

Kalter Atomstrahl aus
einer magneto-optischen Falle
mit nur einem Lichtstrahl

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Hoon Oo Lee
aus Miryang, Korea

Hamburg
2003

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. P.E. Toschek Prof. Dr. W. Neuhauser
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. P.E. Toschek Prof. Dr. K. Sengstock
Datum der Disputation:	02.04.2003
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. K. Petermann
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Huber
Dekan des Fachbereichs Physik:	Prof. Dr. F.-W. Büßer

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Abstract	2
Einleitung	3
1 Motivation	7
1.1 Unterdrückung der Doppler-Verbreitung	7
1.2 Unterdrückung der natürlichen Ein-Photon-Linienbreite	9
1.3 Messung der Raman-Resonanz mit einem Rubidium-Atomstrahl	10
1.4 Unterdrückung der Flugzeit-Verbreitung	13
2 Lichtkräfte	15
2.1 Grundlagen	15
2.2 Theorie	17
2.2.1 Hamiltonoperator	17
2.2.2 Mittlere Lichtkräfte	18
2.3 Anwendungen der Lichtkräfte	20
2.3.1 Manipulationen von Atomstrahlen	20

2.3.2	Doppler-Kühlung	22
2.3.3	Speicherung von neutralen Atomen	24
3	Speicherung und Kühlung von Rubidium-Atomen	29
3.1	Erzeugung von effektivem Zweiniveau-System	29
3.2	Speicherung von $^{85}_{37}\text{Rb}$ -Atomen	31
3.3	Zeeman-Aufspaltungen	32
3.4	Fluoreszenz-Nachweis	33
4	MOT mit <i>einem</i> Lichtstrahl und subthermischer Atomstrahl	35
4.1	MOT mit dem Pyramiden-Spiegel	35
4.2	Subthermischer Atomstrahl	37
4.2.1	Ungleichgewicht der Lichtkräfte in z-Richtung	37
4.2.2	Erzeugung des Atomstrahls	39
4.3	Schalten des Atomstrahls	41
4.3.1	Verschließen des hohlen Lichtbündels	41
4.3.2	Schalten des Atomstrahls mit einem Störlaser	43
4.3.3	Änderung der Magnetfelder	44
5	Experimenteller Aufbau eines subthermischen Atomstrahls	47
5.1	Probeleraser	47
5.2	Kühl- und Rückpump-Laser	49
5.2.1	Durchstimmung und Stabilisierung der Wellenlänge	49
5.2.2	3 GHz-Modulation des Lasers	50

5.3	Erzeugung langsamer Atome	54
5.3.1	Erzeugung des Hintergrund-Rubidiumdampfes	54
5.3.2	MOT mit <i>einem</i> Lichtstrahl und Atomstrahl	55
6	Diagnostik von Atom-Dichten und -Strömen	63
6.1	Fluoreszenz-Nachweis	63
6.2	Eichung der Nachweis-Geräte	64
6.2.1	Eichung der Photodiode	65
6.2.2	Eichung des Photomultipliers	66
6.3	Teilchenzahl in der Atomwolke	68
6.4	Teilchendichte im Atomstrahl	70
7	Erzeugung und Charakterisierung des Atomstrahls im Experiment	75
7.1	Atomzahl und -dichte in der Falle	75
7.2	Erzeugung und Unterbrechung des Atomstrahls	80
7.2.1	Schalten durch Unterbrecher	80
7.2.2	Störlicht	83
7.2.3	Magnetfeld-Abschaltung	87
7.3	Modell für die Besetzungs-Dynamik	88
7.4	Messungen der Atomzahlen in Wolke und Atomstrahl	91
7.5	Geschwindigkeit und Flussdichte des Atomstrahls	95
7.5.1	Beschleunigung der Atome	95

7.5.2	Simulation	96
7.5.3	Geschwindigkeit und Flussdichte des Atomstrahls	99
7.6	Zusammenfassung und Ausblick	102
	Geräteliste	105
	Literaturverzeichnis	107

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Rubidium-Atome mit der Massenzahl 85 in einer modifizierten magneto-optischen Falle mit nur *einem* optischen Zugang gespeichert, und ein subthermischer Rubidium-Atomstrahl wurde aus der Falle erzeugt. Die Atomzahl in der gespeicherten Wolke und die Flussdichte des Atomstrahls wurden unter verschiedenen Bedingungen gemessen.

Zum optischen Kühlen und Speichern von ^{85}Rb -Atomen wurde das Licht einer Laserdiode verwendet, die mit der Frequenz $\nu_M \approx 2,93 \text{ GHz}$ über ihren Injektions-Strom moduliert wurde. Die erste obere Seitenband-Frequenz des modulierten Lasers wurde zum optischen Hyperfein-Rückpumpen verwendet, damit die Rubidium-Atome effektive Zwei-Niveau-Systeme bilden und kontinuierlich gekühlt werden können. Die Emissionsfrequenz der Laserdiode wurde durch optische Rückkopplung mit einem holographischen Sinusgitter stabilisiert und durchstimmt.

Unter Verwendung eines hohlen Pyramiden-Spiegels wurde die Strahlen-Konfiguration aus drei orthogonalen $\sigma^+ \leftrightarrow \sigma^-$ -Stehwellen mit einem einzigen breiten zirkular-polarisierten Lichtbündel realisiert. Durch ein Loch an der Spitze des Pyramiden-Spiegels wurde ein subthermischer Atomstrahl aus der Falle extrahiert. Mithilfe eines dielektrischen spiegelbeschichteten $\lambda/4$ -Plättchen, das in der Mitte ein kleines Loch hat, wurde ein hohles axial-rückläufiges Lichtbündel erzeugt, damit der Atomstrahl gut kollimiert wird. Der Atomstrahl kann durch einen gegenläufigen oder kreuzenden Lichtstrahl abgeschaltet werden, oder auch durch Schalten des Quadrupol-Magnetfeldes. Der Atomstrahl kann kontinuierlich oder gepulst betrieben werden.

Mit der Methode des Fluoreszenz-Nachweises wurden die Atomzahl in der Wolke und die im Anregungsbereich des Atomstrahls ermittelt. Sie wurden in Abhängigkeit von Verstimmung und Intensität des Kühllasers untersucht. Die maximale Zahl der in der Wolke gespeicherten Atome war ca. $5 \cdot 10^6$ Atome und die entsprechende Atomdichte $10^{10} \text{ Atome/cm}^3$. Die mittlere Geschwindigkeit des Atomstrahls lag unterhalb $v = 20 \text{ m/s}$. Die Teilchenflussdichte war beim kontinuierlichen Atomstrahl maximal $3 \cdot 10^8 \text{ Atome/cm}^2\text{s}$ und beim gepulsten maximal $7 \cdot 10^8 \text{ Atome/cm}^2\text{s}$.

Abstract

In this work, rubidium atoms with the mass number 85 were stored in a modified magneto-optical trap with only *a single* optical window, and a subthermal rubidium atomic beam was generated from the trap. The number of atoms in the stored cloud and the flux density of the atomic beam were measured under various conditions.

The laser diode modulated its injection current at the frequency $\nu_M \approx 2,93 \text{ GHz}$ was used to cool optically and trap ^{85}Rb -atoms. The first upper sideband frequency of the modulated laser was used for the optic hyperfine repumping, so that the rubidium atoms form effective two-level-systems and can be cooled continuously. The emission frequency of the laser diode was stabilized and tuned by optical feedback with a holographic diffraction grating.

By using a pyramidal hollow mirror, the radiation configuration from three orthogonal $\sigma^+ \leftrightarrow \sigma^-$ -standing waves was realized with a single circular polarized light bundle. A cold atomic beam is extracted from the trap through a hole at the apex of the pyramidal mirror. To collimate the atomic beam, the extraction column was produced by placing a retro-optic with a 1 mm hole at 2 cm from the trap center. The retro-optic is a quarter-wave plate of which a reflecting layer was coated on the back surface. The atomic beam can be tuned on and off by a counterpropagating or crossing light beam, or also by switching of the inhomogeneous magnetic field. The atomic beam can be driven continuously or in a pulsed mode.

The numbers of atoms in the cloud and in the detection region of the atomic beam were estimated by detecting the fluorescences. They were studied in dependence on the detuning and the intensity of the cooling laser. The maximum number of trapped atoms was $5 \cdot 10^6$ atoms and the corresponding atomic density $10^{10} \text{ atoms/cm}^3$. The mean velocity of the atomic beam was estimated to be $\sim 20 \text{ m/s}$. The maximum flux density was $3 \cdot 10^8 \text{ atoms/cm}^2\text{s}$ with the continuous atomic beam and $7 \cdot 10^8 \text{ atoms/cm}^2\text{s}$ with the pulsed.

Einleitung

Experimente mit Atomstrahlen [1] haben widersprüchliche Anforderungen im Hinblick auf Kollimation und Flussrate. Um die Kollimation eines Atomstrahls zu verbessern, kann seine thermische Geschwindigkeitsverteilung in den zwei Dimensionen senkrecht zur Strahlachse durch begrenzende Blenden reduziert werden. Seine Flussrate, d.h. Teilchenzahl je Zeiteinheit, wird aber dabei ebenfalls reduziert. Unter Verwendung der Lichtkräfte kann die Flussdichte, d.h. Teilchenzahl je Flächen- und Zeiteinheit, erhöht werden. Die thermische Bewegung der Atome kann durch Lichtkräfte so manipuliert werden, dass die Flussdichte des Atomstrahls dadurch verstärkt wird.

Einstein sagte in Jahre 1917 die Impulsübertragung bei Prozess der spontanen Emission voraus. Frisch demonstrierte in Jahre 1933 am Physikalischen Staatsinstitut Hamburg die Ablenkung eines Natrium-Atomstrahls durch Bestrahlung mit einer Natrium-Lampe [2]. Obwohl der Impuls eines Photons viel kleiner als der Impuls eines thermischen Atoms ist, kann der Prozess der Absorption und der spontanen Emission wegen der kurzen Lebensdauer (einige 10 ns) des angeregten Zustandes des Atoms sehr oft wiederholt werden. Die Bewegung des Atoms kann durch diese Prozesse, d.h. die Strahlungsdruckkraft, manipuliert werden. Die Laser-Kühlung von Atomen wurde für freie Atome von *Hänsch* und *Schawlow* [3], für gespeicherte Teilchen von *Wineland* und *Dehmelt* [4] vorgeschlagen und experimentell zuerst in Ionenfallen [5, 6] und später auch mit neutralen Atomen [7, 8, 9] realisiert.

Ein Atomstrahl kann durch einen senkrecht zur Strahlachse laufenden Lichtstrahl abgelenkt werden, und er kann durch Zeeman-Abbremsen [10], frequenzändernden Laserstrahl [11], breitbandiges [12] oder isotropes Licht [13] abgebremst und gekühlt werden. Der transversale Diffusionseffekt, der beim Abbremsen des Atomstrahls entsteht, kann durch zweidimensionale optische

Kühlung rückgängig gemacht werden [14, 15]. Die transversale Bewegung des Strahls kann durch magneto-optische Methode komprimiert werden [16, 17].

Die Atome können in intensiven Stehwellen im Bereich einer Wellenlänge lokalisiert und in drei dimensional Stehwellen wie ein Gitter lokalisiert werden [18, 19]. Die Atome können direkt aus einer Dampfzelle mit niedrigen Hintergrund-Dampfdruck bei Raumtemperatur in einer magneto-optischen Falle(MOT) gekühlt und gespeichert werden [20, 21]. Die im MOT gespeicherten Atome können aus dem Zentrum der Wolke bei Ungleichgewicht der Lichtkräfte in einer Richtung beschleunigt werden, wenn einer von sechs Lichtstrahlen ein Dunkelfeld in der Strahlachse hat. Damit kann ein subthermischer Atomstrahl aus dem MOT erzeugt werden [22].

Die subthermischen Atomstrahlen haben vielseitige Anwendungsmöglichkeiten: in der hochauflösenden Spektroskopie, beim Einsatz von Atomen als Frequenzstandard [23] und zur Untersuchung von Stoßprozessen kalter Atome [24]. Die Genauigkeit und die Stabilität des Frequenzstandards mit Cäsiumatomen können um 3 Größenordnungen, d.h. bis $\delta\nu/\nu \leq 10^{-16}$ [25], verbessert werden, wenn die Atome bis auf die Temperatur von einiger Mikrokkelvin lasergekühlt sind. Die längere Wechselwirkungszeit reduziert die Übergangslinienbreite. Die Atome im subthermischen Atomstrahl können durch Einkopplung der Atome in eine hohle optische Faser [26] über eine langen Strecke transportiert werden. Für Experimente mit Bose-Einstein-Kondensation [27] oder das Einfangen von radioaktiven Atomen [28, 29] braucht man ein System von zwei räumlich getrennten magneto-optischen Fallen für Fangen und Messung. Der subthermische Atomstrahl aus einem MOT kann dabei einfach und effizient als Quelle von sehr langsamen Atomen für den MOT eingesetzt werden [30].

In der Laserspektroskopie mit thermischen Atomstrahlen wird bei senkrechter Durchleuchtung die lineare Doppler-Verbreitung der Spektrallinien durch die thermische Bewegung von Atomen reduziert. Die natürliche Linienbreite eines optischen Übergangs, die wegen der kurzen Lebensdauer des angeregten Zustandes verursacht wird, kann beobachtet werden. Diese natürliche Linienbreite kann mit einer Raman-Resonanz durch Zwei-Photonenanregung im Λ -System, das aus zwei Grundzuständen und einem angeregten besteht, unterdrückt werden [18, 19, 31]. Die thermische Bewegung von Atomen im Atomstrahl bewirkt zwei wichtige Einschränkungen in der hochauflösenden Spektroskopie. Die eine ist die begrenzte Zeit Δt für die Wechselwirkung zwischen einer Messausrüstung und dem sich bewegenden Atom. Diese begrenzte

Messzeit reduziert die Genauigkeit ΔE für Energiemessung am Atom und die Spektrallinie ist dann verbreitert (Flugzeit-Verbreitung). Die andere entsteht von der relativistischen Zeitdifferenz zwischen den Bezugssystemen des Labors und des bewegten Atoms (quadratischer Doppler-Effekt). Diese Einschränkungen können in Experimenten mit gekühlten und gespeicherten Atomen unterdrückt werden.

In dieser Arbeit handelt es sich um die Erzeugung und Charakterisierung eines subthermischen Rubidium-Atomstrahls aus einem MOT mit nur einem Lichtstrahl. Die Arbeit ist im weiteren wie folgt gegliedert:

Zu Anfang werden einige Linienverbreitungen in der Laserspektroskopie und die Unterdrückungs-Methoden diskutiert. Die Messung der Hyperfein-Raman-Resonanz mit kompensiertem linearen Doppler-Effekt wurde mit einem thermischen Atomstrahl durchgeführt, und die beobachtete Flugzeitverbreiterungen wurden mit den Wechselwirkungszeiten verglichen. Der subthermische Atomstrahl ist für Reduzierung der Flugzeitbreite sehr nützlich.

In Kapitel 2 werden die Lichtkräfte quantentheoretisch beschrieben, und die Anwendungsbeispiele sind diskutiert. Die konventionelle magneto-optische Falle für Speicherung von neutralen Atomen wird prinzipiell beschrieben.

Im dritten Kapitel werden einige charakteristische Eigenschaften des $^{85}_{37}\text{Rb}$ -Atoms, das in dieser Arbeit verwendet wird, und die Fluoreszenz-Nachweismethode der Atome beschrieben. Mit dem hyperfein-optischen Rückpumpen verhält sich das $^{85}_{37}\text{Rb}$ -Atom wie ein Zwei-Niveau-System für die Speicherung im MOT.

In Kapitel 4 werden eine modifizierte magneto-optische Falle(MOT), die unter der Verwendung eines *hohlen Pyramidenspiegels* mit einem Lichtstrahl betrieben wird, und ein sehr langsamer intensiver Atomstrahl, der aus der Falle erzeugt wird, beschrieben. Drei verschiedene Erzeugungs- und Abschaltungsmethoden des Atomstrahls werden diskutiert.

Das fünfte Kapitel ist dem experimentellen Aufbau eines subthermischen Rubidium-Atomstrahls gewidmet, der die sehr langsamen freien Atome aus einem magneto-optischem Falle mit einem Lichtstrahl erzeugt. Der hohle Pyramiden-Spiegel verteilt das Licht auf die drei orthogonalen Strahlenpaare für die dreidimensionale optische Melasse. Der Diodenlaser für die Kühlung der Atome ist strommoduliert, damit eine Seitenband-Frequenz des modulierten Lichtes für das hyperfein-optische Rückpumpen verwendet werden kann.

Der experimentelle Aufbau für Injektions-Strom-Modulation des Diodenlasers wird beschrieben, dessen Wellenlänge mit einem holographischen Sinusgitter stabilisiert ist. Der gesamte experimentelle Aufbau des Atomstrahls wird schematisch dargestellt. Die magneto-optische Falle besteht aus einem dielektrischen hohlen Pyramiden-Spiegel, zwei spiegelbeschichteten $\lambda/4$ -Plättchen, einem Quadrupol-Magnetfeld und einer Rubidium-Dampfzelle.

Die Diagnostik der Atomzahl in der Wolke und des Atomflusses im Strahl wird in Kapitel 6 beschrieben. Durch Messung der Lichtleistung der Fluoreszenz wird die Anzahl der Atome ermittelt, die durch einen resonanten Anregungslichtstrahl angeregt werden.

In Kapitel 7 werden die experimentellen Ergebnisse mit der magneto-optischen Falle mit einem Lichtstrahl und mit dem subthermischen Atomstrahl aus dem MOT dargestellt und diskutiert. Die Ergebnisse werden durch eine Ratengleichungs-Modell angepasst, und die Flussdichte des Atomstrahls und dessen mittlere longitudinale Geschwindigkeit werden berechnet.

Kapitel 1

Motivation

Die Wechselwirkung von Licht und freien Atomen ist durch die Resonanzen geprägt. Diese „Linien“, die Hauptquelle atomphysikalischer Kennlinien, zeigen mehrere Arten von unerwünschten Verbreitungen. Die Spektroskopie mit Hilfe von Laser-Lichtbündeln erlaubt es auf verschiedene Weise, die Ursachen dieser Verbreitungen zu vermeiden oder zu umgehen.

Durch die Laserspektroskopie an kollimierten Atomstrahlen, die sich senkrecht zum Lichtstrahl ausbreiten, lässt sich die Doppler-Breite eliminieren, und die natürliche Linienbreite kann beobachtet werden. Der lineare Doppler-Effekt kann andererseits mit der Methode der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie völlig unterdrückt werden. Die natürliche Linienbreite eines optischen Übergangs kann verschwinden, wenn ein Atom auf einem Λ -förmigen Drei-Niveau-System durch Raman-Resonanz-Anregung mit dem Laser-Licht wechselwirkt. Die Flugzeitbreite kann durch Einsatz eines subthermischen Atomstrahls stark reduziert werden.

1.1 Unterdrückung der Doppler-Verbreitung

Die Resonanzabsorptionsfrequenz ω_{abs} eines Atoms, das sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, lautet nach dem relativistischen Energiesatz

$$\omega_{abs} \approx \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} - \omega_0 \frac{v^2}{2c^2} + \omega_0 \frac{\hbar\omega_0}{2mc^2} , \quad (1.1)$$

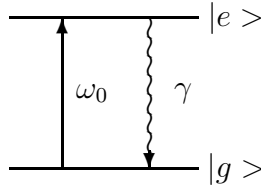


Abbildung 1.1: Energie-Diagramm eines Zwei-Niveau-Systems mit der Zerfallsrate γ des angeregten Zustandes.

wobei ω_0 die Eigenfrequenz des ruhenden Atoms, \vec{k} der Wellenvektor eines absorbierten Photons, c die Lichtgeschwindigkeit, $\hbar = h/2\pi$ das Plancksche Wirkungsquantum und m die Ruhemasse des Atoms sind. Das Energie-Diagramm des Atoms ist in Abbildung 1.1 schematisch dargestellt. Der zweite Term $\vec{k} \cdot \vec{v}$ ($\equiv \omega_D$) stellt den linearen Doppler-Effekt dar, und der dritte beschreibt den quadratischen Doppler-Effekt. Der letzte Term wird durch den Photonenrückstoß verursacht [32].

Bei der Laserspektroskopie an kollimierten Atomstrahlen lässt sich die Doppler-Breite von Absorptionslinien um Größenordnungen reduzieren, und in Atomstrahlen geringer Dichte lassen sich stoßfreie Atome untersuchen. Wenn ein kollimierter Atomstrahl von einem monochromatischen Laserstrahl senkrecht gekreuzt wird, ist die Doppler-Breite der Absorptionslinie von der transversalen Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Atomstrahl abhängig. Die Doppler-Breite $\delta\varpi_D$ der Absorptionslinie ergibt sich dann zu

$$\delta\varpi_D = 2k\bar{v}_l \sin \varepsilon , \quad (1.2)$$

wobei $\sin \varepsilon \simeq b/2l$ das Kollimationsverhältnis des Atomstrahls, und \bar{v}_l die mittlere longitudinale Geschwindigkeit des Atomstrahls sind. Dabei ist b die Breite der Kollimationsblende, und l der Abstand zwischen der Öffnung des Ofens und der Kollimationsblende. Die longitudinale Geschwindigkeit \bar{v}_l lautet

$$\bar{v}_l = \frac{3}{4}\sqrt{\pi}\sqrt{2k_B T/m} , \quad (1.3)$$

wobei k_B die Boltzmannsche Konstante, und T die Ofentemperatur des Atomstrahls sind [1].

Der lineare Doppler-Effekt kann bei der Absorptions-Spektroskopie eines Zwei-Niveau-Systems auch mit der Methode einer dopplerfreien Sättigungs-Spektroskopie völlig kompensiert werden, wenn die beiden absorbierten Photonen $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2$ entgegengerichtete Wellenvektoren ($\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$) haben [33, 34].

1.2 Unterdrückung der natürlichen Ein-Photon-Linienbreite

Wenn ein Atom nach der Absorption eines Photons vom Zustand $|g\rangle$ nach dem Zustand $|e\rangle$ angeregt wird, wird es im Mittel nach seiner Lebensdauer $\tau = 1/\gamma$ spontan emittiert. Die Absorptionslinie ist wegen der Lebensdauer um die Resonanzkreisfrequenz ω_0 des Atoms verbreitert und hat ein Lorentz-Profil

$$L(\omega, \omega_0) = \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (1.4)$$

wobei ω die Kreisfrequenz des Lichtes ist. Die volle Halbwertbreite des Profils heißt natürliche Linienbreite und ergibt sich zu

$$\delta_n = \gamma. \quad (1.5)$$

Die natürliche Linienbreite lässt sich völlig unterdrücken, wenn ein Atom auf einem Λ -förmigen Drei-Niveau-System, also auf einer ‘‘Raman-Resonanz’’, angeregt und dabei der angeregte Zustand nicht besetzt wird. Ein Λ -System, das z.B. in Abbildung 1.2 dargestellt ist, besteht aus zwei Grundzuständen $|1\rangle$, $|2\rangle$ und einem angeregten Zustand $|3\rangle$. Da die Wechselwirkung der Lichtfelder mit dem Atom über die Kohärenzen ρ_{ij} der dazu jeweils resonanten Übergänge $|i\rangle \Rightarrow |j\rangle$ erfolgt, kann die Anregung der Raman-Resonanz in den durchtretenden Lichtfeldern beobachtet werden [18, 19]. Um die Nachweisempfindlichkeit zu verbessern, wird das Pumplicht mit einem optischen Modulator bei der Kreisfrequenz ω_m phasenmoduliert [35, 36].

Die Spektren der Raman-Resonanz im abgestrahlten Lichtfeld werden mit den Lösungen von optischen Blochgleichungen berechnet. Die Dichtmatrix ρ wurde von Schubert u.a. [37] für ein Ion berechnet, das in einer Radiofrequenz-Falle oszilliert und mit unmoduliertem Licht angeregt wird, und für Rubidium-Atome in der Dissertation von Hoffmann [31] ausführlich beschrieben.

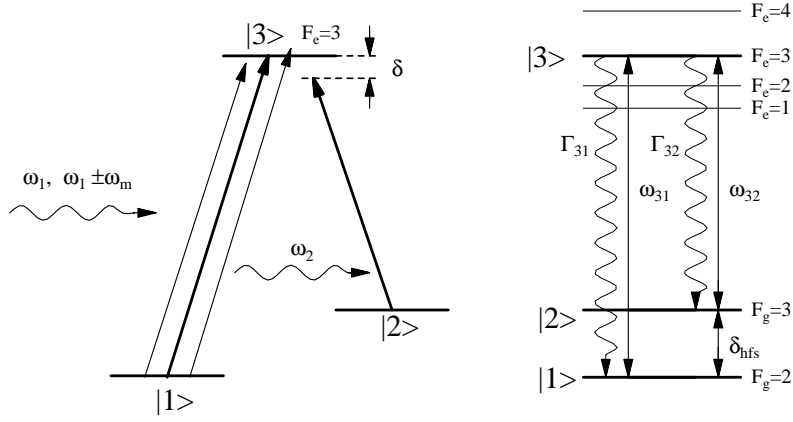


Abbildung 1.2: Hyperfeinaufspaltung des ^{85}Rb -Atoms und Raman-Resonanz eines Λ -Systems: Das Probelicht ω_1 ist mit der Frequenz ω_m phasenmoduliert und das Pumplicht ω_2 wird durchstimmt.

Der lineare Doppler-Effekt lautet bei Zwei-Photonen-Spektroskopie $\omega_D = \vec{k}_1 \cdot \vec{v} - \vec{k}_2 \cdot \vec{v}$, wobei \vec{k}_1 , \vec{k}_2 die Wellenvektoren der Pump- und Probelichten und \vec{v} die Geschwindigkeit des Atoms sind. Wenn die Pump- und Probelicht mit $|\vec{k}_1| \approx |\vec{k}_2|$ parallel laufen, lässt sich die lineare Doppler-Breite fast vollständig unterdrücken. Wenn die Pump- und Probelicht antiparallel laufen, ist die Doppler-Breite ω_D dann $2\vec{k}_1 \cdot \vec{v}$ mit $k_1 \approx k_2$.

1.3 Messung der Raman-Resonanz mit einem Rubidium-Atomstrahl

Die Abbildung 1.3 zeigt den experimentellen Aufbau für die Messung der Raman-Resonanz mit einem Rubidium-Atomstrahl [31], wobei der lineare Doppler-Effekt mit kollinearen Lichtstrahlen kompensiert wird. Die mittlere longitudinale Geschwindigkeit des Atomstrahls beträgt $\bar{v}_{long} = 385 \text{ m/s}$ bei dessen Ofentemperatur $T = 160^\circ\text{C}$. Seine transversale Doppler-Breite liegt nach der Gleichung (1.2) bei $\delta\omega_D \approx 2\pi \cdot 4,7 \text{ MHz} (\approx 0,80\Gamma)$, wobei das Kollimationsverhältnis des Atomstrahls $\varepsilon = 4,72 \cdot 10^{-3}$ beträgt und die Wellenlänge des Lichtes $\lambda = 780,46 \text{ nm}$ ist. Ferner ist $\Gamma = 2\pi \cdot 5,89 \text{ MHz}$ die gesamte Zerfallsrate des angeregten Zustandes $|3\rangle$, und es gilt $\Gamma = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ mit $\Gamma_{31} = 42/94,5 \cdot \Gamma$ und $\Gamma_{32} = 52,5/94,5 \cdot \Gamma$.

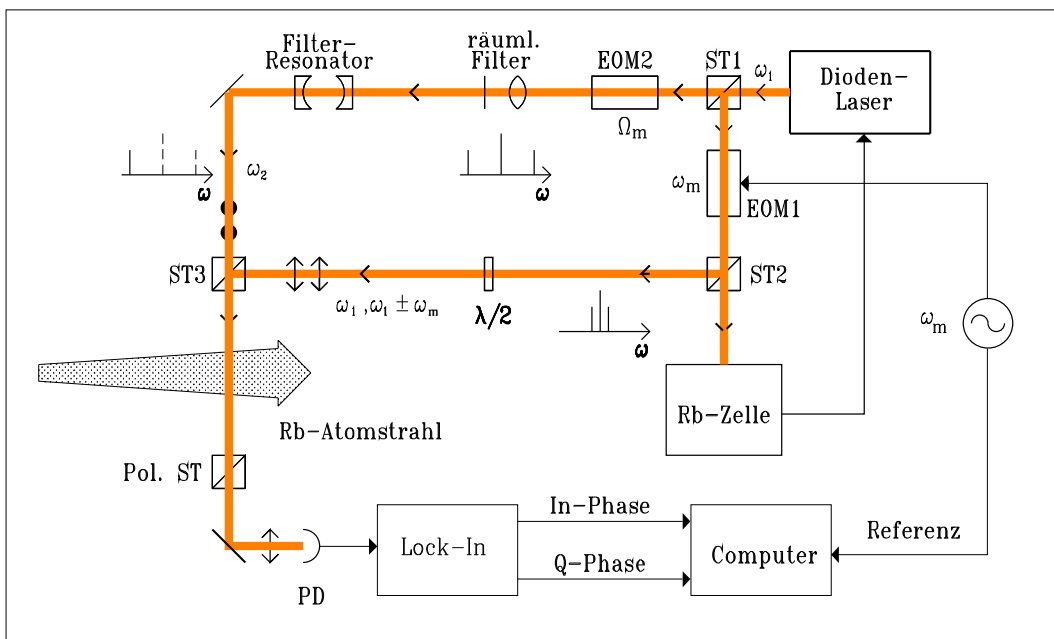


Abbildung 1.3: Experimenteller Aufbau für die Messung der Raman-Resonanz mit dem kompensierten Doppler-Effekt.

Die Kreisfrequenz ω_1 des Diodenlasers ist mit dopplerfreier Sättigungsspektroskopie bei der Resonanz-Frequenz ω_{31} des Übergangs $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, d.h. $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$, stabilisiert (s. Abbildung 1.2). Der Lichtstrahl ist mit einem Strahlteiler ST1 in zwei Lichtstrahlen geteilt: Der eine Lichtstrahl wird mit einem optischen Modulator EOM1 bei der Modulationsfrequenz $\omega_m/2\pi = 1,5 \text{ MHz}$ phasenmoduliert ($\omega_1, \omega_1 \pm \omega_m$), und der andere wird mit einem optischen Modulator EOM2 bei der Kreisfrequenz $\Omega_m \approx \delta_{hfs}$ ($\delta_{hfs} = \omega_{31} - \omega_{32}$) phasenmoduliert, und nur die erste untere Seitenbandfrequenz $\omega_2 = \omega_1 - \Omega_m$ des modulierten Lichtes wird durch einen Filter-Resonator durchgelassen. Das durchtretende Licht mit der Kreisfrequenz ω_2 wird durch Änderung der Modulationsfrequenz Ω_m durchstimmt.

Der phasenmodulierte Lichtstrahl $\omega_1, \omega_1 \pm \omega_m$ ist horizontal in der Papierebene linear-polarisiert und mit \leftrightarrow im Bild gekennzeichnet. Das Laser-Licht mit der Kreisfrequenz ω_2 ist senkrecht zur Papierebene linear-polarisiert und mit \bullet im Bild gekennzeichnet. Die beiden Lichtstrahlen sind räumlich mit einem Strahlteiler ST3 übereinandergelegt, so dass sie parallel laufen. Die beide Lichtstrahlen kreuzen den Atomstrahl senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung. Hinter der Wechselwirkungszone wird das Licht mit einer Photodiode nach-

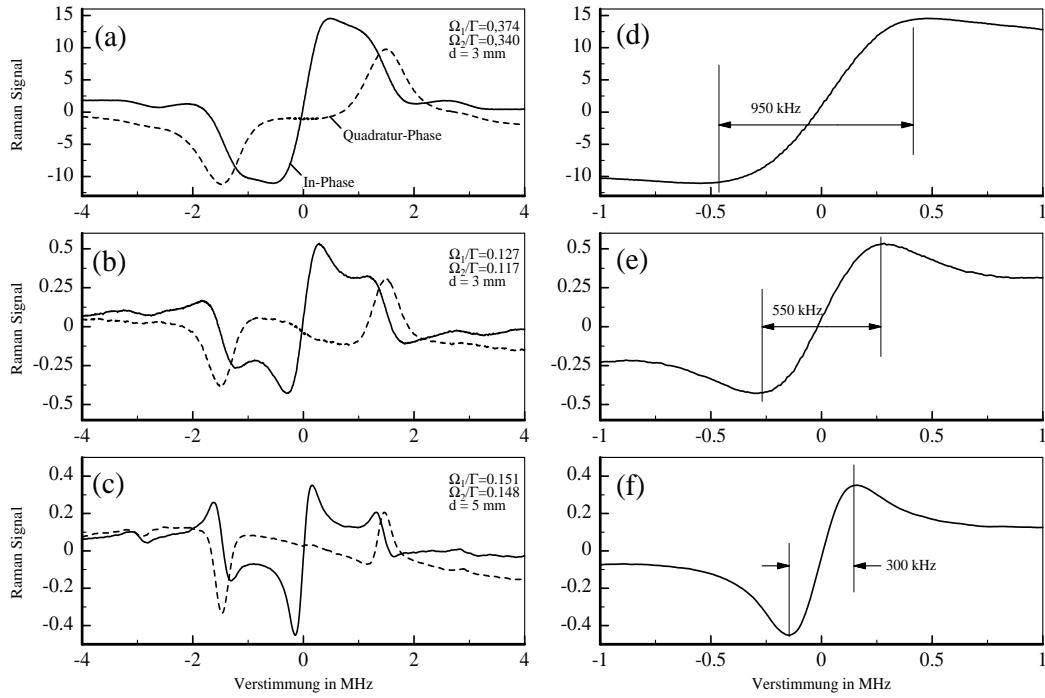


Abbildung 1.4: Spektren der Modulation des Raman-Signals: Ω_1, Ω_2 sind Rabifrequenzen und d ist der Durchmesser der Lichtstrahlen. In den rechten Kurven sind die In-Phase-Signale der linken Kurven im Verstimmungsbereich zwischen -1 MHz und 1 MHz dargestellt.

gewiesen. Durch einen drehbaren Analysator, der vor der Photodiode steht, wird entweder der modulierte Lichtstrahl (Modulations-Änderungs-Messung) oder der nichtmodulierte (Modulations-Transfer-Messung) durchgelassen. Die ausführliche Beschreibung der Messanordnung wurde von Hoffmann [31] gegeben.

Abbildung 1.4 zeigt die Modulation des Raman-Signals in Abhängigkeit von der Verstimmung $\delta = \omega_2 - \omega_{32}$ des nichtmodulierten Lichtes ω_2 von der Resonanzfrequenz ω_{32} des Übergangs $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Die Messkurve besteht aus In-Phase- und Quadratur-Phase-Komponenten, die ebenfalls die Dispersion und die Absorption der Raman-Resonanz beschreiben. Durch Anregungen mit zwei parallel laufenden Laserstrahlen ω_1, ω_2 lassen sich die natürliche Breite der Resonanz und die Doppler-Breite unterdrücken. Das Bild (a) in Abbildung 1.4, dessen Daten mit dem Strahldurchmesser $d=3$ mm und den Rabifrequenzen

$\Omega_1/2\pi = 2,2 \text{ MHz}$ und $\Omega_2/2\pi = 2,0 \text{ MHz}$ des Anregungslichtstrahls gemessen wurden, zeigt die Linienbreite 950 kHz. Beim oberem rechtem Bild (d) in Abbildung 1.4 ist die dispersive Kurve im Verstimmungs-Bereich von -1 MHz bis $+1 \text{ MHz}$ dargestellt. Es gelten für die Rabifrequenzen

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= \mu_{13}E_1/\hbar \\ \Omega_2 &= \mu_{23}E_2/\hbar ,\end{aligned}\tag{1.6}$$

wobei μ_{13} und μ_{23} die Dipolmatrixelemente, E_1, E_2 die elektrische Feldstärke der Lichtstrahlen in der Wechselwirkungszone sind. In den mittleren Bildern (b) und (e) in Abbildung 1.4 sind die Raman-Signalen bei den Rabifrequenzen $\Omega_1/2\pi = 0,75 \text{ MHz}$ und $\Omega_2/2\pi = 0,69 \text{ MHz}$ dargestellt, und die Linienbreite liegt bei 550 kHz.

Bei Abschwächung der Lichtintensitäten wird die Linienbreite des Raman-Resonanz-Signals durch Reduzierung der Sättigungsverbreitung schmaler. Wenn die Strahlbreiten der Laser vergrößert werden, wird die Wechselwirkungszeit zwischen den Atomen im Atomstrahl und den Lichtstrahlen länger. Die Flugzeitbreite wird dabei reduziert und die Linienbreite des Raman-Resonanz-Signals wird dann reduziert. In den unteren Bildern (c) und (f) in Abbildung 1.4 sind die Raman-Signale bei den Rabifrequenzen $\Omega_1/2\pi = 0,89 \text{ MHz}$, $\Omega_2/2\pi = 0,87 \text{ MHz}$ und bei dem Strahldurchmesser $d = 5 \text{ mm}$ dargestellt. Hier ist die Linienbreite bis auf 300 kHz reduziert.

1.4 Unterdrückung der Flugzeit-Verbreitung

Die Linienbreite der Raman-Resonanz ist bei kleinen Intensitäten der Laser dann wesentlich von der Flugzeit $T = d/v$ abhängig, d.h. von der Wechselwirkungszeit des Atoms mit dem Laserstrahl. Um die Flugzeit-Verbreitung zu vermindern, muss entweder die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} der Atome reduziert oder die Wechselwirkungslänge d vergrößert werden.

