

Einfang von Silberatomen
in einer magneto-optischen Strahlungsdruckfalle

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Gerald Uhlenberg
aus Hannover

München, den 16.2.2000

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther
2. Gutachter: Prof. Dr. D. Habs

Tag der mündlichen Prüfung:

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die experimentelle Realisierung einer magneto-optischen Falle für Silberatome. Motiviert werden die Bemühungen, neutrale Silberatome in einer Lichtdruckfalle zu kühlen und zu speichern, durch die Existenz eines sehr schmalbandigen Zweiphotonenübergangs mit einer natürlichen Linienbreite von nur 0.8 Hz. Eine spektroskopische Vermessung dieses Übergang könnte eine Auflösung von 10^{15} erreichen, so daß das Silberatom einen der vielversprechensten Kandidaten für ein optisches Frequenznormal mit Neutralatomen darstellt. Das Speichern der Atome ist notwendige Voraussetzung für die Beobachtung der Zweiphotonenresonanz, da hierdurch eine lange Wechselwirkungsdauer und ein geeignetes Nachweisverfahren bereitgestellt wird.

Im Rahmen dieser Promotionsarbeit wurde zur Kühlung der Silberatome ein Lasersystem, bestehend aus einem Farbstofflaser und einem externem Frequenzverdopplungsresonator mit LBO-Kristall, bei einer Wellenlänge von 328 nm aufgebaut. Zusätzlich wurde eine Ultrahochvakuumkammer zur Aufnahme der Fallenkomponenten konzipiert.

Es wurden bis zu $2 \cdot 10^6$ Atome bei einer Dichte von maximal 10^{10} cm^{-3} in der Falle gespeichert. Um eine hohe Anzahl von Atomen in der MOT zu erzielen, wurden Messungen zur Effizienz des Einfangprozesses und der teilchenzahlbegrenzenden Mechanismen durchgeführt. Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Lichtleistung ließen sich Silberatome nur bei Verstimmungen bis zu dem ein- und einhalbfachen der Linienbreite einfangen. Die dominierenden Verlustmechanismen stellen im derzeitigen Aufbau Stöße mit schnellen Strahlpartikeln und Zerfälle aus dem oberen Kühlniveau in den metastabilen $4d^9 5s^2 D_{5/2}$ -Zustand dar. Letzterer begrenzt die Speicherzeit auf ca. 7 Sekunden bei einem Sättigungsgrad von eins auf dem Kühlübergang. Die Intensitätsabhängigkeit der Speicherzeit der Atome in der Falle erlaubt eine Bestimmung der Übergangsrates $^2P_{3/2}$ nach $^2D_{5/2}$, es ergab sich ein Wert von $1.6(6) \text{ s}^{-1}$. Mit Hilfe von induzierten räumlichen Schwingungen der gespeicherten Atome konnten die Fallenparameter wie die Federkonstante κ und der Reibungskoeffizient α ermittelt werden. Zusammen mit der Ausdehnung der Atomwolke wurde so die Temperatur der Falle bestimmt. Die Messwerte von 300-400 μK liegen unterhalb der sich aus der Zwei-Niveau-Näherung ergebenden Dopplertemperatur und deuten somit auf Sisyphus-Kühlung der Atome hin.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Silber als Kandidat für einen optischen Frequenzstandard	6
2.1	Termschema	6
2.2	Anregung und Detektion des Uhrenübergangs	9
2.3	Stabilitäts- und Genauigkeitsabschätzung	14
3	Laserkühlung und Speicherung von Neutralatomen	20
3.1	Quantentheoretische Beschreibung der Lichtkräfte	20
3.2	Optische Melasse	24
3.3	Magnetooptische Falle	26
3.4	Kühlung und Speicherung von Silberatomen	30
4	Experimenteller Aufbau	35
4.1	Lasersystem zur Kühlung und Speicherung	35
4.1.1	Farbstofflaser	35
4.1.2	Frequenzverdopplungseinheit I	36
4.1.3	Stabilisierung auf die Silberlinie	39
4.2	Lasersystem zum Rückpumpen	40
4.2.1	Masterlaser und Verstärkerdiode	41
4.2.2	Frequenzverdopplungseinheit II	45
4.2.3	Differenzfrequenzstabilisierung	46

4.3	Vakuumapparatur und Fallenkomponenten	47
4.4	Uhrenlasersystem	53
5	Experimentelle Ergebnisse	54
5.1	Inbetriebnahme der Falle	54
5.1.1	Ortsaufgelöste Beobachtung der Fallenatome	54
5.1.2	Fallenintensitäten und Teilchenzahlbestimmung	56
5.2	Untersuchungen zur Atomanzahl	58
5.2.1	Abhängigkeit von den Laserparametern	58
5.2.2	Abhängigkeit von den Atomstrahlparametern	61
5.2.3	Limitierende Verlustprozesse	63
5.2.4	Messung der Leckrate aus dem oberen Kühlniveau	67
5.3	Messung der Temperatur der gespeicherten Atome	71
5.3.1	Oszillationsmethode	72
6	Ausblick	79
	Literaturverzeichnis	83

Kapitel 1

Einleitung

Durch die Möglichkeit, neutrale sowie geladene Atome mittels Laserlicht kühlen und einfangen zu können, hat das Studium von kalten atomaren Gasen eine rasanten Entwicklung genommen; sie hat große Bereiche der Atomphysik fundamental verändert und neue Arbeitsbereiche entstehen lassen. Die Bedeutung eines Teils dieser experimentellen Methoden für viele Bereiche der Physik wurde 1997 durch die Verleihung des Nobelpreises an S. Chu, W. Phillips und C. Cohen-Tannoudji hervorgehoben.

Hänsch und Schawlow [1] und Wineland und Dehmelt [2] schlugen 1975 fast gleichzeitig vor, durch resonanten Strahlungsdruck auf die Atome Breite und Mittelwert ihrer thermischen Geschwindigkeitsverteilung zu verringern, d.h. das atomare Ensemble zu kühlen. 1982 wurde erstmals ein Strahl von Natriumatomen in seiner longitudinalen Bewegung gekühlt [3], und schon wenige Jahre später gelang die dreidimensionale Kühlung in einer sogenannten optischen Melasse [4]. Neben der Reduzierung der kinetischen Energie der Atome ist die räumliche Konzentrierung von Neutralatomen, d.h. das Einfangen in einer Falle, für viele Experimente wünschenswert. Hier hat sich die sogenannte magneto-optische Falle (MOT), die auf einem Zusammenspiel von Lichtkräften und dem Zeemaneffekt beruht, als sehr leistungsfähig gezeigt und vielseitig bewährt [5].

Notwendige Voraussetzung zur Speicherung von Atomen in einer magneto-optischen Falle ist ein geeignetes Anregungsschema mit einer für Laser zugänglichen Wellenlänge, um die erforderlichen starken Lichtkräfte ausüben zu können. Die Liste der Elemente, die in einer MOT gespeichert werden konnten, beinhaltet deshalb nur die Alkaliatome, einige Erdalkalimetalle sowie einige Edelgase im me-

tastabilen Triplettzustand [6]. Von den übrigen Elementen gelang der Einschluß in einer solchen Lichtdruckfalle in den letzten Jahren im Falle des Chroms [8] und des Ytterbiums [9].

Verglichen mit den oben aufgeführten Elementen erweist sich die Realisierung einer magnetooptischen Falle für Silberatome als deutlich schwieriger. Zum einen verhindert der relativ geringe Dampfdruck des Silbers das Einfangen aus dem Hintergrundgas, die bei den Alkalimetallen zu einer sehr einfachen und kompakten Fallenkonzeption führt [7]. Das Laden der Falle ist deshalb nur von einem Atomstrahl aus möglich, aber auch hier führt der kleine Dampfdruck zu notwendigerweise hohen Ofentemperaturen und somit hohen mittleren Geschwindigkeiten der Atome. Da die Einfanggeschwindigkeit magnetooptischer Fallen typischerweise nur einige zehn Meter pro Sekunde beträgt, ist die erwartete Laderate von speicherbaren Atomen begrenzt. Noch kritischer als der Fluß langsamer Atome erweisen sich beim Silber die Parameter des zur Kühlung benutzten atomaren Übergangs. Die Wellenlänge liegt bei ca. 328 nm, also in einem Spektralbereich, in dem einfache und leistungsstarke Laserquellen noch nicht zur Verfügung stehen und der nur mit Hilfe der Frequenzverdopplung von sichtbarer Strahlung abgedeckt werden kann. Zudem benötigt man im Vergleich zu den oben genannten Elementen sehr hohe Laserintensitäten, um den Übergang sättigen zu können. Aufgrund dieser Schwierigkeiten liegt die erwartete Anzahl gespeicherter Silberatome deutlich unter den in Alkalimetall-Fallen erzielten Werten von typischerweise $10^8 - 10^9$ Atomen.

Durch Speichertechniken und Kühlmethoden mittels Laserlicht konnten Temperaturen bzw. Geschwindigkeitsbreiten der atomaren Gase erzielt werden, die eine Fülle von neuartigen Experimenten gestatten [10, 11]. Das in jüngster Zeit prominenteste Beispiel ist die Schaffung von neuen makroskopischen Quantensystemen, sog. Bose-Einstein-Kondensaten, welche 1995 erstmalig in einem Rubidium-Gas bei hohen Dichten und Temperaturen von ca. 200 nK beobachtet wurden [12]. Darüberhinaus werden kalte atomare Ensemble als Grundlage vieler Untersuchungen in der Atominterferometrie [13] oder der -Lithographie [14] benutzt. Aber auch das Studium ultrakalter Stöße [15] und Tests des Standardmodells bei niedrigen Energien durch die Suche nach paritätsverbotenen Übergängen [16] können an lasergekühlten Atomen durchgeführt werden. Insbesondere profitieren aber Präzisionsexperimente von den gekühlten Atomen; hier haben vor allem höchstauflösende Spektroskopieexperimente mit dem Ziel der Verbesserung beste-

hender Frequenzstandards herausragende Erfolge erzielt [17]. Die Gründe hierfür liegen in der durch die Kühlung und Speicherung der Atome möglich gewordenen sehr langen Wechselwirkungszeit sowie in der Unterdrückung der Dopplerverbreiterungsmechanismen. In einigen Fällen stellt die Veränderung der Anzahl der gespeicherten Atome sogar selbst die Detektionsmethode dar, mit dem die Anregung in ein langlebiges Niveau nachgewiesen wird.

Sowohl die Experimente mit den bisher besten erzielten Genauigkeiten [18] wie auch jene mit den besten erreichten Stabilitäten [19] basieren auf Radiofrequenzstandards, die das Konzept des atomaren Springbrunnens [20] zur Verlängerung der Wechselwirkungszeit mit dem atomaren Ensemble nutzen. Um die heute verwendeten primären Standards noch weiter zu verbessern, wird weltweit in vielen Arbeitsgruppen an der apparativen Realisierung eines auf einem optischen Übergang zugrundeliegenden Standards gearbeitet. Die Verwendung eines optischen Übergangs verspricht aufgrund der höheren Oszillatorfrequenz erheblich größere Liniengüten als bei Mikrowellenübergängen und somit ein wesentlich größeres Potential für eine Uhr höchster Präzision. Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über mögliche Kandidaten für einen auf Neutralatomen basierenden, optischen Frequenzstandard.

Atom	Übergang	λ [nm]	τ [ms]
Mg	$3s^2 \ ^1S_0 - 3s3p \ ^3P_1$	457	5
Ca	$4s^2 \ ^1S_0 - 4s4p \ ^3P_1$	657	0.4
Sr	$5s^2 \ ^1S_0 - 5s5p \ ^3P_1$	689	0.02
Xe	$6s \ ^3P_2 - 6s' \ ^3P_0$	2×2191	80
H	$1s \ ^2S_{1/2} - 2s \ ^2S_{1/2}$	2×243	140
Ag	$5s \ ^2S_{1/2} - 4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2}$	2×661	200

Tabelle 1.1: *Neutralatom-Kandidaten für einen optischen Frequenzstandard. Aufgelistet ist der in Frage kommende Uhrenübergang, dessen Wellenlänge und die Lebensdauer des metastabilen Niveaus.*

Die experimentell am besten untersuchten Systeme sind die Erdalkaliatome Magnesium, Calcium und Strontium, die verbotene Interkombinationslinien zwischen dem Singulett- und Triplettssystem aufweisen. Die Lebensdauern der metastabilen Niveaus sind allerdings nicht groß genug, um einen atomaren Springbrunnen

sinnvoll einsetzen zu können. Zudem lassen sich diese Atome auf ihren starken Kühlübergängen wegen der fehlenden Hyperfeinstruktur nicht auf Temperaturen unterhalb der Dopplertemperatur kühlen. Das Bariumatom wäre bezüglich der natürlichen Linienbreite des Uhrenübergangs ein attraktiverer Kandidat, allerdings ergeben sich hier aufgrund des komplizierten Termschemas erhebliche Schwierigkeiten beim Laserkühlen. Die Uhrenübergänge der Elemente Wasserstoff, Xenon und Silber sind nicht nur wegen der sehr viel längeren Lebensdauern der metastabilen Niveaus potentiell besser geeignet, sondern bieten durch die mögliche Zweiphotonenanregung Übergänge ohne Dopplereffekt erster Ordnung an, die mit allen Geschwindigkeitsklassen der Atome wechselwirken. Da für das Wasserstoffatom allerdings noch keine Laserquelle zur Kühlung existiert, erscheint derzeit für einen auf einem atomaren Springbrunnen basierenden Neutralatomstandard neben dem Xenonatom [21] das Silberatom als aussichtsreicher Kandidat. Vom technischen Standpunkt aus gesehen besteht bei weiterer Fortentwicklung der Laserdiodentechnologie in Zukunft vielleicht die Möglichkeit, sowohl den Uhrenübergang wie auch den Kühlübergang des Silbers durch kompakte und frequenzstabile Diodenlaser zu treiben.

Aufgrund der oben genannten Vorzüge wird das Silberatom seit Anfang der achtziger Jahre in vielen Veröffentlichungen zu optischen Frequenzstandards als einer der vielversprechendsten Kandidaten für eine Referenz mit sehr hoher Stabilität genannt [22], allerdings wurde immer auf die erheblichen Schwierigkeiten beim Laserkühlen und -speichern verwiesen [23]. Im Rahmen dieser Promotionsarbeit wurde im Anschluß an die Arbeit von J. Dirscherl [24] erstmalig eine leistungsfähige Falle für Silberatome aufgebaut, die die Anregung und Detektion des bisher nicht beobachteten Uhrenübergangs ermöglichen sollte.

Neben dem hier beschriebenen Experiment am Max-Planck-Institut für Quantenoptik gibt es ein weiteres Labor, welches an der Anregung und Detektion der Zweiphotonenresonanz des Silbers arbeitet. Die Gruppe von P. Juncar im 'Institut National de Metrologie (BNM-INM)' in Paris versucht, den Übergang in den metastabilen Zustand des Silbers in einem Atomstrahlexperiment mittels optischer Methoden zu beobachten. Bisher ist ihr die spektroskopische Vermessung der $4d^9 5s^2 D_{5/2} - 4d^{10} 6p^2 P_{3/2}$ Linie gelungen, die vom metastabilen Niveau ausgeht [25].

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Dieser Einleitung folgt im nächsten Kapitel die Diskussion der Eignung des Silbers für einen Frequenzstandard im opti-

schen Wellenlängenbereich. Die allgemeine Theorie zur Kühlung und Speicherung von Neutralatomen mittels der Spontankraft sowie die speziellen Begebenheiten bezüglich des Silberatoms werden im dritten Kapitel aufgezeigt. Nach der Vorstellung des experimentellen Aufbaus (4.Kapitel) werden im fünften Kapitel die Ergebnisse mit der magnetooptischen Falle vorgestellt. Schwerpunkte sind hierbei die Untersuchungen zur Maximierung der gespeicherten Teilchenzahl und der limitierenden Verlustprozesse sowie die Messung der Temperatur des atomaren Ensembles. Der Ausblick zeigt Verbesserungsvorschläge und mögliche Messungen der Zukunft auf.

Kapitel 2

Silber als Kandidat für einen optischen Frequenzstandard

2.1 Termschema

In Abb. 2.1 ist das Termschema des Silberatoms ohne Berücksichtigung der Hyperfeinstrukturaufspaltung dargestellt. Das Element Silber gehört zur zweiten Übergangsgruppe, der sogenannten Palladium-Gruppe, und besitzt die Grundzustandselektronenkonfiguration des Edelgases Krypton mit weiteren zehn 4d-Elektronen und einem 5s-Elektron. Das äußere 5s-Elektron läßt sich aufgrund der komplett gefüllten 4d-Schale am einfachsten anregen; das Spektrum des Silbers ähnelt also denen der Alkaliatome. Die prominentesten Übergänge sind die D1- und D2-Linien vom Grundzustand in das 5p-Niveau, die D2-Linie wird deshalb zur Kühlung benutzt.

Zusätzlich gibt es aber Übergänge, an denen auch die inneren 4d -Elektronen beteiligt sind. Die energetisch am tiefsten liegenden Terme sind die $4d^9 5s^2 \ ^2D_{3/2}$ - und $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2}$ -Niveaus. Das zuletzt genannte besitzt metastabilen Charakter, es kann nur in den Grundzustand und über einen bis in hohe Multipolordnungen verbotenen Übergang in das $5p \ ^2P_{1/2}$ -Niveau zerfallen. Der Zerfall in den Grundzustand erfolgt über einen elektrischen Quadrupolübergang bei einer Wellenlänge von 330.6 nm. Die Lebensdauer des metastabilen Niveaus ist schwierig zu berechnen [24], aber es läßt sich eine Abschätzung im Vergleich mit dem einfach geladenen Quecksilberion mit gleicher Elektronenkonfiguration bei einer um Eins erhöhten Hauptquantenzahl durchführen. Diese Extrapolation, ausgehend

von der Berechnung [26] und der Messung der Lebensdauer von Hg^+ [27], ergibt für das Silberatom eine natürliche Zerfallsrate von 5s^{-1} bzw. eine Lebensdauer von 200 ms. Eine solche Lebensdauer entspricht einer natürlichen Linienbreite von unter einem Hz. Aufgrund der daraus ableitbaren Güte für einen zukünftigen Frequenzstandard wird der Übergang vom Grundzustand in das $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2}$ -Niveau im folgenden als Uhrenübergang bezeichnet.

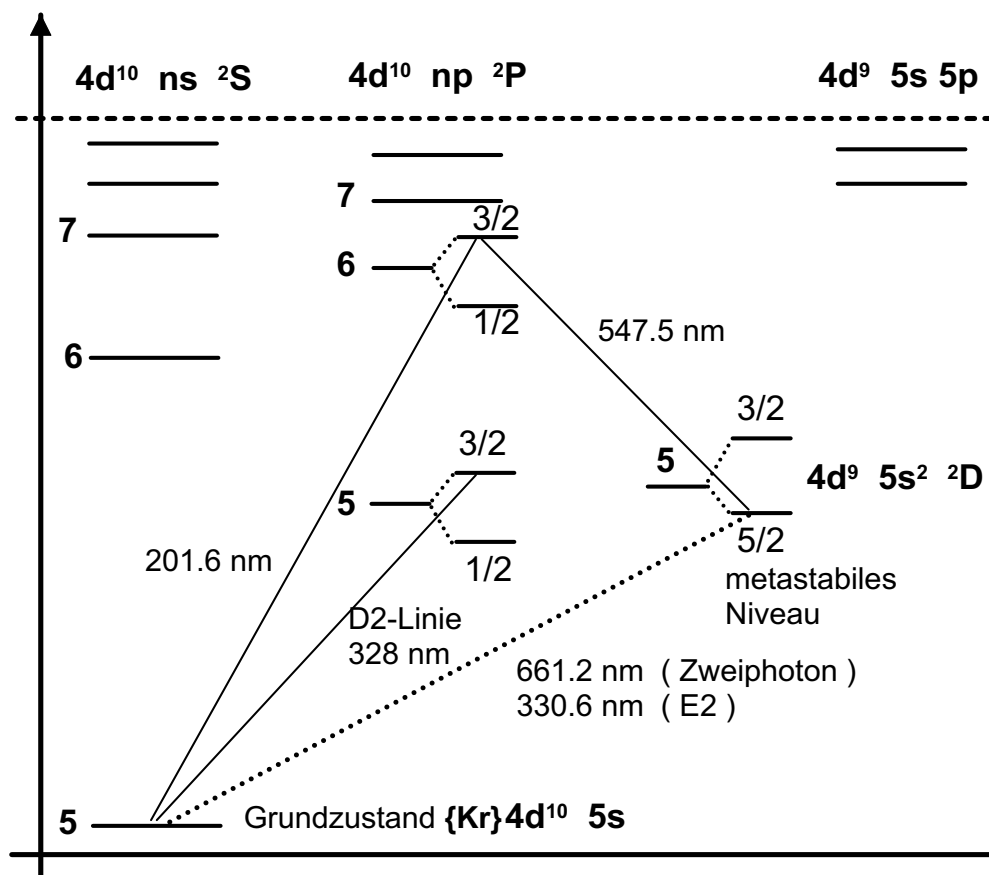


Fig. 2.1: Termschema des Silberatoms. Eingezeichnet sind der Uhrenübergang in das metastabile $\ ^2D_{5/2}$ -Niveau sowie die bisher durch Hohlkathodenspektroskopie gemessenen Linien zur Abschätzung der absoluten Energie desselben.

Anregen ließe sich die Resonanz in das metastabile Niveau über den oben erwähnten Einphotonen-Prozess bei 330.6 nm sowie über eine Zweiphotonenanregung bei 661.2 nm. Die Auswahlregeln für einen Zweiphotonenübergang ergeben sich aus

der Tatsache, daß Grundzustand und angeregtes Niveau über zwei elektrisch-dipol erlaubte Übergänge über ein intermediäres Niveau verbunden werden, wie folgt [28]: $\Delta S = 0$; $\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$; $\Delta m_j = 0, \pm 1, \pm 2$; $J=0 \rightarrow J=1$ und $J=1 \rightarrow J=0$ verboten; $|J_e - J_g| \leq 2$. Außerdem müssen die Zustände gleicher Parität sein. Da beide Isotope des Silbers einen Kernspin $I=1/2$ besitzen, führt die Kopplung mit dem Gesamtdrehimpuls J zu einer Hyperfeinstrukturaufspaltung der Zweiphotonenresonanz. Die obigen Auswahlregeln gelten sowohl für J wie auch für die Gesamtdrehimpulsquantenzahl F , so daß insgesamt drei Komponenten für jedes Isotop zu erwarten sind.

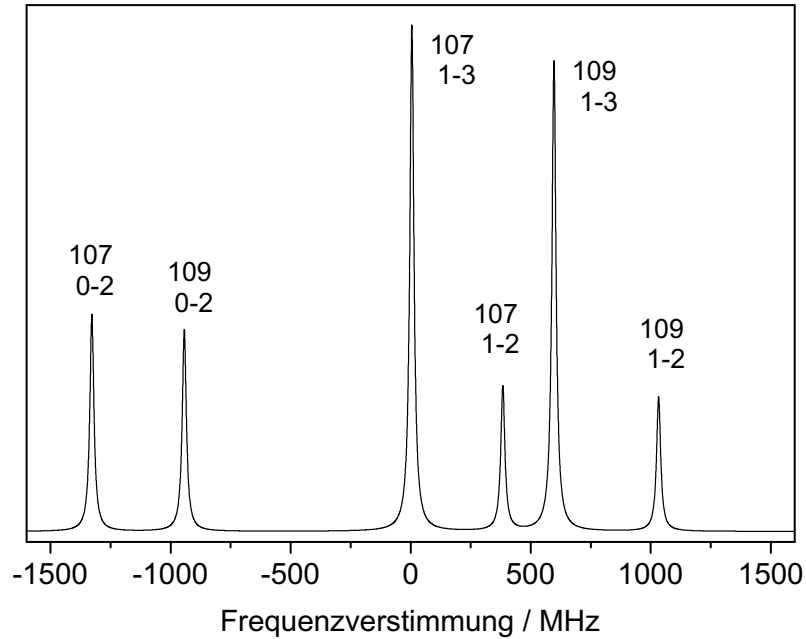


Fig. 2.2: Berechnetes Hyperfeinstruktur-Spektrum des Uhrenübergangs mit Lorentzprofilen einer Linienbreite von 20 MHz. Die Frequenzverschiebung ist relativ zur Zentroidfrequenz des 661.2 nm- Zweiphotonenübergangs angegeben. Die Abbildung ist Referenz [29] entnommen.

Beobachtet wurde der Übergang in das metastabile Niveau bisher nicht, aber es gibt einige indirekte Messungen, die die Energie des $^2D_{5/2}$ -Zustandes genauer festlegen. Monochromatormessungen der Linien $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2} \rightarrow 6p^2 \ ^3P_{3/2}$ bei

547 nm und $5s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{3/2}$ bei 201 nm von Larkins und Hannaford [29] legen den Zweiphotonenübergang auf eine Vakuumwellenlänge von 661.3257(2) nm fest. Die Unsicherheit wird mit einem Wert von ± 210 MHz angegeben. Zusätzlich existieren im wesentlichen noch zwei weitere Messungen der Absolutfrequenz und der Hyperfeinstrukturaufspaltung der 547 nm-Resonanz, die vom metastabilen Niveau aus angeregt wurde [25, 30]. Ihre Werte für die Zentroidfrequenz des Überganges weichen je nach Isotop zwischen 20 und 60 MHz von der oben erwähnten Messung [29] ab.

In Abb. 2.2 ist ein berechnetes Spektrum des Uhrenübergangs abgebildet, angenommen wurde ein lorentzförmiges Anregungsprofil mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 20 MHz. Die Unsicherheit in den relativen Frequenzwerten beträgt ca. 30 MHz [29]. Die Intensitäten berechnen sich aus den Häufigkeiten der beiden Silberisotope (Ag107: 51.84%, Ag109: 48.16%) und dem Ausdruck für die relative Linienstärke eines Zweiphotonenübergangs bei IJ-Kopplung [31].

2.2 Anregung und Detektion des Uhrenübergangs

Neben einem geeigneten Detektionsmechanismus zur Beobachtung der in das metastabile $^2D_{5/2}$ -Niveau angeregten Atome ist eine möglichst genaue Kenntnis der Übergangsrate des Zweiphotonenprozesses nötig, um die zur Anregung erforderlichen Laserparameter wie Intensität und Linienbreite des Uhrenlasers abschätzen zu können. Sie soll deshalb im folgenden Abschnitt behandelt werden. Die Übergangswahrscheinlichkeit für eine Zweiphotonenresonanz setzt sich aus zwei Anteilen zusammen [32]. Der erste Anteil kommt dadurch zustande, daß ein sich in zwei gegenläufigen Lichtwellen der Frequenz ω_L bewegendes Atom zwei Photonen aus demselben Laserstrahl absorbiert, wenn sein Energiedefekt $E_e - E_g - \hbar\omega_L$ gerade durch die Dopplerverschiebung $\pm 2kv$ ausgeglichen wird. Da zu jeder Laserstimmung nur eine spezielle Geschwindigkeitsklasse mit dem Lichtfeld wechselwirkt und die Resonanzkurve von der Breite der Dopplerbreite ist, liefert dieser Anteil nur einen verschwindend kleinen Beitrag im Vergleich zu dem oben angesprochenen zweiten Anteil. Dieser entsteht, wenn ein Atom jeweils ein Photon aus den beiden Laufwellen absorbiert. Betrachtet man das Atom in seinem Ruhesystem, ergibt sich für die Energiebilanz:

$$E_e - E_g = \hbar(\omega_L + kv) + \hbar(\omega_L - kv) = 2\hbar\omega_L \quad (2.1)$$

Die geschwindigkeitsabhängigen Terme verschwinden vollständig, d.h. alle Atome nehmen am Anregungsprozess teil. Die Linienbreite ergibt sich aus der natürlichen Linienbreite des Übergangs ohne eine Dopplerverbreiterung erster Ordnung. Die Anregungsrate dieser dopplerfreien Komponente läßt sich mit Hilfe der Störungstheorie in zweiter Ordnung berechnen [31]:

$$\Gamma(\delta\omega) = \left| \sum_i \frac{\langle e|H_1|i\rangle\langle i|H_2|g\rangle + \langle e|H_2|i\rangle\langle i|H_1|g\rangle}{\omega_L - (E_i - E_g)/\hbar} \right|^2 \cdot \frac{\Gamma_e}{4\delta\omega^2 + \Gamma_e^2/4} \quad (2.2)$$

Die Übergangsrate ergibt sich also, indem man die Matrixelemente für die Absorption eines Photons aus Strahl 1 gefolgt von der Absorption eines Photons aus Strahl 2 zu denen der umgekehrten Reihenfolge addiert. Summiert werden muß über alle Zwischenniveaus E_i , wobei der jeweilige Beitrag mit der Verstimmung $\hbar\omega_L - (E_i - E_g)$ jedes Zwischenniveaus von der Einphotonenresonanz gewichtet wird. Das lorentzförmige Anregungsprofil wird durch den Term $\Gamma_e/(4\delta\omega^2 + \Gamma_e^2/4)$ bestimmt. $\delta\omega$ stellt hierbei die Laserverstimmung von der Zweiphotonenresonanz, Γ_E die inverse Lebensdauer des angeregten Niveaus dar. Der Hamiltonian ist durch den Wechselwirkungsoperator $\vec{D} \cdot \vec{\epsilon}/\hbar$ in der elektrischen Dipolnäherung gegeben.

Für die folgende Abschätzung reicht es aus anzunehmen, daß die beiden Laufwellen gleiche Intensität und Polarisation besitzen und sich der Laser genau in Resonanz befindet. Dann vereinfacht sich Gl. 2.2 zu:

$$\Gamma(\delta\omega = 0) = \left| \sum_i \frac{\langle e|H|i\rangle\langle i|H|g\rangle}{\omega_L - (E_i - E_g)/\hbar} \right|^2 \cdot \frac{16}{\Gamma_e} \quad (2.3)$$

Die Angabe eines Wertes für die Übergangsrate anhand von obiger Gleichung ist schwierig, da sie die Kenntnis der Oszillatorstärken vieler Übergänge im Silberatom zur Berechnung der Dipolmatrixelemente voraussetzt.

