

Realisierung neuer Laserkühlverfahren und  
Spektroskopielaser  
für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der  
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Nils Rehbein  
geboren am 23.04.1976 in Herdecke.

2006

Referent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

Korreferent: Prof. Dr. Gerhard Birkl (Universität Darmstadt)

Tag der Promotion: 7. Juli 2006

## Zusammenfassung

Die Präparation atomarer Ensembles mit niedrigen Temperaturen und hohen Teilchenzahlen sowie ein hochstabiles Laserspektrometer stellen die entscheidenden Herausforderungen für die Weiterentwicklung des optischen Magnesium-Frequenzstandards dar.

Zum Studium optischer Kühl- und Speichermethoden wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Experiment zur Präparation von Magnesium-Atomen aufgebaut. In einer magneto-optischen Falle (MOT) können bis zu  $5 \cdot 10^7$  Atome bei Temperaturen von ca. 4 mK präpariert werden. Diese verglichen mit früheren Arbeiten um zwei Größenordnungen höhere Teilchenzahl ermöglicht das Studium von Quench- und Zwei-Photonen-Kühlen als weiterführende Verfahren.

Das Zwei-Photonen-Kühlen ist eine Erweiterung des Doppler-Kühlens und beruht auf der Modifikation des breiten Kühlübergangs durch einen weiteren Laser. Dabei erhöhen Zwei-Photonen-Resonanzen die Geschwindigkeitsselektivität der Lichtkraft. Mit dem Verfahren konnten erstmals in einer 1D-Melasse sowie in einer MOT Ensembletemperaturen von  $540 \mu\text{K}$  bzw. 1,1 mK erreicht werden. Gegenüber den Standardkühlverfahren für Magnesium bedeutet dies eine Temperaturreduktion um einen Faktor 10 (Melasse) bzw. 4 (MOT). Hierdurch werden signifikante Verbesserungen der Stabilität und Genauigkeit des Frequenzstandards möglich.

Das Quenchkühlverfahren ermöglicht die Präparation ultrakalter ( $10 \mu\text{K}$ ) Magnesiumatome durch Ausnutzung der hohen Geschwindigkeitsselektivität der Interkombinationslinie. Seine Modellierung und Implementierung erfordert genaue Kenntnis der Eigenschaften des  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ -Übergangs sowie des Verzweigungsverhältnisses des Niveaus  $4^1S_0$ . Durch Quenchexperimente am Atomstrahl wurden deshalb Linienbreite und Frequenz dieses Übergangs sowie das Verzweigungsverhältnis bestimmt. Aufgrund dessen erscheint die Präparation von  $10^5$  bis  $10^6$  Atomen bei  $10 \mu\text{K}$  realistisch. Als Vorstufe kann das Zwei-Photonen-Kühlen verwendet werden. Durch Verminderung der Ausgangstemperatur des Ensembles lässt sich die Effizienz des Quenchkühlens um bis zu eine Größenordnung steigern.

Zur Realisierung eines rein festkörperbasierten Laserspektrometers bei der Wellenlänge des Magnesium-Uhrenübergangs (457,1 nm) wurden zwei unterschiedliche Ansätze untersucht. In Kooperation mit dem IFSW (Stuttgart) wurde ein Nd:YVO<sub>4</sub>-Scheibenlaser bei 914 nm entwickelt, frequenzverdoppelt und stabilisiert. Aus dem gemessenen Frequenzrauschspektrum folgt eine minimale Linienbreite von 75 kHz. Des Weiteren wurde ein Diodenlaser-System mittels des Pound-Drever-Hall Verfahrens an einen hochstabilen Resonator angebunden. Eine Heterodynmessung gegen ein Farbstofflaser-Spektrometer ergab eine Frequenzbreite des Schwebungssignals von ca. 1 kHz, limitiert durch die Linienbreite des Farbstofflasers. Die Breite des Schwebungssignals ist ein Maß für die Linienbreite des Diodenlasers. Die Messung demonstriert die Eignung des Systems als neuer Uhrenlaser.

**Schlagwörter:** Laserkühlung, Laserstabilisierung, optischer Frequenzstandard, Zwei-Photonen-Kühlen, Quenchkühlen

## Summary

The preparation of atomic ensembles of cold temperatures and high particle numbers, as well as a highly stable laser spectrometer, are the crucial issues for the improvement of the optical magnesium frequency-standard.

For the study of new optical cooling and storage methods, a new experiment for the preparation of magnesium atoms has been set up. Within a magneto-optical trap (MOT), up to  $5 \cdot 10^7$  atoms can be prepared at temperatures around 4 mK. This particle number, corresponding to an improvement by two orders of magnitude compared to earlier works, facilitates the study of quench- and two-photon-cooling as advanced methods.

Two-photon cooling is an extension of Doppler cooling which relies on the modification of the broad cooling transition by a second laser. Two-photon resonances enhance the velocity selectivity of the light force. With this scheme, temperatures of 540  $\mu$ K and 1,1 mK, respectively, could be realised for the first time in a 1D-optical molasses and in a MOT. Compared to standard cooling methods for magnesium, this is a temperature reduction by a factor of 10 (molasses) and 4 (MOT), respectively. Consequently, significant improvements of the stability and accuracy of the frequency standard become possible.

The quench-cooling method facilitates the preparation of ultra-cold (10  $\mu$ K) magnesium atoms by exploiting the high velocity selectivity of the intercombination line. Its' modelling and implementation require accurate knowledge of the properties of the  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ -transition and the branching ratio of the level  $4^1S_0$ . Linewidth and frequency of this transition, as well as the branching ratio, were determined by quenching experiments on an atomic beam. Based on the results, the preparation of  $10^5$  to  $10^6$  atoms at 10  $\mu$ K seems feasible. Two-photon cooling can be used as a pre-cooling stage. The reduction of the initial temperature allows to enhance the efficiency of quench cooling by up to one order of magnitude.

For the realisation of an all-solid-state laser spectrometer at the wavelength of the magnesium intercombination transition (457,1 nm), two different approaches were studied. In cooperation with the IFSW (Stuttgart), a Nd:YVO<sub>4</sub> thin-disk laser at 914 nm was developed, frequency doubled and stabilised. From the measured frequency noise spectrum, a minimum linewidth of 75 kHz was computed. Additionally, a diode laser system was locked to an ultra-stable resonator by the Pound-Drever-Hall method. A heterodyne measurement versus a dye laser spectrometer yielded a beat signal width of 1 kHz, limited by the linewidth of the dye laser. The width of the beat signal is a measure for the linewidth of the diode laser. The measurement demonstrates that the system can be used as the new clock laser.

**Keywords:** laser cooling, laser stabilisation, optical frequency standard, two-photon cooling, quench cooling



# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>iii</b>
<b>Summary</b>	<b>iv</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Die neue Fallenapparatur</b>	<b>7</b>
2.1 Kühllasersystem . . . . .	7
2.1.1 Erzeugung der Grundwelle bei 570,4 nm . . . . .	7
2.1.2 Frequenzstabilisierung . . . . .	8
2.1.3 Erzeugung von 285,2 nm durch Frequenzverdopplung . . . . .	9
2.2 Experimentierkammer . . . . .	10
2.2.1 Vakuumsystem . . . . .	11
2.3 Erzeugung des Quadrupolfeldes . . . . .	11
2.3.1 Magnetfeldgradient und Spulengeometrie . . . . .	12
2.3.2 Stromversorgung, Schalten und Strommessung . . . . .	12
2.3.3 Kühlkreislauf und Sicherheitssysteme . . . . .	15
2.4 Kompensation von Restmagnetfeldern . . . . .	15
2.5 Atomofen . . . . .	16
2.6 Die magneto-optische Falle . . . . .	17
2.6.1 Vierstrahl-MOT-Konfiguration . . . . .	17
2.6.2 Erreichte Atomzahlen und MOT-Temperaturen . . . . .	18
2.7 Detektion . . . . .	19
2.8 Experimentsteuerung und Datenerfassung . . . . .	23
<b>3 Quenchexperimente am Magnesium-Atomstrahl</b>	<b>25</b>
3.1 Quenchkühlen . . . . .	28
3.2 Spektroskopie der Quenchlinie . . . . .	30
3.2.1 Aufbau und Methode . . . . .	30
3.2.2 Überblick über die durchgeführten Messungen . . . . .	37
3.2.3 Quantitative Auswertung und Fehlerabschätzung . . . . .	39
3.2.4 Ergebnisse . . . . .	41
3.2.5 Vergleich der Messwerte mit theoretischen Berechnungen . . . . .	43

3.3	Perspektiven für das Quenchkühlen . . . . .	44
3.3.1	Verbesserungen der erwarteten Transfereffizienzen . . . . .	44
3.3.2	Implementierung des Quenchkühlens für Magnesium . . . . .	45
3.3.3	Zwei-Photonen-Kühlen als Vorstufe zum Quenchkühlen . . . . .	45
<b>4</b>	<b>Zwei-Photonen-Kühlen</b>	<b>47</b>
4.1	Theoretische Beschreibung des Kühlprozesses . . . . .	48
4.2	Kühlexperimente . . . . .	53
4.2.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	53
4.2.2	Zwei-Photonen-Kühlen in 1D . . . . .	57
4.2.3	Sub-Millikelvin-Temperaturen in einer 1D Melasse . . . . .	58
4.2.4	Zwei-Photonen-Kühlen an der MOT . . . . .	63
4.3	Folgerungen . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Neue Uhrenlaser</b>	<b>67</b>
5.1	Ein frequenzverdoppelter Nd:YVO <sub>4</sub> Scheibenlaser . . . . .	70
5.1.1	Aufbau und Eigenschaften . . . . .	71
5.1.2	Frequenzstabilisierung . . . . .	74
5.1.3	Frequenzverdopplung . . . . .	79
5.1.4	Folgerungen . . . . .	82
5.2	Frequenzstabilisierung eines Diodenlaser-Systems . . . . .	84
5.2.1	Überblick über das Lasersystem . . . . .	84
5.2.2	Anbindung an den hochstabilen Referenz-Resonator . . . . .	85
5.2.3	Erste Ergebnisse . . . . .	88
5.3	Folgerungen . . . . .	89
<b>6</b>	<b>Eine Frequenzstabilisierung für Titan-Saphir-Laser</b>	<b>91</b>
6.1	Eigenschaften der eingesetzten Laser . . . . .	91
6.2	Kurzzeitstabilisierung des 880 nm Lasers . . . . .	92
6.3	Kurzzeitstabilisierung des 924 nm Lasers . . . . .	94
6.4	Transfer-Lock-System . . . . .	94
6.4.1	Übersicht über den Aufbau . . . . .	96
6.4.2	Steuerungsprogramm . . . . .	97
6.4.3	Elektronik . . . . .	99
6.4.4	Qualität der Anbindung . . . . .	100
6.4.5	Einsatz im Experiment . . . . .	101
6.4.6	Erweiterungsmöglichkeiten . . . . .	103
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>C/C++ Programme</b>	<b>123</b>
<b>B</b>	<b>Technische Daten und Betriebsparameter</b>	<b>133</b>

<b>C Elektronik-Schaltpläne</b>	<b>137</b>
<b>D Konstanten, Formeln und Daten</b>	<b>149</b>
<b>Danksagung</b>	<b>151</b>
<b>Publikationsliste</b>	<b>153</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>157</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Hochgenaue Zeit- und Frequenzstandards bilden die Grundlage für Fortschritte auf den unterschiedlichsten technologischen und wissenschaftlichen Gebieten [1, 2, 3]. Die satellitengestützte Ortsbestimmung (z.B. GPS), mittlerweile unverzichtbar für Navigation und Logistik, steht und fällt mit der Verfügbarkeit eines genauen Zeit- und Frequenzstandards. Da die Frequenz eine der am genauesten bestimmbaren physikalischen Größen darstellt, wirken sich Fortschritte im Bereich der Frequenzmessung direkt auf andere Teilgebiete der Metrologie aus. So ist etwa die Längeneinheit über eine Zeit- bzw. Frequenzmessung definiert. Im Bereich der fundamentalen physikalischen Theorien stellen moderne Frequenzstandards darüber hinaus interessante Testwerkzeuge für eine Reihe von Hypothesen dar, beispielsweise für das Äquivalenzprinzip der allgemeinen Relativitätstheorie oder mögliche zeitliche Änderungen der Feinstrukturkonstanten [4, 5].

Gegenwärtig sind Zeit (und Frequenz) entsprechend der 1967 von der 13. Generalkonferenz für Maß und Gewicht beschlossenen Definition<sup>1</sup> über die Frequenz eines Mikrowellen-Überganges des Cäsium-Atoms festgelegt. Die Darstellung der Zeit in Cäsium-Atomuhren beruht entsprechend auf Spektroskopie im Mikrowellen-Bereich.

Optische Frequenzstandards basieren, wie Mikrowellen-Standards, auf der Spektroskopie eines sehr schmalen atomaren Übergangs, welcher eine unveränderliche natürliche Frequenzreferenz darstellt. Allerdings liegt dieser sogenannte *Uhrenübergang* hier im sichtbaren (optischen) Teil des elektromagnetischen Spektrums. Das bietet eine Reihe von Vorteilen: Zum einen führt für eine gegebene spektroskopische Auflösung  $\Delta\nu$  die Verwendung eines Übergangs höherer Frequenz  $\nu_0$  zu einer geringeren relativen Messungenauigkeit  $\Delta\nu/\nu_0$  bzw. zu einer höheren Oszillatorgüte  $Q = \nu_0/\Delta\nu$  und damit genaueren Festlegung der Frequenz. Des weiteren sinkt die für den Frequenzvergleich zwischen zwei Oszillatoren benötigte Zeit mit steigender Frequenz, weil ein Gangunterschied schneller detektiert werden kann<sup>2</sup>. Die Qualität eines Frequenzstandards wird durch seine Ungenauigkeit und die

---

<sup>1</sup>Die Sekunde ist das 9192631770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids  $^{133}\text{Cs}$  entsprechenden Strahlung.

<sup>2</sup>Zur genauen Bestimmung eines Gangunterschiedes zwischen zwei Oszillatoren misst man am besten die Zeitdauer  $\Delta t = 1/2\nu_0$ , während derer sich die Phasendifferenz von  $0^\circ$  auf  $\pm 180^\circ$  ändert.

erreichte Stabilität charakterisiert. Als Maß für die Stabilität dient die Allan-Varianz [6]. Sie folgt mit Hilfe der Formel

$$\sigma_y(t) \approx 1/(Q \cdot \sqrt{N_0 \cdot t/s}) \quad (1.1)$$

aus der Güte  $Q$ , der Anzahl  $N_0$  der spektroskopierten Atome und der Dauer  $t$  der Messung [6]. Mit den besten Cäsium-Atomuhren sind gegenwärtig Stabilitäten bis hinunter zu  $2 \cdot 10^{-16}$  erreichbar. *Hierfür ist eine Integrationszeit von 50000 Sekunden (ca. 14 Stunden) erforderlich.* Die Ungenauigkeit beträgt dabei  $\Delta\nu/\nu_0 = 7 \cdot 10^{-16}$  [7, 8].

Für optische Frequenzstandards sind theoretisch aufgrund der höheren Oszillatorfrequenzen ihrer Uhrenübergänge Verbesserungen um mehrere Größenordnungen möglich. Mit natürlichen Linienbreiten, die vom Hertz- bis hinunter in den sub-Millihertz-Bereich reichen, sind aufgrund aktueller Prognosen Ungenauigkeiten bis zu  $\Delta\nu/\nu_0 \approx 10^{-18}$  zu erwarten. Für die Stabilität werden Werte  $< 10^{-17}$  abgeschätzt, und *zwar bereits für Integrationszeiten der Größenordnung einer Sekunde* [9].

Zur Erschließung dieses Potenzials bedarf es einerseits der Präparation reproduzierbarer Teilchenensembles und andererseits der entsprechenden, zu ihrer Adressierung geeigneten Laser und spektroskopischer Methoden. Mittlerweile können eine ganze Reihe von Neutralatomen und Ionen sowohl lasergekühlt und gespeichert als auch hochauflösend spektroskopiert werden. Je nach untersuchter Spezies ergeben sich unterschiedliche technische und physikalische Herausforderungen, und die aktuell erreichten Stabilitäts- und Genauigkeitswerte der verschiedenen, bereits realisierten Frequenzstandards stellen eine Momentaufnahme dar.

Zur Zeit bilden einerseits einzelne, in Paul-Fallen gespeicherte Ionen ( $\text{Sr}^+$ ,  $\text{In}^+$ ,  $\text{Hg}^+$  und  $\text{Yb}^+$ ) und andererseits große (bis zu  $10^8$ ) Ensembles von Neutralatomen ( $\text{Mg}$ ,  $\text{Ca}$ ,  $\text{Sr}$ ,  $\text{Yb}$  und  $\text{Hg}$ ) Schwerpunkte der Forschungsarbeit [10]. Ionen-basierte optische Frequenzstandards bieten den Vorteil der guten Lokalisierung der Teilchen - dies vermeidet bzw. minimiert Störungen durch Rückstoßverschiebung und Dopplereffekt. Gegenwärtig führt dies zu Ungenauigkeiten im Bereich  $10^{-15}$ , siehe z.B. [11, 12, 13]. Ungenauigkeiten von bis zu  $10^{-18}$  werden als erreichbar angesehen [14, 15, 16]. Allerdings wird aufgrund der Coulomb-Abstoßung nur jeweils ein einzelnes Ion als Oszillator genutzt. Das maximale Signal-zu-Rausch-Verhältnis beträgt daher  $S/N = 1$ , und mit Gleichung (1.1) folgt, dass zum Erreichen einer der Ungenauigkeit  $\delta\nu/\nu_0 \approx 10^{-18}$  entsprechenden Stabilität eine Integrationszeit von ca. 10 Tagen erforderlich ist.

Neutralatome können im Gegensatz zu Ionen in großen Ensembles mit bis zu  $10^8$  Teilchen präpariert werden. Dementsprechend lassen sich hier im Prinzip sehr geringe Instabilitäten bereits innerhalb kurzer Mittelungszeiten erreichen. Aktuell werden in einer Sekunde Mittelungszeit Stabilitäten im Bereich  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) = 2 \cdot 10^{-14}$  erzielt [17]. Generell besteht das Potenzial zum Erreichen des Stabilitätsregimes  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) = 10^{-17}$  [18]. Problematisch ist die Ungenauigkeit der Frequenzmessung, die hier aufgrund der größeren Ausdehnung des spektroskopierten Ensembles und seiner Restbewegung u.a. durch den residuellen Dopplereffekt bestimmt wird. Entsprechend ist die Präparation möglichst kalter Ensembles von besonderer Bedeutung. Dies zeigt sich beispielsweise beim Calcium-Frequenzstandard, wo

erst mit dem Übergang von kalten (3 mK) zu ultrakalten (12  $\mu$ K) Ensembletemperaturen eine Ungenauigkeit von  $1,2 \cdot 10^{-14}$  erreicht wurde. Ungenauigkeiten von  $10^{-16}$  werden als realistisch erreichbar diskutiert [17, 20].

Eine Verbesserung im Vergleich zu frei fallenden Neutralatomen lässt sich durch Speicherung in einem optischen Gitter erreichen, s. etwa [21]. Eine solche *Gitteruhr* wurde 2003 von H. Katori vorgeschlagen und erschließt auch für Neutralatome den Vorteil der Lokalisierung [22]. Hier wird das Stabilitätspotenzial mit der Größenordnung  $10^{-18}$  in einer Sekunde Integrationszeit angegeben, die potenzielle Ungenauigkeit liegt bei  $10^{-18}$  [9]. Für ein effizientes Beladen optischer Gitter ist die Präparation möglichst kalter Atome essenziell, so dass auch hier der Entwicklung neuer, weiterführender Kühlverfahren eine besondere Bedeutung zukommt.

Magnesium besitzt aufgrund seiner elementspezifischen Eigenschaften ein intrinsisch hohes Potenzial als zukünftiger Frequenzstandard. So konnte kürzlich mit  $Q = 2,1 \cdot 10^{12}$  der bisher höchste Gütefaktor eines von frei fallenden Atomen gebildeten Oszillators demonstriert werden. Die potenzielle Stabilität des Magnesium-Frequenzstandards beträgt aktuell  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) = 8 \cdot 10^{-14}$  [23]. Der Uhrenübergang  $3^1S_0 \rightarrow 3^3P_1$  von Magnesium zeichnet sich im Vergleich mit den Erdalkalien Ca und Sr durch eine deutlich kleinere<sup>3</sup>, durch die Schwarzkörperstrahlung induzierte Frequenzverschiebung aus [24]. Diese Tatsache wird, wenn optische Frequenzstandards mit Neutralatomen in das kürzlich prognostizierte Ungenauigkeits-Regime im Bereich von  $10^{-18}$  vordringen [9], besonders relevant<sup>4</sup>. Des Weiteren besitzt Magnesium ein reichhaltiges Spektrum von Übergängen im optischen Bereich mit weiteren potenziellen Uhrenübergängen mit Linienbreiten bis hinunter in den sub-mHz-Bereich. Für die Implementierung einer künftigen optischen Gitteruhr ist darüber hinaus die, bei ca. 454 nm gut zugängliche, *magische Wellenlänge*<sup>5</sup> des Uhrenübergangs von Bedeutung. Dies wird im Ausblick (Kapitel 7) dieser Arbeit diskutiert.

In der Dissertation von J. Keupp wird gezeigt, dass die gegenwärtig erreichbare Stabilität und Genauigkeit durch die thermische Restbewegung der Atome (bei 4 mK) limitiert ist. Mit ultrakalten Atomen erscheinen Stabilitäten von  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) < 10^{-16}$  erreichbar [25, 23, 27]. Die bei den weiterführenden Kühlverfahren durch die langen Präparationszeiten erniedrigte Wiederholungsrate der Messung führt allerdings zu einer selektiven Verstärkung des Frequenzrauschen des Spektroskopielasers (sog. *Dick-Effekt*, s. Kap. 7). Zur vollständigen Erschließung des Potenzials ultrakalter Atome ist daher auch ein im Hinblick auf Frequenzstabilität, Leistungsfähigkeit und Betriebszuverlässigkeit verbessertes Laserspektrometer erforderlich. Auf beiden Gebieten wurden im Rahmen dieser Arbeit substantielle Fortschritte erzielt.

Aufgrund der fehlenden magnetischen Unterstruktur im Grundzustand des häufigsten, bosonischen Magnesium-Isotops  $^{24}\text{Mg}$  sind hier - wie auch bei den entsprechenden Isotopen der anderen Erdalkalien Calcium und Strontium - die für Alkalien und metastabile Edelga-

<sup>3</sup>Verglichen mit Ca ist der sog. *Black-Body-Radiation-Shift* bei 300 K für Mg um einen Faktor 4 geringer. Gegenüber Sr (Faktor 7) und Yb (Faktor 30) ist der Unterschied sogar noch größer. [24].

<sup>4</sup>Bei [20] liefert dieser Effekt den größten Beitrag zur Frequenzunsicherheit.

<sup>5</sup>Bei der *magischen Wellenlänge* sind die Starkverschiebungen von Grund- und angeregtem Zustand gleich, so dass ein Dipolfallenpotenzial die Spektroskopie in erster Näherung nicht stört.

se seit langem bekannten und genutzten Sub-Doppler-Laserkühlverfahren nicht anwendbar. Daher wurden ungeachtet der rasanten Entwicklung des Forschungsfeldes der Laserkühlung bei diesen Elementen bis 1999 lediglich Temperaturen im Millikelvin-Bereich erreicht. Als erstes Erdalkalielement wurde Strontium 1999 von H. Katori *et al.* durch Ausnutzung der hohen Geschwindigkeitsselektivität seines Interkombinationsüberganges bis hinunter zu Temperaturen von 400 nK gekühlt [28]. Die noch schmalen Interkombinationsübergänge von Calcium und Magnesium verhinderten die direkte Übertragung dieses Konzeptes aufgrund entsprechend geringerer Streuraten. Das Problem lässt sich jedoch durch künstliche Verbreiterung (*Quenchen*) der schmalen Kühllinie lösen. Dieses sogenannte *Quenchkühlverfahren* wurde seit 2000 in den Arbeitsgruppen von W. Ertmer (IQO, Hannover) und von F. Riehle und U. Sterr (PTB, Braunschweig) entwickelt und konnte 2001 erstmals für Calcium demonstriert werden [30, 56]. Die Implementierung für Magnesium gestaltete sich jedoch deutlich schwieriger, weil nur unzureichende und im Vergleich zu Calcium tendenziell ungünstigere spektroskopische Daten für den zum Quenchen verwendeten Übergang vorlagen. Daher bestand ein wesentlicher Teil dieser Arbeit in der Verbesserung der Datenlage durch Spektroskopie des Quenchübergangs an einem Atomstrahl. Aufgrund der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen und in der Doktorarbeit von T. Mehlstäubler [27, 31] entwickelter Modelle lässt sich abschätzen, dass unter realistischen Bedingungen  $10^5$  bis  $10^6$  Magnesium-Atome mit Temperaturen im Bereich von  $10 \mu\text{K}$  präpariert werden können.

Im Jahre 2003 wurde von W. Magno *et al.* das *Zwei-Photonen-Kühlen* als neue Methode für Erdalkali-Atome, insbesondere Calcium und Magnesium, vorgeschlagen [34]. Das Verfahren beruht auf einer Erhöhung der Geschwindigkeitsselektivität des Kühlübergangs mittels Kopplung an einen zweiten, deutlich schmalen Übergang und wurde in der Gruppe von J. Thomsen (Niels-Bohr-Institut, Kopenhagen) erstmals innerhalb einer magneto-optischen Falle (MOT) realisiert [35]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten mit dem Verfahren sowohl in einer 1D-optischen Melasse als auch in einer MOT Magnesiumatome mit Temperaturen von bis zu  $540 \mu\text{K}$  bzw.  $1,1 \text{ mK}$  präpariert werden. Diese Resultate stellen die erste direkte Flugzeit-Temperaturbestimmung an unter das Dopplerlimit des UV-Übergangs ( $2 \text{ mK}$ ) gekühlten Magnesium-Atomen dar. Insgesamt eröffnet das Zwei-Photonen-Kühlverfahren den Experimenten mit kalten Magnesium-Atomen eine Vielzahl neuer Perspektiven. Die im Vergleich zur Grenztemperatur des klassischen Dopplerkühlens realisierte Temperaturreduktion um einen Faktor vier erhöht die erreichbare Stabilität des Magnesium-Frequenzstandards. Außerdem lässt sich durch ‚Vorkühlen‘ der Atome die Effizienz des Quenchkühlens um etwa eine Größenordnung verbessern.

Neben dem kalten Atomensemble stellt das zur Abfrage der Referenz verwendete Laserspektrometer eine der wichtigsten Komponenten eines optischen Frequenzstandards dar. Bis vor wenigen Jahren bot ein Farbstofflaser-Spektrometer die einzige Möglichkeit, den Magnesium-Uhrenübergang bei  $457,1 \text{ nm}$  atominterferometrisch zu adressieren. Dieses System, das in seiner letzten Ausbaustufe noch im Rahmen der Doktorarbeit von J. Keupp eingesetzt wurde [25], besitzt den Nachteil regelmäßiger Frequenzexkursionen aufgrund der Farbstoff-Jet-Dynamik und ist darüber hinaus sehr wartungsintensiv. Daher und auch



im Sinne einer kompakten und ggf. transportablen Apparatur<sup>6</sup> ist ein rein festkörperbasiertes Uhrenlaser-System ausgesprochen wünschenswert. Laserstrahlung bei 457 nm kann außer mit Farbstofflasern noch durch Frequenzverdopplung einer infraroten Grundwelle bei 914 nm erzeugt werden. Dieses zweistufige Vorgehen stellt hier für den Uhrenlaser einen besonderen Vorteil dar, weil die vorgesehene Anbindung des Spektrometers an einen optischen Frequenzkamm im infraroten Spektralbereich deutlich einfacher zu bewerkstelligen ist als bei 457 nm.

Im Verlauf der letzten Jahre wurden sowohl im Bereich der diodengepumpten Festkörperlaser als auch bei Diodenlaser/Trapezverstärker-Kaskaden bedeutende Fortschritte im Wellenlängenbereich um 914 nm erzielt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von A. Giesen (IFSW, Universität Stuttgart) ein Nd:YVO<sub>4</sub>-Scheibenlaser bei 914 nm entwickelt und auf seine Eignung als neuer Uhrenlaser hin untersucht. Motivation hierfür waren die hervorragende Modenqualität und die hohe Ausgangsleistung (> 1 W im Einmodenbetrieb). Dies sind optimale Bedingungen für die nachfolgende Frequenzverdopplung. Obwohl ein stabiler Einmodenbetrieb und eine effiziente (optische Konversionseffizienz ca. 50 %) Frequenzverdopplung realisiert werden konnten, ließ sich der Laser dennoch nur bis zu einer Linienbreite von ca. 75 kHz stabilisieren. Gleichzeitig wurden z.B. in der Arbeitsgruppe von U. Sterr (PTB) bedeutende Fortschritte in der Frequenzstabilisierung von Diodenlasern realisiert [26]. Konsequenterweise wurde ein kommerzielles Diodenlasersystem mit Frequenzverdopplung beschafft und an einen externen, hochstabilen Resonator angebunden. Die Eignung des Systems als neuer Uhrenlaser konnte bereits durch eine Schwebungsmessung mit dem Farbstofflaser-Spektrometer nachgewiesen werden. Die Frequenzbreite des Schwebungssignals dient als Maß für die aktuell realisierte Linienbreite des Lasers. Sie betrug - begrenzt durch die Linienbreite des Farbstofflasers - 1 kHz. Eine weitergehende Charakterisierung des Lasersystems wird gegenwärtig vorbereitet. Als nächster Schritt wird der neue Uhrenlaser für die erste genaue Absolutfrequenzmessung der Magnesium-Interkombinationslinie verwendet werden.

Die weiteren Kapitel dieser Arbeit sind wie folgt strukturiert: Kapitel 2 gibt einen Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute und zum Studium weiterführende Kühlverfahren eingesetzte neue Apparatur. Kapitel 3 berichtet über die Spektroskopie der Magnesium-Quenchlinie am Atomstrahl. Aufgrund der gewonnenen Daten werden die Perspektiven des Quenchkühlverfahrens für Magnesium untersucht. Kapitel 4 ist dem Zwei-Photonenkühlen und seiner Realisierung in einer 1D-optischen Melasse und innerhalb einer magneto-optischen Falle gewidmet. Kapitel 5 präsentiert die Resultate der Untersuchung zweier neuer, rein festkörperbasierter Uhrenlaser. Kapitel 6 ist der Frequenzstabilisierung der Titan-Saphir-Laser, die für die Zwei-Photonen-Kühlexperimente und die Spektroskopie der Quenchlinie verwendet wurden, gewidmet. In Kapitel 7 werden die erzielten Fortschritte für den Magnesium-Frequenzstandard diskutiert. Hieraus folgt eine Abschätzung der aktuellen und künftigen (potenziellen) Stabilität. Abschließend werden einige Zukunftsperspektiven erörtert.

---

<sup>6</sup>Eine transportable Apparatur ist etwa für Vergleiche zwischen Frequenzstandards verschiedener Institutionen nützlich, siehe etwa [33].



# Kapitel 2

## Die neue Fallenapparatur

Zum Studium neuer atomoptischer Konzepte mit Magnesium und insbesondere zur Untersuchung neuer Kühl- und Speichermethoden wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Apparatur zur Präparation und Spektroskopie kalter Magnesium-Ensembles aufgebaut.

Eine magneto-optische Falle (MOT), in der bis zu 50 Millionen neutrale Magnesiumatome in Form kalter Wolken mit Temperaturen im Millikelvin-Bereich präpariert werden können, bildet das Herzstück des Experimentes. In einer evakuierten Experimentierkammer befindet sich ein Atomofen, aus dem Magnesiumatome in Form eines Atomstrahles mit begleitendem Hintergrunddampf in die MOT geladen werden. Zum Studium neuer Kühl- und Speichertechniken bietet die Experimentierkammer zudem vielseitige und umfassende Zugangsmöglichkeiten speziell zur optischen Manipulation des Atomensembles mittels Laserlicht der unterschiedlichsten Wellenlängen. Diese Zugangsmöglichkeiten schließen für die hochauflösende Atominterferometrie besonders optimierte, qualitativ hochwertige Vakuumfenster ein. Mit Hilfe einer CCD-Kamera ist die orts aufgelöste Detektion der Fluoreszenz der präparierten Atomensembles möglich.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden die der Ensemblepräparation dienenden Teile des Experimentes eingehender besprochen. Die Physik der Kühlung und Speicherung von Neutralatomen in magneto-optischen Fallen, wie von der Gruppe von D. Pritchard erstmals demonstriert [36], ist mittlerweile als kanonischer Lehrstoff zu betrachten, s. etwa [37]. Daher wird hier der Schwerpunkt der Diskussion auf die Besonderheiten und Probleme bei der Realisierung für das Element Magnesium gelegt. Dies erscheint umso mehr angemessen, als der Aufbau der MOT im Rahmen dieser Arbeit vor allem Ausgangspunkt und Voraussetzung für weiterführende Experimente gewesen ist.

### 2.1 Kühllasersystem

#### 2.1.1 Erzeugung der Grundwelle bei 570,4 nm

Zur Adressierung des MOT-Kühlübergangs  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  wird Laserlicht bei 285,2 nm Wellenlänge benötigt. Gegenwärtig ist diese Wellenlänge nur über die Frequenzverdopplung von

570,4 nm Licht zugänglich. Licht bei 570,4 nm wird mittels eines selbst gebauten Farbstoff-Ringlasers erzeugt. Die wesentlichen Eigenschaften dieses Lasersystems in seiner aktuellen Ausbaustufe sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst, s. auch [40].

Resonatorkonfiguration	Ringlaser, 6 Spiegel
Laserfarbstoff	Rhodamin-6G,
Farbstoff-Lebensdauer (bei Pumpleistung 10 W)	$\approx 130$ h
Ausgangsleistung (bei 570,4 nm)	1,4 .. 1,8 W
Pumplichtquelle	532 nm-Festkörperlaser (VERDI V-10, Fa. Coherent)
Pumpleistung	9,5 .. 10,5 W

Tabelle 2.1: *Eigenschaften des 570,4 nm Farbstofflaser-Systems in seiner aktuellen Ausbaustufe.*

## 2.1.2 Frequenzstabilisierung

Zur Frequenzstabilisierung ist der Farbstofflaser mittels einer Flankenregelung an einen externen Referenzresonator angebunden. Hierdurch wird eine Kurzzeit-Linienbreite des Lasers von ca. 1,5 MHz erreicht; für nähere Einzelheiten sei auf [41] verwiesen. Auf längerer Zeitskala ( $> 1$  s) wird die Absolutfrequenz des Lasers durch Anbindung an die Resonanzfrequenz der Hyperfeinkomponente des R115-(20-1)-Übergangs des  $I_2$ -Moleküls stabilisiert. Hierzu wird an dampfförmigem  $I_2$  innerhalb einer Glaszelle dopplerfreie Polarisationspektroskopie betrieben [42]. Mittels Lock-In-Technik wird ein dispersives Fehlersignal gewonnen, mit dem über einen PI-Regler die Laserfrequenz nachgeregelt wird. Details der Spektroskopie und der elektronischen Regelung sind [43] zu entnehmen. Ein akustooptischer Modulator<sup>1</sup> (AOM) im Strahlengang des für die  $I_2$ -Spektroskopie abgezweigten Laserlichtes ermöglicht die Einstellung relativer Frequenzabstände zwischen Laser und spektroskopierter Resonanz. Je nach adressierter Komponente der  $I_2$ -Resonanz und Ansteuerfrequenz des AOMs ergeben sich nach der Frequenzverdopplung unterschiedliche Frequenzabstände zwischen der Frequenz des UV-Lichtes und dem Kühlübergang. Für das Kühlen und Fangen von  $^{24}\text{Mg}$  wird normalerweise die sogenannte u-Komponente der  $I_2$ -Resonanz verwendet, deren Frequenz um  $\delta\nu_{R115(20-1):u} = -79,5$  MHz zur halben Frequenz  $\nu_{UV}$  des Kühlübergangs  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  verschoben ist. Der oben genannte AOM wird in -1.-ter Beugungsordnung bei ca.  $\nu_{AOM} \approx 100$  MHz betrieben. Entsprechend ist das frequenzverdoppelte UV-Licht gegenüber der Frequenz des Kühlübergangs zunächst um  $\delta_{UV} = 2 \cdot (\delta_{R115(20-1):u} + \nu_{AOM})$  MHz verschoben. Des weiteren befindet sich im UV-Strahlengang der MOT zum Schalten des Laserlichtes ein weitere AOM, der in -1.-ter Beugungsordnung bei  $\nu_{MOT-AOM} = 85$  MHz betrieben wird. Folglich ergibt sich die tatsächliche Verstimmung des mit den Atomen wechselwirkenden Laserlichtes als

<sup>1</sup>Typ 1205-60SE, Mittenfrequenz 80 MHz, mit Treiber Mod. D301B, beides Fa. Isomet.

$$\delta Atome = 2 \cdot (\nu_{AOM} + \delta\nu_{R115(20-1):u}) - \nu_{MOT-AOM} \quad (2.1)$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Verstimmungen, die in Einheiten der Linienbreite  $\Gamma \approx 80$  MHz des Kühlübergangs angegeben werden, sind die einzustellenden AOM-Modulationsfrequenzen in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

Gewünschte Verstimmung	$-1,5 \Gamma$	$-\Gamma$	$-0,5 \Gamma$
AOM-Modulationsfrequenz [MHz]	62	82	102

Tabelle 2.2: AOM-Modulationsfrequenzen zur Wahl der Verstimmung des UV-Lasers gegenüber dem  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$ -Übergang. Referenz ist die  $u$ -Komponente des R115-(20-1)-I<sub>2</sub>-Übergangs.

Durch Wahl einer anderen Hyperfeinkomponente des R115-(20-1)-I<sub>2</sub>-Übergangs können auch weitere Verstimmungen realisiert werden. Zur Adressierung der Kühlübergänge der anderen Magnesium-Isotope <sup>25</sup>Mg und <sup>26</sup>Mg kann gegebenenfalls ein AOM mit anderer Mittenfrequenz als die hier verwendeten 80 MHz eingesetzt werden [27]. Informationen zu den verschiedenen Hyperfeinkomponenten des R115-(20-1)-I<sub>2</sub>-Übergangs finden sich bei [44].

### 2.1.3 Erzeugung von 285,2 nm durch Frequenzverdopplung

Die benötigte Laserstrahlung bei 285,2 nm wird durch Frequenzverdopplung mit Hilfe eines nicht-linearen BBO<sup>2</sup>-Kristalls erzeugt, der sich zur Erhöhung der Konversionseffizienz innerhalb eines externen Resonators befindet. In der aktuellen Ausbaustufe des Experimentes wird eine von J. Friebe im Rahmen seiner Diplomarbeit entwickelte und aufgebaute Frequenzverdopplung verwendet. Details des Systems sind [45] zu entnehmen. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente sind vor allem die durch das neue System erreichten Verbesserungen hinsichtlich der verfügbaren UV-Leistung und Betriebssicherheit von Bedeutung. Im Vergleich zum alten, auf Arbeiten von [46] und [47] basierenden und noch bei [25, 27] eingesetzten System lassen sich mit dem neuen Konzept im stabilen Experimentierbetrieb etwa um einen Faktor 1,5 höhere UV-Leistungen erzeugen. Für den alten Verdopplungsresonator gibt [27] als Maximalwert der erzeugten UV-Leistung am Ausgang der Frequenzverdopplung 120 mW an. Mit dem neuen System wurden Spitzenleistungen von ca. 350 mW (für Grundwellen-Leistung 1 W) demonstriert [45]. Im stabilen Experimentierbetrieb und mit neuem Verdopplungskristall lassen sich mit einer Grundwellen-Leistung von ca. 1 W UV-Leistungen von ca. 200 mW am Ausgang der Frequenzverdopplung erzeugen. Auftretende Leistungsfluktuationen (Intensitätseinbrüche um bis zu 10%) werden mit Hilfe einer im Rahmen der Doktorarbeit von J. Keupp entwickelten Intensitätsstabilisierung beherrscht [25]. Nach der Formung des Strahlprofils stehen dann ca. 140 mW UV-Leistung zur Verfügung. Weitere Verluste im Strahlverlauf bis

<sup>2</sup> $\beta$ –Barium-Borat

zum Fallentisch führen dazu, dass dort letztlich ca. 50%, also etwa 100 mW an Lichtleistung für das Experiment verfügbar sind.