1. Die *Wechselwirkungslänge* kann durch Aufweitung der Laserstrahlen vergrößert werden. Die Flugzeitbreite ergibt sich aus der Wechselwirkungszeit zu 120 kHz für den Strahldurchmesser $d = 3 \text{ mm}$, und zu 70 kHz für $d = 5 \text{ mm}$, wobei die mittlere longitudinale Geschwindigkeit des Atomstrahls $\bar{v}_{long} = 385 \text{ m/s}$ beträgt.

2. Die *Wechselwirkungszeit* mit den Laserstrahlen kann für die Atome in einer Dampfzelle wegen häufigen Zusammenstöße mit Puffergasatomen dramatisch steigern, wenn Edelgas in der Dampfzelle als Puffergas dient. Die Linienbreite der Raman-Resonanz wurde bei einem Experiment mit dem Cäsiumatom bis auf 42 Hz reduziert [38]. Bei einem Experiment mit einer Rubidium-Dampfzelle wurde die Linienbreite bis auf 10 kHz reduziert [39].

3. Die *thermische Bewegung der Atome* kann durch optische Kräfte manipuliert und gekühlt werden: (i) Atome im thermischen Atomstrahl können mit einem Zeeman-Abbremsler abgebremst oder gestoppt werden [40, 11]. (ii) Die Geschwindigkeiten der Atome werden durch optische Kühlung reduziert [7]. (iii) Atome werden in einer magneto-optische Falle gespeichert [20], und sind damit für lange Wechselwirkungszeiten verfügbar. (iv) Ein sehr langsamer und intensiver Atomstrahl kann erzeugt werden, indem die in einer magneto-optischen Falle gespeicherten Atome mit einem Laserstrahl leicht beschleunigt werden [22]. Bei der Messung an einem sehr langsamen Atomstrahl mit $\bar{v}_{long} = 10\text{ m/s}$ kann die Flugzeitbreite der Hfs-Raman-Resonanz beim Strahldurchmesser $d = 5\text{ mm}$ bis auf 2kHz reduziert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein stoßfreier und subthermischer Rubidium-Atomstrahl aus einer modifizierten magneto-optischen Falle erzeugt, die unter Verwendung eines hohlen Pyramiden-Spiegels mit nur *einem* eintretenden Lichtstrahl betrieben wird. Als Lichtquelle für die Falle wurde ein über seinen Injektions-Strom modulierter Diodenlaser verwendet, damit seine Trägerfrequenz zum Kühlen von Atomen verwendbar ist und eine Seitenband-Frequenz zum hyperfein-optischen Rückpumpen.

Kapitel 2

Lichtkräfte

In diesem Kapitel werden die Grundlagen und Anwendungen der Lichtkräfte beschrieben. Durch diese Kräfte wird die thermische Bewegung von Atomen manipuliert. Ein thermischer Atomstrahl kann abgebremst, gekühlt und abgelenkt werden. Neutrale Atome können in „optischen Melassen“ gekühlt und in einer magneto-optischen Falle eingefangen werden.

2.1 Grundlagen

Wenn ein Atom in Wechselwirkung mit einem resonanten oder naheresonanten Licht steht, ändern sich sowohl seine inneren elektronischen Zustände (Energiezustände) als auch sein äußerer Zustand (Impuls). Wenn das Atom im Grundzustand $|g, \vec{p}_g\rangle$ ein Photon (Lichtquant) mit der Energie $\hbar\omega$ und dem Impuls $\hbar\vec{k}$ absorbiert, geht es in den angeregten Zustand $|e, \vec{p}_g + \hbar\vec{k}\rangle$ über. Ein Zustand $|\alpha, \vec{p}_\alpha\rangle$ bedeutet, dass das Atom die innere Energie E_α und den Impuls \vec{p}_α hat. Das Atom speichert die Energie $\hbar\omega$ des Photons durch Anregung seines inneren Energiezustandes, und der Impuls des Atoms ändert sich um $\hbar\vec{k}$ durch einen Photonenrückstoß. Das Atom im angeregten Zustand $|e, \vec{p}_g + \hbar\vec{k}\rangle$ wird im Mittel nach der natürlichen Lebensdauer $\tau = 1/\Gamma$ des angeregten Zustandes ein Photon $\hbar\omega$ mit dem Impuls $\hbar\vec{k}'$ spontan emittieren, und in den Grundzustand $|g, \vec{p}_g + \hbar\vec{k} - \hbar\vec{k}'\rangle$ übergehen. Das Atom im angeregten Zustand $|e, \vec{p}_g + \hbar\vec{k}\rangle$

geht in den Grundzustand $|g, \vec{p}_g + \hbar(\vec{k} - \vec{k}'')\rangle$ bei einer induzierten Emission durch ein Photon des Impulses $\hbar\vec{k}''$ über.

Im folgenden wird die Wechselwirkung von einem Atom und einer laufenden ebenen Lichtwelle betrachtet, die den Wellenvektor \vec{k} hat. Nach einem Zyklus von einer Absorption und induzierten Emission gibt es keine Impulsänderung des Atoms, weil seine Impulsänderung durch eine induzierten Emission und der Photonenrückstoß bei einer Absorption gleich sind. Nach n Zyklen von Absorptionen und *spontanen* Emissionen erfährt das Atom die Impulsänderung

$$\Delta\vec{p} = n\hbar\vec{k} - \hbar \sum_{j=1}^n \vec{k}'_j \approx n\hbar\vec{k}. \quad (2.1)$$

Der zweite Term ist dabei vernachlässigbar, weil die spontanen emittierten Photonen über alle Raumrichtungen zufällig (isotrop) verteilt sind.

Die Streurrate Γ_{sc} für Absorptionen und spontanen Emissionen, d.h. die Anzahl der Zyklen pro Zeiteinheit, lautet nach der Störungsrechnung

$$\Gamma_{sc} \equiv \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4((\delta_L + \omega_D)/\Gamma)^2}, \quad (2.2)$$

wobei der Sättigungsparameter $S_0 \equiv I/I_S$ das Verhältnis der Lichtintensität I zur Sättigungsintensität $I_s = \pi\hbar c/3\lambda^3\tau$ ist. Hier ist $\delta_L \equiv \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung des Lichtes gegen die Resonanz-Kreisfrequenz ω_0 des Atoms, wobei ω_L die Kreisfrequenz des Lichtes ist. Die Doppler-Verschiebung des sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegendes Atoms ist $\omega_D \equiv -\vec{k} \cdot \vec{v}$.

Jeder Zyklus von Absorption und spontaner Emission verändert den Impuls des Atoms um $\hbar\vec{k}$ und dauert im Mittel Γ_{sc}^{-1} . Die mittlere Lichtkraft, die ein Atom durch Absorption und spontane Emission erfährt, wird abgeschätzt durch

$$\vec{F} = \frac{\text{Impulsänderung}}{\text{Zeit}} = \hbar\vec{k}\Gamma_{sc} = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4((\delta_L + \omega_D)/\Gamma)^2}. \quad (2.3)$$

Diese Kraft ist von *Ashkin* herleitet und als Strahlungsdruckkraft bekannt [41].

2.2 Theorie

2.2.1 Hamiltonoperator

Der gesamte Hamiltonoperator eines Atoms, das sich im Resonanz-Lichtfeld befindet, besteht aus drei Teilen [42]:

$$H = H_A + H_R + V, \quad (2.4)$$

wobei H_A der Hamiltonoperator des Atoms, H_R der Hamiltonoperator des Strahlungsfeldes und V die Atom-Feld-Wechselwirkung sind. Für das Atom als Zwei-Niveau-System (s. Abb. 1.1) gilt

$$H_A = \frac{\vec{P}^2}{2m} + \hbar\omega_0|e\rangle\langle e|, \quad (2.5)$$

wobei ω_0 die Resonanz-Frequenz des Atoms, $|e\rangle$ sein angeregter Zustand und m seine Masse sind. Der Hamiltonoperator H_R des Strahlungsfeldes lautet

$$H_R = \sum_{\lambda} \hbar\omega_{\lambda} a_{\lambda}^{\dagger} a_{\lambda}, \quad (2.6)$$

wobei a_{λ}^{\dagger} , a_{λ} und ω_{λ} der Erzeugungs-, der Vernichtungsoperator und die Frequenz für ein Photon in der Mode λ sind. Für monochromatisches Laserlicht gilt dann $H_R = \hbar\omega_L a_L^{\dagger} a_L$.

Im speziellen Fall wird eine in der z-Richtung laufende ebene Welle betrachtet, die mit dem Polarisationsvektor \vec{e}_x linear polarisiert ist. Für das elektrische Lichtfeld mit $E(\vec{R}, t) = E_0(X) \cos(kZ - \omega_L t)$ gilt

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{1}{2} \vec{e}_x E_0(X) e^{i(kZ - \omega_L t)} + h.c. = \vec{e}_x (\mathcal{E}_L(\vec{R}) e^{-i\omega_L t} + h.c.) \quad (2.7)$$

mit $\mathcal{E}_L(\vec{R}) = \frac{1}{2} E_0(X) e^{ikZ}$ und $\vec{R} = (X, Y, Z)$. Für das mit dem Lichtfeld \vec{E} wechselwirkende elektrische Dipolmoment $e\vec{\xi}$ erhält man die Wechselwirkungsenergie: $V = -e\vec{\xi} \cdot \vec{E}(\vec{R}, t)$, wobei e die Elementarladung ist und $\vec{\xi}$

der Vektor von der positiven Ladung (Kern des Atoms) zu der negativen Ladung (Elektron). Nach der Dipol- und der Drehwellennäherung lautet der Atom-Feld-Wechselwirkungs-Operator V

$$V = -d \cdot \mathcal{E}_L(\vec{r}) e^{-i\omega_L t} \sigma^+ + h.c. = -\frac{1}{2} \hbar \Omega(x) (\sigma^+(t) e^{ikz} + h.c.) , \quad (2.8)$$

wobei $d = \langle e | e \vec{\xi} | g \rangle \cdot \vec{\epsilon}_x$ das Dipolmatrixelement, $\sigma^+ = |e\rangle\langle g|$ die Pauli-Spinmatrix mit $\sigma^+(t) = e^{-i\omega_L t} \sigma^+$, und $\Omega = dE_0/\hbar$ die Rabi-Frequenz sind. Dabei wird vorausgesetzt, dass ein Atom am Ort $\vec{r} = (x, y, z)$ lokalisiert ist, d.h. die Ortsunschärfe $|\partial\vec{r}|$ ist viel kleiner als die Wellenlänge λ des Lichtes.

2.2.2 Mittlere Lichtkräfte

In der Heisenbergschen Darstellung sind die Operatoren zeitabhängig, und ihre Bewegungsgleichung lautet

$$\frac{dO}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [O, H] . \quad (2.9)$$

Die Kraft ist halbklassisch definiert durch

$$\vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\vec{P}, H] = -\nabla H = -\nabla V , \quad (2.10)$$

wobei der Impulsoperator \vec{P} dem Operator $-i\hbar\nabla$ entspricht. Der Erwartungswert $\langle \sigma^+(t) \rangle$ des Operators $\sigma^+(t)$ zu einem gemischten Zustand $|\psi(t)\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_e(t)|e\rangle$ lautet

$$\begin{aligned} \langle \sigma^+(t) \rangle_\psi &= \langle \psi | e^{-i\omega_L t} e \rangle \langle g | \psi \rangle = \langle g | \psi \rangle \langle \psi | e \rangle e^{-i\omega_L t} \\ &\equiv \rho_{ge}(t) e^{-i\omega_L t} \equiv \tilde{\rho}_{ge}(t), \end{aligned} \quad (2.11)$$

wobei $\rho_{ge} = c_g c_e^*$ ein dimensionsloses komplexes Dipolmoment ist. Dann kann man den Erwartungswert $\vec{f}(\vec{r})$ des Operators \vec{F} berechnen:

$$\begin{aligned} \vec{f}(\vec{r}) &= \langle \vec{F} \rangle_\psi = \langle -\nabla V \rangle_\psi = \frac{1}{2} \hbar \nabla \Omega(x) (\tilde{\rho}_{ge} e^{ikz} + h.c.) \\ &= \frac{1}{2} \hbar \Omega(x) \nabla (\tilde{\rho}_{ge} e^{ikz} + h.c.) + \frac{1}{2} (\tilde{\rho}_{ge} e^{ikz} + h.c.) \hbar \nabla \Omega(x) . \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die mittlere Kraft $\vec{f}(\vec{r})$ besteht aus zwei Termen [43]: Der erste Term, die „Strahlungsdruckkraft“, ist proportional zum Gradienten der Phase und entspricht der spontanen Emission,

$$\begin{aligned}\vec{f}_{sc}(\vec{r}, \vec{v}) &= \frac{1}{2} \hbar \vec{k} \Omega(x) (i \tilde{\rho}_{ge} e^{ikz} + h.c.) = -\hbar \vec{k} \Omega(x) \text{Im}(\tilde{\rho}_{ge} e^{ikz}) \\ &= \hbar \vec{k} \Gamma \rho_{ee} \equiv \hbar \vec{k} \Gamma_{sc} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta/\Gamma)^2},\end{aligned}\quad (2.13)$$

mit $S_0 = 2(\Omega/\Gamma)^2 = I/I_{sat}$ und $\delta = \omega_L - \omega_0 - \vec{k}\vec{v}$.

Der zweite Term, die „Dipolkraft“, ist proportional zum Gradienten der Rabi-Frequenz Ω und entspricht der kohärenten Umverteilung der Photonen durch stimulierte Emission. Weil die mittlere Dipolkraft f_{dip} als negativer Gradient eines Potentials U_{dip} dargestellt werden kann, lauten die Dipolkraft und das Dipolpotential [44]

$$\begin{aligned}\vec{f}_{dip}(\vec{r}, \vec{v}) &\equiv \text{Re}(\tilde{\rho}_{ge} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}) \nabla dE_0(\vec{r}) = -\frac{\hbar\delta/2}{1 + S_0 + 4(\delta/\Gamma)^2} \nabla S_0 \\ &= -\nabla \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + S_0 + 4(\delta/\Gamma)^2) = -\nabla U(\vec{r}),\end{aligned}\quad (2.14)$$

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + S_0 + 4(\delta/\Gamma)^2). \quad (2.15)$$

Diese Dipolkraft hat dispersive Form als Funktion der Verstimmung δ des Lichtes und wirkt auf Atome im Gaußschen Lichtstrahl in der radialen Richtung, die bei der negativen Verstimmung ($\delta < 0$) nach innen zur Strahlachse hin und bei der positiven nach außen zeigt. Für eine stehende Welle mit $\delta < 0$ werden Atome in den Bäuchen eingefangen, weil dort Potential-Minima auftreten. Die Dipolkraft f_{dip} ist bei großer Verstimmung $\delta \gg \Gamma$ und großer Rabi-Frequenz $\Omega \gg \Gamma$ größer als die Strahlungsdruckkraft f_{sc} , wobei Γ die natürliche Linienbreite ist.

Die Abbildung 2.1 zeigt die Dipol- und Strahlungsdruckkraft, die auf ein Atom im Fokus eines blau-verstimmten nach rechts laufenden Gauß-Strahls ausgeübt werden.

Diffusion

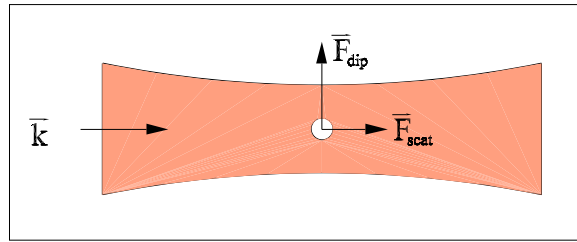


Abbildung 2.1: Dipol- und Strahlungsdruckkraft, die auf ein Atom im Fokus eines blau-verstimmten laufenden Gauß-Strahls ausgeübt werden [32].

Wegen der Zufälligkeit der spontanen Emission fluktuiert die Strahlungsdruckkraft. Aus der Gleichung (2.13) erhält man die Anzahl $q(t)$ der spontanen Emissions-Prozesse bei der Wechselwirkungsdauer t

$$q(t) = t\Gamma_{sc} = t \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta/\Gamma)^2} . \quad (2.16)$$

Wie bei der Brownscher Bewegung kann man die Verbreiterung $\langle \delta v(t)^2 \rangle$ der Geschwindigkeiten durch die spontanen Emissionen erhalten [45]:

$$\langle \delta v(t)^2 \rangle = 2Dt = v_r^2 q = v_r^2 \Delta q^2 , \quad (2.17)$$

wobei $v_r = \hbar k/m$ die Rückstoßgeschwindigkeit eines Atoms mit Masse m ist. Dann lautet die Diffusionskonstante

$$D = \frac{1}{2} v_r^2 \frac{q}{t} = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m^2} \cdot \Gamma_{sc} . \quad (2.18)$$

2.3 Anwendungen der Lichtkräfte

2.3.1 Manipulationen von Atomstrahlen

Ablenkung

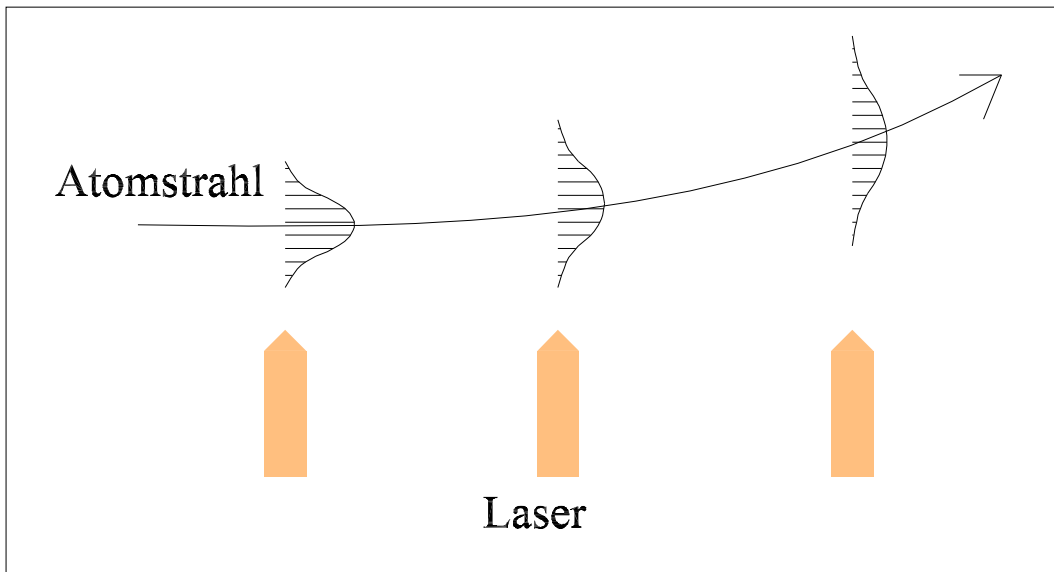


Abbildung 2.2: Ablenkung und Verbreiterung eines Atomstrahls durch Strahlungsdruckkraft und Diffusion [45]

Frisch hat am Physikalischen Staatsinstitut Hamburg schon im Jahre 1933 nachgewiesen, dass ein kollimierter Na-Atomstrahl durch Bestrahlung einer Na-Lampe abgelenkt wird [2]. Abbildung 2.2 zeigt schematisch die Ablenkung eines Atomstrahls durch laufende Lichtbündel. Wenn ein Lichtstrahl einen kollimierten Atomstrahl kreuzt, erfahren die Atome im Atomstrahl die Strahlungsdruckkraft \vec{f}_{sc} und werden dadurch abgelenkt. Diese Kraft ist bei resonantem Licht ($\delta = 0$) am größten. Wegen der Fluktuationen der spontanen Emissionen verbreitert sich die transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls.

Ein kollimierter Atomstrahl wird symmetrisch abgelenkt, wenn der Atomstrahl eine resonante intensive Stehwelle kreuzt [46]. Die Kombination von Absorption und stimulierter Emission durch die gegenläufigen Wellen ω_+ und ω_- verursacht eine Netto-Ablenkung des Atomstrahls. Das Ausmaß der Ablenkung ist von der Intensität des Lasers abhängig.

Fokussierung

Bei dem rot-verstimmten Laser ist die radiale Dipol-Potentialenergie $U(r)$ negativ und Atome im Lichtbündel erfahren die zum Gebiet der stärkeren Intensität anziehende Kraft. Ein Atomstrahl kann durch die transversale Dipolkraft

fokussiert werden, wenn ein rot-verstimmter intensiver Laser und der Atomstrahl parallel oder antiparallel laufen [47].

Abbremsung

Die Atome in einem kollimierten Atomstrahl werden durch die Strahlungsdruckkraft f_{sc} abgebremst, wenn ein Laserstrahl dem Atomstrahl entgegenreißt. Ein Atom im Atomstrahl erfährt dann eine von seiner Geschwindigkeit \vec{v} abhängige Reibungskraft:

$$f(\vec{v}) = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\omega_L - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 / \Gamma^2} . \quad (2.19)$$

Um den Atomstrahl synchron mit der zeitlich ändernden Geschwindigkeit $v(t)$ abzubremsen, muss entweder die Laserfrequenz ω_L verstimmte [11, 48] oder die doppler-verschobene Absorptionsfrequenz $\omega'_0(t) = \omega_0 + kv(t)$ entsprechend verändert werden [10, 40, 49, 50]. Die Änderung von ω'_0 kann mit dem zirkularen polarisierten Laser durch die Zeeman-Verschiebung in einem räumlich veränderlichen Magnetfeld B kompensiert werden, wenn die Bedingung $\omega_L \approx \omega_0 + kv - \mu_B B / \hbar$ gilt, wobei μ_B das Bohrsche Magneton ist. Diese Anordnung nennt man „Zeeman-Abbremsung“.

2.3.2 Doppler-Kühlung

Die Doppler-Kühlung wurde für freie Atome von *Hänsch* und *Schawlow* [3], für gespeicherte Teilchen von *Wineland* und *Dehmelt* [4] vorgeschlagen. Die experimentelle Realisierung dieser Doppler-Kühlung gelang zuerst in Ionenfallen [5, 6] und spät auch mit neutralen Atomen [7, 8, 9]. Die Strahlungsdruckkraft f_{sc} , die auf ein sich in der schwachen Stehwelle bewegendes Atom (ein Zwei-Niveau-System) wirkt, lautet

$$\begin{aligned} f(v) &= -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta - kv)^2 / \Gamma^2} + \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta + kv)^2 / \Gamma^2} \\ &= f^- + f^+ , \end{aligned} \quad (2.20)$$

wobei $\delta = \omega_L - \omega_0$ ist.

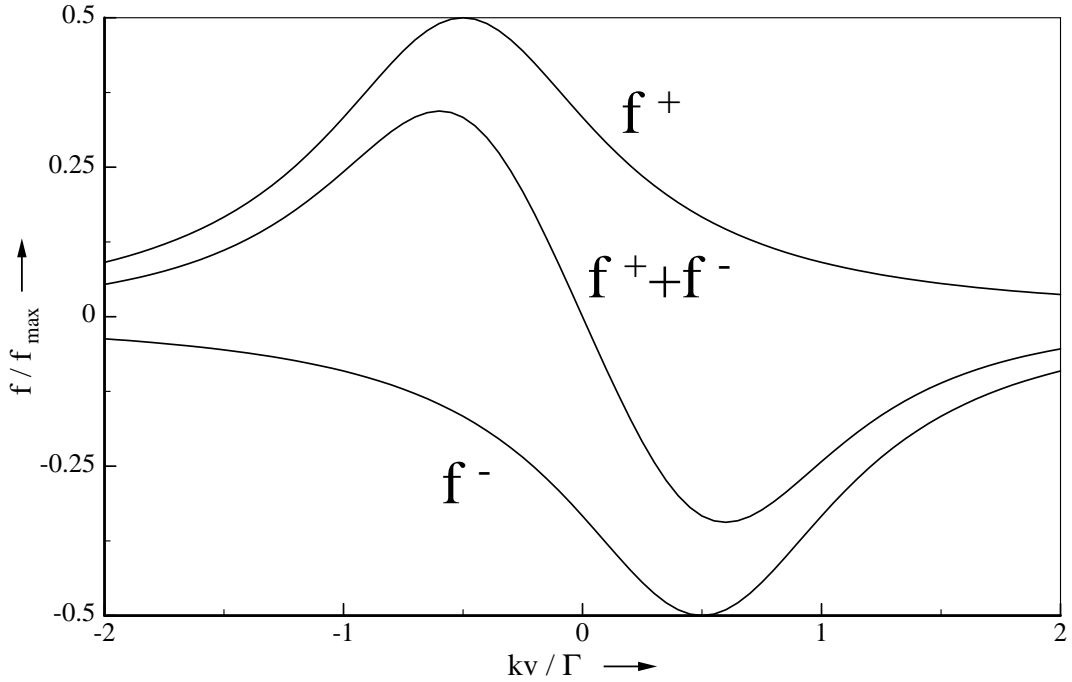


Abbildung 2.3: Strahlungsdruckkraft in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v des Atoms bei $S_0 = 1$ und $\delta = -\Gamma/2$, wobei $f_{\max} = \hbar k\Gamma/2$ ist.

Abbildung 2.3 zeigt diese Strahlungsdruckkraft in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit v des Atoms bei $S_0 = 1$ und $\delta = -\Gamma/2$, wobei $f_{\max} = \hbar k\Gamma/2$ ist. Wegen des Doppler-Effekts absorbiert das bewegende Atom mehr Photonen aus der gegenläufigen Lichtwelle als aus der mitlaufenden, wenn die Laserfrequenz ω_L gegen seine Resonanzfrequenz ω_0 rotverstimmt ($\omega_L < \omega_0$) ist. Das Atom in der Stehwelle erfährt eine Reibungskraft. Wenn sich die Atome in einem Lichtfeld bewegen, wo drei rotverstimnte Stehwellen orthogonal zueinander stehen, erfolgt die Abbremsung isotrop. Eine solche Anordnung nennt man „optische Melasse“ [7, 51]. Die tiefste Temperatur T_D , die mit Berücksichtigung der Konkurrenz zwischen Doppler-Kühlung und Diffusions-Aufheizung durch die Zufälligkeit der spontanen Emission für das Atom als Zwei-Niveau-System erreicht werden kann, ist gegeben [45, 52, 53] durch

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2} . \quad (2.21)$$

Im Jahre 1988 wurde eine Temperatur von Natrium-Atome beobachtet, die deutlich niedriger ist als die theoretische tiefste Temperatur $T_D = 240 \mu K$ der Doppler-Kühlung [51]. Diese Temperatur unterhalb des Doppler-Limits wurde schließlich erklärt [54, 55].

2.3.3 Speicherung von neutralen Atomen

Magnetostatische Falle

Die magnetostatische Falle ist zum Speichern von Atomen mit Hyperfeinstruktur und von Neutronen von Paul u.a. entwickelt [56, 57]. Ein neutrales Atom mit einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ kann im inhomogenen Magnetfeld \vec{B} eingefangen werden. Die Kraft ergibt sich aus der Wechselwirkungs-Energie $V_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ zwischen einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ und einem inhomogenen Magnetfeld \vec{B} zu

$$\vec{F}_{mag} = -\nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) = -\vec{\mu} \cdot \nabla \vec{B} . \quad (2.22)$$

Die spinpolarisierten neutralen Atome, die durch den Zeeman-Abbremsler gekühlt und gestoppt wurden, können in einer magnetischen Quadrupol-Falle eingefangen werden [8]. Die Quadrupol-Falle besteht aus zwei gleichen Spulen mit gegenläufigen Strömen und hat ein einziges Zentrum, wo das Magnetfeld verschwindet. Dieser Umstand kann zu nichtadiabatischen Übergängen und Verlust von Atomen führen.

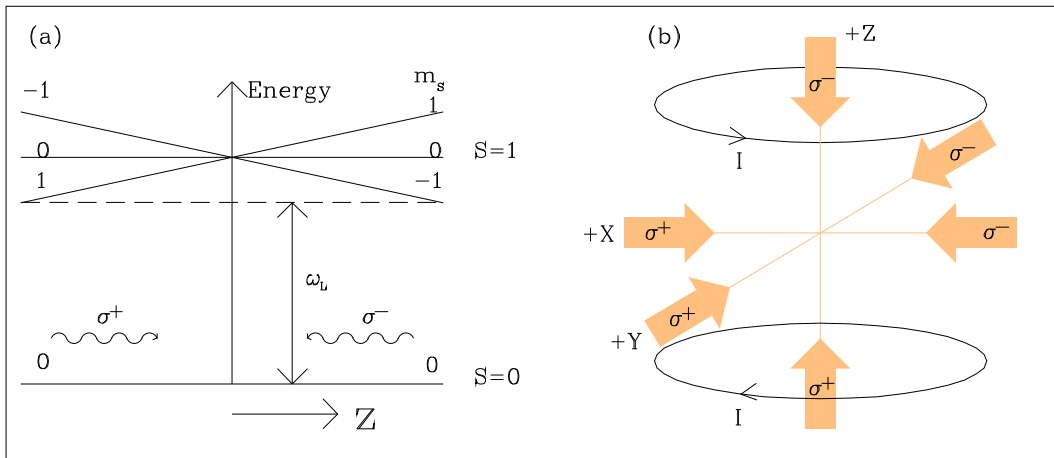


Abbildung 2.4: (a) Schema der Zeeman-aufgespaltenen Energie-Niveaus eines Atoms mit dem Spin $S=0$ im Grundzustand und dem Spin $S=1$ im angeregten Zustand in einem Magnetfeld $B_z(z) = bz$ (b) Einfangs-Schema in der magneto-optischen Falle [20].

Optische Falle

Die in der optischen Melasse gestoppten und gekühlten Atome können durch die Dipol-Kraft mit einem stark fokussierten Gaußschen Laserstrahl „optisch“ gespeichert werden [58]. In einer Stehwelle ändert sich die Lichtintensität von Null im Knoten zum Maximum im Bauch im Abstand vom $\lambda/4$, und ein neutrales Atom erfährt dann ein periodisches Potential, wenn der Lichtstrahl von der Resonanz des Atoms verstimmt ist. Atome können im Bereich der einer halben Wellenlänge in zwei und drei Dimensionen eingefangen werden; die Lokalisierung der eingefangenen Atome ist als optisches Gitter bekannt [18, 19].

Magneto-Optische Falle(MOT)

Um die thermischen Atome in der magnetostatischen oder optischen Falle zu speichern, müssen die Atome vorher gekühlt werden, weil die Potentiale dieser Fallen nicht genug tief sind. Die magneto-optische Falle (MOT:magneto-optical trap) ist eine Kombination von optischer Melasse und magnetischer Quadrupol-Falle [20, 59, 60]. Die Atome können direkt und effizient aus dem Dampf bei Raumtemperatur gekühlt und eingefangen werden. Der Apparat für diese Falle erfordert einen kleinen Rezipienten, weil keine Vorkühlung der Atome durch Abbremsung mit einem Zeeman-Abbremsers benötigt wird [21].

Abbildung 2.4 (a) zeigt die zeeman-aufgespaltenen Energie-Niveaus eines Atoms, das den Grundzustand $|g, S = 0\rangle(m_S = 0)$ und den angeregten Zustand $|e, S = 1\rangle(m_S = -1, 0, 1)$ hat, in einem inhomogenen schwachen Magnetfeld. Hier bedeutet S die Spinzahl des Atoms. In Abbildung 2.4 (b) wird eine schematische Anordnung für die magneto-optische Falle dargestellt: Die drei zirkularpolarisierten Lichtstrahlenpaare kreuzen orthogonal zueinander, und jedes Lichtstrahlenpaar ist relativ zur Strahlungsachse links- und rechts-zirkular polarisiert ($\sigma^+ \leftrightarrow \sigma^-$).

Die Strahlungsdruckkraft eines Atoms in der Falle wird erst in einer Dimension betrachtet. Ein Atom mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = (0, 0, v_z)$ erfährt im Ort $\vec{r} = (0, 0, z)$ eine spontane Lichtkraft

$$\begin{aligned} f_z(z, v_z) &= f_z^\uparrow(z, v_z) + f_z^\downarrow(z, v_z) \\ &= \frac{\hbar k \Gamma}{2} \left(\frac{S_0^\uparrow}{1 + S_0^\uparrow + 4\Delta_+^2/\Gamma^2} - \frac{S_0^\downarrow}{1 + S_0^\downarrow + 4\Delta_-^2/\Gamma^2} \right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

mit $S_0^{\uparrow\downarrow} = I^{\uparrow\downarrow}/I_{sat}$, $\Delta_\pm = \omega_L - \omega_0 \mp (kv_z + \mu_B B_z(z)/\hbar)$. Dabei sind I^\uparrow und I^\downarrow jeweils die Intensitäten der nach oben und nach unten laufenden Lichtstrahlen. Hier wird angenommen, dass I^\uparrow fast gleich I^\downarrow ist ($I = I^\uparrow \approx I^\downarrow$).

Diese Lichtkraft ist nicht nur von der Geschwindigkeit \vec{v} des Atoms, sondern auch von seinem Ort \vec{r} abhängig. Die sich bewegenden Atome werden in der dreidimensionalen optischen Melasse aus drei orthogonalen $\sigma^+ \leftrightarrow \sigma^-$ -Stehwellen gekühlt, wenn der Laser unterhalb der Resonanzfrequenz ω_0 verstimmt ist ($\omega_L < \omega_0$).

In Abbildung 2.5 ist die Strahlungsdruckkraft $f_z(z, v_z = 0)$ in Abhängigkeit von der Position z des Atoms mit $v_z = 0$ dargestellt, wobei die Verstimmung des Lichtes $\delta/\Gamma = -2$, die Sättigungsparameter $S^- = S^+ = 2$, und das Magnetfeld $B = bz$ mit $b = 10 \text{ G/cm}$ sind. Die Atome, die in der Überlappungszone der Lichtstrahlen gestoppt sind, werden durch die ortsabhängige konservative Lichtkraft zum Ort verschoben, wo das Magnetfeld verschwindet. In der magneto-optischen Falle können Atome gekühlt und eingefangen werden.

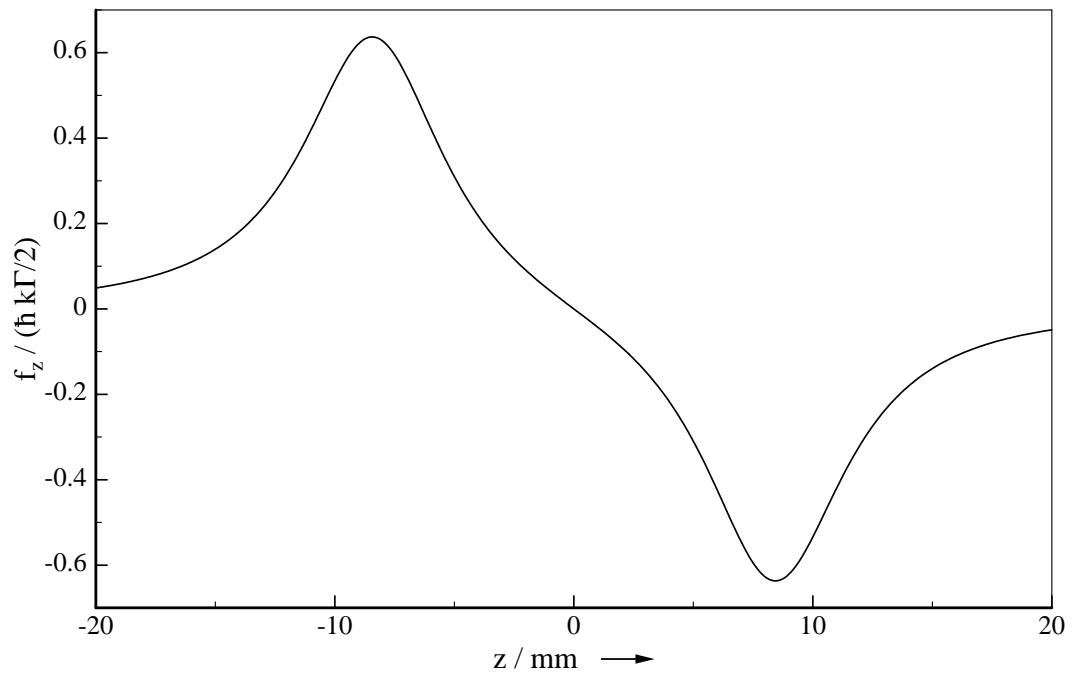


Abbildung 2.5: Strahlungsdruckkraft $f_z(z, v_z = 0)$ in der z -Achse in Abhängigkeit von der Position z des Atoms mit $v_z = 0$ bei der Verstimmung $\delta/\Gamma = -2$ des Lichtes, dem Sättigungsparameter $S^- = S^+ = 2$ und dem Magnetfeld $B = bz$ mit $b = 10 \text{ G/cm}$.

Kapitel 3

Speicherung und Kühlung von Rubidium-Atomen

In diesem Kapitel werden einige charakteristische Eigenschaften des $^{85}_{37}\text{Rb}$ -Atoms und die Fluoreszenz-Nachweis-Methode der Atome beschrieben. Abbildung 3.1 zeigt die Hyperfein-Aufspaltungen der zwei Niveaus $5^2S_{1/2}$, $5^2P_{3/2}$ eines Rubidium-Atoms. Der Grundzustand $5^2S_{1/2}$ hat Hyperfeinstruktur(Hfs)-Aufspaltungen mit den Quantenzahlen $F_g = 2, 3$ des Gesamtdrehimpulses $\vec{F}_g = \vec{J}_g + \vec{I}_K$, wobei $\vec{J}_g = 1/2$ und $\vec{I}_K = 5/2$ die Drehimpulse der Elektronen und des Kerns sind. Der angeregte Zustand $5^2P_{3/2}$ mit $J_e = 3/2$ hat Hfs-Aufspaltungen mit den Quantenzahlen $F_e = 1, 2, 3, 4$. Die Lebensdauer τ des angeregten Zustandes $5^2P_{3/2}$ beträgt $\tau = 27 \text{ ns}$ [15], und entspricht der natürlichen Linienbreite mit $\Gamma = 2\pi \cdot 5,9 \text{ MHz}$.

