

Eine Rb-Atomquelle für BEC-Experimente

Schriftliche Hausarbeit
im Rahmen der ersten Staatsprüfung
für das Lehramt der Sekundarstufe I und II

dem
Staatlichen Prüfungsamt Köln, Außenstelle Bonn
vorgelegt von

Markus Neufert

Berichterstatter: Prof. Dr. D. Meschede

Bonn 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Die Bose - Einstein - Kondensation	8
2.1	Beschreibung	8
2.2	Experimente an BEC	10
3	Kühlmethoden	11
3.1	Die Laserkühlung	11
3.1.1	Optische Melassen	11
3.1.2	Das Doppler-Limit	13
3.2	Die magnetooptische Falle	14
3.2.1	Funktionsweise	14
3.2.2	Sub-Doppler-Mechanismen	15
3.3	Evaporatives Kühlen in einer Magnetfalle	16
4	Beschreibung des Experiments	18
4.1	Grundriss	18
4.2	Eigenschaften von Rubidium	20

4.3	Erzeugung von BEC: Vorausgehende Schritte	21
4.3.1	Laden der 1. MOT	21
4.3.2	Umladen mittels „moving molasses“	22
4.4	Untersuchung gespeicherter Atome	27
5	Das Lasersystem der Lade-MOT	30
5.1	Die Diodenlaser	30
5.2	Polarisationsspektroskopie und Frequenzstabilisierung	31
5.2.1	Aufbau der Polarisationsspektroskopie	32
5.2.2	Funktionsweise	33
5.2.3	Rb-Sättigungsspektroskopie	35
5.2.4	Erzeugung des Fehlersignals	38
5.3	Charakterisierung eines stabilisierten Lasers	39
5.3.1	Abschätzung der Linienbreite aus dem Fehlersignal	39
5.3.2	Betriebsparameter des stabilisierten Lasers	42
5.4	Verstimmung für die „moving molasses“	42
5.5	Zusammenfassung	44
A	Schaltplan: Der Signalgenerator für den Umladevorgang	48
	Literaturverzeichnis	50
	Anmerkungen und Dank	53

Kapitel 1

Einleitung

„Je mehr man den Quanten nachjagt, desto besser verbergen sie sich.“

ALBERT EINSTEIN

Im Jahre 1995 ist es erstmals experimentell gelungen, ein quantenphysikalisches Phänomen zu beobachten, dessen prinzipielle Existenz bereits 70 Jahre zuvor von Albert Einstein gezeigt werden konnte. Aus den rein quantenstatistischen Überlegungen des indischen Physikers Satyendra Nath Bose von 1924 folgerte Einstein, dass die Atome eines idealen Bose-Gases, d. h. eines Gases wechselwirkungsfreier Teilchen mit ganzzahligem Gesamtspin, bei einer bestimmten Temperatur nahe dem absoluten Temperatur-Nullpunkt ($-273,15^\circ\text{C}$) einen besonderen Phasenübergang erfahren. Dabei besetzt plötzlich eine Vielzahl von Atomen den selben, energetisch tiefstmöglichen quantenmechanischen Zustand, sodass ihre Wellenfunktionen identisch und die Atome ununterscheidbar werden. Sie besitzen dann alle die selben physikalischen Eigenschaften, einschließlich Aufenthaltsort und Geschwindigkeit. Diese Größen sind zwar in diesem Maßstab nicht mehr scharf definiert, aber im Rahmen ihrer Unschärfe sind sie für alle Teilchen gleich. Die Teilchen bilden also eine kohärente atomare Wolke, welche nunmehr durch eine einzige – makroskopische – Wellenfunktion beschrieben werden kann. Diese Phase wurde später Bose-Einstein-Kondensat genannt.

Das Ungewöhnliche an dieser Art der Kondensation ist, dass sie *nicht* auf interatomaren Wechselwirkungen beruht, sondern ein rein quantenstatistisches Phänomen ist. Während die Quantentheorie zumeist Effekte beschreibt, die sich in der Welt der

kleinsten und einzelnen Teilchen abspielen, liegt hier eine weitere Besonderheit in der Beobachtung eines *makroskopischen Quantenphänomens*, welches in bisherigen Experimenten ca. 10^3 bis 10^9 Atome [And95, Ess98, Kett98] gleichzeitig und gleichermaßen erfasste. In dieser Hinsicht ist die Bose-Einstein-Kondensation eng verwandt mit der Supraleitung und der Superfluidität von Helium nahe dem Temperatur-Nullpunkt (besonders ^3He , vgl. [Spek]). Ihre erste experimentelle Realisierung im Jahre 1995 durch Anderson et. al. [And95] ist eine wissenschaftliche Sensation und eröffnet ein weites und bedeutendes Forschungsgebiet, zumal gerade die Quantenphysik das moderne naturwissenschaftliche Weltbild entscheidend prägt.

Ein BEC-Experiment (engl.: „Bose-Einstein condensate“) erfordert es also, eine große Anzahl bosonischer Atome in eine Gasphase zu bringen, wobei eine elementare Bedingung die möglichst schwache Wechselwirkung der Atome untereinander ist, um sich im Experiment einem idealen Bose-Gas anzunähern. Dies ist nur durch eine sehr niedrige Teilchendichte zu erreichen. Dann muss das Gas auf extrem tiefe Temperaturen im Bereich von milliardstel Kelvin gekühlt werden.

Im Experiment von Anderson et al. 1995 wurden in einer Vakuumapparatur einige tausend ^{87}Rb -Atome bei einer Temperatur von 170 nK zur Bose-Einstein-Kondensation gebracht. Dabei profitierten dieses und alle folgenden BEC-Experimente von den Techniken der Laserkühlung, die zusammen mit der Entwicklung der magnetooptischen Atomfalle, kurz MOT (engl.: „magneto-optical trap“), das bahnbrechende Hilfsmittel zur Kühlung atomarer Gase darstellen. Es lassen sich in einer MOT von einzelnen [Hu94, Hau96] bis zu 10^{10} [Kett93] Atome auf Temperaturen von wenigen Mikrokelvin kühlen und speichern.

Dennoch sind die Atome in magnetooptischen Fallen für die Erzeugung von BEC deutlich zu heiß, sodass sich an die Vorkühlung in einer MOT ein weiterer Kühlvorgang in einer Magnetfalle – evaporatives Kühlen genannt – anschließen muss. Dieses bringt jedoch ein technisches Problem mit sich:

Um möglichst wenige Atome durch Stöße mit dem Hintergrundgas zu verlieren, muss am Ort der Magnetfalle der Hintergrundgasdruck so gering wie möglich sein. Andererseits muss es eine Quelle geben, aus der die MOT mit Atomen versorgt wird, und dies kann entweder ein gebremster thermischer Atomstrahl sein oder – unvergleichlich einfacher – das Hintergrundgas selbst. Wenn dort allerdings der Druck zu niedrig ist,

lädt sich die MOT nicht schnell genug, denn die mittlere Speicherzeit für Atome ist auch in der MOT begrenzt.

Die Lösung für dieses Problem ist das sogenannte Doppel-MOT-System, wobei in der Vakuumapparatur eine erste MOT bei etwas erhöhtem Hintergrundgasdruck Atome sammelt und vorkühlt, um sie anschließend in eine zweite MOT umzuladen. Das Zentrum der zweiten MOT liegt dann bei der Magnetfalle, wo ein deutlich niedrigerer Hintergrundgasdruck herrscht. Das Umladen wird mehrfach wiederholt und geschieht mittels „moving molasses“; einem Vorgang, der den Strahlungsdruck der in besonderer Weise verstimmten MOT-Laser ausnutzt, um den Inhalt der ersten MOT in Richtung der zweiten zu beschleunigen, wo die Atome wieder eingefangen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit soll nun der Grundriss eines BEC-Experiments mit Rubidium gezeichnet und der Aufbau der ersten MOT (im Folgenden auch Lade-MOT genannt) als Rb-Atomquelle beschrieben werden. Schwerpunkt ist die Bereitstellung des Lasersystems für diese erste MOT des im Aufbau befindlichen Doppel-MOT-Systems. Die technischen Details einer Rb-Polarisationsspektroskopie und der elektronischen Steuerung zur Laserstabilisierung und -Verstimmung werden in diesem Zusammenhang ausgeführt. Auch erste Tests der Laseranlage werden präsentiert; und wo dies noch nicht möglich war wird eine Vorschau auf die Vorgehensweise bei anstehenden Funktionsprüfungen gegeben.

Kapitel 2

Die Bose - Einstein - Kondensation

2.1 Beschreibung

Bereits im Jahre 1925 zeigte Albert Einstein, dass aus der Theorie der Quantenstatistik eine Übergangstemperatur T_C abgeleitet werden kann, bei der alle Atome eines idealen Bose-Gases das selbe tiefstmögliche Energieniveau besetzen, wenn sich N Atome der Masse m in einer Volumeneinheit V befinden:

$$T_C = \frac{h^2}{2\pi k_B m} \left[\frac{1}{2,612} \frac{N}{V} \right]^{2/3} . \quad (2.1)$$

Hierbei ist k_B die Boltzmann- und h die Planck'sche Konstante. Diese vielfache Population des selben Grundzustandsniveaus kann als rein quantenstatistischer Phasenübergang in eine Art Kondensat angesehen werden.

Betrachtet man nun die thermische de Broglie-Wellenlänge eines Teilchens der Masse m bei einer Temperatur T :

$$\Lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}} , \quad (2.2)$$

so lässt sich eine einfache Umformulierung von Gleichung (2.1) finden, welche im Folgenden diskutiert werden soll ($n \stackrel{def}{=} N/V$):

$$n \Lambda_{dB}^3 = 2,612 . \quad (2.3)$$

Das Produkt $n\Lambda_{dB}^3$ wird *Phasenraumdichte* genannt. Sie beschreibt die mittlere Anzahl von Atomen in einem Kasten der Kantenlänge Λ_{dB} . Hier wird das entscheidende Merkmal der Bose-Einstein-Kondensation deutlich: Der mittlere Abstand der Atome ist von der selben Größenordnung wie ihre de Broglie-Wellenlänge. Fasst man Atome als Wellenpakete auf und Λ_{dB} als Maß für ihre Ortsunschärfe, so erkennt man, dass in der Nähe der Übergangstemperatur, d. h. mit wachsender Phasenraumdichte die Wellenpakete zunehmend überlappen. Im reinen Bose-Einstein-Kondensat wird ein einziger Zustand, der Grundzustand, vielfach besetzt und das Ensemble kann durch eine einzige makroskopische Wellenfunktion beschrieben werden. Dies ist prinzipiell nur für bosonische Teilchen mit symmetrischer Wellenfunktion möglich. Denn nach dem Pauli-Prinzip kann jeweils nur ein Fermion eine Quanten-Einheitszelle mit dem Volumen h^3 im Phasenraum (*Ortsraum* \times *Impulsraum*) bevölkern.

Die Phasenraumdichte in einem Festkörper bei Zimmertemperatur liegt in der Größenordnung von 10^{-5} . Setzt man in die Formel (2.1) eine Teilchenzahldichte $n = N/V$ von $10^{19}/\text{cm}^3$ ein, was in der Größenordnung der Teilchenzahldichte von Gasen entspricht, so liegt T_C ungefähr bei einigen Millikelvin. Bei derart tiefen Temperaturen liegt aber jedes Element außer Helium in einer festen Phase vor. Eine für Festkörper typische Teilchenzahldichte von $10^{23}/\text{cm}^3$ ergibt für T_C einige zehntel Kelvin. Die Existenz einer festen Phase beruht stets auf sehr starken interatomaren Wechselwirkungen. In einem solchen System kann man aber das Wesen der Bose-Einstein-Kondensation nicht mehr beobachten, die sich gerade dadurch auszeichnet, dass sie theoretisch ohne jede Teilchenwechselwirkung zustande kommt. Man erkennt, dass man zur Beobachtung von BEC zu *verdünnten* Systemen mit deutlich geringerer Teilchenzahldichte übergehen muss, damit keine „konventionellen“ Wechselwirkungen zwischen den Atomen über den quantenstatistischen Effekt dominieren. Der Preis, der experimentell dafür bezahlt werden muss, wird dann eine erheblich niedrigere Übergangstemperatur sein.

Im Experiment von Anderson et al. [And95] besaß die Probe eine Teilchenzahldichte von $2,5 \cdot 10^{12}/\text{cm}^3$, was einem mittleren Atomabstand von ca. $1 \mu\text{m}$ entspricht. Dies kann als schwach wechselwirkendes Atomgas betrachtet werden. Tatsächlich setzte dort die Bose-Einstein-Kondensation bei 170 nK ein. Um derart niedrige Temperaturen zu erreichen sind die schwachen, aber immer noch vorhandenen interatomaren Wechselwirkungen sogar unbedingt erforderlich. Denn die Technik des evaporativen Kühlens, welche im folgenden Kapitel noch genauer beschrieben wird, basiert u. a. auf elastischen

Stößen zwischen den in der Magnetfalle gefangenen Atomen.

In mehrfacher Hinsicht gehen also reale BEC-Experimente von anderen Voraussetzungen aus als die zu Anfang beschriebene Theorie. Außerdem befinden sich die – endlich vielen – Atome ja auch im Potenzial einer Magnetfalle. Dabei hängt die Zustandsdichte des Systems bezüglich des entsprechenden Grundzustands auch von der jeweiligen Potenzialform ab. Das kann sich für eine Kondensation u. U. auch förderlich auswirken [Mes98].

2.2 Experimente an BEC

Die Erzeugung und der Nachweis von BEC stehen natürlich am Anfang jeder Reihe von BEC-Experimenten. Zunächst wird eine Probe in möglichst vielerlei Hinsicht charakterisiert, auf Teilchenzahl und -dichte, Temperatur, Stabilität etc. Von weitreichendem Interesse sind Untersuchungen, welche Einflüsse das Fallenpotenzial, die Endlichkeit der Teilchenzahl und die Teilchenwechselwirkungen auf den Phasenübergang und das Verhalten des Kondensats besitzen. Es können weiterhin die spezifische Wärme einer Probe untersucht und Phänomene wie eine kollektive Anregung der Atome und Spektroskopie an BEC durchgeführt werden. Auch die Interferenz von mehreren kondensierten Proben bietet die Grundidee für eine Reihe instruktiver Experimente.

In jüngster Zeit sind spektakuläre Erfolge z. B. bei der Realisation eines kontinuierlich arbeitenden „Atomlasers“ erzielt worden [Blo99], wobei ein durch Gravitation beschleunigter kohärenter Materiestrahl aus einer BEC-Probe ausgekoppelt wurde. An einem derartigen räumlich und zeitlich kohärenten Atomstrahl ist eine Vielzahl von völlig neuen Atom-Interferenzexperimenten denkbar. Bei den sich rasant fortentwickelnden technischen Möglichkeiten sind ständig neue und interessante Ergebnisse auf diesem Gebiet zu erwarten.

Kapitel 3

Kühlmethoden

In diesem Kapitel sollen die verschiedenen Kühlmethoden vorgestellt werden, welche bei der Erzeugung von BEC zum Einsatz kommen. Die Kühlung eines atomaren, schwach wechselwirkenden Gases in einer Vakuumapparatur ist ein mehrstufiger Prozess, wenn Temperaturen im Nanokelvin-Bereich erzielt werden sollen.

