität Hannover

Referent: Prof. Dr. Jan Arlt  
Koreferent: Prof. Dr. Karsten Danzmann

31. Mai 2005



# Zusammenfassung

Seit der Realisierung der Bose-Einstein-Kondensation (BEC) in schwach wechselwirkenden Gasen 1995 haben sich ultrakalte Gase zu einem zentralen Modellsystem der Atom- und Molekülphysik entwickelt. In den letzten Jahren haben sich auch Untersuchungen mit quantenentarteten fermionischen Gasen fest in diesem Gebiet etabliert.

Der hier beschriebene Experimentaufbau bietet die faszinierende Möglichkeit, die Wechselwirkung zwischen Bosonen und Fermionen im quantenentarteten Regime zu untersuchen. Dazu werden das fermionische Kalium Isotop  $^{40}\text{K}$  und das bosonische Rubidium Isotop  $^{87}\text{Rb}$  verwendet. Grundsätzliches Ziel dieser Diplomarbeit war die Realisierung einer magneto-optischen Falle (MOT) für  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{40}\text{K}$ .

Zur Realisierung der MOT wurden zunächst zwei unabhängige Lasersysteme aufgebaut. Für das Rubidium wird dazu ein Diodenlasersystem bestehend aus zwei stabilisierten Diodenlasern und einem Tapered Amplifier verwendet. Zum Kühlen des Kaliums wird das stabilisierte Licht eines Titan:Saphir-Lasers benutzt. Die Frequenzen des Lichts beider Systeme werden über akusto-optische Modulatoren gesteuert und mit Hilfe einer einzigen optischen Faser zum Experiment geführt.

Das aufgebaute Vakuum-Doppelkammersystem ermöglicht den Einsatz von Dispensern zur Bereitstellung eines Hintergrundgases aus Kalium und Rubidium in der ersten Kammer bei gleichzeitiger Realisierung eines sehr guten Ultrahoch-Vakuums ( $\sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$ ) in der zweiten Kammer.

Die Besonderheit dieses Experiments ist der mechanische Transfer der Atome in einer Quadrupolfalle zwischen den Experimentierkammern. Dadurch kann auf den Aufbau einer zweiten MOT verzichtet werden. Das so realisierte Experiment zeichnet sich durch seinen einfachen Aufbau und den guten optischen Zugang aus.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den aktuellen Status des Experiments und gibt einen Überblick über die geplanten und bereits realisierten experimentellen Schritte. Die Laserkühlung in einer MOT wurde bereits für beide Elemente realisiert. In dieser Arbeit werden erste Untersuchungen zur Rb-MOT vorgestellt. Vor kurzem erst konnte das erste mal der Transport von Atomen bis in die zweite Kammer realisiert werden, was ein Meilenstein für das Experiment in Richtung quantenentartetes Regime darstellt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Quantenstatistische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Quantengase . . . . .	5
2.1.1	Statistik der Bosonen . . . . .	6
2.1.2	Statistik der Fermionen . . . . .	8
2.2	Ultrakalte Stöße . . . . .	9
2.2.1	Grundlagen der Streutheorie . . . . .	9
2.2.2	Streuung identischer Teilchen bei ultrakalten Temperaturen	14
<b>3</b>	<b>Präparation kalter Atome</b>	<b>15</b>
3.1	Magneto-optische Falle . . . . .	15
3.1.1	Einfangbereich . . . . .	18
3.1.2	MOT unter realen Bedingungen . . . . .	19
3.1.3	Dynamik von Fallen . . . . .	20
3.2	Kompression, optische Melasse und optisches Pumpen . . . . .	23
3.3	Magnetische Fallen . . . . .	25
3.3.1	Quadrupolfalle . . . . .	25
3.3.2	Majorana-Übergänge und harmonische Falle . . . . .	26
3.4	Kühlen bis ins Quantenregime . . . . .	27
3.4.1	Prinzip des evaporativen Kühlens . . . . .	27
3.4.2	Prinzip des sympathetischen Kühlens . . . . .	29
3.5	Rubidium . . . . .	30
3.6	Kalium . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Experimentaufbau</b>	<b>35</b>
4.1	Lasersystem . . . . .	36
4.1.1	Rubidium-Lasersystem . . . . .	36
4.1.2	Kalium-Lasersystem . . . . .	49
4.2	Vakuumsystem . . . . .	53
4.2.1	Beschreibung der Vakuumkomponenten . . . . .	53
4.2.2	Ausbackprozedur und Druckverlauf . . . . .	57
4.2.3	Dispenser . . . . .	57

---

4.3	MOT . . . . .	59
4.3.1	Strahlengang und Justage . . . . .	60
4.3.2	Kompensationsspulen und Spulen zum optischen Pumpen	62
4.3.3	Detektion . . . . .	62
4.4	Transport und Quadrupolspulen . . . . .	64
4.5	Harmonische Magnetfalle - QUIC . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Erste Ergebnisse</b>	<b>71</b>
5.1	Charakterisierung der Rubidium MOT . . . . .	71
5.1.1	Optimierung von Strahldurchmesser, Verstimmung und Magnetfeld . . . . .	71
5.1.2	Laderate und Verlustrate . . . . .	74
5.1.3	Abhängigkeit vom Hintergrundgasdruck . . . . .	75
5.2	Charakterisierung der Quadrupolfalle . . . . .	75
5.2.1	Temperatur in der Quadrupolfalle . . . . .	76
5.2.2	Speicherzeiten der Quadrupolfalle . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>81</b>
<b>A</b>	<b>Schaltpläne Lock-In-Elektronik</b>	<b>83</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Bosonen - Fermionen am absoluten Nullpunkt in einer harmonischen Falle . . . . .	1
2.1	Prinzipieller Verlauf des effektiven Potentials . . . . .	11
2.2	Schematik zur Beschreibung des Streuquerschnitts . . . . .	12
2.3	Streuung zweier identischer, ununterscheidbarer Teilchen . . . . .	14
3.1	Schematik der MOT . . . . .	18
3.2	Schematik der optischen Stöße . . . . .	21
3.3	Optisches Pumpen am Beispiel des $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	24
3.4	Magnetfeld einer Quadrupolfalle . . . . .	25
3.5	Schematische Darstellung der RF-Evaporation . . . . .	28
3.6	Schematik der Rethermalisierung nach der RF-Evaporation . . . . .	29
3.7	Thermschema der $^{87}\text{Rb}$ -D2-Linie . . . . .	31
3.8	Thermschema der $^{40}\text{K}$ -D2-Linie . . . . .	32
4.1	Schematik des Lasertisch-Aufbaus . . . . .	37
4.2	Prinzip der Sättigungsspektroskopie . . . . .	38
4.3	Prinzip der Lock-In-Elektronik . . . . .	39
4.4	Eichung des Temperaturcontrollers . . . . .	40
4.5	Diodenlaserstabilisierung . . . . .	41
4.6	Verwendeter Diodenlaser in Littrow-Anordnung . . . . .	41
4.7	Schwebungssignal der verwendeten Diodenlaser . . . . .	42
4.8	Sättigungsspektroskopiesignal $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	44
4.9	Optische Bereich in einem Tapered Amplifier . . . . .	45
4.10	Numerische Simulation der Lichtausbreitung im Tapered Amplifier . . . . .	45
4.11	TA Eingangs- und Ausgangsoptik . . . . .	46
4.12	Tapered Amplifier . . . . .	47
4.13	Vergleich des Rubidium Laserstrahlprofils . . . . .	48
4.14	Ausgangsleistung des TA - Polarisation . . . . .	48
4.15	Ausgangsleistung des TA - Injektion . . . . .	49
4.16	Strahlengang im Ti:Sapphire-Laser . . . . .	50
4.17	Sättigungsspektroskopiesignal $^{39}\text{K}$ . . . . .	51
4.18	Schematischer Aufbau des Vakuumsystems . . . . .	54

---

4.19	Strom - Druck Diagramm für die Ionen-Getter-Pumpen . . . . .	55
4.20	Schiffchen für Dispenser . . . . .	58
4.21	Dispenserhalter und Durchführung . . . . .	59
4.22	MOT-Strahlengang . . . . .	61
4.23	Eichung der Photodiode . . . . .	64
4.24	Schlitten mit Quadrupol-Spulen . . . . .	65
4.25	Messungen des Magnetfeldes der Quadrupolfalle . . . . .	66
4.26	Magnetfalle in QUIC-Konfiguration . . . . .	67
4.27	Magnetfeld der QUIC-Spule . . . . .	68
4.28	Vergleich der Magnetfeldmessungen mit Simulation . . . . .	69
5.1	Anzahl der in der MOT gefangenen Atome in Abhängigkeit von der Verstimmung . . . . .	73
5.2	Ladekurve der MOT . . . . .	74
5.3	Zerfallskurve der MOT . . . . .	76
5.4	Fallkurve der Atomwolke . . . . .	77
5.5	Zeitliche Entwicklung des Atomwolkenradius . . . . .	78
5.6	Speicherzeit der Atome in der Quadrupolfalle . . . . .	79
A.1	Schaltplan des Proportional-Integral Regelelektronik . . . . .	84
A.2	Schaltplan der Lock-In-Elektronik Blatt 1 . . . . .	85
A.3	Schaltplan der Lock-In-Elektronik Blatt 2 . . . . .	86

# EINLEITUNG

Bereits seit Plancks Quantenhypothese zur Beschreibung der Schwarzkörperstrahlung versuchen Wissenschaftler die Phänomene der Quantennatur zu erforschen und zu nutzen. Zur Erforschung quantenstatistischer Phänomene sind Atome bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt besonders geeignet. Bei ultrakalten Temperaturen überlappen die Wellenpakete der einzelnen Atome und diese können somit nicht mehr klassisch behandelt werden.

Von ganz besonderem Interesse ist die Beobachtung des unterschiedlichen Verhaltens von Teilchen mit ganzzahligem (Bosonen) und halbzahligem Gesamtspin (Fermionen). Ein spektakulärer Effekt der bosonischen Statistik ist die von Einstein 1925 vorausgesagte [1] und von drei Forschergruppen 1995 nahezu zeitgleich beobachtete Bose-Einstein-Kondensation (BEC) [2, 3]. Sie zeichnet sich durch eine makroskopische Besetzung des Grundzustands durch die Bosonen bei ultrakalten Temperaturen aus. Die Realisierung des BEC wurde 2001 mit dem Nobelpreis an Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle und Carl E. Wieman gewürdigt.

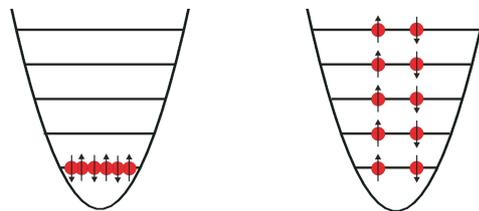


Abbildung 1.1: Bosonen - Fermionen am absoluten Nullpunkt in einer harmonischen Falle

Auch Fermionen werden mittlerweile bis in das quantenentartete Regime gekühlt [4]. Fermionen werden jedoch durch das sogenannte Pauli-Verbot daran gehindert, identische Zustände zu besetzen und zeigen daher bei ultrakalten Temperaturen ein vollkommen anderes Verhalten. So wird am Temperaturnullpunkt jeder Zustand immer nur von einem Fermion besetzt. Die Erzeugung quantenentarteter Fermionen wurde erst durch die Anwendung des sogenannten sympathetischen Kühlens möglich. Durch die Verwendung eines zweiten Gases (anderer Zustand, anderes Isotop oder anderes Element) wird dabei das Pauli-Verbot für s-Wellen-Streuung umgangen.

Das Kühlen von Gasgemischen verschiedener Elemente bis ins quantenentartete Regime konnte bis jetzt nur von wenigen Gruppen realisiert werden. Neben der Erzeugung eines BEC aus zwei unterschiedlichen atomaren Spezies [5] bilden vor allem Gemische aus Bosonen und Fermionen durch ihr unterschiedliches Verhalten ein interessantes Forschungsgebiet. Mittlerweile wurden zwei unterschiedliche Bose-Fermi-Mischungen bis ins quantenentartete Regime gekühlt. Neben dem hier behandelten System aus Kalium und Rubidium wurde in der Gruppe von W. Ketterle [6] ein quantenentartetes Gemisch aus fermionischem Lithium und bosonischem Natrium erzeugt.

Ein Meilenstein auf dem Weg zur Realisierung einer Mischung aus fermionischem  $^{40}\text{K}$  und bosonischem  $^{87}\text{Rb}$  war die Erzeugung der ersten magneto-optischen Falle für  $^{40}\text{K}$  in der Gruppe von M. Inguscio [7]. Auch die ersten Bose-Einstein-Kondensate mit  $^{41}\text{K}$  [8, 5] konnten dort mit Hilfe sympathetischen Kühlens durch  $^{87}\text{Rb}$  realisiert werden. Das erste quantenentartete Fermi-Gas aus  $^{40}\text{K}$  wurde allerdings 1999 mit Hilfe sympathetischen Kühlens zweier unterschiedlicher Zustände in der Gruppe von D. Jin erreicht [4]. Die ersten Mischungen aus quantenentarteten Rubidium und Kalium wurden dann 2002 in den Arbeitsgruppen von Inguscio [9] und von D. Jin [10] realisiert.

Neben den ersten Beobachtungen von reinen Fermigasen [11] und Mischungen wurden mittlerweile weitere entscheidende Versuche an diesen Systemen vorgenommen. Vor allem die Erzeugung eines BECs aus ultrakalten Molekülen [12] verspricht neue Einsichten in die Physik.

Zur Erzeugung eines Molekül-BECs aus ultrakalten Atomen werden sogenannte Feshbach-Resonanzen [13] ausgenutzt. Diese beruhen auf der energetischen Verschiebung des molekularen Wechselwirkungspotenzials in einem starken magnetischen Feld. Resonanzen in reinem  $^{40}\text{K}$  wurden mittlerweile vermessen und auch schon zur Herstellung eines Molekül-BECs ausgenutzt [12]. Stand aktueller Untersuchungen ist die Erzeugung und Beobachtung des BEC-BCS-Übergangs in diesem System [14]. Dazu werden wieder Feshbach-

Resonanzen ausgenutzt um den Übergang vom schwach gebundenen bosonischem Molekül zum fermionischen Cooperpaar zu steuern.

Der rasche experimentelle und theoretische Fortschritt der letzten Jahren hat eine Vielzahl neuer Fragen aufgeworfen. So sind z.B. Feshbach-Resonanzen auch in heteronukleare Mischungen (im speziellen auch für  $^{40}\text{K} - ^{87}\text{Rb}$ ) vorhergesagt [15] und beobachtet [10] worden. Das Verhalten solcher Moleküle sollte von der Dipol-Dipol-Wechselwirkungen beeinflusst werden. Deren Beobachtung ist eines der Ziele des vorgestellten experimentellen Aufbaus.

Zur Motivation des Experiments gibt das **zweite Kapitel** dieser Arbeit einen kurzen Einblick in die grundlegenden Eigenschaften ultrakalter Gase, die experimentell untersucht werden sollen.

Im **dritten Kapitel** werden die Prinzipien zum Erreichen des quantenentarteten Regimes erläutert. Dabei wird sowohl auf die im Experimentaufbau schon realisierten, als auch auf die noch im Aufbau befindlichen Verfahren eingegangen. Außerdem werden Ansätze zur Beschreibung experimenteller Größen gegeben die zur Deutung erster Ergebnisse benötigt werden.

Das **vierte Kapitel** widmet sich dem experimentellen Aufbau und hebt die Besonderheiten dieses Experimentaufbaus hervor.

Im **fünften Kapitel** werden die erreichten Ergebnisse der ersten Kühlschritte vorgestellt. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der bereits gut charakterisierten magneto-optischen Falle für Rubidium.

Im **sechsten Kapitel** gebe ich eine kurze Zusammenfassung meiner Arbeit und einen Ausblick auf zukünftige Experimente mit dem vorgestellten Aufbau.



---

# QUANTENSTATISTISCHE GRUNDLAGEN

Dieses Kapitel gibt eine kurze theoretische Einführung in das Gebiet der quantenentarteten Gase. Dazu wird zunächst die Quantenstatistik bosonischer und fermionischer Teilchen behandelt und die Unterschiede werden herausgestellt. Im folgenden Abschnitt werden die grundlegenden Prinzipien von Stößen ultrakalter Teilchen erläutert. Diese sind wesentlich für das Verständnis der im nächsten Kapitel beschriebenen evaporativen und sympathetischen Kühlverfahren.

## 2.1 Quantengase

Bei Raumtemperatur ist es nicht möglich, die quantenstatistischen Eigenschaften von Teilchen zu beobachten. Durch starkes Kühlen eines Ensembles kann aber die de-Broglie-Wellenlänge

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}} \quad (2.1)$$

der einzelnen Teilchen vergrößert und damit ihre quantenstatistischen Eigenschaften meßbar gemacht werden. Im Folgenden werden theoretische Überlegungen vorgestellt, die zeigen unter welchen Bedingungen dieses Regime erreichbar ist und welches die charakteristischen Größen dafür sind.

Im klassischen Regime (hohe Temperaturen und geringe Dichten) verteilen sich Teilchen bei einer festen Temperatur  $T$  entsprechend der Boltzmann-Verteilung

$$N(\varepsilon_i) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/(k_B T)}} \quad (2.2)$$

statistisch auf die unterschiedlichen Energieniveaus  $\varepsilon_i$ . Das chemische Potenzial  $\mu$  ist implizit durch die Normierungsbedingung

$$\sum_{i=0}^{\infty} N(\varepsilon_i) = N \quad (2.3)$$

gegeben und ist anschaulich gleich der Energie, welche benötigt wird, um dem Ensemble ein weiteres Teilchen hinzuzufügen

$$\mu = \frac{\partial E}{\partial N}. \quad (2.4)$$

Der Übergang vom klassischen zum quantenstatistischen Regime findet erst bei ultrakalten Temperaturen statt (auf den Fall sehr hoher Dichten wird hier nicht eingegangen). Dabei zeigen Teilchen mit ganzem (Bosonen) und halbzahligen Spin (Fermionen) ein unterschiedliches Verhalten, das im Folgenden kurz beschrieben wird.

### 2.1.1 Statistik der Bosonen

Teilchen mit ganzzahligem Spin werden Bosonen genannt. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass sich ihre Vielteilchenwellenfunktion symmetrisch bei Austausch zweier Teilchen verhält. Die statistische Verteilung auf die einzelnen Energieniveaus beschreibt die Bosestatistik, gegeben durch

$$N(\varepsilon_i) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/(k_B T)} - 1}. \quad (2.5)$$

Bei konstanter Teilchenzahl  $N$  und sinkender Temperatur  $T$  erhöht sich das chemische Potenzial  $\mu$ , um die Normierungsbedingung (2.3) weiter zu erfüllen. Das chemische Potenzial  $\mu$  ist durch die Grundzustandsenergie  $\varepsilon_0$  nach oben beschränkt, da es sonst zu einer physikalisch unsinnigen negativen Besetzung des Grundzustands kommen würde. Folglich ergibt sich die maximale Besetzung eines thermischen Niveaus ( $\varepsilon_i > \varepsilon_0$ ) zu

$$N^{max}(\varepsilon_i) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \varepsilon_0)/(k_B T)} - 1}. \quad (2.6)$$

Die Summe aller Atome in thermischen Niveaus ( $N^{th}$ ) berechnet sich damit zu

$$N^{th} \leq \sum_{i=1}^{\infty} N^{max}(\varepsilon_i) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \varepsilon_0)/(k_B T)} - 1}. \quad (2.7)$$

Für die Anzahl der Atome im Grundzustand ergibt sich somit mindestens

$$N(\varepsilon_0) = N - N^{th}. \quad (2.8)$$

Für  $\mu \rightarrow \varepsilon_0$  erfolgt eine makroskopische Besetzung des Grundzustands ( $N(\varepsilon_0) \simeq N$ ). Dieser Zustand wird Bose-Einstein-Kondensation genannt.

### Bosonen in einer harmonischen Falle

Solange die kinetische Energie eines Systems sehr viel größer als der Abstand der Energieniveaus und die Grundzustandsenergie ist, kann letztere vernachlässigt ( $\varepsilon_0 = 0$ ) werden. Die Summe über diskrete Energieniveaus kann dann durch ein Integral über eine Zustandsdichte ersetzt werden. Mit diesen Näherungen ergibt sich für den thermischen Anteil der Atome

$$N_{th} = \int_0^\infty g(\varepsilon)N(\varepsilon)d\varepsilon. \quad (2.9)$$

Im Potenzial einer dreidimensionalen, rotationssymmetrischen harmonischen Falle

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_r^2x^2 + \omega_r^2y^2 + \alpha^2\omega_r^2z^2) \quad (2.10)$$

charakterisiert durch die Fallenfrequenzen  $\omega_x = \omega_r$ ,  $\omega_y = \omega_r$ ,  $\omega_z = \alpha\omega_r$ , können die diskreten Energieniveaus (ohne Grundzustandsenergie)

$$\varepsilon_{n_x, n_y, n_z} = \hbar\omega_r(n_x + n_y + \alpha n_z) \quad n_{x,y,z} \in \mathbb{N} \quad (2.11)$$

durch die Zustandsdichte  $g(\varepsilon)$  beschrieben werden

$$g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{2\alpha(\hbar\omega_r)^3}. \quad (2.12)$$

Zur Beschreibung der thermischen Atome oberhalb der kritischen Temperatur ( $T_c$ ) kann das chemische Potenzial vernachlässigt werden und Gleichung (2.9) wird zu

$$N_{th} = \int_0^\infty \frac{\varepsilon^2}{2\alpha(\hbar\omega_r)^3} \frac{1}{e^{\varepsilon/k_B T} - 1} d\varepsilon. \quad (2.13)$$

Dieses Integral ergibt

$$N_{th} = \frac{\zeta(3)}{\alpha} \left( \frac{k_B T}{\hbar\omega_r} \right)^3 \quad (2.14)$$

mit der Riemannschen  $\zeta$ -Funktion, deren Lösungen tabellarisch vorliegen.

Um die Temperatur zu bestimmen, bei der der Phasenübergang zur Bose-Einstein-Kondensation stattfindet, wird der Fall betrachtet in dem die Besetzungswahrscheinlichkeit des Grundzustands gegen Null strebt ( $N(\varepsilon_0) \rightarrow 0$ ). Somit ist  $N_{th} = N$  und die kritische Temperatur ergibt sich aus

$$k_B T_C = \hbar\omega_r \left( \frac{\alpha N}{\zeta(3)} \right)^{1/3} = 0,94\hbar\omega_r(\alpha N)^{1/3}. \quad (2.15)$$

Mit  $N_{th} = N - N(\varepsilon_0)$  ergibt sich daraus eine Abschätzung für den kondensierten Anteil der Atome bei einer bestimmten Temperatur zu

$$\frac{N(\varepsilon_0)}{N} = 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^3. \quad (2.16)$$

## Phasenraumdichte

Einen zu  $T_c$  alternative Größe zur Beschreibung des Phasenübergangs zur Bose-Einstein-Kondensation ist die Phasenraumdichte  $\rho_{psd}$ . Sie beschreibt die Anzahl der Teilchen die sich in einem Würfel mit der de-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{dB}$  als Kantenlänge befinden

$$\rho_{psd} = n \cdot \lambda_{dB}^3 . \quad (2.17)$$

Wenn die Phasenraumdichte in der Größenordnung von 1 ist, beginnen die Wellenpakete der Atome zu überlappen und die Kondensation setzt ein.

Zur genaueren Bestimmung des Phasenübergangs wird in [16] eine allgemeinere Beschreibung der Zustandsdichte untersucht. Diese liefert folgende Gleichung für die Dichte eines atomaren Gases für ein beliebiges Potenzial  $U$

$$n(\vec{r}) = \frac{1}{\lambda_{dB}^3(T)} g_{3/2} \left( e^{-(U(\vec{r})-\mu)/k_B T} \right) \quad \text{mit} \quad g_\alpha(x) = \sum_0^\infty \frac{x^l}{l^\alpha} . \quad (2.18)$$

Mit einem Potenzialminimum von  $U(\vec{r} = 0) = U_0$  am Ort  $\vec{r} = 0$  setzt die Kondensation für  $\mu \approx U_0$  ein. Somit ergibt sich aus (Gl. 2.18)

$$n(0) = \frac{1}{\lambda_{dB}^3(T_c)} g_{3/2}(1) \quad (2.19)$$

und somit die vom Potenzial unabhängige Phasenraumdichte für die Bose-Einstein-Kondensation zu

$$\rho_{psd} = n(0) \cdot \lambda_{dB}^3(T_c) = g_{3/2}(1) \approx 2,612 . \quad (2.20)$$

Diesen Wert gilt es zu erreichen, um BEC im Experiment beobachten zu können.

### 2.1.2 Statistik der Fermionen

Teilchen mit halbzahligem Spin werden Fermionen genannt. Ihre Gesamtwellenfunktion verhält sich antisymmetrisch bezüglich Vertauschung zweier Teilchen. Die Verteilung auf die verschiedenen Energieniveaus wird durch die Fermi-Dirac-Verteilung

$$N(\varepsilon_i) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/(k_B T)} + 1} . \quad (2.21)$$

beschrieben. Das chemische Potenzial  $\mu$  ist wiederum durch die Normierungsbedingung (2.3) festgelegt. Anders als bei der Bose-Verteilung gibt es für das chemische Potenzial hier keine Beschränkung durch einen Maximalwert und somit auch keinen Phasenübergang durch eine makroskopische Besetzung eines Zustands. Die größtmögliche mittlere Besetzung eines Zustands ist nach (2.21) eins und entspricht dem Pauli-Verbot.

### Fermionen in einer harmonischen Falle

Da die Annahmen, die zur Zustandsdichte (2.12) innerhalb einer harmonischen Falle geführt haben, unabhängig von der Art der Teilchen sind, kann diese hier übernommen werden. Mit der Fermi-Dirac-Verteilung (2.21) wird die Normierungsbedingung (2.3) zu

$$N = \int_0^\infty g(\varepsilon)N(\varepsilon)d\varepsilon = \int_0^\infty \frac{\varepsilon^2}{2\alpha(\hbar\omega_r)^3} \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/k_bT} + 1} d\varepsilon . \quad (2.22)$$

Für  $T = 0$  ist die Besetzungswahrscheinlichkeit, bestimmt durch die Fermi-Dirac-Verteilung, für Energieniveaus kleiner oder gleich der Fermienergie ( $E_F \equiv \mu(T = 0, N)$ ) gleich eins und für höhere Niveaus gleich null. Damit kann Gleichung (2.22) für  $T = 0$  gelöst werden (z.B. in [17]) und ergibt für die Fermienergie

$$E_F = \hbar\omega_r(6\alpha N)^{1/3}. \quad (2.23)$$

Da es bei den Fermionen bei niedrigen Temperaturen nicht zu einem Phasenübergang sondern zu einem stetigen Übergang zum quantenentarteten Regime kommt, existiert keine zu  $T_c$  bei den Bosonen analoge Übergangstemperatur. Daher wird die Fermi-Temperatur  $T_F$  über die Fermienergie definiert

$$k_B T_F = E_F = \hbar\omega_r(6\alpha N)^{1/3} . \quad (2.24)$$

## 2.2 Ultrakalte Stöße

Die zwei möglichen Kühlverfahren zum Erreichen des quantenentarteten Regimes beruhen auf Prinzipien, deren Effizienz stark durch Stöße ultrakalter Atome bestimmt wird.

Um diese bewerten und charakterisieren zu können, werden die grundsätzlichen Prinzipien und die charakteristischen Größen der kalten Stöße im Folgenden vorgestellt.

### 2.2.1 Grundlagen der Streutheorie

In diesem Abschnitt werden zunächst Grundbegriffe der allgemeinen Streutheorie vorgestellt, um im nächsten Abschnitt auf die Besonderheiten einzelner experimentell relevanter Streuprozesse eingehen zu können.

#### Streumplitude

Um einen Zwei-Teilchen-Stoßprozess zu beschreiben, wird das Problem zunächst auf einen Ein-Teilchen-Streuprozess mit effektiver Masse  $m = (m_1 m_2)/(m_1 + m_2)$  an einem Zentralpotenzial  $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = V(\mathbf{r})$  reduziert. Des Weiteren werden

der relative Impuls  $\mathbf{p}$  und die relative Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  eingeführt. Im Fernfeld ( $\mathbf{r} \rightarrow \infty$ ), das heißt im Bereich ohne Wechselwirkung ( $V \rightarrow 0$ ), kann das Teilchen durch die Gesamtwellenfunktion

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \propto e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.25)$$

beschrieben werden. Das als ebene Welle ( $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ ) einfallende Teilchen wird dabei mit dem gestreuten Anteil überlagert. Die Streuung wird, analog zur Optik, durch eine Kugelwelle ( $\frac{e^{ikr}}{r}$ ) mit gleichem Impulsbetrag  $k$  beschrieben. Aufgrund ihrer Anisotropie wird die Streuung durch die Streuamplitude  $f$  in Abhängigkeit von der Streurichtung ( $\theta$ ) gewichtet (keine Abhängigkeit von  $\varphi$ , da rotations-symmetrisch zur Einfallachse des Teilchens). Die Streuamplitude lässt sich wie folgt durch die Wechselwirkung im Nahfeld, also im Bereich des Potentials ( $r'$ ), beschreiben [18]

$$f(k, \theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int e^{i\vec{k}'\vec{r}'} V(\vec{r}') \psi_{\vec{k}}(\vec{r}') d^3r'. \quad (2.26)$$

### Partialwellen

Zur Vereinfachung kann die Streuamplitude für Zentralpotenziale in sogenannte Partialwellen [19] zerlegt werden

$$f(k, \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) (e^{2i\delta_l-1} P_l(\cos(\theta))) \quad \cos(\theta) = \frac{\vec{k}\vec{k}'}{k^2}, \quad (2.27)$$

wobei  $l = 0, 1, 2, \dots$  den Anteil der s,p,d... Partialwelle definiert und  $P_l$  für das  $l$ -te Legendre-Polynom steht. Damit ist das Problem des Streuquerschnitts auf die Bestimmung der sogenannten Streuphase  $\delta_l$  begrenzt worden und lässt sich für jede Teilwelle separat lösen.