Eine numerische Berechnung der Dipolmatrixelemente wurde von S.Guerandel vom 'Conservatoire National des Arts et Metiers' in Paris [33] mit Hilfe des Cowan-Codes [34] durchgeführt. Die Übergangsrate vom Grundzustand $^2S_{1/2}$ zum metastabilen Niveau $^2D_{5/2}$ ist hiernach:

$$\Gamma_{1/2 \rightarrow 5/2}(0) = 1.08 \cdot 10^{-7} \left(\frac{m^4}{W^2 s^2} \right) \cdot \frac{P^2}{S^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_e} \quad (2.4)$$

Dieser sehr geringe Wert für die Anregungsrate ergibt sich aus der Tatsache, daß keine nahresonanten intermediären Niveaus bei der Einphotonenresonanz liegen. Der Verstimmungsterm im Nenner von Gl. 2.3 stellt somit eine optische Frequenz dar, was den gesamten Ausdruck sehr klein macht. Dies kann nur über eine möglichst geringe Gesamtlinienbreite $1/\Gamma_e$ inklusive aller Verbreiterungsmechanismen und hohe Intensitäten im Laserstrahl ausgeglichen werden. Ein Vergleich mit der Rate des Zweiphotonenübergangs im Wasserstoff ergibt im Falle des Silberatoms eine Rate, die um etwa eine Größenordnung geringer ausfällt [35].

Berücksichtigt man die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustand und des metastabilen Niveaus, so folgt für die Übergangsraten der drei erlaubten Komponenten $0 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 2$ und $1 \rightarrow 3$ [33]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{0 \rightarrow 2}(0) &= 2.7 \cdot 10^{-8} \left(\frac{m^4}{W^2 s^2} \right) \cdot \frac{P^2}{S^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_e} \\ \Gamma_{1 \rightarrow 2}(0) &= 1.8 \cdot 10^{-8} \left(\frac{m^4}{W^2 s^2} \right) \cdot \frac{P^2}{S^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_e} \\ \Gamma_{1 \rightarrow 3}(0) &= 6.3 \cdot 10^{-8} \left(\frac{m^4}{W^2 s^2} \right) \cdot \frac{P^2}{S^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_e} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Die Kenntnis der Übergangsraten erlaubt es, die Größe der experimentellen Parameter abzuschätzen, die zur Anregung des Zweiphotonenübergangs erforderlich sind. Nimmt man an, man fokussiere den Uhrenlaser auf eine Kreisfläche mit einem Radius von ungefähr $250 \mu\text{m}$, welches den typischen Ausmaßen einer in der MOT gespeicherten Atomwolke ist, so ergibt sich für eine atomare Geschwindigkeit von 1 m/s eine Durchflugszeit von 0.25 ms . Unter der Annahme, daß die gesamte Linienbreite durch die Wechselwirkungsdauer begrenzt ist, benötigte man dann zur Sättigung (Übergangswahrscheinlichkeit=1) des $1 \rightarrow 3$ -Übergangs eine Leistung von ca. 3 Watt . Da der Uhrenlaser durch einen stabilisierten Diodenlaser mit nur geringer Leistung realisiert werden soll, ist ein Überhöhungsresonator zum Erreichen dieses hohen Leistungswertes unbedingt vonnöten.

Im folgenden soll kurz ein mögliches Nachweisschema des Uhrenübergangs beurteilt werden, bei dem neben dem Uhrenlaser gleichzeitig ein weiterer Laser zur

Kühlung und Speicherung eingestrahlt wird. Diese Methode ist beispielsweise bei der Suche nach dem Übergang in das langlebige $5d^9 6s^2 \ ^2D_{5/2}$ -Niveau im einfach geladenen Quecksilberion erfolgreich angewandt worden [27]. Durch die intensive Wechselwirkung mit dem Kühllaserstrahl wird die Zweiphotonenresonanz in Komponenten aufgespalten, verschoben und verbreitert. Verstehen läßt sich dies im Bild der 'dressed atoms' [36], welches die Aufspaltung des Grundzustandes in ein von Rabifrequenz und Verstimmung abhängiges Duplett ungleich besetzter Niveaus erklärt. In diesem Fall ist die Breite des Uhrenübergangs durch die Streurrate auf dem Kühlübergang gegeben; die Anregungsrate in das metastabile Niveau wird um den gleichen Faktor aus dem Verhältnis von Streurrate zur natürlichen Linienbreite des Uhrenübergangs reduziert [37, 38]. Die Experimente am Quecksilberion [27] konnten mit sehr geringen Intensitäten auf dem Kühlübergang durchgeführt werden, so daß die Streurrate trotz der relativ großen Linienbreite von 80 MHz bei weniger als 300 kHz lag. Zudem ließ sich der Uhrenlaser mit einer resonatorinternen Leistung von 5W auf einen sehr kleinen Raumbereich im Zentrum der Ionenfalle fokussieren, so daß hohe Intensitäten auf dem Uhrenübergang vorhanden waren. Dies ist für eine Neutralatomfalle nicht möglich. Zum einen erfordert die Speicherung der Atome eine möglichst starke Sättigung auf dem Kühlübergang, zum anderen macht es keinen Sinn, den Uhrenlaser auf einen Bereich von weniger als 200-300 μ m herunterzufokussieren, da die atomare Wolke von dieser Größenausdehnung ist. Schätzt man die Streurrate eines einzelnen Silberatoms auf der D2-Linie mit ca. 3 MHz und den nötigen Strahlradius des Uhrenlasers mit ungefähr 200 μ m ab, so erwartet man im Falle des Silberuhrenübergangs im Vergleich zum Quecksilberion eine um einen Faktor von ca. 600 reduzierte Übergangsrate. Dies zeigt, daß ein gleichzeitiges Einstrahlen von Kühl- und Uhrenlaser aufgrund der oben genannten Verbreiterungseffekte eine Detektion des Zweiphotonenübergangs nahezu unmöglich machen sollte. Notwendig ist also ein gepulstes Anregungsschema, bei dem der Kühllaser für eine kurze Spektroskopiephase ausgeschaltet werden muß.

Bei der Suche nach dem Uhrenübergang besteht neben der Notwendigkeit einer hohen Laserleistung zur Anregung in das metastabile Niveau die Schwierigkeit, die angeregten Atome auch möglichst effektiv nachzuweisen. Die üblichen Methoden zum Nachweis hochangeregter metastabiler Atome mittels eines Heißdrahtdetektors [39, 40] oder über den Augereffekt auf Cäsiumoberflächen [41] wurden in den Arbeiten [24, 25] ausgehend untersucht, führten aber nicht zum Erfolg.

Optisch läßt sich eine Anregung in das $5d^9 6s^2 \ ^2D_{5/2}$ -Niveau nachweisen, indem man einen weiteren Laser bei 547 nm einstrahlt, um so Übergänge in den $4d^{10} 6p^2 P_{3/2}$ -Zustand zu induzieren, von wo aus das Atom unter Aussendung von 201 nm-Strahlung in den Grundzustand zerfällt. Dies läßt sich mit einem Photomultiplier detektieren und gibt ein Maß für die Anregungsrate ins metastabile Niveau [25].

In einer magnetooptischen Falle gibt es eine weitere, viel effizientere Methode zum Nachweis einer Anregung auf einer schwachen Resonanzlinie, die ursprünglich für Spektroskopieexperimente an Ionenfallen entwickelt worden ist [42]. Die Idee hinter diesem Konzept ist diejenige, daß ein starker Übergang dafür benutzt wird, die Änderung in der Besetzung eines gemeinsamen Niveaus durch eine schwache Anregung anzuzeigen. Der Nachweis geschieht in sogenannter optisch-optischer Doppelresonanz. Eine Anregung des metastabilen Niveaus führt zu einem Aussetzen der Kühlkräfte auf das Atom. Da die Lebensdauer des $\ ^2D_{5/2}$ -Niveaus ungefähr 200 ms beträgt, verläßt das Atom die magnetooptische Falle, die Fallenfluoreszenz auf dem Kühlübergang nimmt ab. Dieses Meßverfahren, bei dem die Anregung einen weiteren Fallenverlustmechanismus darstellt, liefert eine Quantenverstärkung in der Größenordnung des Verhältnisses der Lebensdauern $\tau(^2D_{5/2})/\tau(^2P_{3/2}) = 3 \cdot 10^7$. Es wurde bei den Erdalkaliatomen bereits erfolgreich zum Nachweis von schmalbandigen Übergängen eingesetzt [43,44].

Das geplante Meßschema zur Anregung und Detektion ist in Abb. 2.3 dargestellt. Nach einer Ladezeit der MOT von einigen Sekunden werden sowohl die für die Kühlung und Speicherung verantwortlichen Laser wie auch das Quadrupolfeld für eine Zeitdauer von ca. einer Millisekunde ausgestellt. Auf die frei expandierende Atomwolke wird dann der Uhrenlaser eingestrahlt, wobei wahlweise ein homogenes Magnetfeld zur Selektion von Zeemanniveaus dazugeschaltet wird. Nach Wiedereinschalten der Kühllaser läßt sich die Atomanzahl mit derjenigen vor dem Ausschalten vergleichen; das Verhältnis ergibt das spektroskopische Signal. Der gesamte Zyklus kann mit Repetitionsraten von 50-100 Hz wiederholt werden. Das genaue Signal der erwarteten Abnahme der Fallenfluoreszenz hängt sowohl von den Zykluszeiten wie auch von der Temperatur der Atome und den Füllzeiten der magnetooptischen Falle ab. Nimmt man an, daß die Füllzeit τ_F lang gegenüber dem Zeitintervall t_f ist, in der sich bei eingeschaltetem Kühllaser die Falle wieder neu laden läßt, ergibt sich die Gleichgewichtszahl der gespeicherten Atome N_e zu [45]:

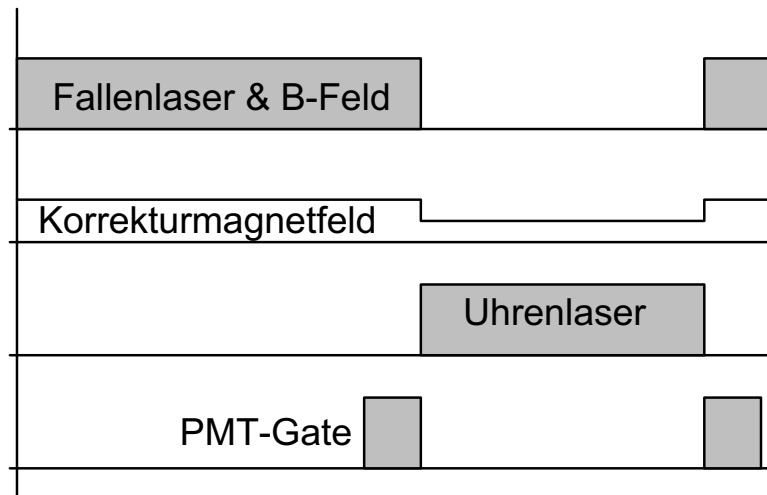


Fig. 2.3: Geplantes Zeitschema für das getaktete Experiment zum Nachweis einer verminderten Fallenfluoreszenz bei Anregung in das metastabile Niveau.

$$N_e = \frac{N_0}{1 + P \cdot (\tau_F/t_f)} \quad (2.6)$$

Die Atome, die nicht am Anregungsprozeß teilgenommen haben, stehen durch das Wiedereinfangen durch die Kühllaser sofort für den nächsten Zyklus zur Verfügung und sorgen so für einen Verstärkungsfaktor der Anregungswahrscheinlichkeit P von τ_F/t_f . Schon kleine Anregungsraten P von einigen Prozent pro Zyklus bedingen durch diesen Effekt eine starke Abnahme der Fluoreszenz auf der starken Kühllinie und sorgen somit für eine sehr effiziente Methode zur Detektion des Uhrenübergangs.

2.3 Stabilitäts- und Genauigkeitsabschätzung

Das oben vorgestellte Konzept der Anregung des Zweiphotonenübergangs an von einer MOT freigelassenen und expandierenden Atomen ist experimentell am einfachsten zu realisieren, ist allerdings in der erzielbaren spektralen Auflösung durch die begrenzte Wechselwirkungszeit limitiert. Silberatome mit einer dem Dopplerlimit entsprechenden Geschwindigkeit von 20 cm/s benötigen nur 1.25 ms, um

die Zweiphotonenanregungszone (Radius des Stehwellenlichtes von ca. $250 \mu\text{m}$) zu durchfliegen. Dies entspricht einer Mindestlinienbreite von 125 Hz.

Viel längere Wechselwirkungszeiträume bietet das Prinzip des atomaren Springbrunnens. Kombiniert mit einer optischen Ramsey-Anregung sollten sich Linienbreiten erzielen lassen, die die volle natürliche Lebensdauer des metastabilen Niveaus ausnutzen. Im folgenden Abschnitt soll deshalb diese Methode, die für Neutralatomstandards das größte Potential an erreichbarer Stabilität in sich birgt, genauer besprochen werden. Anschließend wird eine Stabilitäts- und Genauigkeitsabschätzung für dieses Konzept erörtert.

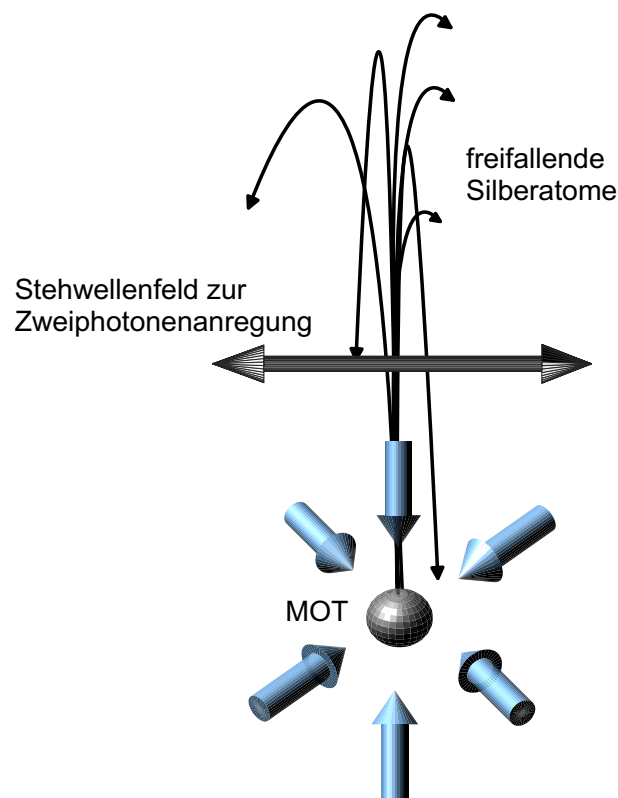


Fig. 2.4: *Prinzip des atomaren Springbrunnens*

Das Konzept des atomaren Springbrunnens wurde schon 1954 von Zacharias [46] vorgeschlagen, sein Prinzip ist in Abb. 2.4 veranschaulicht. Die Atome werden in einer magnetooptischen Falle gespeichert und auf möglichst geringe Temperaturen, eventuell in einer nachgeschalteten Phase durch Polarisationsgradien-

tenkühlung in einer optischen Melasse, gekühlt. Die Atome werden dann nach oben beschleunigt. Dies geschieht, indem man die vertikalen Melassestrahlen in ihrer Frequenz verstimmt, den aufwärts gerichteten Strahl zu höheren Frequenzen hin, den abwärts gerichteten Strahl zu kleineren Frequenzen. In dem sich mit der Driftgeschwindigkeit $v = \lambda \Delta \nu$ nach oben bewegenden Bezugssystem wird eine ruhende optische Melasse erzeugt, die die Atome ohne weitere Aufheizung in eine Aufwärtsbewegung zwingt [47]. Auf ihrer ballistischen Flugbahn passieren die Atome zweimal das Stehwellenfeld für die Zweiphotonenanregung, einmal während ihrer Aufwärtsbewegung und ein zweites Mal beim Absinken aufgrund der Gravitation. Insgesamt erfahren die Atome eine Ramsey-artige Zweifeldanregung. Mit dieser Spektroskopiemethode, von Ramsey 1950 für Mikrowellenübergänge vorgeschlagen [48] und von Baklanov 1976 auf optische Übergänge ausgedehnt [49], lassen sich sehr hohe Auflösungen realisieren, da die Linienbreite des spektroskopischen Signals, der sogenannten Ramsey-Interferenzen, im wesentlichen durch die Zeit zwischen den beiden Anregungen gegeben ist. Im Falle des Silber-Springbrunnens würde man die Atome nach dem zweiten Passieren der Anregungszone detektieren, indem man die Dunkelresonanzen nachweist, d.h. die verminderte Fallenfluoreszenz aufgrund der Anregung in den metastabilen Zustand beobachtet.

Die potentielle Stabilität eines solchen auf einem Springbrunnen basierenden Standards läßt sich mit Hilfe der Allan-Varianz [50] quantifizieren. Sie läßt sich für den oben beschriebenen Meßzyklus unter der Annahme, daß die Messung der atomaren Zustände durch das Quantenrauschen limitiert ist, abschätzen [23]:

$$\sigma(\tau) = \kappa \cdot \frac{\delta\nu_{1/2}}{\nu} \cdot \frac{1}{\pi \cdot S/R} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau/t_{zyk}}} \quad (2.7)$$

Wie anhand Gl. 2.7 zu sehen ist, hängt die Stabilität zum einen von der spektralen Auflösung $\delta\nu_{1/2}/\nu$ des Ramsey-Signals ab. Angenommen, daß ein Laser mit ausreichender Stabilität zur Verfügung steht, würde man einen Zeitraum zwischen den beiden Anregungen wählen, der der natürlichen Lebensdauer des langlebigen Niveaus entspricht. Eine Dauer länger als diese 0.2s ist nicht sinnvoll, da die Kohärenz der Ramsey-Methode mit der halben Rate des angeregten Zustandes zerfällt. Die Atome würden also mit einer Driftgeschwindigkeit von ungefähr 1 m/s eine Steighöhe ($s = v^2/2g$) von 5 Zentimetern zurücklegen; die benötigte Flugzeit ($2v/g$) ergäbe eine relative erreichbare spektrale Auflösung von

$$\delta\nu_{1/2}/\nu = 1.25Hz/4.5 \cdot 10^{14} = 2.77 \cdot 10^{-15}.$$

Zusätzlich ist die Stabilität (Gl. 2.7) durch die Zeit zwischen sukzessiven Meßzyklen (ungefähr eine Sekunde), durch den Parameter κ (Größenordnung 1, abhängig von Details der Stabilisierung) und durch das Signal- zu Rauschverhältnis S/R gegeben. Setzt man obige Werte ein, ergibt sich als potentiell erreichbarer Wert für die Allan-Varianz:

$$\sigma(\tau) = 8.8 \cdot 10^{-16} \cdot \frac{1}{S/R} \cdot (\tau/s)^{-1/2} \quad (2.8)$$

Das Signal- zu Rauschverhältnis ist schwieriger abzuschätzen. Aufgrund der Expansion der Atomwolke während der Flugzeit und der kleinen Größenabmessung der Anregungszone (Strahltaile eines Überhöhungsresonators) tragen nur einige wenige Prozent¹ der Atome zweimal zum Ramsey-Signal bei. Ausgleichen ließe sich dies aber über die potentiell gute Detektionseffizienz aufgrund der hohen Quantenverstärkung auf dem Kühlübergang, durch eventuell zusätzliche eingebrachte Blenden und vor allem durch die sehr große Anzahl von Atomen (möglich sind $10^6 - 10^9$ Atome in einer optischen Melasse) am Beginn der Aufwärtsbewegung. Dies führt zu Stabilitäten von $10^{-16} - 10^{-17} \cdot (\tau/s)^{-1/2}$, also zu um bis zu zwei Größenordnungen besseren Werten als diejenigen heutiger Cäsium- oder Rubidiumstandards.

Dieses enorme Potential an Stabilität läßt sich in der Genauigkeit, also dem zweiten wichtigen Parameter zur Charakterisierung eines Frequenzstandards, nur unter weitaus schwierigeren Bedingungen erreichen. Wie bei den anderen möglichen Kandidaten, die eine Zweiphotonenanregung zur Realisierung eines Standards heranziehen wollen, wird die AC-Starkverschiebung aufgrund der hohen benötigten Laserleistung als der dominierende Limitierungsfaktor für die Genauigkeit angesehen [23].

Um diesen Effekt abzuschätzen, steht man vor den gleichen Schwierigkeiten wie bei der Berechnung der Zweiphotonenübergangsrate, da der Ausdruck für die AC-Starkverschiebung eine ähnliche Form wie der der Zweiphotonen-Rabifrequenz aufweist [51]. Wie von mehreren Autoren beschrieben [23, 51, 52], läßt sich die Verschiebung aber durch die Rabifrequenz auf dem Zweiphotonenübergang

¹Der Anteil der beitragenden Atome errechnet sich aus $\Delta N/N_0 = 2 \cdot \sqrt{a/\pi} \cdot \int_0^{\omega_0} \exp(-ax^2) dx$ mit $a = M/(2k_B\tau^2T)$ [24]. Entscheidend ist eine möglichst kleine Temperatur des atomaren Gases.

abschätzen. Diese Näherung ergibt, daß die AC-Starkverschiebung unter Annahme einer Sättigung der Resonanz unabhängig von der Wechselwirkungsdauer und invers proportional zur Zeitdauer zwischen den beiden Ramsey-Anregungen ist. Die Verschiebung ist somit von der Größenordnung von einigen wenigen Hz. Wie in den Arbeiten [23, 24] ausgeführt, ist, um eine Reproduzierbarkeit der Silber-Uhrenresonanz in der angestrebten Größenordnung von einigen mHz möglich zu machen, also eine Kontrolle der Laserintensität auf unter 1% nötig.

Ein weiterer zur Ungenauigkeit beitragender Faktor ergibt sich aus einer möglichen Wellenvektorabweichung der hin- und rücklaufenden Laserstrahlen δk , welcher zu einer Restdopplerverschiebung erster Ordnung von $\delta\nu = (2\pi)^{-1}\delta k\delta v$ führt. Da nur eine Asymmetrie in der transversalen Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Springbrunnen eine Verschiebung der Frequenz bewirken würde und diese auf Werte unter 10% abgeschätzt werden kann, impliziert eine Genauigkeit kleiner 10^{-16} eine maximale Differenz der Wellenvektoren von $\delta k/k < 10^{-5}$. Es ist deshalb notwendig, die Anregung des Zweiphotonenübergangs in einem Überhöhungsresonator mit einer hohen Finesse stattfinden zu lassen, da dieser eine Wellenvektorabweichung unterdrückt. Eine einfache Abschätzung ergibt eine Abweichung von $\delta k/k \cong (\omega_0/L) \cdot (1/F)$, d.h. bei typischen Längenabmessungen des Resonators ergibt schon eine Finesse von 1000 eine Unterdrückung von $\delta k/k < 10^{-6}$. Für konfokale Resonatoren sollten diese Werte noch kleiner sein [23].

Zum Abschluß seien noch die Dopplerverschiebung in zweiter Ordnung und die Magnetfeldabhängigkeit des Uhrenübergangs angesprochen. Die Frequenzverschiebung durch den Dopplereffekt in zweiter Ordnung und die Gravitationsrotverschiebung liegen aufgrund der langsamen Geschwindigkeit der Atome im 10^{-18} -Bereich [23], sind also gegenüber den anderen Beiträgen zu vernachlässigen. Zur Vermeidung von systematischen Linienverschiebungen durch äußere magnetische Felder ist es notwendig, Isotope mit halbzahligen Spin zu verwenden. Für das Silberatom bedeutet dies, daß die $S_{1/2}$ - und $D_{5/2}$ -Niveaus durch die Kopplung mit dem Kernspin ganzzahlige Gesamtdrehimpulse besitzen und somit Zeeman-Übergänge mit $m_F = 0$ nach $m_F = 0$ zur Verfügung stehen, die frei von Zeeman-Verschiebungen in erster Ordnung sind. Im Silber könnte man beispielsweise den Übergang von $4d^{10} 5s^2 S_{1/2} F = 0 m_F = 0$ nach $4d^9 5s^2 D_{5/2} F = 2 m_F = 0$ verwenden, bei dem nur noch die Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung berücksichtigt werden muß. Zudem ist es aufgrund der Nichtentartung des Grundzustandes möglich, durch einfaches Pumpen auf der $F = 1 \rightarrow F = 1$ Komponente

des Kühlübergangs die gesamte Population in das wechselwirkende Niveau zu transferieren. Die magnetfeldinduzierte Verschiebung zweiter Ordnung ist in [24] berechnet worden, hier soll nur das Ergebnis von 1.4 kHz/G^2 genannt werden. Der lineare Zeeman-Effekt würde Größenordnungen von MHz/G zeigen, welches die Notwendigkeit eines $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ Übergangs demonstriert. Eine geforderte Genauigkeit von 10^{-18} bedingt eine technisch realisierbare Kontrolle des Magnetfeldes im mG-Bereich.

Kapitel 3

Laserkühlung und Speicherung von Neutralatomen

3.1 Quantentheoretische Beschreibung der Lichtkräfte

Im folgenden Abschnitt soll kurz die quantentheoretische Beschreibung eines sich im Laserstrahlungsfeld bewegendem Atom skizziert werden [53], insbesondere soll die der Laserkühlung und Speicherung in einer magnetooptischen Falle zugrundeliegende Lichtkraft auf die Atome näher erläutert werden.

Zur Herleitung dieser Strahlungskraft betrachtet man ein einzelnes Atom, dessen Energieniveaustruktur durch zwei Zustände beschrieben wird, einen Grundzustand g und einen angeregten Zustand e , die durch den Energieabstand

$$E_e - E_g = \hbar\omega_A \quad (3.1)$$

getrennt sind. Das Atom ist sowohl an ein externes Laserfeld $\vec{E}_L(\vec{r}, t)$ mit Amplitude $E_L(\vec{r})$, Phase $\Phi(\vec{r})$ und Polarisation $\vec{\epsilon}(\vec{r})$

$$\vec{E}_L(\vec{r}, t) = \vec{\epsilon}(\vec{r}) E_L(\vec{r}) \cos(\omega_L t + \Phi(\vec{r})) \quad (3.2)$$

wie auch an das Vakuumfeld $\hat{E}_V(\vec{r}, t)$ gekoppelt [54]. Die Dynamik der Schwerpunktsbewegung des Atoms wird durch den Impulsoperator \hat{P} beschrieben, welcher im Heisenberg-Bild folgenden Bewegungsgleichungen genügt:

$$\begin{aligned}\dot{\hat{P}} &= \frac{1}{i\hbar}[\hat{P}, \hat{H}] = -\frac{\partial \hat{H}}{\partial \hat{R}} \\ &= M \cdot \ddot{\hat{R}} = \hat{F}(\hat{R})\end{aligned}\quad (3.3)$$

Da im allgemeinen die innere Dynamik des Atoms schnell gegenüber der Änderung der äußeren Umgebung aufgrund der Schwerpunktbewegung abläuft, läßt sich diese separieren und unter dem Einfluß von zeitlich gemittelten Kräften beschreiben. Für diese sogenannte semiklassische Näherung muß das atomare Wellenpaket sowohl im Impuls- wie auch Ortsraum hinreichend gut lokalisiert sein, um eine Mittelung des Kraftoperators $\hat{F}(\hat{R})$ zu erlauben. Da die Lichtkraft auf der Längenskala der Lichtwellenlänge variiert, bedeutet dies für die Ortsunschärfe des atomaren Wellenpaketes:

$$\Delta R \ll \lambda_L \quad (3.4)$$

Analog hierzu muß die Geschwindigkeitsunschärfe des Wellenpaketes so geartet sein, daß die korrespondierende Breite der Dopplerverschiebungen klein gegenüber der natürlichen Linienbreite Γ des Übergangs ist:

$$k_L \cdot \Delta v \ll \Gamma \quad (3.5)$$

Diese oberen Grenzen für Orts- und Impulsunschärfe dürfen aber nicht im Konflikt mit der Heisenberg'schen Unschärferelation stehen, was zu folgender Bedingung führt:

$$\frac{\hbar^2 k_L^2}{M} \ll \hbar \Gamma \quad (3.6)$$

Die Rückstoßenergie des Atoms bei Aufnahme oder Abgabe eines einzelnen Photons $E_R = \hbar^2 k^2 / 2M$ muß damit kleiner sein als die Energieunschärfe des angeregten Zustands des Atoms. Ist dies nicht der Fall, bricht die semiklassische Näherung zusammen und eine vollständig quantenmechanische Behandlung ist vonnöten [55, 56]. Neue Techniken zur Laserkühlung auf sehr schmalen Resonanzlinien, bei denen die Rückstoßenergie gleich der Breite des oberen Niveaus ist, werden in [57] vorgestellt.