3.1 Erzeugung von effektivem Zweiniveausystem

Das im Zustand $F_e = 4$ angeregte Atom kann im allgemein nicht nach dem Zustand $F_g = 2$ übergehen, weil dieser Übergang optisch verboten ist. Der Übergang $F_g = 3 \leftrightarrow F_e = 4$ dient für die optische Kühlung der Atome. Um ein sich bewegendes Atom kontinuierlich optisch zu kühlen, soll die Frequenz des Kühllasers mit dieser Übergangslinie nahe-resonant sein. Für das Atom,

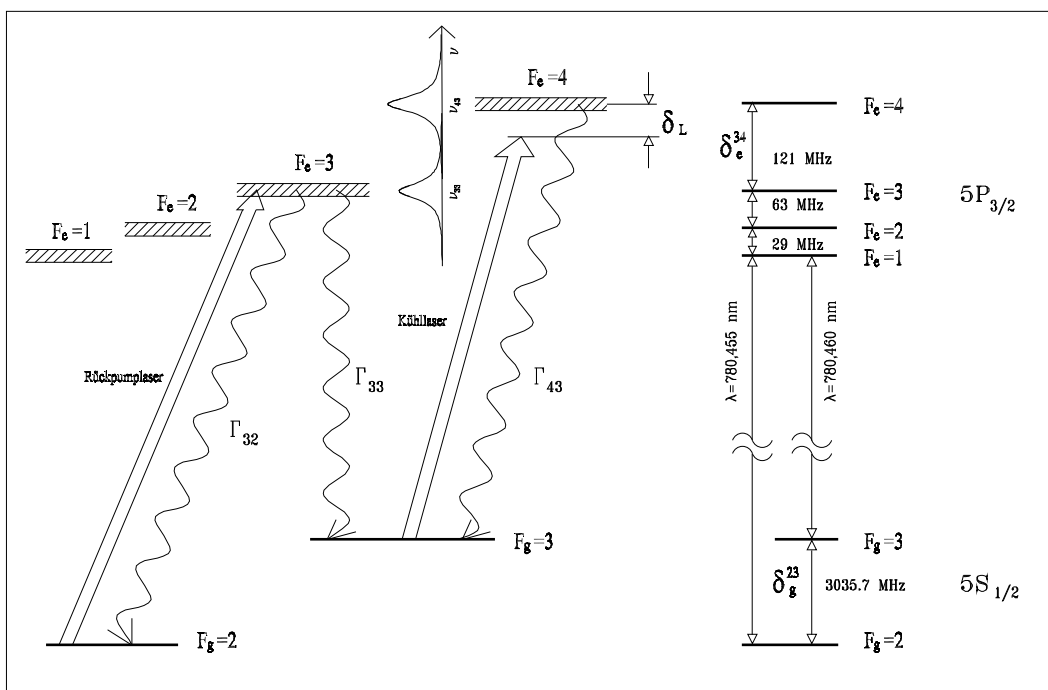


Abbildung 3.1: Hyperfeinaufspaltung der D2-Linie $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ des $^{85}_{37}\text{Rb}$ -Atoms

dessen Resonanzlinie ein Zwei-Niveau-System bildet, ist solche Voraussetzung immer erfüllt.

Es ist möglich, dass das Atom im Linienflügel von dem Zustand $F_g = 3$ nach dem Zustand $F_g = 2$ optisch gepumpt wird. Weil die Atome im Zustand $F_g = 2$ mit dem Kühl-Laser nicht mehr resonant sind, müssen diese Atome im Zustand $F_g = 2$ durch Anregung mit einem Rückpump-Laser, der auf die Linie von $F_g = 2 \leftrightarrow F_e = 3$ abgestimmt ist, wieder nach dem Grundzustand $F_g = 3$ zurückgepumpt werden. Dann ist näherungsweise zyklische Anregung der Atome gewährleistet.

Aus den stationären Lösungen der Bewegungsgleichungen für die Dichtmatrizen des Zwei-Niveau-Systems aus $|i\rangle, |j\rangle$ erhält man die Besetzung Π_{ij}^e des angeregten Zustandes $F_e = j$ [61, 62]

$$\Pi_{ij}^e = \frac{1}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta_{ij}/\Gamma)^2}, \quad (3.1)$$

wobei $S_0 = I/I_{sat}$ der Sättigungsparameter, und δ_{ij} ($= \omega_L - \omega_{ij}$) die Verstimmung des Kühllichtes ω_L gegen die Resonanzfrequenz ω_{ij} des Übergangs $F_g = i \leftrightarrow F_e = j$ sind. Das Besetzungs-Verhältnis zwischen den Zuständen $|F_e = 3\rangle$ und $|F_e = 4\rangle$ bei Wechselwirkung mit dem Kühl-Laser lautet

$$\Pi_{33}^e/\Pi_{34}^e = \frac{1 + S_0 + 4(\delta_{34}/\Gamma)^2}{1 + S_0 + 4(\delta_{33}/\Gamma)^2} \cdot \frac{2F_e + 1}{2F_g + 1}, \quad (3.2)$$

wobei die Entartungen $2F + 1$ der Zustände berücksichtigt sind. Für $S_0 = 1$ und $\delta_{34} = -2\Gamma$ ist der Besetzungs-Verhältnis dann $\Pi_{33}^e/\Pi_{34}^e \approx 98,4$. Hier ist $\delta_{33} = +18,5\Gamma$. Die Wahrscheinlichkeit $P_{o.P.}$ für das optische Pumpen vom Zustand $F_g = 3$ nach dem Zustand $F_g = 2$ ist

$$P_{o.P.} = \frac{\Pi_{33}^e}{\Pi_{33}^e + \Pi_{34}^e} \cdot \frac{\Gamma_{32}}{\Gamma_{32} + \Gamma_{33}} \approx \frac{1}{1 + 98,4} \cdot \frac{42}{42 + 52,5} = 4,5 \cdot 10^{-3}. \quad (3.3)$$

Ein Übergang durch das optische Pumpen findet pro 222 Anregungen der Resonanzfluoreszenz mit Kühlung statt. Das optische Rückpumpen ist für kontinuierliche Anregung und Kühlung erforderlich.

3.2 Speicherung von $^{85}_{37}\text{Rb}$ -Atomen

Die Frequenz ω_L des durchstimmbaren Kühl-Lasers ist etwa zwei natürlichen Linienbreiten unterhalb der Übergangslinie ω_0 von $F_g = 3 \leftrightarrow F_e = 4$ verstimmt: Die Verstimmung δ_L des Kühl-Lasers gegen die Resonanzlinie ω_0 ist

$$\delta_L = \omega_L - \omega_0 \approx 2\Gamma/2\pi, \quad (3.4)$$

wobei ω_L die Kreisfrequenz des Kühl-Lasers ist. Die Rabi-Frequenz Ω im Lichtfeld der Intensität I ist

$$\Omega = \Gamma\sqrt{I/2I_s}. \quad (3.5)$$

Die Sättigungsintensität beträgt dabei $I_s = 1,6 \text{ mW/cm}^2$ für den Übergang $|5S_{1/2}, F_g = 3, m_F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F_e = 4, m_F = 4\rangle$ bei ^{85}Rb -Atom [15].

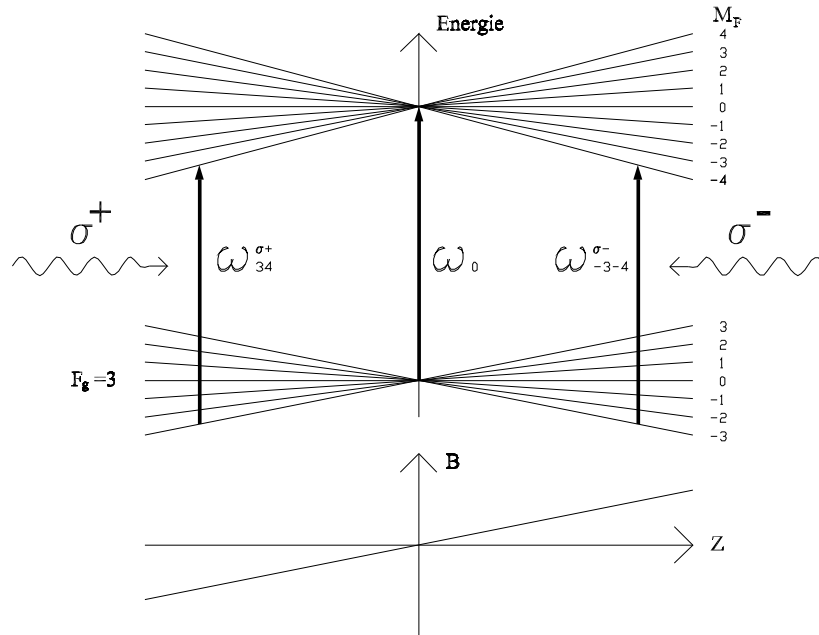


Abbildung 3.2: Zeeman-Aufspaltung des Grundzustandes $|F_g = 3, J = 1/2\rangle$ und des angeregten Zustandes $|F_e = 4, J = 3/2\rangle$ im schwachen Magnetfeld mit $B_z(z) = bz$: ω_{-3-4} ist die Resonanzfrequenz für den Übergang $|F_g = 3, m_F = -3\rangle \rightarrow |F_e = 4, m_F = -4\rangle$.

3.3 Zeeman-Aufspaltungen

Wenn sich das ^{85}Rb -Atom mit dem Übergang $F_g = 3 \leftrightarrow F_e = 4$ im schwachen Magnetfeld befindet, führt die Wechselwirkung zur Zeeman-Aufspaltung und Aufhebung der $(2F+1)$ -fachen Entartungen der Hfs-Niveaus (s. Abbildung 3.2). Die Energie-Verschiebung des Zustands $|F, m_F\rangle$ durch Hyperfein-Aufspaltung im Magnetfeld B beträgt im schwachen Feld

$$\Delta E_{m_F, \text{schwach}}^{\text{Hfs}} = g_F \mu_B B m_F \quad (3.6)$$

mit dem g-Faktor g_F für die Hyperfeinstruktur

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I_K(I_K+1)}{2F(F+1)} - g_K \frac{\mu_K}{\mu_B} \frac{F(F+1) + I_K(I_K+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} . \quad (3.7)$$

Hier sind μ_B und μ_K die Bohr- und Kernmagnetonen.

Die Verschiebung $\delta_B(z)$ durch Zeeman-Effekt der Resonanz-Kreisfrequenz ω_0 lautet im Magnetfeld B für den Übergang vom Zustand $|F_g = 3, m_F\rangle$ nach dem Zustand $|F_e = 4, m'_F\rangle$

$$\delta_B^{m_F \rightarrow m'_F}(z) = \frac{\mu_B B}{\hbar} (g_{F_e=4} \cdot m'_F - g_{F_g=3} \cdot m_F) , \quad (3.8)$$

wobei $g_{F_e=4} = 0,4995$, $g_{F_g=3} = 0,3327$ sind und die Auswahlregel $\Delta m = m'_F - m_F = -1, 0, 1$ jeweils für σ^- , π , σ^+ -polarisiertes Licht gelten soll. Die Kreisfrequenz-Verschiebung δ_B ist für den Übergang vom $|F_g = 3, m_F = -3\rangle$ nach $|F_e = 4, m'_F = -4\rangle$, der als ω_{-3-4}^- in Abbildung 3.2 bezeichnet ist,

$$\delta_B(B)/\Gamma = -0,238 \cdot \frac{B}{\text{Gau\ss}} . \quad (3.9)$$

Die Absorptionsfrequenz eines Atoms, das sich mit Geschwindigkeit $v \ll c$ bewegt, wird nach dem linearen Doppler-Effekt verschoben: $\omega' \approx \omega_0 + \vec{k}\vec{v}$. Die Doppler-Verschiebung für ein ^{85}Rb -Atom ist

$$kv/\Gamma \approx 0,218 \cdot \frac{v}{\text{m/s}} . \quad (3.10)$$

3.4 Fluoreszenz-Nachweis

Wenn ein ^{85}Rb -Atom mit einem Lichtstrahl, dessen Frequenz auf den absorbierenden Übergang $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ abgestimmt ist, bestrahlt wird, emittiert

es *ein* Fluoreszenzphoton pro *einen* absorbierten Photon. Die in aller Raumrichtungen gestreute gesamte Leistung pro Atom p_{Fl} ist gleich der Energie der Fluoreszenzphotonen pro Zeiteinheit [62, 63]

$$p_{Fl} = \hbar\omega_0\Pi^e/\tau = \hbar\omega_0\frac{\Gamma}{2}\frac{S_0}{1 + S_0 + 4(\delta_L/\Gamma)^2}, \quad (3.11)$$

wobei ω_0 die Frequenz des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, Π^e die Besetzung des angeregten Zustandes $F_e = 4$ und $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung des Lasers gegen die Resonanzfrequenz sind. Die maximale Fluoreszenz-Leistung eines ^{85}Rb -Atoms ist bei großem Sättigungsparameter $S_0 \gg 1$ dann $p_{Fl}^{\max} \approx 5,5 \text{ pW}$. Aus der Messung der Leistung des Fluoreszenzlichtes kann man die Anzahl der Atome ermitteln, die sich im Anregungsbereich befinden.

Kapitel 4

MOT mit *einem* Lichtstrahl und subthermischer Atomstrahl

In diesem Kapitel wird eine modifizierte magneto-optische Falle(MOT) beschrieben, die unter der Verwendung eines hohlen Pyramidenspiegels mit *einem* Lichtstrahl betrieben wird, sowie ein sehr langsamer intensiver Atomstrahl, der aus der Falle erzeugt wird.

4.1 MOT mit dem Pyramiden-Spiegel

Die magneto-optische Falle entspricht dem Schema in Abbildung 2.4. Sie besteht aus einer Dampf-Zelle, einem Quadrupol-Magnetfeld und drei orthogonal gegenläufigen Lichtstrahlenpaaren. Die gegenläufigen Lichtstrahlen sollen links- und rechtszirkular relativ zur Ausbreitungsachse polarisiert sein.

Ein Lichtstrahl ist *linkszirkular*(σ^+) relativ zur *Ausbreitungsrichtung* polarisiert, d.h. seine Drehung verläuft entgegen dem Uhrzeigersinn, wenn ein Beobachter in den ankommenden Lichtstrahl blickt [64]. Man sagt auch, dass ein solcher Lichtstrahl positive Helizität hat¹. Wenn ein laufender Lichtstrahl mit

¹Die Helizität H ist in Teilchenphysik als normiertes Produkt aus Spin \vec{s} und Impuls \vec{p} : $H = \vec{s} \cdot \vec{p}/(|s| \cdot |p|)$ definiert. Teilchen mit Spin in Bewegungsrichtung haben $H = +1$ und sind rechtshändig, Teilchen mit Spin entgegen der Bewegungsrichtung haben $H = -1$ und sind linkshändig.

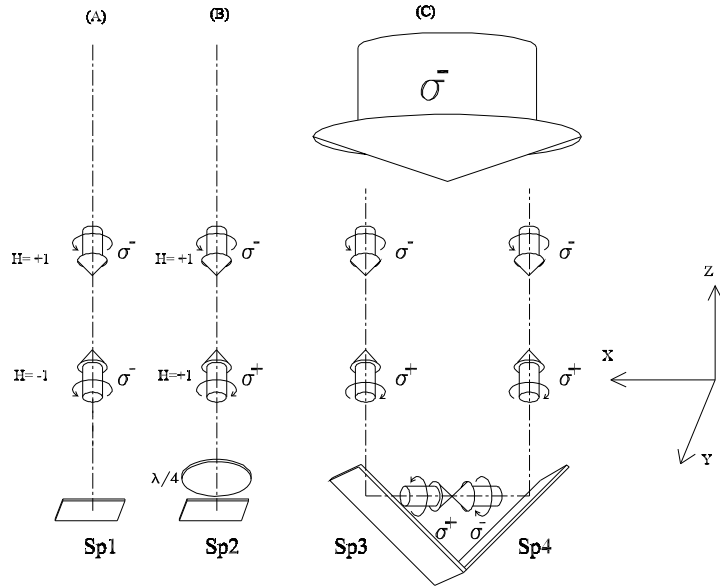


Abbildung 4.1: Helizitäts- und Polarisationsänderungen der zirkular-polarisierten Lichten. Der einfallende Lichtstrahl ist zur z-Achse rechtszirkular (σ^-) polarisiert.

$H = +1$ von einem Spiegel reflektiert wird, ändert sich das Vorzeichen seiner Helizität wegen Erhaltung des Spins, d.h. $H = -1$ (s. Abb. 4.1(A)). Der einfallende Lichtstrahl und der reflektierte sind zur *Ausbreitungsachse* jeweils rechtszirkular (σ^-) polarisiert, deren positive Richtung die Ausbreitungsrichtung des reflektierten Lichtes zeigt. Wenn ein $\lambda/4$ -Plättchen vor dem Spiegel eingesetzt wird, bleibt die Helizität des reflektierten Lichtstrahl erhalten und ist aber zur z-Achse linkszirkular (σ^+) polarisiert (s. Abb. 4.1(B)).

Das Lichtstrahlenpaar mit $\sigma^- \rightleftharpoons \sigma^+$ -Konfiguration kann auch durch zweimalige Reflexionen erzeugt werden, wie Abbildung 4.1(C) zeigt. In diesem Fall ist das Lichtstrahlenpaar in der x-Achse auch σ^- - und σ^+ -polarisiert. Daher ist es möglich, mit drei orthogonalen Lichtstrahlenpaaren, die jeweils σ^- - und σ^+ -polarisiert sind, unter Verwendung eines hohlen Pyramiden- oder Kegelspiegels mit *einem* Lichtstrahl eine magneto-optische Falle zu erzeugen [65, 66].

Abbildung 4.2(a) zeigt eine magneto-optische Falle mit einem hohlen Pyramiden-Spiegel. Der zum Pyramiden-Spiegel einfallende Laserstrahl, der in der negativen z-Richtung läuft, ist zur z-Strahlungsachse σ^- -polarisiert, wobei die z-Achse als die Strahlungsachse gewählt ist. Das einfallende Lichtbündel

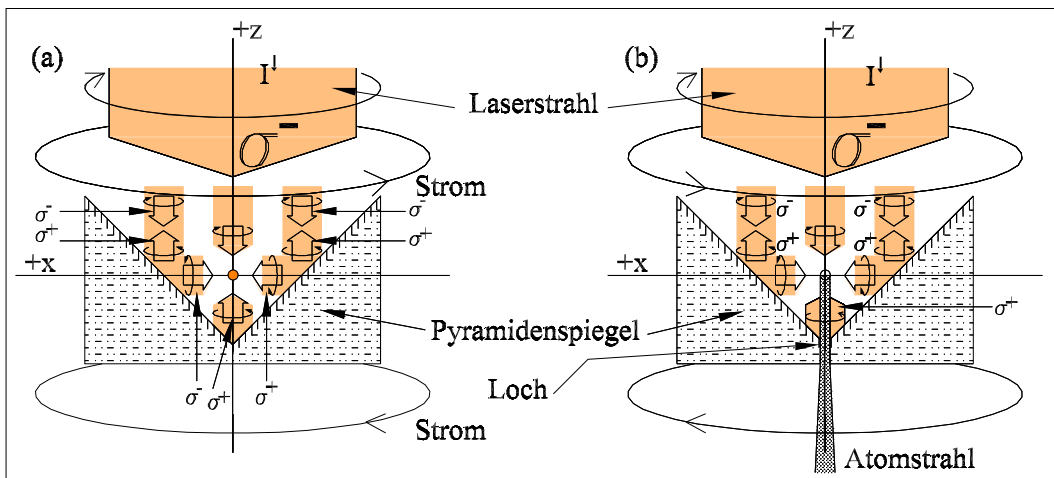


Abbildung 4.2: Einstrahl-MOT mit Pyramiden-Spiegel und subthermischer Atomstrahl: (a) Jedes gegenläufigen Lichtstrahlenpaar ist relativ zur Strahlungsachse σ^- - und σ^+ -zirkular polarisiert. (b) Die in der Wolke gespeicherten Atome werden wegen asymmetrischer Lichtkräfte durch Loch nach unten beschleunigt.

wird von den Spiegeln in vier Lichtbündel geteilt und um 90° abgelenkt. Die Lichtstrahlenpaare, die jeweils in der xy -Ebene gegeneinander laufen, haben $\sigma^- \rightleftharpoons \sigma^+$ -Konfiguration. Das vom Pyramiden-Spiegel längs der z -Achse austretende Lichtbündel ist wegen zweimaliger Spiegelung σ^+ -polarisiert. Die Kombination von einem zirkular-polarisierten Lichtbündel und einem Pyramiden-Spiegel erfüllt die optische Bedingung für die magneto-optische Falle.

4.2 Subthermischer Atomstrahl

4.2.1 Ungleichgewicht der Lichtkräfte in z -Richtung

Die spontane Lichtkraft $f_z(v_z, z) = f_z^\uparrow + f_z^\downarrow$ aus der Gleichung (2.23) ist am Ort $\vec{r} = 0$ negativ, das heißt, sie ist nach unten gerichtet, wenn $v_z \approx 0$, $I^\uparrow < I^\downarrow$ und $\omega_L < \omega_0$ sind. Hier sind I^\uparrow und I^\downarrow jeweils die Intensitäten der nach oben und nach unten laufenden Lichtstrahlen, und ω_L ist die Kreisfrequenz des Lichtes und ω_0 die Resonanzfrequenz des Atoms. Die Position der Wolke wird dann

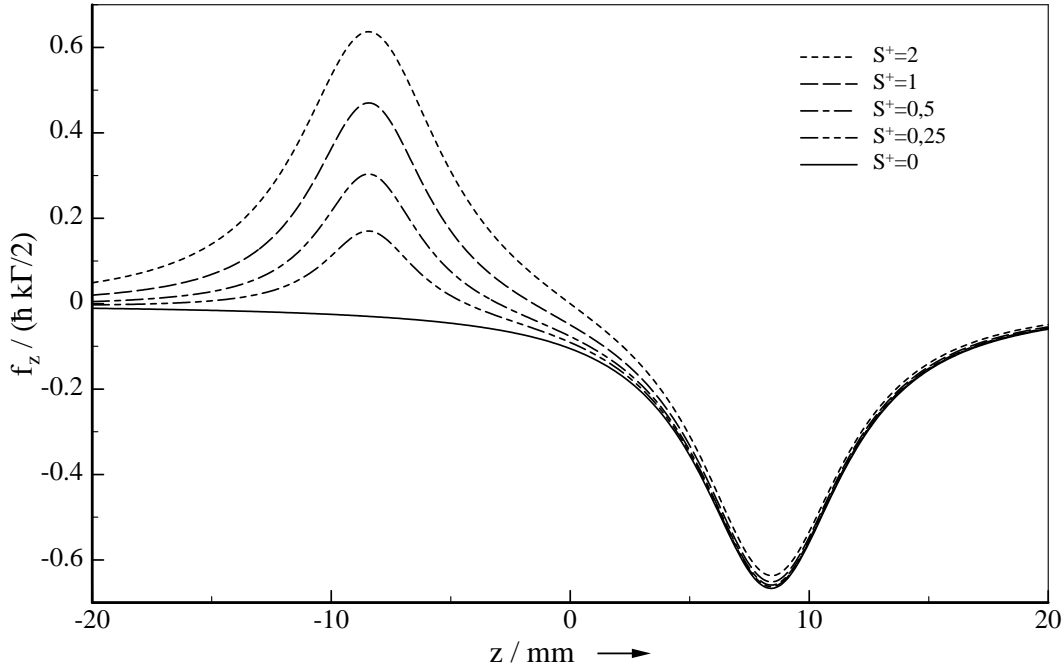


Abbildung 4.3: Strahlungsdruckkraft f_z in der z -Achse in Abhängigkeit von der Position z des Atoms mit $\vec{v} = 0$ bei der Verstimmung $\delta/\Gamma = -2$ des Lichtes, dem Magnetfeld $B = bz$ mit $b = 10 \text{ G/cm}$, $S^- = 2$ und 5 verschiedenen Sättigungsparameter $S^+ = 2, 1, 0.5, 0.25, 0$. Bei $S^+ = 0$ zeigt f_z immer nach unten.

leicht nach unten verschoben, weil die Atome im Fallen-Zentrum $\vec{r} = 0$, wo das Magnetfeld B verschwindet, nicht mehr im Gleichgewicht der Lichtkräfte längs der z -Achse stehen.

In Abbildung 4.3 ist die Strahlungsdruckkraft f_z in der z -Achse in Abhängigkeit von der Position z des Atoms mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = 0$ bei der Verstimmung $\delta/\Gamma = -2$ des Lichtes, dem Magnetfeld B_z , $S^- = 2$ und 5 verschiedenen Sättigungsparameter $S^+ = 2, 1, 0.5, 0.25, 0$. Dabei ist das Magnetfeld $B_z(z) = bz$ mit $b = 10 \text{ G/cm}$ und die Sättigungsparameter S^+ und S^- sind aus den Intensitäten I^\uparrow und I^\downarrow ermittelt. Für $S^+ = 0$ ist die Lichtkraft f_z immer nach unten gerichtet, und die Atome werden dadurch nach unten beschleunigen.

Es gibt keinen Gleichgewichtspunkt der Lichtkräfte mehr in der Nähe der z -Achse, wenn das nach oben laufende σ^+ -polarisierte Licht ringförmig ist, d.h.

wenn das Licht in der Strahlachse des Lichtbündels ein Dunkelfeld hat. Um ein hohles Lichtbündel zu erzeugen, wird ein kleines Loch an der Spitze des Pyramidenspiegels gemacht. Die Atome in der Falle werden wegen der nach unten gerichteten Lichtkraft durch dieses Loch nach unten beschleunigt.

4.2.2 Erzeugung des Atomstrahls

Abbildung 4.2 (b) zeigt einen Atomstrahl schematisch, der aus der magneto-optischen Falle mit dem hohlen Pyramidenspiegel erzeugt wird. Wenn sich ein nach unten laufendes Atom vom dunklen Feld des nach oben laufenden hohlen Lichtbündels zum hellen Feld transversal bewegt, erfährt es die nach oben gerichtete Kraft, weil die Lichtkraft f_z bei $z < 0$, $r = \sqrt{x^2 + y^2} > d/2$ nach oben zeigt, wobei $\vec{r} = (x, y, z)$ die Ortsvektor des Atoms und d der Durchmesser des Lochs sind. Ein solches Atom bewegt sich nach oben, wird dabei transversal gekühlt. Es kehrt dann zum Zentrum der Falle zurück. Wenn es aber in das Dunkelfeld eintritt, wird es dann wieder nach unten beschleunigt.

Die Atome im Atomstrahl werden im Bereich vom Fallenzentrum bis zum Loch transversal gekühlt und kollimiert, weil sie sich in einer zweidimensionalen magneto-optischen Falle befinden. Der Divergenzwinkel $\vartheta \approx d/l$ des Atomstrahls kann aus dem Durchmesser d des Lochs und dem Abstand l zwischen dem Wolkenzentrum und dem Loch berechnet werden. Der mit dieser Methode erzeugte Atomstrahl ist subthermisch, weil dessen freie Atome aus den in der Falle gespeicherten kalten Atome herkommen.

Atomstrahl mit Retrooptik

Der Atomstrahl mit dem hohlen Pyramidenspiegel wird mit Hilfe einer „Retrooptik“, also einer Optik aus einem $\lambda/4$ -Plättchen und einem Spiegel, gut kollimiert und gauß-förmig hergestellt, wie die Anordnung in Abbildung 4.4 zeigt. Der Pyramidenspiegel hat in der Mitte ein kleines Loch mit der Größe $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$. Um Kollimation des Atomstrahls zu verbessern, ist die „Retrooptik“² in einiger cm Entfernung vom Zentrum der Wolke eingebaut. Die „Retrooptik“, d.h. das spiegelbeschichtete $\lambda/4$ -Plättchen ohne Loch, ist außerhalb der Vakuumkammer eingebaut.

²Ein $\lambda/4$ -Plättchen mit einem zentrischen Loch mit dem Durchmesser $d = 1 \text{ mm}$ wird dielektrisch spiegelbeschichtet.

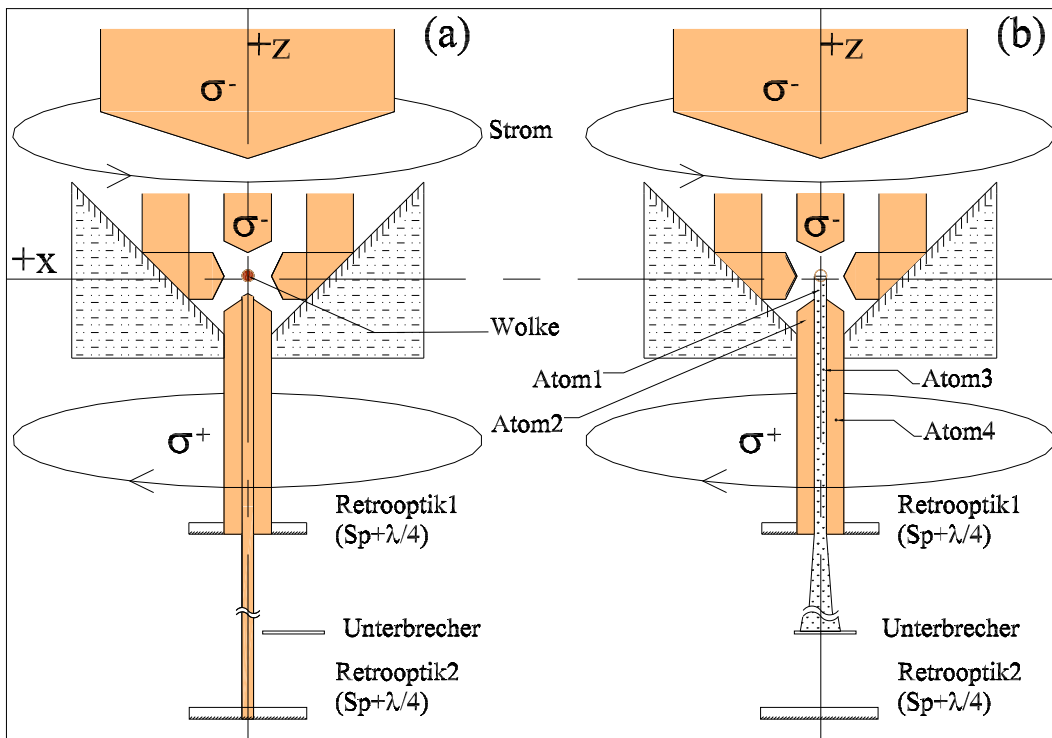


Abbildung 4.4: Schalten (a) und Erzeugung des Atomstrahls (b): Die Kombination von einer Retrooptik1 mit einem Loch, einem Unterbrecher und einer Retrooptik2 ermöglicht den Atomstrahl erzeugen und abschalten.

Ein Teil des nach unten laufenden σ^- -polarisierten Lichtbündels läuft durch das Loch des Pyramidenspiegels weiter nach unten. Das von der Retrooptik1 reflektierte Lichtbündel ist dann σ^+ -polarisiert und läuft nach oben. Das durch das Loch der Retrooptik1 durchgelassene Lichtbündel wird von der Retrooptik2 reflektiert und σ^+ -polarisiert. Das Loch des Pyramidenspiegels ist mit Retrooptik1 und Retrooptik2 verschlossen. Die Lichtkräfte sind im Gleichgewicht in allen Richtungen. In diesem Fall, der in Abbildung 4.4 (a) gezeigt wird, wird eine Atom-Wolke in der Falle erzeugt.

Wenn das von der Retrooptik2 reflektierte Lichtbündel mit einem Filter abgeschwächt oder abgedeckt wird, sind die Lichtkräfte in der z-Richtung nicht mehr im Gleichgewicht. In Abbildung 4.4 (b) ist die Retrooptik2 mit einem Unterbrecher abgedeckt. Das nach oben laufende und σ^+ -polarisierte hohle Lichtbündel, das nur von der Retrooptik1 reflektiert wird, hat dann in der

Mitte ein Dunkelfeld. Die in der magneto-optischen Falle gespeicherten Atome werden durch das Ungleichgewicht der Kräfte, die das Licht auf die Atome der Wolke ausübt, aus dem Zentrum der Falle in die negative z -Richtung, d.h. nach unten, beschleunigt werden.

Die Bewegungen der vier Atome, die in Abbildung 4.4(b) gekennzeichnet sind, werden hier diskutiert:

i) Atom1: Es wird nach unten beschleunigt, transversal gekühlt und läuft entlang des Dunkelfeldes des hohlen Lichtbündels weiter nach unten.

ii) Atom2: Es kann nach oben verschoben und von der Wolke wieder eingefangen werden, wenn es im Hellfeld bleibt. Es kann aber nach unten beschleunigt werden, wenn es durch transversale Kühlung ins Dunkelfeld eintritt.

iii) Atom3: Es läuft nach unten, aber es wird nicht mehr transversal gekühlt. Wenn dieses Atom ins Hellfeld eintritt, erfährt es die nach oben gerichtete Lichtkraft. Es wird dann abgebremst, gestoppt und kehrt nach oben zurück. Wenn es durch das Loch der Retrooptik1 austritt, kann es immer weiter nach unten laufen. Es bleibt im Atomstrahl.

iv) Atom4: Es erfährt die nach oben gerichtete Lichtkraft, und kann nicht mehr nach unten laufen.

4.3 Schalten des Atomstrahls

Der Unterbrecher erlaubt das An- und Ausschalten des subthermischen Atomstrahls. Jedoch ist Schalten auch auf andere Weise möglich. Abbildung 4.5 zeigt drei Möglichkeiten zum Schalten des Atomstrahls. Der Atomstrahl kann durch Unterbrechung des Lichtes vor der Retrooptik2, durch Ablenkung des Atomstrahls mit einem Störlaser oder durch Abschaltung des Quadrupol-Magnetfeldes geschaltet werden.

4.3.1 Verschließen des hohlen Lichtbündels

Der kontinuierliche Atomstrahl wird erzeugt, wenn die Retrooptik2 durch einen Unterbrecher abgedeckt ist. Die Atome werden in der Falle gespeichert und der Atomstrahl ist abgeschaltet, wenn die Retrooptik2 nicht abgedeckt ist (s. Abbildung 4.5(a) oder Abbildung 4.4).

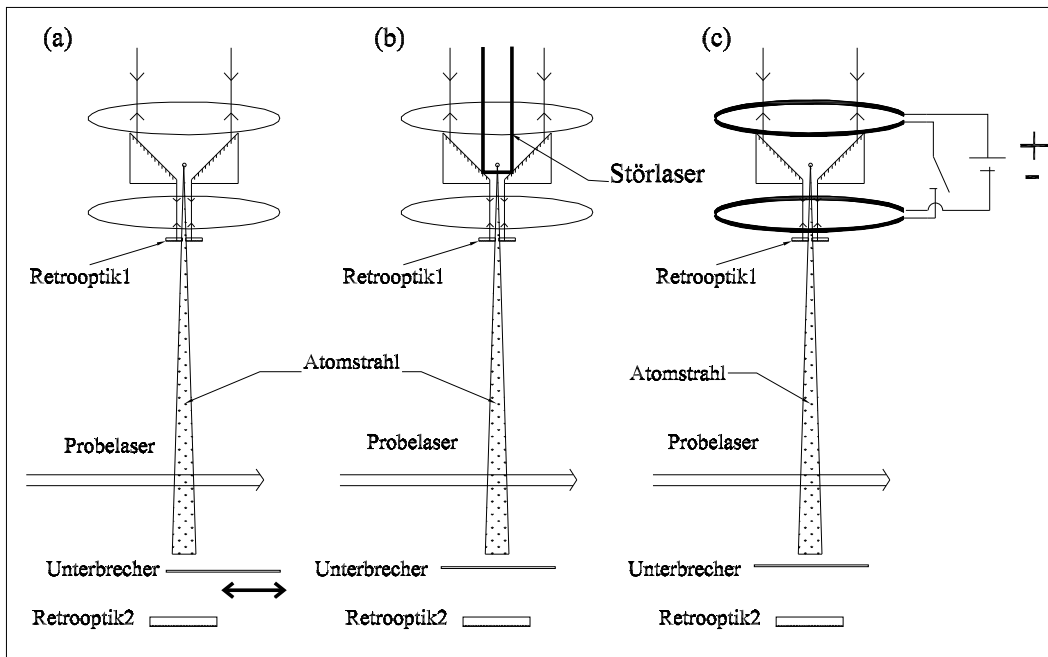


Abbildung 4.5: **Schaltung des Atomstrahls:** (a) Änderung der Fallen-Verlustrate durch Unterbrechung des Lichts vor der Retrooptik2 mit einem mechanischen Unterbrecher. (b) Ablenkung des Atomstrahls mit einem resonanten Störlaser. (c) Abschaltung des Quadrupol-Magnetfeldes

- **Laden der Wolke:** In der Falle mit dem Pyramidenspiegel werden die Atome gespeichert, wenn das nach unten laufende Lichtbündel von der Retrooptik2 wieder nach oben reflektiert wird. Der Atomstrahl ist dadurch abgeschaltet.
- **Entladen der Wolke und Erzeugung des Atomstrahls:** Wenn die Retrooptik2 mit einem Unterbrecher abgedeckt ist, werden die gespeicherten Atome nach unten beschleunigt und wird die Atomzahl in der Wolke reduziert. Die nach unten laufenden Atome werden im zweidimensionalen MOT kollimiert, wenn sie sich noch im Inneren des hohlen Pyramiden-Spiegels befinden.
- **Kontinuierlicher Atomstrahl:** Wenn die Retrooptik2 weiter unterbrochen ist, werden die Atome, deren Geschwindigkeiten kleiner als die Einfanggeschwindigkeit sind, in der Falle gespeichert. Die Atome, die

die Mitte des ringförmigen Lichtbündels erreichen, werden nach unten beschleunigen. Die Falle funktioniert dann als Quelle eines kontinuierlichen Atomstrahls.

