

Effiziente Erzeugung Ultrakalter Rubidiumatome

von

Alexander Batär

Diplomarbeit

Juli 2001

angefertigt am 5. Physikalischen Institut
der Universität Stuttgart
unter der Leitung von Prof. Dr. Tilman Pfau

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Die theoretischen und experimentellen Ursprünge der Bose-Einstein-Kondensation	5
1.2	Der Weg zum BEC	6
1.3	Übersicht der vorliegenden Arbeit	7
2	Theorie	9
2.1	Gasdynamik	9
2.2	Laser-Kühlung	10
2.3	Magneto-Optische Falle	13
2.4	2-dimensionale MOT	15
2.5	Vergleich der Methoden zur Atomstrahlerzeugung	18
3	Aufbau	21
3.1	Element Rubidium	21
3.2	Vakuumsystem	25
3.3	Magnetfelder	29
3.4	Lasersystem	30
3.5	Detektionssystem	38
4	Ergebnisse	49
4.1	Experimentelle Erzeugung des Atomstrahles	49
4.2	Parameter	49
4.3	Magnetfeldgradient und Verstimmung	50
4.4	Laser-Leistung	52
4.5	Dampfdruck	55
4.6	MOT-Strahl-Länge	58

4.7	Axialer Laserstrahl	60
4.8	Einfanggeschwindigkeit	62
4.9	Geometrie und Dichte der 2D-MOT	65
4.10	Divergenz und Helligkeit	65
5	Zusammenfassung und Ausblick	69
5.1	Zusammenfassung	69
5.2	Limitationen der 2D-MOT-Apparatur und mögliche Verbesserungen .	70
5.3	Erweiterung der Apparatur	71
	ANHANG A Notation	75
	ANHANG B Technische Daten	77
	ANHANG C Übergangsstärken des Übergangs $F = 2 \rightarrow F' = 3$	81
	ANHANG D Simulation zur Effizienz des Plug-Beams	83
	Literaturverzeichnis	85

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Die theoretischen und experimentellen Ursprünge der Bose-Einstein-Kondensation

Schon in den Jahren 1924/25 veröffentlichte Einstein die "Quantentheorie des einatomigen idealen Gases" [1, 2], in der er eine von Bose veröffentlichte Ableitung der Planckschen Strahlungsformel aus der "... *Lichtquantenhypothese in Verbindung mit der statistischen Mechanik ...*" [3] auf ein ideales Gas aus Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) übertrug. Mit diesen Überlegungen sagte er für tiefe Temperaturen einen Phasenübergang voraus, bei dem eine endliche Anzahl von Atomen "... *in den I.Quantenzustand (Zustand ohne kinetische Energie) übergeht*" [2]. Dies war die geistige Geburtsstunde des heute als Bose-Einstein-Kondensation (BEC) bezeichneten Phänomens.

Geht man von einem verdünnten atomaren Gas aus, so wird dieses bei tiefen Temperaturen zunehmend durch seine quantenmechanischen Welleneigenschaften bestimmt. Die hierbei wichtige Größe ist die thermische deBroglie-Wellenlänge $\lambda_{dB} = \sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$, die ein Maß für die Ausdehnung eines atomaren Wellenpakets darstellt. Erniedrigt man die Temperatur eines eingeschlossenen Gases, so nimmt die Ausdehnung dieser Wellenpakete immer weiter zu. Sobald die thermische deBroglie-Wellenlänge eine Größe erreicht hat, die mit dem mittleren Abstand der Atome vergleichbar ist (genauer: $\lambda_{dB}^3 \cdot n \simeq 2,61$), beginnen die Wellenpakete zu überlappen. Ab dieser Temperatur beginnt in einem bosonischen Gas ein makroskopischer Anteil der Atome in den 1.Quantenzustand (Grundzustand) zu "kondensieren". Dies geschieht, obwohl die mittlere thermische Energie größer ist, als der Energieabstand zwischen den beiden energetisch niedrigsten Quantenzuständen. Ausführliche Rechnungen dazu sind in diversen Büchern der statistischen Mechanik [4, 5] nachzulesen.

Beobachtet wurde die Bildung eines BEC erstmals im Jahre 1995, also erst 70 Jahre nach seiner theoretischen Entdeckung, bei den Elementen Natrium[6], Rubidium[7] und Lithium[8], sowie im Jahre 1998 bei dem Element Wasserstoff[9] und im Jahre 2001 bei metastabilem Helium[10, 11]. Dieser lange Weg von der theoretischen zur experimentellen Realisierung begründet sich in den durchaus nicht trivialen apparativen Methoden zur Erzeugung der nötigen Phasenraumdichten, die sich durch Temperaturen unterhalb der μK -Grenze und Dichten von $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [12] auszeichnen. Ein Vorstoß in dieses Regime ermöglichten unter anderem Chu, Cohen-Tannoudji und Phillips mit ihren innovativen Methoden auf dem Gebiet der Laserkühlung und der magneto-optischen Fallen[13, 14, 15], wofür ihnen im Jahre 1997 auch der Physik-Nobelpreis verliehen wurde. Somit war es möglich geworden Atome zunächst optisch und dann mit evaporativen Kühlmethode[n][16] in den Bereich der Bose-Einstein-Kondensationstemperatur abzukühlen.

Dies bildete den Anfang eines neuen, stark wachsenden Gebietes der Physik, welches sich mit diesem Zustand der Materie beschäftigt.

1.2 Der Weg zum BEC

Die zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats erforderlichen tiefen Temperaturen, bedeuten für die Konzeption der verwendeten Apparatur, daß mögliche Stoßprozesse der zu kühlenden Spezies mit anderen potentiell vorhandenen Teilchen weitestgehend unterdrückt werden müssen, da diese Stöße zu einer unerwünschten Erwärmung des Atomensembles führen würden. Um dieser Voraussetzung gerecht zu werden, finden die meisten Kühlprozesse, die zur Erzeugung eines BEC nötig sind, in einer Ultrahochvakuum(UHV)-Kammer statt. Die Atome werden hierzu in der Regel in Form eines schon vorgekühlten intensiven Atomstrahles aus einer Niedervakuumkammer in diese UHV-Kammer eingeleitet. Dort werden sie in einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle, einer 3D-MOT, eingefangen und bis in den sub-mK-Bereich gekühlt.

Zur weiteren Verminderung der Temperatur und Erhöhung der Phasenraumdichte benutzt man das Prinzip der Verdampfungskühlung. Hierbei werden die Atome in eine rein magnetische Falle umgeladen. Dies ist nötig, da optische Prozesse in diesem Dichteregime zu einer Erwärmung des Ensembles führen würden. Nun beginnt man, den hochenergetischen Anteil dieses Atomensembles zu entfernen, so daß sich nach thermalisierenden Stößen die mittlere Energie vermindert. Hierbei sind Temperaturen bis in den sub- μK -Bereich und somit Phasenraumdichten der Größenordnung 1 erreichbar, so daß Bose-Einstein-Kondensation eintreten kann.

Da sich bei der evaporativen Kühlung die Atomzahl vermindert, ist es wichtig, schon zu Beginn eines Kühlzyklus eine möglichst hohe Atomzahl zur Verfügung zu haben. Jedoch ist dies bei gegebenem Volumen nur bis zu einer bestimmten Anzahl möglich, da bei zu hohen Dichten Stoßprozesse die Laserkühlung limitieren. Die einzige Alternative, um sehr hohe Atomzahlen zu erreichen, ist die Bildung einer großvolumigen magnetooptischen Falle.

1.3 Übersicht der vorliegenden Arbeit

Eine solche großvolumige, elongierte magnetooptische Falle wurde für dieses Experiment zur Erzeugung eines BEC geplant. Um die dafür erforderliche große Atomzahl möglichst schnell in diese Falle laden zu können, benötigt man einen sehr hohen Atomfluß, welcher durch eine Atomstrahlapparatur erzeugt wird. Eine solche Atomstrahlapparatur wurde im Rahmen der hier vorliegenden Diplomarbeit aufgebaut.

Die Erzeugung eines solchen Atomstrahles wurde bislang auf verschiedene Arten und Weisen verfolgt. Die verschiedenen Konzepte sind der Zeeman-Slower[17, 18], der *gechirpte* Slower [19], das Doppel-MOT-System[20], die LVIS[21] und die zweidimensionale magnetooptische Falle, 2D-MOT[22]. Diese Atomstrahlapparaturen werden in Kapitel 2 genauer verglichen.

Die Zielsetzung dieses Projektes war es nun, mit der bereits bekannten zweidimensionalen magneto-optischen Falle, durch eine optimierte Geometrie, einen Atomstrahl zu erzeugen, der alle bisher bekannten 2D-MOTs im Atomfluß übertrifft und auch im Vergleich zu anderen Quellen kalter Atome eine vorteilhafte Charakteristik, vor allem in Bezug auf seine Divergenz und die damit verbundene Helligkeit, aufweist. Hierzu wurde eine langgestreckte, ungefähr 90 mm in der Länge und 15 mm in Breite und Höhe umfassende Geometrie der 2D-MOT gewählt, von der man sich genau diese Flußerhöhung erwartet. Dieser Aufbau ist in Kapitel 3 ausführlich beschrieben.

Die Ergebnisse der durchgeführten Charakterisierung der MOT werden in Kapitel 4 diskutiert. Die hierbei interessante Größe zum Vergleich mit anderen Arten von Atomstrahlquellen ist der Atomfluß, bzw. die Divergenz und die damit verbundene Helligkeit des Atomstrahles. Den interessantesten Punkt bei der Charakterisierung bildet die Frage, ob die Länge der 2D-MOT wie gewünscht der Auslöser eines sehr hohen Flusses ist.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Gasdynamik

Die Erzeugung der in dieser Arbeit beschriebenen zweidimensionalen magneto-optischen Falle benötigt eine gasförmige Spezies, welche gekühlt und eingefangen werden soll. Um nun die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Mechanismen der Kühlung dieser Atome verstehen zu können, wird hier eine kurze Übersicht über die theoretische Beschreibung eines solchen Gases gegeben.

Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Im allgemeinsten Fall läßt sich ein Gas im thermodynamischen Gleichgewicht durch seine Temperatur T beschreiben, wobei die mittlere kinetische Energie je Raumrichtung durch

$$\langle E_{kin} \rangle = \frac{m \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{k_B T}{2} \quad (2.1)$$

mit der Masse m , der Boltzmannkonstanten k_B und dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat $\langle v^2 \rangle$, ausgedrückt wird. Aus dieser Beziehung wird die sogenannte thermische Geschwindigkeit

$$\tilde{v} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (2.2)$$

bestimmt, die äquivalent zur Temperatur, die Energie eines Gases beschreibt.

Diese thermische Geschwindigkeit \tilde{v} ist ein Mittelwert über eine Verteilung verschiedener Geschwindigkeitsklassen. Diese wird im dreidimensionalen Fall durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben:

$$f_{MB}(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{v^2}{\tilde{v}^3} e^{-v^2/2\tilde{v}^2} \quad (2.3)$$

Hierbei ist v der Betrag des dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektors. Diese Geschwindigkeitsverteilung stellt sich nach jeder Veränderung eines beliebigen Parameters des betrachteten Gases wieder ein, sofern thermalisierende Stoßprozesse zwischen den Teilchen stattfinden können. Diese Stoßprozesse bestimmen die Frage ob es möglich ist, Atome durch äußere Kräfte zu kontrollieren.

Stoßprozesse

Die Häufigkeit von Stoßprozessen der Atome untereinander hängt von der mittleren freien Weglänge Λ der Atome ab. Ist die mittlere freie Weglänge viel größer als die Gefäßdimensionen in dem sich das Gas befindet, so stoßen die Atome kaum miteinander. Sie befinden sich im sogenannten "ballistischen Regime". Dies bedeutet, daß sie durch eine von außen auf das System einwirkende Kraft kontrolliert in eine bestimmte Geschwindigkeitsverteilung überführt werden können. Ist jedoch die mittlere freie Weglänge klein, befinden sich die Atome also im "hydrodynamischen Regime", so thermalisiert das Gas sehr schnell, wodurch sich die Maxwell-Boltzmann-Verteilung wieder einstellt. Diese mittlere freie Weglänge Λ ist gemäß [23] gegeben durch

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} \quad (2.4)$$

wobei n die Teilchendichte, und σ der Stoßquerschnitt ist.

2.2 Laser-Kühlung

Die Theorie der Laserkühlung wird in aller Ausführlichkeit in einer unüberschaubaren Anzahl wissenschaftlicher Veröffentlichungen wie z.B. [24, 25, 26, 27] abgehandelt. Dieser Abschnitt soll in einer übersichtlichen, leicht zu erfassenden Art und Weise die grundlegendsten Erkenntnisse aus dem Gebiet der Laserkühlung zusammenfassend darstellen.

Spontankraft

Um den Mechanismus der Wechselwirkung zwischen Photonen und Atomen zu verstehen, wird als einfachstes Modell das Atom als 2-Niveau-System, bestehend aus einem Grundniveau $|g\rangle$ und einem angeregten Niveau $|e\rangle$, betrachtet. Dieses System wird durch die atomare Übergangsfrequenz ω_A , die natürliche Linienbreite Γ des einzigen Überganges und deren Sättigungsintensität I_0 definiert. Betrachtet man nun die Wechselwirkung dieses unbewegten Atoms mit einem Lichtfeld der Frequenz ω_L , so erhält man aus den optischen Blochgleichungen eine Kraft, die auf das Atom

wirkt, die sogenannte Spontankraft:

$$F_{sp} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.5)$$

wobei $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ der Wellenvektor der Photonen, I die Intensität des Lichtfeldes und $\delta = \omega_L - \omega_A$ die Verstimmung des Lichtes gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz ist. Diese Spontankraft läßt sich auch als

$$F_{sp} = \gamma_p \hbar k \quad (2.6)$$

mit dem Impulsübertrag $\hbar k$ je Photon und der Streurrate

$$\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.7)$$

schreiben. Die Gleichungen (2.5) und (2.7) zeigen, daß eine Erhöhung der eingestrahnten Intensität zu einer Sättigung der Spontankraft führt. Dies bedeutet, daß für $I \gg I_0$ und $|\delta| \ll \Gamma$ die Spontankraft gegen

$$F_{sp} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \quad (2.8)$$

bzw. die Streurrate gegen

$$\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \quad (2.9)$$

läuft. Hieraus ist ersichtlich, daß eine Erhöhung der Intensität im Bereich $I \gg I_0$ keinen Einfluß mehr auf die Absorption in Verbindung mit spontaner Emission hat, welche die Ursache für diese dissipative Kraft ist. Eine Erhöhung der Intensität wirkt sich in diesem Bereich nur noch auf die stimulierten Prozesse aus, welche keinen effektiven Beitrag zur Spontankraft liefern.

Dopplerkühlung - Optische Melasse

Beginnend mit der im vorigen Abschnitt eingeführten Spontankraft (Gleichung 2.5) wird nun das Modell für das Atom dahingehend erweitert, daß sich das Atom mit einer Geschwindigkeit \vec{v} bewegt. Dies führt bei einem Absorptionsprozeß, zu einer Dopplerverschiebung in der Frequenz von $\omega_D = \vec{k} \cdot \vec{v}$, so daß sich die effektive Verstimmung aus (2.5) gemäß $\delta \rightarrow \delta + \omega_D$ transformiert. Die Streurrate bzw. dissipative Kraft ist somit gegeben als:

$$\gamma_p = \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + (2(\delta + \omega_D)/\Gamma)^2} \quad (2.10)$$

$$F_{sp} = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + (2(\delta + \omega_D)/\Gamma)^2} \quad (2.11)$$

Diese nun geschwindigkeitsabhängige Streurate, und die daraus resultierende geschwindigkeitsabhängige Kraft bildet die Basis zum Prinzip der Doppler-Kühlung, bzw. der optischen Melasse.

Um die Auswirkung dieser Kraft näher zu verstehen, betrachtet man ein eindimensionales System, in dem auf das bewegte Atom von beiden Seiten je ein Laserstrahl der Frequenz ω_L eingestrahlt wird [siehe Abbildung 2.1a)]. In diesem eindimensionalen Fall erhält man aus (2.11) für die Kraft des linken (\vec{F}_-), bzw. rechten (\vec{F}_+) Laserstrahls auf das Atom

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + (2(\delta \mp |\omega_D|)/\Gamma)^2} \quad (2.12)$$

Die Gesamtkraft $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$ kann somit für den Fall $|\omega_D| \ll \Gamma$, also für kleine Geschwindigkeiten, unter der Vernachlässigung aller Terme $O(\frac{|\omega_D|}{\Gamma})^4$ als

$$\vec{F} = \frac{8\hbar k^2 \delta \cdot I/I_0 \cdot \vec{v}}{\Gamma(1 + I/I_0 + (2\delta/\Gamma)^2)^2} = -\beta \vec{v} \quad (2.13)$$

geschrieben werden. Sie bildet also (für $\delta < 0$) eine dämpfende Kraft, mit der positiven Dämpfungskonstanten β für die Bewegung des Atoms. In Abbildung 2.1b) sind diese Kraftkomponenten \vec{F}_+ , \vec{F}_- und die Gesamtkraft \vec{F} , sowie die Näherung $\vec{F} = -\beta \cdot \vec{v}$ für den eindimensionalen Fall dargestellt. Dieser Reibungsterm führt analog zum gedämpften harmonischen Oszillator zur Dissipation der Energie, also zur Verminderung der Temperatur bzw. Geschwindigkeit. Das Atom wird also gekühlt.

Dopplerlimit

Da die kühlende Kraft eines einzelnen Absorptionsprozesses sehr gering ist, muß der beschriebene Kühlzyklus viele Male durchlaufen werden, bis das Atom effektiv gekühlt ist. Um diese große Anzahl von Absorptionsprozessen durchzuführen, muß das Atom nach jedem Absorptionsschritt, ein Photon emittieren, bevor es das nächste Photon absorbieren kann. Die bei dieser Emission auftretende Impulsänderung $\Delta p = \hbar k$, die nach statistischem Muster, also als *random walk* auftritt, bildet einen Heizmechanismus. Dieser steht in Konkurrenz zur Kühlung durch die Absorption. Daraus erhält man eine natürliche Grenze der Dopplerkühlung, das Dopplerlimit. Um dieses quantitativ zu erfassen, bildet man das Gleichgewicht aus der Heizrate des *random-walk*-Prozesses und der Kühlrate der obengenannten dissipativen Kraft. Die zugehörige Dopplertemperatur ist dann gegeben durch

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (2.14)$$

und stellt die minimale Temperatur die mit dieser Kühlmethode erreichbar ist, dar.

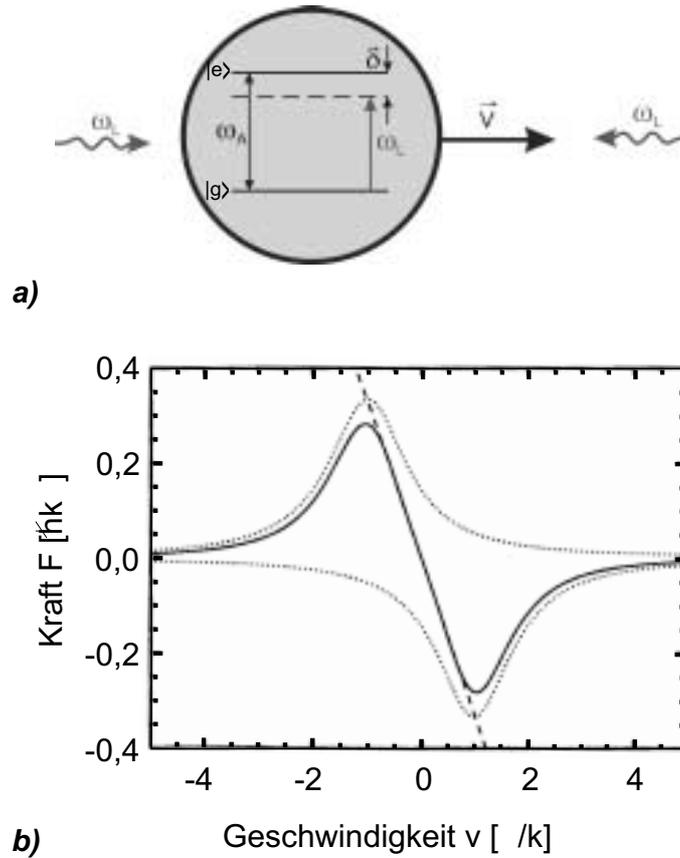


Abbildung 2.1: a) Schema eines Zweiniveausystems mit Übergangsfrequenz ω_A im eindimensionalen Fall. Zwei rotverstimmete Laserstrahlen mit den Frequenzen $\omega_L = \omega_A - \delta$ üben eine Kraft auf das Atom aus.

b) aus [24], geschwindigkeitsabhängige Kraftkomponenten \vec{F}_+ bzw. \vec{F}_- (gepunktete Linien), die Gesamtkraft $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$ (durchgezogene Linie) und die Näherung für geringe Geschwindigkeiten $\vec{F} = -\beta\vec{v}$ (gestrichelte Linie) der Laser auf das Atom

2.3 Magneto-Optische Falle

Im Falle der Dopplerkühlung führt die Kraft des Lichtes (Gleichung 2.13) zu einer Kühlung der Atome, aber nicht zu einem räumlichen Einschluß, da diese Kraft nur geschwindigkeits-, aber nicht ortsabhängig ist. Man erkennt, daß für kleine Geschwindigkeiten die Kraft auf die Atome sehr gering wird, und die Atome somit frei beweglich sind.

Eine Erweiterung der Dopplerkühlung stellt die sogenannte magnetooptische Falle (MOT) dar, welche die Atome nicht nur kühlt, sondern auch einfängt. Dies bedeutet, daß zusätzlich zur bei der Dopplerkühlung auftretenden geschwindigkeitsabhängigen auch eine ortsabhängige Kraftkomponente vorhanden

sein muß. Um dies zu verstehen, stellt man sich wiederum ein Atom in einer Dimension als Zwei-Niveau-System vor. Dieses Atom besitze ein $J=0$ Grundniveau, und ein angeregtes $J=1$ Niveau. Dem Atom wird ein lineares Magnetfeld $B(x) = B_0 \cdot x$ überlagert, welches das angeregte dreifach entartete $J=1$ Niveau in drei Zeemanniveaus ($m_J=-1$, $m_J=0$, $m_J=+1$) mit der Energie $E \sim B(x) \sim x$ aufspaltet [Abbildung 2.2]. Zusätzlich wählt man die Polarisierungen der beiden, auf das Atom in entgegengesetzter Richtung eingestrahnten Laser so, daß der in positiver x -Richtung eingestrahlte Strahl eine σ^+ - und der in negativer x -Richtung laufende Strahl eine σ^- -Polarisation aufweist. Da der σ^+ -Laser nur Übergänge mit $\Delta m = +1$, also in diesem Fall Übergänge in das $m_J=+1$ Niveau, und der σ^- -Laser nur Übergänge mit $\Delta m = -1$, also in das $m_J=-1$ Niveau treibt, werden im Ausdruck für die dissipative Kraft, die sich unter dieser Konfiguration ergibt, auch nur diese Übergänge betrachtet. Die resultierende Kraft erhält man aus (2.12) durch die Transformation $\delta \mp |\omega_D| \rightarrow \delta \mp |\omega_D| \pm \mu' B(x)/\hbar$, wobei der hier zusätzlich eingeführte Term die Energieverschiebung aufgrund des Zeemaneffektes darstellt.

$$\vec{F}_{\pm} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + \left[\frac{2(\delta \mp |\omega_D| \pm \mu' B(x)/\hbar)}{\Gamma} \right]^2} \quad (2.15)$$

Hierbei errechnet sich das effektive magnetische Moment aus $\mu' = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B$ mit den Landé-g-Faktoren g_e und g_g für den angeregten und den Grundzustand, und deren magnetischen Quantenzahlen m_e und m_g , sowie dem Bohrschen Magneton μ_B . Anhand (2.15) ist es ersichtlich, daß aufgrund des angelegten Magnetfeldgradienten an verschiedenen räumlichen Positionen verschiedene Geschwindigkeitsklassen in Resonanz mit dem jeweiligen Übergang gebracht werden. Dies gilt auch für die Geschwindigkeitsklasse um $v=0$. Richtet man die Polarisierungen gemäß Abbildung 2.2 ein, so erhält man einen Kühlmechanismus und eine Falle am Ort $x=0$.

Analog zur Dopplerkühlung erhält man für den Fall $|\omega_D| \ll |\delta|$ bzw. für den Fall $|\frac{\mu' B(x)}{\hbar}| \ll |\delta|$ folgenden Ausdruck der Kraft

$$\vec{F} = -\beta \vec{v} - \kappa \vec{x} \quad (2.16)$$

der sowohl eine geschwindigkeitsabhängige Kraftkomponente $-\beta \vec{v}$, als auch eine ortsabhängige Kraftkomponente $-\kappa \vec{x}$ beinhaltet. Diese ist analog zum gedämpften harmonischen Oszillator eine dissipative Kraft im Geschwindigkeits- und auch im Ortsraum.

Dieses eindimensionale Schema läßt sich auch auf zwei oder drei Dimensionen ausweiten, was zur Theorie der in dieser Arbeit beschriebenen zweidimensionalen magneto-optischen Falle führt.

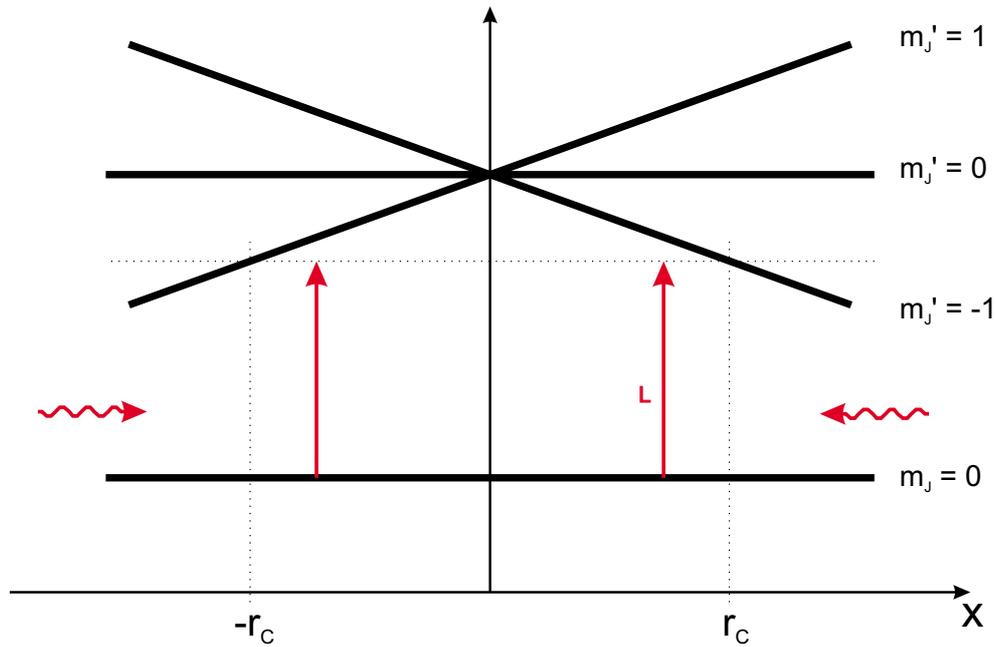


Abbildung 2.2: Zweiniveausystem, bestehend aus einem $J=0$ -Grundniveau und einem angeregten $J=1$ Niveau, inklusive Zeemanaufspaltung des angeregten Niveaus aufgrund eines linearen Magnetfeldes $B(x) = B_0 \cdot x$. Der räumliche Einfangbereich r_c ist durch $|\delta| > \left| \frac{\mu' B(x)}{\hbar} \right|$ gegeben.

2.4 2-dimensionale MOT

Die in diesem Experiment realisierte zweidimensionale magneto-optische Falle wird durch das in Abschnitt 3.4 beschriebene Lasersystem und das in Abschnitt 3.3 beschriebene Spulensystem erzeugt. Hierbei werden in zwei räumlichen Dimensionen¹ die im vorigen Abschnitt erläuterten magneto-optischen Kräfte auf ein Gas aus Rubidiumatomen, welches zunächst als thermisches Gas, also in einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung vorliegt, eingestrahlt. Durch diese in transversaler Richtung einwirkenden Kräfte, werden die Atome also in diesen beiden Dimensionen sowohl im Geschwindigkeitsraum, als auch im Ortsraum gekühlt. Somit bildet sich ein Atomstrahl in der noch verbliebenen dritten Dimension², in welcher sich die Atome immer noch mit ihrer thermischen, durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegebenen, Geschwindigkeit fortbewegen. Jedoch werden Atome, die eine zu hohe transversale

¹Diese beiden Raumrichtungen werden ab sofort auch als transversale, bzw. radiale Richtungen bezeichnet; hier transversal zur Atomstrahlrichtung.

²Diese Richtung, welche parallel zur Atomstrahlrichtung verläuft wird fortan als longitudinale Richtung, oder auch z-Richtung bezeichnet.

Geschwindigkeit besitzen, an keinem Ort innerhalb der Vakuumkammer in Resonanz mit den eingestrahlenen Lasern sein, und erfahren somit keine Kraft. Um die auftretenden Effekte näher zu verstehen, wird im folgenden die transversale Einfanggeschwindigkeit der 2D-MOT abgeschätzt, und die Möglichkeit einer theoretischen Berechnung der, durch die 2D-MOT erzeugten Geschwindigkeitsverteilung abgewägt werden.

