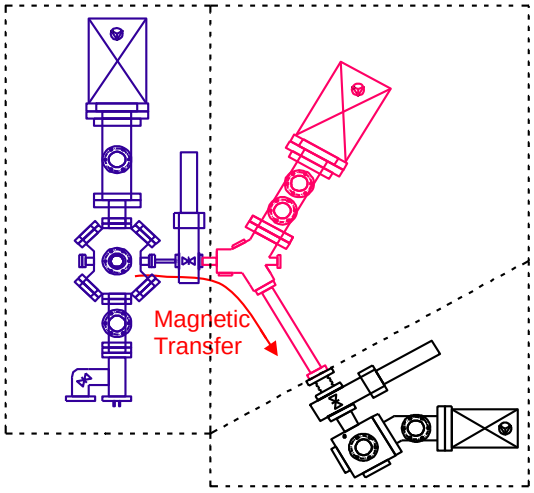
Diplomarbeit

Aufbau einer magnetischen Transportapparatur für ultrakalte Atome



zur Erlangung des akademischen Grades eines Magisters der Naturwissenschaften vorgelegt von

Klaus Winkler

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

Innsbruck im November 2002

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau einer neuen Apparatur zur Erzeugung eines Rubidium-Bose-Einstein Kondensats. Der Aufbau basiert auf dem Konzept des magnetischen Transports. Dabei werden Rubidiumatome nach dem Fangen und Kühlen in einer magnetooptischen Falle in eine magnetische Falle umgeladen. Das Fallenpotential der Magnetfalle kann durch geschickte Stromansteuerung einer Kette von Quadrupolspulenpaaren stetig verschoben werden. Damit ist es möglich, die kalte Atomwolke über eine Strecke von ca. 50cm in eine Ultrahochvakuum-Kammer zu transportieren. Dort sollen die Atome in einer Glaszelle evaporativ bis zur Bose-Einstein Kondensation gekühlt werden.
Der Vorteil dieses „BEC-Apparats der dritten Generation“ ist einerseits der optimale optische Zugang am Ort der Kondensation (Glaszelle), zweitens das einfache Nachladen: man kann die MOT bereits erneut laden, während eine kalte Atomwolke in der Glaszelle evaporativ gekühlt wird. Durch periodisches Wiederholen des Transports sollte es möglich sein, Atome kontinuierlich nachzuliefern, was uns für zukünftige Experimente an kohärenter Quantenmaterie sehr flexibel macht.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Bose-Einstein Kondensation **3**
2.1 Phasenübergang zum BEC 3
2.2 Überblick über Experimente 5
2.3 Apparaturanforderungen 7

3 Vakuumapparatur **9**
3.1 Grundkonzept 9
3.2 MOT-Kammer 10
3.3 Differentielle Pumpstrecke 11
3.4 UHV-Kammer und Glaszelle 12

4 Lasersystem **15**
4.1 Aufbau 15
4.2 Diodenlaser 15
4.3 Titan-Saphir Laser 17

5 MOT **19**
5.1 Funktionsprinzip 19
5.2 Experimentelle Realisierung 20

6 Magnetischer Transfer **25**
6.1 Funktionsprinzip 25
6.2 Spulen 29
6.3 Elektronische Ansteuerung 31
6.4 Programmierung 38

7 Zusammenfassung und Ausblick **47**

A Anhang: Schaltpläne **49**

1 Einleitung

Louis de Broglie stellte 1924 die Hypothese auf, dass alle materiellen Teilchen Welleneigenschaften aufweisen. Die Dualität der Teilchen, die sich als Wellen ausbreiten, aber als Partikel detektiert werden, ist einer der wesentlichen, nichtintuitiven Grundsätze der Quantenphysik. Die Wellenlänge dieser de Broglie Wellen ist jedoch normalerweise so klein, dass der Wellencharakter von Materie sich nur auf mikroskopischer Ebene zeigt. Die Materiewellenlänge ($\lambda_{dB} = h/mv$) von Atomen ist bei Raumtemperatur kleiner als das Atom selbst und bei makroskopischen Körpern aufgrund ihrer größeren Masse sehr viel kleiner. Aus diesem Grund werden Welleneigenschaften von Materie im täglichen Leben nicht wahrgenommen.
Die Situation ändert sich jedoch dramatisch bei sehr niedrigen Temperaturen, bei denen die Bewegung der Atome sehr langsam und die de Broglie Wellenlänge λ_{dB} größer wird. Laserkühlung und evaporatives Kühlen ermöglichen es, Atome bis in den Nanokelvinbereich zu kühlen. Bei solch geringen Temperaturen wird λ_{dB} makroskopisch (Millimeter-Bereich). Ist die Temperatur so klein, dass die de Broglie Wellenlänge ungefähr gleich groß wie der Abstand zwischen den Atomen wird, überlappen sich bei gegebener Dichte die einzelnen Wellenpakete (Abb. 2.1)und es entsteht ein Bose-Einstein Kondensat (BEC), in dem alle Atome den gleichen Quantenzustand einnehmen.
BE-Kondensation sagten bereits die Physiker Satyendra Bose und Albert Einstein 1924 theoretisch voraus und Fritz London konnte im Jahr 1938 damit die bereits 1911 entdeckte Suprafluidität von Helium (^{4}He) unter einer kritischen Temperatur von 2,2K erklären. In den 80er Jahren versuchte eine Forschungsgruppe mit kryogen gekühlten Wasserstoff ein BEC herzustellen. Diese Experimente waren damals zwar nicht erfolgreich, aber mit Verdampfungskühlen in Magnetfallen konnte eine wichtige Kühlmethode demonstriert werden, auf der alle modernen BEC-Apparate basieren.
Nach dem Erfolg von Laserkühlung schien in den 90er Jahren die Erzeugung eines BEC's mit verdünnten, schwach wechselwirkenden Gasen in große Nähe zu rücken. Eine Kombination aus Laser- und Verdampfungskühlen führte schliesslich 1995 zum Erfolg. Zwei der daran beteiligten Forschungsgruppen [1, 2] wurden dafür im Jahr 2001 mit dem Nobelpreis honoriert [3].

1 Einleitung

Die vorliegende Diplomarbeit befasst sich mit dem Aufbau einer neuen Apparatur, mit der man solch ein Bose-Einstein Kondensat erzeugen und damit experimentieren kann. Die Apparatur basiert auf dem Konzept des magnetischen Transports, das von einer Arbeitsgruppe an der LMU in München entwickelt wurde [4]. Der Vorteil dieser neuen Methode ist ein optimaler optischer Zugang am Ort der Kondensation, was uns für zukünftige Experimente an kohärenter Quantenmaterie sehr flexibel macht.
Die Diplomarbeit ist folgendermaßen gegliedert:
Im ersten Kapitel wird kurz die Bose-Einstein Kondensation behandelt und es werden einige neuere Experimente vorgestellt. Darauf werden die einzelnen Teile des Aufbaus (Vakuumapparatur, Lasersystem, MOT, magnetischer Transport) beschrieben, wobei das Hauptaugenmerk dem magnetischen Transport gilt, dem Hauptteil dieser Arbeit. Im letzten Kapitel wird ein kurzer Statusbericht und ein Ausblick auf die experimentellen Möglichkeiten, die sich der Apparatur bieten, gegeben.

2 Bose-Einstein Kondensation

Seit Bose-Einstein Kondensation verdünnter Gase im Jahr 1995 zum ersten Mal experimentell realisiert wurde, hat sich ein neues Fenster zur Quantenwelt geöffnet. Seither ist das Gebiet sehr rasch gewachsen und eine große Zahl von Forscher aus dem Gebiet der Atomphysik, Quantenoptik und Festkörperphysik haben sich ihm gewidmet.
In dem folgenden Kapitel wird kurz der Phasenübergang zu einem Bose-Einstein Kondensat erklärt und es werden einige neue Experimente und die Anforderungen an eine BEC-Apparatur beschrieben.

2.1 Phasenübergang zum BEC

Um ein quanten-entartetes Gas aus schwach wechselwirkenden Atomen herzustellen, muss eine Atomwolke so lange gekühlt werden, bis die thermische de Broglie Wellenlänge der Atome λ_{dB} ($\lambda_{dB} = \hbar/\sqrt{2Mk_BT}$, wobei M die Atommasse, T die Temperatur, $\hbar$ die Planck- und k_B die Boltzmann-Konstante ist) vergleichbar mit dem interatomaren Abstand wird. Sind die Atome Bosonen, d.h. Teilchen mit ganzzahligem Spin, kommt es bei einer gewissen Temperatur und Dichte n ($n\lambda_{dB}^3 = 2.612$) zu einem quantenstatistischen Phasenübergang. Es entsteht ein Bose-Einstein Kondensat, indem alle Atome den gleichen, niedrigst möglichen Energiezustand besetzen.
Temperaturen im sub-mikro-Kelvin Bereich, die man typischerweise für ein Kondensat benötigt, werden generell durch eine Kombination aus zwei verschiedenen Methoden erreicht. Die Atome werden mit Lasern soweit vorgekühlt, bis sie in einer Magnetfalle eingeschlossen und dort evaporativ gekühlt werden können. Für evaporatives Kühlen in der Magnetfalle ist es notwendig, dass elastische Zwei-Körperstösse („good collisions“) gegenüber inelasischen Zwei- und Drei-Körperstössen („bad collisions“) und Stössen mit dem Hintergrundgas überwiegen. Während die „good collisions“ für eine schnelle Thermalisierung sorgen, haben „bad collisions“ ein Aufheizen der Atome zufolge und führen zu einem Teilchenverlust.
Bei sehr niedrigen Energien bestimmt ein einziger Parameter, die s-Wellen-Streulänge,

die quantenmechanische Wechselwirkung. Positive Streulänge, d.h. ein effektiv abstossendes Potential, stabilisiert das BEC, negative Streulänge, ein effektiv anziehendes Potential, verhindert hingegen bei großen Atomzahlen ein stabiles BEC.
Nach den ersten erfolgreichen Experimenten (1995) mit Bose-Einstein Kondensaten mit den Alkaliatomen ^{87}Rb [1], ^{23}Na [2], ^{7}Li [5], folgte im Jahr 1998 Wasserstoff (H) [6]. Durch bessere Kenntnis von Stosseigenschaften und der Weiterentwicklung von Fallen und Kühlmethoden konnten kürzlich ebenfalls die Elemente He [7, 8], ^{85}Rb [9], K [10] und Cs kondensiert werden.

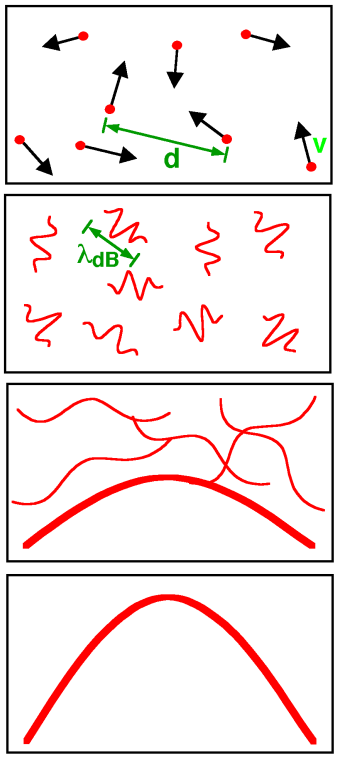


Abbildung 2.1: Bei hohen Temperaturen kann ein schwach wechselwirkendes Gas als ein System von Billardkugeln mit einer thermischen Geschwindigkeit v behandelt werden. Bei niedrigen Temperaturen kann man die Atome als Wellenpakete mit der Ausdehnung λ_{dB} betrachten. Bei einer kritischen Temperatur, bei der λ_{dB} ungefähr gleich groß wie der zwischenatomare Abstand ist, beginnen die Wellenpakete zu überlappen und es kommt zur Bose-Einstein Kondensation. Am absoluten Nullpunkt befinden sich alle Atome im Grundzustand und bilden ein „reines“ BEC. Bild entnommen von der MIT Homepage.

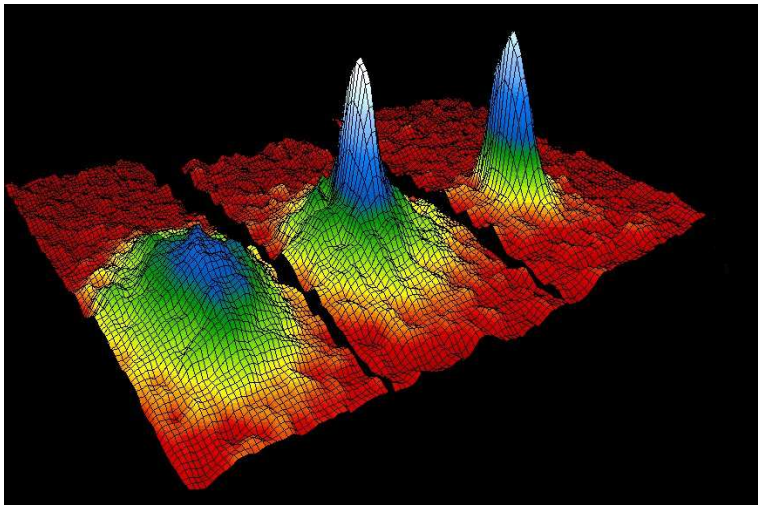


Abbildung 2.2: Aufnahmen eines Rubidium-BEC's (^{87}Rb). Durch Kühlen eines kalten Ensembles von Atomen (links) kommt es bei einer gewissen Temperatur ($T_c \approx$ 200nK) zu einem quantenstatistischen Phasenübergang und es entsteht ein Bose-Einstein Kondensat (mitte). Durch weiteres evaporatives Kühlen verschwindet der thermische Anteil und es bleibt ein „reines" BEC übrig (rechts), indem sich alle Atome im niedrigst möglichen Energiezustand befinden. Bild entnommen von der JILA Homepage.

2.2 Überblick über Experimente

In den letzten Jahren wurde eine große Reihe von aufsehenerregenden Experimenten mit BEC's durchgeführt, die zeigen, wie erfolgreich dieses Feld ist. Ich stelle im folgenden einige dieser Experimente vor, die einen groben Überblick über dieses Gebiet geben sollen.

Aus einem BEC kann durch Auskopplung ein frei propagierender, kohärenter Materiewellenstrahl erzeugt werden, den man aufgrund seiner Eigenschaften in Analogie zum Laser „Atomlaser" nennt, z.B. [11, 12]. In den letzten Jahren konnten mehrere Auskoppelmechanismen demonstriert werden (Abb. 2.3). Da Kondensate Atomquellen hoher Brillanz und geringer Divergenz darstellen, könnten sie für Anwendung in der Atominterferometrie, Gravimetrie, Gyroskopie usw. finden.

BEC's können auf sogenannten Atomchips erzeugt werden [13]. Atomchips sind mi-

niaturisierte Magnetfallen, die aus dünnen, lithographisch erzeugten Drähten auf einem Substrat bestehen. Diese haben den Vorteil, dass sie eine Vielzahl von verschieden Fallengeometrien ermöglichen. Ausserdem kann man verschiedene atomoptische Elemente, wie Fallen, Wellenleiter, Interferometer, usw., auf kleinstem Raum kombinieren.

Nutzt man sogenannte Feshbachresonanzen aus, kann durch Variation eines Offsetmagnetfeldes die Streulänge gewählt werden. Feshbachresonanzen haben sich deshalb als hervorragendes Werkzeug zur Herstellung eines ultrakalten Gases mit „einstellbarer“ Wechselwirkung erwiesen („Tunable Quantum Gas“) [14].

Beim „Drehen“ eines BEC's mit einem rotierenden Laserstrahl kann man Vortices beobachten [15]. Ein quantenmechanisches System kann sich nicht als starrer Körper bewegen, die Rotation ist vielmehr quantisiert. Abhängig von der Rotationsgeschwindigkeit bilden sich eine gewisse Anzahl von Vortices, die sich in regelmässigen dreieckigen Mustern anordnen. Vortices spielen ebenfalls bei den Phänomenen der Suprafluidität und Supraleitung eine große Rolle, was ihre Untersuchung noch interessanter macht.

Nichtlineare Atomoptik, wie z.B. Vier-Wellenmischung und Solitonenausbreitung, konnte ebenfalls mit BEC's demonstriert werden (siehe Übersichtsartikel [16]).

Wird ein BEC mit einem optischen dreidimensionalen Gitter überlagert, das langsam hochgefahren wird, kommt es zum Quantenphasenübergang von einer Supraflüssigkeit zu einem Mott Isolator [17, 18]. In jedem Gittertopf befindet sich eine fest definierte Anzahl von Atomen, die Phasenkohärenz des BEC's wird beim Übergang zerstört. Der Transport von Atomen zwischen den Potentialtöpfchen ist unterdrückt, da aufgrund repulsiver Atom-Atom Wechselwirkung eine Energiebandlücke entsteht. Mott Isolatoren öffnen die Tür zur experimentellen Realisation von neuen Quantengattern mit neutralen Atomen, die bereits von Theoriegruppen vorgeschlagen wurden, z.B. [19].

Wir werden uns mit unserer neuen, sehr flexiblen Rubidium-Apparatur an der Erforschung weiterer neuer Phänomene beteiligen. In der ersten Forschungsphase sind verschiedene Experimente mit BEC's in optischen Gitter geplant [siehe Kapitel Ausblick], später sollen die Experimente in einer sogenannten Science-Kammer, ein geplanter Zubau für die Zeit nach 2004, stattfinden. Die gesamte Apparatur wurde so konstruiert, dass eine Vielzahl von verschiedenen Experimenten an ultrakalten Gasen

möglich ist. Beispiele dafür sind Experimente mit BEC's in optischen Resonatoren, BEC's in starken elektrischen Feldern, Atomchipexperimente, usw.