Der Hamiltonoperator \hat{H} des Gesamtsystems aus Atom und Strahlungsfeldern setzt sich aus vier Teilen zusammen. Der erste stellt die kinetische Energie der Schwerpunktsbewegung des Atoms sowie die potentielle Energie des angeregten Niveaus dar, der zweite die Energie des quantisierten Vakuumfeldes:

$$\hat{H}_{Atom} = \frac{\hat{P}^2}{2M} + \hbar\omega_A |e\rangle\langle e| \quad \hat{H}_{Vakuum} = \sum_j \hbar\omega_j \left(a_j^\dagger a_j + \frac{1}{2} \right) \quad (3.7)$$

Für die Berechnung der Strahlungskräfte entscheidender sind die Kopplungsterme. Die Wechselwirkung des atomaren Dipolmoments \hat{d} mit dem Vakuumfeld führt zu der spontanen Zerfallsrate Γ des oberen Niveaus; durch den Kopplungsterm des Atoms mit dem Laserfeld läßt sich die gemittelte Kraft durch Einsetzen in Gleichung 3.3 ausdrücken.

$$\hat{H}_{Atom/Vakuum} = -\hat{d} \cdot \vec{E}_V \quad \hat{H}_{Atom/Laser} = -\hat{d} \cdot \vec{E}_L \quad (3.8)$$

Die Beschreibung der zeitlichen Entwicklung der inneren Zustände des Atoms erfolgt dabei im Dichtematrixformalismus anhand der optischen Bloch-Gleichungen [53], deren stationäre Lösungen die Berechnung der mittleren Kraft auf das Atom erlauben. Man erhält einen Ausdruck für die Strahlungskraft, der in zwei Anteile zerfällt:

$$\vec{F}_{Gesamt} = \vec{F}_{Dipol} + \vec{F}_{Spontan} \quad (3.9)$$

Die Dipolkraft, die aufgrund ihrer Intensitätsabhängigkeit auch Gradientenkraft genannt wird, besitzt einen rein nichtdissipativen Charakter. Sie ist daher nicht zum Kühlen eines thermischen Atomstrahls geeignet.

$$\vec{F}_{Dipol} = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\vec{\nabla} \left(\frac{I}{I_{sat}} \right)}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(2 \frac{\delta}{\Gamma} \right)^2} \quad (3.10)$$

Physikalisch anschauliche Deutungen der Dipolkraft sowie deren Anwendung zum Speichern bereits vorgekühlter atomarer Ensemble werden beispielsweise in [58] besprochen. Der zweite Anteil der Strahlungskraft ist die sogenannte Spontankraft, auf der die Laserkühlung beruht:

$$\vec{F}_{Spontan} = \hbar \vec{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(2 \frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.11)$$

Die Kraft folgt in ihrer Abhängigkeit von der Gesamtverstimmung δ dem lorentzförmigen Anregungsprofil des Übergangs, die Kopplung zwischen Grund- und angeregtem Zustand wird durch die Sättigungsintensität I_{sat} beschrieben, die so definiert ist, daß der Übergang bei einer Intensität von $I = I_{sat}$ um einen Faktor $\sqrt{2}$ leistungsverbreitert ist [59]:

$$I_{sat} = \frac{\pi h c \Gamma}{3 \lambda^3} \quad (3.12)$$

Die Spontankraft läßt sich sehr anschaulich deuten. Der obige Ausdruck 3.11 zerfällt in den Photonenimpuls $\hbar \vec{k}_L$ multipliziert mit der pro Zeiteinheit absorbierten Photonenzahl:

$$\vec{F}_{Spontan} = \hbar \vec{k}_L \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle \quad (3.13)$$

Für jedes absorbierte Photon ändert sich die atomare Geschwindigkeit um den Betrag $\hbar \vec{k}_L / M$, der Rückstoß bei anschließender spontaner Emission fällt bei Mittelung über viele Absorptions-/Emissionszyklen nicht ins Gewicht, weil die spontane Emission räumlich isotrop erfolgt. Für ein sich bewegendes Atom setzt sich die Gesamtverstimmung δ_{ges} aus der Ruhesystemverstimmung des Lasers von der atomaren Resonanzfrequenz $\delta = \omega_L - \omega_A$ und der Dopplerverschiebung $\vec{k}_L \cdot \vec{v}$ zusammen; die Spontankraft wird damit geschwindigkeitsabhängig und führt zum sogenannten Dopplerkühlen.

Gleichung 3.11 läßt erkennen, daß bei großen Intensitäten die Dopplerkraft einem Maximalwert zustrebt, der durch die maximale spontane Zerfallsrate des oberen Niveaus gegeben ist. Die damit verbundene Verzögerung a_{max} mit

$$a_{max} = \frac{\hbar k_L \Gamma}{M} \frac{1}{2} \quad (3.14)$$

kann je nach Übergangswellenlänge und Lebensdauer des angeregten Zustands Werte annehmen, die die Erdbeschleunigung um viele Größenordnungen übertrifft.

3.2 Optische Melasse

Die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Spontankraft kann in einer Konfiguration aus Paaren von gegenläufigen, rotverstimmten Laserstrahlen zur Dämpfung von thermischer, atomarer Bewegung eingesetzt werden. Eine solche Anordnung wurde 1985 das erste Mal realisiert [4] und wird seitdem aus Gründen, die weiter unten aufgeführt sind, als optische Melasse bezeichnet.

In einer Dimension kann man sich den Kühlmechanismus leicht veranschaulichen. In einer Stehwelle hebt sich die Kraftwirkung für ein ruhendes Atom auf, da das Atom gleichviele Photonen aus den beiden Laserstrahlen absorbiert. Für ein sich bewegendes Atom ist aufgrund des Dopplereffekts der mitlaufende Laser weiter außer Resonanz verschoben als der gegenläufige Laser. Somit bewirkt die vermehrte Streuung aus dem gegenläufigen Strahl eine Dämpfung der atomaren Bewegung. Die optische Melasse stellt keine Falle dar, da keine Ortsrücktreibende Kraft existiert, die Atome bewegen sich eher wie in einem viskosen Medium, wovon sich die Bezeichnung Melasse ableitet.

Für kleine Intensitäten kann man die Kraft auf das Atom als Summe der Kräfte der beiden Lichtstrahlen schreiben:

$$F = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(2 \frac{(\delta - kv)}{\Gamma}\right)^2} - \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(2 \frac{(\delta + kv)}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.15)$$

Sie ist in Abb. 3.1 als Funktion der Geschwindigkeit dargestellt. Man erkennt, daß sich für sehr kleine Geschwindigkeiten die Kraft in v linearisieren läßt, d.h. sie läßt sich als Reibungskraft $F = -\alpha v$ schreiben mit dem Dämpfungskoeffizienten

$$\alpha = 4 \hbar k_L^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{\left(1 + \frac{I}{I_{sat}} + (2\delta/\Gamma)^2\right)^2} \quad (3.16)$$

Dem oben beschriebenen Kühlmechanismus wirkt ein Heizprozeß entgegen, der der stochastischen Natur der Photonenabsorption und -emission entspringt. Die zufällige Verteilung des Rückstoßimpulses der Photonen bewirkt eine Brown'sche Bewegung des Atoms im Impulsraum, die durch die Diffusionskonstante D beschrieben werden kann:

$$D = \langle \dot{p}^2 \rangle = 2 (\hbar k_L)^2 \dot{N} \quad (3.17)$$

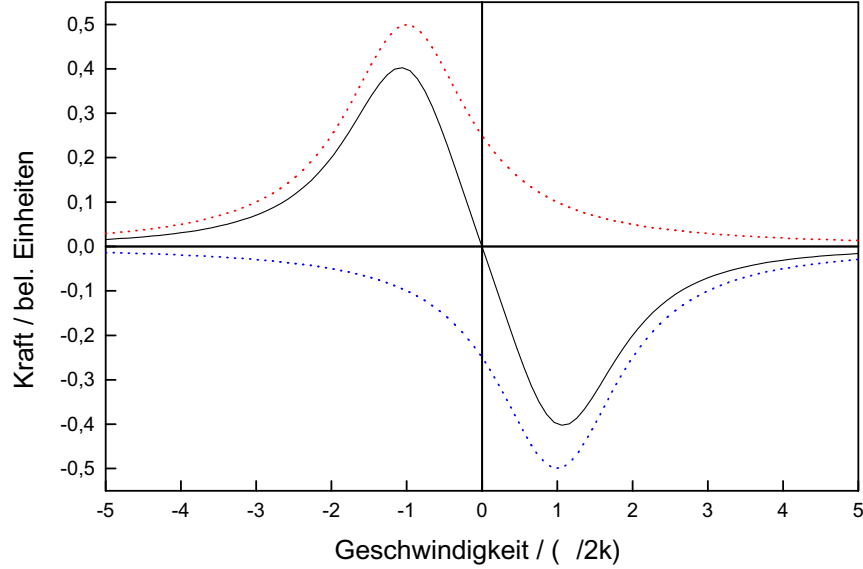


Fig. 3.1: Spontankraft für zwei gegenläufige Laserstrahlen kleiner Intensität bei einer Verstimmung von $\delta = -\Gamma/2$. Die Kraft ist dabei auf Werte von $\hbar k I_{\text{sat}}/I$ normiert.

Die Gleichgewichtstemperatur $\frac{1}{2}k_bT = \frac{1}{2}M\langle v^2 \rangle$ erhält man, wenn man Kühl- und Heizrate gleichsetzt:

$$\langle \dot{E}_{\text{kühl}} \rangle = -\langle \dot{E}_{\text{heiz}} \rangle \quad \text{mit} \quad \langle \dot{E}_{\text{kühl}} \rangle = -\alpha \langle v^2 \rangle \quad \text{und} \quad \langle \dot{E}_{\text{heiz}} \rangle = \frac{D}{M} \quad (3.18)$$

Für geringe Intensitäten ergibt sich folgender Ausdruck:

$$k_bT = -\frac{\hbar\Gamma}{4} \left(\frac{\Gamma}{2\delta} + \frac{2\delta}{\Gamma} \right) \quad (3.19)$$

Die bei $\delta = -\Gamma/2$ minimal erreichbare Gleichgewichtstemperatur wird als sogenanntes Doppler-Limit bezeichnet:

$$k_bT = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (3.20)$$

Die obigen Überlegungen lassen sich auch für Bereiche höherer Intensität und Dimensionalität ($N=3$) verallgemeinern [59]. Die Gleichgewichtstemperatur kann

man für eine Anordnung aus drei äquivalenten und zueinander orthogonalen Laserstrahlpaaren wie folgt angeben:

$$k_b T = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + 2N \frac{I}{I_{sat}} + (2\delta/\Gamma)^2}{(2\delta/\Gamma)} \quad (3.21)$$

Für kleine Intensitäten ergibt sich auch im dreidimensionalen Fall das sogenannte Dopplerlimit aus Gleichung 3.20.

3.3 Magnetooptische Falle

Neben der oben erläuterten Einschränkung der atomaren Ensembles im Impulsraum ist es für viele Experimente notwendig, die Atome im Ortsraum zu fokussieren, d.h. sogenannte Fallen für Neutralatome zu realisieren. Die erste magnetische Atomfalle wurde 1985 demonstriert [60], die erste Dipolfalle wurde 1986 experimentell vorgeführt [61]. Beide Fallentypen lassen sich jedoch nur durch schon gekühlte Atomansammlungen laden. Als leistungsfähige und robuste Fallenkombination wurde 1987 die sogenannte magnetooptische Falle [5] entwickelt, die ein sehr effizientes Laden von Atomen mit thermischer Geschwindigkeit erlaubt. Sie dient damit in vielen Labors als Standardhilfsmittel zur Erzeugung kalter atomarer Ensembles für eine Vielzahl von Experimenten der Atomphysik und Quantenoptik [6].

Die prinzipielle Wirkungsweise der magnetooptischen Falle läßt sich am einfachsten im eindimensionalen Fall anhand eines Atoms mit einem $J = 0 \rightarrow J = 1$ Übergang erläutern, wobei eine Verallgemeinerung auf beliebige $J \rightarrow J + 1$ Übergänge möglich ist (siehe Abb. 3.2). Den beiden gegenläufigen, rotverstimmten Laserstrahlen mit zirkularer Polarisation umgekehrter Drehrichtung ist ein inhomogenes Magnetfeld überlagert, welches im Fallenzentrum den Wert Null annimmt und außerhalb des Mittelpunktes linear ansteigt. Das Magnetfeld bewirkt die Aufhebung der Zeeman-Entartung im angeregten Zustand (Abb. 3.2). Die Zirkularpolarisationen sind so gewählt, daß ein sich vom Fallenzentrum weg bewegendes Atom aufgrund der Zeeman-Verschiebung immer näher in Resonanz mit dem Laserstrahl ist, der ihm gegenläufig ist. Da gleichzeitig auch eine starke Geschwindigkeitsdämpfung analog zur optischen Melasse stattfindet, werden die Atome gekühlt und auf den Nullpunkt des Magnetfeldes örtlich komprimiert.

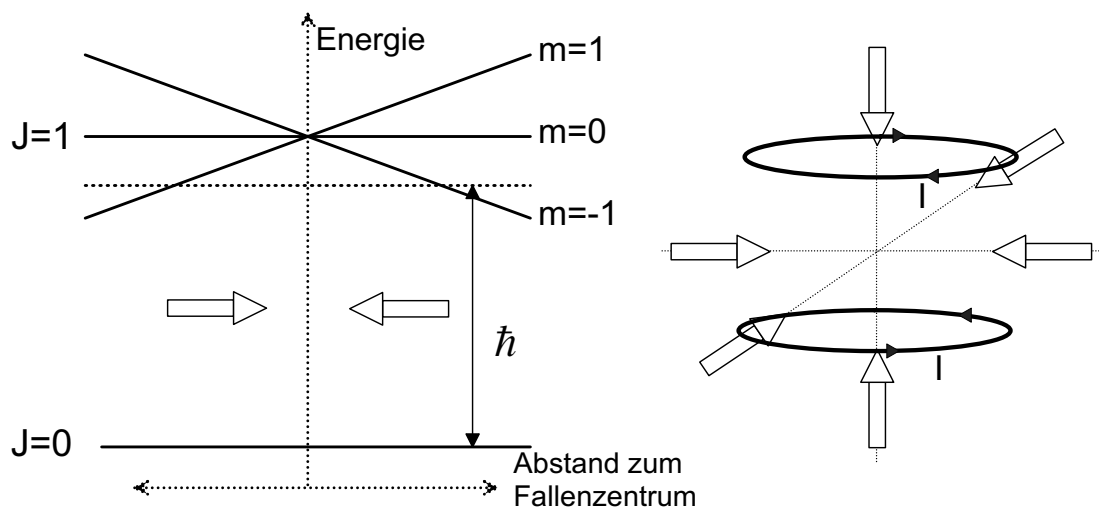


Fig. 3.2: Links: Skizze zur Veranschaulichung der Fallenkraft in einer Raumdimension. Rechts: Standardkonfiguration einer magnetooptischen Falle mit drei Laserstrahlpaaren und einem von zwei Anti-Helmholtz-Spulen erzeugten Quadrupolfeld.

In drei Dimensionen wird in den meisten Fällen die magnetooptische Falle so konzipiert, daß drei Paare zueinander orthogonaler Melassestrahlen ein gemeinsames Fallenzentrum kreuzen, dem ein axialsymmetrisches magnetisches Quadrupolfeld überlagert ist (Abb. 3.2).

Die Kräfte in der Falle lassen sich analog zu den in Kap 3.2 dargestellten Formeln angeben. In einer Dimension gilt für nicht zu große Intensitäten Gleichung 3.15, nur die Frequenzverstimmung δ_i ($i = 1, 2$ für die beiden Laserstrahlen) erhält eine zusätzliche Ortsabhängigkeit aufgrund des Magnetfeldes und den passend gewählten Polarisierungen:

$$\delta_i = (\omega_L - \omega_A) + (-1)^{i+1} k v + (-1)^{i+1} \frac{\mu_B \cdot g}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z} \cdot z \quad (3.22)$$

Für $k \cdot v \ll \Gamma$ und $(g\mu_B/\hbar)(\partial B/\partial z)z \ll \Gamma$ liefert eine Taylorentwicklung von $F(z, v)$ bis zur ersten Ordnung:

$$F(z, v) = -\alpha v - \kappa z \quad \text{mit} \quad (3.23)$$

$$\alpha = 4 \hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{\left(1 + \frac{I}{I_{sat}} + (2\delta/\Gamma)^2\right)^2}$$

$$\kappa = 4 \hbar k \frac{I}{I_{sat}} \frac{2\delta/\Gamma}{\left(1 + \frac{I}{I_{sat}} + (2\delta/\Gamma)^2\right)^2} \cdot \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B}{\partial z}$$

Dies entspricht der Gleichung einer gedämpften, harmonischen Schwingung mit der Fallenfrequenz $\omega^2 = \kappa/M$ und der Geschwindigkeits-Dämpfungszeit $\tau = M/\alpha$. Für typische experimentelle Parameter ist die Dämpfungszeit viel kleiner als die Schwingungsperiode im harmonischen Kraftfeld. Die Bewegung ist damit überkritisch gedämpft, die Eigenschaften der Falle werden somit in weitaus stärkerem Maße durch die Kühlkräfte als durch die rücktreibenden Kräfte bestimmt.

Nach der obigen Zwei-Niveau-Theorie sollte man auch für die sich im Fallennullpunkt ansammelnden Atome eine Temperatur erwarten, die dem Doppler-Limit entspricht. Die Beobachtung von weitaus kleineren Temperaturen in optischen Melassen im Jahr 1988 [62] zeigte aber, daß die Dopplertemperatur keineswegs eine fundamentale untere Grenze für die Laserkühlung darstellt. Diese experimentellen Befunde stimulierten die Entwicklung von neuen Laserkühltheorien, die die magnetische Unterniveaustuktur der Zustände unter dem Einfluß von polarisierten Lichtfeldern mit berücksichtigten und so Temperaturen bis an das sogenannte Rückstoßlimit¹ erklären konnten [63, 64]. Anschließend wurden auch in magnetooptischen Fallen Untersuchungen durchgeführt, die die Auswirkungen dieser neuen Laserkühlmechanismen unter dem Einfluß von gleichzeitig anwesenden Magnetfeldern zum Gegenstand hatten [65].

Entscheidend für die Subdopplerkühlmechanismen ist die Berücksichtigung der magnetischen Unterzustände des Grundzustandes des Atoms. Für ein ruhendes Atom spiegelt die Orientierung, d.h. die Besetzungen und Kohärenzen, der Zeeman-Niveaus die lokale Polarisation der Lichtfelder wider. Für ein sich in den Laserfeldern bewegendes Atom kann die Grundzustandsorientierung aufgrund der Zeitverzögerung durch optisches Pumpen der lokalen Lichtpolarisation nicht mehr adiabatisch folgen, die atomare Bewegung wird gedämpft. Je nach Konfiguration der Laserpolarisationen unterscheidet man zwischen zwei verschiedenen Mechanismen: dem sog. Sisyphuskühlen, in dem das Umpumpen ortsabhängig erfolgt, und dem $\sigma^+\sigma^-$ -Verfahren, bei dem ein geschwindigkeitsabhängiges Umpumpen zwischen den Populationen zu Reibungskräften auf das Atom führt [63].

Das letztgenannte Kühlschema ist in magnetooptischen Fallen wirksam. Es soll

¹Die Temperatur, bei der der atomare Impuls gerade $\hbar k$ beträgt, wird als Rückstoßtemperatur $T_r = \hbar^2 k^2 / M k_b$ bezeichnet.

zuerst für den Fall eines Atoms mit einem $J=0 \rightarrow J=1$ Übergang in einer optischen Melasse, d.h. ohne angelegtes Magnetfeld, besprochen werden.

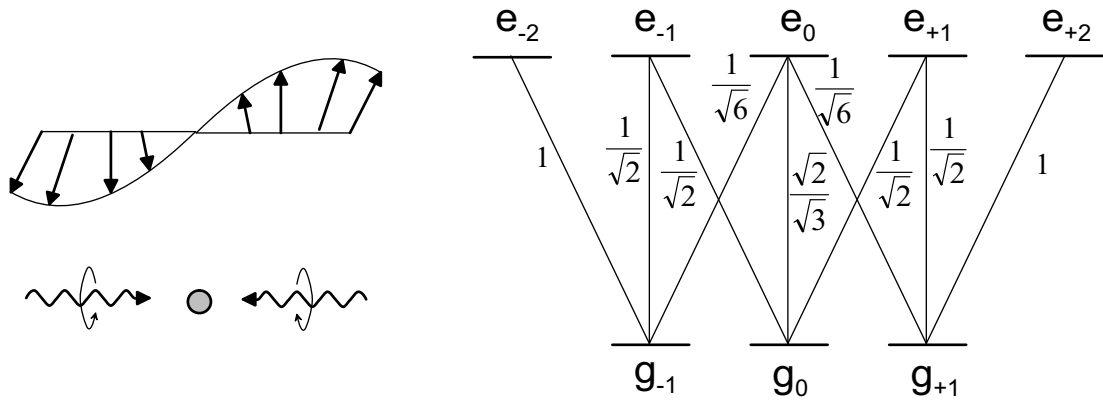


Fig. 3.3: Links: Zwei gegenläufige σ^-/σ^+ -Wellen resultieren in einer Stehwelle, deren lineare Polarisation eine Helix der Steigung λ in Strahlrichtung beschreibt. Rechts: Clebsch-Gordan-Koeffizienten für einen $J=0 \rightarrow J=1$ Übergang.

Die Überlagerung der beiden gegenläufigen Laserstrahlen mit σ^+ - und σ^- -Polarisation ergibt ein linear polarisiertes Lichtfeld in Form einer Stehschraube (siehe Abb. 3.3). Ein sich entlang der Strahlachse bewegendes Atom sieht in seinem Ruhesystem einen um die Achse rotierenden Polarisationsvektor. Durch eine Transformation in ein Bezugssystem, in dem die Laserpolarisation eine feste Richtung beibehält, kann man zeigen, daß die Wechselwirkung des Atoms mit dem Laserlicht zu einer geschwindigkeitsabhängigen Populationssymmetrie zwischen den beiden Grundzustandunterniveaus g_{-1} und g_{+1} führt [63]. Da es aber für ein Atom im Zeeman-Unterniveau g_{-1} viel wahrscheinlicher ist, ein σ^- -Photon als ein σ^+ -Photon zu absorbieren (siehe Clebsch-Gordan-Koeffizienten in Abb. 3.3), bedingt der Besetzungsunterschied eine Reibungskraft, die die Geschwindigkeit der Atome dämpft. Nach den Rechnungen in [63, 64] kann man die sich ergebende Endgeschwindigkeit in einer Melasse mit $\sigma^- \sigma^+$ -Konfiguration für große Verstimmungen und kleine Intensitäten auf etwa das Vierfache der Rückstoßgeschwindigkeit abschätzen.

Subdoppler-Temperaturen wurden nicht nur in optischen Melassen, sondern auch in magnetooptischen Fallen erreicht [65]. Berechnungen für eindimensionale Anor-

dungen haben gezeigt, daß für kleine Magnetfeldgradienten die minimal erreichbare Temperatur die gleiche wie in optischen Melassen ist [66]. Essentiell für das Erreichen von Temperaturen nahe dem Rückstoßlimit in magnetooptischen Fallen ist die Bedingung, daß sich die Atome wirklich im Feldnullpunkt des Quadrupolfeldes ansammeln, weil nur hier die Magnetfelder klein genug sind, um die Polarisationsgradientenmechanismen nicht zu stören. Ein Verschieben des Fallenzentrums aus dem Feldnullpunkt kann beispielsweise durch ein Intensitätsungleichgewicht zwischen hin- und rücklaufenden Laserstrahlen gegeben sein.

3.4 Kühlung und Speicherung von Silberatomen

Die Speicherung in magnetooptischen Fallen ist bisher nur mit Elementen der Alkali- und Erdalkalimetalle und mit einigen Edelgasen² gelungen (siehe Abb. 3.4).

H																He	
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt									

Fig. 3.4: Die obigen grau unterlegten Elemente sind bisher in magnetooptischen Fallen gespeichert worden [67].

Wie im vorangegangenen Kapitel anhand eines fiktiven Zwei-Niveau-Systems erläutert wurde, müssen die Atome hinsichtlich ihrer Niveaustruktur bestimmte Bedingungen erfüllen, um in Lichtdruckfallen gekühlt und gespeichert werden

²Ytterbium- und Chromatome wurden ebenfalls in Lichtfallen gekühlt und gespeichert.

zu können. Es muß ein geschlossener, möglichst starker Übergang gefunden werden, für den heutige Laserquellen ausreichender Intensität zur Verfügung stehen. Zusätzlich muß sichergestellt sein, daß die atomare Quelle genügend langsame Atome bereithält, die von den Lichtdruckkräften eingefangen werden können. Die Alkaliatome sind für diese Anforderungen am besten geeignet; die benötigten Wellenlängen liegen meist im nahinfraroten Wellenlängenbereich, die Übergänge sind mit schon geringer Leistung zu sättigen und der Dampfdruck der Atome ist so groß, daß die Falle aus dem Hintergrundgas geladen werden kann [7]. Erdalkaliatome besitzen den Vorteil, daß aufgrund der fehlenden Hyperfeinstruktur geschlossene Übergänge vorliegen, deren Wellenlängen sich im sichtbaren Frequenzspektrum befinden. Bei den Edelgasen nutzt man metastabile Niveaus weit oberhalb des Grundzustands des Atoms aus, von denen geeignete Kühlübergänge im nahinfraroten Bereich ausgehen. Im folgenden Abschnitt soll die Eignung des Silberatoms zur Laserkühlung besprochen werden.

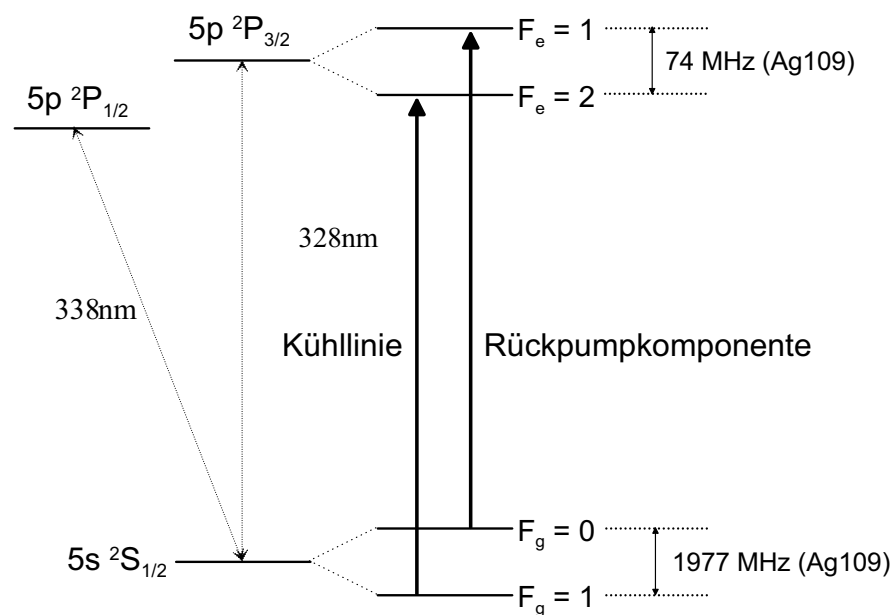


Fig. 3.5: Gezeigt ist die D2-Linie im Silberatom inklusive der Hyperfeinstrukturaufspaltung. Die Zustände mit kleinerem F -Wert liegen aufgrund des negativen Vorzeichens des magnetischen Kernmoments energetisch höher. Die Hyperfeinstrukturaufspaltungen sind [68–71] entnommen.

Das Termschema mit dem betreffenden Kühlübergang ist in Abb. 3.5 gezeigt.

Zur Laserkühlung geeignet ist die D2-Linie des Silberatoms, d.h. der Übergang $5s^2S_{1/2}$ nach $5p^2P_{3/2}$ mit einer Vakuumwellenlänge von $\lambda = 328.162 \text{ nm}$. Die Kopplung des Gesamtdrehimpulses des elektronischen Zustands mit dem Kernmoment $I = 1/2$ der beiden Isotope des Silbers führt zur Hyperfeinstrukturaufspaltung der Niveaus. Erlaubt sind jeweils 3 Übergänge ($F_g \rightarrow F_e : 0 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2$), von denen der letztgenannte als stärkster zur Kühlung verwendet wird. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung des oberen Niveaus von nur 74 MHz für das Ag109-Isotop führt dazu, daß bei Anregung auf der $1 \rightarrow 2$ -Linie mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch das obere $F_e = 1$ -Niveau bevölkert wird. Dieses kann auch in den $F_g = 0$ -Zustand zerfallen; dort ist das Atom für die mehrfache Anregung des Kühlzyklus verloren und muß deshalb auf der $0 \rightarrow 1$ -Linie zurückgepumpt werden. Wie bei den Alkaliatomen ist also neben der eigentlichen Kühlkomponente eine weitere Laserfrequenz notwendig, die den Kühlübergang geschlossen hält. Bei den schweren Alkalimetallen ist die Wahrscheinlichkeit optischen Pumpens allerdings klein, da die Hyperfeinstrukturaufspaltung im angeregten Zustand einige zehn Linienbreiten beträgt. Der Pumpeffekt ist hier mittels eines Rückpumpasers mit zehnfach bis hundertfach kleinerer Leistung möglich. Im Gegensatz hierzu beträgt die Hyperfeinaufspaltung der beiden F-Zustände des angeregten Niveaus im Silber aufgrund des kleinen magnetischen Kernmoments nur ca. 3 Linienbreiten. Das optische Pumpen wird dementsprechend viel stärker sein, was einen Rückpumpaser mit möglichst hoher Intensität erfordert.

Lebensdauer τ	$6.79 \cdot 10^{-9} \text{ s}$
Linienbreite $\Gamma = \tau^{-1}$	$2\pi \cdot 23.4 \text{ MHz}$
Sättigungsintensität I_{sat} (Gl. 3.12)	87 mW/cm^2
maximale Verzögerung a_{max} (Gl. 3.14)	$8.2 \cdot 10^5 \text{ m/s}^2$
Dopplerlimit (Gl. 3.20)	$560 \text{ } \mu\text{K}$
⇒ mittl. Geschwindigkeit	20.7 cm/s
Rückstoßlimit $\hbar^2 k_L^2 / M k_b$	$1.6 \text{ } \mu\text{K}$
⇒ mittl. Geschwindigkeit	1.1 cm/s

Tabelle 3.1: Kühlparameter für den $5s^2S_{1/2}$ nach $5p^2P_{3/2}$ -Übergang im Silberisotop Ag109 [68]

Die für die Dopplerkühlung auf der D2-Linie relevanten Parameter sind in Tab. 3.1

zusammengefaßt. Ein außerordentliches Problem für die Kühlung und Speicherung stellt die hohe Sättigungsintensität von 87 mW/cm^2 dar. Da es sich bei einer Wellenlänge von 328 nm schwierig gestaltet, genügend Leistung bereitzustellen, muß man die Strahldurchmesser relativ klein wählen, um einen ausreichenden Sättigungsgrad zu erzielen. Dies führt zu kleinen Einfanggeschwindigkeiten und somit einer geringen Anzahl von Atomen.