### Streuphase und effektives Potenzial

Zur Bestimmung der Streuphase betrachtet man Partialwellen für ein beliebiges Zentralpotential, die wie folgt beschrieben werden können

$$\varphi_{k,l,m}(\vec{r}) = R_{k,l}(r) Y_l^m(\theta, \varphi) = \frac{1}{r} u_{k,l}(r) Y_l^m(\theta, \varphi). \quad (2.28)$$

Darin sind  $u_{k,l}$  die Lösung der Radialgleichung

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V_{eff} - E \right] u_l = 0 \quad (2.29)$$

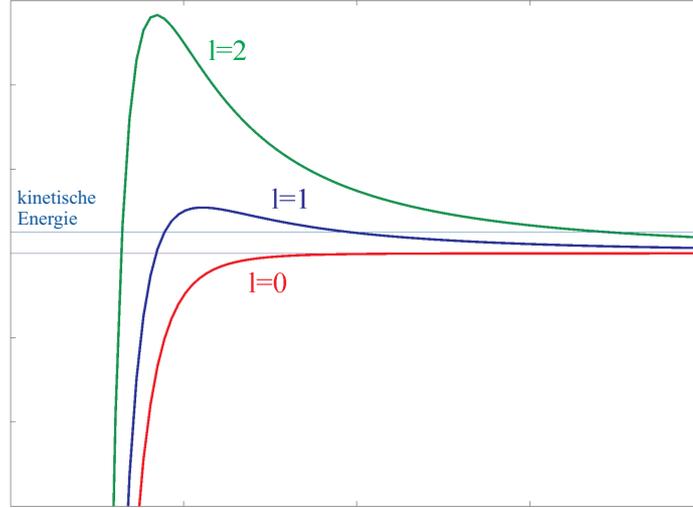


Abbildung 2.1: Prinzipieller Verlauf des effektiven Potentials für s- ( $l = 0$ ), p- ( $l = 1$ ) und d- ( $l = 2$ ) Wellenstreuung. Bei geringer kinetischer Energie kann die Potenzialbarriere für  $l > 0$  nicht überwunden werden.

mit dem effektiven Potenzial

$$V_{eff} = V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}. \quad (2.30)$$

Der erste Term des Potentials kann durch eine langreichweitige Wechselwirkung in Form von  $-C_n/r^n$  genähert werden. Das  $n$  beschreibt dabei die Ordnung der Wechselwirkung und  $C_n$  ist der spezifische Streukoeffizient. Für Stöße von Atomen im  $S$ -Zustand wird mit  $n = 6$  die van der Waals-Wechselwirkung, für zwei Atome im  $P$ -Zustand mit  $n = 5$  die Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkung und für ein Atom im  $S$  und ein Atom im angeregten  $P$ -Zustand mit  $n = 3$  die erlaubte Dipol-Dipol-Wechselwirkung beschrieben.

Der zweite Term in (2.30) wird auch Zentrifugalbarriere (Abb. 2.1) genannt und führt dazu, dass bei niedrigen Temperaturen nur noch der Anteil der s-Welle wesentlich zur Streuung beiträgt.

Für den asymptotischen Fall  $r \rightarrow \infty$  reduziert sich Gleichung (2.29) zu

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + k^2 \right] u_{k,l} \approx 0 \quad (2.31)$$

mit der Lösung

$$u_l \propto \sin(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l), \quad (2.32)$$

welche im Vergleich zur Entwicklung der Kugelwellen in Abwesenheit eines Potentials um eine Phase  $\delta_l$ , die Streuphase, verschoben ist.

### Streuquerschnitt

Experimentell wird zur Beschreibung der Streuung der differentielle Streuquerschnitt ermittelt. Dazu wird die Anzahl  $dn$  der Teilchen gemessen, die pro Zeiteinheit auf einen Detektor treffen, der den Raumwinkel  $d\Omega$  abdeckt (Abb. 2.2).

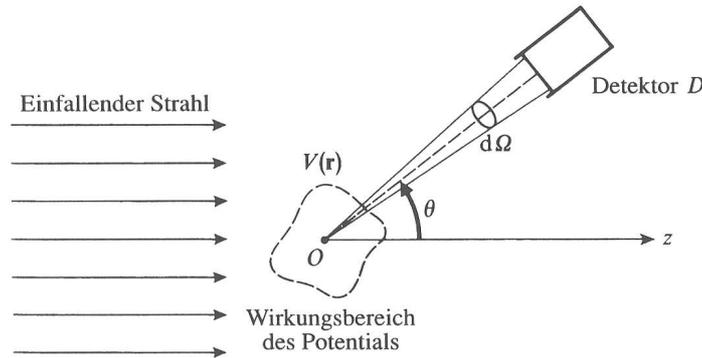


Abbildung 2.2: Schematik zur Beschreibung des Streuquerschnitts entnommen aus [18]

Dies ist proportional zu dem Teilchenstrom  $F_i$  und dem Raumwinkel  $d\Omega$ . Damit ergibt sich mit dem Proportionalitätsfaktor  $\sigma(\theta, \phi)$

$$dn = F_i \sigma(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.33)$$

für die Anzahl der detektierten Teilchen. Der Faktor  $\sigma(\theta, \phi)$  hat die Einheit einer Fläche und wird differentieller Streuquerschnitt oder differentieller Wirkungsquerschnitt genannt. Der totale Streuquerschnitt stellt ein Maß für die gesamte Streuung dar und ergibt sich aus der Integration über den gesamten Raumwinkel

$$\sigma = \int \sigma(\theta, \phi) d\Omega . \quad (2.34)$$

Durch die Betrachtung des "Wahrscheinlichkeitsflusses"[18] lässt sich zeigen, dass für den differentiellen Streuquerschnitt folgender Zusammenhang gilt

$$\frac{d\sigma(k, \theta)}{d\Omega} = |f(k, \theta)|^2 . \quad (2.35)$$

Damit ergibt sich der totale Streuquerschnitt

$$\sigma(k) = \int |f(k, \theta)|^2 d\Omega = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) \sin^2(\delta_l(k)) = \sum_l \sigma_l(k) \quad (2.36)$$

aus der Summe der Streuquerschnitte der einzelnen Partialwellen. Dies ist vor allem dann von Bedeutung, wenn nicht alle Partialwellen merklich zur Streuung beitragen, weil die kinetische Energie eines Teilchen nicht ausreicht, um die vom Drehimpuls  $l$  abhängige Potenzialbarriere zu überwinden. So tragen nur noch die Partialwellen mit kleinem  $l$ , vor allem die  $s$ -Wellen wesentlich zur Streuung bei. Nähere Betrachtungen für Potentiale, die schneller als  $1/r^2$  abfallen, führen zum Wigner-Gesetz: Der Beitrag der partiellen Streuquerschnitte am gesamten Streuquerschnitt nimmt mit kleiner werdender Energie ab [20]

$$\sigma_l \propto (\delta_l/k)^2 \propto k^{4l} \propto E^{2l} . \quad (2.37)$$

### Streulänge

Die Streulänge  $a$  ist über den totalen Wirkungsquerschnitt bei verschwindender Teilchenenergie definiert

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma = 4\pi a^2 . \quad (2.38)$$

Sie beschreibt eine Art effektiven Streuradius und beinhaltet Informationen über die Art und Stärke des Streupotenzials.

Geometrisch ergibt sich  $a$  als Schnittpunkt der Tangente an der Radialwellenfunktion  $u_l(r)$  (2.32) an der Stelle  $R_0$ , welche das Potenzial begrenzt. Bei kleinen Energien ( $k \rightarrow 0$  und  $l = 0$ ) kann  $a$  wie folgt beschrieben werden

$$a = \pm \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\sin(\delta)}{k} . \quad (2.39)$$

Das Vorzeichen wird im Allgemeinen auf  $-$  festgelegt. Mit dieser Definition gibt das Vorzeichen der Streulänge an, ob ein Potenzial attraktiv (negative Streulänge) oder repulsiv (positive Streulänge) ist.

Potenzialreichweite und Streulänge sind in dünnen ultrakalten Gasen wesentlich kleiner als der mittlere Teilchenabstand. Die  $s$ -Wellen-Streuung wird deshalb auf ein Kontaktpotenzial

$$V(\mathbf{r}) = g\delta(\mathbf{r}) \quad (2.40)$$

reduziert, mit einer Kopplungskonstante  $g$ , die abhängig von der Streulänge ist

$$g = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} . \quad (2.41)$$

Diese Beschreibung des Potentials über die Streulänge wird zur Beschreibung der Wechselwirkung der ultrakalten Bosonen in der Gross-Pitaevkii Gleichung verwendet.

## 2.2.2 Streuung identischer Teilchen bei ultrakalten Temperaturen

Identische Teilchen im gleichen Zustand sind ununterscheidbar. Daher kann auch ein Detektor nicht unterscheiden, welches der beiden Teilchen (siehe Zeichnung 2.3) ihn erreicht.

Der Unterschied zwischen Bosonen und Fermionen besteht aber gerade darin,

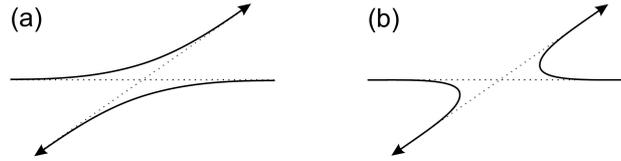


Abbildung 2.3: Streuung zweier identischer, ununterscheidbarer Teilchen - Fall a) und b) werden durch die gleiche (anti-)symmetrische Wellenfunktion beschrieben

dass sich bei Austausch zweier Teilchen die Wellenfunktion symmetrisch bzw. antisymmetrisch verhält. Mit diesen Annahmen wird die Wellenfunktion für den gestreuten Anteil zu

$$\Psi_S = [f(\theta) \pm f(\pi - \theta)] \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (2.42)$$

mit dem positiven Vorzeichen für Bosonen und dem Negativen für Fermionen [21]. Für den differentiellen Querschnitt ergibt sich damit

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = |f(\theta) \pm f(\pi - \theta)|^2 \quad (2.43)$$

$$= |f(\theta)|^2 + |f(\pi - \theta)|^2 \pm 2\text{Re}[f(\theta)f^*(\pi - \theta)]. \quad (2.44)$$

Der letzte Term beschreibt die Interferenz identischer Teilchen und führt dazu, dass bei Fermionen alle geraden und bei den Bosonen alle ungeraden Partialwellen destruktiv interferieren und so nicht zur Streuung beitragen. Durch konstruktive Überlagerung, also bei ungeraden (Fermionen) bzw. geraden (Bosonen) Partialwellen verdoppelt sich der im vorherigen Abschnitt berechnete Streuquerschnitt und ergibt folglich für den s-Wellen-Streuquerschnitt

$$\sigma_0 = 8\pi a^2. \quad (2.45)$$

Der Effekt der destruktiven Interferenz führt wie oben beschrieben dazu, dass die s-Wellen-Streuung für Fermionen nicht stattfindet. Bei niedrigen Temperaturen, das heißt kleinen Teilchenenergien, kommt es dadurch zu einer Unterdrückung der elastischen Stöße. Die kinetische Energie der Teilchen reicht dann nicht mehr aus, das effektive Potenzial der p-Wellen-Streuung zu überwinden.

---

# PRÄPARATION KALTER ATOME

Zur Erzeugung ultrakalter Atome sind mehrere Kühl Schritte nötig. In diesem Kapitel werden die experimentell verwendeten Verfahren zum Erreichen des quantenentarteten Regimes vorgestellt. Dabei wird sowohl auf die bereits realisierten Kühlverfahren als auch auf die Prinzipien der noch folgenden Schritte eingegangen. Die Anordnung in diesem Kapitel entspricht der chronologischen Abfolge während der Präparation der Atome.

Zunächst wird das Prinzip der magneto-optischen Falle, sowie ihre charakteristischen Größen und die auftretenden Verlustprozesse erklärt. Darauf folgt eine Einführung in die Verfahren zur Erhöhung der Phasenraumdichte und zur Optimierung des Umladeprozesses in eine magnetische Quadrupolfalle durch Komprimierung der Atome, optische Melasse und optisches Pumpen. Das Prinzip der magnetischen Speicherung ist das Thema des darauf folgenden Abschnitts. Der Beschreibung dieser schon realisierten Fang- und Kühlverfahren folgt ein Abschnitt, der den abschließenden Kühlprozess durch evaporatives, bzw. sympathetisches Kühlen beschreibt.

Da die vorgestellten Prozesse abhängig von den atomaren Eigenschaften sind, werden am Ende des Kapitels die beiden verwendeten Elemente Kalium und Rubidium und ihr spezifisches Verhalten in den Fallen vorgestellt.

## 3.1 Magneto-optische Falle

Die zuerst 1987 realisierte magneto-optische Falle (MOT) [22] hat sich mittlerweile zu dem Standard-Kühlverfahren für dünne Gase entwickelt. Genauere Untersuchungen zur Laserkühlung wurden durch die Vergabe des Nobel-Preises

1997 an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips gewürdigt.

### Prinzip der MOT

Das Prinzip der MOT beruht auf der sogenannten Spontankraft  $F_{sp}$ , die auf ein Atom wirkt, welches Photonen absorbiert. Dabei wird dem Atom im Mittel ein Impuls in Richtung der Photonen übertragen, da die Absorption immer nur aus einer Richtung, die Emission aber spontan in alle Richtungen erfolgt.

Die Spontankraft ist das Produkt aus dem Impuls ( $\hbar\vec{k}$ ), der durch ein Photon übertragen wird und der Streurrate

$$\Gamma_{sc} = \Gamma \cdot \rho_{ee} \quad \text{mit} \quad \rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.1)$$

die sich wiederum aus der Zerfallsrate  $\Gamma = 1/\tau$  und der, aus den optischen Blochgleichungen stammenden, Besetzungswahrscheinlichkeit  $\rho_{ee}$  zusammensetzt. Mit der Sättigungsintensität

$$I_{sat} = \frac{\pi\hbar c}{3\lambda^3\tau}, \quad (3.2)$$

bestimmt durch Übergangswellenlänge ( $\lambda$ ) und Lebensdauer des angeregten Zustands ( $\tau$ ), ergibt sich so für die Spontankraft

$$\vec{F}_{sp} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (3.3)$$

Dabei beschreibt  $\delta$  die Verstimmung des Laserstrahls zur Resonanz und  $I$  dessen Intensität.

Bei fester Frequenz des Lasers ist die Verstimmung  $\delta_{\pm} = \delta_L \mp \delta_D$  für ein Atom mit der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  abhängig von der Frequenzverschiebung zwischen Resonanzfrequenz und Laser  $\delta_L = \omega_0 - \omega_L$  und der Dopplerverschiebung  $\delta_D = |\vec{k}\vec{v}|$ . Befindet sich das Atom im Lichtfeld zweier entgegenlaufender Laser, resultiert daraus für  $\delta < 0$  eine effektiv abbremsende Kraft auf das Atom, da durch die geringere Verstimmung mehr Photonen aus dem entgegenlaufenden Strahl absorbiert werden. Die abbremsende Kraft auf das Atom ergibt sich aus der Addition der beiden Spontankräfte

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\delta_{\pm}/\Gamma)^2} \quad (3.4)$$

zu

$$\vec{F}_{dop} \cong \frac{8\hbar k^2 \delta_L \vec{v}}{\Gamma[1 + I/I_0 + (2\delta_L/\Gamma)^2]^2} \equiv -\gamma\vec{v}. \quad (3.5)$$

Therme mit  $(kv/\Gamma)^4$  und höherer Ordnung wurden vernachlässigt. Für  $\delta_L < 0$  ist die Kraft der Bewegung entgegengerichtet und das Atom wird mit dem Dämpfungsfaktor  $\gamma$  abgebremst.

Da die Frequenz der absorbierten Photonen durch die Dopplerverschiebung im Mittel kleiner ist als die der emittierten, wird kinetische Energie der Atome dissipiert. Daher wird dieser Kühlmechanismus auch Dopplerkühlung genannt. Durch die spontane Emission der Photonen in alle Richtungen kommt es zu einem Heizprozess, der das Dopplerkühlen begrenzt. Das sogenannte Dopplerlimit wird bei einer Verstimmung von  $\delta_L = -\Gamma/2$  erreicht und liegt bei

$$T_{Doppler} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} . \quad (3.6)$$

Zur Anwendung weiterer Kühlmethoden ist ein Einschluss der Atome notwendig. Um eine Ortsabhängigkeit der Spontankraft herzustellen, wird ein magnetisches Quadrupolfeld eingesetzt.

Die relative Frequenzverschiebung zweier Zustände  $|e\rangle$  und  $|g\rangle$ , aufgrund der Zeemanaufspaltung, ist proportional zum Magnetfeld und abhängig von dem effektiven magnetischen Moment  $\mu'$

$$\delta_Z = \mu' B / \hbar \quad \text{mit} \quad \mu' = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B . \quad (3.7)$$

Dadurch werden Zustände mit positiven  $m$  zu höheren Energien (umgekehrt bei negativem Magnetfeld) verschoben. Zum einfacheren Verständnis wird in der weiteren Erklärung der eindimensionalen Fall eines zwei Niveaus-Systems betrachtet, bei dem nur der angeregte Zustand in drei Zeeman-Niveaus aufspaltet.

Abbildung (3.1) zeigt dies für den Fall eines linear ansteigenden Magnetfeldes ( $B = B'z$ ). Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann durch zirkular polarisiertes  $\sigma_-$ -Licht nur der Übergang  $m = 0 \rightarrow m = -1$  und durch  $\sigma_+$ -Licht nur der Übergang  $m = 0 \rightarrow m = +1$  angeregt werden. Bei positivem Magnetfeld wird der Übergang für  $\sigma_-$ -Licht näher an die rotverstimmte Frequenz des Lasers verschoben und für  $\sigma_+$ -Licht weiter weg. Im linken Halbraum ( $z < 0$ ) findet der umgekehrte Prozess statt. Somit werden mehr Photonen mit Impuls Richtung Fallenzentrum absorbiert, als entgegengesetzt. Es entsteht eine effektive Kraft zur Fallenzentrum hin. Dies kann durch eine zusätzliche Verschiebung in der Verstimmung beschrieben werden

$$\delta_{\pm} = \delta_L \mp \delta_D \pm \delta_Z . \quad (3.8)$$

Damit ergibt sich für die Spontankraft auf ein Atom  $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$  wobei  $F_{\pm}$  durch

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\delta_{\pm}/\Gamma)^2} \quad (3.9)$$



Betrachtet man die theoretisch maximale Spontankraft in Gleichung (3.9), also für  $\delta = 0$

$$\vec{F}_{max} = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat}}, \quad (3.12)$$

kann dadurch eine Abschätzung für die maximale kinetische Energie der fangbaren Atome gegeben werden

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m v_c^2 = \frac{3}{2} k_B T_0 = 2 R F_{max}. \quad (3.13)$$

Damit ergibt sich die kritische Geschwindigkeit zu

$$v_c = \sqrt{\frac{4 R F_{max}}{m}}. \quad (3.14)$$

Typischerweise ist die Intensität der Laser sehr viel größer als die Sättigungsintensität ( $I \gg I_{sat}$ ). Mit dieser Bedingung ergibt sich eine Proportionalität der kritischen Geschwindigkeit zur Wurzel aus dem Einfangradius.

### 3.1.2 MOT unter realen Bedingungen

Das beschriebene Verfahren zum Fangen und Kühlen eines Zwei-Niveau Systems ist direkt auf das Mehr-Niveau System realer Atome übertragbar [23]. Allerdings muß ein geschlossener Übergang zur Verfügung stehen.

Für Alkali-Atome bietet sich zum Beispiel ein Übergang vom höchsten Hyperfeinniveau des Grundzustands  $F_g = I + S$  ( $I = \text{Kernspin}$ ,  $S = \text{Elektronenspin}$ ) nach  $F'_e = F_g + 1$  an. Da die Atome aufgrund der Übergangsregel  $\Delta F = 0, \pm 1$  durch Emission eines Photons nur in den Ausgangszustand  $F_g$  zurückfallen können, kann so ein effektives Zwei-Niveau System realisiert werden. Durch den Kühllaser werden aber mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit auch energetisch benachbarte Zustände (z.B.:  $F'_e = F'_g$ ) angeregt. Diese Atome können in einen anderen Grundzustand (z.B.:  $F_f = F_g - 1$ ) zerfallen und sind somit nicht mehr resonant mit dem Kühllaser. Um diese Atome dem Kühlkreislauf wieder zuzuführen, werden zusätzliche Laserstrahlen, sogenannte Rückpumperstrahlen verwendet. Die Atome fallen dann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in den "richtigen" Grundzustand ( $F_g$ ) zurück und können weiter gekühlt werden.

Je nach atomarer Spezies und dessen Energieniveauschema werden ein oder mehrere Rückpumpfrequenzen und unterschiedliche Leistungen benötigt. Die verwendete Laserleistung ist dabei abhängig von der Wahrscheinlichkeit, mit der ein falscher Zustand angeregt wird, was wiederum stark von den Abständen der Energieniveaus zueinander abhängt (vgl. Abb. 3.7 und 3.8). Für Rubidium zum Beispiel wird nur eine Rückpumperleistung von einem tausendstel der

Kühlleistung benötigt. Im Gegensatz dazu wird für eine effektive MOT mit Kalium, aufgrund der kleinen Energieabstände der Niveaus, eine Rückpumpleistung benötigt, die fast der des Kühllasers entspricht.

### 3.1.3 Dynamik von Fallen

Grundsätzlich lässt sich die Dynamik einer Falle durch eine Ratengleichung beschreiben [24]. Die Teilchenzahländerung setzt sich typischerweise aus einem dichteunabhängigen Lademechanismus und verschiedenen dichteabhängigen Verlustmechanismen zusammen.

Die Verlustrate in einer homonuklearen MOT wird durch die folgenden Verlustprozesse dominiert [25, 26, 27, 28].

#### Ein-Körper-Verluste

Ein-Körper-Verluste sind linear von der Dichte des gefangenen Gases abhängig und werden vor allem durch Stöße mit dem Hintergrundgas verursacht. Dabei stößt ein gefangenes Atom mit einem heißen Atom aus dem Hintergrundgas und wird dabei so stark beschleunigt, dass es den Fangbereich der MOT verlassen kann.

Ein weiterer Prozess ist die Anregung von nicht resonanten Zuständen. Dadurch können die Atome nicht mehr gekühlt werden und verlassen die MOT ungebremst. Dieser Prozess kann durch das Einstrahlen eines Rückpumpstrahls (vgl. Abschnitt 3.1.2) minimiert werden.

#### Zwei-Körper-Verluste

Zwei-Körper-Verluste hängen quadratisch von der Dichte ab, da sie auf Stößen zwischen zwei gefangenen Atomen beruhen. Bei diesen Verlusten kann man zwischen Stoßprozessen unterscheiden, bei denen sich kein, ein oder beide beteiligten Atome im angeregten Zustand befinden. Dabei ändert sich jeweils der energetische Zustand mindestens eines der Atome.

Die Verluste durch Stöße zwischen zwei Atomen im Grundzustand spielen nur bei sehr schwachen Laserintensitäten eine Rolle, da sonst der Energiegewinn, der bei diesem Prozess durch den Übergang in einen anderen Hyperfeinzustand entsteht, nicht ausreicht, um den Fangbereich der MOT zu verlassen.

Wenn die Atome so weit abgebremst wurden, dass die Lebensdauer eines angeregten Atoms kürzer als die Zeit für einen Stoßprozess wird, werden sogenannte optische Stöße für die Verluste relevant. Dabei befindet sich mindestens

ein Stoßpartner im angeregten Zustand. Dieser Verlustprozess wird in der MOT dominant, da sich durch die hohen Lichtintensitäten, jenseits der Sättigungsintensität, immer ein Großteil der Atome im angeregten Zustand befinden. Stöße zwischen einem angeregten und einem Atom im Grundzustand können durch ein Dipol-Dipol-Potenzial  $C_3/r^3$  beschrieben werden. In diesem Potenzial wer-

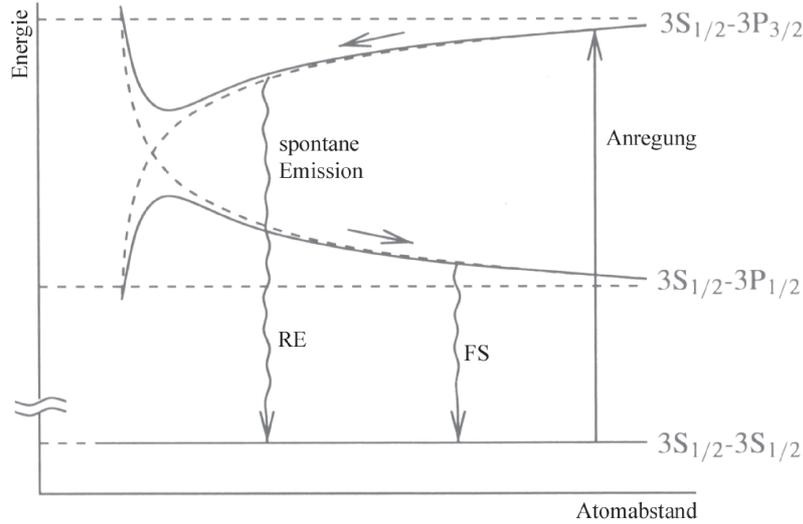


Abbildung 3.2: Schematik der optischen Stöße und der zu Verlusten führenden Prozesse *radiative escape* (RE) und *finestructure changing* (FS)

den die beiden Atome zunächst aufeinander zu beschleunigt (Abb. 3.2). Im Minimum dieses Potenzials kann es zu einem strahlungslosen Übergang in ein tieferes angeregtes Feinstruktur-Niveau kommen. Dieser Prozess wird daher *finestructure changing* genannt. Die dabei gewonnene Energie wird in kinetische Energie umgewandelt und die Atome können die MOT verlassen.

Der experimentell nachgewiesene stärkste Verlustkanal [29] ist der sogenannte Strahlungsverlust (*radiative escape*). Dabei kommt es zur spontanen Emission eines Photons in der Nähe des Minimums des Dipol-Dipol-Potenzials. Die durch die Absenkung der potenziellen Energie gewonnene kinetische Energie kann wiederum zum Verlust der Atome führen.

### Ratengleichung

Der erste Ansatz der Ratengleichung mit der Laderate  $L$ , gegeben durch

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \gamma N(t) , \quad (3.15)$$

ist zunächst auf Ein-Körper-Verluste mit der Rate  $\gamma$  beschränkt. Die Laderate [24] ist abhängig vom Fangvolumen  $V$ , dem Hintergrundgasdruck  $n_v$ , der mittleren Geschwindigkeit  $u = \sqrt{2k_B T_v/m}$  der Atome bei einer Temperatur  $T$  und der kritischen Geschwindigkeit  $v_c$

$$L = \frac{n_v V^{2/3} v_c^4}{2u^2} . \quad (3.16)$$

Mit Gleichung (3.14) für die kritische Geschwindigkeit, ergibt sich folglich eine Proportionalität der Laderate zu  $R^4$ . Wenn die Intensität größer als die Sättigungsintensität ist, ist die Vergrößerung des Strahlradius somit das Mittel zur Erhöhung der Atomzahl in der MOT.

Die Lösung der Ratengleichung (3.15) ergibt die Ladekurve für die MOT

$$N(t) = \frac{L}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) \quad (3.17)$$

mit der maximalen Teilchenzahl  $N_\infty = L/\gamma$ .

Werden die Zwei-Körper-Verluste mit berücksichtigt ergibt sich für den Zerfall folgende Ratengleichung

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma n - \beta n^2 , \quad (3.18)$$

mit der Verlustrate  $\beta$  für die Zwei-Körper-Stöße. Mit dieser zusätzlichen quadratischen Abhängigkeit wird die Ratengleichung für die MOT zu

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \gamma N(t) - \beta \int_V n^2 d^3 r . \quad (3.19)$$

Wird eine gaußförmige Dichteverteilung  $n(r, t) = n_0(t) e^{-2(r/w)^2}$  für die Atome angenommen, resultiert daraus die Ratengleichung in Abhängigkeit von der Teilchenzahl

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \gamma N(t) - \beta \left( \frac{4}{w^2 \pi} \right)^{3/2} N^2(t) . \quad (3.20)$$

Diese Gleichung ist unter der Annahme einer konstanten Größe der Atomwolke ( $w = \text{konst.}$ ) analytisch lösbar. Da aber die Effekte durch die Zwei-Körper-Verluste vernachlässigbar gegenüber den Ein-Körper-Verlusten sind und das komplizierte Ergebnis keine weiteren Einblicke in die Physik der MOT bietet, wird nicht weiter darauf eingegangen.

### Verluste in heteronuklearen Mischungen

Bei heteronuklearen Mischungen aus zwei Atomsorten (Indices a und b), kommt es zu einem zusätzlichen Verlustmechanismus [29], der durch Stöße zwischen den

Spezies hervorgerufen wird. Dies äußert sich in einem zusätzlichen Term in der Ratengleichung (hier für die Atomsorte a), in Abhängigkeit der beiden Dichten ( $n_a, n_b$ )

$$\frac{dN_a(t)}{dt} = L - \gamma N_a(t) - \beta \int_V n_a^2 d^3r - \beta' \int_V n_a n_b d^3r. \quad (3.21)$$

Wird wiederum eine Gaußverteilung für die Dichte der beiden Atomsorten angenommen, ergibt sich damit

$$\frac{dN_a(t)}{dt} = L - \left( \gamma + \beta' N_b \left[ \frac{2(w_a^2 + w_b^2)}{(w_a w_b)^2 \pi} \right]^{3/2} \right) N_a(t) - \beta \left( \frac{4}{w_a^2 \pi} \right)^{3/2} N_a^2(t). \quad (3.22)$$

Welcher Prozess bei einer heteronuklearen Mischung der dominante ist, hängt von den Stoßeigenschaften und der Art des Wechselwirkungspotenzials zwischen den beiden Atomsorten ab.

Im Beispiel der  $^{87}\text{Rb}$ - $^{39}\text{K}$ -MOT [29] wird nur beim Kalium ein meßbarer Verlust an Teilchen festgestellt. Dies lässt sich durch die höhere Masse der Rubidium-Atome erklären. Mit der daraus folgenden Annahme, dass Teilchenzahl und Größe der Rubidium-Wolke konstant sind, kann Gleichung (3.22) analytisch gelöst und mit den Ergebnissen mit und ohne Rubidium verglichen werden um Aussagen über den Einfluß des Rubidiums ( $\beta'$ ) treffen zu können.

## 3.2 Kompression, optische Melasse und optisches Pumpen

Um die Startbedingungen (Dichte und Temperatur) für die weiteren Kühl-schritte zu optimieren, müssen die Atome vor dem Laden in die Magnetfalle weiter präpariert werden. Die einzelnen Schritte, die im Experiment jeweils nur Bruchteile einer Sekunde dauern, werden im Folgenden in der chronologischen Reihenfolge vorgestellt. Typische Werte zur Präparation kalter  $^{87}\text{Rb}$ -Atome wurden [30] entnommen.

