

Diplomarbeit

Weiterentwicklung eines Experiments zur Untersuchung zwei-dimensionaler Quantengase

zur Erlangung des akademischen Grades
eines Magisters der Naturwissenschaften
vorgelegt von

Karl Pilch

Institut für Experimentalphysik
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Leopold-Franzens-Universität Innsbruck

April 2005

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde ein experimenteller Aufbau zur Herstellung kalter Quantengase weiterentwickelt. Ziele sind die Herstellung und Untersuchung eines zweidimensionalen Bose-Einstein-Kondensats aus Cäsium-Atomen. Die Reduktion der Dimensionalität wird in einer gravito-optische Oberflächenfalle realisiert, die für die Atome ein stark anisotropes Potential darstellt. Das Grundkonzept der Falle basiert auf einer evaneszenten Welle an der Oberfläche eines Prismas, welche in Verbindung mit der Gravitation einen starken Einschluss in Richtung der vertikalen Achse des Gases realisiert. Ein vorhandener Aufbau wurde so modifiziert, dass sich neue experimentelle Möglichkeiten eröffnen.

Im neuen Aufbau wurde die massive Edelstahlhauptkammer der älteren Apparatur durch eine kompakte Glaszelle ersetzt, die sowohl hervorragenden optischen Zugang als auch bessere Kontrolle der Wechselwirkung der Atome durch ein homogenes Magnetfeld ermöglicht. Des Weiteren wurde das Konzept des Transfers der Atome an die Oberfläche grundlegend verändert. Nun findet ein so genannter “Raster-Laser” Anwendung, welcher sowohl einen horizontalen Einschluss beim Transfer der Atome an die Oberfläche als auch die Möglichkeit einer dynamischen Kompression des Gases in sich vereint. Damit sollte es möglich sein, die Anzahl der Atome im zweidimensionalen Bose-Einstein-Kondensat wesentlich zu vergrößern. Dies stellt eine wichtige Verbesserung für weiterführende Experimente dar. Neben dem “Raster-Laser” wird die Konstruktion neuer Magnetfeldspulen und deren Eigenschaften behandelt (Quadrupolfeld, homogenes Feld zur Beeinflussung der Wechselwirkung über Feshbachresonanzen, Zeemanabremser, Erdmagnetfeldkompensation). Neuerungen im Diodenlasersystem verbessern die Stabilität und die Kontrolle des neuen Aufbaus.

Die Schwerpunkte der durchgeführten experimentellen Arbeit liegen in folgenden Bereichen:

- Aufbau eines Diodenlasersystems für die magneto-optische Falle (MOT) und das Raman-Seitenband-Kühlen
- Entwicklung eines “Raster-Lasers” samt dafür notwendiger Elektronik
- Bau und Charakterisierung der neuen Magnetfeldspulen (homogenes Magnetfeld zur Beeinflussung der Streulänge, Quadrupolfeld zur Levitation, Erdmagnetfeldkompensation, Zeemanabremser-Spulen), Regelelektronik zum schnellen Schalten der Felder

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Ideales Bose-Gas in zwei Dimensionen	3
2.2 Cäsium und seine Streueigenschaften	6
2.3 Fangen und Kühlen von neutralen Atomen	9
2.3.1 Optische Kräfte	9
2.3.2 Die evaneszente Welle	12
2.3.3 Die gravito-optische Oberflächenfalle	16
2.3.4 Magnetische Kräfte	17
2.3.5 Raman-Seitenband-Kühlen	18
3 2D Quantengas in einer gravito-optischen Oberflächenfalle	21
3.1 Altes Konzept	21
3.2 Neues Konzept	24
4 Die technischen Neuerungen	27
4.1 Die überarbeitete Vakuumapparatur	27
4.2 Vom Ofen an die Oberfläche	28
4.2.1 Der leistungsstärkere Ofen	30
4.2.2 Neuerungen bei Zeeman-Abbremsen und MOT	30
4.2.3 Der Laser für das Raman-Seitenband-Kühlen	35
4.2.4 Das Konzept eines effizienten Transfers an die Oberfläche	35
4.3 Neue Magnetfelder	36
4.3.1 Konstruktion	36
4.3.2 Magnetfelddaten	41
4.3.3 Effiziente Steuerung der Magnetfelder	42
4.3.4 Kompensation des Erdmagnetfeldes	44
4.4 Die Idee des “Raster-Lasers”	45
4.4.1 Optischer Aufbau	45
4.4.2 Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren	47
4.4.3 Das Ergebnis	50

Inhaltsverzeichnis

5 Ausblick	55
A Anhang	57
A.1 Das Cäsium-Atom	57
A.2 Schaltpläne	59

1 Einleitung

Ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) bietet einen hervorragenden experimentellen Zugang in die Welt der Quantenphysik. Atome mit ganzzahligem Spin, so genannte Bosonen, verhalten sich bei genügend tiefer Temperatur nicht mehr individuell. Die Wellenfunktionen der Bosonen überlappen und verhalten sich kohärent, sie formen eine makroskopische Wellenfunktion.

Auch wenn bereits 1924 durch Satyendra Nath Bose und Albert Einstein [Bos24, Ein24, Ein25] der theoretische Grundstein zur Bose-Einstein-Kondensation gelegt worden war, gelang es erst im Jahre 1995 durch Eric Cornell, Carl Wieman und Wolfgang Ketterle ein BEC zu realisieren [And95, Dav95]. Inzwischen gelang es unterschiedlichen Forschungsgruppen weltweit Bose-Einstein-Kondensate von ^{87}Rb [And95], ^{23}Na [Dav95], ^{52}Cr [Gri05], ^7Li [Bra95], H [Fri98], ^{41}K [Rob01] und ^{174}Yb [Tak03], sowie auch ^{133}Cs [Web03b] herzustellen. In Innsbruck ist es mittlerweile auch möglich, Moleküle aus Cs-Atomen zu erzeugen [Mar04] und deren Eigenschaften zu erforschen. Auch war die Bose-Einstein-Kondensation von Molekülen aus fermionischen Atomen ein Durchbruch [Joc03, Gre03]. Man kann zum Beispiel durch die Paarbildung von fermionischen ^6Li -Atomen den Übergang zwischen dem BCS- und BEC-Regime experimentell untersuchen und eine Brücke zur Festkörperphysik (Supraleitung) schlagen.

Das dieser Arbeit zu Grund liegende Experiment fängt Cs-Atome in einer gravitooptischen Oberflächenfalle (GOST). Ziel ist es, das Bose-Einstein-Kondensat im zweidimensionalen Regime zu untersuchen. Um die Dimensionalität des Gases zu reduzieren, wird mit Hilfe der GOST eine stark anisotrope Falle realisiert, in der die vertikale Bewegung der Atome (auf Grund des starken Einschlusses durch die Gravitation und einer evaneszente Welle) ausgefroren ist. Bereits im Jahre 2003 gelang es in unserer Arbeitsgruppe ein Kondensat im 2D-Regime zu beobachten. Um jedoch weitere Untersuchungen dieses Quantengases zuverlässig durchführen zu können, mussten grundlegende Veränderungen am Experiment durchgeführt werden, da die Zahl der Atome im BEC auf wenige 1000 Atome limitiert war. Der optische Zugang war durch die Verwendung einer Edelstahlkammer stark eingeschränkt, und auch die Kontrolle der Magnetfelder bedurfte einer Verbesserung.

In der vorliegenden Arbeit werden die notwendigen Neuerungen und Verbesserungen des experimentellen Aufbaus und Konzepts dargestellt, die ein weit größeres Kondensat ermöglichen und eine Reihe von neuen experimentellen Möglichkeiten eröffnen sollen. Im Kapitel 2 wird vorerst auf das grundlegende Verständnis und die Mechanismen der Bose-Einstein-Kondensation in zwei Dimensionen eingegangen. Die

1 Einleitung

Feshbach-Resonanz wird uns mittels variabler Magnetfelder eine Methode zur Beeinflussung der Streueigenschaften der Cäsium-Atome liefern. Auch die wichtigsten Konzepte des Fangens und Kühls von Atomen werden vorgestellt. Das Kapitel 3 bietet eine Gegenüberstellung des alten und neuen Konzepts des Transfers der Cs-Atome an die Oberfläche eines Prismas. An dieser wird mittels weiterer Kühltechniken die für die Kondensation notwendige Temperatur erreicht. Ein neues solides Konzept des Transfers erleichtert weitere Kühlprozesse und hält Verluste von Atomen gering. Im Kapitel 4 werden die technischen Neuerungen besprochen. Neben dem Tausch der massiven Edelstahlkammer gegen eine Glaszelle, was Vorteile beim optischen Zugang und den Magnetfeldern bietet, werden die neuen Konzepte und technischen Verbesserungen zum Transfer der Atome an die Oberfläche eines Prismas näher behandelt. Besonders der “Raster-Laser” wird neue Möglichkeiten eröffnen und die Kondensation der Atome auf eine solide Basis stellen. Im Kapitel Ausblick wird eine Auswahl an zukünftig möglichen Experimenten vorgestellt.

2 Grundlagen

2.1 Ideales Bose-Gas in zwei Dimensionen

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften von einem nicht wechselwirkenden Bose-Gas zusammengefasst. Man wird sehen, dass die Bose-Einstein-Kondensation (BEC) auch in zwei Dimensionen möglich ist. Diese kann in einem zwei-dimensionalen Kastenpotential nicht stattfinden. Tauscht man jedoch den kastenförmigen Einschluss gegen ein harmonisches Potential, so wird ein BEC möglich gemacht. Folgende Berechnungen wurde aus Literatur, welche die statistische Mechanik behandelt, entnommen (zum Beispiel: [Pet02]). Vernachlässigt werden hier nicht nur die Wechselwirkungen zwischen den Atomen, sondern auch Aspekte der endlichen Systemgröße, interne Freiheitsgrade (Spin), etc. ...

Die mittlere Besetzungszahl des Einteilchenzustandes ν in einem wechselwirkungsfreien Bose-Gas ist gegeben durch die *Bose-Verteilungs-Funktion*:

$$f^0(\varepsilon_\nu) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_\nu - \mu)/kT} - 1}, \quad (2.1)$$

wobei ε_ν als die Energie des Einteilchenzustandes und μ als das chemische Potential in die Verteilung einfließen. Je weiter die Temperatur T gesenkt wird, umso größer wird das chemische Potential und die Besetzungszahl der Zustände steigt. Das chemische Potential kann aber den Wert der minimalen Energie ε_{min} nicht überschreiten, da die Bose-Verteilungs-Funktion damit im Grundzustand negative Werte einnehmen würde, was unphysikalisch ist.

Wenn die Anzahl der Atome in den angeregten Zuständen kleiner ist als die Gesamtanzahl der vorhandenen Atome, wird der Einteilchengrundzustand makroskopisch besetzt, und das System besitzt ein Bose-Einstein-Kondensat. Dabei wird die höchste Temperatur, bei der eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes eintritt, als Kondensationstemperatur bzw. kritische Temperatur bezeichnet. Auch wenn die Temperatur des Systems unter die kritische Temperatur sinkt, wird der Wert des chemischen Potentials μ den Wert von ε_{min} nicht überschreiten.

Die Zustandsdichte:

In einem drei-dimensionalen Kastenpotential ist die *Zustandsdichte* gegeben durch:

$$g(\varepsilon) = \frac{Vm^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2\hbar^3}}\varepsilon^{1/2} \quad (2.2)$$

Allgemeiner wird angemerkt, dass die *Zustandsdichte* in einem d - dimensionalen Kastenpotential skaliert wie $g(\varepsilon) \propto \varepsilon^{d/2-1}$. Ersetzt man das Kastenpotential durch einen d - dimensionalen harmonischen Oszillator, so ergibt sich die *Zustandsdichte* analog zu Gleichung 2.2 wie folgt [Pet02]:

$$g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^{d-1}}{(d-1)! \prod_{i=1}^d \hbar\omega_i} \quad (2.3)$$

Die kritische Temperatur

Die kritische Temperatur ist jene Temperatur, bei der eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes beginnt. Im Limes $N \rightarrow \infty$ kann der Beitrag der Atome, die den Grundzustand besetzen, von den Atomen in angeregten Zuständen separiert werden. Die Anzahl der Atome N_{ex} , die angeregte Zustände besetzen, kann geschrieben werden als:

$$N_{ex} = \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon) f^0(\varepsilon) \quad (2.4)$$

Die Anzahl der angeregten Atome wird maximal, wenn $\mu = 0$ ist und die kritische Temperatur kann aus der Bedingung $N_{ex} = N$ errechnet werden, wobei N die Gesamtanzahl der Atome ist:

$$N = N_{ex}(T_b, \mu = 0) = \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon) \frac{1}{e^{\varepsilon/kT_c} - 1} \quad (2.5)$$

bzw. mit $x = \varepsilon/(kT_c)$

$$N = C_\alpha (kT_c)^\alpha \int_0^\infty dx \frac{x^{\alpha-1}}{e^x - 1} = C_\alpha \Gamma(\alpha) \zeta(\alpha) (kT_c)^\alpha, \quad (2.6)$$

wobei $\Gamma(\alpha)$ die *Gamma-Funktion* und $\zeta(\alpha)$ die *Riemann-Zeta Funktionen* sind. Die Konstanten α sowie C_α leiten sich aus den Zustandsdichten in Abhängigkeit des einschließenden Potentials ab. So ergibt sich zum Beispiel C_α für den drei-dimensionalen harmonischen Oszillator aus einem Koeffizientenvergleich der Gleichungen 2.5 und 2.6 zu:

$$\alpha = 3, C_3 = 1/(2\hbar^3 \omega_1 \omega_2 \omega_3) \quad (2.7)$$

Für unterschiedliche α ergeben sich folgende Werte für $\Gamma(\alpha)$ und $\zeta(\alpha)$:

α	$\Gamma(\alpha)$	$\zeta(\alpha)$
1	1	∞
1,5	$\sqrt{\pi}/2$	2,612
2	1	$\pi^2/6$
2,5	$3\sqrt{\pi}/8$	1,341
3	2	1,202
3,5	$15\sqrt{\pi}/8$	1,127

Aus Gleichung 2.6 folgt die kritische Temperatur:

$$kT_c = \frac{N^{1/\alpha}}{[C_\alpha \Gamma(\alpha) \zeta(\alpha)]^{1/\alpha}} \quad (2.8)$$

Zu beachten ist, dass für ein Gas in einem zwei-dimensionalen Kastenpotential keine Bose-Einstein-Kondensation möglich ist, da $\alpha = 1$ und damit das Integral aus Gleichung 2.6 divergiert. Im Experiment hat man aber in guter Näherung ein harmonisches Potential vorliegen [Ham02a]. Ersetzt man die Zustandsdichte des zwei-dimensionalen Kastenpotential durch ein harmonisches zwei-dimensionales Oszillatorenpotential, so ergibt sich $\alpha = 2$, und das Integral wird endlich.

Die Zustandsdichte für ein Gas in einem zwei-dimensionalen harmonischen Oszillator errechnet sich zu:

$$g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\hbar^2 \omega_1 \omega_2} = C_2 \varepsilon \quad (2.9)$$

Und aus Gleichung 2.8 folgt die kritische Temperatur:

$$kT_c = \frac{\hbar}{\pi} \sqrt{6N\omega_1\omega_2} \quad (2.10)$$

Bemerkungen und Schlussfolgerungen: Die bisher diskutierten Eigenschaften eines idealen Bose-Gases in d Dimensionen wurden unter anderem¹ unter der Annahme getroffen, dass kT sehr viel größer ist als zum Beispiel beim harmonischen Oszillatorenpotential die Energien $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$, $\hbar\omega_3$. Um das Verhalten in einem zwei-dimensionalen Bosegas zu betrachten, wird man die Bedingung für eine Dimension aufheben. Um also in einer realen 3D - Falle ein 2D - Kondensat zu erhalten muss man beispielsweise die Frequenz ω_3 so wählen, dass die Bedingung $kT_{2D} < \hbar\omega_3$ erfüllt ist. Dies bedeutet, dass man in der vertikalen Richtung die Bewegungsenergie so ausfriert, dass keine Übergänge in angeregte Zustände mehr möglich sind. Die Ausdehnung des Gases in der Richtung des starken Einschlusses ist somit gegeben durch die Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion: $z_0 = \sqrt{\hbar/(m\omega_3)}$

Auch der Fall der 1D-Kondensation ist sehr interessant, da im Falle eines harmonischen Oszillatorenpotentials $\alpha = 1$ ist, und damit das Integral aus 2.6 divergiert. Dennoch kann eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes erreicht werden. Mehr dazu in [Dal99].

2.2 Cäsium und seine Streueigenschaften

Das Cäsium-Atom wurde im Jahr 1860 von Bunsen und Kirchhoff entdeckt. Es ist das schwerste stabile Alkaliatom, wobei nur ^{133}Cs natürlich vorkommt. Mit einem Kernspin von $I = 7/2$ und den 55 Elektronen wird das Cäsium-Atom zum Boson. Das äußerste Elektron (Valenzelektron) ist nur relativ schwach gebunden ($\approx 3,9\text{eV}$) [Chi01]. Das Cs-Atom hat die größte Polarisierbarkeit und auch die größte Van-der-Waals Wechselwirkungskraft aller im Periodensystem verzeichneten Elemente [Chi01]. Im bekanntesten Zusammenhang mit dem Cs-Atom steht die 1967 eingeführte Definition der Sekunde über die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes (9,192631770GHz). Die relativ große Hyperfeinaufspaltung des Grundzustandes macht das Cs-Atom zu einem idealen Kandidaten für das Fangen und Kühlen. Daher war es auch schon zu Beginn der Versuche ein BEC herzustellen ein vielversprechendes Element. Auf Grund seiner großen Masse von 133amu eignet sich das Cs-Atom besonders für die Laserkühlung, da die Rückstoßenergie auf etwa $E_{rueck}/k_b = 200\text{nK}$ beschränkt ist. Des Weiteren weist das Cäsium-Atom ein magnetisches Dipolmoment (wie alle Alkaliatome) auf, was auch das Fangen in magnetischen Fallen möglich macht. Jedoch hielt Cs lange den Versuchen einer Kondensation stand. Vor allem die Verluste auf Grund von 2-Körper-Stößen stellten einen limitierenden Faktor dar. Ein kurzer historischer Abriss über die Probleme, die gelöst werden mussten, ist in [Web03a] zu finden. Erst im Jahre 2002, also 7 Jahre nach der ersten Realisierung eines BEC mit Rb-Atomen [And95], konnte Österreich weltweit erstmals in der Forschungsgruppe von Rudi Grimm ein Cs-Kondensat erzeugen [Web03b].

¹Neben der Vernachlässigung der Wechselwirkung wurden auch Effekte der endlichen Teilchenzahl und die 'Abreicherung des BEC' (frei übersetzt für 'Quantum depletion') nicht beachtet.

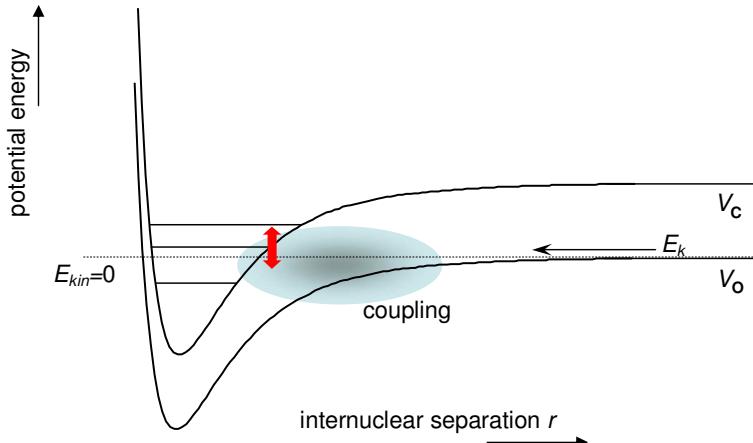


Abb. 2.1: Die Feshbach-Resonanz: Die Linie V_C zeigt ein Molekülpotential, welches den Stoß zweier Atome beschreibt. Die Linie V_0 skizziert das Molekülpotential, welches einen gebundenen Zustand trägt. Die gepunktete Linie zeigt die Stoßenergie der beiden freien Atome. Falls es gelingt über die unterschiedliche Zeemanenergie den gebundenen Molekülzustand mit der Stoßenergie in Deckung zu bringen, befindet man sich auf einer Feshbachresonanz. Die Grafik wurde aus [The05] entnommen.

Die besonderen Streueigenschaften dieses Elements machen Cäsium nicht nur zu einem schwierigen Kandidaten für die Bose-Einstein-Kondensation, sie erlauben auch die Wechselwirkung zwischen den Atomen mittels Magnetfeldern zu beeinflussen. Die Feshbach-Resonanz [Fes58] bietet ein Instrument, die Streulänge und damit auch die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Atomen einzustellen. Wir nutzen in unserem Experiment ein homogenes Magnetfeld zur Änderung der Streulänge.

Feshbach-Resonanz:

Das Grundprinzip einer Feshbachresonanz basiert auf der Kopplung zwischen einem quasibundenen Molekülezustand und einem Streuzustand. Auf Grund der unterschiedlichen magnetischen Momente des gebundenen Zustandes und des Streuzustandes kann mit Hilfe eines externen Magnetfeldes über die unterschiedlichen Zeemanenergien eine Kopplung hergestellt werden (siehe Abbildung 2.1). In einem zeitabhängigen Bild werden zwei stoßende Atome in einen gebundenen Molekülezustand transferiert, und trennen sich wieder zu zwei ungebundenen Atomen. Die Streulänge wird positiv, wenn die Streuenergie oberhalb des gebundenen Molekülezustands liegt, und negativ, wenn sie unterhalb liegt. Bei Resonanz divergiert die Streulänge. Siehe dazu Abbildung 2.2.

Bei Resonanz wird nicht nur die Streulänge stark beeinflusst, es kann auch zu inelastischen Prozessen kommen. Präpariert man jedoch die Atome im energetisch niedrigsten Spinzustand (bei Cäsium $F = 3, m_F = 3$), so sind keine inelastischen 2-Atom-Stöße möglich, und somit derartige Verlustprozesse unterdrückt.

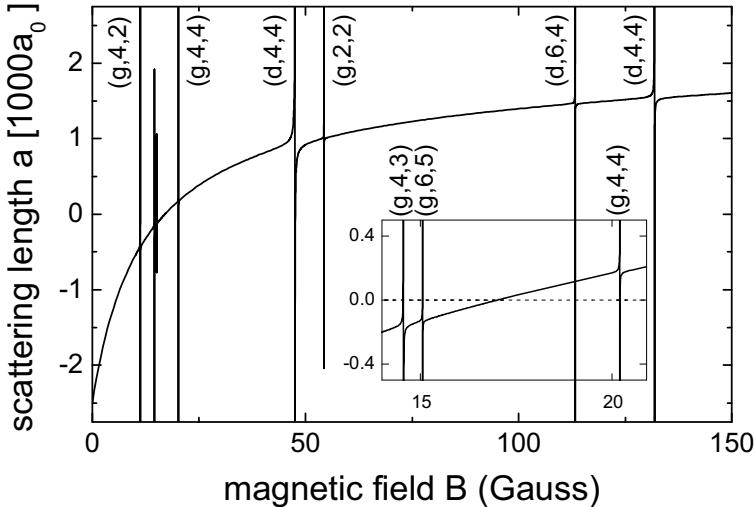


Abb. 2.2: Feshbach-Resonanzen: Diese Grafik zeigt die Streulänge von Cäsium im $F = 3$, $m_F = 3 + F = 3$, $m_F = 3$ Streukanal. Die s-, d-, g- Wellenzustände werden mit den Quantenzahlen (l, f, m_f) bezeichnet, wobei f für den molekularen Drehimpuls und m_f für die magnetische Quantenzahl steht. Die Abbildung wurde aus [Chi04] entnommen.

Nicht unterdrückt sind jedoch Drei-Körper-Rekombinationen. Bei einem Stoß von drei Atomen können zwei Atome ein Molekül bilden, während das verbleibende Atom die frei werdende Bindungsenergie in Form von kinetischer Energie trägt. Gewöhnlich gehen alle drei Atome dadurch aus der Falle verloren. Der Verlust an Teilchen durch Drei-Körper-Rekombination ist proportional zu $\langle n^2 \rangle$. Dies bedeutet, dass besonders im Zentrum, in welchem sich die kältesten Atome befinden und auch die Dichte am größten ist, dieser Effekt besonders stark zu beobachten ist. Dies führt auf Grund des Verlustes der kältesten Teilchen zu einem effektiven Heizen des Gases, der so genannten Antievaporation. Ist die Falle so tief, dass das dritte Atom, welches die Bindungsenergie des Moleküls in Form von kinetischer Energie trägt, nicht aus der Falle entkommen kann, so wird durch Stöße mit weiteren Atomen die kinetische Energie ins gesamte System übertragen. Um diese Rekombinationswärme aus dem System zu entfernen, muss ein schnelles Entkommen dieses heißen Teilchens ermöglicht werden [Web03c].

Die Feshbach-Resonanz liefert ein wichtiges Werkzeug zur Kontrolle der Wechselwirkung zwischen den Atomen mittels Magnetfeldern. Man kann sowohl bei negativer Streulänge den Kollaps eines Kondensats beobachten [Ryc03], durch schnelles "Schalten" der Streulänge kollektive Anregungen erzeugen, aber auch durch geeignete Variation des Magnetfeldes adiabatisch Moleküle erzeugen und wieder zu Atomen zurücktransferieren [Joc04].