Einfanggeschwindigkeit der 2D-MOT

Der Startpunkt zur theoretischen Berechnung der 2D-MOT liegt in der transversalen Einfanggeschwindigkeit der MOT-Konfiguration. Zunächst kann man in einer guten Näherung annehmen, daß die MOT in dem Bereich, in dem die Verstimmung des Lasers gegenüber dem atomaren Übergang größer ist, als die Zeemanverschiebung, also in dem Bereich in dem eine effektive Rotverstimmung vorliegt, eine dissipative Kraft auf die Atome ausübt. Somit erhält man einen räumlichen Einfangbereich, der gegeben ist durch:

$$|\delta| > \left| \frac{\mu' \cdot B(x)}{\hbar} \right| \quad (2.17)$$

Für die in diesem Experiment vorliegende 2D-MOT wird in Kapitel 4 eine maximale Effizienz bei einer Verstimmung $\delta = -1,9\Gamma$ und einem Magnetfeldgradienten $\nabla B = 17 \text{ G/cm}$ experimentell ermittelt werden. Für diese Werte erhält man unter der Annahme³ $\mu' = 5/6\mu_B$ aus (2.17) einen räumlichen Einfangbereich von $[-0,56 \text{ cm} < x < 0,56 \text{ cm}]$, also der Breite $d_c = 2r_c = 1,12 \text{ cm}$. In der weiteren Überlegung nimmt man an, daß nur diejenigen Atome die innerhalb dieses Bereiches zum Stillstand gebracht werden können in die MOT geladen werden. Dazu ist es nötig einen Impulsübertrag $\Delta p = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \cdot t$ in der Zeit $t = \frac{d_c}{v_r}$ zu erreichen, der gleich oder größer des Gesamtimpulses in transversaler Richtung $p = m \cdot v_r$ ist:

$$m \cdot v_r \leq \frac{\hbar k \Gamma}{2} \cdot \frac{d_c}{v_r} \quad (2.18)$$

Somit erhält man mit den Parametern für das hier verwendete Element Rubidium $m = 87 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, $k = \frac{2\pi}{780 \text{ nm}}$, $\Gamma = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$ und $d_c = 1,12 \text{ cm}$ eine maximale Einfanggeschwindigkeit von:

$$v_c = 35 \text{ m/s} \quad (2.19)$$

Es ist dabei für das experimentelle Ergebnis ein etwas größerer Wert zu erwarten, da in der Berechnung die dynamische Verminderung der Geschwindigkeit, und die damit etwas längere Wechselwirkungszeit, vernachlässigt wurde.

³Die Abschätzung $\mu' = 5/6\mu_B$ ist der Mittelwert $\frac{\sum_i c_i \mu'_i}{\sum_i c_i}$ aller erlaubten Übergänge für σ -polarisiertes Licht unter Berücksichtigung der jeweiligen Übergangsstärken c_i . (Näheres siehe Anhang C)

Diese maximale Einfanggeschwindigkeit ist jedoch nur gültig, sofern die Atome sich für mindestens die Zeitspanne $t = \frac{d_c}{v_r}$ im Einfangvolumen befinden. Für hohe longitudinale Geschwindigkeitskomponenten ist dies nicht der Fall, da sich die Atome aufgrund ihrer longitudinalen Geschwindigkeit v_z nur für die Zeitdauer $t_{WW} = \frac{l}{v_z}$ im Wechselwirkungsvolumen befinden, wobei l die mögliche Abbremsstrecke in longitudinaler Richtung ist, also von der Länge der 2D-MOT abhängt. Somit erhält man analog zu Gleichung 2.18 eine Bedingung für die Einfanggeschwindigkeit:

$$mv_r \leq \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{l}{v_z} \quad (2.20)$$

Diese Bedingung zeigt für kleine Längen der 2D-MOT, bzw. für große longitudinale Geschwindigkeiten eine geringere Einfanggeschwindigkeit, als die durch Gleichung (2.19) gegebene Geschwindigkeit. Die gesamte Einfanggeschwindigkeit ist somit gegeben durch:

$$v_c = \begin{cases} 35 \text{ m/s} & \text{für } v_z < \frac{\hbar k \Gamma}{2m \cdot 35 \text{ m/s}} \cdot l \\ \frac{\hbar k \Gamma}{2m} \frac{l}{v_z} & \text{für } v_z \geq \frac{\hbar k \Gamma}{2m \cdot 35 \text{ m/s}} \cdot l \end{cases} \quad (2.21)$$

Aus dieser Beziehung für die Einfanggeschwindigkeit werden zwei wesentliche Charakteristika der 2D-MOT ersichtlich.

Die Abnahme der Einfanggeschwindigkeit mit der longitudinalen Geschwindigkeit führt dazu, daß Atome mit hoher Longitudinalgeschwindigkeit in transversaler Richtung kaum gekühlt werden. Atome mit niedriger Longitudinalgeschwindigkeit hingegen werden sehr gut in transversaler Richtung gekühlt. Dies hat zur Folge, daß trotz der rein transversalen Kühlung der Atome in der 2D-MOT eine Geschwindigkeitsselektion der longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten eintritt, die die langsamen Geschwindigkeiten bevorzugt.

Die mit der Länge der MOT ansteigende Einfanggeschwindigkeit bedeutet ebenfalls eine zunehmende mittlere Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung.

Theoretische Betrachtung der 2D-MOT

Qualitativ gesprochen, erhält man die Geschwindigkeitsverteilung in der 2D-MOT durch Integration der dreidimensionalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung f_{MB} über beide transversale Geschwindigkeitskomponenten sowie über die longitudinale Ortsachse, welche den Ort eines Teilchens zu Beginn des Kühlprozesses definiert:

$$f_{2D-MOT} = \int_0^{l_0} \int_0^{v_c(l, v_z)} 2\pi \cdot v_r \cdot f_{MB} dv_r dl \quad (2.22)$$

Hier ist l_0 die Länge der 2D-MOT und $v_c(l, v_z)$ die Einfanggeschwindigkeit gemäß Gleichung (2.21). Aufgrund der stückweise definierten Einfanggeschwindigkeit, und

der dabei sowohl von l , als auch von v_z abhängigen Sprungstelle, ist dieses Integral nicht analytisch lösbar.

Im Gegensatz zu diesen qualitativen Überlegungen ist die Erstellung eines quantitativen Modells jedoch ein durchaus nicht triviales Unterfangen. Hierzu ist es notwendig, einige in den qualitativen Betrachtungen angenommene Näherungen in einer exakteren Weise zu betrachten.

Die wohl gravierendste Vereinfachung hierbei ist die Streurrate, welche als gesättigt, also mit dem Wert $\frac{\Gamma}{2}$, angenommen wurde. In der exakten Betrachtung ist diese jedoch, wie in Gleichung (2.15) ersichtlich, durch $\frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{I/I_0}{1+I/I_0+[\frac{2(\delta \mp |\omega_D| \pm \mu' B(x)/\hbar)}{\Gamma}]^2}$ gegeben. Dies bedeutet, daß sowohl die Laserintensität, als auch das von beiden transversalen Raumrichtungen abhängige Magnetfeld einen Einfluß auf die Streurrate, und damit auch auf die transversale Einfanggeschwindigkeit haben. Da ebenfalls die Bedingung für die stückweise Definition der Einfanggeschwindigkeit von all diesen Parametern abhängt, ist das beschriebene Problem in der hier dargestellten Art und Weise nicht trivial.

Zusätzlich wäre hier zu beachten, daß es nicht nötig ist die Atome auf $v_r = 0$ abzubremesen. Da das Verbindungsstück zwischen Niedervakuum- und Ultrahochvakuumkammer eine endliche Länge und Apertur besitzt, werden auch Atome mit $v_r > 0$ zum Atomfluß beitragen. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß es nicht ausreicht, die Atome im Geschwindigkeitsraum auf eine bestimmte Radialgeschwindigkeit abzubremesen. Die Atome müssen auch im Ortsraum auf eine bestimmte Position eingefangen werden, so daß prinzipiell das Integral (2.22) um die Integration über beide transversale Raumrichtungen erweitert werden muß.

Trotz der aufgezeigten Problematik in der quantitativen Berechnung der 2D-MOT, wurden in der qualitativen Beschreibung die wichtigsten Abhängigkeiten zum Verständnis der experimentell beobachtbaren Effekte dargelegt.

2.5 Vergleich der Methoden zur Atomstrahlerzeugung

Es existieren außer der 2D-MOT im wesentlichen noch zwei andere Methoden einen kalten Atomstrahl, der als Lademechanismus einer 3D-MOT dienen soll, zu erzeugen; der sogenannte Zeeman-Slower und das Doppel-MOT-System, welche im folgenden mit der 2D-MOT verglichen werden.

Zeeman-Slower

Bei einem Zeeman-Slower wird zunächst ein thermischer Atomstrahl erzeugt, der dann durch einen contrapropagierenden Laserstrahl aufgrund der in Gleichung 2.15 dargestellten Kraft abgebremst wird. Um die sich dabei reduzierenden Geschwindigkeitskomponenten jeweils in Resonanz mit dem Laser zu halten, wird der thermische Atomstrahl von einer Magnetfeldkonfiguration umschlossen, die einen räumlichen Gradienten aufbaut, der durch die Zeemanverschiebung der einzelnen magnetischen Unterniveaus für die nötige Resonanzbedingung sorgt. Hierbei entsteht, wie auch bei der 2D-MOT ein kontinuierlicher Atomstrahl.

Der Zeeman-Slower besitzt jedoch gegenüber der 2D-MOT einige Nachteile. Da die Kühlung des erzeugten Strahls nur in longitudinaler, jedoch nicht in transversaler Richtung erfolgt, besitzt dieser eine starke Divergenz, die dazu führt, daß nur ein Bruchteil der Atome eingefangen wird.

Richtet man das Magnetfeld so ein, daß es am Ende der Abbremsstrecke auf Null abfällt, so muß der Laser mit der Geschwindigkeitsklasse um $v=0$ in Resonanz sein, was dazu führt, daß eine an dieser Stelle eingerichtete 3D-MOT durch die resonanten Lichtkräfte zerstört wird. Um dies zu umgehen, läßt sich das Magnetfeld so einrichten, daß es an dieser Stelle nicht auf Null abfällt. Damit erfüllt der Laser die Resonanzbedingung für eine Geschwindigkeitsklasse $v > 0$, und wechselwirkt nicht mit den gefangenen und gekühlten Atomen in der 3D-MOT. Dies hat allerdings den Nachteil, daß das verbleibende Feld am Ende der Abbremsstrecke die 3D-MOT stören kann. Somit ist hier immer eine Kompromißlösung nötig. Um dies zu umgehen ist als letzte Alternative eine Umlenkung des Atomstrahls möglich, so daß die 3D-MOT nicht auf der Achse des Abbremsstrahls liegt, was jedoch zu einer Verringerung im Atomfluß führt. Mit dem Zeeman-Slower lassen sich typischerweise Flüsse von einigen 10^{11} Atomen pro Sekunde[28] bis 10^{12} Atomen pro Sekunde[29] erzeugen. Die mittlere Geschwindigkeit dieser Atome kann hier bis zu 60 m/s groß sein.

Eine abgewandelte Form des normalen Zeeman-Slowers ist der sogenannte *gechirpte* Zeeman-Slower, bei dem die Resonanzbedingung für verschiedene Geschwindigkeitsklassen nicht durch die apparativ aufwendige Magnetfeldkonstruktion, sondern durch das nachstimmen (*chirpen*) des Lasers eingehalten wird. Dies ermöglicht jedoch keinen kontinuierlichen, sondern nur einen gepulsten Betrieb. Hierbei sind typischerweise Flüsse von einigen 10^{10} Atomen pro Sekunde[30] bei mittleren Geschwindigkeiten von bis zu 50 m/s erreichbar.

Doppel-MOT-System

Ein Doppel-MOT-System besteht im wesentlichen aus zwei dreidimensionalen magneto-optischen Fallen, wobei die eine auf der Niedervakuumseite, und die andere auf der Ultrahochvakuumseite einer Vakuumkammer eingerichtet wird. Hierbei wird zunächst die 3D-MOT auf der Niedervakuumseite geladen, d.h. es werden hier Atome in allen drei Raumrichtungen gekühlt und gefangen. Diese vorgekühlten Atome können nun mit Hilfe eines Laserstrahls, der einen Impulsübertrag in einer Richtung auf die Atome ausübt, in die UHV-Kammer transferiert werden, wo sie in der zweiten 3D-MOT gefangen werden. Diese Methode hat wie auch der gechirpte Zeeman-Slower den Nachteil, daß kein kontinuierlicher, sondern nur ein gepulster Atomstrahl erzeugt werden kann. Mit dieser Methode sind Flüsse von bis zu $9 \cdot 10^9$ Atome/s erreichbar [31].

2D-MOT

Die 2D-MOT vereinigt die Vorteile beider oben genannter Systeme, ohne jedoch ihre Nachteile aufzuweisen. Sie erzeugt einen kontinuierlichen Atomstrahl mit hohem Fluß und geringer Divergenz, ohne resonantes Licht auf der Achse zu benötigen. Die bislang mit dieser Methode erreichten Flüsse lagen bei bis zu $9 \cdot 10^9$ Atome/s[32].

Kapitel 3

Aufbau

Das folgende Kapitel behandelt die experimentellen Komponenten zur Erzeugung eines kalten Rubidium-Atomstrahles, welche im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaut wurden. Die Hauptbestandteile, aus denen die Apparatur besteht, sind Magnetfeldspulen, ein Lasersystem, bestehend aus einem Titan-Saphir-Laser, mehreren gitterstabilisierten Diodenlasern und der dazu nötigen Optik und Optomechanik. Zudem wurde ein Vakuumsystem, bestehend aus einem Rubidiumreservoir, einem Pumpensystem, zur Erzeugung eines Vakuums im Druckbereich bis 10^{-9} mbar, einer Glasküvette, in welcher die Rubidiumatome aus dem Hintergrundgas in die 2D-MOT geladen werden, und einer damit über eine differentielle Pumpstufe verbundenen Ultrahochvakuumkammer, aufgebaut. In diesem Teil des Systems wird die Charakterisierung des kalten Atomstrahles vorgenommen. Dieser wird jedoch zur Erzeugung einer 3D-MOT, die als Startpunkt eines Bose-Einstein-Kondensats(BEC) dient, durch eine bereits existierende größere Kammer ersetzt werden. Zudem wurde zur Frequenzstabilisierung der Laser auf hyperfeinaufgelöste atomare Übergänge und auch zur Computersteuerung des Experiments eine Vielzahl regelelektronischer Komponenten implementiert. Um das Lasersystem stabil zu halten, ist der optische Tisch auf vier pneumatisch gedämpften Füßen gelagert, so daß sich externe Erschütterungen nicht auf ihn übertragen können. Zudem umspannt ein Plexiglaskasten, in dessen oberer Abdeckung zwei Reinluftgebläse eingelassen sind, den größten Teil des optischen Tisches, um die Lasersysteme vor Verschmutzung durch Staub und andere Partikel zu schützen.

3.1 Element Rubidium

Das Element Rubidium, befindet sich, wie auch die Elemente H, Li, Na, K, Cs, Fr, mit denen zum Teil ebenfalls schon Bose-Einstein-Kondensate, bzw. magneto-

optische Fallen realisiert wurden, in der 1. Hauptgruppe des Periodensystems, und gehört somit zu den Alkalimetallen, die sich durch ein relativ einfaches, wasserstoffähnliches Termschema auszeichnen. In seiner natürlichen Mischung treten vor allem zwei bosonische Isotope auf. Dabei hat ^{85}Rb eine relative Häufigkeit von 72 % und ^{87}Rb eine relative Häufigkeit von 28 % [33].

^{87}Rb besitzt einen Kernspin $I=3/2$ und weist 2 für die Laserkühlung interessante Übergänge auf. Die sogenannte D_1 -Linie vom Grundniveau ($5S_{1/2}$) ins angeregte $5P_{1/2}$ Niveau, liegt bei 794 nm und ist mit einer Oszillatorstärke von $0,32^4$ [33] relativ schwach, so daß sie uns nicht weiter beschäftigt. Die mit einer Oszillatorstärke von $0,67$ [33] stärkere D_2 -Linie vom Grundniveau ins angeregte $5P_{3/2}$ Niveau liegt bei einer Wellenlänge von 780 nm. Tabelle 3.1 zeigt weitere Parameter in einer Übersicht.

Wellenlänge für Übergang ($5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$)	780,24 nm	[32]
Linienbreite $\Gamma/2\pi$	5,98 MHz	[30]
Sättigungsintensität I_0	1,6 mW/cm ²	[30]
Dampfdruck bei Raumtemperatur	$3 \cdot 10^{-7}$ mbar	[34]
Dopplergeschwindigkeit	16,7 cm/s	[35]
Rückstoßgeschwindigkeit	5,88 mm/s	[35]
Dopplertemperatur	146 μK	[35]
Rückstoßtemperatur	361 nK	[35]
Kernspin	$3/2$	[33]
HFS-Aufspaltung(Grundniveau)	6,835 GHz	[33]
s-Wellen-Streulänge	109 a_0	[36]

Tabelle 3.1: Übersicht über wichtige Parameter des Elements ^{87}Rb

Aus der oben genannten Liste an Alkaliatomen wurden bislang zumeist die Elemente Natrium [6] und Rubidium [7] zur Erzeugung eines BEC verwendet. In jüngster Zeit wurden auch, unter hohem apparativem Aufwand, He-Kondensate realisiert [10, 11]. Ein mögliches Li-Kondensat, welches ebenfalls bereits beobachtet wurde [37], ist jedoch aufgrund der attraktiven Wechselwirkung der Atome nicht stabil, und kollabiert. Bei Rb und Na sind für unsere Zwecke alle relevanten Parameter aus früheren Experimenten bekannt, so daß der Schwerpunkt des Experiments auf neue Techniken wie z.B. eine intensive 2D-MOT, eine großvolumige 3D-MOT, ein neuartiges

⁴Die Oszillatorstärke ist eine dimensionslose Größe, die in Bezug zum Dipolmatrixelement des entsprechenden atomaren Übergangs steht, und somit ein Maß für die Absorptionswahrscheinlichkeit darstellt.

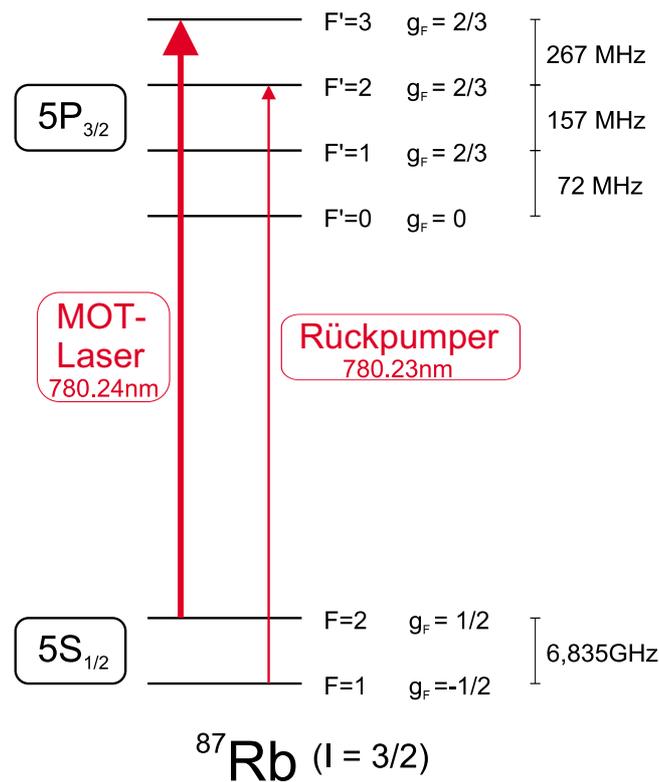


Abbildung 3.1: Niveau-Schema der für die MOT relevanten Übergänge bei ^{87}Rb (D_2 -Linie) inklusive Hyperfeinaufspaltung

Design der UHV-Kammer, ... usw. gesetzt werden kann. Da Rb im Vergleich zu Na noch ein zweites Isotop mit einer Feshbachresonanz in der s-Wellen Streulänge, und damit eine durchstimmbare Wechselwirkung besitzt, fiel die Wahl auf Rb. Dieses zweite Isotop verspricht eine Vielzahl möglicher Experimente (Kollaps von BECs [38], Mischungen von Kondensaten [39], Molekülkondensate [40], ...). Als nützliche Begleiterscheinung zum problemlosen Laden der 2D-MOT aus dem Hintergrundgas, besitzt Rubidium einen relativ hohen Dampfdruck von $3 \cdot 10^{-7}$ mbar [34] im Vergleich zum Na-Dampfdruck von $3 \cdot 10^{-11}$ mbar [34]. Auch die s-Wellen-Streulänge a von 109 Bohrschen Radien ist sehr groß im Vergleich zu $a = 57 a_0$ bei Natrium [41]. Bei der oben genannten Wellenlänge von 780 nm ist der Einsatz von handelsüblichen Dioden- und Titan-Saphir-Lasern möglich.

Das Termschema in Abbildung 3.1 zeigt die Hyperfeinaufspaltung des Grundniveaus von 6,835 GHz und die im Vergleich dazu geringen Hyperfeinaufspaltungen des angeregten $5P_{3/2}$ -Niveaus von 72 MHz, 157 MHz bzw. 267 MHz. Das gemessene Absorptionsspektrum [Abbildung 3.2] zeigt die jeweiligen Dopplerprofile der Übergänge vom Grundniveau in das angeregte Niveau, wobei die einzelnen dopplerfreien Hyperfeinübergänge, sowie sogenannte Crossover-Übergänge, die die

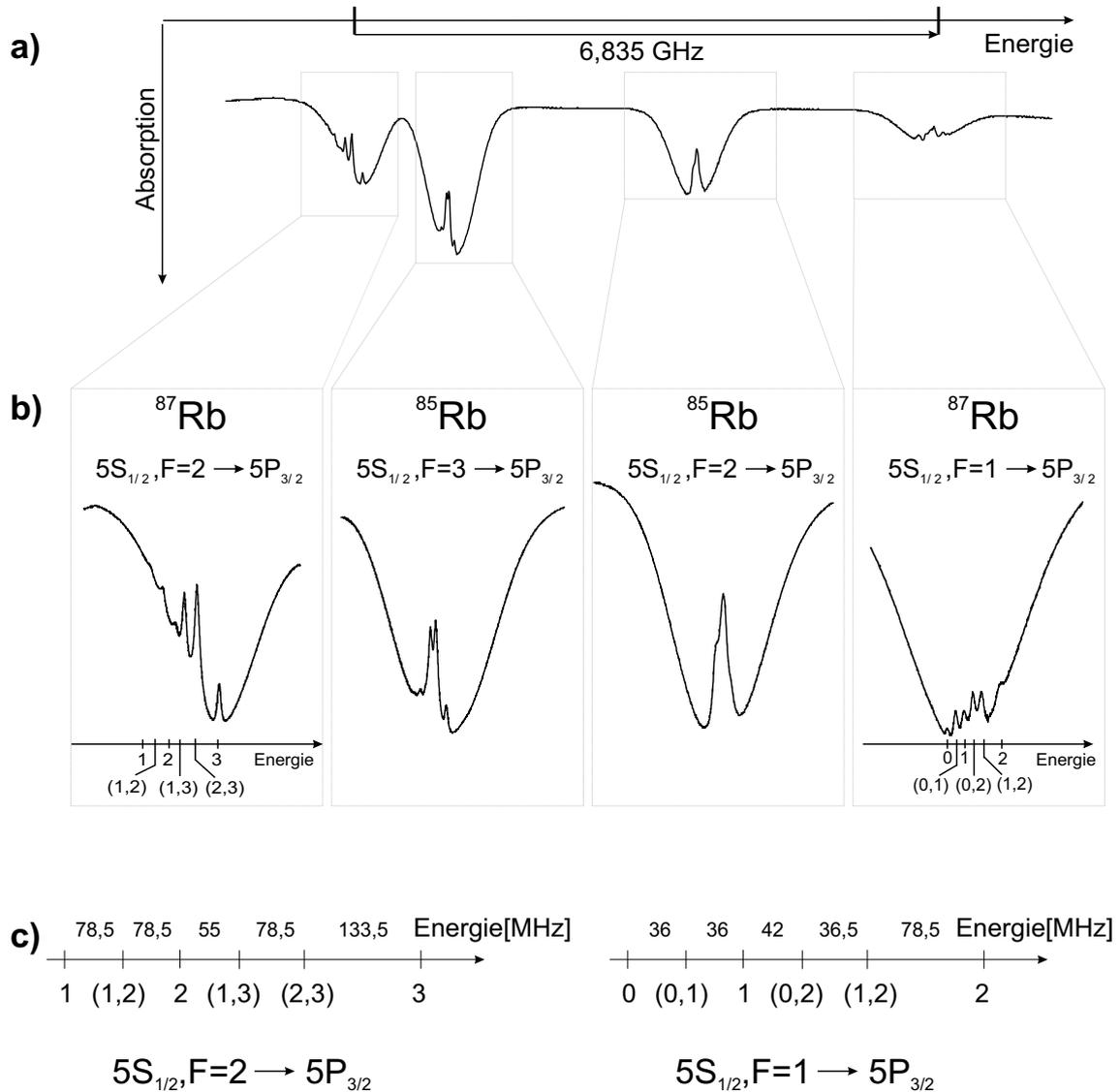


Abbildung 3.2: a) Spektrum einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie an einer natürlichen Mischung aus ^{85}Rb und ^{87}Rb . Das Profil zeigt die Absorption eines Probe-Strahles in relativen Einheiten über der Energie aufgetragen. Die Hyperfeinaufspaltung des Grundniveaus liegt bei 6,835 GHz.

b) Die Ausschnittsvergrößerungen der jeweiligen Dopplerprofile zeigen im Falle der ^{87}Rb -Profile zusätzlich die Übergänge in die einzelnen Hyperfeinniveaus, bzw. die möglichen Crossover-Übergänge.

c) Für die beiden ^{87}Rb -Profile sind hier die Energieabstände zwischen den einzelnen Hyperfein-, bzw. Crossoverübergängen dargestellt.

Resonanz einer Geschwindigkeitskomponente mit zwei Hyperfeinniveaus bezüglich Pump- und Abfragestrahl bilden, zu sehen sind.

Um in diesem System eine MOT zu betreiben, muß man dafür sorgen, daß der atomare Übergang den man für die MOT benutzt, in unserem Falle ($5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$), mit einer hohen Repetitionsrate getrieben wird, damit eine effiziente Kühlung ermöglicht wird. Aufgrund der natürlichen Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 5,98 \text{ MHz}$ erhält man bei diesem Übergang gemäß Gleichung (2.9) eine maximale Streurrate von $\frac{\Gamma}{2} = \frac{1}{53 \text{ ns}}$. Da die Hyperfeinaufspaltung des Grundniveaus 6,8 GHz beträgt, sind alle Atome, die in den $F=1$ Zustand des Grundniveaus fallen für den MOT-Zyklus zunächst verloren, so daß man zusätzlich zum eigentlichen MOT-Laser einen sogenannten Rückpumpplaser, oder Rückpumper benötigt, der die in den Dunkelzustand gefallenen Atome in den MOT-Zyklus zurückführt.

3.2 Vakuumsystem

Zur Erzeugung eines kalten Atomstrahles, und weiterführend eines Bose-Einstein-Kondensats ist es nötig die atomare Spezies, in unserem Fall das Element Rubidium, in eine Hochvakuumanlage zu bringen, um Kollisionen mit Hintergrundatomen, und damit eine Erwärmung des Atomensembles weitestgehend zu verhindern. In diesem Abschnitt wird die im Rahmen dieses Projektes aufgebaute Vakuumapparatur [Abbildung 3.3] beschrieben.

Den Startpunkt dieser Vakuumkammer bildet ein Rubidium-Reservoir, welches ein senkrecht hängendes Röhrchen mit einer Länge von ca. 20 cm und einem Durchmesser von ca. 15 mm ist, das eine Rubidiumampulle in sich aufnehmen kann. Zur Befüllung dieses Röhrchens wird eine geschlossene Rubidium-Glasampulle in dieses eingeführt, und auf die Ampulle ein Stahlstift gelegt. Nachdem die Vakuumkammer verschlossen und evakuiert ist, wird der Stahlstift von außen mit Hilfe eines Magneten nach oben gezogen und dann fallen gelassen, so daß die Ampulle zerspringt, und das Rubidium freigesetzt wird. Dieser Vorgang muß eventuell mehrmals wiederholt werden, um die Ampulle zu zerstören. Ein Ganzmetallventil trennt die eigentliche Vakuumkammer von der Reservoir- und Vorpumpenseite (bestückt mit einer Turbo-Drag-Pumpe(TSU 071/MD4T)), und erlaubt somit einen Austausch der Rubidiumatome im Reservoir, ohne das Vakuum zu brechen. Im Anschluß daran befindet sich , über ein T-Stück verbunden, eine Ionenmessröhre (UHV-24P, Varian) zur Ermittlung des Druckes auf der Niedervakuumseite. In der weiteren Verlängerung liegt das Herzstück der Vakuumanlage.