Um die Dichte zu erhöhen, wird der Magnetfeldgradient nach der MOT-Phase für kurze Zeit (typ. 50 ms) stark erhöht (typ. 1 → 3–4 G/cm). Diese nicht adiabatische Kompression führt zu einer Erhöhung der Dichte. Durch dieses Verfahren können kurzzeitig um ein bis zwei Größenordnungen höhere Dichten (typ.  $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \rightarrow 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) als in der MOT erzeugt werden.

Das nun dichte aber etwas heißere Ensemble (typ. 220  $\mu\text{K}$ ) wird dann in einer sogenannten optischen Melasse weiter gekühlt. Dieses Verfahren beruht auf dem Effekt des Polarisationsgradientenkühlens [31]. Dabei können Tempe-

turen unter dem Dopplerlimit bis nahe an das sogenannte Rückstoßlimit

$$T_{recoil} = \frac{(\hbar k)^2}{2mk_B}, \quad (3.23)$$

welches der durch ein Photon übertragenen Energie entspricht, erreicht werden. Dazu werden die vorher für die MOT verwendeten Laser stark gegenüber dem atomaren Übergang verstimmt (typ. 7,5 Linienbreiten) und bei schwacher Intensität (typ.  $I = I_{sat}$ ) betrieben. Durch die gegenläufigen Strahlen entsteht eine sich in der Zeit drehende, stehende elektromagnetische Welle. Dies führt zu von Zeit und Ort abhängigen Resonanzfrequenzen für die verschiedenen Energieniveaus der Atome. Der dadurch für das Atom im variierenden Laserfeld entstehende Kühleffekt wird durch das Sisyphus-Kühlen beschrieben. Um den Verlust an Dichte während dieses Kühlschritts möglichst gering zu halten, wird die optische Melasse nur für relativ kurze Zeiten (typ. 5 ms) eingestrahlt. Dabei erreicht man Temperatursenkungen um einen Faktor 3 – 4 bis in den  $\mu K$ -Bereich (typ. 50  $\mu K$ ).

Für das Umladen in eine magnetische Falle ist es von Vorteil, wenn sich alle Atome (bei positivem  $g_F$ ) in positiven  $m_F$ -Zuständen befinden, da nur diese gefangen werden können. Um dieses zu erreichen wird das Ensemble optisch gepumpt. Dazu werden die Zeemanzustände der Atome durch ein homogenes Magnetfeld aufgespalten. Durch das Einstrahlen eines resonanten Laserstrahls

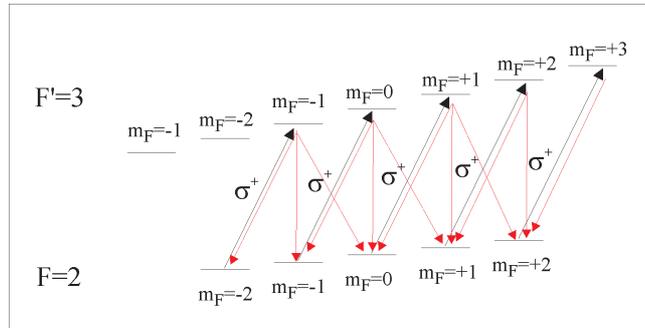


Abbildung 3.3: Optisches Pumpen am Beispiel des  $^{87}\text{Rb}$  (schwarz: Anregung durch  $\sigma_+$  polarisiertes Licht, rot: mögliche Zerfälle)

mit  $\sigma_+$ -Polarisation werden Übergänge mit  $\Delta m_F = +1$  angeregt (vgl. Abb. 3.3). Durch spontane Emission  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ , können die Atome wieder in tiefere Zustände zerfallen. Effektiv kommt es so zu einem Pumpeffekt in Zustände mit höherem  $m_F$ , bis alle Atome im höchsten  $m_F$ -Zustand sind.

### 3.3 Magnetische Fallen

Nach dem Vorkühlen mit Hilfe der oben beschriebenen Verfahren ist die kinetische Energie der Atome so gering, dass die Kraft

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} E_Z = -m_F g_F \mu_B \vec{\nabla} |\vec{B}|, \quad (3.24)$$

die durch ein äußeres, inhomogenes Magnetfeld auf das magnetische Dipolmoment eines Atoms wirkt, ausreicht, um dies zu fangen. Für Atome mit positivem Produkt  $m_F g_F$  ergibt sich für Magnetfelder mit einem lokalen Minimum ein attraktives Potenzial. Die Atome in einem magnetisch fangbaren Zustand werden *low field seeker* genannt. Zustände mit negativem  $m_F g_F$  können mit statischen Magnetfeldern nicht gefangen werden, da es nach den Maxwellgleichungen keine lokalen Magnetfeldmaxima gibt.

#### 3.3.1 Quadrupolfalle

Am einfachsten lässt sich ein dreidimensionales magnetisches Feld mit lokalem Minimum durch zwei in Anti-Helmholtz-Konfiguration angebrachte Spulen erreichen (Abb. 3.4). Das dadurch resultierende Feld ist radialsymmetrisch und

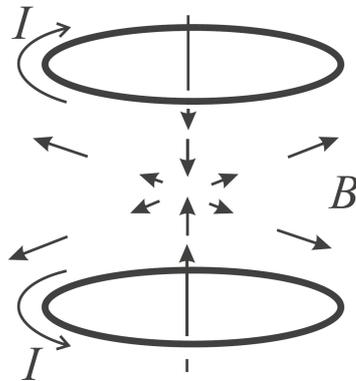


Abbildung 3.4: Magnetfeld einer Quadrupolfalle. Das Magnetfeldgradient in Achsrichtung der Spulen ist doppelt so stark, wie in radialer Richtung

steigt in alle Richtungen linear an. Aus Symmetriegründen steigt das Feld entlang der Spulenachse im Vergleich zur radialen Richtung doppelt so stark an. Damit ergibt sich für das Feld folgender Zusammenhang

$$B(x, y, z) = B'x + B'y + 2B'z \quad \text{mit} \quad B' = \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial z}. \quad (3.25)$$

Geht man von nicht wechselwirkenden Teilchen aus, lässt sich die Dichteverteilung der Atome bei einer Temperatur  $T$  durch die Boltzmanverteilung nähern

$$n(x, y, z) = n_0 e^{-\alpha B' \sqrt{x^2 + y^2 + 4z^2} - \vartheta z} \quad (3.26)$$

mit

$$\alpha = \frac{m_F g_F \mu_B}{2k_B T} \quad \text{und} \quad \vartheta = \frac{mg}{k_B T}. \quad (3.27)$$

Dabei wird die durch die Gravitation bedingte Modifikation der Verteilung in  $z$ -Richtung durch  $\vartheta z$  berücksichtigt.

### 3.3.2 Majorana-Übergänge und harmonische Falle

Bei geringer Dichte  $n$  sind die von  $n^2$  abhängenden Verluste vernachlässigbar. Die Lebensdauer der Atome in der Falle wird daher von den Stößen mit dem Hintergrundgas (vgl. Kap. 3.1.3) und den im Folgenden beschriebenen Majorana-Verlusten bestimmt.

Das magnetische Moment eines Atoms richtet sich nach dem lokalen Magnetfeld aus. Bei der Bewegung durch ein inhomogenes Magnetfeld ändert sich durch die Veränderung der Quantisierungsachse folglich die Ausrichtung des atomaren magnetischen Moments. Geschieht dies zu schnell, können die magnetischen Momente der Atome dem Magnetfeld nicht folgen und es kommt zu den sogenannten Majorana-Übergängen in andere magnetische Zustände. Wenn diese magnetischen Unterzustände keine *low field seeker* sind, treten Verluste in der Falle auf. Eine Abschätzung für die Geschwindigkeit, mit der die Atome dem Magnetfeld gerade noch folgen können, kann durch die Präzisionsfrequenz der atomaren magnetischen Momente im B-Feld, die sogenannte Lamorfrequenz ( $\omega_L = g_F \mu_B |\vec{B}|/\hbar$ ), gegeben werden

$$\left| \frac{d}{dt} \left( \frac{\vec{B}(\vec{r}(t))}{|\vec{B}(\vec{r}(t))|} \right) \right| \ll \omega_L \quad (3.28)$$

$$\left| (\vec{v} \vec{\nabla}) \cdot \left( \frac{\vec{B}(\vec{r}(t))}{|\vec{B}(\vec{r}(t))|} \right) \right| \ll g_F \mu_B |\vec{B}|/\hbar. \quad (3.29)$$

Um die Majorana-Übergänge zu vermeiden, muß folglich zum einen die Geschwindigkeit, also die kinetische Energie der Atome möglichst klein, und zum anderen ein Offsetfeld ( $B_0$ ) vorhanden sein, da die Bedingung für  $B = 0$  nicht erfüllt werden kann.

Ein Magnetfeld mit lokalem Minimum und nicht verschwindendem Offsetfeld bieten harmonische Fallen [32]. Das Magnetfeld ist hier quadratisch abhängig vom Ort

$$B(x) = \frac{1}{2} B'' x^2 + B_0 \quad (3.30)$$

und stellt damit ein harmonisches Potenzial dar. Daher wird zur Charakterisierung der Falle die Schwingungsfrequenz in Abhängigkeit von der Krümmung des Feldes  $B''$ , der Masse und dem magnetischen Moment des Atoms, angegeben

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g_F m_F \mu_B B''}{m}}. \quad (3.31)$$

Der Einschluss der Atome ist im Vergleich zur Quadrupol-Falle zwar geringer, für die längere magnetische Speicherung von Atomen ist die harmonisch Falle aber unverzichtbar, da durch ein positives Offsetfeld  $B_0$  die Majorana-Verluste unterdrückt werden können.

Im Experiment wird daher für den Transport der Atome eine Quadrupol und für die weiteren Kühl Schritte eine harmonische Falle verwendet.

## 3.4 Kühlen bis ins Quantenregime

Um bis in das quantenentartete Regime zu gelangen werden die durch Laserkühlung vorgekühlten Bosonen mit Hilfe des sogenannten evaporativen Kühlens weiter präpariert. Dieses Verfahren beruht auf Stößen zwischen kalten Atomen, wodurch es für ultrakalte Fermionen nicht mehr anwendbar ist. Im zweiten Abschnitt wird daher das Prinzip des sogenannten sympathetischen Kühlens vorgestellt.

### 3.4.1 Prinzip des evaporativen Kühlens

Um die nötige Phasenraumdichte für den Übergang zur Bose-Einstein-Kondensation in einer magnetischen Falle zu erreichen, wird als letzter Schritt der Kühlung von Bosonen das Verfahren des evaporativen Kühlens angewendet. Es beruht darauf, das Potenzial in dem die Atome gefangen werden abzusinken und somit die heißesten Atome aus dem Potenzial entkommen zu lassen. Um die Potenzialform nicht verändern zu müssen, können in Magnetfallen die heißesten Atome auch durch das Einstrahlen einer Radiofrequenz aus dem Potenzial entfernt werden.

Dazu wird eine Radiofrequenz eingestrahlt, die resonant mit der Aufspaltung der Zeeman-Zustände bei einem bestimmten Magnetfeld ist und so Übergänge in nicht fangbare Zustände anregt (Abb. 3.5). Heiße Atome haben eine hohe potenzielle Energie und können deshalb Bereiche weiter außen in der Falle erreichen. Durch das Einstellen der Radiofrequenz kann daher genau selektiert werden bei welchem Magnetfeld, also bis zu welcher kinetischen Energie, die Atome resonant mit der Frequenz sind und aus dem Ensemble entfernt werden. Die restlichen Atome rethermalisieren durch elastische Stöße und bilden wieder ein thermisches Gleichgewicht, dass im Mittel kälter ist. Zur Wiederherstellung

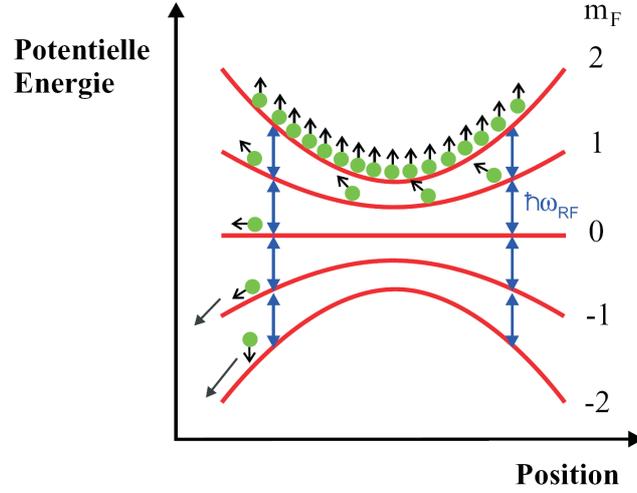


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der RF-Evaporation

der Maxwell-Boltzmann-Verteilung nach der Evaporation der heißesten Teilchen sind circa 4-5 Stöße pro Atom nötig [33]. Die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen  $\tau_{el}$  ist abhängig vom Streuquerschnitt und der mittleren Relativgeschwindigkeit

$$\tau_{el} = \frac{1}{n\sigma\bar{v}}. \quad (3.32)$$

Die relative Geschwindigkeit zweier Atome  $\bar{v}$  lässt sich aus der mittleren thermischen Geschwindigkeit

$$\bar{v} = 4\sqrt{\frac{k_B T}{\pi m}} \quad (3.33)$$

der Atome bestimmen.

Mit dem s-Wellen-Streuquerschnitt (Gl. 2.43) ergibt sich für Bosonen

$$\tau_{el} = \sqrt{\frac{m}{\pi k_B T}} \frac{1}{32na^2}. \quad (3.34)$$

Die Stoßrate ist damit quadratisch abhängig von der Streulänge

$$\frac{1}{\tau_{el}} \propto a^2 n \sqrt{k_B T}. \quad (3.35)$$

Nachteil des evaporativen Kühlens ist der hohe Teilchenverlust. Durch das Rethermalisieren während der Evaporation wird garantiert, dass immer das mit nur wenigen Atomen besetzte, hochenergetische Ende einer Boltzmann-Verteilung aus dem Ensemble entfernt wird (Abb. 3.6). Ohne die Rethermalisierung des Ensembles müßte die Radiofrequenz zu immer kleineren Werten

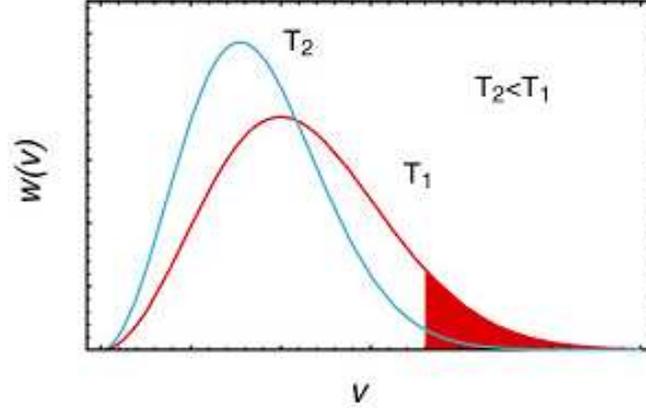


Abbildung 3.6: Schematik der Rethermalisierung nach der RF-Evaporation

verschoben werden, um kältere Temperaturen zu erreichen. Damit würde sie resonant mit den Atomen im Maximum der Boltzmann-Verteilung werden und so den größten Teil der Atome sofort aus dem Ensemble entfernen. Trotz Rethermalisierung sind die Verluste beim evaporativen Kühlen so hoch, dass typischerweise nur 1 von 10000 Teilchen bis in das Quantenregime gekühlt werden kann.

### 3.4.2 Prinzip des sympathetischen Kühlens

Das Prinzip des sympathetischen Kühlens ist das eines Kühlschranks. Die Fermionen, die durch das Verbot der s-Wellen-Stöße nicht evaporativ gekühlt werden können (vgl. Kap. 2.2.2), werden dabei wie in einem Kühlschrank von den ultrakalten Bosonen gekühlt. Die dazu relevante Größe ist die Stärke der s-Wellen-Streuung zwischen den unterschiedlichen Atomsorten, damit es zu einer Rethermalisierung des gesamten Gemisches kommt.

Die Gleichgewichtstemperatur  $T_\infty$  nach unterschiedlichen Ausgangstemperaturen für Fermionen  $T_f(0)$  und Bosonen  $T_b(0)$  kann über die Bedingung der Teilchen- und Energieerhaltung

$$\overline{\varepsilon_{tot}} = \overline{\varepsilon_f(0)} + \overline{\varepsilon_b(0)} = \overline{\varepsilon_f(\infty)} + \overline{\varepsilon_b(\infty)} \quad (3.36)$$

berechnet werden. Oberhalb der kritischen Temperatur ( $T_\infty > T_c$ ) kann sowohl für Bosonen als auch für die Fermionen die Maxwell-Boltzmann-Verteilung näherungsweise verwendet werden [34] und ergibt für die Gleichgewichtstemperatur

$$T_\infty = \frac{N_f T_f(0) + N_b T_b(0)}{N_f + N_b}. \quad (3.37)$$

Für  $T_f \geq T_F$  und  $T_\infty < T_c$  muß für die Bosonen die Bose-Einstein-Verteilung angenommen werden. Für diese Temperaturen ergibt sich näherungsweise fol-

gender Zusammenhang [34]

$$g_4(1) \frac{T_\infty^4}{T_F^4} + \frac{T_\infty}{6T_F} = g_4(1) \frac{T_b^4(0)}{T_F^4} + \frac{T_f(0)}{6T_F}, \quad (3.38)$$

mit der Bose-Einstein-Funktion  $g_4(1) \approx 1,082$ .

Die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen [35, 36] berechnet sich ähnlich wie in Gleichung (3.34) zu

$$\tau_{el} = \frac{1}{n_b \sigma_{b,f} \bar{v}_{b,f}} \quad (3.39)$$

in Abhängigkeit von der mittleren Dichte  $n_b$  der Bosonen, dem Streuquerschnitt  $\sigma_{b,f}$  zwischen Bosonen und Fermionen und der mittleren Relativgeschwindigkeit  $\bar{v}_{b,f}$ . Da es sich um unterschiedliche Teilchen handelt ergibt sich

$$\sigma_{b,f} = 4\pi a^2 \quad (3.40)$$

für den Streuquerschnitt und

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi \mu}} \quad \text{mit} \quad \mu = \frac{m_b * m_f}{m_b + m_f} \quad (3.41)$$

für die Relativgeschwindigkeit mit der reduzierten Masse  $\mu$ . Die mittlere Anzahl der Streuprozesse zur Rethermalisierung ist abhängig von dem Massenunterschied zwischen den streuenden Teilchen. Sind die Fermionen leichter als die Bosonen werden nicht so viele Stöße wie beim evaporativen Kühlen benötigt, da ein leichtes Partikel einen größeren Anteil seiner kinetischen Energie in einem Stoß abgeben kann.

## 3.5 Rubidium

Zur Erzeugung des quantenentarteten Bose-Gases wurde das Element Rubidium gewählt. Die Wahl fiel auf  $^{87}\text{Rb}$ , das aufgrund seiner Stößeigenschaften und der Lage des Kühlübergangs besonders für die zuvor beschriebenen Kühl- und Fangprozesse geeignet ist. Daher konnte die Bose-Einstein-Kondensation mit Rubidium schon von vielen Gruppen, insbesondere auch in Hannover [37], realisiert werden. Somit ist es möglich auf bestehende Techniken und Erfahrungen zurückzugreifen.

In natürlicher Form liegt Rubidium zu 72,2% als  $^{85}\text{Rb}$  und zu 27,8% als  $^{87}\text{Rb}$  vor. Beide Isotope haben einen ganzzahligen Gesamtspin und sind somit Bosonen. In diesem Versuch wird  $^{87}\text{Rb}$  mit einem Kernspin von  $I = 3/2$  verwendet.

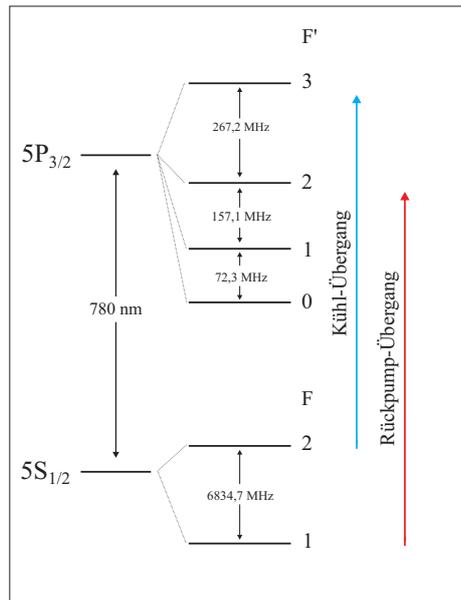


Abbildung 3.7: Thermschema der  $^{87}\text{Rb}$ -D2-Linie mit Kühl- und Rückpump-Übergang

Zur Erzeugung einer MOT wird die D2 Linie ( $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ ) des  $^{87}\text{Rb}$  bei  $780\text{ nm}$  verwendet (Abb. 3.7). Der Kühlübergang findet zwischen den  $F=2$  und  $F'=3$  Hyperfeinzuständen statt. Der Übergang nach  $F'=3$  ist um  $267\text{ MHz}$  von dem nach  $F'=2$  getrennt. Falsch angeregte Atome werden vom Rückpumper resonant vom  $F=1$  in den  $F'=2$  gepumpt und können so in den  $F=2$  Zustand zurückfallen.

Zum optischen Pumpen werden die Zeeman-Zustände des  $F=2$ - und des  $F'=3$ -Niveaus benutzt. Die Atome werden dabei in den magnetisch fangbaren Zustand  $F=2, m_F=2$  gepumpt.

## 3.6 Kalium

Von den beiden in natürlicher Form als Fermionen vorhandenen Alkalimetallen ( $^6\text{Li}$  und  $^{40}\text{K}$ ) soll in diesem Experiment das Kalium bis in das quantenentartete Regime gekühlt werden. Von großem Vorteil beim sympathetischen Kühlen ist der große Streuquerschnitt bei Stößen mit  $\text{Rb}$  und eine ähnliche Masse. Ein weiterer Vorteil ist, dass die zur Kühlung verwendete D2-Linie bei  $766\text{ nm}$  in der Nähe der Rubidium D2-Linie liegt. Daher können fast überall die gleichen optischen Elemente für Kalium und Rubidium verwendet werden.

In natürlicher Form liegt Kalium zu 93,26 % als  $^{39}\text{K}$ , zu 0,012 % als  $^{40}\text{K}$  und zu 6,73 % als  $^{41}\text{K}$  vor [38]. Dabei haben  $^{39}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$  ein ganzzahligen Gesamtspin und nur das  $^{40}\text{K}$  ist mit halbzahligen Spin fermionisch. Der Kernspin bei  $^{40}\text{K}$  beträgt  $I = 7/2$ .

Zum Kühlen wird der Übergang von  $F = 9/2$  nach  $F' = 11/2$  der D2-Linie ( $^4\text{S}_{1/2} \rightarrow ^4\text{P}_{3/2}$ ) verwendet (Abb. 3.8). Der Abstand des Übergangs zum

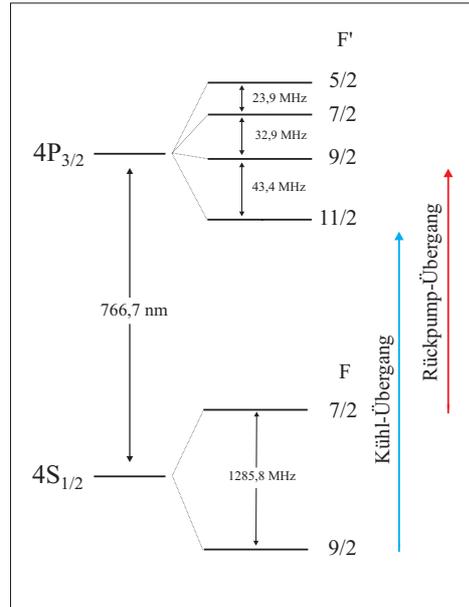


Abbildung 3.8: Thermschema der  $^{40}\text{K}$ -D2-Linie mit Kühl- und Rückpump-Übergang

nächsten Hyperfeinzustand ( $F' = 9/2$ ) beträgt 43,4 MHz und ist damit um einen Faktor 6 geringer als beim Rubidium. Dies resultiert in einer höheren Anregungswahrscheinlichkeit für  $F' = 9/2$ . Daher wird eine höhere Rückpumpleistung benötigt (ca. 50 % des Kühllasers). Der Rückpumper ist resonant auf den Übergang  $F = 7/2 \rightarrow F' = 9/2$ .

Zum optischen Pumpen werden die Zeeman-Zustände des  $F = 9/2$  und des  $F' = 11/2$  Hyperfeinzustands genutzt. Die Atome werden folglich in den  $F = 9/2, m_F = 9/2$  Zustand gepumpt.

Die für die Kühlprozesse relevanten Daten für  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{40}\text{K}$  sind in Tabelle (3.1) noch einmal zusammengefaßt und zum Vergleich gegenüber gestellt.

	<sup>87</sup> Rb	<sup>40</sup> K
natürlicher Anteil	27,8 %	0,012 %
Masse [ <i>u</i> ]	86,909	39,964
Kernspin <i>I</i>	3/2	4
MOT-Linie (D2)	<sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> → <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>	<sup>4</sup> S <sub>1/2</sub> → <sup>4</sup> P <sub>3/2</sub>
Wellenlänge [ <i>nm</i> ]	780,24	766,7
Kühl-Übergang	<i>F</i> = 2 → <i>F</i> ' = 3	<i>F</i> = 9/2 → <i>F</i> ' = 11/2
Streurrate $\Gamma$ [ <i>MHz</i> ]	2 $\pi$ · 5,98	2 $\pi$ · 6,09
Sättigungsintensität <i>I</i> <sub>sat</sub> [ <i>W/m</i> <sup>2</sup> ]	16	18
Nächstes HF-Niveau [ <i>MHz</i> ]	267,2	43,4
Rückpump-Übergang	<i>F</i> = 1 → <i>F</i> ' = 2	<i>F</i> = 7/2 → <i>F</i> ' = 9/2
Zustand in der Falle	<i>F</i> = 2, <i>m<sub>F</sub></i> = 2	<i>F</i> = 9/2, <i>m<sub>F</sub></i> = 9/2
<i>g<sub>F</sub></i> des Zustands	1/2	2/9
magnetisches Moment $\mu$	$\mu_B$	$\mu_B$
s-Wellen-Streulänge <i>a</i> [ <i>nm</i> ]	5,24	-
s-Wellen-Streulänge <i>a</i> <sub>K,Rb</sub> [ <i>nm</i> ]	-13,81	-13,81

Tabelle 3.1: Spezifische Daten für Kalium und Rubidium



---

# EXPERIMENTAUFBAU

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau zur Realisierung einer quantenentarteten Mischung aus fermionischem Kalium und bosonischem Rubidium beschrieben. Der experimentelle Ablauf unterscheidet sich in seinen ersten Schritten kaum von der Herstellung eines Bose-Einstein-Kondensats, die bereits durch viele Experimente untersucht worden ist [39, 40, 41, 30].

Allerdings müssen alle Fallen- und Kühlmechanismen auf beide Atomsorten abgestimmt werden. Dies ist erst durch die Weiterentwicklung der Techniken und neue Erkenntnisse möglich geworden, die in diesem Experiment verwirklicht wurden.

Das Experiment, bestehend aus einem Vakuumsystem, einem Lasersystem und einer Magnetfalle, ist in zwei räumlich voneinander getrennte Bereiche unterteilt. Zum einen gibt es den MOT-Bereich, in dem die Atome mit Hilfe von Laserkühlung präpariert werden und zum anderen den Experimentierbereich, in dem die Atome in einer magnetischen Falle bis ins Quantenregime gekühlt werden.

Die beiden ersten Abschnitte dieses Kapitels beschäftigen sich zunächst mit der Bereitstellung des benötigten Laserlichts für die Laserkühlung und dem Aufbau des Vakuumsystems zur Erzeugung unterschiedlicher Druckumgebungen im System.

Im MOT-Bereich wird eine magneto-optische Falle (MOT) aus dem Hintergrundgas geladen. Die dort gefangenen und vorgekühlten Atome werden dann in einer optischen Melasse weiter gekühlt und optisch in einen magnetisch fangbaren Zeeman-Unterezustand gepumpt. Die für die Laserkühlung nötigen Aufbauten werden im Abschnitt über die MOT beschrieben.

Die nach der Laserkühlung spinpolarisierte Mischung wird nun in einem Quadrupolfeld gefangen und durch mechanisches Verfahren der Spulen in den Experimentierbereich transportiert. Mit diesem Transport und den damit verbundenen technischen Anforderungen beschäftigt sich der vierte Teil dieses Kapitels.

Im Experimentierbereich werden die Atome dann in eine harmonische Magnetfalle umgeladen, um sie evaporativ beziehungsweise sympathetisch bis in das Quantenregime zu kühlen. Der fünfte Abschnitt beschreibt die dazu aufgebaute Magnetfalle und deren spezielle Eigenschaften.

## 4.1 Lasersystem

Ziel des in diesem Kapitel vorgestellten Lasersystems ist die Bereitstellung von Laserlicht mit möglichst hoher Leistung sowie möglichst schmaler Frequenzbreite bei den für MOT und Melasse benötigten Wellenlängen (vgl. Kap. 3.1). Dies wird für das Rubidium durch ein Diodenlasersystem in Kombination mit einem Tapered-Amplifier erreicht. Für das Kalium wird das Licht eines Titan:Saphir-Lasers (Ti:Sa) verwendet. Die für das jeweilige atomare Element benötigten Aufbauten zur Stabilisierung, Frequenzverschiebung und Verstärkung werden in den folgenden Unterkapiteln beschrieben.

Eine Besonderheit dieses Lasersystems besteht darin, dass das Licht aller benötigten Frequenzen in eine einzige Monomodenfaser eingekoppelt wird. Dadurch wird eine möglichst einfache und stabile Justage der MOT für beide Elemente (Zwei Farben MOT) erreicht. Die dazu nötige Überlagerung des Lichts aus den einzelnen Lasersystemen wird im letzten Abschnitt des Kalium-Lasersystems beschrieben.

### 4.1.1 Rubidium-Lasersystem

Im Folgenden wird das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute System, bestehend aus zwei Diodenlasern und einem Tapered-Amplifier zum Fangen des Rubidiums, beschrieben. Dazu wird vor der Beschreibung des eigentlichen Lasersystems dessen Stabilisierung durch eine Sättigungsspektroskopie vorgestellt, wie sie auch beim Kalium-Lasersystem verwendet wird. Darauf folgen der eigentliche Diodenlaseraufbau, der Strahlengang zur Realisierung benötigter Frequenzverschiebungen und die abschließende Verstärkung im Tapered Amplifier.