3.1 Die Laserkühlung

3.1.1 Optische Melassen

Das Prinzip der Laserkühlung basiert auf der Idee, die zu kühlenden, ungebundenen Atome einem Lichtfeld auszusetzen, welches mit einem optischen Übergang der Atome resonant ist. Absorbiert dann ein Atom mit Impuls \vec{p} ein Photon mit dem Impuls $\hbar\vec{k}$, so trägt nach dem Impulserhaltungssatz das angeregte Atom den Gesamtimpuls $\vec{p}_{ges} = \vec{p} + \hbar\vec{k}$ davon. Nach einer gewissen Zeit fällt das Atom spontan in seinen Grundzustand zurück und emittiert dabei wieder ein Photon mit dem Impuls $\hbar\vec{k}'$. Jedoch erfolgt die Emission im Mittel räumlich isotrop, weshalb diese Rückstöße auf das Atom beim Durchlauf vieler Zyklen keinen mittleren Impulsbeitrag liefern. Ein Laserstrahl vermag also permanent Impulse auf die Atome in Strahlrichtung zu übertragen und damit zu beschleunigen.

Um auf diese Weise Atome zu kühlen, muss der Impulsübertrag geschwindigkeitsselektiv erfolgen. Ein gegen die atomare Resonanz leicht rotverstimmter Laser wird aufgrund des Dopplereffekts bevorzugt Atome anregen, die sich auf ihn zu bewegen, und sie dadurch abbremsen. In einem Lichtfeld von drei orthogonalen Paaren jeweils entgegengerichteter Laserstrahlen können sich die Atome in jeder Richtung nur noch stark gebremst bewegen, was zu einer Abkühlung der Probe führt. Auf diese Weise gekühlte Atome im Lichtfeld werden auch „optische Melasse“ genannt.

Im Folgenden wird vereinfachend die Kraft auf ein ideales Zweiniveau-Atom durch zwei ebene, sich entgegengesetzt ausbreitende Lichtwellen der Intensität I und der Wellenzahl k betrachtet. Sie ist im Prinzip das Produkt aus dem Impulsübertrag und der mittleren Absorptionsrate. Dabei sei die Kreisfrequenz ω des Lichts um den Betrag $|\Delta|$ nach Rot gegen die atomare Resonanzfrequenz ω_0 verstimmt, d. h. $\omega = \omega_0 + \Delta$ mit $\Delta < 0$. Ferner habe das Atom die Geschwindigkeit v in positiver Richtung entlang der Ausbreitungsachse der Lichtwellen. Es sei Γ die natürliche Linienbreite und I_0 die Sättigungsintensität des optischen Übergangs. Dann gilt:

$$F_{\pm} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + [2(\Delta \mp kv)/\Gamma]^2} . \quad (3.1)$$

Dabei bezieht sich F_+ (F_-) auf die Kraft durch die sich in positiver (negativer) Richtung ausbreitende Welle. Aus dieser Formel kann abgeschätzt werden, welche maximale Beschleunigung durch ein Lichtfeld auf ein Atom mit der Masse m ausgeübt werden kann. Hierfür setzt man eine hohe Lichtintensität ($I \gg I_0$) voraus. Dann folgt:

$$a = \frac{\hbar k \Gamma}{2m} \simeq 1 \cdot 10^5 \text{ m/s}^2 . \quad (3.2)$$

Der Zahlenwert (ungefähr 10.000 g !) bezieht sich hier auf die ^{87}Rb -D₂-Linie mit einer natürlichen Linienbreite von $\Gamma/2\pi = 5,89$ MHz.

Allerdings kann man nur für kleine Intensitäten ($I \approx I_0$) davon ausgehen, dass die entgegengesetzten Lichtwellen unabhängig voneinander auf das Atom einwirken, da sonst auch induzierte Emissionen auftreten. Für eine effektive Laserkühlung auf möglichst niedrige Temperaturen sollten I und I_0 von der selben Größenordnung sein [Lett89]. Nimmt man ferner $|kv| \ll \Gamma$ sowie $|kv| \ll |\Delta|$ an, so dürfen F_+ und F_- aus (3.1)

superponiert werden und es folgt:

$$F_{res} = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_0} \frac{(2\Delta/\Gamma)}{[1 + (2\Delta/\Gamma)^2]^2} \cdot v \quad . \quad (3.3)$$

Für kleine Geschwindigkeiten, niedrige Lichtintensität und für $\Delta < 0$ (Rotverstim-
mung) ist die Kraft nahezu proportional zu v (siehe Abb. 3.1) und wirkt in der entge-
gensetzten Richtung. Sie kann dann als Reibungskraft angesehen werden.

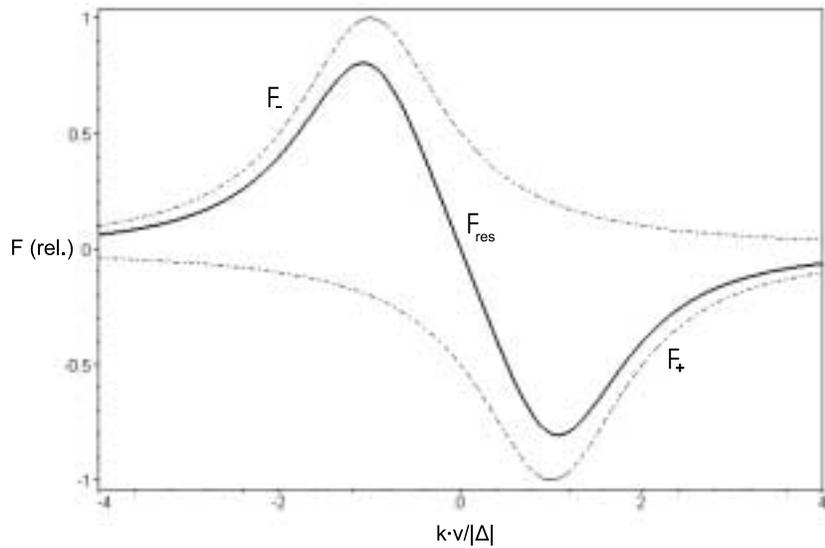


Abbildung 3.1: Resultierende Dämpfungskraft F_{res} (relativ) auf ein Atom abhängig von seiner Geschwindigkeit (in Einheiten von $|\Delta|/k$ mit $\Delta = -\Gamma/2$). Für kleine Geschwin-
digkeiten $|v| < |\Delta|/k$ ist sie näherungsweise linear.

3.1.2 Das Doppler-Limit

Die zufällige Natur der spontanen Emission beim Durchlaufen von Zyklen aus An- und Abregung stellt für die Atome jedoch auch einen Heizprozess dar. Die Rückstoßimpulse bei der Photonemission begrenzen daher die Wirksamkeit dieses Kühlmechanismus. Zur näheren Betrachtung sei eine Kühlrate definiert durch:

$$(\partial E/\partial t)_{cool} = F \cdot v \sim -v^2 \quad , \quad (3.4)$$

und eine Heizrate durch Photonenemission bzw. -streuung durch:

$$(\partial E/\partial t)_{heat} = \frac{\hbar^2 k^2}{m} \Gamma \frac{I/I_0}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2} . \quad (3.5)$$

(Hierbei wurden die selben Näherungen wie in (3.3) verwendet, vgl. [Lett89].)

Damit kann eine Ratengleichung aufgestellt werden, die im Gleichgewicht von Energiezufuhr und -abnahme verschwindet:

$$(\partial E/\partial t)_{cool} + (\partial E/\partial t)_{heat} \stackrel{!}{=} 0 . \quad (3.6)$$

Ein Minimum der Energie und damit der Temperatur stellt sich für $\Delta = -\Gamma/2$ ein. Damit ergibt sich das Doppler-Limit für die Temperatur bei

$$k_B T_{Doppler} = \hbar\Gamma/2 . \quad (3.7)$$

Für ^{87}Rb bedeutet dies, dass mit dieser Art der Laserkühlung eine minimale Temperatur von $140 \mu\text{K}$ erreicht werden kann. Dieses Limit gilt auch für die Kühlung in drei Dimensionen.

3.2 Die magnetooptische Falle

3.2.1 Funktionsweise

Bisher wurde beschrieben, wie ein atomares Gas im Schnittpunkt (genauer: Schnittvolumen) von sechs Laserstrahlen in allen Raumrichtungen gekühlt werden kann. Diesen Schnittbereich können die Atome durch ihre diffusiven Driftbewegungen jedoch verlassen und sich dem weiteren Kühlvorgang entziehen. Es wird also eine ortsabhängige Rückstellkraft benötigt, die die Atome an einem ausgezeichneten Ort sammelt. Hierzu wird zusätzlich ein sphärisches Quadrupol-Magnetfeld angelegt, dessen Nullpunkt im Schnittbereich der Laserstrahlen liegt. Darüber hinaus wird das Laserlicht zirkular polarisiert eingestrahlt, und zwar jeweils σ^+ -Licht von der einen und σ^- -Licht von der gegenüberliegenden Seite. Nach den Auswahlregeln für optische Dipolübergänge kann σ^+ -Licht nur Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ anregen und entsprechend σ^- -Licht nur Übergänge mit $\Delta m_F = -1$. Durch das Magnetfeld und mithin den Zeeman-Effekt

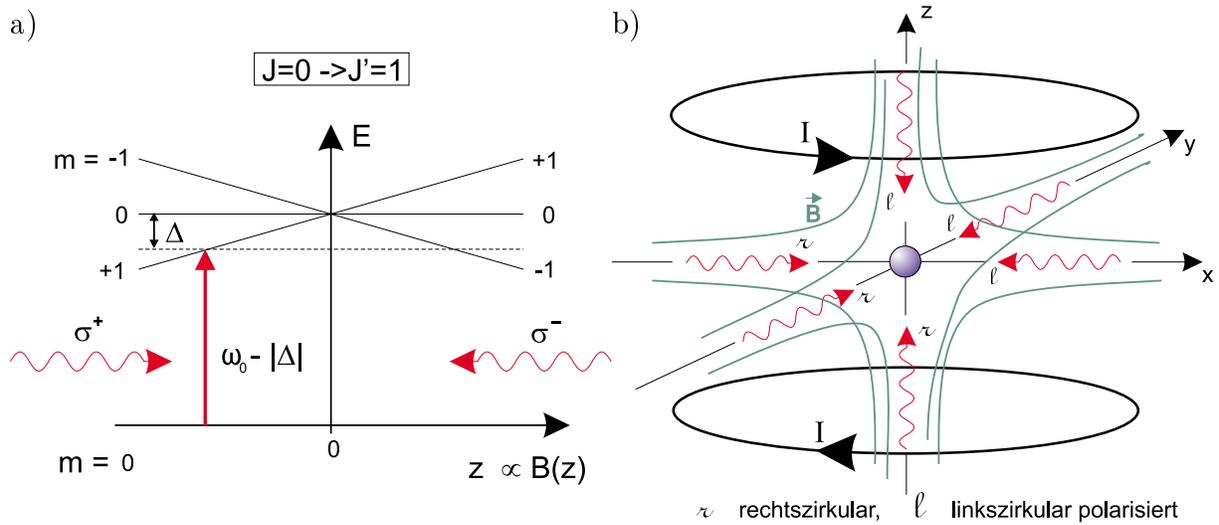


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung a) des Fallenprinzips in einer Dimension, b) der Laser einer MOT in drei Dimensionen (beide nach [Kuhr99])

sind abseits vom Zentrum diese m_F -Unterzustände energetisch aufgespalten. Wenn sich ein Atom vom Fallenzentrum entfernt, wird es eher mit demjenigen Laserstrahl resonant, der es durch seinen Strahlungsdruck wieder zum Fallenzentrum hin beschleunigen kann. Die Bewegung der Atome beim Einfangprozess in einer MOT gleicht dann einer überdämpften harmonischen Schwingung.

3.2.2 Sub-Doppler-Mechanismen

Ohne weitere Modifikation der MOT stellt sich ein zusätzlicher Kühlmechanismus ein, die sogenannte Sisyphus-Kühlung. Sie beruht auf dem dynamischen Stark-Effekt, d. h. der Verschiebung atomarer Energienivaus in elektromagnetischen Feldern, in diesem Fall dem Lichtfeld interferierender gegenläufiger Laserstrahlen. Die Sisyphus-Kühlung ist dafür verantwortlich, dass in einer MOT Temperaturen von einer Größenordnung unterhalb der Doppler-Grenze erreichbar sind [Phil98, Petr96].

Doch auch für die Sisyphus-Kühlung existiert eine prinzipielle Untergrenze, die durch optische Kühlprozesse nicht mehr zu unterschreiten ist. Die zufällig gerichteten Rückstoßimpulse vom Betrag $\hbar k$ bei der Photonemission definieren die minimale

Impulsbreite eines gekühlten Ensembles von Atomen. Diese Rückstoßbegrenzung liefert eine kleinste erreichbare Temperatur T_{rec} , wenn man die Rückstoßenergie (engl.: „recoil energy“) mit der thermischen Energie eines Atoms der Masse m gleichsetzt:

$$\frac{1}{2} k_B T_{rec} = \frac{(\hbar k)^2}{2m} \quad (3.8)$$

Für ^{87}Rb beträgt $T_{rec} \simeq 0,36 \mu\text{K}$ und ist somit immer noch zu hoch für die Erzeugung von BEC.

Darüber hinaus sind in einer MOT keine höheren Teilchendichten als $\simeq 10^{12}/\text{cm}^3$ zu erzielen [And95]. Denn ein von einem Atom spontan emittiertes Photon kann von einem benachbarten Atom wieder absorbiert werden. Dies wirkt durch die Rückstöße wie eine repulsive Kraft zwischen den Atomen. Man erkennt, dass das nahresonante Lichtfeld in einer MOT keine Bose-Einstein-Kondensation zulässt. Es muss also zu einer Atomfalle ohne nahresonantes Licht übergegangen werden.

3.3 Evaporatives Kühlen in einer Magnetfalle

Ein Atom mit magnetischem Moment $\vec{\mu}$ besitzt in einem Magnetfeld \vec{B} das Potenzial

$$V_{magn} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = |\mu| \cdot |B| \quad , \quad (3.9)$$

wenn der Atomspin antiparallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist. Dieser Zustand ist Schwachfeld-suchend, d. h. in einem inhomogenen Magnetfeld sammeln sich die Atome dort, wo $|B|$ minimal ist.

Evaporativ Kühlen bedeutet, stets die „heißesten“ Atome aus der Falle zu entlassen. Ein energiereichere Mechanismus muss also diese Atome in einen nicht gefangenen Zustand überführen.