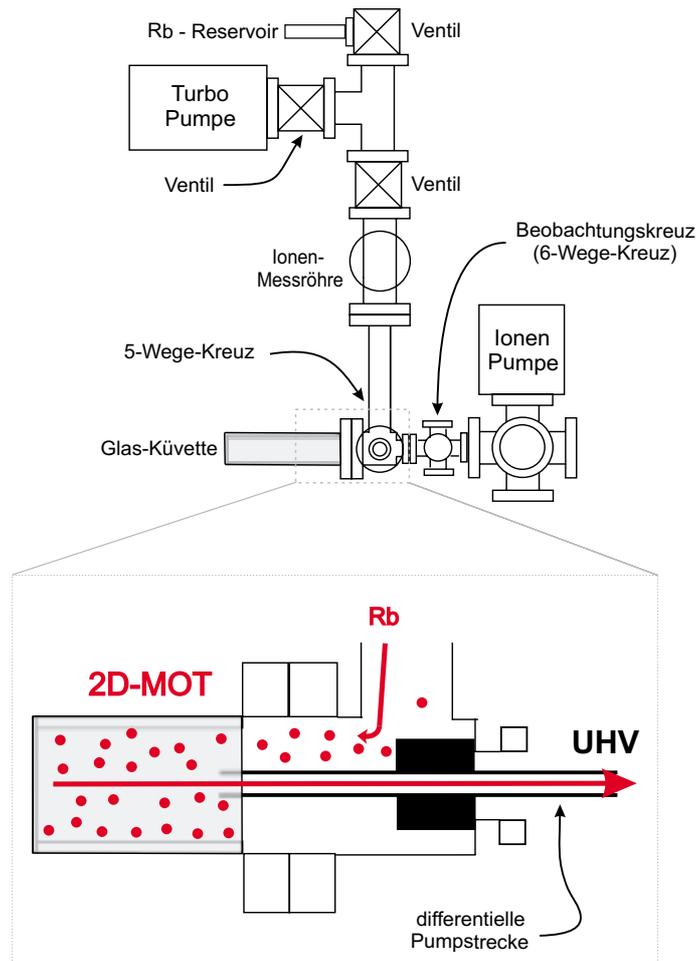


Abbildung 3.3: Übersicht über das Vakuumsystem mit einer Ausschnittsvergrößerung der differentiellen Pumpstrecke

Es ist im wesentlichen ein 5-Wege-Kreuz, in welches, wie man in der Ausschnittsvergrößerung der Abbildung 3.3 sieht, ein differentielles Pumpröhrchen implementiert ist, das die Niedervakuumseite und die Ultrahochvakuumseite der Apparatur miteinander verbindet. Dieses differentielle Pumpröhrchen ist 133 mm lang, besitzt auf den ersten 73 mm einen Innendurchmesser von 6 mm, und vergrößert sich von dort ab in Richtung UHV-Kammer in einer konischen Form bis auf 9,6 mm. Den über dieses Röhrchen maximal auftretenden Druckabfall kann man gemäß [42] über die Leitfähigkeitsformel

$$C = 12 \cdot \frac{D^3}{L} \text{ Liter/sec} \quad (3.1)$$

mit dem Durchmesser D und der Länge L in cm berechnen. Demnach erhält man aus der Leitfähigkeit C und der Pumpleistung S_{UHV} einer auf der UHV-Seite

angeschlossenen Pumpe über

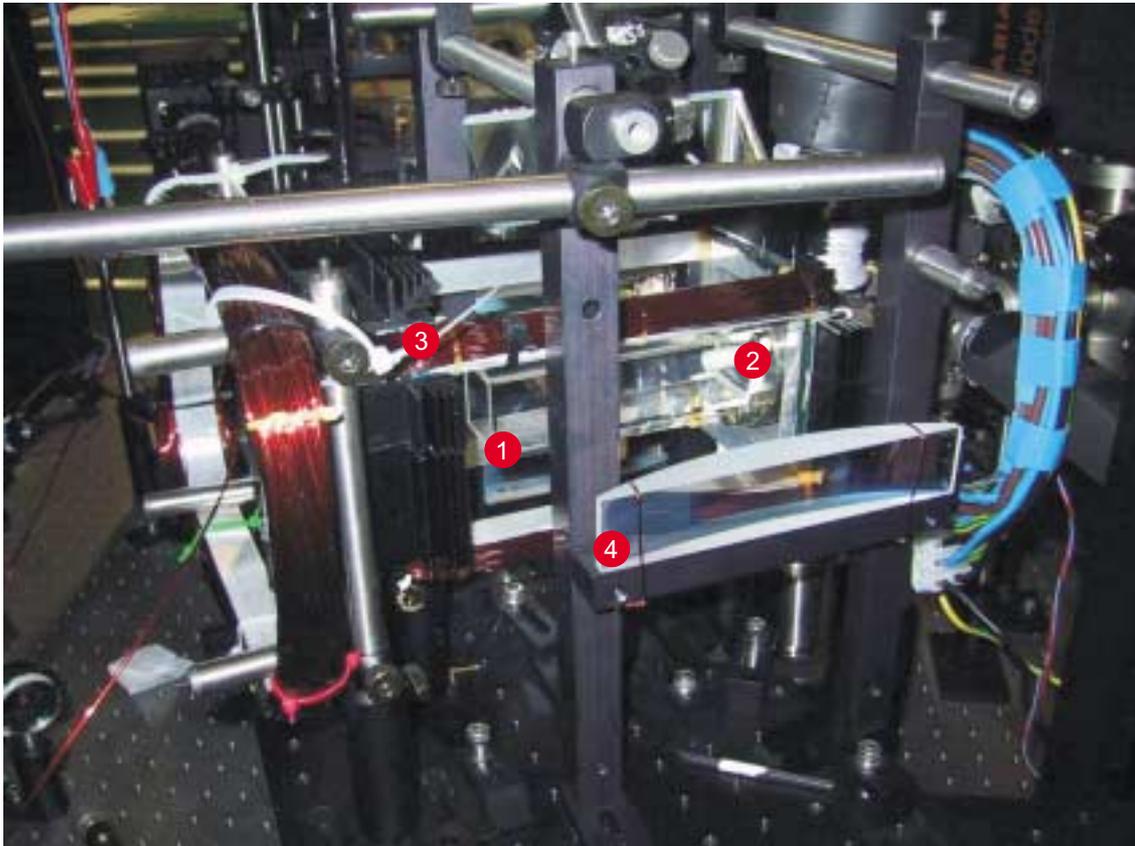
$$\frac{P_{UHV}}{P_{vac}} = \frac{C}{S_{UHV}} \quad (3.2)$$

die mögliche differentielle Pumpleistung $\frac{P_{UHV}}{P_{vac}}$. Für eine 20^{1/s}-Pumpe, wie sie an der vorläufigen UHV-Kammer angebracht ist, bedeutet das mit der oben beschriebenen Geometrie einen Druckunterschied um den Faktor $1,5 \cdot 10^{-2}$, bzw. für die an der zur Erzeugung des BEC nötigen UHV-Kammer anzubringenden 200^{1/s}-Pumpe einen Druckunterschied um den Faktor $1,5 \cdot 10^{-3}$.

Es ist jedoch möglich auf einer Länge von 40 mm das Pumpröhrchen mit 6 mm Innendurchmesser durch ein Röhrchen mit 5mm, 4mm oder 3mm Innendurchmesser auszutauschen, um ein besseres differentielles Pumpen zu ermöglichen, was allerdings eine Erschwernis in der Justage der 2D-MOT bedeutet. Bei dieser Verringerung des Durchmessers auf 3mm erhält man einen möglichen Druckunterschied von $3,5 \cdot 10^{-3}$ bzw. $3,5 \cdot 10^{-4}$ im Falle der 20^{1/s} bzw. 200^{1/s}-Pumpe.

In der Mitte des Röhrchens ist in dieses ein, mit einem 6mm Loch, durchbohrter Zylinder integriert, welcher mittels einer Drehdurchführung, die in den unteren Flansch des 5-Wege-Kreuzes eingelassen ist, rotiert werden kann. Somit läßt sich die (einzige) Verbindung zwischen den beiden Teilen der Vakuumapparatur öffnen und schließen. Dies ist wichtig für den weiteren Fortgang des BEC-Experimentes, da dieser Verschuß das permanente Einströmen thermischer Atome in die UHV-Kammer unterbindet. Ein solcher thermischer Fluß von Atomen wäre ein effektiver Heizprozeß, der dem gewünschten Kühlprozeß entgegenwirken würde. Zudem ist im oberen Flansch des 5-Wege-Kreuzes ein kleines Kryo-Behältnis integriert, welches eine thermische Kontaktierung zu dem differentiellen Pumpröhrchen besitzt, ein sogenannter "kalter Finger". Dieses läßt sich heizen, indem Wasser in das Reservoir eingefüllt wird, welches dann mit einem LötKolben erhitzt wird. Es läßt sich ebenso durch Befüllung mit flüssigem Stickstoff kühlen. Dies führt zu einer Erhöhung bzw. Erniedrigung des Rubidium-Dampfdruckes, verbessert aber auch die differentielle Pumpleistung im Falle einer Kühlung. Dieses 5-Wege-Kreuz ist mit dem Teil der Apparatur verbunden, die das Rubidium-Reservoir und die Pumpe beinhaltet, als auch zur linken Seite hin (vergl. Abbildung 3.3) mit einer Glasküvette der Maße 130 mm x 35 mm x 35 mm. Hier können die Rubidiumatome von der Reservoirseite nur in die Glasküvette, und nicht direkt über das 5-Wege-Kreuz in die UHV-Kammer gelangen, da die einzige Verbindung dorthin über das Pumpröhrchen verläuft. Diese Glasküvette ist mit Hilfe eines UHV-tauglichen Klebstoffes in einen ausgefrästen DN 40 CF Flansch eingeklebt, was für die Niedervakuumseite keinerlei Nachteile gegenüber konventionellen Glas-Metall-Übergängen ergibt. Somit liegt diese Glasküvette auf der Achse mit dem differentiellen Pumpröhrchen, was be-

deutet, daß der in dieser Küvette erzeugte Atomstrahl durch das Röhrchen austreten kann. Eine Photographie dieser Glasküvette ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Hier erkennt man auch das differentielle Pumpröhrchen im rechten Teil der Küvette.



- | | |
|-----------------------------------|---------------------------------------|
| 1 Glasküvette | 3 Magnetfeldspule |
| 2 differentielles
Pumpröhrchen | 4 Linse für zylindrisches
Teleskop |

Abbildung 3.4: Photographie der Glasküvette inklusive differentiellem Pumpröhrchen, sowie umgebende Magnetfeldspulen und optische Bauteile.

Gegenüber der Glasküvette befindet sich die Ultrahochvakuumseite der Apparatur, bestehend aus einem kleinen 6-Wegekreuz, das der Beobachtung des Atomstrahles dient (im Folgenden auch als Beobachtungskreuz bezeichnet), und einem weiteren 6-Wegekreuz, an dessen oberem Flansch eine Ionen-Getter-Pumpe (VacIon PLUS 20L/S Diode, Varian) angebracht ist, die die UHV-Seite evakuiert.

3.3 Magnetfelder

Um den für die magnetooptische Falle nötigen Magnetfeldgradienten zu erhalten, wurde eine Spule auf eine quaderförmige Halterung der Größe 180 mm x 104 mm x 104 mm gewickelt [Abbildung 3.5], die um die Glasküvette herum aufgebaut wurde, so daß deren lange Achse mit der langen Achse der Küvette übereinstimmt. Diese Magnetfeldkonfiguration, welche man sich aus vier stromdurchflossenen Stäben, die an ihren Enden zu einer Schleife geschlossen werden, vorstellen kann, erzeugen ein Quadrupolfeld.

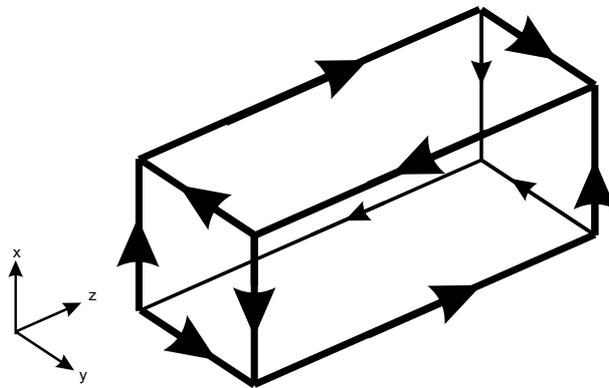


Abbildung 3.5: Schema der zweidimensionalen Quadrupolspule. Die jeweiligen Stromrichtungen sind mit Pfeilen markiert.

Um hohe Gradienten zu erhalten, wurde jede dieser vier Schleifen genau 60 Mal gewickelt, so daß sich eine Gesamtzahl von je 120 Windungen je Stab ergibt. Diese Art von Magnetfeldkonfiguration ergibt ein, im optimalen Fall, rein zweidimensionales (in radialer Richtung lineares) Quadrupolfeld[36], d.h. daß sich alle Felder entlang der langen Achse der Spule zu null aufheben. In einer guten Näherung gilt also

$$B(r) \sim r \quad (3.3)$$

Für diese Spulenkonfiguration ergibt sich aus einer numerischen Berechnung, deren Ergebnisse in Abbildung 3.6 graphisch dargestellt sind, ein Magnetfeldgradient von

$$\nabla B = 2,46 \frac{\text{G}}{\text{cm}/\text{A}} \quad (3.4)$$

Da es bei Spulenströmen im Bereich überhalb von ca. 8 A zu einer Erwärmung der Spule kommt, die mit den angebrachten Kühlkörpern nicht mehr abgeführt werden kann, ist damit ein Limit für die erreichbaren Gradienten bei ca. 20 G/cm gegeben.

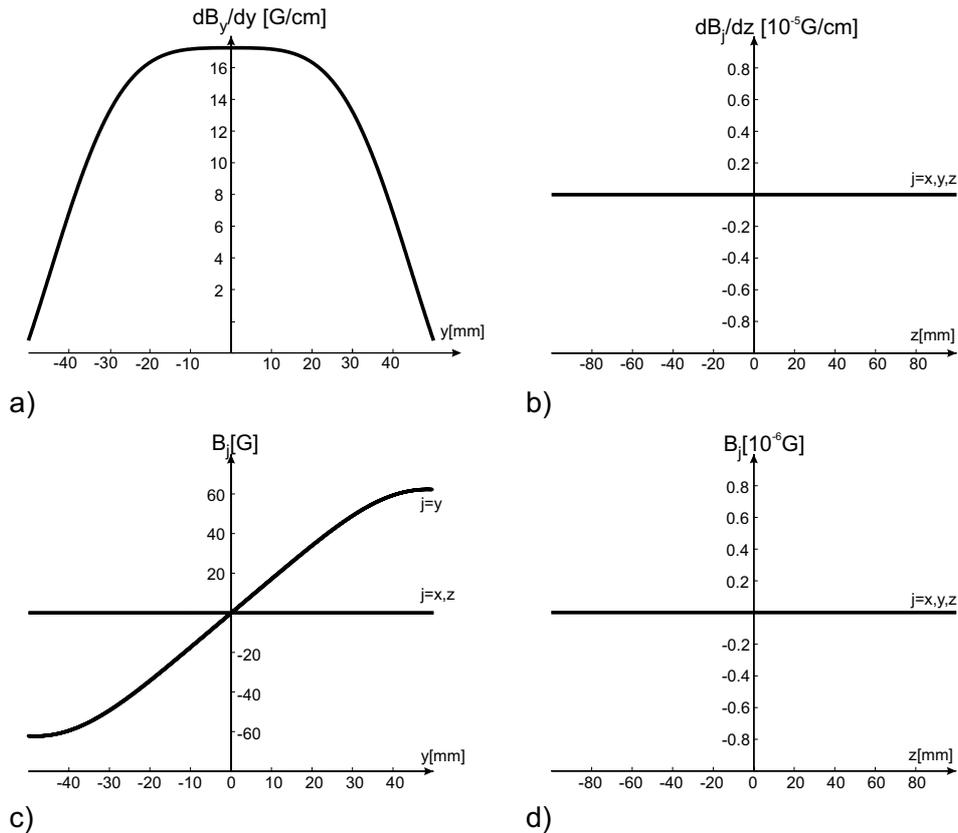


Abbildung 3.6: Berechnete Magnetfeldkonfiguration für die beschriebene Spule. Der Gradient auf der y -Achse a) und z -Achse b), sowie die Felder auf der y -Achse c) und z -Achse d) sind hier dargestellt. Die Magnetfelder, bzw. -gradienten auf der x -Achse verhalten sich analog zu denen der y -Achse. Der Index j bezeichnet hier die drei möglichen Raumrichtungen x , y bzw. z .

Zur weiteren Verbesserung der Spule wurden noch je 10 Windungen auf jede der 4 Seiten gewickelt, die je Seite separat ansteuerbar sind. Dies ermöglicht den Ausgleich sowohl eventueller Asymmetrien der eigentlichen Spule als auch des Erdmagnetfeldes, und erleichtert die Justage der Magnetfeld-Null-Linie in Bezug auf die Küvette.

3.4 Lasersystem

Zur Durchführung des Experimentes sind verschiedene Lasersysteme erforderlich; ein Titan-Saphir-Laser zur Erzeugung der MOT-Strahlen (gepumpt durch einen frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Laser, Verdi V-10), ein Diodenlaser zur Erzeugung der Rückpump-Strahlen, und ein weiterer Diodenlaser zur Untersuchung der magneto-

optischen Falle und des Atomstrahles mittels Fluoreszenzspektroskopie. Um die jeweilige Frequenz der Laser (sowohl des Titan-Saphir-Lasers als auch der Diodenlaser) bezüglich Driften und Erschütterungen stabil zu halten, werden diese auf einen mittels Rubidium-Polarisationsspektroskopie aufgelösten Hyperfeinübergang stabilisiert [43]. Im folgenden wird zunächst allgemein auf die aufgebaute Spektroskopie eingegangen, und dann die einzelnen implementierten Lasersysteme beschrieben.

Laser-Frequenzstabilisierung

Ein Strahl des zu stabilisierenden Lasers wird gemäß Abbildung 3.7 durch einer Kombination aus $\lambda/2$ -Platte und polarisierendem Strahlteilerwürfel in einen Pumpstrahl und einen Probestrahl aufgespalten. Die Polarisation des Pumpstrahles wird mit einer $\lambda/4$ -Platte von linear zu zirkular gewandelt, so daß dieser nur Übergänge mit entweder $\Delta m = +1$ oder $\Delta m = -1$ anregt, im Gegensatz zum Probe-Strahl, welcher linear polarisiert ist. Die beiden Strahlen werden antiparallel in eine Rubidium-Spektroskopiezelle eingestrahlt.

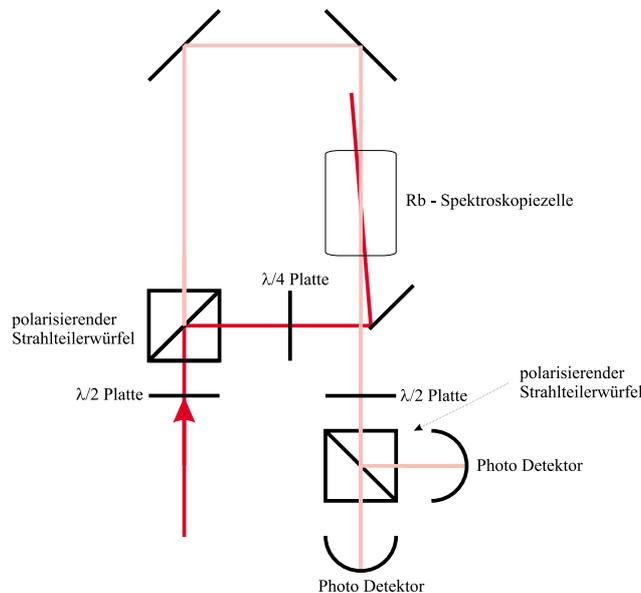


Abbildung 3.7: Schema zur Stabilisierung der Lasersysteme

Somit brennt der Pumpstrahl (ca. $500 \mu W$ Laserleistung) Löcher in das Dopplerprofil des Probestrahles (ca. $40 \mu W$ Laserleistung) [Abbildung 3.8]. Durch die zirkulare Polarisation des Pumpstrahles werden die magnetischen Unterniveaus des angeregten Zustandes asymmetrisch bevölkert, so daß das Rb-Gas polarisiert wird. Durch diese Polarisation des Gases in der Resonanz wird die Polarisationsrichtung

des linear polarisierten Probe-Strahls bei Durchgang durch die Spektroskopiezelle auf den Resonanzen gedreht.

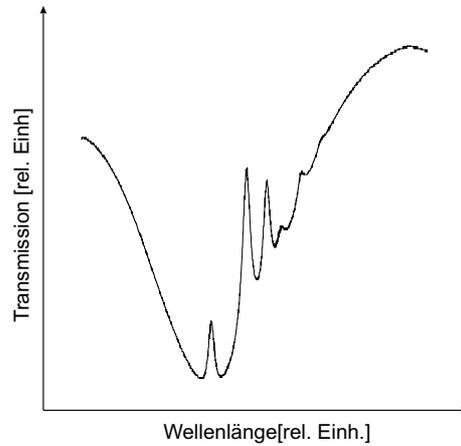


Abbildung 3.8: Absorptionsspektrum einer Rubidium-Sättigungsspektroskopie aufgenommen mittels eines Photodetektors in einem Aufbau ähnlich Abbildung 3.7. Man sieht hier die Transmission des Probestrahles über der Wellenlänge jeweils in relativen Einheiten aufgetragen.

Spaltet man nun den Probestrahl mittels eines polarisierenden Strahlteilerwürfels auf, mißt gemäß Abbildung 3.7 an 2 Photodetektoren die Absorption des Probe-Strahles, und gibt diese beiden Signale auf einen Differenzverstärker, so erhält man das differenzierte Signal der Spektroskopie, welches außerhalb der Resonanzen Null wird, und auf den Resonanzen ein differenziertes Signal mit Nulldurchgang zu jedem Hyperfeinübergang aufweist[siehe Abbildung 3.10, 3.11, 3.13].

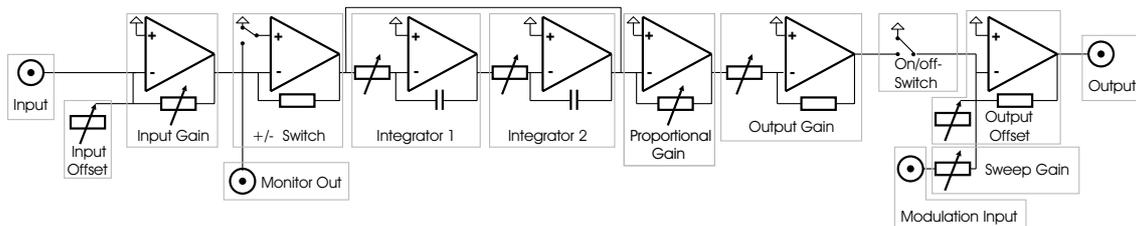


Abbildung 3.9: Schema der verwendeten PI-Verstärker

Dieses Fehlersignal mit Nulldurchgang auf der Resonanz wird nun auf den jeweiligen Laser rückgekoppelt, nachdem es in einem Proportional-Integral-Verstärker (PI-Verstärker) geformt wurde. Mit diesem PI-Verstärker ist es möglich sowohl das Signal zu verstärken, als auch über schnelle Oszillationen mit einstellbaren Zeitkonstanten von 1 ms bis 10 ms bzw. 10 ms bis 100 ms in zwei Integrationsstufen zu

mitteln. Ebenso ist es möglich das Signal mit einem beliebigen Offset zu versehen [Abbildung 3.9].

Diodenlasersystem - Rückpumplaser

Der Rückpumplaser, welcher lediglich die Aufgabe hat in den Dunkelzustand gefallene Atome wieder in den MOT-Zyklus zurückzupumpen, benötigt nicht viel Laserleistung, da er sich auf der Resonanz des betreffenden Überganges befindet, und diesen Übergang lediglich sättigen muss. Selbst im Falle einer sehr großen MOT ist ein Diodenlaser mit einer Leistung von einigen mW für diese Aufgabe ausreichend, da die Sättigungsintensität dieses Überganges bei nur $1,64 \text{ mW/cm}^2$ liegt.

Der hier verwendete Laser vom Typ DL100 (TUI-Optics) ist ein gitterstabilisierter Diodenlaser in Littrow-Anordnung, was bedeutet, daß die 1. Beugungsordnung des Reflexionsgitters wieder in den Laser rückreflektiert wird, und die 0. Beugungsordnung ausgekoppelt wird. Dieser Laser zeigt eine maximale Ausgangsleistung von 43 mW bei einer Wellenlänge von 780 nm. Dem Diodenlaser wird direkt eine optische Diode (Typ Gsänger FR 780 TS) mit einer Einfügedämpfung von kleiner als 1 dB und einer Isolation besser als 60 dB nachgeschaltet, um Rückreflexe in den Laser zu unterbinden, so daß nach dem Isolator noch 35 mW Laserleistung zur Verfügung stehen. Von dort aus wird der Strahl in einen Teil für die Rubidium-Spektroskopie (ca. 0,6 mW), einen Teil zur Observation der Wellenlänge und der Moden mit einem Wavemeter (Burleigh) und einem Scanning Fabry-Perot Interferometer (ca. 1 mW) und den restlichen Anteil für das Experiment aufgespalten. Hierbei wird der Rückpumplaser gemäß Abbildung 3.7 auf den Übergang ($F = 1 \rightarrow F' = 2$) stabilisiert. Das hierbei verwendete Fehlersignal ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

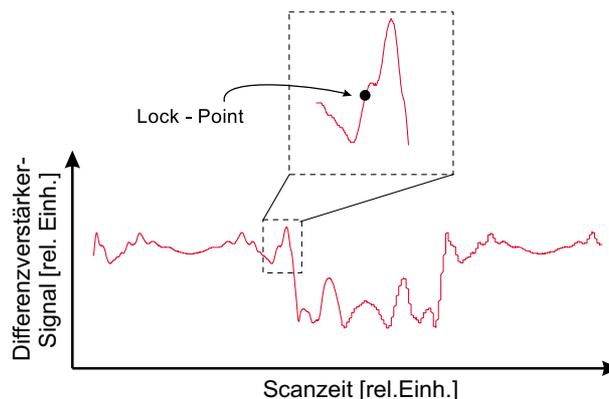


Abbildung 3.10: Signal des Differenzverstärkers aus der Polarisationspektroskopie für den Rückpumplaser

Desweiteren werden ca. 10 mW des Rückpump-Lichtes mittels zweier polarisierender Strahlteilerwürfel in den Strahl des Probelasers eingekoppelt[siehe Abbildung 3.12], um zu gewährleisten, daß bei der Detektion keine Atome in den Dunkelzustand fallen, und somit für quantitative Auswertungen verlorengehen. Im weiteren Verlauf der Strahlführung wird der Rückpumper durch ein Teleskop ($f=100$ mm, $f=200$ mm) um den Faktor 2 aufgeweitet, so daß er ebenso wie die MOT-Strahlen nach der Aufweitung in einem Teleskop einen Durchmesser von ca. 15 mm besitzt. Nach diesem Teleskop wird der Strahl mit einem weiteren polarisierenden Strahlteilerwürfel in zwei der vier MOT-Strahlen eingekoppelt[Abbildung 3.14].

Diodenlasersystem - Probelaser

Der Probelaser, dessen Aufgabe es ist, Rubidiumatome mittels Fluoreszenzspektroskopie nachzuweisen, ist wie auch der Rückpumplaser vom Typ DL100. Seine Charakteristika weichen nur leicht von denen des Rückpumplasers ab und der prinzipielle Aufbau ähnelt dem des Rückpumpers [siehe 3.12]. Die maximale Ausgangsleistung beträgt hier 52 mW, so daß nach dem optischen Isolator noch 46 mW zu Verfügung stehen. Hiervon werden ca. 0,8 mW in die Spektroskopie und ca. 1 mW zum Wavemeter bzw. Scanning Fabry-Perot Interferometer abgezweigt. Die Stabilisierung gleicht der des Rückpumpers, jedoch wird auf die Resonanz des ($F = 2 \rightarrow F' = 3$)-Überganges stabilisiert. Das zugehörige Fehlersignal ist in Abbildung 3.11 dargestellt.

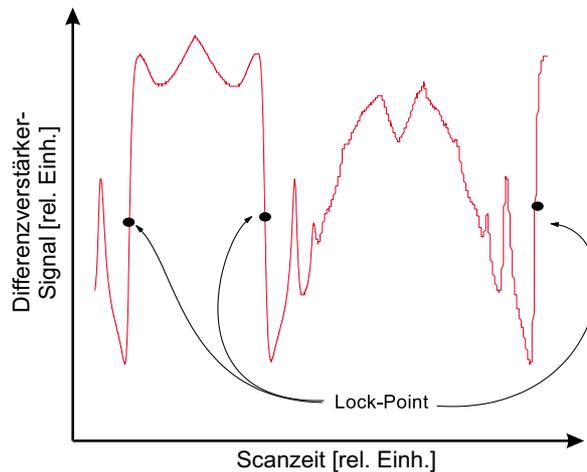


Abbildung 3.11: Signal des Differenzverstärkers aus der Polarisationsspektroskopie für den Probelaser

In der weiteren Strahlführung wird, wie schon im vorigen Abschnitt erläutert, dem Probe-Strahl ca. 10 mW des Rückpump-Lasers zugeführt, bevor die beiden nun

zusammengeführten Strahlen mit einem Teleskop ($f=100\text{ mm}$, $f=300\text{ mm}$) auf eine Größe von ca. 12 mm aufgeweitet werden, um dann zur Vakuumkammer zu laufen. Dieser aufgeweitete Probe-Strahl wird durch einen 1 mm breiten Schlitz in das kleine Beobachtungskreuz (6-Wege-Kreuz) auf der UHV-Seite der Apparatur, senkrecht zum Atomstrahl selbst, geleitet, um dort den Atomstrahl zur Fluoreszenz anzuregen und sichtbar zu machen.