Die Dopplertemperatur im Silber liegt aufgrund der großen Zerfallsrate des oberen Kühlniveaus bei $560 \mu\text{K}$; dies entspricht einer mittleren Geschwindigkeit von 20 cm/s und einem mittleren Impuls von $18\hbar k$.

Um eine hohe Anzahl gespeicherter Teilchen erzielen zu können, ist neben der Einfanggeschwindigkeit, die vom Sättigungsgrad des Kühlübergangs und dem Laserstrahldurchmesser bestimmt wird, ein großer Fluß langsamer Atome am Ort der Falle entscheidend. Die Anzahl der gespeicherten Atome läßt sich aus dem Produkt von Verweildauer in der Falle und der Laderate berechnen. Für magneto-optische Fallen, die in Niederdruckzellen realisiert werden [7], wird sie im wesentlichen aus dem Verhältnis der Einfanggeschwindigkeit zur thermischen Geschwindigkeit des Gases bestimmt. In idealer Weise ist dies bei den schweren Alkaliatomen gegeben. Hier verbinden sich niedrige thermische Geschwindigkeiten mit hohen Dampfdrücken.

Der Dampfdruck von Silber berechnet sich gemäß [24]:

$$\log(p/\text{mbar}) = 8.572 - \frac{13827}{T/\text{K}} \quad (3.24)$$

Dieser geringe Dampfdruck, der erst bei einigen hundert Grad Celsius im Bereich von 10^{-9} liegt, verhindert ein Laden aus dem Hintergrundgas. Deshalb ist es im Falle des Silberatoms nötig, die magneto-optische Falle mit Atomen aus einem Atomstrahl zu laden. Da der apparative Aufwand so gering wie möglich zu halten ist, soll auch hier ein Laden aus der thermischen Verteilung ohne weitere Laserkühlmethoden versucht werden.

Um die Laderate abschätzen zu können, muß man die Gesamtintensität der aus einem Ofen emittierten Atome und die dazugehörige Geschwindigkeitsverteilung kennen. Die Gesamtzahl I_0 von Atomen in einem Strahl ergibt sich aus der Ofenöffnung der Fläche A_S , dem Dampfdruck im Ofen p und der Strecke L zwischen Ofen und der betreffenden Detektorfläche A_D [72]:

$$I_0 = \frac{1}{4\pi} \frac{A_S \cdot A_D}{L^2} \frac{p}{kT} \cdot 1.13\alpha \quad \text{mit} \quad \alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (3.25)$$

Sehr wichtig ist es also, ein möglichst großes Raumwinkelelement zu erfassen, d.h. die Distanz zwischen Ofenöffnung und Fallenregion so kurz wie möglich zu gestalten. Gewichtet wird die Gesamtintensität mit der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung [72]:

$$\begin{aligned} I(v) &= \frac{4I_0}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{\alpha^3} \exp\left(-\frac{v^2}{\alpha^2}\right) \\ &= 2I_0 \cdot \frac{v^3}{\alpha^4} \exp\left(-\frac{v^2}{\alpha^2}\right) \end{aligned} \quad (3.26)$$

Die obere Gleichung gilt für die Geschwindigkeitsverteilung in einem Gas. In einem Atomstrahl (unterer Ausdruck) muß diese noch mit der zur Geschwindigkeit der Atome proportionalen Wahrscheinlichkeit gewichtet werden, daß ein Atom aus der Ofenöffnung entkommt. Dies führt im Falle eines Atomstrahl zu notwendigerweise höheren Temperaturen in der Ofenregion, um eine gleiche Anzahl von langsamen Atomen bereitstellen zu können. In obigen Gleichungen ist die Berücksichtigung von elastischen Stößen mit schnellen Strahl-atomen noch nicht enthalten. Diese führen zur Entfernung besonders der langsamen Atome [73]. Die theoretisch erwarteten Ladearten werden in Kap. 5 vorgestellt und dort mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau besteht aus den beiden Lasersystemen zur Kühlung und zum Rückpumpen, den Vakuumkammern des Atomofens und der Falle sowie dem Lasersystem zur Anregung des Uhrenübergangs.

4.1 Lasersystem zur Kühlung und Speicherung

Das Lasersystem zum Kühlen und Speichern der Silberatome besteht aus einem Farbstofflaser und einem externen Frequenzverdopplungsresonator zur Erzeugung von Laserlicht auf der D2-Linie bei 328 nm.

4.1.1 Farbstofflaser

Der Farbstofflaser CR 899-21 der Firma Coherent, Inc. wird von einem Argon-Ionen-Laser (Sabre TSM-20, ebenfalls von Coherent) gepumpt. Als Lasermedium dient der Farbstoff DCM, der in Benzylalkohol und Äthylenglykol gelöst wird. Um die passive Frequenzstabilität des Farbstofflasers zu erhöhen, wurde die kommerziell erhältliche Farbstoffdüse, die nur aus einem gequetschten Blechröhrchen besteht, durch eine Düse aus geschliffenen Edelstahl ¹ ersetzt. Diese erzeugt auch bei hohen Drücken des Farbstoffstrahls von bis zu 6 bar ² einen wesentlich stabileren Farbstoffstrahl als die ursprüngliche Coherent-Düse. Bei einer Pumpleistung

¹RDSN 02, Radiant Dyes Laser Accessories GmbH

²beschränkt durch die Coherent Pumpeinheit

des Argon-Ionen-Lasers von 7 Watt liefert der so modifizierte Farbstofflaser im Einmodenbetrieb eine Ausgangsleistung von ca. 600 mW bei einer Wellenlänge von 656 nm.

Zur Stabilisierung der Laserfrequenz wird die kommerzielle Regelung verwendet, die auf dem Differenzverfahren beruht. Ein Teil des Laserlichtes wird in einen Fabry-Perot-Resonator sehr niedriger Finesse ($F=4$) eingekoppelt. Die Flanke des Transmissionsprofils dient dabei als Frequenzdiskriminator; das gewonnene Regelsignal wird zu den zwei Stellelementen im Laserresonator, einer Glasplatte mit Galvanometerantrieb und einem piezogesteuerten Resonatorspiegel geleitet. Der stabilisierte Laser weist eine Linienbreite von 1-2 MHz auf.

4.1.2 Frequenzverdopplungseinheit I

Eine umfassende Darstellung nichtlinearer optischer Effekte und deren Ausnutzung zur Erzeugung der zweiten Harmonischen findet sich beispielsweise in [74]. Im folgenden sollen nur einige wenige Grundbegriffe erläutert werden, die bei der Frequenzverdopplung von Laserlicht bei 656 nm und insbesondere bei der Auswahl eines geeigneten Kristalls bei dieser Wellenlänge relevant sind.

In einem nichtlinearen Kristall breitet sich aufgrund der Dispersion die erzeugte Oberwelle mit einer anderen Phasengeschwindigkeit als die Grundwelle aus. Dies führt zur destruktiven Interferenz zwischen den beiden Teilwellen, die eine starke Leistungsverminderung der zweiten Harmonischen ergibt.³ Um konstruktive Interferenz zwischen Grund- und Oberwelle (sog. Phasenanpassung) und somit eine effiziente Frequenzverdopplung zu erzielen, nutzt man die Tatsache aus, daß nichtlineare Kristalle gleichzeitig auch doppelbrechende Eigenschaften besitzen. Der Brechungsindex (und damit die Phasengeschwindigkeit) hängt somit nicht nur von der Ausbreitungsrichtung, sondern auch von der Polarisation der Lichtstrahlen ab. Die Aufgabe besteht nun darin, den Strahlengang im Kristall so zu legen, daß die in geeigneter Weise polarisierten Grund- und Oberwellen den gleichen Brechungsindex erfahren. Man spricht in diesem Fall von Winkelphasenanpassung, da die Richtungsabhängigkeit des Brechungsindex durch den

³Ein Maß für die maximal sinnvolle Kristalllänge ist die sog. Kohärenzlänge $l_c = \frac{\lambda}{4 \cdot (n_{2\omega} - n_\omega)}$. Ohne jede Phasenanpassung beträgt sie nur wenige μm für Wellenlängen im sichtbaren Spektralbereich.

Winkel zu einer im Kristall definierten optischen Achse⁴ angegeben wird. Auch wenn die Phasenanpassungsbedingung $n_{2\omega} = n_{\omega}$ bzw. $\vec{k}_{2\omega} = \vec{k}_{\omega}$ erfüllt ist, weichen Grundwelle und zweite Harmonische in ihren Ausbreitungsrichtungen voneinander ab, da diese durch den jeweiligen Poynting-Vektor gegeben sind. Dieses Auseinanderlaufen von Fundamentalwelle und verdoppelter Welle wird durch den Doppelbrechungswinkel ρ [74] beschrieben und führt wegen des begrenzten Überlappbereichs zu deutlichen Einbußen in der Effizienz des Verdopplungsprozesses. Für einige Wellenlängen und Kristalle kann man diesen Effekt umgehen, indem man Phasenanpassung über die Temperaturabhängigkeit der Brechzahlen erzielt. Diese sog. unkritische Phasenanpassung ist bei einer Wellenlänge von 656 nm leider nicht möglich, da kein geeigneter Kristall existiert.

Neben einem möglichst kleinen Doppelbrechungsparameter ist bei der Kristallauswahl eine hohe Nichtlinearität entscheidend für die Verdopplungseffizienz, weitere Kriterien sind optische Qualität, Absorption der Fundamental- und der verdoppelten Welle und eventuell auftretendes hygroskopisches Verhalten. Zur Verdopplung von Laserlicht bei 656 nm eignen sich im wesentlichen zwei Kristalle, LiIO_3 und LBO (LiB_3O_5), deren Eigenschaften in Tabelle 4.1 zusammengefaßt sind.

Zur Auswahl eines geeigneten Kristalls läßt sich aus den oben genannten Kriterien die Konversionseffizienz eines nichtlinearen Mediums als ein Maß für eine möglichst effiziente Frequenzverdopplung berechnen. Dabei muß die Fokussierung des Laserstrahls in der Fundamentalwelle mitberücksichtigt werden. Ein kleiner Strahlradius bzw. eine starke Fokussierung bedingt zwar eine hohe Intensität im Fokus der Grundwelle, führt aber gleichzeitig auch zu einer großen Divergenz des Laserstrahls. Der Bereich hoher Grundwellenintensität ist somit bei stark fokussierten Strahlen sehr klein. Zudem ist in einem solchen Fall aufgrund der Doppelbrechung der Kristalle die Phasenanpassungsbedingung nach kurzer Strecke nicht mehr erfüllt. Mit dem Optimierungsverfahren aus [80] kann man je nach Kristalllänge einen optimalen Strahldurchmesser finden. Die daraus berechneten Konversionseffizienzen für LiIO_3 und LBO sind in Tabelle 4.1 angegeben. Man erkennt, daß Lithiumjodat um einen Faktor fünf effektiver ist als ein LBO-Kristall.

Zur Steigerung der UV-Ausbeute bleibt nach der Wahl eines Kristalles nur die

⁴Für einen optisch einachsigen Kristall ($n_x = n_y \neq n_z$) ist die optische Achse gleich der z-Achse, für einen zweiachsigen Kristall ($n_x \neq n_y \neq n_z$) gilt dies nur, falls die Ausbreitung in einer der Hauptebenen erfolgt.

Kristall	Lithiumjodat LiIO_3	Lithiumtriborat LiB_3O_5
Kristallstruktur	hexagonal 6C	orthorombisch mm2
Doppelbrechung	negativ einachsig	zweiachsig
Phasenangepassungswinkel ϕ	58.6°	50.2°
Walk-Off-Winkel ρ	4.5°	1.1°
eff. nichtl. Koeff. (pm/V)	3.66	0.73
Konversionseffizienz ($\text{W}^{-1}\text{cm}^{-1}$)	$3.6 \cdot 10^{-4}$	$7.2 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.1: *Kristalleigenschaften von LiIO_3 und LBO für Typ I-Frequenzverdopplung bei einer Wellenlänge von 656 nm. Die Daten für LiIO_3 sind den Referenzen [75] [76], die für LBO aus [77] [78] [79] entnommen. Die Konversionseffizienzen sind für einen nach [80] optimal fokussierten Laserstrahl und eine Kristalllänge von 10 mm berechnet.*

Erhöhung der Grundwellenintensität, die man durch die Platzierung des Kristalls im Fokus eines Leistungsüberhöhungsresonators erreicht [81]. Häufig wird ein sog. Doppel-Z-Resonator aus zwei gekrümmten und zwei planen Spiegeln verwendet, in dessen Primärfokus zwischen den beiden Hohlspiegeln der Kristall gelagert wird.

In ersten Versuchen wurde ein Überhöhungsresonator aufgebaut, in dem ein 6 mm langer, im Phasenangepassungswinkel geschnittener Lithiumjodatkristall⁵ mit anti-reflexbeschichteten Kristalloberflächen benutzt wurde. Leider hielt die Antireflexbeschichtung den Belastungen durch die erzielten hohen UV-Leistungen von mehr als 70 mW bei einer eingekoppelten Leistung von 400 mW nicht stand. Innerhalb von Sekundenbruchteilen führte die Zerstörung der Beschichtung zu einer sehr geringen Überhöhung im Resonator, so daß nur noch wenige mW an UV-Leistung erzielt werden konnten. Von ähnlichen Erfahrungen bei weit geringeren Intensitäten des frequenzverdoppelten Strahls wurde auch in [82] berichtet.

Deshalb wird im jetzigen Aufbau ein 10 mm langer LBO-Kristall mit im Brewsterwinkel geschnittenen Endflächen verwendet. Die Resonatorgeometrie wurde nach [83] so konzipiert, daß die Strahltaile des Laserstrahls im Kristall den errechneten optimalen Wert ergibt und gleichzeitig der durch den Kristall im Brewsterschnitt entstehende Astigmatismus durch das nichtaxiale Auftreffen auf die

⁵Firma Gsänger, München

Resonatorspiegel höchstmöglich kompensiert wird. Bei einem Krümmungsradius der Hohlspiegel von 50 mm und einem Abstand derselben zum Kristall von 25 mm ergibt sich eine Resonatorconfiguration von 360 mm Gesamtumlaufänge, was einem freien Spektralbereich von ca. 830 MHz entspricht.

Die Stabilisierung des Überhöhungsresonators auf die Frequenz des Farbstofflasers erfolgt mit Hilfe des üblichen polarisationsspektroskopischen Verfahrens [84]. Das generierte Fehlersignal wird über einen PI-Regler auf einen piezogehalterten Resonatorspiegel zurückgekoppelt und hält so den Resonator in Resonanz mit dem eingekoppelten Licht. Die Güte der Stabilisierung hängt von der Linienbreite des Resonators, d.h. von der Reflektivität des planen Einkoppelspiegels ab. Die Frequenzschwankungen des Farbstofflasers von 1-2 MHz gestatten es leider nicht, einen Einkoppelspiegel mit einer Reflektivität von über 97% zu verwenden. Dies wäre vorteilhaft in bezug auf die Überhöhung und somit die erzielte UV-Leistung, die auftretenden Intensitätseinbrüche von bis zu 30% der Maximalleistung sind aber nicht tolerierbar. Mit einem Einkoppelspiegel von 97% wird im jetzigen Aufbau bei einer Farbstofflaserleistung von 600 mW eine UV-Leistung von 40 mW erzielt. Diese Leistung steht nach einem Quarzzyklinderteleskop, welches zur Korrektur des stark elliptischen und astigmatischen Strahlprofils dient, mit Intensitätseinbrüchen von weniger als 5% zur Verfügung.

4.1.3 Stabilisierung auf die Silberlinie

Die Stabilisierung des Farbstofflasersystems auf die $F=1 \rightarrow F'=2$ Kühllinie erfolgt mit dem in der zwischen der Ofenkammer und der MOT-Kammer gelegenen 1. Wechselwirkungszone [24] gewonnenen Fluoreszenzsignal. Ein geringer Teil des UV-Laserlichtes wird über einen Strahlteiler ausgekoppelt und nahezu senkrecht zum Atomstrahl eingestrahlt. Die Fluoreszenz wird mit Hilfe eines Photomultipliers detektiert; das Spektrum des Kühlübergangs mit den erlaubten Übergängen zwischen den Hyperfeinstruktur-niveaus ist in Abb. 4.1 gezeigt. Aufgrund des senkrechten Einfalls des Laserlichts zum Atomstrahl spielt die Dopplerverbreiterung keine Rolle, die Linienbreite entspricht der natürlichen Linienbreite der Übergänge. Die niederfrequente Flanke der $F=1 \rightarrow F'=2$ Resonanz wird nach Abzug einer konstant gehaltenen Referenzspannung als Regelsignal benutzt, welches auf den in Kap. 4.1.1 beschriebenen Referenzresonator des Farbstofflasers zurück-

geführt wird⁶. Die zur Kühlung der Silberatome notwendige Rotverschiebung der Kühlaserfrequenz läßt sich einfach erreichen, indem man die Dopplerverschiebung ausnutzt und den Laserstrahl unter einem kleinen Winkel entgegengesetzt zur Flugrichtung der Atome einstrahlt.

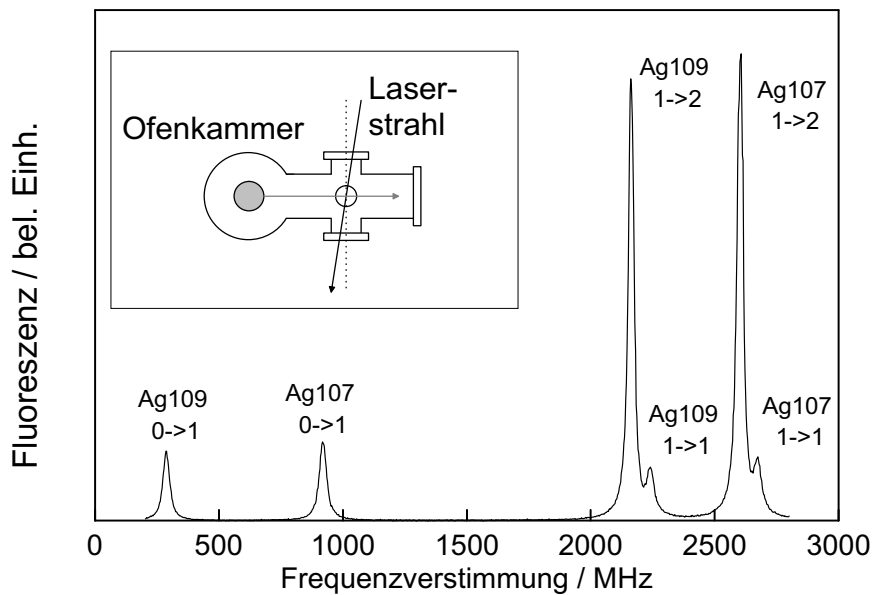


Fig. 4.1: Gemessenes Fluoreszenzspektrum der D2-Linie im Silberatom. Das Signal wird in der zwischen Atomofen- und Fallenkammer liegenden 1. Wechselwirkungszone detektiert.

4.2 Lasersystem zum Rückpumpen

Wie schon in Kapitel 3 erwähnt, ist zum Dopplerkühlen von Silberatomen eine weitere Frequenzkomponente bei 328 nm zum Rückpumpen aus dem $F=0$ Hyperfeinstrukturniveau des Grundzustands notwendig. Diese wird durch ein Di-

⁶Die kommerzielle Ansteuerung des Referenzresonators erwies sich als nicht geeignet, da Laserfrequenzmodulationen von ca. 2 Hz auftraten, und mußte durch eine selbstgebaute Versorgung für den Galvoantrieb der resonatorinternen Glasplatte ersetzt werden

odenlasersystem in einer Master-/Verstärkeranordnung und durch eine weitere Frequenzverdopplungseinheit realisiert.

4.2.1 Masterlaser und Verstärkerdiode

Der Masterlaser besteht aus einer Einmodenlaserdiode des Typs Hitachi HL6501. Ihre Freilaufwellenlänge liegt bei 656 nm, und die nominelle Leistung beträgt bei einem Betriebsstrom von 80 mA ca. 25 mW. Die Linienbreite von Laserdioden im sichtbaren Spektralbereich kann Werte bis zu einigen hundert MHz erreichen [85]. Sie läßt sich aber durch optische Rückkopplung von einem frequenzselektiven Element um mehrere Größenordnungen reduzieren [86]. Dabei wird der Laserresonator durch eine Endfläche der Diode und durch den externen Reflektor, beispielsweise ein Gitter, gebildet. Um ein Anspringen der Moden des durch die beiden Diodenendflächen gebildeten Resonators zu vermeiden, ist es im allgemeinen notwendig, die Diodenfrontfacette zu entspiegeln [87]. In diesem Regime der starken Rückkopplung werden die spektralen Eigenschaften vollständig durch den äußeren Resonator bestimmt. Zusätzlich verbessern sich durch die Rückkopplung vom Gitter auch die Abstimmigenschaften des Lasers.

Der Aufbau des Masterlasers ist schematisch in Abb. 4.2 gezeigt. Die antireflexbeschichtete Diode⁷ wird in einem vergoldeten Kupferblock gehaltert, der mittels eines Peltierelements gekühlt wird. Die Temperatur kann über eine elektronische Regelung auf ± 1 mK konstant gehalten werden. Der emittierte Laserstrahl wird durch eine Kollimationsoptik geformt und nach zwölf Zentimetern auf ein piezogehaltertes Gitter⁸, welches das in die erste Beugungsordnung reflektierte Licht in die Emitterfläche der Diode zurückwirft (Littrow-Konfiguration). Die gesamte Anordnung ist auf einer massiven Invarplatte von fünf Zentimetern Dicke montiert und durch Gummifüße von mechanischen Schwingungen des optischen Tisches isoliert. In der nullten Beugungsordnung stehen bei einem Betriebsstrom von 60 mA nach dem Passieren durch eine optische Diode mit 60 dB Rücklaufunterdrückung ca. 6 mW Leistung zur Verfügung.

Stabilisiert wird die Laserdiode mit Hilfe des Transmissionsverfahrens auf den in Abb. 4.2 gezeigten konfokalen Resonator niedriger Güte ($F=4$). Dieser besteht aus einem Invarblock von 10 cm Länge und Spiegeln mit einer Reflektivität von

⁷Sacher Lasertechnik, Marburg

⁸1800 Linien/mm

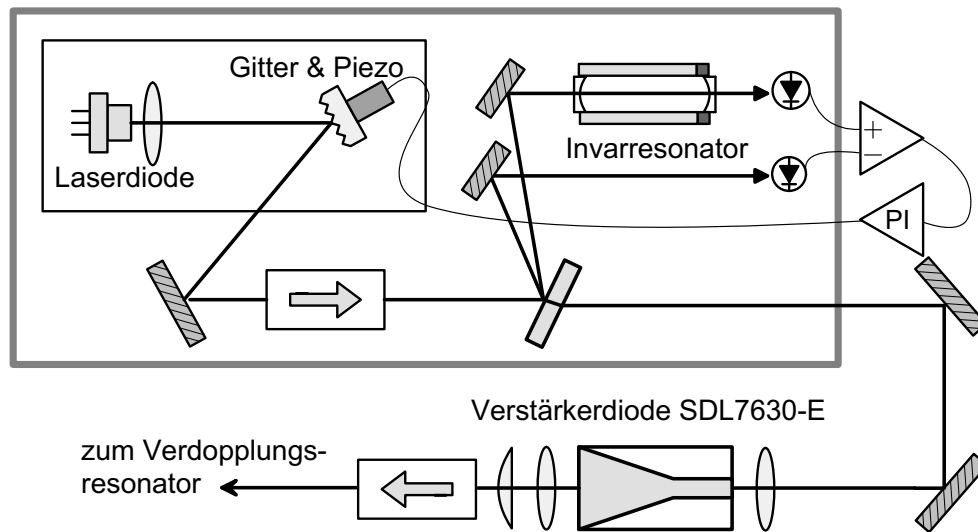


Fig. 4.2: Aufbau des Rückpumpasersystems.

50%; die Länge des Resonators kann über einen Piezokristall verändert werden und dient damit selbst als Stellglied für die Regelung des Lasers auf die Silberlinie (siehe Kap. 4.2.3). Sowohl der Diodenlaser wie auch der Invarresonator befinden sich in einer kompakten Holzbox zum Schutz vor akustischen Störungen im Labor.

Kommerziell erhältliche Einmoden-Diodenlaser im sichtbaren Spektralbereich liefern zur Zeit bestenfalls eine Ausgangsleistung von 30 mW, was zur Frequenzverdopplung zur Erzeugung von Laserstrahlung bei 328 nm nicht ausreichend ist. Um höhere Leistungen zu erzielen, wird bei Hochleistungslaserdioden im Vergleich zu Einmodendioden die Emissionsfläche verbreitert⁹, was jedoch zu einem verstärkten Anschwingen von hohen Transversalmoden und weiteren longitudinalen Moden führt. Um trotzdem die hohen optischen Leistungen solcher Breitstreifendioden bei gleichzeitiger Verbesserung der räumlichen und spektralen Eigenschaften für die Spektroskopie nutzen zu können, bieten sich zwei Verfahren an. Das erste ist die sog. Injektionsstabilisierung (engl. injection locking), bei der man die Breitstreifendiode als selbständig schwingenden Oszillator an einen weiteren Oszillator mit verbesserten Frequenz- und Strahlprofileigenschaften koppelt, indem man einen Teil des Lichts dieser sog. Masterdiode in die Hochleistungsdi-

⁹von einigen wenigen μm bei indexgeführten Einmodendioden auf bis zu 500 bis 1000 μm bei Breitstreifenemitterdioden

ode injiziert [88] [89]. Im roten Wellenlängenbereich wurden mit dieser Technik Leistungen zwischen 40 mW [90] und 130 mW [91] erzielt.

In einem zweiten Verfahren zur Leistungserhöhung von Diodenlasersystemen betreibt man die Verstärkerdiode in einem Bereich, in dem ein selbständiges Anschwingen eigener Moden nicht möglich ist, so daß die Laserdiode als ein reines Verstärkermedium für das injizierte Laserlicht fungiert [92]. Hier haben sich insbesondere antireflexbeschichtete Laufwellenverstärker mit lateral angepaßtem Verstärkungsprofil (sog. tapered amplifier) als einfach zu handhabende und leistungsstarke Lasersysteme herausgestellt. Es handelt sich hierbei um indexgeführte Laserdioden, deren Emitterfläche in einer lateralen Dimension von $5\ \mu\text{m}$ auf der Eingangsseite auf $250\ \mu\text{m}$ auf der Ausgangsseite zunimmt, und die so hohe Leistungen bei gleichzeitig konstanter Leistungsdichte zur Verfügung stellen. Vor allem im nahinfraroten Wellenlängenbereich wurden enorme Ausgangsleistungen erreicht (1.35 W bei 784 nm [93] und 4 W bei 930 nm [94]).

Diese zweite Methode wird auch im Rückpumpelasersystem verwendet, der experimentelle Aufbau der Verstärkerdiode ist in Abb. 4.2 aus Kapitel 4.2.1 gezeigt. Der Laserchip (SDL 7630-E) wird von einem vergoldeten Kupferstück gehalten und über ein wassergekühltes Peltierelement temperaturstabilisiert. Die Einkopplung in die Diode erfolgt über eine 8 mm-Kollimationsoptik, die an einem Dreiaachsenjustiertisch befestigt ist. Die Strahlformung des verstärkten Lichts erfolgt mit Hilfe eines 5 mm Kollimators und einer Zylinderlinse, ein anschließendes Galilei-Teleskop verringert den Strahlquerschnitt zur Einkopplung in den Verdopplungsresonator. Um die Laserdiode vor Zerstörung durch Rückreflexe zu schützen, ist ein optischer Isolator¹⁰ in den Strahlengang eingefügt. Die Ausgangsleistung der Verstärkerdiode als Funktion des Betriebstromes wird in dem Graphen in Abb. 4.3 dargestellt.

Um zu ermitteln, wieviel Prozent der Leistung sich in der injizierten Mode befinden, beziehungsweise wie groß der Anteil der spontanen Emission (ASE) an der Gesamtleistung ist, wurde ein Teil der verstärkten Laserstrahlung über eine Mehrmoden-Faserleitung in einen optischen Spektrumanalyzer eingekoppelt¹¹. Das gemessene Spektrum ist in Abb. 4.4 zu sehen. Das Verhältnis des Maximums des injizierten Verstärkungsprofils zum Spontananteil beträgt ca. 18 dB. Der Anteil der injizierten Strahlung an der Gesamtleistung beläuft sich auf 50%, der Rest

¹⁰Isowave 30dB

¹¹Ando AQ-6315A

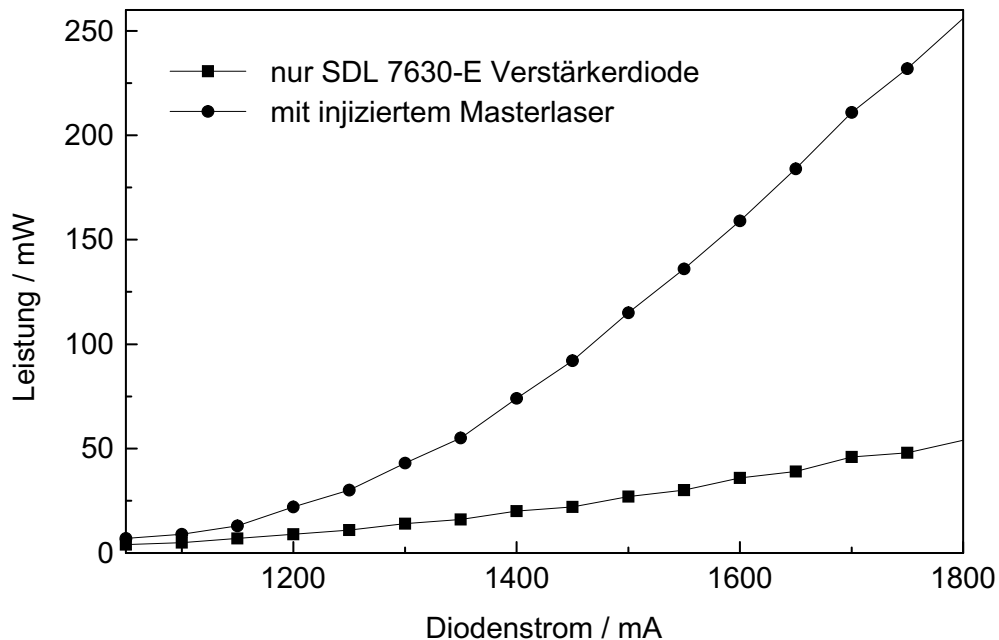


Fig. 4.3: Ausgangsstrom der SDL 7630-E Laserdiode als Funktion des Betriebstromes: Bei einem üblicherweise verwendeten Strom von 1700 mA stehen über 200 mW zur Verfügung. Injiziert wurden 6 mW Laserleistung aus dem Masterlaser.

verteilt sich in einem 20-30 nm breiten Band von verstärkter Spontanemission. Dieses Verhältnis sowie die erreichbaren Ausgangsleistungen liegen damit weit unter den im nahinfraroten Spektralbereich erzielten Werten. Der Grund hierfür liegt in der kleineren räumlichen Verstärkungsabsättigung innerhalb der Trapezdiode, deren laterales Verstärkungsprofil für den infraroten Wellenlängenbereich entworfen und optimiert wurde.