Im Potenzial einer passend gestalteten Magnetfalle (z. B. einer Ioffe-Pritchard-Falle, bestehend aus einem Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration und einer dritten, orthogonal dazu stehenden Spule [Ess98]) können die Atome ihrer Energie und somit ihrer Temperatur entsprechend Oszillationen ausführen. Die energiereichsten Atome dringen dabei in Regionen mit stärkerem Magnetfeld vor als die übrigen und erfahren

die größte Zeeman-Verschiebung ihrer m_F -Unterstufen. Durch Einstrahlen einer genau abgestimmten Radiofrequenz ν_{rf} provoziert man nun einen sog. „Spin-Flip“ der energiereichsten Atome in einen nicht gefangenen, Starkfeld-suchenden Zustand, woraufhin sie die Falle verlassen. Die verbleibenden Atome führen, komprimiert durch das Fallenpotenzial, elastische Stöße aus, was eine Thermalisierung der Probe zur Folge hat [Kett98]. Für eine effektive Kühlung fährt man die Übergangsfrequenz ν_{rf} langsam herunter auf einen Endwert, der letztendlich die Temperatur sowie die Teilchenzahl- und Phasenraumdichte der Probe bestimmt.

Kapitel 4

Beschreibung des Experiments

4.1 Grundriss

Die gesamte Manipulation am Rubidium-Gas findet in einer Hochvakuum-Apparatur (siehe Abb. 4.1) statt. Durch den Einsatz von Turbomolekular- und Ionengetterpumpe soll in der zweiten MOT ein Druck von 10^{-11} Torr oder weniger erreicht werden. In der Lade-MOT wird er durch den Rubidium-Dampfdruck bei etwa 10^{-8} Torr liegen, sodass in der Apparatur differenziell gepumpt wird. Die Lade-MOT besteht aus einem Edelstahltopf mit achteckigem Längsschnitt, an dem insgesamt 7 anti-Reflex-beschichtete Quarzglasfenster angebracht sind. Um den Topf wird ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Konfiguration angebracht, das das Magnetfeld für die Lade-MOT erzeugt. Durch ein Ventil ist diese mit einem Rubidium-Reservoir verbunden.

Durch eine vertikale Rohrverbindung und ein Doppelkreuz besteht Zugang zu einer Quarzglaszelle senkrecht unter der ersten MOT. In dieser Zelle, die einen quadratischen Querschnitt besitzt, soll die Kondensation erfolgen. Um die Zelle werden die Spulen für die Magnetfalle und die zweite MOT angebracht. Die Laser für diese MOT können durch die Glaskonstruktion räumlich flexibel eingestrahlt werden. Außerdem benötigt man weiteren optischen Zugang zur BEC-Probe, um über eine empfindliche Digitalkamera die Fluoreszenz der Atome beobachten zu können, wenn sie mit resonantem Laserlicht in der MOT oder später zur Untersuchung bestrahlt werden.

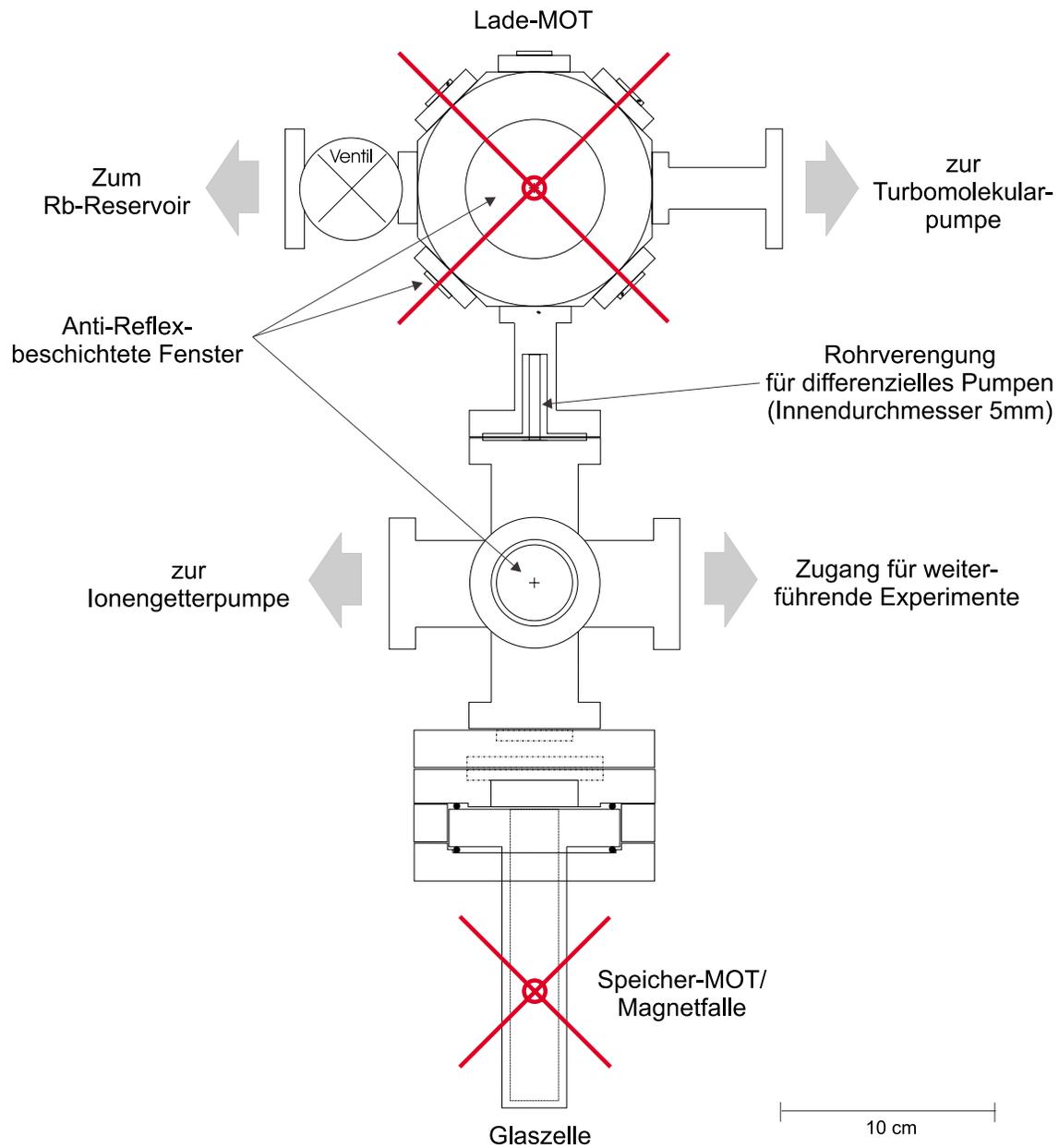


Abbildung 4.1: Aufbau der Vakuumanlage (maßstabsgetreu). Sie ist vertikal ausgerichtet.

4.2 Eigenschaften von Rubidium

Der größte Teil atomphysikalischer Experimente mit Laserkühlung wird an Alkalimetallen durchgeführt. Sie besitzen durch ihr einzelnes Leuchtelektron einfache Termschemata, sodass man sie in bestimmten Fällen näherungsweise als Zweiniveau-Systeme betrachten kann. Rubidium ist das erste Element, aus dem ein Bose-Einstein-Kondensat erzeugt werden konnte. Zwei Isotope kommen in der Natur vor, ^{85}Rb (zu 72%) und ^{87}Rb (zu 28%), wobei nur das Letztere zu BEC kondensiert. Voraussetzung für ein stabiles Bose-Einstein-Kondensat ist eine positive Streulänge, sonst „kollabiert“ es bei steigender Teilchendichte durch attraktive Wechselwirkungen zwischen den Atomen [Kett98, S. 55]. Bei ^{85}Rb und ^7Li ist dies das entscheidende Hindernis. Cäsium hingegen konnte bislang nicht zur Kondensation gebracht werden, da durch inelastische Stöße zwischen den Atomen das evaporative Kühlen nicht genügend gut gelingt. Weiterhin können bei der Laserkühlung von Rubidium preiswerte und vergleichsweise einfach zu handhabende Diodenlaser eingesetzt werden, während beispielsweise für Natrium wegen der ungünstigen Wellenlänge des geeigneten Kühlübergangs aufwendige Farbstofflaser benötigt werden.

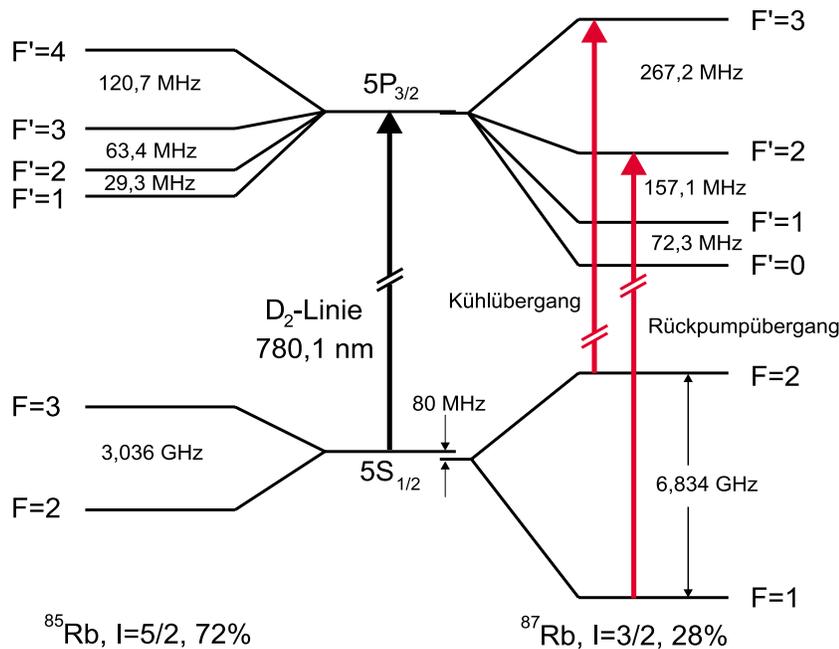


Abbildung 4.2: Termschema der Rubidium-D₂-Linie mit Energiedifferenzen/h, nach [Shee89]

Als Kühlübergang in der MOT dient die ^{87}Rb -D₂-Linie, genauer der Übergang $5S_{1/2} |F=2\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F'=3\rangle$. Er kommt dem Ideal eines reinen Zweiniveau-Systems recht nahe, zumal sich die Atome nach kurzer Zeit durch das zirkular polarisierte Licht fast ausschließlich in den äußeren m_F -Unterstufen befinden. Es kann jedoch mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit auch in den Zustand $5P_{3/2} |F'=2\rangle$ gepumpt werden. Die Atome können dann in den $|F=1\rangle$ -Grundzustand zurückfallen und sich damit dem weiteren Kühlzyklus entziehen, denn die Grundzustandsaufspaltung von ^{87}Rb ist mit 6,8 GHz sehr groß gegenüber der Linienbreite des Kühllasers (siehe 5.3.1 und [MacAd92]). In einer MOT wird deswegen zusätzlich ein sogenannter Rückpump Laser eingestrahlt, der resonant mit der Hyperfeinlinie $5S_{1/2} |F=1\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F'=2\rangle$ ist. Er führt die Atome damit dem Kühlzyklus wieder zu. Insgesamt entfällt etwa auf 10.000 Kühlzyklen ein Rückpumpzyklus.

4.3 Erzeugung von BEC: Vorausgehende Schritte

In diesem Abschnitt soll die Abfolge der experimentellen Schritte zur bis zur Erzeugung eines BEC skizziert werden, insbesondere die Arbeit der Lade-MOT als Rb-Atomquelle. Daraus ergeben sich im Speziellen die genauen Anforderungen an das Lasersystem für diese MOT.

4.3.1 Laden der 1. MOT

Zunächst wird die obere MOT aus dem Hintergrundgas geladen. Sie wird ausschließlich ^{87}Rb -Atome einfangen, da der nächste für effiziente Laserkühlung geeignete Übergang von ^{85}Rb in der Lichtfrequenz um ca. 1,2 GHz entfernt liegt. Diese MOT ist nicht darauf ausgelegt, die Probe auf besonders tiefe Temperaturen zu kühlen, sondern möglichst viele Atome einzufangen und zu speichern.

Die Kühllaser werden um einige natürliche Linienbreiten nach Rot gegen die atomare Resonanz verstimmt. Zwar liegt nach der Theorie aus (3.1.1) die effizienteste Kühlung bei Verstimmung um eine halbe natürliche Linienbreite, jedoch geht diese Betrachtung von niedrigen Lichtintensitäten und einem idealen Zweiniveau-System aus. Eine größere Verstimmung begünstigt die ebenfalls erwähnten Sub-Doppler-Mechanismen, die gera-

de darauf beruhen, dass man in Wirklichkeit *kein* ideales Zweiniveau-System besitzt. Man hofft, das Ensemble insgesamt in die Nähe der Doppler-Temperatur kühlen zu können.

Die Fenster in der Vakuumkammer gestatten eine Beobachtung der Fluoreszenz der gespeicherten Atome von außen. Eine Infrarotkamera kann dieses Licht aufnehmen, was Rückschlüsse auf die Zahl der gespeicherten Atome in Echtzeit erlaubt. Im Betrieb fängt die MOT ständig Atome aus dem Hintergrundgas ein. Mit wachsender Teilchendichte in der MOT nehmen jedoch die Stöße zwischen den Atomen zu, welche zum Verlust aus der Falle führen können. Die Zahl der speicherbaren Atome resultiert aus dem dynamischen Gleichgewicht von Einfang- und Verlustrate.

4.3.2 Umladen mittels „moving molasses“

Wird eine Stagnation der Atomzahl in der Lade-MOT registriert, soll die vorgekühlte Probe in die darunter liegende zweite MOT befördert werden. Dabei ist wichtig, dass möglichst alle Atome, welche die erste MOT verlassen, auch die zweite erreichen und dort eingefangen werden. Andernfalls werden diese Atome Bestandteil des Hintergrundgases in der Glaszelle, und dessen Druck soll aber so niedrig wie möglich gehalten werden. Die gespeicherten Atome besitzen aufgrund ihrer Temperatur eine gewisse kinetische Energie, die zum Auseinanderlaufen der Probe führt sobald die Kühlung aussetzt. Damit die Atome den räumlichen Einfangbereich der unteren MOT nicht verfehlen, darf das Umladen also nicht zu lange dauern. Ihre Temperatur ist gleichbedeutend mit einer mittleren Geschwindigkeit \bar{v} , die nun zusammen mit den geometrischen Gegebenheiten als Grundlage für eine Abschätzung der maximalen Umladezeit dienen soll.