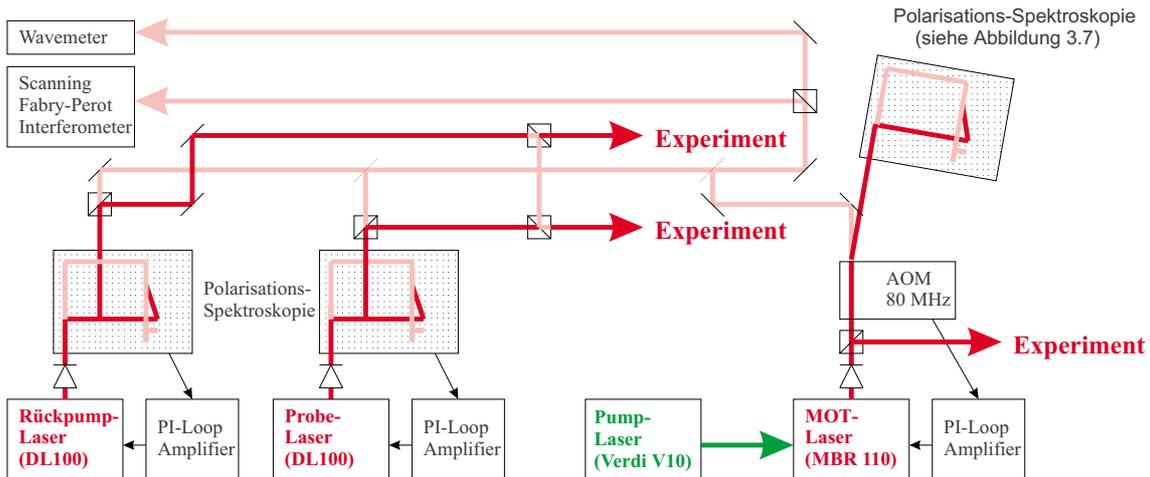


Abbildung 3.12: Schema des Aufbaus der verwendeten Lasersysteme

Titan-Saphir-Lasersystem

Das Titan-Saphir-Lasersystem besteht aus einem frequenzverdoppelten Festkörperlaser, der als Pumplaser fungiert, und einem Titan-Saphir-Laser mit einem Ringresonator. Der Pumplaser ist vom Typ Verdi V-10 (Coherent), einem Nd:YVO_4 -Laser (1064 nm) mit integriertem LBO-Kristall zur Frequenzverdopplung auf 532 nm . Die maximale Ausgangsleistung dieses Lasers beträgt $10,5\text{ W}$ (single mode), mit der der Ti:Saphir-Laser vom Typ MBR 110 (Microlase/Coherent) gepumpt wird. Da das Absorptionsmaximum des Titan-Saphir-Kristalls im Bereich von 532 nm liegt, und die extrem gute Mode des Verdi-Lasers eine sehr gute Einkopplung in den Ti:Saphir-Laser ermöglicht, besitzt dieser eine maximale Ausgangsleistung von ca. $1,4\text{ W}$ bei einer Wellenlänge von 780 nm (single mode). Dieser Laser besitzt zwei integrierte Stabilisierungsmechanismen, sowohl einen sogenannten Etalon-Lock, bei dem das Etalon als frequenzselektives Element im Resonator nachgeregelt wird, als auch einen Piezokristall, der an einem der 4 Ringresonatorspiegel angebracht ist, und den Laserresonator auf einen Referenzresonator stabilisiert.

Für einen single-mode Betrieb ist es nötig den Laser gegen Rückreflexe exter-

nen Laserlichts in den Resonator zu schützen. Zu diesem Zweck wurde auch hier ein optischer Isolator vom Typ 780/5 dem Laser direkt nachgeschaltet, so daß an diesem Punkt noch ca. 1,2W Laserleistung zur Verfügung stehen. Von hier aus wird direkt ein Strahl (ca. 4 mW) abgespalten, der zur Spektroskopie verwendet, bzw. in das Wavemeter und Fabry-Perot Interferometer eingekoppelt wird [siehe Abbildung 3.12]. Dieser Strahl wird nun mit einem akusto-optischen Modulator (AOM), der auf 108 MHz eingestellt ist, in eine 0. Beugungsordnung, die in der Frequenz gleich dem Eingangssignal ist, und eine 1. Beugungsordnung, bei der die Frequenz um die AOM-Frequenz (hier 108 MHz) verschoben ist, aufgespalten. Diese 1. Beugungsordnung wird in unserem Falle für die Stabilisierung verwendet, indem auf die Linie ($F=2 \rightarrow F'=2,3$), ein sogenannter Crossover-Übergang, stabilisiert wird, der ca. 119 MHz gegenüber der Resonanz des gewünschten MOT-Überganges rotverstimmt ist. Dies führt zu einer (gewünschten) effektiven, Rotverstimmung von ca. 11 MHz (entsprechend $1,9\Gamma$). Das Fehlersignal der Spektroskopie ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Die 0. Beugungsordnung wird für Wavemeter und Fabry-Perot-Interferometer verwendet.

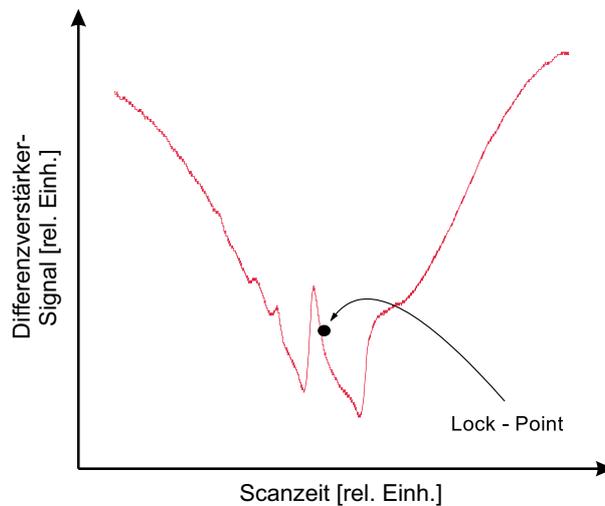


Abbildung 3.13: Signal des Differenzverstärkers aus der Polarisationspektroskopie für den Ti:Saphir-Laser

Der Rest der verbleibenden Laserleistung wird nun nochmals mittels eines polarisierenden Strahlteilerwürfels aufgespalten. Der reflektierte Anteil davon ist für die 2D-MOT bestimmt. Hierzu wird der Strahl in einem sphärischen Teleskop auf einen Durchmesser von ca. 20 mm aufgeweitet, um dann mittels weiterer polarisierender Strahlteilerwürfel in 4 Strahlen gleicher Leistung und einen zusätzlichen Strahl aufgespalten zu werden [siehe Abbildung 3.14]. Durch einen dieser Strahl-

teilerwürfel wird, wie schon vorher beschrieben, zusätzlich noch der Rückpumper in den Strahlverlauf eingekoppelt. Jeder dieser Strahlen wird nun durch jeweils eine $\lambda/4$ -Platte geleitet, um die für die MOT erforderliche zirkulare Polarisation zu erhalten, bevor die Strahlen mittels eines zylindrischen Teleskops ($f=-60$ mm, $f=400$ mm)⁵ auf eine Größe von ca. 100 x 15 mm aufgeweitet werden. Diese elliptischen Strahlen werden nun aus 4 Richtungen (je 2 horizontal und vertikal) orthogonal zur Achse der Glasküvette auf diese eingestrahlt, was gemeinsam mit der zuvor beschriebenen Magnetfeldkonfiguration zur Bildung einer zweidimensionalen MOT führt.

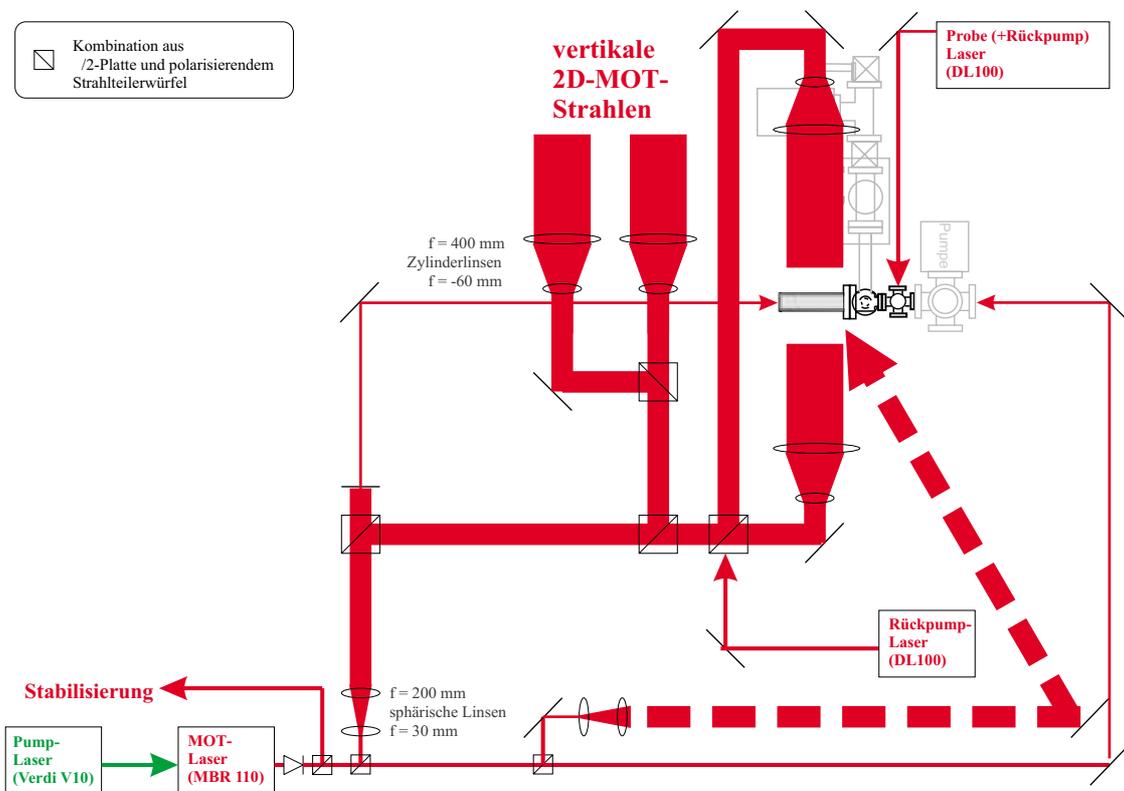


Abbildung 3.14: Schematische Skizze des Lasersystems im Bereich der Vakuumkammer. Zu sehen sind vier elliptisch aufgeweitete MOT-Strahlen und der Rückpumper, sowie der Probe-Laser auf der UHV-Seite. Der sogenannte Plug-Beam (gestrichelt) ist nötig um den Atomstrahl selektiv umzulenken, und somit zu schalten.

⁵Die hierbei verwendeten Zylinderlinsen haben eine Größe von 25 x 25 mm ($f=-60$ mm) bzw. 150 x 30 mm ($f=400$ mm)

Zusätzlich zu den vier MOT-Strahlen wurden zwei weitere Strahlen ebenfalls mit Hilfe polarisierender Strahlteilerwürfel aus dem Hauptstrahl ausgekoppelt [siehe Abbildung 3.14] und in der dritten noch verbleibenden Dimension von beiden Seiten in die Küvette eingestrahlt, um eine weitere Möglichkeit zur Effizienzsteigerung der 2D-MOT zu untersuchen.

3.5 Detektionssystem

Die vorigen Abschnitte 3.1-3.4 beschreiben die in diesem Experiment benutzten Komponenten, zur Erzeugung einer 2D-MOT in der oben erwähnten Glaszelle, die im weiteren Verlauf des Experiments die Aufgabe haben wird, eine 3D-MOT möglichst effizient zu laden. Somit ist es wichtig mittels einer geeigneten Meßmethode die 2D-MOT zu charakterisieren. Dies geschieht durch Beobachtung des entstandenen Atomstrahles. Die relevanten Größen,

- Atomzahl N
- Dichte n
- Anzahlverteilung $N(v)$
- Dichteverteilung $n(v)$
- Flußdichteverteilung $\tilde{\Phi}(v)$
- Flußdichte $\tilde{\Phi}$
- Flußverteilung $\Phi(v)$
- Gesamtfluß Φ
- mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle$
- Divergenz ϕ

werden im folgenden näher erläutert. Hierbei wird insbesondere auf die Definition der Begriffe Fluß und Flußdichte, bzw. Flußverteilung und Flußdichteverteilung Wert gelegt, da diese in der Literatur oftmals sehr vermischt abgehandelt werden.

Parameter des Atomstrahles

Ein Atomstrahl, der sich durch ein bestimmtes Beobachtungsvolumen V bewegt, zeichnet sich durch eine bestimmte Anzahl an Atomen N in diesem Volumen aus.

Daraus erhält man eine Dichte

$$n = \frac{N}{V} \quad (3.5)$$

Diese Atome besitzen jedoch nicht alle dieselbe Geschwindigkeit, so daß man eine Geschwindigkeitsverteilung der Atomzahl bzw. Dichte, die Anzahlverteilung $N(v)dv$ bzw. Dichteverteilung $n(v)dv$ einführt. Diese ist ein Maß für die Anzahl bzw. Dichte der Atome im Geschwindigkeitsintervall $(v \dots v+dv)$. Die gesamte Atomzahl bzw. Dichte erhält man durch Integration über die jeweilige Verteilung

$$N = \int N(v)dv \quad (3.6)$$

$$n = \int n(v)dv \quad (3.7)$$

Die eigentlich interessante Größe für den Atomstrahl als intensive Quelle zum Laden einer 3D-MOT ist jedoch die Flußdichte, die sich aus der Dichte durch Gewichtung mit der Geschwindigkeit der jeweiligen Atome ergibt. Somit ist die Flußdichteverteilung $\tilde{\Phi}(v)dv$ gegeben durch

$$\tilde{\Phi}(v)dv = v \cdot n(v)dv = v \cdot \frac{N(v)}{V}dv \quad (3.8)$$

so daß man daraus durch Integration die Atomflußdichte

$$\tilde{\Phi} = \int \tilde{\Phi}(v)dv = \int v \cdot \frac{N(v)}{V}dv \quad (3.9)$$

erhält. Diese Flußdichte beschreibt die Anzahl der Atome, die sich in einem bestimmten Zeitintervall durch ein Flächenelement A bewegen. Ist man jedoch an einem bestimmten im Beobachtungsvolumen detektierten Gesamtfluß durch ein fest gegebenes Flächenelement A interessiert, so ist der Gesamtfluß Φ gegeben durch

$$\Phi = A \cdot \tilde{\Phi} = \int v \cdot \frac{N(v)}{d}dv \quad (3.10)$$

wobei das Beobachtungsvolumen V durch $A \cdot d$ aufgespannt wird ⁶. Analog zu (3.10) läßt sich der Gesamtfluß auch als

$$\Phi = \int \Phi(v)dv \quad (3.11)$$

⁶Im weiteren wird die Flußdichte nicht mehr betrachtet werden, sondern nur noch der Fluß, da er die relevante Größe für dieses Experiment darstellt. Die Einheit des Gesamtflusses Φ ist s^{-1} .

mit

$$\Phi(v) = v \cdot \frac{N(v)}{d} dv \quad (3.12)$$

schreiben. Da in der 3D-MOT nur Atome bis zu einer bestimmten Geschwindigkeit eingefangen werden können, ist die mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ zusammen mit dem Gesamtfluß ein wichtiger Parameter. Die mittlere Geschwindigkeit erhält man aus

$$\langle v \rangle = \frac{\int v \cdot n(v) dv}{\int n(v) dv} \quad (3.13)$$

Zur quantitativen Ermittlung dieser wichtigen Parameter müssen diese nun noch mit den entsprechenden Meßgrößen in Verbindung gebracht werden, was im nächsten Abschnitt erläutert wird.

Meßmethoden und Meßgrößen

Wie schon in Abschnitt 3.4 erwähnt, wird durch das kleine Beobachtungskreuz auf der UHV-Seite der Kammer ein 1 mm breiter Laserstrahl, erzeugt von einem der Diodenlaser, dem Probelaser, senkrecht zur Atomstrahlrichtung auf die Atome eingestrahlt. Die dadurch erzeugte Fluoreszenz muß nun noch in einer geeigneten Art und Weise detektiert werden. Hierbei ist es wichtig zu berücksichtigen, daß die Abstrahlung der Atome nicht einer isotropen Abstrahlcharakteristik gehorcht, sondern vielmehr eine Überlagerung aus einer isotropen, und einer Dipolabstrahlcharakteristik darstellt. Um diese Abstrahlcharakteristik bei linear polarisierter Anregung durch einen resonanten Laser zu ermitteln, wurde diese lineare Polarisation in 10 Grad Schritten gedreht, und dabei jeweils mit Hilfe einer CCD-Kamera die relative Fluoreszenz gemessen [Abbildung 3.15].

Ein numerischer Fit an diese Meßkurve mit der Funktion

$$y = A + B(\cos^2[C(\theta - D)]) \quad (3.14)$$

welche die allgemeine Form einer Überlagerung aus isotroper und Dipol-Abstrahlcharakteristik darstellt, ergab folgende Fitparameter:

$$\begin{aligned} A &= 92179,83273 \\ B &= 192737,1664 \\ C &= 0,01729 \simeq \frac{2\pi}{360} \\ D &= 8,39983 \end{aligned}$$

Da der Parameter D nur ein Offset im Drehwinkel darstellt, muß dieser bei der Berechnung des effektiven Raumwinkels nicht berücksichtigt werden. Mit der Umrechnung der Winkel von Grad in Radian hat die effektive Abstrahlcharakteristik

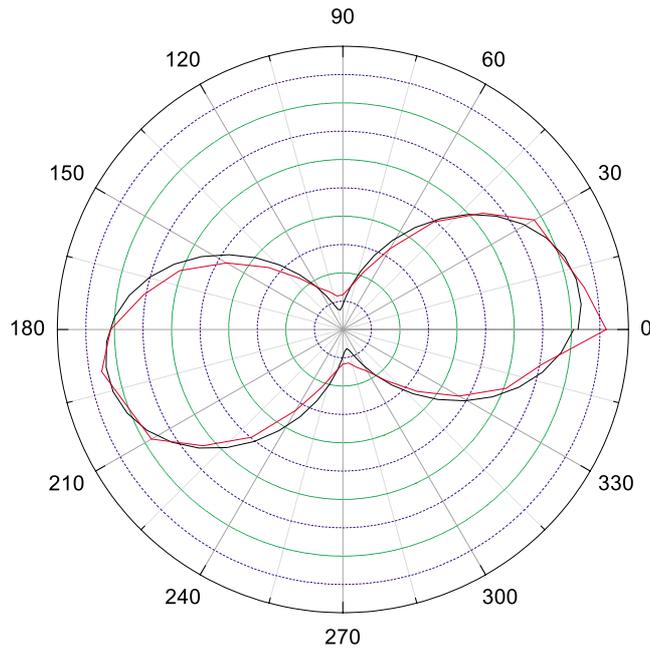


Abbildung 3.15: Gemessene Abstrahlcharakteristik(rot) in Abhängigkeit des Drehwinkels der linearen Polarisation des Anregungslasers und die daran gefittete Funktion(schwarz)

die Form

$$y = A + B \cos^2 \theta \quad (3.15)$$

Dreht man die Polarisation des anregenden Lichtes so, daß man sich bei der Detektion des Lichtes im Maximum der Abstrahlcharakteristik befindet, so erhält man den von einem Detektor mit Öffnungswinkel α effektiv detektierten Anteil an Photonen η_Ω durch Integration über diese Abstrahlcharakteristik:

$$\eta_\Omega = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\alpha d\theta (A + B(\cos \theta)^2) \cdot \sin \theta}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta (A + B(\cos \theta)^2) \cdot \sin \theta} \quad (3.16)$$

Dies ergibt nach der Integration

$$\eta_\Omega = \frac{A^2 + \frac{2AB}{3} + \frac{B^2}{5} - A^2 \cos \alpha - \frac{2}{3}AB \cos^3 \alpha - \frac{1}{5}B^2 \cos^5 \alpha}{2A^2 + \frac{4AB}{3} + \frac{2B^2}{5}} \quad (3.17)$$

Dieser Kalibrationsfaktor η_Ω ist bei den im folgenden beschriebenen Meßmethoden jeweils berücksichtigt.

Um den Atomstrahl an- und ausschalten zu können, wurden zusätzlich noch ca. 150 mW der Laserleistung des Ti:Saphir-Lasers abgespalten, in einem Teleskop auf einen Durchmesser von ca. 10 mm aufgeweitet und auf der Niedervakuumseite direkt vor dem differentiellen Pumpröhrchen orthogonal zum Atomstrahl eingestrahlt,

so daß die Atome durch ihn einen Impulsübertrag orthogonal zu ihrer Flugrichtung erfahren, und somit durch diese Ablenkung am Austritt durch das differentielle Pumpröhrchen gehindert werden. Dieser Teilstrahl, der sogenannte Plug-Beam, wurde im Fokus des Teleskops mit einem Shutter (Uniblitzz) versehen, so daß er selektiv an- und ausgeschaltet werden kann. Somit wurde der Atomstrahl in kontrollierter Art und Weise schaltbar gemacht [siehe Abbildung 3.16].

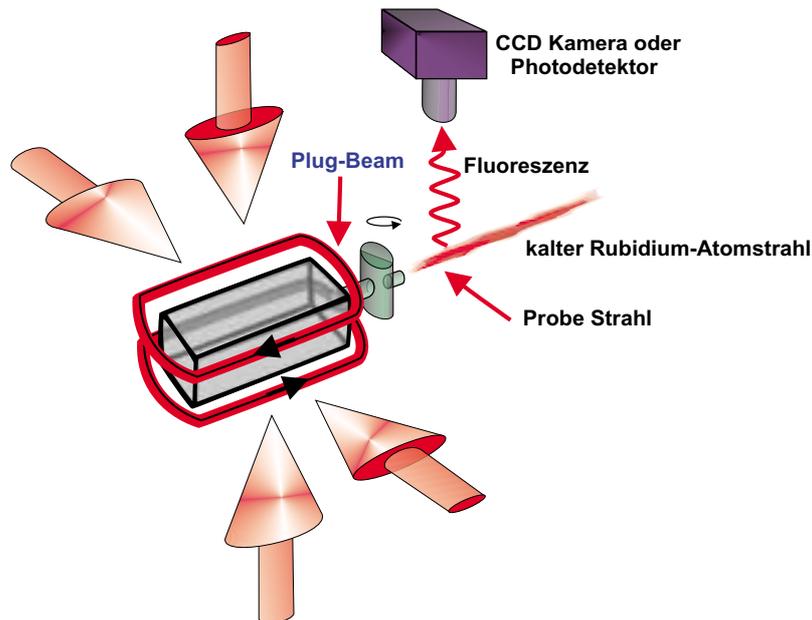


Abbildung 3.16: Übersicht über den erzeugten Atomstrahl, mit Detektionsmechanismus. Der Probe-Strahl regt die Atome zur Fluoreszenz an, welche mit Hilfe einer CCD-Kamera oder eines Photodetektors detektiert werden kann.

Für sehr schnelle Atome in longitudinaler Richtung ist jedoch zu erwarten, daß der Impulsübertrag zu gering ist, um die Atome signifikant von ihrer Bahn abzulenken. Um diese Grenzggeschwindigkeit abzuschätzen wurde eine numerische Simulation durchgeführt, die eine longitudinale Abschneidgeschwindigkeit im Bereich zwischen 120 m/s und 240 m/s abhängig vom Eintrittsort des Atomstrahls in das Röhrchen, ergibt. Die genaue Rechnung ist in Anhang D ausgeführt. Setzt man einen bezüglich des Röhrchens zentrierten Eintritt des Atomstrahles voraus, so wirkt der Plug-Beam bis zu Geschwindigkeiten im Bereich von ca. 150 m/s .

Die oben genannte Detektion der Atome wurde auf zwei verschiedene Arten durchgeführt.

CCD-Kamera

Eine Möglichkeit der Detektion ist die Verwendung einer CCD-Kamera (SIS-9, Theta-System) mit einem Objektiv dessen Apertur 11 mm beträgt. Diese CCD-Kamera ist sowohl orthogonal zum Atomstrahl als auch zum eingestrahlenen Probelicht am oberen Flansch des Beobachtungskreuzes montiert, mit einem Abstand des Objektivs von 80 mm zur Achse des Atomstrahles. Mit diesem Öffnungswinkel von $\alpha = \arctan \frac{5,5}{80}$ erhält man gemäß (3.17) eine effektive Photoneneinfangeffizienz von $\eta_{\Omega} = 0,35\%$

Da die CCD-Kamera nur orts-, aber nicht zeitaufgelöst messen kann, ist es hierbei nicht möglich die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahles auszumessen. Somit erhält man bei dieser Art der Messung nur die Anzahl N , bzw. Dichte n der im Beobachtungskreuz vorhandenen Atome, aber nicht den Fluß Φ , der als Produkt aus Dichte und Geschwindigkeit definiert ist. Die Anzahl der Atome läßt sich aus den detektierten Bits gemäß

$$N_{Atome} = \frac{\tau_{Str}}{t_{Bel}} \frac{1}{\eta_{\Omega}} \frac{1}{\eta_{\frac{bits}{Photon}}} N_{bits} \quad (3.18)$$

berechnen. Mit der Streuzzeit $\tau_{Str} = \frac{1}{\Gamma} = 53 \text{ ns}$, dem effektiven Raumwinkel von $\eta_{\Omega} = 0,35\%$, einer gemessenen Quanteneffizienz⁷ der Kamera inklusive Objektiv von $\eta_{\frac{bits}{Photon}} = 2,0 \cdot 10^{-3}$ und der variabel einstellbaren Belichtungszeit t_{Bel} der CCD-Kamera erhält man eine Atomzahl von

$$N_{Atome} = \frac{7,57 \cdot 10^{-3}}{t_{Bel}} N_{bits} \quad (3.19)$$

Möchte man daraus den Atomfluß bestimmen, so benötigt man zusätzlich (aus einer anderen Messung, z.B. einer Flugzeitmessung) die mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ des Atomstrahles. Gemeinsam mit der Breite des Probestrahles d_{Probe} , die im vorliegenden Experiment 1 mm beträgt, ist der Fluß gegeben durch:

$$\Phi = \frac{N_{Atome}}{d_{Probe}} \langle v \rangle \quad (3.20)$$

Flugzeitmessung

Im Vergleich zur oben beschriebenen CCD-Kamera hat der Photodetektor, mit einer kreisförmigen aktiven Fläche von 11 mm Durchmesser, den Vorteil, daß eine zeitliche

⁷Die Kalibration dieser Quanteneffizienz wurde durchgeführt, indem ein Laserstrahl mittels einer Abfolge kalibrierter Abschwächer in die CCD-Kamera eingestrahlt wurde. Hierbei wurde die Anzahl der Bits mit der Anzahl der Photonen verglichen, die man aus einer Messung der Leistung mit Hilfe einer kalibrierten Photodiode erhält.

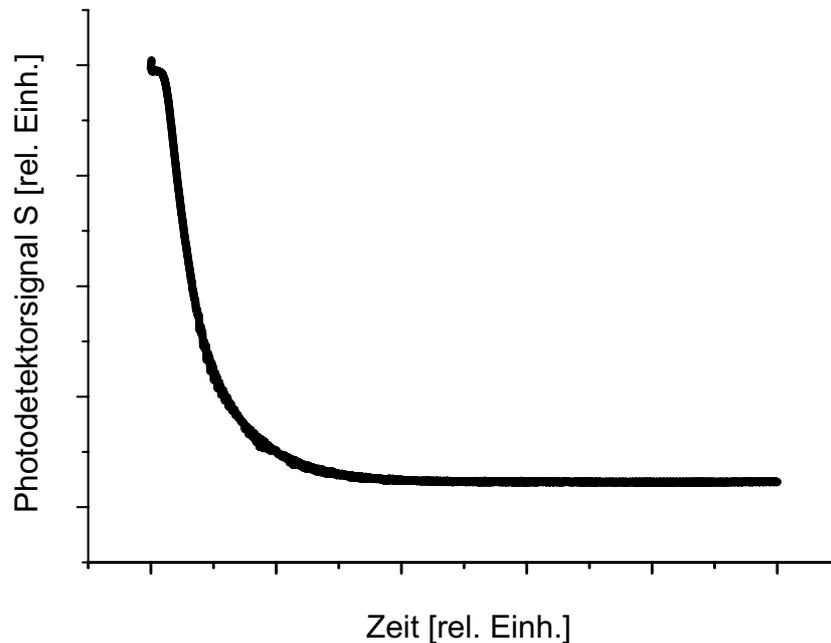


Abbildung 3.17: Photodetektorsignal bei der Flugzeitmessung ab dem Abschaltmoment des Atomstrahles. Man sieht ein mit fortschreitender Zeitdauer stetig abnehmendes Signal, da immer mehr Geschwindigkeitsklassen das Beobachtungsvolumen bereits verlassen haben.

Auflösung des Meßsignals möglich ist. Somit kann man sowohl die Atomzahl N , als auch die mittlere Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ bzw. die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahles ausmessen, und erhält damit den gewünschten Atomfluß Φ . Dieser Photodetektor wurde im wechselweisen Austausch mit der CCD-Kamera ebenfalls auf dem oberen Flansch des Beobachtungskreuzes plaziert. Um mit dem Detektor zu messen, wurde der Plug-beam periodisch an-, bzw. ausgeschaltet, so daß ab dem Ausschaltmoment des Atomstrahles auf dem Photodetektor ein abfallendes Signal zu sehen war [Abbildung 3.17].

Aus diesem Meßsignal S der Flugzeitmessung und der Breite des Probestrahles d_{Probe} erhält man die Atomanzahlverteilung $N(v)$ bzw. die Flussverteilung $\Phi(v)$, was im folgenden erläutert wird.