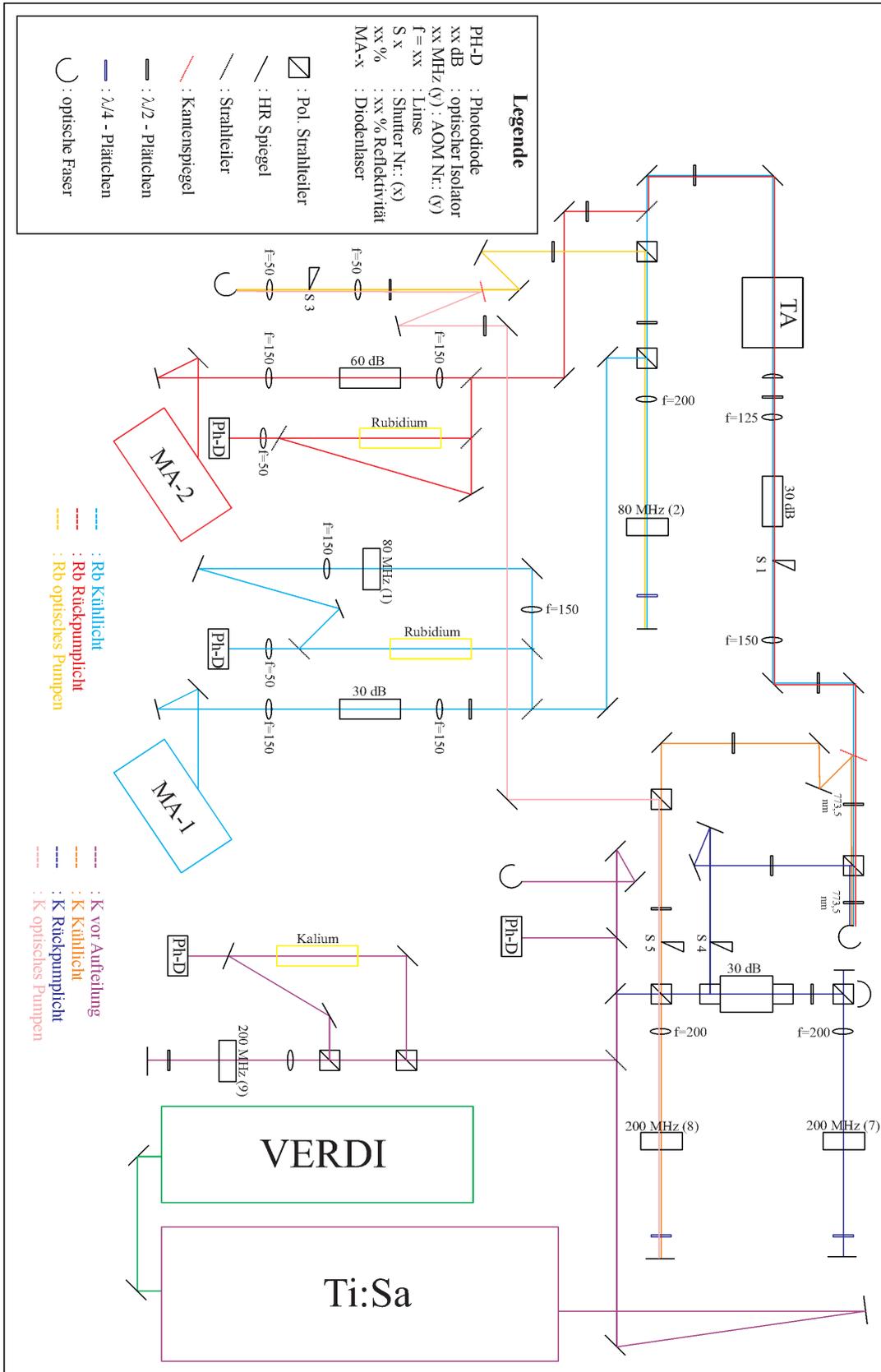


Abbildung 4.1: Schematik des Lasertisch-Aufbaus

## Dopplerfreie Spektroskopie und Stabilisierung

Für die Stabilisierung des Laserlichts auf die erforderliche Absolutfrequenz und Bandbreite ist für jeden Laser eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie aufgebaut worden.

Dabei wird ein schwacher Laserstrahl, der Messstrahl, durch eine Glaszelle

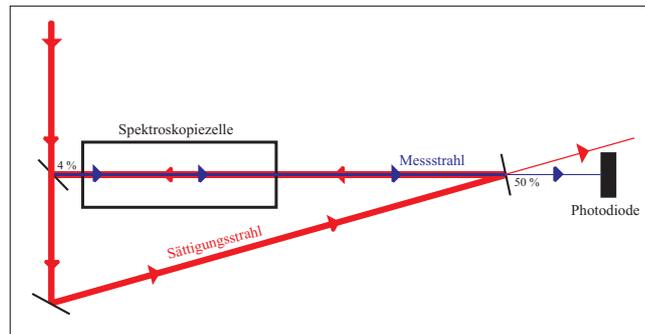


Abbildung 4.2: Prinzip der Sättigungsspektroskopie

mit der entsprechenden Atomsorte geschickt. Um den Gasdruck und somit das Signal zu erhöhen, werden die Zellen geheizt. Das Absorptionssignal auf der Photodiode ist jedoch dopplerverbreitert, wodurch die Hyperfeinzustände der Atome nicht aufgelöst werden können. Um eine bessere Auflösung des Frequenzbereichs zu erreichen, wird ein stärkerer Strahl, der Sättigungsstrahl, dem Messstrahl überlagert und entgegengesetzt durch die Zelle geschickt (Abb. 4.2). So sind Atome mit bestimmten Geschwindigkeitsklassen resonant von beiden Strahlen gleichzeitig anregbar und können durch die starke Anregung des Sättigungsstrahls nicht mehr zum Absorptionssignal des Messstrahls beitragen. Für Atome mit der Geschwindigkeit  $v = 0$  in Strahlrichtung können der Sättigungsstrahl und der Messstrahl den gleichen Hyperfeinübergang anregen, was die sogenannten Lamb-Dips im Dopplerprofil zur Folge hat. Somit kann die Hyperfeinstruktur des Atoms aufgelöst werden (vgl. Abb. 4.8 und 4.17).

Neben den Lamb-Dips treten außerdem noch die sogenannten Crossover-Linien auf. Hier sind die jeweiligen Laserstrahlen durch eine äquivalente Rot- beziehungsweise Blauverschiebung resonant mit zwei unterschiedlichen Hyperfeinübergängen. Diese Linien liegen folglich immer genau zwischen diesen zwei Übergängen.

Die Stabilisierung wird durch ein phasensensitives Verfahren realisiert. Dabei wird zunächst die Frequenz des Laserlichts mit  $100\text{ kHz}$  moduliert. Dazu wird entweder ein AOM (Kühl-Laser) oder der Strom der Laserdiode (Rückpump-Laser) verwendet. Das dadurch entstandene Signal kann nun phasengleich (auf der ansteigenden Flanke) oder entgegengesetzt (auf der abfallenden Flanke) mit

der Modulation verlaufen (Abb. 4.3). Dieser Unterschied wird vom sogenannten

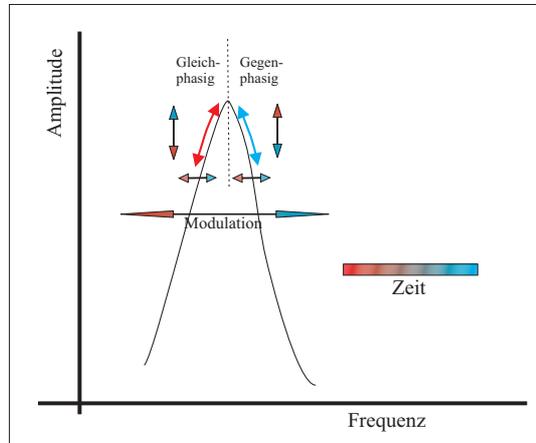


Abbildung 4.3: Prinzip der Lock-In-Elektronik

Lock-In-Verstärker (Anhang A) elektronisch weiterverarbeitet, um ein Regelsignal zu erzeugen, welches einen Null-Durchgang an der Spitze der Resonanz hat. Dieses Regelsignal wird dann mit Hilfe einer Proportional-Integral-Regel-elektronik an einen piezoelektrischen Kristall (Piezo) gegeben, welcher die Länge des Laserresonators regelt und somit die Frequenz auf die Spitze der Resonanz stabilisiert.

## Diodenlaser

In dem für die Laser verwendeten ECDL-Design (*external cavity diode laser*) wird das Licht einer Laserdiode mit Hilfe eines externen Resonators frequenzstabilisiert. Der Aufbau und die hier verwendeten Elemente werden im Folgenden beschrieben; die Prinzipien und die genaue Funktionsweise der Laserdioden sind in [42, 43, 44] sehr detailliert erklärt.

Die hier verwendeten kommerziellen Laserdioden (Typ ML 601J34-0) werden zum Beispiel auch in handelsüblichen CD-RW-Laufwerken benutzt. Ihr Licht wird mittels der "collimation-tube" Technik der Firma Thorlabs (LT230P-B) kollimiert. Sie haben eine maximale Ausgangsleistung von circa  $80\text{ mW}$  bei  $784\text{ nm}$  Wellenlänge und einer Temperatur von  $24\text{ }^\circ\text{C}$ . Um die gewünschten  $780\text{ nm}$  für Rb zu erreichen, wird die Diode mit dem gesamten Aluminiumblock, auf dem sie befestigt ist, durch ein Peltierelement auf circa  $17,1\text{ }^\circ\text{C}$  gekühlt. Zur Stabilisierung der Temperatur wird ein kommerzieller Regelbaustein (Wavelength Electronics HTC 1500) benutzt, der über den Spannungsabfall an einem Heißleiter die Temperatur am oben genannten Aluminiumblock

kontrolliert. Zu diesem Zweck wurde die Temperatur-Spannungs-Kennlinie des HTC 1500 aufgenommen (Abb. 4.4). Der Laserdiodenstrom wird von einem

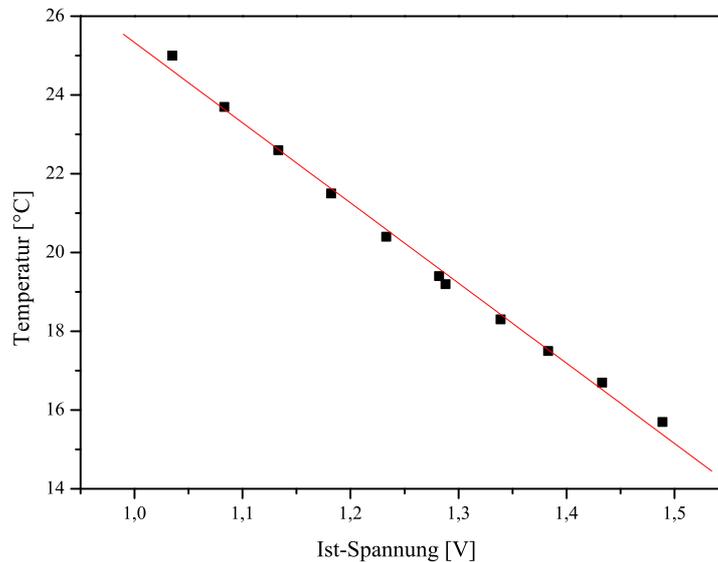


Abbildung 4.4: Eichung des Temperaturcontrollers

kommerziellen Stromtreiberchip (Team Wavelength LDD 400 - 1P) geliefert, über den auch die Strommodulation zur Laserstabilisierung eingekoppelt werden kann.

Um die nötige Frequenzbreite von wenigen MHz zu erreichen, werden die Laserdioden mittels Rückkopplung durch ein äußeres Gitter stabilisiert, welches auf einem Piezo montiert ist (Abb. 4.5). Dabei wird die erste Ordnung der gewünschten Frequenz in die Diode zurückreflektiert und bildet somit einen äußeren Resonator (Abb. 4.6). Durch den Winkel und den Abstand des Gitters lässt sich so die absolute Frequenz des Laserlichts einstellen. Die hier benutzten Gitter beugen nur 30% des Lichts in die erste Ordnung. Dies ist im Vergleich zu früheren Diodenlasern (80%) ein erheblich kleinerer Anteil und führt dadurch zu geringerer Stabilität. Gleichzeitig erhöht sich aber die maximale Ausgangsleistung des Lasers auf circa 40 mW.

Zur Bestimmung der Frequenzbreite der Laser wurde das Licht zweier baugleicher Diodenlaser auf einer Photodiode vereint und das Schwebungssignal zwischen beiden Lasern aufgenommen. Um eine möglichst ideale Überlagerung

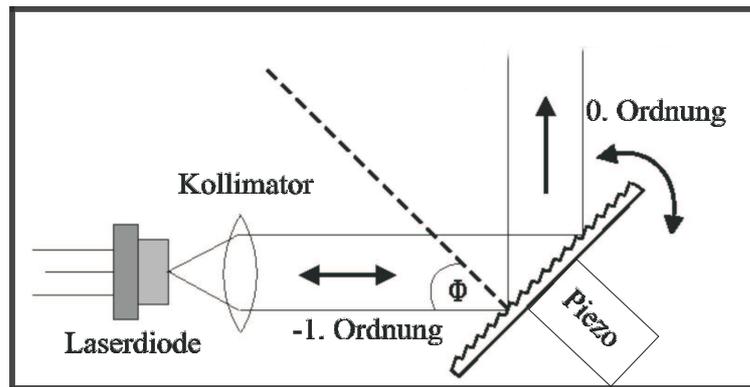


Abbildung 4.5: Schema der Diodenlaserstabilisierung mittels Gitter in Littrow-Konfiguration. (Im Experiment  $\Phi \approx 30^\circ$ )

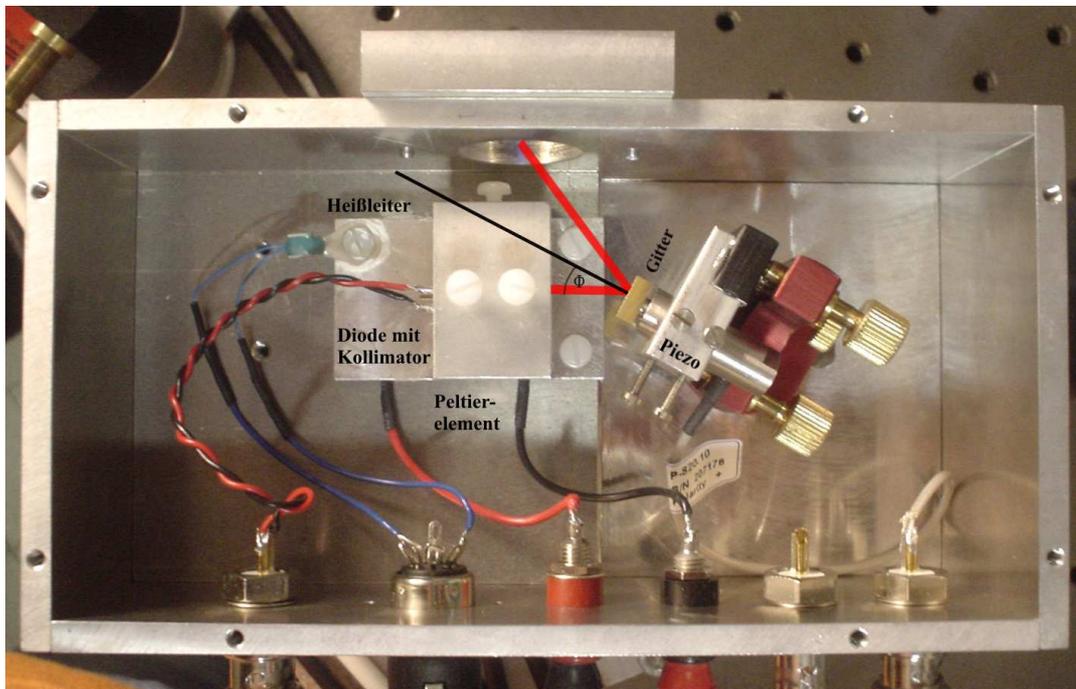


Abbildung 4.6: Verwendeter Diodenlaser in Littrow-Anordnung

beider Strahlen zu erreichen, wurde die Messung hinter einer Monomoden-Faser vorgenommen. Zur Auflösung des Schwebungssignal von mehreren  $MHz$  mit einer Offsetfrequenz von mehr als  $100 MHz$  wurde eine schnelle Photodiode ( $1,3 GHz$ ) verwendet.

Wenn beide Laser stabilisiert sind, ergibt sich ein Schwebungssignal mit einer

Signalbreite von circa  $8\text{ MHz}$ , (FWHM) (Abb. 4.7). Unter der Annahme, dass beide Laser die gleiche Frequenzbreite haben, ergibt sich daraus eine Breite für jeden einzelnen Laser von  $1/\sqrt{2} \times 8\text{ MHz} \approx 5,7\text{ MHz}$ . Dies ist zwar kein idealer Wert für Diodenlaser, begrenzt aber die Anzahl der Atome in der MOT nicht und ist somit für den gedachten Einsatz ausreichend.

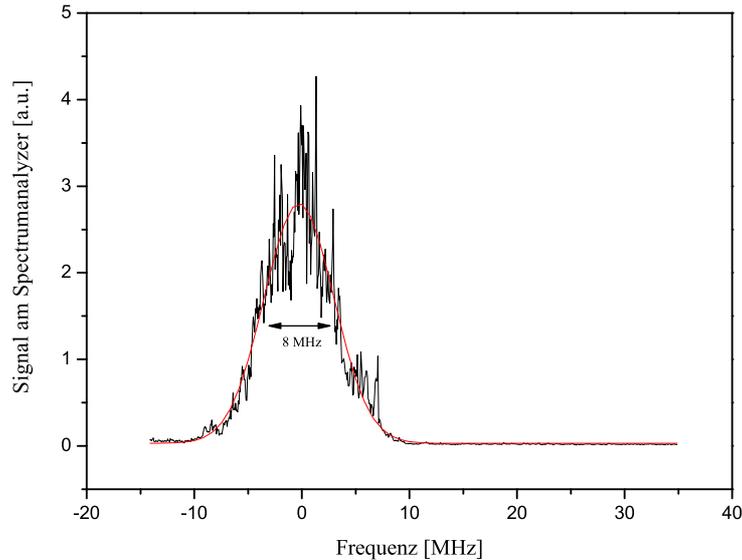


Abbildung 4.7: Schwebungssignal der verwendeten Diodenlaser. Die Frequenz ist relativ zum eingestellten Offsetfeld aufgetragen.  $FWHM \approx 8\text{ MHz}$

## Spektroskopie und Strahlengang

Die Frequenz des Kühllasers wird nicht direkt auf den Kühlübergang stabilisiert, um verschiedene Verstimmungen zum Übergang für MOT, Melasse und Detektion zu ermöglichen. Da es keine akusto-optischen Modulatoren (AOM) gibt, die im Frequenzbereich weniger MHz arbeiten, wird der Laser daher auf die Crossover-Resonanz zwischen den Übergängen  $F = 2 \rightarrow F' = 1$  und  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  stabilisiert (Abb. 4.8). Die nötige Frequenz-Verschiebung zum Betrieb der MOT wird bei dem Kühllaser über zwei AOMs ( $80\text{ MHz}$ ) nach folgendem Schema realisiert:

Einer der beiden AOMs (AOM 1) befindet sich im Sättigungsarm des Spektroskopie-Zweigs (vgl. Abb. 4.1). Mit diesem wird der Sättigungsstrahl

um  $\nu = 76 \text{ MHz}$  zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Dies führt zu einer Verschiebung der Lamb-Dips und Crossover-Resonanzen um  $\nu/2$ . Durch die Stabilisierung des Lasers auf eine dieser Resonanzen ist somit das Laserlicht um  $\nu/2 = 38 \text{ MHz}$  zu höheren Frequenzen verschoben.

Der zweite AOM (AOM 2) im Hauptstrahl verschiebt die Frequenz des Lichts in einem Doppelpass um weitere  $2 \times 76 \text{ MHz}$  in die gleiche Richtung. Die gesamte Frequenzverschiebung zur Crossoverlinie ergibt folglich  $190 \text{ MHz}$ . Mit diesen Einstellungen ist der Laser insgesamt um  $22,15 \text{ MHz}$  zum Kühlübergang rotverschoben (Abb. 4.8).

Mit dem zweiten AOM lässt sich der Kühllaser schnell an ( $1 \mu\text{s}$ ) und aus ( $100 \mu\text{s}$ ) sowie auf andere Frequenzen umschalten, wie es zur Detektion und bei der Melassenkühlung benötigt wird. Über den AOM im Spektroskopie-Arm wird die zur Stabilisierung nötige Frequenzmodulation generiert.

Der zweite Diodenlaser, der das Licht zum Rückpumpen der Atome bereitstellt, wird direkt auf den Übergang von  $F = 1$  nach  $F' = 2$  stabilisiert. Die notwendige Frequenzmodulation wird daher über den Laserstrom auf das Licht moduliert.

Vor der Verstärkung wird das Licht der beiden Diodenlaser mit Hilfe eines Glasplättchens vereinigt, wobei ca 95% des Rückpumplichts verloren gehen. Dies wird in Kauf genommen, da die Rückpumpleistung nur circa 1/1000 des Kühllichts betragen muss.

### **Tapered Amplifier**

Um einen möglichst großen Einfangbereich der MOT sowohl im Orts- als auch im Impulsraum zu erreichen, wird eine möglichst hohe Laserleistung benötigt, welche durch die Laserdioden allein nicht erzeugt werden kann. Deshalb wird der zusammengeführte Strahl aus Kühl- und Rückpumplicht in einem Tapered Amplifier (TA) verstärkt, der im Folgenden beschrieben wird.

#### *Prinzip*

Das Problem bei der Leistungserzeugung in Laserdioden ist die hohe Leistungsdichte in einem schmalen optischen Wellenleiter (typ.  $3\text{--}5 \mu\text{m}$ ) und vor allem an der Ausgangsfacette. Dort kommt es durch Absorption zu einer starken lokalen Erhitzung und so zu einer Zerstörung der Facetten und damit der Diode. Um dieses Problem zu umgehen, wurde das Prinzip einer trapezförmigen Geometrie entwickelt, welche in den sogenannten Tapered Amplifiern (TA) angewandt

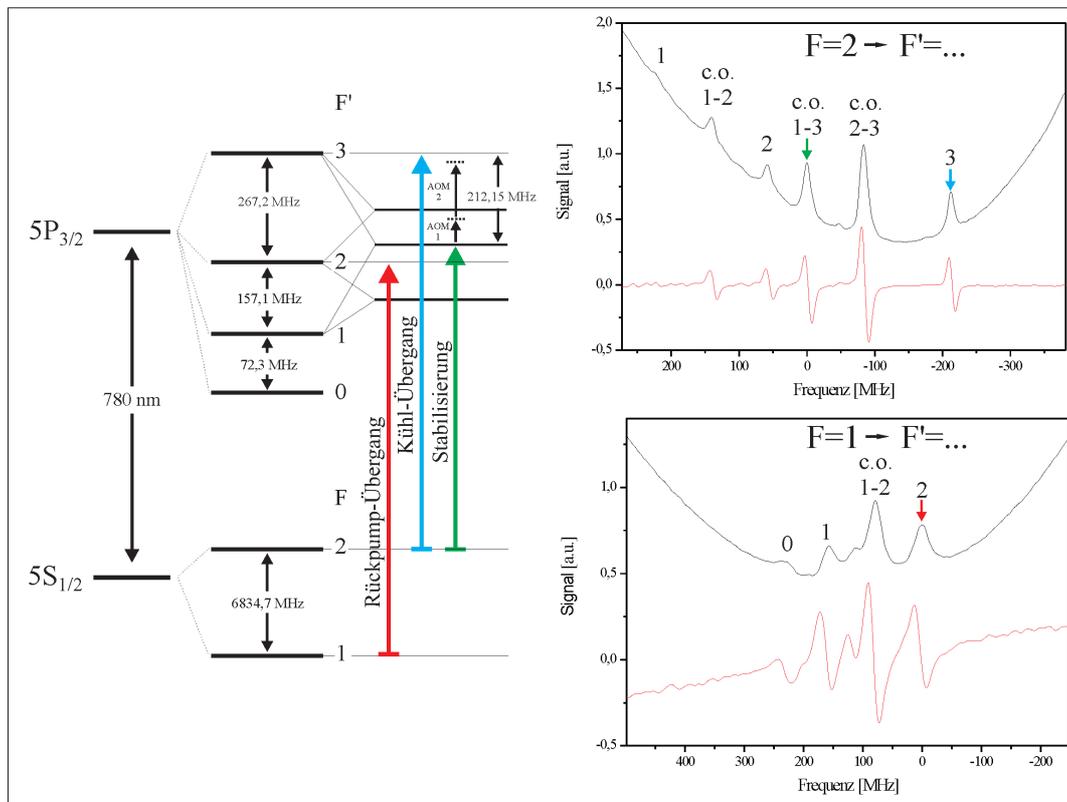


Abbildung 4.8: Sättigungsspektroskopiesignal  $^{87}\text{Rb}$  für Rückpump- und Kühl-Übergang und das zugehörige Themschema

wird.

Die Tapered Amplifier sind wie die Diodenlaser aus verschiedenen dotierten Halbleiterschichten aufgebaut. Das optisch aktive Material ist jedoch so angeordnet, dass sich nach einem kurzen schmalen Wellenleiter ein trapezförmig auseinanderlaufender Resonator anschließt (vgl. Abb. 4.9). Im schmalen Wellenleiter kommt es so zunächst durch induzierte Emission zu einer Vorverstärkung des Lichts. Durch Beugung am Übergang zum trapezförmigen Bereich, breitet sich die Lichtwelle im gesamten Bereich aus und wird durch induzierte Emission weiter verstärkt (vgl. Abb. 4.10). Die große Austrittsfläche verhindert nun eine zu hohe Leistungsdichte am Ausgang [45].

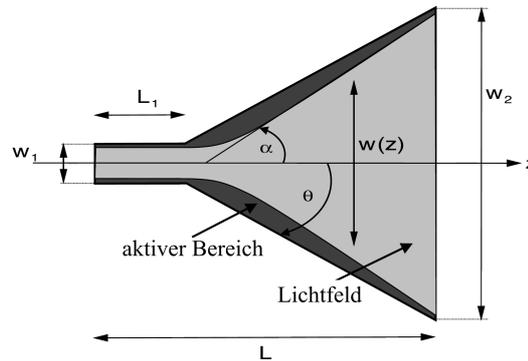


Abbildung 4.9: Schema des optischen Bereichs mit Lichtfeld in einem Tapered Amplifier (entnommen aus [45])

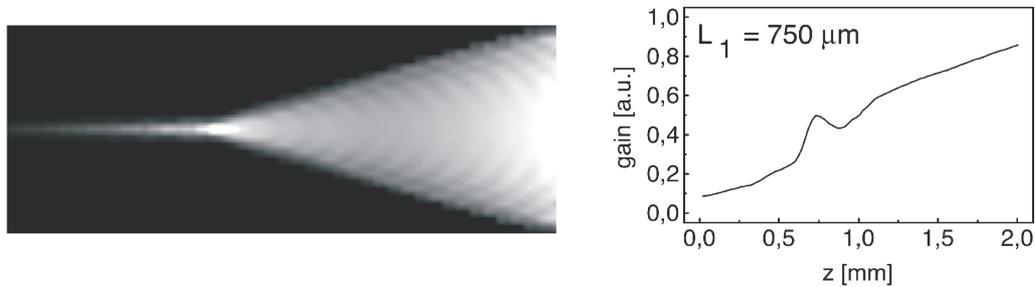


Abbildung 4.10: Numerische Simulation der Lichtausbreitung innerhalb der optisch aktiven Zone im Tapered Amplifier. Übergang vom schmalen Wellenleiter zur trapezförmigen Geometrie nach  $750 \mu\text{m}$  bei einer Gesamtlänge von  $2 \text{ mm}$ . (*Links*: Momentaufnahme der örtlichen Verstärkung, *Rechts*: Längsschnitt der Verstärkung durch den TA) (entnommen aus [45])

### Aufbau

In diesem Experiment wird ein Chip der Firma Eagleyard (EYP-TPA-0780-00500-3006-CMT03-0000) verwendet. Die Breite der Eingangsfacette beträgt  $w_1 = 3 \times 3 \mu\text{m}$  und die der Ausgangsfacette  $w_2 = 290 \times 3 \mu\text{m}$ . Der Resonator hat eine Gesamtlänge von  $L = 2750 \mu\text{m}$  (vgl. Abb. 4.9).

Eine Linse (C230TM-B), mit  $f = 4,5 \text{ mm}$  und  $NA = 0,55$  fokussiert den Strahl auf die Eingangsfacette des TA-Chips. Dieser Linsentyp dient auch zur Kollimation des Diodenlasers und eignet sich deshalb besonders für diesen Zweck, da die Abmaße der Ausgangsfacette der Diodenlaser denen der Eingangsfacette des TA gleichen. Sowohl bei der Einkoppel- als auch bei der Auskoppellinse wurde auf die collimation-tube Technik (LT230P-B) der Firma

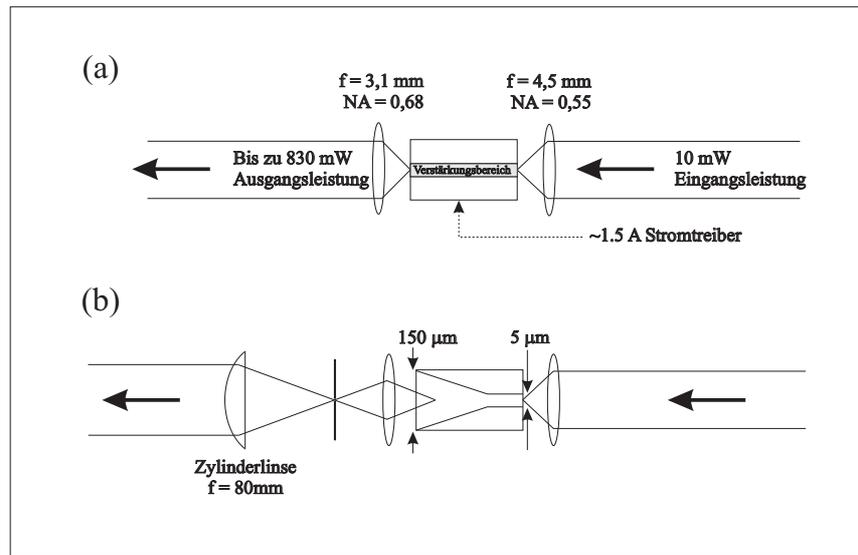


Abbildung 4.11: Schema der TA Eingangs- und Ausgangsoptik. Ansicht a) von der Seite und b) von oben

Thorlabs zurückgegriffen, um besseren Halt und Justierbarkeit der Linsen zu gewährleisten.