Umladegeschwindigkeit

Das Volumen einer gespeicherten Probe ist wegen der Rückstellkraft in der MOT deutlich kleiner als der Einfangbereich. Nimmt man einen Radius der Probe in der Lade-MOT von 1 mm und den des Einfangbereichs der unteren MOT von 5 mm an, so darf die Probe während des Umladens in jeder Richtung um 4 mm auseinanderlaufen. Bei einer Temperatur von $T_D \simeq 140 \mu\text{K}$ (Doppler-Temperatur) ermittelt sich die mittlere

Geschwindigkeit \bar{v} der Atome in einer Dimension wie folgt:

$$E = \frac{1}{2} k_B T_D = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 \quad \Rightarrow \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{k_B T_D}{m}} \simeq 0,12 \text{ m/s} \quad (4.1)$$

Man erkennt, dass das Umladen nicht länger als $1/30 \text{ s} \simeq 30 \text{ ms}$ dauern darf. Die Distanz d zwischen den beiden Fallen beträgt 37 cm . Würden die Atome einfach fallen gelassen, so würde dies $\sqrt{2d/g} \simeq 270 \text{ ms}$ dauern. Die Probe hätte dann beim Eintreffen in der unteren MOT eine Endgeschwindigkeit von $0,3 \text{ m/s}$. Sie muss also zusätzlich nach unten beschleunigt werden auf eine Geschwindigkeit v_m (m für engl.: „moving molasses“), sodass die Strecke d in der Zeit $t_m = 30 \text{ ms}$ zurückgelegt werden kann. Es ergibt sich:

$$v_m = \frac{d}{t_m} - \frac{1}{2} g t_m \simeq 12 \text{ m/s} \quad . \quad (4.2)$$

Der Anteil durch Gravitation von $2,5 \%$ kann bei der Endgeschwindigkeit sogar vernachlässigt werden. Ob diese Geschwindigkeit von der unteren MOT im Dauerbetrieb wieder eingefangen werden kann, hängt maßgeblich von ihrer Größe (d. h. dem Schnittvolumen der Laserstrahlen), der Kühllaserleistung und der Doppler-Verstimmung Δ ab [Mya96]. Erfahrungen aus vorausgegangenen Experimenten mit Doppel-MOT-Systemen wie in [Mya96, Park99] zeigen, dass ein der Lade-MOT ähnliches System eine genügend große Fallentiefe aufweisen dürfte.

Beschleunigung in der Lade-MOT

Als beschleunigende Kraft wird der Strahlungsdruck der Kühllaser genutzt, welche zum Umladen zusätzlich verstimmt werden. Die von oben einstrahlenden Laser werden in der Frequenz nach Blau, die von unten einstrahlenden nach Rot verstimmt. Dies verschiebt für jedes Paar gegenläufiger Laser das Geschwindigkeits-Bezugssystem für die Doppler-Kühlung. Daraus resultiert eine Beschleunigung senkrecht nach unten, denn die Atome streben danach sich so zu bewegen, dass sie durch den Dopplereffekt alle Laser gleich weit um die Resonanz verschoben sehen (siehe hierzu Abb. 4.3 a)).

Da aber nur im Schnittbereich der Laserstrahlen Strahlungsdruck ausgeübt werden kann, muss nun geklärt werden, ob der Raum dort ausreicht um die Atome auf v_m nach unten zu beschleunigen.

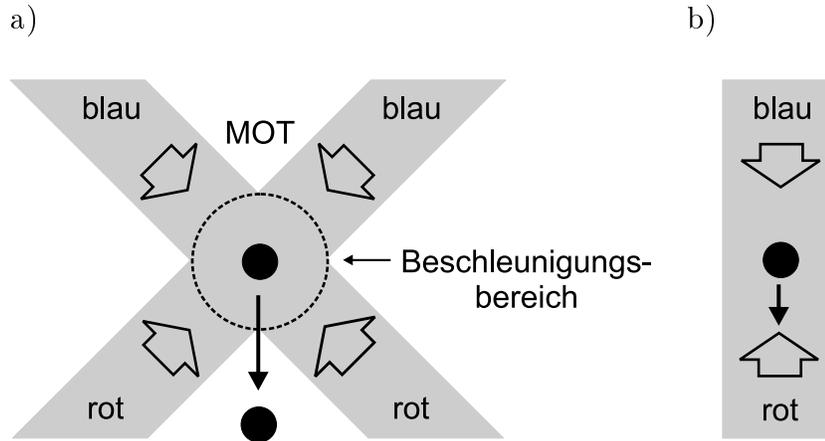


Abbildung 4.3: Geometrische Verhältnisse und Richtung der zusätzlichen Frequenzverstimmung um Δ_m a) im Experiment, b) vereinfachtes Schema für die Abschätzung der Beschleunigungsstrecke

Abschätzung der Beschleunigungsstrecke

Vereinfachend soll nun die Kraft durch ein einzelnes Laserpaar betrachtet werden (siehe Abb. 4.3 b)). Für die Doppler-Kühlung seien zunächst beide Laser um die Frequenz $\Delta = -3\Gamma$ (mit $\Gamma/2\pi = 5,89$ MHz) gegen die atomare Resonanz rotverstimmt. Zum Umladen erhält der obere Laser in vernachlässigbar kurzer Zeit (weniger als $100 \mu\text{s}$) eine zusätzliche Verstimmung um $+\Delta_m$, der untere um $-\Delta_m$. Durch diese Verschiebung des Geschwindigkeits-Bezugssystems für die Doppler-Kühlung besitzt plötzlich ein im Laborsystem ruhendes Atom ($v(0) = 0$) relativ zum neuen Bezugssystem die Geschwindigkeit $v_0 = -\Delta_m/k$. Es erfährt fortan durch den Strahlungsdruck eine beschleunigende Kraft $F = F_+ + F_-$, die ihrerseits wieder geschwindigkeitsabhängig ist. Sie soll groß sein für $v(t) = 0$ und nahezu verschwinden bei $v(t) = v_0$. Um den Beschleunigungsprozess der Atome zu beschreiben, muss man die folgende gewöhnliche Differenzialgleichung für $v(t)$ lösen (vgl. 3.1):

$$m \dot{v}(t) = F_+[v(t)] + F_-[v(t)] \quad (4.3)$$

mit

$$F_{\pm}[v(t)] = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + [2[\Delta \pm \Delta_m \mp k \cdot v(t)]/\Gamma]^2} .$$

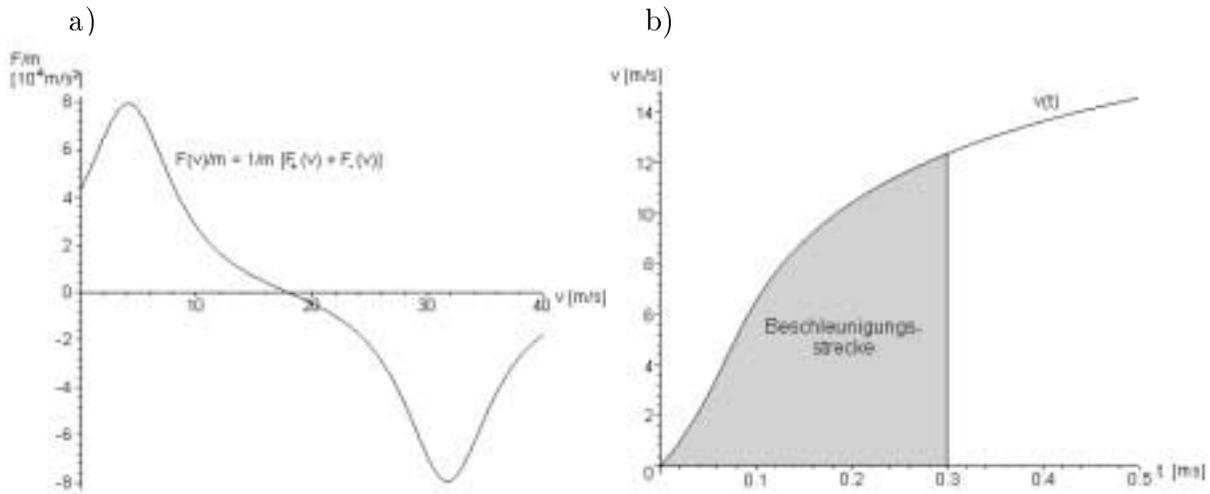


Abbildung 4.4: a) Beschleunigung durch die verstimmten Laser abhängig von der Geschwindigkeit des Atoms (mit $I/I_0 = const.$), b) zeitlicher Verlauf der Geschwindigkeit

Das Mathematikprogramm MAPLE kann diese Gleichung lösen (auch wenn die Lösung nicht in geschlossener Form ausgegeben wird) und anhand der folgenden Startwerte den Geschwindigkeitsverlauf eines Atoms aus der Ruhe heraus grafisch darstellen (siehe Abb. 4.4 b)). Als Beschleunigungsstrecke ergibt sich dann das Integral von $v(t)$ über die Zeit.

Um die Kraft der Kühlaser optimal zu nutzen ist es sinnvoll, die Laser etwas weiter zu verstimmen als es zur Beschleunigung auf 12 m/s nötig wäre. Man betrachte dazu das Kraftprofil der Laser in Abb. 4.4 a). Das „Ruhesystem“ für die Doppler-Kühlung auf 12 m/s zu verlegen bedeutete eine Verstimmung um $\pm\Delta_m = k \cdot 12 \text{ m/s} \simeq 2,6 \Gamma$; hier seien die Laser jedoch um $\pm\Delta_m = k \cdot 18 \text{ m/s} \simeq 3,9 \Gamma$ verstimmt. Weiterhin sei für die Atome $v(0) = 0$ angenommen und $I/I_0 = 3$ (siehe hierzu Abb. 4.5). Man erkennt, dass bereits nach einer Zeit von 0,3 ms die Geschwindigkeit von 12 m/s erreicht ist und dass sie danach nur noch langsam wächst. Das ist vorteilhaft, weil manche Atome aufgrund ihrer Ausgangsposition eine größere Strecke zur Verfügung haben, sie insgesamt aber nicht zu schnell werden dürfen. Eine numerische Integration von $v(t)$ mit MAPLE ergibt eine nach 0,3 ms zurückgelegte Strecke von $s \simeq 2,4 \text{ mm}$.

Geplant ist ein Strahldurchmesser ($1/e^2$ -Breite der Intensität) der Kühllaser von 10 mm. Die gespeicherten Atome mögen sich in einer Wolke mit dem Radius 1 mm aufhalten, dann stehen mindestens 4 mm Beschleunigungsstrecke zur Verfügung. Die Lichtintensität ist jedoch nicht überall gleich, sondern es wird für die transversale Intensitätsverteilung der radialsymmetrischen Strahlen ein Gauß'sches Intensitätsprofil angenommen (vgl. [Sieg]):

$$I(r) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \cdot \exp(-2r^2/w_0^2) \quad . \quad (4.4)$$

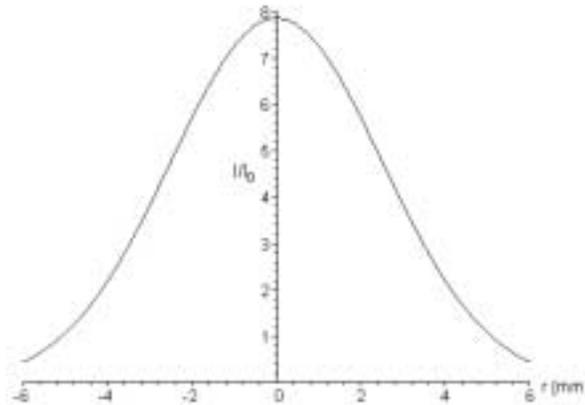


Abbildung 4.5: Intensitätsprofil der Kühllaser in Einheiten der Rb-Sättigungsintensität

Mit einer Laserleistung $P = 5$ mW, dem Strahlradius $w_0 = 5$ mm und einer Sättigungsintensität $I_0 = 1,62$ mW/cm² für den entsprechenden optischen Übergang von ⁸⁷Rb zeigt sich, dass noch bei einem Radius von $r = 3$ mm eine Intensität von $I = 3,8 \cdot I_0$ vorhanden ist (vgl. Abb. 4.5). Man wird im Experiment also eine größere Kraft zum Beschleunigen zur Verfügung haben als bei dieser Rechnung zugrunde gelegt.

Realisierbarkeit

Die gesamte Abschätzung zeigt, dass diese Umlademethode in den gewünschten Größenordnungen funktionieren sollte. In der Lade-MOT sollen die Atome jedoch nach unten, d. h. im Winkel von 45° zu jedem der beiden diagonal einstrahlenden Laserpaare beschleunigt werden. Jedes Laserpaar braucht sie daher nur auf die Geschwindigkeit $v_m/\sqrt{2}$ (Projektion von v_m auf die Laserachse) zu beschleunigen. Andererseits wirken

tatsächlich drei Laserpaare gleichzeitig auf die Probe ein, und wie sich dies auf die erreichbare Beschleunigung auswirkt, soll im Rahmen dieser Abschätzung nicht ausgerechnet werden.

Ein bei der voranstehenden Abschätzung nicht berücksichtigter Faktor ist das Magnetfeld der MOT. Es führt natürlich auch zu einer Zeeman-Verschiebung des Kühlübergangs (siehe Abb. 3.2), diese ist aber mit 1,4 MHz/Gauß und einem geschätzten Feldgradienten von 4 Gauß/cm in der MOT vernachlässigbar klein.

Insgesamt darf man davon ausgehen, dass sich mit den zur Verfügung stehenden Lichtkräften und der vorgegebenen Geometrie das Umladen wie dargestellt realisieren lässt. Im Experiment wird vor allem auf den Vorgang des Verstimmens der Laser Einfluss genommen. Die optimalen Parameter für Betrag und Geschwindigkeit der Verstimmung (welche z. T. durch die Konstruktion der Laser begrenzt sind) können durch Versuche ermittelt werden. Als Anforderung an das Lasersystem ergibt sich daraus, dass der Verstimmvorgang zeitlich und in der Frequenz steuerbar sein muss. Das Regelsignal an die Reflexionsgitter der Laser (vgl. 5.1) wird elektronisch erzeugt und kann über Regler modelliert werden. Damit sind die Laser flexibel in der Frequenz kontrollierbar.

Wiederholtes Umladen

Um der unteren MOT möglichst viele Atome zuzuführen, wird der Umladevorgang mehrfach wiederholt. Mit welcher Frequenz dies geschieht und wie oft wird sich aus der Ladezeit der oberen MOT und der Aufnahmekapazität der unteren MOT ergeben. Wie bei der Lade-MOT wird auch in der unteren MOT die Zahl der gespeicherten Atome anhand ihrer Fluoreszenz kontrolliert. Später wird das gesamte Umladen automatisiert und von einer Computersteuerung vorgenommen werden.

4.4 Untersuchung gespeicherter Atome

Es ist notwendig, eine Probe gekühlter und gespeicherter Atome hinsichtlich der Atomanzahl und ihrer Geschwindigkeitsverteilung charakterisieren zu können. In einer MOT kann durch Betrachten des Fallenzentrums mit einer hochauflösenden Infrarotkamera die Zahl der gespeicherten Atome und die räumliche Ausdehnung der Probe bestimmt

werden. Die Geschwindigkeitsverteilung und somit die Temperatur der Probe ist so zunächst nicht direkt messbar. In einer Magnetfalle muss zur Beobachtung resonantes Licht eingestrahlt werden, was die Probe natürlich beeinflusst (insbesondere aufheizt).

Die „Time-of-flight“-Methode

Im Zusammenhang mit optischen Melassen und BEC-Experimenten ist die „Time-of-flight“-Methode (TOF-Methode) eine häufig verwendete Technik zur Temperaturbestimmung. Hierbei wird die Atomfalle abgeschaltet, sodass die zu untersuchende Probe herunterfällt. Je nach ihrer Temperatur läuft die Probe während der Fallzeit ballistisch um ein bestimmtes Maß auseinander. In einem festen bekannten Abstand unterhalb der Atomfalle wird in horizontaler Richtung Laserlicht eingestrahlt, das mit einem optischen Übergang der gespeicherten Atome resonant ist. Man misst die Fluoreszenz der durch den Probestrahl hindurchfallenden Atome als Funktion der Zeit (siehe Abb. 4.6 b)).