Wie schon in Abbildung 3.17 gezeigt, mißt der Photodetektor bei einer Flugzeitmessung ein abfallendes Signal $S(t)$, das zu jedem Zeitpunkt t proportional zur Summe aller emittierten Photonen der Teilchen im Geschwindigkeitsraum von $v = 0$ bis $v = \frac{l}{t}$ ist. Hierbei ist l der Abstand zwischen dem Verschlußpunkt des Atomstrahles, also dem Plug-Beam, und dem Detektionsort. Somit kann man die Funktion $S(t)$ als Integral über die Anzahlverteilung $N(v)dv$ im relevanten

Geschwindigkeitsraum schreiben:

$$S(t) \sim \int_{v=0}^{v=\frac{l}{t}} N(v) dv \quad (3.21)$$

Durch eine Substitution von $t' = \frac{l}{v}$ erhält man damit:

$$S(t) \sim \int_{t'=\infty}^{t'=t} N\left(\frac{l}{t'}\right) \frac{l}{t'^2} dt' \quad (3.22)$$

wobei t' die Flugzeit der jeweiligen Atome ist. Differenziert man Gleichung (3.22), so vereinfacht sich die Integration:

$$\frac{dS(t)}{dt} \sim \frac{d}{dt} \int_{t'=\infty}^{t'=t} N\left(\frac{l}{t'}\right) \frac{l}{t'^2} dt' = N(v) \frac{v^2}{l} \quad (3.23)$$

Somit erhält man eine Proportionalität für die Anzahlverteilung $N(v)$ bzw. die Flußverteilung $\Phi(v)$

$$N(v) \sim \frac{l}{v^2} \frac{dS}{dt} \quad (3.24)$$

$$\Phi(v) \sim \frac{l}{v} \frac{dS}{dt} \quad (3.25)$$

und kann Gleichung (3.25) unter Einführung einer Proportionalitätskonstanten η , die die Effizienz und alle anderen Kalibrationsfaktoren in sich vereint, und der Breite des Probestrahles d_{Probe} als

$$\Phi(v) = \frac{\eta}{d_{Probe}} \cdot \frac{l}{v} \cdot \frac{dS}{dt} \quad (3.26)$$

schreiben. Somit erhält man für den Gesamtfluß

$$\Phi = \int \Phi(v) dv = \int \frac{\eta}{d_{Probe}} \cdot \frac{l}{v} \cdot \frac{dS}{dt} dv \quad (3.27)$$

wie in Gleichung (3.11) angegeben.

Zur Bestimmung der Proportionalitätskonstanten η , die den Photonenfluß mit der detektierten Photospannung verknüpft, kalibriert man den Photodetektor indem man, ähnlich wie bei der CCD-Kamera, mit einem Laserstrahl auf den Detektor einstrahlt. Aus dieser Messung⁸ erhielten wir einen Wert von $1,8 \cdot 10^{11} \frac{\text{Photonen}}{\text{s}}/v$. Unter Berücksichtigung sowohl der effektiven Abstrahlcharakteristik und des Raumwinkels der den Einfangbereich an Photonen definiert, der gemäß (3.17) $\eta_{\Omega} = 0,6\%$ beträgt, als auch der Streurrate von $\frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{2} = \frac{1}{53 \text{ ns}}$ erhält man einen Wert von $1,59 \cdot 10^6 \text{ Atome}/v$.

⁸Sowohl bei dieser Kalibrationsmessung, als auch bei der eigentlichen Flugzeitmessung wurde das Signal mit Hilfe eines Verstärkers (SRS 560) um 30 dB verstärkt.

Nun muß berücksichtigt werden, daß der Photodetektor nicht orts aufgelöst mißt. Dies führt dazu, daß Photonen, welche an den Wänden der Vakuumkammer gestreut werden, ebenfalls vom Photodetektor detektiert werden. Die Berechnung des Atomflusses schließt nur diejenigen Photonen ein, welche direkt, ohne an der Vakuumkammer gestreut zu werden, auf den Detektor fallen. Somit ist es nötig, das Verhältnis aus den insgesamt detektierten, und den direkt auf den Detektor fallenden Photonen zu ermitteln. Hierzu wurde eine Kalibrationsmessung durchgeführt.

Bei dieser Kalibrationsmessung wurde mit Hilfe der CCD-Kamera, die orts aufgelöst nur das Volumen des Atomstrahles mißt, also keine an den Wänden gestreuten Photonen detektiert, ein Vergleich zu der entsprechenden Messung des Photodetektors hergestellt. Diese Vergleichsmessung ergab ein Verhältnis der Signale von $\frac{S_{CCD}}{S_{PD}} = \frac{1}{7,5}$. Dies bedeutet, daß der Photodetektor ein um den Faktor 7,5 überhöhtes Signal aufgrund der Streuprozesse in der Kammer liefert. Die gesamte Proportionalitätskonstante ist somit

$$\eta = \frac{1,8 \cdot 10^{11} \cdot 53 \text{ ns}}{0,6\% \cdot 7,5} = 2,14 \cdot 10^5 \text{ Atome/v} \quad (3.28)$$

Den Gesamtfluß erhält man nun aus (3.27) und (3.28)

$$\Phi = \int \Phi(v) dv = \int \frac{2,14 \cdot 10^5 \text{ Atome/v}}{d_{Probe}} \cdot \frac{l}{v} \cdot \frac{dS}{dt} dv \quad (3.29)$$

Die dritte und in dieser Arbeit meist verwendete Methode der Flußermittlung funktioniert dahingehend, daß über die Amplitude $\Delta U = S_{max} - S_{min}$ des Photodetektorsignals als Differenz zwischen an- und ausgeschaltetem Atomstrahl, die Atomzahl ermittelt wird. Hierbei erhält man den Fluß aus

$$\Phi = \frac{\eta}{d_{Probe}} \cdot \Delta U \cdot \langle v \rangle \quad (3.30)$$

da das Produkt aus Kalibrationsfaktor η und Spannungsdifferenz ΔU wieder die Atomzahl im Beobachtungsvolumen ergibt. Die mittlere Geschwindigkeit wird hier gemäß

$$\langle v \rangle = \frac{\int v \cdot n(v) dv}{\int n(v) dv} = \frac{\int \Phi(v) dv}{\int \frac{\Phi(v)}{v} dv} \quad (3.31)$$

mit einem $\Phi(v)$ gemäß Gleichung (3.26) ermittelt.

Doppler-Spektroskopie

Eine weitere Methode um eine geschwindigkeitsaufgelöste Messung zu betreiben, ist die Dopplerspektroskopie.

Dafür wird ein Laserstrahl auf die Atome deren Geschwindigkeitsverteilung ausgemessen werden soll, eingestrahlt. Dieser Laser wird über die Resonanz des atomaren Übergangs gescannt, so daß man die frequenzabhängige Absorption, bzw. Transmission des Lasers nach Durchgang durch die atomare Spezies detektieren kann. Aufgrund der Dopplerverschiebung $\Delta\omega = -\vec{k} \cdot \vec{v}$ bewegter Atome, werden nun verschiedene Geschwindigkeitskomponenten in Strahlrichtung auf verschiedene Frequenzen des Lasers "abgebildet". Man sieht in der Absorption des Lasers ein Dopplerprofil, welches der Geschwindigkeitsverteilung entspricht. Zur Kalibration der Frequenzachse wird parallel dazu ein dopplerfreies Sättigungsspektroskopie-Signal (vergl. Abbildung 3.8) aufgenommen, dessen Hyperfeinaufspaltung bekannt ist.

Diese Methode wurde zur Bestimmung der transversalen Einfanggeschwindigkeit der 2D-MOT verwendet.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Experimentelle Erzeugung des Atomstrahles

Zur erstmaligen Erzeugung des Atomstrahles wird die Magnetfeldspule in Bezug auf die Glasküvette zentriert, so daß die magnetische Null-Achse mit der Achse der Küvette übereinstimmt. Die Polarisierungen der vier MOT-Strahlen werden gemäß Abbildung 2.2 mit Hilfe jeweils einer $\lambda/4$ -Platte zu zirkular gewandelt. Diese vier Strahlen werden nun in Ihrem Einfallswinkel senkrecht zur Glasküvette und möglichst ohne gegenseitigen Strahlversatz zueinander einjustiert. Mit Hilfe der in den Strahlverläufen eingebrachten polarisierenden Strahlteilerwürfel wird nun die Leistung in jedem der vier MOT-Strahlen so eingestellt, daß diese gleich sind. Somit bildet sich ein Atomstrahl aus der 2D-MOT.

4.2 Parameter

Um die magneto-optische Falle besser zu verstehen, und den maximal mit der Apparatur erreichbaren Fluß, bei einer möglichst niedrigen mittleren Geschwindigkeit zu erreichen, ist es sinnvoll, den Atomstrahl so gut wie möglich in Abhängigkeit aller quantitativ erfaßbarer Parameter zu charakterisieren. Diese Parameter sind ...

- ... das Magnetfeld, bzw. der Magnetfeldgradient, der einfach über den Spulenstrom eingestellt, bzw. gemessen werden kann,
- ... die Verstimmung des MOT-Lasers, die über den in den Stabilisierungsweig des Lasers eingebrachten AOM⁹ eingestellt werden kann,

⁹AOM steht für akusto-optischer Modulator

- ... die Laserleistung, die mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilerwürfels eingestellt, und mit Hilfe einer kalibrierten Photodiode gemessen werden kann,
- ... der Rubidium-Dampfdruck, der über die Temperatur der Küvette, bzw. der Vakuumkammer eingestellt, und gemäß Abschnitt 4.5 detektiert werden kann,
- ... die Länge der MOT-Strahlen, die durch Abblocken eines Teiles derselben variiert werden kann,
- ... zwei zusätzliche Laserstrahlen die auf der Atomstrahlachse mit und entgegen der Atomstrahlrichtung eingestrahlt werden.

Diese Parameter nehmen hauptsächlich Einfluß auf 3 wichtige Größen, die im Falle dieser 2D-MOT in die intensive Erzeugung des gewünschten Atomstrahles eingehen. Da wäre zunächst die Kraft (2.15), die in der MOT auf die jeweiligen Atome einwirkt. Diese läßt sich durch den Magnetfeldgradienten, die Verstimmung des Lasers, und auch durch die Intensität der Laserstrahlen variieren. Die zweite wichtige Größe ist die Rubidium-Atomzahl im Hintergrundgas, da sie das Reservoir an Atomen, aus dem die MOT geladen wird, darstellt. Diese Anzahl läßt sich sowohl durch den Rubidium-Dampfdruck, als auch durch die Länge der MOT-Strahlen, die das "Einfangvolumen" der MOT bilden, verändern. Die letzte wichtige Größe bildet die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Laser, die ebenfalls durch die Variation der Größe, bzw. Länge der MOT-Strahlen eingestellt werden kann. Auf diese Größen und Parameter wird im folgenden näher eingegangen.

4.3 Magnetfeldgradient und Verstimmung

Sowohl das Magnetfeld, als auch die Verstimmung des Lasers gehen gemäß Gleichung (2.15) in die Kraft der Laser auf die Atome, um genauer zu sein auf die effektive Verstimmung $\delta_{\pm} = \delta \mp |\omega_D| \pm \frac{\mu' B(\vec{r})}{\hbar}$ ein. Dies bedeutet, daß durch Variation sowohl der Laserverstimmung δ , als auch des Magnetfeldes $B(\vec{r})$ verschiedene Geschwindigkeitsklassen der Atome an verschiedenen Orten in Resonanz mit den Lasern gebracht werden können.

Magnetfeld

Für einen bestimmten Magnetfeldgradienten erwartet man hierbei ein Maximum im Atomfluß, da sowohl für den Grenzfall sehr kleiner, als auch sehr großer Gradienten keine effiziente zweidimensionale magneto-optische Falle zu erwarten ist. Für den

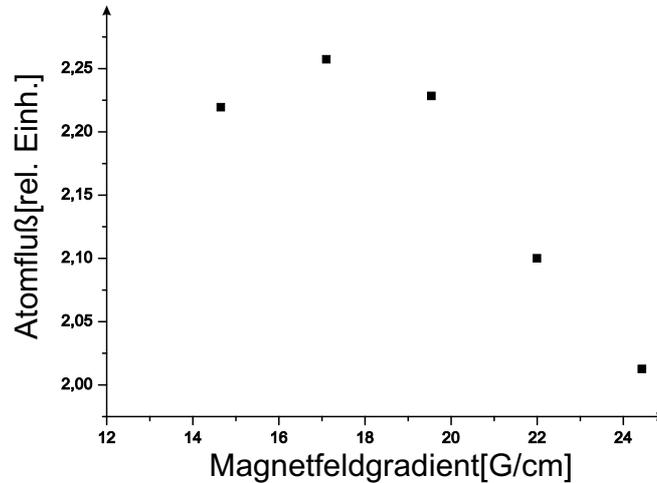


Abbildung 4.1: Der Atomfluß Φ wurde hier zur Optimierung des benötigten Spulenstroms über dem Magnetfeldgradienten ∇B aufgetragen. Man erkennt einen maximalen Atomfluß bei $\nabla B \simeq 17 \text{ G/cm}$.

Fall $\nabla B \rightarrow 0$ geht die MOT in eine reine optische Kühlung über, die natürlich einen Kühlmechanismus im Geschwindigkeitsraum, aber keinen Einschluß im Ortsraum erzeugt. Sehr große Gradienten hingegen führen zu einem starken räumlichen Einschluß, und somit auch zu einer Verkleinerung des Einfangvolumens, was ebenfalls die Effizienz der MOT reduziert.

Um dies auszumessen, wurde der Spulenstrom bei einer Laserleistung von 135 mW pro Strahl, einem Rubidium-Dampfdruck von $3,5 \cdot 10^{-6}$ mbar und einer Verstimmung gegenüber der Resonanz von $-1,9 \Gamma$, in 1 A-Schritten zwischen 6 A und 10 A variiert.

Die beschriebenen Effekte bestätigen sich in Abbildung 4.1. Man sieht hier ein Maximum des Atomflusses im Bereich von ca. 17 G/cm . Dieser Wert, der gemäß (3.4) einem Spulenstrom von ca. 7 A entspricht, wurde deshalb für die folgenden Messungen verwendet. Diese Größenordnung im Magnetfeldgradienten wurde auch schon bei anderen realisierten zweidimensionalen magneto-optischen Fallen[32] beobachtet.

Verstimmung

Ebenso wie für den Magnetfeldgradienten erwartet man auch für eine bestimmte Laserverstimmung ein Maximum im Atomfluß. Ist die Verstimmung positiv, so erhält man keine kühlende Wirkung aufgrund der fehlenden Resonanzbedingung zu den jeweiligen Geschwindigkeitsklassen. Ist die Verstimmung hingegen zu stark negativ, so werden durch die MOT nur sehr schnelle Atome angesprochen, die nicht

weit genug gekühlt werden können.

Um dies auszumessen, wurde bei einer Laserleistung von 135 mW, einem Rubidium-Dampfdruck von $p = 3,5 \cdot 10^{-6}$ mbar und einem Magnetfeldgradienten von 17 G/cm , der MOT-Laser über die Resonanz gescannt, und dabei das Fluoreszenzsignal, welches proportional zur Atomzahl N ist, zusammen mit einem dopplerfreien Sättigungsspektrum, welches der Frequenzkalibration dient, aufgenommen.

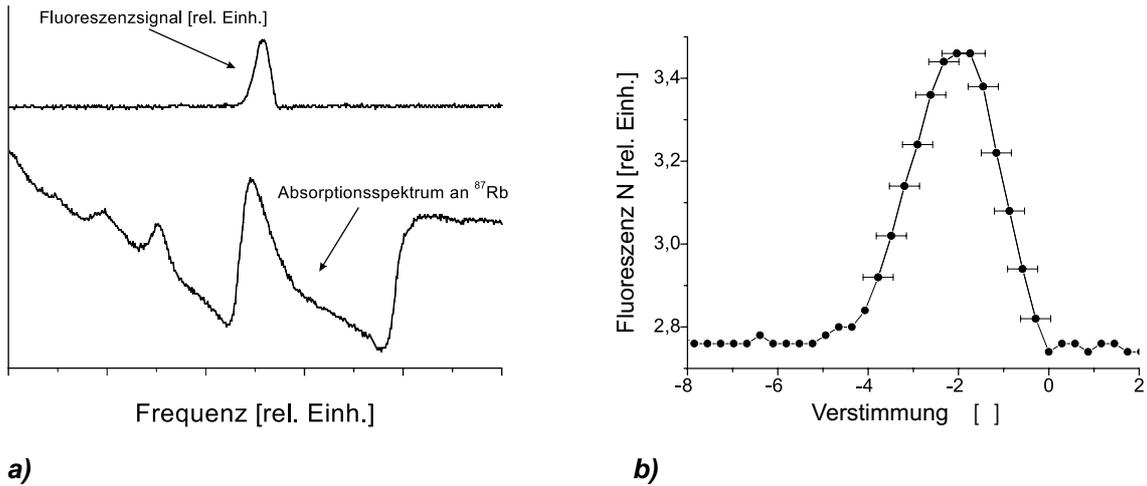


Abbildung 4.2: Zur Bestimmung der optimalen Laserverstimmung wurde diese variiert, und dabei das Fluoreszenzsignal des erzeugten Atomstrahls aufgenommen.

a) Zur Kalibration der Frequenzachse wurde hier sowohl die Fluoreszenz der Atome, als auch ein Spektroskopiesignal detektiert.

b) Dies ist eine Ausschnittsvergrößerung des Fluoreszenzsignals aus a). Die Atomzahl N ist hier über Laserverstimmung δ aufgetragen. Man erkennt eine maximale Atomzahl bei $\delta \simeq -1,9 \Gamma$.

Die Messung [Abbildung 4.2] bestätigt die theoretischen Vorhersagen. Hierbei erhalten wir ein Maximum in der Fluoreszenz bei $-1,9 \Gamma$. Diese Größenordnung ist ebenfalls schon in Experimenten anderer Gruppen beobachtet worden [32], so daß es hier auch nicht verwunderlich ist, in diesem Bereich zu sein. Auch dieser Wert wurde bei den folgenden Messungen beibehalten.

4.4 Laser-Leistung

Wie schon erwähnt, hat die Laserleistung einen direkten Einfluß auf die Photonendrate, und somit auf die dissipative Kraft gemäß (2.15). Jedoch nähert sich diese Streurrate für hohe Leistungen dem natürlichen Limit $\gamma_p = \frac{\Gamma}{2}$ an. Die Erhöhung der

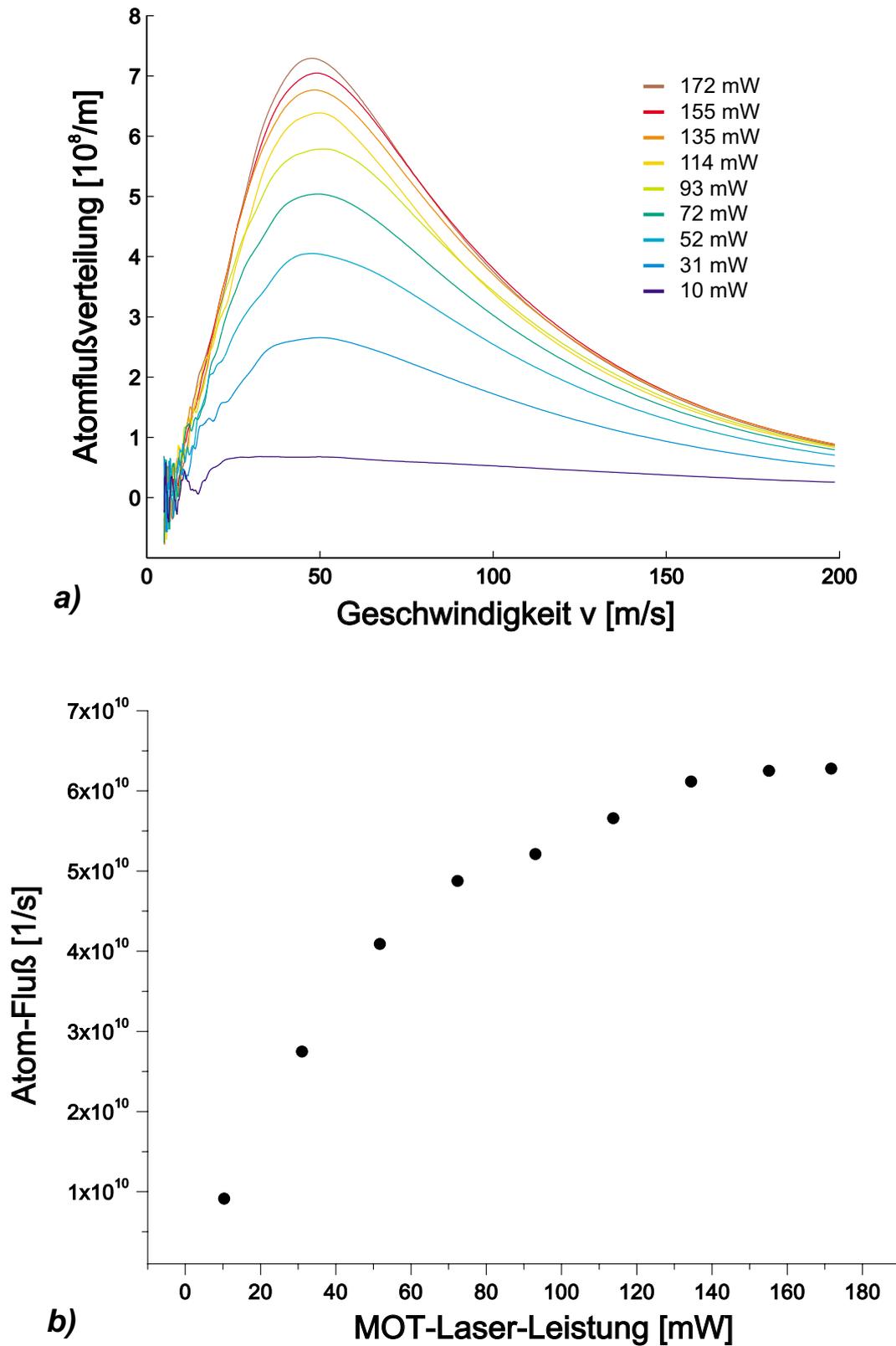


Abbildung 4.3: a) Atomflußverteilung $\Phi(v)$ über der Geschwindigkeit v aufgetragen. Der Parameter der einzelnen Kurven ist die Laserleistung je MOT-Strahl, die zwischen 10 mW (unterste Kurve) und 170 mW (oberste Kurve) variiert wurde. b) Der Atomfluß, den man aus Integration über die Kurven in a) erhält, ist hier über der Laserleistung je MOT-Strahl dargestellt.

Streurate bewirkt eine effizientere Kühlung, was zu einer leichten Erhöhung der maximalen Einfanggeschwindigkeit und somit auch zu einem stetig zunehmenden Atomfluß führen wird, der mit der Sättigung der Streurate ebenfalls sättigen sollte.

Um die Abhängigkeit der Laserleistung zu messen, wurde mit Hilfe eines polarisierenden Strahlteilerwürfels die Gesamtleistung in allen vier MOT-Strahlen gleichmäßig variiert. Die beobachtete Geschwindigkeitsverteilung, sowie der Gesamtfluß bestätigen qualitativ die vorhergesagten Annahmen.

In Abbildung 4.3a) ist der Einfluß der Laserleistung, auf den Kühlmechanismus leicht zu erkennen. Mit zunehmender Leistung steigt der Atomfluß, der das Integral unter der Flußverteilung ist, an. Dieser Gesamtfluß ist in Abbildung 4.3b) dargestellt. Für die hier verwendeten Parameter ist ein stetiger Anstieg des Atomflusses mit der Laserleistung zu erkennen, was auf die erhöhte Streurate zurückzuführen ist, die damit eine höhere Effizienz des 2D-MOT-Ladevorgangs erzeugt. Man sieht, wie zu erwarten, den Sättigungseffekt in der Steurate. Ab einer Laserleistung von ca. 120 mW pro Strahl ist hier keine signifikante Flußerhöhung zu sehen. Dies ist eine wichtige Erkenntnis, bezüglich eines effizienten Betriebs der 2D-MOT, da es somit nicht nötig ist, mehr als diese 120 mW Laserleistung je Strahl in die 2D-MOT einzustrahlen.

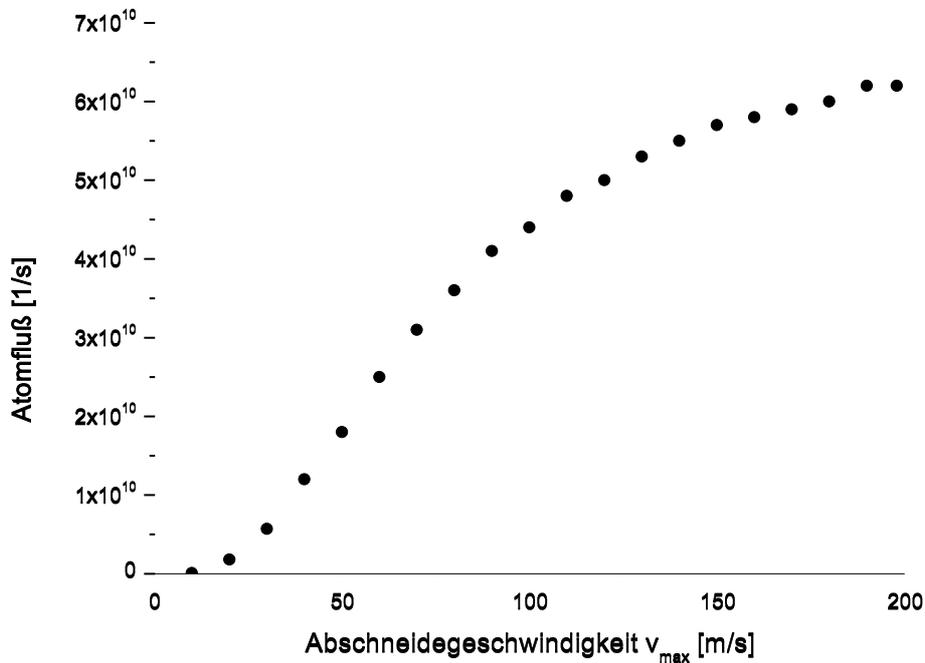


Abbildung 4.4: Atomfluß über der oberen Integrationsgrenze v_{max} des Integrals $\Phi = \int_0^{v_{max}} \Phi(v)dv$ aufgetragen. Diese Größe gibt ein Maß für die Laderate einer 3D-MOT in Abhängigkeit ihrer maximalen Einfanggeschwindigkeit.

In den Abschnitten 4.3 und 4.4 wurde gezeigt, daß mit Hilfe der geeigneten Einstellung des Magnetfeldgradienten und der Laserverstimmung, sowie der maximal möglichen Zufuhr an Laserleistung der Atomfluß maximiert wurde. Somit wurde ein Fluß von

$$\Phi_{max} = 6 \cdot 10^{10} \text{ Atome/s} \quad (4.1)$$

erreicht. Dies ist ein großer Fortschritt, da in anderen bisher realisierten 2D-MOT-Experimenten nur Flüsse im Bereich einiger 10^9 Atome/s erreicht wurden. Der beste Wert betrug bislang $9 \cdot 10^9 \text{ Atome/s}$ [32].

Für dieses Experiment, in dem der Atomstrahl eine 3D-MOT laden soll, ist jedoch nicht der Gesamtfluß, sondern nur der Fluß, welcher Geschwindigkeitskomponenten bis zu einer maximalen Einfanggeschwindigkeit der 3D-MOT beinhaltet, relevant. Somit ist der durch eine 3D-MOT fangbare Gesamtfluß nicht durch $\Phi = \int_0^\infty \Phi(v) dv$ sondern durch $\Phi = \int_0^{v_{max}} \Phi(v) dv$ gegeben. Zur Illustration der potentiellen Laderate einer 3D-MOT wurde in Abbildung 4.4 der Gesamtfluß über der oberen Integrationsgrenze aufgetragen.

Man erkennt, daß bei einer (zu erwartenden) Einfanggeschwindigkeit von 50 bis 60 m/s der Fluß bis zu dieser Geschwindigkeit, immer noch im Bereich von einigen 10^{10} Atome/s liegt. Dies entspricht der erwarteten Laderate einer 3D-MOT.

4.5 Dampfdruck

Wie schon in Abschnitt 3.2 beschrieben, läßt sich durch Erwärmung der Vakuumkammer, bzw. des differentiellen Pumpröhrchens der Rubidium-Dampfdruck in der Glasküvette erhöhen. Um diese Größe quantitativ erfassen zu können, wurde ein kalibrierter Detektionsmechanismus, welcher im folgenden Abschnitt erklärt wird, in die Apparatur implementiert.

Dampfdruck-Detektion

Um den Dampfdruck in der Glasküvette zu detektieren, wird ein Laserstrahl unterhalb der Sättigungsintensität in die Glasküvette eingestrahlt, und über die Resonanz des ($5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$)-Übergangs gescannt. Nach Durchgang des Strahls durch die Küvette wird nun die Absorption des eingestrahnten Laserlichts auf der Resonanz mit einem Photodetektor ausgemessen. Diese meßbare Absorption verhält sich

gemäß dem Lambert-Beer'schen Absorptionsgesetz¹⁰ [23]:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha x} \quad (4.2)$$

Hier ist x die durchlaufene Strecke und α die Absorptionskonstante, welche im wesentlichen gegeben ist durch $\alpha = n \cdot \sigma$ mit der Dichte n und dem Streuquerschnitt σ . Somit erhält man aus dem idealen Gasgesetz

$$p = nk_B T \quad (4.3)$$

eine Abhängigkeit:

$$\alpha = \frac{\sigma}{k_B T} \cdot p \quad (4.4)$$

Zur Kalibration der Absorptionskonstanten wurde eine Rubidium-Spektroskopiezelle der Länge 10 cm unter Normalbedingungen, also bei einem Dampfdruck von $p_{NB} = 3 \cdot 10^{-7}$ mbar, mit einem Laserstrahl durchstrahlt. Aus (4.2) erhält man mit der gemessenen Absorption einen Absorptionskoeffizienten unter Normalbedingungen von:

$$\alpha_{NB} = 4,54 \text{ m}^{-1} \quad (4.5)$$

Mit dieser Absorptionskonstanten, dem Dampfdruck unter Normalbedingungen, und der Absorptionsstrecke $x=30$ mm in der Glasküvette erhält man aus den Gleichungen (4.2) und (4.4) die Beziehung

$$p = \frac{\alpha}{\alpha_{NB}} \cdot p_{NB} = \frac{-\ln \frac{I}{I_0}/x}{\alpha_{NB}} \cdot p_{NB} = -\ln \frac{I}{I_0} \cdot 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar} \quad (4.6)$$

Somit ist es möglich aus der Absorption, bzw. Transmission des Laserstrahls direkt den Dampfdruck zu berechnen.