- **Abschalten des Atomstrahls und Laden der Wolke:** Die Atome werden in der Falle gespeichert und der Atomstrahl ist abgeschaltet, wenn die Retrooptik2 nicht abgedeckt ist.

4.3.2 Schalten des Atomstrahls mit einem Störlaser

Der Atomstrahl kann mit einem Störlaser, der auf die Übergangslinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ des Atoms abgestimmt ist, nach dem Schema in Abbildung 4.5 (b) abgeschaltet werden. Der Atomstrahl kann auch durch das Verschieben der Wolke mit dem Störlaser abgeschaltet werden.

(a) Ablenkung des Atomstrahls

Der kontinuierliche Atomstrahl kann mit dem Störlaser in die negative x-Richtung (nach rechts) abgelenkt werden, wenn sich der Lichtstrahl und der Atomstrahl wie in Abbildung 4.6(a) in der Nähe des Zentrums der Wolke kreuzen. Die abgelenkten Atome werden durch die nach oben gerichtete Lichtkraft $f_z > 0$ wieder zum Zentrum der Wolke transportiert und dort gespeichert, wenn sie wieder das Hellfeld des nach oben laufenden hohlen Lichtbündels erreichen. Die Atomzahl im Atomstrahl wächst plötzlich durch Extraktion der gespeicherten Atome, wenn der Störlaser abgedeckt ist. Dann wird der Atomstrahl schwächer und kontinuierlich, während Atome aus dem Dampf in die Wolke geladen und in den Atomstrahl entladen werden.

(b) Verschiebung der Wolke

Der Atomstrahl kann auch in andere Weise erzeugt werden. Das Zentrum der Wolke wird durch Verschiebung des Nullpunktes des Quadrupol-Magnetfeldes, die durch kleine Änderungen der Kompensations-Magnetfelder möglich ist, zur Position \vec{R}_c verschoben, wie das untere Bild in Abbildung 4.6 (c) zeigt. Wenn der Störlaser direkt die Wolke berührt, wird die Position der Wolke zur Position $\vec{r} = 0$ verschoben, wo sich die Atome der Wolke im Dunkelfeld des nach oben laufenden Lichtbündels befinden. Der Atomstrahl wird dadurch erzeugt. Wenn der Störlaser unterbrochen ist, kehrt das Zentrum der Wolke

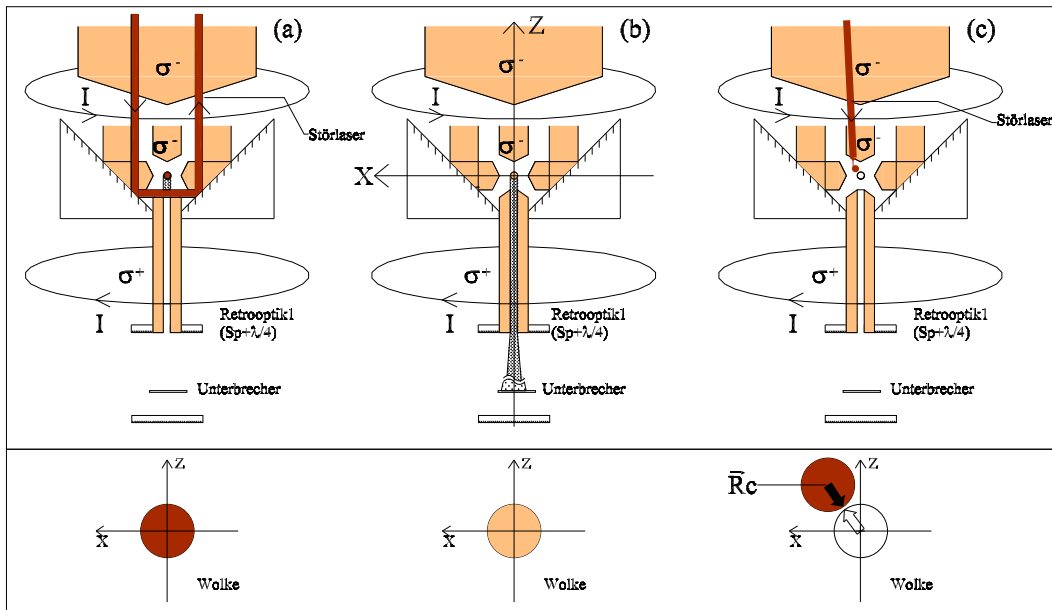


Abbildung 4.6: Schaltung des Atomstrahls mit einem Störlaser. (a) Der Atomstrahl ist durch die transversale Lichtkraft abgelenkt und abgeschaltet. Die Wolke wird dann geladen. (b) Der Atomstrahl wird kontinuierlich erzeugt, und die Atomzahl in der Wolke wird reduziert. (c) Die durch Änderung des Magnetfeldes zum grauen Bereich um \vec{R}_c verschobene Wolke wird mit einem Störlaser zum Quellbereich verschoben, und der Atomstrahl wird erzeugt.

zur ursprünglichen Position \vec{R}_c zurück. Der Atomstrahl ist dann abgeschaltet, und Atome können in der Wolke gespeichert werden.

4.3.3 Änderung der Magnetfelder

Der Atomstrahl kann auch durch Änderung des Magnetfeldes nach dem Schema in Abbildung 4.5 (c) erzeugt werden. Hier ist das Licht vor der Retrooptik2 immer mit dem Unterbrecher unterbrochen, und der Atomstrahl wird kontinuierlich erzeugt. Diese Methode wird in drei Schritten in Abbildung 4.7 dargestellt:

i) Der kontinuierliche Atomstrahl wird erst nach dem Schema in Abbildung 4.7 (A) erzeugt, und die Atomzahl in der Wolke wird dabei reduziert.

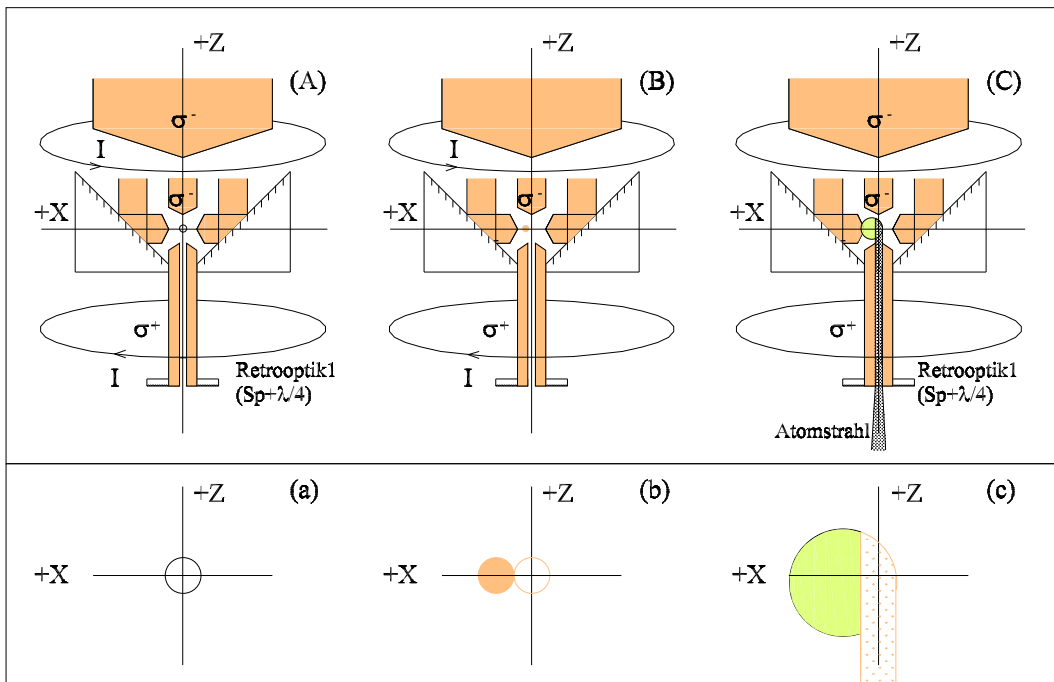


Abbildung 4.7: Erzeugung des Atomstrahls durch Abschaltung des Quadrupol-Magnetfeldes: (a) Der kontinuierliche Atomstrahl wird erzeugt, und die Wolke wird entleert. (b) Durch Verschiebung des Nullpunktes des Magnetfeldes entsteht die Wolke am Ort $X > 0$, und der Atomstrahl wird abgeschaltet. (c) Beim Abschaltung des Quadrupol-Magnetfeldes expandiert die Wolke, und der Atomstrahl wird erzeugt.

ii) Die Wolke verschiebt sich in die positive x-Richtung wegen der Verschiebung des Nullpunktes des Quadrupol-Magnetfeldes, wenn man Kompensations-Magnetfelder verändert (s. Abb. 4.7(b)). Die Wolke wird durch Verschiebung ihrer Position dichter, wenn sich Atome in der Wolke nicht im Dunkelfeld des hohlen Lichtbündels befinden. Der Atomstrahl ist dann abgeschaltet (s. Abb. 4.7(B)).

iii) Jetzt wird das Quadrupol-Magnetfeld ausgeschaltet. Die Atome in der Wolke expandieren wegen ihrer thermischen Bewegung (s. Abb. 4.7(c)) und beschleunigen gleichzeitig infolge der Gravitation nach unten, weil die Atome ohne das Quadrupol-Magnetfeld nicht mehr eingefangen werden. Die Atome, die sich im Dunkelfeld des hohlen Lichtbündels befinden, beschleunigen wegen der Ungleichgewicht der Kräfte in die vertikale negative z-Richtung, und der

Atomstrahl wird erzeugt. Die Atomzahl im Atomstrahl wächst ganz plötzlich und verschwindet dann. Wenn das Quadrupol-Magnetfeld wieder eingeschaltet wird, werden die Atome in der Falle gespeichert (s. Abb. 4.7(B)).

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau eines subthermischen Atomstrahls

In diesem Experiment handelt es sich um eine magneto-optische Falle mit *einem* Lichtstrahl und einen subthermischen Rubidium-Atomstrahl, dessen freie neutrale sehr langsame Atome aus der Falle herkommen.

Abbildung 5.1 zeigt den gesamten experimentellen Aufbau des Experiments schematisch. Zwei Diodenlaser wurden als Lichtquellen dafür verwendet: Der strommodulierte und gitterstabilisierte Kühl- und Rückpumplaser (s. Abb. 5.1A) wurde zum Kühlen und Speichern der Atome in der Falle und zum optischen Hyperfein-Rückpumpen verwendet, und der Probelaser (s. Abb. 5.1B) für Anregung der Atome im Atomstrahl. In Abbildung 5.1C ist der subthermische Atomstrahl-Apparat dargestellt. Die magneto-optische Falle besteht aus einem dielektrischen *Pyramiden-Spiegel*, zwei Retrooptiken, einem Quadrupol-Magnetfeld und einem Rubidium-Dispenser. Die aus der Falle extrahierten Atome wurden mit dem Probelaser angeregt, um die Fluoreszenz der Atome im Atomstrahl zu messen.

5.1 Probelaser

Die Laserdiode HL7851G [G1] mit der Spitzenleistung 50 mW wird mit einem externen konfokalen Resonator mit Brewsterplatte, der in einem eva-

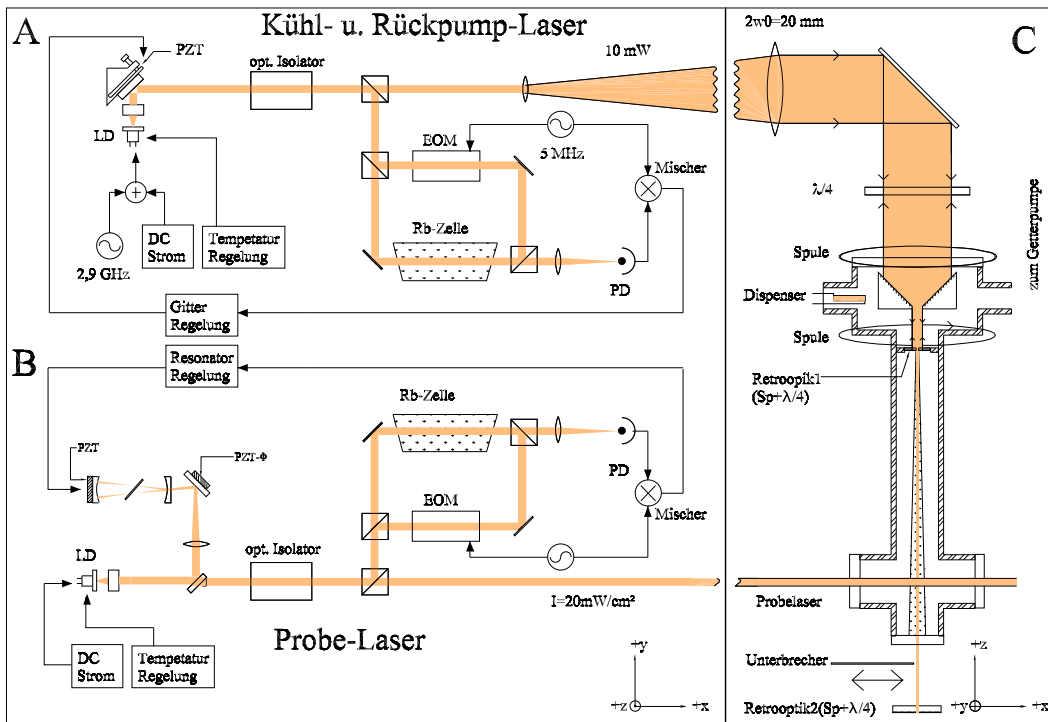


Abbildung 5.1: Experimenteller Aufbau eines subthermischen Atomstrahl-Apparats und der Lichtquellen

kuierten Gehäuse betrieben wird, optisch rückgekoppelt [67]. Die Emissionsbandbreite des Lasers wird dadurch bis auf einige 10 kHz reduziert. Die Laserdiode, deren freilaufende Emissionswellenlänge mit $0,3 \text{ nm/K}$ von der Temperatur abhängt, ist bis auf $9 \cdot 10^{-4} \text{ K}$ Restabweichung auf den durch einen Heißleiter (NTC) gegebenen Referenzwert stabilisiert [68]. Zur Abschirmung von äußeren Störungen wird die Laserdiode einschließlich Kollimations-Optik [G3] in einem evakuierten Gehäuse betrieben. Die Laserdiode kann unter die Taupunkt-Temperatur der Luft gekühlt werden, ohne dass Kondensation auftritt. Der Laser wird mit einem optischen Isolator [G9] optisch isoliert, um störende optische Rückkopplung zur Laserdiode zu vermeiden. Mit der doppler-freien Sättigungsspektroskopie wird der Probelaser auf die Resonanz des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ stabilisiert.

5.2 Kühl- und Rückpump-Laser

Eine weitere Lichtquelle dient dem Betrieb der magneto-optischen Falle. Für Kühlung und Speicherung der ^{85}Rb -Atome wird die Linie des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ gewählt (s. Abb. 3.1). Ein so angeregtes Atom kann als 2-Niveau-System betrachtet werden, weil der Übergang von $F_e = 4 \rightarrow F_g = 2$ dipol-verboden ist. Aber es ist möglich, dass das Atom im Linienflügel von dem Zustand $F_g = 3$ nach dem Zustand $F_g = 2$ optisch gepumpt wird. Um dieses optische Pumpen zu kompensieren, muss das Atom im Zustand $F_g = 2$ wieder nach dem Zustand $F_g = 3$ optisch zurückgepumpt werden. Dafür braucht man einen Rückpump-Laser, dessen Wellenlänge bei der Linie des Übergangs $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ liegt.

Als Lichtquelle für die magneto-optische Falle wurde ein *strom-modulierter* Diodenlaser verwendet, dessen Wellenlänge durch optische Rückkopplung mit einem holographischen Sinusgitter stabilisiert wird. Die Trägerfrequenz des modulierten Lasers wird für Kühlung und Speicherung der Atome verwendet, und eine seiner Seitenbandfrequenzen für das optische Hyperfein-Rückpumpen. Die magneto-optische Falle mit dem Pyramiden-Spiegel benötigt nur *einen* Strahlengang.

5.2.1 Durchstimmung und Stabilisierung der Wellenlänge

Die Wellenlänge des Diodenlasers ist durch die Temperatur- und Stromänderung durchstimmbar, weil die optische Weglänge des Resonators abhängig von der Temperatur des Lasers und der Stromdichte ist.

Die Laserdiode HL7851 [G1] hat 50 mW Spitzenleistung und ihre Wellenlänge liegt bei Raumtemperatur etwa bei 783 nm. Der Laser ist in einem Metallgehäuse mit einem Kollimator [G2] eingebaut, dessen Objektiv den divergierenden Strahlkegel in ein Parallelbündel wandelt. Das Gehäuse und sein Halterungskörper werden mit einem Peltier-Element bis etwa 5 °C gekühlt. Die Temperatur wird mit einem Heißeiter (NTC-Widerstand) kontrolliert und mit einem PDI-Regler stabilisiert. Die rauscharme Stromversorgung der Laserdiode entspricht dem Schaltungsschema von *S. Schwartz* und *J.L. Hall* [69]. Der Laser wird mit einem holographischen Sinusgitter mit 1800 Linien/mm

[G7] optisch rückgekoppelt; die Emissionsbandbreite des Lasers wird dadurch auf weniger als 1 MHz reduziert.

Die Wellenlänge des Lasers wird durch die Strom- und Temperaturänderung des Lasers grob im Bereich zwischen 780 nm und 781 nm durchstimmt. Dabei wird seine Wellenlänge mit einem Wellenlängenmessgerät (λ -Meter) bis auf 4 Dezimalen genau gemessen. Durch die Veränderung des Einfallswinkels des Lichtstrahls gegen die Gitternormale wird die Wellenlänge fein durchstimmt, so dass die Resonanzlinien mit doppler-freier Sättigungs-Spektroskopie in der Rubidiumzelle beobachtet werden. Dann wird der Laser bei einer gewünschten Wellenlänge mit einem Regelkreis stabilisiert.

Der Kühllaser soll etwa zwei natürliche Linienbreiten unterhalb des Übergangs von $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ rotverstimmt sein ($\delta = \omega_L - \omega_0 \approx 2\Gamma$), wobei ω_L die Frequenz des Lasers ist und ω_0 die Resonanzfrequenz des Atoms.

5.2.2 3 GHz-Modulation des Lasers

In diesem Experiment ist der Kühl-Laser über seinen Injektions-Strom mit einem VCO-Oszillator [G5] moduliert, dessen Frequenz durch eine Kontroll-Spannung variiert werden kann [70, 71]. Die Modulationsfrequenz beträgt etwa 2,9 GHz. Die Träger-Frequenz des Lasers, die auf der Resonanzlinie des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ liegt, wird für Kühlung und Speicherung der Atome verwendet. Die erste obere Seitenband-Frequenz des modulierten Lasers liegt dann auf der Resonanzlinie des Übergangs $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$, und diese Frequenz wird für das optische Hyperfein-Rückpumpen verwendet (s. Abb. 3.1). Der Abstand l zwischen der Laserdiode und dem Gitter beträgt 5,1 cm, und der freie Spektralbereich $\delta\nu = c/2l$ des Resonators entspricht dann der Modulationsfrequenz $\nu_M = 2,9 \text{ GHz}$. Dann lässt sich die Seitenband-Frequenz des modulierten Lasers auch anregen.

Aufbau des strommodulierten Diodenlasers

Die Laserdiode wurde mit der Frequenz $\nu_M \approx 2,9 \text{ GHz}$ über ihren Injektions-Strom nach dem Schema in Abbildung 5.2 moduliert. Der Ausgangs-Strom des VCO-Oszillators [G5], dessen Leistung etwa 5 dBm beträgt, wird mit einem HF-Verstärker [G6] verstärkt. Die Ausgangsleistung ist nach der Verstärkung etwa 18 dBm. Um den Verlust der in die Laserdiode eingehenden HF-Leistung

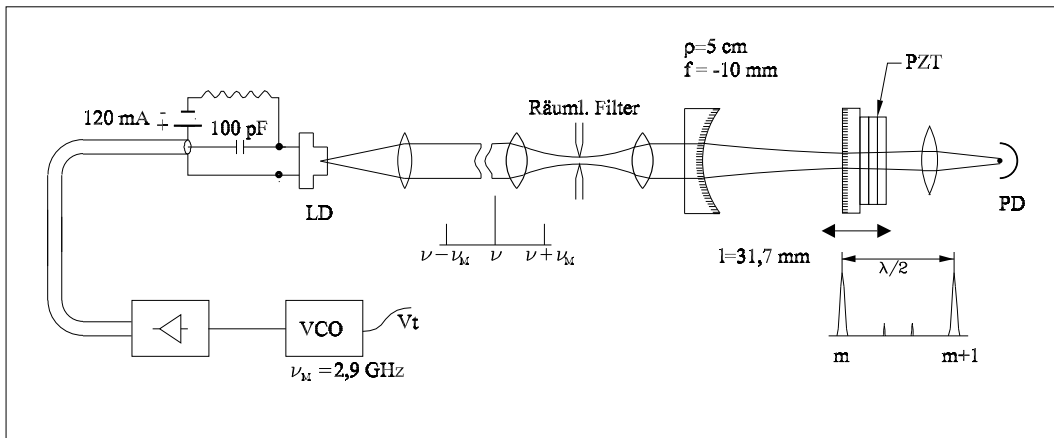


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau eines strommodulierten Diodenlasers (links) und Nachweis Aufbau des modulierten Lasers mit einem semikonfokalen Resonator (rechts)

möglichst zu reduzieren, soll die Impedanz des Wellenleiters gut angepasst sein. SMA-Stecker und -Buchsen werden für die Verbindungen verwendet. Der Ausgang des Verstärkers, der einen SMA-Stecker hat, ist mit einer Seite eines 10-cm langen koaxialen Kabels mit der Länge durch eine SMA-Buchse verbunden. Die Masse des Kabels ist direkt mit der Kathode der Laserdiode verbunden, und der Signaldraht des Kabels wird über einen Kondensator mit der Kapazität 100 Pf mit der Anode verbunden. Das Kabel der DC-Stromversorgung wird parallel zu dem Oszillator direkt an die Diode gelötet.

Nachweis der Modulation des Diodenlasers

Die Modulation der Laserdiode über ihren Injektions-Strom verursacht Amplituden- und Frequenzmodulation des Laser-Ausgangs. Im Fall niedrigen Modulationsindizes lautet das elektrische Feld des Lasers [72]

$$E(t) = E_0[1 + m \cos(2\pi\nu_M t)] \sin[2\pi\nu t + \beta \cos(2\pi\nu_M t + \theta)] . \quad (5.1)$$

Dabei ist E_0 die Amplitude des E -Feldes, ν ist die Trägerfrequenz des Lasers, und m und β sind jeweils der Amplituden- und Frequenz-Modulations-Index. Für kleine Modulation des Injektionsstroms ist die Frequenzmodulation dominant, und das elektrische Feld $E(t)$ wird näherungsweise beschrieben werden

durch:

$$E(t) \approx E_0 \sin(2\pi\nu t) - E_- \sin\{2\pi(\nu - \nu_M)t\} + E_+ \sin\{2\pi(\nu + \nu_M)t\}. \quad (5.2)$$

Das modulierte Licht wird durch einen räumlichen Filter durchgelassen, um möglichst eine gaußsche Mode zu erhalten. Für den Nachweis der Modulation des Lichtes wird das modulierte Licht durch einen semikonfokalen Resonator nach dem Schema in Abbildung 5.2 geschickt, dessen Länge $l \approx 37,1 \text{ mm}$ mit einem piezoelektrischen Translator (PZT) verschiebbar ist, und auf eine Photodiode gerichtet. Die Leistung $P_D(l)$ des durch den Resonator durchgelassenen Lichtes lautet [32]

$$P_D(l) = \frac{P_0}{1 + F \sin^2(2\pi l/\lambda)} + \frac{P_-}{1 + F \sin^2(2\pi l/\lambda_-)} + \frac{P_+}{1 + F \sin^2(2\pi l/\lambda_+)} \quad (5.3)$$

wobei P_0, P_{\pm} die dem modulierten Licht $E(t)$ entsprechenden Leistungen, $\lambda_{\pm} = c/(\nu \pm \nu_M) \approx \lambda(1 \mp \nu_M/\nu)$, $F = 4R(1 - R)^{-2}$ und R das Reflexionsvermögen des Resonatorspiegels sind [32].

Wenn die Leistung P_D des durchgelassenen Lichtes für die Resonatorlänge $l_m = m\lambda/2n_L$ maximal ist, ist sie auch für $l_{m+1} = (m + 1)\lambda/2n_L$ maximal, wobei m eine bestimmte natürliche Zahl ist (hier $m \approx 95.000$) und n_L der Brechungsindex der Luft ist. Im Bereich $l_m < l < l_{m+1}$ der Resonatorlänge treten die Nebenmaxima auf bei:

$$l_m^- = m \frac{\lambda_-}{2n_L} \approx \frac{m\lambda}{2n_L} \left(1 + \frac{\nu_M}{\nu}\right) = l_m \left(1 + \frac{\nu_M}{\nu}\right) \quad (5.4)$$

$$l_{m+1}^+ = (m + 1) \frac{\lambda_+}{2n_L} \approx \frac{(m + 1)\lambda}{2n_L} \left(1 - \frac{\nu_M}{\nu}\right) = l_{m+1} \left(1 - \frac{\nu_M}{\nu}\right). \quad (5.5)$$

Abbildung 5.3 zeigt die Transmissionskurven des modulierten Lichtes in Abhängigkeit von der Resonatorlänge l . Das Leistungsverhältnis von Seitenband- zu Trägerlicht beträgt dabei $P_{\pm}/P_0 = 0,1$. Der freie Spektralbereich des Resonators lautet

$$\delta\nu_F = \frac{c}{2n_L l_m} = \frac{\nu}{m} \approx 4,73 \text{ GHz} \quad (5.6)$$

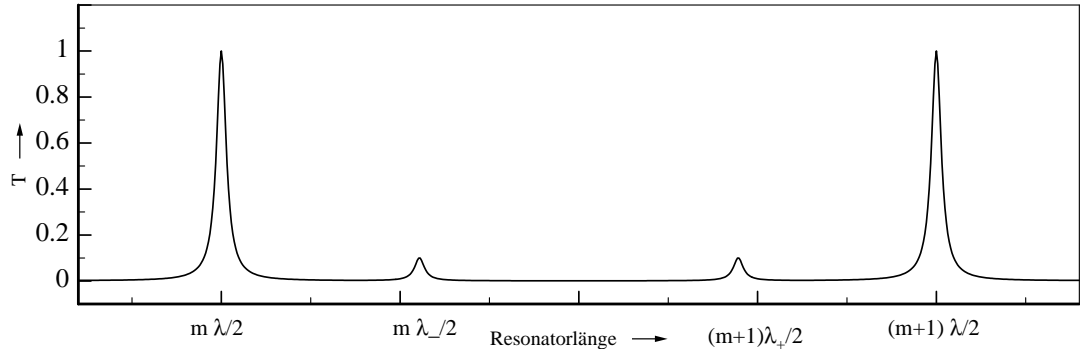


Abbildung 5.3: Berechnete Transmissionskurven des modulierten Lichtes in Abhängigkeit von der Resonatorlänge: Das Leistungsverhältnis von Seitenband- zu Trägerlicht beträgt $P_{\pm}/P_0 = 0,1$.

wobei die Hauptmaximumlänge des Resonators $l_m \approx 31,7 \text{ mm}$ ist.

Die Nebenmaxima treten bei den Verschiebungen δl_{\pm} des Resonators von der Hauptmaximumlänge l_m auf:

$$\delta l_- = l_m^- - l_m = l_m \frac{\nu_M}{\nu} = m \frac{\lambda \nu_M}{2 \nu} = \frac{\lambda \nu_M}{2 \delta \nu_F} \approx 0,38 \frac{\lambda}{2}, \quad (5.7)$$

$$\delta l_+ = l_{m+1}^+ - l_m = l_{m+1} \left(1 - \frac{\nu_M}{\nu}\right) - l_m \approx \frac{\lambda}{2} \left(1 - \frac{\nu_M}{\delta \nu_F}\right) \approx 0,62 \frac{\lambda}{2}. \quad (5.8)$$

Abbildung 5.4 zeigt das gemessene Photodiodensignal, das proportional zur Leistung des durchgelassenen Lichtes ist, als Funktion von der Verschiebung $\delta l/(\lambda/2)$ der Resonatorlänge in halben Wellenlängen. Bei dem oberen Bild erkennt man deutlich die Signale der Modulation. Die erste untere Seitenbandfrequenz ($\nu - \nu_M$) tritt bei $\delta l/(\lambda/2) = 0,38$ auf, und die erste obere ($\nu + \nu_M$) bei $0,62$, wie man erwartet (siehe *a* und *b* in Abb. 5.4).

Das untere Bild zeigt die Transmission des nichtmodulierten Lichtes. Hier sieht man bei $\delta l/(\lambda/2) = 0,38$ und $0,62$ fast keine Signale (siehe *c* und *d* in Abb. 5.4). Die Restmodulationen entstehen von transversalen Moden des Ausgangslichtes des Resonators. Die Leistung bei der ersten oberen Seitenband-Frequenz ist ungefähr 3 % der Leistung bei der Trägerfrequenz, das ist $0,3 \text{ mW}$ direkt vor dem Pyramiden-Spiegel, während die Leistung des Kühllichtes dort bei der Anordnung der magneto-optischen Fallen 10 mW ist.

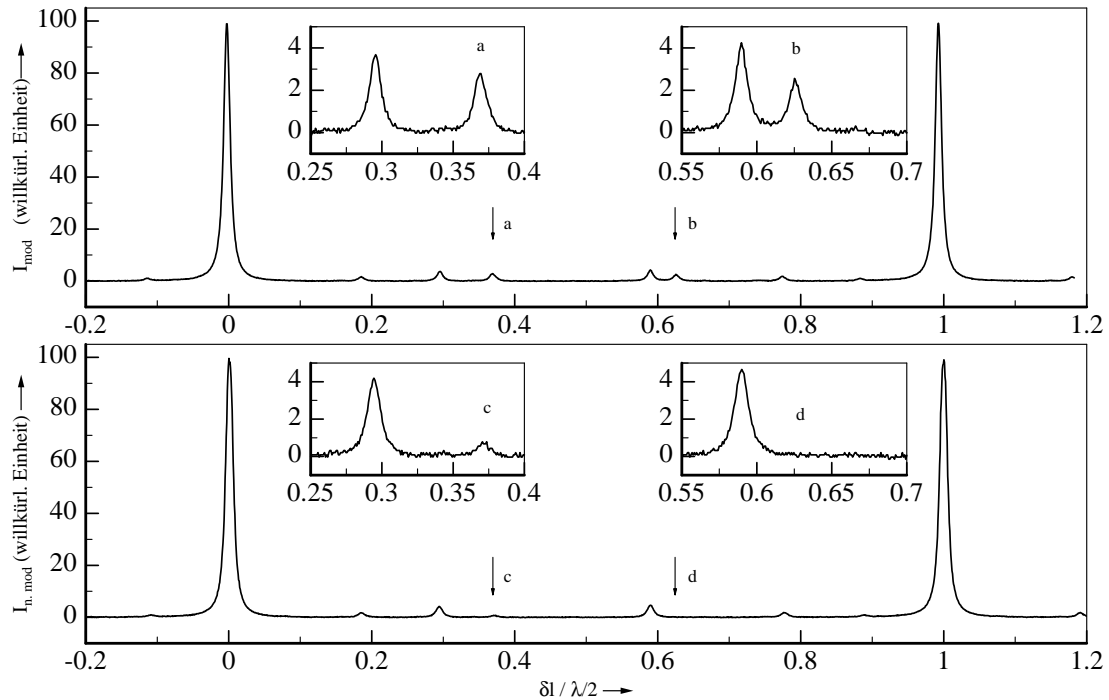


Abbildung 5.4: Gemessene Transmissionskurven des modulierten Lichtes (oben) und des nichtmodulierten (unten) in Abhängigkeit von der Änderung der Resonatorlänge: Die erste untere Seitenbandfrequenz ($\nu - \nu_M$) tritt bei $\delta l / (\lambda/2) = 0,38$ auf (s. $\downarrow a$), und die erste obere ($\nu + \nu_M$) bei $0,62$ (s. $\downarrow b$). Dagegen tritt fast kein Signal bei $\downarrow c, \downarrow d$ auf.

5.3 Erzeugung langsamer Atome

5.3.1 Erzeugung des Hintergrund-Rubidiumdampfs

Der Hintergrund-Rubidiumdampf wird beim Heizen eines Rubidium-Spenders [G10] unter Vakuum erzeugt, und die Menge wird mit dem Heizstrom gesteuert. Der Rubidium-Spender enthält eine Mischung von Rubidium-Chromate Rb_2CrO_4 mit einem Reduktionsmittel $St101(r)$, das nur kleine Mengen von Rubidium-Atomen erzeugt. Das Reduktionsmittel verhindert auch die Verunreinigung des Rubidiumdampfs mit aktiven Gasen, die während der Reduktions-Reaktion produziert werden.

Der Heizstrom wird mit Hilfe von elektrischen Durchführungen in einem Flansch zugeführt, die mit vier Molybdän-Drähten ausgerüstet sind. Zwei Rubidium-Spender sind mit den Molybdän-Drähten durch Punktschweißungen verbunden. Der eingebaute Rubidium-Spender mit der aktiven Länge 12 mm enthält etwa 4,5 mg Rubidium und verdampft beim Heizstrom $I_H = 5,3 A$ vollständig. In diesem Experiment wird der Spender mit dem Strom 4A geheizt, und seine Betriebsdauer beträgt mehrere hundert Stunden.

5.3.2 MOT mit *einem* Lichtstrahl und Atomstrahl

Die konventionelle magneto-optische Falle (MOT) besteht aus einem inhomogenen Quadrupol-Magnetfeld und drei orthogonalen Lichtstrahlenpaaren, die gegenläufig und entgegengesetzt zirkular polarisiert sind ($\sigma^- \rightleftharpoons \sigma^+$) [21, 73]. Für die Falle mit 6 Lichtbündeln braucht man 6 optische Zugänge. Im Gegensatz dazu braucht die magneto-optische Falle mit einem hohlen Pyramiden- oder Kegelspiegel nur einen optischen Zugang [65, 66]. Die magneto-optische Falle mit einem Pyramidenspiegel wurde in Kapitel 4 ausführlich beschrieben.

(A) Pyramidenspiegel und Retrooptik1

In diesem Experiment wurde ein hohler Pyramidenspiegel verwendet, der im Labor selbst hergestellt wurde und dessen Aufnahme in Abbildung 5.5 dargestellt ist. Ein Zylinderkörper aus Aluminium, der den Durchmesser $D = 30 \text{ mm}$ seiner Grundfläche und die Höhe $H = 14 \text{ mm}$ hat, wurde mit dem Durchmesser $\phi = 10 \text{ mm}$ axial durchbohrt. Dann wurde er in Pyramidenform ausgehöhlt, wobei die gegenseitigen Flächen zueinander senkrecht stehen. Die vier dielektrisch-beschichteten Glasspiegel wurden auf den ausgehöhlten Flächen des Zylinderkörpers mit einem vakuum-beständigen Kleber befestigt, so dass die Spitze des Pyramidenspiegels ein Loch mit der Fläche $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ hat.

Ein $\lambda/4$ -Verzögerungs-Plättchen mit dem Durchmesser $\phi_{\lambda/4} = 10 \text{ mm}$, das in der Mitte ein Loch mit dem Durchmesser $\phi_L = 1 \text{ mm}$ hat, wurde dielektrisch beschichtet (Retrooptik1).

Der Pyramidenspiegel und die Retrooptik1 sind in einer Halterung aus Aluminium eingebaut, wobei ihre Spiegelseite von der Pyramide abgewandt ist (s. Abbildung 5.6C). Der Abstand zwischen der Retrooptik und dem Loch des Pyramidenspiegels ist dabei 17 mm .

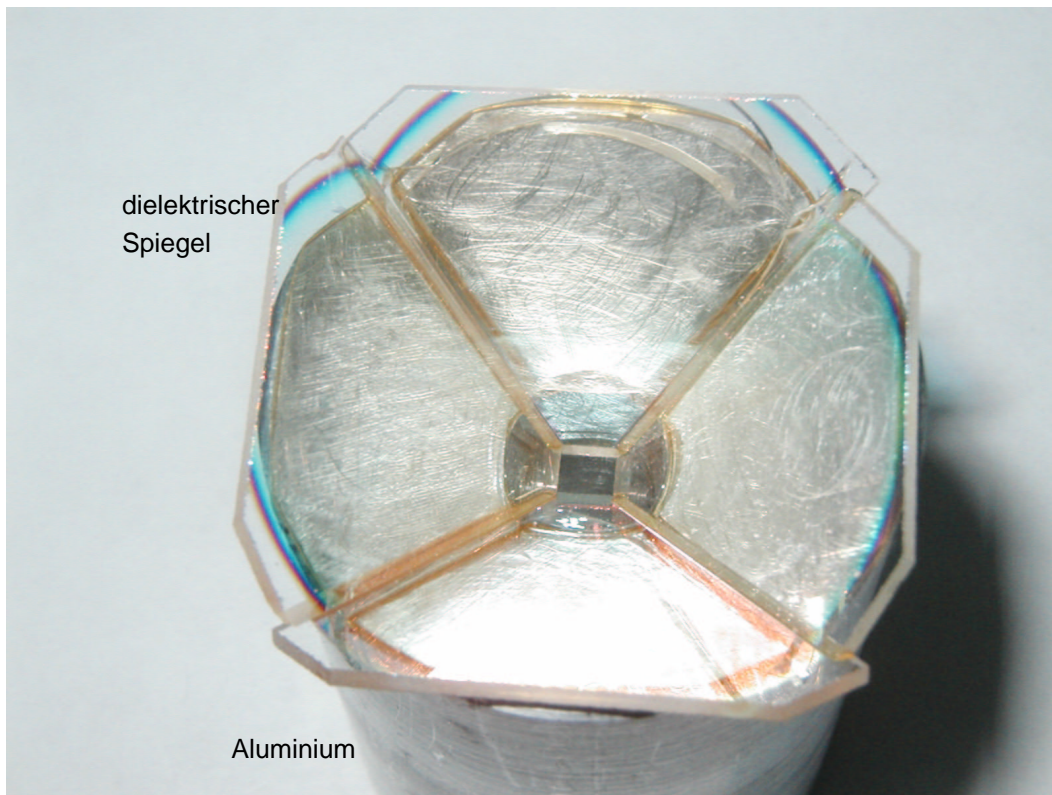


Abbildung 5.5: Hohler Pyramiden-Spiegel mit einem vier-eckigen Loch; Die vier dielektrisch-beschichteten Glasspiegel wurden auf den ausgehöhlten Flächen aus Aluminium mit einem vakuum-beständigen Kleber befestigt.