Nichtsdestotrotz stellt die hier vorgestellte Master/Amplifieranordnung bei 656 nm eines der leistungsstärksten Laserdiodensysteme in diesem Wellenlängenbereich dar und erweist sich in der Kombination mit einer externen Frequenzverdopplungseinheit als ausreichend zur Bereitstellung der Rückpumpkomponente für das optische Kühlen von Silberatomen.

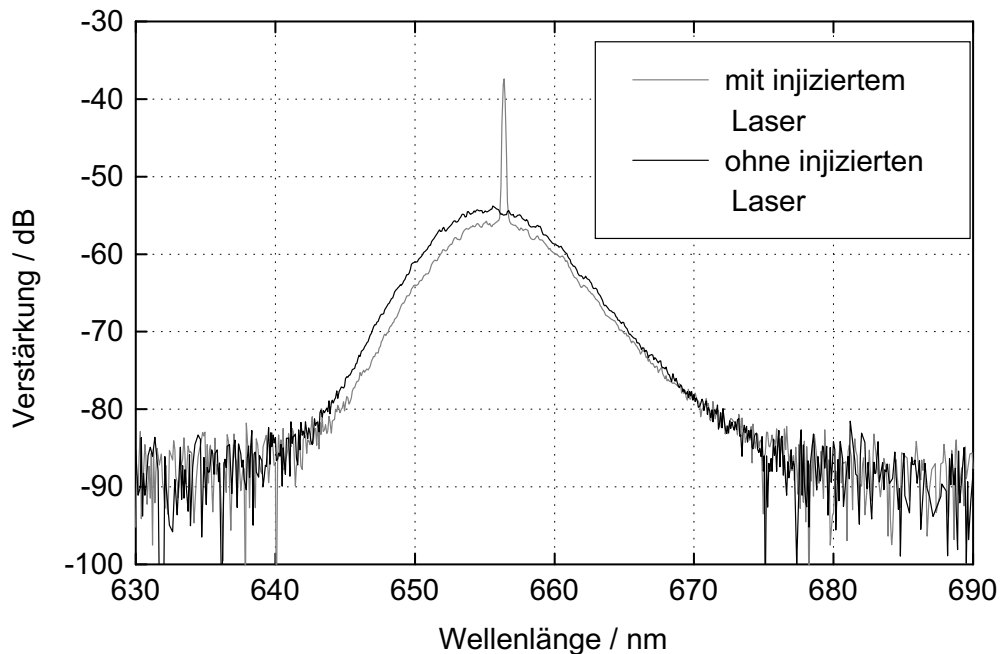


Fig. 4.4: Wellenlängenabhängiges Verstärkungsprofil der SDL 7630 Trapezdiode ohne und mit injizierter Strahlung des Masterlasers, gemessen mit einem optischen Spektrumanalyzer

4.2.2 Frequenzverdopplungseinheit II

Der externe Überhöhungsresonator zur Frequenzverdopplung der Laserstrahlung aus der Verstärkerdiode ähnelt im Aufbau dem in Kap. 4.1.2 beschriebenen Verdopplungsresonator, so daß es genügt, nur einige wenige Unterschiede anzugeben. Da die Leistungsanforderungen an das Rückpumplicht nicht so hoch sind wie die an die Kühlaserfrequenz, kann in diesem Fall mit einem antireflexbeschichteten, im Phasen Anpassungswinkel geschnittenen LiIO_3 -Kristall gearbeitet werden, auch wenn die in Kap. 4.1.2 beschriebenen Probleme mit der Beschichtung auftreten. Aufgrund der geringen Linienbreite der Laserdiodenstrahlung kann in diesem Fall problemlos mit einem Einkoppelspiegel von 99% Reflektivität gearbeitet werden. Dies führt im geregelten Zustand zu einer Leistungsüberhöhung im Resonator von ca. 80 bei gleichzeitig nur sehr geringen Intensitätsschwankungen des UV-Lichts. Erzielt werden 3-5 mW UV-Strahlung, die mittels eines Zylinderlinsenteleskops

geformt und dann über eine Strahlteilerplatte mit dem Kühllaserlicht räumlich überlagert wird.

4.2.3 Differenzfrequenzstabilisierung

Da am Atomstrahl keine weitere Beobachtungszone mit Photomultiplier zur Verfügung steht, läßt sich der Rückpump Laser nicht wie der Farbstofflaser direkt auf das Fluoreszenzsignal des gewünschten Überganges im Silber stabilisieren. Stattdessen wird ein Differenzfrequenzverfahren zwischen dem Rückpump Laser und dem Kühllaser verwendet, dessen Aufbau in Abb. 4.5 gezeigt und im folgenden erläutert wird. Das Schwebungssignal zwischen Farbstoff- und Rückpump Laser wird erzeugt, indem das Licht der beiden Laser mittels einer optischen Faser räumlich überlagert und dann auf eine schnelle Avalanche-Photodiode¹² gesandt wird. Das Ausgangssignal der Photodiode durchläuft einen HF-Verstärker (Mini-Circuits ZEL0812) und wird dann in einem Mischer auf die Differenzfrequenz zwischen dem Schwebungssignal und der Frequenz eines lokalen Oszillators heruntermoduliert. Eine Phase-Locked-Loop Schaltung generiert aus der Differenzfrequenz ein Fehlersignal, welches in einen PI-Regler gespeist wird. Dieser stellt dann den Piezo des Referenzresonators, auf den die Laserdiode stabilisiert ist. Da die Diode schon durch das in Kap. 4.2.1 beschriebene Verfahren an eine Mode des externen Resonators angebunden ist, genügt eine kleine Regelbandbreite von ca. 100 Hz, um das Schwebungssignal der beiden Laser konstant zu halten. Mit der oben beschriebenen Methode läßt sich der Frequenzabstand zwischen dem Kühllasersystem und der Rückpumpkomponente durch Wählen der Frequenz des lokalen Oszillators sehr einfach einstellen, der genaue Wert läßt sich dann am Fluoreszenzsignal der gespeicherten Silberatome optimieren.

In Zukunft könnte die Rückpumpkomponente auch über die Erzeugung eines Seitenbandes durch Phasenmodulation der roten Strahlung mit anschließender Verdopplung beider Frequenzen bereitgestellt werden. Dies würde das Gesamtlasersystem vereinfachen, bringt aber auch technische Probleme wie die Belastbarkeit solcher Phasenmodulatoren bzw. Leistungsverluste mit sich.

¹²Hamamatsu Si-APD S2381

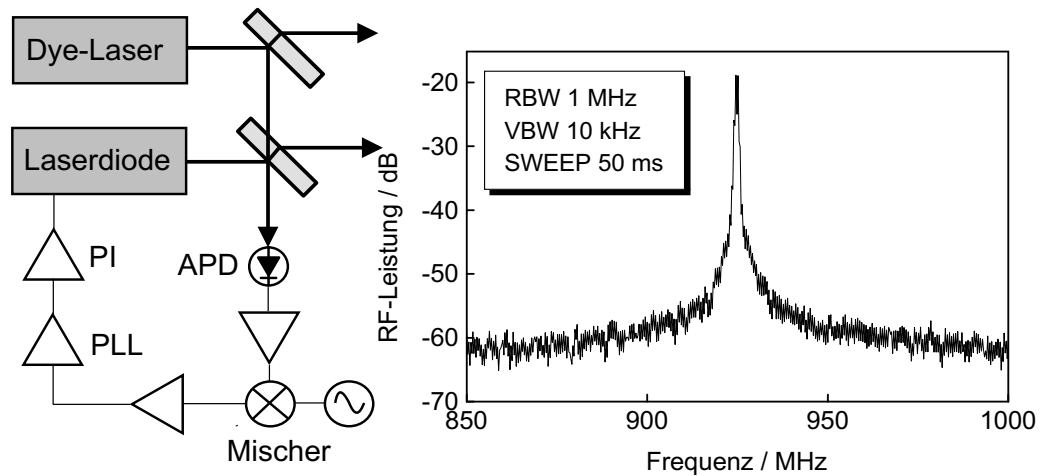


Fig. 4.5: Links ist schematisch der optische und elektronische Aufbau zur Stabilisierung der Schwebungsfrequenz dargestellt. Auf der rechten Seite ist das aufgenommene Schwebungssignal gezeigt.

4.3 Vakuumparatur und Fallenkomponenten

Wie in Kap. 3 erläutert, besteht die technisch einfachste Realisierung einer magnetooptischen Falle darin, die langsamen Atome aus dem Hintergrundgas in einer Niederdruckdampfzelle zu fangen. Dies ist im Falle des Silbers nicht möglich, da Silber nur einen sehr geringen Dampfdruck besitzt¹³. Deshalb ist zum Laden der magnetooptischen Falle ein Atomstrahl erforderlich. Die benötigte Vakuumparatur besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, einer ersten Kammer zur Unterbringung des Atomofens sowie einer Spektroskopiezone zur Stabilisierung der Laser auf die Silberlinien und einer zweiten Kammer, in der die Silberatome gespeichert werden. Eine detaillierte Beschreibung der Atomofenapparatur ist in [24] zu finden, weshalb hier nur auf die Fallenkammer eingegangen werden soll.

Die besonderen Schwierigkeiten des Kühlens und Speicherns von Silberatomen aufgrund der nur geringen Laserleistung im UV und der hohen Sättigungsintensität wurden ausführlich in Kap. 3 erläutert. Im ursprünglichen Fallenaufbau [24] wurde deshalb versucht, abweichend von der Standardmethode [5] alle sechs zum

¹³Um einen Silberdampfdruck von 10^{-9} mbar zu erzielen, müsste man die Dampfzelle auf über 500°C heizen. Bei diesen Temperaturen lassen sich keine UHV-Bedingungen mehr aufrechterhalten.

Speichern benötigte Laserstrahlen aus nur einem Laserstrahl zu generieren. Dieser wurde über geeignet positionierte Umlenkspiegel nacheinander entlang der drei Raumachsen durch das Fallenzentrum geführt und dann in sich zurückreflektiert. Der Vorteil dieser Methode ist, daß die sonst übliche Aufspaltung des Laserstrahls in drei Teilstrahlen entfällt und somit die gesamte Leistung für alle sechs Fallenstrahlen zur Verfügung steht. Die Fallenkonzeption wies aber auch schwerwiegende Nachteile auf. Die Strahlumlenkung erfolgte, um Streu- und Absorptionsverluste an den Vakuumfenstern zu vermeiden, vollständig im Vakuum. Die Justage der sechs Fallenlaserstrahlen auf den Fallenzentrum mußte an Luft durchgeführt werden und ließ sich nach dem Abpumpen und Ausheizen nicht mehr wesentlich korrigieren. Aufgrund der nur kleinen Strahldurchmesser der Laserstrahlen erwies sich eine Vorjustage aber als außerordentlich schwierig. Bei der oben beschriebenen Methode treten außerdem durch Verluste an den Spiegeln starke Intensitätsungleichgewichte zwischen den hin- und rücklaufenden Strahlen auf, welches zu Kräfteunterschieden im Fallenzentrum führt. Dies gilt vor allem für den ersten und sechsten Laserstrahl. Die Reinheit der zirkularen Polarisation ließ sich ebenfalls nicht vollständig über die gesamte Umlaufstrecke aufrechterhalten. Ein weiterer Nachteil bestand darin, daß die Umlenkspiegel im Vakuum sehr kompakt aufgebaut werden mußten und so durch die Nähe zum Fallenzentrum einen beträchtlichen Streulichtuntergrund produzierten.

Aufgrund der aufgeführten Schwierigkeiten war es nicht möglich, gespeicherte Silberatome in der magnetooptischen Falle zu beobachten. Deshalb wurde eine neue Vakuumkammer entworfen und aufgebaut, die eine Einkopplung von separaten Laserstrahlen entlang der drei Raumachsen ermöglicht.

Die neu gefertigte Melassekammer besteht aus einem 30 cm hohen Edelstahlzylinder mit einem Innendurchmesser von 16 cm (siehe Abb. 4.6). Sie wird von einer Turbomolekularpumpe mit 360 l/s Saugleistung abgepumpt; die Pumpe ist dabei von der Kammer mit Hilfe eines Schwingungsdämpfers vibrationsentkoppelt. Über einen Balgzugschieber ist die Melassekammer an die übrige Vakuumapparatur angeflanscht, eine Lochblende mit einer Öffnung von 20 mm erlaubt den Durchtritt des Atomstrahls und gewährleistet gleichzeitig über differentiell Pumpen gute UHV-Bedingungen in der Fallenkammer. Der erreichte Enddruck ist kleiner als $5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Der Atomstrahl läßt sich mit Hilfe eines Edelstahlbleches, welches an einen DN16 Rohransatz angebracht ist, blocken. Das Fallennere wie die Magnetfeldspulen, die Silberdampfquelle und

der Überhöhungsresonator sind ebenso wie alle Stromdurchführungen am Deckel-
flansch (DN 160 CF) aufgehängt und können als komplette Einheit eingesetzt
werden. Vier Rohransätze mit DN 40 Flanschen erlauben das Anbringen von
Helicoflex-gedichteten Quarzfenstern¹⁴ zur Einkopplung der vier Fallenlaserstrah-
len in der Tischebene. Zwei weitere Fenster in derselben Ebene dienen zur Ein-
strahlung des Laserlichtes in den Überhöhungsresonator zur Anregung des Uh-
renübergangs. Die beiden Fallenlaserstrahlen senkrecht zur Tischebene werden
erzeugt, indem ein Laserstrahl über ein Fenster im Deckel-
flansch von oben in
die Vakuumkammer eingestrahlt wird und dort auf ein rückseitig verspiegeltes
 $\lambda/4$ -Plättchen¹⁵ trifft, welches den Strahl in sich zurückreflektiert.

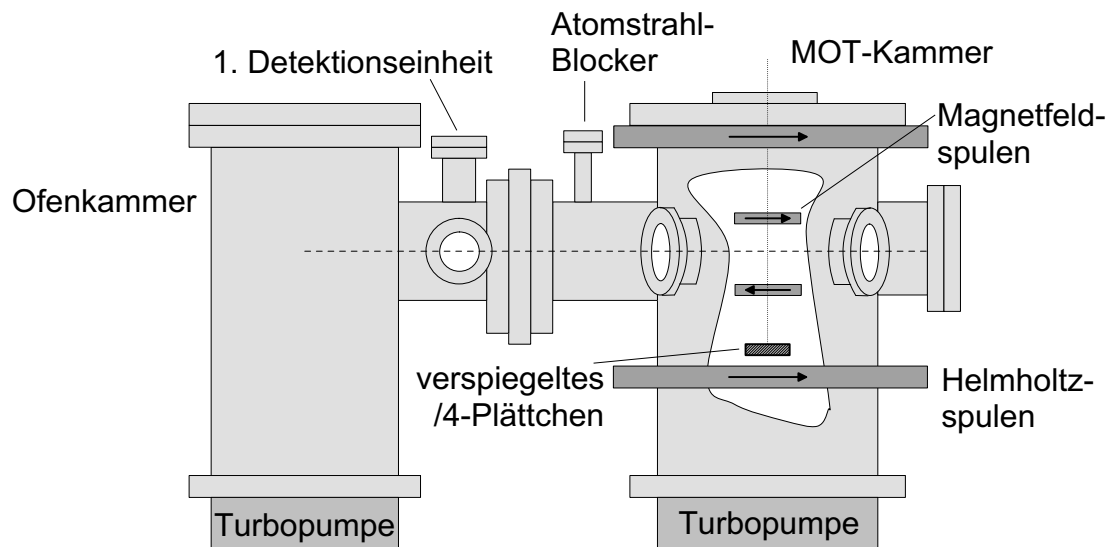


Fig. 4.6: Gezeigt sind die Ofenvakuumkammer(links) und die Melasse-
kammer(rechts). Nicht abgebildet sind die CCD-Kamera und der Photo-
multiplier zur Detektion der Atomwolke sowie der Überhöhungsresonator
für die Anregung des Uhrenübergangs, der sich ebenfalls im Vakuum be-
findet.

Die Magnetfeldspulen für das Quadrupolfeld der magnetooptischen Falle müssen
so konzipiert sein, daß sie einerseits hohe Feldgradienten im Feldmittelpunkt lie-
fern, andererseits aber im Hinblick auf getaktete Experimente ein schnelles Ab-
schalten der Felder ermöglichen. Da der benötigte Strom quadratisch mit dem

¹⁴AR-beschichtet für 328 und 661 nm

¹⁵UHV-tauglich, Fa. Halle

Radius bzw. dem Abstand der Spulen wächst, ist ein möglichst kompakter Aufbau mit kleinen Spulendurchmessern von Vorteil. Dies führt außerdem zu einem geringeren Maximalhub des Feldes und zu kleineren Induktivitäten, d.h. zu einem schnelleren Ausschalten. Die Magnetfeldspulen für das Quadrupolfeld bestehen deshalb aus 12 Windungen bei einem mittleren Abstand¹⁶ von 13 mm zum Fallenzentrum und sind im Vakuum untergebracht. Verwendet wird ein zwecks Isolierung Aluminiumoxid-beschichteter Silberdraht¹⁷, der auf Macorhaltern gewickelt bzw. mit UHV-tauglichem Kleber gehalten wird. Der Gradient im Feldmittelpunkt berechnet sich zu 4.7 G/cmA entlang der Spulenchse, die Anordnung verträgt bis zu 10 A.

Eine wichtige Eigenschaft des Quadrupolfeldes ist die Tatsache, daß bei Überlagerung mit einem homogenen Magnetfeld beliebiger Richtung das Feld nicht verzerrt, sondern nur entlang der jeweiligen Feldrichtung verschoben wird. Dieses Verhalten ermöglicht eine nachträgliche Justage des Quadrupolnullpunktes und damit des Fallenzentrums durch Anlegen von drei homogenen Korrekturfeldern. Die Korrekturfelder werden durch Helmholtzspulenordnungen erzeugt, die außerhalb der Vakuumkammer angebracht sind. Gleichzeitig kann mit den Helmholtzspulen das Erdmagnetfeld kompensiert werden. Die Spulen bestehen im Mittel aus 80 Windungen bei einer Seitenlänge von 25 cm und sind aus isoliertem Kupferdraht gefertigt.

Die Detektion der gespeicherten Atome anhand der Fluoreszenzphotonen des Kühlübergangs im Silber erfolgt über ein in die Vakuumkammer hereinragendes Quarzfenster. Die vakuumseitige Oberfläche dieses Suprasilfensters hat einen Abstand von 50 mm zum Fallenzentrum. Das Fluoreszenzlicht der Atome wird von einem kurzbrennweitigen Objektiv ($f=37.4$ mm für 328 nm) gesammelt und über eine Okularlinse mit einer dreifachen Vergrößerung wahlweise auf eine CCD-Kamera bzw. auf einen Photomultiplier gesandt. Der Bildausschnitt kann über eine Feldblende, die Bestrahlungsstärke über eine Aperturblende reguliert werden. Als sehr vorteilhaft hat sich der Schwenkspiegel erwiesen, mit dem das Licht entweder zur direkten, orts aufgelösten Beobachtung auf die bildverstärkte CCD-Kamera oder zum Nachweis zeitlicher Abläufe auf den Photomultiplier¹⁸ geschickt

¹⁶Der Abstand vom Fallenzentrum entspricht dem mittleren Radius der Spulen. Die beiden Spulen werden vom Strom gegensinnig durchlaufen.

¹⁷Fa.Lesker, Stärke 2 mm

¹⁸Hamamatsu R960

wird. Die CCD-Kamera¹⁹ ist zur Empfindlichkeitssteigerung und Wellenlängenkonversion mit einem MCP-Bildverstärkersystem ausgerüstet; sie kann über einen Videoausgang bzw. über eine Centronics-Schnittstelle ausgelesen werden. Zur Streulichtreduktion ist sowohl die Kamera wie auch der Photomultiplier mit einem Solar-Blind-Filter ausgerüstet. Zusätzlich wurden die Innenwände der Vakuumkammer und die Magnetfeldspulen zur Erzeugung des MOT-Quadrupolfeldes mit einer schwarzen Graphitsuspension bestrichen. Dies führte zu keiner Verschlechterung des Vakuumdruckes, konnte aber den Streulichthintergrund um einen Faktor 10 reduzieren.

Neben einer großen Einfanggeschwindigkeit ist der Fluß langsamer Atome entscheidend für die Anzahl gespeicherter Atome. Im jetzigen experimentellen Aufbau läßt sich die magnetooptische Falle aus zwei verschiedenen atomaren Quellen laden. Die erste besteht aus dem in der linken Vakuumkammer (siehe Abb. 4.6) befindlichen Atomofen. Dieser setzt sich aus einem Keramiktiegel, einer Tantaldrahtheizung und mehreren Strahlungsschilden zusammen [24] und ist 50 cm von der Fallenregion entfernt. Durch mehrere Lochblenden unterschiedlicher Größe entsteht ein fein kollimierter Atomstrahl, der durch die Blenden so positioniert sein sollte, daß schnelle Atome über die Fallenregion hinwegfliegen, langsame Atome aber aufgrund des Absinkens durch die Gravitation gerade das Fallenzentrum treffen.

Die zweite Atomquelle befindet sich in der Fallenvakuumkammer. Sie besteht nur aus einem 25 μm dünnen und 0.76 mm breiten Rheniumdraht, der zwischen Tantalstäben eingeklemmt ist und von einem Heizstrom durchflossen wird. Auf die Rheniumfolie ist ein Silbertropfen aufgeschmolzen²⁰, von dem die Silberatome in die Fallenregion abgedampft werden. Der Draht befindet sich in einem Halter aus Macor und ist nur 30 mm vom Fallenzentrum entfernt. Durch diesen kurzen Abstand sollte die Laderate um ein Vielfaches höher sein als die des Atomofens. Im Gegensatz zum Atomofen treten die Atome nicht aus einem Gefäß mit kleiner Ofenöffnung aus, sondern werden direkt in einen stark divergenten Strahl abgedampft. Die Geschwindigkeitsverteilung ähnelt damit mehr einer reinen Maxwell-Boltzmann-Verteilung ohne Modifizierung durch die Austrittswahrscheinlichkeit aus der Ofenöffnung. Dies bedeutet bei gleicher Temperatur eine größere Anzahl

¹⁹VarioCam, PCO Computer Optics GmbH

²⁰Es wurde Silberfolie um den Rheniumdraht gewickelt und dann im Vakuum kurzzeitig ein Strom von ca. 2.5 A hindurchgeschickt.

von Atomen mit kleiner Geschwindigkeit und ist somit vorteilhaft für die Laderate der Falle. Diese zweite Atomquelle wird im folgenden als Silberdampfquelle bezeichnet.

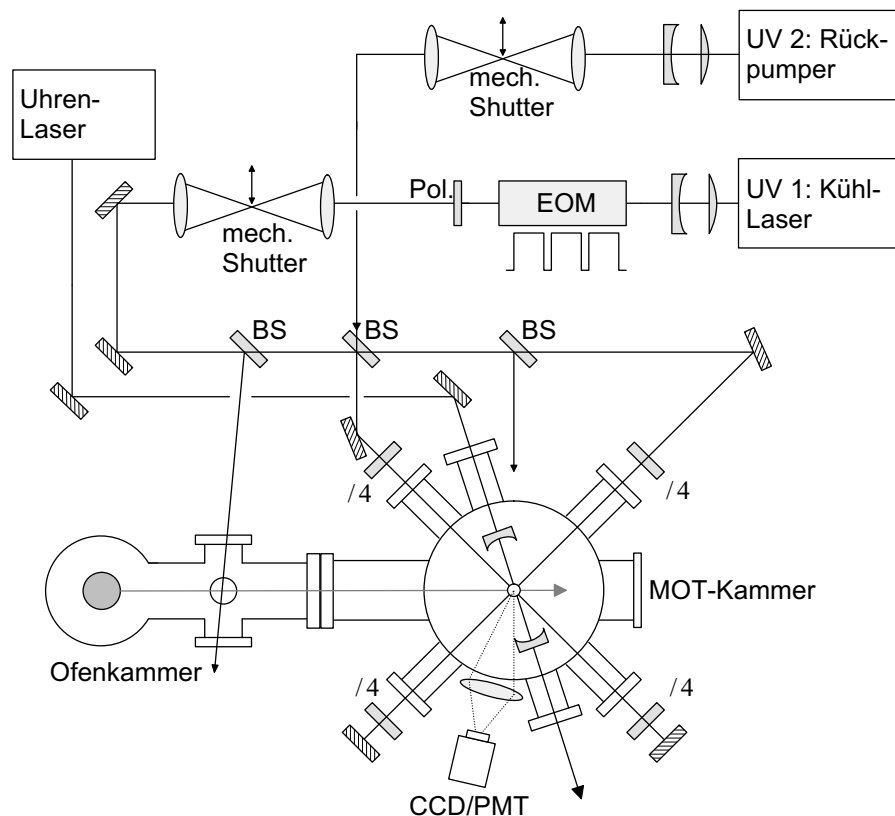


Fig. 4.7: Übersicht über den gesamten optischen Aufbau sowie das Vakuumkammersystem.

Der gesamte optische Aufbau ist in Abb. 4.7 zu sehen. Für das getaktete Spektroskopieexperiment zur Anregung des Uhrenübergangs kann das Kühlaserlicht mittels eines elektrooptischen Modulators sehr schnell ausgeschaltet werden; ein nachgeschalteter mechanischer Shutter garantiert dann, daß auch das vom EOM transmittierte Licht im Prozentbereich geblockt wird. Das Licht des Rückpump lasers wird ebenfalls durch einen mechanischen Schalter getaktet. Wie in Abb. 4.7 dargestellt, kann über einen weiteren Fensterflansch in der Vakuumkammer das Licht des Uhrenlasers in den im Vakuum untergebrachten Überhöhungsresonator eingestrahlt werden.

4.4 Uhrenlasersystem

Der Uhrenlaser wurde in [95] beschrieben, deshalb sollen hier nur kurz die angebrachten Veränderungen erläutert werden.

Zur Erzeugung der 661 nm-Strahlung wird eine Laserdiode in einer externen Resonatoranordnung verwendet. Es handelt sich um eine Anti-Reflex-beschichtete Diode der Firma Sacher Lasertechnik. Die Freilaufwellenlänge liegt bei ca. 664 nm. Im Gegensatz zu der bisher benutzten Laserdiode [95] liegt diese also hinreichend nahe an der gewünschten Wellenlänge des Uhrenübergangs, so daß keine starke Kühlung und kein Betrieb im Vakuum notwendig ist. Dies hat den Vorteil, daß sich der gesamte Aufbau wesentlich einfacher vor äußeren Störungen schützen läßt. Die Diode, der resonatorinterne elektrooptische Modulator und das Beugungsgitter sind auf einen massiven Invarblock montiert. Mechanische Schwingungen des optischen Tisches werden durch mehrere Unterlagen aus Gummi und Edelstahl gedämpft, vor akustischen Störungen schützt eine druckdichte Metallbox. Die Ausgangsleistung des gitterstabilisierten Lasers beträgt bei einem Strom von 70 mA ca. 7 mW.

Ein Teil des Laserlichtes wird für die Stabilisierung auf einen Referenzresonator mit Hilfe der Phasenmodulationsmethode abgespalten [95,96]. Der Rest wird, um die hohen Leistungsanforderungen zur Anregung des Zweiphotonenübergangs zu erfüllen, in eine Verstärkerdiode eingestrahlt. Der Laserchip und der Aufbau sind identisch zu dem in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Verstärkersystem. Allerdings ist die hier verwendete Diode längst nicht so effizient. Es stehen nur ungefähr 20 mW an Leistung zur Verfügung, die in der Vakuumkammer in einen weiteren Überhöhungsresonator eingekoppelt werden müssen.

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse

Dieses Kapitel über die experimentellen Ergebnisse gliedert sich in drei Abschnitte. Zunächst wird die Inbetriebnahme der magnetooptischen Falle beschrieben. Der zweite Abschnitt stellt die Untersuchungen zu Maximierung der gespeicherten Teilchenzahl vor, während im letzten Teil dieses Kapitels die Messungen der Temperatur der Silberatome dargestellt werden.