## 2.2 Experimentierkammer

Die Experimentierkammer ist aus unmagnetischem Stahl gefertigt und besteht aus einer Quellenkammer und einer Hauptkammer. Die Hauptkammer besitzt Zylinderform und trägt insgesamt 12 radial angeordnete DN40CF- und DN63CF-Vakuumflansche für die Montage der Vakuumfenster sowie zusätzlich an ihren beiden Stirnflächen zwei DN200CF-Flansche für die Anbringung von Topfflanschen, s. unten. Die Quellenkammer enthält den zur Erzeugung eines Magnesium-Atomstrahles dienenden Atomofen. Haupt- und Quellenkammer sind durch eine ca. 5 mm große Apertur verbunden, so dass einerseits der Atomstrahl aus der Quellen- in die Hauptkammer gelangt und andererseits die ausgasende Quelle das Vakuum der Hauptkammer nicht mehr als nötig verschlechtert. Die Experimentierkammer befindet sich 25,5 cm über der Oberfläche des zum Aufbau des Experimentes verwendeten optischen Tisches. Sie wird von einem auf dem Laborboden ruhenden Gestell, welches vom optischen Tisch durch entsprechende Ausbrüche mechanisch entkoppelt ist, getragen. Auf diese Weise wird vermieden, dass Vibrationen insbesondere der Turbomolekularpumpen auf den optischen Aufbau übertragen werden. Abbildung 2.1 verdeutlicht die Konstruktion, Abbildung 2.2 gibt einen Eindruck vom Aufbau.

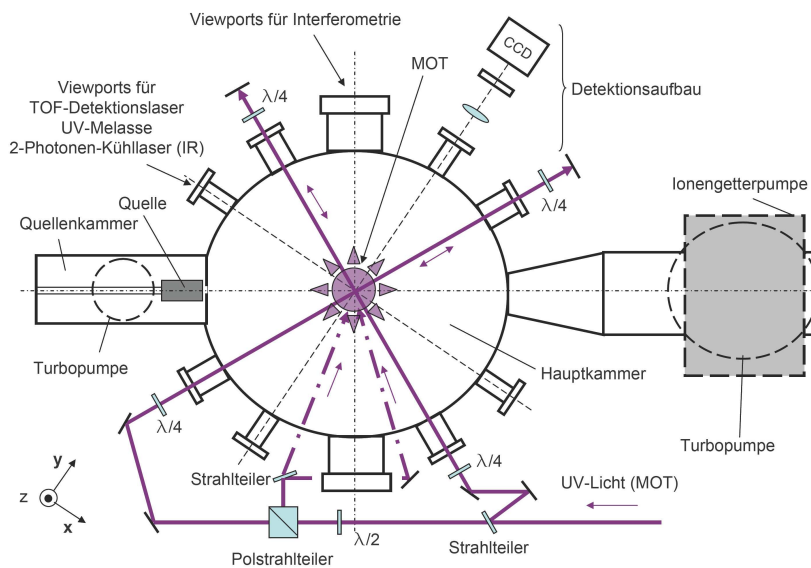


Abbildung 2.1: Die neue Apparatur mit Experimentierkammer und UV-Strahlengang der MOT (Ansicht von oben). Gestrichelte Strahlen treffen die Falle senkrecht zur Zeichnungsebene, so dass eine 4-Strahl-MOT entsteht, s. Text. Die Topfflansche sind nicht eingezeichnet.

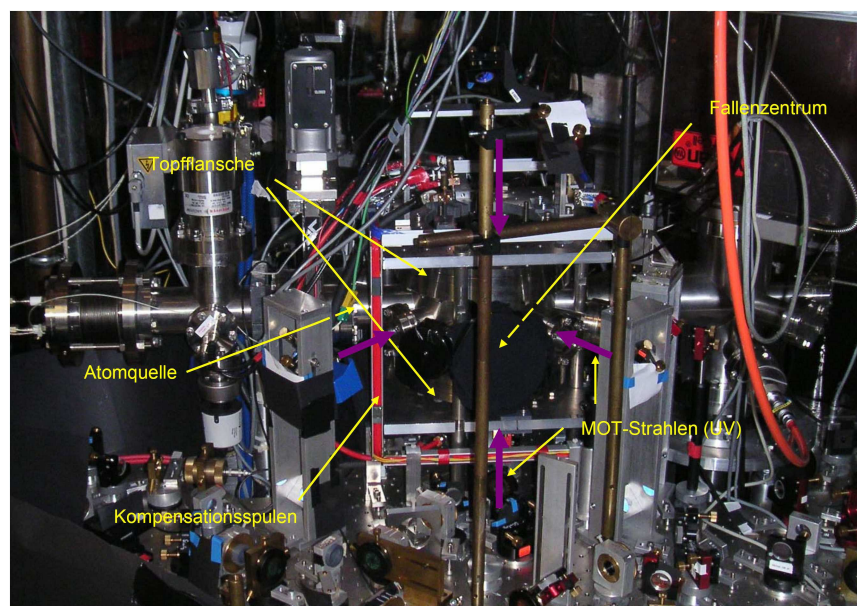


Abbildung 2.2: Photo der neuen Fallenapparatur, schräg von vorne gesehen.

### 2.2.1 Vakuumsystem

Beiden Kammern werden durch je eine Turbomolekularpumpe<sup>3</sup> evakuiert. Die Hauptkammer ist zusätzlich mit einer Ionengetter-Pumpe<sup>4</sup> ausgestattet. Zur Druckanzeige dienen in die Turbomolekularpumpen integrierte Messgeräte (bis  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar) sowie für die Hauptkammer eine Kaltkathoden-Messröhre<sup>5</sup> ( $5 \cdot 10^{-3} \dots 10^{-11}$  mbar). Aktuell wird in der Hauptkammer bei ausgeschaltetem, kaltem Atomofen ein Druck von  $4,1 \cdot 10^{-10}$  mbar und in der Quellenkammer ein Druck von  $\leq 5 \cdot 10^{-9}$  mbar angezeigt. Während des Experimentierbetriebs mit beheiztem (Ofentemperatur 400 bis 450 °C) Atomofen steigt der Druck in der Quellenkammer auf  $7 \cdot 10^{-9}$  mbar, in der Hauptkammer dagegen nur um wenige  $10^{-10}$  mbar an.

## 2.3 Erzeugung des Quadrupolfeldes

In der MOT wird zur Realisierung ortsabhängiger Lichtkräfte der Zeemann-Effekt ausgenutzt. Zum Betrieb der MOT wird ein inhomogenes Magnetfeld in Form eines Quadrupolfeldes benötigt.

<sup>3</sup>Hauptkammer: Mod. TMU 260, Saugleistung 200 l/s, Fa. Pfeiffer; Quellenkammer: Mod. TMU 071 P, Saugleistung 60 l/s, Fa. Pfeiffer.

<sup>4</sup>StarCell-VacIon, Saugleistung 120 l/s, Fa. Varian.

<sup>5</sup>Mod. KR-70, Fa. Balzer.

### 2.3.1 Magnetfeldgradient und Spulengeometrie

Der Betrieb einer Magnesium-MOT erfordert Magnetfeldgradienten von ca. 130 Gauss/cm. Hierfür wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit sogenannte *Anti-Helmholtz-Spulen*<sup>6</sup> konstruiert. Der Feldverlauf entlang der Symmetrieachse einer solchen Spulenanordnung wird beschrieben durch

$$B(z) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot R^2}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{R^2 + (z + \frac{d}{2})^2}^3} - \frac{1}{\sqrt{R^2 + (z - \frac{d}{2})^2}^3} \right), \quad (2.2)$$

wobei  $I$  den Spulenstrom,  $N$  die Windungszahl,  $d$  den Abstand zwischen den Spulen,  $R$  deren Radius und  $z$  die Position<sup>7</sup> auf der Symmetrieachse bezeichnet, s. auch [49].

Die beiden Spulen bestehen hier aus jeweils 33 Windungen eines Kupfer-Hohldrahtes<sup>8</sup>, der mit Schrumpfschlauch isoliert ist. Zur mechanischen Stabilisierung wurden die beiden Wicklungspakete mit einem speziellen, aus der Transformatorenfertigung bekannten Epoxydharz<sup>9</sup> durch Vergießen fixiert. Der Befestigung der Spulen dient ein aus antimagnetischem Stahl konstruiertes Gestell mit Stirnplatten aus Stahl; zur Vermeidung von Wirbelströmen sind diese geschlitzt. Die Spulen werden gegensinnig von Gleichstrom durchflossen und sind so angeordnet, dass der Nullpunkt des Quadrupolfeldes mit dem Zentrum der Experimentierkammer zusammenfällt. Das Spulenpaar befindet sich zwecks Erhaltung der Vakuumqualität außerhalb der Experimentierkammer in hierfür speziell konstruierten Toppflanschen. Dies sind DN-200-CF Flansche, an die vakuumseitig jeweils ein Stahlzylinder (Abmessungen 62×140 mm) angeschweißt ist. An diesen Zylinder ist das eigentliche Vakuum-Fenster aus Fused-Silica angeschweißt. Die Flansche ermöglichen es, die Spulen unter Erhaltung eines guten optischen Zugangs zum Zentrum der Experimentierkammer bis auf weniger als 4 cm an dieses heranzuführen.

Die wesentlichen Eigenschaften des Spulenpaketes sind Tabelle 2.3 zu entnehmen.

Bei einem Strom von  $I=200$  A wurde ein Gradient von  $\nabla B_z = 131,3$  Gauss/cm in der Richtung der schnellen Achse (d.h. der Symmetrieachse des Spulenpaares) gemessen; im Rahmen der Messgenauigkeit war dieser Gradient über einen Bereich von  $\pm 4$  cm um den Nullpunkt linear. Abbildung 2.3 zeigt den Feldverlauf.

### 2.3.2 Stromversorgung, Schalten und Strommessung

Zur Stromversorgung der Quadrupol-Feldspulen dient ein Labornetzgerät<sup>10</sup> mit einem maximalen Ausgangsstrom von 240 A bei einer Spannung von 21 V. Zum schnellen Schalten

<sup>6</sup>Zwei parallele, identische und gleichsinnig stromdurchflossene Spulen im Abstand ihres Radius heißen *Helmholtzspulen*, im Zentrum dieser Anordnung herrscht ein homogenes Magnetfeld. Anti-Helmholtz-Spulen (auch *Maxwell-Spulen* genannt) sind genauso angeordnet, werden aber gegensinnig vom Strom durchflossen. Es ergibt sich ein Quadrupol-Magnetfeld.

<sup>7</sup>Der Ursprung,  $z = 0$ , liegt in der Mitte zwischen den beiden Spulen.

<sup>8</sup>Aussendurchmesser  $d_a = 4$  mm, Innendurchmesser  $d_i = 2$  mm

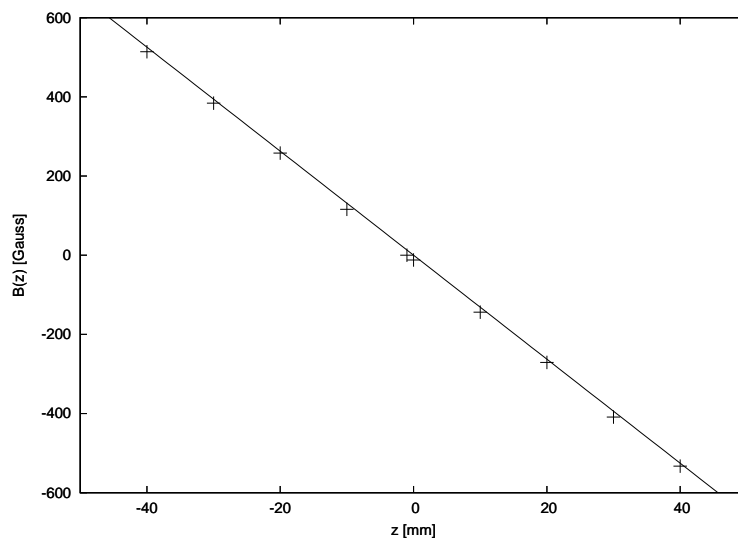
<sup>9</sup>Typ SENO4046, max. Arbeitstemperatur 90 °C, Fa. Bürklin.

<sup>10</sup>Typ HP8862A, Fa. Hewlett-Packard.



Maß	Wert
Innendurchmesser Spulenpaket	91 mm
Höhe pro Spulenpaket	32 mm
Dicke pro Spulenpaket	28 mm
Windungszahl	33
Aussendurchmesser Draht, incl. Isolation	5,3 mm
Abstand der montierten Spulen	84,5 mm
Ohmscher Widerstand (pro Spule, gemittelt)	35 m $\Omega$
Induktivität (bei 1 kHz, pro Spule, gemittelt)	108 $\mu$ H

Tabelle 2.3: Wichtige Maße und elektrische Eigenschaften der Quadrupol-Spulen.

Abbildung 2.3: Gemessener (Kreuze) Feldverlauf des Quadrupolfeldes. Über einen Bereich von 4 cm ist der Feldverlauf mit  $B(z)=131,3$  Gauss/cm linear (durchgezogene Linie).

des Spulenstromes werden sogenannte IGBTs<sup>11</sup> verwendet. Der hier verwendete Typ<sup>12</sup> lässt das Schalten von Strömen bis zu 300 A bei Spitzenspannungen von 1200 V mit minimalen Schaltzeiten von 0,3  $\mu$ s zu. Der Schaltplan für den Spulenstromkreis ist dem Anhang C.7 zu entnehmen. Die Ansteuerung des IGBTs selbst erfolgt per TTL-Puls durch den Steuerungsrechner (s. u.). Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Treiber entwickelt, der ein hinreichend schnelles Schalten des IGBTs ( $< 10 \mu$ s) ermöglicht. Mittels eines Optokopplers wird der Lastkreis galvanisch vom Steuerkreis getrennt, um eine Gefährdung des Messrechners durch Induktionsspannungen zu vermeiden. Der Schaltplan des Treibers befindet sich ebenfalls im Anhang (C.8).

<sup>11</sup>Zu engl. *insulated gate bipolar transistor*

<sup>12</sup>Toshiba MG300Q1US51, Fa. Farnell

Aus Sicherheitsgründen<sup>13</sup> wurde die maximale Spitzenspannung beim Unterbrechen des Spulenstromes hier durch Varistoren<sup>14</sup> auf etwa 825 V begrenzt. Nach dem Induktionsgesetz ist diese Spitzenspannung  $U_{ind}$  mit der zeitlichen Änderung des Spulenstroms  $I$  und der Induktivität der Spule verknüpft, es gilt  $U_{ind} = -L \cdot \dot{I}$ . Entsprechend wird durch die Spitzenspannung die maximale Stromänderung pro Zeit und damit auch die maximale Schaltgeschwindigkeit für das Magnetfeld begrenzt. Die Zeitcharakteristik des Ein- und Ausschaltens des Spulenstromes wurde mit einem Stromwandler<sup>15</sup> gemessen. Die Zeitkonstanten für das Ein- und Ausschalten des Feldstromes sind in Tabelle 2.4 angegeben.

Anstiegszeitkonstante (0 auf 200 A)	15 ms
Abklingzeitkonstante (200 A auf 0)	27 $\mu$ s

Tabelle 2.4: *Schaltverhalten des Quadrupolfeldstromes. Angegeben sind die Zeitkonstanten für den exponentiellen Anstieg bzw. Abfall des Feldstromes.*

Die Einschaltzeitkonstante ist hier vermutlich vor allem durch das Regelverhalten des Netzgerätes begrenzt. Für die Experimente im Rahmen dieser Arbeit stellt dies aber keine Limitierung dar, da es hier nur auf schnelles Ausschalten des Quadrupolfeldes ankommt. Abhängig von maximaler Induktionsspannung, Feldstrom und Induktivität erwartet man für die Abklingzeitkonstante des Feldstroms

$$t \approx \frac{I \cdot (1 - 1/e) \cdot L}{U_{ind}}, \quad (2.3)$$

hier also ( $I=200$  A,  $L \approx 2 \cdot 108 \mu$ H,  $U_{ind} \approx 825$  V)  $t \approx 33 \mu$ s. Der gemessene Wert stimmt also mit der Erwartung gut überein, wenn man bedenkt, dass die Werte für Spitzenspannung und die Induktivität beide mit Ungenauigkeiten von  $\pm 20\%$  behaftet sein dürften.

Aufgrund von Wirbelströmen, die in der Stahlkonstruktion der Vakuumkammer und in den Flanschen induziert werden, liegen allerdings die für das Magnetfeld selbst gemessenen Abschaltzeiten deutlich über denen für den Feldstrom. Mittels einer kommerziellen Hallsonde<sup>16</sup> wurden in der Umgebung (ca.  $\pm 1,5$  mm) des Fallenzentrums Abschaltzeitkonstanten bis zu ca. 2 ms gemessen. Die genaue Bestimmung dieser Zeiten ist allerdings schwierig, u.a. aufgrund der endlichen Größe des Hallsensors, aufgrund von Störungen durch Induktionsspannungen in der Zuleitung zum Sensor etc.

<sup>13</sup>Neben der Belastbarkeit des IGBTs sollten immer auch EMV-Aspekte berücksichtigt werden, da sich in unmittelbarer Nachbarschaft der Spulen z.B. diverse empfindliche Elektronik befindet. Zu diesem Thema siehe z.B. [50].

<sup>14</sup>Siemens S20K625, Fa. Farnell

<sup>15</sup>Typ LA 305-S, Fa. LEM

<sup>16</sup>Teslameter Mod. FM210T, Messbereich 0..2 T, Genauigkeit  $\pm 1 \%$ , DC-35 kHz, Fa. Projekt Elektronik, Berlin.

### 2.3.3 Kühlkreislauf und Sicherheitssysteme

Aufgrund des ohm'schen Widerstandes des Spulendrahtes ( $R=35\text{ m}\Omega$  pro Spule) und dem Spulenstrom von typisch  $I=200\text{ A}$  wird an jeder Spule etwa  $P = R \cdot I^2 \approx 1,4\text{ kW}$  an elektrischer Verlustleistung in Wärme umgewandelt. Zur Wärmeabfuhr wird ein geschlossener Kühlkreislauf benutzt. Hierbei wird mittels einer Hochdruck-Kreiselpumpe<sup>17</sup> Wasser durch den hohlen Spulendraht gepumpt, welches die aufgenommene Wärme über einen Wärmetauscher<sup>18</sup> an den  $8\text{ }^\circ\text{C}$ -Hauskühlkreislauf des Instituts abgibt. Zur Erzeugung des zum Wärmeabtransport nötigen Wasserflusses von ca.  $2\text{ l/min}$  wird im Spulen-Kühlkreislauf ein Betriebsdruck von ca.  $9\text{ bar}$  aufgebaut. Unter diesen Bedingungen erwärmen sich die Spulen im Dauerbetrieb mit  $200\text{ A}$  Spulenstrom auf ca.  $55\text{ }^\circ\text{C}$ . Bei Ausfall des Kühlsystems im laufenden Betrieb steigt die Temperatur der Spulen innerhalb weniger Sekunden soweit an, dass das zur Fixierung verwendete Gießharz zu schmelzen beginnt. Diese Gefahr wurde durch den Einbau einer Reihe von Sicherheitseinrichtungen zuverlässig gebannt:

- Der Kühlwasserfluss durch beide Spulen wird mittels jeweils eines Durchflussmessers<sup>19</sup> pro Spule kontinuierlich überwacht. Sinkt er um mehr als wenige Prozent unter die voreingestellte Schwelle, wird automatisch die Spulenstromversorgung abgeschaltet.
- Überschreitet die Spulentemperatur einen Wert von ca.  $70\text{ }^\circ\text{C}$ , so wird über einen Bimetall-Kontakt ebenfalls die Stromversorgung ausgeschaltet.
- Der Störungsmelde-Ausgang der Kreiselpumpe schaltet im Alarmfall (Überhitzung der Pumpe etc.) ebenfalls die Spulenstromversorgung ab. Dasselbe gilt für den Fall einer manuellen Abschaltung, bzw. wenn versucht wird, die Spulen ohne eingeschaltete Kühlwasserpumpe zu betreiben.

## 2.4 Kompensation von Restmagnetfeldern

Zur Kompensation residueller magnetischer Gleichfelder (Erdmagnetfeld, Streufelder der Ionengetter-Pumpe...) werden drei Kompensationsspulen-Paare in Helmholtz-Konfiguration verwendet. Die quadratischen Spulen mit jeweils 25 Windungen sind auf den sechs Flächen eines Würfels mit Kantenlänge  $30,5\text{ cm}$  angeordnet. Zur Konstruktion solcher Spulenkonfigurationen sei auf das ausgezeichnete Werk von Moore *et al.* verwiesen [51].

Im Zentrum der Spulenanordnung, welches mit dem Zentrum der Experimentierkammer zusammenfällt, können in jeder Richtung entsprechend dem maximalen Spulenstrom von  $1,5\text{ A}$  homogene Magnetfelder mit Feldstärken bis zu  $1\text{ Gauss}$  erzeugt werden. Über einen Bereich von  $\pm 5\text{ mm}$  in der Umgebung des Zentrums ist die Feldlinearität besser als  $0,25\text{ \%}$ . Zur Kompensation des Erdmagnetfeldes wurden mit Hilfe eines Hallsensors die

---

<sup>17</sup>MVISE-210, Fa. Wilo

<sup>18</sup>Typ Reflex-Longtherm RHC 60/14, Fa. Bumke, Hannover

<sup>19</sup>Typ POM-Opto, Best.-Nr. 126063, Fa. Conrad, Hirschau.

Stromwerte  $I_x = -617$  mA,  $I_y = 0$  mA und  $I_z = 358$  mA bestimmt. Für die Stromversorgung der drei Spulenpaare wird jeweils ein stromstabilisiertes Labornetzteil verwendet. Durch Unterbrechungen und Steckvorrichtungen an vier Kanten des Würfels kann die gesamte Vorrichtung (sog. *Kompensationskäfig*) für Umbauarbeiten am Experiment einfach demontiert werden.

## 2.5 Atomofen

Für das neue Magnesium-Experiment wurde als Alternative zu den bisher zur Erzeugung eines Magnesium-Atomstrahls üblichen Tiegelöfen [52, 53, 40] eine neue Magnesium-Atomquelle entwickelt. Aufgrund der bei der alten Konstruktion verhältnismäßig großen Abstände zwischen Atomofen, Blenden und MOT von jeweils ca. 30 cm stand nur ein kleiner Raumwinkel-Ausschnitt und damit nur ein kleiner Anteil der von der Quelle insgesamt emittierten Atome tatsächlich zum Beladen der MOT zur Verfügung. Der erfasste Raumwinkel beträgt im Abstand  $d$  vom Ursprung der als Punktemitter betrachteten Quelle für einen kreisförmigen Ausschnitt mit Radius  $r$

$$\Omega = \frac{\pi \cdot r^2}{d^2}. \quad (2.4)$$

Entsprechend nimmt dieser Raumwinkel quadratisch mit geringer werdendem Abstand  $d$  zwischen Quelle und MOT zu. Zur Steigerung der Laderate wurde daher die Quelle hier möglichst nahe an die MOT gebracht. Die MOT wird entsprechend aus einem Raumwinkelbereich von  $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$  geladen. Möglich wurde dies durch einen miniaturisierten Atomofen, der aufgrund seiner kompakten Abmessungen bis auf 16,5 cm an das MOT-Zentrum herangebracht werden kann. Abbildung 2.4 gibt einen Überblick.

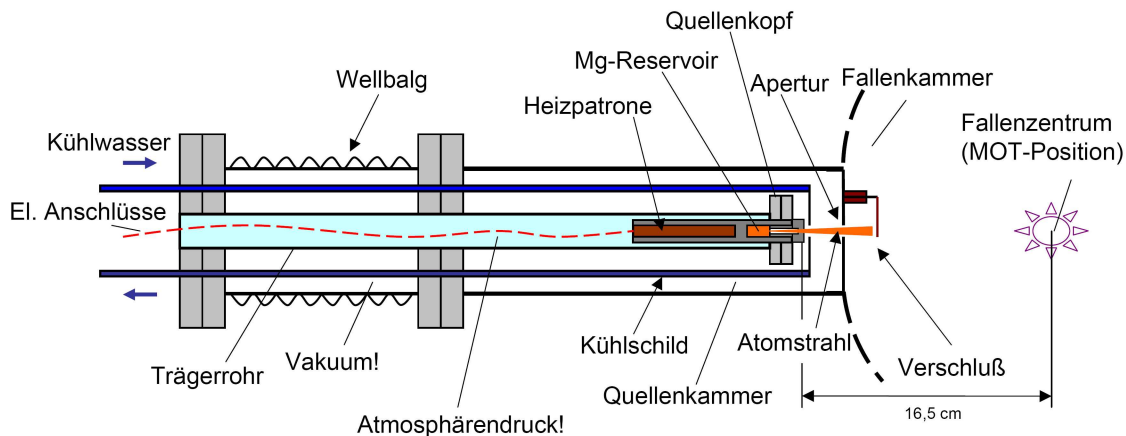


Abbildung 2.4: Übersicht über das neue Quellenkonzept (Querschnitt, ohne Maßstab). Der Quellenkopf ist auf einem Trägerrohr befestigt, welches die Quelle nahe an die Apertur zwischen Quellen- und Fallenkammer bringt.

Die eigentliche Ofenkammer besteht aus einem zylindrischen Stahlreservoir mit Innenabmessungen von  $7 \times 25$  mm, das an einer Stirnseite mit einer Stahlschraube (M8×10) und einer Kupferdichtung verschlossen ist. Die Stahlschraube ist mit einer Zentralbohrung und einem 0,8 mm großen Loch versehen, welches als Austrittsöffnung für Magnesiumatome dient. Zur Heizung der Ofenkammer auf Temperaturen bis maximal 490 °C dient eine elektrische Heizpatrone<sup>20</sup>, die von einem Gleichstromnetzteil<sup>21</sup> versorgt wird. Ein Thermoelement<sup>22</sup> ermöglicht die Temperaturmessung mit einer Anzeigegenauigkeit von  $\pm 1$  °C. Der Quellenkopf mit Reservoir, Düse und Heizelement ist in einen handelsüblichen DN16-CF34-Vakuumflansch eingearbeitet. Als Träger für den Quellenkopf dient ein Stahlrohr, an dessen eines Ende ein weiterer Vakuumflansch zur Befestigung des Quellenkopfes angeschweißt wurde. Das andere Ende des Stahlrohres ist über einen weiteren Flansch mit einem Wellbalg verbunden, der über vier Gewindestangen die präzise Justage der Abstrahlrichtung der Quelle ermöglicht. Ein wasserdurchflossenes, zylinderförmiges Kühlschild aus Edelstahl umschließt den gesamten Quellenkopf. Eine kleine Apertur ( $\phi = 5$  mm) erlaubt den Durchtritt des Atomstrahls. Hierdurch und durch eine weitere Blende zwischen Quellenkammer und Fallenkammer wird das Vakuum in der Fallenkammer vor Degradation durch Ausgasen der Quelle bewahrt. Mittels eines elektronisch betätigten Verschlusses<sup>23</sup> kann darüber hinaus der Atomstrahl unterbrochen werden.

Die Eigenschaften des neuen Atomofens werden bereits in der Dissertation von T. Mehlstäubler ausführlich diskutiert [27]. Demnach wird die MOT ohne einen zusätzlichen Zeeman-Abbremslaserstrahl ganz überwiegend aus dem Hintergrunddampf geladen, der direkte Atomstrahl trägt nur mit ca. 1% zur gespeicherten Atomzahl bei. Der Hintergrunddampfdruck beträgt bei einer Ofentemperatur von 465 °C ca.  $2,4 \cdot 10^{-10}$  mbar, und die Laderate wird mit  $R \approx 4 \cdot 10^6/s$  abgeschätzt.

## 2.6 Die magneto-optische Falle

### 2.6.1 Vierstrahl-MOT-Konfiguration

In einer MOT wird das Atomensemble im Nullpunkt des Quadrupolfeldes normalerweise aus allen sechs<sup>24</sup> Raumrichtungen mit jeweils einem Fallenlaserstrahl der richtigen Helizität und Intensität adressiert. Zur Einsparung von Kühllaser-Lichtleistung ist es üblich, je zwei einander entgegenlaufende Strahlen durch Rückreflexion je eines Strahls in sich selbst zu erzeugen. Bei sehr knapper Kühllaser-Leistung ist es sogar möglich, alle sechs MOT-Strahlen durch Rückreflexion und sogenanntes ‚Durchfädeln‘ mit einem einzigen Laserstrahl zu erzeugen, doch gestaltet sich die Justage eines solchen Systems naturgemäß

<sup>20</sup>Typ Omegalux HPS 6,5D 40L 230V/200W, Fa. Ihne & Tesch, Lüdenscheid.

<sup>21</sup>Mod. TN 300-120, Fa. Heinzinger.

<sup>22</sup>NiCrNi-Fühler, Fa. Farnell, Oberhaching.

<sup>23</sup>Hier: Capton<sup>®</sup>-Fähnchen, ca.  $5 \times 10$  mm, montiert auf ein 100  $\mu$ A-Drehspulinstrument (Typ PM2-100  $\mu$ A, Fa. Reichelt).

<sup>24</sup>Auch exotischere Konfigurationen, wie z.B. vier tetrahedral angeordnete Strahlen, wurden bereits untersucht [54].

schwierig. Problematisch bei jeder mehrfachen Verwertung von Lichtleistung durch Rückreflexion ist das dadurch unweigerlich entstehende Leistungs-Ungleichgewicht zwischen dem hin- und rücklaufendem Laserstrahl - denn die Transmissions- und Streuverluste sind im rücklaufenden Strahl immer höher als im hinlaufenden. Auf die MOT wirkt sich ein Leistungsungleichgewicht zwischen zwei einander entgegen laufenden Strahlen in der Form aus, dass die Gleichgewichtsposition der Atomwolke nicht mehr im Nullpunkt des Quadrupolfeldes liegt. Die neue Position liegt - abhängig vom Grad der Fehlbalance - da, wo der Zeeman-Effekt aufgrund der ortsabhängigen Feldstärke in der MOT das Leistungsungleichgewicht gerade kompensiert. Mit der Zeit wurde am Experiment ein (UV-lichtinduziertes) Absinken der UV-Transmission der Vakuumfenster beobachtet. Die Transmission eines typischen UV-durchlässigen Fensters sank dabei bis auf Werte von ca. 90 % ab, für die großen Fenster (Topfflansche) ergaben sich sogar ca. 70 %. Da die Topfflansche als aufwändige Spezialanfertigung nicht ausgetauscht werden können, wurde hier anstatt der zunächst angestrebten Konfiguration mit drei jeweils in sich zurück reflektierten Fallenlaserstrahlen eine Vierstrahl-Anordnung realisiert: Die beiden Raumrichtungen in der Experimentier-tischebene (s. Abb. 2.1) werden durch in sich zurück reflektierte Strahlen adressiert. Für die positive und negative Richtung senkrecht zur Tischebene wird jeweils ein eigener Strahl verwendet. Dies stellt hier den optimalen Kompromiss zwischen bestmöglicher Ausnutzung der verfügbaren UV-Lichtleistung und möglichst geringer Versetzung der MOT aus dem Nullpunkt des Quadrupolfeldes heraus dar. Abhängig von der Betriebsdauer des Systems beträgt das Offsetfeld aufgrund der aktuellen Degradation der Vakuum-Fenster ca. 16 Gauss, entsprechend einer Verschiebung des Fallenzentrums um 2,5 mm, für einen eingestellten Magnetfeldgradienten von  $\nabla B_{x,y} = 65$  Gauss/cm entlang der langsamen Quadrupol-Feldachse. Dies ließ sich experimentell durch Spektroskopie der Übergänge  $3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$  (siehe Abschnitt 4.2.1) und  $3^1S_0 \rightarrow 3^3P_1$  an der MOT gut bestätigen. Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über den MOT-Strahlengang. Eingezeichnet sind die Strahlteiler zur Abzweigung der für die verschiedenen Strahlen erforderlichen Lichtanteile, sowie die zur Einstellung der richtigen Lichthelizitäten verwendeten Viertelwellenplättchen. Nicht im Bild sind die AOMs, die dem Schalten des MOT-Lichtes<sup>25</sup> bzw. des Lichtes für die UV-Melasse und die Detektion dienen, s. Kap. 4. Beide AOMs werden in -1.-ter Beugungsordnung bei 85 MHz Trägerfrequenz betrieben.

## 2.6.2 Erreichte Atomzahlen und MOT-Temperaturen

Die Parameter des Kühlens und Fangens neutraler Magnesiumatome in der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten magneto-optischen Falle wurden bereits systematisch optimiert. Einzelheiten sind der Dissertation von T. Mehlstäubler zu entnehmen [27]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Ensembles mit Teilchenzahlen von ca.  $5 \cdot 10^6$  bis  $5 \cdot 10^7$  präpariert. In der Doktorarbeit von T. Mehlstäubler wurde gezeigt, daß sich die Atomzahl

<sup>25</sup>Modell ASM-851-M3, Fa. IntraAction, Bellwood, Illinois; Ansteuerung: VCO Typ POS-150, Fa. MiniCircuits, POS-150, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York.; Verstärker: Modell ME-80 (nur Verstärkerteil verwendet), Fa. IntraAction.

mittels eines zusätzlichen Zeeman-Abbremsstrahls noch auf bis zu  $N_Z = 1,4 \cdot 10^8$  steigern läßt [27]. Von dieser Möglichkeit wurde hier jedoch kein Gebrauch gemacht, um den Aufwand für die Justage und Optimierung der MOT gering zu halten und Störeinflüsse (beim Zwei-Photonen-Kühlen in der MOT, s. Kap. 4) durch den Zeeman-Abbremsstrahl auszuschließen.

Die standardmäßig erreichte Ensembletemperatur in der MOT betrug 4 mK. Die hierzu typisch verwendeten Parameter bzw. Parameterbereiche sind in Tabelle 2.5 zusammengefasst.

Kühlaser-Leistung (ges., nach MOT-AOM)	40..60 mW
Kühlaser-Strahltaile (gemittelt)	10,6 mm
Kühlaser-Verstimmung	-80 MHz $\approx -\Gamma$
Magnetfeldgradient (schnelle Achse)	131,5 Gauss/cm
Quadrupolfeld-Spulenstrom	200 $\pm$ 5 A
Atomofen-Temperatur	420..460 °C
Präparierte Teilchenzahl	ca. $10^6$ .. $10^7$
Ensembletemperatur	4..4,5 mK
MOT-Zerfalls-/Ladezeitkonstante	4..5 s

Tabelle 2.5: *Typische Betriebsparameter der UV-MOT*

## 2.7 Detektion

### CCD-Kamera

Zur Bestimmung von Atomzahl, Dichte und Ausdehnung kalter Ensembles wird mittels einer CCD-Kamera nebst Abbildungsoptik ortsauflösende Detektion betrieben. Die Kamera vom Typ MaxCam<sup>26</sup> wurde hier zum Erreichen einer hinreichenden Empfindlichkeit bei der Wellenlänge der UV-Fluoreszenz (285 nm) mit dem Sensor Marconi CCD47-10 ausgerüstet. Die wichtigsten Eigenschaften des Sensors sind in Tabelle 2.6 zusammengefasst. Die Quanteneffizienz bei 285 nm wurde zu  $50 \pm 3\%$  bestimmt [27].

Soll - wie beispielsweise bei Flugzeitaufnahmen - ein sehr schwaches Signal detektiert werden, so kann durch Zusammenfassung der elektrischen Ladung mehrerer Pixel das Signal-zu-Rausch Verhältnis auf Kosten der erzielbaren Auflösung verbessert werden (sog. *Binning*). Im Rahmen dieser Arbeit hat sich hierfür das  $3 \times 3$ -Binning besonders bewährt. Um den oben angegebenen Dunkelrauschwert von  $13 e^-/\text{Pixel}$  zu realisieren, wird der Sensor mittels eines eingebauten Peltierelementes auf Temperaturen von ca. -20 °C gekühlt.

<sup>26</sup>Fa. Finger Lakes Instruments, Lima, New York.

Parameter	Wert
Sensor-Dimensionen	$1027 \times 1056$ Pixel
Pixelgröße	$13 \mu\text{m}$
Full-Well-Capacity	$10^5 e^-/\text{Pixel}$
AD-Wandler Auflösung	16 Bit
Dunkelrauschen (@ $-20^\circ\text{C}$ , 200 kHz Ausleserate)	$13 e^-/\text{Pixel}$
Response (Photonen/Grauwert-Bit, @ 285 nm)	4

Tabelle 2.6: Wesentliche Eigenschaften des verwendeten CCD-Sensors CCD47-10.

## Ansteuerung und externer Verschluss

Die Ansteuerung der CCD-Kamera sowie das Auslesen der Daten geschieht mit Hilfe eines separaten, ausschließlich hierfür eingesetzten PC-Systems. Zum Lieferumfang der Kamera gehört ein Betriebsgerät mit USB-Schnittstelle; über diese kann die Kamera mittels verschiedener Softwareprogramme adressiert werden. Das vom Hersteller mitgelieferte Programm FLI-Grab<sup>®</sup> ermöglicht die Verwendung des am Betriebsgerät der Kamera vorhandenen externen Trigger-Eingangs. Mittels eines TTL-Pulses kann über diesen Eingang vom zentralen Steuerungsrechner des Experimentes dann jeweils die aus Belichtung, Auslesen und Abspeichern der Daten bestehende Sequenz zur Erstellung einer Fluoreszenzaufnahme ausgelöst werden. Das Verfahren ist softwareseitig vollständig automatisiert. Da der in die CCD-Kamera integrierte elektromechanische Verschluss mit Aktionszeiten von ca. 8 ms den hier gestellten Anforderungen nicht genügt, wird zusätzlich ein externer Verschluss verwendet<sup>27</sup>. Die Aktionszeiten für Öffnen bzw. Schließen der gesamten freien Apertur betragen hier 1,5 ms beziehungsweise 3 ms, die minimale effektive Öffnungsdauer beträgt 4,5 ms. Kennzeichnend für das Gerät ist die sehr gute Reproduzierbarkeit des Öffnungs- und Schließverhaltens. Die Ansteuerung per TTL-Puls vom zentralen Steuerungsrechner geschieht mittels einer kommerziell erhältlichen Treibereinheit<sup>28</sup>.

## Abbildungsoptik und Geometrie

Abbildung 2.5 zeigt den gesamten Detektionsaufbau, einschließlich der bei den Zwei-Photonen-Kühlexperimenten (Kapitel 4) verwendeten Detektions- und Kühlaserstrahlen. Die fluoreszierende kalte Atomwolke wird mittels einer Linse aus Quarzglas der Brennweite  $f=100$  mm auf den Sensor der CCD-Kamera abgebildet. Die Linse befindet sich in einem Abstand von ca.  $d_w = 225$  mm zum Ort der Atomwolke, die Distanz zwischen Linse und Sensor beträgt  $d_s = 180$  mm. Entsprechend ergibt sich rechnerisch ein Abbildungsmaßstab von  $M = d_s/d_w \approx 0,80$ . Der maximal erfasste Raumwinkel wird durch die innere lichte Weite des das Detektionsfenster tragenden Rohres bestimmt. Dieses wirkt in einer Entfernung von  $d_a \approx 175$  mm als Apertur mit dem Radius  $r_a \approx 11$  mm. Hieraus folgt ein erfasster Raumwinkel von  $\Omega = r_a^2/(4 \cdot d_a^2) \approx 1 \cdot 10^{-3}$ . Für Messungen der Fluoreszenz der

<sup>27</sup>Typ UniBlitz VS14, Fa. Vincent Associates, Rochester, New York.

<sup>28</sup>Typ VMM-D1, Fa. Vincent Associates, Rochester, New York.



kontinuierlich betriebenen MOT wurde der Raumwinkel mit Hilfe einer Irisblende vor der Abbildungslinse noch weiter reduziert, um eine Sättigung des CCD-Sensors zu vermeiden. Die üblicherweise verwendete Apertur mit 4 mm Durchmesser ergibt mit einer Entfernung zur Atomwolke von 170 mm dann einen erfassten Raumwinkel von  $3,3 \cdot 10^{-5}$ .