(B) Rezipient

Abbildung 5.6A zeigt den Rezipienten für die magneto-optische Falle und das Spulen-Paar für das Quadrupol-Magnetfeld (Aufnahme des Rezipienten: s. Abb. 5.7). Der Vakuum-Apparat besteht aus einer MOT-Vakuum-Kammer und einer Nachweis-Vakuum-Kammer.

Die MOT-Vakuum-Kammer besteht aus einem Fenster-Flansch, einem Doppelseiten-Flansch und einem Reduzierstück. Der Fenster-Flansch hat ein entspiegeltes optisches Fenster mit dem Durchmesser $\phi_F = 50 \text{ mm}$. Am Mantel des Doppelseiten-Flanschs wurden zwei 9 mm-Löcher durchgebohrt, und zwei kleine Flansche wurden angebracht wie in Abbildung 5.6B dargestellt; Der eine Flansch wurde mit einem Wellen-Schlauch mit einer Ionen-Getter-Pumpe

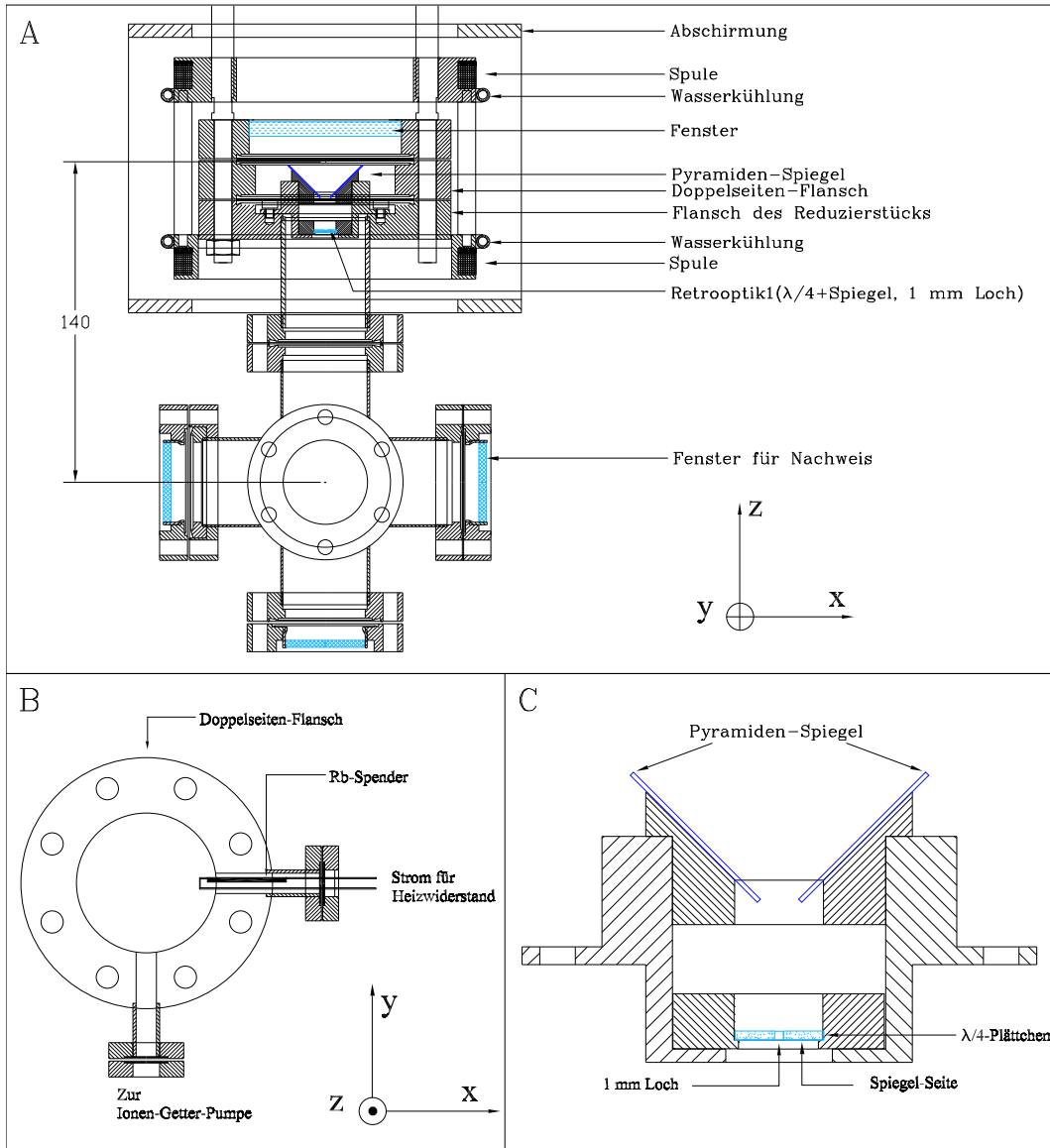


Abbildung 5.6: (A) Rezipient für die magneto-optische Falle und das Spulen-Paar für das Quadrupol-Magnetfeld. (B) Am Mantel des Doppelseiten-Flanschs sind die elektrische Durchführung und die Ionen-Pumpe eingebaut. (C) Vergrößerung des Pyramiden-Spiegels mit der Retrooptik1

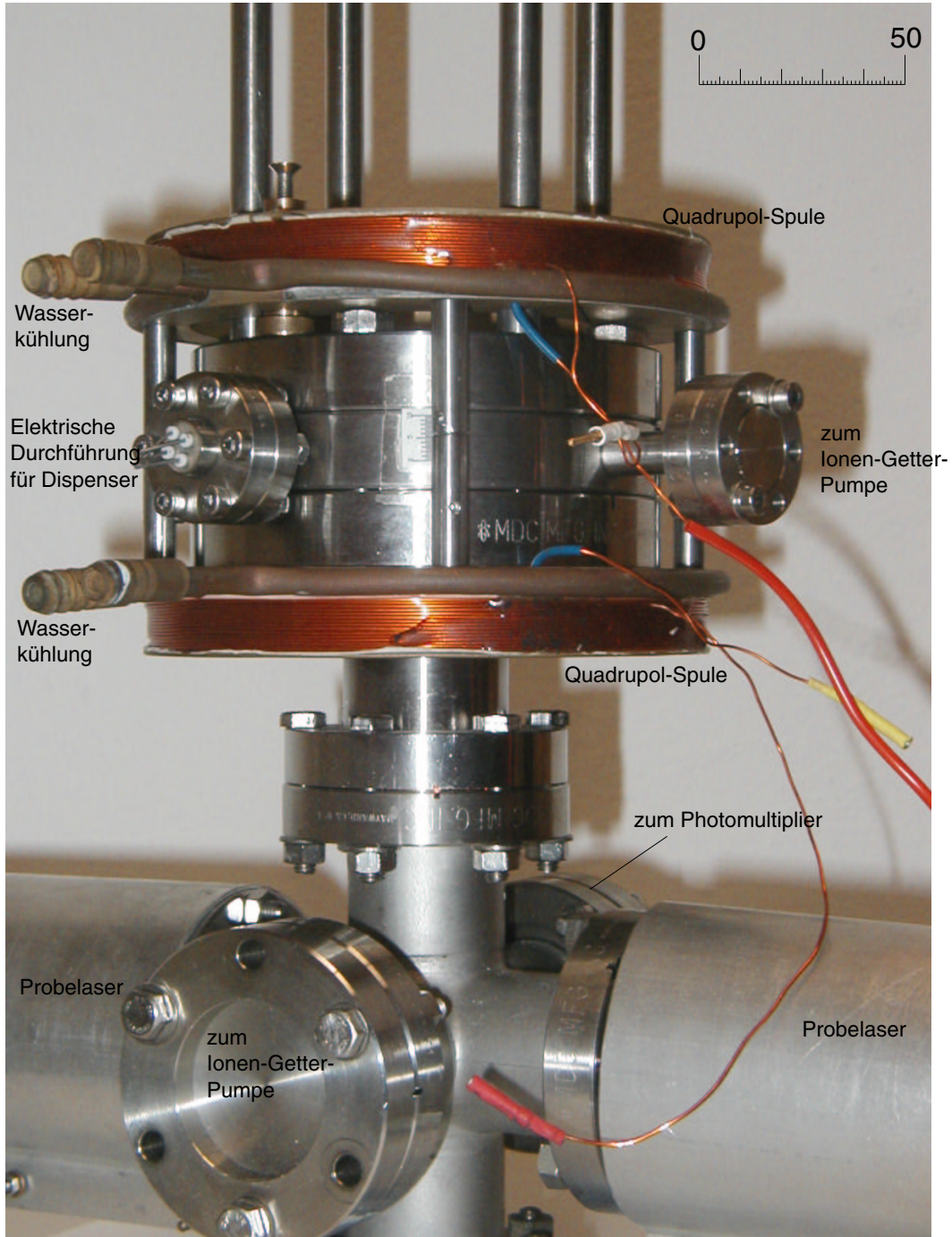


Abbildung 5.7: Aufnahme des Rezipienten

verbunden, und an dem anderen Flansch ist eine elektrische Durchführung für den Rubidium-Spender eingebaut. Das Reduzierstück besteht aus einem großen Flansch, einem Rohr und einem kleinen Flansch. In dem großen Flansch des Reduzierstücks ist der Spiegelkörper eingebaut, der aus einem hohlen Pyramiden-Spiegel mit Loch und einer Retrooptik1 besteht.

Die Nachweis-Vakuum-Kammer besteht aus einem Kreuzstück mit 6 Zugängen. Der obere Flansch des Kreuzstücks wurde an dem kleinen Flansch des Reduzierstücks angeschlossen. Der Flansch in der negativen y-Richtung wurde mit der Ionen-Getter-Pumpe verbunden. An den anderen 4 Flanschen sind optische Fenster angebracht.

Die Nachweis-Vakuum-Kammer ist nur durch eine kleine Öffnung mit der MOT-Vakuum-Kammer verbunden, so dass das Hintergrundgas in der MOT-Kammer nur durch dieses Loch im $\lambda/4$ -Plättchen der Retrooptik1 in die Nachweis-Kammer eindringen kann. Dadurch kann man dort Ultrahoch-Vakuum ($p < 10^{-8} \text{ mbar}$) erreichen, während der Dampfdruck des Rubidium-Hintergrundgases in der MOT-Kammer bei $p_{Rb} \approx 10^{-6} \text{ mbar}$ liegt.

(C) Lichteinkopplung in die Falle

Die Lichteinkopplung in die Atomfalle ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Ein dielektrisch-beschichtetes $\lambda/4$ -Plättchen für die Retrooptik2 ist außerhalb der Vakuumkammer eingebaut, damit das Loch der Retrooptik1 im optischen Sinn geschlossen werden kann. Die Kombination von Pyramidenspiegel mit Loch, Retrooptik1 und Retrooptik2 kann die 3-dimensionale $\sigma^- \leftrightarrow \sigma^+$ -Konfigurationen für den MOT erfüllen, und ein sehr langsamer intensiver Atomstrahl kann durch das Loch der Retrooptik1 aus der Falle erzeugt werden, wenn das Licht vor der Retrooptik2 unterbrochen ist.

Das Licht des strommodulierten Lasers läuft durch den optischen Isolator, womit unerwünschte optischen Rückkopplungen zu der Laserdiode unterdrückt werden. Die elliptische Form des Lichtbündels wird mit Hilfe zweier Prismen ringförmig verformt. Die Strahlbreite 3 mm des Lichtbündels wird mit einem teleskopischen System bis auf 20 mm aufgeweitert. Das aufgeweiterte linear-polarisierte Lichtbündel wird durch ein $\lambda/4$ -Plättchen mit dem Durchmesser $\phi = 40 \text{ mm}$ zirkular polarisiert. Das Lichtbündel wird mit Hilfe zweier Spiegel justiert, so dass das einfallende Lichtbündel und das von dem hohlen Pyramidenspiegel reflektierte antiparallel laufen. Dann wird das einfallende Lichtbündel mit Hilfe einer Irisblende bis auf 3 mm Breite abgeschnitten.

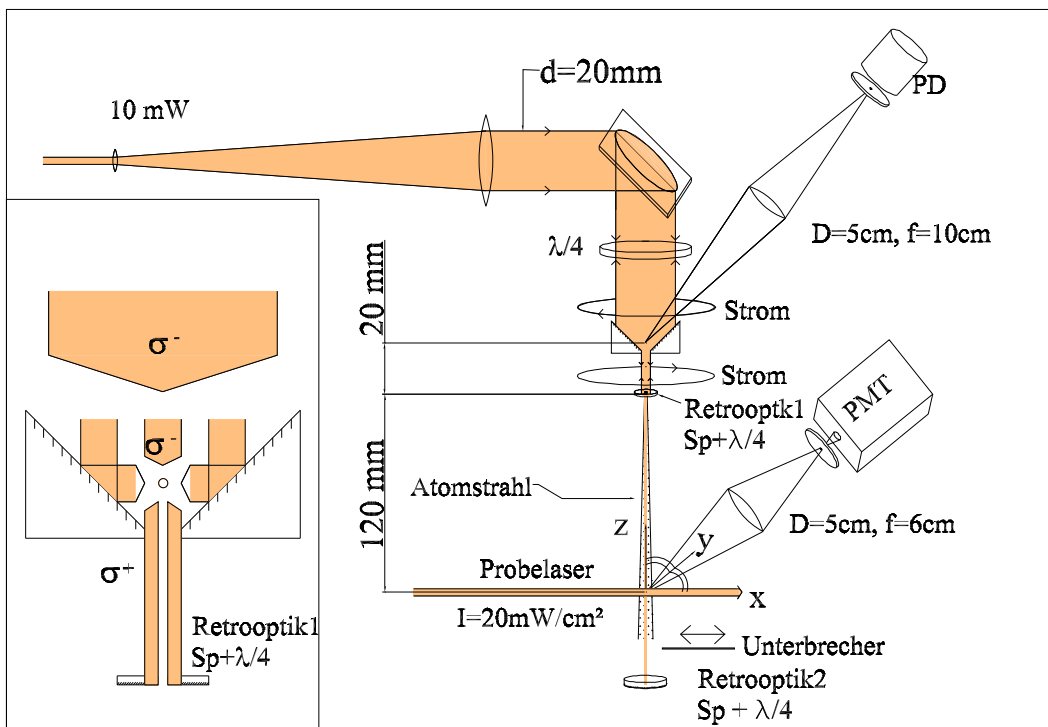


Abbildung 5.8: Lichteinkopplung in die Atomfalle, und Nachweis von Atomen in der Wolke und im Atomstrahl

Dieses Lichtbündel läuft durch das Loch des Pyramidenspiegels weiter. Das Lichtbündel wird teilweise ringförmig von der Retrooptik1 reflektiert und läuft teilweise durch das Loch der Retrooptik1 weiter nach unten. Die Retrooptik2 wird so justiert, dass der durch das Loch der Retrooptik1 nach unten laufende Lichtstrahl und das von der Retrooptik2 reflektierte Licht antiparallel laufen. Danach wird das in die Falle einfallende Lichtbündel wieder auf 20 mm aufgeweitert.

(D) Nachweis von Atomen in der Falle und im Atomstrahl

Die Anordnung für den Nachweis der Atome in der Falle und im Atomstrahl ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Das Fluoreszenzlicht der Atome in der Wolke wurde mit einer Photodiode nachgewiesen, die 40 cm von der Wolke entfernt ist. Eine Sammellinse mit der Brennweite $f = 10 \text{ mm}$ und dem Durchmesser $D = 5 \text{ cm}$ ist in der Mitte zwischen der Wolke und der Photodiode eingebaut. Die Atome im Atomstrahl wurden mit einem in der x-Richtung laufenden Probelaser angeregt, der die Strahlbreite $d = 3 \text{ mm}$ und die Intensität $I =$

3 mW/cm^2 in der Anregungszone hat. Das optische Fenster in der positiven y -Richtung führt ein Metallrohr zum Photomultiplier, dessen Kathode 24 cm von der Atomstrahlachse entfernt ist. Eine Sammellinse mit der Brennweite $f = 6 \text{ cm}$ und dem Durchmesser $D = 5 \text{ cm}$ ist innerhalb des Rohrs 12 cm entfernt von der Atomstrahlachse eingebaut. Die Innenoberfläche des Rohrs ist mit schwarzem Papier abgedeckt, damit störende Reflexionen zum Photomultiplier verhindert werden.

(E) Magnetfeld

Das Quadrupol-Magnetfeld wird mit einem entgegengesetzt-stromdurchflossenen Ringspulenpaar mit dem mittleren Durchmesser $\Phi_B = 128 \text{ mm}$ und dem mittleren Abstand $l_B = 84 \text{ mm}$ erzeugt. Jede Spule ist aus einem Draht mit dem Durchmesser $\phi = 0,8 \text{ mm}$ in 130 Windungen gewickelt. In der axialen Richtung der Spulen beträgt $\partial B/\partial z = 8 \text{ G/cm}$ für den Strom $I = 2,5 \text{ A}$. Am Spulen-Körper aus Messing ist ein Kupferrohr aufgelötet, das zur Kühlung der Spule mit Wasser dient. Das Spulenpaar ist in allen Raumrichtungen durch Schrauben mechanisch einstellbar, damit die Position des Null-Magnetfeldes verschoben werden kann. Außerhalb der Quadrupol-Spulen sind drei Paare von quadratischen Spulen in Würfel-Form angebracht. Diese Spulenpaare werden nicht nur für die Kompensation des Erdmagnetfeldes, sondern auch für Verschiebung des Nullpunkts des Quadrupol-Magnetfeldes verwendet. Das Quadrupol-Magnetfeld und die Kompensations-Magnetfelder werden durch Mu-Metall-Blech magnetisch abgeschirmt.

Kapitel 6

Diagnostik von Atom-Dichten und -Strömen

6.1 Fluoreszenz-Nachweis

Man kann die Atomzahl N in der Wolke oder im Atomstrahl dadurch ermitteln, dass man die Leistung der Fluoreszenz misst, die von den absorbierenden Atomen emittiert wird. Die in allen Raumrichtungen gestreute Leistung der Atome in der Wolke wird nach dem Schema in Abbildung 6.1 mit dem Bruchteil $\chi = d\Omega/4\pi$ im Photodetektor nachgewiesen, sofern die Wolke als dünne Schicht angenähert werden kann. Dabei ist der Raumwinkel $d\Omega$ durch das Verhältnis des über der Linse aufgespannten Kugelflächenteils $dF = \pi r^2$ zum Quadrat des Radius l der Kugel gegeben. Der Radius l entspricht dem Abstand zwischen der Wolke und der Linse. Die Leistung P_{PD} des in den Photodetektor eintretenden Fluoreszenzlichtes von N Atomen ist

$$P_{PD} = N \cdot p_{Fl} \cdot \chi . \quad (6.1)$$

Die Fluoreszenzleistung $p_{Fl}(\delta, S)$ eines Atoms ist dabei von der Verstimmung δ des Anregungslichts und dessen Sättigungsparameter $S = I/I_s$ abhängig (s. Gl. (3.11)).

Der Photostrom, der beim Bestrahlen des in den Photodetektor eintretenden Lichtes erzeugt wird, lässt sich mit einem Lastwiderstand als Änderung der

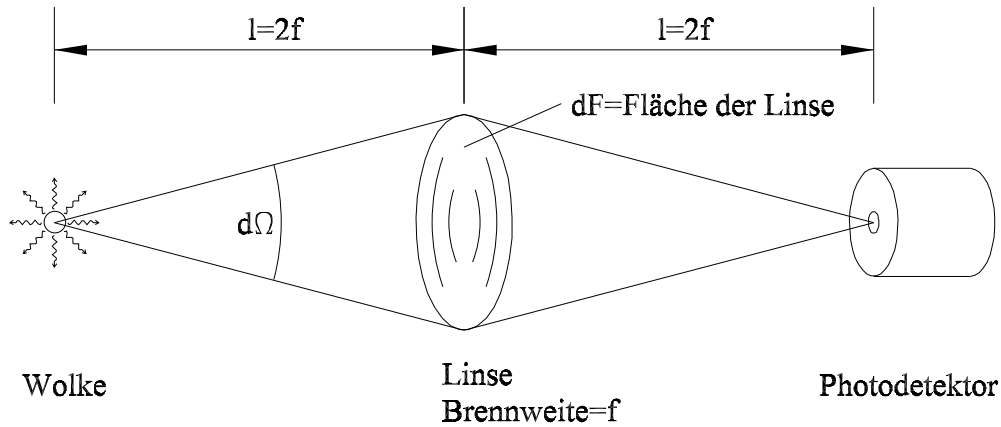


Abbildung 6.1: Messung der Leistung von Fluoreszenz mit einer optischen Abbildung: Der Bruchteil $\chi = d\Omega/4\pi$ der gesamten Leistung wird im Photodetektor nachgewiesen, wobei $d\Omega = dF/l^2$ ist.

Ausgangsspannung messen, die proportional zur Leistung des Lichtes ist. Wenn das Licht auf die aktiven Fläche des Photodetektors fokussiert ist, gilt für die Änderung ΔU_{PD} der Ausgangsspannung

$$\Delta U_{PD} = \eta^{-1} \cdot P_{PD} , \quad (6.2)$$

wobei η^{-1} die Empfindlichkeit des Photodetektors ist und P_{PD} die Leistung des eintretenden Lichtes. Dann kann man die Atomzahl N in der Wolke bestimmen:

$$N = \frac{P_{PD}}{p_{Fl} \cdot \chi} = \frac{\eta}{\chi \cdot p_{Fl}} \Delta U_{PD} . \quad (6.3)$$

6.2 Eichung der Nachweis-Geräte

Die Leistung des Fluoreszenzlichtes, das von den in der Falle gespeicherten Atomen emittiert wird, wurde mit einer Photodiode gemessen. Die Atome

im Atomstrahl wurden mit dem Licht des resonanten Probe-Lasers angeregt, und das Fluoreszenzlicht wurde mit einem Photomultiplier gemessen. Um die Leistung der Fluoreszenz zu kennen, wurden die Photodiode und der Photomultiplier geeicht.

6.2.1 Eichung der Photodiode

Der Ausgangsstrom der Photodiode [G11] wurde mit einem Stromverstärker OPA111 verstärkt; dessen elektrische Verschaltung ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Empfindlichkeit des Photodetektors wurde in der folgenden Weise geeicht: Ein Laserstrahl, dessen Leistung P_{Laser} aus der Messung mit einem geeichten Leistungsmessgerät [G12] bekannt ist, wurde mit einem Strahlteiler geteilt (s. im linken oberen Teil in Abbildung 6.3). Aus Leistungs-Messungen der durchgelassenen und reflektierten Lichtstrahlen wurden die Transmission T und das Reflexionsvermögen R des Strahlteilers ermittelt. Die Leistung des transmittierten Lichtes $P_T = P_{Laser}T$ wurde mit dem Leistungsmessgerät gemessen (s. Abb. 6.3). Das reflektierte Licht mit der Leistung $P_{PD} = P_{Laser}R$ wurde mit der Photodiode nachgewiesen und als Ausgangsspannung U_{PD} gemessen. Abbildung 6.3 zeigt die gemessene Eichkurve. Die Leistung P_{PD} des in die Photodiode eintretenden Laserlichts ist dabei in Abhängigkeit von der Photodiodenspannung U_{PD} dargestellt. Daraus erhält man die Eichgleichung

$$\Delta U_{PD}/V = 0,285 \cdot \Delta P_{PD}/\mu W \quad , \quad (6.4)$$

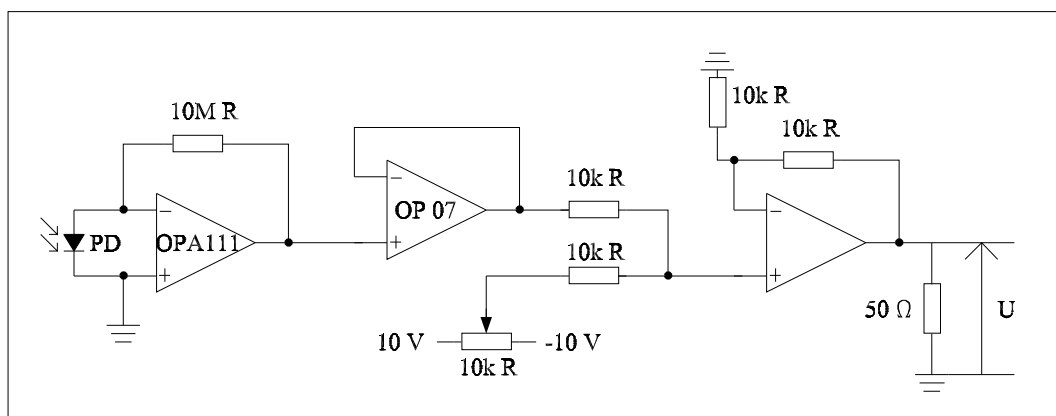


Abbildung 6.2: Elektrische Verschaltung für die Stromverstärkung der Photodiode.

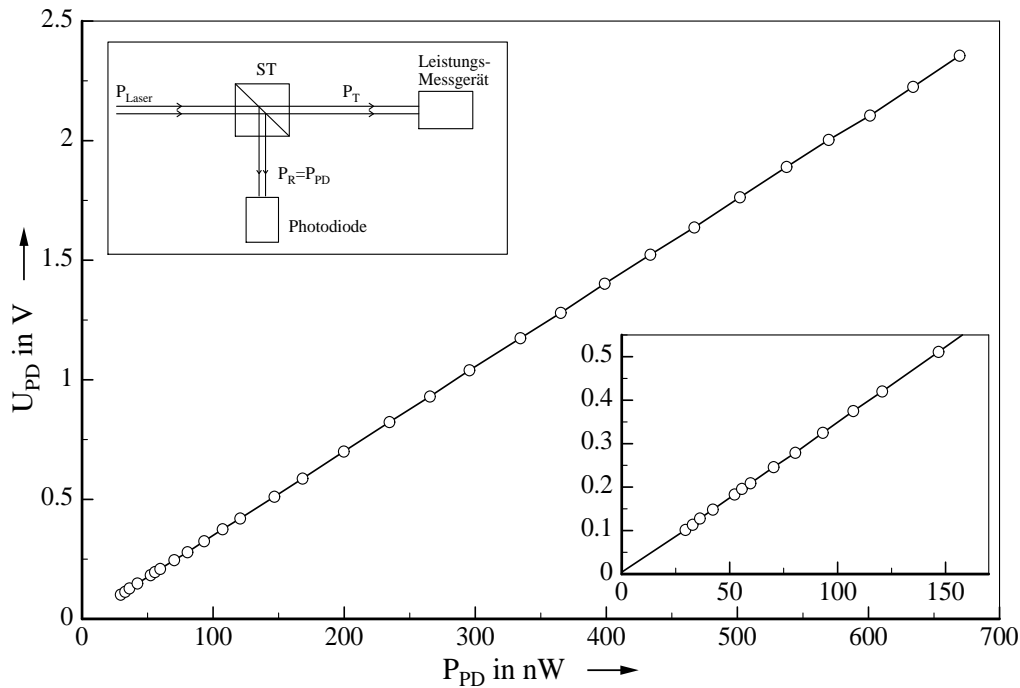


Abbildung 6.3: Die Leistung P_{PD} des in die Photodiode einfallenden Lichtes ist in Abhängigkeit von der Ausgangsspannung U_{PD} der Photodiode dargestellt.

wobei ΔP_{PD} die Änderung der Leistung und ΔU_{PD} die Änderung der Ausgangsspannung der Photodiode sind.

6.2.2 Eichung des Photomultipliers

Der Ausgangsstrom des Photomultipliers wird mit dem Stromverstärker wie bei der Photodiode verstärkt und als Spannung gemessen. In Abbildung 6.4 ist die elektrische Verschaltung des Stromverstärkers und der Spannungsversorgung des Photomultipliers dargestellt. Die Empfindlichkeit des Photomultipliers ist von dessen Versorgungsspannung abhängig.

Abbildung 6.5 zeigt den schematischen Aufbau für die Eichung der Lichtempfindlichkeit des Photomultipliers, der zur Ermittlung der Atomzahl im Atomstrahl verwendet wird. Laserlicht mit der Leistung $P_{ein} (\approx 0,3 \text{ mW})$ wurde mit

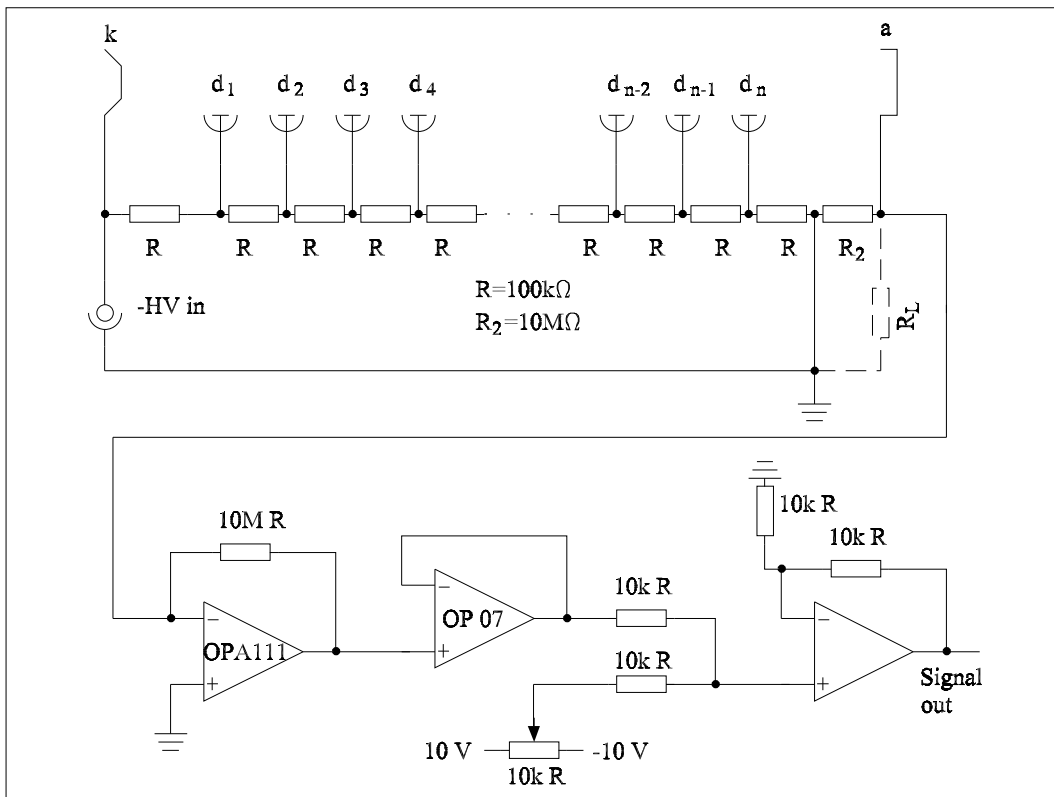


Abbildung 6.4: Elektrische Verschaltung von Spannungsversorgung des Photomultipliers und Verstärkung dessen Ausgangsstroms

einem Glas in zwei Strahlen geteilt. Die Leistungen $P_T = P_{\text{ein}}T$, $P_R = P_{\text{ein}}R$ der durchgelassenen und reflektierten Lichtstrahlen wurden jeweils mit einem Leistungsmessgerät gemessen, und die Transmission T des Glases und dessen Reflexionsvermögen R wurden ermittelt. Der reflektierte Lichtstrahl wurde mit zwei Filtern bekannter Transmissionen T_1, T_2 stark abgeschwächt; die umgerechnete Leistung $P_{PMT} = P_R T_1 T_2$ des abgeschwächten Lichtes betrug einige 10 nW .

Die Ausgangsspannung U_{PMT} des Photomultipliers und die Leistung P_T des von dem Glas durchgelassenen Lichtes wurden gemessen, während sich die Leistung P_{ein} änderte. U_{PMT} wurde in Abhängigkeit von der Leistung P_{PMT} des in den Photomultiplier einfallenden Laserlichts registriert. In der Eichkurve des Photomultipliers in Abbildung 6.6 ist die Leistung P_{PMT} als Funktion der Photomultiplier-Spannung U_{PMT} bei drei verschiedenen Versorgungs-

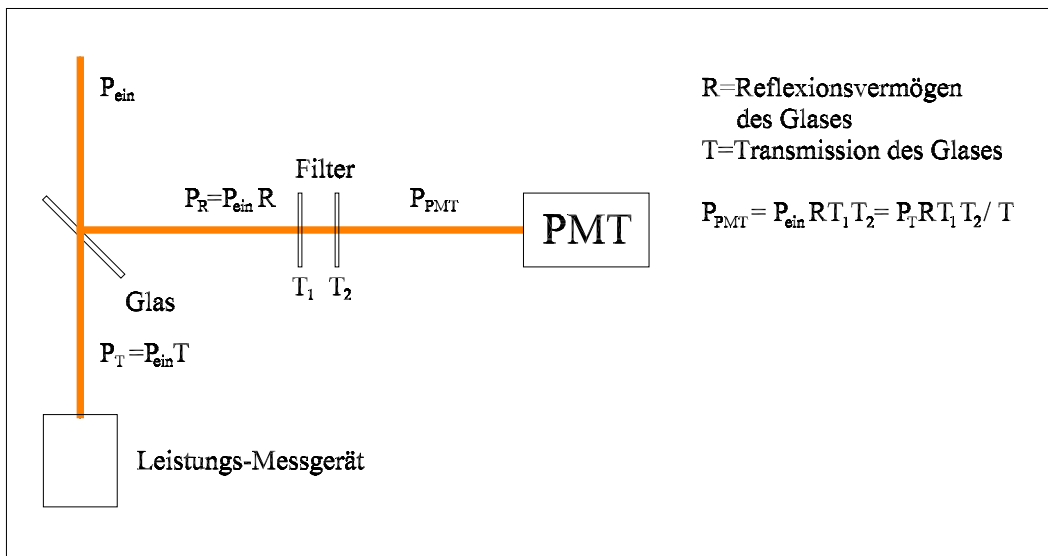


Abbildung 6.5: Schematischer Aufbau für die Eichung des Photomultipliers

Spannungen des Photomultipliers dargestellt.

6.3 Teilchenzahl in der Atomwolke

Die in der Wolke gespeicherten ^{85}Rb -Atome, die durch Absorptionen des Kühl-Laser-Lichtes von $F_g = 3$ nach $F_e = 4$ angeregt sind, emittieren Fluoreszenz. Ein gespeichertes Atom kann als Zwei-Niveau-System betrachtet werden, weil es, wenn es unerwünscht in den Zustand $F_g = 2$ gelangt ist, mit einem Seitenband des modulierten Kühl-Laser-Lichtes nach $F_g = 3$ optisch zurückgepumpt wird. Die Fluoreszenz-Strahlung der Wolke wird mit einer CCD-Kamera und einem Fernsehmonitor beobachtet, und der Durchmesser der Wolke wird abgeschätzt. Die Fluoreszenz-Strahlung der Wolke wird durch eine entspiegelte Linse mit Brennweite $f = 10$ cm und Radius $r = 2,5$ cm auf eine Photodiode abgebildet, und nachgewiesen (s. Abb. 5.8). Der Abstand l_{WL} zwischen dem Zentrum der Wolke und der Linse beträgt 20 cm und der Abstand l_{LP} zwischen der Linse und der Photodiode 20 cm, damit die Wolke in gleicher Größe auf die Photodiode abgebildet wird. Eine Irisblende ist vor dem Photodetektor eingebaut, um störendes Streulicht zu reduzieren. Der Bruchteil χ_{PD} des emittierten Fluoreszenzlichts, der durch die Photodiode nachgewiesen wird,

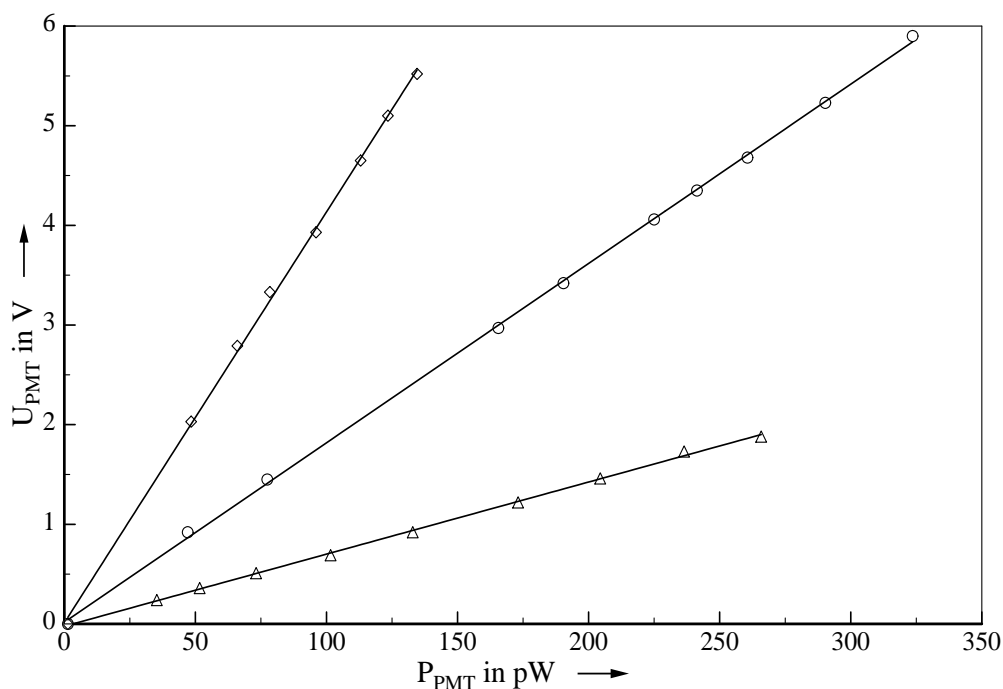


Abbildung 6.6: Leistung P_{PMT} des in den Photomultiplier einfallenden Lichtes in Abhängigkeit von Ausgangsspannung U_{PMT} des Photomultipliers bei drei verschiedenen Versorgungsspannungen

beträgt $1,8 \cdot 10^{-3}$. Die Absorptions- und Reflexions-Verluste durch das Fenster der Vakuum-Kammer und die Linse sind vernachlässigbar, weil das Fenster und die Linse entspiegelt sind.