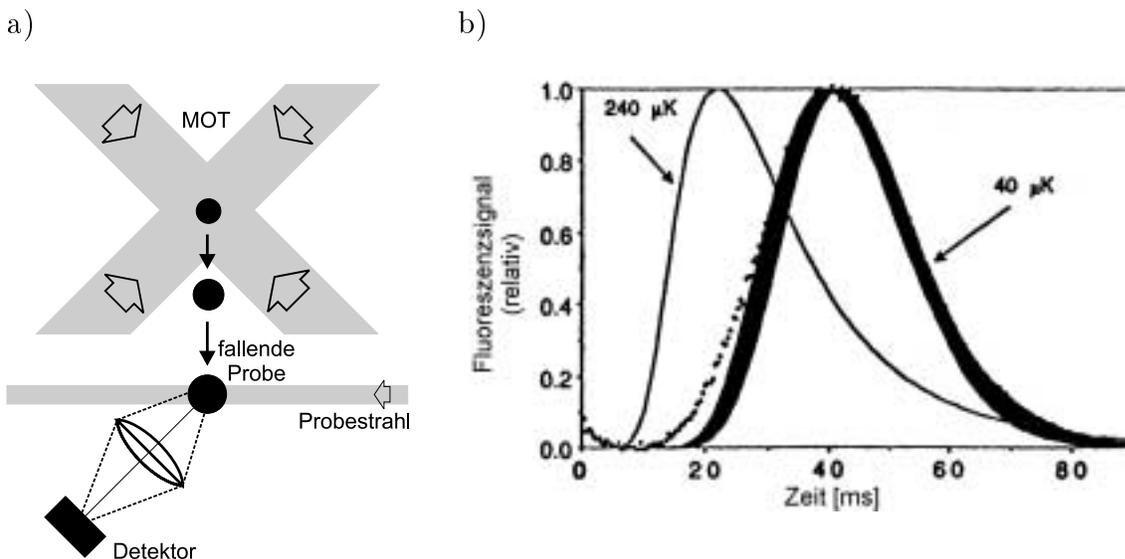


Abbildung 4.6: a) Schematischer Aufbau für TOF-Messungen, nach [Phil98], b) TOF-Verteilung aus [Phil98] als Nachweis von Sub-Doppler-Mechanismen in einer MOT. Die gemessene Kurve (rechts, mit Fehlerband) lässt auf eine deutlich tiefere Temperatur der Cäsium-Probe schließen als die erwartete Doppler-Temperatur (Kurve links).

Wenn die räumliche Ausdehnung der Probe vor dem Fallen bekannt war, kann man aus der gewonnenen TOF-Verteilung auf die Temperatur der Probe in der Falle zurückschließen. Diese Messmethode ist relativ leicht zu realisieren und gilt wegen i. Allg. weniger systematischer Fehler als zuverlässig [Phil98, Lett89].

Sie bietet sich an, um im geplanten Experiment die Funktion beider MOTs zu überprüfen. Insbesondere kann Aufschluss über die Geschwindigkeit der Atome während des Umladevorgangs gewonnen werden. Die Fenster am Doppelkreuz in der Vakuumapparatur (siehe Abb. 4.1) bieten hierbei idealen optischen Zugang zur Probe.

Nachweis von BEC

Auch die Charakterisierung eines Bose-Einstein-Kondensats in der Glaszelle wird mit der TOF-Methode möglich sein. Der Nachteil der TOF-Methode ist, dass die Probe nicht in situ (also am Entstehungsort) gemessen werden kann, sondern dafür fallen gelassen d.h. zerstört werden muss. Für die einfache Abbildung eines Bose-Einstein-Kondensats kann es mit resonantem Laserlicht bestrahlt werden. Das reine Kondensat ist wegen der hohen Anzahl an Teilchen im Grundzustand hierfür optisch dicht, da besonders viel Licht absorbiert und durch Fluoreszenz in alle Richtungen wieder abgestrahlt wird. Das Kondensat wirft in Strahlrichtung einen Schatten, der mit einer Infrarotkamera aufgenommen werden kann. Je kürzer und schwächer die Einstrahlung des probenden Lichts ist, desto weniger wird das Kondensat aufgeheizt und gestört. Die Methoden zur nicht-zerstörenden Abbildung eines Bose-Einstein-Kondensats sind in der ständigen Weiterentwicklung und werden u. a. diskutiert in [Kett98].

Kapitel 5

Das Lasersystem der Lade-MOT

5.1 Die Diodenlaser

Als Kühl- und Rückpump Laser in der Lade-MOT kommen insgesamt vier baugleiche Dioden Lasersysteme DL 100 der Firma TUI-Optics zum Einsatz. Diese Laser sind gitterstabilisiert, d. h. der aus der Diode austretende kollimierte Laserstrahl trifft unter einem Winkel von ca. 45° auf ein optisches Gitter, welches die Reflexion 0. Ordnung aus dem Gehäuse herausführt, die Reflexion -1. Ordnung in die Diode zurückreflektiert. Dieser Aufbau wird Littrow-Anordnung genannt [MacAd92]. Die Rückkopplung ist ein Verfahren zur Wellenlänge Selektion, denn die Wellenlänge der genau in die Diode treffenden Rückreflexion hängt empfindlich von der Stellung des Gitters ab. In der Diode wird daraufhin die entsprechende Mode mit dieser (oder nahe dieser) Wellenlänge verstärkt betrieben. So ist ein Ein-Moden-Betrieb der Laserdiode mit deutlich schmalerer Linienbreite als ohne Gitter (freilaufend) möglich [Wie91].

Innerhalb des Verstärkungsprofils der Diode ist damit der Laser weitgehend durchstimmbare, wenn auch nicht Modensprung-frei. Dabei spielen auch der Betriebsstrom durch die Diode und ihre Temperatur eine große Rolle. Die Laserdioden sind daher wärmeleitend mit einem Thermoelement des Systems verbunden. Ein elektronischer Regelkreis kann die Diode auf Temperaturen zwischen 0°C und 50°C stabilisieren, wobei tiefe Temperaturen (etwa $< 5^\circ\text{C}$) wegen niederschlagender Feuchtigkeit problematisch sind, während hohe Temperaturen (etwa $> 25^\circ\text{C}$) die Lebensdauer der

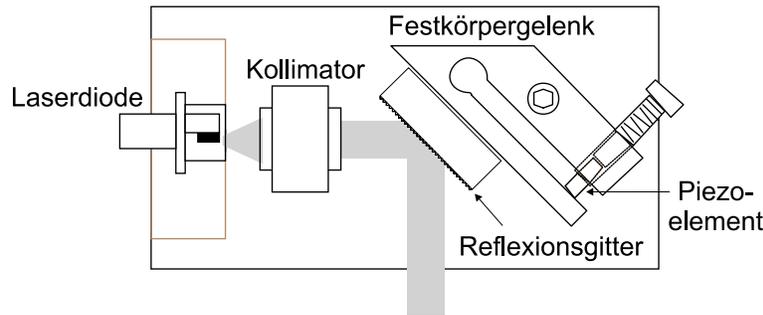


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der Diodenlaser mit Reflexionsgitter in Littrow-Anordnung, aus [Scha99]

Dioden deutlich verkürzen können [TuiOpt]. Zusätzlich kann das System an eine Wasserkühlung angeschlossen werden.

Die hier verwendeten Laserdioden Sanyo DL7140-201 erbringen freilaufend eine optische Leistung von ca. 80 mW bei 785 nm Wellenlänge, einem Betriebsstrom von ca. 120 mA und 25°C. Die Gitterstellung wird über eine Feingewindeschraube vorjustiert und kann durch ein Piezoelement präzise elektronisch reguliert werden. Laut Hersteller sind die Laser insgesamt von 785 nm ausgehend um ± 7 nm durchstimmbare [TuiOpt].

5.2 Polarisationspektroskopie und Frequenzstabilisierung

Für den Betrieb der MOT sollen die Laser möglichst über Stunden frequenzstabil betrieben werden und nicht mehr als etwa 2 MHz von der gewünschten Frequenz abweichen. Um alle Schwankungen in der Stromversorgung und thermische Ausdehnungen der Diode ausgleichen zu können, muss die Gitterstellung aktiv geregelt werden. Dies übernimmt ein elektronischer Regelkreis, welcher sein Referenzsignal aus einer Polarisationspektroskopie bezieht. Diese wird an einem abgezweigten Teil jedes Laserstrahls durchgeführt.

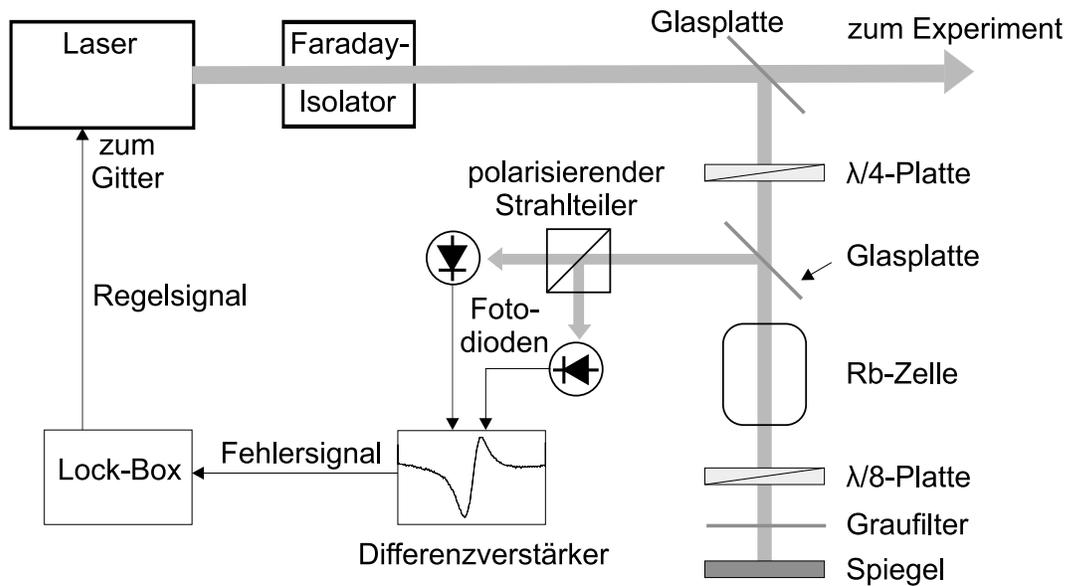


Abbildung 5.2: Aufbau der Polarisationspektroskopie und der Frequenzstabilisierung

5.2.1 Aufbau der Polarisationspektroskopie

Bei der Polarisationspektroskopie (siehe Abb. 5.2) werden zwei gegenläufige Laserstrahlen durch eine Glaszelle mit Rubidiumdampf geführt und überlagern sich dort möglichst vollständig. Ein Strahl dient als sog. Pumpstrahl, der schwächere zweite als Probe- oder Abfragestrahl. Im hier verwendeten Aufbau wird der Pumpstrahl nach dem Durchgang durch die Zelle abgeschwächt und in sich selbst zurückreflektiert. Er dient daraufhin als Probestrahl, durchläuft wiederum die Glaszelle und wird danach aus dem Strahlengang ausgekoppelt. Er wird durch einen polarisierenden Strahlteiler in zwei orthogonale Polarisationskomponenten aufgespalten und jede Komponente durch eine Fotodiode detektiert. Jede der beiden Fotodioden zeigt daraufhin ein polarisationsgefiltertes Signal einer Rb-Sättigungsspektroskopie. (Für Details dazu vgl. [Demt].)

Zum Schutz der Laserdiode gegen unerwünschte Rückkopplung ist bei diesem Aufbau ein Faraday-Isolator unbedingt erforderlich. Eine direkte Rückreflexion auch eines nur

schwachen Strahls in die Diode kann sie sofort zerstören [Wie91, TuiOpt].

5.2.2 Funktionsweise

Hinter dem Faraday-Isolator liegt zunächst linear polarisiertes Laserlicht vor. Der Pumpstrahl in der Spektroskopie wird daraufhin durch eine $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert. Ist er mit einem optischen Übergang der Rb-Atome in der Zelle resonant, so werden diese angeregt, und bei σ^+ -Licht (σ^- -Licht) unterliegen sie daraufhin der Auswahlregel $\Delta m_F = +1$ ($\Delta m_F = -1$). Dies führt zu einer ungleichmäßigen Entleerung bzw. Bevölkerung der energetisch entarteten m_F -Unterstufen beider beteiligter Energieniveaus (optisches Pumpen). Es bedeutet somit eine räumliche Ausrichtung der atomaren Drehimpulse. Dadurch stellt das atomare Rb-Gas im Strahlbereich ein optisch aktives Medium dar, d. h. es liegen nun für σ^+ - und σ^- -Licht unterschiedliche frequenzabhängige Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten vor [Demt].

Der Probestrahl ist linear polarisiert, da er zweimal eine hinter der Zelle platzierte $\lambda/8$ -Platte durchlaufen hat. Linear polarisiertes Licht kann man als Überlagerung von σ^+ - und σ^- -Licht betrachten. Durch die Phasenverschiebung zwischen diesen Komponenten in einem optisch aktiven Medium wird die Polarisationsrichtung des Probestrahls gedreht. Bei getrennter Detektion zweier orthogonaler linearer Polarisationskomponenten wird dies als Zu- bzw. Abnahme der jeweiligen Intensität registriert. Dieser Effekt tritt bei optischem Pumpen, also nur in unmittelbarer Nähe einer atomaren Resonanzfrequenz auf, und seine Ausprägung als Funktion der Lichtfrequenz stellt eine Mischung aus einer dispersiven Kurve (durch die Änderung der Brechungsindizes) und eines Lorentz-Profiles (durch Änderung der Absorptionskoeffizienten) dar [Demt]. Durch geeignete Justage vor allem der $\lambda/8$ -Platte kann man erreichen, dass der dispersive Effekt dominiert [Teets77].

Der Aufbau wird so justiert, dass die Fotodioden bei Lichtfrequenzen abseits einer atomaren Resonanz die gleiche Lichtmenge empfangen. Wenn der Laser jedoch mit einer Resonanzfrequenz eingestrahlt wird, so zeigen sie genau dann auf beiden Sättigungssignalen zusätzlich eine dispersive Struktur. Diese besitzt auf den beiden Fotodioden unterschiedliche Vorzeichen.