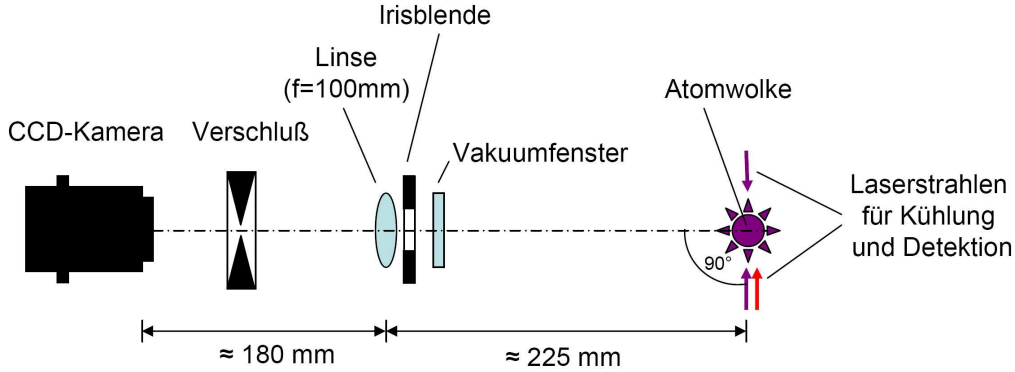


Abbildung 2.5: Aufbau zur ortsaufgelösten Detektion der Fluoreszenz kalter Atomwolken.

Zur direkten Bestimmung des Umrechnungsfaktors von CCD-Sensor-Pixeln in Millimeter wurde eine Kalibrierung durchgeführt. Hierzu wurde mit dem auch zur Fluoreszenzdetektion im Rahmen der Flugzeitmessungen verwendeten Laserstrahl der Magnesium-Atomdampf in der Vakuumkammer resonant angeregt. Aus dem kollimierten Laserstrahl wurde mit Hilfe einer Blende ein kleiner (ca. 1 mm) großer Bereich ausgeschnitten und das Fluoreszenzbild mit der CCD-Kamera aufgenommen. Mittels eines Mikrometer-Positioniertisches wurde die Blende in definierten Abständen von  $500 \mu\text{m}$  durch das Detektionsstrahlprofil bewegt. Aus den sich ergebenden Wertepaaren (eingestellte Position der Anregungszone und Position der Anregungszone im Bild) folgt durch lineare Regression der Umrechnungsfaktor,  $15,4 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ . Die Detektion erfasst am Ort der Atomwolke einen quadratischen Ausschnitt der Fläche  $2,3 \text{ mm}^2$ . Aus dem Verhältnis des Umrechnungsfaktors zur vom Hersteller angegebenen Pixelgröße von  $13 \mu\text{m}$  folgt der tatsächliche Abbildungsmaßstab  $M_{real} = 0,84$ . Somit stimmen gemessener und errechneter Wert gut überein. Für die Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit wurde der gemessene Wert verwendet.

Wie aus Abbildung 2.5 hervorgeht, ist die optische Achse der Detektion hier im Gegensatz zu der in der Arbeit von T. Mehlstäubler [27] beschriebenen Anordnung senkrecht zu den Ausbreitungsrichtungen der Detektions- und Kühlaserstrahlen (sogenannte ‚Kühlachse‘) gewählt. Dann ist die Verwendung eines im Verhältnis zur Ausdehnung der atomaren Wolke großen Detektionslaser-Strahles zulässig. Dies entspricht einer Integration über die zur ‚Kühlachse‘ senkrecht stehende Raumrichtung, wodurch die Signalqualität sich erheblich verbessert. Außerdem kann nur mit im Verhältnis zur atomaren Wolke großen Laserstrahlen ein über die Dimensionen der Wolke zur Vermeidung von Heizprozessen hinreichend homogenes und stabiles Strahlprofil hergestellt werden. Der neue Abbildungsmaßstab von  $M_{real} = 0,84$  vergrößert außerdem den abgebildeten Bereich verglichen mit vorherigen Arbeiten um einen Faktor von ca. 1,6. Dies führt bei der Erzeugung sehr kalter

Atomtemperaturen dazu, dass hier Flugzeitmessungen auch noch mit längeren Expansionszeiten von 3, 5 ms, in Einzelfällen sogar bis über 5 ms möglich sind - dies erhöht gerade bei den wichtigsten Messungen die Genauigkeit bzw. schafft zusätzliche Sicherheit durch eine größere Anzahl weiter auseinander liegender Datenpunkte.

## Flugzeit-Temperaturmessungen

Die Expansion einer durch eine Gauß'sche Dichteverteilung charakterisierten Atomwolke der Anfangsausdehnung  $\sigma_{i,0}$  in einer Raumrichtung gehorcht

$$\sigma_i^2(t) = \sigma_{i,0}^2(t = t_0) + \frac{k_B \cdot T_i}{m} \cdot (t - t_0)^2. \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet  $T_i$  die Temperatur in dieser Raumrichtung,  $t$  die Expansionszeit und  $m$  die Masse eines Teilchens. Damit kann die Temperatur des Ensembles zum Zeitpunkt  $t = t_0$  aus einer Reihe von Messungen der Ausdehnung für verschiedene Expansionszeiten und anschließende Regression bestimmt werden. Entsprechend der beiden freien Parameter  $\sigma_{i,0}^2(t = t_0)$  und  $T_i$  sind dazu mindestens zwei Wertepaare erforderlich. Die Erfahrung im Rahmen dieser Arbeit zeigt aber, dass für eine verlässliche und hinreichend genaue Temperaturbestimmung mindestens drei Messpunkte benötigt werden. Die gewählten freien Expansionszeiten lagen typisch zwischen 1, 6 ms und 3, 5 ms. Diese Werte sowie der zeitliche Mindestabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messpunkten von 0, 2 ms ergeben sich als experimentelles Optimum. Dabei sind Zeitverzögerungen etwa beim Schalten von Magnetfeldern, erforderliche Anregungszeiten für die Detektion sowie das Entweichen der Atomwolke aus dem Detektionsbereich bei zu langen Zeiten gegeneinander abzuwägen. Zur Verbesserung der Genauigkeit wurden pro Expansionszeit typischerweise drei Fluoreszenzbilder aufgenommen. Für jedes davon wurde eine Integration über die Raumrichtung senkrecht zu der für die Temperaturbestimmung relevanten (z-) Achse durchgeführt. Anschließend wurde für das so entstandene, eindimensionale Fluoreszenzprofil  $I(x)$  durch Fitten an eine Gauss'sche Intensitätsverteilung,

$$I(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x - B)^2}{\sigma_0^2}\right) \quad (2.6)$$

deren Breite  $\sigma_0(t)$  bestimmt.  $A$ ,  $B$  und  $\sigma_0(t)$  sind freie Parameter des Fits. Die für so für jeden Zeitpunkt bestimmten Breiten der Atomwolke und ihre entsprechenden mittleren Standardabweichungen wurden dann als Ausgangswerte für die Regression nach Gleichung (2.5) verwendet. Der gesamte Auswertungsprozess ist als Mathematica<sup>®</sup>-Programm implementiert [74]. Die Genauigkeit der hier im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Temperaturmessungen wird aus der Streuung der für jeden Messpunkt durch mehrfache (typisch 3) Wiederholung der Aufnahmen für jede Expansionszeit, sowie aus den Ergebnissen der Regression auf  $\pm 30\%$  abgeschätzt.

## 2.8 Experimentsteuerung und Datenerfassung

Zur Steuerung des zeitlichen Verlaufes der Kühl- und Speicherexperimente und zur Erfassung der Messwerte wird ein Windows-PC-basiertes System verwendet. Als Schnittstelle zwischen der in der graphischen Programmierumgebung LabView<sup>®</sup><sup>29</sup> implementierten Steuerungs-Software und den Sensoren und Schaltelementen des Experimentes fungieren die in Tabelle 2.7 aufgelisteten Karten.

Karte	Merkmale	Funktion
PCI-DIO-32HS	32 Digitale Ein- und Ausgänge (DIO)	Steuerpulse für AOMs, Magnetfelder, CCD-Kamera
PCI-6733	8 Analogausgänge 2 Analogeingänge (AD)	bisher keine Funktion
PCI-6601	4 Zähler, max. Rate 20 MHz	Impulszähler für PMT, Taktgenerator für DIO und AD

Tabelle 2.7: Zusammenstellung der zur Experimentsteuerung und Datenerfassung verwendeten Karten, sämtlich Modelle der Fa. National Instruments.

Die maximal erreichbare Zeitdiskretisierung des Systems beträgt 50 ns; im Regelfalle werden Taktraten von etwa 20 kHz gewählt, was einer Zeitdiskretisierung von 50  $\mu$ s entspricht.

Die zur orts aufgelösten Detektion verwendete CCD-Kamera besitzt eine eigene USB-Schnittstelle und wird zur Vermeidung von Prozesskonflikten durch einen separaten PC angesteuert.

<sup>29</sup>Version 6, Fa. National Instruments, Austin, Texas.



# Kapitel 3

## Quenchexperimente am Magnesium-Atomstrahl

Die Möglichkeit der Präparation sehr kalter atomarer Ensembles mittels Laserkühlung unter Ausnutzung der hohen Geschwindigkeitsselektivität schmaler Resonanzlinien wurde schon in den achtziger Jahren des vorigen Jahrhunderts intensiv diskutiert. Bereits 1989 wurden von Wallis und Ertmer auf diese Weise erreichbare Temperaturen unterhalb des Photonen-Rückstoß-Limits prognostiziert [55].

Auf geschwindigkeitsselektiver Anregung beruhende Verfahren sind von besonderer Bedeutung für die Laserkühlung von Erdalkalien, weil die im Hinblick auf Anwendungen insbesondere in der Metrologie interessantesten (bosonischen) Spezies - wie Calcium, Magnesium und Strontium - den ansonsten etablierten Sub-Doppler-Laserkühlverfahren nicht zugänglich sind. Die fehlende magnetische Unterstruktur ihrer Grundzustände erlaubt effizientes Kühlen lediglich bis herunter zur Dopplertemperatur. Als theoretische Grenze ergibt sich aus der Linienbreite  $\Gamma$  des zur Kühlung verwendeten Übergangs das Dopplerlimit [37],

$$T_D = \frac{\hbar \cdot \Gamma}{2 \cdot k_B}.$$

Bereits diese Gleichung legt die Verwendung schmaler Linien zum Erreichen tiefer Temperaturen nahe. Allerdings skaliert auch die durch resonante Anregung erreichbare Photonenstreureate mit der Linienbreite des Kühlüberganges - darum verläuft der Kühlprozess umso langsamer, je kleiner die Linienbreite beziehungsweise Zerfallsrate des Kühlüberganges ist. Abhängig von der Temperatur des Ensembles, verlassen die Atome nach einer gewissen Zeit den Wechselwirkungsbereich. Daraus ergibt sich eine mindestens erforderliche Kühlgeschwindigkeit und damit eine mindestens erforderliche Photonenstreureate. Da die Verlustrate mit der Temperatur der Atome skaliert, ist die Idee eines mehrstufigen Kühlverfahrens naheliegend.

Zu den spezifischen spektroskopischen Eigenschaften der Erdalkalien zählt das Vorhandensein schneller, zur effizienten Kühlung geeigneter Übergänge, die einen gemeinsamen Grundzustand mit den spin-verbotenen und damit sehr schmalen Interkombinationslinien

besitzen - ein sogenanntes V-Schema, wie es in Abbildung 3.1 für Calcium, Magnesium und Strontium skizziert ist.

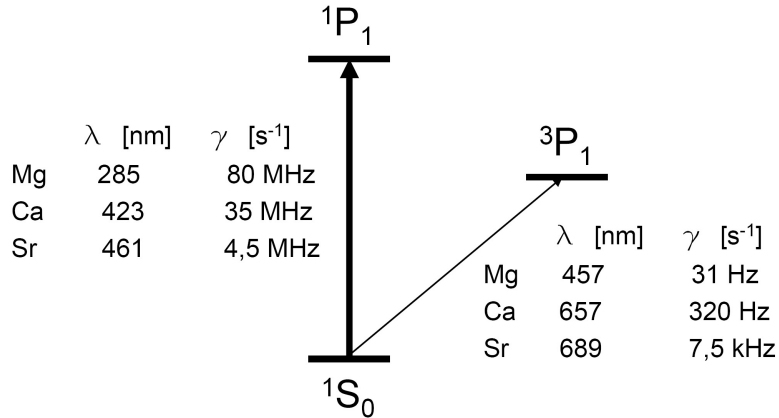


Abbildung 3.1: Charakteristisches V-Schema der Erdalkalien Mg, Ca und Sr mit je einem breiten Übergang im Singulett-System und einer schmalen Interkombinationslinie mit gemeinsamem Grundzustand. Wellenlängen  $\lambda$  und Linienbreiten  $\gamma$  der Übergänge sind angegeben.

In Tabelle 3.1 sind für diese drei Elemente die durch Kühlung auf dem breiten Übergang in magneto-optischen Fallen erreichbaren Doppler-Temperaturen mit den über die schmalen Interkombinationslinien zugänglichen Grenztemperaturen (Photonenrückstoß-Limit) gegenübergestellt.

Element	$^{24}\text{Mg}$	$^{40}\text{Ca}$	$^{88}\text{Sr}$
Schneller Kühlübergang	$3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$	$4^1S_0 \rightarrow 4^1P_1$	$5^1S_0 \rightarrow 5^1P_1$
Wellenlänge $\lambda$ / nm	285	423	461
Linienbreite $\Gamma$ / $s^{-1}$	$4,9 \cdot 10^8$	$2,2 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^8$
Dopplerlimit $T_D$ / mK	1,9	0,83	0,77
Interkombinationslinie	$3^1S_0 \rightarrow 3^3P_1$	$4^1S_0 \rightarrow 4^3P_1$	$5^1S_0 \rightarrow 4^3P_1$
Wellenlänge $\lambda$ / nm	457	657	689
Linienbreite $\Gamma$ / $s^{-1}$	196	2000	$4,8 \cdot 10^4$
Rückstoßlimit $T_R$ / $\mu\text{K}$	9,80	2,68	1,03

Tabelle 3.1: Gegenüberstellung der durch klassisches Dopplerkühlen in magneto-optischen Fallen erreichbaren Temperaturen mit den entsprechenden durch den Photonrückstoß gegebenen Grenzwerten, für die bosonischen Spezies der Erdalkalien Mg, Ca und Sr.

Bereits 1999 wurde von Katori *et al.* ein zweistufiges Kühlechema für Strontium vorgestellt, bei dem durch Vorkühlen in einer MOT auf dem schnellen  $5^1S_0 \rightarrow 5^1P_1$  Übergang und anschließendes Weiterkühlen auf der schmalen  $5^1S_0 \rightarrow 4^3P_1$  Interkombinationslinie Temperaturen im Bereich des Rückstoßlimits (400 nK) erreicht wurden [28]. Für Calcium

und Magnesium kann dieses Kühlechema jedoch nicht ohne weiteres übernommen werden - denn dort sind die Linienbreiten der Interkombinationslinien, wie in Tabelle 3.1 angegeben, um eine beziehungsweise zwei Größenordnungen kleiner als bei Strontium. Damit werden die erreichbaren Streuraten so gering, dass die Atome den Wirkungsbereich der zweiten Kühlstufe bereits verlassen würden, bevor für eine ausreichende Kühlwirkung genügend viele Streuvorgänge stattgefunden haben.

Abhilfe schafft hier das sogenannte *Quenchkühlverfahren*, welches im Kern darauf beruht, die Streurrate auf dem schmalen Interkombinationsübergang durch künstliches Verbreitern des metastabilen Niveaus - im Falle von Magnesium ist dies das  $3^3P_1$  Niveau - so weit zu erhöhen, dass sich eine ausreichende Kühlgeschwindigkeit ergibt. Die künstliche Verbreiterung des metastabilen Niveaus geschieht durch einen weiteren Laser, der die Atome durch Kopplung an einen schnellen Zerfallskanal zurück in den Grundzustand überführt. Die theoretischen Grundlagen des Quenchkühlens wurden in den Jahren 2000 bis 2003 in den Gruppen von W. Ertmer (IQO, Hannover) und von F. Riehle und U. Sterr (PTB, Braunschweig) entwickelt. Die in diesem Zusammenhang von T. Mehlstäubler und T. Binnewies [27, 30] entwickelten Modelle und Monte-Carlo-Simulationsverfahren konnten bereits im Jahre 2001 am Calcium-Experiment an der PTB erfolgreich getestet werden. Es konnten Calcium-Ensembles mit Temperaturen bis hinunter zu  $6 \mu K$  präpariert werden [30]. Quenchkühl-Experimente mit Calcium wurden auch in der Gruppe von L. Hollberg am NIST (Boulder, Colorado) durchgeführt [56]. Ein Konzept zur Implementierung des Quenchkühlverfahrens für Magnesium wurde im Rahmen der Doktorarbeiten von J. Keupp und T. Mehlstäubler entwickelt [25, 27]. Die Implementierung des Quenchkühlverfahrens gestaltete sich jedoch schwieriger als anfänglich erwartet, und zwar aus zwei Gründen: Zum einen stand zu Beginn der Arbeiten weder für die zunächst erforderliche Spektroskopie des Quenchüberganges noch für das eigentliche Kühlen eine geeignete Laserlichtquelle einsatzbereit zur Verfügung; und zum anderen war die spektroskopische Datenlage bezüglich des zum Verbreitern des metastabilen Niveaus in Frage kommenden  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ -Überganges sehr unsicher. Dies äußerte sich unter anderem darin, dass die Angabe zur Linienbreite dieses Überganges im Verlauf der Arbeiten aus dem Referenzkatalog des NIST [29] zurückgezogen wurde.

Aus diesem Grund bestand ein wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit darin, durch Spektroskopie des  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ -Überganges an einem  $^{24}\text{Mg}$ -Atomstrahl für die Modellierung und Implementierung des Quenchkühl-Verfahrens bei Magnesium eine verlässliche Datenbasis zu schaffen.

Der weitere Aufbau dieses Kapitels gliedert sich wie folgt: Im nächsten Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen des Quenchkühlens bei Magnesium erläutert und die für die Effizienz des Verfahrens maßgeblichen experimentellen Parameter diskutiert. Darauf aufbauend, werden die Quenchexperimente am Magnesium-Atomstrahl präsentiert. Nach der Auswertung der spektroskopischen Daten werden die experimentellen Ergebnisse zu den theoretischen Arbeiten von V. Pal'chikov *et al.* in Beziehung gesetzt [57]. Auf dieser Grundlage wird dann eine abschließende Bewertung des Potenzials des Quenchkühlens für das Element Magnesium gegeben.

### 3.1 Quenchkühlen

Wie bereits oben erwähnt - und im übrigen auch in einer Reihe von Arbeiten ausführlich diskutiert [58, 30, 31, 59] - beruht das Quenchkühlen auf der künstlichen Verbreiterung des zur Kühlung verwendeten schmalen Übergangs. Die spektroskopischen Verhältnisse für das für Magnesium untersuchte Kühlkonzept sind dem Termschema in Abbildung 3.2 zu entnehmen.

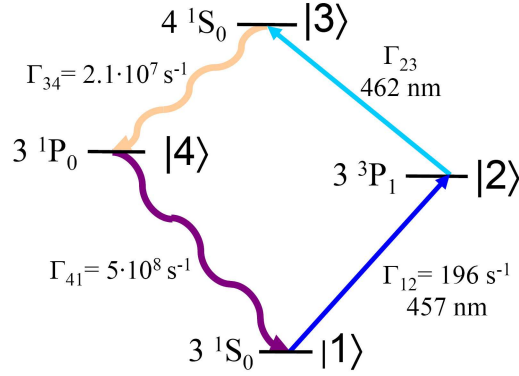


Abbildung 3.2: Auszug aus dem Termschema von  $^{24}\text{Mg}$  mit den für die Quenchkühlung relevanten Übergängen.

Der Kühlaser ( $457 \text{ nm}$ ) regt Atome aus dem Grundzustand  $3^1S_0$  in das metastabile Niveau  $3^3P_1$  an. Der Quenclaser, der sich in Resonanz mit dem  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ -Übergang ( $462 \text{ nm}$ , im folgenden auch als *Quenchübergang* bezeichnet) befindet, koppelt das metastabile  $3^3P_1$  Niveau an den schnellen Zerfallskanal, der über  $4^1S_0 \rightarrow 3^1P_1 \rightarrow 3^1S_0$  zurück in den Grundzustand führt.

Im stationären Zustand wird die gesamte Streurrate von den Populationen der Niveaus  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$  und den zugehörigen Zerfallsraten getragen. Die Population  $\rho_{44}$  des Zustandes  $|4\rangle$  ist dagegen aufgrund der hohen Zerfallsrate zu vernachlässigen. Die gesamte Streurrate wird dann

$$\Gamma_{ges} = \rho_{22} \cdot \Gamma_{12} + \rho_{33} \cdot \Gamma_{34}. \quad (3.1)$$

Für die Population des oberen Niveaus des Quenchübergangs gilt für kleine Sättigungen [31],

$$\rho_{33} \propto \frac{\Omega_{23}^2}{(\Gamma_{23} + \Gamma_{34})^2}. \quad (3.2)$$

Die Rabi-Frequenz des Quenclasers berechnet sich aus dessen Intensität  $I_{23}$  als

$$\Omega_{23} = CG \sqrt{\frac{3 \cdot \lambda_{23}^3 \cdot I_{23} \cdot \Gamma_{23}}{2\pi \cdot h \cdot c}}. \quad (3.3)$$



Dabei bezeichnet  $CG$  den entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten,  $\lambda_{23}$  die Wellenlänge und  $\Gamma_{23}$  die Linienbreite des Quenchübergangs. Durch Einsetzen der beiden Gleichungen (3.2) und (3.3) in den Ausdruck für die gesamte Streurrate (3.1) ergibt sich die wichtige Beziehung

$$\Gamma_{ges} \propto \frac{\Gamma_{23} \cdot \Gamma_{34}}{(\Gamma_{23} + \Gamma_{34})^2} \cdot I_{23} \cdot \lambda_{23}^3. \quad (3.4)$$

Dieser Ausdruck zeigt, welche Parameter die durch Quenchen einer schmalen Linie erreichbaren Streuraten bestimmen:

- Das Verzweigungsverhältnis (engl. *Branching Ratio*)  $\Gamma_{23}/\Gamma_{34}$ ,
- die Intensität des Quenchlasers  $I_{23}$ ,
- sowie die Wellenlänge  $\lambda_{23}$  des gewählten Quenchübergangs.

Für möglichst hohe Streuraten wären dementsprechend Zerfallsraten gleicher Größenordnung,  $\Gamma_{23} \approx \Gamma_{34}$ , für das obere Niveau des Quenchlasers optimal. Übergänge, die die Interkombinationslinien der Erdalkalien an schnelle Zerfallskanäle in deren Singulett-System koppeln, sind jedoch ihrerseits wieder Interkombinationslinien - deswegen liegen die hier auftretenden Verzweigungsverhältnisse im Bereich  $10^{-3}$  bis  $10^{-5}$ . Außerdem sind - sofern vorhanden - entsprechende spektroskopische Daten und Ergebnisse theoretischer Berechnungen hier mit beträchtlichen Unsicherheiten behaftet. Bei den ersten Quenchexperimenten mit Calcium lagen die gemessenen Quenchraten etwa eine Größenordnung unter dem aufgrund der Daten von Kurucz erwarteten Wert [30]. Für Magnesium erschien die Ausgangslage noch deutlich schwieriger, da hier die theoretischen Rechnungen von Kurucz ein Verzweigungsverhältnis  $1,3 \cdot 10^{-4}$  ergaben - dieser Wert liegt eine Größenordnung unter dem entsprechenden Wert für Calcium ( $2 \cdot 10^{-3}$ ). Allerdings wurden die Angaben von Kurucz noch im Jahre 2002 durch *ab-initio*-Rechnungen von Pal'chikov und Derevianko [61] gestützt und deswegen zunächst auch als Grundlage der Simulationen von Quenchkühlprozessen bei Magnesium beibehalten. Im Jahre 2004 wurden die ersten spektroskopischen Untersuchungen des Magnesium-Quench-Überganges an einer Atomstrahl-Apparatur durchgeführt. Dabei zeigte sich relativ schnell, dass die von Kurucz angegebenen Werte für die Linienbreite des Quenchübergangs - und damit auch für das Verzweigungsverhältnis des  $4^1S_0$ -Niveaus - deutlich über dem experimentell ermittelten Wert lagen. Aufgrund der ersten experimentellen Ergebnisse gibt T. Mehlstäubler in ihrer Dissertation die Linienbreite des Quenchübergangs mit  $\Gamma_{23} \approx 109 \text{ s}^{-1}$  an [27]. Dieser Wert, auf dem auch die quantitativen Prognosen für die Implementierung des Quenchkühl-Verfahrens beruhen, bedarf jedoch nach jetzigem Kenntnisstand aus mehreren Gründen der Revision:

- Bei der Geschwindigkeitsverteilung für den Atomstrahl wurde die gewöhnliche Maxwell-Boltzmann-Verteilung angenommen, für den Atomstrahl ist die Geschwindigkeitsabhängigkeit aber um eine Potenz größer (s. unten).

- das abgeschätzte Fehlerniveau von  $\pm 8\%$  ist nach aktuellem Kenntnisstand zu niedrig;
- die Abschätzung stützte sich nur auf vorläufige Messergebnisse.

Eine genauere Auswertung ergibt in Verbindung mit der im Rahmen dieser Arbeit deutlich verbesserten Datenlage für die Linienbreite des Quenchübergangs einen Wert von

$$\Gamma_{23} = (285 \pm 114) \text{ s}^{-1} \text{ und } \Gamma_{23}/\Gamma_{34} = (1,36 \pm 0,54) \cdot 10^{-5}.$$

Dieser Wert ist im Rahmen der Messungengenauigkeit mit neueren Ergebnissen von *ab-initio* Rechnungen vereinbar. Diese liefern  $\Gamma_{23}^{\text{theoret.}} = (220 \pm 20) \text{ s}^{-1}$  [57]. Die Beschreibung des Experimentes und die Auswertung der Daten sind Gegenstand des folgenden Abschnitts.

## 3.2 Spektroskopie der Quenchlinie

### 3.2.1 Aufbau und Methode

#### Atomstrahlapparatur

Die Spektroskopie der Magnesium-Quenchlinie  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$  wurde an einer Atomstrahl-Apparatur durchgeführt, die ursprünglich der Präzisionsspektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie diente und dementsprechend als Ramsey-Bordé-Atominterferometer konzipiert worden war. Detaillierte Beschreibungen der Apparatur in verschiedenen Ausbaustufen finden sich - ebenso wie die damit erzielten spektroskopischen Resultate - in vorangegangenen Doktorarbeiten [62, 53]. Hier sei nur kurz die Funktionsweise des Atomstrahlinterferometers umrissen: Magnesium-Dampf tritt durch eine ca. 1 mm große Öffnung aus einem elektrisch auf 678 K geheizten Atomofen aus. Durch nachfolgende Kollimation mit geeigneten Blenden entsteht ein Atomstrahl, der innerhalb der evakuierten Experimentierkammer frei propagiert. Der Atomstrahl durchläuft eine Wechselwirkungszone, in der eine Vier-Zonen-Ramsey-Anregung durch den Spektroskopielaser erfolgt. Nach der Anregung erreichen die Atome die Detektionszone, wo ein Photomultiplier die Fluoreszenz aus dem Zerfall des angeregten Atomzustandes registriert. Durch die Vier-Zonen-Anregung kommt es zur Aufspaltung der atomaren Materiewellen und anschließende Rekombination der Teilpfade. Als Folge davon treten Ramsey-Interferenzen auf, deren Periodizität bis unter 10 kHz reicht und dementsprechend eine hohe spektroskopische Auflösung ermöglicht.

Für die Quenchexperimente am Magnesium-Atomstrahl wird eine Konfiguration benötigt, in der die Atome nacheinander mit zwei verschiedenen Laser-Lichtfeldern wechselwirken können: Der erste Schritt besteht in der Anregung der Atome in das metastabile  $3^3P_1$ -Niveau. Die so erzeugte Population wird dann im zweiten Schritt - dem eigentlichen Quenchen - wieder aus dem metastabilen Niveau entfernt. Dieses Umpumpen geschieht mit Hilfe des Quenchlasers. Die Atome werden hierbei durch Anregung in das Niveau  $4^1S_0$  über den schnellen Zerfallskanal  $4^1S_0 \rightarrow 3^1P_1 \rightarrow 3^1S_0$  wieder in den Grundzustand

überführt. Das Quenchen kann durch Detektion der vom Zerfall des metastabilen Niveaus herrührenden Fluoreszenz detektiert werden - sie ist ein direktes Maß für die dort vorhandene Population.

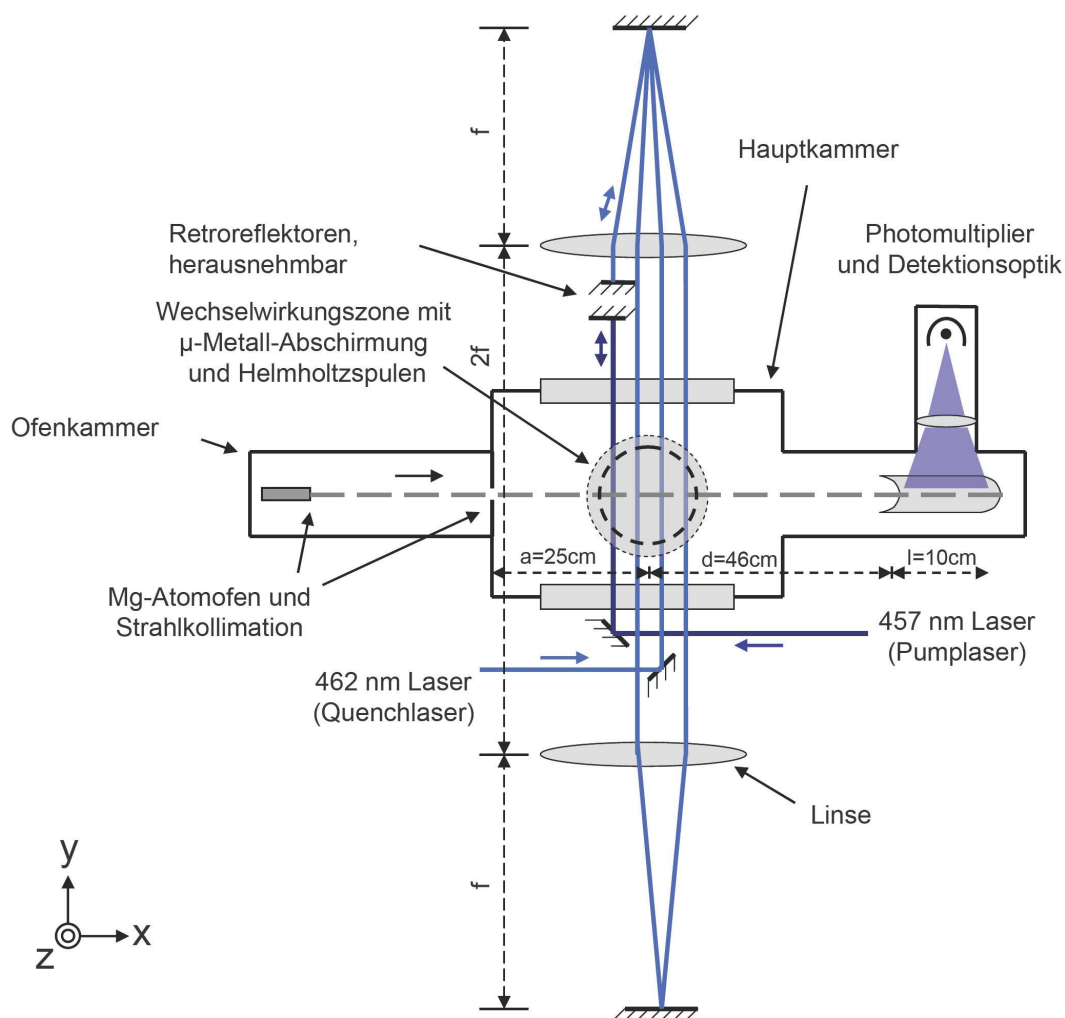


Abbildung 3.3: Das für Quencherperimente am Atomstrahl umgebaute Ramsey-Bordé-Interferometer. In der definierten Umgebung der Wechselwirkungszone werden die Atome mit dem 457 nm Laser zunächst in das metastabile  $3^3P_1$ -Niveau angeregt; dieses kann dann mit Hilfe des Quenchlaser (462 nm) depopuliert werden. Die Population im metastabilen Niveau wird als Fluoreszenz bei 457 nm nachgewiesen. Durch Entfernen der Rückreflektoren entsteht wieder die Katzenaugen-Geometrie mit Vier-Zonen-Ramsey-Anregung.

Der durch Umbau des Atominterferometers entstandene Aufbau ist in Abbildung 3.3 skizziert. Die wesentlichen Modifikationen sind

- der Einbau zweier Rückreflektor-Spiegel, die den Strahlengang der klassischen Katzenaugen-Geometrie in zwei Teilbereiche trennen, je einen für den Anregungslaser (457 nm) und für den Quenchlaser (462 nm).
- der Aufbau einer Einkoppelstrecke für den Quenchlaser (462 nm). Bei ausgebauten Rückreflektoren kann so der Quenchlaser mit dem ihm entgegenlaufenden Anregungslaser exakt überlagert werden.
- die Verwendung von polarisationserhaltenden Single-Mode-Glasfasern<sup>1</sup> für die Zuführung des Anregungs- und des Quenchlaserlichtes, anstatt der früher für den Anregungslaser verwendeten Freistrahlanordnung, die eine aktive Strahlagestabilisierung erforderte.
- die Ausnutzung der Resttransmission eines Umlenkspiegels im Quenchlaser-Strahlengang zur Wellenlängen-Messung. Dabei wird ein Teil des 462 nm Laserlichtes in ein kommerzielles Wellenlängen-Messgerät (TOPTICA WS/U) eingekoppelt. Auf diese Weise kann die Frequenz des Quenchlasers kontinuierlich mit einer absoluten Genauigkeit von 30 MHz gemessen werden.

Die Verwendung der ursprünglich als Atominterferometer konzipierten Apparatur bietet den Vorteil, dass durch einfaches Entfernen der oben erwähnten Rückreflektoren wieder eine Vier-Zonen-Anregungs-Geometrie für den Anregungslaser realisiert werden kann. So kann vor Beginn der eigentlichen Messungen gegebenenfalls durch Beobachtung der Ramsey-Interferenzen sichergestellt werden, dass die vier Anregungsstrahlen sämtlich mit denselben Klassen von Atomen wechselwirken. Abbildung 3.4 gibt einen Eindruck von der Signalform.

Durch Einbau der Rückreflektoren erhält man dann auf einfache Weise eine Anordnung, in der der Quenchlaser den Atomstrahl dreimal kreuzt. Die zur Verfügung stehende Leistung des Quenchlasers wird durch den Rücklauf des Strahls in sich selbst maximal sechsfach überhöht. Angesichts der geringen Linienstärke der Quenchlinie hat sich diese effiziente Ausnutzung der Leistung insbesondere für das erstmalige Auffinden des Übergangs als essenziell erwiesen.

### Anregungslaser

Als Anregungslaser für den Magnesium-Interkombinationsübergang bei 457 nm wurde für die hier präsentierten Messungen ein Farbstofflaser-Spektrometer verwendet. Das Spektrometer besteht im wesentlichen aus einem Selbstbau-Ringlaser mit dem Laserfarbstoff Stilben-III als aktivem Medium. Der Laser lässt sich auf einen Hochfinesse-Resonator mit Hilfe des Pound-Drever-Hall-Verfahrens stabilisieren und besitzt in der hier gewählten Konfiguration (einstufige Stabilisierung) eine Linienbreite von ca. 900 Hz und eine die Langzeit-Stabilität begrenzende Frequenzdrift von durchschnittlich 7 kHz/h. Näheres kann der Dissertation von J. Keupp entnommen werden [25]. Die maximal am Ort der Wechselwirkung

---

<sup>1</sup>Typ kineFlex P-S der Fa. PointSource, Hamble/Southampton, England.

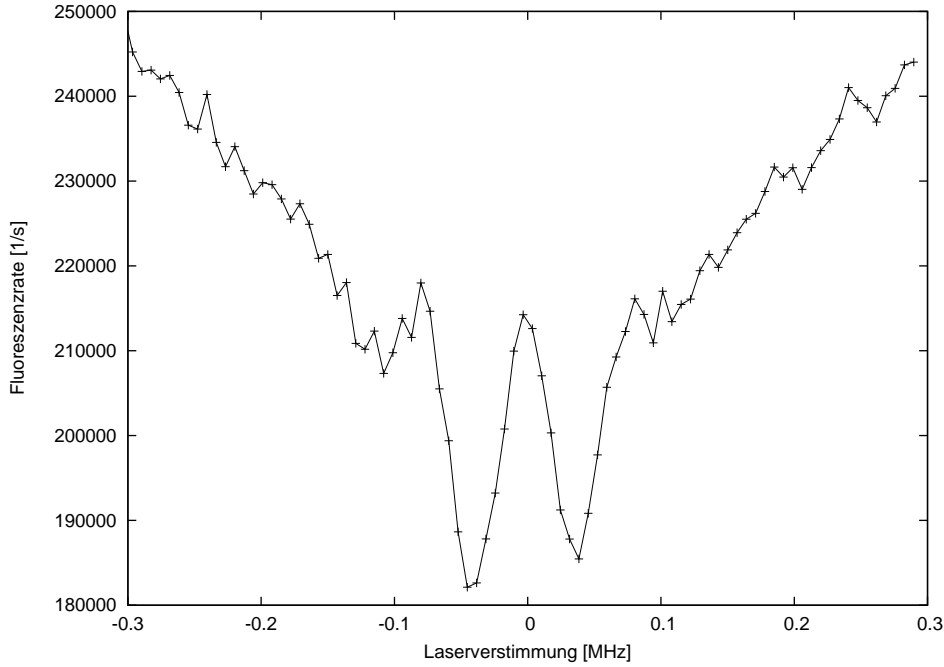


Abbildung 3.4: *Signal bei der Atominterferometrie am thermischen Magnesium-Atomstrahl.*

mit den Atomen zur Verfügung stehende Lichtleistung betrug unter Berücksichtigung aller Transportverluste ca. 60 mW. Aufgrund der schnellen Alterung des Laserfarbstoffes (Lebensdauer pro Farbstoff-Füllung ca. 30 Stunden bei 4 W Pumpleistung) wurde typischerweise mit Leistungen zwischen 35 und 55 mW gearbeitet.

### Spektroskopie der Interkombinationslinie

Wird die Magnesium-Interkombinationslinie ohne eingesetzte Rückreflektoren mit dem Anregungslaser spektroskopiert, so ergibt sich das in Abbildung 3.5 skizzierte Linienprofil, das den für gesättigte Absorption typischen Lamb-Dip zeigt. Die Breite des Dopplerprofils ist mit der Divergenz des Atomstrahls unmittelbar verknüpft. Es gilt die Beziehung [42, 63]

$$\delta\nu_{\text{Doppler}} = \frac{2}{\lambda} \sqrt{\frac{2 \cdot k_B \cdot T \cdot \ln 2}{M}} \cdot \sin \epsilon. \quad (3.5)$$

Dabei ist  $T$  die Ofentemperatur,  $M$  das Atomgewicht und  $\epsilon$  der Divergenzwinkel. Die im folgenden als *Divergenz* bezeichnete Größe meint immer den vollen Öffnungswinkel des divergenten Atomstrahles, sie hat entsprechend den Wert  $2 \cdot \epsilon$ .

Aus der so bestimmten Divergenz von  $2 \cdot \epsilon = 2,6$  mrad und dem Abstand zwischen der Kollimationsblende (Durchmesser  $d_b = 1$  mm) und dem Ort der Wechselwirkung ( $a \approx 25$  cm) kann der Radius des Atomstrahles am Wechselwirkungsort abgeschätzt werden zu  $r = (d_b + a \cdot 2 \cdot \epsilon)/2 = 0,83$  mm. Die Ungenauigkeit beträgt dabei  $\pm 20\%$ .