Aufgrund der unterschiedlichen Maße der Austrittsfacette in horizontaler und vertikaler Richtung ist das austretende Licht unterschiedlich stark divergent. Deshalb wird der Strahl zunächst mit einer Linse (C330TM-B) mit sehr kleiner Brennweite ( $f = 3,1 \text{ mm}$ ) und möglichst großer numerischer Apertur ( $NA = 0,68$ ) in der vertikalen Richtung kollimiert. So wird das Licht zunächst in der horizontalen Ebene fokussiert (siehe Abb. 4.11), was mit Hilfe einer zylindrischen Linse ( $f = 80 \text{ mm}$ ) ausgeglichen wird. Um Rückreflexe in den TA zu vermeiden, die durch Leistungserhöhung die Eintrittsfacette zerstören würden, wird der Strahl hinter der Zylinderlinse durch einen optischen Isolator ( $30 \text{ dB}$ ) geführt.

Der kommerzielle Lasertreiber (LI-4500 Wavelength Electronics) stellt den nötigen konstanten Strom von  $1,5 \text{ A}$  zur Verfügung.

Bei der Temperaturstabilisierung wurde auf die vom Diodenlaser bekannte Technik zurückgegriffen, wobei allerdings Messungen ergeben haben, dass die Temperatur keinen wesentlichen Effekt auf die Verstärkung des TA hat. Allerdings müssen bei einer Umwandlungseffizienz (elektrisch - optisch) von circa 20 % circa  $3,5 \text{ W}$  an Wärmeleistung möglichst gut abgeführt werden. Dies wird dadurch gewährleistet, dass der gesamte Block, auf dem der TA und die Ein- und Auskoppeloptik befestigt sind, aus Kupfer besteht (Abb. 4.12), der

durch ein Peltierelement auf circa  $19,5^{\circ}\text{C}$  gekühlt wird. Der gesamte Aufbau ist in einem modifizierten Laserdiodengehäuse mit antireflexbeschichteten Fenstern untergebracht und so von der Umgebung isoliert. So wird verhindert,

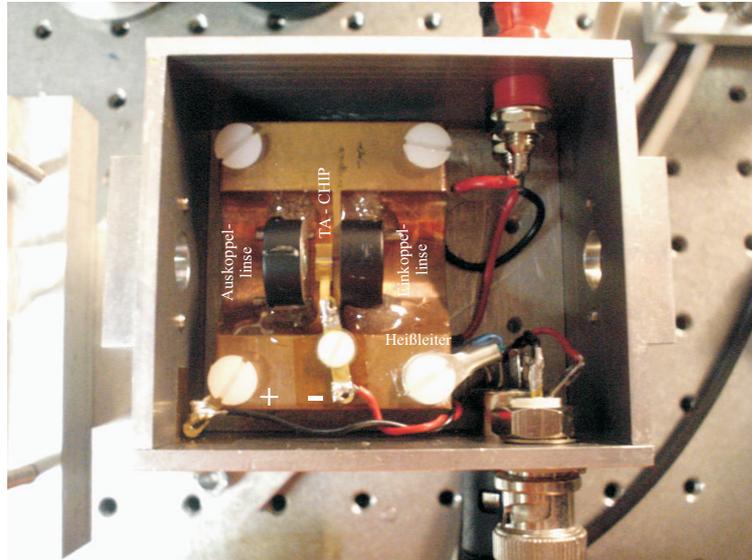


Abbildung 4.12: Tapered Amplifier

dass sich Staub und andere Partikel auf den TA-Chip und vor allem auf den Facetten absetzen können.

### *Messungen*

Der beschriebene Aufbau erzeugt kein gaußförmiges Strahlprofil (Abb. 4.13). Trotzdem können bis zu 50 % der Laserleistung in eine optische Monomodens-Faser injiziert werden, die mit entsprechender Auskoppeloptik ein gaußsches Strahlprofil liefert.

Die Leistung des verstärkten Strahls ist stark von der Justage der Injektion, der Polarisierung und der injizierten Leistung abhängig. Bei optimaler Einstellung wurden, bei einer Injektionsleistung von  $10\text{ mW}$ , einem Strom von  $1,5\text{ A}$  und  $780\text{ nm}$  Wellenlänge,  $830\text{ mW}$  vor und  $700\text{ mW}$  Ausgangsleistung hinter dem optischen Isolator gemessen.

Zur Charakterisierung des TA wurde die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Eingangspolarisation (Abb. 4.14) und der Injektionsleistung (Abb. 4.15) aufgenommen.

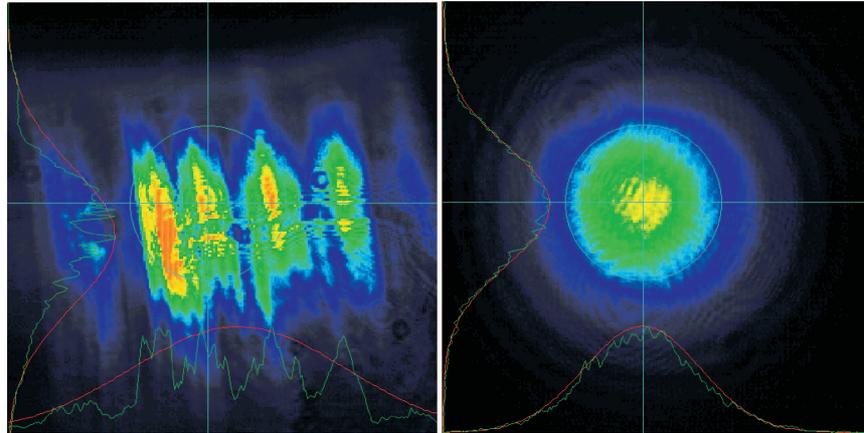


Abbildung 4.13: Vergleich des Rubidium Laserstrahlprofils, links vor und rechts hinter der Monomodenfaser.

Abbildung (4.14) lässt erkennen, dass die Verstärkung des Lichts stark von der Polarisation des injizierten Lichts abhängt, aber keiner genauen Justage bedarf, da erst bei größerer Winkelabweichung ( $> \pm 10^\circ$ ) vom Idealwert ein signifikanter Abfall ( $> 1\%$ ) in der Leistung zu beobachten ist.

Abbildung (4.15) zeigt, dass bei  $10\text{ mW}$  Injektionsleistung der Sättigungsbe-

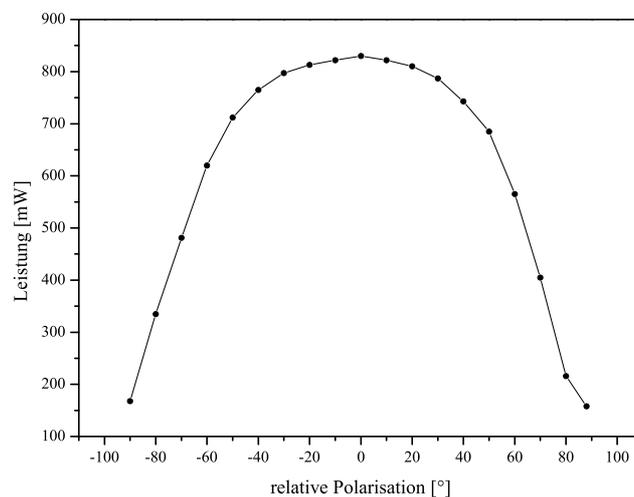


Abbildung 4.14: Ausgangsleistung des TA (gemessen vor dem Isolator) in Abhängigkeit der Polarisation der Injektion

reich der Ausgangsleistung erreicht wird. Somit führen Schwankungen während der Präparation des Lichts nur zu kleinen Leistungsschwankungen hinter dem TA und somit zu geringen Störungen in der MOT.

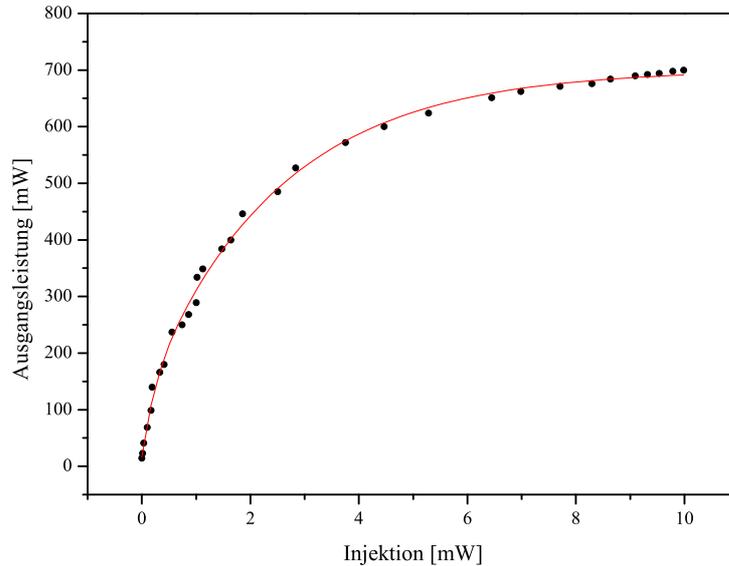


Abbildung 4.15: Ausgangsleistung des TA (gemessen hinter dem Isolator) in Abhängigkeit der Leistung der Injektion mit Fit durch Sättigungsfunktion

### 4.1.2 Kalium-Lasersystem

Im folgenden Abschnitt wird das aufgebaute System zum Fangen und Kühlen des Kaliums beschrieben. Dazu werden zunächst die Besonderheiten des verwendeten Titan:Saphir-Lasers (Ti:Sa) vorgestellt, der die gesamte Laserleistung bereitstellt. Im zweiten Teil werden die Stabilisierung und Frequenzverschiebungen beschrieben, die zur Erzeugung des Kühl- und Rückpumplichts nötig sind. Im letzten Abschnitt wird die Überlagerung aller Strahlen auf eine Faser beschrieben und ein abschließender schematischer Überblick des gesamte Lasersystem gegeben.

#### Titan:Saphir-Laser

Der Ti:Sa der Firma Tekhnoscan (TIS-SF-07e) besteht aus einem Titan:Saphir-Kristall in einem Ringresonator (Abb. 4.16), welcher von einem ND:Vandate-Laser (10 W) der Firma Coherent (Verdi V10) optisch gepumpt wird. Der über

einen großen Wellenlängenbereich durchstimmbare Ti:Sa (750 – 850 nm mit den hier verwendeten Spiegeln) hat dazu mehrere frequenzselektive Elemente, die die Ausgangsfrequenz des Ti:Sa immer feiner bestimmen. Dazu gehören passive Elemente wie Liot-Filter und Ethalons aber auch aktive Elemente wie mehrere Spiegel die mit Hilfe von Piezos die Resonatorlänge des Ti:Sa verändern können. Um den Laser auf maximale Ausgangsleistung zu stabilisieren, ist der Ti:Sa mit einer internen Lock-Elektronik ausgestattet, die dazu eine Intensitätsmodulation von 2 kHz über die Verkippung eines Ethalons auf das Licht moduliert. Dies führt zu einer generellen Frequenzbreite in diesem Bereich und zu möglichen Problemen bei der eigenen Lock-In-Stabilisierung.

Die externe elektronische Lock-In Frequenzstabilisierung steuert die Piezos an.

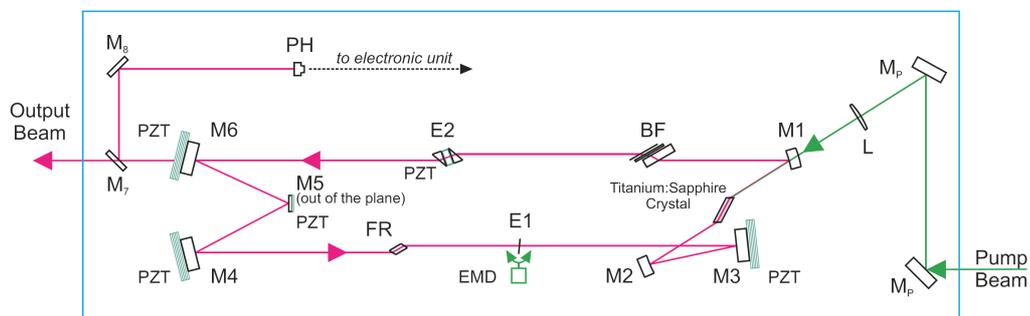


Abbildung 4.16: Strahlengang im Ti:Sapphire-Laser

Wobei langsame Drifts ( $< 10 \text{ Hz}$ ) in der Frequenz von den langsam verstellbaren Piezos an den Spiegeln M3, M4 und M6 (Abb. 4.16) und schnelle Schwankungen ( $< 1 \text{ kHz}$ ) von dem Piezo am Spiegel M5 ausgeglichen werden.

Beatsignalmessungen mit den Diodenlasern haben für den Ti:Sa auch eine Frequenzbreite von circa  $6 \text{ MHz}$  (FWHM) ergeben. Die Messung wurde vor der zusätzlichen Stabilisierung durch den schnellen Piezo aufgenommen, durch welche die Frequenzbreite weiter verringert werden konnte. Weiter Messungen wurden nicht mehr aufgenommen da die Frequenzbreite zum jetzigen Zeitpunkt den Anforderungen für die MOT genügt.

## Spektroskopie und Strahlengang

Da das Isotop  $^{40}\text{K}$  in der Natur nur zu 0,012% vorkommt, ist es nicht möglich, in einer kommerziellen Spektroskopiezelle direkt auf die Linien des  $^{40}\text{K}$  zu stabilisieren. Deshalb wird ein Übergang des  $^{39}\text{K}$  zur Stabilisierung verwendet (vgl. Abb. 4.17). Da die angeregten Niveaus der Hyperfeinstruktur sehr eng beieinander liegen, können sie mit einer einfachen Spektroskopie nicht aufgelöst werden. Daher wird auf dem Crossover-Peak zwischen den Übergängen  $F=2 \rightarrow F'=1-3$

und den Übergängen  $F = 1 \rightarrow F' = 0-2$  stabilisiert. Diese Resonanz hat den weiteren Vorteil, dass sie energetisch zwischen den Rückpump- und dem Kühlübergang des  $^{40}\text{K}$  liegt. So können die beiden Frequenzen durch Verschiebung in die jeweilige Richtung mittels AOMs (200 MHz) erzeugt werden.

Um die Frequenz des Kühl- und Rückpump-Übergangs des  $^{40}\text{K}$  zu erreichen

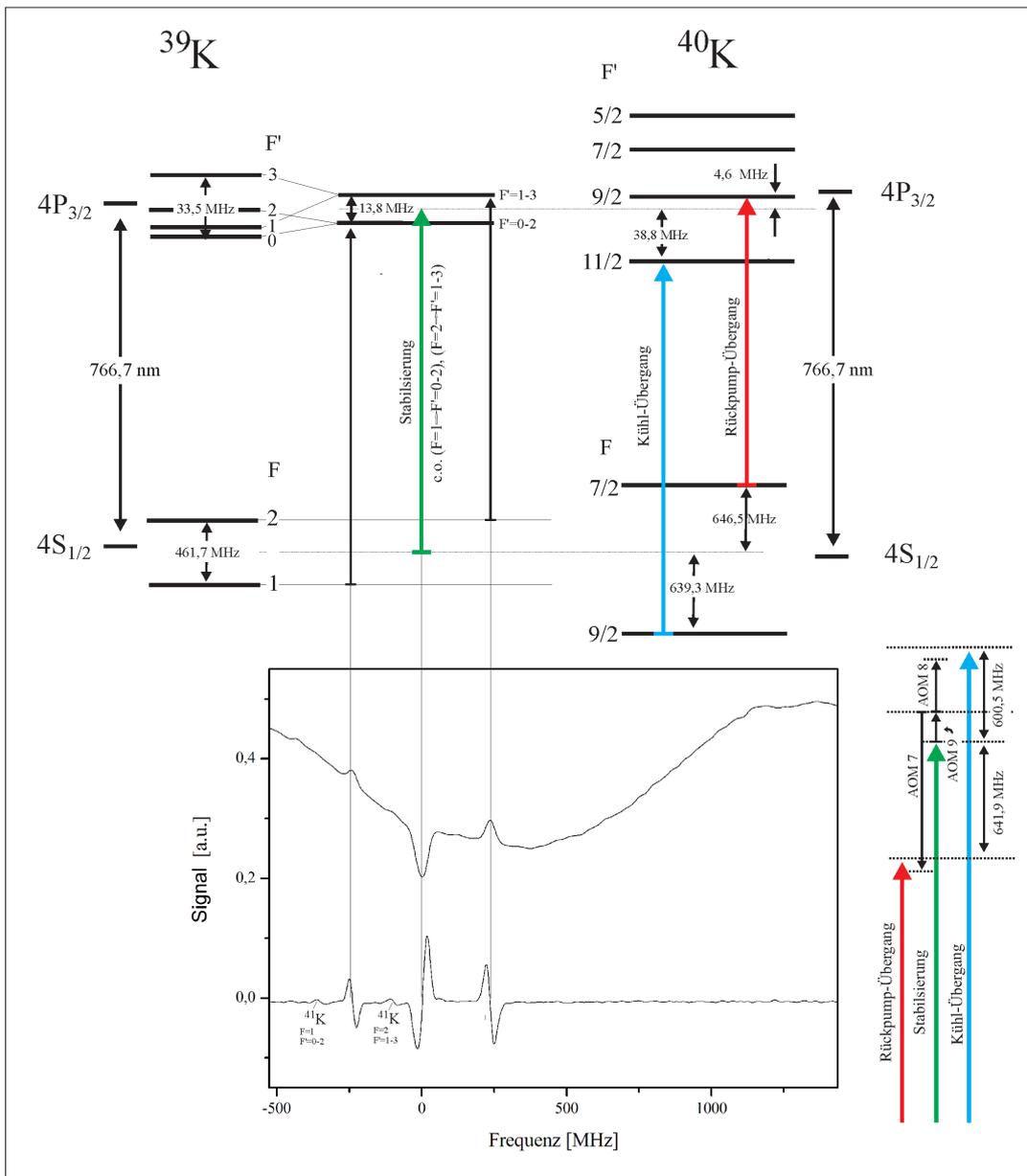


Abbildung 4.17: Sättigungsspektroskopiesignal von  $^{39}\text{K}$  mit dem zugehörigen Thermoschema und der relativen Lage zum  $^{40}\text{K}$ .

(Abb. 4.17), wird das Licht zunächst durch einen AOM-Doppelpass (vgl. Abb. 4.1) im Sättigungsarm der Spektroskopie um  $(1/2 \times 2 \times)166 \text{ MHz}$  zu tieferen Frequenzen verschoben. Mit einem AOM-Doppelpass ( $2 \times 203,5 \text{ MHz}$ ) für das Kühl- und einem AOM-Vierfachpass ( $4 \times 199,4 \text{ MHz}$ ) für das Rückpumplicht werden dann die jeweilige Resonanzfrequenz mit der nötigen Verstimmung erreicht.

AOM	Funktion / Ort	Frequenz [MHz]	effektive Verschiebung [MHz]
1	Spektroskopie Rb	76	38
2	Kühllicht Rb	76	152
"	optisches Pumpen Rb	(88)	(176)
"	Detektion	87	174
7	Rückpump-Licht K	(203, 5)	(814)
8	Kühl-Licht K	(199, 4)	(398, 8)
"	optisches Pumpen K		
"	Detektion	(217)	(434)
9	Spektroskopie K	(166)	(166)

Tabelle 4.1: Frequenzen der akusto-optischen Modulatoren (noch nicht optimierte Werte in Klammern)

### Kombination der einzelnen Strahlen

Wie schon oben erwähnt, wird zur Vereinfachung und Stabilisierung der MOT-Justage das gesamte benötigte Licht auf eine einzige Monomodens-Faser (Schäfer und Kirchhoff SM 85-P-5/125-UV/UV-250) gegeben. Diese Faser ist für zwei senkrecht zueinander stehende Richtungen polarisationserhaltend. Da die feste Polarisationsrichtung am Ausgang der Faser für den weiteren Verlauf entscheidend ist (vgl. Kap. 4.3.1), wurde diese mit Hilfe eines Polarisationsanalysator für das Licht aus dem TA genau eingestellt.

Das Licht zum Kühlen des Rubidiums ist, wie in Abschnitt (4.1.1) beschrieben, schon vor dem TA zusammengeführt worden. Um den Strahl aus dem TA der Einkoppeloptik von Schäfer und Kirchhoff (60 FC A11) anzupassen, durchläuft der Strahl zwei Linsen mit  $f_1 = 125 \text{ mm}$  und  $f_2 = 150 \text{ mm}$  im Abstand  $f_1 + f_2$  und wird somit um den Faktor  $6/5$  vergrößert. Dies ermöglicht eine Einkoppeleffizienz von circa 50 %.

Um das Kühllicht für das Kalium mit dem Laserstrahl für das Rubidium zu vereinen, wird ein Kantenspiegel (Laserzentrum Hannover) benutzt. Die-

ser Spiegel reflektiert 95 % bei 765 nm, transmittiert aber 95 % des Lichts bei 780 nm. So lassen sich die Strahlen trotz gleicher Polarisationsrichtung mit sehr geringen Verlusten vereinen. Somit bleibt auch die Polarisationsrichtung des Kalium-Kühllichts in der Faser erhalten.

Um das Rückpumplicht für Kalium mit den drei anderen Frequenzen zu vereinen, wird ein einfacher Polarisationsstrahlteilerwürfel (PSW) verwendet, um die Verluste klein zu halten (vgl. Kap. 3.6). Das Zusammenführen zweier unterschiedlicher Polarisationsrichtungen ist hier erlaubt, weil die relative Leistung des Rückpumpstrahls in den einzelnen Achsen der MOT keine relevante Störung mit sich bringt.

## 4.2 Vakuumsystem

In diesem Abschnitt wird das Vakuumsystem vorgestellt, welches in zwei Gebiete mit je einer Glaszelle unterteilt ist, in denen unterschiedliche Drücke bereitgestellt werden. Im ersten Bereich wird das optische Vorkühlen realisiert und wird im Folgenden als MOT-Bereich mit MOT-Zelle bezeichnet. Im zweiten Teil des Vakuumsystems sollen die Atome ins Quantenregime gekühlt werden, um dort die eigentlichen Experimente durchführen zu können. Dieser Teil wird daher Experimentierbereich mit Experimentier-Zelle genannt.

Im Experimentierbereich muss ein Ultrahoch-Vakuum (UHV) bereitgestellt werden, da die Lebensdauer quantenentarteter Gase stark abhängig von den Stößen mit dem Hintergrundgas ist. Dies steht aber im Gegensatz zu der aus dem Hintergrundgas geladenen MOT. Um eine hohe Anzahl an Atomen in der MOT fangen zu können, wird dort mit Hilfe von Dispensern als Atomquelle ein Hintergrundgasdruck aus Kalium und Rubidium aufgebaut. Um die unterschiedlichen Druckbereiche zu realisieren, sind die beiden Gebiete durch eine differentielle Pumpstufe voneinander getrennt. Im Folgenden wird zunächst der Aufbau des gesamten Vakuumsystems mit den einzelnen Komponenten beschrieben. Im zweiten Abschnitt wird dann die Prozedur des sogenannten Ausbackens zum Erreichen des UHVs erläutert und der Druckverlauf beschrieben. Der letzte Teil erläutert die Dispenser als Hilfsmittel zur Erzeugung eines Hintergrundgases.

### 4.2.1 Beschreibung der Vakuumkomponenten

Das Herzstück des MOT-Bereichs besteht aus einer rechteckigen Glaszelle ( $140 \times 56 \times 56 \text{ mm}$ ). Diese ist besonders groß gewählt, um möglichst große Laserstrahlen für die MOT verwenden zu können. Sie ist von beiden Seiten eingespannt (Abb. 4.18) und deshalb sehr anfällig gegenüber Verschiebungen der einzelnen Arme der Apparatur zueinander. Um solche Verspannungen zu verhindern, ist ein Glas-Metall-Übergang der Glaszelle durch einen Wellbalg flexibel

gestaltet worden und kann so Verkippungen kompensieren. Darauf folgt dann ein zweiter, externer Balg. So können auch kleine parallele Verschiebungen ausgeglichen werden. Um den Effekt des Zusammenziehens unter Vakuum und die daraus resultierenden Zugspannungen auf die Glaszelle zu minimieren, wurden die Bälge vor dem Abpumpen mechanisch gestaucht. Die Höhe der Auflage für den Flansch der Glaszelle wurde zunächst bei einer flexiblen Aufhängung der Glaszelle bestimmt. Um seitliche Verschiebungen zu ermöglichen, wurde die Auflage flach gewählt und durch Teflonmaterial am Auflagepunkt gleitfähig gemacht.

Im anschließenden Vakuumkreis in Achsrichtung ist ein Fenster angebracht,

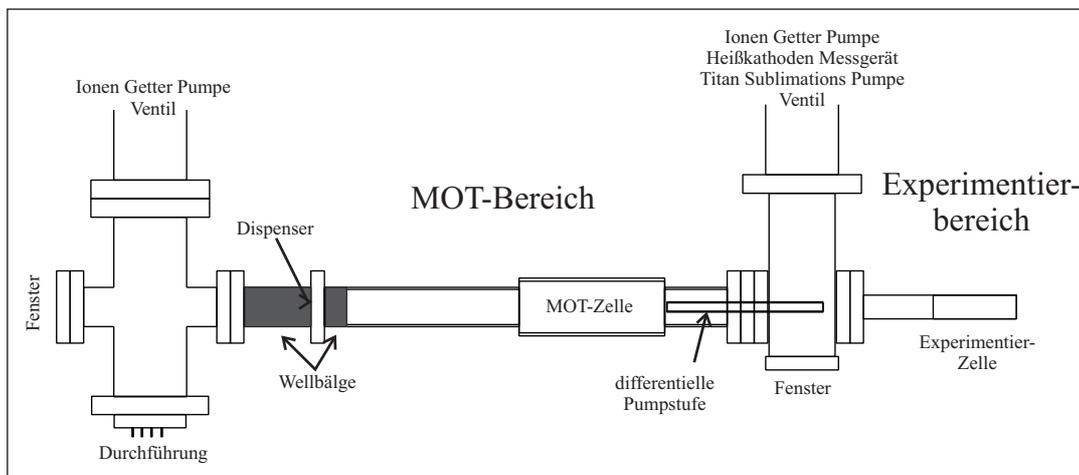


Abbildung 4.18: Schematischer Aufbau des Vakuumsystems

welches in der Längsachse der Glaszellen einen optischen Zugang ermöglicht (Abb. 4.18). Senkrecht dazu schließen sich ein Ventil nach außen und eine Ionen-Getter-Pumpe (Varian: Vaclon Plus 55) an. Über das Ventil ist der Anschluß einer externen Pumpe möglich, die zur Vorbereitung des Vakuums benötigt wird. Im ständigen Betrieb bleibt das Ventil geschlossen und das Vakuum wird durch die Ionen-Getter-Pumpe (Saugvermögen  $S = 55 \frac{l}{s}$ ) konstant gehalten.

Das Herzstück des Experimentierbereich besteht aus einer zweiten, kleineren Glaszelle ( $80 \times 22 \times 22 \text{ mm}$ ). Um das für die quantenentarteten Gase nötige UHV zu erreichen, wird neben einer baugleichen Ionen-Getter-Pumpe zusätzlich eine Titan-Sublimationspumpe (Vacuum Generators ZST23) eingesetzt. Die Saugleistung dieser TSP ist abhängig von der mit Titan bedampften Fläche ( $S = 4 \frac{l}{scm^2}$ ). Zur Kontrolle des Drucks wird eine Heißkathode (Varian: UHV24P) mit einem Meßbereich von  $1 \times 10^{-3} \text{ torr}$  bis  $5 \times 10^{-12} \text{ torr}$  verwendet. Auch dieser Bereich verfügt über ein Ventil nach außen, um eine externe Pumpe

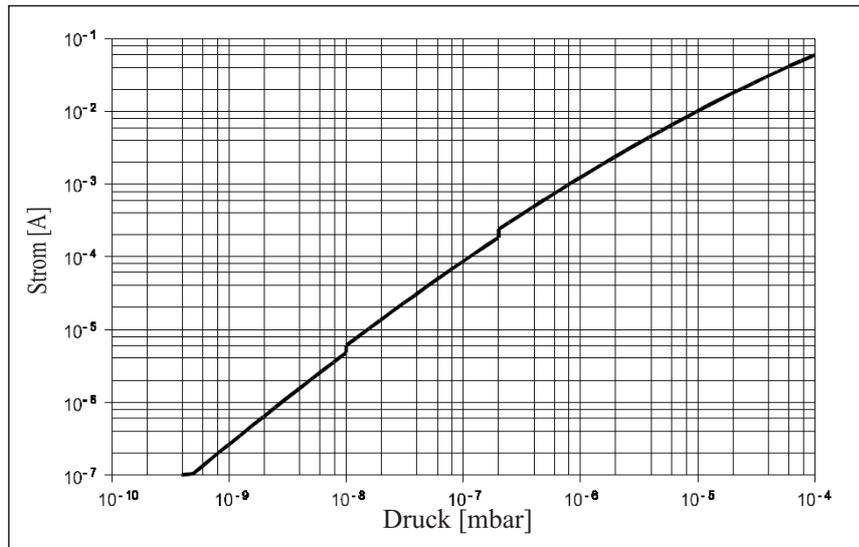


Abbildung 4.19: Strom - Druck Diagramm für die Ionen-Getter-Pumpen

anschließen zu können.

Um den Weg zwischen MOT und Magnetfalle und so die Transportzeit möglichst kurz zu halten, ist die MOT-Zelle durch einen kurzen Glas-Metall Übergang mit dem Experimentier-Teil verbunden.

Zwischen den beiden Vakuumbereichen ist eine differentielle Pumpstufe eingebaut, die aus einem langen ( $L = 13 \text{ cm}$ ) unmagnetischen Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von  $r = 8 \text{ mm}$  besteht. Diese differentielle Pumpstufe verhindert, dass das Hintergrundgas aus dem MOT-Bereich ungehindert bis in den Experimentierbereich vordringen kann.