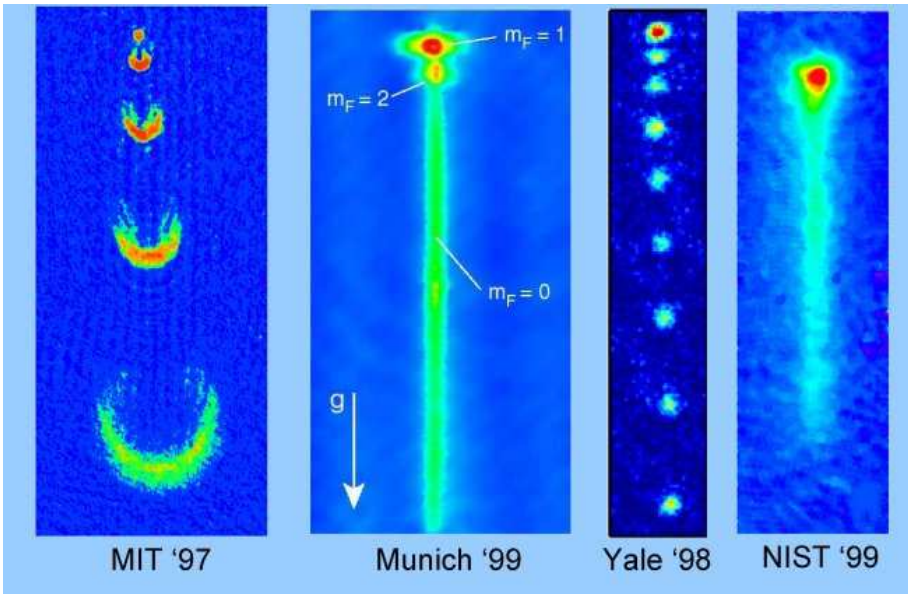


Abbildung 2.3: Atomlaser. Durch Auskoppeln von Atomen aus einem BEC wird ein kohärenter Materiestrahl erzeugt. Es wurden in den letzten Jahren mehrere unterschiedliche Auskoppelmechanismen von verschiedenen Forschungsgruppen demonstriert (MIT, München, Yale, NIST).

2.3 Apparaturanforderungen

Um ein Bose-Einstein Kondensat zu erzeugen sind mehrere Schritte notwendig. Zuerst müssen die thermischen Atome, in unserem Fall Rubidiumatome (^{87}Rb), soweit vorgekühlt werden, bis sie in einer Falle gefangen und dort evaporativ weiterkühlt werden können. Vorgekühlt wird normalerweise mit Laserkühlung. Die Phasenraumdichte ($n\lambda_{dB}^3$), das Kriterium für Bose-Einstein Kondensation, ist nach dem Vorkühlen jedoch typischerweise noch ca. sechs Größenordnungen unter dem kritischen Wert von 2.612. Eine Erhöhung der Phasenraumdichte erreicht man durch Verdampfungskühlen der vorgekühlten Atome nach Kompression in einer magnetischen, bzw. optischen Falle. Die Kompression führt zu einer Erhöhung der Dichte und damit zu einer Erhöhung der Stossrate, ein wesentlicher Punkt, damit Verdampfungskühlen funktioniert. Eine wichtige Voraussetzung für das Gelingen von Verdampfungskühlung ist, dass die Lebensdauer der kalten Atome lang ist gegenüber der Zeit, die

das Ensamble braucht, um durch Stösse zu thermalisieren. Deshalb braucht man am Ort der Kondensation ein sehr gutes Vakuum von ca. 10^{-11}mbar. Um die Atome in das Ultrahochvakuum (UHV) zu bringen, werden verschiedene Methoden benutzt. In der einen Methode („Doppel-MOT“) fängt und kühlt man thermischen Atome in einer Dampfzellen-MOT. In der Dampfzellen-MOT ist der Gasdruck jedoch zu hoch (ca. 10^{-9}mbar), um die Atome dort zu kondensieren. Deshalb werden die vorgekühlten Atome optisch in eine zweite MOT, die sich in einem Ultrahochvakuum befindet, transferiert und danach in eine Magnetfalle umgeladen, in der man evaporativ kühlt. Alternativ dazu kann man eine MOT in einem UHV-Vakuum mit einem Atomstrahl, der von einem Laserstrahl gebremst wird („Zeeman-Slower“), laden. Der Nachteil dieser zwei „Standard-Methoden“ ist allerdings der durch die sechs Laserstrahlen der MOT bedingte, relativ schlechte optische Zugang zum BEC.
Ein neuer Ansatz, der dieses Problem umgeht, wurde von einer Arbeitgruppe an der LMU München [4] vorgestellt. Die in einer Dampfzellen-MOT gefangenen und vorkühlten Atome werden dabei magnetisch in eine UHV-Kammer transportiert und dort in einer Magnetfalle evaportiv bis zur Bose-Einstein Kondensation gekühlt. Der wesentliche Vorteil dieser Methode ist ein optimaler optischer Zugang am Ort der Kondensation (Glaszelle), da sich dort erstmals keine MOT befindet. Dieser optimale optischen Zugang der neuen Methode erlaubt es, Kondensate vielfältiger als bisher zu manipulieren, was einen großen Fortschritt in der Erforschung von Bose-Einstein Kondensaten bedeutet.

3 Vakuumapparatur

Im folgenden Abschnitt wird kurz das Grundkonzept und die einzelnen Teile der Vakuumapparatur beschrieben.

3.1 Grundkonzept

Die Vakuumapparatur besteht aus drei Teilen. Einer MOT-Kammer (MOT = magneto-optische Falle), in der Rubidium-Atome (^{87}Rb) aus dem Hintergrundgas gefangen und gekühlt werden. Einer UHV-Kammer, in der die Atome kondensieren und einer sogenannten Science-Kammer, in der verschiedene neuartige Experimente mit BEC's [siehe Kapitel Ausblick] stattfinden sollen. Die Science-Kammer ist erst längerfristig geplant (2004), deshalb werde ich im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht näher darauf eingehen.
Die Atome werden nach der MOT-Phase ($T \approx 200\mu$K) in eine Quadrupol-Magnetfalle umgeladen. Das Magnetfallenpotential, in dem die kalten Atome gefangen sind, kann durch Ansteuerung einer Kette von Quadrupolspulenpaaren stetig verschoben werden. Diese Technik ermöglicht es, die Atomwolke über eine längere Distanz (ca. 50cm) bis in die Glaszelle zu transportieren [siehe Kapitel Transport]. In der Glaszelle sollen die Atome in einer QUIC-Falle (Quadrupol-Ioffe-Konfiguration [20]) evaporativ bis zur BE-Kondensation gekühlt werden.
Da die dissipierte elektrische Leistung bei einem gegebenen Magnetfeldgradienten (bei uns 130 Gauss/cm) in der vierten Potenz mit dem Spulenabstand steigt, wurde die gesamte Vakuumapparatur so flach wie möglich konstruiert. Die Dicke unserer Apparatur, also der Abstand Deckel-Boden, beträgt durchwegs $\leq$ 50mm, damit die für die Magnetfallen benötigten Ströme moderat (bei uns maximal 110A) bleiben. Noch kleinere Abmessung sind aufgrund der Fenster an der Kammer (CF40-Flansche) nicht möglich. Kleinere Fenster will man nicht verwenden, da sie den optischen Zugang verschlechtern und die MOT-Laderate ($\propto d^4$, d ist der Strahldurchmesser) negativ beeinflussen würden.

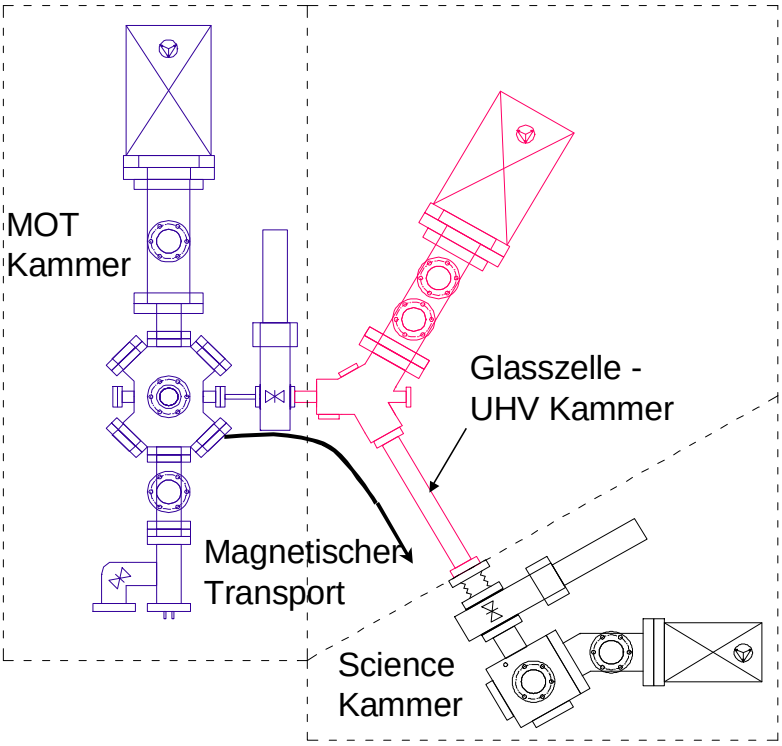


Abbildung 3.1: Die in der MOT gefangenen kalten Atome werden durch eine differentielle Pumpstrecke bis in die Glaszelle magnetisch transportiert (Pfeil). Im UHV-Vakuum der Glaszelle kühlt man die Rubidiumatome evaporativ bis zur Bose-Einstein-Kondensation. Experimente am BEC sollen in der Glaszelle, später auch in einer Science-Kammer stattfinden.

3.2 MOT-Kammer

In der MOT-Kammer werden Rubidium-Atome direkt aus dem Hintergrundgas mit einer magneto-optischen Falle (MOT), einer Kombination aus sechs Laserstrahlen und eines Quadrupolmagnetfeldes, gefangen und gekühlt [siehe Kapitel MOT]. Um die Kammer mit Rubidium-Atomen zu füllen, benutzen wir Rubidiumdispenser. Den Rubidium-Partialdruck in der Kammer kann man dabei sowohl über die Stromstärke, mit der man die Dispenser heizt, als auch über ein Ventil, das die Kammer von den Dispensern trennt, einstellen.

Die MOT-Kammer besteht aus unmagnetischem Edelstahl ($\mu_r < 1,005$) und besitzt acht antireflexbeschichtete Fenster. Sechs der Fenster benutzt man für die MOT-Laserstrahlen, eines dient als Sichtfenster für die CCD-Kamera. Ein weiteres Fenster

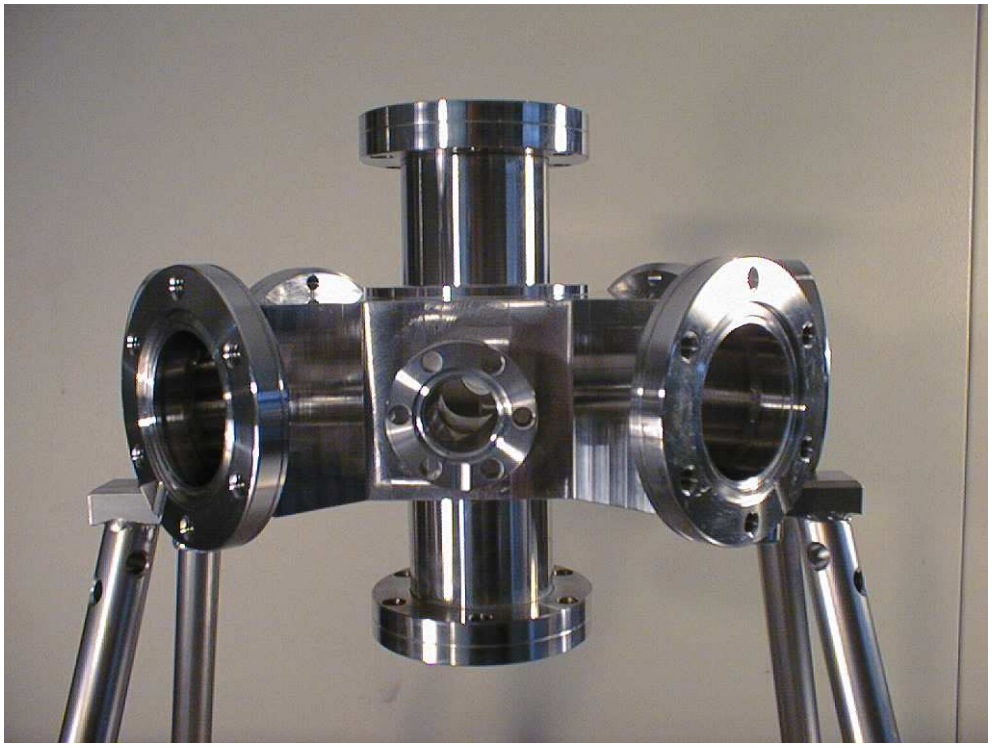


Abbildung 3.2: MOT-Kammer. Die Vakuumapparatur wurde so flach wie möglich konstruiert (Dicke $\leq$ 50mm), um möglichst kleine Spulenabstände zu erreichen.

erlaubt eine direkte Beobachtung der kalten Atomwolke während des magnetischen Transports. Die Kammer wird mit einer Ionengetterpumpe (VacIon 75 Starcell von Varian) evakuiert. Diese Pumpe hat eine Leistung von 75l/s und es kann damit ein Enddruck von ca. $1 \cdot 10^{-10}$mbar erreicht werden.

3.3 Differentielle Pumpstrecke

Eine differentielle Pumpstrecke trennt die MOT-Kammer von der UHV-Kammer. Die Pumpstrecke besteht aus einem 115 mm langen Röhrchen mit einem Innendurchmesser von 6,2 mm und ist ausgelegt, eine Druckdifferenz von rund zwei Größenordnungen aufrecht zu erhalten. Das Röhrchen ist mit CF16-Flanschen an der einen Seite an die MOT-Kammer montiert, an der anderen Seite an ein Schiebeventil. Das Schiebeventil hat zwar den Nachteil, dass es recht groß ist (Abb. 3.4) und dadurch sowohl den optischen Zugang erschwert, als auch die Transportstrecke

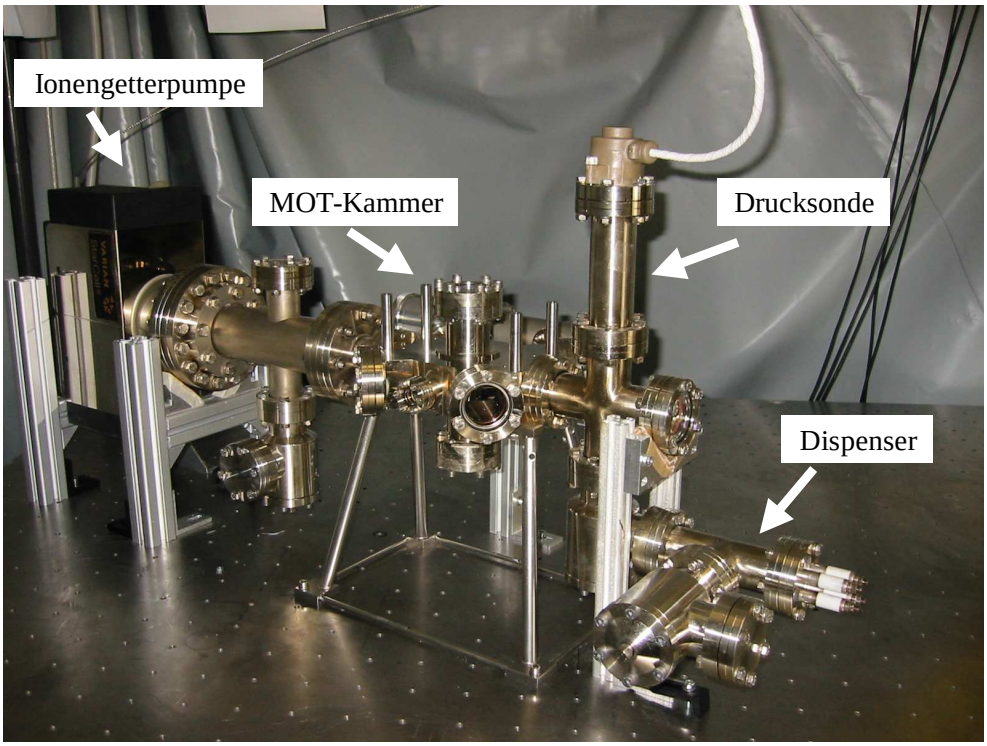


Abbildung 3.3: MOT-Kammer mit Ionengetterpumpe (links) und Rubidiumdispensern (rechts). Der Druck wird mit einer UHV-Ionisationsdrucksonde (oben rechts) gemessen.

verlängert. Es erlaubte uns jedoch, die Kammern getrennt voneinander aufzubauen, was vakuumtechnisch von großem Vorteil ist, auch hinsichtlich späterer Umbauten. Das dünne Röhrchen stellte sich beim Ausheizen jedoch als Schwachstelle heraus, da es nicht flexibel genug ist, um die durch die hohe Temperatur (bis 200°C) bedingte Ausdehnung der Kammern abzufangen. Die Folge war ein Vakuumleck, und haben daraufhin eine Pumpstrecke mit einem Wellbalg konstruiert.

3.4 UHV-Kammer und Glaszelle

Die UHV-Kammer besteht hauptsächlich aus einer Glaszelle, in der die Bose-Einstein Kondensation stattfinden soll. Ein Verbindungstück verbindet dabei die Glaszelle mit den Vakuumpumpen und dem Schiebeventil. Die Glasszelle ist mit einem CF-Flansch mit Kupferring an das Verbindungstück montiert. Der CF40-Flansch wurde dabei mit der Glaszelle „verschweisst“ (Glas-Metall Übergang). Wir haben

uns für dieses System entschieden, da andere Systeme wie z.B. Helicoflex-Dichtungen beliebte Leckquellen darstellen.
Die Glaszelle wurde von der Firma Optiglass hergestellt und von der Firma Laseroptik Garbsen aussen mit einer mehrfachen Antireflexbeschichtung (532nm, 730-900nm, 1064nm) versehen.