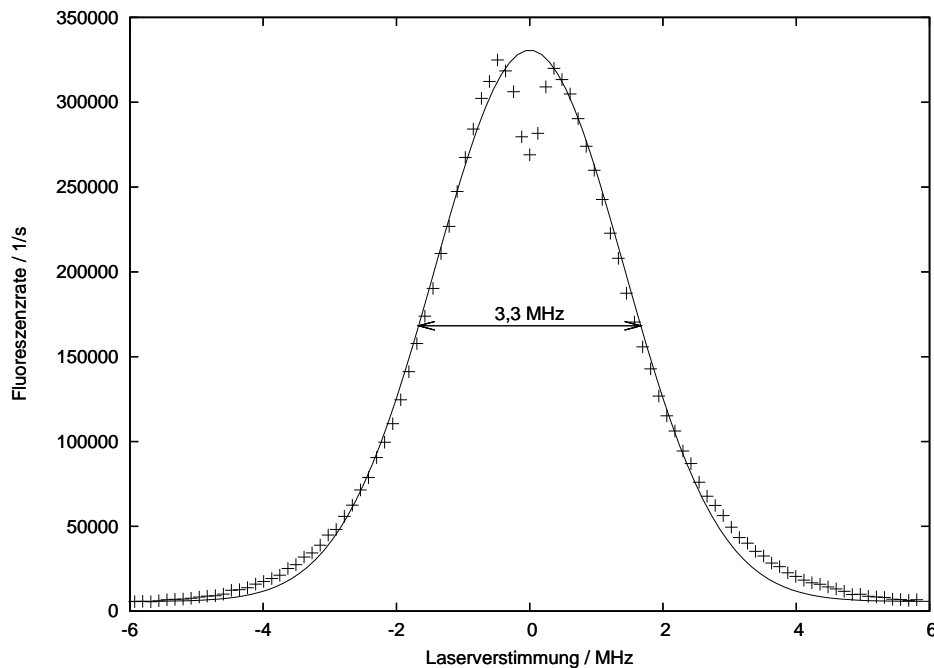


Abbildung 3.5: Sättigungs-Spektrum der Magnesium-Interkombinationslinie, aufgenommen am thermischen Atomstrahl (Kreuze). Aus der Breite des angefitteten Doppler-Profiles (durchgezogene Linie) von 3,3 MHz lässt sich direkt eine Atomstrahl-Divergenz von 2,6 mrad ableiten.

## Quenchlaser

Zur Anregung des Quenchübergangs  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$  bei 462 nm wurde ein frequenzverdoppelter Titan-Saphir-Ringlaser verwendet. Die Frequenzstabilisierung geschah mittels des in Kap. 6 beschriebenen Systems. Die Eigenschaften des Lasers selbst sind in Tabelle B.1 im Anhang zusammengefasst. Aus der Grundwelle (924 nm) des Titan-Saphir-Lasers wurde 462 nm-Licht durch Frequenzverdopplung erzeugt. Dies geschah mittels eines ppKTP<sup>2</sup>-Kristalls in einem linearen Resonator. Zum Schutz vor Rückreflexionen vom Einkoppelspiegel in den Laser wurde ein optischer Isolator<sup>3</sup> verwendet. Der Resonator wurde mittels eines Intensitätslocks auf konstante Intensität des erzeugten 462 nm Lichtes stabilisiert. Die Daten der Frequenzverdopplung sind in Tabelle B.3 im Anhang zusammengefasst. Zur Erzeugung blauen Laserlichtes durch Frequenzverdopplung mit ppKTP-Kristallen sei auch auf Abschnitt 5.1.3 in Kap. 5 verwiesen. Aus ca. 600 mW Ausgangsleistung des Titan-Saphir Lasers bei 924 nm wurden hier rund 170 mW Leistung bei 462 nm erzeugt. Der Betrieb des Systems bei höheren Leistungen in der Grundwelle erwies sich als nicht sinnvoll, da hier - vermutlich aufgrund thermischer Effekte - starke Instabilitäten der Frequenzverdopplung zu beobachten waren. Diese führten auf der Zeitskala von 15 bis 30 Minuten zum

<sup>2</sup>Periodisch gepoltes Kalium-Titanyl-Phosphat, näheres s. Kap. 5.

<sup>3</sup>Gsänger FR920-TS2, 60 dB, Fa. Linos, Göttingen

Verlust der durch Justage der Kristallposition und der Kristalltemperatur<sup>4</sup> optimierten Phasenanpassung (s. hierzu auch Kap. 5).

Nach Abzug aller Verluste (Glasfasern, Streuung und Absorption an optischen Elementen) standen direkt an der Strahlapparatur Laserleistungen von bis zu 70 mW zur Verfügung. Aus Gründen der Stabilität der Frequenzverdopplung wurde typischerweise mit Leistungen von etwa 55 mW experimentiert. Die Kurzzeit-Linienbreite des frequenzverdoppelten Lasers betrug etwa 1,3 MHz, während die Langzeitstabilität durch Anbindung an einen polarisationsstabilisierten HeNe-Laser gewährleistet wurde, s. Kapitel 6.

### Lichttransport und Strahlformung

Das Licht beider Laser wird in der aktuellen Ausbaustufe der Apparatur mit Hilfe von polarisationserhaltenden Single-Mode-Glasfasern zugeführt. Die vorkonfektionierten Faser-Auskoppler liefern bereits kollimierte Laserstrahlen. Die gewünschten Strahltaillen wurden für beide Laser mit entsprechenden Teleskopen eingestellt und mit zwei verschiedenen Methoden gemessen - klassisch mit Hilfe der sogenannten *Rasierklingen-Methode* und alternativ mit Hilfe des CCD-Kamera-basierten Beamview<sup>®</sup>-Systems. Die Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die typischerweise eingestellten Strahltaillen.

Parameter	$w_{0x12}$	$w_{0z12}$	$w_{0x23}$	$w_{0z23}$
Wert / mm	1.09	1.11	0.63	0.73

Tabelle 3.2: Übersicht über die Strahltaillen am Ort der Atom-Licht-Wechselwirkung. Die Bezeichnungen ergeben sich aus Abbildung 3.2 und 3.3. Für alle Parameter gilt eine Messungenauigkeit von  $\pm 5\%$ .

Die tatsächlich auf die Atome wirkenden Laserintensitäten sowohl des Anregungs- als auch des Quenchlasers sind für die Auswertung der Beobachtungen besonders wichtige Parameter. Da es hierbei auf die Intensitäten am Ort der Atome ankommt, wurde zunächst durch Vermessung der Verluste beider Laser entlang ihres optischen Weges für geeignete Stützstellen (vor und nach optischen Elementen) jeweils ein Leistungs-Überhöhungsfaktor bestimmt. Dieser Faktor ergibt, multipliziert mit der an einem Referenzpunkt - hier jeweils vor dem letzten Umlenkspiegel vor der Strahlapparatur - für jedes Experiment neu bestimmten Leistung die tatsächlich am Ort der Atome wirkende Leistung. Die Tabelle 3.3 gibt diese Faktoren an. Durch Variation der Polarisation (verschiedene Richtungen des elektrischen Feldvektors bei linearer Polarisation sowie zirkulare Polarisation) wurde verifiziert, dass diese Vorfaktoren im Rahmen der Messungenauigkeit keine Polarisationsabhängigkeit zeigen. Die Leistung am Referenzpunkt wurde regelmäßig mit Hilfe eines Leistungsmessgerätes vom Typ LaserCheck<sup>®</sup> der Fa. Coherent gemessen. Da sich bei verschiedenen Untersuchungen im Rahmen der Messungenauigkeiten keine Abweichungen der

<sup>4</sup>Die Temperatur wurde mittels einer Temperaturregelung vom Typ HTC-1500 (Fa. Wavelength Electronics, Bozeman, Montana) mit NTC (4,7 k $\Omega$ ) und Widerstandsdraht als Heizelement konstant gehalten.

angezeigten Werte für dieses und zwei weitere, andersartige Geräte<sup>5</sup> ergaben, wird hier von der auch vom Hersteller angegebenen Ungenauigkeit der Leistungsmessung von  $\pm 5\%$  ausgegangen.

Lasertyp	Anregung (457 nm)	Quenchen (462 nm)
Vorfaktor f. Anregung mit Stehwellen	2,0	5,06
Vorfaktor f. Anregung mit Laufwellen	1,0	2,79

Tabelle 3.3: Vorfaktoren zur Berechnung der wirksamen Leistungen für Quench- und Anregungslaser aus dem am Referenzpunkt gemessenen Wert. Für die Stehwellenanregung werden beide Strahlen jeweils in sich zurück reflektiert. Alle Angaben mit  $\pm 5\%$  Messungenauigkeit.

Für beide Laser wurden zur Einstellung der Polarisierungen und Polarisationsrichtungen Halb- bzw. Viertelwellenplättchen benutzt.

### Wechselwirkungszone

Eventuelle magnetische Störfelder werden durch eine aus  $\mu$ -Metall<sup>®</sup> gefertigte, dosenförmige Abschirmung der Wechselwirkungszone, die für den Durchtritt von Atomstrahl und Laserstrahlen Öffnungen besitzt, reduziert. Frühere Arbeiten beziffern den Grenzwert für Störfelder auf etwa  $100 \mu\text{Gauss}$  [62, 64]. Ein Helmholtz'sches Spulenpaar im Inneren der Abschirmung ermöglicht das Anlegen eines variablen, am Wechselwirkungsort homogenen Magnetfeldes mit einer Feldstärke von bis zu  $1,5 \text{ Gauss}$ . Auf diese Weise kann für die Licht-Atom-Wechselwirkung eine Drehimpuls-Quantisierungsachse festgelegt werden; in Abbildung 3.3 ist dies die z-Achse.

### Detektion

Nach Durchqueren der Wechselwirkungszone und einer freien Strecke von ca.  $46 \text{ cm}$  erreichen die Atome die Detektionszone. Innerhalb dieser  $10 \text{ cm}$  langen Zone wird die Fluoreszenz aus dem Zerfall der metastabilen Atome bei  $457 \text{ nm}$  mit Hilfe eines Photomultipliers detektiert. Dabei erhöht ein Spiegel in Form eines der Länge nach halbierten Rohres die Detektionseffizienz. Für Details dieser Anordnung sei auf die Dissertation von V. Rieger verwiesen [62].

Die Auswertung der vom Photomultiplier gelieferten Zählimpulse geschieht durch ein PC-basiertes System der Fa. BurrBrown. Das Steuerungsprogramm des Spektrometers ermöglicht die direkte Aufnahme der Zählrate als Funktion der Verstimmung des Spektroskopielasers. Dieses System fand im Rahmen der vorgestellten Messungen für die Spektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie (Vermessung des Lamb-Dips und Beobachtung der Ramsey-Interferenzen ohne Einfluss des Quenchlaser) Verwendung. Einzelheiten hierzu finden sich in [25].

<sup>5</sup>FieldMate<sup>®</sup> mit Messkopf LM-3, Fa. Coherent, Dieburg sowie PowerMax<sup>®</sup> mit Messkopf 2-W, Fa. Moletron, Portland, Oregon)



Für die Quenchexperimente wurde ein alternatives, ebenfalls PC-basiertes Zählersystem<sup>6</sup> eingesetzt, bei welchem die Zählrate am Photomultiplier als Funktion der Zeit kontinuierlich dargestellt und registriert werden kann. Auf diese Weise kann insbesondere die (zeitabhängige) Schwankung des Fluoreszenzsignales untersucht und dessen Messungsgenauigkeit quantifiziert werden.

### 3.2.2 Überblick über die durchgeführten Messungen

Quenchexperimente am Magnesium-Atomstrahl wurden für eine Reihe unterschiedlicher Konfigurationen durchgeführt. Vordringlichstes Ziel war die genaue Bestimmung von Linienbreite und Übergangsfrequenz des  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ -Übergangs. Außerdem wurden mögliche Unterschiede einer Anregung mit Stehwellen-Lichtfeldern und laufenden Wellen für Anregungs- und Quenchlaser sowie die Leistungsabhängigkeit des Quencheffektes untersucht.

Die Durchführung der Messungen an jedem Messtag geschah entsprechend dem folgenden Schema:

- Zunächst wurde - ohne Einwirkung des Quenchlasers und ohne Rückreflektoren - die Magnesium-Interkombinationslinie spektroskopiert. Die Frequenz des Anregungslasers wurde für alle weiteren Experimentierschritte auf die Mitte des dabei beobachteten Lamb-Dips eingestellt.
- Der nächste Schritt bestand im Überlagern des dem Anregungslaser entgegenlaufenden Quenchlasers auf der gesamten gemeinsamen Strecke. Gute Überlagerung führte im Normalfall zum Durchkoppeln des Quenchlasers durch die Faser des Anregungslasers und umgekehrt.
- Hiernach wurden die Rückreflektoren eingesetzt. Diese wurden dann so justiert, dass Anregungs- und Quenchlaser jeweils in sich zurückliefen. Auch dies führte regelmäßig zum Durchkoppeln der Laser zurück durch die Faser. Zeitweise wurde deswegen beim 457 nm Farbstofflaser der Einsatz eines optischen Isolators in den laserseitigen Strahlengang notwendig<sup>7</sup>.
- Als letzter Schritt wurden Polarisation und Magnetfeld eingestellt.

Die eigentliche Messung für eine gewählte Konfiguration von Parametern bestand zunächst im Aufsuchen der Quenchlinie durch Verstimmen des Quenchlasers bis zur Beobachtung der maximalen Reduktion der Fluoreszenzrate des Photomultipliers. Da die entsprechende Frequenz anfänglich nur mit einer Unsicherheit von ca.  $\pm 700$  MHz aus gitterspektrographischen Messungen von G. Risberg bekannt war [65], stellte dies während der ersten Messungen einen relativ zeitintensiven Vorgang da. Allerdings konnte schon während des ersten Quenchexperimentes die Messung von Risberg im Rahmen der Messgenauigkeit von

<sup>6</sup>PMS-300 mit Software-Version 2.4 (Fa. Becker & Hickl, Berlin)

<sup>7</sup>FR 488/5, 30 dB, Fa. LINOS, Göttingen

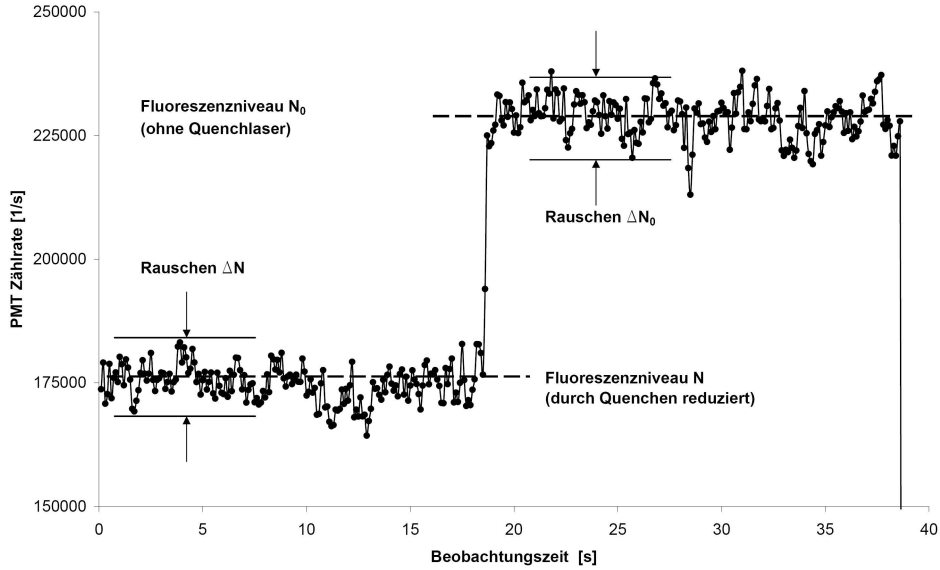


Abbildung 3.6: Fluoreszenzsignal aus dem Zerfall des metastabilen  $3^3P_1$ -Niveaus mit und ohne Einfluss des Quenchlasers.

$\pm 1$  GHz des hierfür anfangs verwendeten Wellenlängenmessgerätes<sup>8</sup> reproduziert werden. Später stand dann ein deutlich genaueres Gerät<sup>9</sup> zur Verfügung. Dank dessen Absolutgenauigkeit, die nach Kalibration mit Hilfe eines Iod-stabilisierten HeNe-Lasers<sup>10</sup> 30 MHz betrug, konnte der Übergang  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$  mit einer um zwei Größenordnungen besseren Genauigkeit als bisher bestimmt werden. Für Frequenz und Wellenlänge ergaben sich dabei die Werte

$$\nu = (648537,760 \pm 0,030) \text{ GHz und } \lambda_{vac} = (462,25906 \pm 0,00002) \text{ nm.}$$

Für die genaue Einstellung der Frequenz des Quenchübergangs durch Aufsuchen der maximalen Anregung - also der maximalen Reduktion des Fluoreszenzsignals - wurde ein mechanischer Strahlunterbrecher (Schaltzeit ca. 1/10 s) in den Strahlengang des Quenchlasers eingebaut. Auf diese Weise kann jederzeit schnell die aktuelle Fluoreszenzrate mit und ohne Quenchen verglichen werden. Abbildung 3.6 gibt einen Eindruck des typischen Fluoreszenzsignals.

Die größte Quenchwirkung konnte beobachtet werden, wenn beide Laser linear und in z-Richtung entsprechend Abbildung 3.3 polarisiert eingestrahlt wurden und die Quantisierungsachse durch ein in z-Richtung anliegendes Magnetfeld von etwa 0,8 Gauß definiert war. Diese Messung wurde mehrfach reproduziert, um zu einem verlässlichen Datensatz zur Ermittlung des Verzweigungsverhältnisses  $\beta$  zu gelangen.

<sup>8</sup>Wavemaster, Fa. Coherent, Dieburg

<sup>9</sup>WS/U, Fa. Toptica, München

<sup>10</sup>Freundlicherweise durchgeführt von Dr. C. Lisdat und S. Falk, AG E. Tiemann, IQO

### 3.2.3 Quantitative Auswertung und Fehlerabschätzung

Die Auswertung der Quenchexperimente geht von der Wirkung der durch das Quenchen induzierten effektiven Linienbreite des  $3^3P_1$ -Niveaus aus, siehe auch [31]:

$$\Gamma_{eff} = \Gamma_{12} + \Gamma_{34} \cdot \frac{\rho_{33}}{\rho_{22}} \quad (3.6)$$

Für kleine Sättigungen und  $\Gamma_{23}/\Gamma_{34} \ll 1$  ergibt sich für das Verhältnis der Populationen in den Niveaus  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$ ,

$$\frac{\rho_{33}}{\rho_{22}} = \frac{\Omega_{23}^2}{\Gamma_{34}^2}. \quad (3.7)$$

Daraus folgt unter Vernachlässigung der Zerfallsrate des metastabilen Niveaus,

$$\Gamma_{eff} \approx \Omega_{23}^2/\Gamma_{34}. \quad (3.8)$$

Wird das metastabile Niveau während der Wechselwirkungszeit  $\tau$  gequenchet, zerfällt demnach seine Population exponentiell. Es gilt für das Verhältnis  $S$  der Populationen des metastabilen Niveaus mit und ohne Quenchprozess,

$$S = \exp\left(-\frac{\Omega_{23}^2}{\Gamma_{34}} \cdot \tau\right). \quad (3.9)$$

Die Rabi-Frequenz des Quenchlasers ist durch Gleichung (3.3) gegeben; hiermit folgt für eine infinitesimal kleine Wechselwirkungszone der Ausdehnung  $dx$  und eine Atomgeschwindigkeit  $v_z$ ,

$$S(dx, v_x) = \exp\left(-\frac{\lambda_{23}^3 \cdot I_{23} \cdot \beta \cdot dx}{2\pi \cdot h \cdot c_0 \cdot v_x}\right). \quad (3.10)$$

Dabei wurde das durch

$$\beta := \Gamma_{23}/\Gamma_{34} \quad (3.11)$$

definierte Verzweigungsverhältnis  $\beta$  eingeführt. Für den Quenchübergang wurde der entsprechende Clebsch-Gordan-Koeffizient,  $CG = 1/\sqrt{3}$ , eingesetzt.

Das ohne Quenchen beobachtete Fluoreszenzsignal lässt sich mit Hilfe des Rabi-Formalismus berechnen - danach gilt für die Anregungswahrscheinlichkeit in das metastabile  $3^3P_1$ -Niveau,

$$p_2(dx, v) = \sin^2\left(\frac{\Omega_{12} \cdot dx}{2 \cdot v_x}\right). \quad (3.12)$$

Wie bereits oben erläutert, beträgt der Abstand zwischen Detektions- und Wechselwirkungszone  $d = 46$  cm. Während des Durchfliegens dieser Strecke zerfällt die Population des metastabilen Niveaus mit der Zerfallsrate  $\Gamma_{12}$ . Detektiert werden andererseits nur solche Zerfälle, die innerhalb der Detektionszone der Länge  $l = 10$  cm stattfinden. Durch diese

beiden Effekte wird das beobachtete Fluoreszenzsignal um den geschwindigkeitsabhängigen Faktor

$$\eta(v_x) = \exp\left(-\frac{\Gamma_{12} \cdot d}{v_x}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{\Gamma_{12} \cdot l}{v_x}\right)\right) \quad (3.13)$$

kleiner. Für die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls gilt nach Metcalf bzw. Ramsey [37, 66],

$$f(v_x) = \frac{v_x^3}{2\tilde{v}^4} \cdot \exp\left(-\frac{v_x^2}{2\tilde{v}^2}\right) \text{ mit } \tilde{v} = \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{M}}. \quad (3.14)$$

Dabei bezeichnet  $M$  das Atomgewicht von Magnesium und  $T$  die Temperatur des Atomofens. Wichtig ist hier der hier für den Atomstrahl gegenüber der normalen Maxwell-Boltzmann-Verteilung - sie gilt für ein Gas - auftretende Vorfaktor  $v_x^3$ . Dieser rührt daher, dass die Wahrscheinlichkeit für ein Atom, die Ofenkammer durch die Apertur zu verlassen, seiner Geschwindigkeit proportional ist. Das beobachtete Verhältnis der Fluoreszenzraten  $N/N_0$  ergibt sich durch Integration über alle longitudinalen Geschwindigkeiten  $v_x$  und das Laserintensitätsprofil in  $z$ -Richtung (vgl. Abbildung 3.3), wobei  $z$  von 0 bis zum Atomstrahl-Radius  $r$  reicht. Ausgehend von gauß'schen Laserstrahlen gilt:

$$I(z) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot z^2}{w_{0z}^2}\right) \text{ mit } I_0 = \frac{2 \cdot P}{\pi \cdot w_{0x} \cdot w_{0z}} \quad (3.15)$$

Dabei bezeichnet  $w_0$  die Gauß'sche Strahltaile,  $I_0$  die Spitzenintensität und  $P$  die gesamte Laserleistung.

Der insgesamt zu erwartende zu erwartende Signaleinbruch ist demzufolge durch den folgenden Quotienten gegeben:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{\int_0^r \int_0^\infty f(v_x) \cdot p_2(v_x, z) \cdot S(v_x, z, \beta) \cdot \eta(v_x) \, dv_x \, dz}{\int_0^r \int_0^\infty f(v_x) \cdot p_2(v_x, z) \cdot \eta(v_x) \, dv_x \, dz}. \quad (3.16)$$

Aus Gleichung (3.16) lässt sich kein analytischer Ausdruck für das Verzweigungsverhältnis  $\beta$  gewinnen. Zur numerischen Auswertung wurde ein C++-Programm erstellt (s. Anhang A), das für einen gegebenen Parameter- und Datensatz das Verzweigungsverhältnis  $\beta$  berechnet: Ausgehend von einem Anfangswert wird dabei  $\beta$  iteriert. Für jeden Iterationsschritt wird dann das erwartete Verhältnis der Fluoreszenzraten aus Gleichung (3.16) durch numerische Integration berechnet. Die Iteration wird fortgeführt, bis der errechnete Wert für  $N/N_0$  im Rahmen der Messungenauigkeit mit der experimentellen Beobachtung übereinstimmt.

Zur Abschätzung der Ungenauigkeit, mit der der so errechnete Wert für  $\beta$  behaftet ist, wird aus den mittleren Fehlern aller in die Berechnungen eingehenden Parameter  $x_i$  der gesamte mittlere Fehler gebildet [68], nämlich

$$\Delta\beta = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial\beta}{\partial x_i}\right)^2 (\Delta x_i)^2}. \quad (3.17)$$

Die  $i$  einzelnen Beiträge

$$\frac{\partial \beta}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i, \quad (3.18)$$

beziehungsweise deren Beträge, werden durch numerische Berechnung und Mittelwertbildung als

$$\left| \frac{\partial \beta}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right| \approx \left| \frac{\beta(x_i + \Delta x_i) - \beta(x_i - \Delta x_i)}{2} \right| \quad (3.19)$$

für jeden Parameter  $i$  angenähert und dann in Ausdruck (3.17) eingesetzt, um den gesamten Fehler für  $\beta$  zu erhalten. Tabelle 3.4 gibt einen Überblick über die dieser Abschätzung zugrunde liegenden Fehlerbeiträge der einzelnen Parameter.

Parameter	$P_{12}$	$P_{23}$	$w_{0x12}$	$w_{0z12}$	$w_{0x23}$	$w_{0z12}$	$r$	$T$	$N/N_0$
Typ. Wert	73,0	286,1	1,09	1,11	0,63	0,73	0,83	678	0,7908
Einheit	mW	mW	mm	mm	mm	mm	mm	K	a.u.
Relativer Fehler	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$	$\pm 20\%$	$\pm 5\%$	$\pm 3\%$

Tabelle 3.4: *Typische Parameter-Werte und relative Fehler*

### 3.2.4 Ergebnisse

#### Verzweigungsverhältnis und Zerfallsrate

Aus den Ergebnissen der in der Standard-Konfiguration durchgeführten Messungen ergeben sich mit dem obigen Formalismus für das Verzweigungsverhältnis  $\beta$  und die Linienbreite  $\Gamma_{23}$  des Quenchübergangs die Werte,

$$\beta = (1,36 \pm 0,54) \cdot 10^{-5} \text{ und } \Gamma_{23} = (285 \pm 114) s^{-1}.$$

Hierbei wurde für die Berechnung von  $\Gamma_{23}$  aus  $\beta$  gemäß Gl. (3.11) der Wert von Jönsson ( $\Gamma_{34} = 2,1 \cdot 10^{-7}$ ) verwendet [48].

#### Anregungsprofil der Quenchlinie

Durch automatisches Durchstimmen des Quenchlasers und Aufzeichnung des Fluoreszenzsignales wurde das Anregungsspektrum für den  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ -Übergang aufgenommen. Abbildung 3.7 zeigt ein typisches Signal. Das Linienprofil ist hier ein Lorentz-Absorptionsprofil der allgemeinen Form

$$\frac{I(\nu)}{I(\nu = 0)} \propto \left( 1 - \frac{\gamma/(2 \cdot \pi)}{\nu^2 + (\gamma/(4 \pi))^2} \right). \quad (3.20)$$

Quenchen findet nur statt für Atome der Geschwindigkeitsklasse  $v \approx 0$  - demnach bestimmt die Zerfallsrate des oberen Niveaus  $4^1S_0$  die beobachtete Linienbreite. Der schnelle Zerfallskanal  $4^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  dominiert den Prozess, so dass seine natürliche Linienbreite - aufgrund der Messungen von Jönsson [48] liegt ihr Erwartungswert bei  $\gamma_{34} = 3,3$  MHz - sichtbar werden sollte. Dies ist auch im Rahmen der Messungenauigkeit der Fall, wie aus Abbildung 3.7 leicht zu ersehen ist.

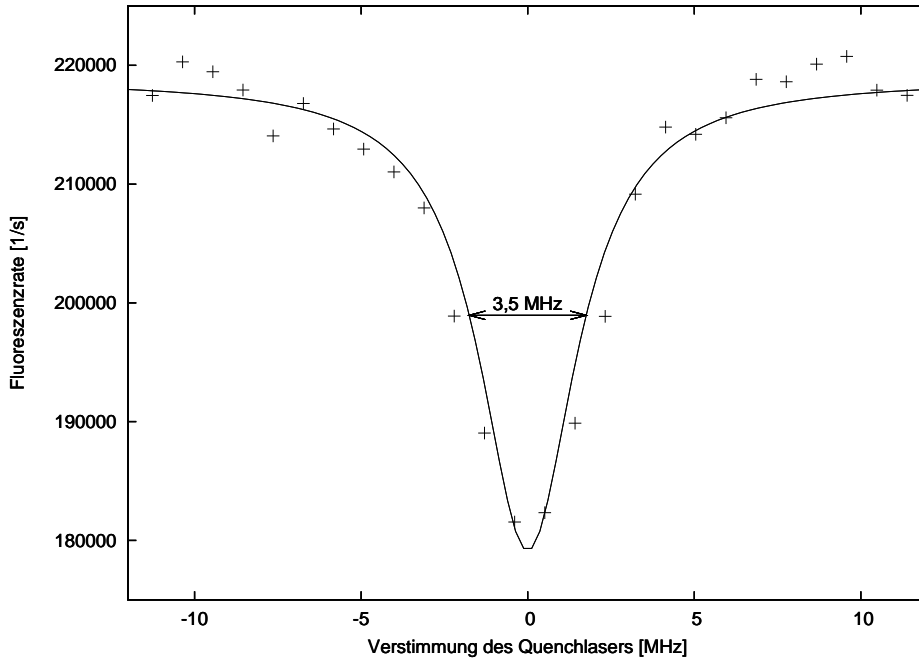


Abbildung 3.7: Einbruch der Fluoreszenz beim Durchstimmen des Quenclasers über die Resonanz. Die Messwerte (Kreuze) lassen sich durch ein Lorentz-Profil beschreiben. Ein Least-Square-Fit (durchgezogene Linie) ergibt eine Linienbreite von  $\gamma \approx 3,5$  MHz für den Übergang  $4^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$ .

### Leistungsabhängigkeit des Quencheffektes

Die durch Quenchen erreichbare Reduktion der Population des metastabilen Niveaus als Funktion der Leistung des Quenclasers zeigt Abbildung 3.8.

Im hier untersuchten Leistungsbereich skaliert die Quenchrage (gemessen als Signaleinbruch  $N/N_0$ ) in guter Näherung linear mit der Leistung des Quenclasers. Dies ist auch zu erwarten, wenn man Gleichung (3.9) betrachtet. Die Rabi-Frequenz  $\Omega_{23}$  skaliert mit der Wurzel der Laserleistung  $\sqrt{P}$ , sie beträgt für  $P_{max}$  effektiv etwa  $\Omega_{23} \approx 1 \cdot 10^6 \text{s}^{-1}$ . Die Durchflugszeit ist von der Größenordnung  $1 \mu\text{s}$  und es ist  $\Gamma_{34} = 2,1 \cdot 10^7 \text{s}^{-1}$ . Damit ist das Argument der Exponentialfunktion in Gl. (3.9) von der Größenordnung  $x \approx 0,05$ , so dass die Näherung  $e^{-x} \approx 1 - x$  zulässig ist.

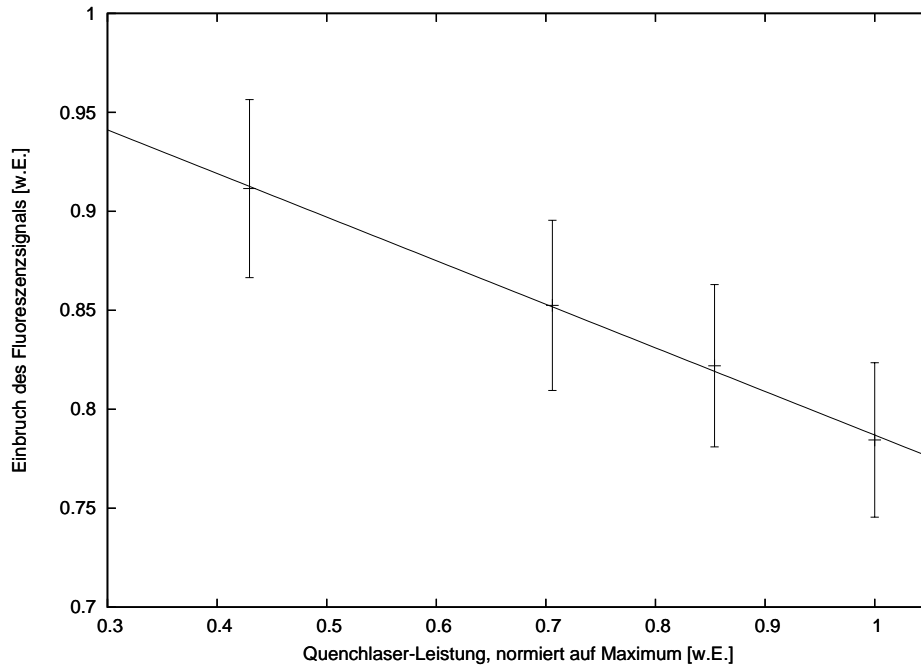


Abbildung 3.8: Leistungsabhängigkeit des Quencheffektes. Dargestellt ist der Fluoreszenzeinbruch  $N/N_0$  (Mittelwert) als Funktion der Quenchlaser-Leistung (normiert auf den Maximalwert von 286 mW) (Kreuze). Durchgezogene Linie: Regressionsgerade,  $N/N_0(P) = 1 - 0.22 \cdot P/P_{max}$ .

### Anregung durch stehende und laufende Wellen

Die für eine gegebene Laserleistung erreichte Quencheffizienz gilt unabhängig davon, ob der Quenchlaser als Stehwelle oder als laufende Welle eingestrahlt wird. Wie aus Abbildung 3.3 ersichtlich, kann die Konfiguration mit Anregung durch eine laufende Welle für Quench- und/oder Anregungslaser durch einfaches Blockieren des jeweiligen Laserstrahls unmittelbar vor dem Rückreflektor-Spiegel hergestellt werden. Die in Tabelle 3.3 angegebenen Vorfaktoren erlauben dann jeweils die Berechnung der effektiv wirksamen Laserleistung und damit den direkten Vergleich. Für gegebene, typische Leistungswerte für Quench- und Anregungslaser wurde für alle vier möglichen Permutationen (Anregung mit laufender oder stehender Welle; Quenchen mit laufender oder stehender Welle) die Quencheffizienz gemessen und daraus das Verzweigungsverhältnis  $\beta$  bestimmt. Im Rahmen der bereits oben angegebenen Messungenauigkeit von  $\beta$  stimmten die Resultate aller dieser Messungen überein - es gibt hier also keinen Unterschied zwischen stehenden oder laufenden Wellen.

### 3.2.5 Vergleich der Messwerte mit theoretischen Berechnungen

Die hier bestimmte Zerfallsrate des Übergangs  $3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$ ,  $\Gamma_{23} = (285 \pm 114)s^{-1}$ , ist im Rahmen der Messungenauigkeit mit aktuellen *ab-initio*-Berechnungen vereinbar. Pal'chikov *et al.* gelangen hierbei zu einer Zerfallsrate von ca.  $220 \pm 20 s^{-1}$  [57]. Bezüglich möglicher

systematischer Fehler - wie etwa in Überlapp oder Parallelität von Anregungs- und Quenclaserstrahlen - ist davon auszugehen, dass diese zu einer verringerten Quencheffizienz führen würden. Damit würde ein zu kleiner Wert für das Verzweigungsverhältnis suggeriert. Für die Bewertung der Perspektiven des Quenchkühlens von Magnesium wird im folgenden Abschnitt der aufgrund der Messungen ermittelte Wert für das Verzweigungsverhältnis verwendet. Systematische Fehler, die ein zu kleines Verzweigungsverhältnis suggerieren, würden die Prognose tendenziell eher noch verbessern als verschlechtern.

### 3.3 Perspektiven für das Quenchkühlen

Der oben präsentierte neue Wert für das Verzweigungsverhältnis ist mit  $\beta \approx 1,36 \cdot 10^{-5}$  etwa 2,5-mal so groß wie der zuvor abgeschätzte und von T. Mehlstäubler zur Beurteilung der Perspektiven des Quenchkühlens bei Magnesium verwendete Wert [27]. Die dort durchgeführten Abschätzungen lassen sich jedoch aufgrund folgender Überlegung auf den neuen Wert für  $\beta$  übertragen:

Aus den Gleichungen (3.4) und (3.10) folgt, dass Änderungen der Quenclaserintensität (und damit auch Änderungen der Quenclaser-Leistung) und Änderungen des Verzweigungsverhältnisses einander äquivalent sind.

Simulationen des Quenchkühlprozesses liefern die minimal erreichbare Temperatur und die maximale Teilchenzahl des ultra-kalten Ensembles. Wichtige Ausgangsparameter sind die Anfangstemperatur des Ensembles und die Intensitäten des Kühl- und des Quenclasers. Die Teilchenzahl ergibt sich als Transfereffizienz - dies ist der Prozentsatz des Ausgangsensembles, der in die zweite Kühlstufe umgeladen und bis zur minimalen Temperatur gekühlt werden kann.

#### 3.3.1 Verbesserungen der erwarteten Transfereffizienzen

Ausgehend von einer Anfangstemperatur des Atomensembles von ca. 3 mK sind bei [27] die in Tabelle 3.5 zusammengefassten Transfereffizienzen in Abhängigkeit von der Quenclaser-Leistung pro MOT-Arm angegeben.

Quenclaser-Leistung [mW]	30	50	100
Transfereffizienz [%]	0,15	0,45	2

Tabelle 3.5: *Transfereffizienz in Abhängigkeit von der Quenclaser-Leistung pro MOT-Arm, berechnet aufgrund der ersten Messungen des Verzweigungsverhältnisses, nach [27].*

Aufgrund des neuen, günstigeren Wertes für das Verzweigungsverhältnis kann konservativ geschätzt von einer um den Faktor 2,5 stärkeren Wirkung der Quenclaser-Intensität ausgegangen werden. Die danach zu erwartenden Transfer-Effizienzen sind in Tabelle 3.6 zusammengestellt.



Quenclaser-Leistung [mW]	12	20	40
Transfereffizienz [%]	0,15	0,45	2

Tabelle 3.6: *Transfereffizienz in Abhängigkeit von der Quenclaser-Leistung pro MOT-Arm, berechnet aufgrund neuen, in dieser Arbeit präsentierten Messungen des Verzweigungsverhältnisses.*

### 3.3.2 Implementierung des Quenchkühlens für Magnesium

Aufgrund der Tatsache, dass dem Experiment mittlerweile ein neues Diodenlaser-System mit nachfolgender Frequenzverdopplung bei 457 nm zur Verfügung steht (s. Kapitel 5) kann für die Implementierung des Quenchkühlens das Farbstofflaser-Spektrometer zur Erzeugung der 462 nm-Laserstrahlung verwendet werden. Wird der Farbstofflaser ohne den internen EOM für die schnelle Regelung betrieben und stattdessen - wie im Rahmen dieser Arbeit mehrfach demonstriert - auf einen externen Referenzresonator mittels Flanken-Lock-Verfahren stabilisiert, so sind Ausgangsleistungen von bis zu ca. 300 mW bei 462 nm erreichbar. Bezieht man alle zu erwartenden Verluste (Lichttransport, Strahlformung, AOM) und einen Sicherheitsfaktor ein, so ist von einer am Experiment verfügbaren Leistung von ca. 180 mW auszugehen, so dass bei Aufteilung in drei Arme für die drei Raumrichtungen unter Berücksichtigung zu erwartender Verluste ca. 50 mW Leistung pro MOT-Arm zur Verfügung stehen. Die zu erwartende Transfereffizienz für ein Ausgangs-Ensemble bei 3 mK beträgt dann mehr als 2%. Für eine konservative Abschätzung der zu erwartenden Atomzahl im ultrakalten Temperaturbereich ist die in der MOT erreichte Temperatur von 4 mK zu berücksichtigen. Für die um 1/3 höhere Ausgangstemperatur ergibt sich konservativ geschätzt eine um den Faktor 1/2 geringere Transfereffizienz, also ca. 1 %. So könnten ausgehend von einer - ebenfalls etwas konservativer angesetzten - Atomzahl in der UV-MOT von  $N_{MOT} \approx 10^7$  noch immer

$$N_{QMOT} \approx 1 \cdot 10^5$$

Atome bei 10  $\mu$ K präpariert werden.

### 3.3.3 Zwei-Photonen-Kühlen als Vorstufe zum Quenchkühlen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde bereits der Einfluss der Ausgangstemperatur für den Transfer des atomaren Ensembles in das ultrakalte Regime erwähnt. Im Rahmen dieser Arbeit konnten mittels Zwei-Photonen-Kühlens an der Magnesium-MOT Atome bei Temperaturen von 1,1 mK (3-dimensional) präpariert werden, s. Kap. 4. Dieses Ergebnis eröffnet für die Implementierung des Quenchkühlens eine interessante Perspektive: Das Zwei-Photonen-Kühlen kann aufgrund seines vergleichsweise geringen experimentellen Aufwandes als Zwischenstufe dem Quenchkühlen vorgeschaltet werden. Im Vergleich zur Ensembletemperatur von 4 mK in der Standard-Magnesium-MOT erhöht sich die erwartete Transfereffizienz hierbei um einen Faktor von 6 bis 8. Mit einer Ensembletemperatur von

1 mK beträgt die erwartete Transfereffizienz also konservativ geschätzt 6 %. Damit könnten ausgehend von einer Atomzahl von  $N_{2P} \approx 10^7$  etwa

$$N_{Q MOT} \approx 6 \cdot 10^5$$

Atome im  $10 \mu K$ -Regime präpariert werden, das entspricht einer Verbesserung um mehr als eine halbe Größenordnung. Diese Abschätzung zeigt die Bedeutung des Zwei-Photonen-Kühlverfahrens für die Präparation großer Teilchenzahlen ultrakalter Magnesiumatome: Die Steigerung der Transfereffizienz allein durch Erhöhen der Quenclaserleistung um einen Faktor von 6 würde geschätzt etwa die dreifache Quenclaser-Leistung erfordern, also ca. 900 mW. Der dazu erforderliche technische Aufwand ist deutlich größer als der für die Implementierung des Zwei-Photonen-Kühlens als zusätzliche Kühlstufe.