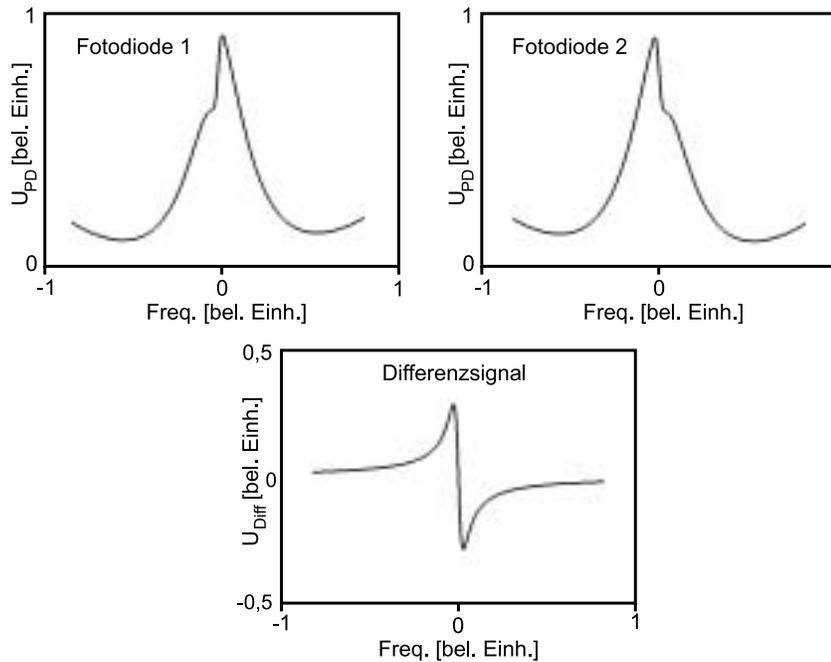


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Arbeit des Differenzverstärkers. Er filtert aus dem Sättigungsspektrum genau die dispersive Struktur des Polarisationsignals heraus.

Erzeugung eines geeigneten Fehlersignals

Um die dispersive Struktur des Signals aus dem übrigen Sättigungsspektrum herauszufiltern werden beide Fotodiodensignale auf einen Differenzverstärker gegeben. Dieser erzeugt nun ein reines dispersives Signal, welches abseits atomarer Resonanzen praktisch gleich Null ist. Bei entsprechender Justage kann ein dispersives Signal jeder gewünschten Hyperfeinstrukturlinie im Wellenlängenbereich des Lasers erzeugt werden.

Verarbeitung in der Lock-Box

Der elektronische Regelkreis in einer sog. Lock-Box kann diese dispersive Flanke als Fehlersignal für die Steuerung des Reflexionsgitters im Laser verwenden. Entfernt sich

die Lichtfrequenz von der atomaren Resonanz, so erhöht oder senkt sich das Fehlersignal empfindlich aufgrund seiner steilen Flanke, die ihren Nulldurchgang exakt auf der Resonanzfrequenz besitzt. In der Lock-Box wird dies in ein Regelsignal übersetzt, welches auf die Gitterstellung des Lasers Einfluss nimmt. Die Lock-Box versucht immer, das Fehlersignal zu minimieren und somit den Laser in der Frequenz auf eine Rb-Spektrallinie zu stabilisieren. (Weitere technische Details zur Laserstabilisierung und die Beschaltung einer Lock-Box finden sich in [MacAd92, Wie91].)

5.2.3 Rb-Sättigungsspektroskopie

Wird der Laser ohne einen Regelkreis betrieben und stattdessen auf das Gitter ein Dreieck- oder Sägezahnssignal gegeben (Scan-Betrieb), so kann man die Rb-Spektrallinien und das Fehlersignal im Frequenzraum auf dem Oszilloskop betrachten. Dies ist hilfreich, um die Funktion des Lasers zu überprüfen. Seine Frequenz und sein Modensprungverhalten sind dann in Echtzeit am Oszilloskop ablesbar. Man benötigt diese Art der Spektroskopie, um die Linien im Hyperfein-Spektrum von Rubidium zu identifizieren und die Stabilisierung auf die richtige Frequenz erfolgen zu lassen.

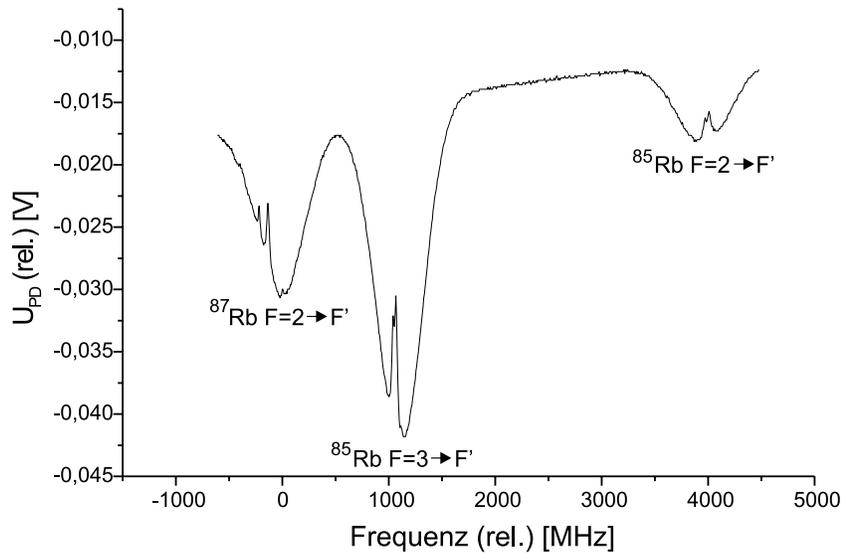
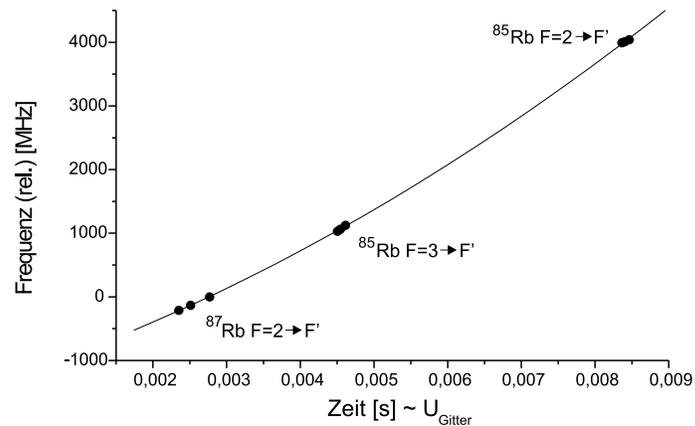


Abbildung 5.4: Rb-Sättigungsspektrum, Modensprung-frei über drei von insgesamt vier Doppler-Profilen der D_2 -Linien von ^{85}Rb und ^{87}Rb

Abbildung 5.5: Eichkurve für Spektrum 5.4. Die Zeit ist proportional zur Gitterspannung. Als Anpassungsfunktion wurde ein Polynom 2. Grades verwendet.



Identifikation der Spektrallinien

Abbildung 5.4 zeigt die zwei Doppler-Profile aus dem Spektrum der ^{85}Rb -D₂-Linie und eines aus dem der ^{87}Rb -D₂-Linie. Es fehlt das Doppler-Profil zu den ^{87}Rb -Übergängen $5S_{1/2} |F=1\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F'=0,1,2\rangle$, da die Mode des Lasers nicht bis in diese hohen Frequenzen reichte. In dem dargestellten Spektrum befände es sich rechts außen, um ca. 2,6 GHz vom rechten ^{85}Rb -Doppler-Profil entfernt. Das dargestellte Spektrum umfasst einen Frequenzbereich von ca. 6 GHz und ist damit das weiteste, welches Modensprung-frei aufgenommen werden konnte. Man erkennt bereits in diesem Maßstab, dass jedes Doppler-Profil mit den Hyperfeinstruktur-aufgelösten Linien eine charakteristische Gestalt besitzt. Die unterschiedlichen Höhen der beiden linken Doppler-Profile spiegeln das Mischverhältnis der Rb-Isotope von 72:28 (Literaturwert nach [Shee89]) in der Zelle wider. Darüber hinaus ist stets das höher-energetische Doppler-Profil eines Rb-Isotops wegen niedrigerer Oszillatorstärken der Übergänge deutlich schwächer ausgeprägt als das nieder-energetische. Für die nicht abgebildeten ^{87}Rb -Linien ist also ein vergleichsweise schwaches Signal zu erwarten.

Die weite Aufnahme des Rb-Spektrums in Abb. 5.4 erlaubt eine eindeutige Zuordnung der Spektrallinien bereits anhand der Position der Doppler-Profile. Dabei wurden dieses und alle folgenden Spektren mit einem digitalen Speicher-Oszilloskop aufgenommen. Im dargestellten Bereich ist die anliegende Gitterspannung direkt proportional zur Zeit. Für die genaue Frequenzzeichnung werden den einzelnen Linien relative Frequenzen (Literaturwerte nach [Shee89]) zugeordnet. Es kann dann eine Eichkurve Zeit \leftrightarrow Frequenz

erstellt werden. In Abb. 5.5 ist die Anpassungsfunktion eine Parabel.

Man erkennt an Abb. 5.5, dass die Laserfrequenz nicht ganz linear mit der Gitterspannung variiert. Allerdings ist die Krümmung der Eichkurve so gering, dass bei schmaleren Aufnahmen (z. B. nur eines Doppler-Profiles) eine lineare Näherung völlig ausreicht, um die Übersetzung Spannung \leftrightarrow Frequenz zu bestimmen.

Nicht jede Laserdiode besitzt genau im Bereich der Rb-Spektrallinien eine derart breite Mode von 6 GHz. Zeigt eine Aufnahme nur ein einzelnes Doppler-Profil, so muss dieser Übergang anhand der Gestalt der Linien oder anhand einer Eichkurve identifiziert werden. Die folgenden Aufnahmen zeigen die vier Doppler-Profile des Rb-D₂-Spektrums. Sie sind z. T. mit verschiedenen Lasern aufgenommen.

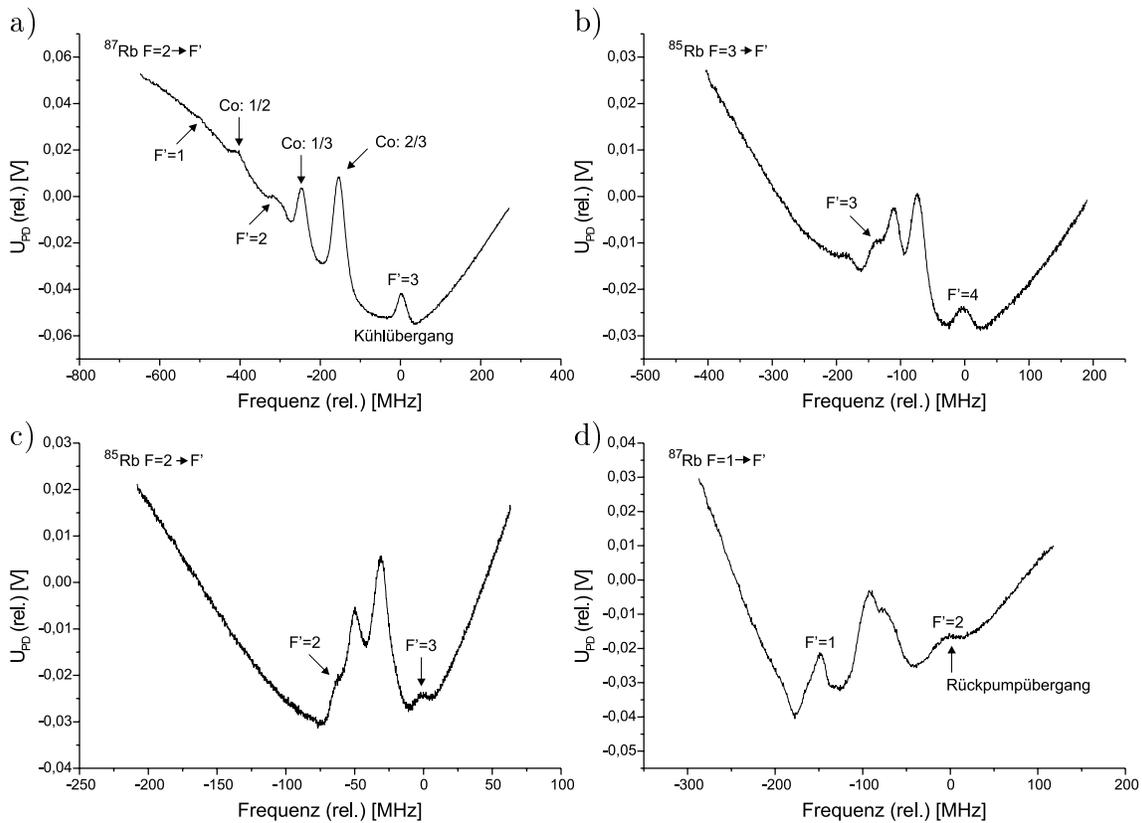


Abbildung 5.6: Die vier Doppler-Profile des Rb-D₂-Spektrums, Hyperfeinstruktur aufgelöst. „Co“ steht für Crossover-Resonanz. Die Reihenfolge der Bilder entspricht der Position der Linien im gesamten Rb-Spektrum.

Beschreibung der Spektren

Die Sättigungsspektroskopie ermöglicht eine Doppler-freie Auflösung der Spektrallinien. Im Idealfall zeigt sie stets sechs Linien auf jedem Doppler-Profil, davon drei Lamb-Dips und drei sog. Crossover-Resonanzen. Letztere (besonders die beiden am stärksten Übergang beteiligten) sind stets die ausgeprägtesten Linien, da an ihrer Entstehung ja zwei Geschwindigkeitsklassen von Atomen in der Zelle beteiligt sind.

An den vorliegenden Spektren erkennt man, dass bei den Doppler-Profilen höherer Frequenz nicht mehr alle Linien aufgelöst werden können. Einerseits liegen sie dort enger zusammen. Andererseits jedoch zeigt das Signal der Fotodioden deutliches Rauschen (siehe 5.2.4), und bei den schwächeren, höher-energetischen Übergängen muss die optische Leistung in der Spektroskopie etwas höher sein als beispielsweise beim Kühlübergang. Dies führt zu einer deutlichen Sättigungsverbreiterung der Linien.

Der hier verwendete Aufbau ist nicht auf die möglichst hochauflösende Rb-Spektroskopie ausgelegt. Vielmehr soll eine Polarisationspektroskopie durchgeführt werden, um ein ideales Fehlersignal für die Lock-Box zu erzeugen. Die Bilder der Sättigungsspektroskopie stammen lediglich von einer der beiden Fotodioden, welche bereits polarisationsgefiltertes Licht empfangen. Dies kann zu Unterschieden in der Ausprägung und einer leichten Deformation der verschiedenen Spektrallinien gegenüber einer normalen Sättigungsspektroskopie führen. Für Details hierzu vgl. auch [Schm94]. In jedem Fall ist die hier vorgestellte Spektroskopie ein wichtiges Zwischenergebnis, bevor ein Laser auf eine Spektrallinie stabilisiert werden kann.