Messung

Die Variation des Dampfdrucks in der oben angegebenen Weise hat einen Einfluß auf die Anzahl, bzw. Dichte der in der Glasküvette vorhandenen Atome. Wie aus dem idealen Gasgesetz (4.3) ersichtlich, steigt die Dichte linear mit dem Dampfdruck an. Dies bewirkt zwei zueinander in Konkurrenz stehende Prozesse. Zum einen erhöht sich der Atomfluß aufgrund des in der Anzahl immer größer werdenden Reservoirs an Atomen, jedoch nimmt die Stoßwahrscheinlichkeit der gekühlten Atome mit dem Hintergrundgas ebenfalls zu. Eine grobe Abschätzung ergibt aus dem Stoßquerschnitt für Rb-Rb-Stöße $\sigma = 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ [32] und dem Rubidium-Dampfdruck

¹⁰In der folgenden Betrachtung ist $\frac{I}{I_0}$ jeweils die Transmission des Strahls. Die Absorption ist gegeben durch $(1 - \frac{I}{I_0})$

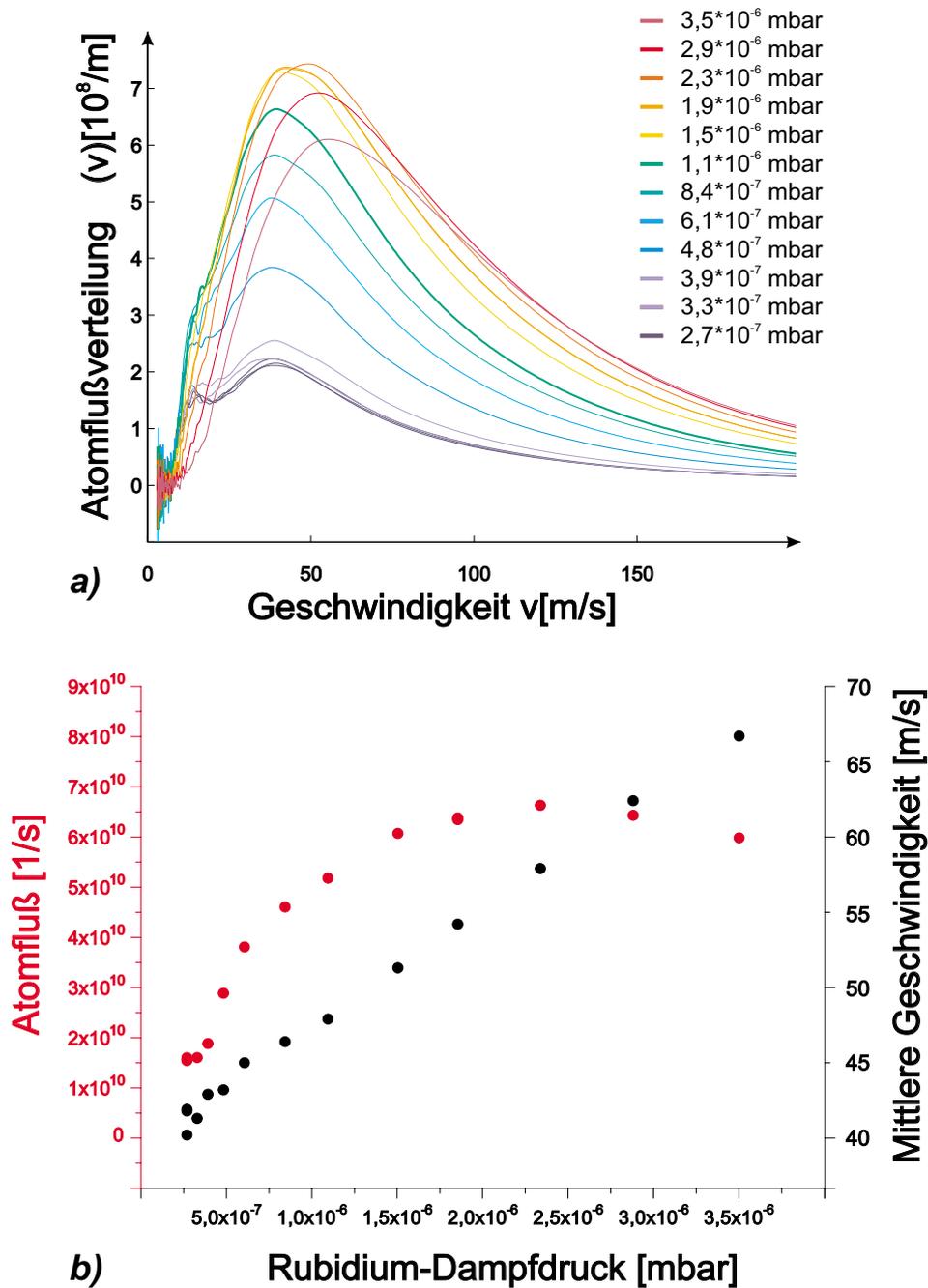


Abbildung 4.5: a) Geschwindigkeitsverteilung des Atomflusses in Abhängigkeit vom Rubidium-Dampfdruck

b) Ein zunehmender Rubidium-Dampfdruck erzeugt einen zunehmenden Atomfluß (rot), bis hin zu einer Sättigung im Bereich, in dem die mittlere freie Weglänge in die Größenordnung der Ausdehnung der MOT vordringt. Bei höheren Drücken nimmt der Atomfluß wieder ab. Die mittlere Geschwindigkeit (schwarz) steigt im gesamten Druckbereich linear an.

unter Normalbedingungen $p_{NB} = 3 \cdot 10^{-7}$ mbar eine mittlere freie Weglänge der Atome von

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n \cdot \sigma} = \frac{k_B T}{\sqrt{2} p_{NB} \cdot \sigma} = 0,32 \text{ m} \quad (4.7)$$

Um diesen Effekt experimentell zu bestätigen, wurde beginnend mit einem sehr niedrigen Druck die Vakuumkammer ganz langsam aufgeheizt, so daß es möglich war, den Atomfluß in Abhängigkeit vom Dampfdruck auszumessen [Abbildung 4.5]. Die in dieser Messung konstant gehaltenen Parameter waren, die Verstimmung $\delta = -1,9\Gamma$ und der Magnetfeldgradient von $17\text{G}/\text{cm}$, sowie eine Länge der MOT von 94 mm und eine Laserleistung von 170 mW pro MOT-Strahl.

Hierbei ist zunächst ein stetig mit dem Druck zunehmender Atomfluß erkennbar, der jedoch im Bereich von $1,5 \cdot 10^{-6}$ mbar zu sättigen beginnt, da hier die mittlere freie Weglänge den Bereich der Größenordnung der MOT, also einige wenige cm, erreicht. Wird der Druck weiter erhöht, so dominieren die Stoßprozesse so stark, daß der Atomfluß ab einem Druck von $2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar wieder geringer wird, obwohl die mittlere Geschwindigkeit immer noch linear mit dem Druck ansteigt.

4.6 MOT-Strahl-Länge

Die Länge der MOT-Strahlen definiert das effektive Volumen aus welchem die Hintergrundgasatome in die MOT geladen werden. Um diesen Parameter zu variieren, wurde eine Kartonblende über den hinteren Bereich der Glasküvette¹¹ gelegt, die dann einen variabel einstellbaren Anteil der MOT-Strahlen, abschattet. Um für verschiedene Längen der MOT-Strahlen vergleichbare Meßergebnisse zu erzielen, wurde die Laserleistung im beleuchteten Bereich der Küvette jeweils konstant gehalten.

Eine Verlängerung der MOT-Strahlen, und somit eine Vergrößerung des Eingangsvolumens, sollte zunächst aufgrund der zur Verfügung stehenden Teilchenzahl einen proportional dazu ansteigenden Atomfluß erzeugen. Als zusätzlichen Effekt werden jedoch noch Atome gefangen, die für eine kürzere MOT zu schnell wären. Anders ausgedrückt, bedeutet das, daß die mittlere Wechselwirkungszeit zwischen den Atomen und dem Licht mit der Länge der MOT ansteigt. Somit können mit einer längeren MOT nicht nur mehr, sondern auch schnellere Atome eingefangen werden (vergl. Abschnitt 2.4).

Abbildung 4.6 zeigt diese überproportionale Abhängigkeit des Atomflusses vom MOT-Volumen. Somit ist klar, daß bei der Konzeption einer 2D-MOT der Parameter Länge einen starken Einfluß auf den erreichbaren Atomfluß hat. Durch diesen

¹¹Der hintere Bereich bezeichnet hier den der UHV-Kammer abgewandten Bereich der Glasküvette.

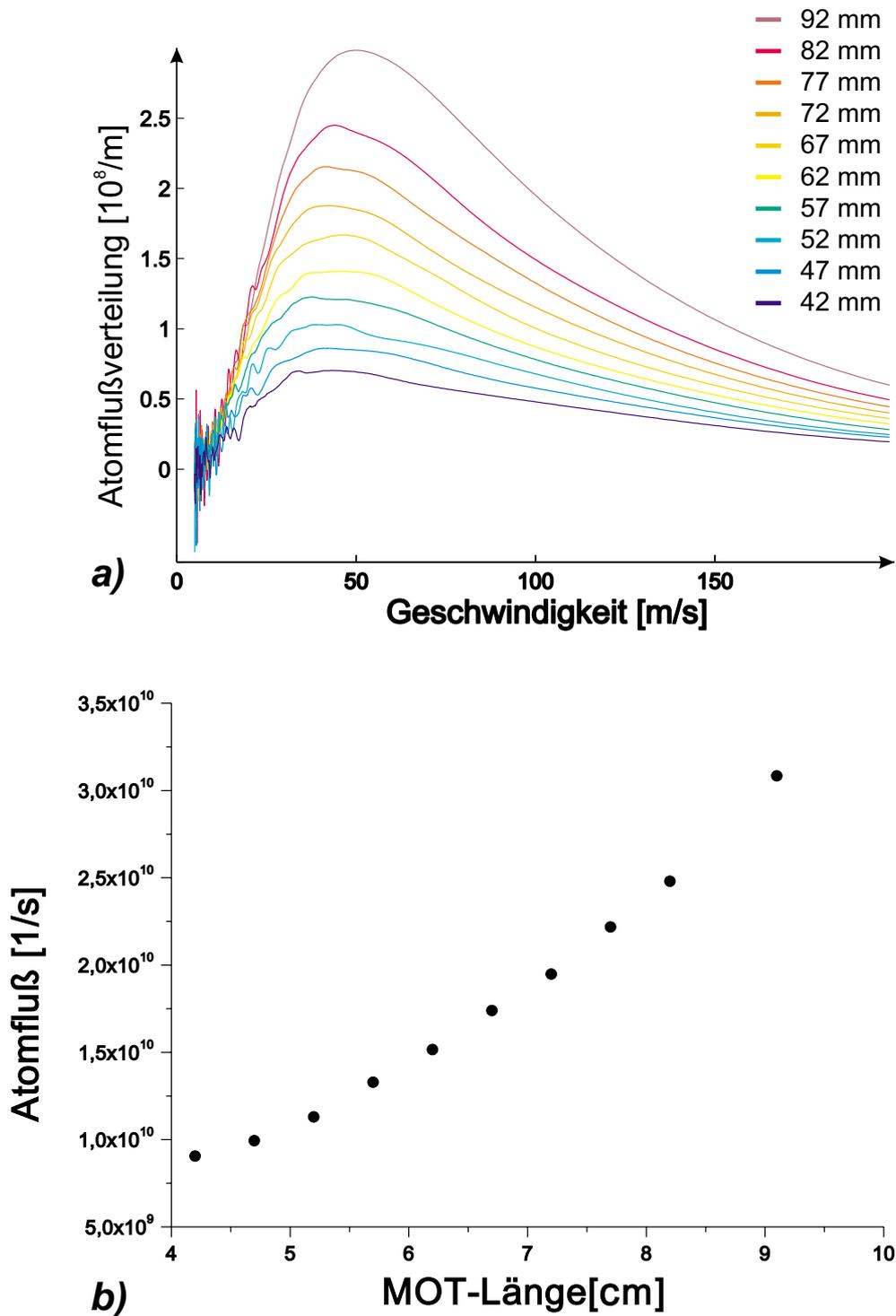


Abbildung 4.6: Bei einer Laserleistung von 21mW und einem Dampfdruck von $2,6 \cdot 10^{-6}$ mbar aufgenommener Atomfluß.

a) Die Atomflußverteilung zeigt mit der Länge der MOT-Strahlen einen ansteigenden Fluß (Integral unter der Flußverteilung), sowie eine Erhöhung der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit.

b) Der Gesamtfluß steigt (wie erwartet) überproportional mit der Länge der MOT-Strahlen an.

mit der Länge überproportional wachsenden Fluß, ist es sinnvoll eine möglichst lange MOT zu erzeugen. Es sollte jedoch die nötige Laserleistung zur Verfügung stehen um den MOT-Übergang sättigen zu können.

4.7 Axialer Laserstrahl

Um die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls weiter zu höheren Geschwindigkeiten zu verschieben, und damit eine Flußerhöhung zu erreichen, wurde auf dessen Achse ein Laserstrahl eingestrahlt. Dieser, mit dem Atomstrahl copropagierende, resonante Laserstrahl soll den Atomen einen zusätzlichen Impulsübertrag in Flugrichtung geben. Hierbei wurde die Leistung dieses Strahls im Bereich bis zu 30 mW variiert. Die resultierende Geschwindigkeitsverteilung ist in Abbildung 4.7 zu sehen.

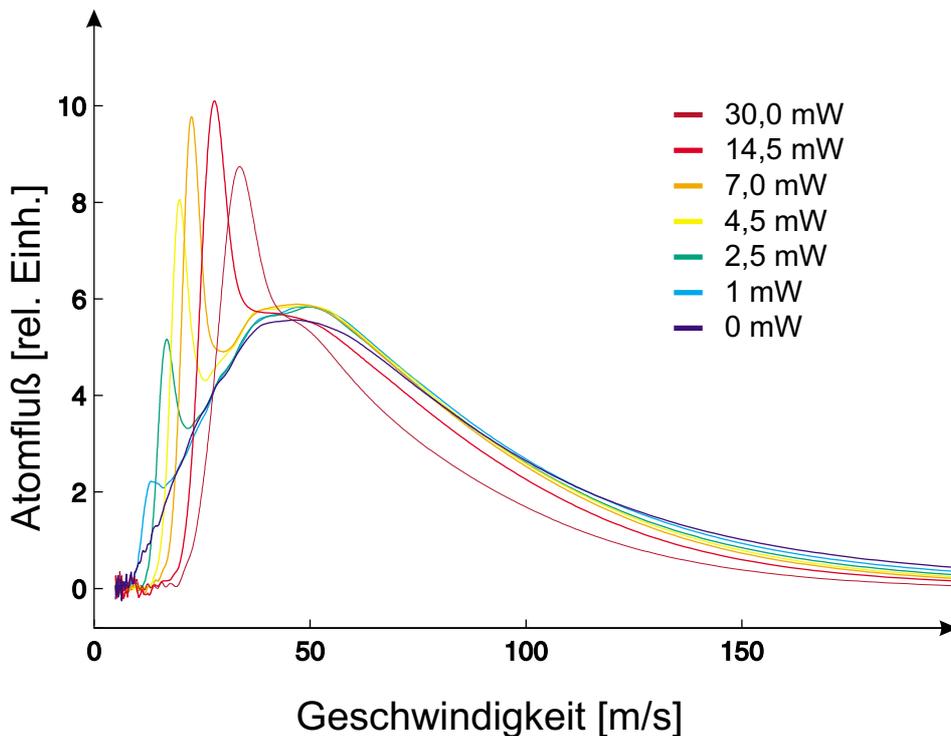


Abbildung 4.7: Atomflußverteilung, einer Messung mit einem copropagierenden axialen Strahl, über der Geschwindigkeit aufgetragen. Hier wurde die Leistung des axialen Strahles zwischen 0 und 30 mW variiert.

Man erkennt eine Verschiebung der Atome mit geringer Geschwindigkeit zu höheren Geschwindigkeitsklassen. Dieser Effekt nimmt mit der Leistung im axialen Strahl zu, so daß er sich dazu nutzen läßt, den Gesamtfluß noch weiter zu erhöhen.

Zur Illustration des Effektes dieses Laserstrahls auf die potentielle Laderate der 3D-MOT, wurde in Abbildung 4.8 analog zu Abschnitt 4.4 der Gesamtfluß bis zu einer oberen Geschwindigkeit v_{max} über dieser Geschwindigkeit aufgetragen.

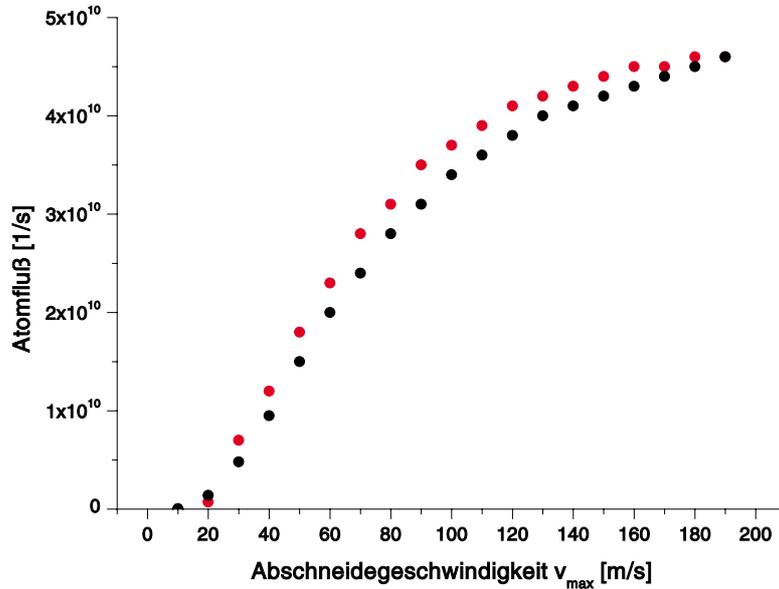


Abbildung 4.8: Hier ist der Atomfluß über der oberen Integrationsgrenze, also der maximal berücksichtigten Geschwindigkeit aufgetragen, sowohl für den Fall ohne (schwarz) als auch mit (rot) eingestrahltm axialem Strahl.

Im Vergleich der beiden Kurven ist zu sehen, daß der Fluß bei eingestrahltm axialem Strahl stets etwas größer ist, als ohne, so daß dieser axiale Strahl keinesfalls zu einer Verminderung des Flusses führt. Jedoch bleibt abzuwägen, ob es nützlich ist, für die relativ geringe Flußsteigerung durch den axialem Strahl den damit verbundenen Nachteil in Kauf zu nehmen. Dieser Nachteil darin liegt, daß der axiale Strahl zusätzliches resonantes Licht in das System einbringt, welches durchaus die Bildung einer 3D-MOT stören oder verhindern kann.

Um den gegenteiligen Effekt zu erzeugen, wurde auch ein, dem Atomstrahl entgegelaufender Laserstrahl eingestrahlt. Dies führt zu einer Verminderung im Atomfluß. Wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist, bremst der antiparallel eingestrahltm Strahl die langsamen Atome so weit ab, daß sie verloren gehen. Dieser Effekt besitzt in der Form keine Relevanz für den Einsatz im Experiment. Jedoch zeigt sich, daß es hier prinzipiell möglich ist, eine bestimmte Geschwindigkeitsklasse zum Stillstand zu bringen. Dieser Effekt könnte beim Ladeprozeß der 3D-MOT hilfreich sein.

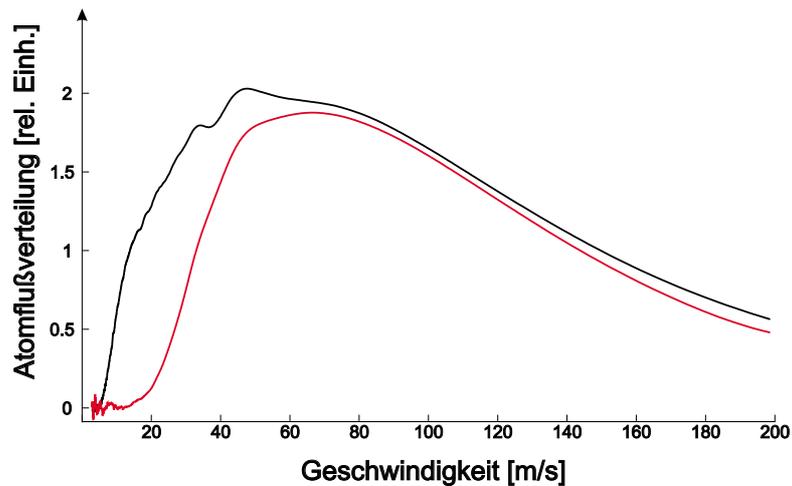


Abbildung 4.9: Geschwindigkeitsverteilung des Atomflusses mit (rot) und ohne (schwarz) antiparallel eingestrahlt axialem Strahl. Man sieht deutlich, wie die Anzahl der Atome mit niedriger Geschwindigkeit stark dezimiert wird.

4.8 Einfanggeschwindigkeit

Um die 2D-MOT vollständig zu charakterisieren, wurde zusätzlich zu der theoretischen Berechnung in Kapitel 2 die transversale Einfanggeschwindigkeit auch experimentell bestimmt. Hierzu wurde am Rb-Gas in der Glasküvette eine Dopplerspektroskopie (vergl. Kapitel 2) durchgeführt.

Bei der Messung der transversalen Einfanggeschwindigkeit wurde der Laserstrahl orthogonal zum Atomstrahl eingestrahlt und über die ($5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$)-Resonanz gescannt. In Abbildung 4.10a) ist das Spektroskopiesignal zur Frequenzkalibration aufgetragen. Abbildung 4.10b) zeigt die Geschwindigkeitsverteilung über der Scan-Zeit. Um daraus die Einfanggeschwindigkeit zu bestimmen, wurde an diese Geschwindigkeitsverteilung eine thermische Verteilung, also eine Gauß-Kurve, angepaßt. Dabei sieht man Bereiche, in denen die Besetzung geringer, aber auch einen Bereich in dem die Besetzung größer geworden ist als in der thermischen Verteilung. Dies ist auf die Umverteilung der Atome im Geschwindigkeitsraum aufgrund der magneto-optischen Falle zurückzuführen.

Zur besseren Veranschaulichung wurden die beiden Kurven in Abbildung 4.10c) durch einander dividiert. Dies führt zu Werten kleiner 1 in den Regionen in denen Atome entfernt wurden, und Werte größer 1 in denen Atome hinzugefügt wurden. Die Einfanggeschwindigkeit v_c läßt sich hier aus der Position der beiden Minima bestimmen. Durch Rekalibration der Zeitachse in eine Frequenzachse und unter

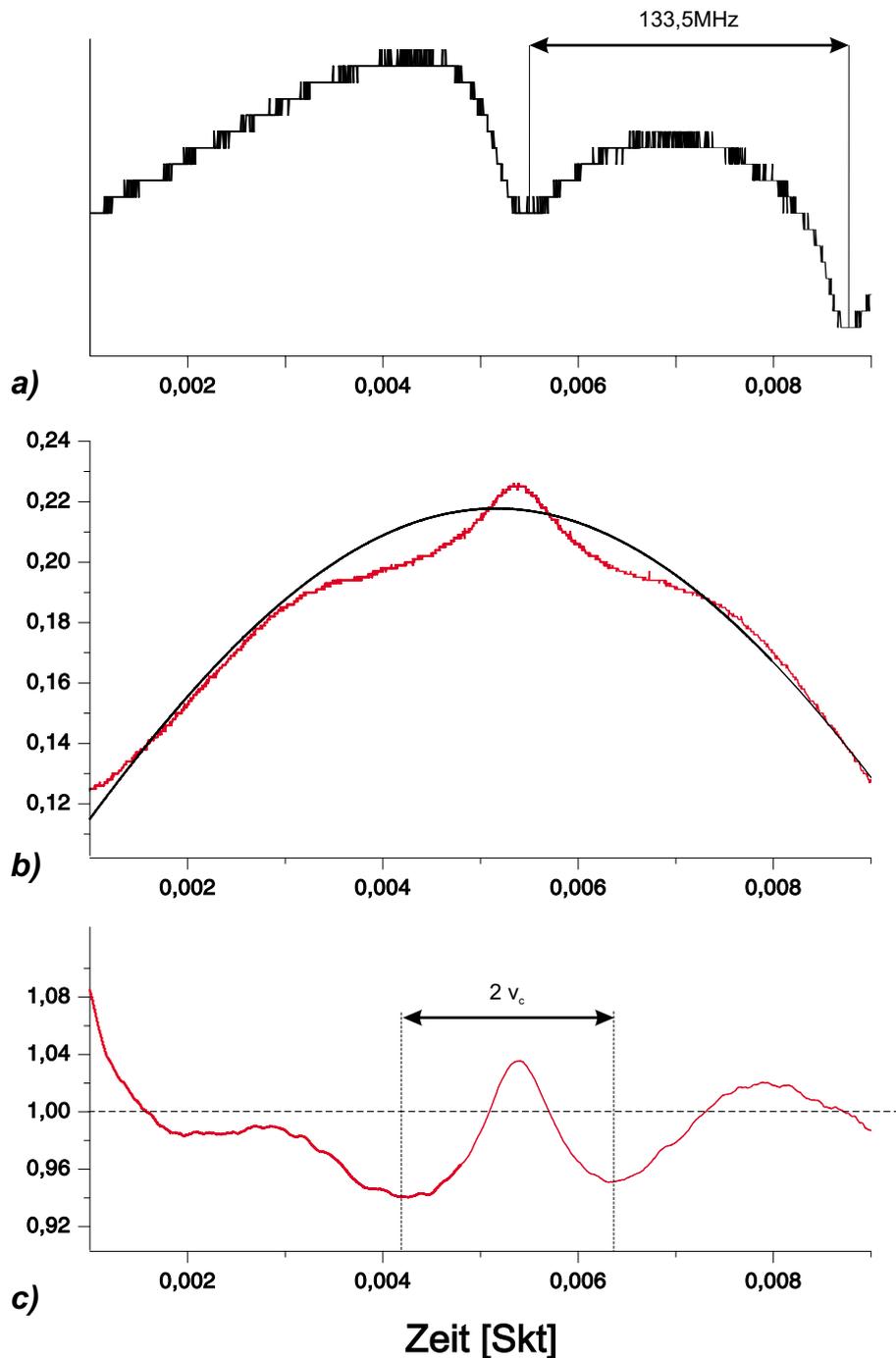


Abbildung 4.10: a) Spektroskopiesignal (Auftragung in rel. Einheiten) zur Kalibration der Zeitachse. Die beiden sichtbaren Hyperfeinniveaus liegen im Abstand von 133,5 MHz. Die erkennbaren Stufen im Spektroskopiesignal rühren von der digitalen Auslesetechnik her und besitzen keine physikalische Relevanz.

b) Sowohl die thermische Gaußverteilung (schwarz) als auch die Geschwindigkeitsverteilung in der MOT (rot) sind hier zu sehen. (Auftragung in rel. Einheiten.)

c) Der Quotient der beiden Geschwindigkeitsverteilungen gibt ein Maß für die Einfanggeschwindigkeit, die durch die beiden Minima dieser Kurve gegeben ist.

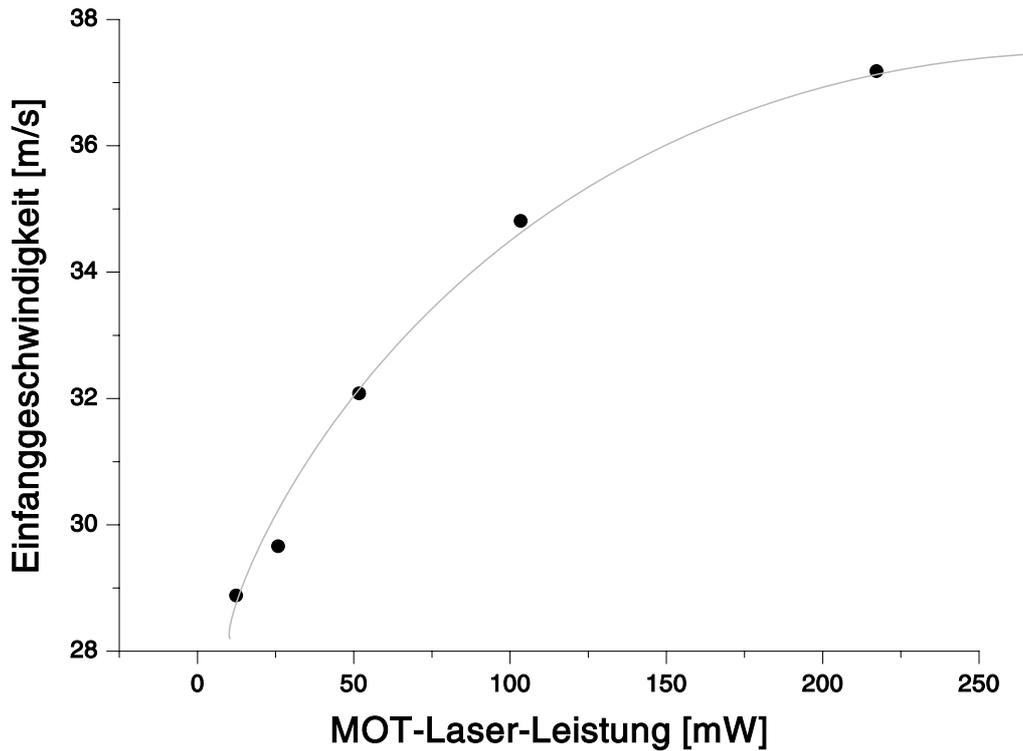


Abbildung 4.11: Die transversale Einfanggeschwindigkeit ist hier über der MOT-Laser-Leistung aufgetragen. Man erkennt eine Sättigung, die eine maximale Einfanggeschwindigkeit von ca. 38 m/s ergibt.