Ein Ausschnitt des Termschemas von Cäsium ist im Anhang (A.1) verzeichnet.

Dort werden des Weiteren die entscheidenden Übergangsfrequenzen für das Fangen und Kühlen (Abschnitt 2.3) dieses Alkaliatoms bezeichnet, sowie weitere wichtige Informationen zu diesem Element (zum Beispiel die Linienbreiten) gegeben.

2.3 Fangen und Kühlen von neutralen Atomen

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Techniken für das Fangen und Kühlen von neutralen Atomen angesprochen. Ausführlicher wird die optische Dipolkraft behandelt, da sie ein unentbehrliches Werkzeug darstellt. Auch das Implementieren einer evaneszenten Welle in unsere Falle ist ein wichtiger Schritt auf dem Weg zum BEC. Weitere Anwendungen (MOT, Zeeman-Abremser) wurden bereits in vielen vorhergehenden Arbeiten und Büchern ausführlich besprochen [Met99] und werden daher an dieser Stelle nicht behandelt.

2.3.1 Optische Kräfte

Die Wechselwirkung zwischen einem Lichtfeld und einem Atom, das sich in diesem Feld befindet, führt zu optischen Kräften, die stark von der sogenannten Verstimmung, nämlich von der Differenz aus der Laserfrequenz und der optischen Übergangsfrequenz abhängen. Grundsätzlich unterscheidet man die Kraft des Strahlungsdrucks und die optische Dipolkraft.

Der Strahlungsdruck

Der Strahlungsdruck resultiert aus kontinuierlicher gerichteter Absorbtion und ungerichteter spontaner Emission von Photonen. So wird im Mittel ein Nettoimpuls auf das Atom übertragen. Die Kraft, die vom Impulsübertrag herröhrt, kann mit Hilfe des Sättigungsparameters² s_0 und der natürlichen Linienbreite Γ des Übergangs geschrieben werden als [Met99]:

$$F = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2} \hbar k \quad (2.11)$$

Mit der Laserfrequenz ω , und der Übergangsfrequenz ω_0 , lässt sich $\delta = \omega - \omega_0$ schreiben. Dieser Strahlungsdruck kann Beschleunigungen bis zu 10^6 m/s^2 erzeugen. Je kleiner die Verstimmung δ ist, umso größer ist die Kraft auf das Atom und umso größer ist auch die Beschleunigung.

In unserem Experiment spielt diese Art der optischen Kraft eine wichtige Rolle. Sie ist der Schlüssel zu den zur Genüge bekannten Standardtechniken der *magneto-*

² $s_0 = 2\Omega_r^2/\Gamma^2$ wobei Ω_r die Rabi-frequenz ist.

2 Grundlagen

optische Falle (MOT).

Die optische Dipolkraft

Bei großer Verstimmung wird der Effekt des Strahlungsdrucks geringer. Die optische Dipolkraft kommt zum Tragen. Ausgangspunkt für die folgenden Berechnungen sei ein 2-Niveau-Atom mit einem harmonisch an den Kern gebundenen Elektron. Dieser Ansatz bietet ein gut geeignetes Modell zur Beschreibung von Alkaliatomen [Gri00].

Befindet sich ein Atom im elektrischen Feld $E(\mathbf{r}, t)$ eines Laserstrahls, so induziert dieses ein elektrisches Dipolmoment im Atom, welches mit der Frequenz des Laserlichtes oszilliert. Das Dipolmoment $p(\mathbf{r}, t)$ lässt sich mit Hilfe der komplexen Polarisierbarkeit α und der Polarisation $\hat{\epsilon}$ des Lasers schreiben als:

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}, t) = \hat{\epsilon} \mathbf{p}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c. \quad (2.12)$$

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}) = \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

Die potentielle Energie des Atoms innerhalb des Laserfeldes wird dann:

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \mathbf{p} \mathbf{E} \rangle \propto Re(\alpha) \quad (2.14)$$

Nimmt der Oszillator Leistung aus dem Feld auf, so wird diese auch wieder abgestrahlt:

$$P_{abs} = \langle \dot{\mathbf{p}} \mathbf{E} \rangle \propto Im(\alpha) \quad (2.15)$$

Der Imaginärteils der Polarisierbarkeit α beschreibt daher die Streureate:

$$\Gamma_{Streu} = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} \quad (2.16)$$

Mit Hilfe des Lorentz-Modells eines harmonischen Oszillators lässt sich α bestimmen und die Streureate beziehungsweise das Dipolpotential kann berechnet werden:

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (2.17)$$

$$\Gamma_{streu}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.18)$$

Hierbei ist $I(\mathbf{r})$ die Laserintensität in Abhängigkeit der Position des Atoms und Γ ist die Dämpfungsrate, die mittels des Dipolübergangsmatrixelements eine Übergangsrate beschreibt.

In den meisten Fällen ist der Wert der Verstimmung $\delta = \omega - \omega_0$ sehr viel kleiner als die Übergangsfrequenz ω_0 , so dass die Drehwellennäherung³ Anwendung findet. Es folgt, dass das Dipolpotential U_{dip} mit I/δ und die Streureate mit I/δ^2 skaliert. Da die Kraft der negative Gradient des Potentials ist, wirkt für positive Werte von δ (blaue Verstimmung) eine abstoßende, für negative Werte (rote Verstimmung) eine anziehende Kraft.

Bisher wurde das Modell eines 2-Niveau Systems betrachtet. Bezieht man die Fein- und Hyperfeinstruktur in die Berechnungen ein, so kann man zwei Grenzfälle unterscheiden⁴:

1. **Weit verstimmte Dipolfallen:** Arbeitet man bei einer Verstimmung des Lasers, der gegenüber der Hyperfeinstruktur (siehe dazu Anhang A.1) weit (zirka 200 MHz), im Falle der Feinstrukturaufspaltung (zirka 17 THz) wenig verstimmt ist, so ergibt sich nach weiteren Näherungen⁵ folgendes Resultat:

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma_2}{\omega_2^2 \delta_2} I(\mathbf{r}) \quad (2.19)$$

$$\Gamma_{streu}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2}{\omega_2^3} \left(\frac{\Gamma_2}{\delta_2} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

$\Gamma_{1(2)}$ ist die natürliche Linienbreite der $D_{1(2)}$ Linie, $\omega_{1(2)}$ die Übergangsfrequenz, $\delta_{1(2)}$ die Verstimmung zur $D_{1(2)}$ Linie. Die evanescente Welle aus dem folgenden Unterabschnitt ist eine Anwendung dieser nahresonanten Dipolfallen.

2. **Sehr weit verstimmte Dipolfallen:** Für Verstimmungen, die noch weit größer sind als die Feinstrukturaufspaltung, muss ein gewichtetes Mittel der beiden Übergangslinien (D_1 , D_2) einbezogen werden. Man modelliert ein 2-Niveau Atom mit einer effektiven Übergangsfrequenz $\omega_{eff} = 1/3\omega_1 + 2/3\omega_2$ und einer effektiven Linienbreite $\Gamma_{eff} = 1/3\Gamma_1 + 2/3\Gamma_2$. Für weit verstimmte Dipolfallen erhält man⁶:

³Terme mit $\omega + \omega_0$ können vernachlässigt werden

⁴Die Ergebnisse der folgenden Berechnungen basieren auf der Verwendung von linear polarisiertem Licht. Für zirkulare Polarisation müssen weitere Korrekturen eingeführt werden. Mehr dazu siehe [Gri00]

⁵ $\Gamma_1/\omega_1^3 \approx \gamma_2/\omega_2^3$, δ ist näher an der D_2 - als an der D_1 -Linie

⁶Die Drehwellennäherung kann in diesem Fall nicht angewendet werden, da $\delta \gg \omega_{eff}$

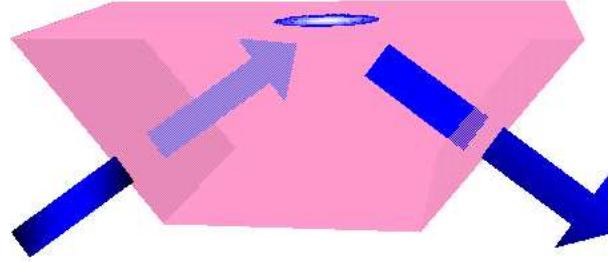


Abb. 2.3: Evanescenze Welle: Diese Grafik zeigt schematisch die Realisierung eines repulsiven Dipolpotentials mit Hilfe von Totalreflexion an der Innenseite eines Prismas.

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_{eff}^3} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} - \omega} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} + \omega} \right) I(\mathbf{r}) \quad (2.21)$$

$$\Gamma_{streu}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_{eff}^3} \left(\frac{\omega}{\omega_{eff}} \right)^3 \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} - \omega} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} + \omega} \right)^2 I(\mathbf{r}) \quad (2.22)$$

Um den ‘Raster-Laser’ aus Abschnitt 4.4 vorwegzunehmen, möchte ich betonen, dass der Fall der weit verstimmten Dipolfalle Anwendung findet. Der hierbei verwendete Laser ist über 200nm gegenüber der D_2 Linie rot verstimmt, sodass die Atome in den Fokus dieses Strahls gezogen werden. Auf Grund der starken Verstimmung können Heizprozesse, die auf Photonenstreuung zurückzuführen sind, weitestgehend außer Acht gelassen werden.

2.3.2 Die evaneszente Welle

Ein weiteres wichtiges Werkzeug auf dem Weg zu einem 2-dimensionalen BEC ist die Implementierung einer evaneszenten Welle, die sich die repulsive Wirkung der Dipolkraft (Unterabschnitt 2.3.1) bei blauer Verstimmung zu Nutzen macht.

Um die Sinnhaftigkeit dieses Unterabschnitts aufzuzeigen, nehme ich einen Teil der Fallenkonfiguration aus dem Abschnitt 4.2 vorweg (siehe dazu Abbildung 2.3)

Die Atome werden an die Oberfläche eines Prismas transferiert, an welcher mit Hilfe einer blau verstimmten evaneszenten Welle (EW) ein Atomspiegel realisiert wird [Ham]. Um ein Lichtpolster dieser Art zu erzeugen, muss der eingestrahlte Laserstrahl an der inneren Oberfläche des Prismas total reflektiert werden. Auch bei der Totalreflexion besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit für das Licht in das Vakuum transmittiert zu werden, wobei der Abfall des Feldes außerhalb exponentiell erfolgt.

Das Gesetz von Snellius beschreibt die Lichtbrechung an der Grenzfläche zwischen Vakuum und einem dielektrischen Medium mit dem Brechungsindex n :

$$n \sin \Theta_{ein} = \sin \Theta_{aus} \quad (2.23)$$

Erreicht Θ_{ein} den kritischen Winkel Θ_{krit} , so wird $\sin \Theta_{aus} = 1$ und damit existiert kein Strahl, der ins Vakuum austritt. Der Laserstrahl wird total reflektiert. Jedoch kann gezeigt werden, dass das Lichtfeld eine gewisse Eindringtiefe in das Vakuum hat. Das elektrische Feld der evaneszenten Welle wird durch folgende Gleichung gegeben:

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_t \epsilon_t \exp(-z/\Lambda) \exp[i(k_t x - \omega_L t)] \quad (2.24)$$

wobei ε_t für die Amplitude, $\vec{\epsilon}_t$ für die Polarisation, ω_L für die Laserfrequenz, k_t für den Wellenvektor und Λ für die Länge steht, bei der das Feld auf $1/e^2$ seines Wertes abgefallen ist.

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2 \sin^2 \Theta_{ein} - 1}} \quad (2.25)$$

Um die evaneszente Welle zu charakterisieren, muß man für eine Maximierung der Intensität die Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung in Betracht ziehen:

- **Transversal-elektrische Polarisation (TE):** In diesem Fall stimmt die Polarisation der einfallenden Welle mit der der evaneszenten zusammen. Die Intensität der EW (I_{EW}) ist abhängig von der einfallenden Intensität der Laserwelle I_0 :

$$I_{EW,TE} = \frac{4n \cos^2 \Theta_{ein}}{n^2 - 1} I_0 \quad (2.26)$$

- **Transversal-magnetische Polarisation (TM):** Es zeigt sich, dass die Intensität I_{EW} größer werden kann als bei der TE-Polarisation. Genauere Berechnungen [Bou94] zeigen, dass die Polarisation der EW nicht mehr mit der einfallenden Welle übereinstimmt, sondern elliptisch wird.

$$I_{EW,TM} = \frac{4n \cos^2 \Theta_{ein}}{n^2 - 1} \frac{2n^2 \sin^2 \Theta_{ein} - 1}{(n^2 + 1) \sin^2 \Theta_{ein} - 1} I_0 \quad (2.27)$$

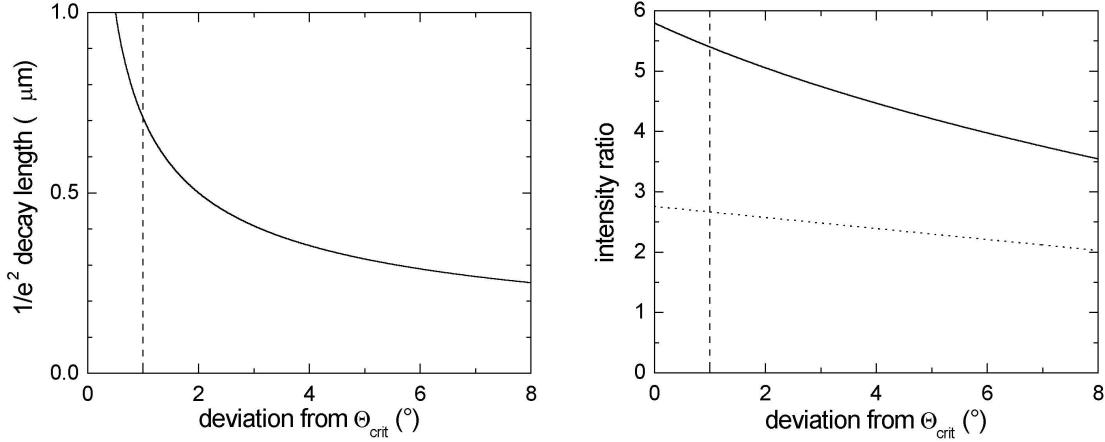


Abb. 2.4: Das linke Bild zeigt die $1/e^2$ Eindringtiefe Λ in Abhängigkeit der Abweichung vom kritischen Winkel. Das rechte Bild vergleicht das Verhältnis der Intensitäten (I_{EW}/I_0) für TM (durchgezogene Linie) und TE (gepunktete Linie) Polarisation. Diese Abbildungen wurden aus [Ham02a, Ryc04] entnommen. Die vertikale gestrichelte Linie zeigt das für die alte Falle verwendete Verhältnis von I_{EW}/I_0 .

Die Abbildung 2.4 zeigt im linken Bild wie sich die Länge Λ in Abhängigkeit von der Abweichung zum Winkels Θ_{krit} verhält. Im rechten Bild ist ein Vergleich der Intensitäten in Abhängigkeit der Abweichung für TE-polarisierte und TM-polarisierte einfallende Wellen dargestellt.

Anmerkungen: Wie sich noch zeigt, wird in unserem Experiment die TM-Konfiguration gewählt, obwohl zu bemerken ist, dass die Komponente der zirkularen Polarisation zu einer Aufspaltung der magnetischen Unterzustände führt. Dies ist für uns jedoch von geringer Bedeutung, da die Atome zuvor in den $m_F = 3$ -Zustand gepumpt werden. Besonderes Augenmerk wird auf eine größtmögliche Intensität der EW gelegt, um ein Maximum der repulsiven Dipolkraft zu erreichen, und um bei hohen Verstimmungen arbeiten zu können.

Die Van-der-Waals Wechselwirkung (VdW):

Je näher man der Oberfläche kommt, umso stärker werden die Kräfte auf die Atome, die durch die Oberfläche hervorgerufen werden. In Abhängigkeit der Distanz zur Oberfläche kann man zwei Regime unterscheiden [Ham02a]:

1. Das Lennard-Jones Regime:

Dies findet Anwendung für kleine Distanzen zur Oberfläche ($z \ll \lambda_{eff}/2\pi$)⁷.

⁷ λ_{eff} resultiert aus dem Modell eines 2 Niveau Atoms für das Cäsium-Atom. $\lambda_{eff} = 866\text{nm}$

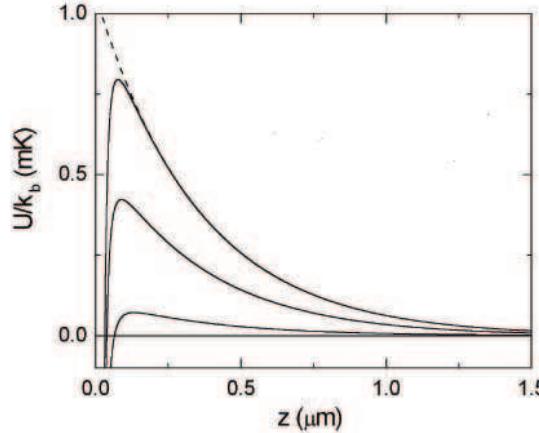


Abb. 2.5: Die Abbildung zeigt die Kombination aus Van-der-Waals Wechselwirkung und repulsivem Dipolpotential der evaneszenten Welle. Für kleine Distanzen ist ein großer Effekt zu beobachten [Ham02a].

In diesem Fall kann man das VdW Potential beschreiben durch die Gleichung [Ham02a]:

$$U_{VdW}(z) = - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{3}{16} \hbar \Gamma_{eff} \left(\frac{1}{k_{eff} z} \right)^3 \quad (2.28)$$

Γ_{eff} , k_{eff} sind die effektive Linienbreite und der effektive Wellenvektor⁷.

2. Das Casimir-Polder Regime:

Diese Beschreibung wird für große Abstände verwendet ($z \gg \lambda_{eff}/2\pi$). Jedoch ist eine einfache analytische Darstellung dieses Potentials nicht möglich, da relativistische und quantenelektrodynamische Effekte nicht länger vernachlässigt werden können.

Mit Hilfe des Koeffizienten $\alpha_{VdW} = 5,44 \cdot 10^{-49} \text{ kg m}^5 \text{ s}^{-2}$ kann das VdW Potential in guter Näherung für ein 2-Niveau Atom wie folgt geschrieben werden [Ham02a]:

$$U_{VdW}(z) = - \alpha_{VdW} \frac{1}{z^3 (1 + 2\pi z / \lambda_{eff})} \quad (2.29)$$

Zur qualitativen Veranschaulichung der Beeinflussung des evaneszenten Potentials durch die VdW Wechselwirkung siehe Abbildung 2.5. Für Distanzen von zirka $z = 0,1 \mu\text{m}$ zeigt sich ein starker Abfall des repulsiven Dipolpotentials auf Grund der VdW Wechselwirkung, während für größere Distanzen kaum eine Änderung zu bemerken

errechnet sich aus einer Gewichtung der beiden D -Linien, wie sie schon im Abschnitt über die weit verstimmteten Dipolfallen benutzt wurde. Das Selbe gilt für Γ_{eff} bzw. k_{eff} .

2 Grundlagen

ist. Wir werden die Atomwolke etwa einen Mikrometer oberhalb der Oberfläche positionieren, sodass die VdW Wechselwirkung in der Falle vernachlässigt werden kann. Jedoch ist beim Transfer der Atome auf die verringerte Potentialbarriere zu achten.

2.3.3 Die gravito-optische Oberflächenfalle

Der Begriff gravito-optische Oberflächenfalle (GOST) erklärt sich durch eine Kombination aus Gravitation, optischen Dipolkräften und einer Oberfläche. Wie im vorhergehenden Unterabschnitt besprochen wurde, kann mit Hilfe einer evaneszenten Welle, realisiert durch Totalreflexion an der Oberfläche eines Prismas, ein repulsives Potential hergestellt werden. Betrachtet man zusätzlich in der vertikalen Richtung die Gravitation, so ergibt sich das für die Atome wirkende gesamte vertikale Potential wie folgt:

$$U_{ges}(z) = mg_{eff}z + U_0 e^{-2z/\Lambda} + U_{VdW}(z) \quad (2.30)$$

U_0 ist das repulsive Dipolpotential für $z = 0$, g_{eff} stellt die Erdbeschleunigung dar, die durch einen Magnetfeldgradienten als eine effektive Beschleunigung variiert werden kann, und m die Masse des Cäsium Atoms. Wenn die Atome auf die Oberfläche fallen, so werden sie reflektiert und auf Grund der Schwerkraft wieder nach unten fallen, sie hüpfen. Die Höhe, die die Atome nach einer Reflexion erreichen, ist abhängig von der Temperatur des Gases. Für $T = 1\mu\text{K}$ folgt im Gravitationspotential eine Sprunghöhe von $z_0 = kT/mg = 6,4\mu\text{m}$ (für $g_{eff} = g = 9,81\text{m/s}^2$), während die Höhe des Dipolpotentials auf nur etwa $1\mu\text{m}$ beschränkt ist. In diesem Fall kann man U_{ges} als keilförmig ansehen und die Energiezustände sind mit $\omega_z/(2\pi) = (9\pi^2 mg^2/8\hbar)^{1/3} = 2080\text{Hz}$ gegeben durch [Ham02a]:

$$E_n = \hbar\omega_\nu \left(n - \frac{1}{4}\right)^{(2/3)} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.31)$$

Diese Beschreibung wird genauer, je höher die Temperatur des Gases ist. Für niedrigere Temperaturen kann jedoch nicht von einem keilförmigen Potential ausgegangen werden.

Die Atome befinden sich bei genügend niedrigen Temperaturen in einem harmonischen Potential. Die Fallenfrequenz ergibt sich bei niedrigeren Temperaturen aus

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2g_{eff}}{\Lambda}}, \quad (2.32)$$

und führt auf eine charakteristische Frequenz von $\omega_z/(2\pi) = 580\text{Hz}$, was einer Temperatur von etwa $\hbar\omega_z/k = 26\text{nK}$ entspricht⁸.

2.3.4 Magnetische Kräfte

Grundlage für die Kraft, die ein Magnetfeld auf ein neutrales Teilchen ausübt, ist die Zeeman-Aufspaltung. Atome mit einem Spin \vec{S} , der nicht Null ist, besitzen ein magnetisches Dipolmoment $\vec{\mu}$. Setzt man dieses Atom einem B-Feld aus, so kann das Potential, in dem sich das Atom befindet, wie folgt beschrieben werden:

$$U_{mag} = m_F g_F \mu_B B, \quad (2.33)$$

wobei m_F die magnetische Quantenzahl, μ_B das Bohrsche Magneton ($\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T} \approx h \cdot 1,4 \text{ MHz/G}$) ist⁹. Für den absoluten Grundzustand des Cäsium-Atoms ($F = 3, m_F = 3$) entspricht dies einer Potentialtiefe von rund $T = 50\mu\text{K}/\text{G} \times B$.

Die Kraft, die auf die Atome ausgeübt wird, ergibt sich aus dem Gradienten des eben genannten Potentials. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen “low field seekers” (Atome, die bestrebt sind in ein Minimum des B-Feldes zu wandern) und “high field seekers” (solche, die ein maximales Feld anstreben). In einer Region, in welcher kein Strom fließt, ist ein lokales Maximum des B-Feldes unmöglich [Met99]. Deshalb können nur “low field seekers”, also Atome die die Bedingung $m_F g_F < 0$ erfüllen, magnetisch gefangen werden. Wie Gleichung 2.33 vermuten lässt, kann man in magnetischen Fallen reine Zustände fangen. Atome mit unterschiedlichen F -beziehungsweise m_F -Quantenzahlen unterliegen unterschiedlichen Potentialen. Für die experimentelle Implementierung einer magnetischen Falle benötigt man ein Quadrupolfeld, welches durch zwei gegenüberliegende Spulen realisiert werden kann, die gegenläufig vom Strom durchflossen werden (siehe 4.3).

Levitation: Wie im Abschnitt 4.3 noch gezeigt wird, kann man mit Hilfe eines Magnetfeld-Gradienten nicht nur die Schwerkraft kompensieren, sondern kontrolliert einen Transfer der Atome durch Anlegen zeitabhängiger Ströme an Quadrupolspulen realisieren. Man wird sehen, dass in dieser Falle nicht nur eine Levitation, sondern auch eine Überkompensation der Gravitation möglich sein wird. Um die Schwerkraft für Cäsium-Atome zu kompensieren, benötigt man einen Magnetfeldgradienten von etwa 31G/cm.

⁸Für diese Berechnung wurde ein Einfallswinkel von rund 46° angenommen und Gleichung 2.25 wurde bei einer Wellenlänge von 839nm ausgewertet, wodurch sich $\Lambda \approx 1,5\mu\text{m}$ ergibt.

⁹Gleichung 2.33 gilt nur für einen Bereich niedriger Felder. Bei starken Magnetfeldern kommt es zu einer nichtlinearen Aufspaltung der magnetischen Unterzustände

2.3.5 Raman-Seitenband-Kühlen

Wie im Abschnitt 2.1 gezeigt wurde, ist für das Einsetzen einer Bose-Einstein-Kondensation eine hinreichend niedrige Temperatur von Nöten. Bereits in der MOT werden Atome gefangen und gekühlt. Dieser Kühlprozess reicht jedoch für die Kondensation der Atome nicht aus. Eine geeignete Methode, die Gaswolke zu tieferen Temperaturen zu kühlen, bietet das Raman-Seitenband-Kühlen.