5.1 Inbetriebnahme der Falle

5.1.1 Ortsaufgelöste Beobachtung der Fallenatome

Grundlage für alle Messungen an der magnetooptischen Falle ist die direkte Beobachtung der gespeicherten Atome mit Hilfe der bildverstärkten CCD-Kamera. Mit ihr wurde in den ersten Messungen nach Inbetriebnahme der neu aufgebauten Vakuumkammer und des leistungsverstärkten Kühllasersystems nach einem durch das ausgesandte Fluoreszenzlicht der Atome hellen Bereich mit einer abgeschätzten Ausdehnung von wenigen hundert μm gesucht. Die Vorgehensweise war dabei die folgende: Die Laserstrahlen wurden durch Blenden in den Fenstern der Vakuumapparatur auf das vermeintliche Fallenzentrum vorjustiert und dann anhand der Fluoreszenz der Silberatome des Atomstrahls zum Überlapp gebracht. Die Polarisation der Laser wurde so eingestellt, daß die beiden zur Spulenchse transversalen Strahlen das entgegengesetzte Vorzeichen zum axialen Laserstrahl aufweisen. Die zur Speicherung notwendige Magnetfeldkonfiguration wurde gefunden, indem der die Magnetfeldspulen durchfließende Strom alle fünf Sekun-

den seine Stromrichtung änderte. Die Verstimmungen der Frequenzen des Kühl- und des Rückpumpasers zur jeweiligen atomaren Resonanz wurden systematisch um mehrere Linienbreiten variiert. Schließlich mußte diejenige Einstellung der Korrekturmagnetfelder gefunden werden, die den Magnetfeldnullpunkt mit dem Kreuzungspunkt der Laserstrahlen in räumliche Übereinstimmung brachte, um so ein Speichern der Silberatome zu ermöglichen.

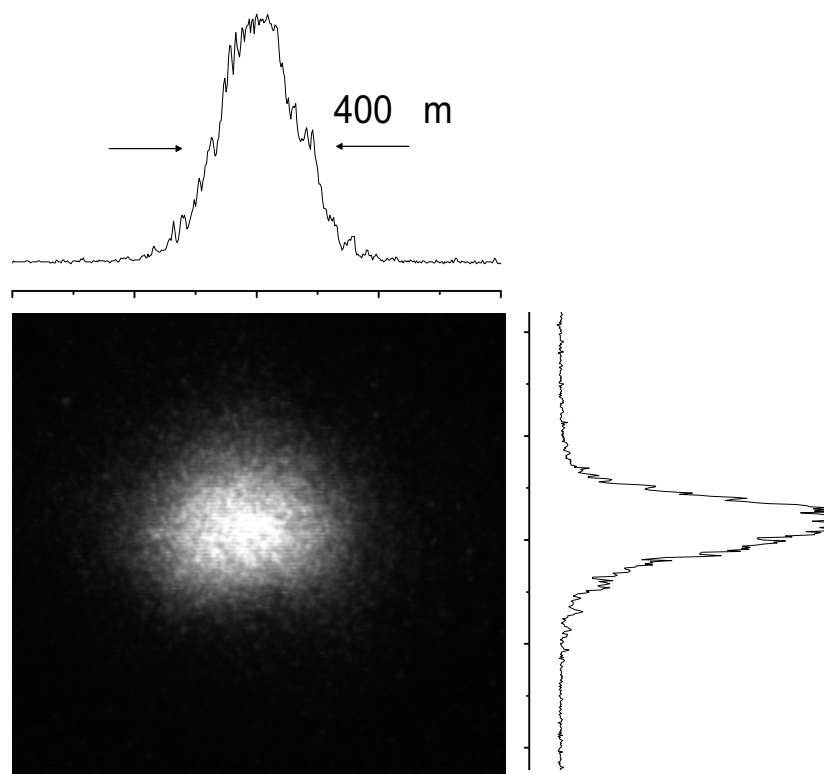


Fig. 5.1: *Fluoreszenzbild einer gespeicherten Silberatomwolke. Die Anzahl der Atome beträgt in diesem Fall einige Tausend, um die CCD-Kamera nicht zu sättigen.*

Ein Bildausschnitt von der mit der CCD-Kamera aufgenommenen Atomwolke ist in Abb. 5.1 dargestellt. Die gespeicherten Atome im Fallenzentrum heben sich deutlich von einem komplett dunklen Hintergrund ab. Um die räumliche Aus-

dehnung der gespeicherten Atome bestimmen zu können, wurde ein Eichbild mit sehr genau bekannten Abständen aufgenommen und in Pixelabstände des Kamerasystems umgerechnet. Ein typischer Wert für die radiale Fallenausdehnung ist ebenfalls in der obigen Abbildung angegeben. Die Form der gespeicherten Atomwolke hängt von der Justage der Laserstrahlen und der Stärke der Korrekturmagnetfelder ab, in geringerem Maße auch von der Stärke des Magnetfeldgradienten des Quadrupolfeldes.

5.1.2 Fallenintensitäten und Teilchenzahlbestimmung

Beide natürlich vorkommenden Isotope des Silbers lassen sich in der magneto-optischen Falle speichern. In Abb. 5.2 ist die von dem Photomultiplier detektierte Fluoreszenzstrahlung der gespeicherten Silberatome als Funktion der Frequenzverstimmung des Kühllasers dargestellt. Als Referenz ist das am Atomstrahl detektierte, dopplerfreie Signal der Kühllinien der beiden Silberatome mit eingezeichnet. Um die jeweiligen Kühlübergänge geschlossen zu halten, wurde der Rückpump laser mit einem Frequenzabstand von 1.88 GHz beim Ag109-Isotop bzw. von 1.63 GHz beim Ag107-Isotop eingestrahlt.

Zur Bestimmung der Anzahl der gespeicherten Atome in der magneto-optischen Falle verwendet man verschiedene Verfahren. Eine Methode besteht darin, die gesamte Fluoreszenzrate der gefangenen Teilchen sowie das Verhältnis der Besetzungen des angeregten und des Grundzustandes mit Hilfe eines weiteren, schwachen Absorptionstrahles zu ermitteln [5]. Experimentell einfacher ist es, die gesamte Fluoreszenz der Atome zu messen und die Photonenstreurrate eines einzelnen Atoms aus der gemessenen Intensität und der Verstimmung mittels Formel 3.11 abzuschätzen. Das Signal muß dann noch aufgrund der Verluste der Nachweisoptik und des eingeschränkten Beobachtungswinkels (ca. 10^{-4}) korrigiert werden. Bei den in diesem Experiment verwendeten typischen Lichtleistungen von einigen zehn Milliwatt und geringen Verstimmungen von der atomaren Resonanz erwartet man ein Signal von ca. 1 kHz pro gespeichertem Atom. Die im Experiment beobachteten Fluoreszenzraten ergaben somit, daß sich bis zu $2 \cdot 10^6$ Silberatome speichern ließen. Dieser Wert ist mit einem Unsicherheitsfaktor von 2-3 behaftet, da die Berechnung der Streurrate eine sehr genaue Kenntnis des Sättigungsparameters der Atome sowie der Verstimmung voraussetzt. Außerdem wurde die Reabsorption innerhalb der Atomwolke nicht berücksichtigt. Bei typi-

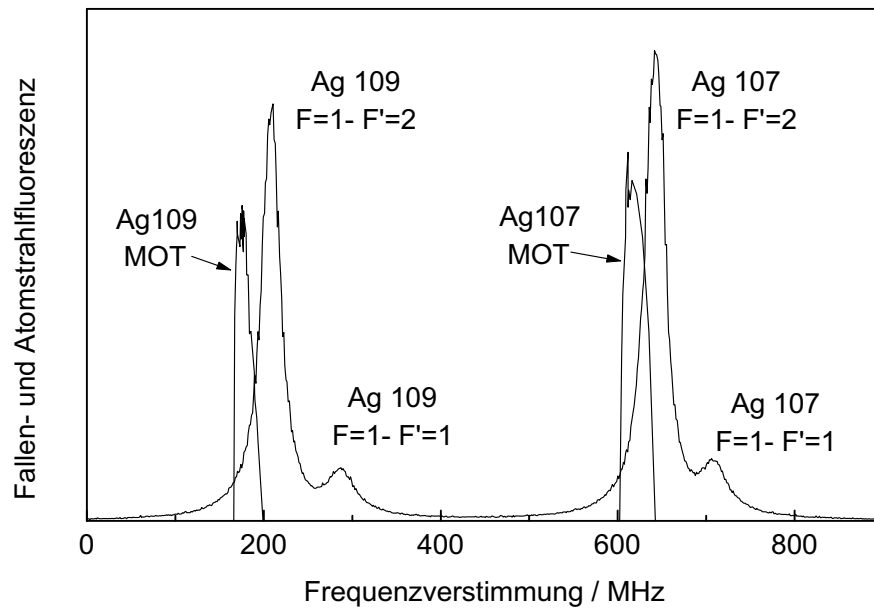


Fig. 5.2: Fluoreszenz der gespeicherten Silberatome in Abhängigkeit der Frequenzverstimmung des Kühllasers. Als Referenz ist das in der 1. Wechselwirkungszone aufgenommene Spektrum des Kühlübergangs ebenfalls eingezeichnet. Der Rückpumplaser wurde relativ zur Kühlkomponente um 1.88 GHz (Ag109) bzw. 1.63 GHz (Ag107) frequenzverschoben.

schen Fallenradien von $200 \mu\text{m}$ entspricht dies maximalen Dichten von ungefähr 10^{10}cm^{-3} . Die genauen Untersuchungen zur Atomanzahl in Abhängigkeit der Fallen- und Atomstrahlparameter sollen im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

5.2 Untersuchungen zur Atomanzahl

Entscheidend für die Messungen zur Detektion der schmalen Zweiphotonenresonanz an gespeicherten Silberatomen ist neben einer geringen Temperatur des lasergekühlten Ensembles eine möglichst große Atomanzahl in der Falle. Ziel der folgenden Untersuchungen war es deshalb, die höchstmögliche Teilchenanzahl in der magnetooptischen Falle zu akkumulieren und die teilchenzahlbegrenzenden Mechanismen zu identifizieren.

Die Teilchenzahl in der MOT wird zum einen durch die erzielte Laderate bestimmt, die sowohl von der Effizienz des Laserkühlprozesses wie auch vom Fluß langsamer Atome im Atomstrahl abhängt. Die Bedingungen für einen optimalen Teilcheneinfang bezüglich der Laserparameter werden in Abschnitt 5.2.1, die bezüglich der Atomstrahlparameter in 5.2.2 beschrieben. Des Weiteren hängt die Atomanzahl von der mittleren Verweildauer eines Atoms in der MOT ab. Deshalb werden in den Abschnitten 5.2.3 und 5.2.4 Messungen zu den in einer Silber-MOT auftretenden Verlustmechanismen vorgestellt.

5.2.1 Abhängigkeit von den Laserparametern

Um die Abhängigkeit der Atomanzahl in der MOT von den Kühlkräften zu untersuchen, wurde die Fluoreszenz der gespeicherten Atome als Funktion der Rotverstimmung und der Intensität sowohl des Kühl- wie auch des Rückpumpasers gemessen. Die Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch den Verlauf der gespeicherten Atomanzahl bei Änderung der Verstimmung des Kühllasers. Die Intensität der Laserstrahlen sowie der Magnetfeldgradient des Quadrupolfeldes wurden konstant gehalten. Mit wachsender Rotverstimmung steigt die Zahl der Silberatome in der Falle stark an und erreicht ihr Maximum bei einer Frequenzverstimmung von ungefähr einer Linienbreite. Aufgrund der hier verwendeten Lichtleistung von ca. 1.5 mW pro Einzelstrahl sind die Kühlkräfte bei Verstimnungen von mehr als 1.5 Linienbreiten allerdings nicht mehr groß genug, um Atome innerhalb des Fallenvolumens auf Geschwindigkeiten nahe Null abzubremesen.

Um die Meßdaten mit theoretischen Erwartungen zu vergleichen, wurde folgendes Modell für den Einfangprozeß angenommen: Die Anzahl der Atome wird bestimmt aus dem Produkt der Laderate und der Fallenlebensdauer, die sich aus den auftretenden Verlustprozessen ergibt. Die Laderate ist gegeben durch

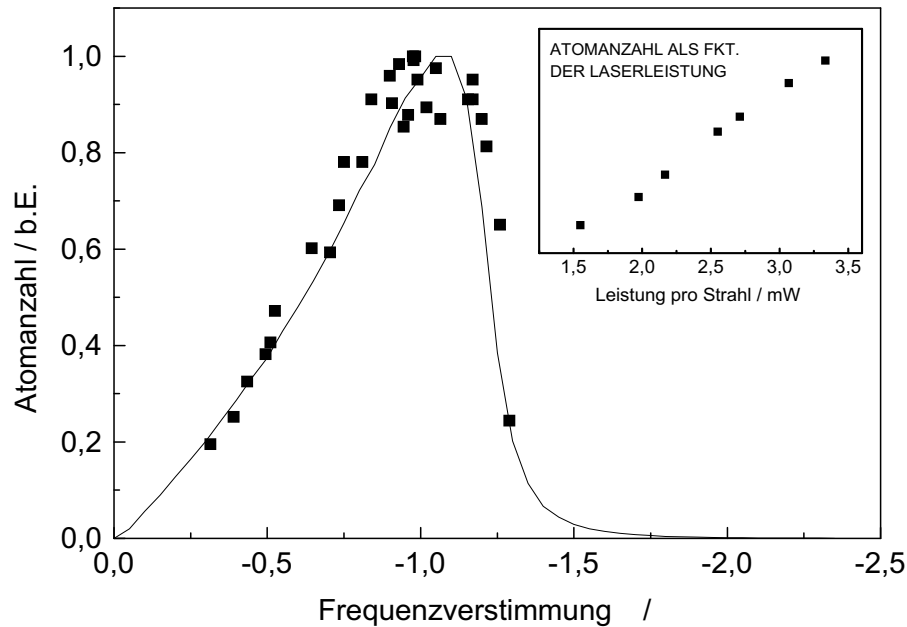


Fig. 5.3: Atomanzahl in der MOT in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllasers. Der Magnetfeldgradient betrug 20 G/cm , die Laserleistung im Einzelstrahl 1.5 mW bei einem Strahlradius von 3 mm . Die Ungenauigkeit in der Bestimmung des Absolutwertes der Verstimmung läßt sich auf ca. 0.5Γ abschätzen. Die durchgezogene Kurve gibt den theoretisch zu erwartenden Verlauf wieder. Das kleine Bild zeigt die Zahl der gespeicherten Atome als Funktion der Leistung bei gleichbleibender Rotverstimmung.

$R \approx C \cdot v_c^4 \cdot d^2/l^2$, wobei C eine Proportionalitätskonstante, v_c die Einfangeschwindigkeit, d den Laserstrahldurchmesser und l den Abstand zum Atomofen darstellen [102]. Die Anzahl der gespeicherten Atome in der MOT ist somit proportional zur vierten Potenz der Einfangeschwindigkeit, also der maximalen Geschwindigkeit, bei der die Atome noch innerhalb des Fallenvolumens eingefangen werden können. Diese läßt sich im vereinfachten Bild der eindimensionalen Dopplertheorie berechnen. Das Atom wird hierbei als Zweiniveausystem behandelt; die Magnetfeldabhängigkeit des Einfangprozesses geht über die Zeeman-Verschiebung der Niveaus in die effektive Verstimmung ein, aber die Kühlkräfte werden nur entlang einer Raumdimension berechnet. Um die Geometrie des experimentellen

Aufbaus (Laserstrahlen entlang der (1,0,0)-, (0,1,0)-, (0,0,1)-Achsen, Atomstrahl entlang der (1,1,0)-Achse) in diesem eindimensionalen Modell zu berücksichtigen, werden die Lichtdruckkräfte der einzelnen Laserstrahlen auf die Atomstrahlachse projiziert (d.h. $k_{eff} \sim k/\sqrt{2}$). Die Einfanggeschwindigkeit erhält man schließlich, indem man die eindimensionale Bewegungsgleichung mit dem durch das in Kap. 3 spezifizierte Kraftgesetz numerisch integriert. In die vierte Potenz erhoben und multipliziert mit einem an die Meßdaten angepassten Proportionalitätsfaktor als einzigem Fitparameter sind diese Berechnungen als durchgezogene Kurve in Abb. 5.3 dargestellt. Trotz der Einfachheit der gemachten Annahmen geben sie die Abhängigkeit der Atomzahl von der Laserverstimmung erstaunlich gut wieder. Aus den Berechnungen des oben beschriebenen Modells ergibt sich im Maximum eine Einfanggeschwindigkeit von 18 m/s.

Im eingesetzten Bild in Abb. 5.3 ist die Messung der gespeicherten Atomanzahl als Funktion der Laserleistung gezeigt. Theoretisch wird bei kleinen Laserleistungen unterhalb der einfachen Sättigung ein nahezu linearer Verlauf erwartet; dieser ist in dem Graphen deutlich zu sehen.

Die Abhängigkeit des Einfangprozesses von den Parametern des Rückpumpasers ist ähnlich kritisch wie von denen des Fallenlasers. Analog zu den vorherigen Untersuchungen ist in Abb. 5.4 die gefangene Atomzahl als Funktion der Verstimmung und der Intensität in der Rückpumpkomponente gezeigt.

Die Verstimmung des Rückpumpasers ist hierbei als Frequenzabstand zur Frequenz der Kühlkomponente aufgetragen. Bei einer Rotverstimmung des Kühllasers von einer Linienbreite (23 MHz) und Hyperfeinstrukturaufspaltungen von 1977 MHz im Grundzustand und 74 MHz im angeregten Zustand bedeutet eine Frequenzdifferenz von 1880 MHz, daß sich der Rückpumper genau in Resonanz befindet (gestrichelte Linie im Graphen 5.4). Dies entspricht nach den Meßdaten dem Wert, bei dem die Anzahl der gespeicherten Atome maximiert wird. Die Breite der Kurve umfaßt einen Bereich von nur vier Linienbreiten. Dies zeigt, daß aufgrund der kleinen Hyperfeinstrukturaufspaltung das Umpumpen in das nicht wechselwirkende $F=0$ Niveau mit einem relativ hohen Verzweigungsverhältnis stattfindet, dem Rückpumpaser somit eine entscheidende Rolle zukommt.

Der innere Teil der Abb. 5.4 zeigt, in welchem Maße die Intensität in der Rückpumpkomponente den Fallenbetrieb beeinflusst. Die aufgetragenen Intensitäten sind hierbei diejenigen in einem Laserstrahl; um die gesamte auf das Atom wirkende Lichtintensität zu ermitteln, sind die Werte mit sechs zu multiplizieren. Man

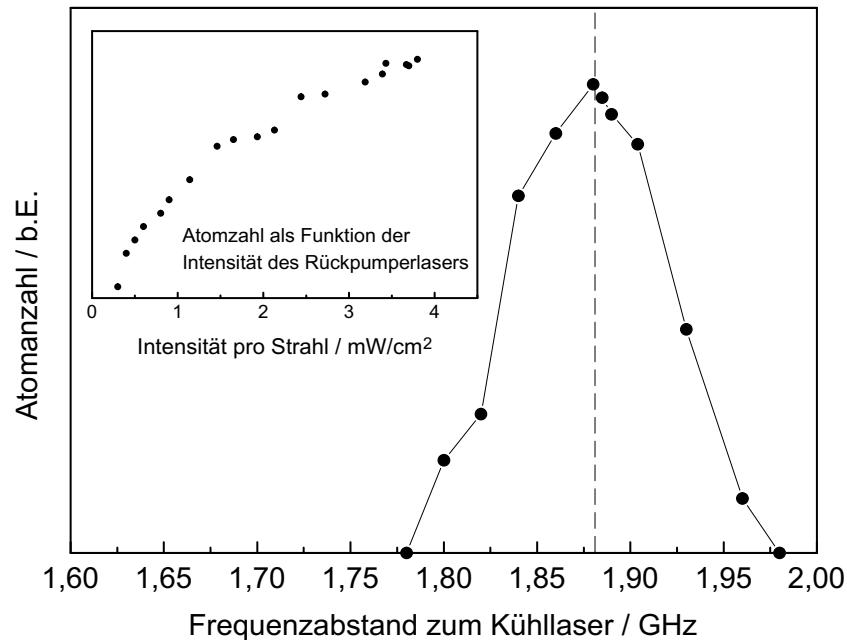


Fig. 5.4: Anzahl der Atome in der MOT in Abhängigkeit der Frequenzverstimmung und der Intensität (kleines Bild) des Rückpumperlasers. Die Verstimmung des Fallenlasers betrug eine Linienbreite.

erkennt, daß unterhalb eines Wertes von ungefähr 0.3 mW/cm^2 kein Speichern möglich ist. Oberhalb von ca. 2 mW/cm^2 scheinen die Werte leicht in Sättigung zu gehen, dies läßt sich aber nicht mit Gewißheit sagen, da höhere Lichtleistungen mit dem bestehenden Diodenlasersystem zur Bereitstellung des Rückpumplichtes nicht zur Verfügung standen.

5.2.2 Abhängigkeit von den Atomstrahlparametern

Wie im Kap. 4 ausgeführt, kann das Laden der magnetooptischen Falle aus zwei verschiedenen atomaren Quellen erfolgen.

Zum einen läßt sich die Falle aus dem Atomstrahl des 50 cm entfernten Atomofens füllen. Die maximal erzielte Anzahl an gespeicherten Atomen liegt bei ca. 10^4 Atomen. Zurückzuführen ist dies auf den kleinen Raumwinkel, der sich aus der Ent-

fernung zwischen Ofenzone und Fallenzentrum ergibt, und auf die kleine Anzahl von Atomen mit Geschwindigkeiten, die unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT liegen. Gleichungen 3.25 und 3.26 erlauben eine Abschätzung der Laderate. Setzt man die Werte für Ofenöffnung und Querschnittsfläche der MOT (1 mm^2 bzw. 36 mm^2) in den Ausdruck für die Strahlintensität ein und integriert die modifizierte Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung für Geschwindigkeiten bis zu 20 m/s (abgeschätzter Wert aus Messungen im vorherigen Abschnitt) auf, so erhält man maximale Laderaten von $5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bei einer Ofentemperatur von ungefähr 950°C . Bei experimentell ermittelten Füllzeiten von $1\text{-}2 \text{ s}$ stimmt diese theoretische Abschätzung gut mit den gemessenen Atomzahlen überein.

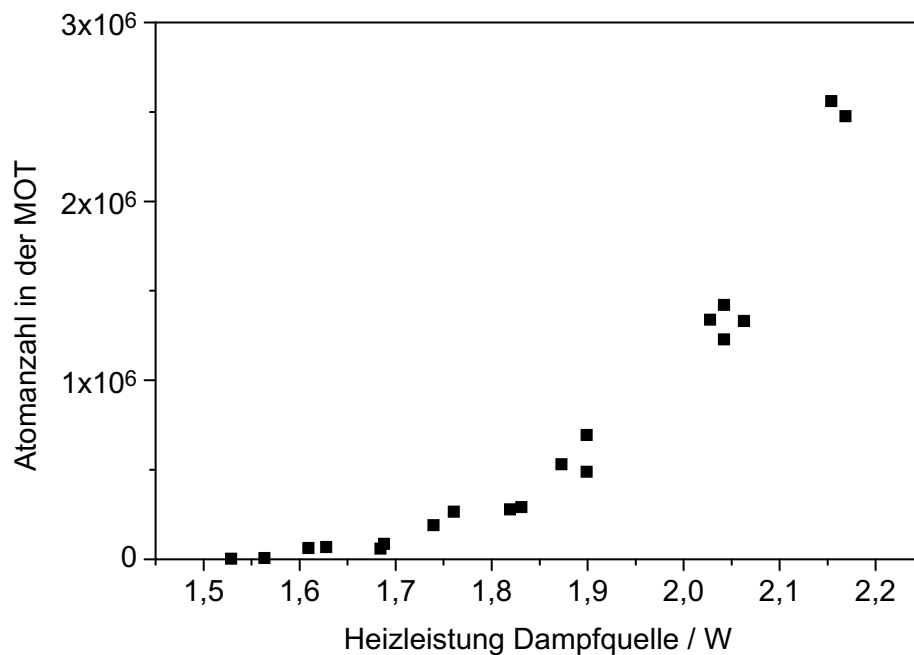


Fig. 5.5: Anzahl der gespeicherten Silberatome in Abhängigkeit der Temperatur in der Dampfquelle. Die absoluten Zahlenwerte sind mit einem Unsicherheitsfaktor von 2-3 behaftet, da die Berechnung der Streurate eine genaue Kenntnis der Laserparameter am Fallenzentrum (Verstimmung und Intensität) und der Nachweiseffizienz voraussetzt.

Einen größeren Fluß langsamer Atome läßt sich mit der Silberdampfquelle erzie-

len. Die Anzahl der gespeicherten Atome in Abhängigkeit der aufgenommenen Leistung des Heizdrahtes ist in Abb. 5.5 gezeigt. Er wurden bis zu $3 \cdot 10^6$ Atome in der MOT gespeichert. Dieser enorme Zuwachs im Vergleich zu den mit dem thermischen Atomstrahl erzielten Teilchenzahlen liegt an zwei Gründen. Erstens ist die Dampfquelle nur 30 mm vom Fallenzentrum entfernt. Zweitens entspricht die Abdampfung des aufgeschmolzenen Silbertropfens vom Heizdraht eher der Dampfphase eines Gases als dem Erzeugen eines Atomstrahls (kein Verlassen der Ofenregion durch eine kleine Öffnung). Aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung wird somit schon bei kleineren Temperaturen eine größeren Anzahl von langsamen Atomen erreicht. Die Abschätzung der Laderate mittels Gl. 3.25 und 3.26 für diese veränderten experimentellen Bedingungen ergibt schon bei Temperaturen von 800°C eine Laderate von $4 \cdot 10^6$ Atome. Die Temperaturen des Heizdrahtes lassen sich experimentell nicht bestimmen; die Größenordnung der Laderate stimmt aber mit den beobachteten Werten überein (siehe nächster Abschnitt).

5.2.3 Limitierende Verlustprozesse

Die mittlere Verweildauer eines Atoms in der magnetooptischen Falle ist durch verschiedene Verlustprozesse begrenzt. Zum einen führen Stöße mit dem Hintergrundgas zum sofortigen Entfernen des Atoms aus der Falle, da die Fallentiefe im Maximalfall nur einige wenige Kelvin beträgt. Die durch Stöße mit Restgasatomen bedingte Aufenthaltsdauer läßt sich aus der Temperatur, dem Gasdruck p_H und dem Stoßquerschnitt σ_H berechnen:

$$\tau_B = \sqrt{\frac{M k_B T}{3}} \cdot \frac{1}{p_H \sigma_H} \quad (5.1)$$

Die Stoßquerschnitte sind für die Alkalimetalle vermessen worden. Wenn man denselben für das Silber mit $5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ [97] konservativ abschätzt, ergibt sich für den in der Vakuumkammer vorliegenden Restgasdruck mit Werten kleiner $5 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ eine Verweildauer der Atome von mehr als 60 s. Dies entspricht Zerfallsraten von 0.017 s^{-1} und ist im Vergleich mit den weiter unten beschriebenen Verlustprozessen zu vernachlässigen.

Bei hohen Teilchendichten treten zusätzliche, dem Quadrat der Dichte proportionale Verlustmechanismen auf. Die Ratengleichung, die den zeitabhängigen Verlauf der Atomzahl in der MOT beschreibt, beinhaltet dann neben der Laderate

γ und der linearen Verlustrate $\tau^{-1} = \tau_B^{-1} + \tau_S^{-1}$ einen weiteren dichteabhängigen Term [15]:

$$\dot{N}(t) = \gamma - \frac{1}{\tau}N(t) - \beta \int n(r, t)^2 dV \quad (5.2)$$

β wird als sogenannter quadratischer Verlustkoeffizient bezeichnet. Er beschreibt im wesentlichen zwei Prozesse, feinstrukturändernde Stöße der Atome untereinander und Photonenmehrfachstreuung innerhalb der Atomwolke. Im ersten Fall kommt es aufgrund resonanter Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu einer Annäherung eines Atoms im Grundzustand mit einem Atom im angeregten Zustand. Dabei wechselt das angeregte Atom seinen Feinstrukturzustand, die überschüssige Energie erlaubt es dem Atom, aus der Falle zu entkommen. Im zweiten Mechanismus emittiert das angeregte Atom während des Stoßes ein rotverschobenes Photon, so daß ebenfalls Energie in Form von kinetischer Energie zum Verlassen der Falle bereitgestellt wird. Experimentell beobachten lassen sich die dichteabhängigen Verlustmechanismen, indem man nach Abschalten des atomaren Flusses die Zerfallskurve der MOT aufnimmt und einen nichtexponentiellen Zeitverlauf nachweist. Bei den gegenwärtigen experimentellen Gegebenheiten ließ sich ein nichtexponentieller Abfall in den Zerfallskurven nicht beobachten. Dies liegt an zwei Gründen. Zum einen kommen die Dichten bei Atomzahlen von bis zu 10^6 gerade erst in den Bereich, wo quadratische Verlustmechanismen anfangen, eine Rolle zu spielen. Zum anderen läßt sich die Silberdampfquelle nur im Zeitraum von ungefähr einer halben Sekunde vollständig abschalten, innerhalb dieser Zeitdauer ist der Verlust an Atomen aber schon so groß, daß dichteabhängige Verluste nicht mehr beitragen.

Der dominierende Beitrag zur Verkürzung der Aufenthaltsdauer der Atome in der MOT ist im derzeitigen experimentellen Aufbau aber ein Stoß eines gespeicherten Atoms mit einem schnellen Silberatom des Atomstrahls, insbesondere dann, wenn das Laden der Falle mit der Silberdampfquelle erfolgt. Das Gleichgewicht zwischen Laden und Verlusten läßt sich anhand der Ladekurven verfolgen, die den zeitlichen Verlauf des Auffüllens der MOT wiedergeben. Zwei solcher Ladekurven für verschiedene Ofentemperaturen sind exemplarisch in Abb. 5.6 dargestellt. Durch eine Kurvenanpassung an die Meßwerte mittels der in Abb. 5.6 gezeigten Funktion läßt sich die Laderate γ und die Aufenthaltsdauer $\tau = 1/\Gamma$ ermitteln. Die so extrahierten Werte sind in Abb. 5.7 in Abhängigkeit der Ofentemperatur der Dampfquelle gezeigt.