Der Druck im Experimentierbereich ( $p_2$ ) stellt sich durch ein Gleichgewicht zwischen dem Gasstrom ( $Q_1$ ) durch die differentielle Pumpstufe und dem Gasstrom ( $Q_2$ ), der durch die Pumpe das System verlässt, ein

$$Q_1 = Q_2 . \quad (4.1)$$

Der Gasstrom  $Q_2$  kann durch das Saugvermögen der Pumpen  $S = Q_2/p_2$  bestimmt werden. Der Gasstrom durch das Rohr wird durch  $C$ , dessen Leitwert und die Druckdifferenz zwischen den Bereichen bestimmt

$$Q_1 = C(p_1 - p_2) . \quad (4.2)$$

Der Leitwert eines langen Rohrs für molekulare Strömungen ist für Atome mit der Masse  $m$  gegeben durch

$$C = \frac{4}{3} \frac{r^3}{L} \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m}} . \quad (4.3)$$

Daraus ergibt sich ein Druckunterschied zwischen MOT-Bereich ( $p_1$ ) und Experimentierbereich ( $p_2$ ) um den Faktor

$$\frac{p_1}{p_2} = 1 + \frac{S}{C}. \quad (4.4)$$

Für eine konservative Schätzung wird nur die Saugleistung der Ionen-Getter-Pumpe berücksichtigt und die Masse des leichteren Atoms, des Kaliums, angenommen. Hieraus ergibt sich ein um den Faktor  $\approx 100$  tieferer Druck im Experimentierbereich. Dies entspricht dem tatsächlichen Druckunterschied im Experiment von ungefähr zwei Größenordnungen.

Beide Bereiche sind über die Ventile (Vacuum Generators ZCRD60R) an einen mobilen Pumpstand anschließbar. Dieser Pumpstand wird am Anfang des Abpumpens und während des Ausheizens benötigt, da die beiden fest angeschlossenen Ionen-Getter-Pumpen erst ab einem Druck von circa  $10^{-6} \text{ mbar}$  effektiv arbeiten und eine vom Druck abhängige, begrenzte Lebensdauer besitzen.

Der Pumpstand besteht aus einer Drehschieberpumpe, die ein Vorvakuum von  $10^{-2} \text{ mbar}$  erzeugt und einer Turbopumpe, die mit diesem Vorvakuum in einem Bereich von  $10^{-2}$  bis  $10^{-9} \text{ mbar}$  effektiv pumpt. Nach dem Schließen der Ventile ist das System resistent gegenüber einem Stromausfall, da die beiden Ionen-Getter-Pumpen an eine unterbrechungsfreie Stromversorgung angeschlossen sind und somit über Stunden ohne Stromversorgung auskommen.

Für den gesamten Aufbau wurde nur CF-Hochvakuumtechnik und amagnetische Schrauben (A2) (passende Drehmomente in Tabelle) verwendet.

Schraubengröße :	M4	M6	M8
Drehmoment (Nm) :	9	16	20

Im Bereich des magnetischen Transports (vgl. Kap. 4.4) wurde vor dem Einbau der Elemente deren magnetischen Eigenschaften überprüft und nur speziell amagnetische Schrauben (A4) verwendet.

Mit dem hier beschriebenen Aufbau wird im MOT-Bereich ein Druck von circa  $10^{-9} \text{ mbar}$  (nur am Strom der Ionen-Getter-Pumpe ablesbar (Abb. 4.19)) erreicht. Im Experimentierbereich wird mit Hilfe der zusätzlichen Titan-Sublimations-Pumpe und der im Folgenden beschriebenen Ausbackprozedur ein Vakuum von circa  $2,5 \times 10^{-11} \text{ mbar}$  geschaffen.

### 4.2.2 Ausbackprozedur und Druckverlauf

Der Enddruck in einer Vakuumapparatur wird dann erreicht, wenn sich ein Gleichgewicht zwischen abgepumpten Atomen, Leckrate und aus den Wänden der Apparatur in das Vakuum diffundierenden Atomen (ausgasen) einstellt. Der Druck fällt dann langsam weiter, da die Wände aufgrund der Diffusion immer besser von Fremdatomen gereinigt werden.

Um ein Ultrahoch-Vakuum von  $10^{-11}$  mbar in der Experimentier-Kammer zu erreichen, wurde durch Erwärmen der Apparatur zunächst der Diffusionsprozess beschleunigt. Dieses sogenannte Ausbacken der Apparatur, das im Folgenden beschrieben wird, beschleunigt folglich den Pumpprozess.

Um Temperaturgradienten beim Ausbacken zu vermeiden, wurde der gesamte Experimentierbereich und die MOT-Zelle mit Aluminiumfolie umwickelt, damit die Heizdrähte keinen direkten Kontakt zur Apparatur haben. Außerdem wurden um beide Glaszellen Käfige aus Maschendraht gebaut, die sie vor Kontakt mit den Heizdrähten schützen.

Zur Optimierung des Wärmetransports wurde um die möglichst gleichmäßig verteilten Drähte eine weitere Schicht Aluminiumfolie gelegt. Um Wärmeverluste zu minimieren wurde der gesamte umwickelte Bereich abschließend mit Isolationsmaterial der Firma Polytec umgeben.

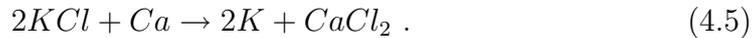
Das Erwärmen der Apparatur wurde mit circa  $1^\circ/5$  min vorgenommen und an verschiedenen Punkten überwacht, um Verspannungen und Gradienten zu vermeiden. Beim Ausheizen bis  $150^\circ\text{C}$  stieg der Druck von  $2 \times 10^{-7}$  auf  $\sim 3 \times 10^{-6}$  mbar an und fiel danach wieder. Nach 7 Tagen bei ca.  $150^\circ\text{C}$  (Druck bei  $5 \times 10^{-8}$  mbar) wurde die Temperatur innerhalb von 2 Tagen wieder gesenkt. Dabei fiel der Druck nach dem Schließen der Ventile und der Benutzung der TSP auf  $2,2 \times 10^{-11}$  mbar.

### 4.2.3 Dispenser

Das Isotop  $^{40}\text{K}$  ist in natürlicher Form nur zu 0,012 % in Kalium enthalten. Aus diesem Grund wird eine angereicherte Kalium-Quelle benötigt, um in der MOT-Kammer ausreichend  $^{40}\text{K}$  zur Verfügung zu stellen.

Da angereichertes  $^{40}\text{K}$  in großen Mengen für den Betrieb eines herkömmlichen Atomofens zu kostspielig ist, wird die Dispensertechnik verwendet. Dispenser bestehen aus einem kleinen Metallschiffchen, in dem das gewünschte Alkalimetall als Salz vorliegt. Hier wurde  $\text{KCl}$ -Salz der Firma Trace Sciences benutzt, welches zu 7% aus  $^{40}\text{KCl}$  besteht. Über einen ohmschen Heizeffekt kann dann in diesem Schiffchen eine Reduktion des Salzes durch ein weiteres Element gesteuert werden und das reine Alkalimetall kann in das Vakuum diffundieren.

Bei Rubidium konnte dabei auf - zur industriellen Verwendung gefertigte - Dispenser der Firma SAES zurückgegriffen werden. Für das  $^{40}\text{K}$  gibt es diese Möglichkeit nicht, und somit mußten die Dispenser von Hand gefertigt werden. Die dafür benutzte Reaktion [46] ist



Für die Metall-Schiffchen wurde eine Ni-Cr-Folie mit  $0.125\text{ mm}$  Dicke verwendet (Abb. 4.20). Jedes dieser gereinigten Schiffchen enthält  $\text{KCl}$  und  $\text{Ca}$

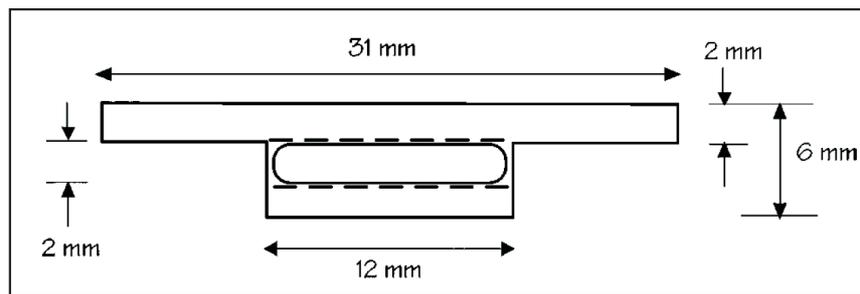


Abbildung 4.20: Schiffchen für Dispenser

im molaren Verhältnis 1 : 5. Mit einer Titanfeile der Körnung 0 wurde das  $\text{Ca}$  sehr fein gefeilt um eine möglichst große Reaktionsoberfläche zu erhalten. Dabei wurde sehr darauf geachtet, dass nicht oxidiertes  $\text{Ca}$  verwendet wurde. Das reine  $\text{Ca}$  ist hoch reaktiv mit Wasser und oxidiert schon bei geringer Luftfeuchtigkeit. Deshalb wurde die gesamte Arbeit unter Argon-Atmosphäre verrichtet. Dazu wurde von Prof. Dr. Binnewies am Institut für Anorganische Chemie der Universität Hannover eine sogenannte Glove-Box zur Verfügung gestellt. Der Transport wurde in luftdichten Glasbehältern vorgenommen, um die Zeit an der Atmosphäre weiter kurz zu halten.

Um die Bauart der Dispenser zu testen, wurden zunächst Dispenser mit nicht angereichertem Kalium gefertigt, in einem Teilarm des Vakuumsystems getestet und mit kommerziellen  $\text{K}$ -Dispensern der Firma SAES verglichen. Dazu wurde eine Spektroskopie mit einem Gaußschen Strahl mit  $1\text{ cm}$  Durchmesser und  $50\text{ mW}$  Leistung aufgebaut. Das von einem 10% reflektierenden Glasplättchen zurückgeworfene Licht wurde auf eine Photodiode justiert, um gleichzeitig die Fluoreszenz und die Absorption beobachten zu können. Die Messung ergab, dass die selbstgefertigten Dispenser ähnlich funktionieren wie die kommerziell Erworbenen. Bei einem Strom von  $4,5\text{ A}$  konnte eine starke Fluoreszenz und ein schwaches Absorptionssignal beobachtet werden, die bei den Dispensern von SAES ähnlich bei circa  $5\text{ A}$  auftraten.

Im endgültigen Vakuumsystem befinden sich vier  $^{40}\text{K}$ - und zwei  $\text{Rb}$ -Dispenser, die mittels einer Durchführung der Firma Vacom über einen Strom geheizt werden können. Die Anschlussbelegung an der Durchführung und die Anordnung am Halter selbst können Zeichnung (4.21) entnommen werden.

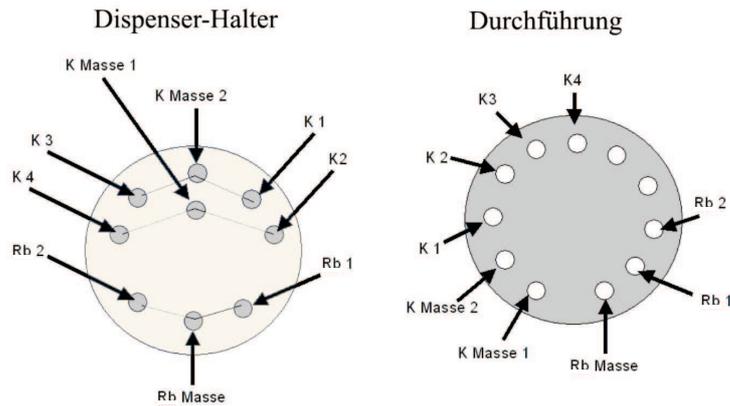


Abbildung 4.21: Schematische Darstellung von Dispenserhalter und Durchführung mit Belegung durch Dispenser

Um die Verunreinigungen, die trotz der Vorsichtsmaßnahmen immer vorhanden sind, von den Dispensern zu lösen, wurden sie ausgeheizt. Bei angeschlossener Turbopumpe wurde der Strom in den Dispensern in 1/2-Minuten-Schritten bis zum Maximalwert (bei  $\text{Rb}$  4,5 A, bei  $\text{K}$  3 A) erhöht und dort für 2 Minuten gehalten.

Im experimentellen Betrieb wird die optimale Atomzahl in der MOT bei einem Strom von 3,6 A am Rubidiumdispenser erreicht. Weiteres heizen führt zu keiner größeren Atomzahl, da die Größe der MOT dann durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt wird.

Die ersten gefangenen Kaliumatome konnten bei einem Dispenserstrom von 3,5 A beobachtet werden. Das zuvor beschriebene Ausheizen bei 3 A war somit nicht ausreichend und sollte für die anderen Kaliumdispenser mit erhöhtem Strom wiederholt werden.

### 4.3 MOT

Die in diesem Experiment verwendete Konfiguration der MOT besteht aus sechs individuellen Strahlen im Gegensatz zum Beispiel zur Spiegel-MOT, die mit drei

rückreflektierten Strahlen arbeitet. Im Vergleich der Konfigurationen steht hier zwar weniger Leistung in den einzelnen Strahlen zur Verfügung, dafür besteht aber eine bessere Justierbarkeit und keine Probleme durch Absorptionen. Dem genauen Strahlengang und der Justage widmet sich der erste Teil dieses Abschnitts.

Das benötigte Magnetfeld wird von zwei Spulen erzeugt, die auf einen fahrbaren Schlitten montiert sind. Dieser Schlitten ermöglicht den Transport der gefangenen Atome. Auf die Charakterisierung dieser Spulen sowie den Transport der Atome wird erst in Abschnitt (4.4) genauer eingegangen.

Weiterhin werden die zur Kompensation von Magnetfeldern benutzten Spulen und die zum optischen Pumpen verwendeten Spulen charakterisiert bevor die Detektion mit der quantitativen Auswertung vorgestellt wird.

### 4.3.1 Strahlengang und Justage

Abbildung (4.22) zeigt den optischen Aufbau der MOT. Der Strahlengang in diesem Bereich ist durch die Verwendung einer Mono-Moden-Faser vom Laseraufbau entkoppelt. Das aus der Faser tretende Licht wird durch ein Mikroskop-Objektiv ( $10\times$ ) mit  $f = 16\text{ mm}$  kollimiert und erzeugt so einen Strahl mit einem Durchmesser von  $2,99\text{ mm}$  (gemessen mit Hilfe einer CCD-Kamera und BeamView Software). Diese Strahlgröße hat sich als optimal für die Anzahl der in der MOT gefangenen Atome erwiesen.

Der Strahl mit den Wellenlängen des *Rb* und des *K* wird in die einzelnen MOT-Strahlen aufgeteilt (vgl. Abb. 4.22). Dazu wird zunächst das Licht mit zwei  $\lambda/2$ -Plättchen vor zwei Polstrahlteilern auf die drei Achsen aufgespalten, bevor das Licht jeder Achse mit Hilfe je eines  $\lambda/2$ -Plättchens in die beiden entgegenlaufenden Strahlen aufgeteilt wird. Nachdem die einzelnen Strahlen durch  $\lambda/4$ -Plättchen (vgl. Kap. 3.1) zirkular polarisiert wurden, werden sie von Teleskopen der Firma Thorlabs (BE10-B 10x) zehnfach aufgeweitet und mit 3"-großen Spiegeln auf das Fallenzentrum justiert.

Da hier mit zwei unterschiedlichen Wellenlängen gleichzeitig gearbeitet wird, mussten besondere Verzögerungsplättchen verwendet werden, um das Licht im gleichen Maß manipulieren zu können. Deshalb wurden  $\lambda/4$ -Plättchen nullter Ordnung für  $780\text{ nm}$  der Firma Linos verwendet, um die Effekte zu minimieren, die durch unterschiedliche optische Weglängen für verschiedene Wellenlängen auftreten. Die  $\lambda/2$ -Plättchen nullter Ordnung sind für  $773,5\text{ nm}$  ausgelegt. Diese Wellenlänge liegt genau zwischen der des Rubidiums und der des Kaliums, so dass sich der ohnehin schon kleine Störeffekt bei beiden Wellenlängen gleich groß auswirken sollte.

Bei der zirkularen Polarisation ist darauf zu achten, dass die vier ho-

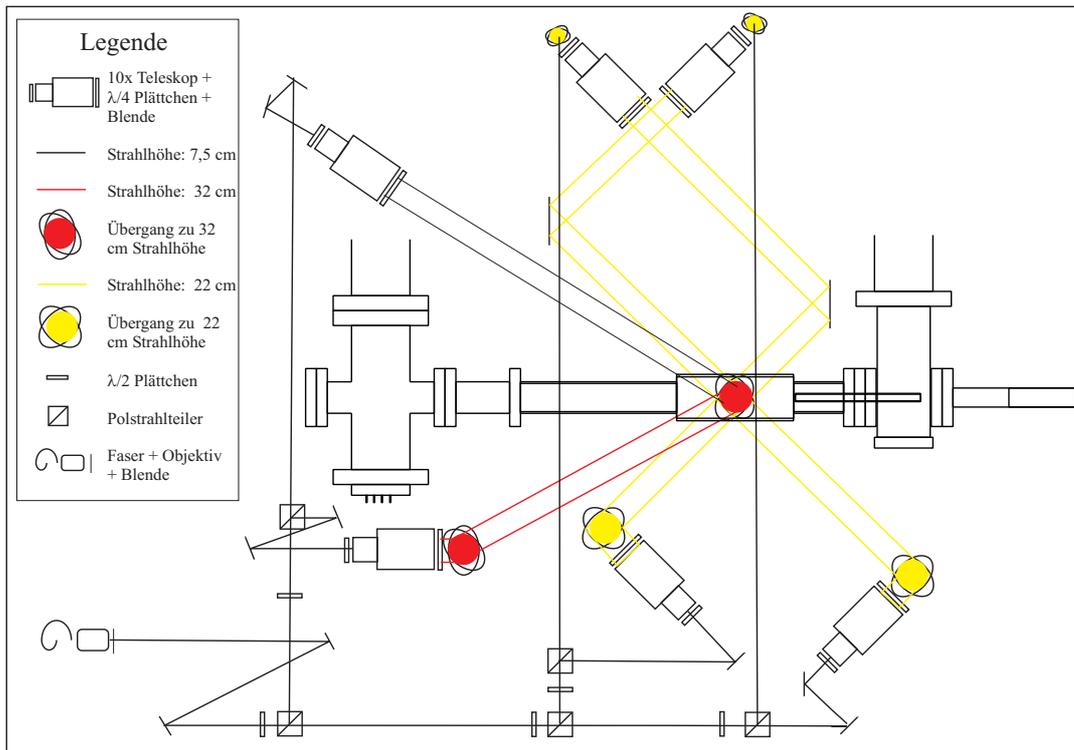


Abbildung 4.22: MOT-Strahlengang

horizontalen Strahlen in Strahlrichtung gleich polarisiert sind und die beiden vertikalen entgegengesetzt zu diesen, um die MOT-Bedingung zu erfüllen. Um dies gewährleisten zu können, wurde ein Polarisationsanalysator, bestehend aus einem  $\lambda/4$ -Plättchen und einer Polarisatorfolie, gefertigt. Dazu wurde das Plättchen so zur Polarisatorfolie orientiert, dass bei zirkular polarisiertem Licht je nach Drehsinn entweder maximale Auslöschung oder Transmission auftritt. Zur besseren Justage sind hinter den Teleskopen Iris-Blenden angebracht, die auf die Strahlmitte gestellt werden. Dazu wird eine Blende direkt hinter der Faserauskopplung auf Strahlmitte justiert und dann so weit zu gezogen, dass Beugungsringe hinter den Teleskopen sichtbar werden. Die Blenden hinter den Teleskopen werden dann auf die Mitte der Beugungsringe justiert. Bei minimaler Öffnung der Blenden werden zunächst die gegenläufigen Strahlen überlagert. Dann wird einer der Strahlen bei möglichst weit zugezogener Blende und hohem Magnetfeld (um Störfeld-Einflüsse gering zu halten) auf das MOT-Optimum gestellt. Danach wird dann der entgegenlaufende Strahl klein gezogen und die Überlagerung der beiden Strahlen wird wieder optimiert. Dies wird für jede einzelne Achse mehrfach wiederholt, um so iterativ dem Optimum näher zu kommen.

### 4.3.2 Kompensationsspulen und Spulen zum optischen Pumpen

Für die MOT und vor allem für die auf die MOT folgende Melasse-Phase ist es wichtig, mögliche Störmagnetfelder zu eliminieren. Dazu werden drei Spulenpaare in Helmholtzkonfiguration (Abstand = Radius) für die jeweiligen Raumrichtungen verwendet. Mit dieser Konfiguration entsteht ein homogenes Magnetfeld in der Mitte der Spulen.

Das Magnetfeld einer Spule kann mit Hilfe des Bio-Savart'schen Gesetzes berechnet werden. Die Felder in axialer Richtung lassen sich durch Addition der Einzelfelder berechnen. Hierbei ergibt sich

$$B(z, r = 0) = \frac{I\mu n}{2R} \left( \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z-\frac{a}{2}}{R}\right)^2\right)^{3/2}} + \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z+\frac{a}{2}}{R}\right)^2\right)^{3/2}} \right) \quad (4.6)$$

für das Feld auf der Achse in Abhängigkeit von der Anzahl der Windungen ( $n$ ), dem Radius der Spulen ( $R$ ) und dem Strom ( $I$ ).

Dabei werden in dieser Berechnung runde Spulen angenommen, wohingegen im Experiment aus Gründen der Fertigung und Montage rechteckige verwendet wurden. Allerdings reichen die Berechnungen aus, um eine schnelle Abschätzung der Felder zu bekommen, die mit einer bestimmten Konfiguration erreicht werden können. Dazu wurde außerdem mittels einer einfachen Kompassnadel festgestellt, dass das Erdmagnetfeld ( $0,3\text{ G}$  in Hannover) das dominierende Störmagnetfeld ist. Alle Spulen wurden so ausgelegt, dass mindestens ein Magnetfeld von einem Gauss kompensiert werden kann. Spätere Messungen mit einer Hallsonde haben dieses Ergebnis bestätigt. In Tabelle (4.2) werden die verwendeten Spulen, die dazu durchgeführte theoretische Abschätzung und die tatsächlich kompensierten Felder aufgelistet.

Des Weiteren ist auf den Halter für die Kompensationsspulen in der horizontalen Richtung senkrecht zum Vakuumarm ein zweites Spulenpaar aufgewickelt, welches zur Erzeugung des Umpump-Feldes (Tabelle 4.2) benutzt wird. Um das nötige Umpump-Feld von  $1\text{ G}$  zu erzeugen werden die Spulen bei einem Strom von  $3\text{ A}$  betrieben.

### 4.3.3 Detektion

Zur Detektion der Atomwolke während der MOT-Phase gibt es zur Zeit drei Möglichkeiten, die jeweils sensitiv auf das Streulicht der Atome sind.

Zum einen werden einfache CCD-Kameras von Conrad Elektronik verwendet, die noch sehr sensitiv im Infraroten arbeiten, aber nur ein qualitatives Bild der

Anschluß Netzgerät:	1	2	3	4
Leistungsbereich: (alternativ)	7V – 5A 20V – 2A	7V – 5A 20V – 2A	20V – 2A 50V – 0.8A	20V – 2A 50V – 0.8A
Spule : (Achsenverlauf)	optisches Pumpen	horizontal, senkrecht	horizontal, parallel	vertikal
Farbcode:	grün	gelb	rot (dünn)	blau
Litzenstärke [ $mm^2$ ]:	1,5	1,5	0,25	1,5
Wicklungen $n$ :	30	15	22	30
Abstand $a$ [ $cm$ ]:	35,5	35,5	21,5	36,5
Radius $R$ [ $cm$ ]: bzw 1/2 Kantenlänge	13	13	21,5	13 - 16
Gauss/Amperre [ $G/A$ ]:	0,6	0,3	0,9	0,63
Strom bei 1 Gauss [ $A$ ]:	1,7	3,3	1,1	1,6
Strom im Betrieb [ $A$ ]:	3	-	0,08	0,3
Magnetfeld [ $G$ ]:	2	< 0,1	$\sim 0,1$	$\sim 0,2$

Tabelle 4.2: Charakterisierung der Kompensationsspulen und der Spulen zum optischen Pumpen

Atomwolke geben können.

Zum anderen wird die Wolke über eine im Abstand  $2f$  aufgestellte Linse mit Brennweite  $f = 100\text{ mm}$  und Radius  $r = 11,25\text{ mm}$  auf eine großflächige ( $100\text{ mm}^2$ ) und lichtempfindliche Photodiode (RS Nr. 590-963) mit integriertem Verstärker abgebildet. Diese Photodiode wurde geeicht (Abb. 4.23) und gibt eine Spannung aus, die proportional zum einfallenden Licht ist. Der Proportionalitätsfaktor  $R$  beträgt

$$R = 2,3 \cdot 10^5 \frac{V}{W} . \quad (4.7)$$

Damit lässt sich die Teilchenzahl in der MOT bestimmen. Dazu wird zunächst abgeschätzt, welcher Teil des abgestrahlten Lichts von der Linse aufgefangen wird. Dafür wird die Oberfläche der Linse mit der Gesamtoberfläche einer Kugel mit  $r = 2f$  verglichen. Dieser Anteil des Raumwinkels  $s$  ist hier

$$s = \frac{\pi r^2}{4\pi(2f)^2} = \frac{r^2}{16f^2} \approx 7,9 \cdot 10^{-5} . \quad (4.8)$$

Mit Gleichung (3.1) für die Streurrate  $\Gamma_{sc}$  ergibt sich mit der Energie eines Photons  $\hbar\omega$  die abgegebene Leistung zu

$$P = \hbar\omega\Gamma_{sc} \quad (4.9)$$

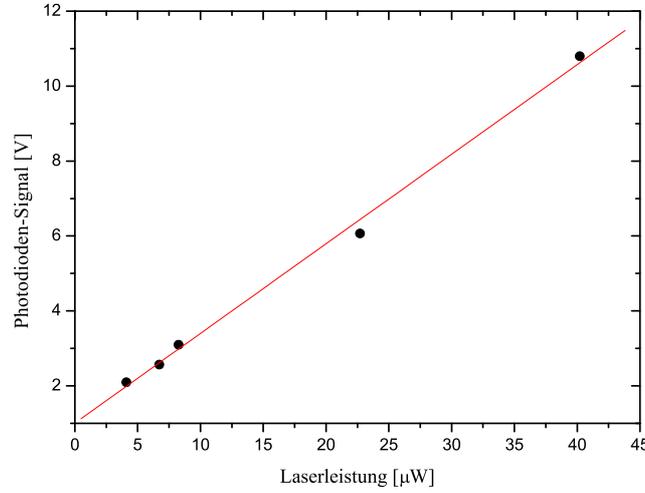


Abbildung 4.23: Eichung der Photodiode zur Detektion der Atomzahl in der MOT

und somit die Anzahl der Atome bei einem Signal  $S$  in Volt an der Photodiode zu

$$N = \frac{S}{s \cdot R \cdot P} \approx \frac{S}{36,3 \frac{\text{V}}{\text{W}}} \cdot \frac{1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2}{\hbar\omega\Gamma \cdot I/I_{sat}}. \quad (4.10)$$

Als dritte Möglichkeit der Detektion wird eine vom Computer auslesbare Kamera (uEye USB 2.0 Kamera) verwendet. Diese Kamera kann über ein externes Signal angesteuert werden und so zu einem definierten Zeitpunkt Einzelbilder mit definierter Belichtungszeit aufnehmen. Dies ermöglicht es, die Atomwolke auch bei sehr kurzen Belichtungszeiten ( $100 \mu\text{s}$ ) aufzunehmen und Aussagen über die Dichteverteilung und Größe der Atomwolke zu treffen.

## 4.4 Transport und Quadrupolspulen

Da die Atome nach dem Fangen in der MOT mechanisch weitertransportiert werden sollen, müssen die Spulen und die Transportschiene verschiedene Kriterien erfüllen, um den Verlust während des Transports möglichst gering zu halten.

Zum einen müssen die Spulen zur Erzeugung eines starken Einschlusses ein Magnetfeld mit hohem Gradienten aufbauen können. Des Weiteren muss der

Transport möglichst schnell von statten gehen, da die Haltezeit der Atome in der Falle begrenzt ist. Dabei darf es aber zu keinen ruckartigen Bewegungen und nur zu einer moderaten Beschleunigung kommen, da die Atome sonst dem Magnetfeld nicht folgen können. Auch die Höchstgeschwindigkeit ist begrenzt, da kleine Offsetfelder auf der Strecke bei einem schnellen Transport zu schnellen Magnetfeldänderungen und so zu Heizeffekten in der Falle führen können.

Deshalb wird für den Transport ein von einer Kugelumlaufspindel angetriebener linearer Verstelltisch (404 XR Serie) der Firma Parker benutzt. Dieser wird durch einen Servomotor angetrieben und zeichnet sich durch seine hohe Genauigkeit beim Anfahren einer bestimmten Position ( $\pm 5 \mu m$ ) und einer sehr hohen Wiederholgenauigkeit ( $\pm 5 \mu m$ ) beim Anfahren dieser Position aus. Des Weiteren werden mit diesem Modell die nötigen Beschleunigungen ( $300 - 600 \text{ mm/s}^2$ ) und Geschwindigkeiten ( $1000 \text{ mm/s}$ ) für einen schnellen Transport erreicht. Durch die komplexe Ansteuerung sind Geschwindigkeit, Beschleunigung und Ruck der Bewegung kontrollierbar.

Die Spulen wurden auf einen von der Werkstatt gefertigten 'Schlitten' gewickelt. Um einen guten Wärmeübertrag von den Spulen zu erreichen wurde sie mit Wärmeleitkleber darauf fixiert. Zusätzlich sind in dem Schlitten Bohrungen für eine Wasserkühlung vorhanden, die bei Bedarf eingesetzt werden kann.