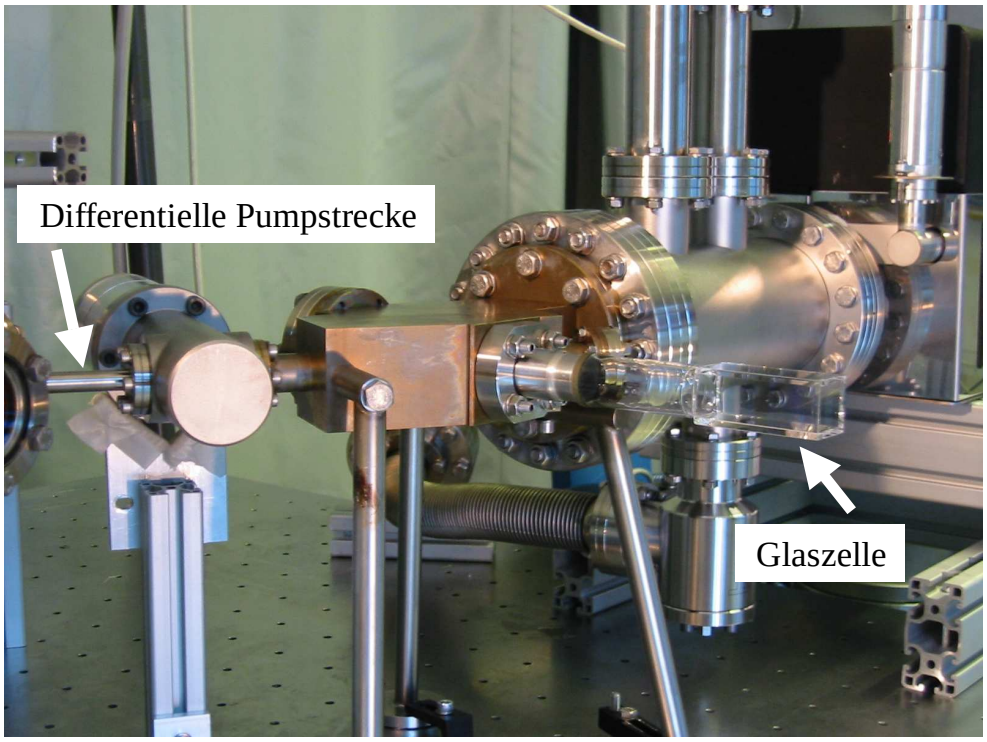


Abbildung 3.4: UHV-Kammer mit Glaszelle. In der Glaszelle werden die Atome evaporativ bis zur Bose-Einstein Kondensation gekühlt. Ein Schiebventil trennt die UHV-Kammer von der differentiellen Pumpstrecke und MOT-Kammer.

Der Vorteil einer Glaszelle liegt darin, dass sie einen besseren optischen Zugang als eine Kammer mit Sichtfenstern ermöglicht, was uns bei zukünftigen Experimenten sehr flexibel macht. Zusätzlich ermöglicht die Glaszelle aufgrund ihrer kleinen Abmessungen ($26 \times 26 \times 63$mm Aussenmaße, 3mm Wandstärke) geringe Spulenabstände, was moderate Ströme für die QUIC-Falle bedeutet. Bei einem Strom von 45A für das Quadrupolspulenpaar und 32A für die Ioffespule erwarten wir Fallenfrequenzen von ca. 24Hz in der Achse der Ioffespule und ca. 240Hz in den zwei anderen Achsen.
Die UHV-Kammer wird von einer Ionengetterpumpe (VacIon 150 Starcell von Vari-

an) mit einer Saugleistung von 150 l/s und einer Titansublimationspumpe evakuiert. Dies ist notwendig, um einen niedrigen Druck von ca. $1 \cdot 10^{-11}$mbar zu erreichen, den wir für die Erzeugung eines BEC's benötigen. Ein geringer Druck hält die Stossrate der Rb-Atome mit dem Hintergrundgas klein, was Verluste und ein Aufheizen der Atome in der Magnetfalle minimiert [21].

4 Lasersystem

Um Rubidiumatome in einer magneto-optischen Falle (MOT) zu kühlen [siehe Kapitel MOT], sowie in einem optischen Gitter zu fangen [siehe Kapitel Ausblick], benötigt man starke Lichtquellen mit genau definierter optischer Frequenz über einem großen Abstimmbereich und exakt gesteuertem zeitlichen Verhalten. Deshalb wurde ein Lasersystem aufgebaut, das den hohen Anforderungen entspricht.

4.1 Aufbau

Unser Lasersystem besteht aus zwei Titan-Saphir (Ti:Sa) Lasern, die von einem VERDI mit je 5W bei 532nm gepumpt werden, und zwei Diodenlasern (nominell 80mW bei 785nm). Einer der beiden Ti:Sa Lasern erzeugt das Laserlicht für die MOT-Strahlen, der zweite das Licht für ein optisches Gitter in der Glaszelle. Einer der Diodenlaser (Master) wird zur Frequenzstabilisierung des MOT-Ti:Sa (Slave) verwendet, der andere (Rückpumper) erzeugt den Rückpump-Strahl, der mit den MOT-Strahlen überlagert wird. Andere Laserstrahlen, die wir z.B. für das Detektionssystem (Absorptionsabbildungen) benötigen, werden ebenfalls von gitterstabilisierten Laserdioden erzeugt. Da das Lasersystem und die Vakuumapperatur auf zwei getrennten optischen Tischen stehen, werden die Strahlen über Einmoden-Glasfasern vom Lasertisch zur Kammer geführt.

4.2 Diodenlaser

Die Diodenlaser werden durch ein holographisches Gitter (Littrow-Anordnung [22]) stabilisiert. Dabei geht der Strahl der ersten Ordnung zurück in den Laser und bildet zusammen mit der Rückfacette der Laserdiode einen externen Resonator (Abb. 4.2). Der Master wird zusätzlich durch dopplerfreie Modulationstransferspektroskopie (Abb. 4.2) stabilisiert [23], [24]. Das Sättigungsspektroskopiesignal (MOT-Übergang: $F = 2 \rightarrow F' = 3, D_2$ -Linie von ^{87}Rb) mischt man dabei mit der Radiofrequenz (RF,

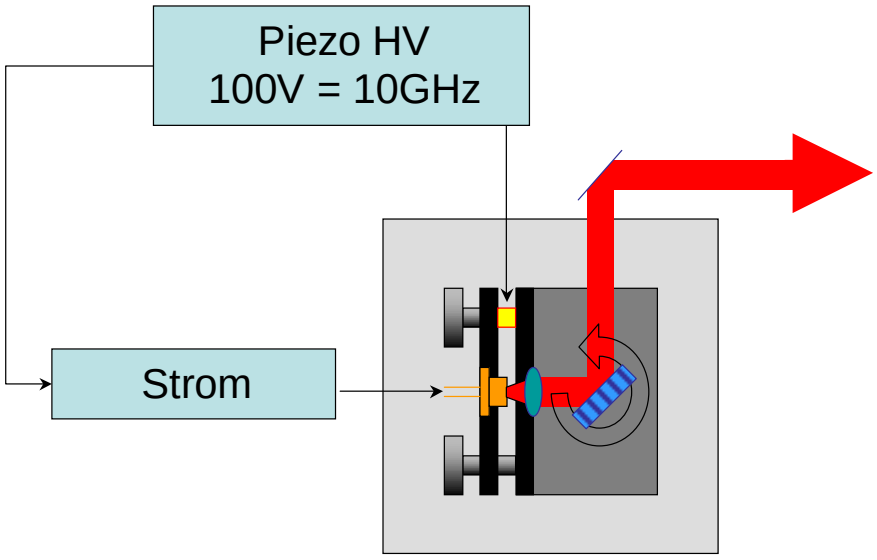


Abbildung 4.1: Gitterstabilisierter Diodenlaser. Der Strahl der ersten Ordnung geht zurück in den Laser und bildet zusammen mit der Rückfacette der Laserdiode einen externen Resonator. Durch Regelung des Laserstroms und des Gitterwinkels mit einem Piezokristall wird der Laser stabilisiert. Eine weitere Regelung hält die Temperatur des gesamten Aufbaus mit einem Peltierelement konstant.

ca. 5MHz), mit der auch der Pumpstrahl anhand eines elektro-optischen Modulators (EOM) moduliert wird. Das Ergebnis ist ein Fehlersignal, auf dessen Nulldurchgang geregelt wird. Die Regelung benutzt zwei Zweige. Der schnelle Zweig regelt dabei den Laserdiodenstrom, der langsame Zweig den Winkel des Reflexionsgitters mit einem Piezokristall. Da Temperaturschwankungen die Resonatorlänge des Diodenlasers und somit seine Frequenz ändern, muss die Temperatur in der Laserbox konstant gehalten werden. Dies macht ein weiterer Regler, der ein Peltierelement steuert.
Der Rückpumplaser benutzt die etwas weniger aufwendige FM-Spektroskopie [25]. Man mischt zwar wieder das Spektroskopiesignal (Rückpump-Übergang: $F = 1 \rightarrow F' = 2, D_2$-Linie von ^{87}Rb) mit einem RF-Signal (12 MHz), das in diesem Fall jedoch den Strom der Laserdiode moduliert. Geregelt wird wiederum Strom, Gitterwinkel und die Temperatur.

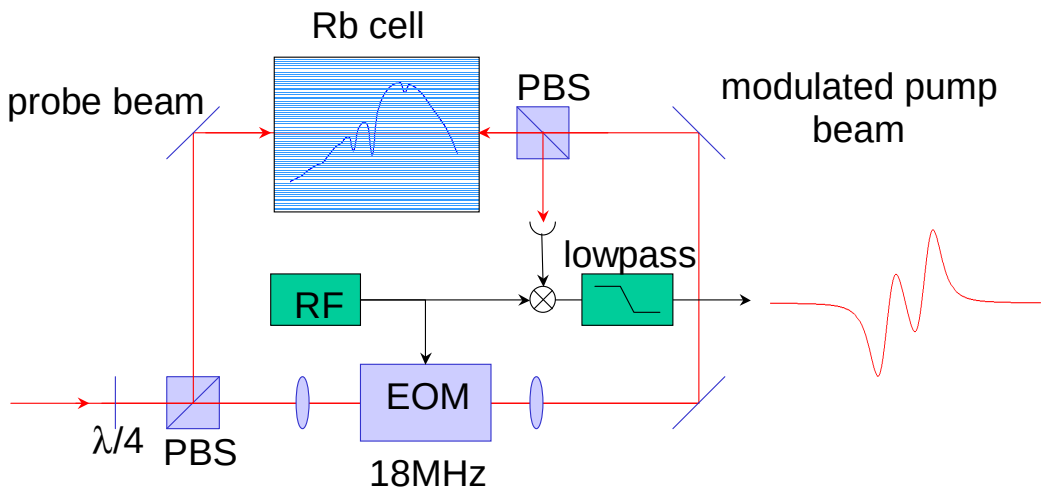


Abbildung 4.2: Modulationstransferspektroskopie. Ein gegenläufiger Laserstrahl durchläuft eine Glaszelle, in der sich Rb-Dampf befindet. Das Fehlersignal wird durch Mischen eines RF-Signals, das auch den Pumpstrahl mit einem EOM moduliert, mit dem Sättigungsspektroskopiesignal erzeugt.

4.3 Titan-Saphir Laser

Wir verwenden Ti:Sa-Laser wegen ihrer großen Laserleistung (ca. 500mW bei 5W Pumpleistung) und ihres großen Abstimmbereiches (680nm -1000nm), was uns bei zukünftigen Experimenten sehr flexibel macht. Zur Frequenzstabilisierung der MOT-Laserstrahlen benutzen wir das Schwebungssignal (ca. 170MHz) zwischen dem Master-Diodenlaser und dem Slave-Ti:Sa, das mit einer variablen Radiofrequenz (RF, 150-250MHz) abgemischt wird (Abb. 4.3). Nach dem Mischen erhält man zwei Frequenzsignale: die Differenz- und Summenfrequenz. Die Differenzfrequenz wird dabei mit dem Frequenzgenerator auf etwa 70MHz eingestellt, während man die Summenfrequenz (ca. 410MHz) mit einem Tiefpass (Mini Circuits, Bautteil PLP 90, $f_{krit} =$ 90MHz) herausfiltert. Das Signal der Differenzfrequenz wird verstärkt und über zwei verschieden lange Koaxialkabel (Δl=10m, Laufzeitdifferenz $\tau = \Delta l / c_{coax}$= 50ns) wieder in einen Mischer geleitet. Der Mischer wirkt als Phasendetektor und liefert eine phasenabhängige Gleichspannung $U_{regel} \propto \cos(\Delta\phi)$. Die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ ist proportional zur Differenzfrequenz Δf ($\Delta\phi = 2\pi\tau\Delta f$) und somit ist die Gleichspannung U_{regel} ebenfalls frequenzabhängig. Geregelt wird auf einen Nulldurchgang des Cosinus (bei ca. 70MHz) [26]. Mit diesem Fehlersignal regelt man die Resonatorlän-

ge des Ti:Sa mit einem Piezo und einem Galvo. Das Galvo hat einen größeren Hub als der Piezokristall, ist jedoch langsamer. Diese Methode hat sich als sehr stabil erwiesen und wir erreichen eine Linienbreite von weniger als 500kHz.

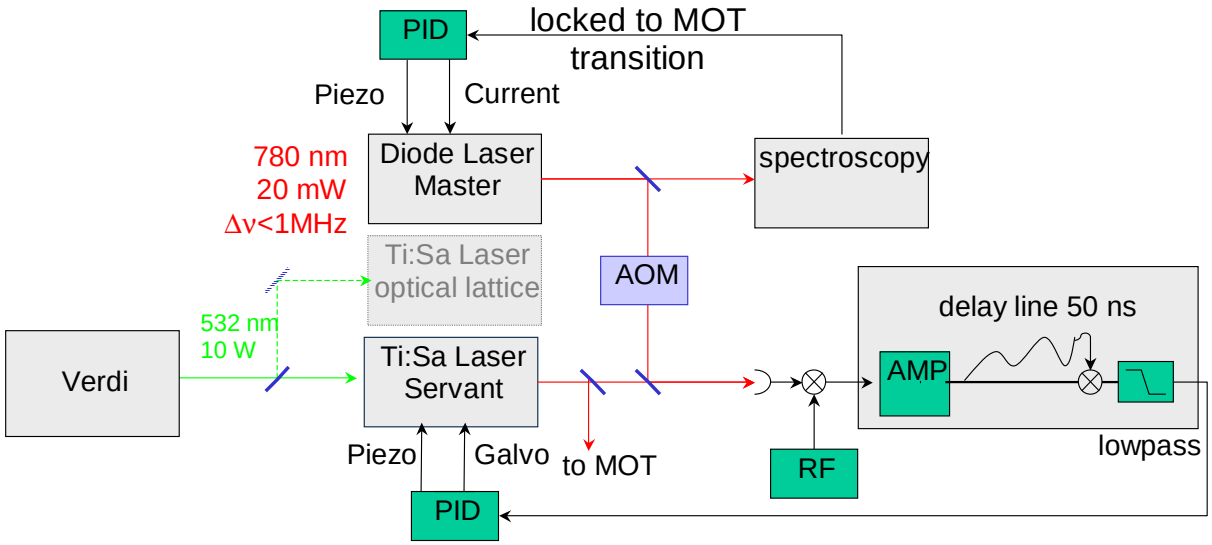


Abbildung 4.3: Lasersystem. Der auf den MOT-Übergang stabilisierte Diodenlaserstrahl (Master) wird mit Ti:Sa-Laserstrahl (Slave) überlagert. Das resultierende Schwebungssignal mischt man mit einer Radiofrequenz (RF, 100-200MHz). Das Signal der Differenzfrequenz wird verstärkt und über zwei verschieden lange Koaxialkabel (Δl =10m, τ= 50ns) wieder in einen Mischer geleitet. Der Mischer wirkt als Phasendetektor und liefert eine phasenabhängige, bzw. frequenzabhängige Gleichspannung, auf deren Nulldurchgang (ca. 75MHz) mit einem Piezo und einem Galvo geregelt wird .

5 MOT

Bevor man die Rubidium-Atome in die Glaszelle transportieren kann, müssen diese zuerst aus dem thermischen Hintergrundgas gefangen und gekühlt werden. Dazu benutzen wir eine magneto-optische Falle (MOT), deren Funktionsprinzip und technische Realisierung in dem folgenden Abschnitt beschrieben wird.

5.1 Funktionsprinzip

Die Funktionsweise einer MOT [27] beruht darauf, dass bei einem rotverstimmten Laserstrahl der Dopplereffekt dazu führt, dass das Laserlicht resonanter wird, falls sich Atome auf den Laserstrahl zubewegen. Das hat eine höhere Photonenstreurate zur Folge und die Atome erfahren eine abbremsende Kraft $F_L = -\alpha v$ in Strahlrichtung. Mit sechs Laserstrahlen (Abb. 5.1) aus allen drei Raumrichtungen erreicht man, dass nur Atome mit einer Geschwindigkeit von $v = 0$ sich im Kräftegleichgewicht befinden. Zusätzlich zu dieser sogenannten optischen Molasse, die die Atome kühlt, ist jedoch auch eine ortsabhängige Kraft notwendig, um die Atome an einer bestimmten Position zu fangen. Ermöglicht wird dies durch ein Magnetfeld. Der Zeemanneffekt führt zu einer Aufspaltung der magnetischen Unterzustände im Magnetfeld, die sich mit dem Abstand zum Fallenzentrum vergrößert. Die Zustände befinden sich näher an der Resonanzfrequenz des Laserlichts und erfahren dadurch eine größere Kraft in Richtung Fallenzentrum (Abb. 5.2). Ein Quadrupolmagnetfeld, das mit zwei Spulen in Antihelmholtz-Konfiguration realisiert wird, hat den gewünschten linearen Feldverlauf in der Nähe des Ursprungs und man erhält eine ortsabhängige Kraft $F_M = -\kappa r$. Die Atome sind im Magnetfeldminimum des Quadrupolfeldes ($r = 0$) im Kräftegleichgewicht.
In einer einfachen Theorie (Fokker-Planck Gleichung) ist die erreichbare Temperatur in einer MOT durch zufällig, spontan emittierte Photonen gegeben, die zu einer „random walk“ Bewegung der Atome führen [28]. Diese Grenztemperatur wird mit der sogenannte Dopplertemperatur $T_D = \hbar\Gamma/2k_B$ angegeben, wobei Γ die natürliche Linienbreite ist (Γ_{D1} von $^{87}Rb = 2\pi \times 5.58\text{MHz}$). T_D beträgt bei Rubidium

$\approx 140\mu$K. Experimentell können jedoch um den Faktor 3-4 tiefere Temperaturen erreicht werden, die auf zusätzliche Sub-Doppler Kühlmechanismen, wie Polarisationsgradientenkühlen, zurückzuführen sind.
Die Atome müssen langsamer als eine kritische Geschwindigkeit v_c sein, damit sie in einer MOT gefangen werden können. Ansonsten können sie nicht genug gebremst werden und sie verlassen die Falle. Die kritische Geschwindigkeit kann als Leitwert mit einer Konstanten (v_c von Rubidium $=\Gamma/k$=4.66m/s) angegeben werden, die von der Linienbreite Γ und der Wellenzahl k des Laserlichts abhängt. v_c hängt jedoch zusätzlich von der Lichtintensität, vom Strahldurchmesser, von der Verstimmung, usw. ab und kann einige Γ/k betragen.
Die maximale Atomzahl in der MOT ist durch das Verhältnis zwischen Laderate R_f und Verlustrate γ gegeben. Für die Laderate gilt:

$$R_f = 0.5 n_v V^{2/3} v_c^4 \left(\frac{M}{2k_B T}\right)^{3/2}, \tag{5.1}$$

wobei n_v die Dichte und T die Temperatur des Hintergrundgases ist. Die Verlustrate ist durch Stösse mit Hintergrundgas-Atomen bestimmt:

$$\gamma = n_v \sigma \sqrt{8 k_B T / M \pi} \tag{5.2}$$

σ ist der Streuquerschnitt.
Somit ergibt sich eine maximale Atomzahl

$$N_{max} = \frac{V^{2/3} v_c^4}{\sqrt{6}\sigma} \left(\frac{M}{2k_B T}\right)^2. \tag{5.3}$$

N_{max} ist unabhängig vom Druck, jedoch sind die Ladezeiten vom Druck abhängig. In unserer MOT-Kammer ist ein hoher Druck jedoch zu vermeiden, da wir ansonsten beim Umladen in die Magnetfalle zu viele Atome verlieren würden.
Um möglichst viele Atome einzufangen, ist es nach Gleichung 5.3 nötig, sehr große MOT-Strahlen zu verwenden.
Es kann jedoch keine beliebig hohe Atomzahl erreicht werden, da das von den Atomen emittierte Licht resonant für andere Atome ist, woraus eine abstossende Kraft resultiert. Zusätzlich begrenzen ultrakalte Stösse zwischen den Atomen, die zu quadratischen Verlusten führen, die Dichte in einer MOT auf etwa 10^{11}cm^{-3}.