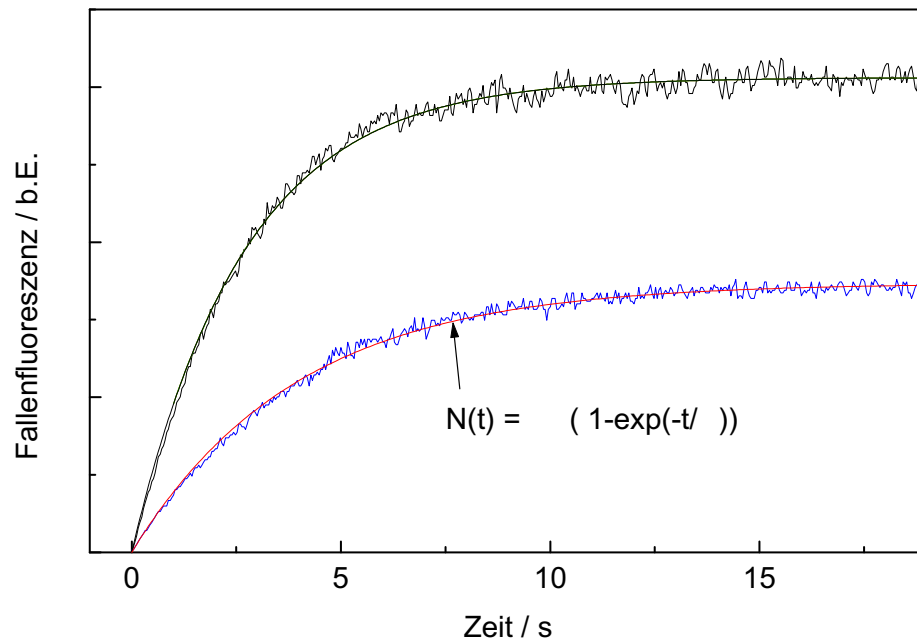


Fig. 5.6: Zwei Ladekurven der MOT für verschiedene Temperaturen der Silberdampfquelle. Eine Kurvenanpassung an die Meßwerte ergibt die Laderate γ sowie die Zerfallsrate $\Gamma = 1/\tau$.

Man erkennt, daß mit höheren Heizströmen und somit höheren Temperaturen der Silberdampfquelle die Laderate und damit auch die gespeicherte Atomzahl drastisch ansteigt. Gleichzeitig wird die mittlere Aufenthaltsdauer eines Silberatoms in der Falle aber auf Werte von 1-2 Sekunden gesenkt. Dies ist den Stößen mit schnellen Strahl-Atomen zuzuschreiben. Würde man die Dampfquelle mit noch höheren Temperaturen betreiben, müßte sich ein Gleichgewicht zwischen anwachsender Lade- und Zerfallsrate einstellen und eine Sättigung in der gespeicherten Atomzahl sichtbar sein. In diesem Fall ließe sich auch der Wirkungsquerschnitt für Stöße mit Silberatomen bestimmen [98]. Durch die Bauweise der Dampfquelle (siehe Abschnitt. 4.3) ist jedoch das Reservoir an abzdampfendem Silber beschränkt, so daß keine Versuche unternommen wurden, noch höhere Temperaturen zu erzielen.

Zukünftig könnte mit einer weiteren Erhöhung der Anzahl von gespeicherten

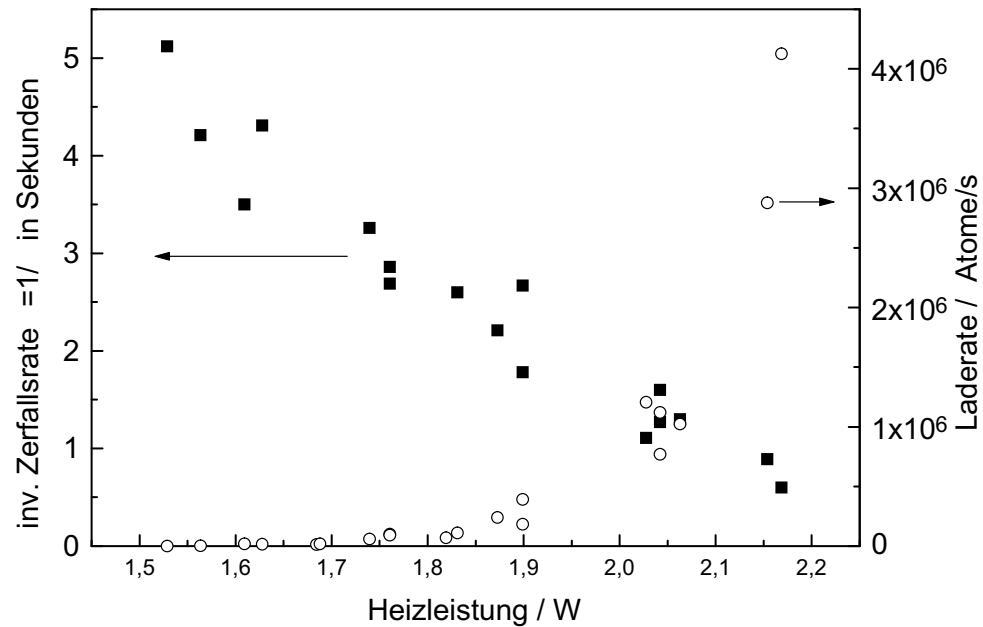


Fig. 5.7: Dargestellt sind die inversen Zerfallsraten aufgrund von Stößen mit Strahlátomen sowie die effektiven Laderaten in Abhängigkeit der Ofentemperatur der Dampfquelle.

Silberátomen zu rechnen sein, wenn nach einem Vorschlag von [98] ein kleiner Schattenwerfer in die Vakuumkammer eingebracht würde. Dieser schützt die gespeicherten Atome vor Stößen, ist in seinen Ausmaßen aber so konstruiert, daß weiterhin eine große Anzahl von Atomen im Randbereich des Überlappvolumens der Laserstrahlen lasergekühlt und ins Fallenzentrum gedrückt werden. Insbesondere ließen sich bei einer Steigerung der zur Verfügung stehenden UV-Leistung Kühllaserstrahlen mit größeren Strahlprofilen realisieren, so daß mit der oben skizzierten Methode der Verlustprozeß aufgrund von schnellen Strahlátomen eliminiert werden könnte.

5.2.4 Messung der Leckrate aus dem oberen Kühlniveau

Eine Besonderheit des Silberatoms in bezug auf die Speicherzeit der magneto-optischen Falle, d.h. der mittleren Zeit, die ein Atom im Fallenpotential verbringt, ist die Tatsache, daß es sich beim Kühlübergang $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ um keinen geschlossenen Zweiniveauübergang handelt. Der $^2P_{3/2}$ -Zustand liegt energetisch höher als das langlebige $4d^9 5s^2 ^2D_{5/2}$ -Niveau und kann damit in dieses zerfallen. Da die geschätzte Lebensdauer des metastabilen Niveaus 0.2s beträgt, erfährt ein Atom, welches in diesen Zustand zerfallen ist, für einen solch langen Zeitraum keine weiteren Kühlkräfte auf der $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ -Linie und ist somit für die Laserkühlung verloren.

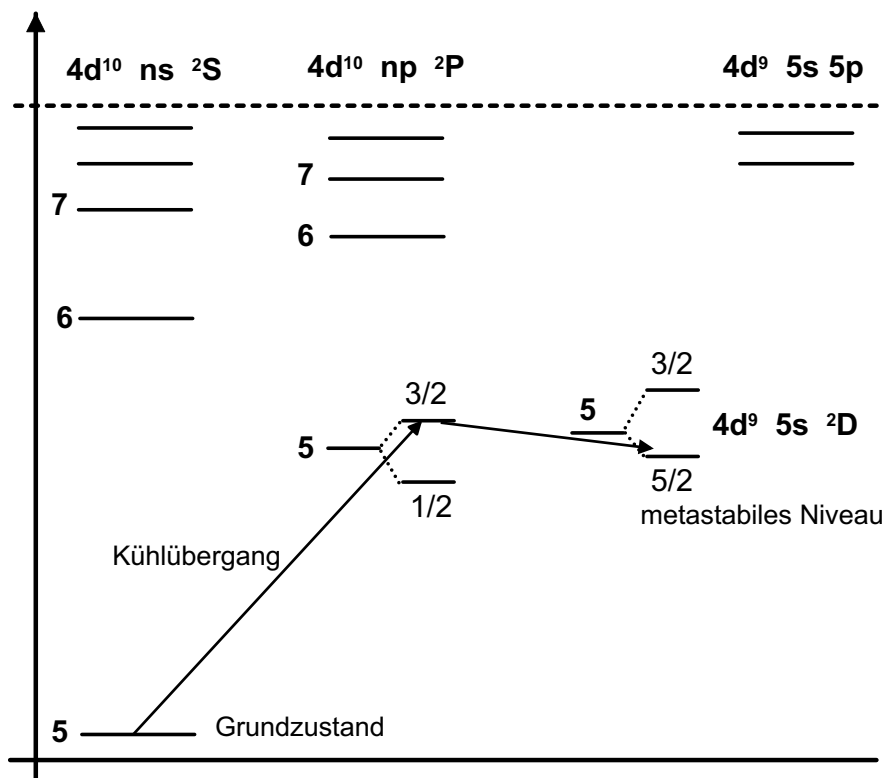


Fig. 5.8: Termschema des Silbers, in das der Verlustkanal aus dem oberen Kühlniveau eingezeichnet ist.

Bei der Abbremsung der Silberatome in der Fallenregion spielt dieser Prozess aber keine entscheidende Rolle. Das Verzweungsverhältnis des oberen Kühlniveaus

in das ${}^2S_{1/2}$ - bzw. das ${}^2D_{5/2}$ -Niveau ist allein aufgrund der Frequenzabhängigkeit des elektrischen Dipolübergangs¹ im Bereich von 10^{-7} . Typischerweise benötigt man aber nur $10^4 - 10^5$ Absorptions-/Emissionszyklen, um ein Silberatom auf die Geschwindigkeit Null abzubremsen. Ein in der Falle gespeichertes Atom verläßt diese allerdings, wenn es in das metastabile Niveau zerfallen ist. Die Leckrate aus dem oberen Kühlniveau stellt somit neben Stößen mit Restgas- und Atomstrahlteilchen einen weiteren Verlustmechanismus für die MOT dar und limitiert die Anzahl der speicherbaren Atome. Die Leckrate läßt sich über eine Intensitätsabhängigkeit der Fallenspeicherzeiten messen, da diese proportional zur Besetzung des angeregten Kühlniveaus ist [99].

Deshalb wurden bei gleichbleibenden Laserverstimmungen und Ofentemperaturen Zerfallskurven der MOT bei verschiedenen Laserintensitäten aufgenommen. Drei dieser Graphen sind exemplarisch in Abb. 5.9 dargestellt. Damit keine dichteabhängigen Verlustmechanismen die Ergebnisse verfälschen, wurde der Atomofen bei niedrigen Temperaturen betrieben, so daß nur eine geringe gespeicherte Atomzahl $< 10^5$ vorhanden war.

Die Speicherzeit läßt sich ermitteln, indem an die experimentell ermittelten Daten eine exponentielle Zerfallskurve angepaßt wird. Die Werte sind in Abb. 5.10 für verschiedene Laserintensitäten aufgetragen. Die Fallenlebensdauern lagen zwischen fünf und zwanzig Sekunden, mit größeren Werten bei kleinerer Laserleistung und somit kleinerer Besetzung im oberen Kühlniveau. Unter der Annahme, daß der oben beschriebene Zerfallsprozeß bei geblocktem Atomstrahl den dominierenden Beitrag zu Verlusten aus der MOT darstellt, läßt sich die Speicherzeit τ schreiben als:

$$\tau = (f \cdot \gamma_{P \rightarrow D})^{-1} \quad (5.3)$$

$\gamma_{P \rightarrow D}$ ist die Leckrate in das metastabile Niveau, f die Anregungswahrscheinlichkeit in das obere Kühlniveau ${}^2P_{3/2}$, welche sich aus den Laserparametern I und δ berechnen läßt:

$$f = \frac{1}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(2 \frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (5.4)$$

¹Verzweigungsverhältnis $(P \rightarrow D)/(P \rightarrow S) = (0.328 \mu\text{m}/43.4 \mu\text{m})^3 \approx 4 \cdot 10^{-7}$

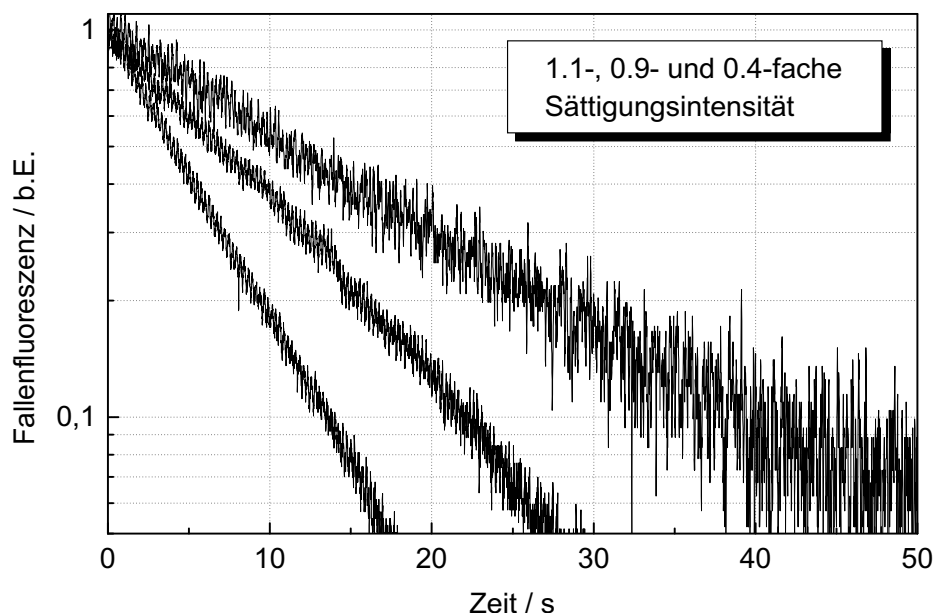


Fig. 5.9: Zeitliche Veränderung des auf die maximale Atomanzahl normierten Fluoreszenzsignals nach Abschalten des atomaren Flusses. Gezeigt sind Zerfallskurven der Falle für drei verschiedene Laserintensitäten des Kühllasers (größere Speicherzeiten mit kleinerer Laserintensität). Die Verstimmung betrug ca. eine Linienbreite.

In Abb. 5.10 ist nach Gl. 5.3 die Abhängigkeit der Speicherzeit von der Laserintensität als durchgezogene Linie dargestellt. Einziger Fitparameter war die Leckrate $\gamma_{P \rightarrow D}$, es ergab sich ein Wert von:

$$\gamma_{P \rightarrow D} = 1.6 \pm 0.6 \frac{1}{s} \quad (5.5)$$

Der Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit in der Bestimmung der Laserintensität am Ort der Atomwolke sowie der Linienverstimmung. Neben den Stößen der gefangenen Atome mit Silberatomen aus dem Atomstrahl stellt der oben beschriebene Zerfallsmechanismus in das metastabile Niveau somit den dominierenden Beitrag zu den Verlustprozessen in der MOT dar. Er verkürzt die vakuumbedingten Fallenspeicherzeiten von ungefähr einer Minute auf einige wenige Sekunden. Die Teilchenzahl ließe sich also leicht um ein bis zwei Größenordnungen erhöhen,

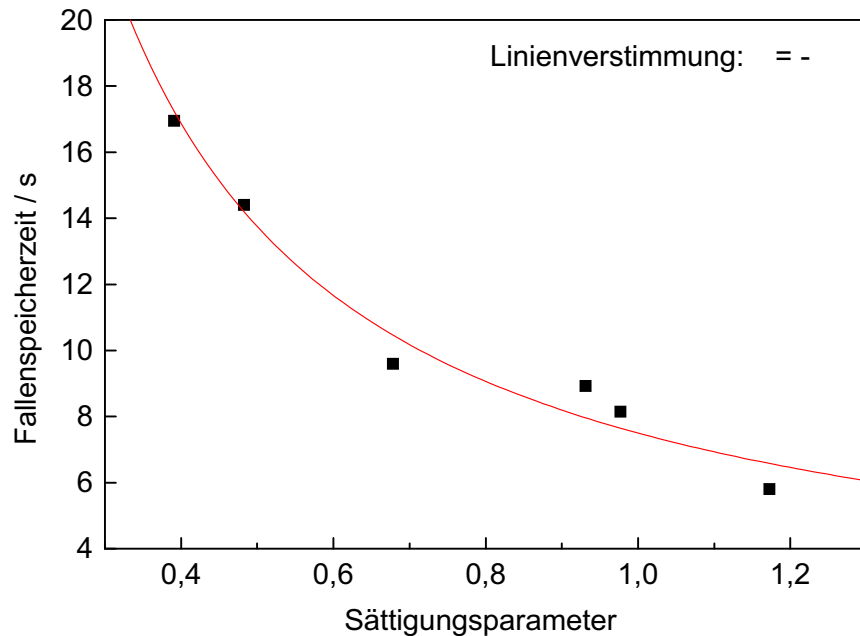


Fig. 5.10: Speicherzeiten als Funktion der Laserintensität der Fallenstrahlen. Die Laserintensität ist durch den Sättigungsparameter $p = I/I_{\text{sat}}$ gegeben. Die durchgezogene Kurve entspricht einem Fit nach Gl. 5.3.

wenn es gelänge, die Anregungsrate ins obere Kühlniveau zu reduzieren, ohne die Einfangeffizienz zu verkleinern.

Ein mögliches Konzept stellt die sogenannte 'dark SPOT' (dark spontaneous force optical trap) dar [103]. In dieser modifizierten magnetooptischen Falle wird die Tatsache ausgenutzt, daß im Gegensatz zum Einfangprozeß, bei dem hohe Sättigungsparameter für ein effizientes Abbremsen der Atome nötig sind, zur Speicherung von bereits gefangenen und somit gekühlten Atomen viel geringere Lichtintensitäten ausreichen. Experimentell wird dies in der 'dark SPOT' realisiert, indem die Rückpumpplaserstrahlen durch das Einbringen einer kleinen Scheibe in den Strahlengang ein dunkles Zentrum in ihrem Strahlprofil erhalten, welches genau auf das Fallenzentrum justiert wird. Damit werden die Atome in der MOT aus dem optisch geschlossenen Kühlübergang in ein anderes Hyperfeinstruktur-niveau des Grundzustandes gepumpt. Die meiste Zeit verbringen die Atome nun

in diesem 'dunklen' Zustand, wobei die Kühlkräfte während der restlichen Zeit, in der sich die Atome im optisch aktiven, 'hellen' Grundzustandsniveau aufhalten, ausreichen, um das Atom in der Falle zu halten. Da das Rückpumpplaserlicht nur in dem kleinen Bereich des Fallenzentrums ausgeblendet ist, wird der Einfangprozeß nicht beeinträchtigt. Die ursprüngliche Idee des 'dark SPOT'-Konzeptes war es, die dichteabhängigen Verlustmechanismen wie feinstrukturverändernde Stöße und Photonenreabsorption aufgrund der starken optischen Anregung zu unterdrücken, um somit eine höhere Teilchendichte und -zahl zu erzielen. In einer Silber-MOT würde eine auf das Fallenzentrum begrenzte, geringere Intensität des Rückpumpplaserlichtes nicht nur die Auswirkungen der oben beschriebenen Verlustmechanismen bei hohen Teilchendichten verkleinern, sondern ganz wesentlich zu einer höheren Atomzahl beitragen, da der Zerfallsprozeß in das metastabile Niveau durch die geringere optische Anregung stark unterdrückt wäre. Der geringe Hyperfeinstrukturabstand im oberen Kühlniveau begünstigt in diesem Fall dieses Schema, da kein weiterer Laser zum aktiven Umpumpen in das dunkle Hyperfeinniveau vonnöten ist.

5.3 Messung der Temperatur der gespeicherten Atome

Wie bereits erwähnt, besteht das vorgeschlagene Meßverfahren zum Nachweis des Uhrenübergangs im Silber darin, die Kühl- und Fallenlaserstrahlen kurzzeitig auszuschaalten, die frei expandierenden Silberatome ins metastabile Niveau anzuregen und diesen Übergang durch eine Abnahme der Fallenfluoreszenz nach Einschalten der Kühllaser nachzuweisen. Die Wechselwirkungsdauer mit dem Zweiphotonenlichtfeld wird dabei durch die Temperatur des lasergekühlten Ensembles von Silberatomen limitiert. Neben einer hohen Teilchenzahl ist deshalb eine möglichst geringe Temperatur der Silberatome in der MOT wünschenswert.

Die insbesondere bei kleinen Geschwindigkeiten genaueste Methode, die Temperatur der Atome zu messen, ist ein Flugzeitverfahren [62], bei dem die Atome in der MOT nach Abschalten der Laser durch ein typischerweise einige Zentimeter tieferliegendes Lichtfeld fallen. Die Breite des aus der Fluoreszenz gewonnenen Flugzeitenspektrums erlaubt die Bestimmung der Temperatur der Atome in der Falle. Dieses Verfahren ließ sich im hier vorgestellten Experiment nicht

durchführen, da aus geometrischen Gründen kein Lichtfeld unterhalb des MOT-Zentrums eingestrahlt werden konnte und kein weiterer Probenlaser zur Anregung der Atome zur Verfügung stand. Deshalb wurde eine andere Methode verwendet, die im folgenden Abschnitt vorgestellt werden soll.

5.3.1 Oszillationsmethode

Ein experimentell einfacheres Verfahren, die Temperatur der kalten Atome in der MOT zu ermitteln, besteht in der Anregung des gespeicherten Ensembles zu mechanischen Schwingungen und der damit möglichen Bestimmung des Reibungskoeffizienten und der Fallenfederkonstante. Wie in Kap. 3 beschrieben, kann die Bewegung der gefangenen Atome in der Falle durch die Bewegungsgleichung eines gedämpften harmonischen Oszillators $m\ddot{x} = -\alpha\dot{x} - \kappa x$ beschrieben werden. Hierbei stellt α den Reibungskoeffizienten und κ die Fallenfederkonstante dar. Im thermischen Gleichgewicht folgt aus dem Gleichverteilungssatz:

$$k_b T = \kappa \langle x_{rms}^2 \rangle = m \langle v^2 \rangle \quad (5.6)$$

Die Temperatur läßt sich also aus der Federkonstante und der räumlichen Ausdehnung der Falle ermitteln. Die räumliche Oszillation der MOT zur Bestimmung der mechanischen Fallenparameter kann auf zwei unterschiedliche Arten erreicht werden. Zum einen kann man den Strahlungsdruck eines zusätzlich eingestrahlten Lasers nutzen, um auf die Atome eine periodisch einwirkende äußere Kraft auszuüben [65]. Eine weitere Methode besteht darin, dem magnetischen Quadrupolfeld ein oszillierendes homogenes Magnetfeld zu überlagern, um somit den Magnetfeldnullpunkt und damit das Fallenzentrum periodisch zu verschieben [100].

Die Bewegung des Fallenzentrums unter dem Einfluß einer solchen äußeren Kraft $F(t) = \kappa \cdot \xi_0 \cdot \cos(\omega t)$ mit der maximalen Auslenkung ξ_0 ist die Bewegung eines gedämpften harmonischen Oszillators:

$$x(t) = a(\omega) \cdot \cos(\omega \cdot t - \phi(\omega)) \quad (5.7)$$

Für die Amplitude und die Phasenlage gelten:

$$a(\omega) = \frac{\kappa \cdot \xi_0}{\sqrt{(\kappa - m\omega^2)^2 - \alpha^2\omega^2}} \quad (5.8)$$

$$\tan(\phi(\omega)) = \frac{\alpha \cdot \omega}{\kappa - m\omega^2} \quad (5.9)$$

Die Messung der Amplitude bzw. der Phase als Funktion der Anregungsfrequenz ω erlaubt die Bestimmung der Parameter α und κ .

Der zu dieser Meßmethode benötigte experimentelle Aufbau ist schematisch in Abb. 5.11 dargestellt.

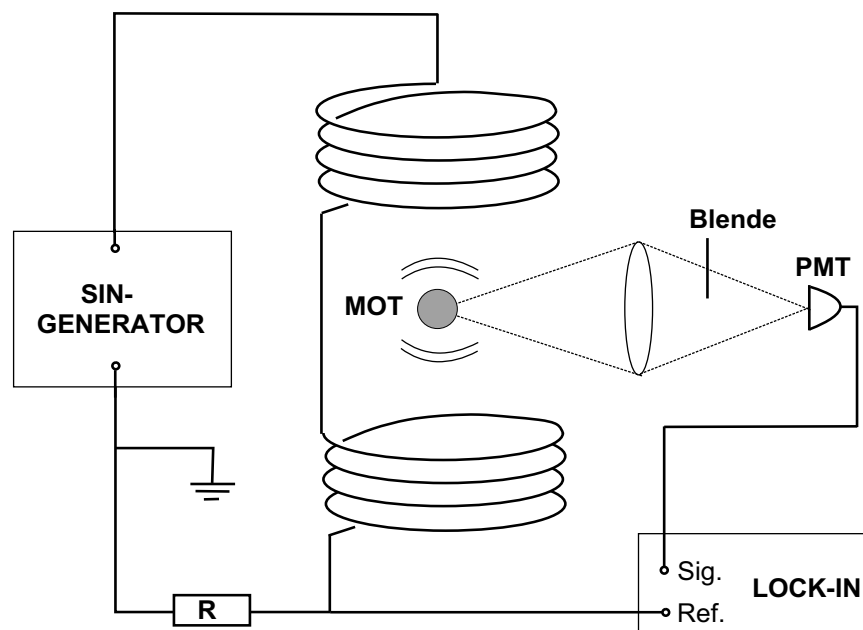


Fig. 5.11: Schema zur Temperaturbestimmung durch die Oszillationsmethode. Die Ortsablenkung der Fallenatome bei Anregung durch eine harmonische äußere Kraft kann mit der CCD Kamera beobachtet werden, die Phasenverschiebung wird mittels Photomultiplier und Lock-In-Detektion nachgewiesen.

Der Nullpunkt des Quadrupolmagnetfeldes kann durch Überlagerung von zwei homogenen Magnetfeldern sowohl in axialer (z-Achse) wie auch in transversaler Richtung (x/y-Achse) verschoben werden. Die Amplitude des äußeren Feldes wurde dabei möglichst klein gewählt, um eventuell auftretende Subdopplermechanismen nicht zu zerstören. Die durch das Magnetfeld hervorgerufenen Zeeman-Verschiebungen sollten dabei nicht größer sein als die lichtinduzierten

Grundzustandsverschiebungen, die bei der Subdopplerkühlung eine wichtige Rolle spielen [101].

Die Frequenzabhängigkeit der Amplitude $a(\omega)$ der mechanischen Schwingung der Atomwolke kann mit Hilfe der CCD-Kamera beobachtet werden. An die aus den CCD-Bildern extrahierten Amplituden $a(\omega)$ relativ zur maximalen Auslenkung ξ_0 ließen sich Kurven anpassen, die die Bestimmung von α und κ erlaubten, allerdings war die Güte der Anpassung nicht besonders hoch.

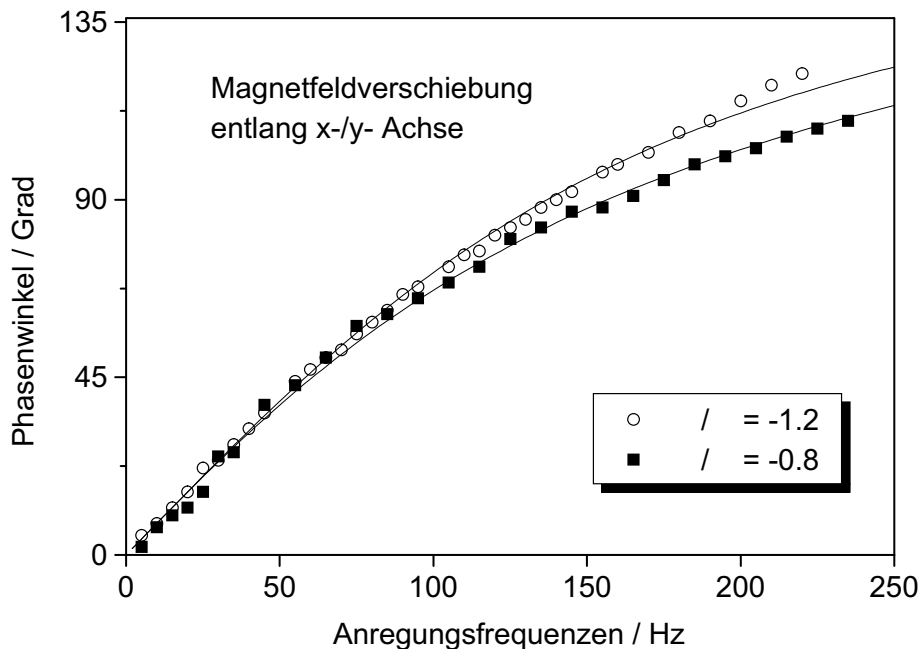


Fig. 5.12: Phasenlage der MOT-Schwingung relativ zur Anregungsschwingung als Funktion der Anregungsfrequenz $f = \omega/2\pi$. Die durchgezogene Linie gibt eine nach Gleichung 5.9 berechnete Kurvenanpassung wieder.