5.2.4 Erzeugung des Fehlersignals

Um ein ideales Fehlersignal aus der Polarisationspektroskopie zu erhalten, muss die $\lambda/4$ - bzw. $\lambda/8$ -Platte sorgfältig im Scan-Betrieb des Lasers justiert werden. Dies erfordert meist eine Angleichung der Fotodiodensignale auf möglichst die selbe Signalthöhe, was durch zusätzliche Graufilter erreicht werden kann. Der Differenzverstärker besitzt zwar regelbare Signaleingänge, doch kann er nur optimal arbeiten, wenn die Signale den gleichen Kontrast besitzen, d. h. einen gleich hohen Dauerlicht-Anteil (Offset) im Verhältnis zum Spektroskopiesignal. Um das Signal-Rausch-Verhältnis der Fotodioden

und des Differenzverstärkers zu verbessern, kann man die Leistung in der Spektroskopie etwas erhöhen. Es gilt dann, eine gute Balance zur dadurch verursachten Sättigungsverbreiterung der Linien zu finden.

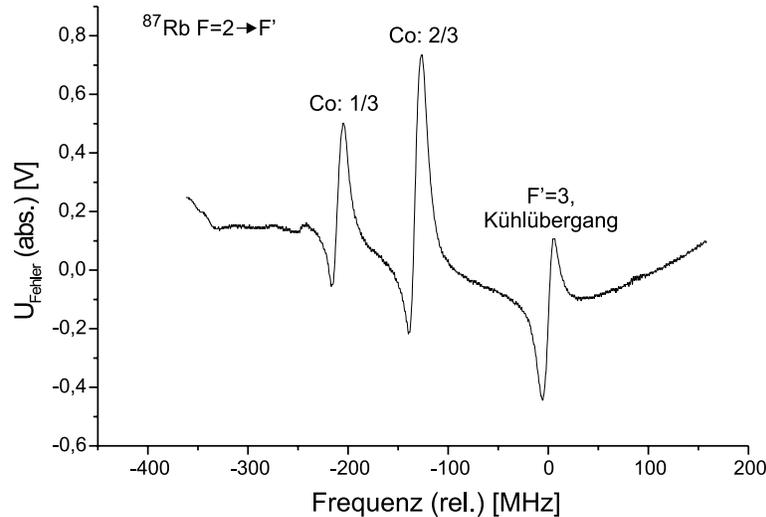


Abbildung 5.7: Der Kühlübergang als nahezu optimales Differenzsignal aus der Polarisationspektroskopie. Es kann in der Lock-Box noch verstärkt werden.

5.3 Charakterisierung eines stabilisierten Lasers

5.3.1 Abschätzung der Linienbreite aus dem Fehlersignal

Um den Laser auf eine bestimmte Spektrallinie zu stabilisieren wird das Gitter von Hand über einen Spannungsregler auf die Mitte der entsprechenden Flanke des Fehlersignals (= Nullpunkt des Regelkreises) gefahren und der Regelkreis in der Lock-Box eingeschaltet (der Laser also „geloct“). Von nun an regelt die Lock-Box die Gitterstellung, um den Laser immer auf der selben Stelle der Flanke, also auf der selben Frequenz zu halten. Die Aktivität der Lock-Box lässt sich nun am Fehlersignal ablesen. Aus seiner Amplitude kann man die Linienbreite des stabilisierten Lasers abschätzen. Dazu muss man die Spannung des Fehlersignals in Frequenzen des Laserlichts umrechnen können.

Übersetzung der Gitterspannung auf die Lichtfrequenz

Der hier untersuchte Laser ist direkt auf den Kühlübergang stabilisiert. Als erstes wird im Scan-Betrieb das Fehlersignal gegen die Gitterspannung des Lasers aufgenommen (Abb. 5.8 a)). Dabei wurde hier zugunsten einer hohen Lichtausbeute (und damit Signalstärke) ein nicht ganz optimales Signal in Kauf genommen (vgl. Abb. 5.7). Die Linien müssen identifiziert werden, um eine Spannungs-Frequenz-Eichung des Gitters durchzuführen (Abb. 5.8 b)). Man erkennt, dass die lineare Näherung in einem schmalen Scan-Bereich exzellente Genauigkeit besitzt. In diesem Fall wurde als Übersetzungs-konstante (317 ± 10) MHz/V ermittelt.

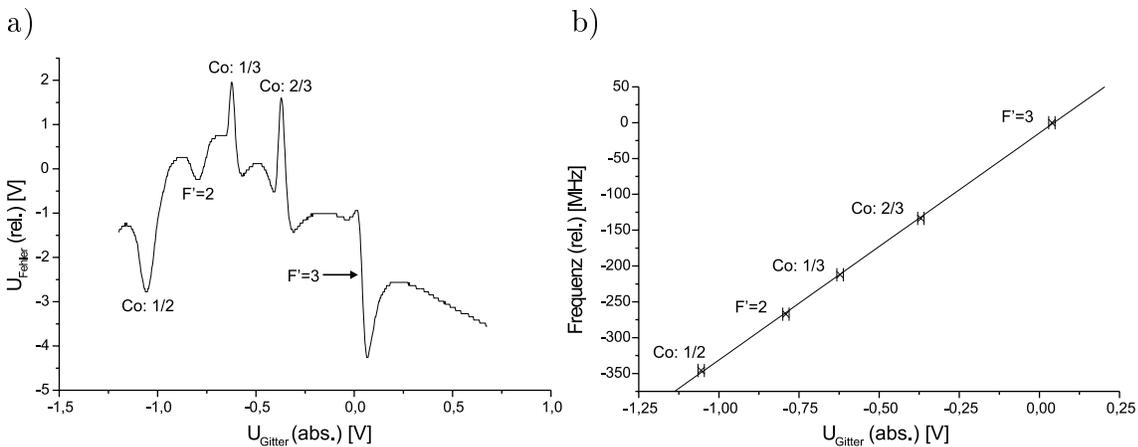


Abbildung 5.8: a) verwendetes Differenzsignal aus der Polarisationspektroskopie als Funktion der Gitterspannung, b) Eichung der Gitterspannung in Lichtfrequenzen zur Bestimmung des Übersetzungsverhältnisses

Steigung der Regelflanke

Wenn das Fehlersignal in Frequenzen geeicht ist, kann die Steigung der Regelflanke bestimmt werden. Sie gibt an, wie eine Spannungsänderung des Fehlersignals mit der Frequenzänderung des Lasers zusammenhängt. In Abb. 5.9 a) ist die Regelflanke aus Abb. 5.8 a) vergrößert dargestellt. Nur ist hier die Frequenz gegen die Spannung aufgetragen. Die Kreuze auf der Kurve kennzeichnen dabei die Messpunkte des digitalen Oszilloskops. Auch hier wurde zur Bestimmung der Steigung eine lineare Näherung

verwendet. Der Übersetzungsfaktor α zwischen Fehlerspannung und Frequenzänderung ermittelt sich auf $\alpha = (3,5 \pm 0,5)$ MHz/V. Der relativ große Fehler spiegelt die Unge-
wissheit bei der Geradensteigung und den bereits bei der Frequenzzeichnung entstandenen Fehler wider.

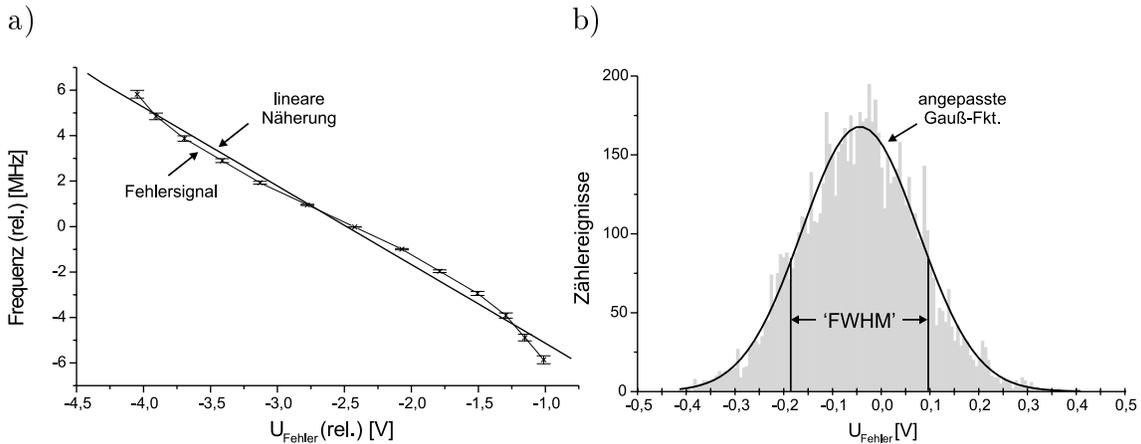


Abbildung 5.9: a) Vergrößerung der Regelflanke zur Bestimmung der Frequenzübersetzung, b) Histogramm des Fehlersignals über 180 s im Lock-Betrieb

Analyse des Fehlersignals im Lock-Betrieb

Ausschlaggebend für die Linienbreite des stabilisierten Lasers ist die Amplitude des Fehlersignals. Um das Signal statistisch auszuwerten wird über eine gewisse Zeitspanne in regelmäßigen Abständen die Spannung aufgenommen und daraus ein Histogramm erstellt. Abb. 5.9 b) zeigt ein solches Histogramm für den untersuchten Laser, während er auf den Kühlübergang stabilisiert war. Dabei betrug die gesamte Messzeit 180 Sekunden. Aus technischen Gründen betrug die effektive Zählrate 50 Hz. An das Histogramm wurde eine Gauß-Funktion angepasst, aus welcher man die Halbwertsbreite γ_{err} bestimmen kann. Es wurde eine FWHM-Breite (für engl. „full-width-half-maximum“) von $\gamma_{err} = (0,29 \pm 0,05)$ V ermittelt. Dann erhält man die FWHM-Frequenzbreite γ des Lasers durch:

$$\gamma = \alpha \cdot \gamma_{err} \quad . \quad (5.1)$$

Mit den oben ermittelten Werten ergibt sich für den untersuchten Laser eine Linienbreite von $\gamma = (1,0 \pm 0,25)$ MHz.

Damit ist die Linienbreite des Lasers deutlich schmäler als die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs ($\Gamma/2\pi = 5,89$ MHz) und in Übereinstimmung mit den allgemeinen Angaben in [MacAd92]. Diese Stabilität ist für den MOT-Betrieb ausreichend hoch, und auch ein exaktes Verstimmen der Laser für den Umladevorgang wird möglich sein.

5.3.2 Betriebsparameter des stabilisierten Lasers

Während des Lock-Betriebs benötigt die Diode einen Betriebsstrom von 88 mA. Dabei wird sie ausschließlich durch das Peltier-Element auf 9,3°C gekühlt. Hinter dem Faraday-Isolator beträgt die optische Leistung des Laserstrahls 31 mW. Etwa 1 mW wird für die Spektroskopie abgezweigt, sodass für das Experiment noch ca. 30 mW zur Verfügung stehen. Um dort jedoch den Laserstrahl in der TEM₀₀-Mode (TEM: „transversal-elektromagnetische Mode“) bereitstellen zu können, muss er in eine Glasfaser eingekoppelt werden. Da dies immer zu Leistungsverlusten führt, ist eine gewisse Leistungsreserve notwendig. Die Abschätzung in Abschnitt 4.5 war von 5 mW pro Strahl ausgegangen, jedoch werden je zwei Strahlen der Lade-MOT von einem Laser gestellt. Die insgesamt benötigten 10 mW an optischer Leistung können also problemlos von diesem Lasersystem an der MOT bereitgestellt werden.

5.4 Verstimmung für die „moving molasses“

Für den Umladevorgang müssen zwei Laser gleichzeitig um ca. 3 bis 4 natürliche Linienbreiten des Kühlübergangs in entgegengesetzte Richtungen verstimmt werden. Dazu wird ein elektronisch erzeugtes Rampensignal (Abb. 5.10 b)) auf die Reflexionsgitter gegeben, welches von einer hierfür entwickelten Schaltung erzeugt wird. Das Schaltbild und Erläuterungen dazu finden sich in Anhang A.

Integration der Schaltung in den Regelkreis

Der Signalgenerator wird im Regelkreis zwischen die Ausgänge der Lock-Boxen und die Regeleingänge für die Gitter geschaltet (Abb. 5.10 a)). Über einen Trigger-Impuls kann die Erzeugung des Rampensignals in Gang gesetzt werden. Ist das Trigger-Signal

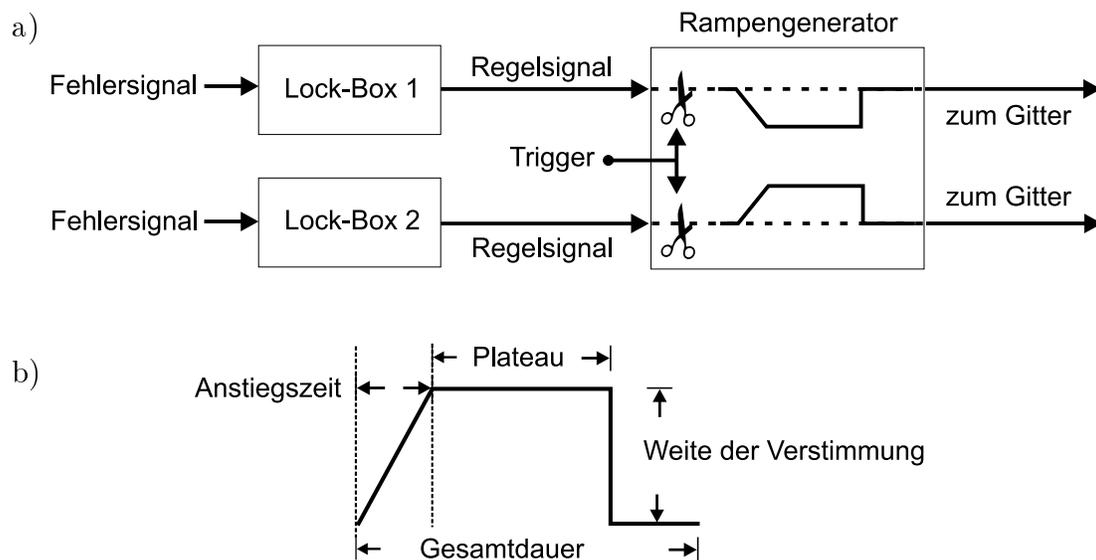


Abbildung 5.10: a) Position der Schaltung im Regelkreis. Beim Eintreffen eines Trigger-Impulses werden die Lock-Boxen von der Gittersteuerung abgeschnitten und stattdessen rampenförmige Signale an die Gitter weitergegeben. b) Form des Rampensignals mit den variierbaren Größen

gleich Null, so werden die Regelsignale der Lock-Boxen unverändert an die Lasergitter weitergegeben.

Wird auf den Trigger-Eingang ein kurzer (< 1 ms) Spannungsimpuls von ca. $+1,5$ V gegeben, so hält die Schaltung die zuletzt anliegenden Regelspannungen fest („Sample-and-hold-Schaltung“) und addiert darauf die Rampensignale. Dies wird dann als neues Regelsignal auf die Gitter gegeben. Am Ende der Rampe werden die Gitter auf ihre Ausgangsposition zurückgestellt, indem für eine kurze Zeit nur noch das gespeicherte Regelsignal angelegt wird. Dann werden die Regelsignale der Lock-Boxen wieder freigegeben und unverändert durchgelassen.