Die Spulen bestehen aus rechteckigem Draht ( $1 \times 2,5 \text{ mm}$ ) der durch eine

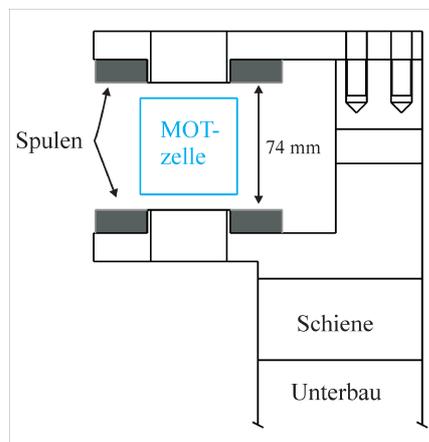


Abbildung 4.24: Schlitten mit Quadrupol-Spulen

Lackschicht nach außen isoliert ist. Die Spulen haben jeweils 132 Wicklungen und sind in einem Abstand von  $7,4 \text{ cm}$  zueinander angebracht (Abb. 4.24). Damit ergibt sich bei einem Strom von  $2 \text{ A}$  theoretisch ein Magnetfeldgradient

in axialer Richtung von  $9,2\text{ G/cm}$  und in radialer Richtung von  $4,6\text{ G/cm}$ . Diese Werte stimmen mit den Messungen (Abb. 4.25) im Bereich der Meßgenauigkeit überein. Des Weiteren lassen sich die zum Transport benötigten

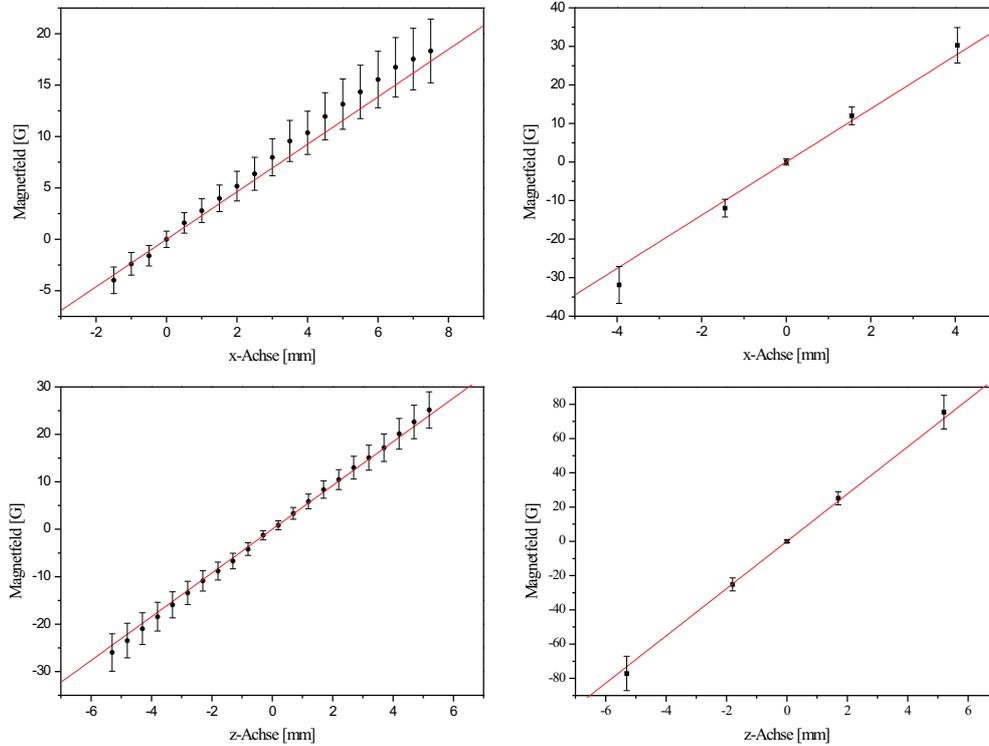


Abbildung 4.25: Messungen des Magnetfeldes der Quadrupolfalle im Vergleich mit der numerischen Simulation (*links bei 10 A, rechts bei 30 A*)

hohen Gradienten von bis zu  $138\text{ G/cm}$  bei  $30\text{ A}$  in axialer Richtung erreichen. Die Spulen werden von einem Netzteil (EA PS 70 16 40A) gespeist, wobei sie in Reihe geschaltet sind, um einen räumlich konstanten Magnetfeld-Nullpunkt zu gewährleisten. Zwischen die Spulen und dem Netzteil ist außerdem ein Halbleiter-Relais (RS Crydom D1D46) geschaltet, das schnelle Schaltzeiten des Stroms ermöglicht.

## 4.5 Harmonische Magnetfalle - QUIC

Die durch MOT, optische Melasse und optisches Pumpen präparierten Atome werden nach dem Transport im magnetischen Feld der Transportspulen in eine

Magnetfalle in QUIC-Konfiguration (Abb. 4.26) umgeladen. Dazu wird gleich-

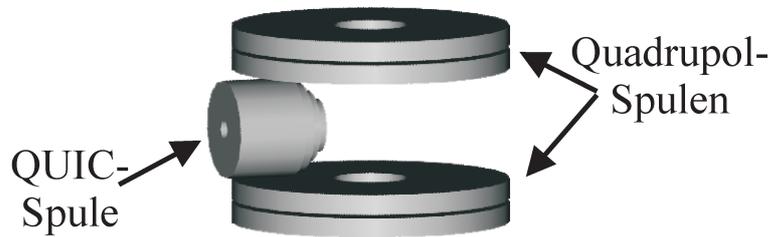


Abbildung 4.26: Modell einer Magnetfalle in QUIC-Konfiguration

zeitig das Transportfeld langsam gesenkt und das (auch durch Quadrupolspulen erzeugte) Feld der QUIC-Falle langsam vergrößert. Dies ermöglicht selbst bei räumlich leicht verschiedenen Magnetfeldminima einen nahezu verlustfreien Übergang von einer zur nächsten Falle.

Sind die Atome im Quadrupolfeld der QUIC-Falle (Abb. 4.27 a) gefangen, wird durch die dritte Spule, die sogenannte QUIC-Spule, ein Offsetfeld erzeugt, welches die Majorana-Verluste unterdrückt. Beim Einschalten des Stroms durch die QUIC-Spule bildet sich zunächst ein zweites lokales Minimum aus (Abb. 4.27 b). Bei Erhöhung des Stroms rücken die beiden Minima immer dichter zusammen (Abb. 4.27 b-d), bis sie sich zu einem vereinen (Abb. 4.27 e). Bei einer weiteren Erhöhung kommt es dann zur Ausbildung eines Offsetfeldes (Abb. 4.27 f).

Die harmonische Falle wurde nach numerischen Berechnungen konstruiert. Die Quadrupolspulen bestehen jeweils aus  $4 \times 23$ -Wicklungen und die QUIC-Spule besteht aus 10 Lagen mit  $8 \times 9$ -,  $1 \times 8$ - und  $1 \times 6$ -Wicklungen. Sie werden mit zwei Netzgeräten (PTNhp 16-60) der Firma Heinziger betrieben. Um Schwankungen im Offsetfeld und damit Heizeffekte und Verluste zu vermeiden, müssen die hohen Ströme durch die Spulen extrem konstant zueinander gehalten werden. Dies kann zum einen durch Mosfet-Schaltungen oder - wie hier - durch extrem stabile Netzteile ( $\pm 0,005\%$ ) erreicht werden.

Erste Magnetfeldmessungen wurden vorgenommen und ergaben eine gute Übereinstimmung mit den numerisch berechneten Daten.

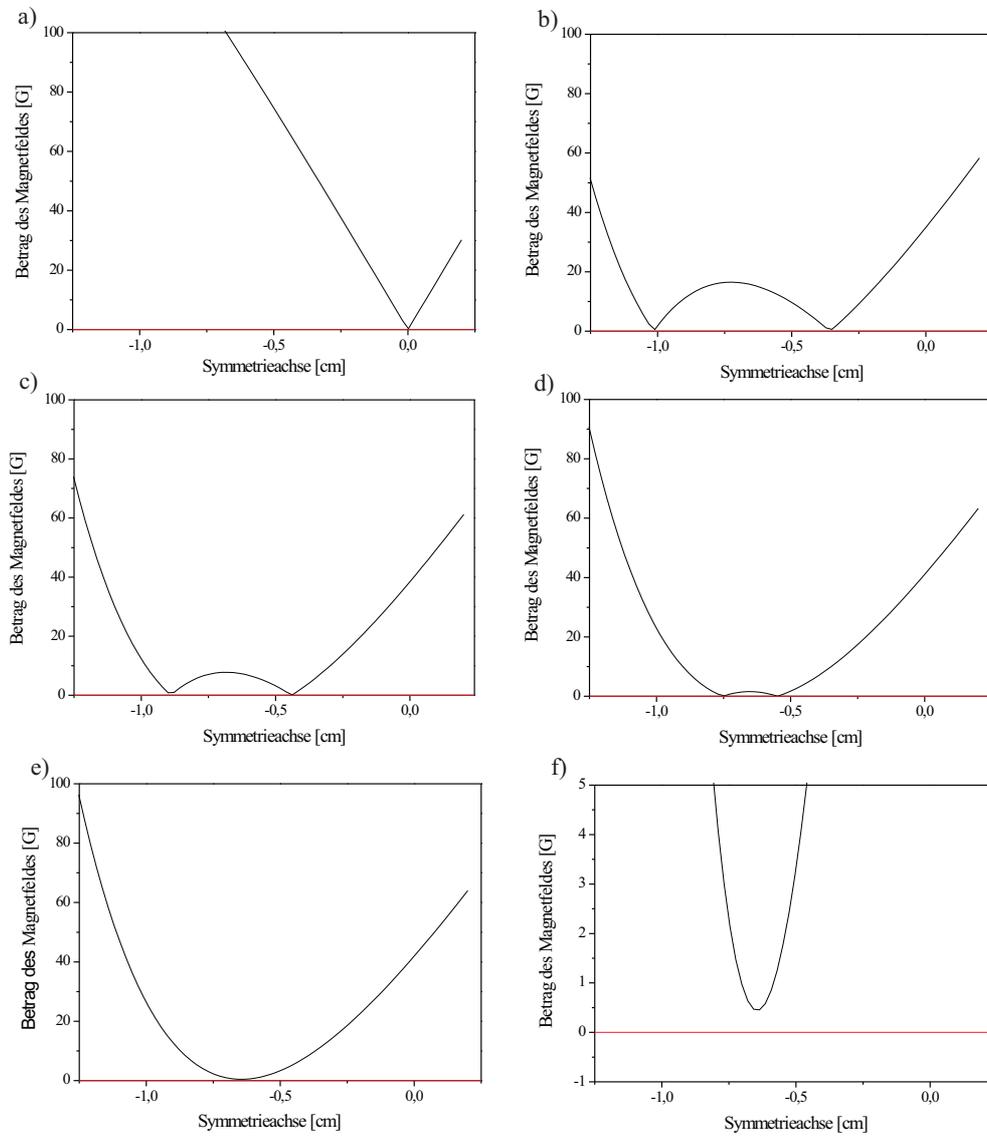


Abbildung 4.27: Simulation des Magnetfeldbetrags bei 24,3 A in den Quadrupolspulen entlang der Symmetrieachse der QUIC-Spule bei: a) 0 A , b) 20 A , c) 22 A , d) 23,5 A , e) 24 A in der QUIC-Spule. Abbildung f) zeigt einen Ausschnitt bei 24 A mit Offsetfeld

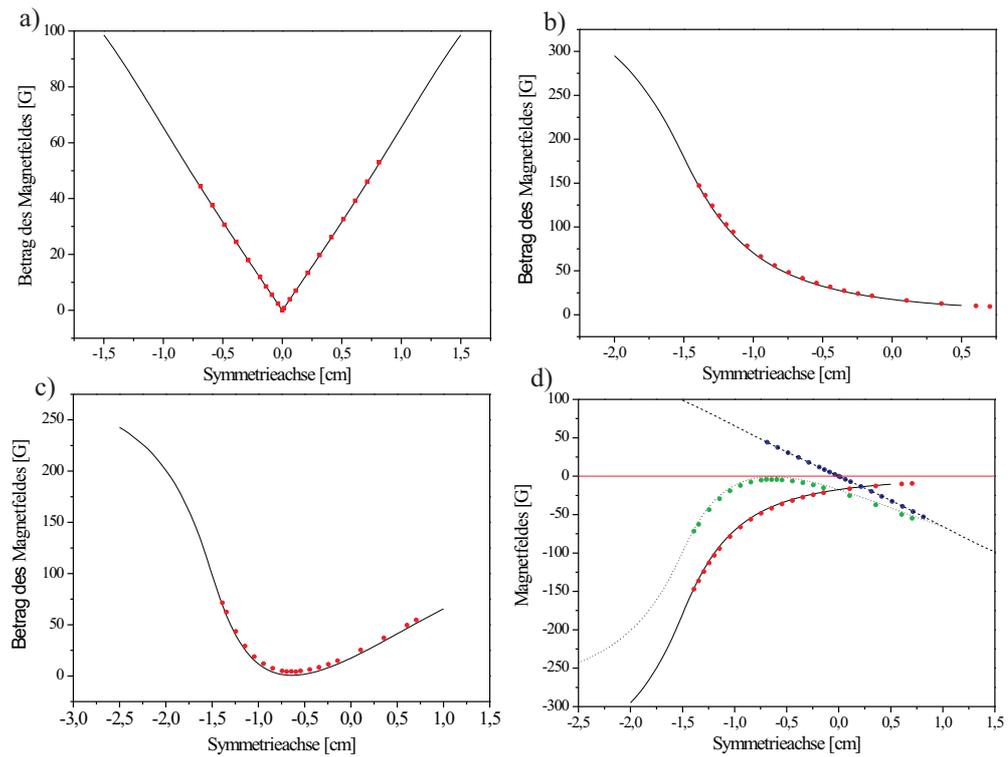


Abbildung 4.28: Vergleich der Magnetfeldmessungen (Punkte) entlang der QUIC-Spulen Achse bei einem Strom von jeweils 10A mit der numerischen Simulation (Linien). Magnetfeldbetrag von: a) nur Quadrupolspulen b) nur QUIC-Spule c) Gesamtfeld und in d) die absoluten Wert



---

# ERSTE ERGEBNISSE

Mit dem aktuellen Aufbau sind die Voraussetzungen für alle Kühlsschritte bis zur Speicherung der Atome in der Magnetfalle geschaffen. Erste Meßergebnisse liegen vor und werden in diesem Kapitel präsentiert. Die hier vorgestellten Ergebnisse zur Charakterisierung der Rubidium MOT und der Quadrupolfalle sind vorläufige Resultate, die aber das grundsätzliche Verhalten des experimentellen Aufbaus erkennen lassen.

## 5.1 Charakterisierung der Rubidium MOT

Nach der ersten Beobachtung der MOT und der darauf folgenden Optimierung der Strahllage wurden die für die Anzahl der Atome in der MOT wichtigen Parameter, Strahldurchmesser, Verstimmung der Laser und Magnetfeld, untersucht. Diese Optimierungsschritte werden im ersten Teil dieses Abschnitts vorgestellt. Im zweiten Teil werden Lade- und Verlustrate aus einer Ladekurve der MOT bestimmt, durch die die Dynamik der MOT beschrieben werden kann. Das dynamische Verhalten der MOT wird stark vom Hintergrundgasdruck bestimmt. Im dritten Teil wird daher die Möglichkeit vorgestellt, diesen durch den Einsatz von Leuchtdioden zu beeinflussen.

### 5.1.1 Optimierung von Strahldurchmesser, Verstimmung und Magnetfeld

Der maximale Einfangradius der MOT ist für einen Magnetfeldgradienten in radialer Richtung  $B' = 4,6 \text{ G/cm}$  und eine Verstimmung von  $\delta = 24 \text{ MHz}$  nach Gleichung (3.11)  $R = 8,9 \text{ cm}$ . Dies zeigt, dass der tatsächliche Einfangradius

der MOT vom Radius der Laserstrahlen begrenzt wird.

Als maximaler Strahlradius wurde der Radius des Laserstrahls gewählt für den  $I = I_{sat}$  gilt. Dies wird im Folgenden begründet. Für Intensitäten  $I < I_{sat}$  wird die maximale Spontankraft (3.12)

$$\vec{F}_{max} = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat}}$$

proportional zu  $I$  und damit bei konstanter Leistung  $P \approx I \cdot R^2$  proportional zu  $1/R^2$ . Dies hat zur Folge, dass die maximale Einfanggeschwindigkeit (3.14)

$$v_c = \sqrt{\frac{4RF_{max}}{m}}$$

sich antiproportional zum Radius verhält und so bei noch größeren Radien wieder abnimmt. Da die kritische Geschwindigkeit ein Maß für den Anteil der fangbaren Atome darstellt, trägt der Bereich des Strahls mit  $I < I_{sat}$  nicht mehr zur Erhöhung der Teilchenzahl bei.

Im Experiment ergibt sich mit einem Strahldurchmesser von  $29,9 \text{ mm}$  und einer Intensität im Maximum von  $356 \text{ W/m}^2$  und der Sättigungsintensität  $I_{sat} = 16,69 \text{ W/m}^2$  für die  $^{87}\text{Rb}$  D2-Linie ein effektiver Einfangradius von  $R = 18,6 \text{ mm}$ . Die Eingangsapertur der 10fach Teleskope ( $d = 4 \text{ mm}$ ) ist daher kein begrenzender Faktor.

Zur Berechnung der sich aus Einfangradius und maximaler Spontankraft ergebenden kritischen Geschwindigkeit muss berücksichtigt werden, dass die Intensitätsverteilung in einem Laserstrahl gaußförmig ist

$$I = 356 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \cdot \exp\left(\frac{-2x^2}{(14,95 \text{ mm})^2}\right). \quad (5.1)$$

Daher wird eine mittlere maximale Spontankraft (vgl. Gl. 3.12) über eine Integration über den Einfangradius bestimmt

$$\overline{F}_{max} = \left( \int_0^R \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{I(r)/I_{sat}}{1 + I(r)/I_{sat}} dr \right) / R = 1,3 \cdot 10^{-20} \text{ N}. \quad (5.2)$$

Daraus ergibt sich eine maximale Einfanggeschwindigkeit von (vgl. Gl. 3.14)

$$v_c = \sqrt{\frac{4R\overline{F}_{max}}{m}} = 85 \text{ m/s}. \quad (5.3)$$

Um eine möglichst große Anzahl Atome bei der zur Verfügung stehenden Laserleistung in der MOT zu erreichen, wurde die Atomzahl bei verschiedenen Magnetfeldern und unterschiedlichen Verstimmungen zur Resonanz aufgenommen (Abb. 5.1). Dabei ergab sich eine maximale Atomzahl bei einer

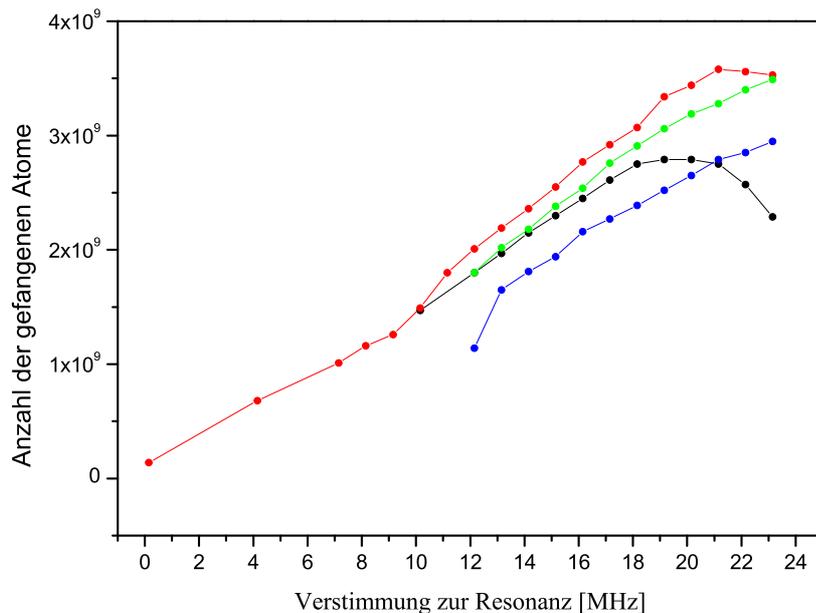


Abbildung 5.1: Anzahl der in der MOT gefangenen Atome in Abhängigkeit von der Verstimmung bei unterschiedlichen Magnetfeldgradienten  $B'$  (schwarz:  $B' = 2,3 \text{ G/cm}$ , rot:  $B' = 3,45 \text{ G/cm}$ , grün:  $B' = 4,6 \text{ G/cm}$ , blau:  $B' = 5,75 \text{ G/cm}$ )

Verstimmung von  $\delta = 24 \text{ MHz}$  und einem radialen Magnetfeldgradienten von  $B' = 4,6 \text{ G/cm}$ . Die dabei erreichten Atomzahlen lagen in ersten Messungen bei circa  $3,5 \times 10^9$  Atomen. Die Werte für die Verstimmung und Magnetfeldgradienten werden in den folgenden Untersuchungen beibehalten.

Die Messungen wurde bei maximaler Rückpump-Leistung aufgenommen. Dabei werden  $360 \mu\text{W}$  Leistung in den TA eingekoppelt. Die genaue Leistung hinter dem TA kann nicht ohne erheblichen Aufwand angegeben werden, da die Verstärkung der Rückpumplichts stark durch die zusätzliche Einkopplung des Kühllasers beeinflusst wird. Messungen bei unterschiedlicher Einpopplungsleistung haben aber keinen meßbaren Unterschied in der Atomzahl der MOT ergeben.

### 5.1.2 Laderate und Verlustrate

Die Laderate der MOT kann aus der Steigung der Ladekurve beim Einschalten

$$\frac{dN(t=0)}{dt} = L \quad (5.4)$$

bestimmt werden (vgl. Gl. 3.15). Allerdings sind die so ermittelten Ergebnisse stark vom genauen Zeitpunkt des Einschaltens und der Anzahl der verwendeten Meßpunkte abhängig. Bessere Ergebnisse liefert eine Anpassung der theoretischen Ladekurve (Gl. 3.17)

$$N(t) = \frac{L}{\gamma}(1 - e^{-\gamma t})$$

an die im Experiment aufgenommenen Daten (vgl. Kap. 4.3.3). Aus diesem Fit

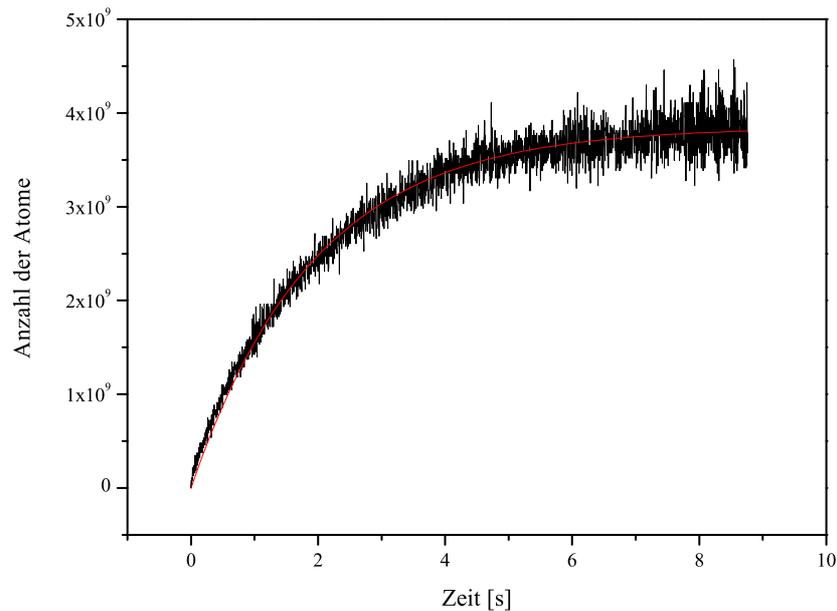


Abbildung 5.2: Ladekurve der MOT für  $I = 156 \text{ W/m}$ ,  $B_r' = 4,6 \text{ G/cm}$  und  $\delta = 14 \text{ MHz}$

kann außerdem die maximale Anzahl der Atome ( $L/\gamma$ ) in der MOT und die Verlustrate ( $\gamma$ ) bestimmt werden. In den Meßdaten konnte keine signifikante Abweichung von der allein aus Ein-Körper-Stöße resultierenden Ladekurve

festgestellt werden. Der Verlust durch Zwei-Körper-Stöße konnte daher nicht nachgewiesen werden und liegt damit im Bereich der Meßgenauigkeit.

Bei einer Gesamtlaserintensität von  $6 \times 356 \text{ W/m}^2$  wurde aus der Ladekurve (Abb. 5.2) die maximale Atomzahl von  $N_\infty = 3,9 \times 10^9$  bestimmt. Die Laderate ergibt sich zu  $L = 2,0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$  und die Verlustrate zu  $\gamma = 0,52 \text{ s}^{-1}$ .

### 5.1.3 Abhängigkeit vom Hintergrundgasdruck

Ein hoher Rubidium Gasdruck ist für das Laden der MOT nötig. Die darauf folgenden Schritte wie die optische Melasse, das optische Pumpen und die magnetische Speicherung werden aber stark durch Stöße mit dem Hintergrundgas begrenzt.

Um zwischen diesen beiden Regimes schnell wechseln zu können, wurde die Dispensertechnik durch Leuchtdioden (Roithner Lasertechnik C38A8-HU-30) im UV-Bereich ( $395 \text{ nm}$ ) ergänzt. Diese Leuchtdioden haben sich als ideal für die Desorption der Atome von den Wänden unserer Apparatur, vor allem der Glaszelle aus Pyrex, erwiesen.

Im Experimentablauf können die Dispenser nach einer kurzen Bedampfungszeit bei relativ hohem Strom ( $3,6 \text{ A}$ ) bei einem moderaten Strom von  $3,3 \text{ A}$  betrieben werden. Der vorherrschende Dampfdruck fällt innerhalb weniger Minuten so weit ab, dass die Atomwolke deutlich schrumpft. Durch das Einschalten der Leuchtdioden kann dann innerhalb weniger Sekunden die gleiche Atomzahl in die MOT geladen werden.

Nach Ausschalten der Leuchtdioden fällt der Druck wieder. Die dabei erhaltene Zerfallskurve (Abb. 5.3) für die Atomzahl in der MOT, wird durch zwei Effekte beeinflusst. In einer aus dem Hintergrundgas geladenen MOT sind sowohl die Laderate  $L$  als auch die Zerfallskonstante  $\gamma$  abhängig vom Hintergrundgasdruck. Um Aussagen über den Druckverlauf machen zu können, müßte zunächst das Verhalten von  $L$  und  $\gamma$  in Abhängigkeit vom Druck untersucht werden. Dabei ist für beide Parameter ein lineares Verhalten zu erwarten.

## 5.2 Charakterisierung der Quadrupolfalle

Nach der Präparation der Atome durch MOT, Kompression, optische Melasse und optischem Pumpen, werden die Atome in einer Quadrupolfalle gefangen. Durch Variation einzelner Parameter der Präparation können Dichte und Temperatur der Atomwolke verändert werden. Um optimalen Bedingungen für den Transport und die weiteren Kühlverfahren zu erhalten, müssen die Startbedingungen, d.h. insbesondere die Phasenraumdichte, möglichst optimal eingestellt werden. Folgende Messungen der Temperatur und der Lebensdauer dienen zur

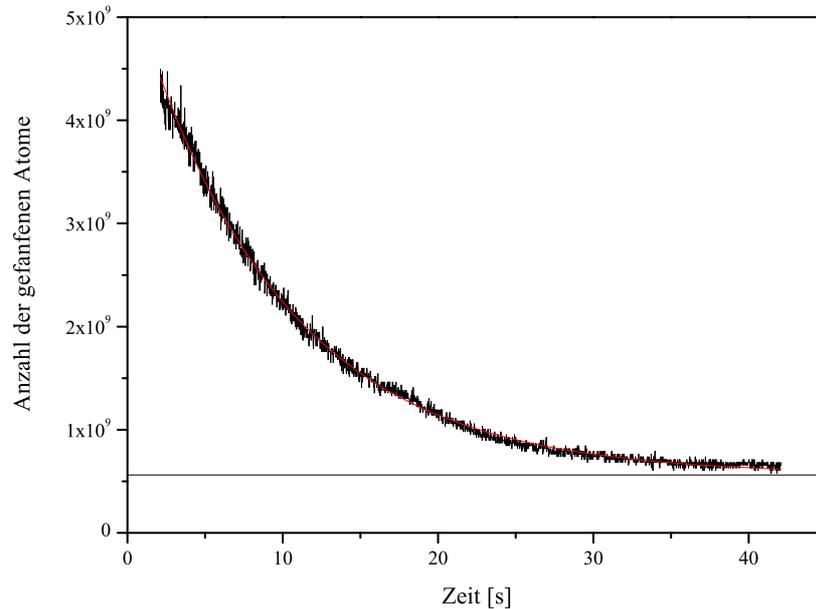


Abbildung 5.3: Zerfallskurve der MOT nach Ausschalten des Leuchtdioden Arrays

Beschreibung der Atomwolke in der Falle. Veränderungen im experimentellen Ablauf können so beurteilt werden.

### 5.2.1 Temperatur in der Quadrupolfalle

Zur Bestimmung der Temperatur werden sogenannte *Time-Of-Flight* (TOF) Bilder von der Atomwolke aufgenommen. Das Prinzip dieser TOF-Aufnahme wird im folgenden erklärt und erste Aufnahmen werden ausgewertet.

Zur Messung der TOF-Bilder wird das Quadrupolfeld möglichst schnell ( $1 \text{ ms}$ ) ausgeschaltet. Die Wolke expandiert dann in Abhängigkeit vom mittleren Impuls der Atome, also in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Atome werden nach einer definierten Zeit durch das Einschalten der MOT-Laserstrahlen bei resonanter Frequenz angeregt. Das von der Kamera detektierte Fluoreszenzlicht wird zur Bestimmung der Dichte der Atome verwendet. Über eine Folge solcher Aufnahmen nach unterschiedlichen Expansionszeiten kann so die Temperatur bestimmt werden.