Quantitativ genauere Werte ergeben sich aus der frequenzabhängigen Beobachtung der Phasenlage der Bewegung der MOT relativ zur Anregungsschwingung. Über eine Blende in der Nachweisoptik wird nur etwa die Hälfte des MOT-Bildes auf den Photomultiplier projiziert, so daß sich eine Auslenkung der gespeicherten

Atomwolke aus der Ruhelage direkt in eine Intensitätsänderung im Photomultiplier-Signal übersetzt. Die Phase wird dann mit einem Lock-In-Verstärker gemessen, dem ein über einen Widerstand abgegriffenes Spannungssignal als Referenz dient. Abb. 5.12 zeigt die gemessenen Daten bei Feldnullpunktverschiebung in horizontaler, d.h. nichtaxialer Richtung für zwei verschiedene Werte der Laser-Verstimmung.

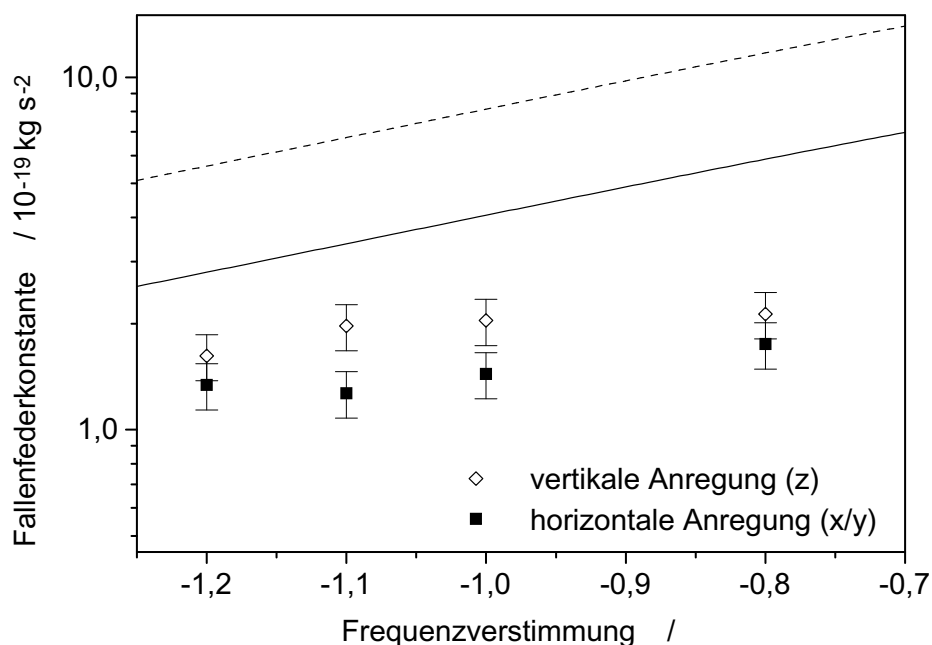


Fig. 5.13: Dargestellt sind die durch die Magnetfeldschwingungen ermittelten Fallenfederkonstanten als Funktion der Kühllaser-Verstimmung. Die beiden Linien geben die mittels der Dopplertheorie vorhergesagten Werte wieder (gestrichelte Linie: vertikal; durchgezogene Linie: horizontal).

Aus der Steigung der gemessenen Kurve bei kleinen Frequenzen läßt sich nach Gleichung 5.9 die Ortsdämpfungszeit α/κ extrahieren. Sie betrug beispielsweise im Falle der horizontalen Feldanregung und einer Verstimmung von einer Linienbreite $2.2(1) \text{ ms}$. Die Meßwerte zeigten eine nur geringe Abhängigkeit von der Laser-Verstimmung, was im Bild der einfachen Dopplertheorie für die Ortsdämpf-

fungszeit vorhergesagt wird. Mit den so ermittelten Werten für das Verhältnis aus α und κ wurde eine Kurvenanpassung an die Meßpunkte durchgeführt. Grundlage hierfür war wiederum Gleichung 5.9. Die gewonnenen Fitparameter κ sind in Abb. 5.13 dargestellt.

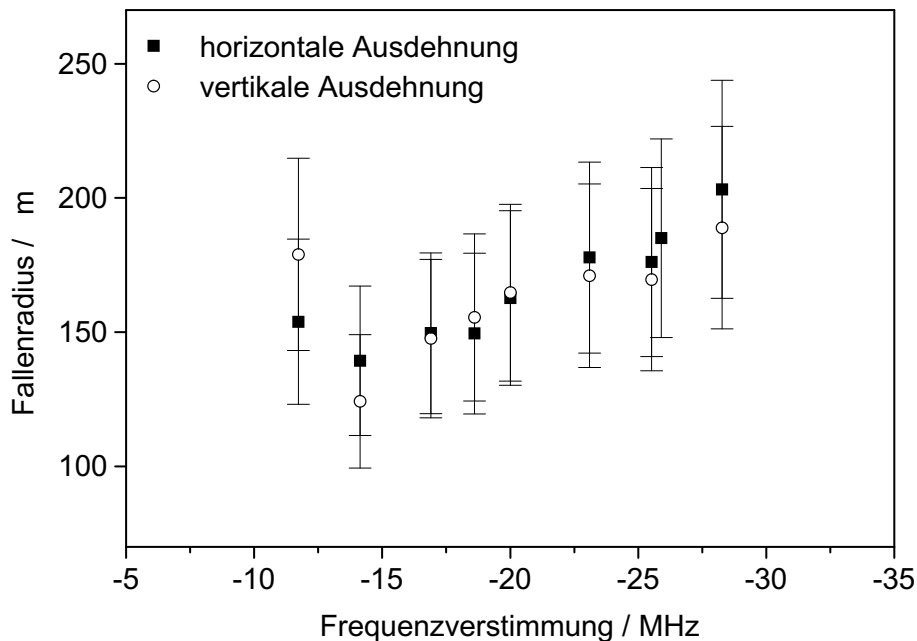


Fig. 5.14: *Radien der räumlichen Fluoreszenzverteilung in Abhängigkeit der Verstimmung des Kühllasers von der Resonanz.*

Der Fehler von κ repräsentiert die Unsicherheit in der Bestimmung des Phasenwinkels sowie einer möglichen Korrektur aufgrund einer möglichen Dämpfung des eingekoppelten Magnetwechselfeldes durch Selbstinduktion in der Edelstahlvakuumkammer. Die gemessenen Fallenfederkonstanten nehmen bei vertikaler bzw. horizontaler Anregung unterschiedliche Werte an, da sich die Steilheit des Fallenpotentials aus den unterschiedlichen Magnetfeldgradienten des Quadrupolfeldes in axialer und transversaler Richtung ergibt. Die Fallenfederkonstante läßt sich mit Hilfe der Dopplerttheorie berechnen (siehe Gl. 3.23 aus Kap. 3). Die erwarteten Werte sind für horizontale und vertikale Magnetfeldanregungen als

durchgezogene Linien in Abb. 5.13 gezeigt. Sie können jedoch nur als Richtwerte angesehen werden, da sowohl die nicht genau bekannte Lichtintensität im Fallenzentrum wie auch der Magnetfeldgradient des Quadrupolfeldes in die Rechnungen mit eingehen. Sie liegen aber deutlich höher als die gemessenen Werte, was auf Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits schließen läßt.

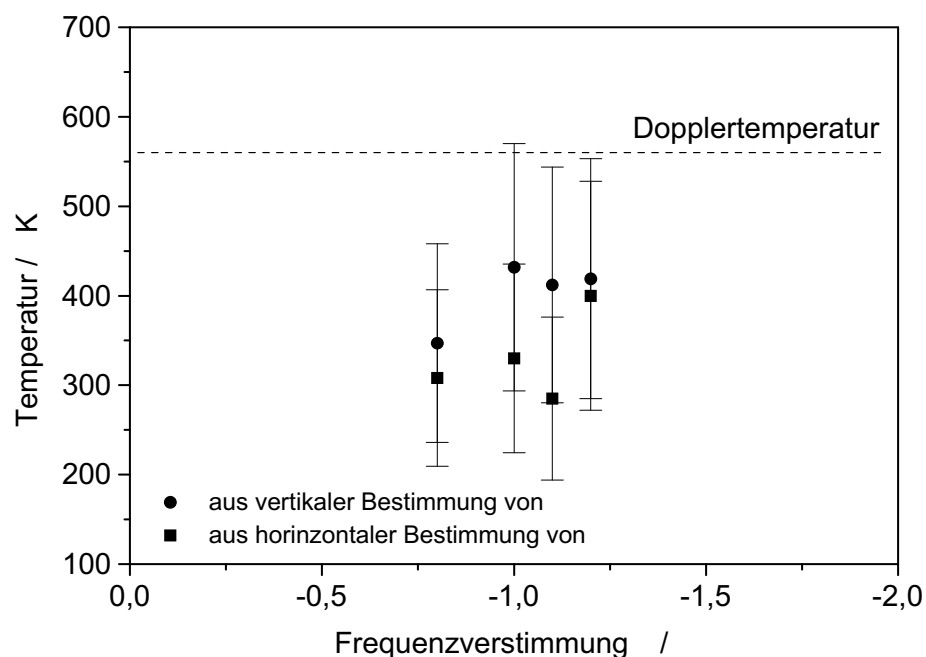


Fig. 5.15: Temperatur der Silberatome in der MOT in Abhängigkeit von der Frequenzverstimmung

Um die Temperaturen in der MOT zu ermitteln, benötigt man zusätzlich zu den Federkonstanten die rms-Radien der Fallenausdehnung. Sie lassen sich mit Hilfe der CCD-Kamera messen. Bei kleinen Teilchenzahlen in der MOT entspricht die Verteilung der gestreuten Photonen der Dichteverteilung der Atome. Die Kamerabilder wurden deshalb in eindimensionale Intensitätsprofile projiziert, an die Gaussfunktionen angepaßt wurden. Die so gewonnenen Standardabweichungen ergeben die Fallenradien in horizontaler und vertikaler Blickrichtung und sind in Abb. 5.14 dargestellt. Theoretisch würde man aufgrund der zweifach höheren

Federkonstante entlang der Symmetrieachse des Magnetfeldes um einen Faktor $\sqrt{2}$ größere Fallenradien in horizontaler Ausdehnung erwarten, was sich aus der Messung nicht ergibt. Vorteilhaft wäre hier eine Messung bei höheren Laserleistungen und somit möglichen größeren Verstimmungen, da in diesem Fall der Wolkenradius ansteigt. Der Fehler in der Bestimmung des Fallenradius wurde zu 20% abgeschätzt. Er ergibt sich im wesentlichen aus der Justageabhängigkeit der Wolkenform aufgrund von nichtidealen Laserstrahlprofilen sowie Intensitätsunterschieden in den hin- und rücklaufenden Strahlen.

Abb. 5.15 zeigt die aus den Fallenradien und den Federkonstanten extrahierten Temperaturwerte. Die aus der vertikalen und der horizontalen Bestimmung der Fallenfederkonstanten ermittelten Werte stimmen innerhalb ihrer Fehlerbalken überein, die kleinen Abweichungen lassen sich aus der Bestimmung der Fallenradien erklären. Den Temperaturen von 300-400 μK entsprechen Geschwindigkeiten der Atome von 15-17 cm/s und mittleren Impulsen von 14-16 $\hbar k$. Die Temperaturwerte liegen somit unterhalb des sich aus der eindimensionalen Dopplertheorie ergebenden Grenzwertes, der sogenannten Dopplertemperatur von 560 μK . Subdopplerkühlkräfte lassen sich also in einer magnetooptischen Falle für Silberatome beobachten. Mit Hilfe genauerer Untersuchungen bezüglich der Magnetfeldkompensation und der Intensitätsabhängigkeit ließe sich die Temperatur weiter minimieren, allerdings wäre hierfür ein Umbau der Vakuumkammer notwendig, um auf ein Flugzeitverfahren zur Temperaturbestimmung zurückgreifen zu können.

Kapitel 6

Ausblick

Die in Kapitel 5 vorgestellten Ergebnisse zeigen, daß eine magnetooptische Falle für Silberatome experimentell realisiert werden kann und somit die wesentlichen Voraussetzungen für die Suche nach dem Zweiphotonenübergang geschaffen wurden.

Das zu diesem Zweck notwendige Meßschema wurde schon in Kap. 2 dargestellt. Eine Abnahme im Fluoreszenzsignal auf der Kühllinie soll dazu benutzt werden, die Anregung von Silberatomen in das metastabile $^2D_{5/2}$ -Niveau nachzuweisen. Zum einen garantiert die Zahl der gespeicherten Atome von ungefähr 10^6 hierfür ein ausreichend großes Fluoreszenzsignal mit gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Zum zweiten ist auch die Temperatur der Atomwolke klein genug, um ein solches Nachweisschema anwenden zu können. Zur Anregung in das langlebige Niveau müssen die Kühl- und Fallenlaser für eine Zeitdauer von ca. 1 ms abgeschaltet werden, um in dieser Zeit eine störungsfreie Wechselwirkung mit dem Zweiphotonenlichtfeld ermöglichen zu können. Bei einer gemessenen Geschwindigkeit der gespeicherten Atome von einigen zehn Zentimetern pro Sekunde verlassen die Silberatome innerhalb dieses Zeitraumes aber nicht das von den Fallenlasern umschlossene Volumen. Deshalb lassen sich nach dem Wiedereinschalten der Fallenlasers sämtliche Atome wieder einfangen und stehen somit für den nächsten Spektroskopiezyklus bereit.

Um die Suche nach dem Zweiphotonenübergang beginnen zu können, sind jedoch noch weitere experimentelle Vorbereitungen vonnöten. Diese sollen im folgenden kurz diskutiert werden.

Das Uhrenlasersystem in seiner jetzigen Ausführung besitzt eine Frequenzsta-

bilität im Kurzzeitbereich, die zur Suche des durch die begrenzte Wechselwirkungszeit absichtlich verbreiterten Zweiphotonenübergangs ausreichen sollte [95]. Ein Problem stellt noch die temperaturbedingte Frequenzdrift des Referenzresonators dar, welcher aus einem Abstandshalter aus Invar gefertigt ist und somit Driftraten aufweist, die kHz/s betragen können. Da die absolute Frequenzlage des Uhrenübergangs bisher unbekannt ist und auch indirekte Messungen diese nur auf einen Bereich von etwa ± 200 MHz festlegen [29], ist ein systematisches und langsames Absuchen dieses großen Frequenzbereiches nach der ungefähr 1 kHz breiten Resonanz erforderlich. Aus diesen Gründen ist der Aufbau einer Temperaturstabilisierung für den Vakuumbehälter, in dem sich der Invar-Referenzresonator befindet, notwendig. Gegebenenfalls würde eine absolute Frequenzreferenz in der Nähe des Uhrenübergangs die Suche erleichtern. Diese ließe sich über einen weiteren Diodenlaser, der mittels Sättigungsspektroskopie auf eine Iodlinie stabilisiert wäre [104], realisieren. Als Absorptionslinie bietet sich die R(69) 4-5 Linie des Iods an, die ungefähr 5 GHz von der erwarteten Mittensfrequenz des Uhrenübergangs entfernt liegt [105].

Wie in Kap. 2 erläutert wurde, muss das Uhrenlaserlicht in einen Überhöhungsresonator eingekoppelt werden, um genügend Leistung zur Anregung des Zweiphotonenübergangs bereitzustellen. Die Stabilisierung dieses Resonators auf die vorgegebene Laserfrequenz und der Einbau in die MOT-Vakuummkammer sind noch zu bewerkstelligen. Die Stabilisierung des Überhöhungsresonators muss die Anforderungen des vorgeschlagenen Anregungs- und Detektionsschema berücksichtigen. Idealerweise wird der Uhrenlaser nur für eine kurze Spektroskopiephase von ungefähr einer Millisekunde angeschaltet. Bei Repetitionsraten von ca. 100 Hz ist das Regelungssignal somit für die meiste Zeit periodisch unterbrochen. Inwieweit die passive Stabilität des Überhöhungsresonators für ein solches Stabilisierungsverfahren ausreicht, muss noch untersucht werden.

Als letztes sei noch die Überlagerung des Zweiphotonenlichtfeldes mit der gespeicherten Atomwolke angesprochen. Um die Silberatome in das metastabile Niveau anregen zu können, müssen sich die gefangenen Atome genau im Fokus des Überhöhungsresonators befinden. Dies läßt sich sicherstellen, indem man dem Uhrenlaserstrahl einen weiteren UV-Laserstrahl überlagert, der resonant auf dem Kühlübergang bei 328 nm ist. Da die Spiegelsubstrate des Überhöhungsresonators transparent für das UV-Licht sind, kann der UV-Strahl ebenfalls in die Fallenregion eingestrahlt werden. Trifft er die gespeicherten Atome, dann werden sie auf-

grund des Strahlungsdrucks aus der Falle gestoßen und zeigen somit die richtige Position der Atomwolke innerhalb des Überhöhungsresonators an. Ist dies nicht der Fall, so wird die Atomwolke mittels zusätzlichen Korrektur-Magnetfeldern räumlich verschoben. Um während der Einstrahlung des Uhrenlasers eine magnetfeldfreie Wechselwirkung erzielen zu können, müssen sich diese Korrekturfelder sehr schnell abschalten lassen.

Literaturverzeichnis

- [1] T.W. Hänsch und A.L. Schawlow, *Opt.Comm.* **13**, 68 (1975)
- [2] D.J. Wineland und H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975)
- [3] W.D. Phillips und H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982)
- [4] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985)
- [5] E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [6] H. Metcalf und P. van der Straten, *Phys. Rep.* **244**, 203 (1994)
- [7] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson und C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990)
- [8] A.S. Bell, J. Stuhler, S. Locher, S. Hensler, J. Mlynek und T. Pfau, *Europhys. Lett.* **45**, 156 (1999)
- [9] K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto, M. Fujimoto, K. Toyoda, K. Ishikawa und T. Yabuzaki, *Phys. Rev. A* **59**, R934 (1999)
- [10] C.E. Wieman, D.E. Pritchard und D.J. Wineland, *Rev. Mod. Phys.* **71**, S253, (1999)
- [11] T.W. Hänsch und H. Walther, *Rev. Mod. Phys.* **71**, S242, (1999)
- [12] M.H. Anderson, J.R. Esher, M.R. Matthews, C.E. Wieman und E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995)
- [13] P.R. Berman, *Atom Interferometry*, Suppl. 3 *Adv. At. Mol. Phys*, Academic Press, San Diego (1997)

-
- [14] J.H. Thywissen, K.S. Johnson, R. Younkin, N.H. dekker, K. Berggren, A.P. Chu, M. Prentiss und S.A. Lee, *J. Vac. Sci. Technol.* **B 15**, 2093 (1997)
- [15] T. Walker und P. Feng, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* **34**, 125 (1994)
- [16] J.E. Simsarian, A. Gosh, G. Gwinner, L.A. Orocz, G.D. Sprouse und P.A. Voytas, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3522 (1996)
- [17] *Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology*
Hrsg.: J.C. Berquist, World Scientific, Singapur (1995)
- [18] E. Simon, P. Laurent und A. Clairon, *Phys. Rev.* **A57**, 436 (1998)
- [19] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A.G. Mann, S. Chang, A.N. Luiten und C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4619 (1999)
- [20] J.R. Zacharias, in N.F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford University Press, Oxford (1956)
- [21] M. Walhout, A. Witte und S.L. Rolston, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2843 (1994)
- [22] P.L. Bender, J.L. Hall, R.H. Garstang, F.M. Pichanick, W.W. Smith, R.L. Barger und J.B. West, *Bull. Am. Phys. Soc* **21**, 599 (1976)
- [23] S.L. Rolston und W.D. Phillips, *Proc. IEEE* **79**, 936 (1991)
- [24] J. Dirscherl, Dissertation LMU München, 1995
- [25] S. Guerandel, T. Badr, M.D. Plimmer, P. Juncar und M.E. Himbert, eingereicht bei *European Physical Journal D*
- [26] R.H. Garstang, *J. Res. Nat. Bur. Stand. Sect. A* **68A**, 61 (1994)
- [27] J.C. Bergquist, D.J. Wineland, W.M. Itano, H. Hemmati, H.U. Daniel und G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1567 (1985)
- [28] I.I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer Series on Atoms and Plasmas, Springer Verlag, Berlin (1992)
- [29] P.L. Larkins und P. Hannaford, *Z. Phys. D* **32**, 167 (1994)

- [30] U. Dinger, J. Eberz, G. Huber, R. Menges, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kuhl und D. Marx, Nucl. Phys. A**503**, 331 (1989)
- [31] G. Grynberg und B. Cagnac, Rep. prog. Phys. **40**, 791 (1977)
- [32] L.S. Vasilenko, V.P. Chebotaev und A.S. Shishaev, JETP. Lett. **12**, 113 (1970)
- [33] S. Guerandel, these de doctorat, Conservatoire National des Arts et Metiers, Paris (1999)
- [34] R.D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, University of California Press, Berkeley (1981)
- [35] M.G. Boshier, Ph.D. thesis, Oxford University (1988)
- [36] C. Cohen-Tannoudji und S. Reynaud, in *Proc. Int. Conf. on Multiphoton Processes*, Hrsg.: J. Eberly und P. Lambropoulos, Wiley, New York (1978)
- [37] C. Cohen-Tannoudji und J. Dalibard, Europhys. Lett. **1**, 441 (1986)
- [38] E. Peik, Dissertation LMU München (1993)
- [39] J.B. Taylor, Z. Physik **57**, 242 (1929)
- [40] M.D. Scheer und J. Fine, J. Chem. Phys. **39**, 1752 (1963)
- [41] A.G. Blachman, D.A. Landman und A. Lurio, Phys. Rev. **150**, 59 (1966)
- [42] H. Dehmelt, IEEE Trans. Instrum. Meas. **31**, 83 (1982)
- [43] C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox und L. Hollberg, Eur. Phys. J. D **7**, 449 (1999)
- [44] T. Kurosu, G. Zinner, T. Trebst, F. Riehle, Phys. Rev. A **58**, R4275 (1998)
- [45] K. Sengstock, Dissertation, Universität Bonn (1993)
- [46] J. Zacharias, Phys. Rev. **94**, 751T (1954)
- [47] C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon und S. Guelatti, Europhys. Lett. **12**, 683 (1991)
- [48] N.F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 695 (1959)

-
- [49] Y.V. Baklanov, V.P. Chebotayev und B.Y. Dubetsky, *Appl. Phys.* **11**, 201 (1976)
- [50] D.W. Allan, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **36**, 646 (1987)
- [51] J.L. Hall, M. Zhu und P. Buch, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2194 (1989)
- [52] N.F. Ramsey, *Phys. Rev.* **76**, 996 (1949)
- [53] C. Cohen-Tannoudji, *Atomic Motion in Laser Light*, in J. Dalibard, J.M. Raimond und J. Zinn-Justin, *Fundamental Systems in Quantum Optics*, Les Houches, Session LIII (1990)
- [54] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Photons and Atoms, Introduction to Quantum Electrodynamics*, Wiley, New York (1989)
- [55] Y. Castin, H. Wallis und J. Dalibard, *J. Opt. Soc. Am.* **6**, 2046 (1989)
- [56] H. Wallis und W. Ertmer, *J. Opt. Soc. Am.* **6**, 2211 (1989)
- [57] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya und M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1116 (1999)
- [58] W.D. Phillips, *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, in E. Arimondo, W.D. Phillips und F. Strumia, *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, North Holland, Amsterdam (1992)
- [59] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts und C.I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am.* **B 6**, 2084 (1989)
- [60] A.L. Migdall, T. Bergemann, J. Dalibard, H. Metcalf, W.D. Phillips, J.V. Prodan und I. So, *Cooling, Stopping and Trapping Atoms*, in T.W. Hänsch und Y.R. Shen, *Laser Spectroscopy VII*, Springer-Verlag, Berlin (1985)
- [61] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986)
- [62] P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould und H.J. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [63] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2023 (1989)

- [64] P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Riis und S. Chu, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2058 (1989)
- [65] A.M. Steane und C.J. Foot, Europhys. Lett. **14**, 231 (1991)
- [66] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, Y. Castin, D. Grison und C. Salomon, Appl. Phys. **B59**, 283 (1994)
- [67] C.S. Adams und E. Riis, Prog. Quant. Electr. **21**, 1 (1997)
- [68] J. Carlsson, P. Jönsson und L. Sturesson, Z. Phys. D **16**, 87 (1990)
- [69] G. Wessel und H. Lew, Phys. Rev. **92**, 641 (1953)
- [70] H. Dahmen und S. Penselin, Z. Phys. **200**, 456 (1967)
- [71] H. Bucka, D. Einfeld, J. Ney und J. Wilken, Z. für Naturforschung **26a**, 1016 (1971)
- [72] N.F. ramsey, *Molecular Beams*, Oxford University Press, Oxford (1956)
- [73] I. Estermann, C. Simpson und O. Stern, Phys. Rev. **71**, 238 (1947)
- [74] M. Ebrahimzadeh und A.I. Ferguson, *Novel Nonlinear Crystals*, in R.W. Munn und C.N. Ironside, *Principles and Applications of Nonlinear Optical Materials*, Chapman und Hall, New York (1993)
- [75] K. Takizawa, M. Okada und S. Ieiri, Opt. Comm. **23**, 279 (1977)
- [76] R.C. Eckardt, H. Masuda, Y.X. Fan und R.L. Byer, IEEE J. Quantum Electron. **QE-26**, 922 (1990)
- [77] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li und S. Lin, J. Opt. Soc. Am. **B 6**, 616 (1989)
- [78] S. Lin, Z. Sun, B. Wu und C. Chen, J. Appl. Phys. **67**, 634 (1990)
- [79] S. Lin, B. Wu, F. Xie und C. Chen, Appl. Phys. Lett. **59**, 1541 (1991)
- [80] G.D. Boyd und D.A. Kleinman, J. Appl. Phys. **39**, 3597 (1968)
- [81] A. Ashkin, G.D. Boyd und J.M. Dziedzic, IEEE J. Quantum Electron. **QE-2**, 109 (1966)

-
- [82] M. Stössel, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1998
- [83] H. Kogelnik und T. Li, *Appl. Opt.* **5**, 1550 (1966)
- [84] T.W. Hänsch und B. Couillaud, *Opt. Comm.* **35**, 441 (1980)
- [85] H.R. Telle, *Spectrochim. Acta Rev.* **15**, 301 (1993)
- [86] V.L. Velichanskii, A.S. Zibrov, V.S. Kargapoltsev, V.I. Molochev, V.V. Nikitin, V.A. Sautenkov, G.G. Kharisov, D.A. Turikov, *Sov. Tech. Phys. Lett* **4**, 438 (1978)
- [87] M.W. Fleming, A. Mooradian, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17**, 44 (1981)
- [88] S. Kobayashi und T. Kimura, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16**, 915(1980)
- [89] R. Knappe, K.J. Boller und R. Wallenstein, *Opt. Lett.* **20**, 1988 (1995)
- [90] V. Vassiliev, V. Velichansky, P. Kersten, T. Trebst und F. Riehle, *Opt. Lett.* **23**, 1229 (1998)
- [91] M. Praeger, V. Vuletic, T. Fischer, T.W. Hänsch und C. Zimmermann, *Appl. Phys. B* **67**, 163 (1998)
- [92] L. Goldberg, D. Mehuys, M.R. Surette und D.C. Hall, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-29**, 2028 (1993)
- [93] A.K. Goyal, P. Gavrilovic und H. Po, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 575 (1998)
- [94] D. Woll, B. Beier, K.J. Boller, R. Wallenstein, M. Hagberg und S. O'Brien, *Opt. Lett.* **24**, 691 (1999)
- [95] A. Gruber, Diplomarbeit LMU München (1995)
- [96] A. Schenzle, R.G. DeVoe und R.G. Brewer, *Phys. Rev. A* **25**, 2606 (1982)
- [97] U. Schünemann, Dissertation Universität Heidelberg (1997)
- [98] A. Cable, M. Prentiss und N.P. Bigelow, *Opt. Lett.* **15**, 507 (1990)
- [99] T. Kurosu und F. Shimizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 908 (1992)

-
- [100] P.Kohns, P. Buch, W. Süptitz, C. Csambal und W. Ertmer, *Europhys. Lett.* **22**, 517 (1993)
- [101] C. Townsend, N. Edwards, K. Zetie, C. Cooper und C. Foot, *Phys. Rev. A* **52**, 1702 (1995)
- [102] B.P. Anderson und M.A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **50**, R3581 (1994)
- [103] W. Ketterle, B. Kendall, M.A. Joffe, A. Martin und D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993)
- [104] T. Masuda, T. Kimura, T. Tako und A. Morinaga, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L1443 (1997)
- [105] S. Gerstenkorn und P. Luc, *Atlas du spectre d'absorption de la Molecule d'Iode 14.000 - 15.600 cm-1*, CNRS II, Orsay (1978)

Danksagung

Ich danke zuallererst Herrn Prof. Dr. Herbert Walther für die Vergabe der Themenstellung, für die erhaltene Unterstützung und für die hervorragenden Arbeitsbedingungen an seinem Institut.

Zusätzlich möchte ich mich bei folgenden Personen bedanken:

bei Jörg Reichert für seine Ratschläge und Tips und das Interesse an meiner Arbeit,

bei Herrn Schönauer und den Mitarbeitern der Werkstatt für die Unterstützung in allen technischen Belangen,

bei Herrn Horn und Herrn Brückner für ihre Hilfe bei elektronischen Problemen,

sowie allen anderen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Walther für ihre Hilfsbereitschaft und das nette Klima während und nach der Arbeit im Institut.

Lebenslauf

Gerald Uhlenberg

geb 1.8.1969 in Hannover

1975-1979	Grundschule Düsseldorf
1979-1989	Gymnasium Düsseldorf
1986-1987	Warminster School, Wiltshire, UK
1989	Abitur
1989-1990	Grundwehrdienst
1990-1992	Grundstudium Physik, Freie Universität Berlin
1992-1995	Studium Physik, Universität Heidelberg
1993-1994	Studium, State University New York, Stony Brook, Abschluß: M.A.
1995-1996	Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
5/1996	Diplom
seit 1996	Promotion an der Ludwig-Maximilians-Universität in München

Erklärung

Hiermit erkläre ich, diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben.

München, den 4. Februar 2000

Gerald Uhlenberg