Das Kühllicht mit der Strahlbreite $2w = 20 \text{ mm}$ läuft in der negativen z -Richtung, und seine Leistung beträgt direkt vor dem Pyramidenspiegel $P = 10 \text{ mW}$ (s. Abbildung 6.7). Die radiale Intensitäts-Verteilung des in die Falle einfallenden Lichtbündels, das ein gaußsches Intensitätsprofil hat, lautet

$$I(x, y, z) = I_0 \cdot e^{-2(x^2+y^2)/w^2}, \quad (6.5)$$

wobei $I_0 = 6,4 \text{ mW/cm}^2$ ist. Die Intensität des in die Falle einfallenden Lichtstrahls ist am Ort $\vec{r} = (-w/2, 0, z)$ mit $z > 0$

$$I(-w/2, 0, z) = I_0 \cdot e^{-1/2}. \quad (6.6)$$

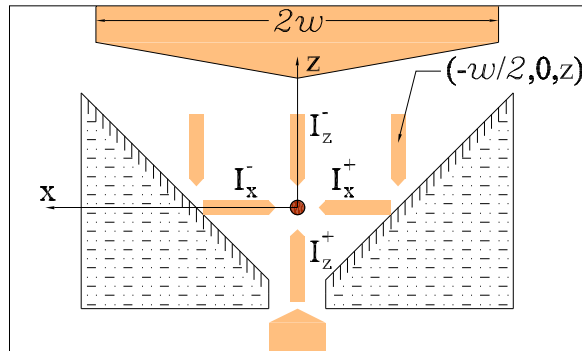


Abbildung 6.7: Lichtstrahlen für Anregung der Wolke: Einfallendes Lichtbündel mit dem Strahlradius w ist gauß-verteilt, d.h. $I(x, y, z) \approx I_0 \cdot e^{-2(x^2+y^2)/w^2}$.

Die Intensitäten I_x^+, I_x^- der in der x-Achse laufenden Lichtstrahlen sind gleich der Intensität $I(-w/2, 0, z)$. Die Intensitäten I_z^+, I_z^- der in der z-Achse laufenden Lichtstrahlen sind gleich I_0 . Die Atome in der gespeicherten Wolke werden von drei orthogonalen Lichtstrahlenpaaren angeregt, und die gesamte Intensität I_W der Lichtstrahlen lautet am Ort der Wolke

$$I_W \approx 2I_z^- + 4I_x^+ \approx 4,43 \cdot I_0 . \quad (6.7)$$

Der Sättigungsparameter $S = I_W/I_S$ ist dann $S \approx 17,7$, wobei I_S die Sättigungsintensität des Kühllichtes ist und beträgt $1,6 \text{ mW/cm}^2$. Die Atomzahl in der Wolke wird durch Messung der Fluoreszenz, die von den in der Wolke gespeicherten Atomen bei den Anregungen mit dem Kühl-Laser-Licht emittiert wird, nach (6.3) ermittelt. Es gilt dann für die Atomzahl N_W in der Wolke:

$$N_W/\text{Atome} \approx 8,7 \cdot 10^7 \cdot \Delta U_{PD}/V. \quad (6.8)$$

6.4 Teilchendichte im Atomstrahl

Die Atom im Atomstrahl werden im Wechselwirkungsbereich durch einen Probeler angeregt, dessen Wellenlänge durch doppler-freie

Sättigungsspektroskopie auf die Resonanz des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ stabilisiert ist, und die emittierte Fluoreszenz wird mit einem Photomultiplier [G13] gemessen. Der Durchmesser ϕ der aktiven Fläche des Photomultipliers beträgt 52 mm, und seine Quantenausbeute η ist 0,02 für die Wellenlänge $\lambda = 780 \text{ nm}$.

Abschätzung der Atomdichte im Atomstrahl

Der experimentelle Aufbau für den Nachweis der Atome im Atomstrahl ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Der Probeleraser hat die Strahlbreite $\phi_{probe} = 3 \text{ mm}$ und seine Intensität I_{probe} am Ort des Atomstrahls beträgt 20 mW/cm^2 . Das Fluoreszenzlicht, das von den Atomen in der Überlappungszone von Atomstrahl und Probeleraser emittiert wird, wird durch eine Linse mit der Brennweite $f = 6 \text{ cm}$ und dem Radius $r = 2,5 \text{ cm}$ auf den Photomultiplier abgebildet und nachgewiesen. Die Achse des Atomstrahls und die Photokathode des Photomultipliers sind jeweils von der nächstgelegenen Hauptebene der Linse 12 cm entfernt, damit die fluoreszierenden Atome im Atomstrahl in gleicher Größe auf der Photokathode abgebildet werden.

Die emittierte Fluoreszenz wird mit dem Bruchteil χ_{PMT} auf dem Photomultiplier nachgewiesen. Aus der Gleichung $\chi_{PMT} = d\Omega/4\pi = \pi r^2/4\pi l^2$ mit $r = 2,5 \text{ cm}$ und $l = 12 \text{ cm}$ ergibt sich der Bruchteil $\chi_{PMT} \approx 0,01$. Daraus erhält man die Umrechnungs-Gleichung für die Atomzahl in der WW-Zone:

$$N_S = \frac{P_{PMT}}{\chi_{PMT} \cdot \mathcal{P}_{Fl}} = \frac{U_{PMT}}{\eta_{PMT} \cdot \chi_{PMT} \cdot \mathcal{P}_{Fl}}. \quad (6.9)$$

Es gilt dabei für die Änderung der Ausgangsspannung des Photodetektors $U_{PMT} = \eta_{PMT} \cdot P_{PMT}$, wobei die Empfindlichkeit des Photomultipliers η_{PMT} aus Abbildung 6.6 ermittelt werden kann.

Tabelle 6.1: Empfindlichkeit des Photomultipliers

$U_V \text{ (kV)}$	$\eta_{PMT} \text{ (mV/pW)}$
0,9	7,24
1,0	18,0
1,1	41,3

Die Retrooptik1 mit dem Lochdurchmesser $\phi_L = 1 \text{ mm}$ ist $z = 20 \text{ mm}$ von der Wolke entfernt. Die Divergenz $\vartheta \approx \phi_L/z$ des Atomstrahls beträgt dann

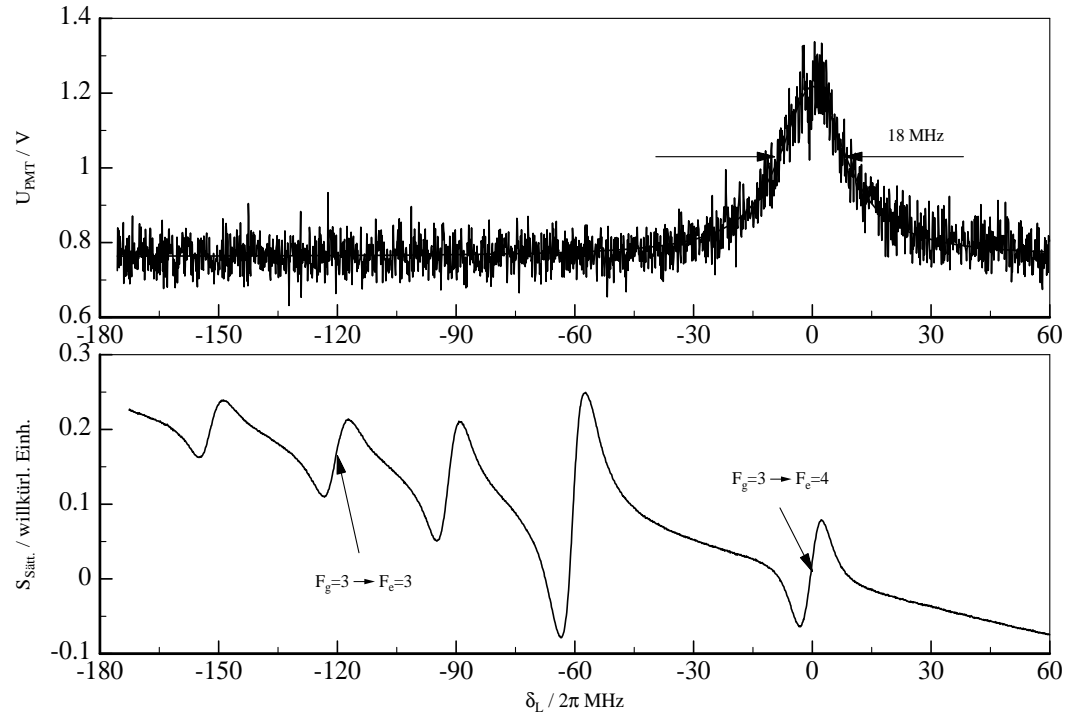


Abbildung 6.8: Nachweis des Atomstrahls: (a) Photomultiplier-Spannung des Fluoreszenzlichtes (b) Dispersive Resonanzlinien der Übergängen $F_g = 3 \leftrightarrow F_e = 2, 3, 4$ aus dopplerfreier Sättigungs-Spektroskopie

50 *mrad* [22]. Das Probelicht und der Atomstrahl kreuzen dort, wo der Abstand l_{PW} zwischen der Wolke und der Strahlachse des Probelichts 140 *mm* ist. Das effektive Wechselwirkungs-Volumen V_{WW} und die Dichte ρ_S des Atomstrahls in der WW-Zone sind

$$V_{WW} = \pi(\phi_{probe}/2)^2 l_{PW} \vartheta \approx 5,5 \text{ mm}^3, \quad (6.10)$$

$$\rho_S = N_{WW}/V_{WW}. \quad (6.11)$$

Nachweis des Atomstrahls

Die Atome im Atomstrahl werden mit dem Probelaser, der über die Linien der Übergänge $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ durchstimmt wird, zur Erzeugung von Fluoreszenz angeregt. Abbildung 6.8 zeigt die Photomultipliers-Spannung des

Fluoreszenzlichtes in der Anregungszone als Funktion der Verstimmung $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ des Probelasers, wobei ω_0 gleich der Resonanzfrequenz des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ ist. Die dispersiven Resonanzlinien, die durch doppler-freien Sättigungs-Spektroskopie in der Rubidiumzelle aufgenommen wurden, sind im unteren Bild zur Eichung der Verstimmung δ_L dargestellt.

Die Atome im Atomstrahl sind in dem Zustand $F_g = 3$ vor der Anregung durch den Probelaser, weil Atome im Zustand $F_g = 2$ in der Falle in den Zustand $F_g = 3$ optisch zurückgepumpt sind. Die Fluoreszenz kann man nur bei der Resonanzlinie des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ beobachten, und Beiträge der anderen Zustände sind nicht sichtbar. Bei der Verstimmung auf den Übergang $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ oder $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ werden die Atome aus dem Zustand $F_g = 3$ schnell nach dem Zustand $F_g = 2$ optisch gepumpt. Dadurch wird der Zustand $F_g = 3$ entleert, und Fluoreszenz wird nicht beobachtet, weil das Probelicht nicht mehr mit den Atomen in dem Zustand $F_g = 2$ resonant ist.

Die volle Halbwertbreite $\delta\nu$ der Spektrallinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, deren spektrale Intensitätsverteilung ein Voigt-Profil hat, ist etwa 18 MHz ($\approx 3,1 \cdot \Gamma/2\pi$), wobei die volle natürliche Linienbreite $\Gamma/2\pi$ für diese Spektrallinie 5,9 MHz ist. Die halbe Halbwertbreite der transversalen Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls ist dann $\delta v/2 \approx 6 \text{ m/s}$.

Kapitel 7

Erzeugung und Charakterisierung des Atomstrahls im Experiment

In diesem Kapitel werden experimentelle Ergebnisse dargestellt: die Speicherung der Atome in der magneto-optischen Falle, die Erzeugung des subthermischen Atomstrahls aus der Falle und die Ermittlung seiner Eigenschaften. Die Ergebnisse lassen sich durch ein Ratengleichungs-Modell interpretieren. Die Atomdichte in der Falle, die Flussdichte des Atomstrahls und dessen mittlere longitudinale Geschwindigkeit werden ermittelt.

7.1 Atomzahl und -dichte in der Falle

Zunächst wurde der Vorgang der Fallen-Füllung untersucht, also das „Laden“, und zwar in Abhängigkeit vom Rubidium-Dampfdruck. Dieser wurde durch den Heizstrom des Rubidium-Spenders eingestellt.

Die wesentlichen Parameter-Werte wurden wie folgt eingestellt: die Kreisfrequenz ω_L des Lasers für Kühlung von ^{85}Rb -Atomen wurde etwa um die zweifache natürliche Linienbreite Γ , die für das Atom $\Gamma/2\pi = 5,89 \text{ MHz}$ beträgt, unterhalb der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \omega_{34}$ der Übergangslinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$

des Atoms verstimmt (s. Abb. 3.1). Außerdem ist der Laser mit der Frequenz $\nu_M = \omega_M/2\pi$ über ihren Injektionsstrom moduliert, damit die obere Seitenbandfrequenz $\omega_L + \omega_M$ des modulierten Lichtes das optische Hyperfein-Rückpumpen ermöglicht. Es soll dann für die Modulationsfrequenz ω_M gelten:

$$\omega_L + \omega_M = \omega_{23} = \delta_g^{23} + \omega_{33} = \delta_g^{23} + \omega_{34} - \delta_e^{34}. \quad (7.1)$$

Hier ist ω_{ij} die Resonanzfrequenz der Übergangslinie $F_g = i \rightarrow F_e = j$, δ_g^{23} die Differenzfrequenz zwischen den Hyperfein-aufgespalten Grundzuständen $F_g = 2, 3$ ($\delta_g^{23}/2\pi = 3.035, 7 \text{ MHz}$), und δ_e^{34} die Differenzfrequenz zwischen den Hyperfein-aufgespalten angeregten Zuständen $F_e = 3, 4$ ($\delta_e^{34}/2\pi = 121 \text{ MHz}$). Aus (7.1) erhält man die Modulationsfrequenz ω_M

$$\omega_M = (\delta_g^{23} - \delta_e^{34}) - (\omega_L - \omega_0) = 2\pi \cdot 2.914, 7 \text{ MHz} - \delta_L, \quad (7.2)$$

wobei $\delta_L = \omega_L - \omega_0$ die Verstimmung des Lasers gegen die Resonanzfrequenz $\omega_0 = \omega_{34}$ des Atoms ist.

Die optischen Lichtstrahlengänge sind wie die in Abbildung 4.4 (a) angeordnet, damit die Wolke in der magneto-optischen Falle erzeugt wird. Die Leistung des zur Falle einfallenden Lichtbündels beträgt $P = 10 \text{ mW}$. Die in der Wolke gespeicherten Atome werden von drei orthogonalen Lichtstrahlenpaaren angeregt, und die gesamte Intensität des Anregungslichts ist am Zentrum der Wolke $28, 4 \text{ mW/cm}^2$ (vgl. Gl.(6.7)).

Das Fluoreszenzlicht der Atome in der Wolke wird mit einer Photodiode gemessen (s. Abb. 5.8), und die Atomzahl in der Wolke wird daraus ermittelt. Die Atomzahl in der Wolke ändert sich mit der Dichte des Rubidium-Hintergrundgases, die von der Stromstärke I_{disp} im Heizwiderstand des Rubidium-Spenders abhängig ist.

Abbildung 7.1 zeigt die zeitliche Veränderung der Atomzahl in der Wolke bei verschiedenen Heiz-Stromstärken I_{disp} des Rubidium-Spenders. Der Kühl-Laser ist um $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ gegen die Resonanzfrequenz ω_0 des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ verstimmt. Die Atome werden im MOT eingefangen, wenn das Quadrupol-Magnetfeld bei $t = 100 \text{ ms}$ eingeschaltet wird. Die Atomzahl N_W in der Wolke wächst, und wird dann gesättigt. Nachdem das Magnetfeld

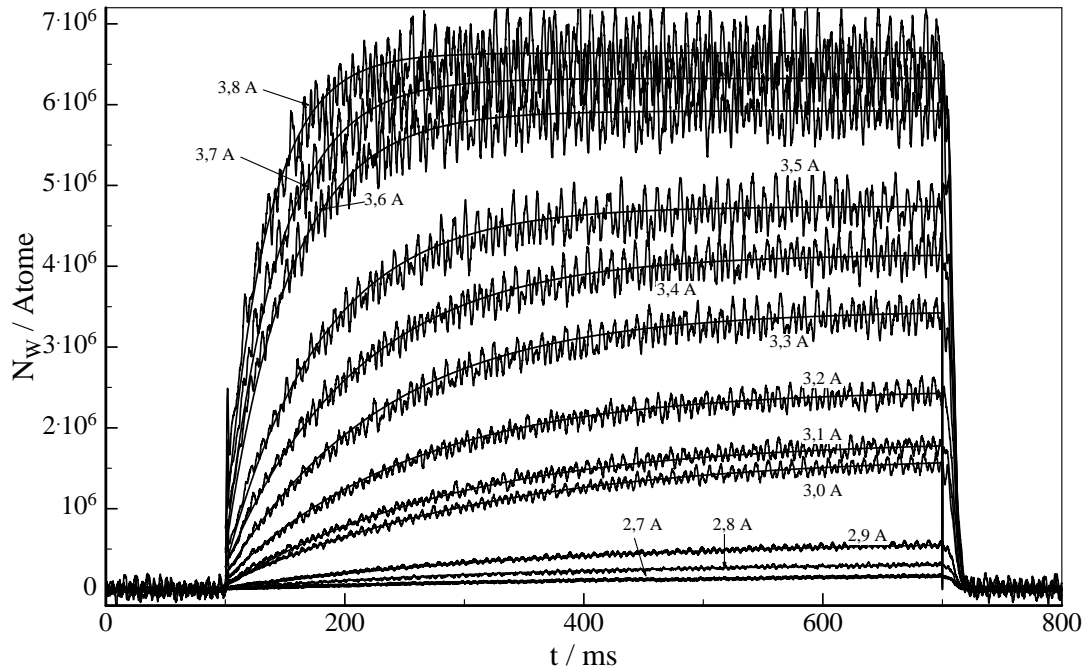


Abbildung 7.1: Atomzahl N_W in der Wolke in Abhängigkeit von der Zeit t bei verschiedenen Stromstärken I_{disp} im Heizwiderstand des Rubidium-Spenders und bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10\text{MHz}$ des Kühl-Lasers: das Quadrupol-Magnetfeld wurde bei $t = 100\text{ms}$ und $t = 700\text{ms}$ ein- und ausgeschaltet. Die der Ratengleichung angepassten Kurven sind eingetragen.

bei $t = 700\text{ms}$ ausgeschaltet wird, expandieren die in der Falle gespeicherten Atome und verschwinden dann plötzlich.

Die Ratengleichung für die Anzahl $N_W(t)$ der in der Wolke gespeicherten Atome lautet [21]

$$\frac{dN_W}{dt} = R - \frac{N_W}{\tau_c}, \quad (7.3)$$

wobei R die Laderate und τ_c^{-1} die Verlustrate durch Stöße zwischen eingefangenen Atomen und Atomen in Hintergrundgas sind. Unter der Annahme

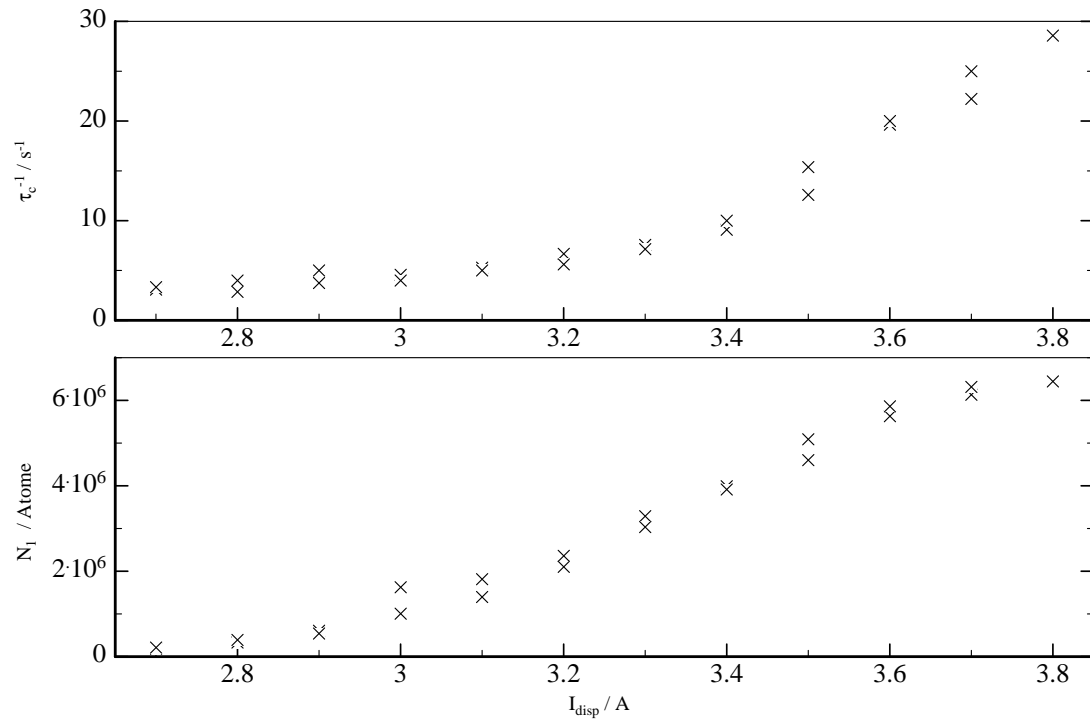


Abbildung 7.2: Verlustrate τ_c^{-1} und stationäre Atomzahl N_1 in der Wolke in Abhängigkeit von der Stromstärke I_{disp} im Heizwiderstand des Rubidium-Spenders

$N_W(t = 0) = 0$ erhält man

$$N_W(t) = N_1(1 - e^{-t/\tau_c}) , \quad (7.4)$$

wobei $N_1 = R\tau_c$ die stationäre Atomzahl in der Wolke für $t \gg \tau_c$ ist. Diese Gleichung wird der gemessene Kurve angepasst, und ist in Abbildung 7.1 eingetragen.

Aus den Kurven in Abbildung 7.1 wurden die Verlustrate τ_c^{-1} und die stationäre Atomzahl N_1 ermittelt; sie sind in Abbildung 7.2 in Abhängigkeit von der Stromstärke I_{disp} im Heizwiderstand des Rubidium-Spenders dargestellt. Die Verlustrate τ_c^{-1} kann beschrieben werden durch

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{Rb}} + \frac{1}{\tau_{Rest}} , \quad (7.5)$$

wobei τ_{Rb}^{-1} die Verlustrate durch Stöße zwischen den eingefangenen Rb-Atomen und den Rb-Atomen im Hintergrundgas ist, und τ_{Rest}^{-1} die Verlustrate durch Stöße zwischen den eingefangenen Rb-Atomen und den anderen Atomen (z.B. He-Atomen) im Rezipienten. Es gilt aus der kinetischen Gastheorie für die Verlustrate

$$\frac{1}{\tau_{Rb}} = n\sigma\sqrt{3kT/m} \quad , \quad (7.6)$$

wobei n die Dichte des Rb-Hintergrundgases und σ der Wirkungsquerschnitt für Stöße zwischen Rb-Atomen sind. Dabei sind k, m und T die Boltzmann-Konstante, die Masse eines ^{85}Rb -Atoms und die Raumtemperatur in Kelvin.

Bei kleineren Heizstromstärke ($I_{disp} < 3 A$), d.h. bei niedrigem partiellen Dampfdruck des Rubidium-Hintergrundgases, ist die Verlustrate $\tau_{Rest}^{-1} \approx 4s^{-1}$ durch das Restgas dominiert. Mit wachsender Dichte n der Rb-Atome wächst dann die Verlustrate τ_{Rb}^{-1} . Bei großer Dichte n ist die Verlustrate durch τ_{Rb}^{-1} dominiert, und die Verlustrate τ_{Rest}^{-1} durch das Restgas ist dann vernachlässigbar. Die stationäre Atomzahl N_1 in der Wolke wächst mit wachsender Heizstromstärke. Wenn die Dichte des Rb-Hintergrundgases größer wird, wird die Atomzahl N_1 in der Wolke gesättigt, weil die Laderate R proportional zur Dichte n ist und die Verlustrate τ_c^{-1} indirekt proportional zur Dichte n ist [74].

Der Rubidiumdampf, der beim Heizen des Rb-Spenders erzeugt wird, ist vom Heizstrom abhängig. Für weitere Messungen wird der Dispenser-Strom bei $I_{disp} = 3,5 A$ eingeschaltet, weil das Verhältnis von Signal zu Rauschen dabei am besten ist. Die Atomzahl N_W in der Wolke wird bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 MHz$ des Kühl-Lasers nach Gleichung (6.8) ermittelt; es ist

$$N_W(I_{disp} = 3,5A) \approx 4,4 \cdot 10^6 \text{ Atome} \text{ .}$$

Der Durchmesser der Wolke ist etwas kleiner als 1 mm; die Dichte der Wolke ist daher

$$\rho_W \approx 10^{10} \text{ Atome/cm}^3 \text{ .}$$

7.2 Erzeugung und Unterbrechung des Atomstrahls

Mit der Anordnung der Abbildung 4.4 (a), wo die vertikalen Lichtkräfte im Gleichgewicht sind, wird die Atom-Wolke in der Falle erzeugt. Wenn das Licht vor der Retrooptik2 mit einer Blende unterbrochen ist, sind die auf die Atome ausgeübten Lichtkräfte im Ungleichgewicht. Die in der magneto-optischen Falle gespeicherten Atome werden wegen des Ungleichgewichts der Lichtkräfte aus dem Zentrum der Falle nach unten beschleunigt. Dabei werden die in der Wolke gespeicherten Atome durch das Loch der Retrooptik1 extrahiert, und der subthermische Atomstrahl wird erzeugt.

Dieser Atomstrahl kann durch Unterbrechung des Lichtes vor der Retrooptik2, Ablenkung des Atomstrahls mit einem Störlaser oder Änderung des Quadrupol-Magnetfeldes abgeschaltet werden. Die Erzeugung und die drei verschiedenen Methoden für die Schaltung des Atomstrahls sind im Abschnitt 4.3 beschrieben, und in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt.

Die Flussdichte ρ_S des Atomstrahls wurde nach Gleichung (6.11) umgerechnet. Die Atomzahl N_S in der WW-Zone, wo das Atomstrahl und der Probelaser einander überlappen, wurde dabei nach Gleichung (6.9) aus dem Photomultiplier-Signal ermittelt. Bei der Messung des Fluoreszenzlichtes, das die Atome in der Wolke streuen, werden die Fluoreszenz des Hintergrundgases und die Streuung von den Spiegelkanten und -Ecken mit gemessen. Um diese Beiträge abzuziehen, wurden die Untergrund-Messungen in folgender Weise durchgeführt. Die Wolke wird in der Falle geladen. Durch die Änderung eines Kompensations-Magnetfeldes wird die Position des Null-Magnetfeldes verschoben, und die Wolke wird verschoben und torus-förmig verformt. Bei weiterer Verschiebung der Wolke ist die Wolke nicht mehr zu erkennen. Dann wird das Untergrund-Signal ermittelt, wobei das Licht vor der Retrooptik2 im Zeitraum zwischen $t = 105 \text{ ms}$ und $t = 409 \text{ ms}$ unterbrochen ist.

7.2.1 Schalten durch Unterbrecher

Diese Methode wurde in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Ohne Unterbrechung des Lichtstrahls vor der Retrooptik2 werden die Atome in der Falle

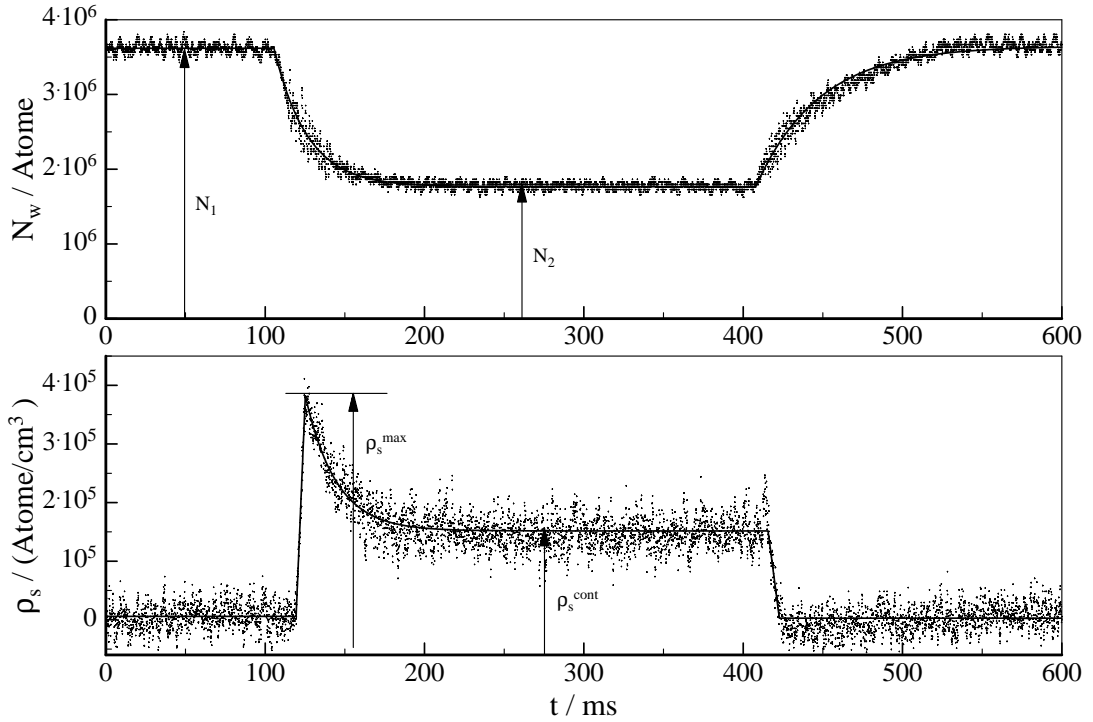


Abbildung 7.3: Laden und Entladen der Atome in der Wolke (oben) und Erzeugung des Atomstrahls (unten) bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ des Kühl-Lasers

gespeichert. Der subthermische Atomstrahl wird erzeugt, wenn man das Licht vor der Retrooptik2 durch eine Blende unterbricht.

Abbildung 7.3 zeigt die zeitlichen Änderungen der Atomzahl N_W in der Wolke und der Atomdichte ρ_S des Strahls, wobei das Licht vor der Retrooptik2 im Zeitraum $105 \text{ ms} \leq t \leq 409 \text{ ms}$ unterbrochen ist. Die Verstimmung des Kühl-Lasers beträgt dabei $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$.

Laden der Wolke ($t < 105 \text{ ms}$): Das Licht vor der Retrooptik2 ist nicht unterbrochen, und die Atome werden in der Falle gespeichert. Wenn die Wolke einige Sekunden lang geladen wird, ist die Atomzahl in der Wolke gesättigt und ist der Atomstrahl momentan abgeschaltet.

Entladen der Wolke und Erzeugung des Atomstrahls ($105 \text{ ms} \leq t \leq 409 \text{ ms}$): Die Retrooptik2 wird plötzlich bei $t = 105 \text{ ms}$ mit dem Unterbrecher ab-

gedeckt. Die in der Wolke gespeicherten Atome werden durch das Loch der Retrooptik1 extrahiert und der Atomstrahl wird erzeugt, während die Falle immer noch geladen wird. Die Atomzahl in der Wolke fällt exponentiell und bleibt dann konstant. Die aus der Wolke austretenden Atome werden nach unten beschleunigt und erreichen nach der Laufzeit die WW-Zone, wo sich der Atomstrahl und das Probelichtbündel überlappen. Die Atomdichte ρ_S des Atomstrahls in der WW-Zone wächst dann plötzlich bis zur maximalen Atomdichte ρ_S^{max} und fällt dann mit der gleichen Zerfallsrate wie die Atomzahl in der Wolke. Sie wird bei $\rho_S = \rho_S^{cont}$ stationär, und der Atomstrahl ist im kontinuierlichen Betrieb.

Laden der Wolke und Unterbrechung des Atomstrahls ($t \geq 409 \text{ ms}$): Die Retrooptik2 ist wieder offen. Die Atome treten nicht mehr aus der Wolke aus, und die Wolke wird schnell geladen. Der Atomstrahl ist damit unterbrochen ($\rho_S \approx 0$). Die Atomzahl $N_W(t)$ in der Wolke wächst und wird dann gesättigt.

Zusätzlich zum Nachweis der Fluoreszenz wurde die Wolke auch mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Diese Aufnahmen sind in Abbildung 7.4 dargestellt. In dem oberen linken Schema sind die Bilder von Wolke, Pyramiden-Spiegel und die Spiegelbilder eingezeichnet. Die Kennzeichnungen $W'o$, $W'u$, $W'l$, und $W'r$ kennzeichnen die Spiegelbilder der Wolke. Die Rechtecke $efhg$ zeigt das Loch des Pyramiden-Spiegels. Die vier Kanten des Spiegels sind mit a, b, c und d gekennzeichnet, und ihre Spiegelbilder mit a', b', c' und d' .

Das Bild der Wolke ist bei $t = 100 \text{ ms}$ sehr hell und fast rund. Die Wolke beginnt nach der Unterbrechung des Lichtes vor der Retrooptik2 bei $t = 105 \text{ ms}$ zu entladen, und die Atomzahl in der Wolke beträgt N_1 (vgl. Abb. 7.3). Bei $t = 233 \text{ ms}$ ist die Wolke stark entladen, und die Atomzahl in der Wolke ist dann stationär und beträgt N_2 . Das Bild der Wolke ist bei $t = 233 \text{ ms}$ schwach hell und man sieht eine dunkle Stelle im Spiegelbild der Wolke, und diese dunkle Stelle entsteht, weil die Wolke längs der z -Achse entleert wird. Bei $t = 409 \text{ ms}$ ist die Retrooptik2 wieder frei und der Atomstrahl ist völlig abgeschaltet. Die Atomzahl in der Wolke wächst an und erreicht dann bei 500 ms N_1 .

Im größten Teil der Experimente wurde der Atomstrahl in der dargestellten Weise erzeugt, indem man nämlich die Retrooptik2 durch den Unterbrecher abdeckte. Diese Methode wird in Abschnitt 7.3 modellmäßig beschrieben. In Abschnitt 7.4 sind diese Experimente und ihre Ergebnisse dargestellt.

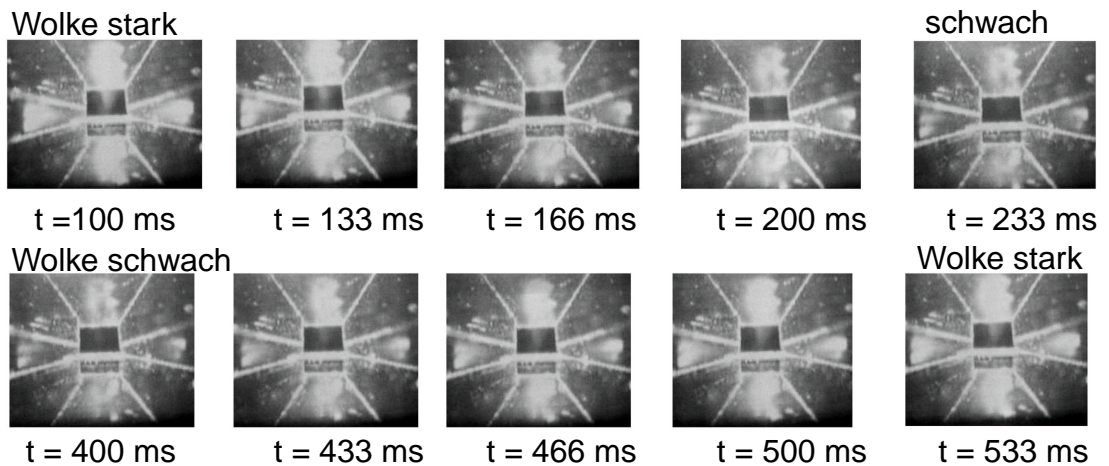
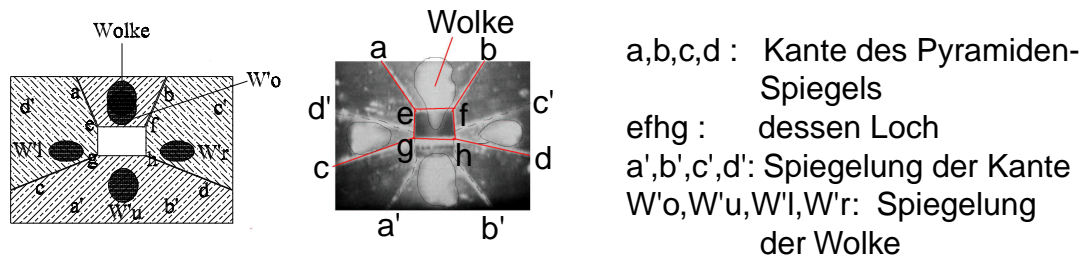


Abbildung 7.4: Entladen (mitten) und Laden der Wolke (unten): Die zeitliche Änderung der Wolke ist photographisch dargestellt. Die Wolke beginnt bei $t = 105 \text{ ms}$ zu entladen, und sie ist bei $t = 233 \text{ ms}$ stark entladen und stationär. Die dunkle Stelle im Bild der Wolke zeigt, dass die Wolke nicht kugelförmig ist. Die Wolke ist längs der Achse des Atomstrahls vollständig entleert. Sie beginnt bei $t = 409 \text{ ms}$ zu laden. Im oberen linken Bild ist das Bild schematisch dargestellt: Die Ellipsen $W'o$, $W'u$, $W'l$ und $W'r$ zeigen die Spiegelbilder der Wolke, die Linien a , b , c und d die Kanten des Pyramiden-Spiegels, und die Linien a' , b' , c' und d' die Spiegelbilder der Kanten. Die Rechtecke $efhg$ zeigen das Loch des Spiegels.