### Eichung der Kamera

Um eine genaue Eichung der Kamera vornehmen zu können, wird der Einfluss der Gravitation auf die frei fallenden Atome genutzt. Aus den TOF-Bildern wird der jeweilige Mittelpunkt der Atomwolke (in Pixel) in Abhängigkeit von der Fallzeit bestimmt. Die Fallstrecke ist durch  $s = \frac{1}{2}gt^2$  gegeben. Zur Bestimmung dieses Umrechnungsfaktors von Pixel in Micrometer wird die Fallstrecke in Pixel über der Zeit aufgetragen. Der Umrechnungsfaktor lässt sich durch den Fit der Funktion

$$y = \alpha + m \cdot \frac{1}{2}g(t - t_1)^2 \quad (5.5)$$

durch  $1/m$  bestimmen (Abb. 5.4). Dabei wird durch  $\alpha$  der Startpunkt in

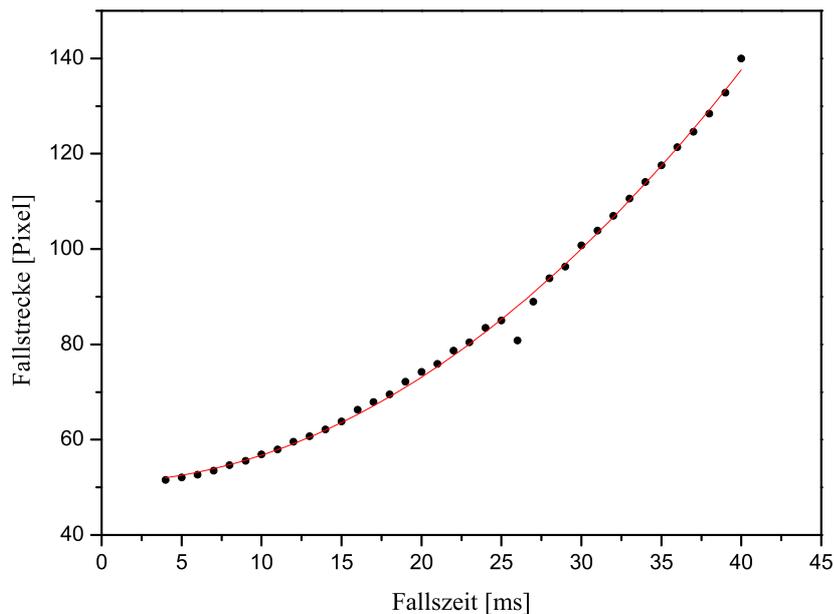


Abbildung 5.4: Fallkurve der Atomwolke nach Ausschalten des Quadrupolfeldes zur Bestimmung des Umrechnungsfaktor

Pixel und mit  $t_1$  ein durch die Reaktionszeit der Spulen bedingter Zeitversatz berücksichtigt. Aus der Messung ergibt sich ein Umrechnungsfaktor von  $92.67 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ .

### Bestimmung der Temperatur aus TOF-Bilder

Zur Bestimmung der Temperatur mittels der TOF-Methode werden zwei Abbildungen der Atomwolke bei unterschiedlichen Expansionszeiten verglichen. Dabei wird von einer linearen Expansion der Atomwolke mit der mittleren Geschwindigkeit ( $\bar{v}$ ) ausgegangen

$$\sigma(t) = \sigma_0 + \bar{v} t . \quad (5.6)$$

Der Radius der Wolke wird durch den mittleren Radius der Wolke ( $\sigma$ ) genähert und  $\sigma_0$  beschreibt die Ausdehnung vor dem Ausschalten des Magnetfeldes.

Die Geschwindigkeit lässt sich so aus der Steigung dieser Geraden ermitteln

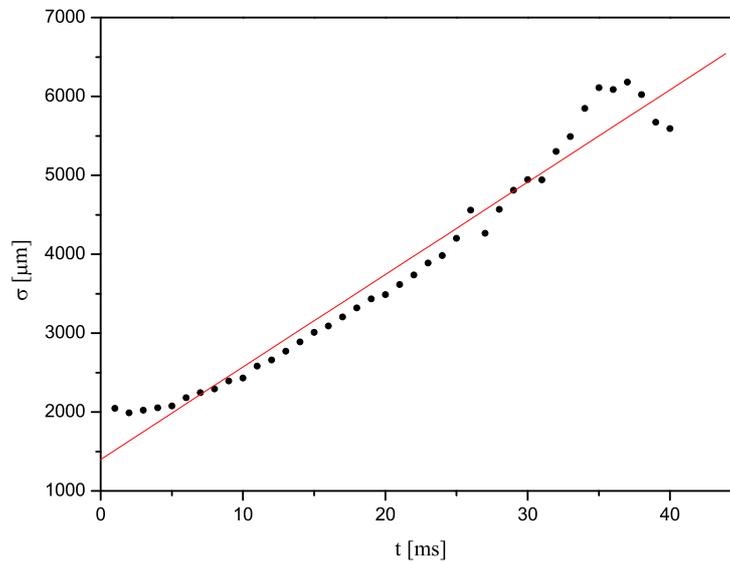


Abbildung 5.5: Zeitliche Entwicklung des Atomwolkenradius nach dem Ausschalten der Quadrupolfalle

(Abb. 5.5). Mit

$$\frac{1}{2} m \bar{v}^2 = k_B T \quad (5.7)$$

kann so die Temperatur bestimmt werden. Für die ersten Messungen noch ohne Kompressionsphase und optisches Pumpen ergab sich eine mittlere Geschwindigkeit von  $117 \mu\text{m}/\text{ms}$  und daraus eine Temperatur von  $(70 \mu\text{K})$ .

Dies ist im Vergleich zu anderen Experimenten [30] ein sehr guter Wert und ist noch zu verifizieren.

### 5.2.2 Speicherzeiten der Quadrupolfalle

Die Lebensdauer einer Atomwolke in einer Quadrupolfalle, wird hauptsächlich durch die Temperatur des Ensembles und Stößen mit dem Hintergrundgas bestimmt. Um die Lebensdauer beurteilen zu können wurden Atomzahlmessungen nach unterschiedlichen Zeitspannen in der Magnetfalle vorgenommen. Dazu wurden die MOT-Strahlen für eine kurze Belichtungszeit wieder angeschaltet und das Fluoreszenzsignal ausgewertet (Abb. 5.6).

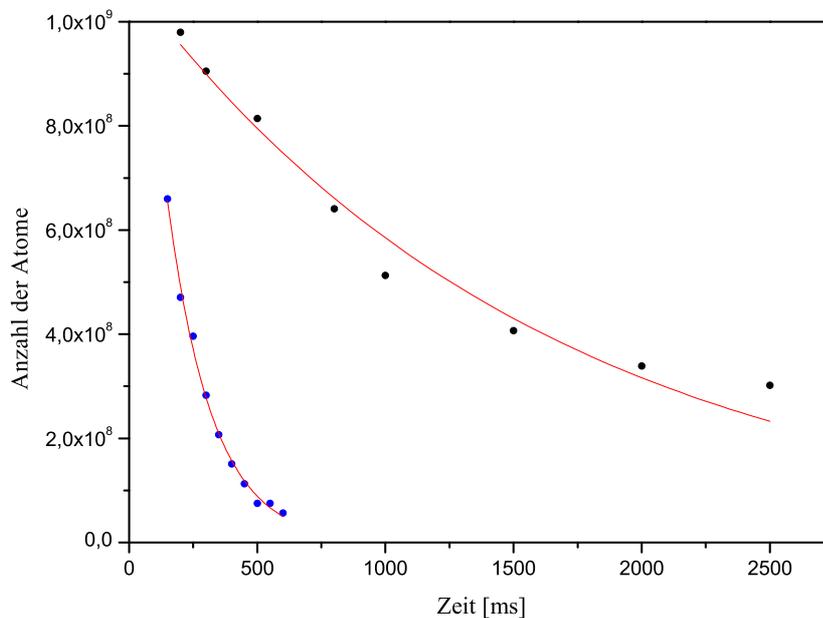


Abbildung 5.6: Speicherzeit der Atome in der Quadrupolfalle (blau: Meßpunkte ohne vorheriger Melassephase schwarz: Meßpunkte mit vorheriger Melassephase rot: Fit durch  $N = N_0 \cdot e^{t/\tau}$ )

Erste Daten wurden mit und ohne optische Melasse aufgenommen und ergaben einen erhebliche Unterschied der Speicherzeit der Atome in der Quadrupolfalle. Als Verweildauer  $\tau$ , wird die Zeit angenommen, in der Anteil der gefangenen Teilchen noch  $1/e$  vom Ausgangswert beträgt. Zur Bestimmung des Werts wurde ein exponentieller Zerfall  $N = N_0 \cdot e^{t/\tau}$  an die Daten angepasst. Dies ergab für die Verweildauer ohne optische Melasse 0,18 s. Dieser Wert wurde durch die Anwendung der optischen Melassen-Kühlung auf 1,64 s gesteigert.



---

## ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde der experimentelle Status des Experiments zur Erzeugung einer quantenentarteten Mischung aus fermionischem Kalium und bosonischem Rubidium vorgestellt. Realisiert wurden zum jetzigen Zeitpunkt das Fangen und Kühlen von circa  $4 \times 10^9$  Rubidium-Atomen und einer noch zu bestimmenden Anzahl Kalium-Atome. Außerdem wurden erste Versuche zur weiteren Präparation der Rubidium-Atome durch Kompression, optische Melasse und optisches Pumpen durchgeführt und die Voraussetzung für folgende Kühl Schritte geschaffen.

Die nächste Aufgabe ist es nun diese Kühl Schritte zu optimieren, um möglichst viele und möglichst kalte Atome aus der MOT in die Quadrupolfalle transferieren zu können. In Vorversuchen wurde das Transportprinzip bereits erprobt. Dazu wurden die Atome nach der Präparation durch MOT und optisches Pumpen im Quadrupolfeld gefangen und mit diesem immer weitere Strecken vor und wieder zurück gefahren. Nach Wiedereinschalten der MOT konnte dann ein Offset-Wert in der MOT-Ladepkurve detektiert werden, der die Anzahl der noch gefangenen Atome beschreibt. Im Vergleich mit dem ruhenden Quadrupolfeld konnte kein zusätzlicher Verlust festgestellt werden. Nach anfänglichen Schwierigkeiten konnte kürzlich erstmals der Transport durch die differentielle Pumpstufe erfolgreich realisiert und so das grundsätzliche Transportprinzip bestätigt werden.

Nach erfolgreichem Transport folgt dann das Umladen in die bereits vermessene QUIC-Falle. Der zeitliche Ablauf für das Ausschalten des Quadrupolfeldes und das Einschalten der harmonischen Falle sind weitere Parameter, die iterativ optimiert werden müssen. Zu diesem Zeitpunkt wird daher auch der Aufbau eines Abbildungssystem zur Detektion der Phasenraumdicke notwendig sein.

Für das folgende evaporative Kühlen wird mittels einer Antenne eine Radiofrequenz eingestrahlt. Hierbei wird sich zeigen, ob durch die vorherigen Schritte die Startbedingungen soweit optimiert wurden, dass durch einen geeigneten Evaporationsverlauf das quantenentartete Regime für Rubidium erreicht werden kann.

Ist dies gezeigt, können im Folgenden die gleichen Schritte für Kalium wiederholt werden. Ziel wird es sein, einen möglichst hohen Anteil der zunächst in der MOT gefangenen Kalium-Atome bis in die QUIC-Falle zu transferieren. Dies wird voraussichtlich zu Veränderung einiger Parameter führen, die auch das Rubidium beeinflussen, und somit zu einer Verschlechterung in der Anzahl der Rubidium-Atome führen. Dies wird in Kauf genommen, da voraussichtlich die Anzahl der Kalium Atome das Experiment begrenzen wird.

Für das sympathetische Kühlen muß der zeitliche Verlauf der Evaporation neu angepasst werden, da zusätzlich zu den Rubidium-Atomen nun die Kalium-Atome gekühlt werden müssen. Zur Detektion beider Atomsorten während eines Experimentierzyklus, wird kurz hintereinander resonantes Licht für die beiden Elemente eingestrahlt und von einer Kamera mit hoher zeitlicher Auflösungsrate nacheinander detektiert.

Nach der Optimierung aller Prozesse können erste Versuche zur Stabilität und zum Verhalten der atomaren Gase vorgenommen werden, um zum Beispiel den vorhergesagten Kollaps bei hohen Teilchenzahlen zu untersuchen und mit anderen gemessenen Ergebnissen zu vergleichen.

Zur Untersuchung der Feshbach-Resonanzen können die Atome nicht weiter in einem Magnetfeld gespeichert werden, da für das Erreichen der Resonanzen starke, homogene Magnetfelder benötigt werden. Daher ist der Aufbau einer Dipolfalle mit Hilfe eines rotverstimmten Hochleistungslasers (Faserlaser) geplant. Für erste Versuche können zunächst die Quadrupolspulen der QUIC-Falle in Helmholtzkonfiguration verwendet werden, um die nötigen Felder zu erzeugen.

Letzteres ist nur eine der vielen Möglichkeiten, die der Experimentaufbau bietet um interessante Forschung auf höchstem Niveau zu betreiben.

# SCHALTPLÄNE LOCK-IN-ELEKTRONIK

Im folgenden sind die Elektronikschaltpläne zur Laserstabilisierung abgebildet. Die erste Zeichnung zeigt den Aufbau des Proportional-Integral Reglers. Die Schaltung der Lock-In Elektronik ist auf den beiden folgenden Seiten dargestellt.

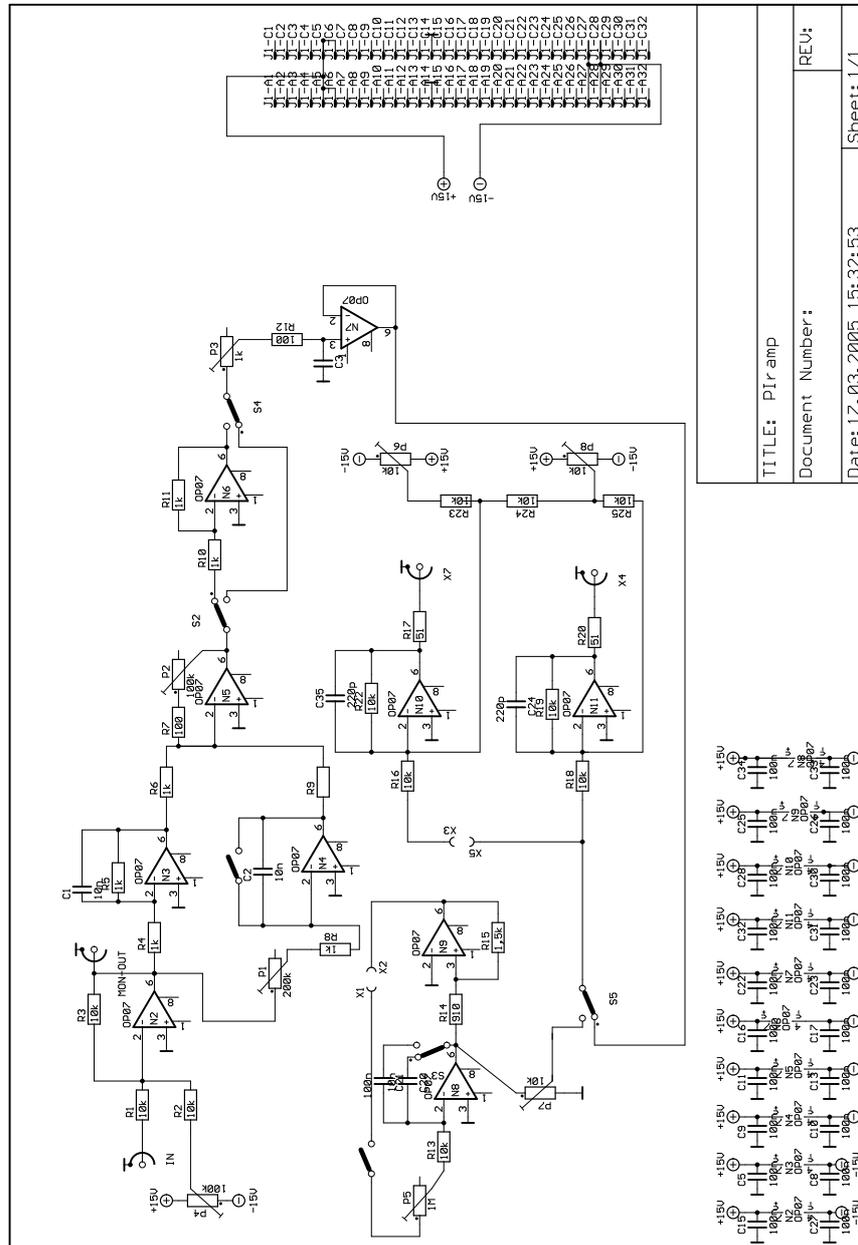


Abbildung A.1: Schaltplan des Proportional-Integral Regelelektronik

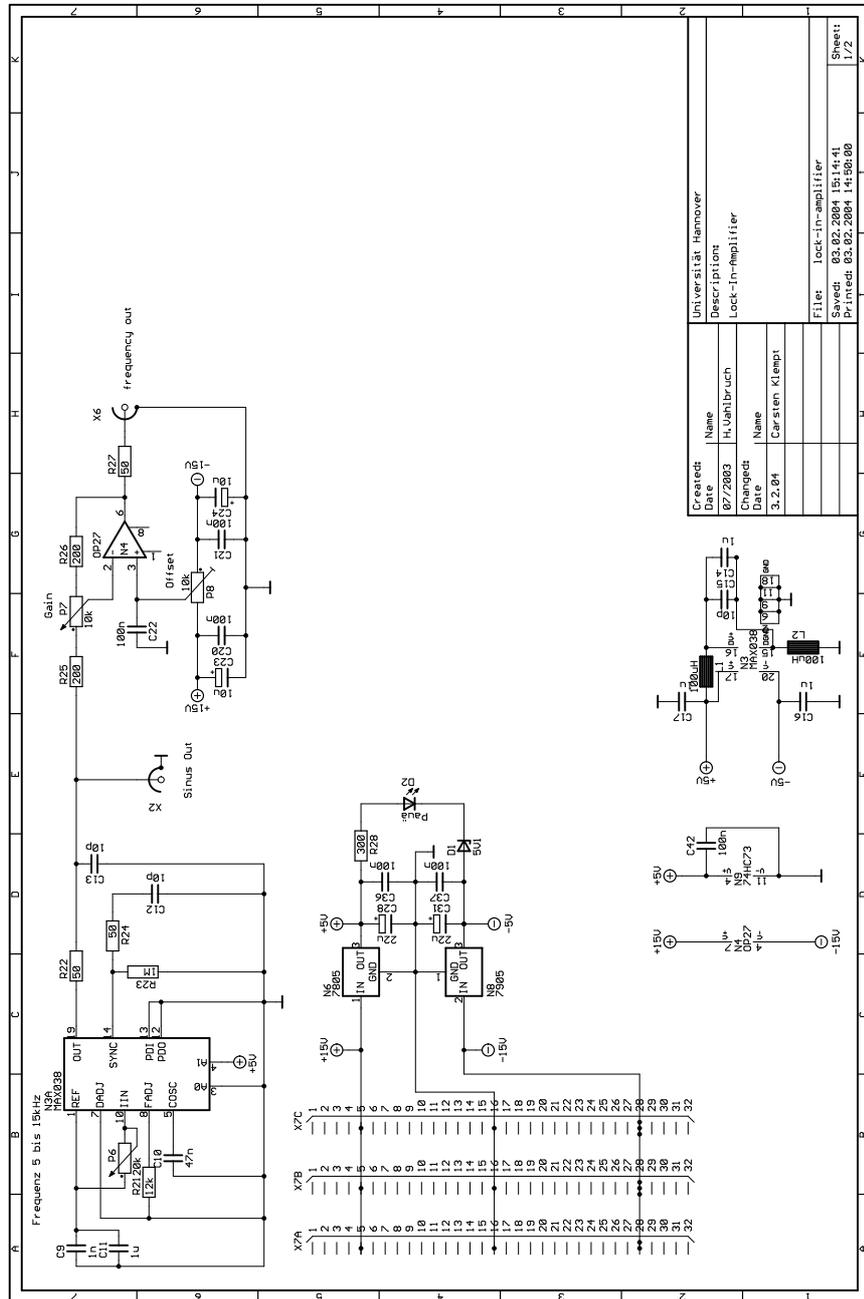


Abbildung A.2: Schaltplan der Lock-In-Elektronik Blatt 1



# Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein. Zur Quantentheorie des idealen Gases. *Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse vom 29. Januar 1925.*
- [2] Franco Dalfovo, Stefano Giorgini, Lev P. Pitaevskii, and Sandro Stringari. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, 71:463–512, 1999.
- [3] David S. Hall. Resource Letter: BEC-1: Bose–Einstein condensates in trapped dilute gases. *Am. J. Phys.*, (649-660), 2003.
- [4] B. DeMarco and D. S. Jin. Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas. *Science*, 285:1703–1706, 1999.
- [5] G. Modugno, M. Modugno, F. Riboli, G. Roati, and M. Inguscio. Two Atomic Species Superfluid. *Phys. Rev. Lett.*, 89(190404), 2002.
- [6] Z. Hadzibabic, C. A. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M. W. Zwierlein, A. Görlitz, and W. Ketterle. Two-Species Mixture of Quantum Degenerate Bose and Fermi Gases. *Phys. Rev. Lett.*, 88(160401), 2002.
- [7] F. S. Cataliotti, E. A. Cornell, C. Fort, M. Inguscio, F. Marin, M. Prevedelli, L. Ricci, and G. M. Tino. Magneto-optical trapping of Fermionic potassium atoms. *Phys. Rev. A*, 57(2), 1998.
- [8] G. Modugno, G. Ferrari, R. Goati, R.J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling. *Science*, 294:1320–1322, 2001.
- [9] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno, and M. Inguscio. Fermi-Bose Quantum Degenerate 40K–87Rb Mixture with Attractive Interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 89(150403), 2002.
- [10] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin\*. Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Bose-Fermi Mixture. *Phys. Rev. Lett.*, 93(183201), 2004.

- [11] Michael Köhl, Henning Moritz, Thilo Stöferle, Kenneth Günter, and Tilman Esslinger. Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 94(080403), 2005.
- [12] Markus Greiner, Cindy A. Regal, and Deborah S. Jin. Emergence of a molecular Bose–Einstein condensate from a Fermi gas. *Nature*, 426:537–540, 2003.
- [13] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, and W. Ketterle. Observation of Feshbach resonances in a Bose–Einstein condensate. *Nature*, 392, 1998.
- [14] L. D. Carr, G.V. Shlyapnikov, and Y. Castin. Achieving a BCS transition in an atomic Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.*, 92(150404), 2004.
- [15] A. Simoni, F. Ferlaino, G. Roati, G. Modugno, and M. Inguscio. Magnetic Control of the Interaction in Ultracold K-Rb Mixtures. *Phys. Rev. Lett.*, 90(163202), 2003.
- [16] Andre Lengwenus. Effiziente Präparation von Atomen zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Dipolpotentialen. Master’s thesis, Universität Hannover (IQO), 2004.
- [17] I. F. Silvera and J. T. M. Waltraven. Spin-polarized atomic hydrogen: A magnetic gas. *J. Appl. Phys.*, 52(2304), 1981.
- [18] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Frank Laloe. *Quantenmechanik*. Walter de Gruyter, 1999.
- [19] Sven Hensler. *Wechselwirkungen in ultrakalten dipolaren Gasen*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2004.
- [20] C. J. Joachain. *Quantum collision theory*. North-Holland publishing company, 1975.
- [21] Piet O. Schmidt. *Scattering properties of ultra-cold chromium atoms*. PhD thesis, Universität Stuttgart, 2003.
- [22] D.E. Pritchard, E.L. Raab, V. Bagnato, C.E. Wieman, and R.N. Watts. Light. *Phys. Rev. Lett.*, 57(3):310, 1986.
- [23] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 2002.
- [24] C.S. Adams and E. Riis. Laser cooling and Trapping of neutral atoms. *Prog. Quant. Electr.*, 21(1), 1997.

- [25] A. Gallagher and D. E. Pritchard. Exoergic Collisions of Cold Na\*-Na. *Phys. Rev. Lett.*, 63(9):957, 1989.
- [26] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman. Collisional Losses from a Light-Force Atom Trap. *Phys. Rev. Lett.*, 63(9):961, 1989.
- [27] C. D. Wallace, T. P. Dinneen, K.Y.N. Tan, T.T. Grove, and P.L. Gould. Isotopic Difference in Trap Loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69(6):897, 1992.
- [28] S.D. Gensemer, V. Sanchez-Villicana, K.Y.N. Tan, T.T. Grove, and P.L. Gould. Trap-loss collisions of 85Rb and 87Rb: Dependence on trap parameters. *Phys. Rev. A*, 56(5):4055, 1997.
- [29] L.G. Marcassa, G.D. Telles, S.R. Muniz, and V.V. Bagnato. Collisional losses in a K-Rb cold mixture. *Phys. Rev. A*, 63(013413), 2000.
- [30] Kai Bongs. *Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten*. PhD thesis, Universität Hannover (IQO), 1999.
- [31] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarisation gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(2023), 1989.
- [32] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54(24):1535, 1985.
- [33] D.W. Snoke and J.P. Wolfe. Population dynamics of a Bose gas near saturation. *Phys. Rev. B*, 39(7), 1989.
- [34] W. Geist, L. You, and T. A. B. Kennedy. Sympathetic cooling of an atomic Bose-Fermi gas mixture. *Phys. Rev. A*, 59(2), 1999.
- [35] J. Goldwin, S. Inouye, M. L. Olsen, B. Newman, B. D. DePaola, and D. S. Jin. Measurement of the interaction strength in a Bose-Fermi mixture with 87Rb and 40K. *Phys. Rev. A*, 70(021601), 2004.
- [36] Immanuel Bloch, Markus Greiner, Olaf Mandel, Theodor W. Hänsch, and Tilman Esslinger. Sympathetic cooling of 85Rb and 87Rb. *Phys. Rev. A*, 64(021402), 2001.
- [37] K. Bongs, S. Burger, G. Birkl, K. Sengstock, W. Ertmer, K. Rzazewski, A. Sanpera, and M. Lewenstein. Coherent Evolution of Bouncing Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3577 – 3580, 1999.

- 
- [38] Robert Sylvester Williamson III. *Magneto-optical trapping of potassium isotopes*. PhD thesis, University of Wisconsin - Madison, 1997.
- [39] W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. *cond-mat*, 1999.
- [40] Eric Cornell. Very Cold Indeed: The Nanokelvin Physics of Bose-Einstein Condensation. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, 101(4), 1996.
- [41] Dirk Hellweg. *Phasenfluktuationen in Bose-Einstein-Kondensaten*. PhD thesis, Universität Hannover (IQO), 2003.
- [42] C.E. Wieman. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.*, 62 (1), 1991.
- [43] Christine Ruffert. Aufbau einer rot verstimzten Dipolfalle für 87Rb-Atome in einem Bose-Einstein-Kondensat. Master's thesis, Universität Hannover (IQO), 2002.
- [44] Sascha Drenkelforth. Aufbau und Charakterisierung eines phasenstabilisierten Raman-Laser-System für 87Rb. Master's thesis, Universität Hannover (IQO), 2003.
- [45] Ortwin Hess. Spatio-Temporal Dynamics and Quantum Fluctuations in Semiconductor Lasers. *Springer Tracts in Modern Physics*, 189, 2003.
- [46] B. DeMarco, H. Rohner, and D. S. Jin. An enriched 40K source for fermionic atom studies. *Rev. Sci. Instrum.*, 70 (4), 1999.

# Selbstständigkeitserklärung

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

Hannover, den 31. Mai 2005

---

(Oliver Topic)



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich nicht nur denen Danken, die mir in der akuten Phase des Schreibens dieser Diplomarbeit geholfen haben, sondern auch all denen, die mich während meines Studiums und meiner Diplomarbeit auf die ein oder andere Weise unterstützt haben.

Zunächst einmal möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Jan Arlt bedanken. Er hat mich seit dem ersten Tag als HiWi am Institut unterstützt und gefördert. Unter seiner freundschaftlichen Anleitung habe ich während meiner Diplomarbeit viel über Physik gelernt.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer möchte ich dafür danken, dass ich meine Diplomarbeit in seiner Gruppe schreiben durfte. Trotz vollem Terminplans nahm er sich immer Zeit für die Diplomanden seines Instituts und ihre Anliegen. Ich danke Herrn Prof. Dr. Danzmann für die unkomplizierte und freundliche Übernahme des Koreferats.

Bedanken möchte ich mich bei meinen beiden Betreuern Carsten Klempt und Thorsten Henninger die mich durch Ihre lässige Art teilweise zum Wahnsinn getrieben haben, wenn es aber darauf ankam mir immer mit Rat und Tat zur Seite standen. Ich freue mich auf die weitere Zusammenarbeit mit Ihnen.

Dank gilt auch der zweiten Gruppe unter Jan Arlt mit Thomas Schulte und Sascha Drenkelforth. Vor allem sie hatten immer ein offenes Ohr für meine Probleme.

Danken möchte ich allen Mitarbeitern und Doktoranden am Institut. Ich glaube die Atmosphäre die im letzten Jahr hier herrschte, hätte besser nicht sein können. Die vielen interessanten Diskussionen und gemeinsamen Aktivitäten haben mir viel Freude bereitet.

Auch den guten Geistern des Instituts möchte ich danken, zu aller erst Rudi Gaul, der mir vom ersten Tag an das Gefühl gab dazu zu gehören. Dank auch an die drei Damen, Frau Faber, Frau Hünitzsch und Frau Pfennig für die perfekte Organisation des Institutsalltags.

Bedanken möchte ich mich bei den Herren aus der Werkstatt, Herrn Heidekrüger, Herrn Dom, Herrn Witzlau und Mathias Scholz, die immer einen Spruch auf den Lippen hatten, wenn ich ihre hervorragende Arbeit mal wieder in Anspruch genommen habe.

Ich danke meinen Studienkollegen Jan, Micha, Anna, Lars, Tobias, Nico, Hendrik und Sonja ohne die ich mein Studium nie hätte abschließen können. Sie haben mich sowohl zum Lernen, als auch zum Feiern animiert und mir so die Freude am Studieren erhalten. Besonderer Dank gilt dabei vor allem Jens, meinem ständigen Begleiter während des Studiums und der Diplomarbeit. Sein Wohnzimmer war beim Lernen, aber auch nach Feiern wie ein zweites zu Hause für mich.

Fast zum Schluß möchte ich mich nochmal besonders bei Tim, Anna, Jan, Sonja, Micha, Tobi, Carsten, Henni, Jan, Thomas, Sascha und Jens dafür bedanken, dass sie mir geholfen haben diese Arbeit von vielen kleinen und auch manch großen Fehlern zu befreien. Danke auch für die aufmunternden Worte die sie und die anderen Gruppenmitglieder während des Schreibens für mich fanden.

Des Weiteren gilt mein Dank meinen Freunden und meinem Bruder Tomislav, die mich auch in stressigen Zeiten nicht vergessen haben.

Zu allerletzt möchte ich den Menschen Danken, die mir all das ermöglicht haben, meinen Eltern. Danke dafür, dass Sie mich all die Jahre meiner Ausbildung unterstützt und immer an mich geglaubt haben. Sie standen bei all meinen Entscheidungen immer voll hinter mir, und gaben mir das Gefühl immer das Richtige zu tun. Selbst an Tagen, an denen es nicht so gut lief fanden sie immer aufmunternde Worte für Ihren Sohn.

Danke