Die Cäsium-Atome werden in ein optisches Gitter geladen, durch welches zwischen den magnetischen Unterzuständen Raman-Übergänge in Verbindung mit einem geeigneten B-Feld getrieben werden. Strahlt man zusätzlich einen Polarisierlaser ein, der die Atome in einen Dunkelzustand transferiert, so verbleiben die Atome in diesem, dabei wird ihre Vibrationsenergie bei jedem Kühlzyklus erniedrigt. Der Gitterlaser wird des Weiteren zum Rückpumpen aus dem $F' = 4$ -Zustand benutzt.

Das Raman-Gitter:

Üblicherweise würde man ein 3-dimensionales Gitter mit sechs Strahlen realisieren, wobei je zwei Strahlen gegenläufig sind. Es zeigt sich jedoch, dass bei Phasenfluktuationen eine Änderung der Topographie der stehenden Welle auftritt. Um technisch aufwendige Phasenstabilisierungen zu vermeiden, kann nach [Gry93, Tre01, Ker00] ein n -dimensionales Gitter mit Hilfe von $n + 1$ Strahlen erzeugt werden. Eine Fluktuation der relativen Phasen der Laserstrahlen würde in diesem Fall lediglich eine globale Translation des Gitters hervorrufen, während die Topographie der Potentialtöpfe unbeeinflusst bleibt. Solange ein Drift der Phase langsam vor sich geht, wird die Dynamik der Atome nicht beeinflusst. In unserem Experiment nutzen wir die Geometrie, wie sie auch in [Tre01] verwendet wird (siehe dazu Abbildung 2.6).

Raman-Seitenband-Kühlen:

Das Gitterpotential wird von einem Laser erzeugt, der mit dem Übergang $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (siehe A.1) resonant ist. Diese Laserfrequenz ist gegenüber $F = 3 \rightarrow F' = 4$ um 9,2GHz rot verstimmt und ist auch für die Raman-Kopplung der magnetischen Unterzustände des $F = 3$ -Niveaus zuständig. Ausgangspunkt sind die Atome im Zustand $F = 3, m_F = 3, \nu$, wobei ν die Vibrationsquantenzahl darstellt. Mit Hilfe des angelegten Magnetfeldes werden die m_F -Zustände so verschoben, dass die Energiedifferenz der Vibrationsniveaus mit der Zeeman-Aufspaltung übereinstimmt (siehe dazu Abbildung 2.7). Das Gitterlicht koppelt daher ein Vibrationsniveau ν mit der magnetischen Quantenzahl m_F an das Niveau $m_F - 1, \nu - 1$. Es folgt somit eine Verringerung der Vibrationsquantenzahl. Um den Kühlzyklus zu schließen, wird ein Polarisierlaser eingestrahlt, der um wenige MHz gegenüber des $F = 3 \rightarrow F' = 2$ Übergangs blau verschoben ist. Dieser Strahl ist hauptsächlich σ^+ -polarisiert. Ist das System im Lamb-Dicke Regime¹⁰, so wird das Atom seine Vibrationsquantenzahl

¹⁰Im Lamb-Dicke Regime befindet man sich, wenn die Rückstoßenergie der Photonen nicht ausreicht, um die Vibrationsquantenzahl zu ändern: $E_{\text{Rückeck}}/E_{\text{Falle}} \ll 1$

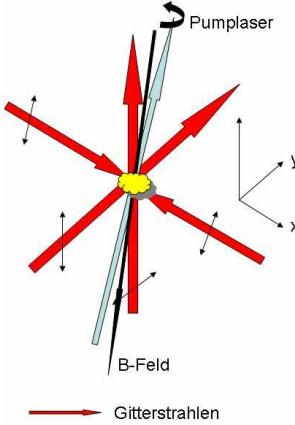


Abb. 2.6: Die Abbildung zeigt die Strahlenkonfiguration für das Raman-Seitenband-Kühlen. Die Polarisationsrichtungen der Gitterlaser (rote Strahlen) sind in der xy -Ebene. Der Pumplaser (blau) hat zirkulare Polarisation mit einem kleinen Anteil an π -Licht. Der Winkel zwischen Pumplaser und B-Feld (schwarz) sowie der relative Winkel der Polarisierung der gegenläufigen y -Gitterstrahlen werden zur Optimierung des Kühlvorgangs variiert.

beibehalten und seine magnetische Quantenzahl um 1 vergrößern. Um wieder den Ausgangszustand des $m_F = 3$ -Niveaus zu erreichen, ist ein kleiner π -Anteil in der Polarisierung des Pumplasers von Nöten. Dieser Kühlkreislauf wird so lange fortgesetzt, bis sich die Atome im Dunkelzustand ($F = 3, m_F = 3, \nu = 0$) befinden, der weder über den Gitterlaser zwischen den Vibrationsniveaus, noch über den Pumplaser koppeln kann.

Da dieser Kühlmechanismus bei unserem Experiment bisher nicht vollständig implementiert wurde, kann an dieser Stelle nur auf Ergebnisse eines vergleichbaren Experiments mit Cs-Atomen verwiesen werden [Web03a], die nahezu den gleichen Aufbau verwenden. Es gelang in diesem Experiment binnen 8ms zirka 95% der Atome in den Zustand $F = 3, m_F = 3$ bei $1\mu\text{K}$ zu kühlen.

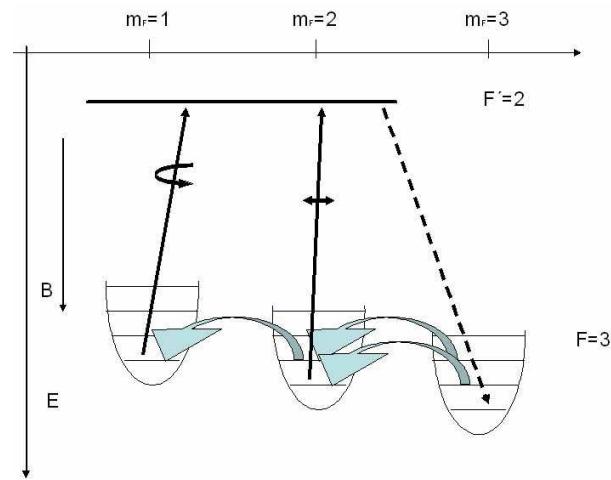


Abb. 2.7: Raman-Seitenband-Kühlen: Mit Hilfe des Gitterlasers werden Raman-Übergänge getrieben, wobei die Vibrationsquantenzahl um 1 je Prozess verringert wird. Durch Rückpumpen in den $m_F = 3$ Zustand bei gleichbleibendem ν wird der Kühlzyklus geschlossen. Der Zustand $F = 3, m_F = 3, \nu = 0$ ist ein Dunkelzustand für die eingestrahlten Frequenzen.

3 2D Quantengas in einer gravito-optischen Oberflächenfalle

In diesem Kapitel werden die konzeptionellen Änderungen für das neue Experiment vorgestellt und dem alten Konzept gegenübergestellt. Die Vorteile der getroffenen Maßnahmen werden erklärt. Die technischen Ausführungen sind im darauf folgenden Kapitel zu finden.

Der Begriff gravito-optische Oberflächenfalle (kurz: GOST) erklärt sich durch eine Kombination aus Gravitation, optischen Dipolkräften und einer Oberfläche (siehe 2.3.3). In der GOST werden die Atome durch die Schwerkraft an eine Oberfläche gepresst, wobei der direkte Kontakt zu dieser mit Hilfe einer blau verstimmten evaneszenten Welle verhindert wird (siehe Unterabschnitt 2.3.2 beziehungsweise 2.3.1). Der radiale Einschluss wird durch ein weiteres optisches Dipolpotential gegeben. Die Atome werden durch die Kombination dieser Kräfte nahe der Oberfläche eingeschlossen. Diese Einschlussbedingungen ermöglichen effizientes evaporatives Kühlen und damit auch die Realisierung eines zwei-dimensionalen Bose-Einstein-Kondensats.

Die nun folgenden Ausführungen stellen die Verbesserungen durch den neuen Aufbau dar. Ausgangspunkt beider Konzepte ist eine MOT, die etwa einen halben Zentimeter oberhalb der Prismenoberfläche lokalisiert ist.

3.1 Altes Konzept

Das alte Konzept beinhaltet eine Kombination aus einem blau verstimmten Hohlstrahl, einer blau verstimmten evaneszenten Welle und einem Mikropotential, “Dimple” genannt. Dieses Mikropotential wird durch einen weit rot verstimmten fokussierten Laserstrahl realisiert, der für die Atome ein attraktives Dipolpotential darstellt (vergleiche 2.3.1). Ein schematischer Ablauf ist in Abbildung 3.3 verzeichnet, und beinhaltet folgenden Ablauf:

1. die Cäsium-Atome fallen aus der verstimmten MOT
2. gleichzeitig Einstrahlen eines blau verstimmten Hohlstrahls sowie einer evaneszenten Welle
3. Senken der Temperatur durch Anwenden des Sisyphus-Kühlens

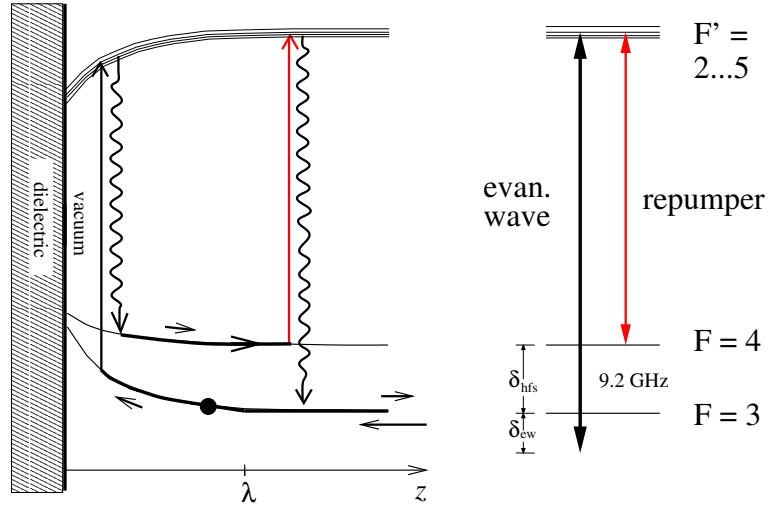


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Sisyphus-Kühlens. Relaxieren die Atome nach inelastischer Streuung eines Photos der EW in den $F = 4$ -Zustand, so wird kinetische Energie in interne Energie umgewandelt. Der Kühlzyklus schließt sich über den Rückpumplaser. (Abbildung aus [Ham02a])

4. Laden des Mikropotentials über elastische Stöße
5. Weiteres Kühlen durch erzwungene Evaporation im Mikropotential

Nachdem die Atome in der MOT gefangen wurden, wird die Frequenz der Laserstrahlen der MOT so weit rot verstimmt (wodurch weitere Kühlung der Atome erreicht wird), dass die Atome nicht länger gefangen bleiben. Auf Grund der Schwerkraft werden die Atome in Richtung der Oberfläche beschleunigt. Um zugleich während des Fallens den radialen Einschluss des Gases zu gewährleisten, wird ein Hohlstrahl, im Querschnitt vergleichbar mit einem Ring (mit optischen Hilfsmitteln (Aixicons) hergestellt), von oben vertikal zur Oberfläche eingestrahlt. Die Intensität von 45mW (durch Überlagerung zweier Diodenlaser) bei einer blauen Verstimmung von einigen 10GHz [Ryc04], generiert eine Potentialbarriere von rund $100\mu\text{K}$. Diese Potentialbarriere ist im Vergleich zur kinetischen Energie, die die Atome während des Fallens erfahren (etwa $80\mu\text{K}$), nicht sehr hoch.

Um die vertikale Bewegungsrichtung zu kühlen, benutzt man die Idee des Sisyphus-Kühlens [Ham02a]. Die Abbildung 3.1 zeigt schematische die Funktionsweise dieses Kühlprozesses. Entscheidend ist dabei die repulsive evaneszente Welle, durch welche die Atome wie bei einem Spiegel reflektiert werden. In den meisten Fällen wird das Atom elastisch durch das Dipolpotential reflektiert. Dies würde weder zum Heizen noch zum Kühlen des Gases führen. Es besteht jedoch eine geringe Wahrscheinlichkeit, dass das Atom durch Streuung eines Photos der EW in einen F' -Zustand angeregt wird, von welchem es sowohl in das $F = 3$ - als auch $F = 4$ -Niveau zerfallen

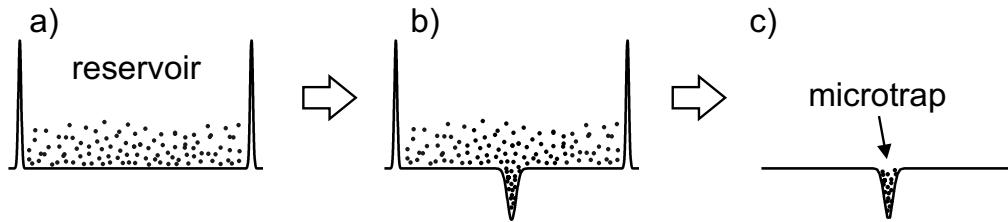


Abb. 3.2: Laden des Mikropotentials aus einem Reservoir durch elastische Stöße zwischen den Atomen. Nach dem Abschalten des Hohlstrahls bleibt das Mikropotential mit hohen maximalen Dichten übrig. (Abbildung aus [Ham02a])

kann. Falls das Teilchen in seinen Ausgangszustand relaxiert, so trägt dies zu einem Heizprozess bei, da der Photonenrückstoß dem Atom auferlegt wurde. Der erwünschte Zerfall in den $F = 4$ -Zustand wird vertikale kinetische Energie in interne Energie umwandeln, da das Potential für diesen Zustand auf Grund der Verstimmung der EW weniger stark gekrümmmt ist. Ein Rückpumplaser transferiert die Atome zurück in den $F = 3$ -Zustand, sodass der Kühlzyklus von Neuem beginnen kann. Die Temperaturen, die dadurch erreicht werden konnten, liegen im Bereich von einigen Mikrokelvin für Gaswolken mit mehr als 10^7 Atomen bei einer recht geringen Dichte von etwa 10^{11} cm^{-3} .

Man hat nun ein Gas von elastisch stoßenden Atomen, die wie in einem Wasserglas gefangen sind. Um die für die BEC notwendige Phasenraumdichte erreichen zu können, benötigt man weitere Kühlmechanismen. Man bedient man sich des so genannten "Dimple-Tricks", mit Hilfe dessen man das Gas in einem kleinen Volumen unter hoher Dichte fangen kann. Man strahlt daher zusätzlich zu den bestehenden Potentialen einen weit rot verstimmten Laser vertikal zur Prismenoberfläche ein. Dadurch modifiziert sich das Potential wie in Abbildung 3.2 gezeigt. Der Dimple stellt auf Grund seiner weiten Verstimmung ein konservatives Potential für die Atome dar. Einzelne Atome, die durch dieses Laserfeld fliegen, gewinnen weder, noch verlieren sie kinetische Energie. Finden jedoch Stöße mit anderen Atomen in diesem Bereich statt, so besteht die Möglichkeit, dass einer der beiden Stoßpartner kinetische Energie des anderen aufnimmt, und so ein Atom im Dimple gefangen bleibt. Dieses Mikropotential wird daher durch elastische Stöße aus einem Reservoir geladen, wobei sich dadurch im Dimple sehr hohe maximale Dichten bilden. Nach dem Laden dieses Potentials wird der blau verstimmte Hohlstrahl abgeschaltet, so dass heiße Atome, die sich nicht im Dimple befinden, seitlich entkommen können. Man tauscht die für das Sisyphus-Kühlen verwendete (um wenige GHz verstimmte) EW gegen eine weit verstimmte, um inelastische Streuprozesse zu vermeiden.

3 2D Quantengas in einer gravito-optischen Oberflächenfalle

Im Dimple hat man nun ein Gas mit einer relativ hohen Dichte von einigen 10^{12} cm^{-3} gefangen. Durch Absenken der Potentialtiefe bietet sich die Möglichkeit der erzwungenen Evaporation [Hes86], wodurch die Temperatur der Atome weiter gesenkt werden kann. Die Dichte muss bei diesem Prozess groß genug sein, um die Thermalisierung des Gases durch Stöße während der Evaporation zu gewährleisten. Der Dimple bietet daher gute Voraussetzungen für das Verdampfungskühlen.

Das Ergebnis:

Mit Hilfe dieses Konzepts konnte im Jahre 2003 erstmals ein zwei-dimensionales BEC von Cs-Atomen hergestellt werden [Ryc03]. Der etwa 5W starke Laserstrahl des Dimple stellt eine Potentialtiefe von $\sim 50 \mu\text{K}$ zur Verfügung. Nach einer Sekunde Ladezeit dieses Mikropotentials werden die noch unpolarisierten Atome in den niedrigsten magnetischen Unterzustand gepumpt, wodurch 2-Körper-Verluste unterdrückt sind, und die Streulänge mittels homogenen Magnetfeldern über einen weiten Bereich verändert werden kann. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich etwa 10^6 Atome bei $9 \mu\text{K}$ und einer Dichte von etwa $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ in der Falle. Durch Reduzieren der Laserintensität des Dimple auf einige Milliwatt und zeitgleichem Fokussieren des Strahls durch eine Linse auf einem motorisierten Verschiebetisch werden heiße Atome evapiert. Der Durchmesser des Strahls muss verringert werden, um die Dichte für die Thermalisierung des Gases aufrecht zu erhalten. Schließlich gelang es mit etwa 2000 – 3000 Atomen ein Bose-Einstein-Kondensat zu erzeugen.

3.2 Neues Konzept

Das neue Konzept verzichtet auf den Hohlstrahl, das Sisyphus-Kühlen und den “Dimple-Trick”. Ausgehend von der MOT werden die Atome nun nicht frei in Richtung Oberfläche expandieren, sondern vorerst einem neu implementierten Kühlprozess unterzogen. Der radiale Einschluß des Gases wird durch ein rot verstimmtes Dipolpotential realisiert, welches zugleich auch das Mikropotential an der Oberfläche darstellt. Folgender Ablauf des neuen Konzepts wurde entwickelt:

1. Kühlung der Atome nach der MOT durch Raman-Seitenband-Kühlen
2. horizontaler Einschluss des Gases durch rot verstimmten Laserstrahl des “Raster-Lasers”
3. sanfte Landung der Atome durch Anlegen eines Magnetfeldgradienten
4. Kompression des Gases mit Hilfe des “Raster-Lasers”
5. Evaporation durch Reduktion der Intensität und der Modulation des “Raster-Lasers”

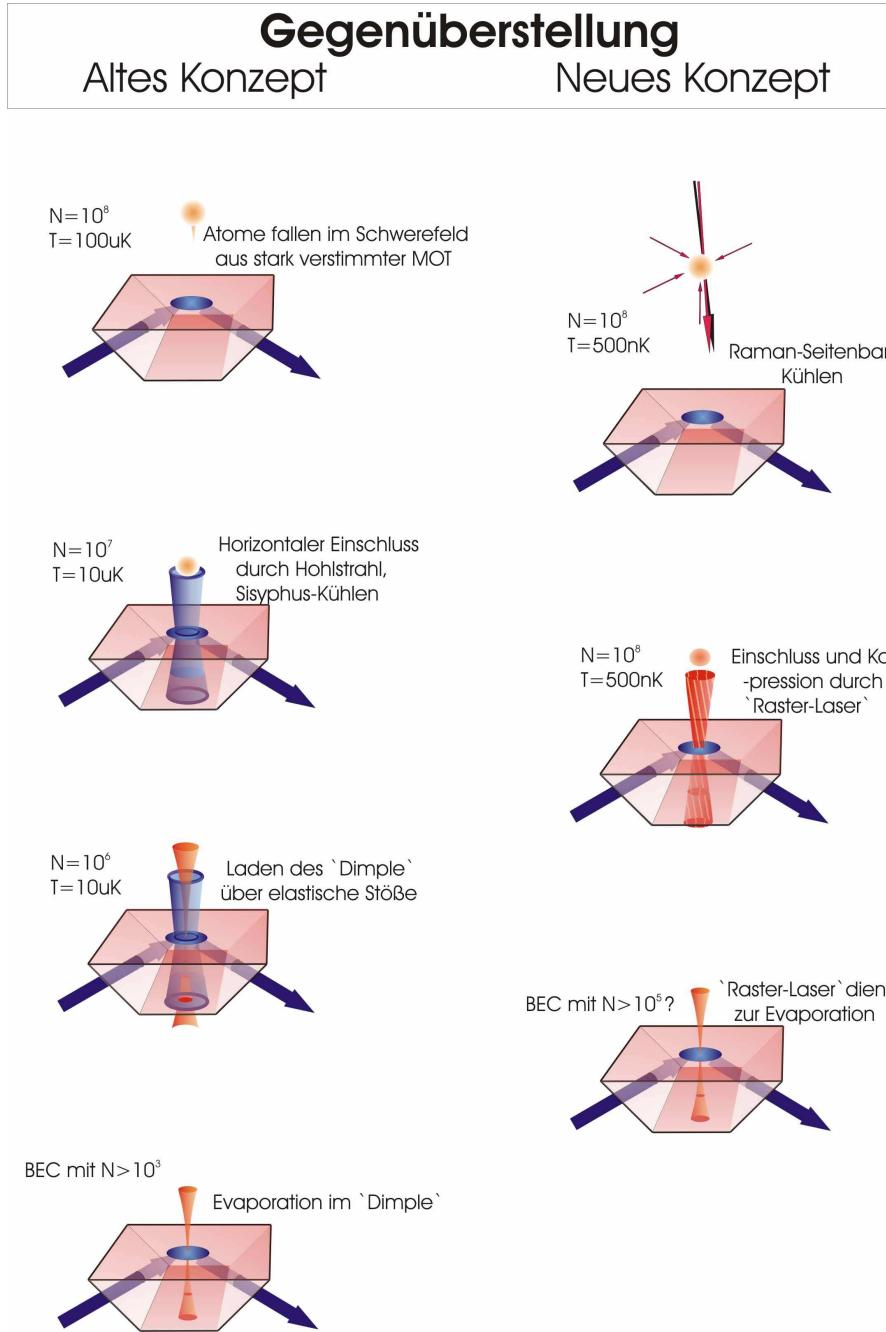


Abb. 3.3: Schematischer Vergleich der beiden Konzepte. Links das alte Konzept basierend auf Sisyphus-Kühlen und den ‘Dimple-Trick’, rechts der neue Ablauf mit Raman-Seitenband-Kühlen und ‘Raster-Laser’. Die angegebenen Werte für Teilchenzahl N und Temperatur T sind für die linke Hälfte der Abbildung aus [Ryc03] entnommen, die auf der rechten Hälfte verstehen sich als Abschätzung.

3 2D Quantengas in einer gravito-optischen Oberflächenfalle

Durch Raman-Seitenband-Kühlen [Tre01] erwarten wir uns ohne bedeutende Atomzahlverluste eine Temperatur der Gaswolke von einigen hundert Nanokelvin. Vergleicht man dies mit der Effizienz des Sisyphus-Kühlens des alten Konzepts, so ist schon bei diesem ersten Schritt des Transfers an die Oberfläche eine deutliche Verbesserung zu erwarten. Man sollte etwa eine Größenordnung in der Teilchenzahl gewinnen.

Zur Erklärung der weiteren Schritte muss die Idee des “Raster-Lasers” aus dem Abschnitt 4.4 vorweggenommen werden. Ersetzt man den blau verstimmten Hohlstrahl durch ein attraktives Dipolpotential, so will man für ein relativ großes ausgeleuchtetes Volumen sorgen, um möglichst viele Atome darin fangen zu können. Zugleich soll während des Transfers der Querschnitt dieses Volumens zur Kompression des Gases verkleinert werden können. Will man im selben Potential auch die Evaporation durchführen, so soll der minimale Durchmesser des Laserstrahls dafür geeignet sein. Die technische Umsetzung dieser Anforderungen wird im Abschnitt 4.4 besprochen.

Die Atome werden nach dem ersten Kühlprozess des Raman-Seitenband-Kühlens im Schwerefeld expandieren. Zugleich wird der radiale Einschluss des Gases durch den “Raster-Laser” gewährleistet. Dieser ist eine Modifikation des schon im alten Konzept vorgestellten Dimple-Lasers. Die Atome werden durch die Schwerkraft in Richtung der Prismenoberfläche beschleunigt. Um diesem Prozess entgegen zu wirken, wird ein zeitlich variabler Magnetfeldgradient derart angelegt, dass die Atome kaum kinetische Energie durch die Gravitation aufnehmen. Die weit blau verstimmte evaneszente Welle bleibt die selbe wie im alten Aufbau.

Die Atome landen sanft am repulsiven Lichtpolster der EW und können dort direkt durch geeignete Modulation des “Raster-Lasers” komprimiert und evapiert werden.