7.2.2 Störlicht

Der Atomstrahl kann mit einem Störlichtbündel, das auf die Resonanzfrequenz des Übergangs $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ abgestimmt ist, kontrolliert und insbesondere abgeschaltet werden. Dazu wird entweder der Atomstrahl mit dem Störlichtbündel abgelenkt, oder die Wolke verschoben. Für diese Methoden ist

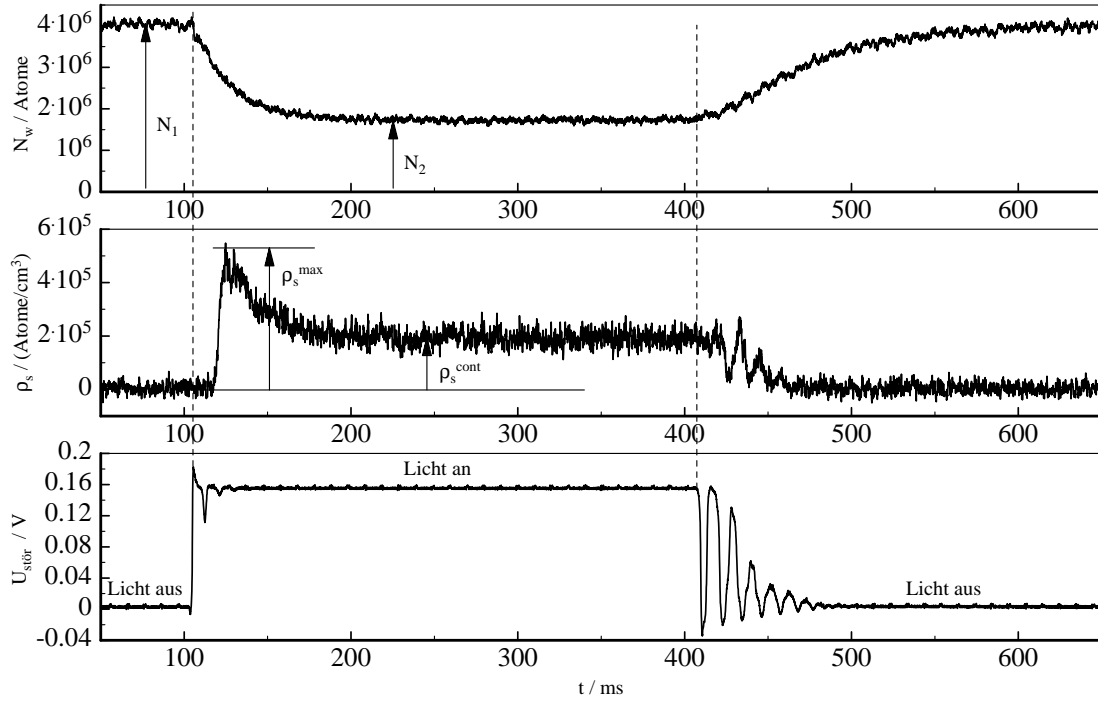


Abbildung 7.5: Schalten des Atomstrahls mit einem Störlicht bei der Verstimmung $\delta/2\pi = -10 \text{ MHz}$ des Kühl-Lasers: (oben) Atomzahl N_W in der Wolke, (mitten) Atomdichte ρ_S des Atomstrahls in der WW-Zone (unten) Photodiodensignal des Störlichtes, das im Zeitraum $105 \text{ ms} < t < 409 \text{ ms}$ unterbrochen ist. Das Störlicht ist wegen der gedämpften Schwingung des Unterbrechers erst nach einige Perioden ganz unterbrochen, und die Atomdichte in der WW-Zone ändert sich wie die Leistung des Störlichtes.

die Retrooptik2 immer abgedeckt, d.h. der Atomstrahl ist im kontinuierlichen Betrieb, wenn das Störlicht nicht einfällt. Diese Methoden wurden in Abschnitt 4.3.2 beschrieben.

Ablenkung des Atomstrahls

Der Atomstrahl kann durch das Störlichtbündel, das den Atomstrahl senkrecht kreuzt, abgelenkt werden, so dass im Nachweis-Volumen keine Lichtstreuung beobachtet wird (s. Abb. 4.6(a)). Der Lichtstrahl mit der Strahlbreite 1 mm, der auf die Übergangslinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ abgestimmt ist, lässt sich mit einem Unterbrecher umschalten. Er wird mit einem Strahlteiler in zwei Lichtstrahlen geteilt: Der eine fällt auf eine Photodiode, und der andere wird

über einen anderen Strahlteiler mit dem Kühllicht überlagert, damit sich das Lichtbündel und der Atomstrahl unterhalb der Wolke kreuzen.

Abbildung 7.5 zeigt die Atomzahl N_W in der Wolke und die Atomdichte ρ_S in der Wechselwirkungszone, d.h. im Überlappungsbereich von Anregungslicht und Atomstrahl, als Funktion der Zeit bei der Verstimmung $\delta_L = -10 \text{ MHz}$ des Kühl-Lasers gegen die Übergangslinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$.

Die gesättigten Atomzahl in der Wolke ist zu Anfang $N_1 \approx 4 \cdot 10^6$. Das Störlicht wird bei $t = 105 \text{ ms}$ unterbrochen (s. Abb. 7.5 (unten)); die Atomzahl in der Wolke fällt dann bis auf $N_2 \approx 2 \cdot 10^6$. Nach etwa 15 ms erreichen die Atome die Wechselwirkungs-Zone, und die Atomdichte ρ_S des Atomstrahls in der WW-Zone wächst plötzlich bis auf $\rho_S^{max} \approx 5,2 \cdot 10^5 \text{ Atome/cm}^3$, dann fällt sie bis auf $\rho_S^{cont} \approx 2,7 \cdot 10^5 \text{ Atome/cm}^3$ und stabilisiert sich.

Bei $t = 409 \text{ ms}$, wenn das Störlicht wieder einfällt, wird der Atomstrahl abgelenkt und abgeschaltet. Die durch das Störlichtbündel abgelenkten Atome werden durch die nach oben gerichteten Kraft wieder zum Quellpunkt der Wolke zurückgebracht. Die Atomzahl in der Wolke wächst wieder bis auf N_1 , und die Atomdichte des Atomstrahls in der WW-Zone beginnt nach der Laufzeit der Atome im Atomstrahl zu fallen, und verschwindet dann. Das Störlicht ist wegen der gedämpften Schwingung des Unterbrechers erst nach einige Perioden ganz unterbrochen, und die Atomdichte in der WW-Zone ändert sich wie die Leistung des Störlichtes. Die Atomzahl in der Wolke wird wegen der längeren Zerfallsrate $\tau_{cs} \gg T$ leicht von der Schwingung der Stärke des Störlichtes beeinflusst, wobei T die Periodendauer der Schwingung ist.

Verschiebung der Wolke

Diese Methode ist in Abbildung 4.6 (c) schematisch dargestellt. Der Störlaser wird erst abgedeckt, damit der kontinuierliche Atomstrahl erzeugt wird. Durch kleine Änderung der Kompensations-Magnetfelder wird der Nullpunkt des Magnetfeldes verschoben, und die Wolke wird dadurch leicht aus der Achse des Atomstrahls versetzt, so dass der Atomstrahl abgeschaltet wird. Der Störlaser wird dann so justiert, dass die Wolke auf die Achse des Atomstrahls verschoben wird, um den Atomstrahl zu erzeugen; Der Atomstrahl wird nur dann erzeugt, wenn das Störlicht nicht unterbrochen ist. Durch Unterbrechung des Störlichtes wird dann der Atomstrahl geschaltet, weil die Wolke aus der Achse des Atomstrahls versetzt wird.

Das obere Bild in Abbildung 7.6 zeigt die Atomdichte ρ_S des Atomstrahls

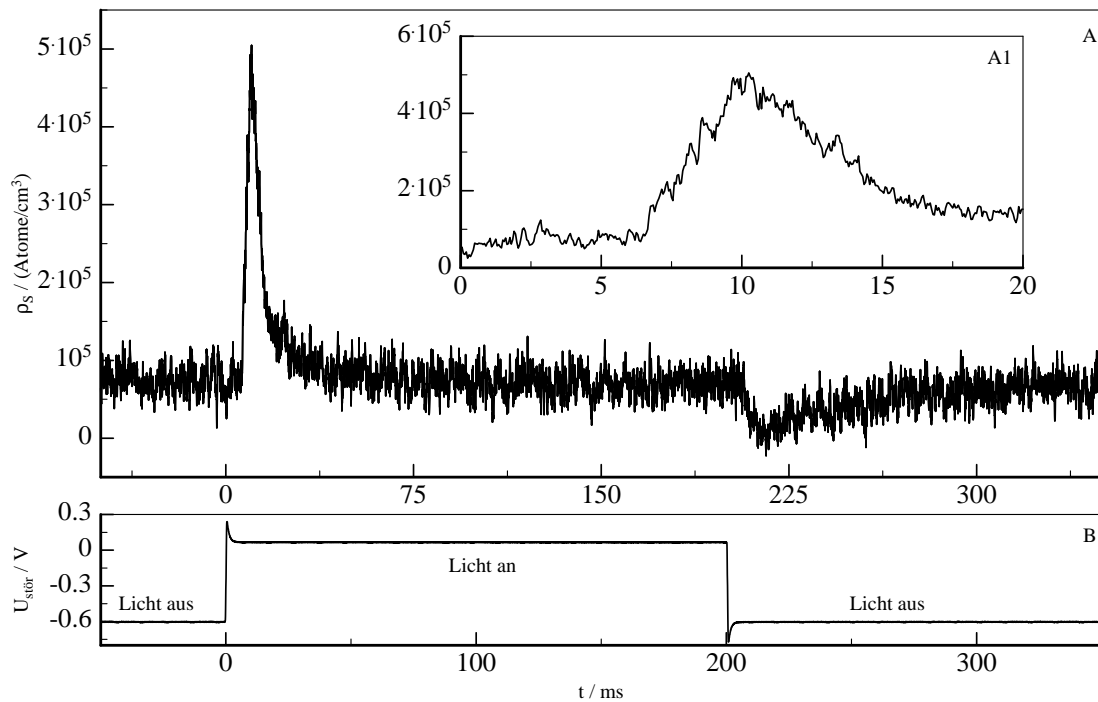


Abbildung 7.6: Erzeugung des Atomstrahls durch Verschiebung der Wolke mit einem Störlicht: (oben) Atomdichte ρ_S des Atomstrahls in der Wechselwirkungszone (unten) Photodioden-Signal $U_{stör}$ des Störlichtes in willkürlichen Einheiten

in der WW-Zone. Im unteren Bild ist das mit einer Photodiode gemessene Signal des Störlichtes in willkürlichen Einheiten gezeigt. Das Störlicht ist erst unterbrochen, und der Atomstrahl ist damit fast abgeschaltet. Bei $t = 0 \text{ ms}$ ist das Störlicht offen, und es verschiebt die Wolke in die Position, wo die Atome längs der Achse des Atomstrahls extrahiert werden können, und die Atomdichte in der Wechselwirkungszone wächst nach der Laufzeit der Atome plötzlich. Die Atomdichte fällt dann schnell, weil die Wolke entleert wird. Bei $t = 200 \text{ ms}$ ist das Störlicht unterbrochen und die Atomdichte des Atomstrahls fällt bis auf Null, wächst wieder und bleibt stationär.

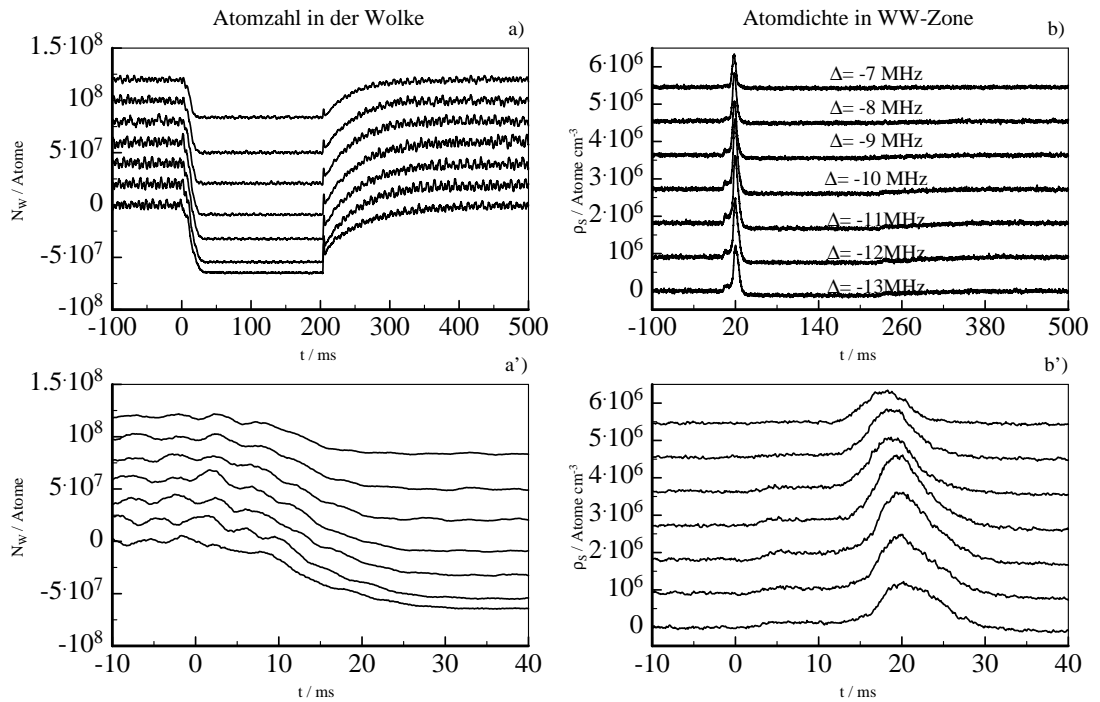


Abbildung 7.7: Erzeugung des Atomstrahls durch das Schalten des Magnetfeldes: Zeitliche Änderungen der Atomzahl N_W in der Wolke a) und der Atomdichte ρ_S des Atomstrahls b) bei verschiedenen Verstimmungen δ_L des Kühl-Lasers. Die Kurven in a') und b') sind in der Zeitachse gedehnt.

7.2.3 Magnetfeld-Abschaltung

Der Atomstrahl lässt sich auch durch Abschaltung des Quadrupol-Magnetfeldes erzeugen (s. Abschnitt 4.3.3). Abbildung 7.7 zeigt die Dynamik der Wolke und des Atomstrahls bei 7 verschiedenen Verstimmungen des Kühllichtes. Die oberen Bilder a) und b) zeigen die Atomzahl in der Wolke und die Atomdichte des Strahls in der WW-Zone als Funktion der Zeit. Die zwei unteren Bilder sind in der Zeitachse gedehnt. Die Atome im Atomstrahl laufen schneller bei kleinerer Verstimmung des Kühl-Lasers bei größerer, weil die Lichtkraft bei kleinerer Verstimmung größer ist als bei größerer.

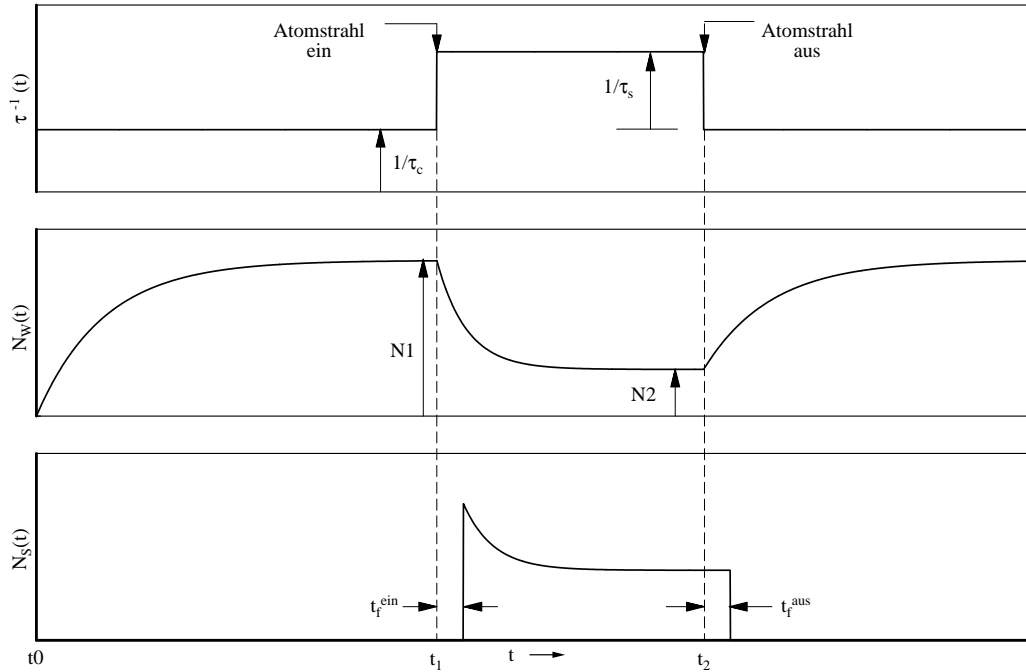


Abbildung 7.8: Dynamik der Atomzahlen N_W, N_S in der Wolke (mitten) und im Atomstrahl (unten). Durch Änderung der Verlustrate τ^{-1} (oben) wird der Atomstrahl erzeugt.

7.3 Modell für die Besetzungs-Dynamik

Die zeitliche Entwicklung der Besetzungen in Wolke und Atomstrahl wird mit einem Modell auf der Grundlage von Ratengleichungen beschrieben, womit die experimentellen Daten angepasst werden können. Die Ratengleichung für die Atomzahl in der Wolke lautet

$$\frac{dN_W}{dt} = R - \frac{N_W}{\tau_c} - \frac{N_W}{\tau_s}, \quad (7.7)$$

mit

N_W = die Anzahl der in der magneto-optischen Falle eingefangenen Atome,
 R = die Laderate der Falle,
 $1/\tau_c$ = die Verlustrate durch Stoß zwischen eingefangenen Atomen und Atomen im Hintergrundgas und

$1/\tau_s$ = die Verlustrate durch das Ungleichgewicht der Lichtkräfte, also Extraktionsrate.

Die Falle wird bei $t = t_0$ eingeschaltet. Der Lichtstrahl vor der Retrooptik2 ist im Zeitraum $t_1 \leq t < t_2$ unterbrochen. Das obere Bild in Abbildung 7.8 zeigt die gesamte Verlustrate $\tau^{-1}(t)$ als Funktion der Zeit t :

$$\tau^{-1}(t) = \begin{cases} \tau_c^{-1} & : t_0 \leq t < t_1 \\ \tau_{cs}^{-1} = \tau_c^{-1} + \tau_s^{-1} & : t_1 \leq t < t_2 \\ \tau_c^{-1} & : t_2 \leq t \end{cases} \quad (7.8)$$

Der Atomstrahl wird erzeugt, wenn die in der Wolke gespeicherten Atome durch das Loch der Retrooptik1 extrahiert werden. Die Flussrate $F_W(t)$, d.h. die Anzahl der je Zeiteinheit nach unten beschleunigenden Atome, ist proportional zur *Atomzahl in der Wolke* \times *Extraktionsrate*, also

$$F_W(t) = N_W(t)/\tau_s \quad (7.9)$$

Lösungen der Ratengleichung

1. $t_0 \leq t < t_1$: Für diesen Zeitraum ist die Verlustrate durch den Atomstrahl gleich Null: $1/\tau_s = 0$. Im stationären Zustand bleibt die Atomzahl in der Wolke erhalten: $dN_W/dt = 0$. Daraus folgt die Atomzahl in der Wolke im stationären Zustand: $R\tau_c \equiv N_1$. Hier wird angenommen, dass keine Atome zur Anfangszeit t_0 in der Falle gespeichert sind, d.h. $N_W(t_0) = 0$. Dann lautet die zeitabhängige Anzahl $N_W(t)$ der eingefangenen Atome

$$N_W(t) = N_1(1 - e^{-(t-t_0)/\tau_c}) \quad (7.10)$$

In diesem Zeitraum wird kein Atomstrahl erzeugt, weil die Lichtkräfte in allen Raumrichtungen in Gleichgewicht stehen. Die Flussrate ist dann

$$F_W(t) = 0 \quad .$$

2. $t_1 \leq t < t_2$: Für diesen Zeitraum ist das Licht vor der Retrooptik2 unterbrochen, und die gesamte Verlustrate ist $1/\tau = 1/\tau_{cs}$. Die Atomzahl

$N_W(t)$ in der Wolke lautet mit der Kontinuitäts-Bedingung $N_W(t_1) = N_1$ und $N_W(t = \infty) \equiv N_2$:

$$N_W(t) = N_2 + (N_1 - N_2)e^{-(t-t_1)/\tau_{cs}}. \quad (7.11)$$

Die in der gespeicherten Atome lassen sich durch das Loch der Retrooptik1 austreten, und die Flussrate ist

$$F_W(t) = N_W(t)/\tau_s = \frac{1}{\tau_s} \{N_2 + (N_1 - N_2)e^{-(t-t_1)/\tau_{cs}}\}. \quad (7.12)$$

3. $t \geq t_2$: Für diesen Zeitraum ist der Atomstrahl abgeschaltet, und die gesamte Verlustrate ist $1/\tau = 1/\tau_c$. Die zeitabhängige Anzahl $N_W(t)$ der eingefangenen Atome lautet dann

$$N_W(t) = N_2 + (N_1 - N_2)(1 - e^{-(t-t_2)/\tau_c}), \quad (7.13)$$

und kein Atomstrahl wird dabei erzeugt, also

$$F_W(t) = 0.$$

Die Atomzahl $N_S(t)$ in der Wechselwirkungszone ist proportional zur *Flussrate* \times *Zeiteinheit* ($F_W(t) \cdot s$). Dafür soll die „Laufzeit“ t_f , die die Atome in der Wolke im Mittel benötigt, die WW-Zone zu erreichen, berücksichtigt werden. Die nach unten beschleunigten Atome bewegen sich zwischen der Wolke und der Retrooptik1 auch in der transversalen Richtung. Die im Dunkelfeld des hohlen Lichtbündels bleibenden Atome können durch das Loch der Retrooptik1 austreten. Die nach unten beschleunigten Atome mit der „Effizienz“ η die WW-Zone erreichen. Es gilt dann:

$$N_S(t) = \eta F_W(t - t_f)s. \quad (7.14)$$

Die Atomzahl $N_W(t)$ in der Wolke und die Atomzahl $N_S(t)$ im Atomstrahl in der Wechselwirkungszone werden für den ganzen Zeitraum in folgenden geschrieben.

$$N_W(t) = \begin{cases} N_1(1 - e^{-(t-t_0)/\tau_c}) & : t_0 \leq t < t_1 \\ N_2 + (N_1 - N_2)e^{-(t-t_1)/\tau_{cs}} & : t_1 \leq t < t_2 \\ N_2 + (N_1 - N_2)(1 - e^{-(t-t_2)/\tau_c}) & : t_2 \leq t \end{cases} \quad (7.15)$$

$$N_S(t) = \begin{cases} 0 & : -t_0 \leq t < t_1 + t_f \\ \eta \frac{N_2 + (N_1 - N_2)e^{-(t-t_f-t_1)/\tau_{cs}}}{\tau_s/s} & : t_1 + t_f \leq t < t_2 + t_f \\ 0 & : t_2 + t_f \leq t \end{cases} \quad (7.16)$$

Die Atomdichte ρ_S des Atomstrahls in der Wechselwirkungszone ist

$$\rho_S(t) = N_S(t)/V_{WW}, \quad (7.17)$$

wobei V_{WW} das Volumen der Wechselwirkungszone ist.

7.4 Messungen der Atomzahlen in Wolke und Atomstrahl

Die Messungen der Atomzahlen N_W, N_S in Wolke und Atomstrahl wurden mit der Methode der Änderung der Fallen-Verlustrate τ^{-1} (Schaltung der Extraktionsrate τ_s^{-1}), die in Abbildung 4.4 dargestellt ist, durchgeführt bei einigen verschiedenen Verstimmungen und drei verschiedenen Leistungen des Kühllichtes, die durch Abschwächung mit einem geeichten Filter erzeugt wurden.

Die Atome wurden erst ohne den Unterbrecher vor der Retrooptik2 für einige Sekunden in der Falle gespeichert, so dass die Atomzahl in der Wolke sättigte. Danach wurden die Messungen durchgeführt. Bei der Durchführung der Messung wurde die Retrooptik2 mit dem Unterbrecher bei $t = 100 \text{ ms}$ abgeschaltet, und bei $t = 400 \text{ ms}$ wieder eingeschaltet. Für jede Verstimmung δ_L und jede Leistung P des Kühllichtes wurden Messungen der Atomzahlen N_W, N_S in Wolke und WW-Zone dreimal und ihre Untergrund-Messung einmal durchgeführt.

Das Messergebnis bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ und der Leistung $P = 10 \text{ mW}$ wurde als Beispiel in Abbildung 7.3 dargestellt, und die umgerechnete Atomzahl N_W in der Wolke und die Atomdichte ρ_S des Atomstrahls in der WW-Zone wurden dabei in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Die zeitlichen Änderungen von N_W und N_S , der Atomzahlen in der Wolke und im Atomstrahl in der WW-Zone, wurden mit dem Modell von Abschnitt 7.3

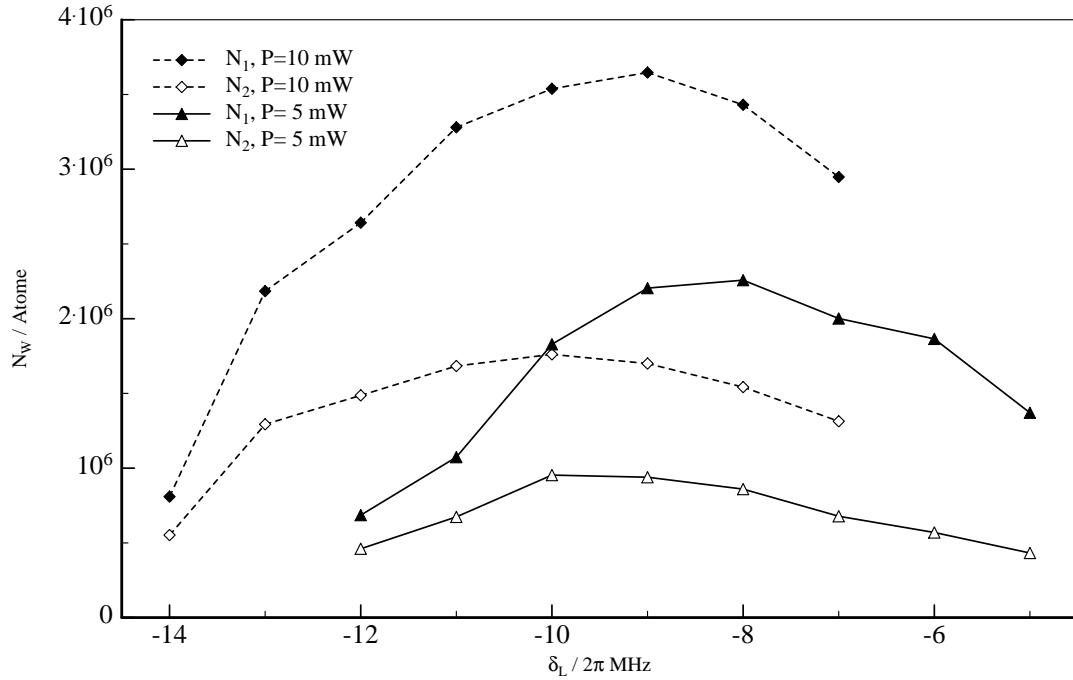


Abbildung 7.9: Atomzahlen N_1, N_2 in der Wolke in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühllichtes, und bei dessen zwei verschiedenen Leistungen P

angepasst. Ein Atom im Atomstrahl benötigt im Mittel die Zeitdauer t_f^{in} oder t_f^{aus} , um nach dem Ein- oder Ausschalten des Atomstrahls die Strecke von der Falle bis zur WW-Zone zu laufen. Aus den angepassten Kurven erhält man die Atomzahlen N_1, N_2 in der Wolke, die Atomdichte $\rho_S^{max}, \rho_S^{cont}$ im Atomstrahl, die gesamte Verlustrate τ_{cs} der Wolke und die Laufzeiten t_f^{in} und t_f^{aus} .

Wolke

Abbildung 7.9 zeigt die Atomzahlen N_1, N_2 in der Wolke in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühl-Lasers, und bei dessen zwei verschiedenen Leistungen. Die Atomzahl N_W in der Wolke wurde aus Gleichung (6.8) umgerechnet. N_1 ist die gesättigte Atomzahl in der Wolke, die mit der Retrooptik2 geladen wurde. Durch das Unterbrechen der Retrooptik2 werden die Atome in der Wolke entladen. N_2 ist die im Zeitraum zwischen $t = 300$ ms und $t = 400$ ms gemittelte Atomzahl in der Wolke. N_1 ist bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -9$ MHz des Kühl-Lasers maximal. Die Atomzahlen N_1 und N_2 in

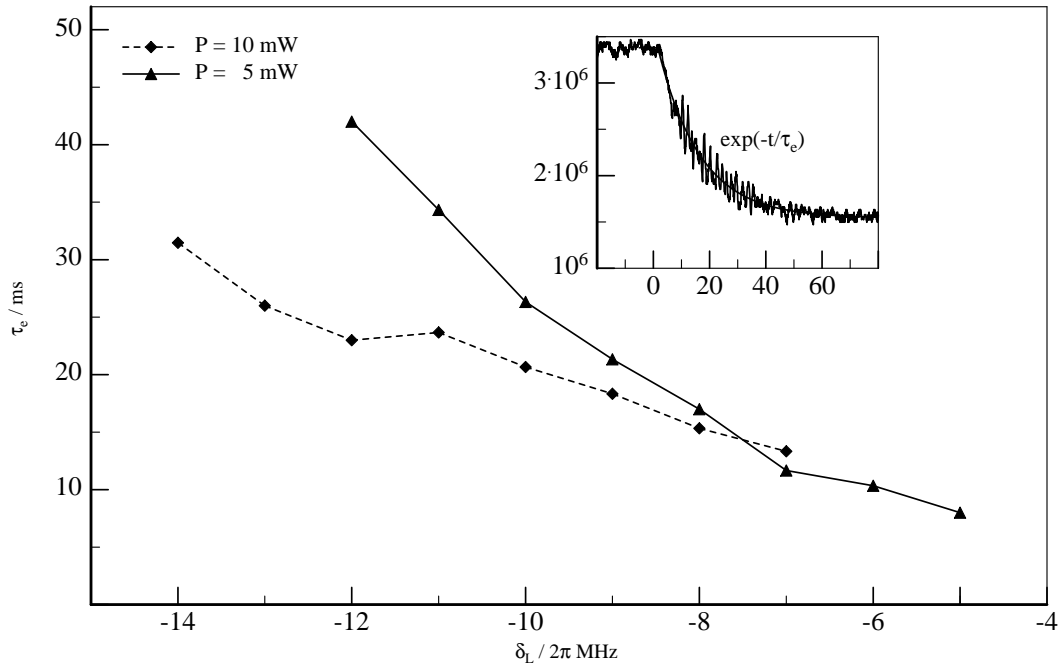


Abbildung 7.10: Entleerungszeit τ_e der Wolke in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühllichtes und bei dessen zwei verschiedenen Leistungen P

der Wolke mit $P = 5$ mW sind kleiner als die mit $P = 10$ mW, weil die Lichtkraft mit der kleineren Intensität des Kühllichtes kleiner ist.

Die gesamte Verlustrate τ_{cs}^{-1} der Wolke aus Gleichung (7.8) ist gleich dem reziproken Wert der Entleerungszeit τ_e , mit der die Wolke nach der Unterbrechung des Lichtbündel vor der Retrooptik2 entladen wird, und im inneren Teil in Abbildung 7.10 definiert. Abbildung 7.10 zeigt die gemittelten Entleerungszeiten, die aus drei einzelnen Messungen ermittelt werden, in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühl-Lasers und bei dessen zwei verschiedenen Leistungen. Mit fallendem Betrag $|\delta_L|$ der Verstimmung des Kühl-Lasers und mit wachsendem Sättigungsparameter S wird die Strahlungsdruckkraft $f_{sc}(\delta_L, S)$ größer, und die Entleerungszeit τ_e wird kürzer. D.h. die Extraktionsrate γ_s^{-1} wird damit größer.

Atomstrahl

Der Atomstrahl wird erzeugt, wenn sich die Atome in der Wolke durch Un-

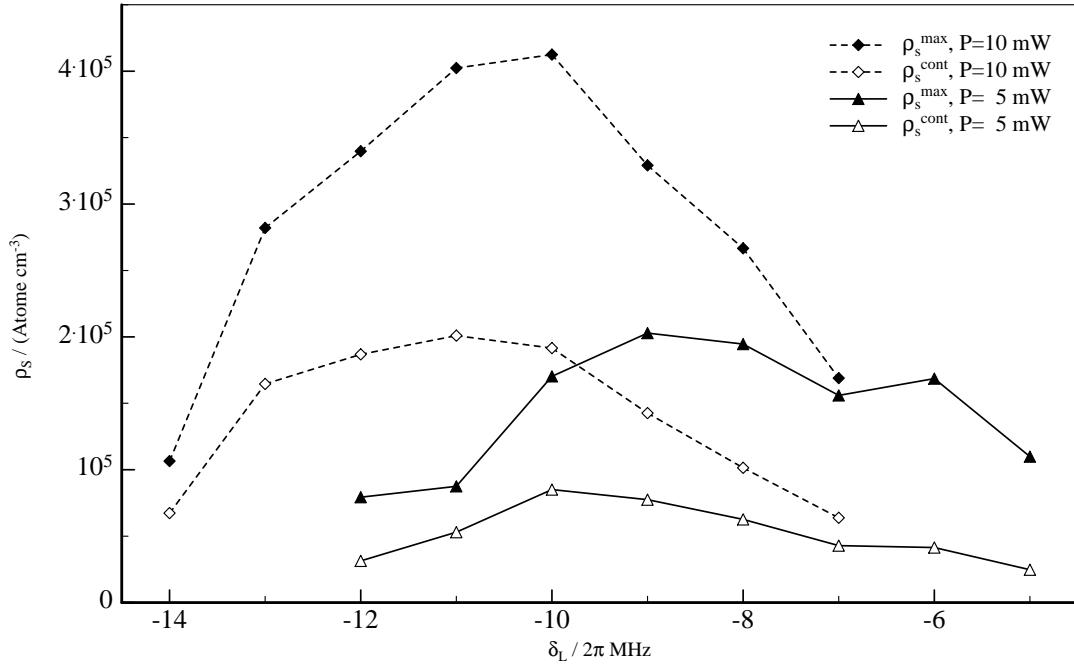


Abbildung 7.11: Atomdichte N_W in der WW-Zone in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühl-Lasers und bei dessen zwei verschiedenen Lichtleistungen P

terbrechung des Lichtbündels vor der Retrooptik2 entladen. Die Atome im Atomstrahl erreichen nach der Zeitverzögerung t_f die WW-Zone, die von dem Probelaser und dem Atomstrahl überlagert wird. Wenn die Retrooptik2 wieder frei ist, wird der Atomstrahl abgeschaltet. Die Atomdichte ρ_S in der WW-Zone ist in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühl-Lichtes bei dessen zwei verschiedenen Leistungen in Abbildung 7.11 dargestellt. Die Kurven der Atomdichte $\rho_S(\delta_L, I)$ in der WW-Zone sind sehr ähnlich den Kurven der Atomzahl $N_W(\delta_L, I)$ in der Wolke, weil N_W proportional zu ρ_S ist, bis auf die Laufzeit t_f .

7.5 Geschwindigkeit und Flussdichte des Atomstrahls

7.5.1 Beschleunigung der Atome

Die in der Wolke gespeicherten Atome stehen im Gleichgewicht der Kräfte. Wenn das Licht vor der Retrooptik2 unterbrochen ist, werden die Atome in der Wolke durch das σ^- -polarisierte Licht nach unten (in der negativen z -Richtung) beschleunigt (s. Abb. 4.4). Die Atome werden durch zwei orthogonale $\sigma^+ \leftrightarrow \sigma^-$ -Stehwellen in der xy -Ebene transversal gekühlt. Die Atome, die sich im Dunkelfeld des hohlen nach oben laufenden Lichtbündels befinden, können durch das Loch der Retrooptik1 austreten, und der Atomstrahl wird erzeugt.