5.2 Experimentelle Realisierung

Um die MOT-Kammer mit einem Rubidium-Gas zu „füllen“, verwenden wir Rubidium-Dispenser (Firma SAES GETTERS). Fliesst ein Strom durch die Dispenser,

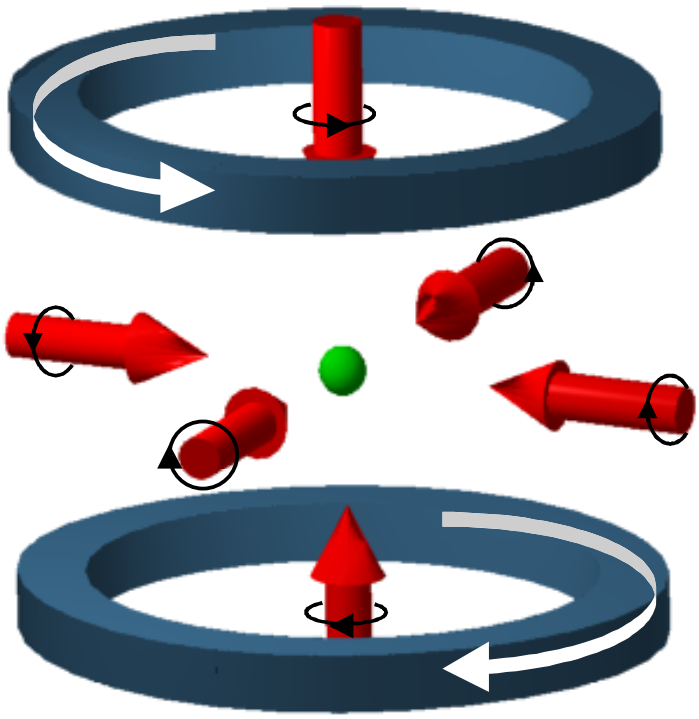


Abbildung 5.1: Geometrie der MOT. Mit sechs gegenläufigen, zirkular polarisierten Laserstrahlen und einem Spulenpaar, das ein Quadrupolmagnetfeld erzeugt, kann man Atome fangen und bis in den Mikrokelvinbereich kühlen.

werden diese geheizt und Atome dampfen ab. Den Rubidium-Partialdruck in der Kammer kann man dabei sowohl durch die Stromstärke, als auch über ein Ventil, das die Dispenser von der restlichen Kammer trennt, einstellen.
Unsere magneto-optische Falle ist eine Dampfzellen-MOT, d.h. die Atome werden direkt aus dem Hintergrundgas bei einem Druck von ca. $5 \cdot 10^{-10} mbar$ gefangen, der Druck in der Kammer beträgt ohne Rubidiumgas $\approx 1 \cdot 10^{-10}$mbar. Die sechs Laserstrahlen (gesamte Laserleistung ca. 300 mW), die man für die Falle benötigt, werden von einem Ti:Sa Laser erzeugt, der auf den $\mid 5S_{1/2}(F = 2)\rangle \longrightarrow \mid 5P_{3/2}(F = 3)\rangle$ Übergang stabilisiert ist (siehe Termschema Abb. 5.4). Mit einem EOM (Elektro-Optischen Modulator) erzeugt man die nötige Rotverstimmung von -10 bis -50MHz. Da die Atome in den $\mid 5P_{3/2}(F = 2, 1)\rangle$ Zustand angeregt werden können und darauf in den „falschen“ Grundzustand ($\mid 5S_{1/2}(F = 1)\rangle$) zerfallen können, wird zusätzlich ein Rückpumplaser (ca. 5 mW) eingestrahlt, der die Atome in den $\mid 5P_{3/2}(F = 2)\rangle$ Zustand treibt, damit diese wieder am Kühlprozess teilnehmen

können.
Um möglichst viele Atome einzufangen, verwenden wir sehr große MOT-Laserstrahlen mit einem Durchmesser von knapp d=40mm. Die Laserstrahlen werden dafür mit Teleskopen aufgeweitet. Die richtige Polarisation (zirkular, σ^+, bzw. σ^-) wird mit $\lambda/4$-Plättchen erzeugt.
Eine MOT in der endgültigen Konfiguration mit den sechs großen Laserstrahlen befindet sich gerade im Aufbau, es wurde allerdings bereits eine retroreflektierende MOT mit kleinen Laserstrahlen getestet (Abb. 5.3).

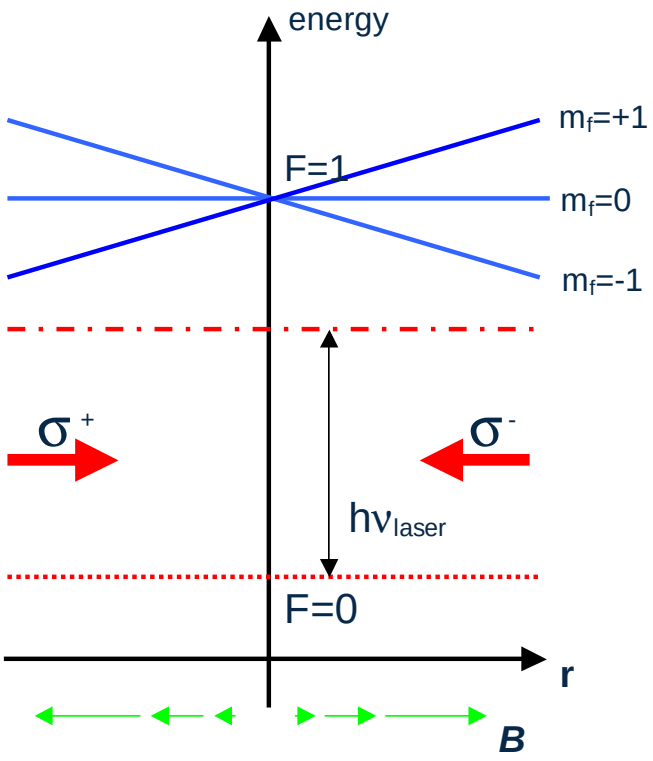


Abbildung 5.2: MOT-Schema für eine Dimension für einen F=0 $\longrightarrow$ F=1 Übergang. Der Zeemanneffekt führt zu einer Aufspaltung der magnetischen Unterzustände im Magnetfeld, die sich mit dem Abstand zum Fallenzentrum vergrößert. Die Zustände befinden sich näher an der Resonanzfrequenz des Laserlichts und erfahren dadurch eine größere Kraft ($F = -\kappa r$) in Richtung Fallenzentrum. Durch Polarisation des Laserlichts treiben aufgrund von Drehimpulserhaltung σ^- Photonen Übergänge von $m_{F=0}$ nach $m_{F=-1}$ und σ^+ Photonen Übergänge von $m_{F=0}$ nach $m_{F=+1}$.

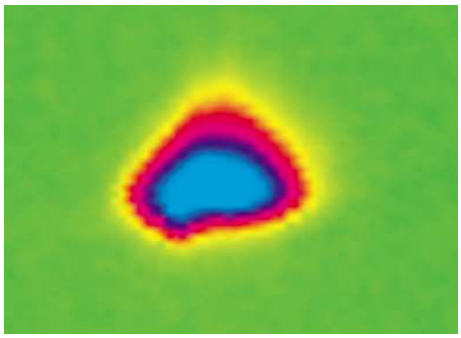


Abbildung 5.3: Fluoreszenzaufnahme unserer ersten Test-MOT. Die Temperatur der gefangenen Rubidiumatome beträgt schätzungsweise 200μK, die Größe der MOT ist ca. 1mm.

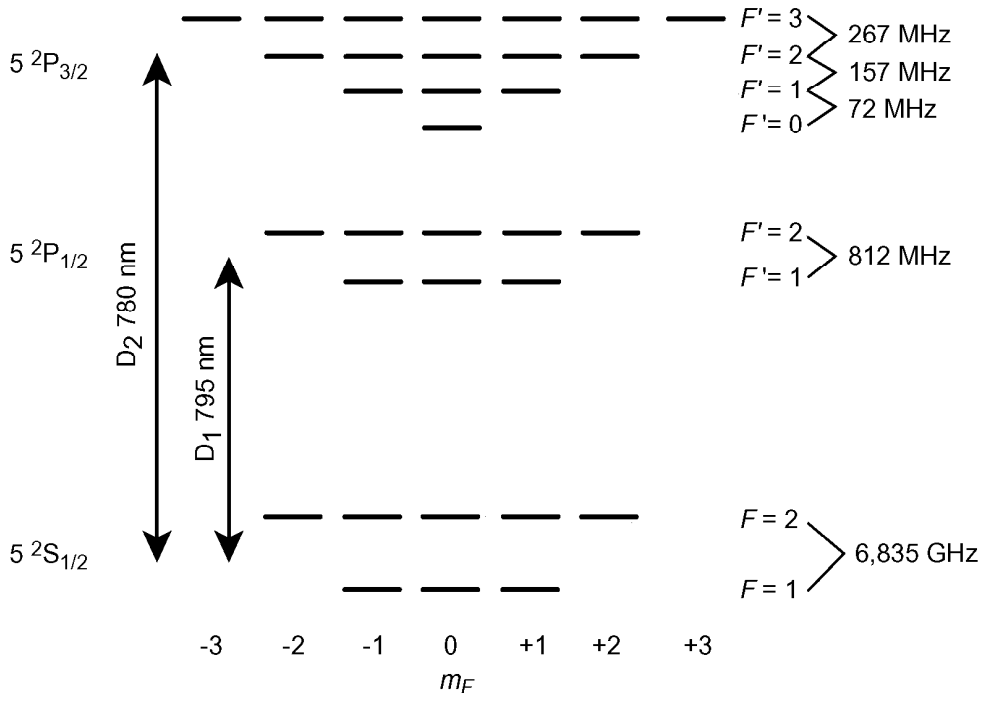


Abbildung 5.4: Termschema von ^{87}Rb.

6 Magnetischer Transfer

Um die in der MOT gefangenen Rubidiumatome vom „schlechten“ Vakuum der MOT-Kammer ($p_{MOT} \approx 5 \cdot 10^{-10}$mbar) in das „gute“ Vakuum der Ultrahochvakuum-Kammer ($p_{UHV} \approx 1 \cdot 10^{-11}$mbar) zu bringen, benutzen wir einen magnetischen Transfer, ein Konzept, das von einer Arbeitsgruppe an der LMU München entwickelt wurde [4]. Solch ein magnetischer Transport von einer kalten Atomwolke lässt sich durch das Verschieben eines Magnetfallenpotentials, das von einer Kette von Quadrupolspulenpaaren erzeugt wird, realisieren. In dem folgenden Abschnitt werden kurz die theoretischen Grundlagen und die technische Realisierung dazu beschrieben.

6.1 Funktionsprinzip

In einem externen Magnetfeld ist die Wechselwirkungsenergie eines magnetischen Dipols

$$E_{m_F} = -\vec{\mu}_m \vec{B} = -|\vec{\mu}_m||\vec{B}| \cos\theta. \tag{6.1}$$

θ ist der Winkel zwischen dem magnetischen Moment μ_m und dem Magnetfeld $\vec{B}$ und kann klassisch beliebige Werte annehmen. Quantenmechanisch aber ergeben sich diskrete Energieniveaus, die der linearen Zeemannaufspaltung der Hyperfeinzustände entsprechen

$$E_{m_F} = g_F m_F \mu_B |\vec{B}|. \tag{6.2}$$

Voraussetzung für eine Falle ist ein lokales Minimum der potentiellen Energie. Nach (6.2) erniedrigen Zustände, deren Produkt $g_F m_F$ positiv ist, ihre Energie je schwächer das Magnetfeld ist. Diese Zustände nennt man *weak-field seeking states* und nur diese können in einem Magnetfeldminimum gefangen werden. *Strong-field seeking states*, d.h. Zustände, deren Produkt $g_F m_F$ negativ ist, erniedrigen ihre Energie je stärker das Magnetfeld ist und könnten in einem Feldmaximum gefangen

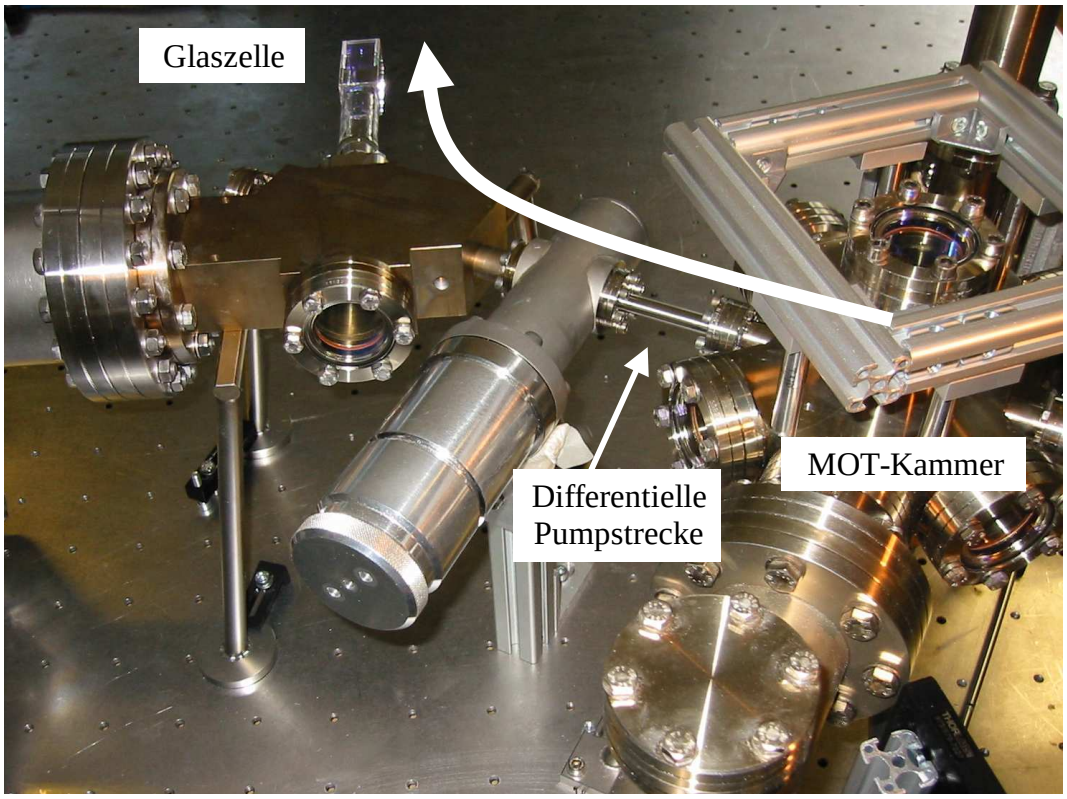


Abbildung 6.1: Die kalten Atome werden von der MOT-Kammer durch die differentielle Pumpstrecke bis in die Glaszelle transportiert (Pfeil). Im UHV-Vakuum der Glaszelle sollen die Rubidiumatome evaporativ bis zur die Bose-Einstein Kondensation gekühlt werden (siehe auch Abb. 3.1).

werden. Da es jedoch im statischen Fall im freien Raum kein Maximum von $\mid \vec{B} \mid$ gibt (Earnshaw Theorem), kann man diese Zustände nicht statisch einschliessen.