Der Vorteil dieses Konzepts liegt vor allem in der Einführung des Raman-Seitenband-Kühlens und im Verzicht auf den “Dimple-Trick”. Das Laden des Dimple durch elastische Stöße ist im Bezug auf eine Optimierung der Atomzahlen ineffizient. Denn man hat mit Verlusten von etwa einer Größenordnung zu rechnen, während die Temperatur mit $5 - 10 \mu\text{K}$ doch noch erheblich hoch ist. Das neue Konzept vermag sofort nach dem Fangen der Atome in der MOT die Temperatur durch das Raman-Seitenband-Kühlen auf einige 100nK zu reduzieren. Die neuen Magnetfelder (siehe Abschnitt 4.3) ermöglichen die Levitation der Cäsium-Atome, wodurch eine harte Landung und die damit verbundene Reflexion der Teilchen vermieden werden kann. Das Herzstück des neuen Konzepts ist wohl der “Raster-Laser”, der in seiner Flexibilität sowohl den radialen Einschluss, die Kompression und die Evaporation möglich macht. Der direkte Übergang in ein variables Mikropotential macht das Laden eines fokussierten Dipolpotentials über ein Reservoir überflüssig, wodurch Verluste von Atomzahlen vermindert werden. Die Abbildung 3.3 zeigt einen schematischen Vergleich der beiden Konzepte.

Die technische Umsetzung dieses Konzepts wie auch Verbesserungen beibehaltener Techniken werden im folgenden Kapitel besprochen.

4 Die technischen Neuerungen

Dieses Kapitel stellt die technischen Verbesserungen des neuen experimentellen Aufbaus dar. Angefangen von der neuen Vakuumapparatur mit Glaszelle, über einen leistungsstärkeren Cäsium-Ofen, dem veränderten Lasersystem und den Magnetfeldern, die neu konstruiert werden mußten und elektronisch angesteuert werden, wird auch die technische Umsetzung des “Raster-Lasers” besprochen.

4.1 Die überarbeitete Vakuumapparatur

Die Vakuumapparatur musste neben der Anpassung an die Anforderungen des neuen Konzepts auch an den im Folgenden angeführten Stellen verbessert werden. Die Gründe für eine Neukonstruktion der Vakuumapparatur lagen vor allem im Bereich des beschränkten optischen Zugangs der alten massiven Edelstahlkammer, aber auch eine Verbesserung der Genauigkeit der Magnetfelder, sowie schnellere Schaltzeiten der Felder sollten erreicht werden. In Abbildung 4.1 ist ein Vergleich der neuen Apparatur mit Glaszelle und der älteren [Ham02a] dargestellt.

Das Herzstück des Aufbaus ist die Glaszelle. Vergleicht man die Edelstahlkammer des alten Apparats mit ihren achtzehn Schaugläsern mit der Glaszelle, so bleibt kein Zweifel, dass eine Verbesserung des optischen Zugangs gewährleistet wird. Zusätzlich kann man die benötigten Magnetspulen näher an der Prismenoberfläche anbringen, wobei dadurch die Genauigkeit der Magnetfelder verbessert wird. Die Schaltzeiten lassen sich auch verkürzen, da die Edelstahlkammer die Bildung von Wirbelströmen zuläßt, was die Schaltzeiten erheblich verlängern kann.

Eine weitere Neuerung gegenüber dem alten Experiment [Ryc04, Ham02a] ist zu erwähnen: Das dort verwendete Prisma hatte zwei abgeschrägte Seiten, über die der Laserstrahl für die evaneszente Welle eingestrahlt werden konnte. Diese Flächen waren für die verwendete Wellenlänge von 850,5nm antireflex-beschichtet. Das jetzt verwendete Prisma (siehe Abbildung 4.1) hat vier Seiten¹, über die je eine evaneszente Welle generiert werden kann. Diese Flächen sind zwar poliert, nicht aber gegen Reflexionen beschichtet. Um trotzdem einer Reflexion vorzubeugen, wird der Laser unter dem Brewster-Winkel eingestrahlt. Erwähnen möchte ich weiters, dass das Prisma in die Zelle eingeklebt wurde, sodass im Vorfeld ein UHV-tauglicher Klebstoff gefunden und getestet werden musste [Eng].

¹Die Vorteile von vier Seiten gegenüber zwei Seiten wird in Kapitel 5 näher ausgeführt

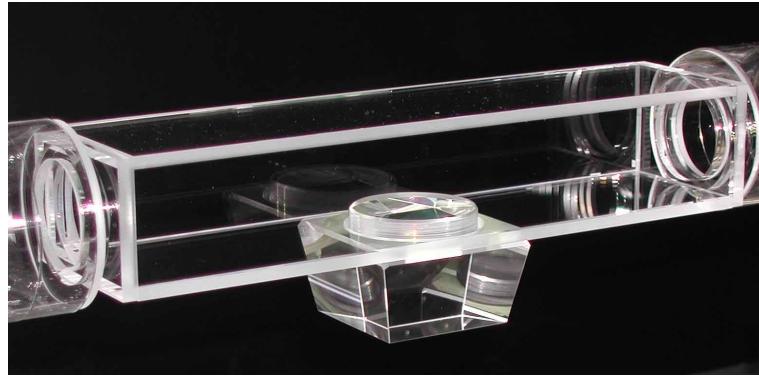


Abb. 4.1: Die Abbildung zeigt die Glaszelle mit eingeklebtem Prisma

Die Länge der gesamten Apparatur hat sich von zirka 1,5m auf 2m verlängert, was auf die Glaszelle mit Glas-Metall Übergänge zurückzuführen ist. Eine zusätzlichen Pumpsektion mit Titan-Sublimator und Druckmesssonde wurde zwischen Ofen und Hauptkammer eingebaut. Die Sonde wurde in einem abgewinkelten Edelstahlrohr angebracht, um eine Verfälschung der Druckmessung durch den Titan-Sublimator zu vermeiden. Der Vorteil dieser neuen Pumpsektion basiert nicht nur auf einer erhöhten Pumpleistung (die Glaszelle wird von beiden Seiten abgepumpt), sondern auch auf der besseren Kontrolle des Drucks, der am Ort des Prismas selbst nicht gemessen werden kann.

Die anderen Komponenten haben sich im Grunde nicht verändert. Die Pumpkammer wurde, um 180° um ihre Achse gedreht, übernommen, lediglich das an diese Kammer angeflanschte Ventil wurde getauscht, um einen zuvor beobachteten Defekt auszuschließen.

Auch dem Ofen wurde eine neue Düse eingesetzt [Eng]. Die neue Düse des Ofens ist so konzipiert, dass sie die differentielle Pumpstrecke (auf dem die Zeeman-Abremser Spulen angebracht waren) [Ham02a] ersetzt.

Nach dem Öffnen des Vakuums wurden neue Cs-Dispenser² samt Halterung eingesetzt, da Cäsium an der Luft zu Cs_2O oxidiert und damit für unsere Zwecke unbrauchbar wird. Im alten Ofen waren zwei unabhängige Stromkreise mit je fünf Dispensern eingesetzt. Die neue Halterung trägt ebenfalls zwei Kreisläufe, jedoch mit je zwölf Dispensern. Der Vorteil liegt an der größeren Cäsium-Menge, die durch die Ofendüse in die Hauptkammer diffundieren kann.

4.2 Vom Ofen an die Oberfläche

Dieser Abschnitt zeigt die notwendigen Schritte, die durchgeführt werden müssen, um die Atome an die Oberfläche zu transportieren. Ausgehend von den Cs-Atomen im

²SAES GETTERS, R4 – 711380

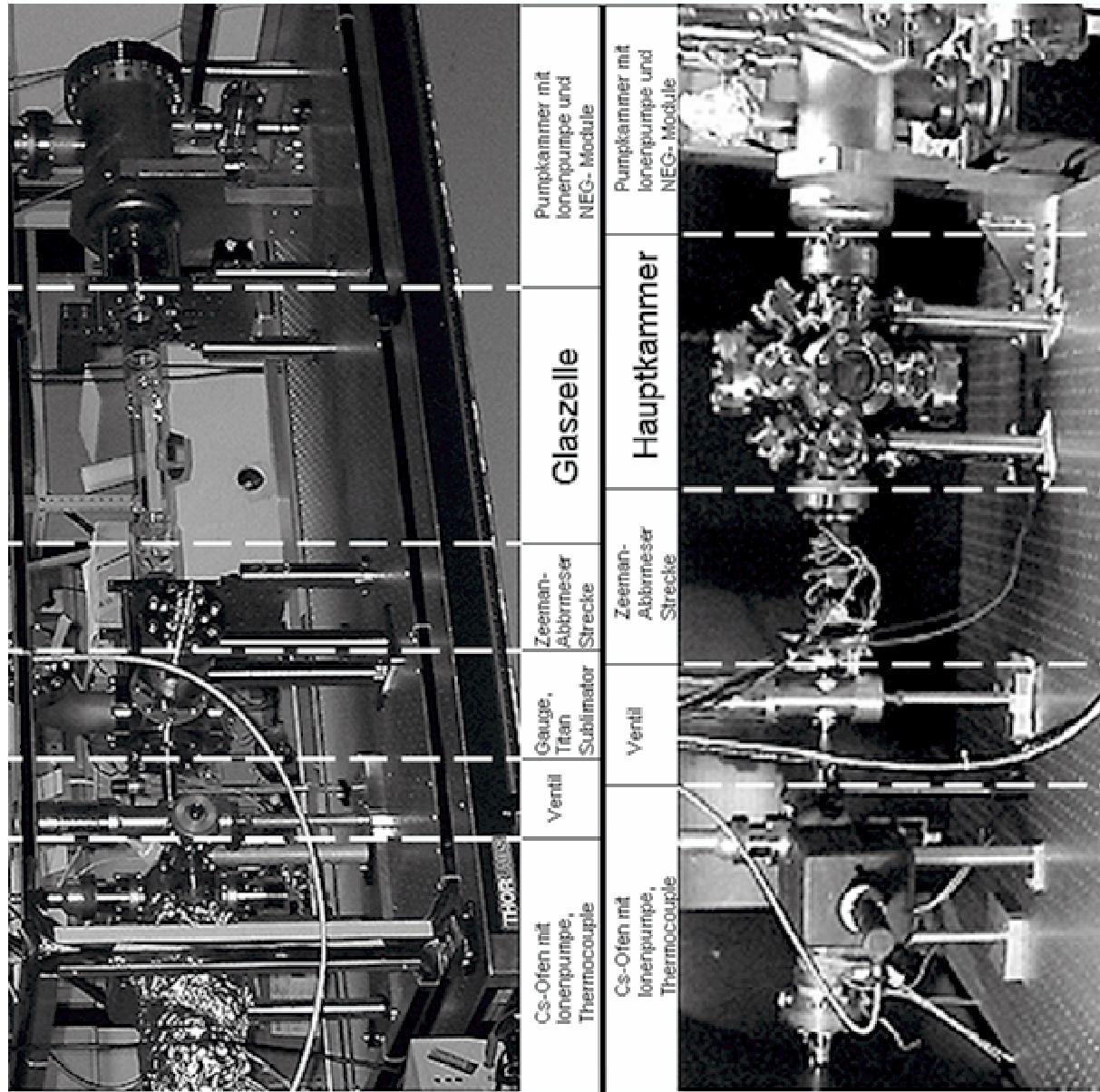


Abb. 4.2: Vergleich zwischen dem vorhergehenden Aufbau mit massiver Edelstahlhauptkammer und der neuen Anordnung mit Glaszelle

4 Die technischen Neuerungen

Ofen, die eine Temperatur von zirka 80°C haben, soll schlussendlich durch Anwenden mehrerer Kühlmechanismen an der Oberfläche des Prismas ein BEC mit einer Temperatur von einigen Nanokelvin entstehen, was eine Kühlung über mehr als neun Größenordnungen notwendig macht. Die einzelnen Prozesse werden nicht alle im Detail beschrieben, jedoch wird auf Neuerungen gegenüber dem alten Experiment genauer eingegangen.

4.2.1 Der leistungsstärkere Ofen

Wie schon unter 4.1 erwähnt, enthält der Ofen zwei getrennte Stromkreise von Cs-Dispensern². Nur einer dieser ist jedoch aktiv, der andere sollte als sichere Reserve dienen. Zum erstmaligen Gebrauch müssen die Dispenser aktiviert werden. Dies geschieht durch mehrmaliges Anlegen von Strömen um etwa sechs Ampere. Sind die Dispenser erstmals aktiviert, so darf das Vakuum nicht mehr geöffnet werden, um ein Oxidieren zu vermeiden. Der gesamte Ofenbereich wird im Betrieb auf zirka 80°C aufgeheizt, die Temperatur eines Schauglasses, welches auf der Längsachse der Apparatur angebracht ist, wird auf 90°C gehalten, um ein Anhaften des Cs an diesem zu vermeiden. Das Schauglas dient einerseits zum Ausrichten des gesamten Aufbaus, lässt aber auch eine Spektroskopie und damit einen Nachweis über das Vorhandensein von Cäsium zu. Im Ofen herrscht ein Druck von einigen 10^{-6} mbar, in der Hauptkammer von einigen 10^{-11} mbar. Der Ofen hat eine Temperatur von etwa 400 Kelvin, sodass die Atome mit einer Geschwindigkeit von etwa 215m/s durch die Ofendüse, die auch als differentielle Pumpstrecke [Eng] dient, in die Hauptkammer diffundieren. Um das Cäsium in der magneto-optischen Falle fangen und kühlen zu können, müssen die Atome vorher hinreichend abgebremst werden.

4.2.2 Neuerungen bei Zeeman-Abbremsen und MOT

Der Zeeman-Abbremsen und die MOT sind für uns unverzichtbare Techniken auf dem Weg zur Bose-Einstein-Kondensation. Der Zeeman-Abbremsen verringert die Geschwindigkeit der Atome in einer Raumrichtung so, dass der Fangbereich der MOT erreicht werden kann.

Sowohl der Zeeman-Abbremsen als auch die MOT nützen den selben atomaren Übergang ($F = 4 \rightarrow F' = 5$, siehe Abb. A.1). Im alten Aufbau waren der Zeeman-Abbremsen wie auch der MOT-Laser DBR (Distributed Bragg Reflector) Dioden³, die in einem temperaturstabilisierten Gehäuse montiert wurden. Der Zeeman-Abbremsen

³SDL-5712-H1

wird nach wie vor auf den sogenannten Masterlaser⁴ mittels Schwebungslock (frei für engl. Beatlock) stabilisiert [Sch99]. Der Masterlaser läuft gegenüber der Resonanz $F = 4 \rightarrow F' = 5$ um -170MHz blau verschoben. Der Zeeman-Abbremsen Laser wird auf -105MHz relativ zum $F = 4 \rightarrow F' = 5$ Übergang fixiert, um schließlich durch weiteres Frequenzverschieben mittels AOM⁵ (Akusto-Optischer-Modulator)⁶ auf -25MHz zu laufen. Um den Laser bei -125MHz zu halten, wurde das Lockschema nach [Ham02a] beibehalten, bei dem das Schwebungssignal zwischen gewünschtem Laser und Masterlaser mit einer externen Frequenzquelle verglichen wird, um ein Fehlersignal zu erhalten.

Beim MOT-Laser, der im älteren Aufbau analog zum Zeeman-Abbremsen frequenzstabilisiert war, konnte keine Frequenzbreite unter 5MHz erreicht werden. Daher wurde als Ersatz ein injektionsstabilisierter Laser [Unt05] gebaut.

Der MOT-Laser:

Eine Laser-Diode⁷ wurde in ein Gehäuse eingesetzt, das sowohl durch ein Peltierelement als auch mit Hilfe eines Heizwiderstandes die Temperatur der Diode stabilisieren sollte. Zur elektronischen Stabilisierung der Temperatur werden sowohl der Widerstand als auch das Peltierelement über je eine PID-Regelung (Schaltplan siehe Anhang A.3) angesteuert. Da die PIDs eine Spannung am Eingang erwarten, die Temperatur um die Laserdiode aber mit NTCs (temperaturabhängige Widerstände) gemessen wird, muss eine Messbrücke (siehe Anhang A.2) zwischen den NTCs und dem PID Eingang geschaltet werden. Es lässt sich mit diesem Aufwand eine Stabilität der Temperatur von etwa 1mK erreichen, was unseren Anforderungen genügt.

Die verwendete Laserdiode läuft frei bei zirka 852nm . Die für die MOT verwendete Frequenz sollte zwischen -60MHz und -4MHz vom Übergang $F = 4 \rightarrow F' = 5$ verstimmbar sein. Um dies zu erreichen, wird das Licht des Masterlasers zweimalig durch einen AOM⁸ gestrahlt, und dann über einen Auskoppler der optischen Diode⁹ in die Laserdiode zurückgeleitet (siehe dazu Abbildung 4.3). Die vom Laser gelieferte Frequenz ist daher gegenüber der gewünschten Resonanz blau verschoben, was durch Einbringen eines weiteren AOM¹⁰ kompensiert wird, der zur Intensitätsregelung verwendet wird. Die kontinuierliche Verstimmbarkeit von über 50MHz erzielt man durch

⁴Der Masterlaser ist das Herzstück des Diodenlasersystems. Eine Laserdiode (SDL-5410) ist in einem temperaturstabilisierten Gehäuse in Littrow-Anordnung [Tha01] gitterstabilisiert. Zur Regelung werden sowohl die Piezospansnung am Gitter, sowie der Diodenstrom verwendet. Nach [Ham02a] zeigt der Laser keine signifikanten Langzeitschwankungen in der Frequenz und hat eine Frequenzbreite von etwa 100kHz .

⁵Crystal Technology Inc., Modell: 3080 – 120

⁶Der AOM wird auch zur Regelung und Stabilisierung der Intensität des Lasers verwendet, siehe Intensitätsregelung

⁷SDL, 5421 – G1 – 852 – 10 – G1 – .15

⁸Crystal Technology Inc., Modell: 3110 – 125

⁹Isowave, Modell: I – 80 – T4 – H

¹⁰Crystal Technology Inc., Modell: 3080 – 125

4 Die technischen Neuerungen

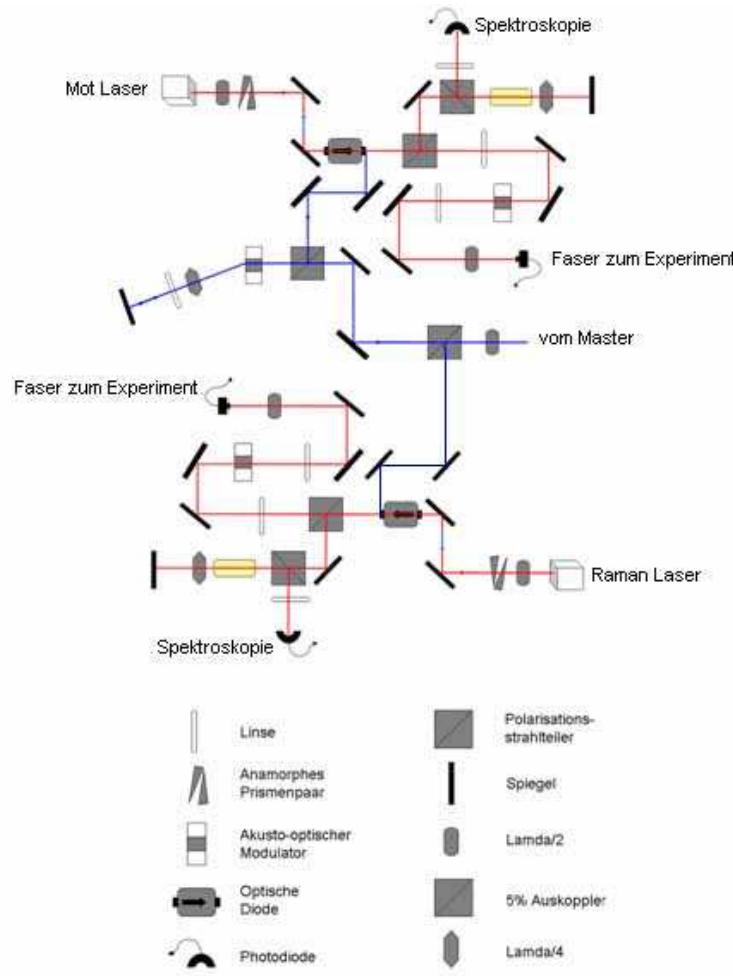


Abb. 4.3: Optischer Aufbau des MOT Lasers und des Raman-Gitter Lasers. Beide werden durch den Masterlaser injektionsstabilisiert.

Verstellen der Treiberfrequenz des AOM im doppelten Durchgang. Durch die Rückreflektion der ersten Ordnung des AOM in den Kristall erreicht man eine nahezu frequenzunabhängige Position des Laserstrahls. So kann sichergestellt werden, dass die Laserdiode vom Injektionslicht getroffen wird. Eine Messung der Schwebungsfrequenz mit einem zirka 100kHz breiten Masterlaser der dem unseren gleicht, lieferte keine feststellbare Verbreiterung gegenüber dem Masterlaser. Nach dem AOM¹⁰ wird möglichst viel der zur Verfügung stehenden Leistung von etwa 60mW in eine polarisationserhaltende Glasfaser¹¹ eingekoppelt und zum Vakuumaufbau geführt. Bevor der Strahl für die MOT in sechs Strahlen aufgeteilt wird, wird die Polarisation mit Hilfe eines $\lambda/2$ Plättchens und einem Polarisationsstrahltreiter eingestellt und gerei-

¹¹Thorlabs, Modell: PMJ – 3A3A – 850 – 5/125 – 3 – 10 – 1

nigt. Nachher werden etwa 2% des Lichtes auf eine Photodiode ausgekoppelt, die mit einer elektronischen Intensitätsregelung verbunden ist. Insgesamt stehen nach der Faser 38mW Leistung zur Verfügung.

Die Intensitätsregelung:

Das gesamte Diodenlasersystem des vorhergehenden Aufbaus wurde in der Intensität nicht aktiv geregelt. Daher war mit Schwankungen in der Intensität, die auf eine Polarisationsdrehung in der Glasfaser zurückzuführen ist, zu rechnen. Um diese Fehlerquellen auszuschalten, wurde darauf geachtet, die Frequenzen so geschickt zu verschieben, dass man vor der Fasereinkopplung einen AOM positionieren konnte, über welchen durch Regelung der Radiofrequenzleistung die Intensität des Lichtes nach der Faser auf einen Sollwert gehalten werden kann. Des weiteren wird der AOM auch zum schnellen An- und Ausschalten des Lichtes verwendet.

Die Intensitätsregelung (Schaltplan siehe im Anhang A.4) generiert ein Fehlersignal aus der Differenz der an der Photodiode gemessenen und einer vorgegebenen Spannung. Dieses Fehlersignal wird an einen PI-Regelkreis weitergegeben, wenn am TTL-Eingang der AOM zur Regelung freigegeben wurde. Das Signal der Photodiode kann über einen internen 'Jumper' invertiert werden. Der Sollwert kann wahlweise durch ein externes Spannungssignal (von der Experiment-Computersteuerung) oder durch eine über ein Potentiometer einstellbare interne Spannungsreferenz vorgegeben werden. Das von der Experimentsteuerung gelieferte digitale Signal wird über den TTL-Eingang der Regelung einerseits an den AOM zum Ein- und Ausschalten weitergegeben, andererseits wird dieses Signal dazu benutzt, die PI-Regelung zu deaktivieren, um ein Sättigen des Integratorzweigs zu vermeiden. Die Regelung ist des Weiteren mit einer Warnleuchte ausgestattet, die signalisiert, wenn die Lichtintensität der Regelvorgabe nicht folgen kann. Dieses Signal ist auch in Form eines TTL-Signals an der Front der Regelung abgreifbar, sodass für mehrere Regelungen eine zentrale Warneinheit in der Nähe der Experimentsteuerung geschaffen werden kann.

Die Regelung muß für jeden Laser getrennt in Verstärkung und maximaler Ausgangsspannung dem Verhalten des AOM und der zur Verfügung stehenden Leistung über die jeweiligen Potentiometer der Regelung angepasst werden. So erhält man für die MOT etwa 35mW regelbare Leistung. Die Differenz aus der nach der Glasfaser vorhandenen und der regelbaren Leistung ist durch temperaturbedingte Schwankungen der Polarisation in der Faser zu erklären, die trotz Anpassen der Polarisation beim Einkoppeln kaum auf unter 10% justiert werden konnten.

Auch der Laser für den Zeeman-Abbremsen wird analog aktiv geregelt. Mit einer Einkoppeleffizienz in die Glasfaser von 63% erhält man etwa 27mW Lichtleistung, wobei 25mW zur aktiven Regelung verwendet werden können.