# Kapitel 4

## Zwei-Photonen-Kühlen

Ende 2003 wurde von der Arbeitsgruppe von F. Cruz das *Zwei-Photonen-Kühlen* als neues Kühlverfahren für die Erdalkalien Calcium, Magnesium und Strontium sowie für Ytterbium vorgeschlagen [34]. Bei diesem Verfahren wird mit Hilfe einer Zwei-Photonen-Resonanz die geringe Geschwindigkeitsselektivität eines schnellen Kühlübergangs - wie er für das Singulettssystem der Erdalkalien typisch ist - durch Kopplung an einen weiteren, deutlich schmaleren Übergang, stark erhöht. Erste Abschätzungen von W. Magno *et al.* prognostizierten mit diesem Verfahren für die drei untersuchten Erdalkalien erreichbare Temperaturen im Bereich von  $130 \mu\text{K}$ . Für das Element Magnesium stellt die Implementierung dieses Kühlverfahrens eine interessante Perspektive dar. Zunächst könnte das neue Kühlverfahren dazu eingesetzt werden, die Effizienz des an anderer Stelle in dieser Arbeit diskutierten Quenchkühl-Verfahrens deutlich zu erhöhen, indem die Temperatur des in der UV-MOT vorgekühlten Ensembles (ca.  $4 \text{ mK}$ ) um eine Größenordnung gesenkt wird. Außerdem würden mit dem Erreichen des von W. Magno *et al.* prognostizierten  $100 \mu\text{K}$ -Regimes neue Möglichkeiten sowohl für das Beladen einer optischen Dipolfalle als auch für die Atominterferometrie mit Magnesium entstehen. Die experimentellen Ergebnisse erster Untersuchungen der Zwei-Photonen-Kühleffekte an einer magneto-optischen Falle bzw. an einer 1-dimensionalen optischen Melasse erforderten allerdings eine im Vergleich zu dem von W. Magno *et al.* vorgestellten Formalismus abgeänderte theoretische Beschreibung [35, 27]. Die im Rahmen der letztgenannten Arbeiten von Malossi bzw. Mehlstäubler beobachteten Prozesse ließen sich nur unter Einbeziehung der Kohärenzen zwischen dem Grundzustand des schnellen Kühlübergangs und dem oberen Niveau des zweiten Übergangs erklären. Die insbesondere durch das von T. Mehlstäubler entwickelte Modell [27] richtig wiedergegebene Systematik deutete bereits auf die Wirksamkeit eines neuen Kühlmechanismus hin. Allerdings lagen die Absolutwerte der Ensembletemperaturen bei [27] durchweg über dem auch mit reinem Ein-Photonen-Dopplerkühlen zugänglichen theoretischen Grenzwert von  $2 \text{ mK}$ , der sich aus der Linienbreite ( $80 \text{ MHz}$ ) des verwendeten schnellen UV-Kühlübergangs ergibt. Von Malossi *et al.* werden keine absoluten Temperaturwerte angegeben. Durch Verbesserung der Rahmenbedingungen im Hinblick auf die Frequenzstabilität des verwendeten Infrarot-Kühl lasers, der Qualität der als Experimentierumgebung dienenden UV-Melasse und der Leistungsfähigkeit der Detektion wurden im Rahmen dieser Arbeit Magnesiumato-

me mit Temperaturen bis hinunter zu  $540 \mu\text{K}$  (1D) präpariert. Das Unterschreiten des für Ein-Photonen-Kühlprozesse geltenden ‚klassischen‘ Dopplerlimits um einen Faktor 4 belegt zweifelsfrei die Existenz des neuen Kühlmechanismus. Des weiteren konnte das zunächst in einer 1-dimensionalen optischen Melasse studierte Kühlschema auch in drei Dimensionen erfolgreich implementiert werden - hier wurden Ensembles mit Temperaturen von  $1,1 \text{ mK}$  präpariert. In beiden Fällen wurden die Ensembletemperaturen durch Flugzeitmessungen direkt bestimmt.

Der weitere Aufbau dieses Kapitels ist wie folgt strukturiert: Im folgenden Abschnitt wird zunächst die zum Verständnis der Zwei-Photonen-Kühlprozesse und der beobachteten Systematik der Zwei-Photonen-Resonanzen erforderliche Theorie skizziert, die von T. Mehlstäubler entwickelt wurde [27]. In darauf folgenden Abschnitten werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente und die Resultate zum Zwei-Photonen-Kühlen in einer 1-dimensionalen optischen Melasse und in einer MOT präsentiert. Der letzte Abschnitt des Kapitels ordnet die Ergebnisse zum neuen Kühlverfahren in den größeren Zusammenhang der Weiterentwicklung des optischen Magnesium-Frequenzstandards ein.

## 4.1 Theoretische Beschreibung des Kühlprozesses

Das Zwei-Photonen-Kühlverfahren beruht im Kern auf einer Erhöhung der Geschwindigkeitsselektivität der Lichtkraft,  $d\vec{F}(\vec{v})/dv$  in der Umgebung von Zwei-Photonen-Resonanzen. Der breite UV-Kühlübergang ( $\gamma_1=80 \text{ MHz}$ )  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  wird durch Koppeln des oberen Niveaus  $3^1P_1$  an einen weiteren Übergang  $3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$  mit kleinerer Linienbreite (hier:  $\gamma_2=2 \text{ MHz}$ ) modifiziert. Entsprechend ist ein 3-Niveau-Kaskadensystem zu betrachten, wie es Abbildung 4.1 zeigt:

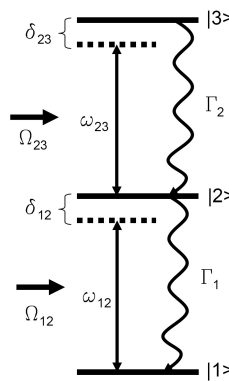


Abbildung 4.1: 3-Niveau-Kaskadensystem, wie es beim Zwei-Photonen-Kühlen zu betrachten ist. Der Übergang  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  entspricht hier dem UV-Übergang,  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  ist der IR-Übergang. Nach [69].

Bei den hier untersuchten Zwei-Photonen-Kühlprozessen wurde zur Modifikation des schnellen UV-Kühlüberganges  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  der Infrarotübergang  $3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$  ( $880,7 \text{ nm}$ )

statt des von W. Magno *et al.* vorgeschlagenen  $3^1P_1 \rightarrow 4^1S_0$  (1182,8 nm) verwendet, weil bei 880,7 nm leistungsstärkere Laser zur Verfügung stehen.

Lichtkräfte, Diffusion und Kühlprozesse eines solchen Systems wurden bereits von Rooijackers *et al.* für metastabiles Helium theoretisch untersucht [69]. Die auf die Atome wirkende, modifizierte Lichtkraft für das 3-Niveau-Kaskadensystem kann, wie bei [27] entwickelt, analog hergeleitet werden: Aus der Heisenberg'schen Gleichung für die Zeitentwicklung des Impulsoperators  $\vec{P}$

$$\dot{\vec{P}} = \frac{1}{i\hbar}[\vec{P}, H] = -\frac{\partial H}{\partial \vec{R}}, \quad (4.1)$$

ergibt sich der Erwartungswert der Lichtkraft,

$$\langle \vec{F} \rangle = \langle \dot{\vec{P}} \rangle = Tr[\rho \nabla H]. \quad (4.2)$$

In obigen Gleichungen bezeichnet  $\vec{R}$  den Ortsoperator im Heisenberg-Bild<sup>1</sup>, und der Hamilton-Operator der Wechselwirkung zwischen Atomen und Strahlungsfeld ist definiert gemäß

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t). \quad (4.3)$$

Die Wechselwirkung zwischen Strahlungsfeld und Atom wird für den Übergang  $|n\rangle \rightarrow |m\rangle$  beschrieben durch das Potenzial:

$$\hat{V}_{nm}(t) = -\frac{\vec{d}_{nm} \cdot \vec{E}_{nm}}{2} [\exp(-i\omega_{nm}t) + \exp(+i\omega_{nm}t)] \quad (4.4)$$

Darin bedeutet  $\vec{d}_{nm}$  das Dipolmatrixelement des Übergangs und  $\omega_{nm}$  die Laserfrequenz. Die Wechselwirkung kann auch über die Rabi-Frequenz ausgedrückt werden,

$$\vec{d}_{nm} \cdot \vec{E}_{nm} = \hbar \cdot \Omega_{nm}. \quad (4.5)$$

Hier gilt entsprechend für die beiden Lichtfelder (UV- und IR-Laser):

$$\hat{V}(t) = \hat{V}_{12}(t) + \hat{V}_{23}(t) \quad (4.6)$$

Für eine 1-dimensionale optische Melasse aus zwei einander entgegengesetzt propagierenden UV-Laserstrahlen ( $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ) und einem einzigen IR-Laserstrahl ( $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ ) ergibt sich die geschwindigkeitsabhängige Lichtkraft als

$$F(v) = \hbar k_1 \Gamma_1(-\rho_{22}^{(l)} + \rho_{22}^{(r)}) + \hbar k_2 \Gamma_2(-\rho_{33}^{(l)} - \rho_{33}^{(r)}). \quad (4.7)$$

Der von links bzw. rechts einlaufende UV-Laserstrahl trägt entsprechend mit  $\rho_{22}^{(l)}$  beziehungsweise  $\rho_{22}^{(r)}$  zur Besetzung des Niveaus  $|2\rangle$  bei. Der IR-Laserstrahl liefert *zusammen mit*

<sup>1</sup>Dabei tragen die Operatoren die Zeitentwicklung, s. z.B. [70].

dem linken und mit dem rechten UV-Laserstrahl jeweils einen Beitrag  $\rho_{33}^{(l)}$  beziehungsweise  $\rho_{33}^{(r)}$  zur Population des Niveaus  $|3\rangle$ .

Die Populationen  $\rho_{22}$  und  $\rho_{33}$  können - unter Einbeziehung der Kohärenzen  $\rho_{nm}$  ( $n \neq m$ ) - mit Hilfe der optischen Blochgleichungen (OBEs) berechnet werden [31, 37]. Die OBEs lauten

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{nn}(t)}{dt} &= -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}]_{nn} + \sum_{k=1}^3 (A_{kn}\rho_{kk}(t) - A_{nk}\rho_{nn}(t)) \quad \text{für } n = m, \\ &\text{und} \\ \frac{d\rho_{nm}(t)}{dt} &= -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}]_{nm} - \Xi_{nm}\rho_{nm}(t) \quad \text{für } n \neq m. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Dabei bezeichnet  $A_{nm}$  jeweils den Einstein-Koeffizienten des entsprechenden Überganges  $|n\rangle \rightarrow |m\rangle$  für Zustände mit  $E_n > E_m$  ist dies die Zerfallsrate  $\Gamma_{nm}$ , ansonsten ist  $A_{nm} = 0$ . Unter Vernachlässigung dephasierender Effekte (Stöße) wird der Zerfall der Kohärenzen<sup>2</sup>  $\rho_{nm}$  ebenfalls durch diese Zerfallsraten bzw. Einstein-Koeffizienten dargestellt:

$$\Xi_{nm} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 (A_{kn} + A_{km}). \quad (4.10)$$

Die Wechselwirkung zwischen den Atomen und den beiden Strahlungsfeldern wird durch den o.a. Hamilton-Operator aus Gleichung (4.3) beschrieben, der den Wechselwirkungsterm gemäß Gleichung (4.4) enthält.

Gegenüber der Rabi-Frequenz aus Gl. (4.5) auf schneller Zeitskala oszillierende Terme dürfen im Rahmen der *Rotating Wave Approximation* vernachlässigt werden. Im Bezugssystem des Strahlungsfeldes werden die Dichtematrix-Elemente<sup>3</sup> zu

$$\rho_{nm} = \rho_{nm}^\dagger(t) \cdot \exp(-i\omega_{nm}t). \quad (4.11)$$

Dabei ist  $\rho_{nm}^\dagger(t)$  eine sich zeitlich langsam ändernde Größe. Im stationären Zustand gilt  $d\rho_{nm}^\dagger(t)/dt = 0$ , und es ergibt sich nach [27] das folgende, lineare Gleichungssystem in Form einer  $9 \times 9$ -Matrix:

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^3 (A_{kn}\rho_{kk}^\dagger - A_{nk}\rho_{nn}^\dagger) + \frac{i}{2} \sum_{k=1}^3 (\Omega_{nk}\rho_{kn}^\dagger - \rho_{nk}^\dagger\Omega_{kn}) &= 0 \quad \text{für } n = m, \\ &\text{und} \\ [i(\omega_{nm} - \omega_{nm}^{res}) - \Xi_{nm}] \rho_{nm}^\dagger + \frac{i}{2} \sum_{k=1}^3 (\Omega_{nk}\rho_{km}^\dagger - \rho_{nk}^\dagger\Omega_{km}) &= 0 \quad \text{für } n \neq m. \end{aligned} \quad (4.12)$$

<sup>2</sup>Die Kohärenzen werden durch die nicht-diagonalen Elemente der Dichtematrix repräsentiert.

<sup>3</sup>Zu Verständnis und Anwendung des Dichtematrix-Formalismus s. beispielsweise [38].

Dabei ist  $\omega_{nm}^{res}$  die Resonanzfrequenz des Übergangs  $|n\rangle \rightarrow |m\rangle$ . Das Gleichungssystem lässt sich numerisch in Abhängigkeit von den, durch die Rabi-Frequenzen  $\Omega_{12}$  und  $\Omega_{23}$  auf den beiden beteiligten Übergängen charakterisierten, experimentellen Parametern lösen. Für den Fall starker Sättigung des IR-Übergangs bei schwacher Sättigung des UV-Übergangs ergibt sich ein dispersives Verhalten der Population im mittleren Niveau  $|2\rangle$  in Abhängigkeit von der Verstimmung  $\delta_{23}$  des Infrarot-Lasers. Für beide (UV, IR) Laserverstimmungen  $\delta_{nm} = \omega_{nm} - \omega_{nm}^{res}$  ergibt sich aufgrund des Dopplereffektes jeweils eine Geschwindigkeitsabhängigkeit. Es gilt für die Verstimmungen (Raumrichtungen sind entsprechend Abb. 4.4, s.u., definiert):

$$\begin{aligned} \text{UV-Laser von links:} & \quad \delta_{12}^{(l)}(v_x) = \delta_{12} + v_x/\lambda_{12} \\ \text{UV-Laser von rechts:} & \quad \delta_{12}^{(r)}(v_x) = \delta_{12} - v_x/\lambda_{12} \\ \text{IR-Laser von links:} & \quad \delta_{32}^{(l)}(v_x) = \delta_{32} + v_x/\lambda_{23} \end{aligned} \tag{4.13}$$

Hier bezeichnen - wie aus Abb. 4.1 ersichtlich -  $\delta_{12}$  bzw.  $\delta_{23}$  jeweils die Verstimmungen von UV- bzw. IR-Laser gegenüber der Resonanzfrequenz des Übergangs  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  bzw.  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ , für Atome der Geschwindigkeitsklasse  $v = 0$ .

Aus den damit ermittelten Populationen lässt sich ein geschwindigkeitsabhängiges Kraftprofil mit Hilfe von Gl. (4.7) bestimmen. Abbildung 4.2 verdeutlicht das dispersive Verhalten der Lichtkraft in der Umgebung einer Zwei-Photonen-Resonanz nach [27, 39].

Um die mittels Dopplerkühlen auf dem Zwei-Photonen-Übergang erreichbaren Temperaturen zu berechnen, sind aus dem Kraftprofil  $F(v)$  der Reibungskoeffizient

$$\alpha = \left. \frac{dF}{dv} \right|_{v=0} \tag{4.14}$$

und aus den Populationen der Zustände  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$  die Diffusionskonstante

$$D = (\hbar k_1)^2 \Gamma_1 (\rho_{22}^{(l)} + \rho_{22}^{(r)}) + (\hbar k_2)^2 \Gamma_2 (\rho_{33}^{(l)} + \rho_{33}^{(r)}) \tag{4.15}$$

zu berechnen [69, 27]. Hieraus folgt die zu erwartende Dopplertemperatur,

$$T_{Doppler} = \frac{D}{k_B \cdot \alpha}. \tag{4.16}$$

Die Dopplertemperatur hängt von den Verstimmungen  $\delta_{12}$  und  $\delta_{23}$  und Rabifrequenzen  $\Omega_{12}$  und  $\Omega_{23}$  beider Laser ab. Abbildung 4.3 aus der Arbeit von T. Mehlstäubler [27] zeigt den Erwartungswert für  $T_{Doppler}$  (für 3 Dimensionen) in Abhängigkeit von der gesamten Verstimmung  $\delta$  des Infrarot-Lasers gegenüber der Zwei-Photonen-Resonanz; es gilt  $\delta = \delta_{23} + \delta_{12}$ . Die Rabifrequenzen sind entsprechend typischer experimenteller Bedingungen zu  $\Omega_{12} = 15,7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  und  $\Omega_{23} = 94 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  gewählt.

Sowohl für rote als auch für blaue Verstimmung des Infrarotlasers gegenüber der Zwei-Photonen-Resonanz ergibt sich ein Kühleffekt. Das Temperaturminimum von etwa  $300 \mu\text{K}$

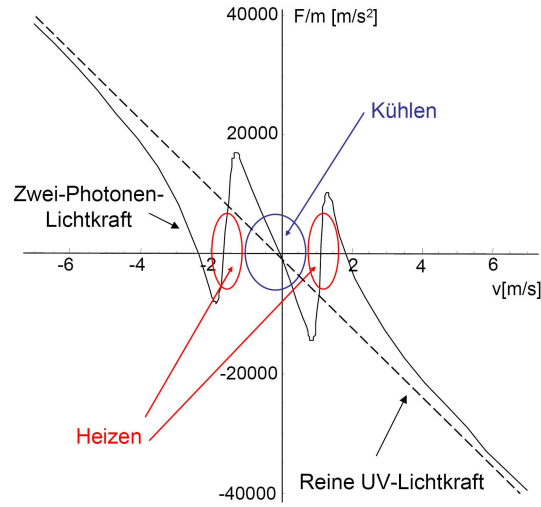


Abbildung 4.2: Geschwindigkeitsabhängigkeit der Lichtkraft in der Umgebung einer Zwei-Photonen-Resonanz. Das dispersive Verhalten führt zur Kühlung langsamer Atome (blauer Bereich). Atome mit höheren Geschwindigkeiten werden dagegen geheizt (rote Bereiche). Zum Vergleich ist (gestrichelt) die Lichtkraft für reine UV-Anregung eingetragen. Erweiterte Darstellung, übernommen von [27, 39].

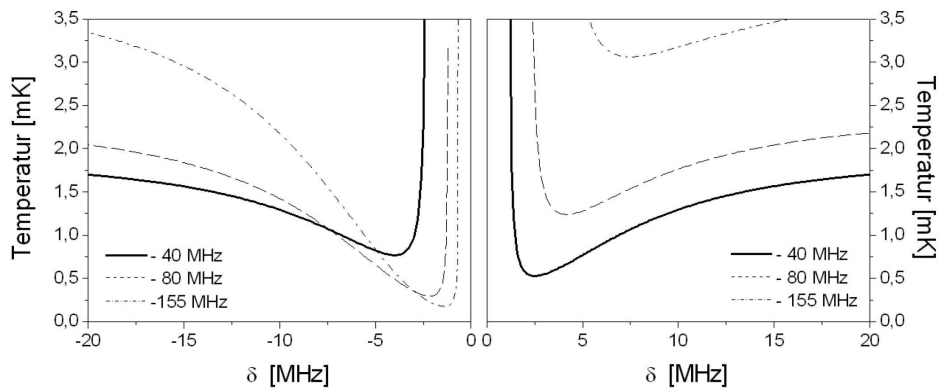


Abbildung 4.3: Dopplertemperatur (3D) beim Zwei-Photonen-Kühlen, für variable Verstimmung  $\delta$  des Infrarot-Lasers bezügl. der Zwei-Photonen-Resonanz und drei verschiedene Verstimmungen des UV-Lasers ( $\delta_{12} = -0,5 \Gamma$ ,  $\Gamma$  bzw.  $-1,5 \Gamma$ ) (Rabifrequenzen  $\Omega_{12} = 15,7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  und  $\Omega_{23} = 94 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Übernommen aus [27].

wird für eine moderate Rotverstimmung des Infrarotlasers und weite Rotverstimmung des UV-Lasers ( $\delta_{12} = -1,5 \Gamma$ ) erreicht.



## 4.2 Kühlexperimente

### 4.2.1 Experimenteller Aufbau

Zur experimentellen Untersuchung von Zwei-Photonen-Kühleffekten diente die in Kapitel 2 beschriebene neue Fallenapparatur. Zur systematischen Optimierung der Kühlparameter wurden zunächst Kühlversuche in der kontrollierten und auch der theoretischen Beschreibung einfacher zugänglichen Umgebung einer 1-dimensionalen optischen Melasse durchgeführt [72]. Hierzu wurde der in Abbildung 4.4 skizzierte Aufbau an der Fallenapparatur realisiert.

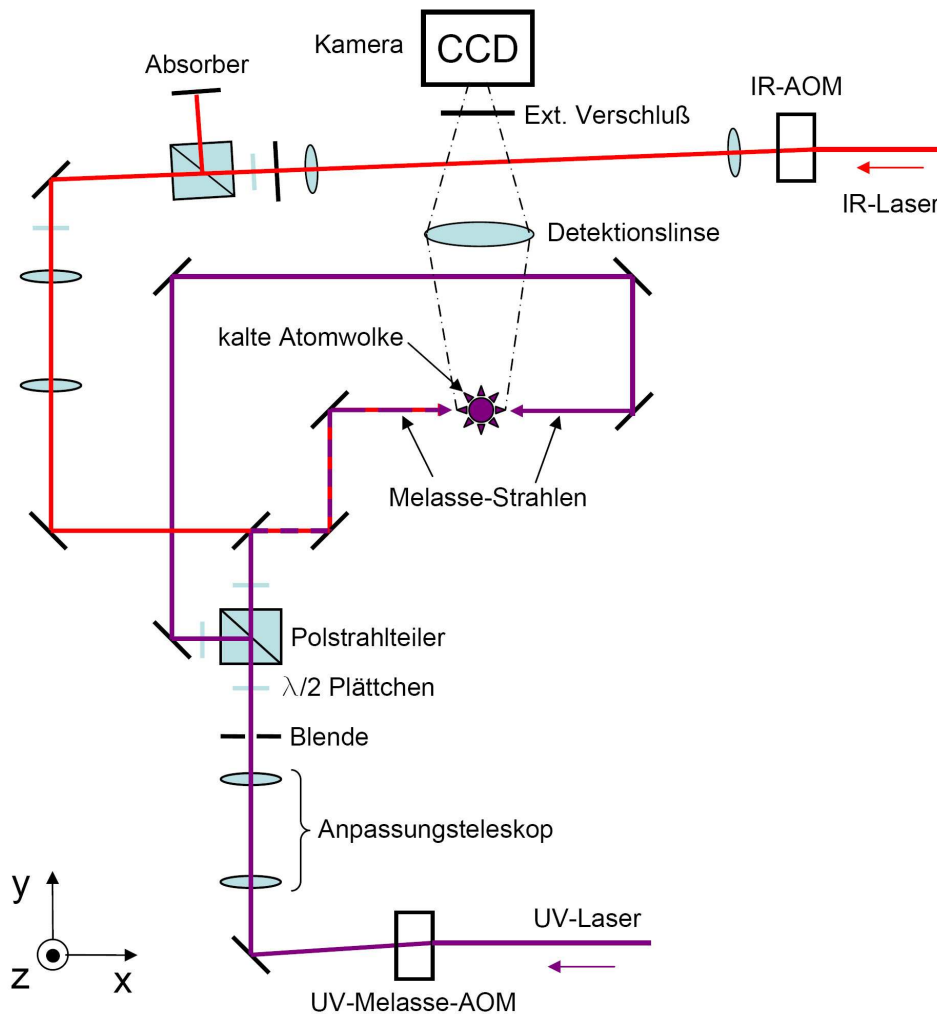


Abbildung 4.4: Experimenteller Aufbau (leicht vereinfacht dargestellt) für Zwei-Photonen-Kühlexperimente in einer 1D-Melasse. Die Polarisationen von UV- und IR-Laser sind linear und senkrecht zur Tischebene.

## UV-Melasse

Zwei wie in Abb. 4.4 skizziert einander entgegenlaufende UV-Laserstrahlen bilden eine 1-dimensionale optische Melasse, in der die zuvor in der MOT präparierte Atomwolke (ca.  $5 \cdot 10^6$  Atome,  $T_{MOT} \approx 4$  mK) weiter gekühlt werden kann.

Für den Betrieb der Melasse wird das sonst für die UV-MOT verwendete Laserlicht verwendet. Bei abgeschalteter MOT wird das Licht für die Melasse mit einem weiteren AOM<sup>4</sup> aus der nullten Beugungsordnung des MOT-Strahls herausgebeugt<sup>5</sup>. Da die Melassestrahlen gleichzeitig auch als Detektionslaserstrahlen dienen, wird hier sowohl die Pulsdauer als auch die Beugungsleistung durch Ansteuerung des aus VCO<sup>6</sup> und HF-Verstärker<sup>7</sup> bestehenden Treibers vom Messrechner aus gewählt. Am VCO kann des weiteren manuell die Verstimmung (UV-Detuning) gegenüber dem UV-Übergang  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  eingestellt werden. Zum Erzielen eines möglichst homogenen Strahlprofils wird durch Blenden mit einer Apertur von ca.  $d_{Blende} \approx 2 \cdot w_{UV}$  nur der Zentralbereich des Strahles herausgeschnitten. Der Strahl wurde mittels Polarisationsstrahlteiler und Halbwellenplättchen auf die beiden für die Melasse/Detektion benötigten Teilpfade aufgeteilt. Die Aufteilung der Leistung in die Teilpfade wurde jeweils durch Minimierung der Schwerpunktsbewegung der Atomwolke ausbalanciert. Typische experimentelle Parameter der UV-Melasse sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Angabe für die UV-Laser Gesamtleistung ist zur Ermittlung der tatsächlich am Ort der Atome wirksamen Leistung mit dem entsprechenden Vorfaktor aus Tabelle 4.2 (s. unten) zu multiplizieren.

Parameter	Bezeichner	Wert
UV-Laser Waist	$w_{UV-y} \times w_{UV-z}$	$4,1 \times 7,8$ mm
UV-Laser Gesamtleistung	$P_{UV}$	$\approx 5$ mW
UV-Laser Sättigung (pro Arm)	$s_{12}$	$\approx 0,008$
UV-Laser Verstimmung	$\delta_{12}$	$-1,5\Gamma$ ( $\approx 120$ MHz)
Ensembletemperatur (1D)	$T_{Melasse}$	$\approx 5$ mK

Tabelle 4.1: *Parameter der UV-Melasse für Zwei-Photonen-Kühllexperimente in 1D.*

## IR-Kühlaser

Für die Zwei-Photonen-Anregung ist dem in Abb. 4.4 von links kommendem UV-Laserstrahl ein Infrarotlaserstrahl überlagert. Der Erzeugung der infraroten Laserstrahlung diente ein kommerzielles Titan-Saphir-Laser-System. Seine Eigenschaften und Betriebsdaten sind in Tabelle B.2 im Anhang zusammengefasst, die maximale Ausgangsleistung beträgt ca. 1,2 W. Mit Hilfe der in Kapitel 6 beschriebenen Regelelektronik wurde die Kurzzeit-Linienbreite dieses Lasers auf ca. 620 kHz reduziert. Die Langzeitstabilität der Absolut-

<sup>4</sup>Modell ASM-852-5, Fa. IntraAction, Bellwood, Illinois.

<sup>5</sup>Näheres zur UV-Laserlichtquelle ist Kapitel 2 zu entnehmen.

<sup>6</sup>POS-150, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York.

<sup>7</sup>Modell ME-80 (nur Verstärkerteil verwendet), Fa. IntraAction, Bellwood, Illinois.

frequenz wurde durch Anbindung des Lasers an einen hochstabilen HeNe-Referenzlaser mittels Transferlocks gewährleistet (s. Kap. 6). Das Infrarotlicht wurde mit Hilfe einer Singlemode-Glasfaser<sup>8</sup> vom Titan-Saphir-Lasertisch zum Fallentisch geführt. Zur Erzeugung der infraroten Lichtpulse diente ein AOM<sup>9</sup>, der mittels VCO<sup>10</sup> und Hochfrequenzverstärker<sup>11</sup> angesteuert wurde. Zur Vermeidung von sonst auftretenden Schwankungen der Beugungseffizienz wurde der AOM hier mit der für maximale Beugungseffizienz erforderlichen HF-Leistung betrieben. Die Pulserzeugung erfolgte durch den zentralen Messrechner. Die Einstellung der Laserleistung geschah mittels eines Polarisationsstrahlteilers und eines Halbwellenplättchens. Nach Abzug aller Verluste durch Lichttransport und AOM standen unmittelbar vor der Experimentierkammer maximal ca. 300 mW an Leistung zur Verfügung.

### Detektion und Flugzeitmessungen

Für Detektion und Flugzeitmessungen wurde der in Kapitel 1, Abschnitt 2.7, bereits detailliert beschriebene Detektionsaufbau aus CCD-Kamera, externem Verschluss und Abbildungsoptik verwendet. Für die Flugzeitmessungen (Fluoreszenzdetektion) wurden die UV-Melasse-Laserstrahlen (s.o.) zur Anregung verwendet, hier allerdings zur Erzielung des bestmöglichen Signals mit der maximal möglichen UV-Leistung von ca. 40 mW.

### Identifikation der Zwei-Photonen-Resonanzen an der MOT

Um die Verstimmung des Infrarotlasers bezüglich der zum Kühlen verwendeten Zwei-Photonen-Resonanz einstellen zu können, wurde an der kontinuierlich betriebenen UV-MOT Verlustspektroskopie betrieben. Das obere Niveau des Infrarotübergangs  $3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$  besitzt langsame<sup>12</sup> Zerfallskanäle in die Niveaus  $3^3P_1$  und  $3^3P_2$  des Triplett-Systems. Aufgrund der langen Lebensdauer dieser Niveaus verlassen dorthin zerfallene Atome den Einfangradius der MOT bereits, bevor sie durch Zerfall in den Grundzustand erneut gekühlt und gefangen werden könnten. Durch Anregung auf dem IR-Übergang  $3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$  entstehen daher - abhängig von der Besetzung des oberen Niveaus  $3^1D_2$  - Verlustkanäle. Ihre Wirkung ist direkt als Abnahme der Atomzahl in der MOT und damit als Einbruch der UV-Fluoreszenz beobachtbar [27]. Anders als in vorherigen Messungen, konnte hier eine aus fünf lokalen Fluoreszenzminima bestehende Unterstruktur des Anregungsprofils aufgelöst werden, wie sie in Abbildung 4.5 dargestellt ist.

Die beobachtete Unterstruktur des Anregungsprofils ist Ausdruck einer Zeeman-Aufspaltung der Zustände  $3^1P_1$  und  $3^1D_2$ , die - wie aus dem Termschema in Abbildung 4.6 ersichtlich - insgesamt fünf Resonanzen ergibt. Die unterschiedlichen Frequenzabstände der beiden äußersten Minima sind vermutlich Ausdruck der vor allem durch Schwankungen der

<sup>8</sup>Typ PMC-980-6,4-NA012-3-APC2000, Fa. Schäfter u. Kirchhoff, Hamburg

<sup>9</sup>Mod. 1205C, Fa. Isomet.

<sup>10</sup>Mod. POS-150, 80 MHz, Fa. MiniCircuits, Brooklyn / New York

<sup>11</sup>Mod. ZHL-1 2 W, ebenfalls Fa. MiniCircuits.

<sup>12</sup> $\Gamma = 2,1 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$  bzw.  $\Gamma = 7,2 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ , siehe [67].

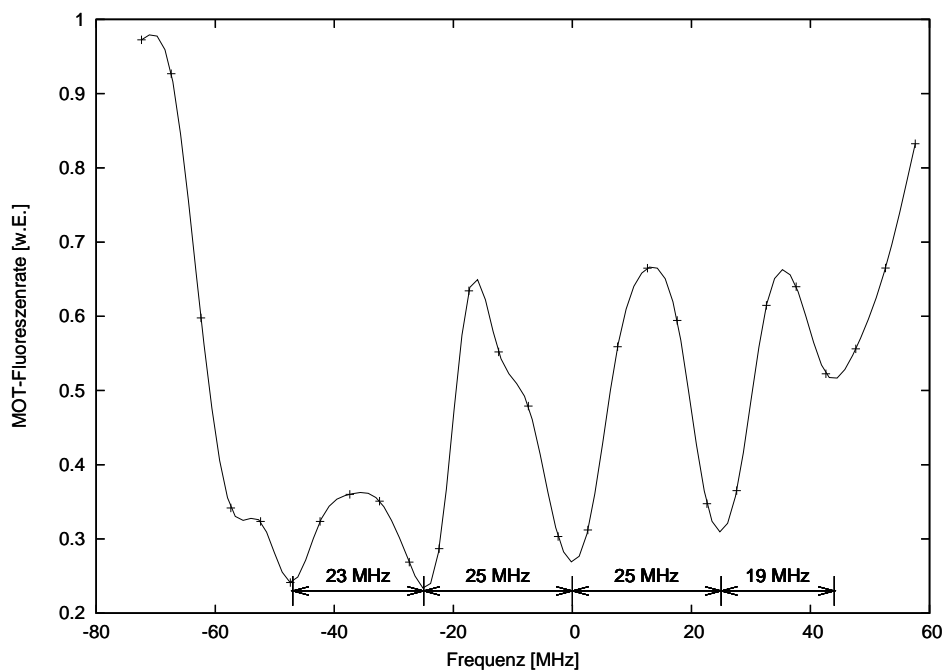


Abbildung 4.5: MOT-Fluoreszenzrate bei Anregung des  $3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$ -Überganges in Abhängigkeit von der IR-Verstimmung. Kreuze: Messwerte, durchgezogene Linie: Geglättete Kurve. Die Fluoreszenzrate ist auf den Wert ohne Anregung, die IR-Verstimmung relativ zur Mitte des Anregungsprofils angegeben. Die IR-Leistung betrug 12 mW.

MOT-Fluoreszenzrate bedingten Messungenauigkeit. Es ergibt sich ein mittlerer Abstand der Fluoreszenzminima von  $(23 \pm 2,8)$  MHz.

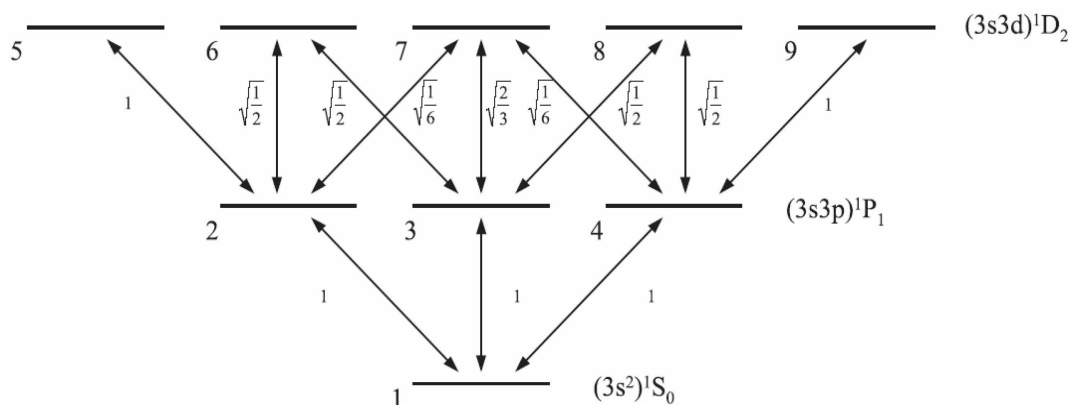


Abbildung 4.6: 9-Niveau-System als Folge der Zeeman-Aufspaltung der Zustände  $3^1P_1$  und  $3^1D_2$ . Dargestellt sind die möglichen Anregungspfade mit ihren Clebsch-Gordan-Koeffizienten, aus [27].

Aufgrund einer Leistungs-Imbalance der MOT-Strahlen in der xy-Ebene befindet sich der Schwerpunkt des Atomensembles außerhalb des Zentrums des Quadrupolfeldes. Entsprechend dem eingestellten Magnetfeldgradienten von  $\nabla B_{x,y} \approx 65$  Gauß/cm ergibt eine räumliche Verschiebung der MOT um 1 mm bereits ein Offset-Magnetfeld der Stärke 6,5 Gauß. Mit der Zeeman-Verschiebung des  $3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$ -Übergangs von 1,4 MHz/Gauß entspricht der mittlere Abstand der Fluoreszenzminima von  $(23 \pm 2, 8)$  MHz einem Offset-Magnetfeld von ca. 16 Gauß beziehungsweise einer räumlichen Verschiebung des MOT-Zentrums gegen den Nullpunkt des Quadrupolfeldes um 2,5 mm.

Die Unterstruktur des Anregungsprofils wurde für die nachfolgenden eigentlichen Kühl-experimente zur Orientierung im Frequenzraum herangezogen. Ausgangspunkt für die Einstellung der IR-Laser-Verstimmung war hierbei in der Regel das jeweils zu Beginn der Experimente aufgesuchte mittlere Fluoreszenzminimum<sup>13</sup>. Mit Hilfe des Transferlocks wurde der Infrarotlaser dann für die nachfolgenden Messungen auf die gewünschte Verstimmung relativ zu dieser Frequenzmarke stabilisiert. Davon unabhängig wurde die Absolutfrequenz des Infrarotlasers gleichzeitig mit Hilfe eines kommerziellen Wellenlängen-Messgerätes<sup>14</sup> gemessen. Für die in Abbildung 4.5 dargestellte Messung wurde das mittlere Fluoreszenzminimum bei der Frequenz  $\nu = (340317950 \pm 30)$  MHz beobachtet. Die entsprechende Wellenlänge von  $\lambda_{Luft} = 880,6769$  nm stimmt mit den Angaben von Risberg im Rahmen der Messungenauigkeit überein [65].

### 4.2.2 Zwei-Photonen-Kühlen in 1D

Zunächst wurde in der UV-MOT eine Wolke kalter Magnesiumatome (Temperatur ca. 4 mK) präpariert. Anschließend erfolgte die weitere Kühlung innerhalb der 1-dimensionalen Melasse. Mittels des Infrarot-Lasers wurde der UV-Übergang bei richtiger Parameterwahl so modifiziert, dass Zwei-Photonen-Kühlprozesse stattfanden. Nach Abschluss der Kühlphase erfolgte eine Temperaturmessung nach der *Time-of-Flight*-Methode. Abbildung 4.7 gibt einen Eindruck vom zeitlichen Ablauf der Kühlversuche an der 1-dimensionalen Melasse.

Entsprechend der im vorangegangenen Abschnitt präsentierten Theorie sind in der Umgebung einer Zwei-Photonen-Resonanz sowohl Kühl- als auch Heizeffekte zu erwarten. Die Systematik dieser Effekte wird sichtbar, wenn man das in Abbildung 4.7 skizzierte Experiment für schrittweise veränderte Verstimmungen des Infrarotlasers durchführt und die jeweils beobachtete Temperatur der Atomwolke nach der Kühlphase registriert. Ist man zunächst nur daran interessiert, relative Änderungen der Temperatur festzustellen, so kann als Maß hierfür die Ausdehnung der atomaren Wolke zu einer für alle Messpunkte gleichen, festen Expansionszeit nach Abschluss der Kühlphase dienen. Die Abbildungen 4.8 und 4.9 aus den Arbeiten von T. Mehlstäubler [27, 39] zeigen die Ergebnisse solcher Messungen. Je nach Orientierung der Polarisierungen von UV- und Infrarotlaser werden aufgrund eines zum Zeitpunkt der Kühlphase noch vorhandenen Restmagnetfeldes drei beziehungsweise

<sup>13</sup>Dieses entspricht dem Anregungspfad mit  $\Delta m = 0$ .