Bei Magnetfallen ist zu beachten, dass die zeitliche Änderung der Feldrichtung aus der Sicht eines Atoms, das sich durch ein inhomogenes Magnetfeld bewegt, klein gegenüber der Larmorfrequenz ist

$$\vec{v}\nabla\left(\frac{\vec{B}}{B}\right) << \omega_{Larmor} = \frac{g_F \mu_B |\vec{B}|}{\hbar}. \tag{6.3}$$

Das bedeutet, das magnetische Moment der Atome muss der Magnetfeldrichtung adiabatisch folgen können. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, kann es zu *Spin-Flips* (Majorana Übergängen) in nicht gefangene magnetische Unterzustände kommen und

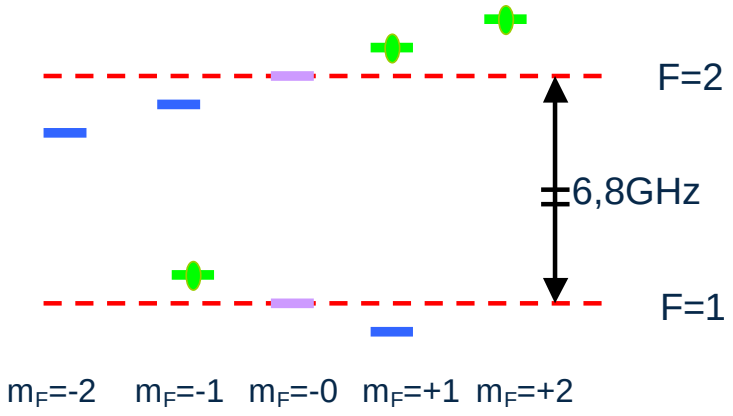


Abbildung 6.2: Zustände von ^{87}Rb. Die Kreise kennzeichnen die *weak-field seeking states*, d.h. die Zustände, die im Feldminimum einer statischen Magnetfalle gefangen werden können.

die Atome verlassen die Falle. Bei magnetischen Quadrupolfallen wie wir sie zum magnetischen Transport benutzen, ist diese adiabatische Bedingung im Fallenzentrum ($B \longrightarrow 0$) zwar nicht erfüllt, aber dieser Verlustkanal spielt erst bei tiefen Temperaturen eine Rolle, bei denen sich viele Atome in der Nähe des Fallenzentrum aufhalten.
Zur Erzeugung einer magnetischen Falle bietet sich ein Anti-Helmholtz Spulenpaar an, d.h. zwei gegenüberliegende Spulen, die von einem entgegengesetzt gerichteten Strom durchflossen werden. Im Zentrum heben sich die Felder gegenseitig auf und von diesem Minimum steigt der Magnetfeldbetrag in erster Näherung linear in alle Richtungen an. Dieses Magnetfeld ist zylindersymmetrisch um z und lässt sich als Quadrupolfeld beschreiben. Durch Linearisierung des Quadrupolfeldes an der Stelle $B \rightarrow 0$ kommt man auf

$$\vec{B}(r) = \begin{pmatrix} \frac{\partial B_x}{\partial x} x \\ \frac{\partial B_y}{\partial y} y \\ \frac{\partial B_z}{\partial z} z \end{pmatrix} ; B(r) = \sqrt{\left(\frac{\partial B_x}{\partial x} x\right)^2 + \left(\frac{\partial B_y}{\partial y} y\right)^2 + \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} z\right)^2} \tag{6.4}$$

Aufgrund der Maxwell-Gleichungen muss die Divergenz des Magnetfeldes 0 sein:

$$div\vec{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{\partial B_z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_x}{\partial x}\right) \tag{6.5}$$

Dadurch reduziert sich das Fallenfeld auf zwei Parameter, nämlich der Fallensteilheit $\frac{\partial B_z}{\partial z}$ in die z-Richtung und dem Aspektverhältnis $A = \frac{\partial B_y}{\partial y} / \frac{\partial B_x}{\partial x}$, das das Verhältnis der Steigungen in die y- und x-Richtung beschreibt. Bei einem normalen Quadrupolspulenpaar mit kreisrunden Spulen ist das Aspektverhältnis 1, woraus folgt, dass der Magnetfeldgradient entlang der Symmetrieachse doppelt so gross ist wie entlang der beiden anderen Achsen.

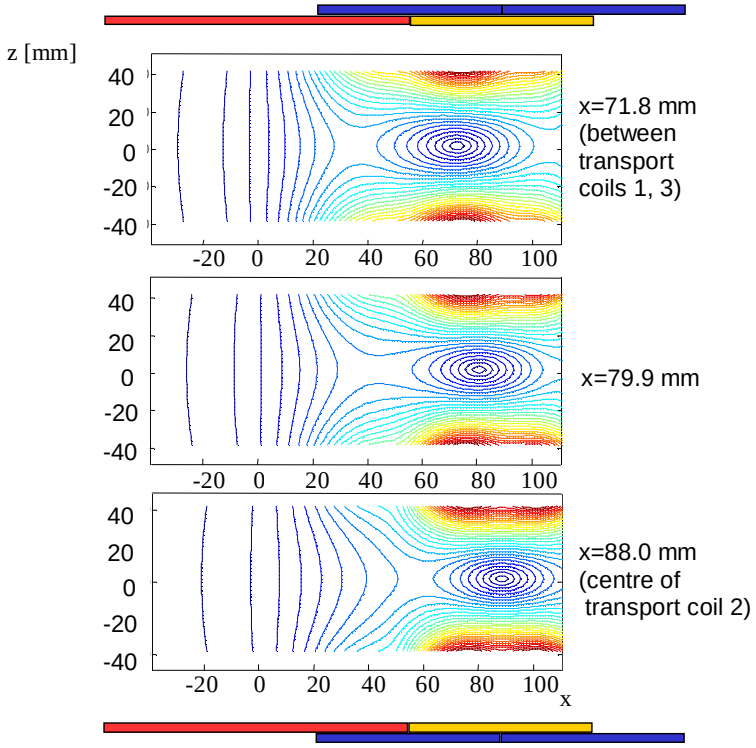


Abbildung 6.3: Äquipotentiallinien des Fallenpotentials bei verschiedenen Positionen (x) des Fallenminimums. Durch geschickte Stromansteuerung von jeweils drei Spulenpaaren kann man das Potential, ohne seine Geometrie zu verändern, verschieben.

Zwei überlappende Spulenpaare, die im gleichen Richtungssinn von einem Strom durchflossen werden, verhalten sich annähernd wie ein langgestrecktes Spulenpaar mit $A > 1$. Durch ein gleichzeitiges Ansteuern von drei Spulenpaaren gewinnt man einen weiteren Freiheitsgrad (zusätzlich zu Aspektverhältnis und Gradient), der es erlaubt, ein langgestrecktes Quadrupolfeld (Abb. 6.3) zu verschieben, ohne die Fallengeometrie zu ändern. Durch geschickte Stromansteuerung mehrerer Spulenpaare kann man somit einen kaltes Atomensemble magnetisch transportieren [siehe Kapitel

Programmierung].

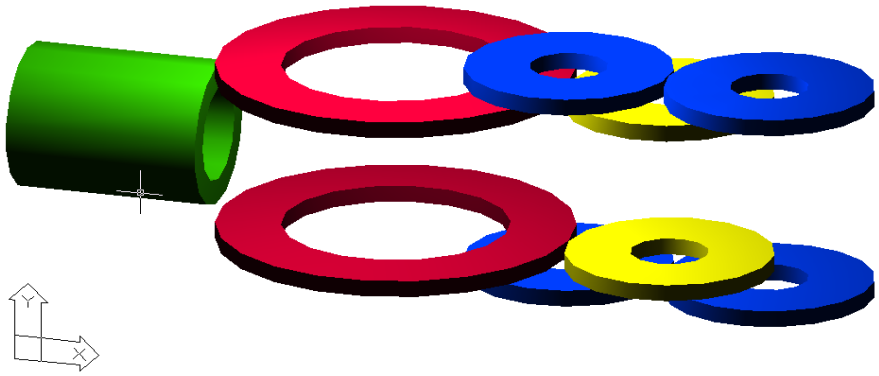


Abbildung 6.4: Spulenanordnung. Da die MOT-Spulen wesentlich grösser als die Transportspulen sind und dadurch das erste Transportspulenpaar weit vom Zentrum des MOT-Spulenpaars entfernt ist, benutzt man eine Pushspule (links), die das Magnetfeld so korrigiert, dass sich die Fallengeometrie während des Transports nicht ändert.

6.2 Spulen

Das von uns für den magnetischen Transport verwendete Spulensystem besteht aus einem MOT-Spulenpaar, einer Reihe von Transportspulen (2×13 Stück) und einer Pushspule (Abb. 6.4). Die Pushspule „drückt“ das Quadrupolfallenpotential am Anfang des Transports in Richtung Transportstrecke, was aufgrund der unterschiedlichen Größe [siehe Tabelle 6.1] von MOT- und Transportspulen notwendig ist.
Die Quadrupol-Transportspulen bestehen aus je 17 Windungen in zwei Lagen. Damit sich beide Anschlüsse aussen befinden, sind beide Lagen gleichzeitig von innen heraus gewickelt und haben die Form von zwei übereinanderliegenden Spiralen mit entgegengesetzten Drehsinn. Um einen möglichst geringen ohmschen Widerstand bei gegebener Windungszahl zu erreichen, wird ein Kupferlackdraht mit rechteckigem Profil (1.5×2.5 mm) verwendet, der den Spulenraum bestmöglich ausnutzt. Da die elektrische Leistung ($P = UI = RI^2$), mit der die Spulen betrieben werden, in Wärme umgesetzt wird, ist zu gewährleisten, dass die produzierte Wärme (ca. 5W cw-Leistung pro Spule) gut abtransportiert wird. Deshalb sind die Spulen mit Epoxidharz in Aluminiumhalterungen ($65 \times 80 \times 7.7$mm) eingegossen und überlappend nebeneinander auf eine wassergekühlte Kühlschiene (Abb. 6.5) geschraubt.

Spulentyp	Widerstand	d_{innen}	d_{aussen}	I_{max}	Windungszahl	Induktivität
MOT	$128m\Omega$	69mm	111mm	$\sim 90A$	2×15	150μH
Transport	$72m\Omega$	23.6mm	65mm	$\sim 100A$	2×17	100μH
Push	$110m\Omega$	34mm	67.2mm	$\sim 100A$	80	500μH

Tabelle 6.1: Werte der verschiedenen Spulentypen. Widerstand und Induktivität beziehen sich bei MOT und Transport jeweils auf ein Spulenpaar. Die Werte für die Induktivität sind als Richtwerte zu verstehen, da sie stark von der Spulenumgebung abhängen.

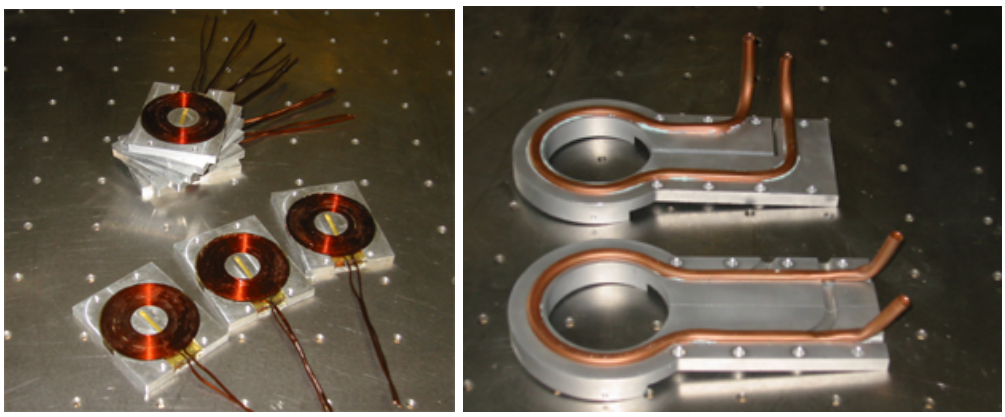
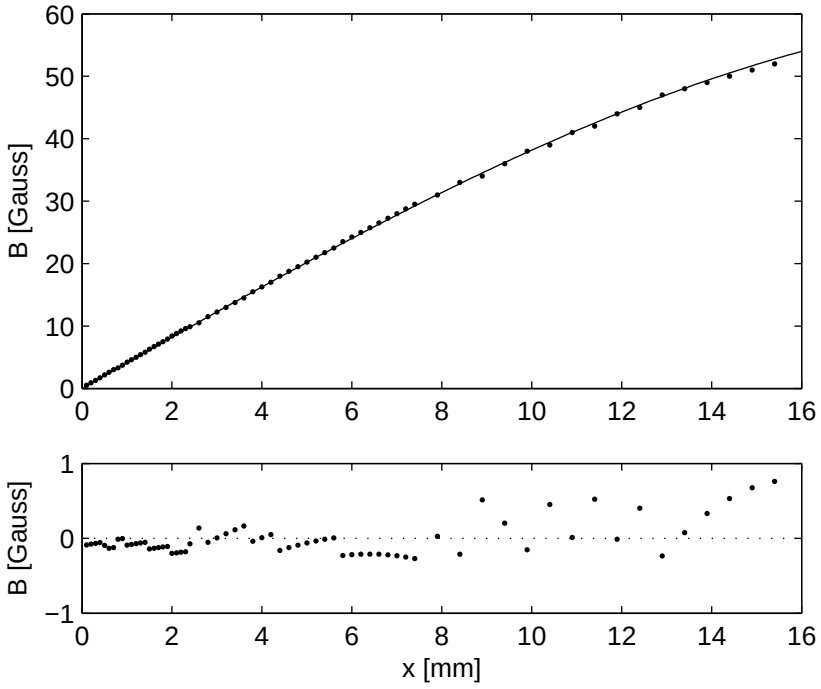


Abbildung 6.5: Transportspulen und Kühlschienen. Die Spulen sind mit Epoxidharz in die Aluminiumhalterungen eingegossen, die auf die Kühlschienen montiert werden.

Zur Vermeidung von Wirbelströmen, die durch schnelles Schalten entstehen können, haben sowohl die Spulenhalterungen als auch die Kühlschiene Schlitze. Damit diese Schlitze nicht kurzgeschlossen werden, isoliert man die Spulenhalterungen mit Wärmeleitfolie (Farnell, Wärmeleitfähigkeit: 4W/Kcm^2, Durchschlagfestigkeit: 4kV, Dicke: 0.2mm) und montiert sie mit Plastikschrauben auf die Kühlschiene.

Die Transportspulen fertigte die Firma OSWALD Magnetik (40 Stück, Preis 127 Euro/Spule), während wir das MOT-Spulenpaar und die Pushspule selbst wickelten. Alle Spulen sind dabei rechnerisch so optimiert, dass bei einem bestimmten Magnetfeldgradienten die benötigte Leistung minimal ist, wobei natürlich die Kammergeometrie berücksichtigt werden musste. So muss der Innendurchmesser der MOT-Spule mindestens 69mm betragen, damit sie über einen der CF40-Flansche der MOT-Fenster passt, der Innendurchmesser der Pushspule mindestens 34mm, um über den CF16-Flansch des Beobachtungsfensters zu passen.
Um zu kontrollieren, ob die realen Spulen auch mit den berechneten übereinstimmen,



[h!]

Abbildung 6.6: Berechneter (Linie) und gemessener (Punkte) Feldverlauf entlang der Symmetrieachse der Transportspulen bei einer Stromstärke von 30A. Die Messungen zeigten eine sehr gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten, der Fehler (unteres Bild) stammt hauptsächlich von der Ableseungenauigkeit der Analoganzeige der Hallsonde. Es sind ausserdem die Bereichsumstellungen der Hallsonde zu erkennen.

haben wir die Magnetfelder mit einer Hallsonde (BELL, 3-Achsensonde) ausgemessen. Die Messungen zeigten eine sehr gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten (Abb. 6.6), der Fehler stammt hauptsächlich von der Ableseungenauigkeit der Analoganzeige (< 0.5 Gauss, je nach Bereichseinstellung).

6.3 Elektronische Ansteuerung

Um magnetisch zu transportieren, benötigt man drei gleichzeitig aktive Spulenpaare. Da man nicht für jedes der 13 Spulenpaare ein eigenes Netzgerät benutzen will, werden Schalter verwendet, um die jeweils benötigten Spulen mit einem der Netzteile zu verbinden (Abb. 6.7). Als Stromquellen benutzen wir vier Schaltnetzteile

(17V-200A, bzw. 30V-100A) der Firma Delta Electronics. Da die Netzgeräte zusammen mit den Spulen ein RCL-Glied (R: Widerstand, C: Kapazität, L: Induktivität) bilden, haben sie begrenzte Stromanstiegs- und Abfallzeiten ($\tau_{rise/fall} \approx 3$ms). Damit diese Anstiegs- und Abfallzeiten den Transport nicht beeinflussen, benutzt man ein viertes Netzgerät. Es sind zwar immer nur drei Spulenpaare gleichzeitig aktiv (Abb. 6.13), aber man kann dadurch beim Umschalten das eine Netzteil bereits hochfahren, während der Strom des anderen noch exponentiell abfällt. Damit erreicht man, dass die Magnetfalle sich nicht durch das Umschalten sprunghaft verschiebt, was zu unerwünschten Heiz- und Verlustprozessen führen kann. Um zu schalten, wurden vier Umschaltboxen (je eine pro Netzteil) und eine Kontrollbox gebaut.

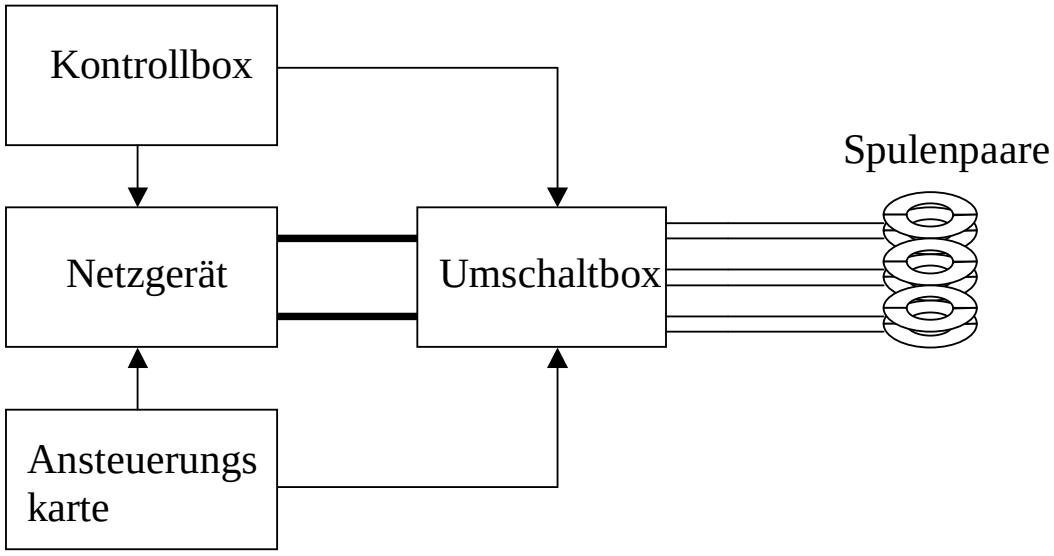


Abbildung 6.7: Prinzipieller Aufbau der elektronischen Ansteuerung. Eine Umschaltbox verbindet das jeweils benötigte Spulenpaar mit dem Netzgerät. Die Kontrollbox deaktiviert bei einer Fehlfunktion sowohl alle vier Netzgeräte, als auch die Umschaltboxen. Die Digitalsignale, mit denen die Schalter in den Umschaltboxen gesteuert werden, sowie die Analogsignale, mit denen die Netzgeräte gesteuert werden, kommen von einer Computeransteuerungskarte.