Um den Kühlzyklus zu schließen, muss man einen Rückpumplaser ($F = 3 \rightarrow F' = 3$, siehe Abbildung A.1) einstrahlen, da die Atome in den $F = 3$ -Zustand relaxieren können, der für das MOT- wie auch für das Zeeman-Abbremsen-Licht ein Dunkelzustand ist. Dieser Laser wird auch beim Raman-Seitenband-Kühlen als Polarisierlaser

4 Die technischen Neuerungen

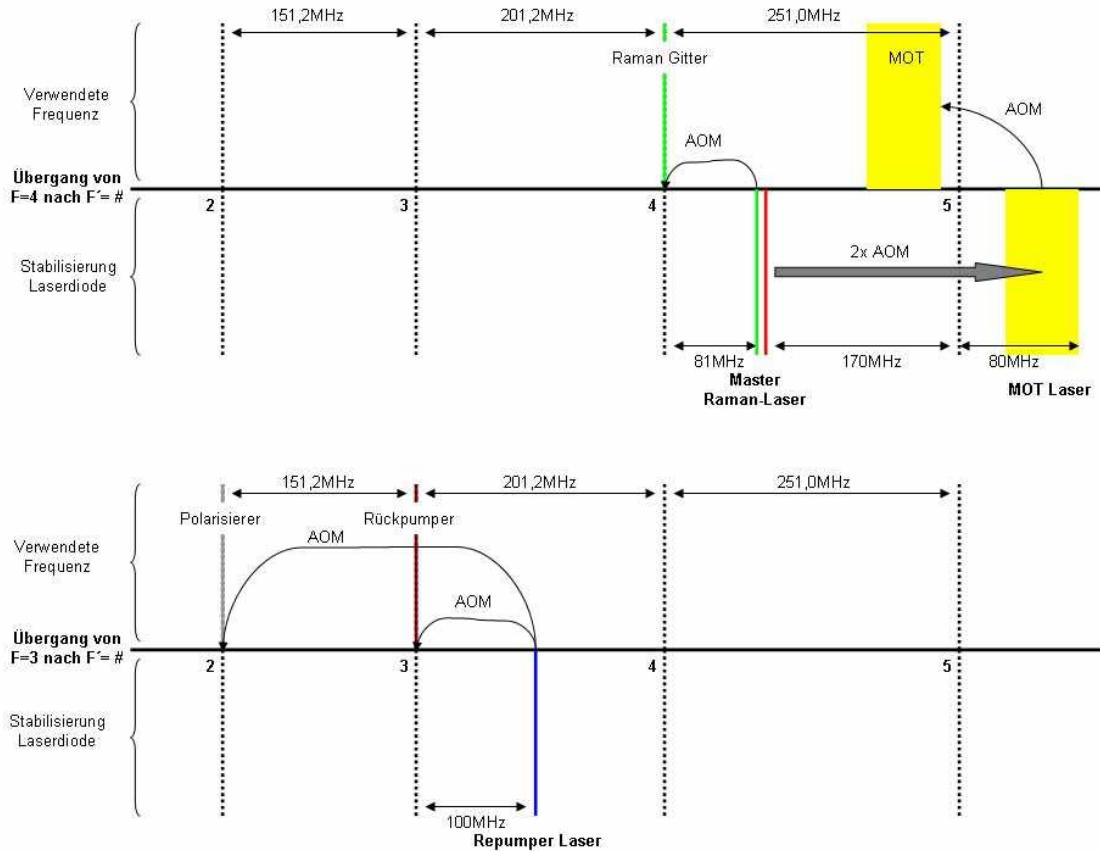


Abb. 4.4: Die Abbildung zeigt die Übergangsfrequenzen $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ und die relativ dazu positionierten Laserwellenlängen

verwendet (siehe Unterabschnitt 2.3.5), jedoch um -150MHz verschoben, sodass er zum Übergang $F = 3 \rightarrow F' = 2$ resonantes Licht liefert¹². Der Rückpumplaser wird ebenfalls in seiner Intensität stabilisiert, wobei etwa 15mW an Leistung zur Verfügung stehen. Der Laserstrahl der MOT wird mit dem Rückpumplaser überlagert und anschließend in sechs Strahlen aufgeteilt und in gewohnter Anordnung [Met99] der Glaszelle zugeführt. Der Zeeman-Abbrems-Laser wird nach der Überlagerung mit dem Rückpumper so in axialer Richtung der Apparatur eingestrahlt, dass er in Verbindung mit den Magnetfeldern der Zeeman-Spulen 4.7 eine bremsende Kraft gegen die Flugrichtung der Cs-Atome ausübt.

Nach einer Ladezeit von etwa vier Sekunden können wir etwa $2 \cdot 10^8$ Atome fangen. Die Temperatur, die in der magneto-optischen Falle erreicht werden kann, liegt im Bereich von einigen $100\mu\text{K}$. Um eine Senkung der Temperatur zu erreichen, müssen weitere Kühlsschritte vollzogen werden.

¹²Der Rückpumplaser wird auf die Cross-over Resonanz $F = 3 \rightarrow F' = 3/F' = 4$ stabilisiert, um anschließend mittels AOM auf die Linie $F = 3 \rightarrow F' = 3$ verschoben zu werden.

4.2.3 Der Laser für das Raman-Seitenband-Kühlen

Wie bereits im Unterabschnitt 2.3.5 erwähnt, wird für das Erreichen des absoluten Grundzustandes ($F = 3, m_F = 3, \nu = 0$) ein Gitter, das in Verbindung mit einem geeigneten Magnetfeld die Vibrationsniveaus benachbarter magnetischer Unterzustände koppelt, und einen Polarisierer, der den Kühlvorgang schließt, verwendet.

Diese Kühlstufe war im vorhergehenden Aufbau nicht implementiert, was den Bau eines neuen Lasers notwendig machte. Für das Ramangitter wird der Übergang $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (siehe Abbildung A.1) genutzt, der von der Resonanz $F = 3 \rightarrow F' = 2$ um fast 9GHz verstimmt ist. Es bietet sich daher an, das Licht des Masterlasers, welches um +81MHz gegen die gewünschte Spektrallinie verschoben ist, direkt als Injektionslicht für den Raman Diodenlaser (SDL, 5421-G1-852-10-G1-.15) zu verwenden (siehe Abbildung 4.3). Um die Intensität des Raman-Gitters regeln, stabilisieren und schalten zu können, wird vor der Einkopplung in eine Glasfaser ein AOM¹³ positioniert, der mit einer Intensitätsregelung (analog zum MOT Laser) angesteuert wird. Zur Regelung stehen nach einer Einkoppeleffizienz in die Faser von etwa 56% mehr als 36mW Leistung zur Verfügung. Der Laser wird in seiner Polarisation gereinigt und wie in Abbildung 2.6 aus Abschnitt 2.3.5 in die Glaszelle eingestrahlt.

Zusätzlich muss auch der Polarisierer positioniert werden. Da für diesen nur wenig Lichtleistung benötigt wird, konnte die benötigte Frequenz durch einen Teil des Lichtes des Rückpumper-Lasers verwendet werden. Dieser Laser ist auf eine Cross-over Resonanz stabilisiert, sodass das Erreichen der gewünschten Frequenz ein Rotverschieben mittels AOM¹⁴ notwenig macht. Zur Regelung der Intensität liegen 150μW an Leistung vor.

Nach diesem Kühlvorgang wird eine Temperatur der Atome bei einer Dichte von etwa $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ von 200nK [Tre01] bis 1μK [Mar03] erwartet [Ker00].

Zur Veranschaulichung der relativen verwendeten Laserfrequenzen ist Abbildung 4.4 einzusehen.

4.2.4 Das Konzept eines effizienten Transfers an die Oberfläche

Nachdem die Atome durch starke Verstimming der Frequenz in der MOT komprimiert und gekühlt worden sind, wird im Raman-Gitter die Temperatur weiter gesenkt. Nach diesen Kühlprozessen wird das Gitter in seiner Intensität auf Null reduziert. Damit werden die Cs-Atome der Schwerkraft ausgesetzt und erfahren eine freie Expansion im Schwerefeld.

Um einen Aufprall der Atome mit großer kinetischer Energie zu vermeiden, wird ein magnetisches Gradientenfeld angelegt, welches eine Kraft entgegengesetzt der Gravitation bewirkt (siehe Unterabschnitt 2.3.4). Um die Atome zu levitieren, ist ein Gra-

¹³Crystal Technology Inc., Modell 3080 – 125

¹⁴Crystal Technology Inc., Modell: 3080 – 120. Auch dieser AOM wird zur Intensitätsregelung verwendet

4 Die technischen Neuerungen

dient von $31,3\text{G}/\text{cm}$ von Nöten. Wir sind mit den neu entwickelten Magnetfeldern (siehe 4.3) nicht nur in der Lage die Gravitation zu kompensieren, sondern haben auch die Möglichkeit die Atome gegen die Schwerkraft zu bewegen. Der Magnetfeldgradient wird kontinuierlich während des Falls der Atome erhöht. Beim Lichtpolster der evaneszenten Welle (siehe 2.3.2) an der Prismenoberfläche sollten die Atome eine mittleren vertikale Geschwindigkeit nahe $0\text{m}/\text{s}$ haben.

Um das Gas in radialer Richtung einzuschließen, wurde im früheren Experiment ein Hohlstrahl [Ham] verwendet, der auf Grund seiner blauen Verstimmung repulsive Wände für die Atome darstellt (vergleiche 2.3.1). Dieser Hohlstrahl wurde durch eine Modifizierung des auch schon im vorhergehenden Aufbau verwendeten Faser-Lasers [Ryc04] ersetzt. Der genaue Aufbau des neuen “Raster-Lasers” wird im Abschnitt 4.4 dargestellt. Zu erwähnen ist jedoch, dass ein ausgedehntes Volumen um die Atomwolke mit einem weit rot verstimmten Laser ausgeleuchtet werden kann. Dadurch ergibt sich für die Atome ein attraktives Potential, das radiale Verluste minimiert.

Die Atome werden schlussendlich auf der evaneszenten Welle sanft landen, während der seitliche Einschluss durch den “Raster-Laser” gegeben ist. An der Oberfläche werden weitere Methoden zur Kühlung angewendet, um die für die BEC notwendige Phasenraumdichte zu erreichen.

4.3 Neue Magnetfelder

Besonders das Quadrupolfeld und das homogene Magnetfeld sind von Bedeutung, da die Spulen hohe Ströme bei gleichzeitig schnellen Schaltzeiten ermöglichen sollen. Obwohl die Spulen möglichst nahe an der Glaszelle montiert werden mussten, um die gewünschten Feldeigenschaften zu erreichen, durfte trotzdem der optische Zugang zur Zelle nicht zu sehr beschränkt werden. In Kombination mit den radialen homogenen Feldern und den Zeeman-Abbremsen Spulen war eine Planung mit CAD¹⁵ von Vorteil. Dadurch konnten Platzprobleme vorzeitig erkannt und umgangen werden.

4.3.1 Konstruktion

Das Quadrupolfeld und das homogene Feld:

Das homogene Feld dient zur Variation der Streulänge der Cs-Atome (siehe Abschnitt 2.1) sowie zum Verschieben des Nullpunkts des Gradientenfelds. Es werden Felder bis zu 70 Gauss ermöglicht. Wie schon im Abschnitt 3.2 erwähnt, soll mit Hilfe des Quadrupolfeldes nicht nur die MOT realisiert werden, sondern auch eine Überkompensation der Gravitation möglich sein. Dazu wird ein Gradient von mehr als $60\text{G}/\text{cm}$ von Nöten sein. Die Schaltzeiten der Magnetfelder sollen möglichst niedrig gehalten werden. Es wurde ausgehend von der maximalen Leistung der Netzteile die Windungszahl bestimmt. Zugleich versuchten wir durch Verwendung eines Drahtes mit

¹⁵Computer Assistant Design



Abb. 4.5: Das linke Bild zeigt die eloxierte Aluminiumscheibe mit der Kühlsschleife aus Kupfer. Das rechte Bild zeigt die montierte Anordnung der Spulen mit dem Helmholtz Spulenpaar und den vier Spulen zur Erzeugung des Gradientenfeldes.

großem Querschnitt den Widerstand und somit die Temperatur bei den geplanten Strömen niedrig zu halten.

Sowohl für das Quadrupolfeld als auch für das homogene Feld wurde ein lackierter Flachdraht ($10\text{mm} \times 1\text{mm}$) verwendet. Um einen verminderten Wärmeaustausch zu verhindern und zugleich die Spulen in sich zu stabilisieren, wurde nach einem geeigneten Wärmeleitkleber¹⁶ gesucht, der sowohl eine gute Wärmeleitfähigkeit als auch die Stabilität der Spule garantieren sollte. Um eine hinreichende Genauigkeit der Spulengeometrie erreichen zu können, wurde eine Wickellehre mit den jeweiligen Innenradien¹⁷ aus einem massiven Aluminiumblock gedreht. Während des Wickels wurde der Spulendraht, der zwischen den Windungen zur Stabilisierung verklebt wird, unter Zug gehalten, um ein zu dickes Auftragen des Klebers zu vermeiden. Des weiteren war auf eine möglichst glatte Außenfläche der Spulen zu achten, um einen guten Wärmekontakt zur wassergekühlten Halterung herstellen zu können.

Das homogene Feld wird durch zwei Spulen in Helmholtzkonfiguration¹⁸ mit je 10 Windungen erzeugt, die sich auf der dem Prisma zugewandten Seite der Halterung befinden. Das Gradientenfeld setzt sich aus vier Spulen à 25 Windungen zusammen, wobei sich je eine dieser Spulen an der Oberseite, die andere an der Unterseite der gekühlten Halterung befindet (siehe Abbildung 4.5). Die Spulen und der Kreislauf für die Wasserkühlung sind mit dem Wärmeleitkleber an die Halterung angebracht. Die Wärmeabfuhr wird über ein 1/4 Zoll dickes (im Querschnitt quadratisches) Kupferrohr, welches an einen Kühlkreislauf angeschlossen ist, gewährleistet. Damit ist es

¹⁶Eccobond 285, Katalysator 9: Wärmeleitfähigkeit bei $1,3\text{W/mK}$

¹⁷Gradientenspulen $r_i = 14\text{cm}$, Helmhotzspulen $r_i = 11\text{cm}$

¹⁸die Spulen befinden sich nicht in exakter Helmholtzanordnung, da die Distanz zwischen den Spulen 8,4cm beträgt



Abb. 4.6: Die radialen Felder werden durch die Offsetspulen erzeugt, die an die Halterung mit dem Quadrupolfeld und dem Helmholtzspulenpaar geschraubt werden. Ein guter optischer Zugang zur Glaszelle konnte bewahrt werden.

möglich bei Leistungen von 400W¹⁹ die Temperatur auf etwa 35°C zu halten.

Die Magnetfelder wurden vermessen und charakterisiert, siehe Unterabschnitt 4.3.2.

Radiale Felder:

Zusätzlich zu den in axialer Richtung benötigten homogenen und Gradientenfeldern, sind zwei Spulenpaare in radialer Richtung angebracht worden, die zur Angleichung und Positionierung des Magnetfeldzentrums dienen. Um sowohl in x- als auch in y-Richtung Felder von bis zu 25 Gauss erzeugen zu können, sind für die Spulen je 20 Windungen eingeplant. Diese wurden ebenfalls an der gekühlten Halterung angebracht. Um Leerräume zwischen den Windungen zu vermeiden wurde der verwendete Flachdraht (10mm×1mm) unter Zugspannung angelegt und mit Verschraubungen fixiert (siehe Abbildung 4.6). Wärmeleitpaste²⁰ dient zur Abfuhr der Wärmeleistung an die gekühlte Halterung. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, sind die Spulen normal zur Achse der Glaszelle langgezogen. Dies stellt sicher, dass der optische Zugang zur Prismenoberfläche nicht beeinträchtigt wird. Es können dadurch bis zu einem Winkel von unter 40° zur Längsachse der Zelle Laser eingestrahlt werden.

Zeeman-Abbrems-Spulen:

Die Magnetspulen für den Zeeman-Abbremsen wurden mit einer Gesamtlänge von 23cm auf den Raum zwischen dem Pumpkreuz mit Druckmesssonde und Titan-

¹⁹dies entspricht einem permanentem Strom durch die Quadrupolspulen von 60A

²⁰Elektrolube, EHTSP50T



Abb. 4.7: Die Abbildung zeigt die Anordnung der Magnetspulen für den Zeeman-Abbremsser. Die Spulennummer wurde von links nach rechts vergeben.

Sublimator (siehe Abbildung 4.7) eingepasst. Das benötigte Magnetfeld wird mit Hilfe von sechs Spulen erzeugt, wobei einer dieser an der gegenüberliegenden Seite der Glaszelle zur Kompensation des Magnetfeldes am Ort des Prismas dient.

Die Spulenkörper bestehen aus Aluminium und haben die Form von zylindrischen Halbschalen. Dadurch ist ein Wickeln der Spulen nach dem Einbau der Glaszelle ermöglicht worden. Die Glaszelle liegt mit ihren Flanschen an zwei Edelstahlstützen auf. In Verbindung mit Bälgen an jeder Seite der Glaszelle, werden Spannungen auf Grund von thermischen Dehnungen nicht direkt auf die Zelle übertragen. In der Abbildung 4.7 ist zu erkennen, dass zwei Spulen des Zeeman-Abbremsers links, drei Spulen rechts von der Auflage des Glaszellenflansches gehalten werden. Auf der rechten Seite der Glaszelle wird eine Kompensationsspule (Spule 6) ebenfalls an der Edelstahlstütze befestigt.

Während des Wickelns wurden die Spulenkörper drehbar an den massiven Edelstahlhalterungen gelagert. Dadurch konnten durch Rotieren der Aluminiumzyylinder die benötigten Windungen einfach angelegt werden. Die Anzahl der notwendigen Windungen wurde zuvor am Computer berechnet. Eine Simulation des Magnetfeldverlaufs, in welchen auch das Quadrupolfeld für die MOT einbezogen wurde, ergab folgende Wicklungszahlen:

4 Die technischen Neuerungen

Spulennummer	Windungsanzahl
1	301
2	236
3	216
4	107
5	193
6	324

Damit ist es möglich einen wurzelförmigen Abfall des Magnetfeldes beginnend bei hundert Gauss bis zum Fallenzentrum zu realisieren. Dabei sollte nach einem Abschalten der Zeeman-Spulen der Nulldurchgang des Quadrupolfeldes nicht verschoben werden, was durch die Kompensationsspule gewährleistet werden kann. Eine Rechnung ergibt, dass etwa 7% des Flusses aus dem Ofen abgebremst werden kann.

Wasserkühlung:

Um Probleme, die in Verbindung mit einer Wasserkühlung (Leck, Durchflussmenge nicht ausreichend oder Durchfluss gar nicht vorhanden, Kühlleistung unzureichend, etc.) auftreten können, frühzeitig zu erkennen, wurde ein (neben einer visuellen Kontrolle der Temperatur) elektronisches Überwachungssystem geschaffen, welches folgende Aufgaben erfüllen sollte:

- Sollte kein oder ein unzureichender Durchfluss im Kühlkreislauf detektiert werden, so schalten sich die Netzteile für die Magnetspulen des homogenen Feldes und des Quadrupolfeldes ab, um eine Überhitzung zu vermeiden. Zusätzlich wird über ein Magnetventil der Zufluß des Kühlwassers gestoppt.
- Besteht eine Differenz zwischen dem Vor- und Rücklauf des Kühlwassers, wird ebenfalls ein komplettes Abschalten des Kühlkreislaufs und der Netzteile veranlasst.
- Steigt aus diversen Gründen (über einen zu langen Zeitraum zu hohe Ströme) die Temperatur der Spulen über 40°C, so wird das System ebenfalls abgeschaltet.
- Falls einer der genannten Fehler auftritt, ertönt ein akustisches Warnsignal.

Eine Schaltung, die die oben genannten Anforderungen erfüllt, wurde entwickelt (Schaltplan siehe Anhang A.5). Jedoch ist zu bemerken, dass die gewählten Durchflusssensoren²¹ nicht den Anforderungen entsprechen. Diese unterliegen zu großen relativen Schwankungen, so dass der Schwellenwert für die Detektion einer Durchflussdifferenz relativ hoch eingestellt werden muss. Dies bedeutet, dass eine Abschaltung im Falle eines kleineren Lecks nicht garantiert werden kann.

²¹KOBOLD DPL – 1P25G4L343, Durchflussmengenmesser mit analogem Ausgang (4 – 20mA) für einen Messbereich von 1 – 25l/min

4.3.2 Magnetfelddaten

Mit Hilfe einer Hallsonde²², die auf einem Verschiebetisch (in allen drei Raumrichtungen verstellbar) montiert wurde, konnten die Feldeigenschaften vermessen werden.

Homogenes Magnetfeld:

Für das homogene Magnetfeld, welches durch ein Helmholtzspulenpaar erzeugt wird, wurde sowohl eine Strom-zu-Magnetfeld-Kennlinie, als auch die Magnetfeldkrümmung untersucht. Zur Messung der Krümmung zentriert man die Sonde des Gaussmeters und vermisst anschließend den Feldverlauf ($B_z(x, y, z)$) entlang einer Raumrichtung durch Verschieben des Messkopfs. Nach [Joc00] kann durch Anfitten eines Polynoms 2. Ordnung ($B(x) = B_0 + B_1x + B_2x^2$) an die Messdaten über einen Vergleich mit der Tailorentwicklung des Feldes um $x = 0$ die Krümmung zu $B'' = 2 \cdot B_2$ bestimmt werden. Wie aus den Maxwell-Gleichungen folgt, ist die Krümmung in axialer Richtung der Spulen doppelt so groß wie in radialer Richtung²³.

$$B(I) = (1, 132 \pm 0, 005) \text{ G/A} \cdot I \quad (4.1)$$

$$B''(x) = (1, 758 \pm 0, 078) \cdot 10^{-4} \frac{\text{G}}{\text{mm}^2} \quad (4.2)$$

$$B''(y) = (1, 758 \pm 0, 092) \cdot 10^{-4} \frac{\text{G}}{\text{mm}^2} \quad (4.3)$$

$$B''(z) = (3, 516 \pm 0, 028) \cdot 10^{-4} \frac{\text{G}}{\text{mm}^2} \quad (4.4)$$

Quadrupolfeld

Um den Gradienten des Quadrupolfeldes zu vermessen, wird mit der Hallsonde der Wert des jeweiligen Magnetfeldes $B_{x,y,z}$ in Abhängigkeit der Position x, y, z festgehalten. Die Auswertung erfolgt über Anpassen einer Geraden [Joc00]. Auch die Gradienten des Feldes zeigen einen Faktor von zwei bezüglich der axialen und radialen Richtungen. Damit ergeben sich folgende Feldgradienten:

$$B'_x(x) = (0, 0374 \pm 0, 0001) \cdot \frac{\text{G}}{\text{mm}/\text{A}} \cdot I \quad (4.5)$$

$$B'_y(y) = (0, 0348 \pm 0, 0001) \cdot \frac{\text{G}}{\text{mm}/\text{A}} \cdot I \quad (4.6)$$

²²F.W.Bell, Modell 9640

²³folgt aus $\Delta B = 0$

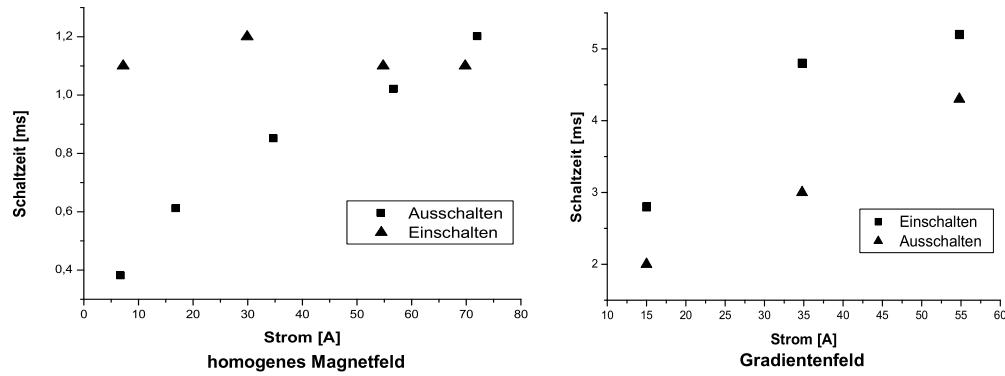


Abb. 4.8: Die Abbildung zeigt die maximal möglichen Schaltzeiten nach Optimierung des PID Reglers und dem Einsatz von Hochleistungsdioden.

$$B'_z(z) = (0,0741 \pm 0,0002) \cdot \frac{G}{\text{mm}/\text{A}} \cdot I \quad (4.7)$$

Kurzzeitig²⁴ kann in axialer Richtung ein Magnetfeldgradient von mehr als 70G/cm (bei 100A) angelegt werden, was den Anforderungen der Levitation und einer effektiven Umkehrung der Gravitation genügt.

4.3.3 Effiziente Steuerung der Magnetfelder

Sowohl für das Quadrupolfeld als auch für das Helmholtzfeld ist eine aktive Regelung der Ströme unerlässlich. Jedoch nicht nur die Schwankungen der Magnetfelder sind entscheidend, auch möglichst kurze Ein- und Ausschaltzeiten sind erforderlich.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, werden die Netzteile, die über eine Schnittstelle zur externen Kontrolle verfügen, über eine PID-Regelung angesteuert. Je nach Typ können die verwendeten Netzteile zwischen 0 – 100A und 0 – 45V ausgeben²⁵, was bei mittleren Strömen ein schnelles Einschalten ermöglicht. Ein Nachteil ist jedoch, dass die Netzteile nicht bipolar sind, was zur Folge hat, dass die Abschaltzeiten durch eine Regelung alleine nicht verkürzt werden können. Außerdem muss ein Umkehren des Magnetfeldgradienten möglich gemacht werden, um zum Beispiel die

²⁴kurzzeitig deshalb, um eine Überhitzung der Magnetspulen durch den hohen Strom zu vermeiden

²⁵Netzteil für Quadrupolfeld: Delta SM 30 – 100; Netzteil für homogenes Feld: Delta SM 45 – 70

Atome einerseits levitieren, andererseits bei Bedarf an die Oberfläche anpressen zu können.