<sup>14</sup>Modell WS/U, Fa. Toptica, München. Messungenauigkeit: 30 MHz.

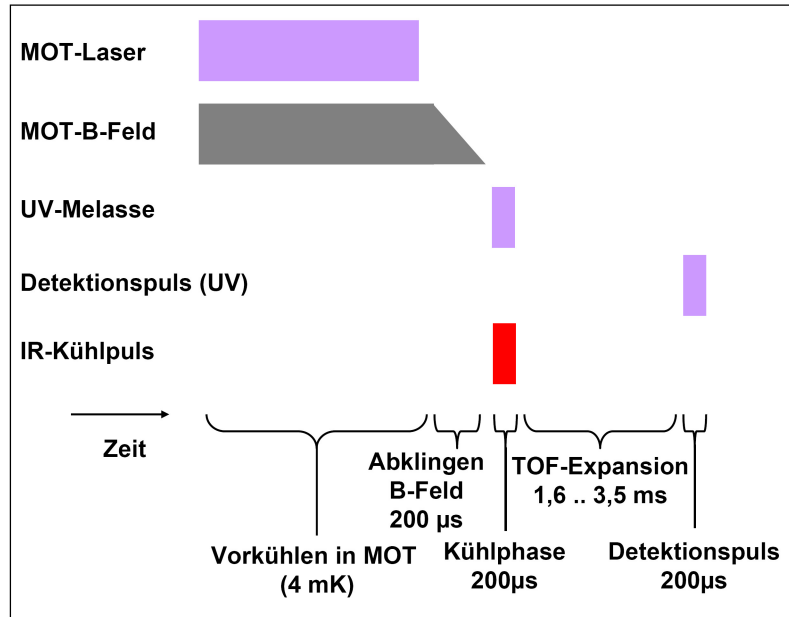


Abbildung 4.7: Zeitlicher Ablauf der 1-D Zwei-Photonen-Kühlexperimente.

se zwei Zwei-Photonen-Resonanzen sichtbar. Bei [27] wird dies als Folge von destruktiver Interferenz zwischen verschiedenen Anregungspfaden (s. oben, Termschema in Abb. 4.6) erklärt: Für gekreuzte lineare Polarisationen von UV- und Anregungslaser werden die beiden Pfade  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |7\rangle$  und  $|1\rangle \rightarrow |4\rangle \rightarrow |7\rangle$  mit um  $\pi$  phasenverschobenen Rabi-Frequenzen angeregt und interferieren destruktiv, so dass die entsprechende mittlere Resonanz verschwindet.

In der Umgebung jeder der drei bzw. zwei Resonanzen weist die einsetzende Kompression der Atomwolke für rote und blaue Verstimmungen auf eine erniedrigte Temperatur der Wolke hin. Direkt auf der Resonanz dagegen beobachtet man aufgrund der einsetzenden Heizprozesse eine stark deformierte Atomwolke mit großem Radius. Zum Vergleich ist in die beiden Graphen jeweils in rot die Ausdehnung der Atomwolke eingetragen, die sich ohne den Einfluss des Infrarotlasers ergibt.

### 4.2.3 Sub-Millikelvin-Temperaturen in einer 1D Melasse

Obwohl die obigen systematischen Untersuchungen bereits Hinweise auf die Existenz eines neuartigen Kühleffektes geben, ist die Interpretation aus zwei Gründen erschwert: Zum einen konnten aus messtechnischen Gründen bei [27] keine systematischen Flugzeitmessungen für verschiedene Expansionszeiten bei einer jeweils festen, definierten Verstimmung des Infrarotlasers durchgeführt werden. Daher ist die Angabe eines Temperaturwertes nur sehr eingeschränkt möglich. Zum anderen wurde aufgrund technischer Heizprozesse zu keinem Zeitpunkt die bereits in einer reinen UV-Melasse theoretisch mögliche Doppler-Temperatur von 2 mK erreicht. Die in den Abbildungen 4.8 und 4.9 rot eingetragenen Ausdehnungen

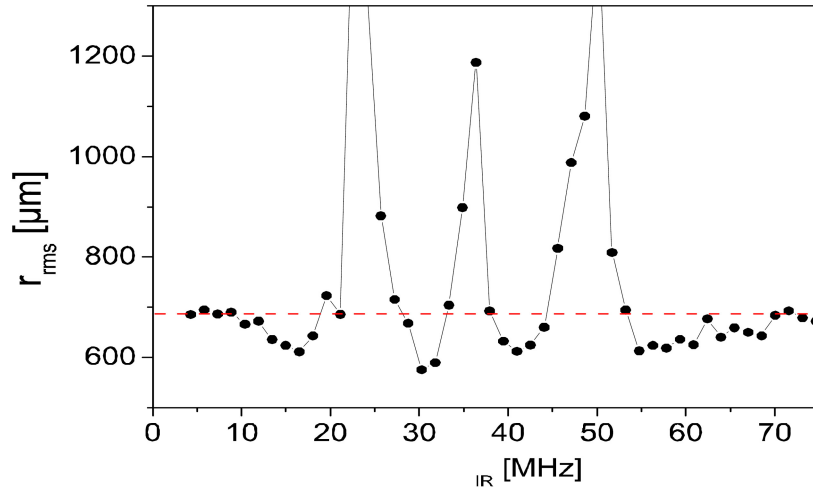


Abbildung 4.8: Auswirkungen der Zwei-Photonen-Anregung auf die Ausdehnung (gauß'scher Radius) der atomaren Wolke vs. Verstimmung des IR-Lasers. Aufgrund der parallel-linearen Polarisierungen beider Laser sind drei Resonanzen sichtbar. In rot: Ausdehnung der Atomwolke nach Kühlung in einer reinen UV-Melasse. Übernommen aus [27, 39].

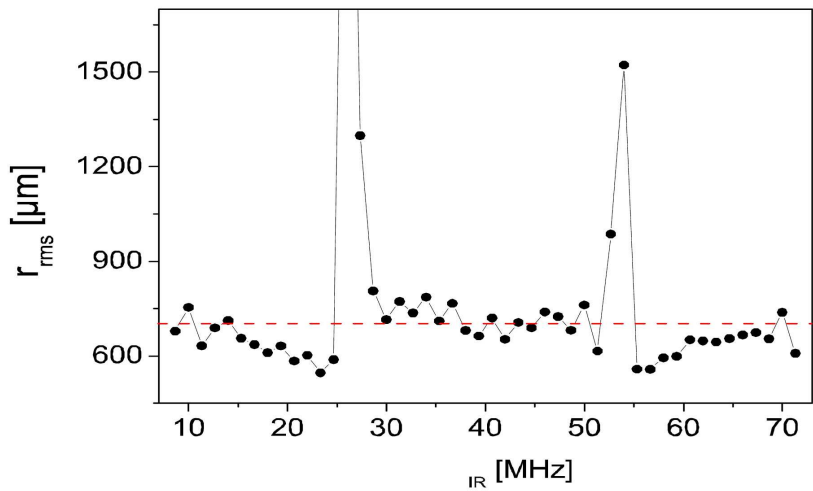


Abbildung 4.9: Auswirkungen der Zwei-Photonen-Anregung auf die Ausdehnung (gauß'scher Radius) der atomaren Wolke vs. Verstimmung des IR-Lasers. Aufgrund der gekreuzten-linearen Polarisierungen beider Laser sind zwei Resonanzen sichtbar. In rot: Ausdehnung der Atomwolke nach Kühlung in einer reinen UV-Melasse. Übernommen aus [27, 39].

der Wolke für reine UV-Melassen entsprechen Temperaturen von 4,5 bzw. 4,8 mK. Der

niedrigste, aus der beobachteten Kompression der Atomwolke berechnete Temperaturwert bei [27] betrug 2,5 mK.

Die bei [27] limitierende Frequenzdrift des Infrarot-Lasers wurde für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente durch den Aufbau des in Kapitel 6 beschriebenen Transfer-Lock-Systems eliminiert. Der in Kapitel 2, Abschnitt 2.7, beschriebene verbesserte Detektionsaufbau ermöglichte darüber hinaus verlässlichere Flugzeitmessungen zur Bestimmung von absoluten Temperaturwerten.

Auf der Grundlage dieser Verbesserungen wurden zunächst die aus [27] bekannten Beobachtungen reproduziert. Anschließend wurden die vielversprechendsten experimentellen Parameterbereiche genauer studiert.

Durch schrittweise Annäherung konnte so eine minimale Temperatur der atomaren Wolke von

$$T_{1D-Minimum} = (540 \pm 160) \mu K$$

realisiert werden. Dieser Messwert stellt die bisher niedrigste, als Absolutwert durch Flugzeitmessung bestimmte 1-dimensionale Temperatur eines kalten Magnesium-Atomensembles dar. Das klassische Dopplerlimit von 2 mK wird um einen Faktor von  $\approx 4$  unterschritten, und gegenüber der reinen UV-Melasse wird durch den Zwei-Photonen-Kühleffekt hier eine Temperaturreduktion um den Faktor  $\approx 10$  erreicht.

Abbildung 4.10 zeigt die zur Temperaturbestimmung gemessene Expansionsdynamik für die 540  $\mu K$  kalte Zwei-Photonen-Melasse und - zum Vergleich - für die reine UV-Melasse, deren Temperatur hier 5,3 mK betrug.

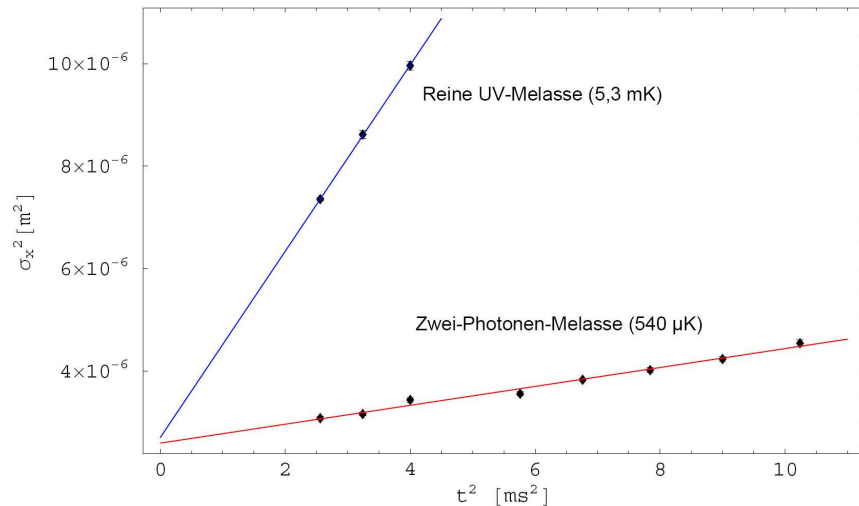


Abbildung 4.10: *Flugzeit-Messung an Atomwolken nach Kühlung in einer reinen UV- und einer Zwei-Photonen-Melasse. Aufgetragen ist das Quadrat der gauß'schen Halbwertsbreite der Atomwolke gegen das Quadrat der Expansionszeit; die Temperatur ergibt sich aus der Steigung der Regressionsgeraden.*



Abbildung 4.11 zeigt die Ausdehnung der Atomwolke in Richtung der Kühlachse, aufgenommen für eine feste Expansionszeit  $t=1,8$  ms. Gegenüber der reinen UV-Melasse macht sich der Zwei-Photonen-Kühlprozess deutlich als Kompression der Atomwolke bemerkbar. Wie bereits aus Abbildung 4.2 ersichtlich, ergeben sich aufgrund der dispersiven Geschwindigkeitsabhängigkeit der Lichtkraft für bestimmte Geschwindigkeitsklassen Heizeffekte. In Abbildung 4.11 äußert sich dies in den breiten Flügeln (schraffiert) der (roten) Geschwindigkeitsverteilung nach dem Kühlprozess. Diese Flügel werden bei der Ermittlung der Ausdehnung der Atomwolke durch Anfitzen einer Gaußfunktion (s. Abschnitt 2.7 in Kap. 2) nicht berücksichtigt.

Die Transfereffizienz  $\eta_T$  (d.h. der Anteil des Ensembles, der vom Zwei-Photonen-Kühlprozess erfasst wird), wird wie folgt abgeschätzt: Während des Transfers in die Melasse geht zunächst durch Heizprozesse, Expansion etc. immer ein gewisser Teil der Atome verloren. Der verbleibende Anteil entspricht dem Verhältnis der Flächen unter den gemessenen (Punkte) Kurven in Abb. 4.11. Die entsprechende Effizienz ergibt sich hier zu  $\eta_M \approx (96 \pm 5) \%$ . Die Messungenauigkeit von ca. 5% trägt beobachteten Schwankungen der MOT-Fluoreszenz (und damit der Atomzahl) zwischen aufeinander folgenden Messungen Rechnung. Des weiteren gehören die Atome, die sich in den oben erwähnten (in Abb. 4.11 schraffierten) Flügeln des Wolkenprofils befinden, nicht zum zwei-photonen-gekühlten Ensemble. Die zwei-photonen-gekühlte Fraktion ergibt sich aus dem Verhältnis der Flächen unter den gefitteten Intensitätsprofilen, also

$$\eta_K \approx \frac{\tilde{N}_1 \cdot \sigma_1}{\tilde{N}_0 \cdot \sigma_0}, \quad (4.17)$$

wobei  $\tilde{N}_0$  und  $\tilde{N}_1$  die Maxima und  $\sigma_0$  bzw.  $\sigma_1$  die durch Anfitzen bestimmten gauß'schen Breiten der Teilchendichteverteilungen im Ortsraum bezeichnen. Für die in Abbildung 4.11 dargestellte Messung ergibt sich aus

$$\begin{aligned} \tilde{N}_0 &= 12400 \text{ und } \sigma_0 = (2598 \pm 18) \mu\text{m} \\ \tilde{N}_1 &= 16174 \text{ und } \sigma_1 = (1715 \pm 31) \mu\text{m} \end{aligned}$$

dann  $\eta_K = (76 \pm 5)\%$  und damit für die gesamte Transfereffizienz hier

$$\eta_{ges} = \eta_M \cdot \eta_K = (72 \pm 8)\%.$$

Diese Abschätzung zeigt, dass mit dem Zweiphotonen-Kühlen Transfereffizienzen deutlich über 50 % aus in einer gewöhnlichen MOT präparierten Ensembles erreicht werden.

Die verwendeten experimentellen Parameter sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Die kältesten Temperaturen wurden durchweg für moderate Rotverstimmung (ca. -2 bis -5 MHz) bezogen auf die mittlere der in Abbildung 4.5 aufgetragenen Zwei-Photonen-Resonanzen erreicht. Für die angegebenen Messwerte für Laserleistungen an bestimmten Referenzpunkten gelten Umrechnungsfaktoren, die in Tabelle 4.2 angegeben sind.

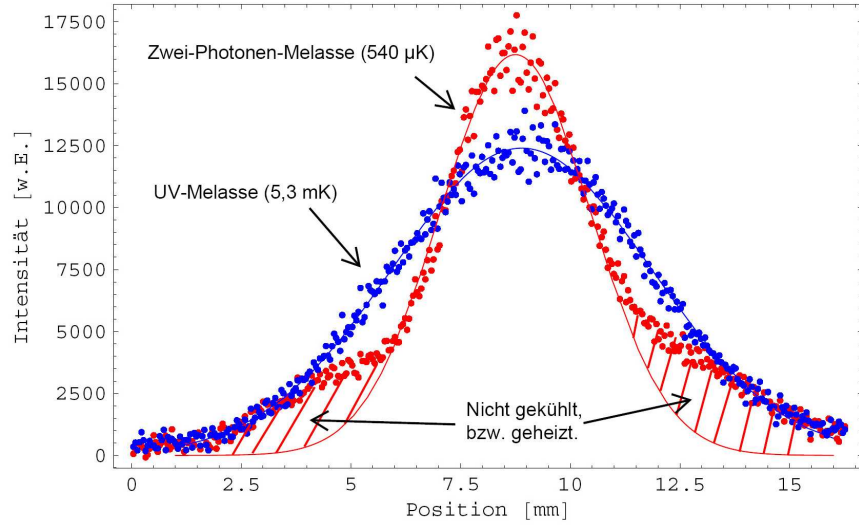


Abbildung 4.11: Gestalt der Atomwolke nach 1,8 ms Expansion. Aufgetragen ist die (spaltenweise integrierte) Intensität über die Dimension der Kühlachse. Man erkennt deutlich das im Vergleich zur reinen UV-Melasse (blaue Punkte) durch Zwei-Photonen-Kühlen komprimierte Profil der Wolke (rote Punkte). Durchgezogene Linien stellen die durch Fitten bestimmten Gauß'schen Intensitätsprofile dar. Zu den schraffierten Bereichen s. Text.

Messpunkt	tatsächlicher Wirkungsort	Faktor
UV: nach Det./Melasse-AOM	UV-Melasse (pro Einzelstrahl)	0,33
IR: nach IR-AOM	Zweiphotonen-Melasse (Einzelstrahl)	0,40

Tabelle 4.2: Umrechnungsfaktoren für die Berechnung der tatsächlich am Ort der Atome wirksamen Laserleistung aus Messungen an Bezugspunkten im Experiment.

Im Normalfall betrug die Temperatur des atomaren Ensembles in der MOT ca. 4 mK. Für die reine UV-Melasse wurden standardmäßig Temperaturen von etwa 5 mK (1-dimensional) bestimmt. Ursache hierfür sind Heizeffekte aufgrund eines normalerweise nie ganz exakt einstellbaren Leistungs- und Polarisationsgleichgewichtes zwischen den beiden UV-Strahlen und unvermeidlicher Inhomogenitäten des Strahlprofils. Vgl. hierzu [71] und [72].

Die hier erreichten 1D-Ensembletemperaturen stellen unter den gegenwärtigen experimentellen Bedingungen aller Wahrscheinlichkeit nach das Optimum dar. Die qualitativen Beobachtungen im Verlauf des Optimierungsprozesses lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Einfluss der UV-Laserleistung bzw. UV-Sättigung des Übergangs  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$ : Im hier verwendeten Sättigungsbereich ( $s=0,008$ ) ändert weiteres Absenken der Sättigung (auf 1/3 dieses Wertes) nichts am beobachteten Kühleffekt.

Parameter	Bezeichner	Wert
UV-Laser Waist	$w_{UV-y} \times w_{UV-z}$	$4,1 \times 7,8 \text{ mm}$
UV-Laser Gesamtleistung	$P_{UV}$	$\approx 5 \text{ mW}$
UV-Laser Sättigung (pro Arm)	$s_{12}$	$\approx 0,008$
UV-Laser Verstimmung	$\delta_{12}$	$-1,5\Gamma (\approx 120 \text{ MHz})$
IR-Laser Waist	$w_{IR}$	$4,6 \text{ mm}$
IR-Laser Leistung	$P_{IR}$	$\approx 215 \text{ mW}$
IR-Laser Verstimmung (vs. Zweiphot.-Res.)	$\delta$	$\approx -2 \text{ MHz}$
Temperatur der UV-Melasse (1D)	$T_{Melasse}$	$\approx 5,3 \text{ mK}$

Tabelle 4.3: *Experimentelle Parameter für Zwei-Photonen-Kühlexperimente, die zur Beobachtung der tiefsten Temperaturen führten.*

- Einfluss der IR-Laserleistung: In 1D ergab sich der stärkste Kühleffekt für die maximal zur Verfügung stehende Infrarotleistung und -sättigung. Systematische Studien sind Bestandteil künftiger Arbeiten [73, 74].
- Dauer der Kühlphase: Die Dauer der Zwei-Photonen-Kühlphase wurde zwischen  $50 \mu\text{s}$  und  $400 \mu\text{s}$  variiert. Die Dauer von  $200 \mu\text{s}$  erwies sich hierbei als optimal.  $50 \mu\text{s}$  reichten zur Erzielung eines Kühleffektes nicht aus. Für lange Zeiten  $\gg 400 \mu\text{s}$  sind aufgrund der Expansion der Wolke in der ungekühlten (z-) Richtung keine sinnvollen Temperaturmessungen mehr möglich.
- Optimale IR-Laser-Verstimmung: Die tiefsten Temperaturen wurden stets um wenige Megahertz (typ. ca.  $-2 \text{ MHz}$ ) rot verstimmt, bezogen auf die mittlere Resonanz, beobachtet. Die genaue Angabe des Absolutwertes der Verstimmung ist aufgrund der Breite der als Referenz verwendeten Resonanz (ca.  $10 \text{ MHz}$ ) schwierig. Sie wurde entsprechend an jedem Messtag iterativ neu bestimmt. Für reproduzierbare Beobachtungen muss dieser Frequenzwert mit einer Genauigkeit von ca.  $1 \text{ MHz}$  reproduziert werden - dies wurde mit Hilfe des Transfer-Locks sichergestellt.
- Optimale UV-Verstimmung: Verstimmungen von  $\delta_{12} = -1,5 \cdot \Gamma$  und  $\delta_{12} = -\Gamma$  wurden getestet. Bei  $\delta_{12} = -1,5 \cdot \Gamma$  ergaben sich die kältesten Temperaturen ( $540 \mu\text{K}$ ). Für  $\delta_{12} = -\Gamma$  lag das Minimum im Einklang mit der Theorie höher ( $1,0 \text{ mK}$ ).

#### 4.2.4 Zwei-Photonen-Kühlen an der MOT

Die im vorigen Abschnitt präsentierten Resultate demonstrieren das Potenzial des Zwei-Photonen-Kühlverfahrens zum Erreichen von Sub-Millikelvin-Temperaturen. Für den tatsächlichen Einsatz zur Präparation kalter Atomensembles für die Präzisionsspektroskopie ist die Implementierung des Verfahrens in drei Dimensionen essenziell. Dementsprechend wurde untersucht, in wie weit sich durch die Lichtkräfte der Zwei-Photonen-Resonanzen die Temperatur eines in einer MOT gespeicherten und vorgekühlten Magnesium-Atomensembles weiter reduzieren lässt. Hierzu wurde aufgrund der experimentellen Erfahrungen

bei der Untersuchung der Zwei-Photonen-Kühleffekte ein anderer Ansatz verfolgt als der kürzlich von N. Malossi *et al.* kommunizierte [35]. Die letztgenannte Arbeit behandelt durch Zwei-Photonen-Anregung induzierte Kühleffekte in einer MOT bei kontinuierlicher Zwei-Photonen-Anregung. Abhängig von der Verstimmung wird eine Verkleinerung des MOT-Radius beobachtet. Bei gleichbleibender Fluoreszenzrate wird daraus mit Hilfe des Equipartitionstheorems auf eine Abnahme der Ensembletemperatur geschlossen. Die Gültigkeit dieser Schlussfolgerung hängt davon ab, ob die Teilchenzahl des Ensembles erhalten bleibt. Die Konstanz der Teilchenzahl wird aufgrund der konstanten MOT-Fluoreszenz von Malossi *et al.* postuliert. Im Gegensatz zu den Beobachtungen von Malossi *et al.* konnte jedoch bei den hier durchgeführten Experimenten bis jetzt keine kontinuierliche Zwei-Photonen-Anregung nachgewiesen werden, bei der nicht gleichzeitig auch die Teilchenzahl durch Verlustprozesse reduziert worden wäre. Entsprechend wurden hier Experimente mit kurzen Kühlzeiten in einer MOT (bis ca. 60 ms) durchgeführt, für die die Verlustprozesse noch nicht ins Gewicht fielen. Auf diese Weise konnten kalte Magnesiumatome mit Temperaturen von 1,1 mK (3-dimensional) präpariert werden. Der Absolutwert der Temperatur wurde durch Flugzeitmessungen bestimmt.

Abbildung 4.12 zeigt die entsprechend abgeänderte experimentelle Sequenz und Abbildung 4.13 die gemessene Expansionsdynamik des kältesten durch Zwei-Photonen-Kühlen an der MOT präparierten Magnesium-Atomensembles. Zum Vergleich ist die Expansionsdynamik des lediglich in der UV-MOT vorgekühlten Ensembles eingetragen.

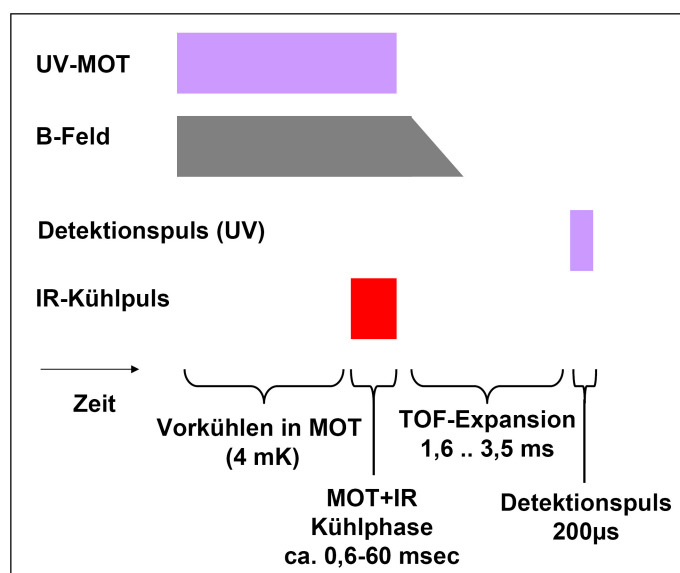


Abbildung 4.12: Zeitlicher Ablauf der 3D-Kühlexperimente. Die Kühlphase in der magneto-optischen Falle dauert nur wenige Millisekunden, so dass Teilchenverluste sich noch nicht störend bemerkbar machen.

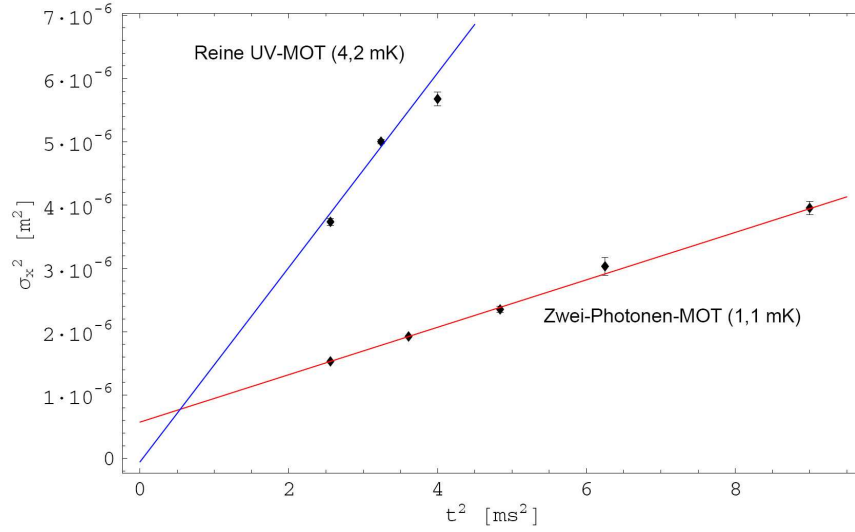


Abbildung 4.13: Flugzeit-Messung an Atomwolken nach Kühlung in einer reinen UV-MOT (blau) und mit zusätzlicher Zwei-Photonen-Kühlphase (rot). Aufgetragen ist das Quadrat der gauß'schen Halbwertsbreite der Atomwolke gegen das Quadrat der Expansionszeit.

Die verwendeten experimentellen Parameter sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Zur Umrechnung angegebener Messwerte für Laserleistungen in tatsächlich am Ort der Atome wirkende Leistungen s. wiederum Tabelle 4.2.

Parameter	Bezeichner	Wert
UV-Leistung zur MOT (nach AOM)	$P_{UV-MOT}$	34 mW
UV-Verstimmung	$\delta_{UV-MOT}$	$-\Gamma \approx -80$ MHz
IR-Laserleistung (nach AOM)	$P_{IR}$	300 mW
IR-Laserverstimmung (vs. Zweiphot.-Res.)	$\delta$	-2 MHz
Kühlzeit	$\tau$	57 ms

Tabelle 4.4: Optimierte experimentelle Parameter für Zwei-Photonen-Kühlen in einer MOT.

Entsprechend der Expansionsdynamik in Abbildung 4.13 ergibt sich hier eine Ensembletemperatur von

$$T_{3D-Minimum} = (1, 1 \pm 0, 3) \text{ mK}.$$

Verglichen mit dem in der reinen UV-MOT standardmäßig erreichten Temperaturwert von hier 4,2 mK, entspricht diese Temperatur einer Reduktion der Ensembletemperatur um einen Faktor von 4.

### 4.3 Folgerungen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden erstmals Flugzeit-Messungen der Absoluttemperatur an durch Zwei-Photonen-Kühlen präparierten kalten Magnesium-Atomensembles durchgeführt. Die Existenz des neuen Kühlmechanismus wurde sowohl in der Umgebung einer 1-dimensionalen optischen Melasse als auch innerhalb einer MOT zweifelsfrei bestätigt. Wesentlich für die erfolgreiche Implementierung des neuen Kühlkonzeptes waren ein hierzu aufgebautes Langzeit-Stabilisierungssystem für den infraroten Laser, Verbesserungen des Strahlprofils der optischen Melasse und Verbesserungen der ortsauflösenden Detektion des kalten Ensembles (s. Kap. 2, Abschn. 2.7).

Für den gegenwärtigen experimentellen Aufbau stellen die in 1D erzielten Ergebnisse höchstwahrscheinlich das mit dem jetzigen Aufbau realisierbare Optimum dar. Die Laserfrequenzstabilität und die Qualität der 1-dimensionalen Melasse wurden optimiert, und der aktuell zugängliche Parameterbereich (Laserleistungen und -verstimmungen, Kühldauer) wurde weitestgehend durchgetestet. Interessant und im Rahmen weiterer systematischer Studien zu klären bleibt die Frage nach dem genauen Einfluss der Offset-Magnetfelder, bzw. deren Reduktion durch bessere Kontrolle des Abschaltverhaltens der Magnetfelder und Umrüstung auf eine 6-Strahl-MOT-Konfiguration.

Mit der Implementierung des Verfahrens in 3D und Präparation von Atomensembles bei 1,1 mK wurde die prinzipielle Tauglichkeit des Kühlverfahrens zum Einsatz im Rahmen eines optischen Frequenzstandards erwiesen. Systematische Untersuchungen der optimalen Kühlparameter sind Gegenstand der aktuellen Forschungsarbeit und Teil eines weiteren Promotionsprojektes [73]. Die Realisierung des Zwei-Photonen-Kühlens an einer MOT eröffnet mehreren Teilprojekten des Magnesium-Experimentes interessante Perspektiven.

Das Zwei-Photonen-Kühlen kann als Vorstufe zur effizienteren Implementierung des Quenchkühlens dienen. Die hier erreichte Reduktion der Temperatur des vorgekühlten Ensembles um einen Faktor  $\approx 4$  verglichen mit der reinen UV-MOT führt zu einer sechsfach höheren Transfereffizienz in das Mikrokkelvin-Regime. Wie bereits in Kapitel 3 diskutiert, erhöht sich hierdurch auch die Atomzahl um einen Faktor sechs auf dann geschätzte  $N_{QMOT} \approx 6 \cdot 10^5$  bei  $10 \mu K$ . Wahlweise reduziert sich die erforderliche Quenchlaser-Leistung entsprechend.

Des weiteren profitiert die Atominterferometrie von der beim Zwei-Photonen-Kühlen reduzierten Enembletemperatur im 1 mK-Regime. Diese verspricht angesichts der zu erwartenden hohen Atomzahlen von ca.  $5 \cdot 10^6$  und mehr einen deutlichen Stabilitätsgewinn. Für eine quantitative Abschätzung der Auswirkungen auf die Atominterferometrie sei auf Kapitel 7 dieser Arbeit verwiesen.

# Kapitel 5

## Neue Uhrenlaser

Zentrales Element eines optischen Frequenzstandards ist der zur Abfrage der atomaren Referenz verwendete Laseroszillator, der sogenannte *Uhrenlaser*. Fortschritte auf dem Gebiet der optischen Frequenzmessung und Präzisionsspektroskopie sind mit solchen auf dem Gebiet der Laser-Frequenzstabilisierung untrennbar verbunden. Insbesondere für die hoch entwickelten Methoden der Ramsey-Bordé-Atominterferometrie<sup>1</sup> werden frequenz- und phasenstabile Laseroszillatoren benötigt. Bei der Abfrage der atomaren Resonanz mittels Vier-Puls-Ramsey-Anregung wird die Güte des interferometrischen Signals maßgeblich dadurch bestimmt, in wieweit die Phasenstabilität der Laserfrequenz über die Dauer der Interferometrie-Pulssequenz erhalten bleibt. Fluktuaktionen der Laserfrequenz auf dieser Zeitskala (Größenordnung eine Millisekunde) reduzieren insbesondere das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des interferometrischen Signals. Des weiteren erfolgt die Abfrage der atomaren Resonanz zyklisch wiederkehrend mit dazwischen liegenden Totzeiten, die für die Präparation des Atomensembles, Detektion etc. benötigt werden. Auch eine zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses erforderliche Mittelung über mehrere Abfragezyklen verlängert effektiv die Zeit, während derer die aktive Anbindung des Lasers an die atomare Resonanz unterbrochen ist. Die gesamte, dem entsprechende Totzeit ist von der Größenordnung einer Sekunde - während dieser Zeit muss der Laser intrinsisch so stabil sein, dass die Anbindung an die atomare Resonanz erhalten bleibt. Der Laser - beziehungsweise die Regelung, die diese Phasenkontinuität sicherstellt - hat hier also die Funktion eines Schwungrades. Zu Herstellung der Phasenkontinuität wird üblicherweise ein externer, hochstabiler Resonator verwendet, an den der Laser mittels des Pound-Drever-Hall Regelverfahrens angebunden wird. Letztendlich wird so die mechanische Stabilität der Resonator-Länge - und damit die Stabilität seiner Eigenfrequenzen - auf den Laseroszillator übertragen. Limitierende Faktoren für die erreichbare Genauigkeit und Stabilität der Anbindung sind die Güte der elektronischen Regelung und der optischen Detektion des Pound-Drever-Hall-Signals, also Schrot-Rausch-Prozesse. Das Frequenzrauschen eines Lasers kann durch seine spektrale Rauschleistungsdichte  $S_\nu(\nu)$  charakterisiert werden - sie gibt die Rauschleistungsdichte als Funktion der Fourierfrequenz an. In der Praxis verwen-

---

<sup>1</sup>Zu den Ursprüngen siehe [75] und [76], über Experimente mit kalten Magnesium-Atomen berichten z.B. [40] und [25].

det man darüber hinaus als Kenngrößen *Linienbreite*, *Drift* und *Jitter*. Die Linienbreite ist hier die Breite des Emissionsprofils im Frequenzraum für kurze ( $< 1$  s) Beobachtungszeiten. Die Drift bezeichnet eine langsame (Zeitskala  $> 1$  s) monotone Verschiebung des Schwerpunktes des Emissionsprofils. Bei sprunghaften, nichtmonotonen Änderungen spricht man dagegen von Jitter.

Getrieben durch den Bedarf an immer stabileren Laserlichtquellen, insbesondere in der optischen Metrologie und Kommunikation, hat sich das Forschungsgebiet der Laser-Frequenzstabilisierung seit seinen Anfängen in den 1970er Jahren kontinuierlich weiter entwickelt. Laser-Linienbreiten im Bereich von einigen zehn bis hundert Hertz werden mittlerweile in metrologischen Labors routinemäßig realisiert, und für einzelne Systeme konnten bereits zum Ende des vorigen Jahrhunderts Linienbreiten unterhalb von 1 Hz demonstriert werden [80]. Neben der als Linienbreite ausgedrückten Güte der Frequenzstabilität eines Lasers ist für seine Anwendung als Teil eines Frequenzstandards auch die technologische Handhabbarkeit von entscheidender Bedeutung. Obwohl die kleinste, bisher demonstrierte Laser-Linienbreite in der Gruppe von J. Bergquist mit einem Farbstofflaser realisiert wurde [80], zielen die Bemühungen vieler im Bereich der optischen Metrologie tätiger Forschungsgruppen darauf ab, als Uhrenlaser nurmehr festkörper-basierte Systeme zu verwenden. Diodenlaser stellen bereits seit längerem ein interessantes Werkzeug für quantenoptische Experimente dar, siehe z.B. [77, 78]. Hier sind während der letzten Jahre sowohl im Bereich der Frequenzstabilisierung als auch bezüglich der mit kommerziellen Laserdioden zugänglichen Wellenlängen bedeutende Fortschritte erzielt worden. Linienbreiten im Bereich von 1 Hz werden inzwischen erreicht [79, 26]. Die Tatsache, dass festkörper-basierte Laser grundsätzlich bedienungsfreundlicher, zuverlässiger und kostengünstiger in Anschaffung und Betrieb sind, wird längerfristig zur Verdrängung der Farbstofflaser aus der Metrologie führen. Neben Diodenlasern kommen hierfür auch andersartige Festkörperlaser in Betracht. Als Beispiele seien - gegebenenfalls frequenzverdoppelte - Scheiben- und Faserlaser erwähnt.

Im Falle von Magnesium liegt die Wellenlänge des Uhrenübergangs bei 457,1 nm. Für die Erzeugung hinreichender Laserlicht-Leistungen bei dieser Wellenlänge standen bis vor einigen Jahren lediglich Farbstofflaser-Systeme zur Verfügung. Dementsprechend wurden sowohl die größten technologischen Fortschritte als auch die bedeutendsten experimentellen Resultate der Atominterferometrie bei Magnesium mit Farbstofflasern erzielt: Mit einem auf eine Linienbreite von 170 Hz zweistufig stabilisierten Stilben-III Farbstofflaser-Spektrometer gelang J. Keupp im Rahmen seiner Doktorarbeit 2003 die Demonstration der bisher höchsten Güte  $Q = 2,1 \cdot 10^{12}$  eines von frei fallenden Atomen gebildeten Oszillators [25, 23].

Trotz dieser hervorragenden Ergebnisse wird der Ersatz des Farbstofflaser-Spektrometers am Magnesium-Experiment aus mehreren Gründen bereits seit längerer Zeit angestrebt. Zum einen ist der Betrieb eines Farbstofflasers mit sehr hohem Kosten- und Zeitaufwand für die Wartung und Instandhaltung verbunden. Dies betrifft vor allem den alle 40 Betriebsstunden erforderlichen Farbstoff- und Filterwechsel sowie den regelmäßig etwa alle 1000 Betriebsstunden erforderlichen Austausch der Argon-Ionen-Röhre des Pumplasers. Hinzu kommt die lange Aufwärmphase von mehreren Stunden zu Beginn einer jeden Mes-



sung. Zum anderen sorgt die Dynamik des Laserfarbstoff-Jets auch für regelmäßige Frequenzexkursionen, also den Verlust der Anbindung des Lasers an den externen Resonator und an die atomare Referenz. Dies stellt insbesondere für Präzisionsmessungen mit langer Beobachtungsdauer einen limitierenden Faktor dar. Davon abgesehen, bietet der Einsatz eines Infrarot-Festkörperlasers mit anschließender Frequenzverdopplung zur Darstellung der 457,1 nm noch den Vorteil, dass bei künftigen Absolutfrequenz-Messungen ein Frequenzkamm-Generator im Infraroten angebunden werden kann. Dies stellt eine bedeutende Vereinfachung dar.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Konzepte für einen festkörperbasierten Uhrenlaser für das Magnesium-Experiment untersucht.

Zu Beginn der Arbeiten bot das neue und viel versprechende Konzept des diodengepumpten Nd:YVO<sub>4</sub>-Scheibenlasers eine interessante Perspektive für die Erzeugung hoher Laserleistungen bei 914,2 nm. In Kooperation mit der Arbeitsgruppe von A. Giesen (IFSW Stuttgart) wurde ein Einmoden-Scheibenlaser mit Ausgangsleistungen von über 1 W im Infraroten bei gleichzeitig hervorragender Modenqualität entwickelt. Entsprechend dem damaligen Stand der Technik bot dieses System eine Reihe potenzieller Vorteile gegenüber anderen Alternativen: Im Gegensatz zur Frequenzverdopplung eines Titan-Saphir-Lasers benötigt der Scheibenlaser als Pumplichtquelle lediglich ein Diodenmodul, und die von MOPA-Systemen her bekannten Probleme (schlechte Modenqualität, ASE<sup>2</sup>-Untergrund im Emissionsspektrum) wurden nicht beobachtet. Zwecks Adressierung des Magnesium-Uhrenübergangs wurde für den Scheibenlaser eine ppKTP-basierte Frequenzverdopplung aufgebaut und in Betrieb genommen - auf diese Weise konnten bis zu 160 mW an Laserlicht bei 457 nm erzeugt werden. Außerdem konnte der Scheibenlaser mit Hilfe eines zweistufigen Regelkonzeptes auf einen externen Referenzresonator stabilisiert werden. Die im unstabilisierten Zustand beobachtete Linienbreite von ca. 12 MHz konnte so auf einen Wert von etwa 500 kHz reduziert werden. Mit Hilfe eines externen akustooptischen Modulators wurde eine minimale Linienbreite von bis zu 75 kHz realisiert. Allerdings ergaben diese Untersuchungen auch, dass aufgrund des Fehlens schneller, resonatorinterner Stellelemente eine Stabilisierung des Scheibenlasers auf für die Atominterferometrie wünschenswerte Linienbreiten von 1 Hz und darunter mit sehr großen Schwierigkeiten verbunden sein würde.