Verwendung der Bedingung für die Dopplerverschiebung

$$\Delta\omega = k \cdot v \quad (4.8)$$

erhält man mit der Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ gegenüber der Resonanz und dem Wellenvektor k , für verschiedene MOT-Laser-Intensitäten die Einfanggeschwindigkeit. Diese ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Hierbei ist zunächst zu beachten, daß die transversale Einfanggeschwindigkeit mit hohen MOT-Laser-Leistungen zu sättigen beginnt. Dies wird durch die Sättigung der Streurrate γ_p verursacht. Somit besitzt diese MOT eine maximale Einfanggeschwindigkeit für hohe Leistungen von ca. 38 m/s . Dies stimmt sehr gut mit der theoretischen Berechnung aus Kapitel 2 überein, die einen Wert von 35 m/s ergab (vergleiche 2.19). Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, lieferte diese theoretische Berechnung einen etwas geringeren Wert, da die dynamische Verminderung der Geschwindigkeit während des Kühlprozesses vernachlässigt wurde.

4.9 Geometrie und Dichte der 2D-MOT

Zur Bestimmung der Dichte in der 2D-MOT, wurde ein Bild dieser in der Glasküvette, auf der Niedervakuumseite mit der CCD-Kamera aufgenommen. Dieses ist in Abbildung 4.12 zu sehen.

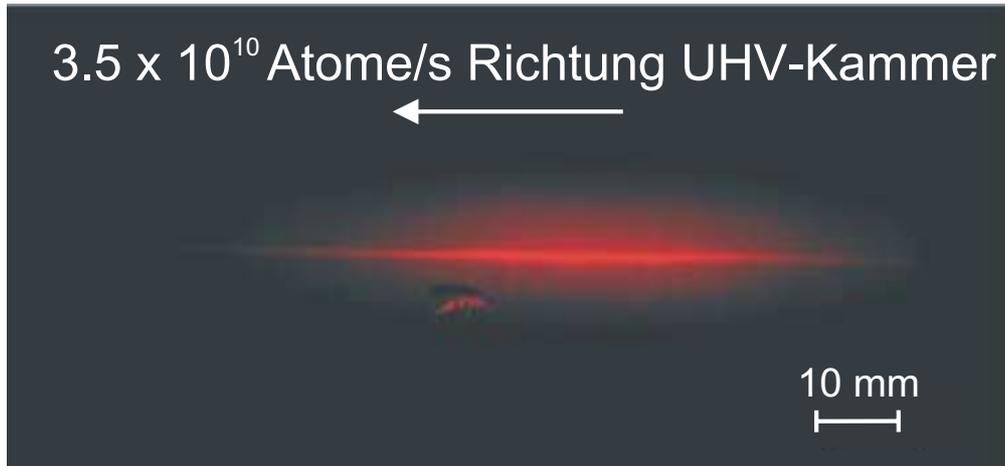


Abbildung 4.12: Abbildung des Atomstrahls vor Eintritt in das differentielle Pumpröhrchen. (Dieses Bild wurde nachcoloriert.)

Um daraus die Dichte zu ermitteln, wurde die Kamera mit Hilfe der in den Rohdaten des Bildes sehr schwach erkennbaren Abmessung des Röhrchens gemäß 28 Pixel = 12,6 mm kalibriert. Hieraus ergibt sich eine sichtbare Atomstrahlänge von 102 mm und ein Durchmesser von ca. 1,35 mm. Mit der hier detektierten Intensität und einem aus Raumwinkel und Quanteneffizienz bestehenden Kalibrationsfaktor erhält man eine Dichte von

$$n = 2,3 \cdot 10^7 \text{ Atome/cm}^3 \quad (4.9)$$

Diese Messung wurde bei einem Gesamtfluß von $3,5 \cdot 10^{10} \text{ Atome/s}$ durchgeführt.

4.10 Divergenz und Helligkeit

Apparatives Divergenzlimit

Zur Bestimmung der Divergenz wurde zunächst eine Abschätzung aufgrund der Geometrie des differentiellen Pumpröhrchens durchgeführt. Dieses besitzt einen Eingangsdurchmesser von 6 mm und einen, im Abstand von 133 mm befindlichen, Austrittsdurchmesser von 9,6 mm. Die Geometrie dieses Röhrchens hat auf den

ersten 73 mm eine zylindrische und auf den weiteren 60 mm eine sich konisch öffnende Form. Somit muß zunächst der die Divergenz limitierende Faktor ermittelt werden. Hierbei erhält man für die zylindrische Form eine maximale Divergenz von $\tan \phi/2 = 6/73 = 0,082$ und für das gesamte Röhrchen eine Divergenz von $\tan \phi/2 = 7,8/133 = 0,059$. Wie man in Abbildung 4.13a) erkennt, wird die Divergenz nicht durch die zylindrische Geometrie des vorderen Teils des Röhrchens, sondern durch die Eintritts- und Austrittsapertur bestimmt.

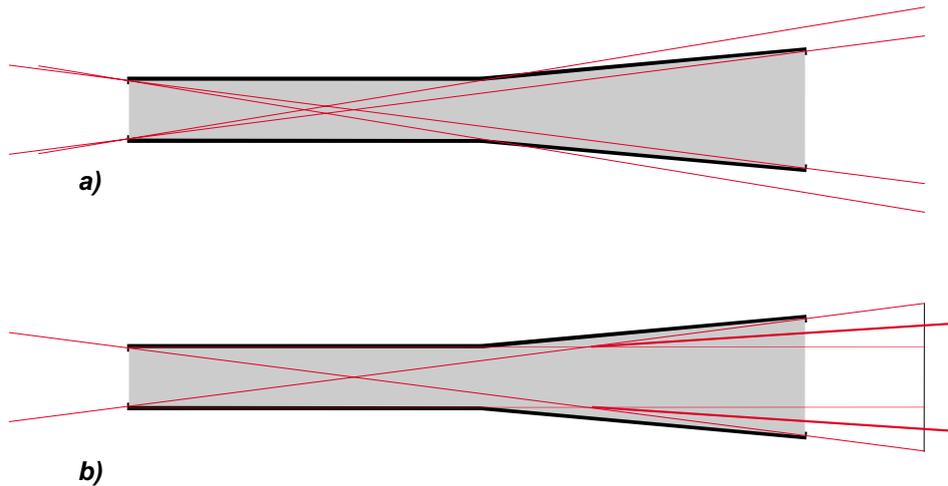


Abbildung 4.13: a) Sowohl die Begrenzung der Divergenz durch den zylindrischen Teil des Röhrchens als auch durch das gesamte Röhrchen ist hier dargestellt.

b) Die hier verwendete Definition der Divergenz bezieht sich jeweils auf den halben Winkel, da hier die Intensität auf die Hälfte ihres Maximums abgefallen ist.

In der Regel definiert man die Divergenz jedoch als denjenigen Winkel, bei dem die transmittierte Intensität auf die Hälfte des Maximums abgefallen ist. In dieser Anordnung ist das also die Hälfte des maximal möglichen Winkels[44] (siehe auch Abbildung 4.13b). Hiermit erhalten wir einen Divergenzwinkel

$$\phi = \arctan \frac{7,8}{133} = 3,36^\circ = 59 \text{ mrad} \quad (4.10)$$

Dies bildet jedoch nur die maximale geometrisch bedingte Grenze für die Divergenz.

Experimentelle Strahldivergenz

Um die Strahldivergenz experimentell zu ermitteln, wurde der Atomstrahl an zwei 125 mm voneinander entfernten Orten orthogonal zur Flugrichtung der Atome mit dem Probe-Laser bestrahlt. Die hier mit der CCD-Kamera detektierte Fluoreszenz ist ein Abbild der Dichteverteilung des Atomstrahls. Diese ist für beide Detektionsorte in Abbildung 4.14 dargestellt.

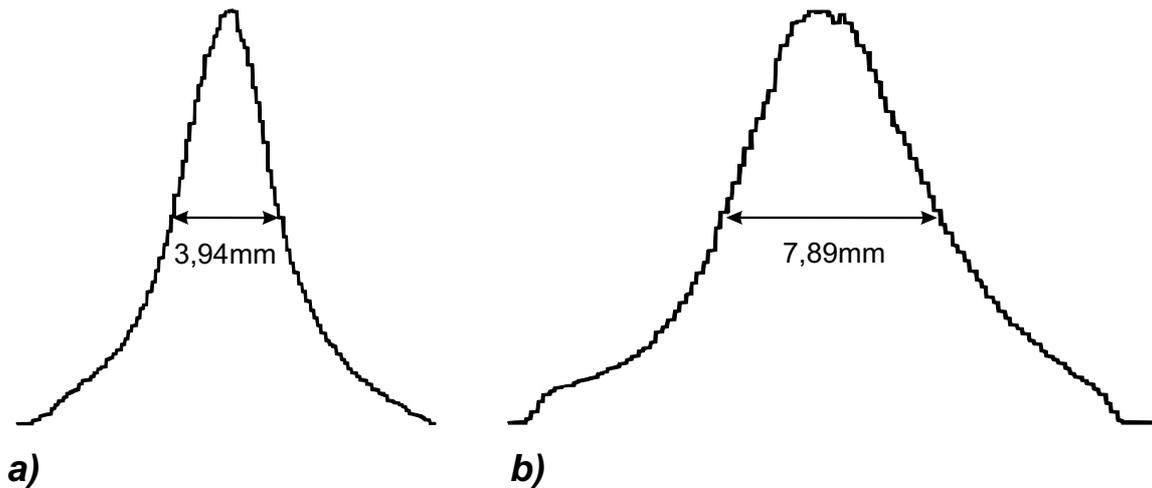


Abbildung 4.14: Bilder zweier Fluoreszenzprofile zur Bestimmung der Divergenz des Atomstrahls. Als Breite des Strahls wurde hier jeweils die FWHM-Breite der Verteilung eingetragen.

Aus den FWHM-Breiten¹² dieser Dichteverteilungen von 3,94 mm bzw. 7,89 mm bei einem Abstand der beiden Meßpunkte von 125 mm zueinander, erhält man eine Divergenz von

$$\phi = 2 \cdot \arctan \frac{\frac{7,89}{2} - \frac{3,94}{2}}{125} = 1,81^\circ = 32 \text{ mrad} \quad (4.11)$$

Dieser Wert ist etwas geringer als die typische Divergenz anderer 2D-MOTs (z.B. 43 mrad[32]). Im Vergleich zur geometrischen Divergenz des Röhrchens ist er jedoch nur ungefähr halb so groß. Somit zeigt sich, daß der Atomstrahl durch die Geometrie des Röhrchens keine Atome verliert. Es wäre also möglich bei einer nicht ausreichenden differentiellen Pumpleistung des 6 mm-Röhrchens, dieses durch ein 4 mm-Röhrchen zu ersetzen, ohne einen signifikanten Verlust im Atomfluß befürchten zu müssen.

Helligkeit

Die Helligkeit¹³ ist eines der wichtigsten Charakteristika eines Atomstrahles, bzw. einer Atomstrahlquelle. Sie ist definiert als Atomfluß pro Raumwinkelement und Flächenelement bzw. Flußdichte pro Raumwinkelement. Hierbei ist der Raumwinkel $\Omega = \pi \cdot \tan^2 \frac{\phi}{2}$ und die Fläche A die Austrittsfläche des Atomstrahles

¹²FWHM steht für *Full Width Half Maximum*, und bezeichnet die volle Breite an der Stelle der halben Maximalintensität.

¹³Diese Größe wird in der Literatur oft auch als *spezifische Helligkeit* bezeichnet. In der englischsprachigen Literatur findet sich gelegentlich auch der Begriff "surface brightness".

aus der Quelle. Somit ist die Helligkeit B durch

$$B = \frac{\Phi}{\Omega A} \quad (4.12)$$

gegeben. Mit einem maximalen Fluß $\Phi = 6 \cdot 10^{10} \text{ Atome/s}$, einem Divergenzwinkel $\phi = 32 \text{ mrad}$ und einer Austrittsfläche $A = \pi \cdot \left(\frac{3,94}{2} \text{ mm}\right)^2$ ergibt sich eine Helligkeit von

$$B = \frac{\Phi}{\pi \tan^2 \frac{\phi}{2} \cdot A} = 6 \cdot 10^{18} \frac{\text{Atome}}{\text{s} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sterad}} \quad (4.13)$$

Solange die Austrittsfläche des Atomstrahles jedoch kleiner ist als der räumliche Einfangbereich, der damit zu ladenden 3D-MOT, besitzt die Größe dieser Austrittsfläche, und damit die Helligkeit, keine Relevanz für den Ladevorgang der 3D-MOT.

Somit ist also die eigentlich interessante Größe der Fluß pro Raumwinkelement¹⁴. Diese Größe erreicht in dem hier vorliegenden Fall, einen Wert von

$$\frac{\Phi}{\Omega} = \frac{\Phi}{\pi \tan^2 \frac{\phi}{2}} = 7,5 \cdot 10^{13} \text{ Atome/s-sterad} \quad (4.14)$$

Im Vergleich dazu erreichten andere Atomstrahlquellen nur Werte von $5 \cdot 10^{12} \text{ Atome/s-sterad}$ (LVIS[21]) bzw. $6 \cdot 10^{12} \text{ Atome/s-sterad}$ (2D-MOT[32]). Die hier präsentierte Atomstrahlquelle erfüllt mit ihrem um den Faktor 10 größeren Fluß pro Raumwinkelement demnach die Voraussetzung zum effizienten Laden einer 3D-MOT besser, als die bislang realisierten Quellen.

¹⁴Aufgrund der Relevanz dieser Größe für das Laden einer magneto-optischen Falle wird sie in der Literatur oft auch als Helligkeit bezeichnet. Es ist also bei Vergleichen dieser Größen immer darauf zu achten, ob die Helligkeit als $\frac{\Phi}{\Omega A}$ oder als $\frac{\Phi}{\Omega}$ definiert wurde. Um Verwechslungen zu vermeiden, wird die Größe $\frac{\Phi}{\Omega}$ an dieser Stelle **nicht** als Helligkeit bezeichnet.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute Anlage zur Erzeugung eines kalten Atomstrahles, nach dem bekannten Prinzip der 2D-MOT, jedoch mit neuartiger Geometrie, wurde in ihren Eigenschaften charakterisiert und optimiert. Hierbei wurden vor allem die Abhängigkeiten des Flusses vom Magnetfeld, der Laserverstimmung, der Laserleistung, des Rubidiumdampfdruckes und der Länge der 2D-MOT untersucht. Es wurde gezeigt, daß diese Atomstrahlapparatur im Vergleich zu bisher bestehenden zweidimensionalen magneto-optischen Fallen, durch ihre größer gewählten Dimensionen einen wesentlich höheren Fluß erzeugt, so daß sehr hohe Laderaten einer 3D-MOT zu erwarten sind. Insbesondere wurde ein mit der Länge der 2D-MOT überproportional wachsender Fluß festgestellt, so daß hierfür Werte von bis zu $6 \cdot 10^{10}$ Atome/s bei einer Divergenz von 32 mrad erreichbar sind. Dies ist gleichbedeutend mit einer Helligkeit von $6 \cdot 10^{18}$ Atome/s.m².sterad, bzw. einem Fluß pro Raumwinkel von $7,5 \cdot 10^{13}$ Atome/s.sterad, der eine um den Faktor 10 bessere 3D-MOT-Laderate verspricht, als alle bisherigen, auf dem Prinzip der 2D-MOT basierenden Atomstrahlapparaturen.

Damit bietet diese Quelle eine Alternative zu den bisher verwendeten Atomstrahlquellen. Durch die durchgeführte Charakterisierung ist es nun möglich den Atomfluß so einzustellen, bzw. zu optimieren, daß die weiteren nötigen Komponenten zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats hinzugefügt und in Betrieb genommen werden können. Bevor ein Ausblick auf diese Erweiterung der Apparatur gegeben wird, soll der nächste Abschnitt einige Limitationen der Apparatur und deren Verbesserungsmöglichkeiten aufzeigen.

5.2 Limitationen der 2D-MOT-Apparatur und mögliche Verbesserungen

An dieser Stelle werden zunächst die meist apparativ bedingten Limitationen, und mögliche Verbesserungen zu deren Beseitigung aufgezeigt. All diese Verbesserungen sollten der weiteren Erhöhung des Atomflusses, oder der Verminderung der Divergenz dienen.

Länge und Leistung

Der Atomfluß hängt, wie in Abschnitt 4.6 gezeigt, überproportional von der Länge der MOT-Strahlen, also der Länge dieses Einfangbereichs der Atome ab. Diese ist im wesentlichen durch zwei Faktoren limitiert. Zum einen besitzt die zur Erzeugung der 2D-MOT verwendete Glasküvette eine endliche Länge von 130 mm, in welche das differentielle Pumpröhrchen ca. 10 mm hineinragt. Somit wäre durch diese Geometrie nur eine 2D-MOT mit einer Länge von 120 mm realisierbar. Zum anderen besitzt das Linsensystem zur Erzeugung der elliptischen MOT-Laser-Strahlen nur eine endliche Größe, welche ebenfalls die Länge der 2D-MOT limitiert. Dies bedeutet, daß durch eine apparative Änderung, welche eine längere Glasküvette und größere Linsensysteme mit dementsprechend angepaßten Brennweiten einschließt, die effektive Länge der 2D-MOT noch zu vergrößern ist. Damit ist ein noch höherer Atomfluß zu erwarten. Dies läßt sich jedoch nicht über alle Maßen fortführen, da ab einer bestimmten Größe die zur Verfügung stehende Laserleistung nicht mehr zur Sättigung des MOT-Übergangs ausreicht. Wie in Abschnitt 4.4 gezeigt, tritt im Moment eine Sättigung des MOT-Übergangs bei einer Leistung von ca. 120 mW pro MOT-Strahl ein. Inclusive aller Verluste steht insgesamt ungefähr doppelt soviel Laserleistung zur Verfügung, was bedeutet, daß zur Vergrößerung des Atomflusses die 2D-MOT noch auf das doppelte verlängert werden könnte. Da jedoch auch noch ein Teil der Laserleistung für die im Anschluß an die 2D-MOT angebrachte 3D-MOT nötig werden wird, ist im Moment keine Änderung dahingehend geplant. Dies bedeutet, daß für den Fall einer sehr langen MOT die Laserleistung den eigentlich limitierenden Faktor darstellt. Jedoch ist hierbei nicht klar, ob ein noch größerer Fluß, und eine damit höhere Dichte in der MOT schon zu dominierenden Stoßprozessen führen würde, und damit eine weitere Flußerhöhung verhindert würde.

Dampfdruck

Ein weiterer limitierender Faktor bezüglich der exakten Einstellung des Flusses ist der nur sehr ungenau und träge einstellbare Rb-Dampfdruck in der Glasküvette.

Man hat in Abschnitt 4.5 gesehen, daß es einen optimalen einzustellenden Druck gibt. Dieser wurde bislang durch Beheizen der gesamten Vakuumkammer und des differentiellen Pumpröhrchens eingestellt. Dies erfolgte jedoch aufgrund der langen Wegstrecke zwischen Rb-Reservoir und Glasküvette nur sehr träge und auch nur sehr ungenau, da nicht die Temperatur der Glasküvette, sondern nur der anderen Vakuumkammerkomponenten beheizt wurde. Ein weiterer Effekt, welcher zu einem variierenden Druck führt, ist die starke Erwärmung der Magnetfeldspule, welche sich im Bereich um die Glasküvette befindet. Dies ließe sich durch eine einzubauende Wasserkühlung vermindern, bzw. abstellen. Zur Verbesserung dieser Situation wurde inzwischen ein Heizkäfig entwickelt und eingebaut, welcher die Küvette umschließt, und nur die optisch nötigen Zugänge frei läßt. Somit ist es möglich direkt an der Küvette zu heizen, was eine schnellere und direktere Einstellung des Dampfdrucks zuläßt. Ebenso wird dadurch der thermische Effekt der Magnetfeldspule etwas unterdrückt. Die lange Wegstrecke zwischen Rb-Reservoir und Küvette ließe sich nur durch Entfernung der eingebauten Ventile verkürzen. Da diese jedoch ein wichtiger Punkt in der Handhabung der Vakuumkammer bilden, z.B. Austausch des Rb-Reservoirs ohne Vakuumbruch, ist dies keine gewünschte Alternative.

5.3 Erweiterung der Apparatur

Die Vakuumkammer, in welcher der Atomstrahl die 3D-MOT laden soll, ist eine spezielle Anfertigung, welche einen guten optischen Zugang und einen sehr hohen Magnetfeldgradienten, für die in dieser Kammer ebenfalls zu realisierende Magnetfalle, zuläßt. Eine Skizze dieser Kammer ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

Die Kammer besitzt vier DN160CF- und acht DN16CF-Flansche, welche den sehr guten optischen Zugang ermöglichen. Zusätzlich sind in diese Kammer vier durchgängige Schächte der Kantenlänge 25 mm eingelassen. Das eigentliche Volumen, in dem die 3D-MOT, die Magnetfalle und das BEC realisiert werden, ist der Bereich zwischen den vier Schächten.

Die optischen Zugänge erlauben ein Einstrahlen von 4 elliptischen Laserstrahlen der Größe von 100 mm x 20 mm, sowie zwei runden Laserstrahlen mit einem Durchmesser von bis zu 12 mm zur Erzeugung einer elliptischen 3D-MOT. Durch einen der zusätzlichen sechs DN16CF-Flansche wird der Atomstrahl, unter einem Winkel von 27° bezüglich der langen Achse des 3D-MOT-Ellipsoids, in die Kammer eingestrahlt. Am gegenüberliegenden Flansch befindet sich eine 300 mm lange Verlängerung, welche in ein Kryo-Gefäß eingelassen ist. Dieses Rohrstück, das auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff abgekühlt werden kann, hat die Aufgabe,

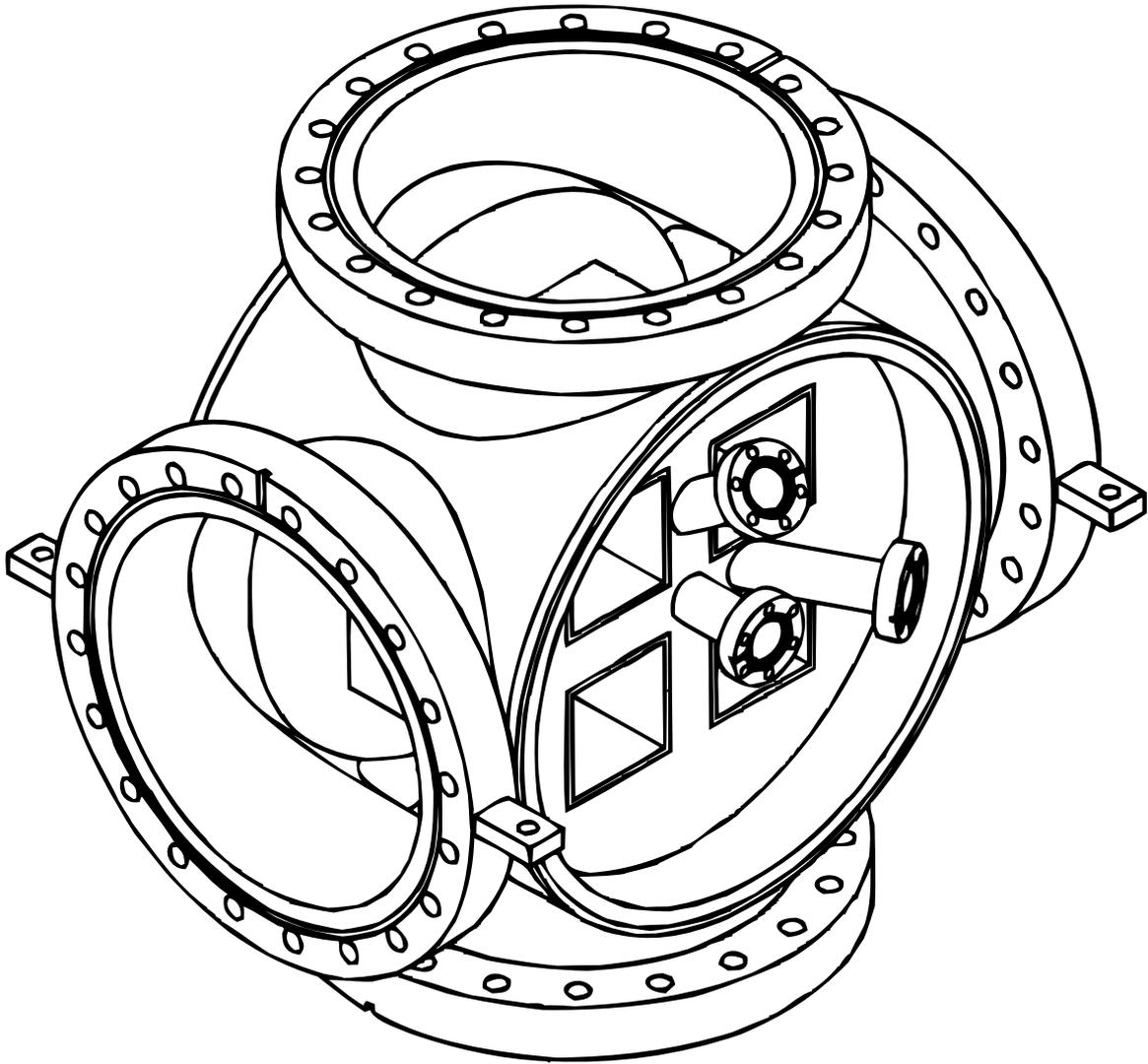


Abbildung 5.1: Skizze der 3D-MOT-Kammer

thermische Atome aus dem Atomstrahl einzufangen, um ein besseres Vakuum in der Kammer zu gewährleisten. Ein Schema dieses gesamten Vakuumaufbaus ist in Abbildung 5.2 dargestellt

Die vier Schächte, erlauben es Magnetfeldspulen sehr dicht an das eigentliche MOT-, bzw. Magnetfallenvolumen zu bringen, und somit einen sehr guten Einschluß zu gewährleisten. Die zur Erzeugung der Magnetfelder vorgesehenen Spulen bestehen aus Kupferstäben mit quadratischem Querschnitt von 64 mm^2 und einer runden Bohrung mit Durchmesser 5 mm, zur Wasserkühlung der Spulen dient.