Zur Funktionsweise der Umschaltboxen:
Die Umschaltboxen haben jeweils drei Digitaleingänge ($A0, A1, A2$). Mit drei Digitalsignalen, die von einer Computeransteuerungskarte (AdWin Gold) ausgegeben werden, können anhand eines 3bit Decoders maximal acht Schalter (2^3) gesteuert werden. Sind alle drei Kanäle logisch 0 (000), wird kein Schalter gesteuert, d.h. es

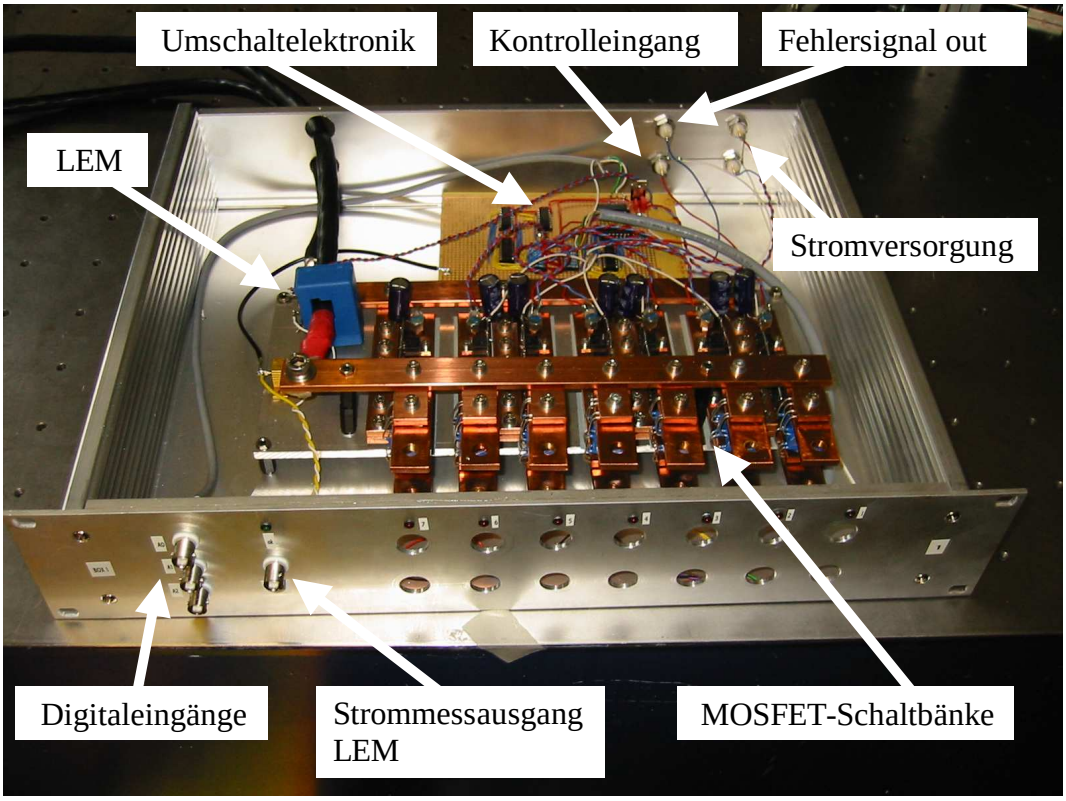


Abbildung 6.8: Schaltbox mit MOSFET-Schaltbänken und Umschaltelektronik.

fliesst kein Strom. (100) verbindet das erste Spulenpaar mit dem Netzgerät, (010) das zweite Spulenpaar, usw. Als Schalter benutzen wir MOSFET-Bänke (Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor) zusammen mit einer Umschaltelektronik. Die MOSFET-Schaltbänke bestehen aus je 5 MOSFETs (MTP75N06HD), die, auf einer Kupferschiene montiert, in Reihe geschaltet werden (Abb. 6.8). Dadurch reduziert sich erstens der Widerstand von $10m\Omega$ (Widerstand eines einzelnen MOSFETs) auf $2m\Omega$, was einen geringeren Spannungsabfall ($U = RI$) und niedrigere Leistungsdissipation ($P = RI^2$) bewirkt, zweitens erhöht sich der zulässige Strom von 75 Ampere ($=I_{max}$ eines einzelnen MOSFETs) auf 375 Ampere bei optimaler Kühlung.

Die Spulen sind zwischen dem positiven Spannungsausgang der Netzteile und dem *Drain*-Pin der MOSFETs angeschlossen (Abb. 6.9). Durch schnelles Schalten der Ströme in den Spulen entstehen Induktionsspannungen ($U = L\frac{dI}{dt}$). Da man die MOSFETs über die *Gate-Source* Spannung U_{GS} steuert, würde, falls man die Spule am *Source*-Pin anschliesst, die Induktionsspannung beim Schalten diese definierte Steuerspannung (ca. 8V) verändern. Deswegen ist der *Source*-Pin an den Minuspol

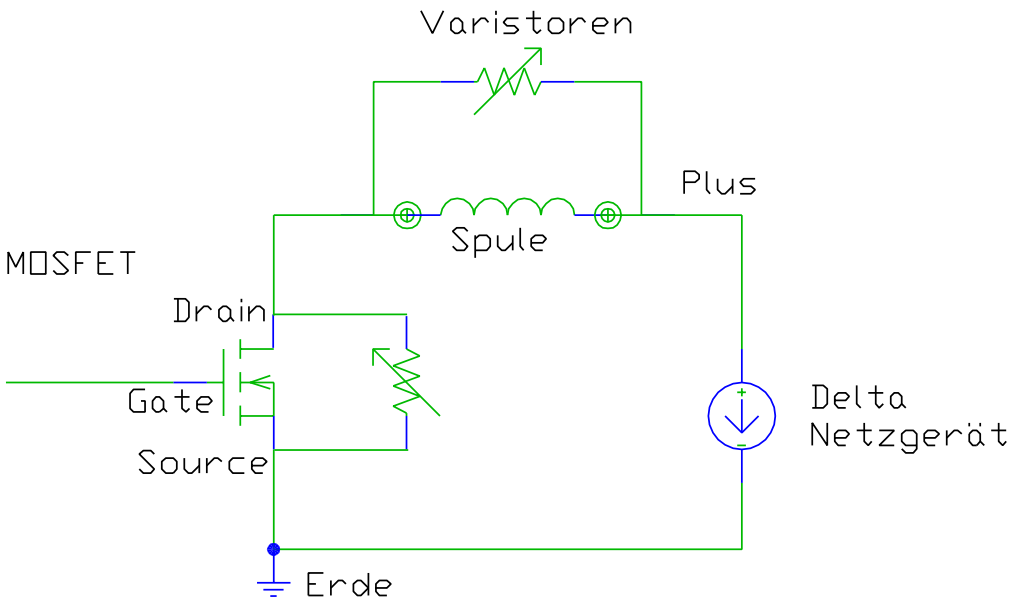


Abbildung 6.9: Anschlussprinzip. Die Spulen werden zwischen dem positven Spannungsausgang (Plus) und dem *Drain*-Pin der MOSFETs angeschlossen. Varistoren parallel zu den Spulen und zwischen Source und Drain sichern die Schaltung vor Induktionsspannungen. Man steuert die MOSFETs über die *Gate-Source* Spannung U_{GS}.

des Netzteils angeschlossen, den wir wiederum erdeten. So lässt sich eine definierte U_{GS} erreichen. Es ist ausserdem zu beachten, dass die *Drain-Source* Spannung U_{DS} einen gewissen Wert nicht übersteigt (U_{DSmax} = 60V), sonst zerstört man die MOSFETs. Die MOSFETs haben zwar eine interne Sicherheitdiode, die bei U_{DSmax} = 70V durchschaltet, aber sie können nur eine geringe Energie aufnehmen. Deshalb montierten wir zusätzlich je vier Varistoren pro MOSFET-Schaltbank parallel zu den Spulen (in den Umschaltboxen, zwischen Pluspol und Drain). Diese Bauteile (Typ: S20K30) senken ab einer gewissen Induktionsspannung (47V) ihren Widerstand und lassen den Induktionsstrom abfliessen. Die Varistoren sind bei 93V vollständig geöffnet und können eine maximale Dauerleistung von P_{max}=0.2W aufnehmen.
Diese Varistoren „sehen“ jedoch nur die Induktionsspannung der Spule, während zwischen Source und Drain zusätzlich die Ausgangsspannung der Netzgeräte (max. 30V) und die Induktionsspannung, die beim Ausschalten der Deltas entsteht, anliegt. Die Summe der drei Spannungen würde den Grenzwert von 70V übersteigen, deshalb montierten wir ebenfalls einen Varistor (S20K17, Öffnungsspannung 27V,

Kurzschluss bei 53V, P_{max}=0.2W) zwischen Source und Drain.

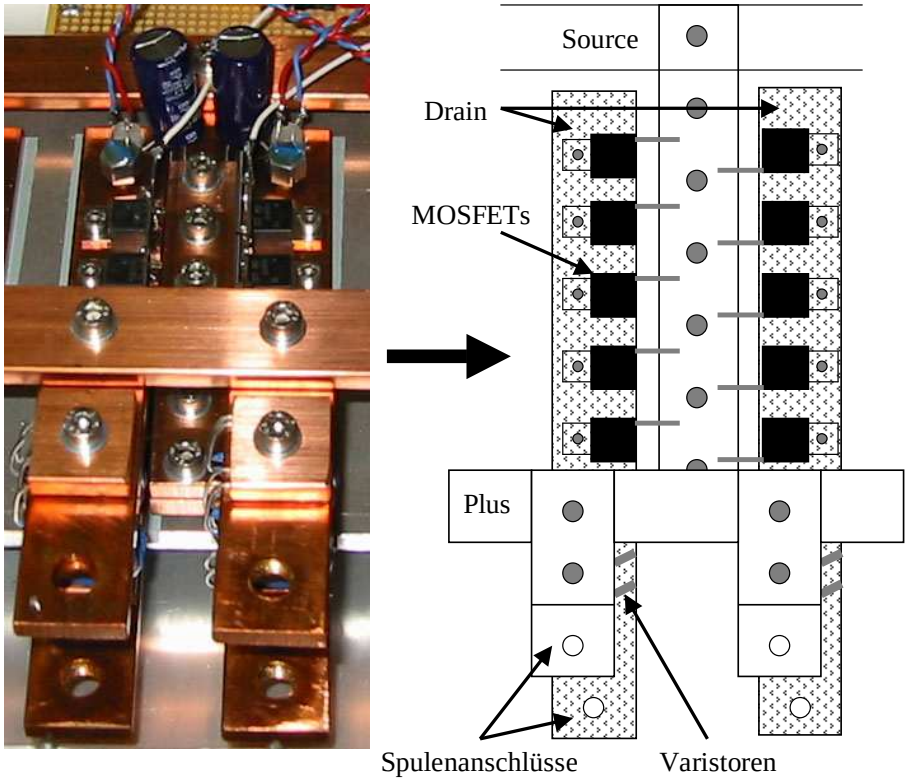


Abbildung 6.10: MOSFET-Bänke mit Varistoren. Es sind jeweils 5 MOSFETs zu einer Schaltbank parallel zusammengeschlossen. Links sieht man ein Foto von zwei Schaltbänken, rechts die zugehörige Skizze.

Die Umschaltelektronik besteht hauptsächlich aus einem 3bit Decoder (n Eingänge $\rightarrow$ 2^n Ausgänge). Da der Decoder ein Ausgangsignal von nur $\sim$3.5V erzeugt, die MOSFETs jedoch bei einer U_{GS} von $>$ 7V durchschalten, wird noch ein MOSFET-Treiber zwischen Decoderausgang und Gate angeschlossen, dessen Aufgabe es ist, U_{GS} auf einen Wert von ca. 8V zu erhöhen. Um die Ausgabekarte zu schützen und Erdschleifen zu vermeiden, wurden die Digitaleingänge zusätzlich mit einem Digital-Optokoppler (ILQ615-2) galvanisch von der AdWin-Karte getrennt. Der jeweils aktive Ausgang wird mit roten LED's (Leuchtdioden), der Betriebsmodus mit einer grünen LED angezeigt.
Zur Strommessung befindet sich in den Umschaltboxen zusätzlich ein Kompensations-Stromwandler (LEM 200A). Diese Methode wurde einer Strommessung mit einem Shuntwiderstand vorgezogen, weil letztgenannte den Nachteil hat, dass ein Stromrauschen wegen der kleinen Spannungsamplitude (z.B. $R_{shunt} = 0.5m\Omega \longrightarrow$

$U_{100mA} = 50\mu$ V) schwer detektierbar ist und damit eine spätere Regelung sehr schwer macht. Ausserdem ermöglicht das LEM im Vergleich zum einem Shunt eine galvanisch getrennte Messung.

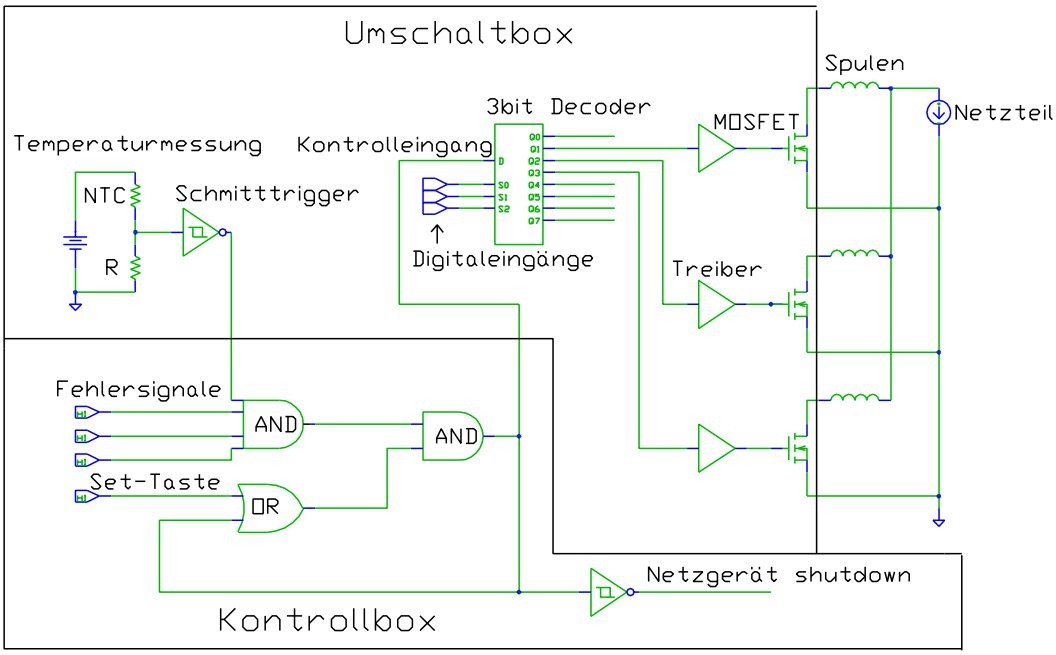


Abbildung 6.11: Prinzipieller Schaltplan der Umschalt- und Kontrollektronik. Die vier Fehlersignale werden in einem vierfach AND-Gatter kombiniert. Ein zweites AND-Gatter kombiniert den Ausgang eines OR-Gatters und das Fehlersignal. Der Ausgang des zweiten AND-Gatters wird in das OR-Gatter rückgekoppelt. Das Fehlersignal muss logisch 1 sein, um den 3bit Decoder zu aktivieren (Kontrolleingang). Da die Netzgeräte jedoch bei logisch 1 deaktiviert werden, wird dieses Signal mit einem NOT-Gatter invertiert. Der 3bit Decoder wird mit drei Digitalsignalen gesteuert. (000) verbindet keine Spule mit dem Netzgerät, (100) verbindet die erste Spule, usw..

Zur Funktionsweise der Kontrollbox:
Die Aufgabe der Kontrollbox ist es, die Spulen und Umschaltboxen bei einer Fehlfunktion zu schützen. Das Fehlersignal, das sowohl die Netzteile als auch die Umschaltboxen deaktiviert, setzt sich aus vier Einzelsignalen zusammen: Es wird die Temperatur der Kupferschienen, auf denen die MOSFETs montiert sind, anhand ei-

ner Temperaturbrücke, die aus einem NTC (Negativer Temperatur Koeffizient-Widerstand, $10k\Omega$ bei Normaltemperatur) und einem Widerstand ($1k\Omega$) besteht, gemessen. Mit Hilfe eines Schalters (Schmitttrigger (Inverter)), der einen genau definierten Umschaltpunkt besitzt (sehr steile Flanke bei 2.6V), kann man damit ein TTL-Signal (0V$\rightarrow$ 0, 5V$\rightarrow$ 1) erzeugen. Bei den gegebenen Widerstandswerten schaltet dieser Schalter bei ca. 70°C von logisch 1 auf logisch 0 ($R_{NTC} \approx 2.5k\Omega$) und erst wieder bei ca. 50°C von 0 auf 1 (Hysterese beim Schmitttrigger). Weiterst wird die Temperatur der Spulen an den Spulenkörpern gemessen. Die Messung basiert auf derselben Funktionsweise, ausser dass statt der NTC's Festkörperschalter verwendet werden. Festkörperschaltern ändern ihren Widerstand von ungefähr $100k\Omega$ bei einer bestimmten Grenztemperatur (bei uns 57°C) schlagartig ($R < 50\Omega$). Dies erlaubt es, alle Festkörperschalter parallel anzuschliessen und nur mit einem einzelnen Schmitttrigger zu betreiben. Das dritte Fehlersignal kommt von einem Durchfluss-Controller, der die Durchflussmenge des Kühlwassers der Spulenkühlschienen misst. Dieser schaltet bei einer unteren Fliessgeschwindigkeit (ca. 4l/min, einstellbar) von 1 auf 0. Das vierte Fehlersignal kann von einem Hand-Notschalter ausgelöst werden, bei dessen Betätigung das Signal von 1 auf 0 geht. All diese vier Fehlersignale werden in einem vierfach And-Gatter kombiniert. Ist nur eines davon 0 werden die Umschaltboxen und die Netzteile sofort ausgeschaltet. Um zu gewährleisten, dass sich die Geräte nicht wieder selbst einschalten, wenn ein Fehlersignal von 0 wieder auf 1 springt, wird zusätzlich ein Taster, ein Or-Gatter (7432) und ein zweifach And-Gatter (7408) verwendet: Falls alle vier Fehlersignale und der Ausgang des Or-Gatters (durch Drücken der Set-Taste wird ein kurzer 1-Puls erzeugt) auf 1 gesetzt sind, ist auch der Ausgang des zweiten And-Gatters 1 und die Schaltung befindet sich im Betriebsmodus. Durch Rückkopplung des And-Ausgangs in den zweiten Or-Eingang erreicht man, dass nach dem Set-Puls der Or-Ausgang weiterhin auf 1 steht. Wenn ein Fehlersignal auf 0 geht, deaktiviert sich die Schaltung und kann von sich aus nicht wieder in den Betriebsmodus gehen, auch wenn das Fehlersignal nach einem kurzem Moment wieder 1 wird. Erst durch Betätigen des Set-Tasters kann man die Schaltung wieder in Betrieb nehmen. Betriebsmodus (grün), bzw. Ausmodus (rot) werden von LED's angezeigt.