Parallel zu diesen Erkenntnissen wurden insbesondere in der AG von F. Riehle und U. Sterr (PTB) große Fortschritte im Bereich der Stabilisierung von Diodenlasern für die Präzisionsspektroskopie erzielt [79, 26]. Darüber hinaus verbesserte sich im Verlauf der letzten Jahre die kommerzielle Verfügbarkeit von diodenbasierten Komplettsystemen zur Erzeugung blauen Laserlichtes hinsichtlich verfügbarer Wellenlängen und Ausgangsleistungen. Aus diesen Gründen wurde letztlich für den neuen Uhrenlaser ein Komplettsystem der Firma TOPTICA ausgewählt und in Betrieb genommen. Dieses besteht aus Diodenlaser, Trapezverstärker und nachfolgender Frequenzverdopplungsstufe. Die Ausgangsleistung bei 457,1 nm beträgt maximal 250 mW. Zur Stabilisierung des Master-Lasers stehen als extern ansteuerbare Stellelemente u.a. ein Piezo für die langsame und ein FET<sup>3</sup> für die

---

<sup>2</sup>engl. *Amplified Spontaneous Emission*

<sup>3</sup>Feldeffekttransistor, mit dem der Laserdiodenstrom moduliert werden kann.

schnelle (Bandbreite ca. 5 MHz) Frequenzregelung zur Verfügung. Das System wurde zur Verwendung als Uhrenlaser an einen hochstabilen Referenzresonator angebunden. Eine erste Charakterisierung konnte in Form einer Schwebungsmessung gegen das Farbstofflaser-Spektrometer durchgeführt werden.

Der weitere Aufbau dieses Kapitels gliedert sich wie folgt: Der nächste Abschnitt ist dem frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub>-Scheibenlaser gewidmet. Einer Einführung in das Lasersystem schließt sich die Diskussion der Arbeiten zur Frequenzstabilisierung und Frequenzverdopplung des Lasers an. Auf Grundlage der erzielten Ergebnisse wird abschließend das Potenzial des Systems sowohl für einen Einsatz als Spektroskopielaser als auch für andere Zwecke am Magnesium-Experiment diskutiert. Der letzte Abschnitt des Kapitels behandelt den als neuen Uhrenlaser ausgewählten frequenzverdoppelten Diodenlaser. Nach einem Überblick über die Eigenschaften des kommerziellen Systems liegt der Schwerpunkt dieses Abschnittes auf der Anbindung an einen hochstabilen Referenzresonator. Als Nachweis der Funktionsfähigkeit des Systems wurde eine Heterodynmessung mit dem bisher verwendeten Farbstofflaser-Spektrometer durchgeführt. Erste Ergebnisse ergeben für den neuen Uhrenlaser eine Linienbreite der Größenordnung 1 kHz. Einige Überlegungen zur Einbindung des neuen Systems in das Gesamtexperiment beschließen das Kapitel.

## 5.1 Ein frequenzverdoppelter Nd:YVO<sub>4</sub> Scheibenlaser

Scheibenlaser sind Festkörperlaser, die dem 1994 erstmals von A. Giesen *et al.* vorgestellten Konzept folgen [81]. Als laseraktives Medium dient dabei eine wenige hundert Mikrometer dünne Kristallscheibe aus Yb:YAG, Nd:YAG oder Nd:YVO<sub>4</sub>, deren eine Seite einerseits in gutem thermischen Kontakt zu einer - meist wassergekühlten - Wärmesenke steht und andererseits hochreflektierend verspiegelt ist. Zusammen mit einem weiteren, gekrümmten Spiegel bildet die Anordnung einen semikonfokalen Resonator. Der gekrümmte Spiegel dient auch als Auskoppler für die Laserstrahlung. Üblicherweise bilden Hochleistungs-Laserdioden die Pumplichtquelle. Der besondere Vorteil dieses Designs liegt in der guten Wärmeabfuhr durch die große Kontaktfläche zwischen aktivem Medium und Wärmesenke. Da die Resonatorachse senkrecht zur Kristallscheibe ausgerichtet ist, hat sie die selbe Richtung wie Wärmefluss und Temperaturgradient. Auf diese Weise wird die Ausbildung thermischer Linsen oder Doppelbrechungs-Effekte vermieden oder zumindest stark reduziert. Die erzielbare Laserleistung, die bei diesem Konzept unter Beibehaltung einer guten Strahlqualität und eines hohen Wirkungsgrades bis in den Bereich mehrerer Kilowatt reichen kann, folgt bei konstanter Pumpleistungsdichte dann der Fläche des gepumpten Bereiches. Aufgrund der mit ihnen erreichbaren, potenziell sehr hohen Ausgangsleistungen bei gleichzeitig hervorragender Strahlqualität haben Scheibenlaser inzwischen für verschiedenste Anwendungsbereiche ihre hervorragende Eignung als Werkzeuge der präzisen Materialbearbeitung unter Beweis gestellt. Als Beispiele seien hier etwa das industrielle Feinschneiden, Feinschweißen, Lasersintern, Beschriften und Mikrostrukturieren der unter-

schiedlichsten Werkstoffe (dünne Bleche, Gläser etc.) genannt. Auch in der Augenheilkunde finden frequenzverdoppelte Scheibenlaser mittlerweile vielfache Verwendung. Zu diesen Themen siehe z.B. [83] und [85].

Motivation für die Untersuchung der Eignung des Scheibenlaser-Konzeptes als Grundlage eines Spektroskopielasers für Magnesium war die Tatsache, dass bei der doppelten Wellenlänge des Uhrenübergangs von 914,2 nm unter Verwendung von Nd:YVO<sub>4</sub> als Material für die Kristallscheibe bereits 2002 hohe Laserleistungen von bis zu 5,8 W erzielt werden konnten [82]. Mit Hilfe zweier resonatorinterner Etalons als frequenzselektive Elemente konnte im dauerhaft stabilen Einmodenbetrieb<sup>4</sup> 1 W Laserleistung bei 914 nm erzeugt werden [86]. Diese Leistungswerte stellten eine hervorragende Ausgangsbasis für die nachfolgende Frequenzverdopplung zur Erzeugung der 457,1 nm-Laserstrahlung dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die letztlich für die Eignung des Systems als Uhrenlaser für Magnesium entscheidende Fragestellung untersucht, ob und in wie weit sich der Laser in dem dafür erforderlichen Maß frequenzstabilisieren lässt.

Der weitere Aufbau dieses Teilkapitels gliedert sich wie folgt: Im nächsten Abschnitt wird zunächst der für den Einmoden-Betrieb bei 914,2 nm entwickelte Nd:YVO<sub>4</sub>, diodengepumpte Scheibenlaser vorgestellt und charakterisiert. Daraufhin werden die realisierte Frequenzstabilisierung und die damit erzielten Ergebnisse vorgestellt. Der darauf folgende Abschnitt behandelt die Frequenzverdopplung zur Erzeugung der 457,1 nm-Laserstrahlung im externen Resonator. Im letzten Abschnitt wird schließlich eine abschließende Bewertung der Einsatzmöglichkeiten des gesamten Systems für quantenoptische Experimente mit Magnesium gegeben.

### 5.1.1 Aufbau und Eigenschaften

Wie bereits erwähnt, dient bei dem hier untersuchten Scheibenlaser eine Nd:YVO<sub>4</sub>-Kristallscheibe als laseraktives Medium. Hierbei sind in den Yttrium-Vanadat-Wirtskristall etwa 0,3 % Neodym-Ionen eindotiert. Das Termschema des Neodym-Ions ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Wie aus dem Termschema ersichtlich, können Neodym-Atome aus ihrem Grundzustand <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub> durch Pumpen durch 808 nm Licht in die oberen Niveaus <sup>4</sup>F<sub>5/2</sub> und <sup>4</sup>H<sub>9/2</sub> angeregt werden. Diese Niveaus zerfallen strahlungsfrei in das mittlere Niveau <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>. Der Übergang zwischen diesem mittleren Niveau und dem obersten Niveau des Grundzustandsmultipletts <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub> dient als Laserübergang bei 914,2 nm Wellenlänge. Das Grundzustandsniveau ist durch den Stark-Effekt des elektrostatischen Kristallfeldes und Photonenstreuung inhomogen verbreitert - darum ist Laseraktivität über einen ±0,5 nm breiten Bereich möglich. Man spricht hier von einem *Quasi-Drei-Niveau-System*, weil das untere Niveau des Laserübergangs zum Grundzustandsmultiplett gehört. Problematisch ist die thermisch bedingte Besetzung dieses Niveaus, sie beträgt bereits bei Raumtemperatur ca. 5 %. Hierdurch wird das Zustandekommen einer hohen Besetzungsinversion erschwert. Zur Reduzierung dieses Effektes ist eine möglichst gute Kühlung der Kristallscheibe erforderlich. Des weiteren

---

<sup>4</sup>Zum Durchstimmverhalten eines Einmoden-Scheibenlasers (Nd:YAG) siehe auch [84].

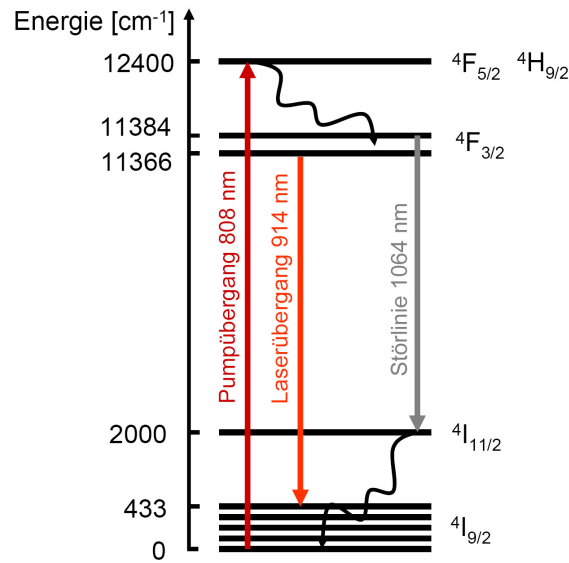


Abbildung 5.1: Auszug aus dem Termschema des Neodym-Ions.

existiert zwischen dem mittleren Niveau  $4F_{3/2}$  und dem Grundzustandsniveau  $4I_{9/2}$  noch ein starker Übergang bei 1064 nm. Aufgrund des großen Absorptions- und Emissionsquerschnittes dieses Übergangs wird das Auftreten von verstärkter Spontanemission und Aufwärtskonversion begünstigt. Diese Effekte skalieren mit der Dotierungs-Konzentration der Neodym-Atome. Entsprechend ergibt sich die optimale Dotierung von hier 0,3 % als Kompromiss aus minimalen Verlusteffekten bei maximal erreichbarer Pumpeffizienz; für weitere Details sei auf [82] und [86] verwiesen. Zur Kühlung ist die Kristallscheibe auf einer Kupferscheibe aufgebondet, die ihrerseits als Kühlkörper dient. Derselbe wird seinerseits nach dem *Prallscheiben-Prinzip* rückseitig durch Wasser gekühlt. Die dem Kühlkörper am nächsten liegende Seite der Kristallscheibe ist für die gewünschte Laserwellenlänge und das Pumplicht hochreflektierend beschichtet. Die Kristallvorderseite ist für die Pumpwellenlänge antireflexbeschichtet, dasselbe ist für beide Seiten für die oben erwähnte Störwellenlänge von 1064 nm der Fall. Die Dicke der quadratischen Kristallscheibe beträgt  $320 \mu\text{m}$ , ihre Kantenlänge liegt bei 5 mm. Das Pumplicht bei 808 nm wird von zwei Hochleistungs-Laserdioden-Barren<sup>5</sup> mit insgesamt maximal 60 W Ausgangsleistung erzeugt. Aufgrund der begrenzten thermischen Belastbarkeit der Kristallscheibe wird mit maximal 35 W gepumpt - dies entspricht einem Strom<sup>6</sup> durch die Pumpdioden von maximal 40 A. Das Pumplicht wird mit Hilfe eines Hochleistungs-Glasfaser-Bündels zunächst der Pumpoptik zugeführt. Diese Pumpoptik besteht aus einem Hochspiegel mit Zentralbohrung, der auf der Resonatorachse angeordnet ist, sowie einem speziellen Prisma. Durch diese Anordnung erreicht man einen sechzehnfachen Durchlauf des Pumplichtes durch den Kristall, so dass

<sup>5</sup>Fa. OptoCorp., S/N 317, geliefert durch IFSW Stuttgart.

<sup>6</sup>Netzteil: EA-PS 9036-60, 0..36 V, 0..60 A, Fa. Elektro Automatik

trotz der verhältnismäßig geringen Dotierung ein akzeptabler Absorptionsgrad von etwa 80 % erreicht wird. Der aus Kristall und Kühlkörper sowie Pumpoptik bestehende Aufbau wird im folgenden zusammenfassend als Laserkopf bezeichnet. Der Laserkopf ist ebenso wie der gekrümmte Auskoppelspiegel<sup>7</sup> auf einer Granitplatte montiert. Das gesamte System bildet einen semikonfokalen Laserresonator. Die gewählte Resonatorlänge von 28 cm ergibt sich als Kompromiss zwischen einer möglichst hohen Laserleistung und möglichst hoher Stabilität. Zwecks Durchstimmung der Laserfrequenz ist der Auskoppelspiegel auf einen Ringpiezo montiert. Mit diesem Stellelement wird ein maximaler Frequenzstellweg von etwa 250 MHz bei einer Bandbreite von ca. 1 kHz erreicht. Zur Sicherstellung eines stabilen Einmoden-Betriebes befinden sich innerhalb des Resonators zwei Etalons in Form von Glasplättchen der Dicke  $d_1 = 0,6$  mm bzw.  $d_2 = 4$  mm. Beide Etalons sind temperaturstabilisiert und manuell zur Durchstimmung der Laserwellenlänge justierbar. Näheres zur Wahl der Etalons ist der Diplomarbeit von H. Wolff zu entnehmen [86]. Der Aufbau ist in Abbildung 5.2 skizziert, Abbildung 5.3 gibt einen Eindruck von der Konstruktion.

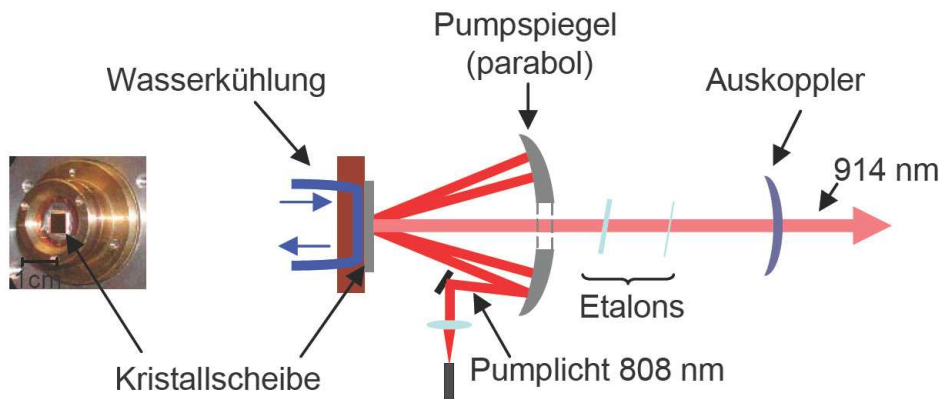


Abbildung 5.2: Überblick über den  $\text{Nd:YVO}_4$ -Scheibenlaser-Aufbau. Links: Bild der Kristallscheibe auf ihrem Kühlkörper. Rechts: Prinzipskizze

Sowohl der Kristall als auch die Pumpdioden werden mittels Wasserkühlung gekühlt. Die beiden separaten Kühlkreisläufe werden mittels eines hierzu eigens konzipierten Kühlgerätes<sup>8</sup> betrieben, das die für stabilen Betrieb nötige Temperaturkonstanz des Kühlwassers (ca.  $\pm 0,1^\circ\text{C}$ ) sicherstellt. Der Laserkopf und der Auskoppeler der Pumpfaser müssen ebenfalls gekühlt werden, allerdings genügt hier Stadtwasser mit geringem Fluss und einer Temperatur zwischen ca. 10 und  $16^\circ\text{C}$ . Die wichtigsten Betriebsparameter-Werte sind im Anhang (Tabelle B.6) dokumentiert. Wie bereits oben erwähnt, betrug die im stabilen Einmodenbetrieb erreichte maximale Laserleistung 1 W bei einem Strom durch die Pumpdioden von 35 A. Dieser Leistungswert wurde für eine Vakuum-Wellenlänge<sup>9</sup> von 914,122 nm erzielt. Im langzeitstabilen (6 Stunden und länger) Einmodenbetrieb bei der

<sup>7</sup>Krümmungsradius  $r_K = 1000\text{mm}$ , Reflektivität bei 914 nm  $R = 99,4\%$ , AR-Beschichtung für  $1,06\ \mu\text{m}$

<sup>8</sup>Hersteller: Fa. H.I.B. Industriekühlung GmbH, Augsburg.

<sup>9</sup>Messgerät WaveMaster<sup>®</sup>, Messungenauigkeit  $\pm 0,001$  nm, Fa. Coherent, Dieburg.

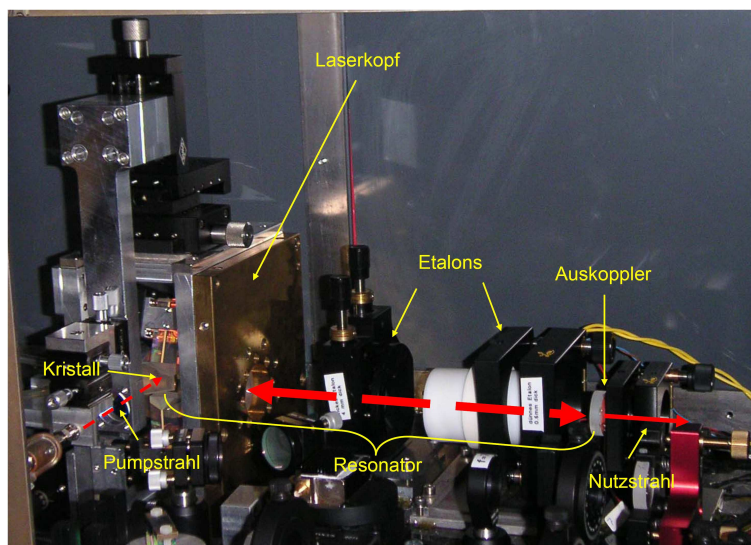


Abbildung 5.3: *Photo des Scheibenlasers.*

exakten doppelten Wellenlänge des Magnesium-Uhrenübergangs von 914,475 nm betrug die erzielte Leistung allerdings nurmehr 710 mW bei einem leicht erhöhten Pumpstrom von 36,2 A. Dieser Wert wurde durch Variation der Temperatur der Kristallscheibe, Optimierung der Justage beider Etalons und Optimierung der Betriebstemperatur der Pumpdioden erreicht. Tabelle B.7 im Anhang fasst die optimierten Betriebsparameter zusammen. Da sich während der ersten Untersuchungen gezeigt hatte, dass die Intensitäts- und Modenstabilität des Scheibenlasers gegen Rückreflexionen des erzeugten 914 nm-Lichtes in den Resonator außerordentlich empfindlich ist, wurde in den Strahlengang unmittelbar hinter dem Auskoppelspiegel ein optischer Isolator<sup>10</sup> eingebaut; die Transmissionseffizienz betrug nach Optimierung der Justage 80 %.

## 5.1.2 Frequenzstabilisierung

### Flankenregelung auf einen externen Resonator

Zur Frequenzstabilisierung des Scheibenlasers wurde eine Flankenregelung<sup>11</sup> auf einen externen Referenzresonator niedriger Finesse implementiert. Der Referenzresonator, dessen wichtigste Eigenschaften in Tabelle B.8 zusammengestellt sind, wurde nach einem Vorschlag aus der AG E. Tiemann (IQO) aufgebaut. Es handelt sich dabei um einen konfokalen Resonator mit einem freien Spektralbereich von  $\text{FSR}=1$  GHz und einer Finesse von  $\mathcal{F} \approx 2,5$ . Der Resonator besitzt einen Spacer aus Quarzglas, ist piezoelektrisch durchstimmbar und wurde vorläufig ohne Temperaturstabilisierung betrieben. Zur Stabilisierung wurde ein Teil des vom Scheibenlaser erzeugten Infrarotlichtes in den Resonator eingekop-

<sup>10</sup>Modell Gsänger FR-920, Rückreflexions-Unterdrückung typisch 60 dB, Fa. LINOS, Göttingen.

<sup>11</sup>Zur Erklärung dieses Regelverfahrens siehe auch Kapitel 6.

pelt und mittels Photodiode<sup>12</sup> detektiert. Mit einer weiteren, gleichartigen Photodiode und einem Strahlteiler wurde darüber hinaus als Referenz die Intensität des Infrarotlichtes vor dem Resonator registriert. Die Signale beider Detektoren wurden einer bereits am Experiment vorhandenen Flanken-Regel-Elektronik zugeführt. Die Einzelheiten des Schaltungsaufbaus sind der Dissertation von Yabai He zu entnehmen [41]. Das Ausgangssignal der Regelelektronik wurde mittels eines Hochspannungsverstärkers<sup>13</sup> zur Ansteuerung des Piezos am Auskoppler verwendet. Mit dieser Regelung konnten verschiedene Messungen durchgeführt werden: Zunächst ermöglichte der Referenzresonator aufgrund seiner großen Resonanzbreite von etwa 400 MHz bereits bei geöffneter Regelschleife eine Vermessung des Frequenzrausch-Spektrums. Aus der spektralen Rauschleistungsdichte  $S_\nu(f)$  lässt sich durch Integration für eine die untere Grenzfrequenz definierende Mittelungszeit  $T$  und eine obere Grenzfrequenz  $f_C$  die Linienbreite - oder mittlere Frequenzexkursion - berechnen. Nach [87] gilt hierfür:

$$\Delta\nu_{rms} = \sqrt{\int_{1/T}^{f_C} S_\nu(f) df} \quad (5.1)$$

Aus dem Frequenzrausch-Spektrum ließ sich für den freilaufenden Laser durch Integration von 1 Hz bis 50 kHz eine Linienbreite von ca. 13 MHz rms extrahieren. Das Schließen des Regelkreises reduzierte das Frequenzrauschen auf 490 kHz rms. Abbildung 5.4 zeigt die beiden Rauschspektren [98]. Wie aufgrund der Regelbandbreite des Piezos zu erwarten, werden nur Störungen mit Fourierfrequenzen unterhalb von etwa 1 kHz ausgeregelt. Auch bei geschlossener Regelung dominieren diese immer noch das Frequenzrauschen. Berücksichtigt man nur schnelle Störungen, d.h. beginnt die Integration erst bei einer Fourierfrequenz von 2 kHz, so ergibt sich eine Linienbreite von 78 kHz rms.

Eine Schwebungsmessung ergab für eine Beobachtungszeit von 12,9 ms auch tatsächlich eine Breite des Heterodynsignals<sup>14</sup> von unter 100 kHz, siehe Abbildung 5.5 [98].

### Schneller Regelpfad mit externem AOM

Aufgrund dieser Beobachtung und der geringen Regelbandbreite des Piezos von nur etwa 1 kHz ist es für die weitere Frequenzstabilisierung unumgänglich, auf schnellere Stellemente zurückzugreifen. Da die Resonanzfrequenz des Piezos und damit die erzielbare Regelbandbreite im Wesentlichen durch die Masse des Spiegels bestimmt wird, sind hier kaum mit einfachen Mitteln Verbesserungen zu erzielen. Der Einsatz eines resonatorinternen elektro-optischen Modulators scheidet wegen der geringen verbleibenden Gainmarge ebenfalls aus. Darum wurde zur Kompensation schneller Frequenzstörungen ein AOM als externes Stellelement (sog. *Noise Eater*) gewählt. Der AOM wird mittels eines VCOs<sup>15</sup> und

<sup>12</sup>Detektor BPW-34, zweistufige Verstärkung mittels OPV TL082, Bandbreite mindestens 100 kHz

<sup>13</sup>PA-85 der Fa. Texas Instruments, Dallas,USA; beschaltet für Verstärkung 25, 0.25 kHz, 0.250 V

<sup>14</sup>Photodetektor: Modell PR-X-500M-IN-AC, Fa. Femto Messtechnik, Berlin. Bandbreite: 500 MHz

<sup>15</sup>Modell POS-150, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York.

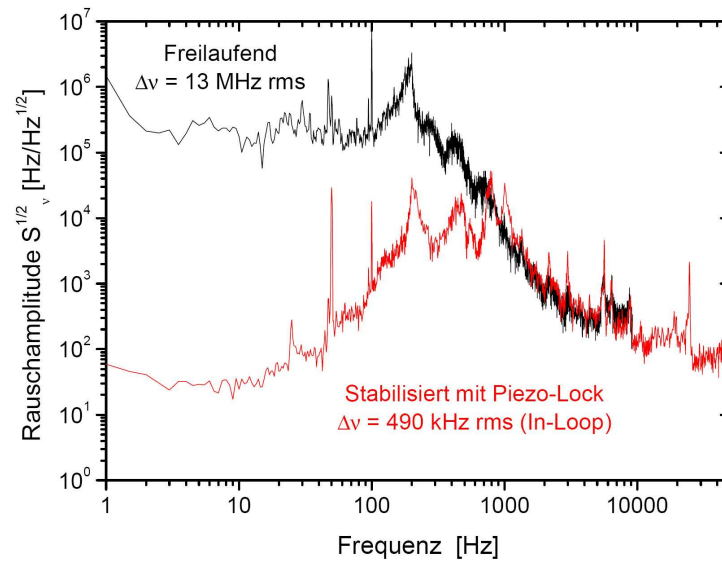


Abbildung 5.4: Frequenz-Rauschspektrum (Fehlersignal der Flankenregelung) bei offener und geschlossener Regelschleife. Freilaufend beträgt die Linienbreite ca. 13 MHz. Die Regelung mit dem Piezo als Stellelement reduziert die Linienbreite auf 490 kHz [98].

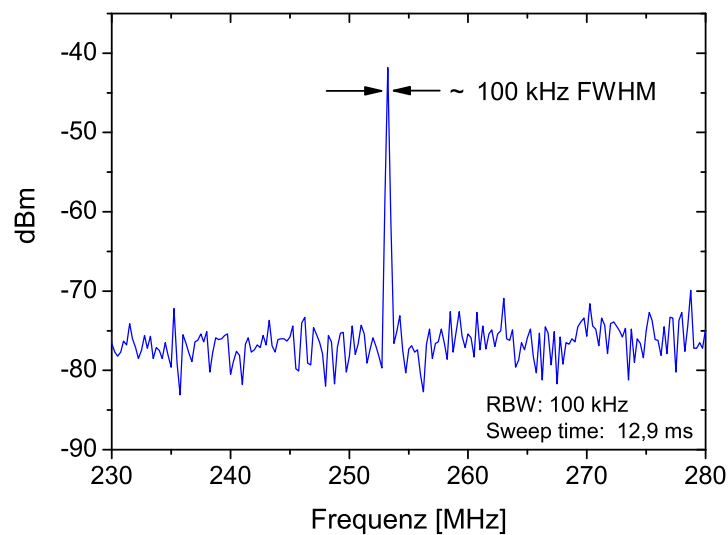


Abbildung 5.5: Spektrum des Schwebungssignals zwischen dem mittels Flankenregelung stabilisierten Scheibenlaser und dem hochstabilen Farbstofflaser-Spektrometer [98].



eines Hochfrequenzverstärkers<sup>16</sup> angesteuert und im doppelten Durchgang betrieben, um frequenzänderungsbedingte Strahlageschwankungen zu vermeiden. Die oben beschriebene Flankenregelung wurde entsprechend auf zwei Teilregelstrecken erweitert. Abbildung 5.6 zeigt schematisch den Aufbau.

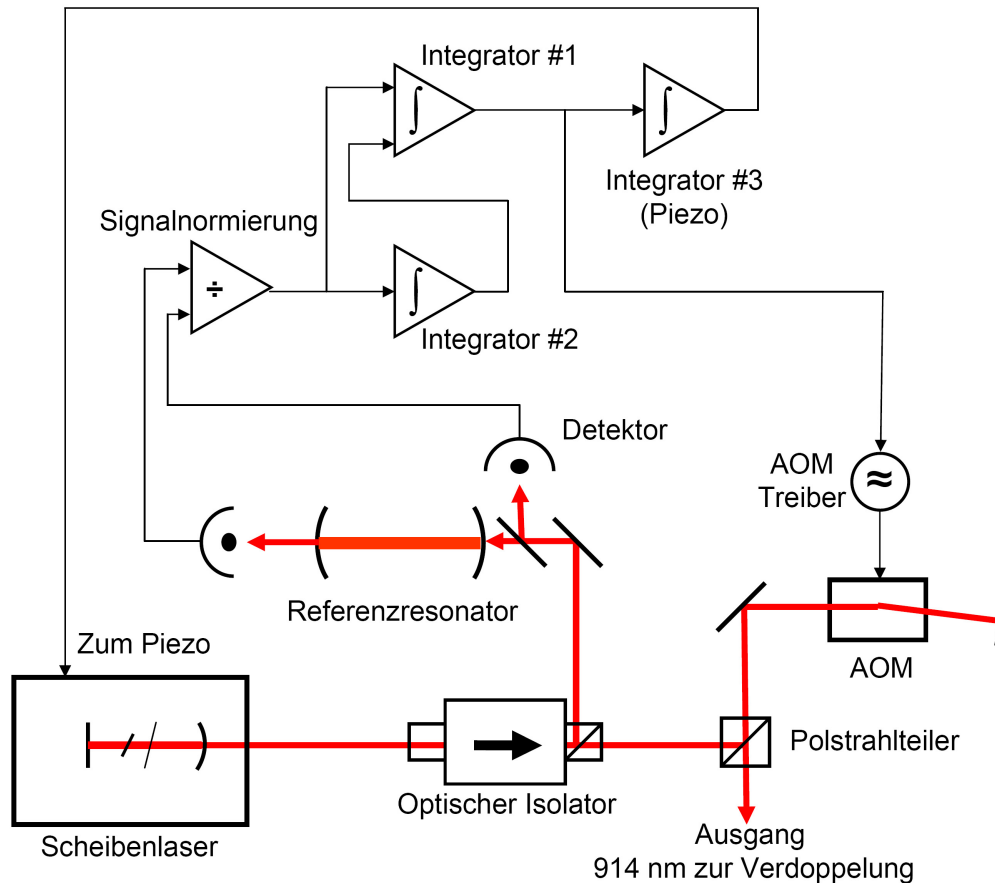


Abbildung 5.6: Zweistufiges Regelkonzept zur Stabilisierung des Scheibenlasers.

Das intensitätsnormierte Transmissionssignal des Referenzresonators wird zunächst einem zweistufigen PID-Regler zugeführt. Hierzu wird wieder die von Y. He entwickelte Regelelektronik mit Doppelintegrator benutzt [41]. Das Ausgangssignal der ersten Regelungsstufe wird sowohl direkt dem Frequenz-Steuereingang des AOM-Treiberoszillators zugeführt als auch in einen weiteren Integrator eingespeist. Technische Einzelheiten und Änderungen am ursprünglichen Schaltungsaufbau sind im Anhang C.11 dokumentiert. Das Ausgangssignal dieses dritten Integrators steuert über den Hochspannungsverstärker den Resonatorpiezo an. Zur Inbetriebnahme der Regelung wird zunächst der langsame Pfad geschlossen und danach der AOM zur Kompensation verbleibender schneller Störungen hin-

<sup>16</sup>Modell ZHL-1 2 W, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York.

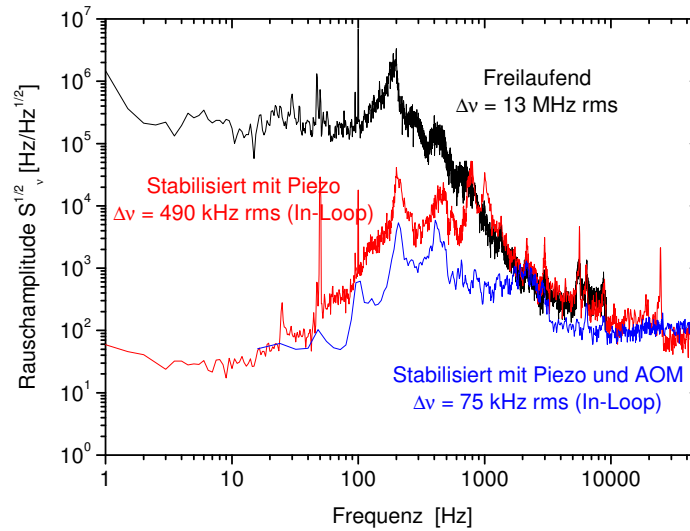


Abbildung 5.7: Frequenz-Rauschspektrum des Scheibenlasers (Fehlersignal der Flankenregelung) für verschiedene Ausbaustufen [98]. Bei geschlossener Regelschleife ergibt sich mit allen Stellelementen (Piezo und AOM) eine Linienbreite von 75 kHz.

zugeschaltet. Abbildung 5.7 zeigt die Frequenzrauschspektren des Fehlersignals der Flankenregelung bei offener Regelschleife und bei geschlossenem Piezo-Regelpfad unter Hinzunahme des schnellen AOM-Regelpfades. Die Regelbandbreite  $BW_{AOM}$  des AOM-Pfades wird durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_s$  der Schallwellen über die Dimension  $d$  des Modulatorkristalls limitiert:

$$BW_{AOM} \approx v_s/d \quad (5.2)$$

Für den hier verwendeten AOM<sup>17</sup> ergibt sich eine Bandbreite von  $BW_{AOM} \approx 190$  kHz. Im doppelten Durchgang wurde mit einem auf  $w_0 = 436 \mu\text{m}$  fokussierten Laserstrahl eine Beugungseffizienz von  $\eta_{DD} = 75$  % realisiert. Dies entspricht pro Durchgang einer Effizienz von  $\eta_{ED} = 87$  % und liegt damit hinreichend nahe am theoretischen Optimum von 90 %.

Der zusätzliche schnelle Regelpfad reduziert das Frequenzrauschen hier bis auf eine Linienbreite von 75 kHz rms. Dieser Wert stellt das mit dem vorgestellten zweistufigen Regelkonzept realisierbare Optimum dar und ist nur durch sehr sorgfältiges Justieren der Regelparameter beider Zweige erreichbar.

<sup>17</sup>Modell 3110-25, Fa. Crystal Technology, Palo Alto, Kalifornien. Trägerfrequenz  $(110 \pm 7,5)$  MHz, Max. Beugungseffizienz 90 %, Material  $\text{TeO}_2 - L$ , Schallgeschwindigkeit  $v_s = 4200$  m/s, Länge des Kristalls ca. 22 mm.

### 5.1.3 Frequenzverdopplung

Die Erzeugung der 457,1 nm-Laserstrahlung aus dem 914,2 nm-Licht des Scheibenlasers geschieht mit Hilfe eines nichtlinearen ppKTP<sup>18</sup>-Verdopplungskristalls. Zur Erhöhung der optischen Konversionseffizienz, die mit dem Quadrat der Leistung in der Grundwelle skaliert, ist der Kristall innerhalb eines auf die Frequenz des Scheibenlasers elektronisch stabilisierten Resonators positioniert. Im folgenden Abschnitt werden die technischen Einzelheiten der Frequenzverdopplung besprochen und die erzielten Ergebnisse bei der Erzeugung von 457 nm Laserlicht diskutiert. Für eine detaillierte Darstellung der zugrunde liegenden nichtlinearen optischen Effekte sei auf Lehrbücher wie beispielsweise [88, 89] verwiesen.

#### Nichtlinearer Kristall

Zur effizienten Erzeugung zweiter Harmonischer im blauen optischen Spektralbereich haben sich periodisch gepolte KTP-Kristalle seit Ende der 1990er Jahre hervorragend bewährt, s. beispielsweise [90, 91, 92]. Durch die aufgrund der periodischen Polung<sup>19</sup> erreichte Quasi-Phasenanpassung zwischen Grund- und Oberwelle sind hier - verglichen mit der herkömmlichen Winkel-Phasenanpassung - höhere Konversionseffizienzen realisierbar, s. beispielsweise auch [95]. Darum wurde hier ppKTP als Material für den Verdopplungskristall<sup>20</sup> gewählt. Um für eine gegebene Laserleistung in der Fundamentalwelle die optische Verdopplungseffizienz möglichst zu maximieren, kommt es vor allem darauf an, die Fundamentalwelle im nichtlinearen Kristall optimal zu fokussieren: Einerseits steigt die nichtlineare Konversionseffizienz quadratisch mit der Intensität in der Grundwelle, andererseits führt aber die mit kleiner werdendem Laserstrahl-Durchmesser steigende Divergenz zur Verschlechterung der Phasenanpassung und wirkt damit der Steigerung der Konversionseffizienz entgegen. Des weiteren verstärken sich thermische Störeffekte naturgemäß mit steigender Intensität. Die optimale Fokussierung kann nach dem Verfahren von Boyd und Kleinmann ermittelt werden [96], eine Implementierung des Algorithmus in der Programmierumgebung Mathematica<sup>®</sup> findet sich bei [45]. Die Konversionseffizienz des verwendeten ppKTP-Kristalls wurde für einfachen Durchgang der Grundwelle zu

$$\Gamma = 7,9 \cdot 10^{-3} W/W^2$$

bestimmt. Optimale Konversionseffizienz ist für eine Grundwelle mit Waist  $w_{opt} \approx 17 \mu\text{m}$  zu erwarten.

Da die Phasenanpassung im Kristall für eine gegebene Grundwellenlänge darüber hinaus stark von der Temperatur abhängt, ist eine Temperaturstabilisierung für stabilen Betrieb unverzichtbar [92]. Zu diesem Zweck ist der Kristall hier auf einem Kupferblock

<sup>18</sup>Abkürzend für Kalium-Titanyl-Phosphat, periodisch gepolt.

<sup>19</sup>Bei der periodischen Polung wechselt die Orientierung der ferroelektrischen Kristalldomänen nach jeweils einer sog. Kohärenzlänge, dies führt entsprechend zu einem periodischen Phasensprung in der Koppelung von Grund- und Oberwelle. Die Sequenz der Phasensprünge mit wechselndem Vorzeichen verhindert die Dephasierung zwischen Grund- und Oberwelle.

<sup>20</sup>Abmessungen: l=10 mm, Stirnflächen 2 × 3 mm, AR-beschichtet für 457 und 914 nm. Hersteller: Fa. Raicol, Yehud, Israel

montiert, der elektrisch beheizt und mittels eines NTC-Temperatursensors auf Temperaturen zwischen 25 °C und etwa 50 °C stabilisiert werden kann. Technische Details der Temperaturstabilisierung sind bei [86] nachzulesen.