Die für die Schaltzeiten bestimmenden Induktivitäten wurden wie folgt ermittelt. An die Netzteile wird über eine Spannung ein Strom vorgegeben. Legt man eine Spannungsstufe an, so kann man je nach ansteigender oder abfallender Flanke die Ein- beziehungsweise Ausschaltzeit bestimmen. Aus $I = I_0(1 - \exp(-t/\tau))$ folgt (bei $I/I_0 = 0,9$) $\tau = t/\ln(10)$, wobei t die Zeit ist, bei der die Intensität I auf 90% seines anfänglichen Wertes I_0 abgefallen ist. Die Induktivität L ist damit gegeben durch $L = R \cdot \tau$. Die Schaltgeschwindigkeiten lassen sich je nach Netzteil²⁶ über die Beziehung $dI/dt = U/L$ abschätzen. Dies bedeutet, dass man die Einschaltzeit proportional zur verfügbaren Spannungsreserve der Netzteile verringern kann. Damit ergeben sich für die vermessenen Spulen folgende Werte:

	Quadrupolfeld	Helmholtzfeld
Schaltgeschwindigkeit	10,79 A/ms	294 A/ms
Spulenwiderstand	$0,2\Omega$	$0,08\Omega$
Induktivität	2,78mH	0,153mH

Mit Hilfe der bereits erwähnten PID-Regelungen lassen sich die Einschaltzeiten effektiv verringern, da diese die Spannungsreserve der Netzteile nützen. Um den Nachteil der unipolaren Netzteile wettzumachen, kann man unter Verwendung von Hochleistungsdioden²⁷ die Abschaltzeit verkürzen. Diese Dioden verlagern den Arbeitspunkt zu höheren Spannungen, sodass dadurch ein Hub beim Ausschalten erzeugt werden kann, der die Schaltzeit effektiv verringert. Es wurden acht dieser Dioden ($R \approx 14m\Omega$) in Serie vor der Spule für das homogene Magnetfeld geschaltet, wodurch sich die in Abbildung 4.8 gezeigten Schaltzeiten in Abhängigkeit des Stroms mit Regelung ergeben.

Für den Einsatz der Quadrupolspulen musste zur Umkehr des Magnetfeldgradienten ein Bipolarschalter²⁸ gebaut werden. Auch bei diesen Spulen wurden Dioden (acht Stück) in Serie geschaltet, um die Ausschaltzeit zu verkürzen. In Verbindung mit der PID-Regelung konnten die in Abbildung 4.8 verzeichneten Schaltzeiten erreicht werden.

Um beispielsweise einen Magnetfeldgradienten von $30G/mm^2$ zu schalten, wie er zur Levitation verwendet wird, wird eine Ein- beziehungsweise Ausschaltzeit von etwa 3ms und 4,5ms benötigt. Das homogene Feld von 0 Gauss auf 60 Gauss zu erhöhen,

²⁶abhängig von der maximal möglichen Spannung

²⁷IXYS dsei2x121 – 02A

²⁸HIP4081A, Beschaltung wie im Datenblatt

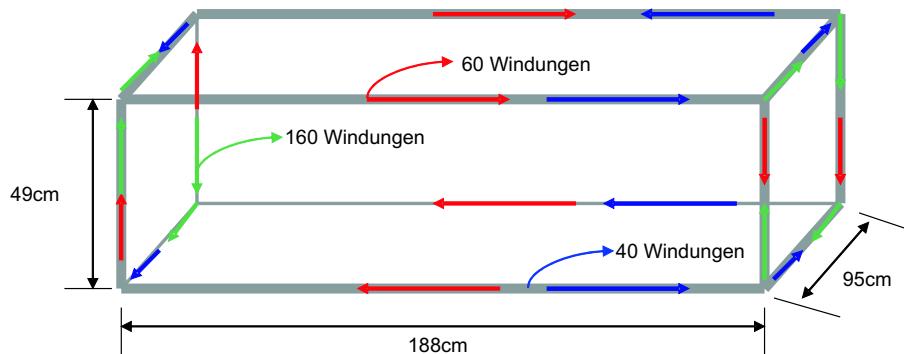


Abb. 4.9: Die Geometrie und Windungszahl der drei Spulenpaare in Helmholtzkonfiguration zur Kompensation des Erdmagnetfeldes

dauert etwa eine Millisekunde.

Bemerkungen: Sehr kurze Ausschaltzeiten ($100\mu\text{s}$) sind durch Verwenden von Mosfet-Schaltern möglich. Diese Schalter werden jedoch nicht bei Rampen des Magnetfeldes sondern nur beim Abschalten verwendet. Die Schaltzeiten hängen des weiteren stark von der Optimierung der PID-Regelelektronik ab.

4.3.4 Kompensation des Erdmagnetfeldes

Um den Einfluss des Erdmagnetfeldes auszuschließen, wurde eine Konstruktion bestehend aus drei Spulenpaaren hergestellt, wobei jedes der Spulenpaare über eine aktive Regelung angesteuert werden kann. In Abbildung 4.9 ist die Geometrie des Käfigs dargestellt. Die verwendeten Windungszahlen garantieren ein maximales Magnetfeld in allen drei Raumrichtungen von 1 Gauss bei einem Strom von 2A, was für die Kompensation des Erdmagnetfeldes ($|B| \approx 0,5$ Gauss) ausreichend ist. Zusätzlich wurden die Ionenpumpen in μ -Metallbleche verpackt, um magnetische Störfelder zu vermeiden. Die Dimensionen der Spulen wurde relativ groß gewählt, um Induktion von den Magnetspulen nahe der Glaszelle zu vermeiden.

Die Elektronik, die den Strom durch die Spulenpaare regelt, erhält ein Referenzsignal der Magnetfelder aller drei Raumrichtungen über einen Sensor, der nahe dem Zentrum der Glaszelle steht. Die Regelelektronik verfügt über einen Triggereingang, über welchen der Start eines Experimentzyklus signalisiert wird. Ist das Experiment im Ruhezustand, so regelt die Elektronik das Magnetfeld, welches über den Sensor gemessen wird, auf den Sollwert Null. Wird über den Triggereingang ein Start signaliert, werden die zuletzt ausgegebenen Ströme beibehalten, bis wiederum der Ruhezustand des Experiments eintritt. Dadurch können Langzeitschwankungen auf Grund von zusätzlichen Störfeldern kompensiert werden. Es ist verständlich, dass während eines Experiments auf Grund der benötigten Magnetfelder (Zeeman-Abbremsfeld, Gradientenfeld, ...) eine aktive Regelung unsinnig wäre, da diese versuchen würde den

gewünschten Feldern entgegen zu wirken. Da aber durch das Stromversorgungsnetz mit Schwankungen von 50Hz im Bereich von Milligauss zu rechnen ist, wurde in die Regelungselektronik eine Schaltung integriert, die zu den beibehaltenen Magnetfeldwerten auch während eines Experimentablaufs die 50Hz Schwankungen ausgleichen kann. Ein Schaltplan der verwendeten Regelelektronik ist im Anhang (A.7) verzeichnet. Das Erdmagnetfeld wie auch andere Störfelder können mit Hilfe dieser Technik voraussichtlich bis auf eine Ungenauigkeit von etwa einem Milligauss für den relevanten Bereich der Prismoberfläche kompensiert werden.

4.4 Die Idee des “Raster-Lasers”

Beim Transfer der Atome an die Oberfläche wollten wir beim neuen Aufbau auf den blau verstimmten Hohlstrahl [Ham02b] verzichten. Wir versuchten ein Konzept zu finden, das eine große Flexibilität bei den Anwendungsmöglichkeiten offen lässt. In Anlehnung an [Mil00] wurde ein Schema entwickelt, das mit Hilfe von zwei AOMs ein attraktives Potential für die Atome schafft, welches in seiner Form und Tiefe variiert werden kann. Ziel ist es, die Cs-Atome nach der Kühlung im Raman-Gitter an die Oberfläche des Prismas zu transportieren, indem, neben dem vertikalen Einschluss durch die Gravitation und die repulsive evanescente Welle, ein weit rot verstimmter in seiner relativen Position zum Fallenzentrum variabler Laser eingestrahlt wird.

4.4.1 Optischer Aufbau

Um eine hinreichende Potentialtiefe erreichen zu können (vergleiche Unterabschnitt 2.3.1), ist bei weit verstimmten Lasern eine hohe Leistung bereitzustellen, die in unserem Experiment von einem Yb-Faserlaser²⁹ bei 1064nm (10W) geliefert wird. Der zur Realisierung eines in einer Ebene beweglichen Laserstrahls notwendige optische Aufbau ist in Abbildung 4.11 verzeichnet. Das Herzstück des Aufbaus stellt die Kombination von zwei um 90° gegeneinander geneigten AOMs³⁰ dar. Dadurch kann, wie in Abbildung 4.10 gezeigt, jeder beliebige Punkt in einer Ebene durch geeignetes Anlegen von Radiofrequenzen an die Modulatoren erreicht werden. Dabei ist jedoch darauf zu achten, dass bei größeren Ablenkungen durch den ersten AOM der Strahldurchgang im zweiten Kristall eventuell nicht mehr vollständig gegeben werden kann. Um dies zu vermeiden, muss der relative Abstand der AOMs möglichst gering gehalten werden. Zugleich sollte auch der Durchmesser des Strahls angepasst werden. Da die Effizienz der Beugung in die erste Ordnung im Allgemeinen vom Strahldurchmesser abhängig ist, ist hierauf zu achten.

Viel wichtiger ist jedoch das Verhältnis des minimal möglichen Durchmessers des Strahls im Fokus zu der maximal ausleuchtbaren Fläche. Auch in dieser Situati-

²⁹IPG-Laser, Modell: PYL – 10

³⁰Crystal Technology Inc., Modell 3220 – 125

4 Die technischen Neuerungen

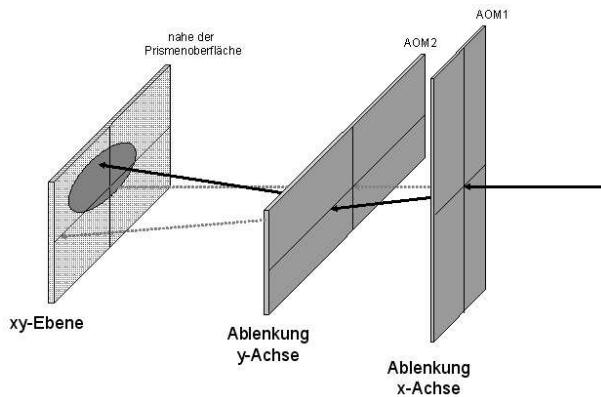


Abb. 4.10: Die Abbildung zeigt die schematische Funktionsweise des “Raster-Lasers”.

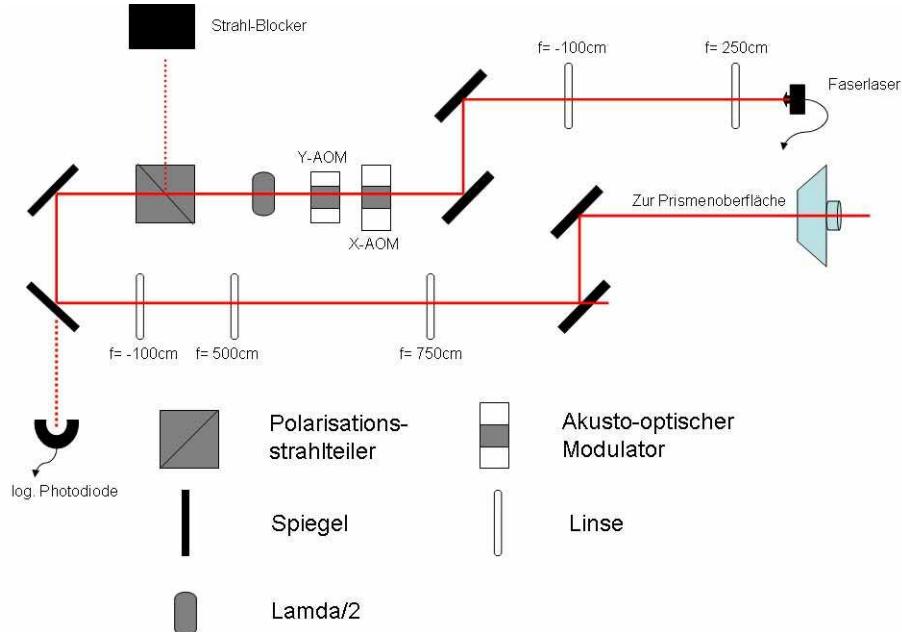


Abb. 4.11: Der optische Aufbau des “Raster-Lasers”.

on spielt neben der Beugungseffizienz des Kristalls der Strahldurchmesser im AOM Durchgang eine entscheidende Rolle. Auf Grund der von uns verwendeten Linsen kann ein Verhältnis $d_{moduliert}/d_{Fokus} \approx 3$ erreicht werden. Zunächst wird der Strahldurchmesser mit einem Teleskop der Apertur der AOMs angepasst ($d = 1200\mu\text{m}$) und nach der Modulation um den Faktor 5 aufgeweitet. Damit lässt sich mit Hilfe einer langbrennweitenigen Linse ($f = 750\text{mm}$) ein Strahldurchmesser im Fokus von etwa $300\mu\text{m}$ erreichen³¹.

Zur Regelung der Intensität wird das Licht, welches bei einem der Spiegel transmit-

³¹ $d_2 = f/d_1 \cdot 1, 22 \cdot \lambda$

tiert wird, auf eine logarithmische Photodiode gestrahlten. Die logarithmische Photodiode verfügt über einen großen dynamischen Bereich (einige Milliwatt bis 10 Watt). Die Regelelektronik ist baugleich zu der der MOT (siehe 4.2.2). Während ein AOM zur aktiven Regelung genutzt wird, wird der zweite ungeregelt durch die Experimentsteuerung in seiner Radiofrequenzleistung variiert.

4.4.2 Ansteuerung der akusto-optischen Modulatoren

Um ein Verständnis über die für diesen “Raster-Laser” notwendige Elektronik zu bieten, muss vorerst die Funktionsweise der AOM-Treiberelektronik, die in all unseren Experimenten Standard ist, erklärt werden. Ein Schaltplan der verwendeten Platine ist im Anhang (A.6) verzeichnet.

Die Ansteuerung der AOMs verfügt über zwei analoge sowie einen digitalen Eingang. Der digitale Eingang dient zum schnellen Ein- und Ausschalten des Lichtes, ein analoger Eingang zur Regelung der Intensität, siehe auch 4.2.2 unter Intensitätsregelung. Der zweite Analogeingang setzt eine Spannung über einen VCO (Voltage Controlled Oszillator) in eine Radiofrequenz um. Unterschiedliche Spannungen resultieren dabei in unterschiedlichen Frequenzen. Um die notwendige Leistung zum Treiben der AOMs bereitzustellen, wird die Radiofrequenz auf bis zu fünf Watt³² verstärkt.

In Kombination von zwei AOMs mit deren Treibern, die durch zwei unabhängige Analogspannungen angesteuert werden, kann daher jeder Punkt in der Ebene der Abbildung 4.10 erreicht werden. Die maximale Fläche, die ausgeleuchtet werden kann, ist neben den unter Punkt 4.4.1 genannten Gründen von der Bandbreite der AOMs und deren Beugungseffizienzen wie auch den Beugungswinkeln abhängig.

Die Ziele:

Zum Transfer der Atome von der MOT beziehungsweise dem Raman-Seitenband-Kühlen an die Oberfläche des Prismas kann neben einer vertikalen Kraft auch der radiale Einschluss des Gases gegeben werden. Da die Position wie auch die Größe der ausgeleuchteten Fläche variabel sein soll, setzten wir die technischen Anforderungen wie folgt um:

- Zur Realisierung eines rechteckigen effektiven³³ Potentials wird je eine Dreieckwellenform dem Frequenzeingang des AOM-Treibers eingespeist. Die Frequenzen für den x-AOM beziehungsweise den y-AOM (siehe Abbildung 4.11) sollen sich so voneinander unterscheiden, dass Interferenz zwischen diesen nicht möglich ist. Sowohl die Position der Falle als auch die Ausdehnung des Potentials

³²Die Ausgangsleistung ist von dem jeweilig verwendeten Verstärker abhängig. Für die für unsere Zwecke verwendeten AOMs (siehe Fußnote 30) reicht eine maximale Leistung von 2 Watt.

³³effektiv deshalb, da die Atome im zeitlichen Mittel ein konstantes Potential spüren sollten. Daher sind die Frequenzen so zu wählen, dass sie sehr viel größer als die Fallfrequenzen sind.

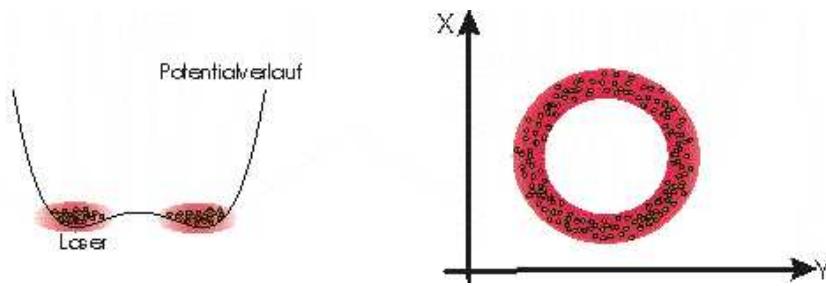


Abb. 4.12: links: Illustration eines Doppelmulde-Potentials. rechts: mexikanischer Hut durch Rotation des Doppelmulde-Potentials.

sind variabel durch Analogspannungen vorgebbar.

- Um das Potential einer Doppelmulde generieren zu können, ist eine rechteckförmige Spannung notwendig, die zur Ansteuerung des VCO dient. Diese Rechteckspannung ist sowohl auf den x-AOM als auch auf den y-AOM übertragbar. Die Atome werden, wie in Abbildung 4.15 gezeigt, an die Stellen der rot ausgeleuchteten Flächen gezogen. Auch hier ist die Position variabel. Die frei wählbare Amplitude resultiert in unterschiedlichen Distanzen der Potentialminima.
- Moduliert man die Rechteckspannung, die an x- und y-AOM Treiber gleichermaßen angelegt ist, durch ein Sinus- beziehungsweise Cosinus-Signal³⁴ der Amplitude ein Volt, erhält man ein Potential, welches einem mexikanischen Hut ähnelt. Die Atome ordnen sich in einem Ring an, welcher durch das Lichtfeld erzeugt wird. In der Abbildung 4.15 rechts ist eine Darstellung der in der Ebene entstehenden Form verzeichnet. Das Potential für die Atome ist durch eine Rotation des in Abbildung 4.15 links verzeichneten Potentialverlaufs gegeben. Zu beachten ist, dass die Frequenz dieser Rotation sehr viel größer sein muss als die Fallfrequenz der Atome, um ein für die Atome zeitlich konstantes Lichtfeld simulieren zu können.
- Des Weiteren sollte eine niederfrequente variable Frequenz in Form eines Sinus und Cosinus zur Verfügung stehen, mit der ein rechteckiges Potential (vergleiche mit dem zum Transfer notwendigen Potential) durch Modulation der Amplituden der Dreieckfrequenzen in Rotation versetzt werden kann. Dabei ist im Gegensatz zur Modellierung des mexikanischen Hut-Potentials für eine Frequenz zu sorgen, die vergleichbar mit den Fallfrequenzen der Atome ist. Durch eine derartige Rotation sollten Vortices angeregt werden können [Mat99].

³⁴Sinus für x- Cosinus für y-Spannung

Die Umsetzung:

Vorerst ist zu bemerken, dass die Computersteuerung unseres Experiments über eine Labormesskarte³⁵ an die jeweiligen Geräte weitergegeben wird. Die begrenzte Anzahl der Analogausgänge und der digitalen Ausgabekanäle ist zu beachten. Des Weiteren muss auch berücksichtigt werden, dass der Speicher der Karte nicht all zu große Datenmengen verarbeiten kann. Auf Grund dieser Tatsache haben wir uns dazu entschlossen, in einer externen Schaltung die weniger speicherintensiven, meist konstanten analogen Spannungen in die benötigten Signalformen umzuwandeln. Die Anforderung an die dafür benötigte Elektronik war daher, mit wenigen analogen und digitalen Kanälen die Ziele zu erreichen.

Im Anhang (A.8) ist ein Schaltplan der verwendeten Elektronik einzusehen. Es sollte während eines Experiments möglich sein, zwischen den einzelnen Potentialen, die eben genannt wurden, zu wechseln. Dieser Umschaltvorgang wird mit Hilfe von drei digitalen Signalen, durch eine logische Kombination dieser, für jeden Ausgang (x- oder y-Ablenkung) ermöglicht. Des Weiteren sind die vier benötigten Signalformen³⁶ in ihrer Amplitude und Offset getrennt voneinander durch Vorgabe von analogen Spannungen einstellbar.

Wahrheitstabelle zur Auswahl der gewünschten Signalformen am jeweiligen Ausgang:

1	2	3	OUT1
4	5	6	OUT2
L	L	L	-
L	H	L	-
L	L	H	-
H	L	L	Dreieck 3, 2kHz
H	H	L	Dreieck 27kHz
H	L	H	Rechteck 3, 2kHz
H	H	H	Rechteck 27kHz
L	H	H	externes Signal

Allein mit diesen Möglichkeiten kann man den radialen Einschluss der Atome beim Transfer an die Oberfläche gewährleisten. Auch Komprimieren der Gaswolke durch Ändern der Amplitude sowie Anregung von Schwingungen durch Variation des Offsets können realisiert werden. Auch das Doppelmulde-Potential ist durch Schalten der Rechtecksignalform möglich, wobei die Distanz der Potentialminima durch die Amplitude gegeben ist.

³⁵Adwin

³⁶zwei Dreiecksignale mit 3,2KHz und mit 27KHz, sowie zwei Rechteckformen mit den gleichen Frequenzen

4 Die technischen Neuerungen

Jedoch stößt man beim Versuch, Sinus und Cosinus frequenzvariabel und phasenstabil zu erzeugen, an die Grenzen der analogen Schaltungstechnik. Mit Hilfe eines Allpass 1. Ordnung [Tie93] war es zwar möglich die beiden Signale 90° phasenstarr zu halten, jedoch ist dies beschränkt auf eine scharfe Frequenz. Bei Änderung der Frequenz müssten zusätzlich die Widerstände und Kondensatoren des Allpasses auf die neuen Bedingungen angepasst werden. Da dies im Experiment nicht von Vorteil ist, wird zur Lösung dieses Problems an die Anschaffung einer weiteren Labormesskarte gedacht. Inzwischen wurde die Frequenz dieser phasenstarren Signalformen auf etwa 1kHz fixiert. Durch diese Modulation der Amplituden des Rechtecksignals, welches an beide AOM-Treiber weitergegeben wird, kann zumindest das Potential des mexikanischen Hutes wiedergegeben werden.

Für das Erzeugen eines Vortex ist allerdings ein in der Frequenz kontrollierbares phasenstarres Sinus- und Cosinus-Signal von Vorteil. Es ist unklar, ob die Anschaffung einer neuen Labormesskarte die anderen Aufgaben der derzeit verwendeten Elektronik zur Ansteuerung der AOM-Treiber übernehmen wird. Zumindest erlaubt die Einspeisung eines externen Signals in die vorhandene Elektronik das Durchschleifen desselben an die AOM-Treiber (vergleiche Wahrheitstabelle, externes Signal), sodass eine Kombination beider Ausgabegeräte möglich ist.

4.4.3 Das Ergebnis

Zur Charakterisierung des “Raster-Lasers” wurde eine CCD-Kamera verwendet. Das wenige Licht, welches durch einen Spiegel transmittiert wird, wurde auf den CCD-Chip ausgerichtet. Die Kamera wurde so positioniert, dass man ein Bild im Fokus des abgelenkten Laserstrahls erhält.

Im Folgenden wurde direkt eine Spannung von der Labormesskarte an den Eingang zur Frequenzverstimmung des AOM-Treibers angelegt. Dies stellt sicher, dass man bei Wechsel der Ansteuerungselektronik über geeichte Referenzwerte verfügt. Es wurde das Spannung-zu-Frequenz-, Spannung-zu-Lichtleistung- und Spannung-zu-Position-Verhalten sowohl für die x- als auch für die y-Ablenkung untersucht. In Abbildung 4.13 sind die Eichkurven verzeichnet.

Der gleiche Aufwand wurde auch für die Ansteuerungselektronik getrieben (siehe Abbildung 4.14).

Dass eine Spannung, die zur Ablenkung in x-Richtung dient, auch zu einer Änderung der y-Position führt, ist auf die unangepasste Ausrichtung der Kamera relativ zum Koordinatensystem, welches von den AOMs vorgegeben wird, zurückzuführen, aber auch darauf, dass eine relative Ausrichtung der Modulatoren von 90° nicht garantiert werden kann. Der Verlauf der Leistungskurve ist als Kombination der Beugungseffizienzen beider Kristalle zu interpretieren, da durch Ablenken im ersten AOM der Einfallswinkel in den zweiten verändert wird.