Da uns bei den ersten Tests der Analogansteuerung der vier Delta-Netzgeräte Erdschleifen Probleme bereiteten, wurden in die Kontrollbox zusätzlich vier lineare Analog-Optokoppler (HCNR201) eingebaut. Die Optokoppler trennen die AdWin Analogausgänge galvanisch von den Delta-Netzteilen. Um eine galvanische Trennung zu gewährleisten, müssen Ein- und Ausgang der Optokoppler mit zwei verschiedenen Netzgeräten versorgt werden. Das erste Netzgerät (200mA) versorgt nur den Operationsverstärker (OP177) am Eingang, während das Zweite (2A) sowohl den Opera-

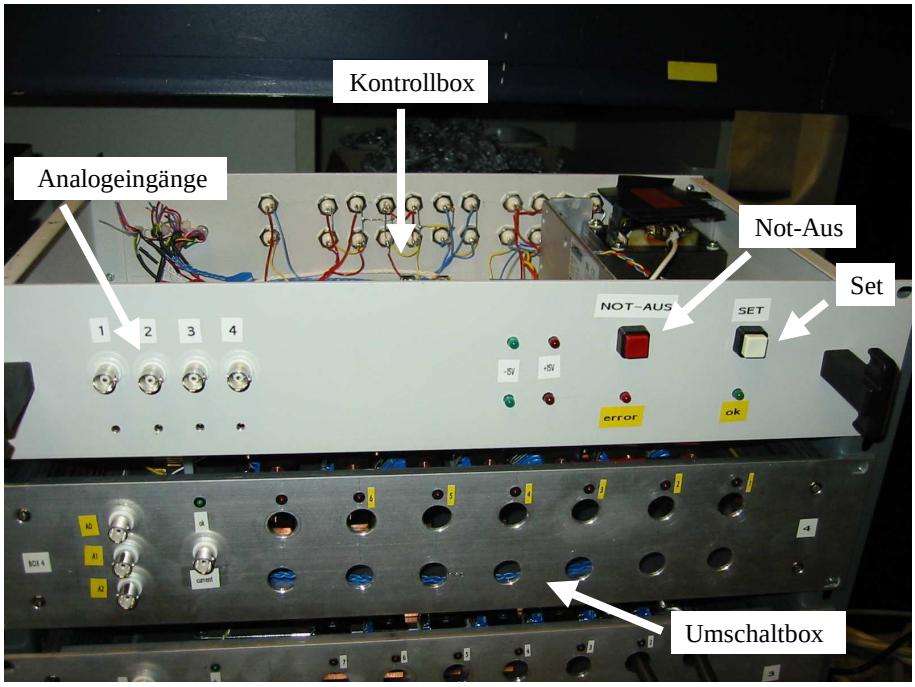


Abbildung 6.12: Kontrollbox und Umschaltbox. Links befinden sich die Eingänge der Analogsignale, rechts Hand-Notschalter und Set-Taste.

tionsverstärker am Ausgang, als auch die Elektronik in der Kontrollbox und in den Umschaltboxen versorgt. Es ist ausserdem darauf zu achten, dass man die Masseleitungen sternförmig führt und für alle Versorgungen (AdWin-Karte, Netzgeräte) die gleiche Steckdose benutzt.

PS: Schaltpläne der Umschalt- bzw. Kontrollelektronik befinden sich im Anhang.

6.4 Programmierung

Um die Atome von der MOT-Kammer in die Glaszelle zu verschieben, muss das Quadrupolfallenpotential stetig verschoben werden. Die das Potential erzeugenden Spulenpaare müssen dazu mit genau vorgegeben Stromverläufen angesteuert werden. Zum Berechnen dieser Ströme wurde ein Matlab-Programm geschrieben, das sich aus mehreren Teilprogrammen zusammensetzt. Dieses Programm berechnet zuerst die Magnetfelder jeder einzelnen Spule aus dem Biot-Savart Gesetz und kombiniert diese. Aus den Vorgaben Gradient (130 Gauss/cm) und Aspektverhältnis werden die Ströme als Funktion des Ortes ausgerechnet (Abb. 6.13). Der Gradient wurde

so gewählt, dass die kalte Atomwolke im Fallenpotential der Quadrupolspulen bei einer erwarteten Temperatur von ca. 200μK ungefähr die gleiche Größe wie in der MOT (ca. 1mm) hat.

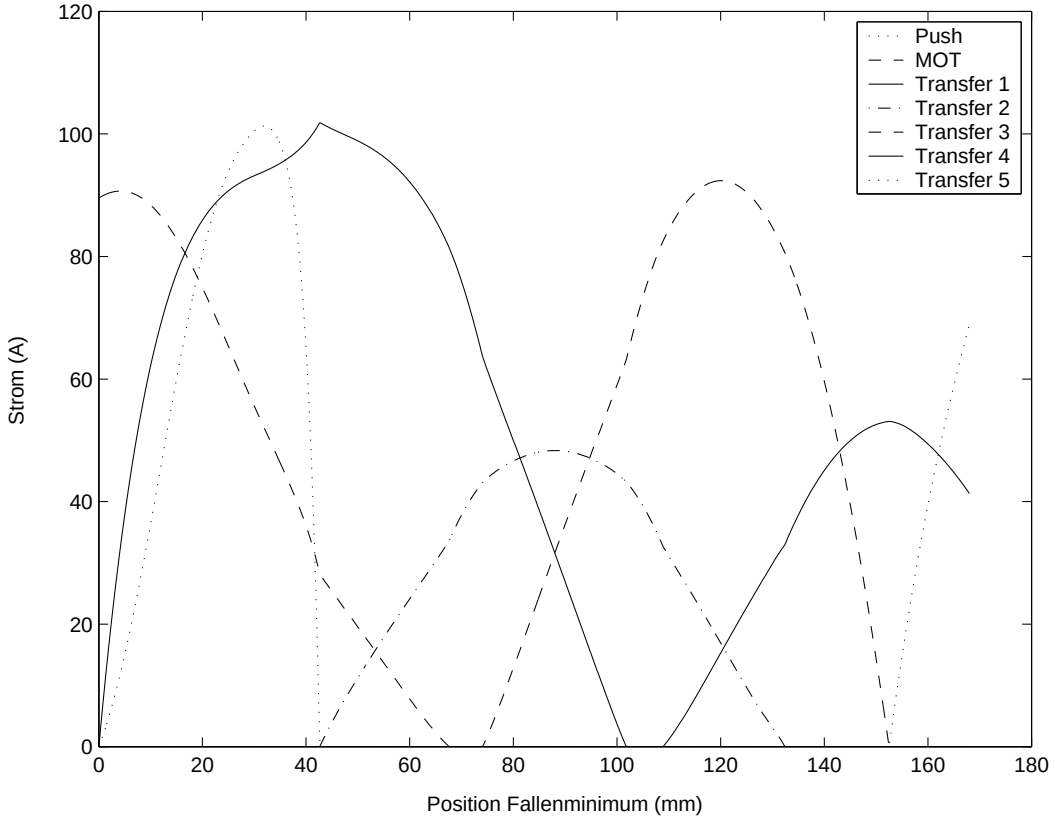


Abbildung 6.13: Stromverlauf als Funktion des Orts für verschiedene Spulenpaare. Aus den Vorgaben Gradient (130 Gauss/cm) und Aspektverhältnis werden die Ströme als Funktion des Orts ausgerechnet.

Werden mehrere nebeneinanderliegende Spulenpaare gleichzeitig angesteuert, elongiert sich die Falle in der Transportrichtung. Diese Verbreiterung der Magnetfalle gibt man mit dem Aspektverhältnis A an. Das kleinst mögliche Aspektverhältnis beim Transport ist geometrisch bestimmt und hat einen minimalen Wert von A=1.6 bei gleich großen Spulen, die sich zur Hälfte überlappen und die von einem gleich großen Strom durchflossen werden.
Das Aspektverhältnis A wird zu Beginn des Transports langsam von 1 auf ca. 1.6 erhöht. Da die MOT-Spulen aufgrund der Kammergeometrie wesentlich größer als die Transportspulen sind (siehe Tabelle 6.1), und das erste Transportspulenpaar sehr weit von dem Zentrum des MOT-Spulenpaars entfernt ist, benutzt man zusätzlich

eine Pushspule, die die Fallengeometrie am Anfang der Transportstrecke korrigiert. Ohne Pushspule würde sich die Falle in der Transportrichtung sehr stark elongieren ($A > 3$), was man wegen möglichen Heizeffekten zu vermeiden versucht. Der Transport selbst findet bei einem konstanten Aspektverhältnis von 1.6 statt. Da die Transportstrecke nach ca. 30cm „geknickt" ist (Winkel von 60°), werden an dieser Ecke die Spulen so angesteuert, dass die kalte Atomwolke nur mehr von einem einzelnen Spulenpaar magnetisch gefangen wird, d.h. das Aspektverhältnis wird auf 1 erniedrigt. Dieser „Knick" verhindert einerseits, dass resonates Licht aus der MOT-Kammer in die Glaszelle gelangt, zweitens verbessert sich der optische Zugang zur Glaszelle, da Platz für ein zusätzliches Fenster an dem Verbindungsstück (Abb. 3.1) vorhanden ist. Danach wird A wieder auf 1.6 erhöht und erst am Ende der Transportstrecke, beim Umladen in die QUIC-Falle, auf 1 erniedrigt.
Aus den Parametern Endposition, Transferzeit und Beschleunigung (Abb.6.15) kann der Strom abhängig von der Zeit ausgerechnet werden ($I(x) \longrightarrow I(t)$). Um ein Aufheizen der Atome zu vermeiden, wird nur langsam beschleunigt ($a_{max} \approx 1\mathrm{m/s}^2$). Die Beschleunigungswerte wurden mit einem simplen Modell abgeschätzt, das von einem harmonischen Potential ausgeht, das eine konstante Beschleunigung erfährt. Die konstante Beschleunigung bewirkt eine Nullpunktsverschiebung des Potentials und man kann die neue Position und die damit veränderte potentielle Energie der Atome berechnen. So ergibt sich für eine Beschleunigung von $1\mathrm{m/s}^2$ eine durchschnittliche Energieerhöhung der Atome von 0.03%, für $10\mathrm{m/s}^2$ 2%, für 50 $\mathrm{m/s}^2$ 72%. Die Beschleunigung sollte deshalb kleiner als $10\mathrm{m/s}^2$ sein.
Geschätzte Transferzeiten liegen im Bereich von 1-4 Sekunden, was jedoch experimentell getestet und optimiert werden muss.
Die zeitabhängigen Stromkurven I(t) werden mit Analogsignalen (0-10V) von einer Computeransteuerungskarte (AdWin Gold) ausgegeben. Diese Analogsignale steuern die Delta-Netzgeräte. Man kann dabei am Netzgerät zwischen Strom- und Spannungsansteuerung auswählen. Um die AdWin-Karte zu schützen, sowie um Erdschleifen zu vermeiden, verwenden wir Analogoptokoppler, die die Netzgeräte galvanisch von der Steuerungskarte trennen. Die Analogoptokoppler befinden sich in der Kontrollbox.
Da die Netzgeräte ein Tiefpassverhalten aufweisen, würde ein Ansteuern der Spulen mit den so berechneten Stromkurven I(t) ein falsches Ergebnis liefern. Deshalb wurden mit einen FFT- (Fast Fourier Transformation) Netzwerkanalysator die Transferfunktionen ($T(\omega) = A(\omega)e^{i\varphi(\omega)}$) der Netzgeräte aufgenommen (Abb. 6.14). Der Netzwerkanalysator schickt ein sinusförmiges Eingangssignal, dessen Frequenz hochgefahren wird, in die zu messende Schaltung (Netzgerät mit Spulenpaar) und misst das Ausgangssignal (Strom durch das Spulenpaar) bei jeder Frequenz. Das Ergeb-

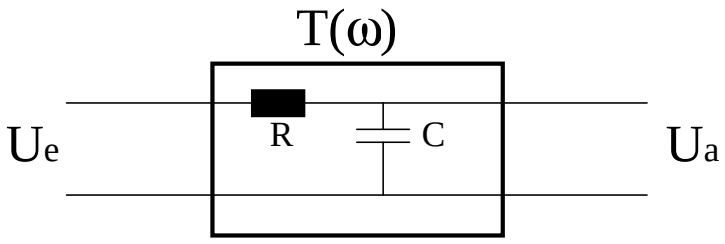


Abbildung 6.14: Eine Schaltung kann man durch eine Transferfunktion $T(\omega)$ beschreiben. Der Betrag der Transferfunktion ändert die Amplitude der Eingangsspannung U_e, der Imaginärteil die Phase von U_e. In dieser Zeichnung ist ein Tiefpass erster Ordnung dargestellt, der sich aus einem Widerstand R und einem Kondensator C zusammensetzt. Die Transferfunktion erster Ordnung ist $T(\omega) = 1/(1+i\omega RC)$. Tiefpässe höherer Ordnung sind nur mit aktiven Elementen (Verstärkern) darstellbar.

nis, die Transferfunktion des Delta-Netzgeräts plus Spulenpaar, wurde mit einem Matlabprogramm gefittet (siehe Abb.6.16). Ein Modell, das aus dem Produkt von einem Tiefpass erster und zweiter Ordnung (=Tiefpass dritter Ordnung) besteht (6.6) [29], zeigte die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die resonante Überhöhung des Stroms bei einer Stromansteuerung der Deltas mit einem Maximum bei einer Frequenz von $\omega_0 \approx 2\pi \times 45Hz$ ist mit diesem Modell gut beschreibar.

$$T(\omega) = \frac{1}{(1 + i\omega RC)} \cdot \frac{1}{1 - (\frac{\omega}{\omega_0})^2 + i(\frac{\omega}{\omega_0})(\frac{R}{\sqrt{L/C}})} \tag{6.6}$$

Um das Frequenzverhalten der Netzgeräte plus Spulenpaar zu kompensieren, werden die Ströme zuerst fouriertransformiert ($I(t) \longrightarrow I(\omega)$) und darauf durch die Transferfunktion ($T(\omega)$) dividiert. Da hohe Frequenzen wegen ihren kleinen Amplitude dabei zu sehr verstärkt werden, multipliziert man $I(\omega)$ zusätzlich mit einem Filter, der die hohen Frequenzen wegdämpft. Es wird dazu der Betrag von einem Tiefpass höherer Ordnung (Besseltiefpass fünfter Ordnung, $f_c = 3$kHz) verwendet, da nur die Amplitude $A(\omega)$ und nicht die Phase $\varphi(\omega)$ von $I(\omega)$ geändert werden soll. Wird $\tilde{I}(\omega)$ zurücktransformiert, bekommt man die korrigierten Programmierkurven $\tilde{I}(t)$. Steuert man mit diesen Kurven die Netzgeräte an, ergeben sich aufgrund

des Tiefpassverhaltens von Netzgerät plus Spulenpaar annähernd die gewünschten Stromverläufe (Abb. 6.17), die bis auf das exponentielle Abklingverhalten sehr gut mit den Sollkurven übereinstimmen.

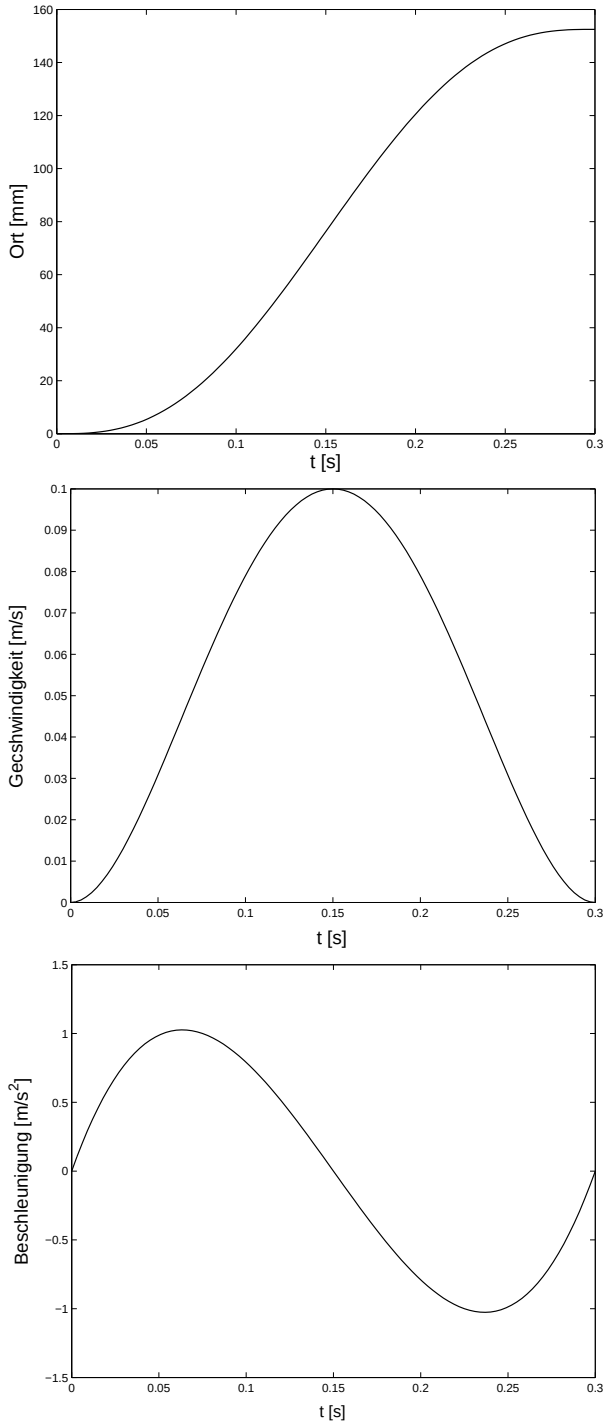


Abbildung 6.15: Ort, Geschwindigkeit und Beschleunigung als Funktion der Zeit. Um ein Aufheizen der Atome zu vermeiden, wird nur langsam beschleunigt. Die Bilder zeigen eine Testsequenz: Für die Beschleunigung wird ein Sinus angesetzt, die Geschwindigkeit ist das Integral der Beschleunigung, der Ort das Integral der Geschwindigkeit. Die Parameter (Beschleunigung und Transferzeit) müssen experimentell getestet und optimiert werden.