Größe des Signals

Eine Verstimmung um etwa 4 natürliche Linienbreiten entspricht ca. 24 MHz. Nimmt man eine Spannungs-Frequenzübersetzung des Regelsignals von 300 MHz/V an (vgl.

Abschnitt 5.3.1), so muss die Höhe der Rampe einer Spannung von 80 mV entsprechen. Die Anstiegszeit soll nach Abschnitt 4.3.2 nicht länger als 0,1 ms betragen. Den Berechnungen zufolge haben die zu beschleunigenden Atome nach einer Zeit von 0,5 ms den Beschleunigungsbereich verlassen, was die Länge des Plateaus (vgl. Abb. 5.10 b)) vorgibt. Nach einer Gesamtdauer von insgesamt 1 ms kann der Umladevorgang abgeschlossen sein.

Die entworfene Schaltung ist zunächst ein Prototyp und ermöglicht derzeit Anstiegszeiten zwischen 50 μ s und 200 μ s, Signalhöhen zwischen ca. 50 mV und 5 V, Plateaulängen zwischen ca. 100 μ s und 800 μ s sowie Gesamtsignallängen zwischen 500 μ s und 1,5 ms. Die Einstellungen werden an Potentiometern vorgenommen. Jeder dieser Werte ist jedoch durch Austauschen der Potentiometer und Widerstände leicht abänderbar. Besonders bei niedrigen Signalhöhen und kurzer Signaldauer zeigt die Schaltung noch deutliches Rauschen. Vermutlich werden für den Betrieb im Experiment Glättungskondensatoren hinzugefügt und evtl. rauschärmere Operationsverstärker und höherwertige Potentiometer verwendet. Die Schaltung konnte noch nicht an den Lasern getestet werden. Bis auf kleinere Modifikationen wird sie sich aber sicherlich als geeignet erweisen.

5.5 Zusammenfassung

Erreichtes

Bisher sind vier komplette Lasersysteme mit den dazu gehörenden Spektroskopien und der Regelelektronik aufgebaut worden. Alle vier Laser erreichen den Kühlübergang, zwei davon zusätzlich den Rückpumpübergang. Jeder Laser ist bereits im Lock-Betrieb gewesen. Es ist stets eine optische Leistung von 25-30 mW beim Kühlübergang zu erreichen, beim Rückpumpübergang mit etwa 15 mW deutlich weniger. Für den Rückpumpulaser wird jedoch auch weniger Leistung benötigt.

Es wurde gezeigt, dass die zur Verfügung stehenden Lasersysteme ausreichend dimensioniert sind. Sie werden bezüglich ihrer Leistung und ihrer Frequenzstabilität alle an sie gestellten Anforderungen erfüllen.

...unmittelbar Anstehendes

Es sind noch zwei grundsätzliche Dinge zu modifizieren:

Die Laser wurden bisher nur direkt auf den Kühlübergang stabilisiert. Für den Betrieb der MOT ist jedoch eine permanente Verstimmung um einige natürliche Linienbreiten erforderlich. Dies ist mit dem Regelkreis nicht ohne weiteres zu erreichen. Die einfachste Methode ist hierbei, den Kühlübergang der Rb-Atome durch einen Magneten zu verbreitern bzw. zu verschieben, wenn dieser in der Nähe der Glaszelle angebracht wird. Für die Frequenzkontrolle muss dann ein Schwebungssignal des verstimmtten Lasers mit einem direkt auf den Kühlübergang stabilisierten Laser („Master-Laser“) aufgenommen werden. Da man einen Spielraum von einigen Megahertz bei der Festlegung des Verstimmungsbetrags besitzt, wird diese Methode wahrscheinlich ausreichend genau funktionieren.

Das derzeit größte Problem ist die Temperaturstabilisierung der Laserdioden, welche alle zwischen 7°C und 10°C betrieben werden müssen. Sowohl mit als auch ohne angeschlossene Wasserkühlung treten häufig ohne ersichtlichen Grund Temperatursprünge auf, welche einen kontrollierten Betrieb des Lasers unmöglich machen. Auch Vibrationen, Luftzüge und elektronische Störsignale sind für ein manchmal unregelmäßiges Fehlersignal verantwortlich. Da der Rückpumpübergang grundsätzlich ein schwächeres Spektroskopiesignal liefert, ist die Stabilisierung hier besonders schwierig. Ein geschlossenes Gehäuse für alle Spektroskopien ist bereits im Aufbau. Elektronische Störungen bei der Signalverarbeitung konnten bereits durch sorgfältige Erdung der einzelnen Komponenten verringert werden.

Fazit

Mit dem Aufbau dieser Laseranlage ist ein erster großer Schritt in Richtung der Erzeugung von BEC getätigt. Sobald die erste MOT installiert ist kann sie auch getestet werden, da die Vakuumapparatur bereits in Betrieb ist. Die Temperatur der Atome in der Falle kann z. B. mit der Time-of-flight-Methode bestimmt werden, die Atomanzahl mit einer kalibrierten Fluoreszenzmessung. Die hierbei gewonnenen Erfahrungen werden in die Entwicklung der zweiten MOT einfließen, was einen deutlich rascheren Aufbau ermöglichen wird. Danach kann das Umladen und Speichern von Atomen rea-

lisiert und erprobt werden, bevor mit dem Einbau der Magnetfalle der vorerst letzte große Schritt beim Aufbau der Apparatur folgen wird.

Man erkennt, dass die Erzeugung von BEC einen großen technischen Aufwand und den Einsatz sensibler Präzisionsgeräte bedeutet. Jedoch steht man vier Jahre nach seiner ersten Realisierung immer noch am Anfang der Erforschung eines Quantenphänomens, welches sicherlich noch viele neue und tiefe Einblicke in das Wesen der Materie eröffnen wird.

Anhang A

Schaltplan: Der Signalgenerator für den Umladevorgang

Funktionsweise der Schaltung

Die Rampe wird durch einen Integrator erzeugt, welcher bei +5 V in Sättigung gerät. Dieses Signal wird einmal direkt und einmal invertiert auf die jeweiligen Ausgangssignale der beiden Sample-and-hold-Bausteine addiert. Dieses Signal wird auf die Lasergitter gegeben.

Ohne Anliegen eines Trigger-Impulses an der Schaltung werden die Lock-Box-Signale unverändert durch die Schaltung hindurchgelassen. Ein eintreffendes Trigger-Signal wird auf zwei Timer-Bausteine gegeben, welche es jeweils auf eine bestimmte Zeit verlängern können. Diese Zeiten können eingestellt werden. Ein Timer steuert den Feldeffekt-Transistor, welcher den Kondensator des Integrators kurzschließt und damit das Rampensignal beendet. Der andere Timer steuert die beiden Sample-and-hold-Bausteine und veranlasst sie, das zuletzt anliegende Eingangssignal zu speichern und diese konstante Spannung an ihrem Ausgang bereitzustellen, solange das Trigger-Signal anliegt. Dies bestimmt die Gesamtzeit, über welche die Lock-Boxen von der Lasersteuerung abgeschnitten sind. Die verschiedenen Potentiometer dienen zur genauen Einstellung der relevanten Größen und modellieren daher das Rampensignal. Details zu den verwendeten elektronischen Bausteinen finden sich in [Hor89].

Literaturverzeichnis

- [And95] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN UND E. A. CORNELL, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, S. 198-201, 1995
- [Blo99] I. BLOCH, T. W. HÄNSCH, T. ESSLINGER, *Atom Laser with a cw Output Coupler*, Phys. Rev. Lett. **82** (15), S. 3008-3011, 1999
- [Demt] W. DEMTRÖDER, *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1993
- [Ess98] T. ESSLINGER, I. BLOCH UND T. W. HÄNSCH, *Bose-Einstein Condensation in a Quadrupole-Ioffe-Configuration Trap*, Phys. Rev. Lett. A **58**, S. 2664, 1998
- [Ham89] M. W. HAMILTON, *An introduction to stabilized lasers*, Contemp. Phys. **30** (1), S. 21-33, 1989
- [Hau91] D. HAUBRICH, *Aufbau einer magneto-optischen Falle als Quelle für kalte Atome*, Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik der Universität Hannover, 1991
- [Hau96] D. HAUBRICH, H. SCHADWINKEL, F. STRAUCH, B. UEBERHOLZ, R. WYNANDS UND D. MESCHEDE, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, Europhys. Lett. **34** (9), S. 663-668, 1996
- [HaWo] H. HAKEN, H. C. WOLF, *Atom- und Quantenphysik*, 6. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1996
- [Hor89] P. HOROWITZ, W. HILL, *The Art of Electronics*, 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1989

- [Hu94] Z. HU, H. J. KIMBLE, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19** (22), S. 1888-1890, 1994
- [Kett93] W. KETTERLE, K. B. DAVIS, M. A. JOFFE, A. MARTIN, D. E. PRITCHARD, *High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **70** (15), S. 2253-2256, 1993
- [Kett98] W. KETTERLE, D. S. DURFEE UND D. M. STAMPER-KURN, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, Proc. 1998 Enrico Fermi Summer School, Società Italiana di Fisica (Hrsg.), Varenna (I), 1998
- [Kuhr99] S. KUHR, *Kalte Stöße mit einzelnen Atomen*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1999
- [Lett89] P. D. LETT, W. D. PHILLIPS, S. L. ROLSTON, C. E. TANNER, R. N. WATTS UND C. I. WESTBROOK, *Optical Molasses*, J. Opt. Soc. Am. B **6** (11), S. 2084-2107, 1989
- [MacAd92] K. B. MACADAM, A. STEINBACH UND C. WIEMAN, *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb*, Am. J. Phys. **60** (12), S. 1098-1112, 1992
- [Mau98] C. MAUCH, *Aufbau und Diagnose eines roten abstimmbaren Diodenlasers*, Schriftliche Hausarbeit, Universität Bonn, 1998
- [Mes98] D. MESCHÉDE, V. GOMER, H. MONIEN, *Atomic Bose-Einstein Condensates: A Model for Macroscopic Quantum Systems*, Naturwissenschaften **85**, S. 203-218, 1998
- [Mya96] C. J. MYATT, N. R. NEWBURY, R. W. GHRIST, S. LOUTZENHISER UND C. E. WIEMAN, *Multiply loaded magneto-optical trap*, Opt. Lett. **21** (4), S. 290-292, 1996
- [Park99] CHANG YONG PARK, MYUNG SIM JUN UND D. CHO, *Magneto-optical trap loaded from a low-velocity intense source*, J. Opt. Soc. Am. B. **16** (6), S. 994-997, 1999
- [Petr96] W. PETRICH, *Ultrakalte Atome: die Jagd zum absoluten Nullpunkt*, Physik in unserer Zeit **5**, S. 206-213, 1996
- [Phil98] W. D. PHILLIPS, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. of Mod. Phys. **70** (3), S. 721-741, 1998

- [Scha99] H. SCHADWINKEL, *Die magnetooptische Falle als lichtgebundenes Atomgitter*, Dissertation, Universität Bonn, 1999
- [Schm94] O. SCHMIDT, K.-M. KNAAK, R. WYNANDS UND D. MESCHEDE, *Cesium saturation spectroscopy revisited: How to reverse peaks and observe narrow resonances*, Appl. Phys. B **59**, S. 167-178, 1994
- [Shee89] B. SHEEHY, S.-Q. SHANG, R. WATTS, S. HATAMIAN UND H. METCALF, *Diode-laser deceleration and collimation of a rubidium beam*, Opt. Soc. Am. B **6** (11), S. 2165-2170, 1989
- [Sieg] A. E. SIEGMAN, *Lasers*, 1. Auflage, University Science Books, Mill Valley (Ca), 1986
- [Spek] E. A. CORNELL, C. E. WIEMAN, *Die Bose-Einstein-Kondensation*, Spektrum der Wissenschaft - Digest **1** : Quanten-Phänomene, S. 59-63, 1999
- [Stoeck] H. STÖCKER (HRSG.), *Taschenbuch der Physik*, 3. Auflage, Verlag Harry Deutsch, Thun/Frankfurt a. M., 1998
- [Teets77] R. E. TEETS, F. V. KOWALSKI, W. T. HILL, T. W. HÄNSCH, *Laser Polarization Spectroscopy*, Proc. SPIE **113**, S.80-87, 1977
- [Town95] C. G. TOWNSEND ET AL., *Phase-space density in the magneto-optical trap*, Phys. Rev. Lett. A **52** (2), S. 1423-1426, 1995
- [TuiOpt] TUI OPTICS GMBH, *Diode Laser System DL 100 Manual*, München, 1998
- [Wie91] C. E. WIEMAN, L. HOLLBERG, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. **62** (1), 1991

Anmerkungen und Dank

Es fällt recht leicht ins Auge: Ich habe mich bemüht, möglichst konsequent die Regeln der neuen deutschen Rechtschreibung anzuwenden. Wenn dies auch manchmal noch Zähneknirschen verursacht, so ist es doch mit Blick auf die künftige Lehrtätigkeit nicht nur in dieser Hinsicht geboten flexibel zu sein. Es erscheint mir dann ebenfalls konsequent, in Formeln englische Indizes zu setzen, da die internationalen Kürzel für physikalische Größen zumeist an deren englische Namen erinnern. Manche besonders etablierten Fachausdrücke habe ich direkt aus dem Englischen übernommen. Doch dies sei nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

Mein ausdrücklicher Dank gilt zunächst Herrn Prof. Meschede für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, wodurch er mir die Möglichkeit gegeben hat, an einem hochinteressanten Experiment mitzuwirken und dort vielfältige Erfahrungen zu sammeln. In der Arbeitsgruppe bin ich stets auf außerordentliche Freundlichkeit und Hilfsbereitschaft gestoßen. Ich danke allen dafür ganz herzlich.

Ganz besonderer Dank gilt natürlich dem Fäller-Team, den Atom-Fallenstellern, für ihre tatkräftige Unterstützung, was mir das Einarbeiten in so viele verschiedene Dinge sehr erleichtert hat. Ohne die Hilfe von Margit, Daniel, Stefan, Bernd und Viktor wäre in der kurzen Zeit, die einem für eine Examensarbeit zur Verfügung steht, nicht viel zu erreichen gewesen. Margit und Stefan danke ich auch für die mühevollen Durchsicht dieser Arbeit und ihre Kritik, Viktor einerseits hierfür und andererseits für seine unaussprechliche Geduld bei seinen Erklärungen und fachlichen Diskussionen. Einen einzigen Wunsch möchte ich an dieser Stelle noch äußern: Bitte ruft mich sofort an (und sei es mitten in der Nacht), wenn ihr BEC erzeugt habt!

Sehr viel verdanke ich auch meinem ehemaligen Physik-LK-Lehrer Herrn Rath. Ich wünsche mir, eines Tages etwas von seiner aufrichtigen Freundlichkeit, seiner Begeisterung für die Physik und seiner humor- und verständnisvollen Art an meine Schüler weitergeben zu können.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese schriftliche Hausarbeit einschließlich beigefügter Zeichnungen, Kartenskizzen und Darstellungen selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem einzelnen Fall unter Angabe der Quelle deutlich als Entlehnung kenntlich gemacht.

Bonn, 5. November 1999