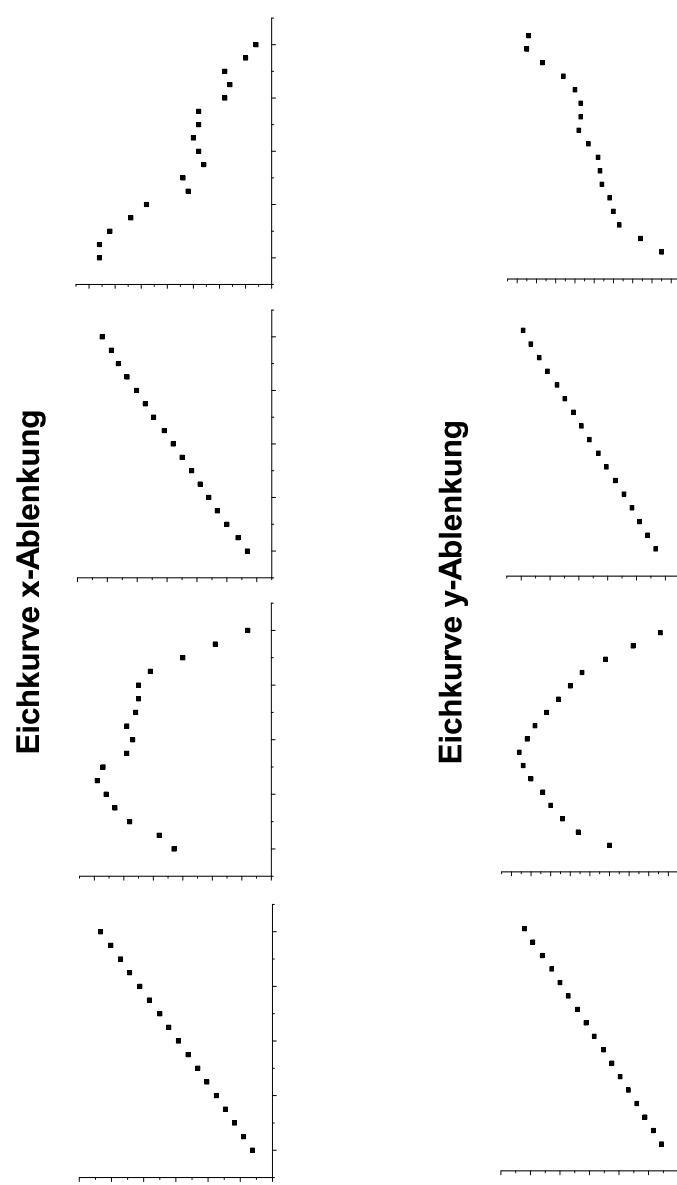


Abb. 4.13: Die Graphen zeigen von (links nach rechts) das Verhalten der Frequenz, der Lichteistung, der Position in gewünschter und in ungewünschter Ablenkungsrichtung in Abhängigkeit der an die AOM-Treiber direkt angelegten Spannung

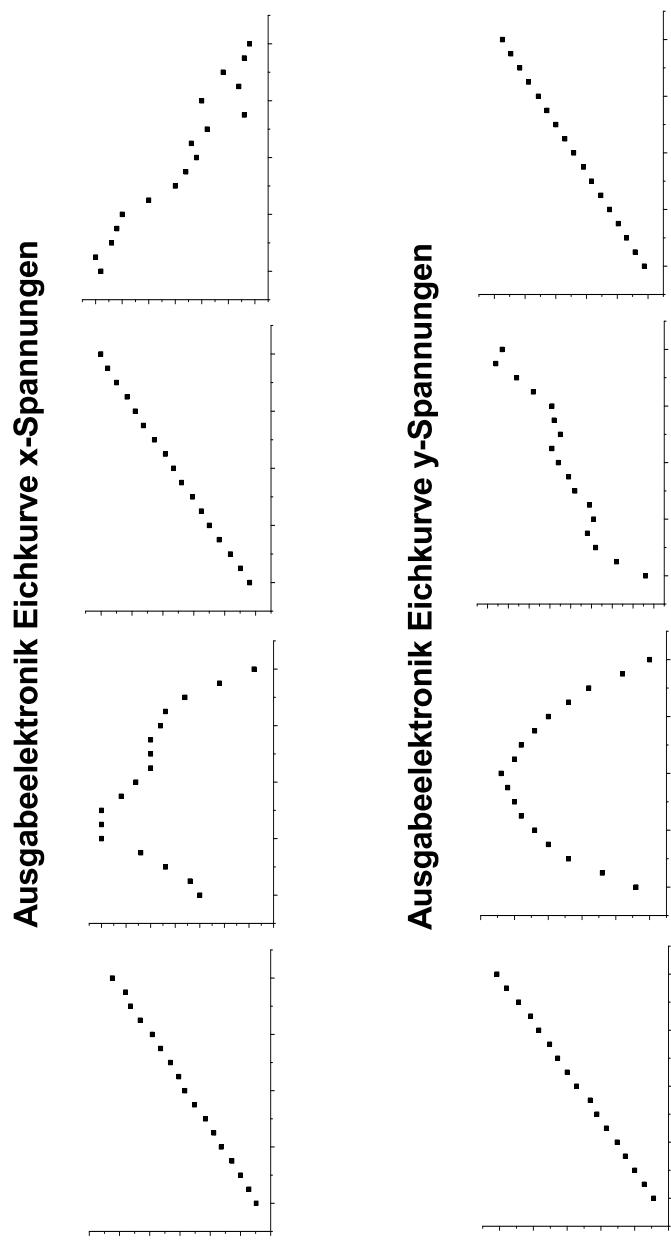


Abb. 4.14: Die Graphen zeigen von (links nach rechts) das Verhalten der Frequenz, der Lichteistung, der Position in gewünschter und in ungewünschter Ablenkungsrichtung in Abhängigkeit der an die AOM-Treiber über die Steuerelektronik angelegten Spannung

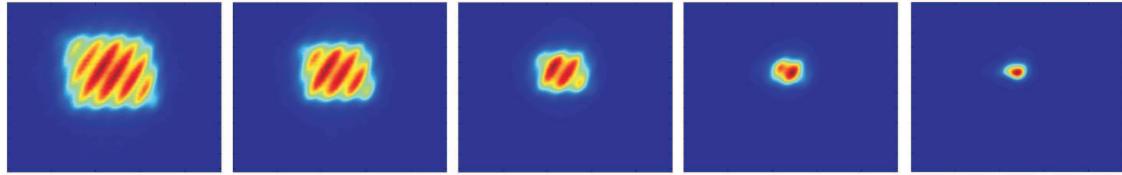


Abb. 4.15: Die Bilderserie zeigt das Lichtfeld, welches seine Größe mit der angelegten Spannung verändert. Die Spannung wurde symmetrisch für beide Ablenkrichtungen von 2V auf 0V in 0,5V Schritten verringert.

	Eichung		Ansteuerelektronik	
	x-Achse	y-Achse	x-Achse	y-Achse
max. Leistung bei [V]	$7,5 \pm 0,25$	$7,75 \pm 0,25$	$7,5 \pm 0,3$	$7,9 \pm 0,3$
[MHz/V]	$5,91 \pm 0,2$	$5,81 \pm 0,2$	$5,93 \pm 0,05$	$5,77 \pm 0,05$
Δ in Achse [$\mu\text{m}/\text{V}$]	$181,9 \pm 1,1$	$173,6 \pm 0,5$	$182,1 \pm 1,2$	$173,7 \pm 0,5$
Δ gegen Achse [$\mu\text{m}/\text{V}$]	$-5,4 \pm 0,5$	$10,8 \pm 0,8$	$-5,8 \pm 0,5$	$10,8 \pm 0,8$
Δ in Achse [$\mu\text{m}/\text{MHz}$]	$30,8 \pm 0,3$	$30,0 \pm 0,01$	$30,7 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,01$
Δ gegen Achse [$\mu\text{m}/\text{MHz}$]	$-0,90 \pm 0,08$	$1,9 \pm 0,2$	$30,1 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$

In der Tabelle 4.4.3 wurden wichtige Parameter des Aufbaus zusammengefasst. Um die Ablenkung in μm beschreiben zu können wurde die Pixelgröße der CCD-Kamera verwendet³⁷.

Zur Veranschaulichung der Funktionsweise des “Raster-Lasers” wurde eine Bilderreihe aufgenommen, die die Kompression der Atome im Lichtfeld des ablenkbaren Lasers veranschaulichen soll. Die angelegten Spannungen wurden hierbei symmetrisch zwischen zwei und null Volt variiert. Die Falschfarben-Abbildungen (die Farben spiegeln die Intensität des Lichtes wider) zeigen Interferenzstreifen, die aber auf Grund eines Glasplättchens zu Stande kommen, welches zum Schutz des CCD-Chips nicht entfernt werden kann.

Bei der angelegten Spannung von zwei Volt erreicht die ausgeleuchtete Fläche eine Seitenlänge von etwa $750\mu\text{m}$, während die Spotgröße bei 0V zirka $240\mu\text{m}$ ausleuchtet. Dies entspricht einem Verhältnis von $d_{\text{moduliert}}/d_{\text{Fokus}} \simeq 3$, was unseren Ansprüchen genügen sollte.

³⁷ein Pixel entspricht $7,5\mu\text{m} \times 7,5\mu\text{m}$

5 Ausblick

In den nächsten Monaten wird versucht mit Hilfe der neuen Techniken die Cäsium-Atome in ein BEC zu kondensieren. Um zukünftige Experimente auf eine solide Basis zu stellen, ist auf eine Optimierung der Atomzahlen achtzugeben. Je größer nämlich die Atomzahl ist, umso besser ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Ein naheliegendes Experiment wäre die Realisierung von optischen Oberflächen-gittern. Da das Prisma des neuen Aufbaus über vier polierte Seitenflächen verfügt, können über diese je zwei gegenläufige blau verstimmte Laser zur Erzeugung evaneszenter Wellen eingestrahlt werden. Durch eine Kombination dieser zwei stehenden Wellen erhält man an der Oberfläche des Prismas ein Gitter, in dem sich die Atome in den Potentialminima aufhalten. Durch eine geeignete Abbildungsoptik, könnten über Absorptionsabbildung die einzelnen Gitterplätze optisch aufgelöst werden. Bei abgestimmter Wahl der Wechselwirkung zwischen den Atomen über die Streulänge und durch Anpassen der Potentialtiefe des Gitters kann ein zwei dimensionaler Mott-Isolator [Gre02, Jak98] realisiert werden. Dabei erhält man eine genau definierte Anzahl von Atomen pro Gitterplatz. Die Atome überlappen in ihren Wellenfunktionen nicht mehr. Der Mott-Isolator findet neben der Erforschung von Superfluidität Anwendung im Bereich der Quanten-Information [Jak99].

Durch die verbesserten Magnetfeldeigenschaften kann die Streulänge der Atome sehr genau eingestellt werden. So sollte bei $a = 0$ die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung messbar werden [Gio02]. Für Alkaliatome wird im Allgemeinen die langreichweite Dipol-Dipol-Wechselwirkung vernachlässigt, da sie im Vergleich zur s-Wellen Streuung einen vernachlässigbaren Effekt trägt. Bei genügend großem magnetischen Moment wird bei kleiner Streulänge, die wir durch Magnetfelder beeinflussen können, die Energie dieser Wechselwirkung sichtbar [Gór00, Gio02].

Weitere interessante experimentelle Möglichkeiten bietet die Rotation des Kondensats. Durch geeignete Modulation des “Raster-Lasers” sollte es uns möglich sein, Wirbel, sogenannte Vortices [Sch04], im Kondensat zu erzeugen.

A Anhang

A.1 Das Cäsium-Atom

In Abbildung A.1 ist ein Ausschnitt aus dem Termschema des ^{133}Cs -Atoms gezeigt. Zu sehen sind die zwei D-Linien, wobei nur die D_2 Linie für das Fangen und Kühlen der Atome relevant ist, da sich dadurch ein geschlossener Kühlzyklus ergibt. Der Übergang der D_1 -Linie ($6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$) entspricht einer Wellenlänge von 894,593nm, während die D_2 -Linie eine Wellenlänge von 852,347nm aufweist. Der Grundzustand $6^2S_{1/2}$ zeigt auf Grund des Kernspins von $I = 7/2$ zwei Hyperfeinniveaus mit den Gesamtquantenzahlen $F = 4, F = 3$. Der angeregte Zustand $6^2P_{3/2}$ hat vier Hyperfeinzustände. Die Lebensdauer des $6^2P_{1/2}$ Zustandes liegt bei 35,07(10)ns beziehungsweise bei 30,57(7)ns für den Zustand $6^2P_{3/2}$ [Ste02]. Die natürlichen Linienbreiten der D-Linien sind $\Gamma_1 = 2\pi \cdot 4,5612(57)\text{MHz}$ und $\Gamma_2 = 2\pi \cdot 5,2227(66)\text{MHz}$ [Ste02]. Während die Hyperfeinstruktur eine relativ große Hyperfeinaufspaltung von 9,192631770GHz aufweist, liegt diese im angeregten Zustande $6^2P_{3/2}$ zwischen 151MHz und 251MHz.

In der Abbildung A.1 sind auch die wichtigen für das Experiment verwendeten Laserfrequenzen eingezeichnet. Der Kühlübergang arbeitet auf der Linie $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Um den Kühlzyklus zu schließen wird aus dem Niveau $F = 3$ in den Zustand $F' = 3$ zurück gepumpt. Der Gitterlaser, der für das Raman-Seitenband-Kühlen verwendet wird, ist resonant mit $F = 4 \rightarrow F' = 4$, der Polarisierer mit $F = 3 \rightarrow F' = 2$ (siehe Unterabschnitt 2.3.5). Ziel des Kühlvorgangs ist es letztendlich die Atome in den absoluten Grundzustand $F = 3, m_F = 3$ zu polarisieren, da in diesem Zustand 2-Körper-Verluste unterdrückt sind [Mar04][Chi01].

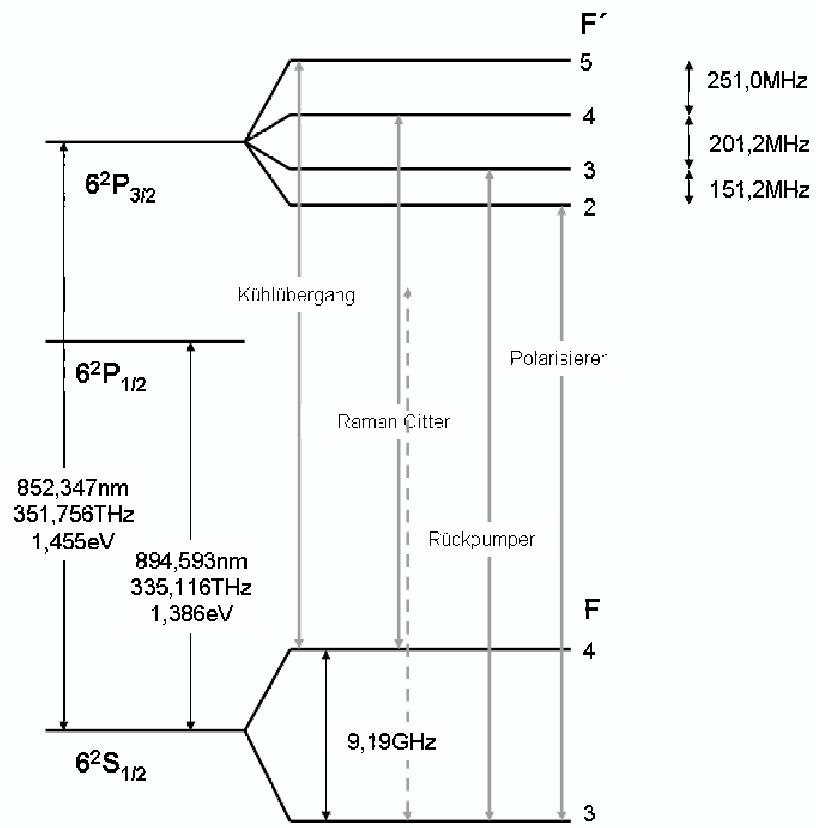


Abb. A.1: Teil des Termschemas des ^{133}Cs -Atoms. Gezeigt werden die relevanten Übergänge vom $6^2\text{S}_{1/2}$ -Niveau in den $6^2\text{P}_{3/2}$ -Zustand

A.2 Schaltpläne

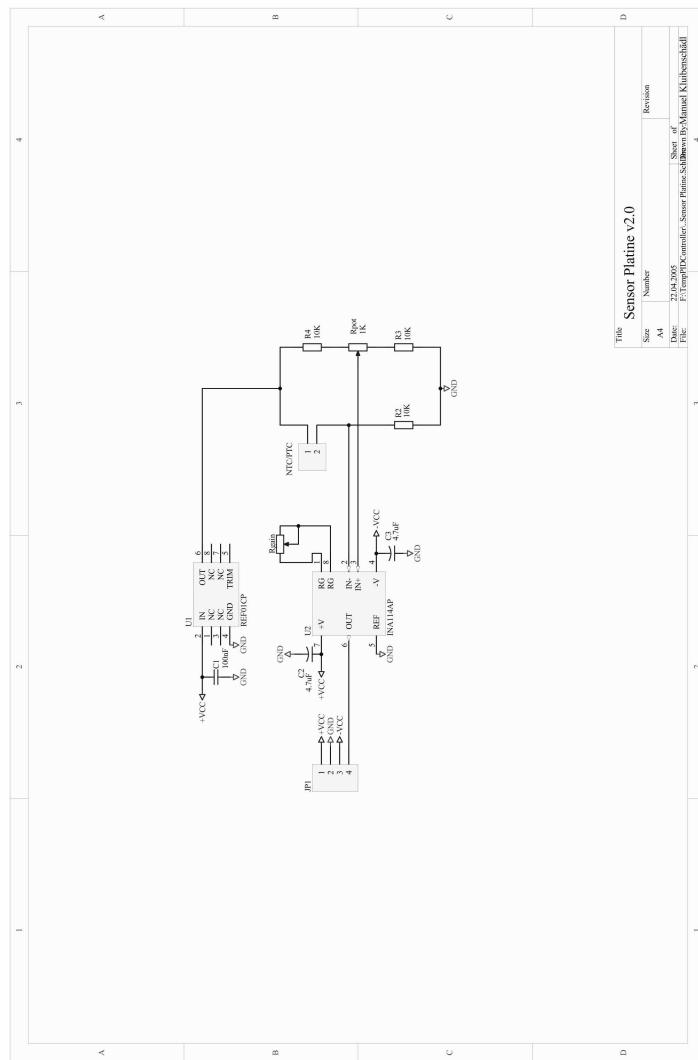


Abb. A.2: Messbrücke zur Wandlung des temperaturabhängigen Widerstandes in eine temperaturabhängige Spannung

A Anhang

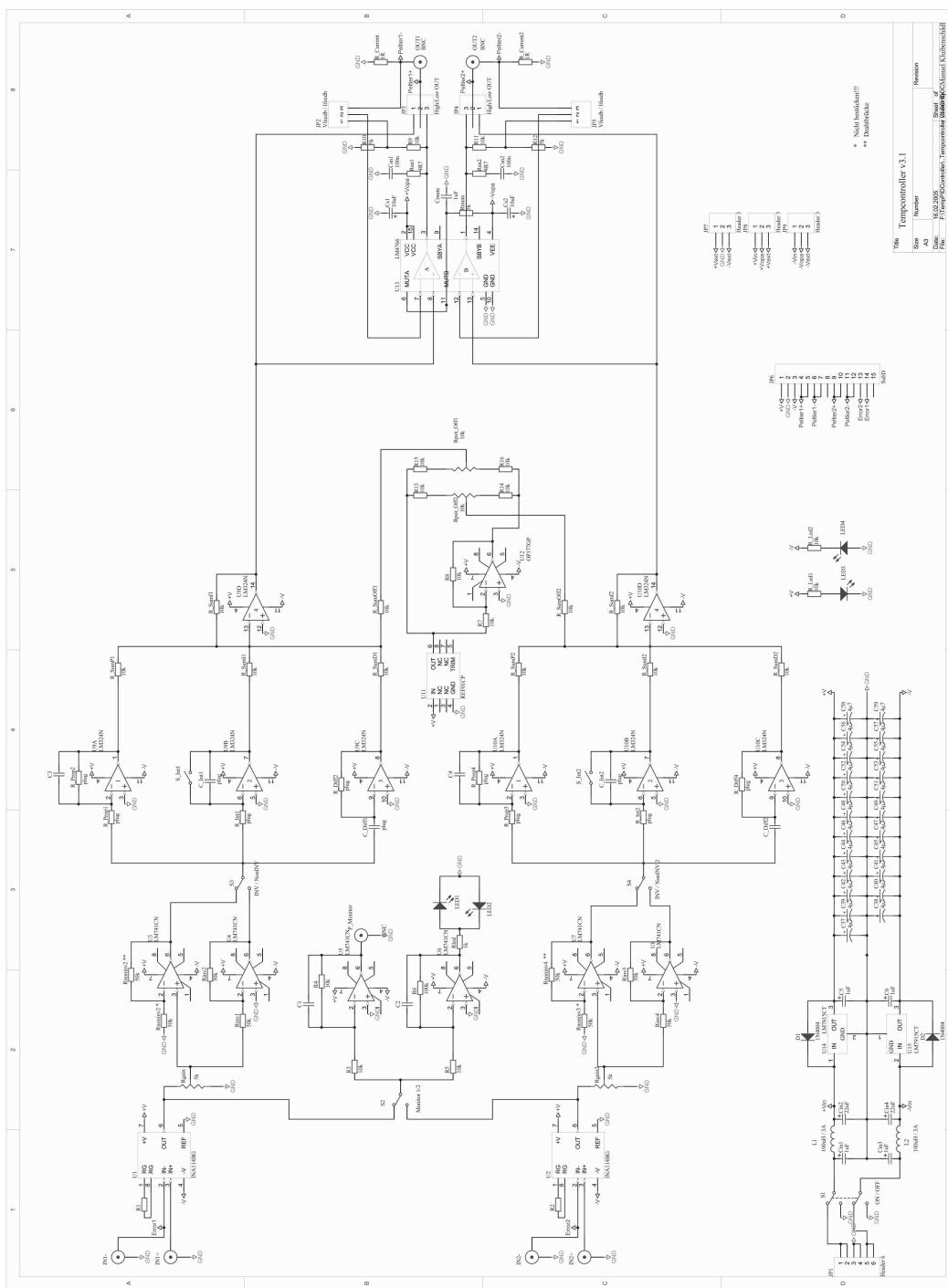


Abb. A.3: PID-Regelung zur Stabilisierung der Temperatur der Laserdioden

A.2 Schaltpläne

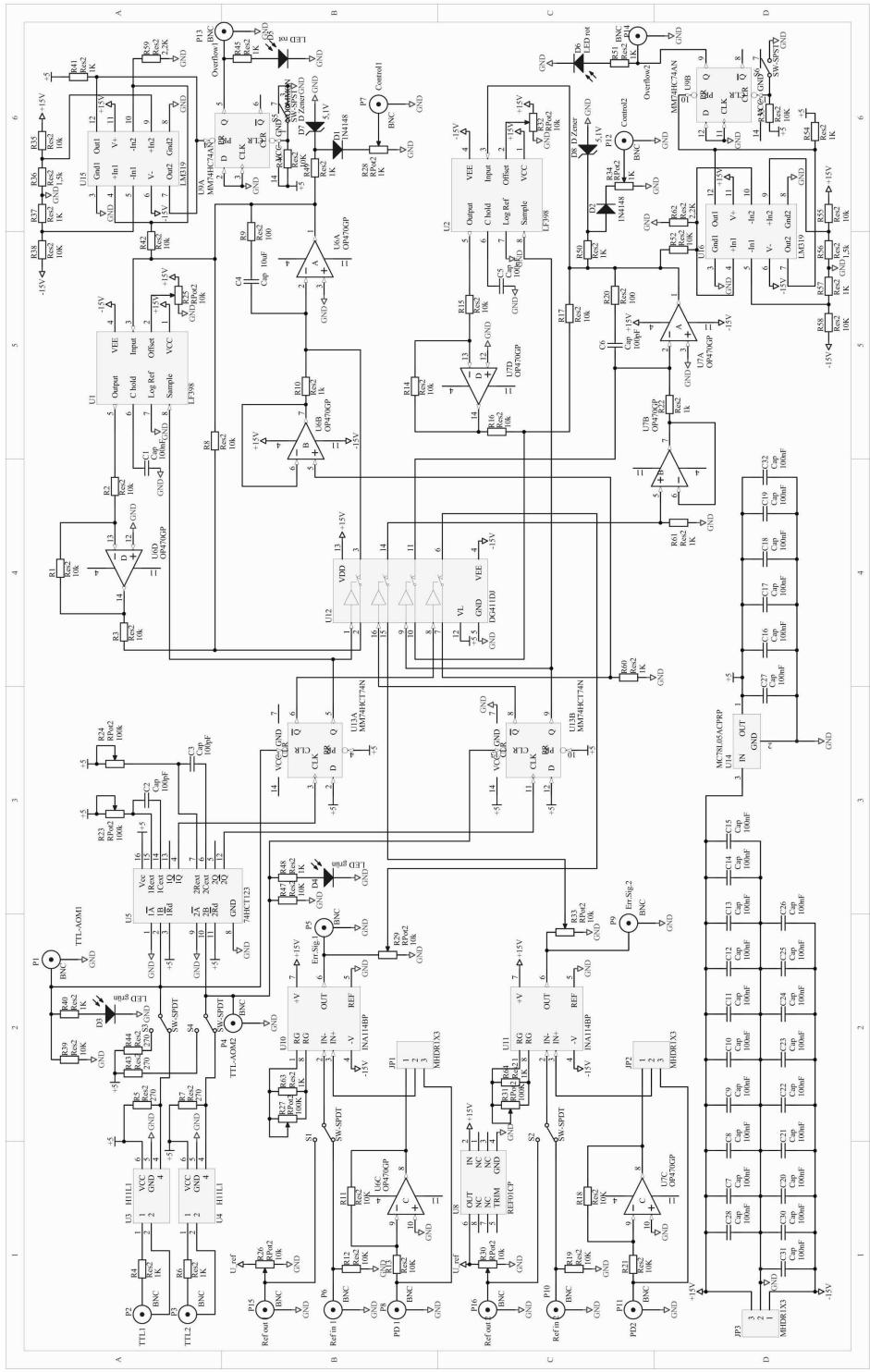


Abb. A.4: Schaltung zur Regelung der Intensität mittels Steuerung der Radiofrequenzleistung über die AOM-Treiberelektronik