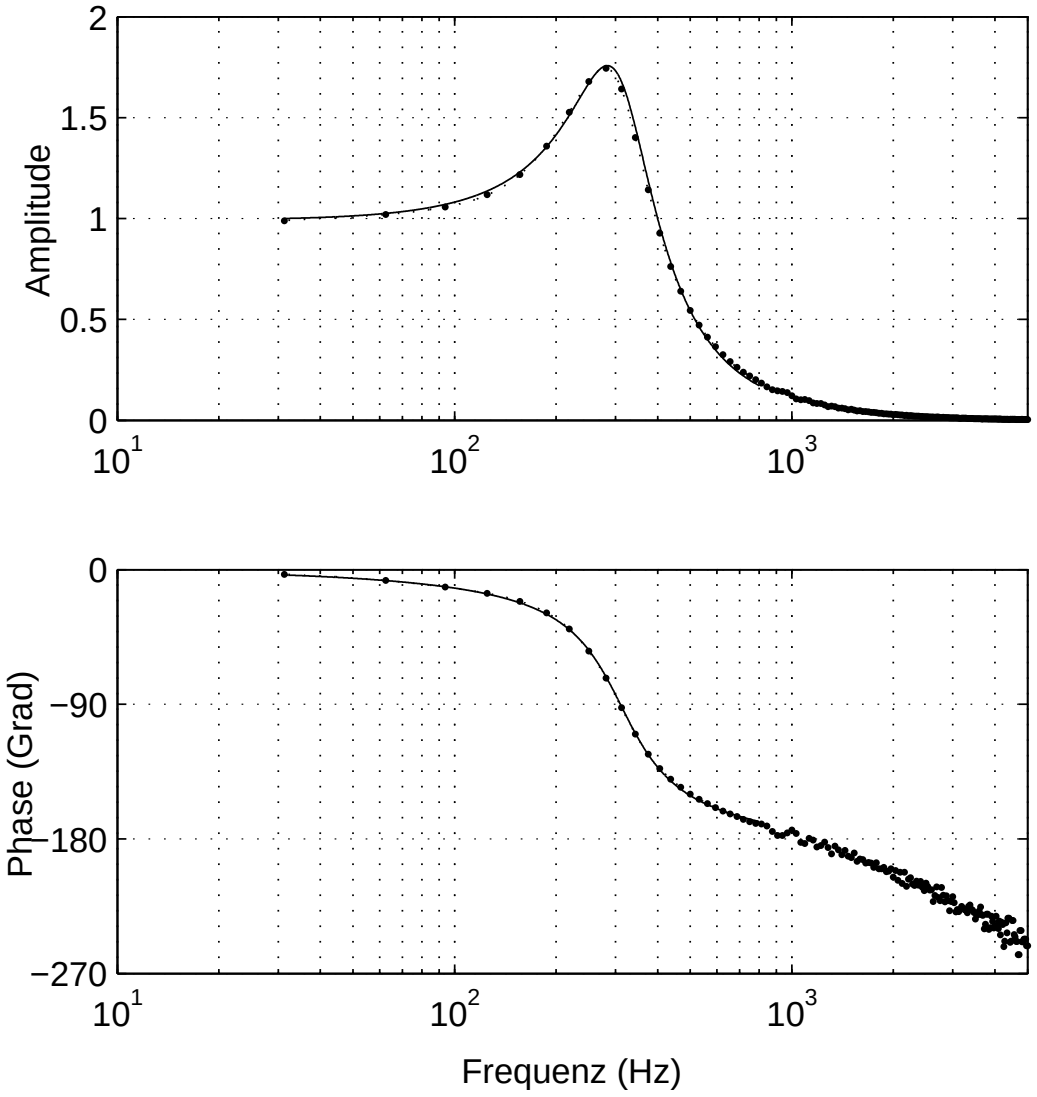


Abbildung 6.16: Transferfunktion der Delta-Netzteile bei Stromansteuerung. Die Kurven wurden mit einem Modell, das aus einem Tiefpass dritter Ordnung besteht, gefittet.

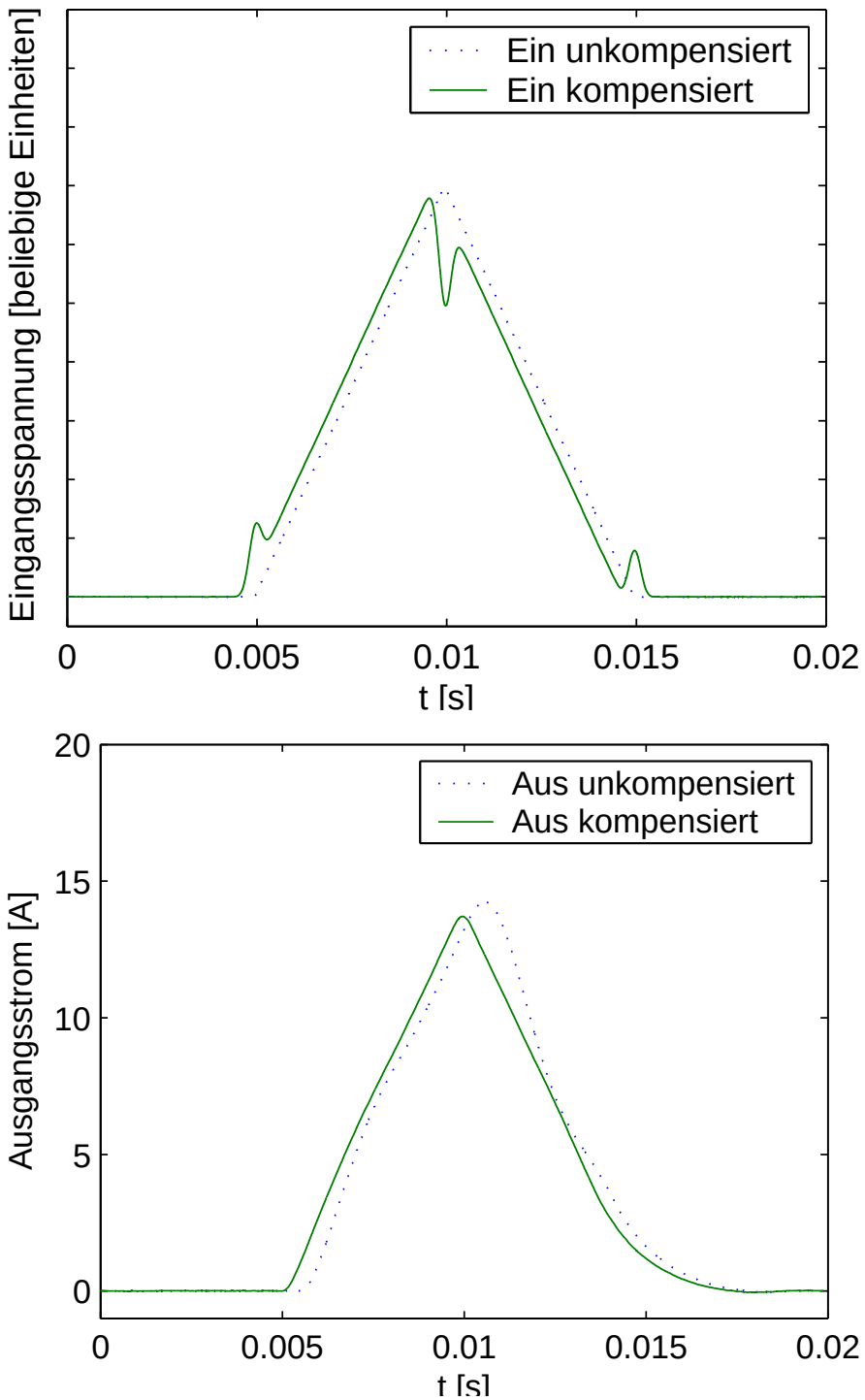


Abbildung 6.17: Stromkurven bei Stromansteuerung. Es sind jeweils die berechneten unkompensierten und kompensierten Eingabekurven (Ein) für die Delta-Netzgeräte (Bild oben) und die dazu gemessenen Stromkurven (Aus) der Netzgeräte (Bild unten) gezeichnet. Man sieht, dass die im Frequenzgang kompensierte Kurve (Aus kompensiert) bis auf das exponentielle Abklingverhalten sehr gut mit der Sollkurve (Dreieck, Ein unkompensiert) übereinstimmt.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Während meiner Diplomarbeit wurde eine neue Apparatur aufgebaut, mit der kalte Atome von einer MOT-Kammer in eine UHV-Kammer magnetisch transportiert werden können. Ein großer Vorteil dieses „BEC-Apparats der dritten Generation“ ist einerseits der optimale optische Zugang am Ort der Kondensation (Glaszelle), zweitens das einfache Nachladen: man kann die MOT bereits erneut laden, während eine kalte Atomwolke in der Glaszelle evaporativ gekühlt wird. Durch periodisches Wiederholen des Transports sollte es möglich sein, Atome kontinuierlich nachzuliefern, was uns für zukünftige Experimente an kohärenter Quantenmaterie sehr flexibel macht.
Das Vakuum- und Lasersystem sind bereits funktionstüchtig, die Transportstrecke ist im Aufbau. Die MOT wurde bereits getestet, muss aber noch optimiert werden. Die QUIC-Falle (Quadrupol-Ioffe-Konfiguration [20]), in der die Bose-Einstein Kondensation stattfinden soll, ist ebenfalls im Aufbau und wir hoffen, dass wir im Frühjahr 2003 ein Rubidium-BEC zur Verfügung haben und mit den Experimenten beginnen können.
In der ersten Experimentierphase sind Experimente mit BEC's in optischen Gittern geplant. Es soll dabei z.B. das Anregungsspektrum eines BEC's im Gitterpotential gemessen werden. Wir wollen ebenfalls mit BEC's in der Mott Isolator Phase experimentieren und dabei die Stabilität und Struktur dieses Mott Isolators vermessen (Abb. 7.1).
Ein weiterer interessanter Punkt ist der Test eines BEC-Beschleunigers. Ein optisches Gitterpotential, in das ein BEC geladen wird, kann man durch Frequenzverstimmung verschieben. Es sollte möglich sein, ein BEC mit diesem Gitter zu beschleunigen. Mit dieser Methode wollen wir das Kondensat in eine Science-Kammer transportieren. Die Science-Kammer, ein geplanter Zubau für die Zeit nach der ersten Experimentierphase, öffnet die Tür für eine Vielzahl weiterer interessanter Experimente, wie z.B. BEC's in optischen Resonatoren, BEC's in starken elektrischen Feldern, Atomchipexperimente, usw.

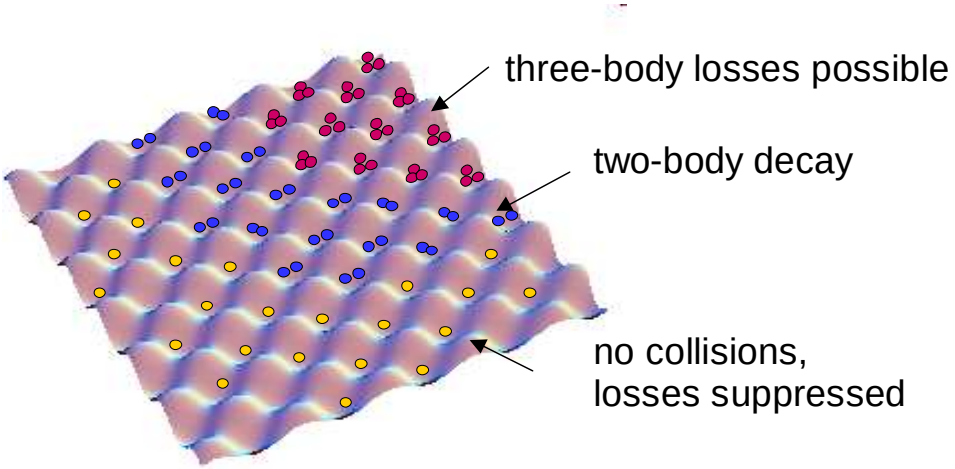


Abbildung 7.1: Mott Isolator. Eine Beobachtung von Zwei- und Dreikörperstössen in verschiedenen Regionen des Mott Isolators soll Auskunft über seine räumliche Struktur geben.

A Anhang: Schaltpläne

Literaturverzeichnis

[1] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C. Wiemann, and E.A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198, 1995.

[2] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3969, 1995.

[3] The Royal Swedish Academy of Sciences. Advanced information on the Nobel Prize in Physics 2001. *www.nobel.se*.

[4] M. Greiner. Magnetischer Transfer von Atomen. Master's thesis, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.

[5] 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.

[6] T.J. Greytak, D.G. Fried, D. Kleppner, T.C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, and S.C. Moss. Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3811, 1998.

[7] A. Robert, O. Sirjean, J. Poupard, D. Boiron, A. Browaeys, S. Nowak, C. Westbrook, and A. Aspect. Bose-Einstein condensate of metastable atoms. *Science*, 292:461, 2001.

[8] F. Pereira Dos Santos, M. Leduc, J. Leonard, E. Jahier, S. Schwartz, and C.C. Tannoudji. Bose-Einstein condensation of metastable helium. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3459, 2001.

[9] S. Cornish, N.R. Claussen, E.A. Cornell, and C.E. Wiemann. ^{85}Rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 85:1795, 2000.

[10] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R.J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-Einstein Condensation of potassium by sympathetic cooling. *Science*, 294:1320, 2001.

[11] E.W. Hagley, L. Deng, W.D. Phillips, K. Burnett, and C.W. Clark. The Atom Laser. *Optics and Photonics News*, 2001.

[12] I. Bloch, T. Hänsch, and T. Esslinger. Atom Laser with a cw Output Coupler. *Phy.Rev.Lett.*, 82:3008, 1999.

[13] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T.W. Hänsch, and J. Reichel. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 413:498, 2001.

[14] E.A. Donley, N.R. Claussen, S.L Cornish, J.L. Roberts, E.A. Cornell, and C. Wiemann. Dynamics of collapsing and exploding Bose-Einstein condensates. *Nature*, 412:295, 2001.

[15] J.R. Abo-Shaeer, C. Raman, J.M Vogels, and W. Ketterle. Observation of vortex lattices in Bose-Einstein condensates. *Science*, 292:476, 2001.

[16] J. Anglin and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation of atomic gases. *Nature*, 416:211, 2002.

[17] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. Hänsch, and I. Bloch. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature*, 415:39, 2002.

[18] D. Jaksch, C. Bruder, J.I. Cirac, C.W. Gardiner, and P. Zoller. Cold bosonic atoms in optical lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3108, 1998.

[19] D. Jaksch, H. Briegel, J.I. Cirac, C.W. Gardiner, and P. Zoller. Entanglement of atoms via cold controlled collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 82:1975, 1999.

[20] T. Esslinger, I. Bloch, and T. Hänsch. Bose-Einstein condensation in a quadrupol-Ioffe-configuration trap. *Phys.Rev.A*, 58:2664, 1998.

[21] W. Ketterle, D.S. Durfee, and D.M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. *Varenna Summer school*, 1999.

[22] F. Kneubühl and M. Sigrist. *Laser*. Teubner, 1991.

[23] F. Bertinetto, P. Cordiale, G. Galzerano, and E. Bava. Frequency Stabilisation of DBR Diode Laser Against Cs Absorbtion Lines at 852 nm Using the Modulation Transfer Method. *IEEE*, 50:490, 2001.

[24] R.K. Raj, D. Bloch, J.J. Snyder, G. Camy, and M. Ducloy. High-Frequency Optically Heterodyned Saturation Spectroscopy Via Resonant Degenerate Four-Wave Mixing. *Phys.Rev.Lett.*, 32:145, 1979.

[25] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency Modulation (FM) Spectroscopy. *Applied Physics B*, 32:145, 1983.

[26] M. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller, and M. Zielonkowski. Simple scheme for tunable frequency offset-locking of two laser. *Rev. Sci. Instrum.*, 70:242, 1999.

[27] H. Helm. *Dissipation in der Licht-Atom Wechselwirkung*. Vorlesungskript, Uni Freiburg, 2001.

[28] H.J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 1999.

[29] P. Horowitz and W. Hill. *The Art of Electronics*. Cambrige-Verlag, 1989.

[30] W. Ketterle. The Magic of Matter Waves. *MIT Physics annual*, 2001.

[31] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, 1993.

[32] R. Grimm and M. Weidemüller. Optische Dipolfallen. *Physikalische Blätter*, 55:41, 1999.

[33] R. Grimm. Faszination von Quantenmaterie am absoluten Nullpunkt. *Mitteilungsblatt der Österreichichen Physikalischen Gesellschaft*, 2002.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.
Inbesondere Rudi Grimm und Johannes Denschlag für die hervorragende Betreuung meiner Arbeit.
Gregor Thalhammer, der mir mit seinen hervorragenden Elektronik- und Computerkentnissen bei so manchem Problem hilfreich zur Seite stand. Er hat das Lasersystem aufgebaut und die Ansteuerung des Experiments programmiert.
Matthias Theis, mit dem die Laborarbeit viel Spass gemacht hat, obwohl wir beim Ausheizen und Spulenwickeln fast verzweifelten. Er hat die Vakuumapparatur designt und aufgebaut.
Den restlichen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Grimm: H.C. Nägerl, Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Markus Hammes, David Rychtarik, Bastian Engeser, Selim Jochim, Markus Bartenstein und Gerhard Hendl. Sie haben ein sehr angenehmes Arbeitsklima geschaffen und jeden einzelnen konnte man jederzeit mit Fragen nerven.
Allen Freunden, mit denen die Jahre hier in Innsbruck sehr viel Spass machten.
Moni, die mir den Endspurt versüsste.
Schliesslich meinen Eltern, die mir überhaubt erst ein Studium ermöglichten.