Die Atome im Atomstrahl werden nicht nur longitudinal beschleunigt, sondern auch wegen der Zufälligkeit der spontanen Emission transversal und longitudinal diffundieren. Aus Gleichung (2.18) erhält man die Diffusionskonstante $D = 113 \text{ m}^2/\text{s}^3$ für die Intensität $I_0 = 6,4 \text{ mW}/\text{cm}^2$, die der Spitzenintensität mit der Leistung $P = 10 \text{ mW}$ des Kühllichtes entspricht, und für dessen Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ gegen die Resonanzlinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. Aus Gleichung (2.17) $\langle \delta v(t)^2 \rangle = 2Dt$ erhält man nach der Zeit $t = 1 \text{ ms}$, $\delta v \approx 0,48 \text{ m/s}$. Nachdem ein Atom im Atomstrahl, das die transversale Anfangsgeschwindigkeit $v_t = 0$ hat, 1 ms lang mit dem Lichtstrahl wechselwirkt, kann sich das Atom transversal im Mittel etwa $0,5 \text{ mm}$ bewegen, so dass es schon außerhalb des nach unten laufenden Kühllichtstrahls mit dem Strahldurchmesser $d = 1 \text{ mm}$ geraten kann.

Ein Atom im Atomstrahl, das nur zwischen dem Zentrum der Wolke und der Retrooptik1 von dem nach unten laufenden Lichtstrahl beschleunigt wird, ist „am langsamsten“ (s. Atom1 in Abb. 7.12C). Wenn ein Atom auch noch bis zur Wechselwirkungszone mit dem Probelaser beschleunigt wird, ist das Atom „am schnellsten“ (s. Atom2 in Abb. 7.12C). Die tatsächlichen Geschwindigkeiten der Atome im Atomstrahl liegen zwischen der minimalen Geschwindigkeit v_z^{min} und der maximalen v_z^{max} .

Die Retrooptik1, d.h. der dielektrische Spiegel aus einem $\lambda/4$ -Plättchen mit einem 1 mm -Loch, ist 20 mm entfernt von dem Zentrum der Wolke (s. Abbildung 7.12C). Der Probelaser ist 140 mm entfernt davon. Der Abstand l_{RP}

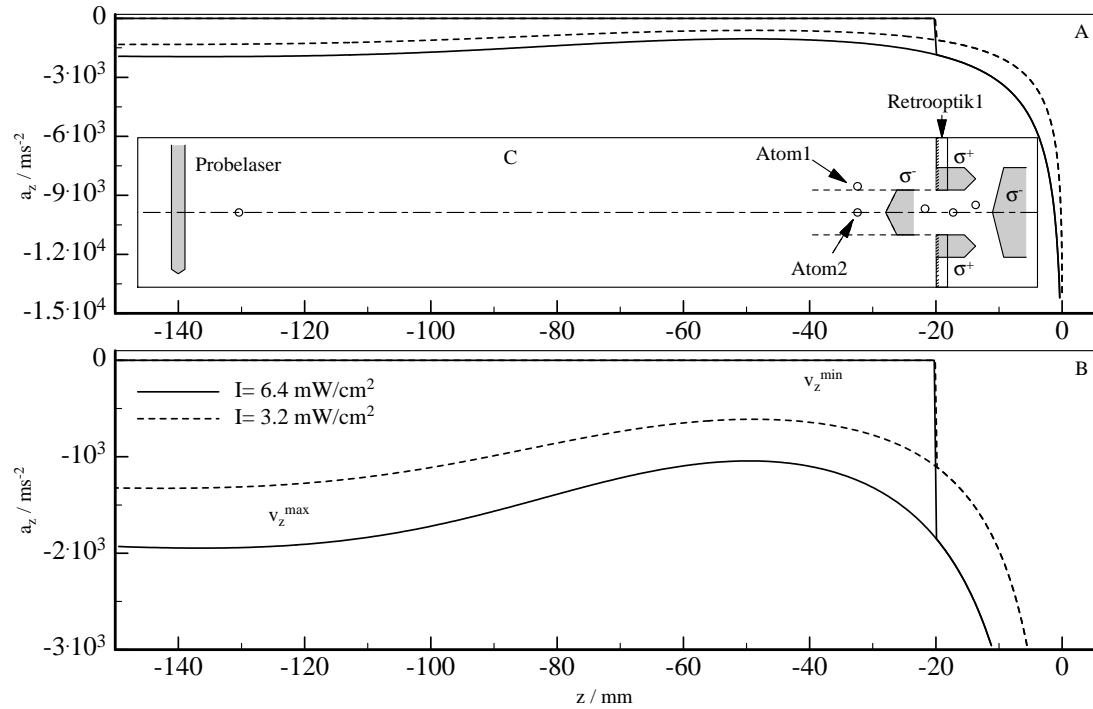


Abbildung 7.12: Beschleunigung a_z eines Rubidium-Atoms im Atomstrahl durch die Lichtkraft in Abhängigkeit von der Position z des Atoms mit der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ des Kühllichtes und bei dessen zwei verschiedenen Intensitäten $I = 6,4 \text{ mW/cm}^2$ und $3,2 \text{ mW/cm}^2$. Im Bild B ist die y-Achse vergrößert. Die Beschleunigung $|a_z|$ ist minimal bei $z = -42 \text{ mm}$, wo die Energie-Verschiebung $|\mu_B B_z|$ maximal ist. Für v_z^{\min} ist $a_z = -g$ für $z < -20 \text{ mm}$.

zwischen der Retrooptik1 und dem Probelaser beträgt 120 mm .

7.5.2 Simulation

Ein Atom mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ erfährt am Ort $\vec{r} = (x, y, z)$ mit $\sqrt{x^2 + y^2} \leq r_{Loch}$ die nach unten gerichtete Lichtkraft $f_z(z, v_z)$ aus Glei-

chung (2.23)

$$f_z(z, v_z) = -\hbar k \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{S_0}{1 + S_0 + 4\{\delta_L + |k|v_z(z) + \delta_B(z)\}^2/\Gamma^2} \quad (7.18)$$

mit $\delta_B(z) = \mu_B B(z)/\hbar$, und wird beschleunigt mit

$$a_z(z, v_z) = f_z(z, v_z)/m - g. \quad (7.19)$$

Hier sind r_{Loch} der Radius des Loch der Retrooptik1, m die Masse des Atoms und g die Erdbeschleunigung. Hier wird angenommen, dass das Atom durch das σ^- -polarisierte Licht in den Zustand $|F_g = 3, m_{F_g} = -4\rangle$ im Quadrupol-Magnetfeld optisch gepumpt ist (s. Abb. 3.2).

Ein Atom erfährt bei der Zeit $t = t_0$ die orts- und geschwindigkeitsabhängige Lichtkraft $f_z(z(t_0), v_z(t_0))$, und wird dann mit $a_z(z(t_0), v_z(t_0))$ beschleunigt. Die z -Koordinate $z(t_0 + \delta t)$ des Atoms und dessen Geschwindigkeit $v_z(t_0 + \delta t)$ werden mit den folgenden Gleichungen berechnet:

$$z(t_0 + \delta t) = z(t_0) + v_z(t_0)\delta t + \frac{1}{2}a_z(z(t_0), v_z(t_0))(\delta t)^2 \quad (7.20)$$

$$v_z(t_0 + \delta t) = v_z(t_0) + a_z(t_0)\delta t. \quad (7.21)$$

Die Simulation wurde mit der Zeitabstand $\delta t = \tau_{Atom}$ durchgeführt, wobei $\tau_{Atom}(= 27 \text{ ns})$ die Lebensdauer des angeregten Zustandes $F_e = 4$ ist. Bei $t = 0$ ist das Atom bei $z = 0$, und seine Geschwindigkeit ist $v_z = 0$. Die langsamste Geschwindigkeit v_z^{min} wird unter der Annahme errechnet, dass das Atom nach der Retrooptik1 wegen der verschwindenden Lichtkraft nicht mehr beschleunigt wird ($a_z = 0$ für $z < z_{Retrooptik1} = -20 \text{ mm}$, wobei $z_{Retrooptik1}$ die z -Koordinate der Retrooptik1 ist (s. Abb. 7.12C).).

Abbildung 7.12A zeigt die berechnete Beschleunigung a_z eines Atoms in Abhängigkeit von dessen Position z mit der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ des Kühllichtes und bei dessen zwei verschiedenen Intensitäten $I = 6,4 \text{ mW/cm}^2$ und $3,2 \text{ mW/cm}^2$. Die Beschleunigung $|a_z|$ ist minimal bei $z \approx -42 \text{ mm}$, wo die Energie-Verschiebung $|\mu_B B_z|$ maximal ist. Wenn das

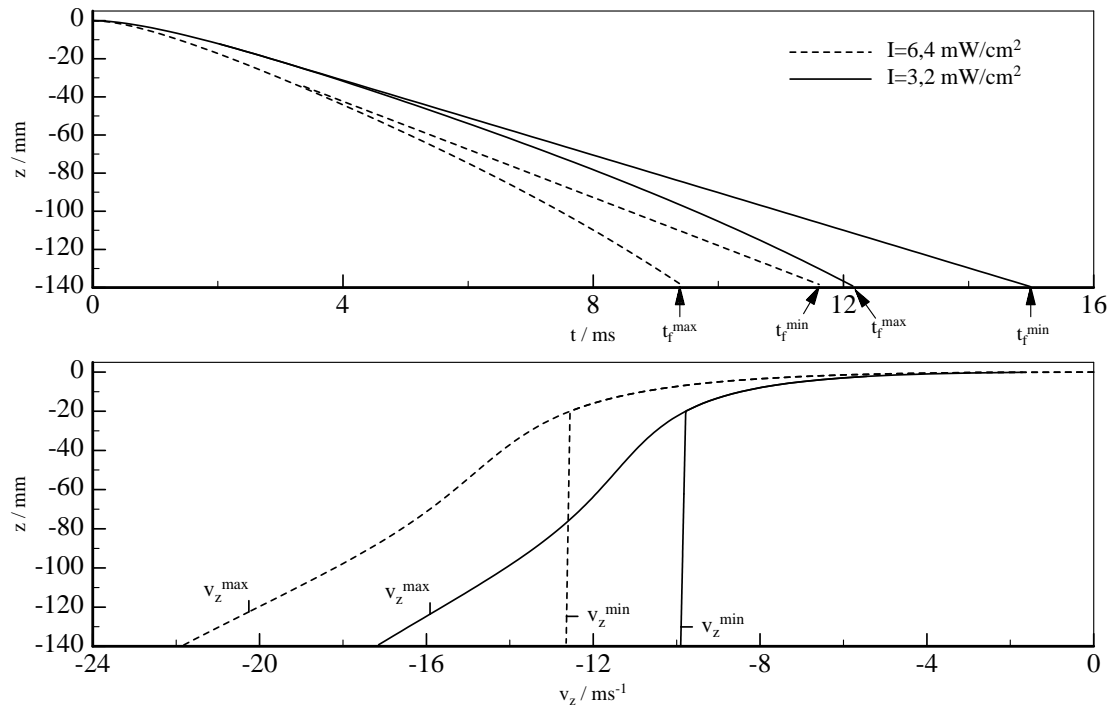


Abbildung 7.13: Die berechneten Positionen z eines Atoms im Atomstrahl in Abhängigkeit von der Zeit t und dessen Geschwindigkeit v_z bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ des Kühllichtes und dessen zwei verschiedene Intensitäten. Das Atom mit v_z^{\min} wird nach der Retrooptik1 nicht mehr beschleunigt.

Atom nach der Retrooptik1 schon außerhalb des nach unten laufenden σ^- -polarisierten Lichtstrahls mit dem Strahldurchmesser $D = 1 \text{ mm}$ gerät, wird es nicht mehr durch die Lichtkraft beschleunigt wird. Die Beschleunigung a_z ist dann gleich der Erdbeschleunigung $-g$ (s. v_z^{\min} in Abbildung 7.12B).

In Abbildung 7.13 sind die z -Koordinate $z(t), z(v_z)$ des Atoms in Abhängigkeit von der Zeit t und dessen Geschwindigkeit v_z bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10 \text{ MHz}$ des Kühllichtes und dessen Intensitäten $I = 6,4 \text{ mW/cm}^2$ und $3,2 \text{ mW/cm}^2$ dargestellt. Aus den Kurven ermittelt man die longitudinalen Geschwindigkeiten v_z^{\max}, v_z^{\min} und die entsprechenden Laufzeiten t_f^{\max}, t_f^{\min} des Atoms, die es benötigt, von dem Quellpunkt $z = 0$ den Probelaser bei $z = -140 \text{ mm}$ zu erreichen.

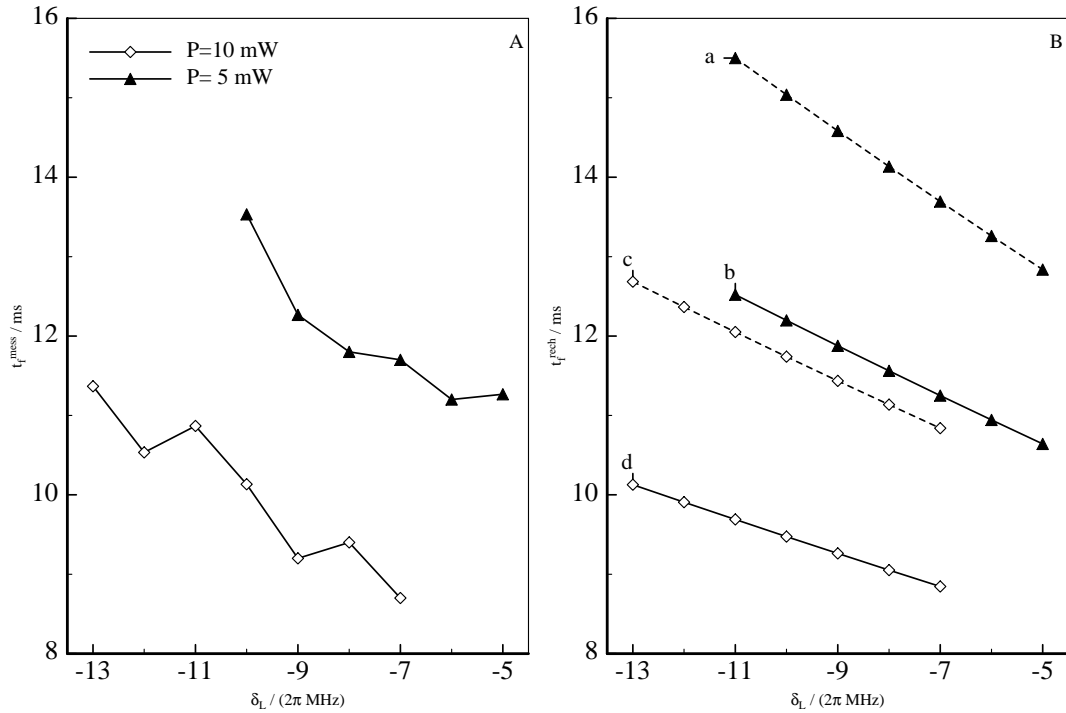


Abbildung 7.14: Die gemessene Laufzeit t_f (links) der Atome im Atomstrahl, und die berechnete t_f (rechts) in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühl-Lasers von der Resonanzlinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, mit dessen zwei verschiedenen Leistungen. Kurven b, d zeigen t_f^{max} , und a, c zeigen t_f^{min} .

7.5.3 Geschwindigkeit und Flussdichte des Atomstrahls

In Abbildung 7.14A ist die gemessene Laufzeit t_f , die aus der nach dem Modell in Abschnitt 7.3 angepassten Kurve(s. Abb. 7.3, 7.8) ermittelt wurde, in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühllichtes von der Resonanzlinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, und bei dessen zwei verschiedenen Leistungen dargestellt. Die berechneten Laufzeiten t_f^{max}, t_f^{min} , die für die entsprechenden Lichtintensitäten simuliert wurden, sind in Abbildung 7.14 B dargestellt. Die berechneten Geschwindigkeiten v_z^{max}, v_z^{min} sind dann in Abbildung 7.15 dargestellt. Die mittlere Geschwindigkeit des Atomstrahls ist kleiner als die berechnete maximale Geschwindigkeit v_z^{max} .

Die Flussdichte Ψ_S des Atomstrahls, d.h. die Anzahl der fließenden Atome je

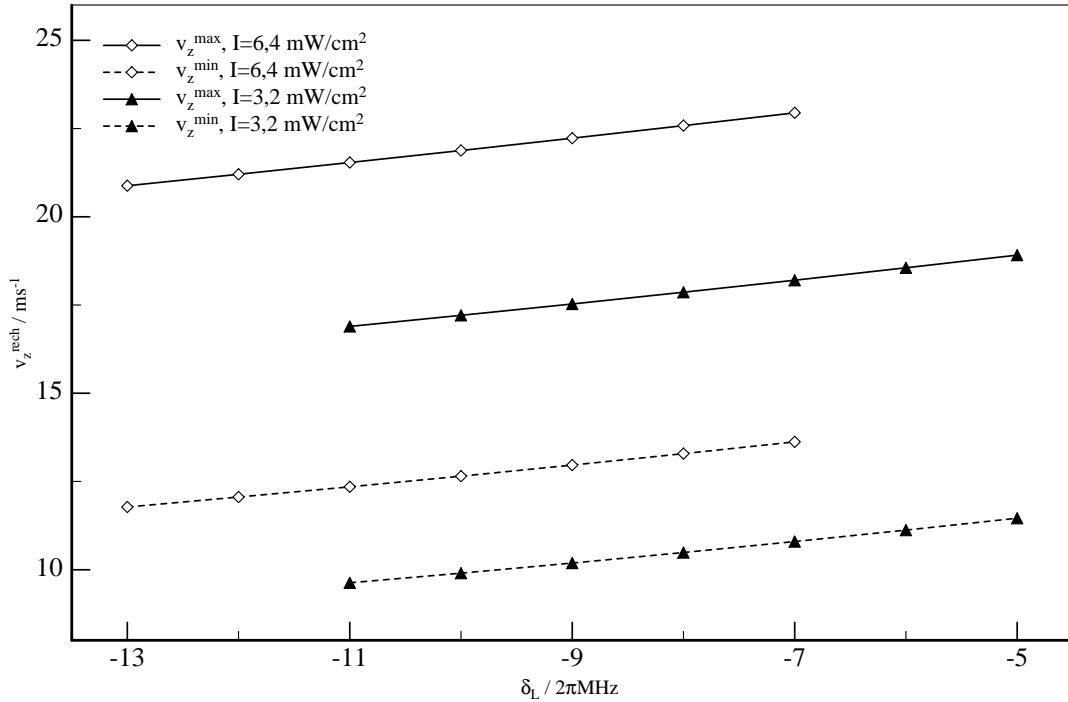


Abbildung 7.15: Die berechnete Geschwindigkeit v_z in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühl-Lasers von der Resonanzlinie $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ und mit dessen zwei verschiedenen Intensitäten.

Flächen- und Zeiteinheit, ist das Produkt der Atomdichte im Strahl und dessen Geschwindigkeit, also $\Psi_S = \rho_s \cdot v_z$. Abbildung 7.16 zeigt die Flussdichte des Atomstrahls in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühl-Lasers, und bei zwei verschiedenen Lichtleistungen, wobei die mittlere longitudinale Geschwindigkeit v_z mit $v_z = (v_z^{\min} + v_z^{\max})/2$ eingesetzt wurde. Die Flussdichte des Atomstrahls beträgt im gepulsten Betrieb $\Psi_S^{\max} \approx 7 \cdot 10^8$ Atome/cm²s bei der Verstimmung $\delta_L/2\pi = -10$ MHz des Kühllichtes und dessen Lichtleistung $P = 10$ mW, und die Flussdichte des kontinuierlichen Atomstrahls dabei $\Psi_S^{\text{cont}} \approx 3 \cdot 10^8$ Atome/cm²s.

Die 1 cm²-Querschnittsfläche, die in der Wechselwirkungszone senkrecht zur Achse des Atomstrahls steht, entspricht dem räumlichen Winkel $d\Omega = 1 \text{ cm}^2/l_{QP}^2 = 5,1 \cdot 10^{-3}$ sr, wobei $l_{QP} = 140$ mm die Länge zwischen dem Quellpunkt und dem Probelaser ist. Die maximale Helligkeit des Atomstrahls ist dann $1,6 \cdot 10^{11}$ Atome/sr·s. Mit dem kontinuierlichen Atomstrahl erhält man die Flussdichte $\Psi_S^{\text{cont}} \approx 3 \cdot 10^8$ Atome/cm²s, die der Helligkeit mit

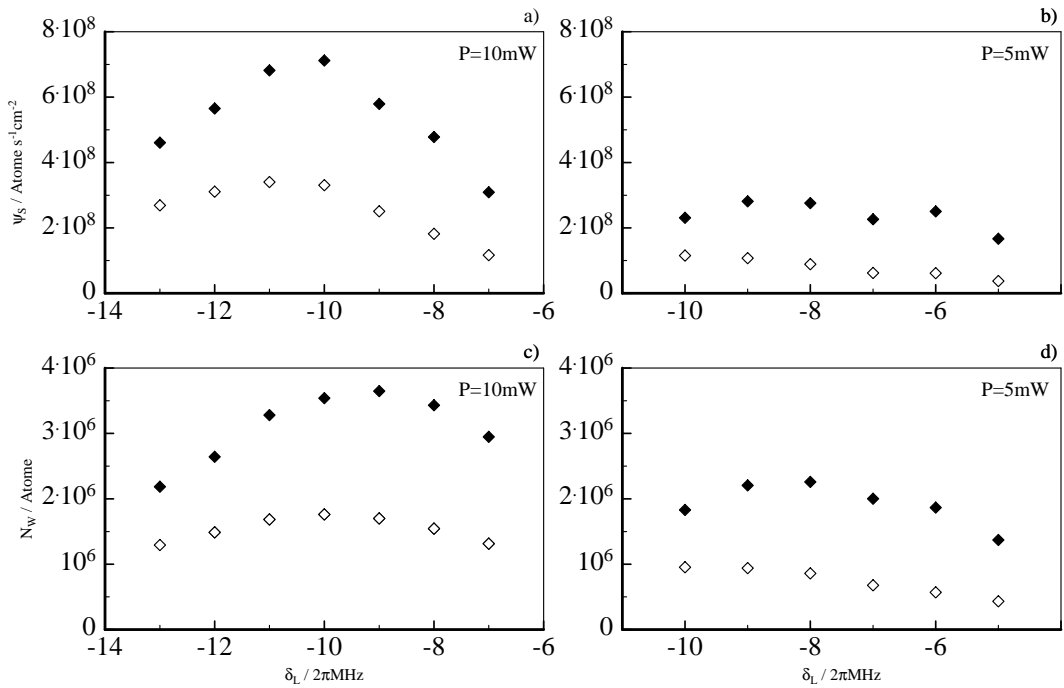


Abbildung 7.16: Flussdichten Ψ_S^{max} , Ψ_S^{cont} des Atomstrahls in der WW-Zone, und Atomzahlen N_1 , N_2 in der Wolke in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_L des Kühllichtes, und bei dessen Leistungen $P = 10 \text{ mW}$ und 5 mW

$5,5 \cdot 10^{10} \text{ Atome}/sr \cdot s$ entspricht. In Abbildung 7.16 c) und d) sind die Atomzahlen N_1 , N_2 in der Wolke zum Vergleich dargestellt, die bei entsprechenden Bedingungen gemessen wurden. Bei fallender Lichtintensität wird die Divergenz des Atomstrahls größer, weil die longitudinale Geschwindigkeit der Atome im Atomstrahl kleiner wird. Dadurch die Flussdichte des Atomstrahls ist dabei auch kleiner.

7.6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine magneto-optische Falle konzipiert und aufgebaut, die für Speicherung und Kühlung von Rubidium-Atomen mit einem einzigen Laserstrahl auskommt. Durch die partielle Unterdrückung des senkrecht aufsteigenden Lichtes innerhalb der Falle lassen sich Atome aus der Falle nach unten extrahieren, und damit wurde ein subthermischer Rubidium-Atomstrahl erzeugt.

Mithilfe eines dielektrischen spiegelbeschichteten $\lambda/4$ -Plättchen, das in der Mitte ein kleines Loch hat, wurde ein axial-rückläufiges *hohles* Lichtbündel erzeugt, damit der Atomstrahl gut kollimiert wird. Der Atomstrahl kann durch einen gegenläufigen oder kreuzenden Lichtstrahl abgeschaltet werden, oder auch durch Schalten des Quadrupol-Magnetfeldes. Der Atomstrahl kann kontinuierlich oder gepulst betrieben werden.

Mit der Methode des Fluoreszenz-Nachweises wurde die Atomzahl in der Wolke und im Anregungsbereich des Atomstrahls ermittelt. Sie wurde in Abhängigkeit von Verstimmung und Intensität des Kühllasers untersucht. Die maximale Zahl der in der Wolke gespeicherten Atome beträgt ca. $5 \cdot 10^6$ Atome und die entsprechende Atomdichte ist $10^{10} \text{ Atome/cm}^3$. Die mittlere Geschwindigkeit des Atomstrahls liegt unterhalb $v = 20 \text{ m/s}$. Die Teilchenflussdichte war beim kontinuierlichen Atomstrahl maximal $3 \cdot 10^8 \text{ Atome/cm}^2\text{s}$ und beim Schalten des Atomstrahls maximal $7 \cdot 10^8 \text{ Atome/cm}^2\text{s}$. Die Flussdichte des Atomstrahls lässt sich mit dem Hintergrund-Dampfdruck ändern, der mit dem Heizstrom des Dispensers gesteuert wird.

Man kann die Strahlrichtung des subthermischen Atomstrahls in zwei-dimensionalen Richtungen mechanisch einstellen wie beim thermischen Atomstrahl, wenn das einfallende Lichtbündel in einer optischen Faser eingekoppelt und der Rezipient des Atomstrahls durch ein flexibles Rohr mit der Nachweiskammer verbunden wird. Der subthermische Atomstrahl kann durch Einkopplung in eine atom-führenden optischen Faser [26] einen langen Atomfluss erzeugen.

Da der Atomstrahl nur durch ein kleines Loch ($\sim 1 \text{ mm}$) extrahiert wird, kann man ultra-hohes Vakuum in Nachweis-Kammer oder in dem MOT für Fangen und Messung erreichen. Der subthermische Atomstrahl kann einfach und effizient als Atomquelle von sehr langsamen Atomen in einen MOT eingesetzt

werden, der für Experimente mit Bose-Einstein-Kondensation [27] oder für das Einfangen von radioaktiven Atomen [28, 29] verwendet wird. Die Atomzahl im MOT, in dem die aus dem subthermischen Atomstrahl extrahierenden Atome gespeichert werden, kann durch Reduzierung der Flussdichte des Atomstrahls reduziert werden, und man kann wenige Atome oder ein einzelnes Atom in dem MOT speichern. Der subthermische Atomstrahl kann zur Untersuchung von Stoßprozessen von kalten Atomen [24], in hochauflösender Spektroskopie und als Frequenzstandard von Atomen verwendet werden.

Geräteliste

- [G1] HL7851G, Hitachi Laser Diode.
- [G2] Laserdioden-Kollimator SK9620.FC4,5, Fa. Schäfter & Kirchhoff, Hamburg.
- [G3] Laserdioden-Kollimator SK9611, Fa. Schäfter & Kirchhoff, Hamburg.
- [G4] Pst 150/5/7, Fa. Piezomechanik.
- [G5] VCO(2,4-3,7 GHz), BFL.
- [G6] Frequenz: 2-8 GHz, Gain: 20 dB, Maximum Gain: 20 dBm, Fa. Mini-Circuits.
- [G7] Holographisches Sinusgitter 1800 L/mm, Carl Zeiss Jena GmbH.
- [G8] Optischer Isolator, IO-5-NIR, 60 dB Isolation, Fa. Optics for Research, USA.
- [G9] Optischer Isolator, DLI-1, 60 dB Isolation, Fa. Gsänger, München.
- [G10] Fa. SAES Getters
- [G11] Photodiode, Hamamatzsu S1228-8BQ.
- [G12] Laser Power and Energie Meter FieldMaster, Fa. Coherent, Inc.
- [G13] Photomultiplier 9558B S20, Fa. Thorn EMI,
- [G14] Spektrumanalysator HP 5885, Fa. Hewlett Packard, USA.
- [G15] Verzögerungsplättchen Typ S mit dem Durchmesser $d = 10 \text{ mm}$ der Bohrung $\phi = 1,0 \text{ mm}$, Fa. Steeg & Reuter Präzisionsoptik GmbH.

Literaturverzeichnis

- [1] Norman F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, 1956.
- [2] R. Frisch. *Zeits. f. Phys.*, 86:42, 1933.
- [3] T. W. Hänsch and A. Schawlow. *Opt. Comm.*, 13:68, 1975.
- [4] D. Wineland and H. Dehmelt. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 20:637, 1975.
- [5] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek, and H. Dehmelt. *Phys. Rev. Lett.*, 41(25):233, 1978.
- [6] D.J. Wineland, R.E. Drullinger, and F.L. Walls. *Phys. Rev. Lett.*, 40(25):1639, 1978.
- [7] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. *Phys. Rev. Lett.*, 55(1):48, 1985.
- [8] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf. *Phys. Rev. Lett.*, 54(24):2596, 1985.
- [9] D. Sesko, C.G. Fan, and E. Wieman C. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(6):1225, 1988.
- [10] W. D. Phillips and H. Metcalf. *Phys. Rev. Lett.*, 48(9):596, 1982.
- [11] W. Ertmer, R. Blatt, J.L. Hall, and M. Zhu. *Phys. Rev. Lett.*, 54(10):996, 1985.
- [12] M. Zhu, C.W. Oates, , and J.H. Hall. *Phys. Rev. Lett.*, 67:46, 1991.
- [13] W. Ketterle, A. M., M. A. Joffe, and David E. Pritchard. *Phys. Rev. Lett.*, 69:2483, 1992.

- [14] V.S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega, Jr., and S. C. Zillo. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8(3):497, 1991.
- [15] S. Pauda, C. Xie, M. Gupta, H. Batelaan, T. Bergmann, and H.J. Metcalf. *Phys. Rev. A*, 70(21):3217, 1993.
- [16] B. Sheehy, S.Q. Shang, P. van der Straten, S. Hatamian, and H.J. Metcalf. *Phys. Rev. A*, 64(8):858, 1990.
- [17] A. Witte, Th. Kisters, F.Riehle, and J. Helmcke. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(7):1030, 1992.
- [18] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J. Y. Couttois, and C. Salomon. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2249, 1993.
- [19] A. Hemmerich, C. Zimmermann, and T. W. Hänsch. *Europhys. Lett.*, 16(2):165, 1993.
- [20] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, Chu S, and D.E. Pritchard. *Phys. Rev. Lett.*, 59(23):2631, 1987.
- [21] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman. *Phys. Rev. A*, 65(13):1571, 1990.
- [22] Z.T. Lu, K.L. Corwin, M.J. Renn, M.H. Anderson, E.A. Cornell, and C.E. Wieman. *Phys. Rev. Lett.*, 77(16):3331, 1996.
- [23] H. Hellwig, K. M. Evenson, and D.J. Wineland. *Physics Today*, 0(12):23, 1978.
- [24] K. Gibble and S. Chu. *Phys. Rev. Lett.*, 70(12):1771, 1993.
- [25] K. Gibble and S. Chu. *Metrologia*, 29:201, 1992.
- [26] Michael J. Renn, Elizabeth A. Donley, Eric A. Cornell, Carl E. Wieman, and Dana Z. Anderson. *Phys. Rev. A*, 53:R648, 1996.
- [27] M.H. Anderson, J. Ansher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell. *Science*, 269:198, 1995.
- [28] Z.T.Lu, C. Bowers, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, J. L. Mortara, S.Q. Shang, K. P. Coulter, and L. Young. *Phys. Rev. Lett.*, 72:3791, 1994.
- [29] M. Sthphens and C. Wieman. *Phys. Rev. Lett.*, 72:3787, 1994.

- [30] J. Arlt, O. Marago, E. Hodby, S. Hopkins, G. Hechenblaikner, S. Webster, and C.J. Foot. *J. Phys. B:Atom. Molec. Phys.*, 32:5861, 1999.
- [31] M. Hoffmann. *Über die Reibungskraft des Lichts auf freie Atome*. Dissertation, Universität Hamburg, 1995.
- [32] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag, 2 edition, 1991.
- [33] G.C. Bjorklund and M. D. Levenson. *Phys. Rev. A*, 24:166, 1981.
- [34] J.L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, and H.G. Robinson. *Appl. Phys. Lett.*, 39(9):680, 1981.
- [35] G.C. Bjorklund. *Opt. Lett.*, 5(1):15, 1980.
- [36] G.C. Bjorklund and M.D. Levenson. *Appl. Phys. B*, 32(0):145, 1983.
- [37] M. Schubert, I. Siemers, and R. Blatt. *Phys. Rev. A*, 39(10):5098, 1989.
- [38] S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands, and D. Meschede. *Phys. Rev. A*, 56(2):1063, 1997.
- [39] A.M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama. *Phys. Rev. A*, 57(4):2996, 1998.
- [40] J. V. Prodan, W. D. Phillips, and H. Metcalf. *Phys. Rev. Lett.*, 49(16):1149, 1982.
- [41] A. Ashkin. *Phys. Rev. Lett.*, 24:156, 1970.
- [42] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(11):1707, 1985.
- [43] J.P. Gordon and A. Ashkin. *Phys. Rev. A*, 21(5):1606, 1980.
- [44] A. Ashkin. *Phys. Rev. Lett.*, 40:729, 1978.
- [45] Stig Stenholm. *Rev. Mod. Phys.*, 58(3):699, 1986.
- [46] E. Arimondo, H. Lew, and T. Oka. *Phys. Rev. Lett.*, 43(11):753, 1979.
- [47] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, and D. B. Pearson. *Phys. Rev. Lett.*, 41(20):1361, 1978.

- [48] R.N. Watts and C.E. Wieman. *Opt. Lett.*, 11(5):291, 1986.
- [49] V.S. Bagnato, Aspect, and S.C. Zillo. *Opt. Comm.*, 72(1):76, 1989.
- [50] T.E. Barrett, S.W. Dapore-Schwartz, M.D. Ray, and G.P. Lafyatis. *Phys. Rev. Lett.*, 67(25):3483, 1991.
- [51] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould, and H.J. Metcalf. *Phys. Rev. A*, 61(2):169, 1988.
- [52] D. Wineland and Wayne M. Itano. *Phys. Rev. A*, 20(4):1521, 1979.
- [53] V. S. Letokov and V. G. Minogin. *Phys. Rev.*, 73:1, 1981.
- [54] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2023, 1989.
- [55] P.J. Ungar, S. Weiss, and Steven Chu. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11):2058, 1989.
- [56] K.-J. Kugler, W. Paul, and U. Trinks. *Phys. Lett.*, 72(B):422, 1978.
- [57] K.-J. Kugler, K. Moritz, W. Paul, and U. Trinks. *Nucl. Inst. Methods A*, 228:240, 1985.
- [58] Steven Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. *Phys. Rev. Lett.*, 57(3):314, 1986.
- [59] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman. *Phys. Rev. Lett.*, 63:961, 1989.
- [60] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman. *Phys. Rev. Lett.*, 64:408, 1990.
- [61] Pierre Meystre and Murray Sargent III. *Elements of Quantum Optics*. Springer Verlag, 2 edition, 1991.
- [62] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Atom-Photon Interactions*. Willy, New York, 1992.
- [63] C.G. Townsend, C.J. Foot, A.M. Steane, and J. Dalibard. *Phys. Rev. A*, 52(2):1423, 1995.
- [64] John David Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 2 edition, 1982.

- [65] K.I. Lee, J.A. Kim, H.R. Noh, and W. Jhe. *Opt. Lett.*, 21(15):1177, 1996.
- [66] J.A. Kim, K.I. Lee, H.R. Noh, and W. Jhe. *Opt. Lett.*, 22(2):117, 1997.
- [67] B. Dahmani, L. Hollberg, and R. Drullinger. *Opt. Lett.*, 12(11):876, 1987.
- [68] J. Sparbier. *Über die Empfindlichkeit von Messungen der Absorption des Lichtes monochromatischer, verstimmbarer Dioden-Laser*. Dissertation, Universität Hamburg, 1994.
- [69] C.E. Wieman and L. Hollberg. *Rev. Sci. Instrum.*, 62(1):1, 1991.
- [70] C.J. Myatt, N.R. Newbury, and C.E. Wieman. *Opt. Lett.*, 18(8):649, 1993.
- [71] P. Feng and T. Walker. *Am. J. Phys.*, 63(10):905, 1995.
- [72] L. Hollberg and M. Ohtsu. *Appl. Phys. Lett.*, 53(11):944, 1988.
- [73] C. Wieman, G. Flowers, and Sarah Gilbert. *Am. J. Phys.*, 63(4):317, 1995.
- [74] K. Lindquist, M. Stephens, and C.E. Wieman. *Phys. Rev. A*, 46(7):4082, 1992.

Danksagung

Ich bedanke mich herzlich bei Herrn Prof. Dr. P. E. Toschek für die Möglichkeit, die Arbeit in seiner Gruppe durchführen zu können. Zur Anfertigung der vorliegenden Arbeit hat er mich intensiv und freundlich betreut und motiviert.

Herrn Dipl. Phys. V. Elman und Herrn Dr. F. Renzoni danke ich für das Interesse und die Unterstützung an dieser Arbeit.

Herrn Dipl. Ing. E. Paeth möchte ich mich für die Herstellung einer Vielzahl von Spiegeln, insbesondere des Pyramiden-Spiegels, bedanken.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe danke ich für die freundliche Arbeitsatmosphäre.

Den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt danke ich für die präzise Anfertigung vieler Teilen.

Mein besonderer Dank gilt meiner Mutter und Geschwister, die mir das Studium ermöglicht haben, und meiner Frau, die mich während der ganzen Zeit motiviert hat.