Wie man in Abbildung 5.2 sieht, ist mit der Hauptkammer eine weitere Pumpenkammer verbunden, an welche sowohl eine große Ionenpumpe(Meca2000) als auch ein Titan-Sublimator mit Kryo-Pumpe angebracht ist. Hiermit ist ein Ul-

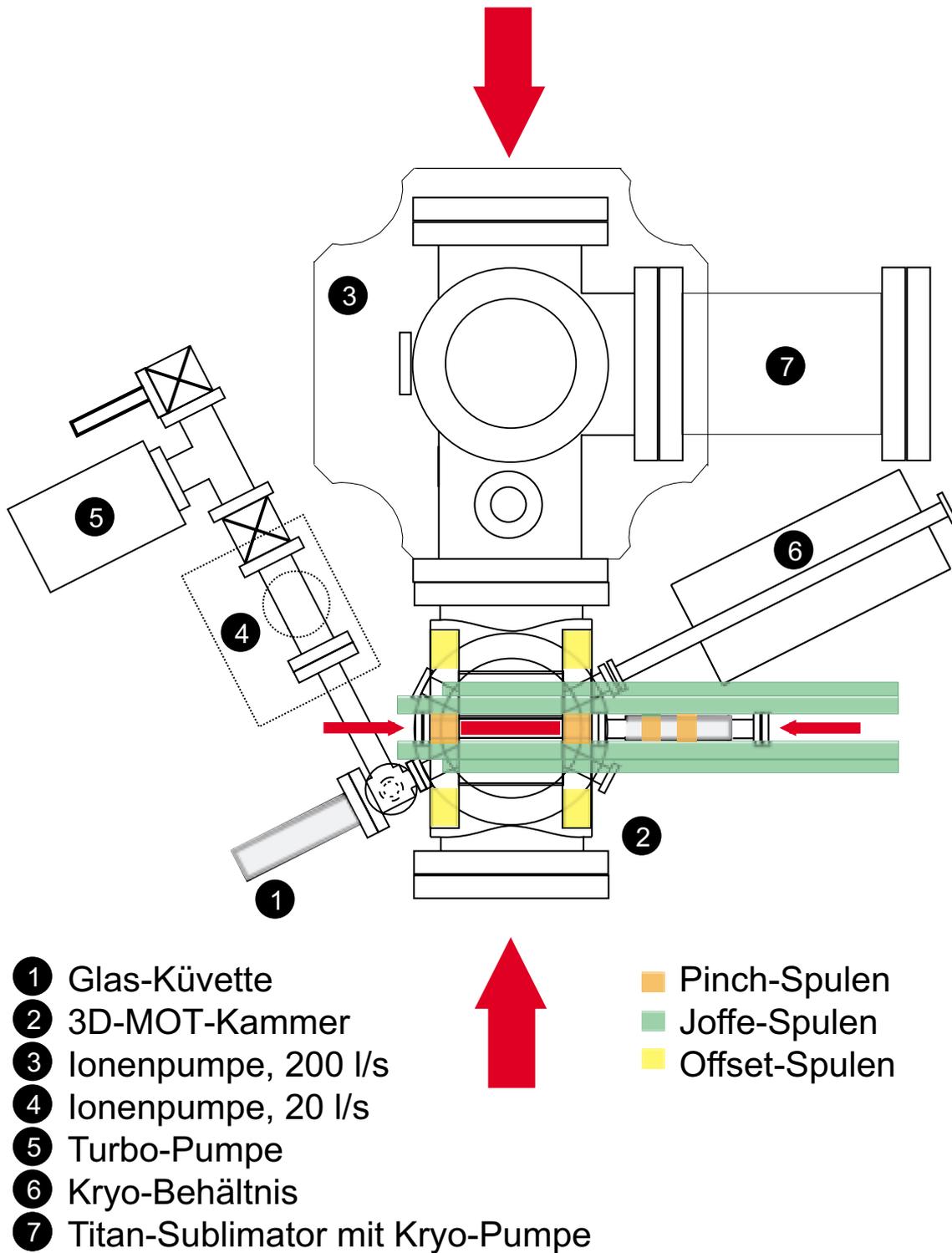
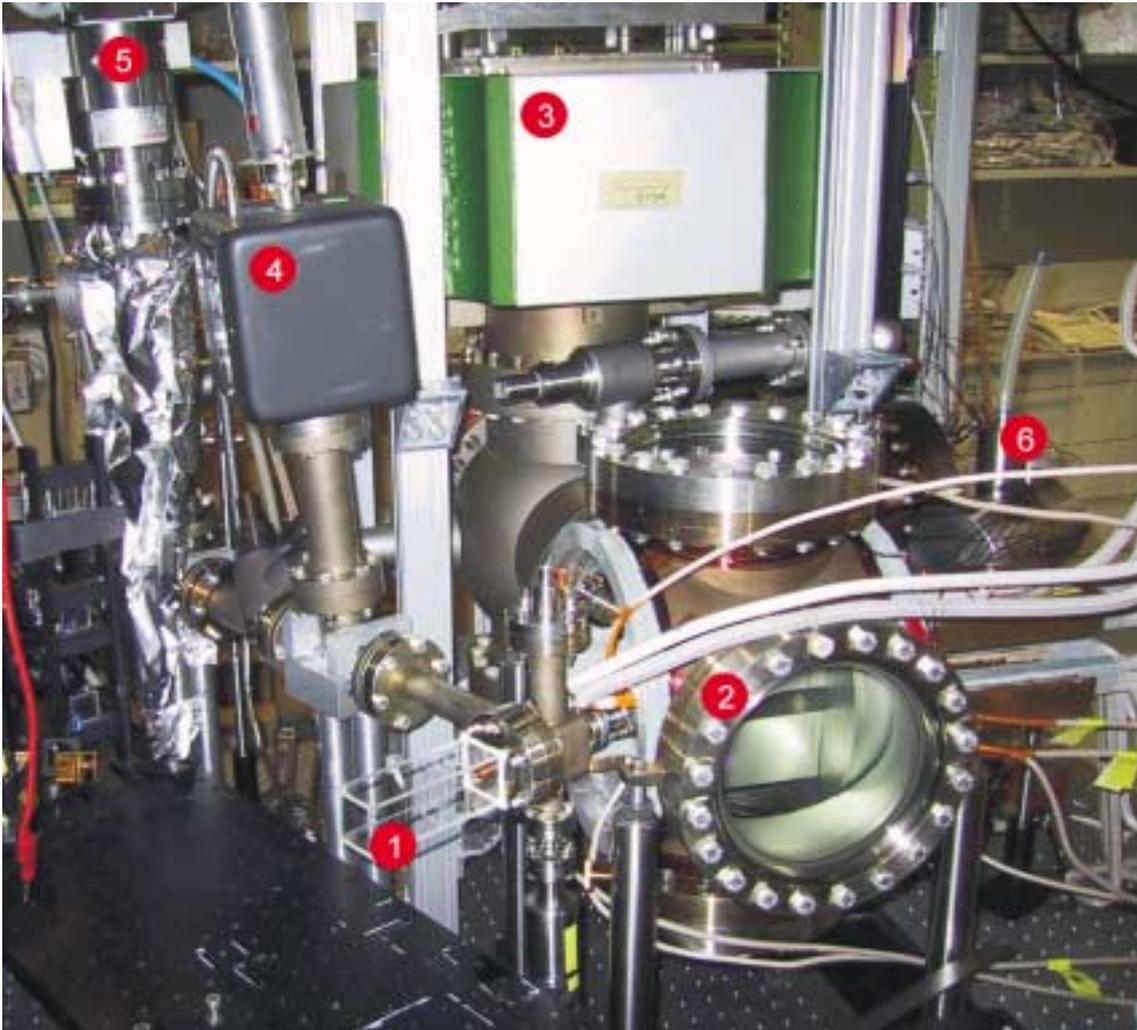


Abbildung 5.2: Schema der gesamten Vakuumkammer inklusive Komponenten für 3D-MOT und Magnetfalle.



- | | |
|-----------------------|----------------------|
| ① Glas-Küvette | ④ Ionenpumpe, 20 l/s |
| ② 3D-MOT-Kammer | ⑤ Turbo-Pumpe |
| ③ Ionenpumpe, 200 l/s | ⑥ Kryo-Behältnis |

Abbildung 5.3: Fotografie der gesamten Vakuumkammer inklusive Komponenten für 3D-MOT und Magnetfalle. Zur besseren Sicht auf die Vakuumkammer wurden hier die optischen Komponenten, sowie die Magnetfeldspulen um die Glasküvette entfernt.

trahochvakuum im Bereich bis $1 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}$ erreichbar.

Diese hier beschriebenen zusätzlichen Komponenten wurden bereits in das Experiment implementiert, jedoch noch nicht in Betrieb genommen. Eine Photographie der gesamten Vakuumkammer ist in Abbildung 5.3 zu sehen.

Anhang A

Notation

Symbol	Definition	Bedeutung
α		Absorptionskonstante
B		Magnetfeld
B	Φ/Ω A	Helligkeit
β		Dämpfung im Geschwindigkeitsraum
d_c	$2 \cdot r_c$	Einfangbereich
d_{Probe}		Breite des Probe-Strahles bei der Flugzeitmessung
δ		Laserverstimmung
γ_p		Streurrate
Γ	$1/\tau$	natürliche Linienbreite
\hbar	$1,05 \cdot 10^{-34} J \cdot s$	Plancksches Wirkungsquantum
I		Laserintensität
I_0		Sättigungsintensität
k	$2\pi/\lambda$	Wellenvektor
k_B	$1,38 \cdot 10^{-23} J/K$	Boltzmannkonstante
κ		Dämpfung im Ortsraum bei der MOT
λ		Wellenlänge
λ_{dB}	$\sqrt{2\pi\hbar^2/mk_B T}$	thermische deBroglie-Wellenlänge
Λ	$1/\sqrt{2}n\sigma$	mittlere freie Weglänge

Symbol	Definition	Bedeutung
m	$87 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$	Rubidium-Masse
μ		magnetisches Moment
μ_B	$9,552 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$	Bohrsches Magneton
N		Teilchenzahl
n	N/V	Teilchendichte
η		Kalibrationsfaktor
p		Dampfdruck
Φ	$v \cdot n$	Atomfluß
ϕ		Divergenzwinkel
r_c		Einfangradius
S(t)		Photodetektorsignal bei Flugzeitmessung
s	$\frac{I}{I_0}$	Sättigungsparameter
σ		Streuquerschnitt
T		Temperatur
T_D	$\hbar\Gamma/2k_B$	Dopplertemperatur
τ	$1/\Gamma$	natürliche Lebensdauer
V		Volumen
\tilde{v}	$\sqrt{k_B T/m}$	thermische Geschwindigkeit
$\langle v \rangle$		mittlere Geschwindigkeit
v_c		Einfanggeschwindigkeit
v_r		radiale Geschwindigkeit
v_z		axiale Geschwindigkeit
Ω	$\pi \cdot \tan^2 \frac{\phi}{2}$	Raumwinkel
ω_A		atomare Übergangsfrequenz
ω_D	$-\vec{k} \cdot \vec{v}$	Dopplerverschiebung
ω_L		Laserfrequenz

Anhang B

Technische Daten

Lasersystem und Optik

Gerät	Firma	Charakteristika und Verwendungszweck
MBR 110	Coherent/ Microlase	Ti:Saphir Ringlaser $\nu = 780 \text{ nm}$ <i>max. Ausgangsleistung</i> $P \simeq 1,4 \text{ W}$ <i>instantane Linienbreite</i> $\Gamma < 100 \text{ kHz}$
		2D/3D-MOT-Laser
Verdi V-10	Coherent	Nd:YVO-Laser mit LBO-Kristall zur Frequenzverdopplung $\nu = 532 \text{ nm}$ <i>max. Ausgangsleistung</i> $P = 10,5 \text{ W}$ <i>Linienbreite</i> $\Gamma < 5 \text{ MHz}$ (über 50 ms)
		Pump-Laser für MBR 110
DL 100	TUI-Optics	gitterstabilisierter Diodenlaser im Littrow Setup $\nu = 780 \text{ nm}$ <i>max. Ausgangsleistung</i> $P \simeq 50 \text{ mW}$ <i>Linienbreite</i> $\Gamma \sim 1 \text{ MHz}$
		Rückpumplaser und Probelaser
Merlin M-33/M-25	Neslab	Recirculating Chiller <i>max. Pumpleistung</i> 17 Liter/s (Wasser) <i>Kühlleistung</i> ca. 1000 W
		Kühlung für den Ti:Saphir Kristall, die Verdi-Grundplatte und die Verdi-Kontrollbox
FR 780 TS	Gsänger	optischer Isolator <i>Isolation</i> $> 60 \text{ dB}$ <i>Einfügedämpfung</i> $< 1 \text{ dB}$
		Isolator für Diodenlaser

Lasersystem und Optik (Fortsetzung)

Gerät	Firma	Charakteristika und Verwendungszweck
FR 780/5	Gsänger	optischer Isolator <i>Isolation > 30 dB</i> <i>Einfügedämpfung < 0,5 dB</i> Isolator für Ti:Saphir-Laser
Uniblitzz LS3	Vincent Associates	Shutter <i>min. Öffnungszeit: 2,3 ms</i> <i>Verzögerung: 2 ms</i> zum schalten diverser Laser
3080-120	Crystal Technology	akusto-optischer Modulator $\nu = 80 \text{ MHz}$ Frequenzverschiebung des Ti:Saphir-Lasers

Vakuumsystem

Gerät	Firma	Charakteristika und Verwendungszweck
TMU 071 P	Pfeiffer Vacuum	Turbomolekular-Druck-Pumpe <i>Pumpleistung: 60 l/s</i> Erzeugung des Vorvakuums in der Vakuumkammer
UHV-24p	Varian	Ionenmeßröhre <i>Druckbereich: $10^{-4} - 10^{-11} \text{ mbar}$</i> Druckmessung in der Vakuumkammer
TPR 265 P	Pfeiffer Vacuum	Pirani-Meßröhre <i>Druckbereich: $1000 \text{ mbar} - 5 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$</i> Druckmessung in der Vakuumkammer
VacIon Plus 20	Varian	Ionen-Getter-Pumpe <i>Pumpleistung: 20 l/s</i> Erzeugung des Ultrahochvakuums in der Beobachtungskammer; später: Erzeugung des Vakuums in der Niedervakuumkammer
PID 200 N	Meca 2000	Ionen-Getterpumpe Erzeugung des Ultrahochvakuums in der UHV-Kammer
PFT 4	Createc	Titan-Sublimator mit Kryo-Pumpe Unterstützung der UHV-Erzeugung

Detektion

Gerät	Firma	Charakteristika und Verwendungszweck
Photo- Detektor	Eigenbau	großflächiger Photodetektor <i>aktive Fläche: 11 cm</i> Aufnahme des Flugzeitsignals

Detektion (Fortsetzung)

Gerät	Firma	Charakteristika und Verwendungszweck
SIS-9 System	Theta	CCD-Kamera <i>Chip: Thomson TH7863</i> <i>Auflösung 23 µm</i> <i>dynamischer Bereich 14 Bit</i>
		Detektion des Atomstrahls mittels Fluoreszenz
RS 650	SRS	Verstärker/Filter
		Verstärkung des Photodetektorsignals bei der Flugzeitmessung
PCI-MIO- 16E-4	National Instruments	Analog-in-Karte
		Speicherung/Aufnahme des Photodetektorsignals der Flugzeitmessung
PCI-DIO- 32HS	National Instruments	Digital-in-out-Karte
		Computersteuerung diverser regelelektronisch ansteuerbarer Komponenten des Experiments
Wavemeter	Burleigh	Wavemeter
		Bestimmung der Wellenlängen der einzelnen Laser
Fabry Perot	Eigenbau	Scanning Fabry-Perot Interferometer
		Bestimmung der Einmodigkeit der Laser

Diverse

Gerät	Firma	Charakteristika und Verwendungszweck
RS 4000	Newport	optischer Tisch
		Aufbau optischer und vakuumtechnischer Komponenten
I-2000	Newport	pneumatische Füße
		dämpfende Lagerung des optischen Tisches
MVF6.12S	Labortech. Fröbel	Reinluftgebläse
		Reinigung der Luft im Laser-Bereich des optischen Tisches
TKA 3010	Bosch	Kaffeemaschine
		Aufrechterhaltung der allgemeinen Moral

Anhang C

Übergangsstärken des Übergangs $F = 2 \rightarrow F' = 3$

Abbildung C.1 zeigt die relativen Übergangsstärken des Übergangs $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 3$ in ^{87}Rb .

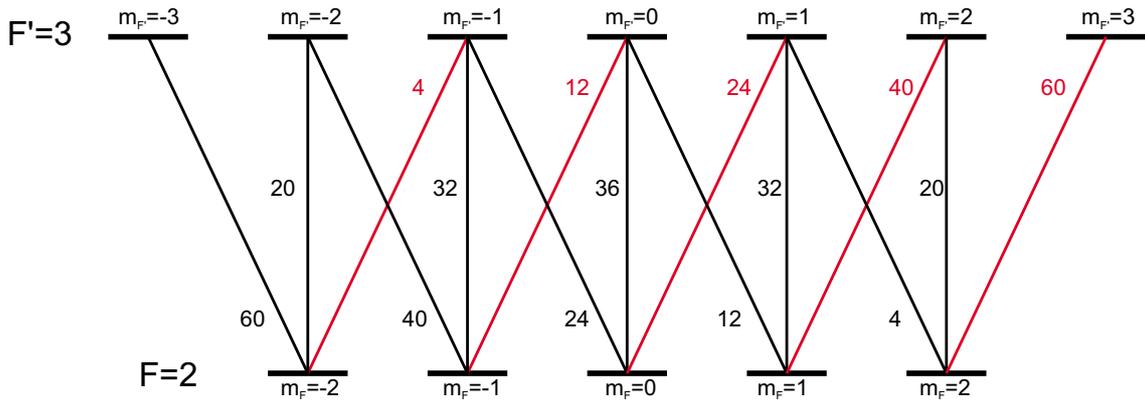


Abbildung C.1: Relative Übergangsstärken gemäß [24] des Überganges $F = 2 \rightarrow F' = 3$ in ^{87}Rb . Die rot markierten Übergänge werden durch σ^+ -Licht angeregt.

Um daraus das effektive magnetische Moment μ' für die MOT-Übergänge zu berechnen, betrachtet man sich zunächst alle Übergänge, die durch σ^+ -polarisiertes Licht angeregt werden. Das effektive magnetische Moment μ' erhält man dann durch Gewichtung der einzelnen erlaubten Übergänge mit ihren Übergangsstärken c_i

$$\mu' = \frac{\sum c_i \mu'_i}{\sum c_i} \quad (\text{C.1})$$

wobei μ'_i durch

$$\mu'_i = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_B \quad (\text{C.2})$$

mit den Landé-g-Faktoren g_e und g_g sowie den Massen m_e und m_g des angeregten, bzw. Grundniveaus, gegeben ist. Für die oben genannten Übergangsstärken erhält man somit ein effektives magnetisches Moment von

$$\mu' = 5/6 \mu_B \quad (\text{C.3})$$

Anhang D

Simulation zur Effizienz des Plug-Beams

Um die Effizienz des Plug-Beams zu ermitteln geht man von einem Atom aus, welches sich mit einer Longitudinalgeschwindigkeit v_z und einer Transversalgeschwindigkeit $v_x = 0$ bewegt. Mit einer Laserleistung des Plug-Beams von 150 mW auf einer Fläche von 1 cm^2 beträgt der Sättigungsparameter $s = \frac{I}{I_0} = 90$. Hierbei wird nun auf das Atom eine Kraft gemäß Gleichung 2.12 ausgeübt. Der gesamte Impulsübertrag muß für eine Wirkung des Plug-Beams so groß sein, daß der Quotient v_x/v_z größer ist als die geometrisch durch das Röhrrchen gegebene Größe $(x+1,8 \text{ mm})/133 \text{ mm}$ wobei x die transversale Position des Strahles in Bezug auf das Röhrrchen ist (siehe Abbildung D.1). Hier kann x Werte zwischen 0 und 6 mm einnehmen.

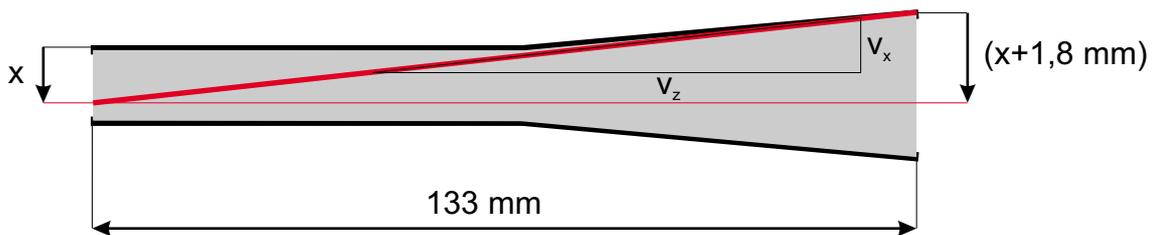


Abbildung D.1: Hier ist der Atomstrahl in dem differentiellen Pumpröhrrchen skizziert. Ohne Plug-Beam tritt er unbeeinflusst hindurch (dünn,rot). Für eine effiziente Ablenkung (dick,rot) muß der Quotient $\frac{v_x}{v_z}$ hinreichend groß sein.

Die im folgenden dargestellte Rechnung wurde mit Mathematica 4.0.1.0 durchgeführt.

```

Clear[l, vz, vx];

hbar = 1.05 * 10 ^ (-34); (* Naturkonstanten *)
k = 2 * Pi / (780 * 10 ^ (-9));
gamma = 2 * Pi * 6 * 10 ^ (6);
m = 87 * 1.67 * 10 ^ (-27);
delta = -1.9 * gamma - k * vx; (* in der Messung
verwendete Verstimmung *)

s0 = 90; (* Sättigungsparameter *)
l = 0.01; (* Breite des Plug-Beam *)
F = hbar * k * gamma / 2 * s0 / (1 + s0 + (2 * delta / gamma) ^ 2); (* Spontankraft *)

tstep = 53 * 10 ^ (-9); (* Schrittweite der
Simulation *)

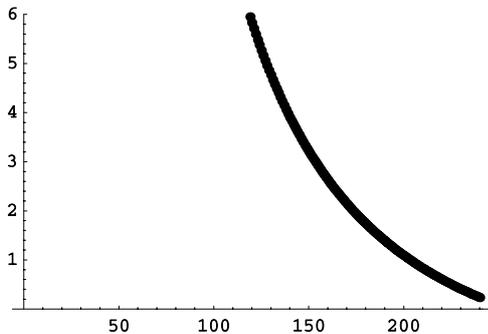
For[vz = 1, vz ≤ 240, vz++, (* Simulation des *)
timemax = l / vz; (* maximalen Eintrittsortes *)
imax = timemax / tstep; (* zur Gewährleistung einer *)
vx = 0; (* effizienten Ablenkung *)
For[i = 1, i < imax, i++, vx = vx + F / m * tstep]
Evaluate[x[vz] = 133 * (vx / vz - 1.8 / 133)]
]

In[49]:= liste = Table[0, {q, 0, 240}];

In[50]:= For[i = 1, i ≤ 240, i++, liste[[i]] = x[i]]

In[54]:= ListPlot[listete, PlotRange → {0, 6}] (* maximaler Eintrittsort über *)
(* longitudinaler Geschwindigkeit *)
(* aufgetragen *)

```



In dem dargestellten Graphen ist der Eintrittsort in x-Richtung über der maximal mit dem Plug-Beam schaltbaren longitudinalen Geschwindigkeit aufgetragen. Man erkennt, daß bei einem zentrierten Eintritt des Strahles in das Röhrrchen mit einem Durchmesser von 6 mm, also bei $x=3$, Geschwindigkeiten bis 150 m/s geschaltet werden können.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1924:261, Juli 1924.
- [2] A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases: Zweite Abhandlung. *Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss.*, 1925:3, Januar 1925.
- [3] Satyendra Bose. Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese. *Z. Phys.*, 26(3):178, 1924.
- [4] R.K.Pathria. *Statistical Mechanics*. Pergamon Press, 1972.
- [5] Kerson Huang. *Statistical Mechanics, 2nd ed.* John Wiley & Sons, 1987.
- [6] 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(22):3969, November 1995.
- [7] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198, Juli 1995.
- [8] 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(9):1687, August 1995. *ibid.* **79**, 1170 (1997).
- [9] Dale G. Fried, Thomas C. Killian, Lorenz Willmann, David Landhuis, Stephen C. Moss, Daniel Kleppner, and Thomas J. Greytak. Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 81(18):3811, November 1998.
- [10] A. Robert, O.Sirjean, A.Browaeys, J.Poupard, S.Nowak, D.Boiron, C.I.Westbrook, and A.Aspect. A bose-einstein condensate of metastable atoms. *Science*, 292:461, April 2001.

-
- [11] F.Pereira Dos Santos, J.Lonard, Junmin Wang, C.J.Barrelet, F.Perales, E.Rasel, C.S.Unnikrishnan, M.Leduc, and C.Cohen-Tannoudji. Bose-einstein condensation of metastable helium. *Phys. Rev. Lett.*, 86(16):3459, April 2001.
- [12] Wolfgang Ketterle. Experimental studies of bose-einstein condensation. *Phys. Today*, 52(12):30, Dezember 1999.
- [13] Steven Chu. The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):685, Juli 1998.
- [14] Claude N. Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):707, Juli 1998.
- [15] William D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70(3):721, Juli 1998.
- [16] Wolfgang Ketterle and N. J. van Druten. Evaporative cooling of trapped atoms. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 37:181, 1996.
- [17] William D. Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48(9):596, März 1982.
- [18] T.E.Barrett, S.W.Dapore-Schwartz, M.D.Ray, and G.P.Lafyatis. Slowing atoms with σ^- polarized light. *Phys. Rev. Lett.*, 67(25):3483, Dezember 1991.
- [19] W. Ertmer, R. Blatt, J.L. Hall, and M. Zhu. Laser manipulation of atomic beam velocities: Demonstration of stopped atoms and velocity reversal. *Phys. Rev. Lett.*, 54(10):996, März 1985.
- [20] U.Ernst. *Bose-Einstein-Kondensaton von Rubidiumatomen*. Dissertation, Konstanz, 1998.
- [21] Z.T. Lu, K.L. Corwin, M.J. Renn, M.H. Anderson, E.A. Cornell, and C.E. Wieman. Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 77(16):3331, Oktober 1996.
- [22] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. M. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58(5):3891, November 1998.
- [23] C.Gerthsen, H.O.Kneser, and H.Vogel. *Physik, 16. Auflage*. Springer-Verlag, Berlin, 1998.

-
- [24] H.J.Metcalf and P.van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, New-York, 1999.
- [25] C.S.Adams and E.Riis. Laser cooling and trapping. *Prog. Quant. Electr.*, 21(1):1, 1997.
- [26] K.Helmerson and W.D.Phillips. Cooling, trapping and manipulation of neutral atoms and bose-einstein condensates by electromagnetic fields. *Mod. Phys. Lett. B*, 14:231, 2000.
- [27] William D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rendiconti S.I.F.*, CXVIII:289, 1991.
- [28] Dallin S. Durfee. *Dynamic Properties of Dilute Bose-Einstein Condensates*. PHD Thesis, MIT, 1999.
- [29] M.A.Joffe, W.Ketterle, A.Martin, and D.E.Prichard. Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a zeeman slower. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(12):2257, Dezember 1993.
- [30] K. Bongs. *Atomoptische Experimente mit Bose-Einstein-Kondensaten*. Dissertation, Hannover, 1999.
- [31] Andreas Marte, Johannes Schuster, Bernhard Sang, Stefan Wössner, and Gerhard Rempe. *A High Flux Atom Source for Bose Einstein Condensation*. Poster, DPG-Frühjahrstagung Berlin, 2001.
- [32] K.Dieckmann. *Bose-Einstein Condensation with High Atom Number in a Deep Magnetic Trap*. Dissertation, Amsterdam, 2001.
- [33] A.A.Radzig and B.M.Smirnov. *Reference data on atoms, molecules and ions*. Springer-Verlag,Berlin, 1985.
- [34] D.R.Lide. *Handbook of Chemistry and Physics, 80th ed.* CRC-Press, 1999.
- [35] D.Voigt. *Evanascent-Wave Mirrors for Cold Atoms*. Dissertation,Amsterdam, 2000.
- [36] F.Schreck. *Experimentelle Realisierung eines Bose-Einstein-Kondensats*. Diplomarbeit,Konstanz, 1998.
- [37] J.M.Gerton, D.Strekalov, I.Prodan, and R.G.Hulet. Direct observation of growth and collapse of a bose-einstein condensate with attractive interactions. *Nature*, 408:692, Dezember 2000.

-
- [38] J.L.Roberts, N.R.Claussen, S.L.Cornish, E.A.Donley, E.A.Cornell, and C.E.Wieman. Controlled collapse of a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 86(19):4211, Mai 2001.
- [39] James P. Burke, Jr., John L. Bohn, B.D. Esry, and Chris H. Greene. Prospects for mixed-isotope Bose-Einstein condensates in rubidium. *Phys. Rev. Lett.*, 80(10):2097, März 1998.
- [40] Roahn Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, and D. J. Heinzen. Molecules in a Bose-Einstein condensate. *Science*, 287:1016, Februar 2000.
- [41] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H.-J. Miesner, J. Stenger, and W. Ketterle. Optical confinement of a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 80(10):2027, März 1998.
- [42] J.H.Moore, C.C.Davis, and M.A.Coplan. *Building Scientific Apparatus, 2nd ed.* Addison-Wesley, 1989.
- [43] W.Demtröder. *Laserspektroskopie, 4. Auflage.* Springer-Verlag, Berlin, 2000.
- [44] Norman F. Ramsey. *Molecular Beams.* Oxford University Press, 1956.

Danksagung

Mein Dank gilt all denjenigen, die mich direkt oder auch indirekt im Laufe des letzten Jahres bei meiner Diplomarbeit unterstützt und begleitet haben, aber auch all denjenigen, die mich auf dem langen Weg durch das Studium begleitet haben.

Ich danke Prof. Pfau für die Aufnahme in dieses Institut, und die damit verbundene Möglichkeit im Rahmen meiner Diplomarbeit an diesem Projekt arbeiten zu dürfen. Ich bedanke mich für die mir gegebenen Freiheiten, und das in mich gesetzte Vertrauen, aber auch für die Möglichkeit jederzeit Ratschläge einholen zu können. All dies bildete einen angenehmen Rahmen für die hier durchgeführte Forschung, so daß es möglich war derart gute experimentelle Ergebnisse zu erhalten.

Ich möchte ihm, sowie auch Prof. Karl für die, mit der Übernahme des Hauptberichts bzw. Mitberichts dieser Arbeit verbundenen Mühen danken.

Ich danke Jürgen Schoser für die zahlreichen produktiven und erheiternden, physikalischen und nicht-physikalischen Gespräche, sowie für die anstrengenden aber notwendigen, meist erfolggekrönten Meßnächte. Ich danke ihm für all das theoretische und experimentelle Wissen, welches er mir zuteil werden ließ. Ich danke ihm für seinen einzigartigen Einsatz für das Experiment, ohne den die Arbeit wesentlich ineffizienter und schleppender vorangegangen wäre. Danke Jürgen.

Auch Dr. Yuri B. Ovchinnikov möchte ich vor allem für die Ratschläge danken, ohne die das Experiment nicht in der erreichten Perfektion realisiert worden wäre. Seine Erfahrung ist eine überaus wichtige Bereicherung für dieses Experiment.

Ich danke auch den anderen, an diesem Projekt beteiligten Personen: Robert Löw, Volker Schweikhard, Axel Grabowski und Rolf Heidemann. Die Zusammenarbeit mit ihnen war stets von Freundschaft und Hilfsbereitschaft geprägt. Desweiteren danke ich den restlichen Institutsangehörigen, Piet Schmidt, Sven Hensler, Jörg Werner und Thomas Binhammer für die stets angenehme Arbeitsatmosphäre.

Für ihre immer zuvorkommende und freundliche Art, danke ich der guten Seele dieses Instituts, Karin Otter, die stets eine gewisse Abwechslung in den von Physik geprägten Alltag brachte.

Ein großer Dank geht auch an die Mitarbeiter der mechanischen Werkstätten,

die durch die qualitativ hochwertigen und präzisen Arbeiten einen großen Teil zu dem beschriebenen Aufbau beigetragen haben.

Rückblickend danke ich auch einer Person, die vor nunmehr 2¹/₂ Jahren dazu beigetragen hat, mein Interesse für dieses Fachgebiet mit folgendem Satz zu wecken: "If you think, the coldest place on earth is the north pole, then you're wrong. It's Boulder, Colorado." Ich danke John J. Toner für seine außerordentlich gute Statistische Mechanik Vorlesung, in der ich zum ersten Mal den Begriff Bose-Einstein-Kondensation hörte.

Zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern für die finanzielle Sicherheit, die sie mir gaben, bedanken. Sie waren diejenigen, die mich mit ihrem Zuspruch, ihren Ratschlägen und ihrer Unterstützung in all meinen Entscheidungen, vor allem jedoch in der Entscheidung ein Jahr meines Studiums im Ausland zu verbringen, bestärkt haben.

Zuallerletzt danke ich Britta für all die schönen gemeinsamen Stunden, die mir den nötigen Ausgleich zur Arbeit im Labor verschafft haben. Ich danke ihr vor allem für ihre Geduld und ihr Verständnis während der letzten Wochen, sowie für ihre Zuneigung und Liebe während der letzten 4¹/₂ Jahre.