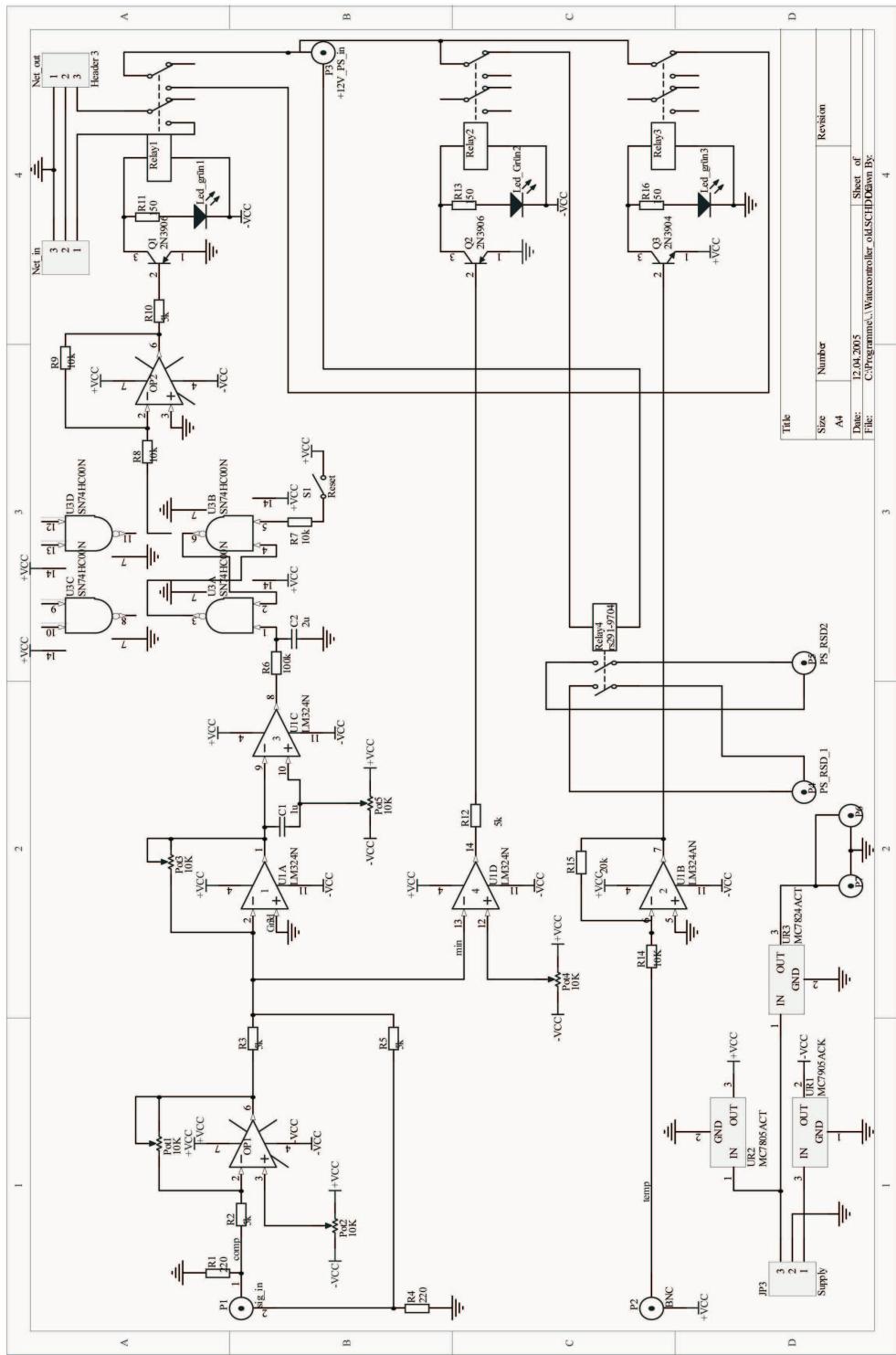
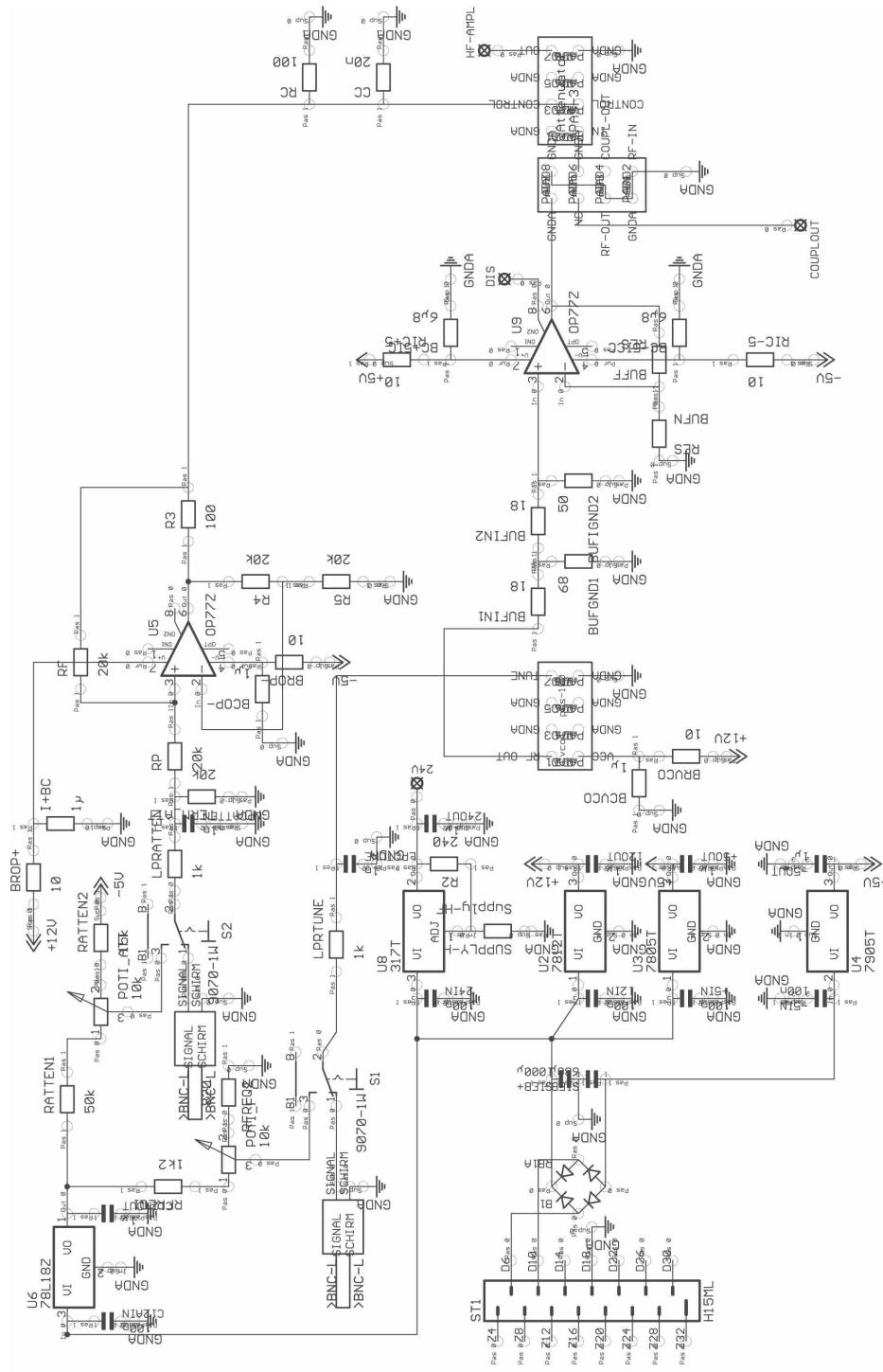


Abb. A.5: Schaltplan für die Überwachung der Kühlung der Magnetspulen



18.02.2004 16:12:56 B:\aom\&Monitor\Out\ao1.sch (Sheet: 1/1)

Abb. A.6: Schaltplan für die Ansteuerung der Verstärker der akusto-optischen Modulatoren

A Anhang

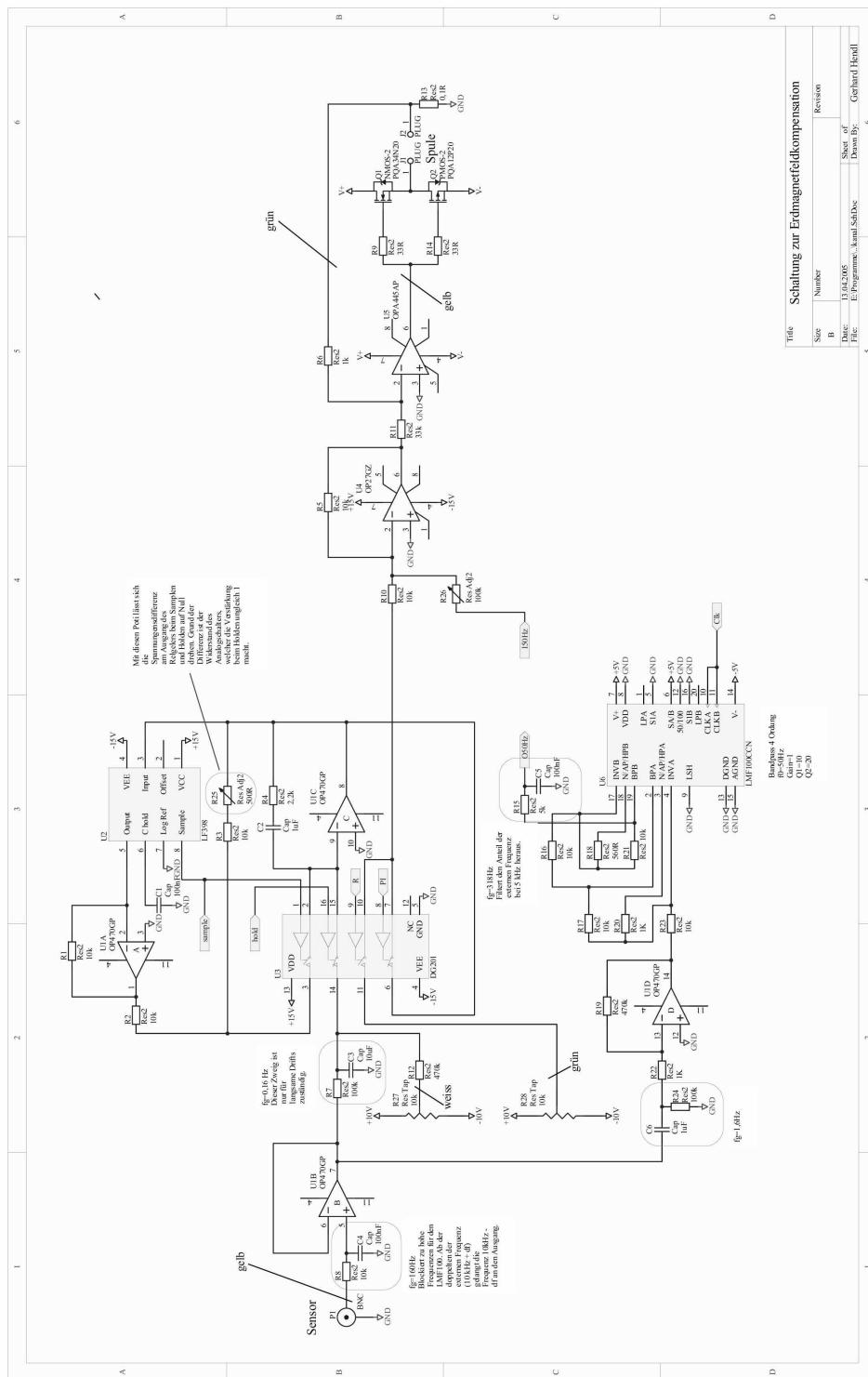


Abb. A.7: Schaltplan für die Ansteuerung der Spulen zur Erdmagnetfeld-Kompensation

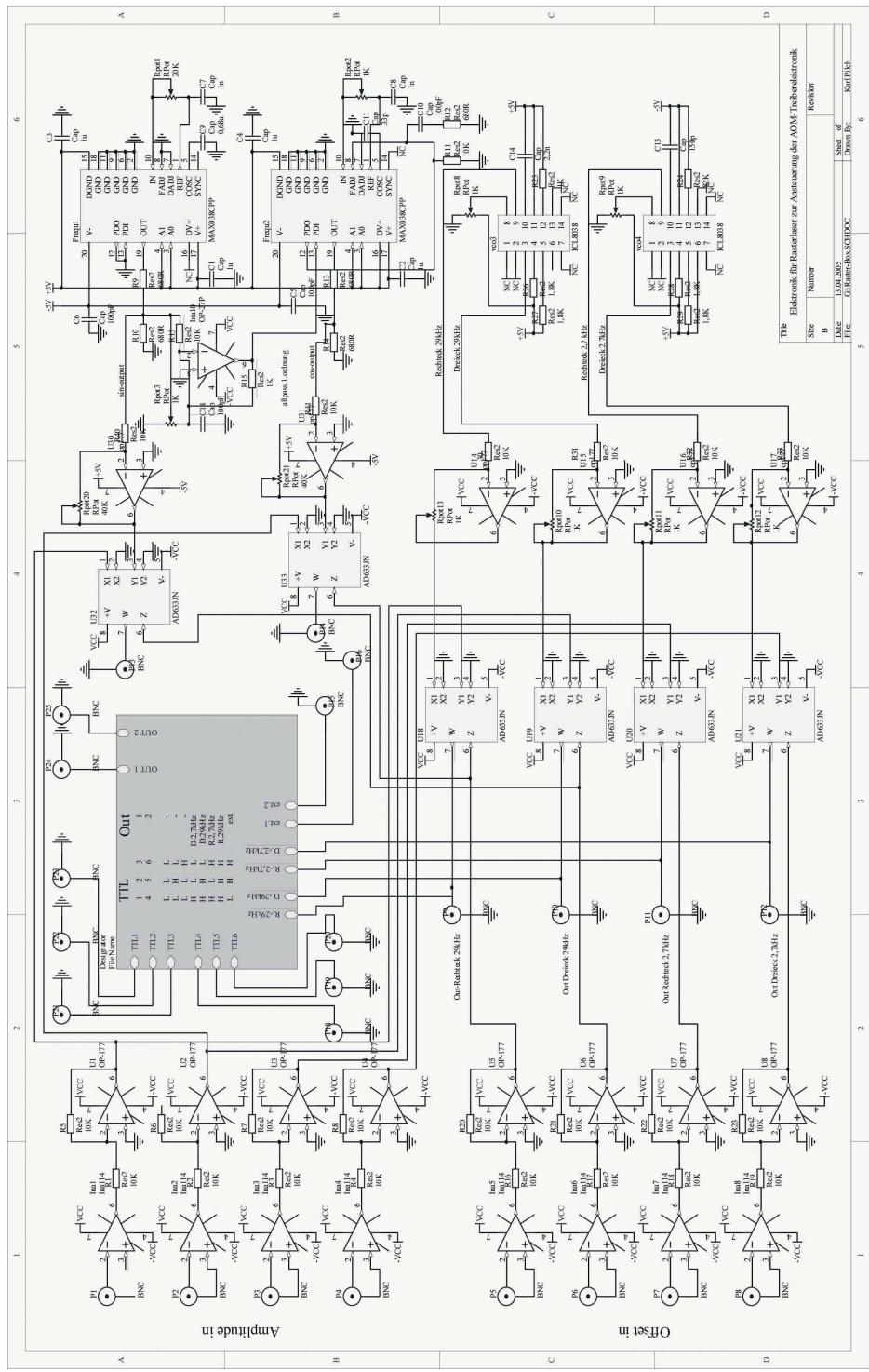


Abb. A.8: Schaltplan für die Ansteuerung der AOM-Treiberelektronik für den “Raster-Laser”

Literaturverzeichnis

- [And95] Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198 (1995).
- [Bos24] S. N. Bose, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Z. Phys. **26**, 176 (1924).
- [Bou94] P. Bouyer, *Confinement par Laser D'Atomes froids dans une cavité Gravitationnelle et dans un Piège à pompage optique*, Phd thesis, Ecole Normale Superior, Paris (1994).
- [Bra95] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [Chi01] C. Chin, *Cooling, Collisions and Coherence of Cold Cesium Atoms in a Trap*, Dissertation, Stanford University (2001).
- [Chi04] C. Chin, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu, *Precision Feshbach spectroscopy of ultracold Cs₂*, Phys. Rev. A **70**, 032701 (2004).
- [Dal99] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. Pitaevskii, and S. Stringari, *Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases*, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
- [Dav95] K. Davis, M.-O. Mewes, M. Andrews, D. D. N.J. van Druten, D. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [Ein24] A. Einstein, *The quantum theory of the monatomic perfect gas*, Preuss. Akad. Wiss. Berlin 261 (1924).
- [Ein25] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen gases: Zweite Abhandlung*, Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss. 3 (1925).
- [Eng] B. Engeser, *in Vorbereitung*, Dissertation, Universität Innsbruck.
- [Fes58] H. Feshbach, *Unified Theory of nuclear reactions*, Ann. Phys. **5**, 357 (1958).

Literaturverzeichnis

- [Fri98] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak, *Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3811 (1998).
- [Gio02] S. Giovanazzi, A. Görlitz, and T. Pfau, *Tuning the Dipolar Interaction in Quantum Gases*, Phys. Rev. Lett. **89**, 13 (2002).
- [Gór00] K. Góral, K. Rzazewski, and T. Pfau, *Bose-Einstein condensation with magnetic dipol-dipol forces*, Phys. Rev. A **61**, 051601(R) (2000).
- [Gre02] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002).
- [Gre03] M. Greiner, C. Regal, and D. Jin, *Emergence of a Molecular Bose-Einstein Condensate from a Fermi gas*, Nature **426**, 537 (2003).
- [Gri00] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42** (2000).
- [Gri05] J. Griesmaier, J. W. S. Hensler, J. Stuhler, and T. Pfau, *Bose-Einstein condensation of chromium*, Phys. Rev. Lett. **94**, 160401 (2005).
- [Gry93] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J. Courtois, and C. Salomon, *Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2249 (1993).
- [Ham] M. Hammes, D. Rycharik, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Two-Dimensional Gas of Cesium Atoms Confined by Evanescent Waves*, Interactions in Ultracold Gases - From Atoms to Molecules p.261.
- [Ham02a] M. Hammes, *Optical Surface Microtraps based on Evanescent Waves*, Dissertation, Universität Innsbruck (2002).
- [Ham02b] M. Hammes, D. Rycharik, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Cold-atom gas at very high densities in an optical surface microtrap*, Phys. Rev. A **66**, 051401(R) (2002).
- [Hes86] H. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986).
- [Jak98] D. Jaksch, C. Bruder, J. Cirac, C. Gardiner, and P. Zoller, *Cold Bosonic Atoms in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3108 (1998).
- [Jak99] D. Jaksch, H.-J. Briegel, J. Cirac, C. Gardiner, and P. Zoller, *Entanglement of atoms via cold controlled collisions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1995 (1999).

- [Joc00] S. Jochim, *Aufbau einer Apparatur zum magnetooptischen Einfang von fermionischen Lithiumatomen*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (2000).
- [Joc03] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. Hecker Denschlag, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **301**, 2101 (2003), published online 13 November 2003; 10.1126/science.1093280.
- [Joc04] S. Jochim, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Ph.D. thesis, Universität Innsbruck (2004).
- [Ker00] A. Kerman, V. Vuletić, C. Chin, and S. Chu, *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density*, Phys. Rev. Lett. **84**, 439 (2000).
- [Mar03] M. Mark, *Bose-Einstein-Kondensation von Cäsium*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2003).
- [Mar04] M. Mark, T. Kraemer, J. Herbig, C. Chin, H.-C. N, and R. Grimm, *Efficient creation of molecules from a cesium Bose-Einstein condensate*, Europhys. Lett **69**, 706 (2004).
- [Mat99] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2498 (1999).
- [Met99] H. Metcalf and P. Straaten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer Verlag, 1999.
- [Mil00] V. Milner, J.L.Hanssen, W. Campbell, and M. Raizen, *Optical Billiards for Atoms*, Phys. Rev. Lett. **86**, 8 (2000).
- [Pet02] C. Pethik, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press, 2002.
- [Rob01] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I.Westbrook, and A. Aspect, *A Bose-Einstein Condensate of Metastable Atoms*, Science **292**, 461 (2001).
- [Ryc03] D. Rychtarik, B.Engeser, H. C. Nägerl, and R. Grimm, *Two-dimensional Bose-Einstein condensate in an optical surface trap*, Phys. Rev. Lett. **92** (2003).
- [Ryc04] D. Rychtarik, *2D Bose-Einstein Condensate in an optical surface trap*, Dissertation, Universität Innsbruck (2004).

- [Sch99] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller, and M. Zielonkowski, *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 242 (1999).
- [Sch04] V. Schweikhard, I. Coddington, P. Engels, V. Mogendorff, and E. Cornell, *Rapidly Rotating Bose-Einstein Condensates in and near the lowest Landau Level*, Phys. Rev. Lett. **92**, 4 (2004).
- [Ste02] D. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/cesiumnumbers.pdf> (2002).
- [Tak03] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, *Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003).
- [Tha01] G. Thalhammer, *Frequenzstabilisierung von Diodenlasern bei 850, 854 und 866 nm mit Linienbreiten im Kilohertz-Bereich*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2001).
- [The05] M. Theis, *Optical Feshbach Resonances in a ^{87}Rb BEC*, Ph.D. thesis, Universität Innsbruck (2005).
- [Tie93] U. Tietze and C. Schenk, *Halbleiterschaltungstechnik*, Springer-Verlag, 1993.
- [Tre01] P. Treutlein, K. Y. Chung, and S. Chu, *High-brightness atom source for atomic fountains*, Phys. Rev. A **63**, 051401 (2001).
- [Unt05] P. Unterwaditzer, *Aufbau eines vollständigen Diodenlasersystems zur Laserkühlung und Detektion von gespeicherten Cäsium-Atomen*, Diplomarbeit, Universität Innsbruck (2005).
- [Web03a] T. Weber, *Bose-Einstein Condensation of Cesium in an optical Trap*, Dissertation, Universität Innsbruck (2003).
- [Web03b] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, Science **299**, 232 (2003).
- [Web03c] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Three-Body Recombination at Large Scattering Lengths in an Untracold Atomic Gas*, Phys. Rev. Lett. **91**, 12 (2003).

Ein herzliches Dankeschön

an Rudi Grimm, der mich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen, und mir diese Diplomarbeit ermöglicht hat. Danke auch für die Verbesserungen der teils holprigen Formulierungen in den ersten Versionen dieser Diplomarbeit.

an die Mitarbeiter am GOST-Experiment, besonders Bastian Engeser, der mich bei Problemen tatkräftig unterstützt hat und auch bei physikalischen Fragen nie um eine Antwort verlegen war; ebenso Gerhard Hendl, dem Elektronik-Genie, das für jedes Problem sofort einen Schaltplan zur Lösung im Hinterkopf hat. Natürlich auch den erst kürzlich zu uns gestoßenen Almar Lange und Antti Jaakkola für hilfreiche Tipps zur Gestaltung der Diplomarbeit.

an Hanns-Christoph Nägerl, dem Assistenten unseres Experiments, der nicht nur, aber besonders in lasertechnischen Fragen eine gute Anlaufstelle ist.

an alle weiteren Mitarbeiter unserer Gruppe, für deren Hilfe und das angenehme Arbeitsklima.

an meine Freundin Steffi, die immer Verständnis für mein Studium und die damit auch für sie verbundenen Entbehrungen hatte. Danke auch, dass sie nicht nur beim Frühstück und Abendessen, sondern manchmal auch nachts, wenn ich wiedermal im Schlaf geredet habe, meinen physikalischen Ausführungen gelauscht hat.

Besonderer Dank gebührt natürlich meiner Mutter, die mir dieses Studium ermöglicht hat. Ich möchte mich für die finanzielle Unterstützung, besonders aber für ihre aufmunternden Worte in schwierigen Zeiten bedanken. Außerdem spreche ich einen Dank an meine Geschwister und Freunde aus, die oft Interesse an meiner Tätigkeit bekundet haben, wenn sich auch manche von ihnen bis heute nicht sicher sind, ob ich nun Physik oder Chemie studiere („ist ja eh alles das Gleiche“).