### Ringresonator

Der Resonator ist als Ringresonator ausgeführt, um die durch Ausbildung resonatorinterner Stehwellen verursachten Probleme (räumliches Lochbrennen und thermische Instabilitäten) zu vermeiden. Für Fragen des Resonator-Designs sei auf [93] und [94] verwiesen. Vorteilhaft ist hier außerdem die räumliche Trennung zwischen ein- und auslaufendem (dh. reflektiertem) Infrarotlaserstrahl - denn Rückreflexionen desselben in den Scheibenlaser müssen unter allen Umständen vermieden werden. Der Resonator ist auf einer Grundplatte aus Stahl in einer sog. *Bow-Tie*-Form aufgebaut und besteht aus je zwei planen und zwei gekrümmten Spiegeln. Der Verdopplungskristall ist auf einem temperaturstabilisierten Halter aus Kupfer im Fokus des Infrarotlaserstrahls zwischen den beiden gekrümmten Spiegeln positioniert. Die Kristallposition (Translation und Verkippungswinkel) ist mit Hilfe eines Positioniertisches<sup>21</sup> präzise justierbar. Die entstehende blaue Laserstrahlung wird durch einen der gekrümmten Spiegel ausgekoppelt. Um Deformationen des Strahlprofils zu vermeiden, ist der Auskoppelspiegel beidseitig in Form einer sog. *Nulllinse* geschliffen. Die Einkopplung des Infrarotlichtes geschieht durch einen der Planspiegel. Der zweite Planspiegel ist auf einem Piezo<sup>22</sup> montiert und dient der Frequenzdurchstimmung. Abbildung 5.8 gibt einen Überblick über den Aufbau des Verdopplungsresonators; wichtige Parameter der optischen Elemente, Dimensionsangaben etc. finden sich in Tabelle B.9 im Anhang dieser Arbeit.

Zur Erzielung einer möglichst hohen Verdopplungseffizienz muss neben dem optimalen Waist im nichtlinearen Kristall auch die richtige Grundwellen-Transmission des Einkoppelspiegels gewählt werden. Diese wird von den gesamten, für die Grundwelle im Resonator auftretenden Verlusten bestimmt. Zu den Verlusten zählt sowohl die Frequenzkonversion selbst als auch die Streu- und Absorptionsverluste am Kristall und an sämtlichen Resonatorspiegeln. Die größte Überhöhung der Grundwelle im Resonator kommt zustande, wenn die Verluste pro Umlauf gerade der Transmission des Einkoppelspiegels entsprechen; dann spricht man von optimaler Impedanzanpassung [97]. Da die resonatorinternen Verluste im Vorfeld der Konstruktion nicht beliebig genau bestimmt werden können, muss die Auswahl des passenden Einkoppelspiegels praktisch immer durch Testen verschiedener Einkoppler-Transmissionsgrade erfolgen. Hier wurden acht verschiedene Einkoppler mit Transmissionen zwischen 6% und 13% getestet. Die höchste Konversionseffizienz konnte für die Transmission  $T_{opt} = 6\%$  erzielt werden. Allerdings wurde die höchste Konversionseffizienz nicht mit dem oben angegebenen, aufgrund des Modells von Boyd und Kleinmann ermittelten Wert von  $w_{opt} = 17\ \mu\text{m}$ , erzielt - vielmehr wurde diese mit einem Waist von  $w_{max} = 50\ \mu\text{m}$  erreicht. Als Ursache hierfür sind thermische Effekte anzusehen, die bei der verwendeten Pumpleistung von 400 mW bereits bei einem Waist von

<sup>21</sup>Mod. 9071, Fa. New Focus.

<sup>22</sup>Typ Nr. 170.07, max. 1000 V, Fa. Physik Instrumente, Karlsruhe.

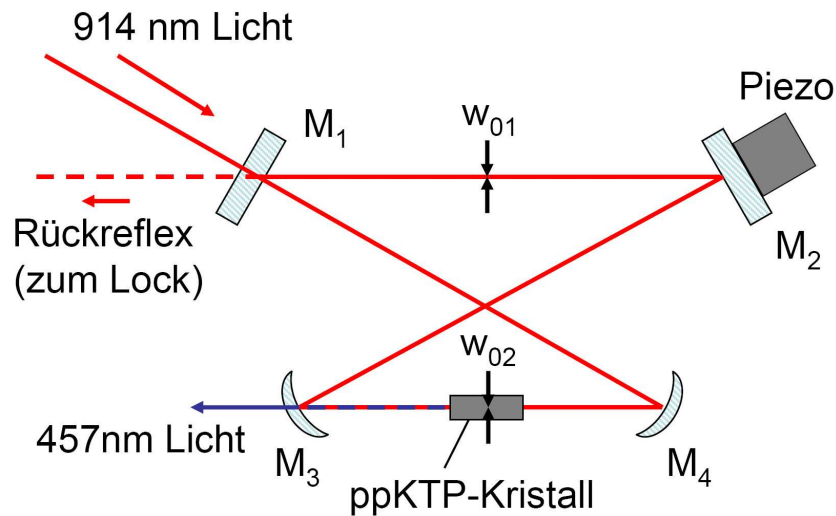


Abbildung 5.8: Ringresonator zur externen Frequenzverdopplung.

etwa  $35 \mu\text{m}$  einsetzen. Die thermischen Instabilitäten äußern sich in Leistungseinbrüchen um mehr als 10% und Änderungen des Strahlprofils (Aufweitung, Zunehmen der Divergenz) bereits auf Zeitskalen weniger Sekunden. Mit einem Waist von ca.  $w_{max} \approx 50 \mu\text{m}$  wurde die maximale Konversionseffizienz von  $\eta_{max} = 47 \%$  erreicht. Für die Frequenzverdopplung standen bei einer Ausgangsleistung des Lasers von 710 mW bei der exakten Grundwelle des Magnesium-Uhrenübergangs aufgrund der Verluste am optischen Isolator, am AOM sowie an den übrigen optischen Elementen (Spiegel, Strahlteiler, Linsen) letztendlich  $P_{IR} = 710 \text{ mW} \times 0,80 \times 0,75 \times 0,95 \approx 400 \text{ mW}$  zur Verfügung. Diese Leistung wurde mit einer gemessenen Einkoppeleffizienz<sup>23</sup> von  $\eta_{Ein} = 85 \%$  in den Verdopplungsresonator eingekoppelt. Die erreichte Ausgangsleistung betrug  $P_{blau} = 160 \text{ mW}$ .

### Frequenzstabilisierung

Zur Stabilisierung des Verdopplungsresonators auf die Frequenz des Scheibenlasers dient das bekannte Hänsch-Couillaud-Lock-Verfahren [109]. Die verwendete Regelektronik folgt einem Vorschlag von D. Bettermann [47]. Der Aufbau des Analysators zur Erzeugung des Fehlersignals ist Abbildung 5.9 zu entnehmen, der Schaltplan der Elektronik befindet sich im Anhang C.10.

<sup>23</sup>Die Einkoppeleffizienz wurde durch Messung der in den Resonator eingestrahlenen und reflektierten Lichtleistungen direkt bestimmt.

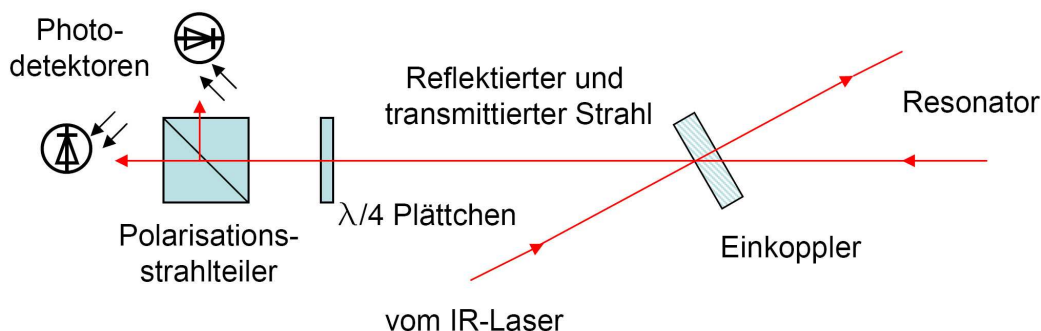


Abbildung 5.9: *Fehlersignalgewinnung nach Hänsch und Couillaud. Das  $\lambda/4$ -Plättchen dient der Kompensation von Spannungsoffsets im Fehlersignal.*

### 5.1.4 Folgerungen

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Fortschritte bei der Frequenzstabilisierung und Frequenzverdopplung des Nd:YVO<sub>4</sub>-Scheibenlasers sind unter mehreren Gesichtspunkten zu bewerten und zu interpretieren.

Die durchgeführten Untersuchungen gehören zu den ersten Untersuchungen zur aktiven Frequenzstabilisierung eines frequenzverdoppelten Scheibenlasers. Im Bereich der Quantenoptik und Präzisionsspektroskopie beginnt die Scheibenlasertechnologie gerade erst damit, sich zu etablieren. Eine typische Anwendung stellt gegenwärtig der Einsatz zur Realisierung weitverstimmter Dipolfallen dar<sup>24</sup>. Die Möglichkeit der aktiven Frequenzstabilisierung, wie sie hier demonstriert wurde, erweitert die Einsatzmöglichkeiten des Scheibenlasers für quantenoptische Experimente. Als Ergebnis steht dem Experiment nun eine neue, im Vergleich mit dem bisher verwendeten Farbstofflaser-Spektrometer wartungsarme und betriebssichere Laserlichtquelle zur Verfügung. Die erzielten Leistungsdaten (mehr als 150 mW Lichtleistung bei 457,1 nm, Linienbreite ca. 500 kHz bei Stabilisierung mittels Flankenregelung und Piezo als Stellelement) legen den Einsatz als Kühllaser für die Untersuchung des Quenchkühlens sowie als Umpumplaser zur Erzeugung metastabiler Magnesiums nahe. Weitere Verbesserungen am Laser sind für diese Anwendung - abgesehen von einer Langzeitstabilisierung, die mit Hilfe des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Transferlocks ohne großen Aufwand implementiert werden kann - nicht erforderlich. Vorteilhaft ist grundsätzlich auch die Möglichkeit, die Laserfrequenz auch über die infrarote Grundwelle zu adressieren - dies vereinfacht etwa die phasenstabile Anbindung an eine Referenz bzw. die Bestimmung der Absolutfrequenz mit Hilfe eines optischen Kammgenerators verglichen mit dem 457 nm-Farbstofflaser ganz erheblich.

Für eine längerfristig sinnvolle Anwendung als Uhrenlaser des Magnesium-Frequenzstandards müsste der hier untersuchte Scheibenlaser bis auf eine Linienbreite im Hertzbe-

<sup>24</sup>hier sind neben konstanten hohen Lichtleistungen im infraroten Spektralbereich gute Strahlprofil-Qualität und stabiler Einmoden-Betrieb erforderlich. Linienbreite und Frequenzstabilität sind dabei weniger relevant, weil keine resonante Adressierung eines atomaren Übergangs erfolgt.

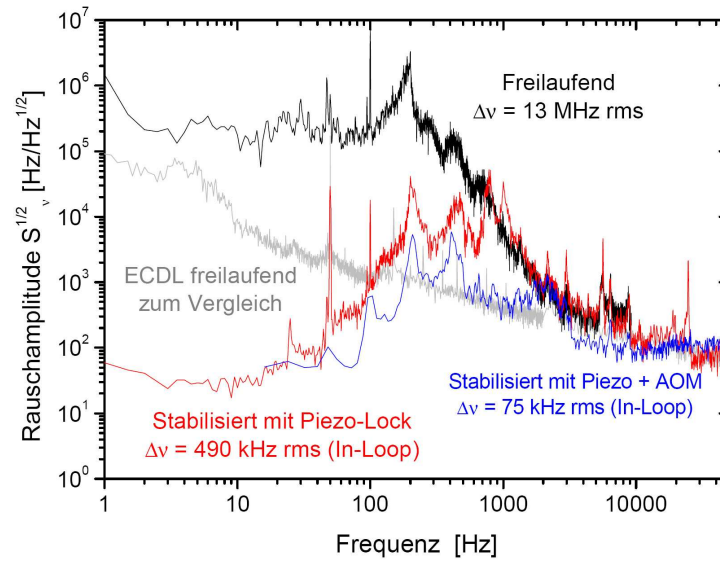


Abbildung 5.10: Frequenzrauschspektren des Scheibenlasers im Freilauf sowie stabilisiert. Zum Vergleich ist das Spektrum eines gitterstabilisierten Diodenlasers (ECDL, Linienbreite ca. 150 kHz) eingetragen [79, 98].

reich stabilisiert werden - es stellt sich die Frage, ob dies aufgrund der hier gewonnenen Erkenntnisse überhaupt möglich erscheint und, wenn dies der Fall ist, welcher weitere technologische Aufwand dazu erforderlich sein wird. Zum Vergleich sind in Abbildung 5.10 die Frequenzrauschspektren des freilaufenden Lasers und des stabilisierten Lasers (mit Piezo sowie mit Piezo und AOM) dem Frequenzspektrum eines freilaufenden gitterstabilisierten Diodenlasers gegenübergestellt.

Der Vergleich zeigt, dass im Bereich der Fourierfrequenzen von 200 Hz bis 20 kHz die spektrale Rauschleistungsdichte des Scheibenlasers auch unter Zuhilfenahme des schnellen Regelzweiges mit externem AOM kaum unter das Niveau des freilaufenden Diodenlasers reduziert werden kann. Zur Stabilisierung des offensichtlich schon im freilaufenden Zustand bei höheren Frequenzen weniger rauschenden Diodenlasers waren aber schnelle Stellemente mit deutlich größeren Bandbreiten (EOM, Regelbandbreite größer als 1 MHz, siehe [79].) als die hier erreichten ca. 20 kHz des AOM-Zweiges unverzichtbar. Da solche Stellemente hier nicht zur Verfügung stehen - insbesondere verbietet sich der Einsatz eines resonatorinternen EOMs schon aufgrund der geringen Gainmarge - scheint das Hertz-Linienbreiten-Regime mit dem Scheibenlaser gegenwärtig unerreichbar. Aufgrund dieses Kenntnisstandes konzentrierten sich die weiteren Arbeiten zur Implementierung eines neuen Uhrenlasers für den Magnesium-Frequenzstandard auf das im folgenden vorgestellte, diodenlaser-basierte System.

## 5.2 Frequenzstabilisierung eines Diodenlaser-Systems

Gitterstabilisierte Diodenlaser (ECDLs<sup>25</sup>) haben sich seit Mitte der 1990er Jahre aufgrund ihrer technischen und ökonomischen Vorzüge zu einer der wichtigsten Laserstrahlquellen für quantenoptische Experimente entwickelt. Auf dem von Ricci *et al.* vorgestellten Konzept [78] basierende Systeme sind seit längerem kommerziell erhältlich und werden mittlerweile als Komplettsysteme, je nach Wellenlänge und benötigter Leistung auch inklusive einer Verstärkungs- und Frequenzverdopplungsstufe, betriebsfertig angeboten. Allerdings liegt die Linienbreite dieser Lasersysteme ohne aktive Frequenzstabilisierung zwischen wenigen hundert Kilohertz und einem Megahertz, während für die Anwendung als Abfragelaser in einem optischen Frequenzstandard Linienbreiten im Hertz- bis Subhertzbereich erforderlich sind. Motiviert durch den Wunsch nach Ersatz für die bis heute in der Metrologie weit verbreiteten Farbstofflasersysteme, wurden in den vergangenen Jahren bedeutende Fortschritte in der Frequenzstabilisierung von ECDLs erzielt. Durch Stabilisierung auf externe Hochfinesse-Resonatoren konnten Linienbreiten im Bereich weniger hundert [99] bis zehn Hertz [100], in jüngster Zeit sogar bis in den Hertz-Bereich hinein realisiert werden [79]. Die Verwendung eines Diodenlasers zur Abfrage des Magnesium-Uhrenübergangs bei 457,1 nm ist nach dem Stand der Technik nur durch Einsatz eines 914 nm Lasers mit anschließender Frequenzverdopplung möglich. Ein solches, kommerziell erhältliches System der Firma TOPTICA<sup>26</sup> wurde hier durch Anbindung an einen hochstabilen externen Resonator frequenzstabilisiert. Erste charakterisierende Messungen, insbesondere eine Heterodynmesung mit dem bisher als Uhrenlaser verwendeten Farbstofflaser-Spektrometer, wurden bereits durchgeführt.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst ein kurzer Überblick über das verwendete Lasersystem gegeben. Daraufhin wird das Stabilisierungskonzept vorgestellt und anschließend eine erste Messung zur Charakterisierung präsentiert. Der letzte Abschnitt befasst sich mit der Einbindung des neuen Uhrenlasers in das Gesamtexperiment.

### 5.2.1 Überblick über das Lasersystem

Das hier verwendete kommerzielle Lasersystem vom Typ TOPTICA TA-SHG 110 umfasst einen bei 914 nm Wellenlänge betriebenen gitterstabilisierten Diodenlaser, einen Trapezverstärker und einen Frequenzverdopplungs-Resonator, in dem mit Hilfe eines KNbO<sub>3</sub>-Kristalls Laserlicht bei 457 nm erzeugt wird. Sämtliche zum Betrieb dieser Komponenten erforderlichen elektronischen Steuergeräte gehören zum Lieferumfang des Systems.

---

<sup>25</sup>Zu engl. *Extended Cavity Diode Laser*

<sup>26</sup>Modell TA-SHG 110



### Betrieb auf der Frequenz des Magnesium-Uhrenübergangs

Bei der Frequenz des Magnesium-Uhrenübergangs<sup>27</sup> von 655660,5 THz liefert das System dauerhaft etwa 250 mW an Lichtleistung. Die hierfür ermittelten optimalen Betriebsparameter sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Parameter	Wert
Diodenlaser Strom	127 mA
Diodenlaser Temperatur	25,2 °C
Trapezverstärker Strom	1650 mA
Trapezverstärker Temperatur	20,0 °C
Trapezverstärker Leistung	520 mW
Vedoppelungskristall Temperatur	23,9 °C
Ausgangsleistung 457 nm	245 mW

Tabelle 5.1: *Optimale Betriebsparameter des Diodenlasers in der Umgebung der Wellenlänge des Magnesium-Uhrenübergangs.*

### Schnittstellen für die externe Regelung

Etwa 4 mW des Infrarotlichtes des Diodenlasers stehen an einem optischen Ausgangsport dem Anwender direkt zur Verfügung - dies ist beispielsweise für die Anbindung des Lasers an einen optischen Frequenzkamm von großem Vorteil.

Für eine externe Frequenzstabilisierung stehen mehrere Frequenz-Stellelemente zur Verfügung: Ein DC-gekoppelter Steuereingang ermöglicht ein (langsames) Durchstimmen der Frequenz des Diodenlasers über einen Bereich von ca. 10 GHz. Die Bandbreite dieses Stellelementes ist durch das Auftreten der ersten Resonanz des angesteuerten Gitterpiezos des Diodenlasers bei  $f_{Piezo} \approx 1,7$  kHz begrenzt. Der Übertragungskoeffizient des Eingangs wurde zu 2,0 GHz/V bestimmt; näheres zur Anschlussbelegung siehe [105].

Des Weiteren existiert ein schneller Modulations-Eingang, mit dem der Diodenstrom über einen Feldeffekttransistor mit einer Bandbreite von 5 MHz moduliert werden kann. Die erreichbare Modulationsamplitude beträgt ca. 200 MHz.

## 5.2.2 Anbindung an den hochstabilen Referenz-Resonator

### Pound-Drever-Hall Verfahren

Die Anbindung des Diodenlasers an den hochstabilen Referenzresonator geschieht mittels des Verfahrens von Pound, Drever und Hall [106, 107]. Einem hierzu abgezweigten Teil des blauen Laserlichtes werden mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators (EOM) Seitenbänder aufgeprägt. Diese Seitenbänder sind im Verhältnis zur Resonanzbreite des

<sup>27</sup>Die Frequenz von 655660,5 THz wurde mit Hilfe des Coherent-Wavemasters mit einer Ungenauigkeit von  $\pm 1$  GHz aufgesucht.

Spacer-Werkstoff	ULE <sup>®</sup> 7971 (Fa. Corning)
Länge	160 mm
Therm. Ausdehnungskoeffizient	$\alpha \leq 3 \cdot 10^{-8} K^{-1}$
Therm. Stabilität (Vakuumkammer-Außenseite)	$\pm 2$ mK
Therm. Frequenzdrift (2-Jahres-Mittel)	30 mHz/s
Konfiguration	semi-konfokal
Krümmungsradien (Spiegel)	$r_1 = 1200$ mm, $r_2 = \infty$
Reflektivitäten (Spiegel)	$R = 1 - 80$ ppm
Freier Spektralbereich	$FSR = 937$ MHz
Resonanzbreite	$\gamma = 24$ kHz
Finesse	$\mathcal{F} = 39000$

Tabelle 5.2: *Wesentliche Eigenschaften des hochstabilen Referenzresonators, nach [25].*

Resonators (hier ca. 24 kHz) entsprechend der Modulationsfrequenz des EOMs (9,7 MHz) stark verstimmt. Wird der Träger samt aufgeprägter Seitenbänder in den Referenzresonator eingestrahlt, so ergibt sich durch Überlagerung des vom Resonator reflektierten Lichtes und der Seitenbänder in der Umgebung der Resonator-Eigenfrequenz ein Signal, aus dem durch phasenrichtiges Heruntermischen mit der zur Erzeugung der Seitenbänder verwendeten Modulationsfrequenz ein dispersives Fehlersignal entsteht. Nahe der Resonanz ist das Signal der Differenz zwischen der eingestrahnten Laserfrequenz und der Resonator-Eigenfrequenz proportional, so dass es zur Frequenzstabilisierung des Lasers auf den Resonator dienen kann.

## Resonator

Der hier verwendete Referenzresonator wurde im Rahmen der Dissertation von J. Keupp aufgebaut und zur Implementierung der zweiten Regelungsstufe des bisher als Uhrenlaser verwendeten Farbstofflaser-Spektrometers verwendet. Die für die hier diskutierte Anwendung wesentlichen Eigenschaften sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Der Resonator ist innerhalb einer Vakuumkammer zweistufig schwingungs isoliert aufgehängt. Das Vakuumgefäß selbst ist darüber hinaus aktiv und passiv temperaturstabilisiert [108]. Zur weiteren Schwingungs isolierung - insbesondere gegenüber dem Laborboden - ruht es auf einer Granitplatte, die an Gummiseilen von der Labordecke hängt. Weitere Einzelheiten zu diesem Teilaufbau sind [25] zu entnehmen.

## Stabilisierungsaufbau

Abbildung 5.11 zeigt den gesamten Aufbau zur Frequenzstabilisierung des Diodenlasers. Ein Teil des blauen Laserlichtes des Diodenlasers wird mit Hilfe einer Singlemode-Glasfaser<sup>28</sup> vom Lasertisch zum Resonatortisch geführt. Das Licht durchläuft einen AOM<sup>29</sup>, der den

<sup>28</sup>Typ PMC-480-4-NA009-3-APC-10000, Fa. Schäfter & Kirchoff, Hamburg.

<sup>29</sup>Mod. 3350-120, Fa. Crystall Technologies

Frequenzabstand zwischen den Eigenmoden des Resonators und der Laser-Sollfrequenz überbrückt. Der AOM wird zur Vermeidung von Strahllageschwankungen beim Durchstimmen im doppelten Durchgang eingesetzt und mittels HF-Verstärker<sup>30</sup> und Signalgenerator<sup>31</sup> angesteuert. Daraufhin passiert das Licht den EOM<sup>32</sup>, der dem Licht Seitenbänder aufprägt. Die Einkopplung der HF-Leistung geschieht mittels eines Serienresonanzkreises, der auf die Modulationsfrequenz von 9,7 MHz abgeglichen ist. Die HF-Leistung selbst wird mittels eines Signalgenerators<sup>33</sup> und eines Verstärkers<sup>34</sup> erzeugt. Nach Passieren des EOMs wird das Licht mittels einer gegen mechanische Schwingungen besonders isolierten Singlemode-Glasfaser<sup>35</sup> auf die Resonator-Grundplatte geleitet. Das Licht wird in den Resonator eingekoppelt und der reflektierte Anteil mittels Polstrahlteiler und Viertelwellen-Plättchen abgetrennt und von einer schnellen Photodiode<sup>36</sup> detektiert. Das (AC-) Ausgangssignal der Photodiode wird mit Hilfe eines elektronischen Mischers<sup>37</sup> gegen die Modulationsfrequenz von 9,7 MHz heruntergemischt. Der hierzu erforderliche Anteil an HF-Leistung bei der Modulationsfrequenz wird mit Hilfe eines Richtkopplers<sup>38</sup> aus dem EOM-Treiberkreis ausgekoppelt. Die Einstellung der Relativphase für die Demodulation des phasensensitiven Signalanteils geschieht mit Hilfe einer Verzögerungsstrecke aus BNC-Kabeln variabler Länge. Das demodulierte Fehlersignal wird dem im nächsten Abschnitt genauer beschriebenen PI-Regler zugeführt. In dem Regler wird das Fehlersignal auf zwei verschiedene Pfade aufgeteilt. Der langsame Regelpfad wird dem Piezo-Steuereingang des Diodenlasers zugeführt, der schnelle Pfad moduliert über den FET-Eingang den Strom. Auf diese Weise ist der Regelkreis geschlossen und der Diodenlaser an den Resonator angebunden.

## Regelektronik

Der hier verwendete PI-Regelverstärker entstand aus einer bereits von H. Stöhr zur Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers verwendeten Schaltung [79]. Das Fehlersignal wird zunächst einem PI-Verstärker zugeführt. Anschließend erfolgt die elektronische Aufteilung auf zwei Regelpfade. Ein Regelpfad dient der Kompensation von Störungen mit Fourierfrequenzen oberhalb von ca. 10 Hz. Die Verstärkung des entsprechenden PD-Verstärkers setzt daher in diesem Frequenzbereich ein, und das Stellsignal wird dem FET-Eingang des Diodenlasers zugeführt. H. Stöhr verwendete hierfür noch einen resonatorinternen EOM [79]. Über direkte Modulation des Stromes berichtet beispielsweise A. Schoof [100]. Langsame Störungen mit Fourierfrequenzen unterhalb von 10 Hz werden mit Hilfe des Gitterpiezos ausgeregelt. Für diesen Regelzweig ist die PI-Verstärkungscharakteristik entsprechend so gewählt, dass oberhalb von etwa 10 Hz die Stellwirkung verschwindet. Der Schaltplan

---

<sup>30</sup>Mod. ZHL-2W-1, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York.

<sup>31</sup>Mod. SML-01, Fa. Rhode & Schwarz, Hamburg.

<sup>32</sup>Mod. LM0202-P, Fa. Linos, Göttingen.

<sup>33</sup>Wavetek 10 MHz DDS, Mod. 29, Fa. Wavetek.

<sup>34</sup>Mod. ZHL-5W-1, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York.

<sup>35</sup>Typ SM400/125 PI, Fa. FiberWare.

<sup>36</sup>Bandbreite 10 MHz, Konzept der PTB Braunschweig, implementiert und dokumentiert bei [25].

<sup>37</sup>Typ GRA-3, Level 7, Nr. 15542, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York.

<sup>38</sup>Typ ZSC-2-1W, Fa. MiniCircuits, Brooklyn, New York

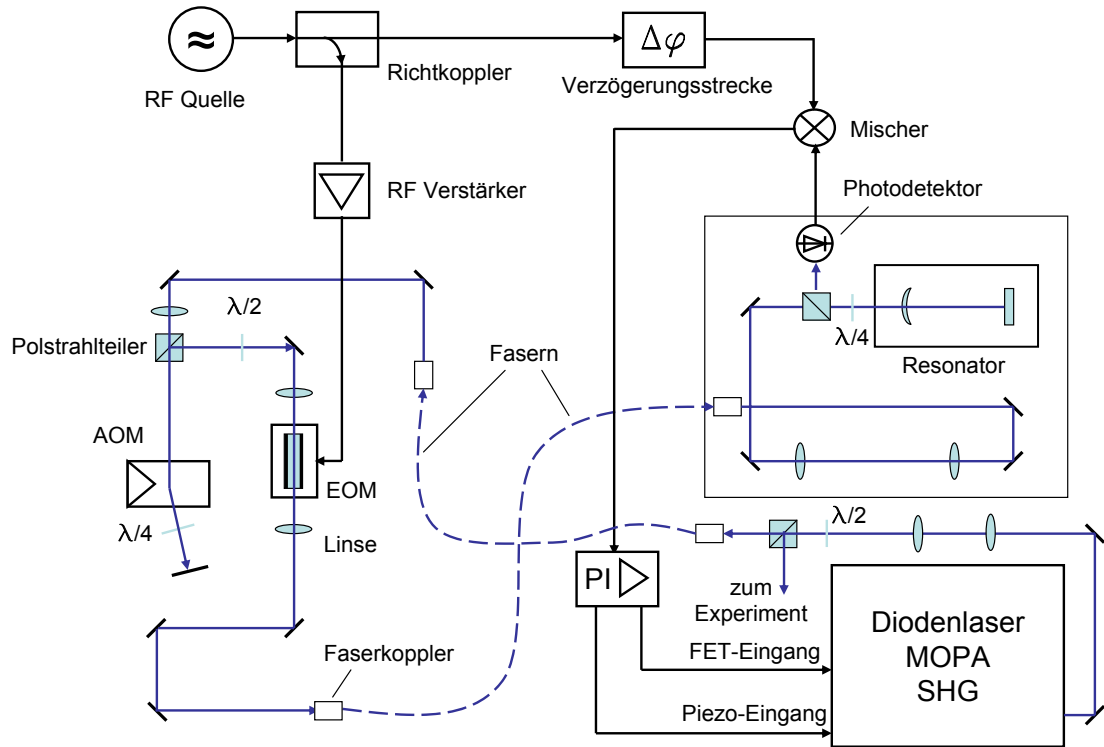


Abbildung 5.11: *PDH-Stabilisierungsaufbau für den Diodenlaser.*

der Regelung ist dem Anhang C.9 dieser Arbeit zu entnehmen. Für Fragen der elektronischen Regelungstechnik und den Aufbau stabiler Regelkreise seien im übrigen besonders [104] und [101] empfohlen, eine gute Einführung in die Laserstabilisierung mittels Pound-Drever-Hall-Technik gibt [102].

### 5.2.3 Erste Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Diodenlasersystem an den hochstabilen Referenzresonator angebunden. Bei geschlossener Regelschleife blieb der Laser über Beobachtungszeiten von 30 Minuten und mehr stabil auf die  $TEM_{00}$ -Mode des Referenzresonators gelockt. Zur Charakterisierung des neuen Uhrenlasers im gegenwärtigen Ausbauzustand wurde eine Heterodynmessung durchgeführt: Hierzu wurde ein kleiner Teil des blauen Laserlichtes des Diodenlasers mit der Laserstrahlung des nahe der Übergangsfrequenz des Magnesium-Uhrenübergangs betriebenen Farbstofflaser-Spektrometers auf einer Photodiode<sup>39</sup> mit 500 MHz Bandbreite zur Überlagerung gebracht. Mit Hilfe des Wellenlängen-

<sup>39</sup>Typ FEMTO PR-X-500M-SI-DC, Silizium-Detektor, DC-500 MHz, Fa. Laser Components, Olching.

messgerätes<sup>40</sup> wurden sodann die beiden Laser auf nahezu ( $\pm 100$  MHz) die gleiche Frequenz abgestimmt. Entsprechend entstand ein Schwebungssignal, das mit einem Spektrumanalysator<sup>41</sup> detektiert wurde. Abbildung 5.12 zeigt das Ergebnis der Messung. Der Träger wird durch ein Lorentz-Linienprofil mit einer Halbwertsbreite von  $\delta\nu = 1,0$  kHz sehr gut approximiert. Dieser ist als Maß für die aktuell erreichte Kurzzeit-Linienbreite des Diodenlasers anzusehen. Die Beobachtungszeit betrug hier 45 ms für einen Sweep. Limitierend auf die Auflösung der Messung wirken die Auflösungsbandbreite ( $RBW = 1$  kHz) des Spektrumanalysators und die Linienbreite des Farbstofflaserspektrometers ( $\Delta\nu \approx 1$  kHz).

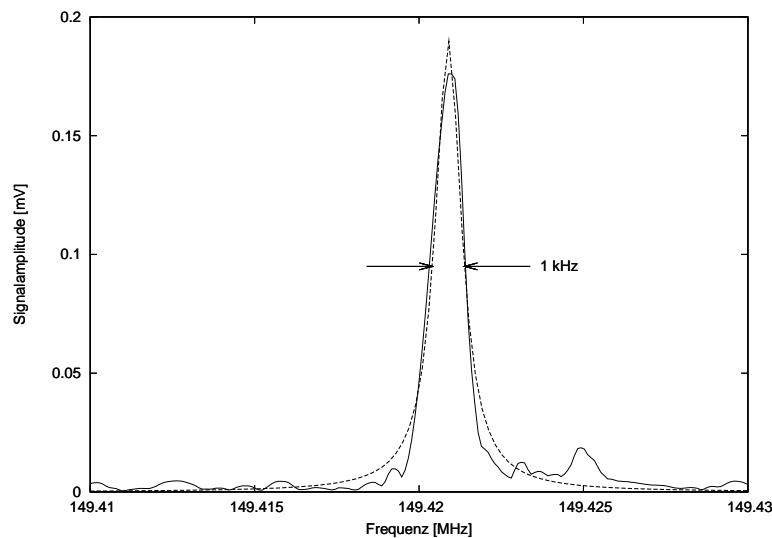


Abbildung 5.12: Schwebungssignal zwischen Farbstofflaserspektrometer und stabilisiertem Diodenlaser. Das Signal (durchgezogene Linie) wird sehr gut durch ein Lorentzprofil mit Halbwertsbreite 1,0 kHz approximiert (gestrichelte Linie).  $RBW: 1$  kHz, Sweeptime 45 ms.

Die Mittelung des Schwebungssignals über längere Beobachtungszeiten führt aufgrund der Drift der Schwebungsfrequenz zu einer Signalverbreiterung: Beispielsweise ergibt die Mittelung über 50 Sweeps (entsprechend 2,3 s) ein auf ca. 5 kHz verbreitertes Signal.

### 5.3 Folgerungen

Die im Rahmen dieser Arbeit realisierte Frequenzstabilisierung des Diodenlasersystems ermöglicht dessen unmittelbaren Einsatz im Magnesium-Experiment. Die durch Heterodynmessung bestimmte Linienbreite von der Größenordnung 1 kHz genügt vorläufig den Anforderungen als Spektroskopielaser für die Ramsey-Bordé Atominterferometrie sowohl am thermischen Atomstrahl als auch an einer kalten Atomwolke. Da dem Experiment zur Zeit kein frequenzstabilerer Vergleichslaser als das Farbstofflaser-Spektrometer zur Verfügung

<sup>40</sup>Mod. WS/U, Fa. Toptica, München.

<sup>41</sup>Mod. E4405B, Fa. Agilent.

steht, kann eine genauere Heterodynmessung als die oben besprochene gegenwärtig nicht durchgeführt werden. Daher ist als nächster Schritt die Messung des Frequenzrauschspektrums mit Hilfe eines hochstabilen Referenzresonators vorgesehen. Hierzu kann beispielsweise der bisher für die erste Stufe der Frequenzstabilisierung des Farbstofflaser-Spektrometers eingesetzte Resonator dienen<sup>42</sup>. Diese Analyse sowie der längerfristig vorgesehene Aufbau eines zweiten, unabhängigen Diodenlaser-Systems wird zeigen, in welchem Umfang noch Verbesserungen der Spektraleigenschaften des neuen Lasers erforderlich sind.

Ein wichtiger Parameter für den Einsatz im Experiment ist die mit dem Uhrenlaser erzeugte Leistung. Bei 457,1 nm werden konstant ca. 245 mW Laserleistung abgegeben. Für die Frequenzstabilisierung sind unter Einbeziehung der Verluste bei Transport (2 Faserstrecken), Modulation (AOM und EOM) und Strahlformung etwa 5 mW an Laserlicht zu reservieren. Insofern stehen dem Experiment ca. 240 mW Lichtleistung zur Verfügung - dies ist mehr als doppelt so viel wie bei [25]. Dies führt zu erhöhtem experimentellem Komfort (Verluste beim Einsatz von Glasfasern zum Lichttransport werden tragbar) und zu besseren Ausgangsbedingungen für das (leistungskritische) Quenchkühlen sowie die Atominterferometrie. Für das Atominterferometer erleichtert eine höhere Laserleistung den Übergang zu größeren Ausdehnungen der Wechselwirkungszone und kürzeren Abfragepulsen.

Für den Einsatz im Experiment wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits die Anbindung des Lasers an die Atomstrahlapparatur zwecks Langzeitstabilisierung vorbereitet. Anstatt der noch bei [25] verwendeten frei durch den Raum verlaufenden Strahlführung des blauen Lichtes mit Hilfe von Strahlagestabilisierungen wurde eine polarisationserhaltende Einmoden-Glasfaser<sup>43</sup> hoher Güte ausgewählt und ins Experiment integriert. Während des Einsatzes der Atomstrahlapparatur im Rahmen der Quenchemperimente, siehe Kapitel 3, zeigte sich bereits der hierbei erzielte Gewinn an Stabilität und experimentellem Komfort: Zum einen werden die bei Freistrahlführung gelegentlich auftretenden Regeloszillationen einer elektronischen Strahlagestabilisierung hier komplett vermieden. Zum anderen bleibt die Einkopplung des Strahlengangs des Atomstrahlinterferometers mit einer Glasfaser normalerweise auch zwischen auseinandeliiegenden Messtagen sicher erhalten. Und nicht zuletzt kommt auch die mit der ausgewählten Faser erzielte hohe Strahlqualität dem Interferometriesignal zu Gute. Fasern gleichartiger Güte wurden auch für den Lichttransport zum neuen Atominterferometer beschafft.

---

<sup>42</sup>Finesse  $\mathcal{F} = 39000$ , Freier Spektralbereich  $FSR = 290$  MHz, Resonanzbreite  $\gamma = 7$  kHz, Angaben aus [25].

<sup>43</sup>Typ kineFlex P-5-S-458-0.65-1.0, Fa. PointSource, Hamble/Southampton, England.

# Kapitel 6

## Eine Frequenzstabilisierung für Titan-Saphir-Laser

Frequenzstabile Laser sind eine zentrale Voraussetzung sowohl für Laser-Kühlexperimente als auch für die Präzisionsspektroskopie. Für die Entwicklung zweier neuer Kühlverfahren im Rahmen dieser Doktorarbeit wurden Lasersysteme bei 462 nm und 880 nm benötigt. Für beide Wellenlängen wurden kommerzielle Titan-Saphir-Laser<sup>1</sup> verwendet (462 nm Licht wurde durch Frequenzverdopplung aus 924 nm Licht erzeugt).

Entsprechend den Anforderung des Experimentes waren diese beiden Laser auf eine Kurzzeit-Linienbreite von ca. 1 MHz zu stabilisieren; außerdem sollte die Drift auf einen für die effiziente Durchführung der Experimente akzeptablen Wert von weniger als 1 MHz pro Tag reduziert werden. Die für die beiden Laser jeweils entwickelten Kurzzeit-Regelungen sowie das zur Langzeitstabilisierung dienende Transfer-Lock-System sind Inhalt der drei folgenden Abschnitte. Mit Hilfe dieser Regelungen konnten die Kurzzeit-Linienbreiten der beiden Laser auf 620 kHz (880 nm Laser) bzw. 550 kHz (924 nm Laser) reduziert werden; durch Anbindung an einen HeNe-Laser ließ sich dessen hohe Frequenzkonstanz (Drift kleiner als 1 MHz pro Tag) auf die Titan-Saphir-Laser übertragen.

### 6.1 Eigenschaften der eingesetzten Laser

Herstellerseitig sind beide Lasersysteme mit je einem Lyotfilter und je zwei Etalons als frequenzselektiven Elementen ausgestattet; zusammen mit einem Faraday-Rotator stellen diese Elemente einen unidirektionalen Einmoden-Laserbetrieb sicher. Als Frequenzstellelemente stehen insgesamt vier Piezoaktuatoren (Piezos) zur Verfügung. Drei dieser Piezos dienen der Verstimmung der Laserfrequenz durch einen gemeinsamen Hochspannungsverstärker, der Teil des mitgelieferten Steuergerätes ist. Ein auf dem Lock-In-Verfahren basierender Regelkreis stellt das Transmissionsmaximum des zur Grobeinstellung der Laserfrequenz dienenden Etalons dabei kontinuierlich nach, um beim Feinabstimmen des Lasers Modensprünge und Leistungseinbrüche zu minimieren. Auf diese Weise ist ein modensprungfreies

---

<sup>1</sup>Modell TIS-SF-07e der Fa. TekhnoScan, Novosibirsk, Russland

Durchstimmen über 5 GHz allein durch Ansteuern der drei Piezos möglich. Am Steuergerät steht ein Signaleingang zur Verfügung, über den die drei Piezos auch durch ein externes Spannungssignal angesteuert werden können. Die durch Verstärker und Piezo-Resonanzen begrenzte Bandbreite dieses Eingangs liegt im Bereich weniger Kilohertz. Der vierte Piezo kann direkt angesteuert werden und besitzt aufgrund seiner kompakten Bauweise eine Resonanzfrequenz von etwa 60 kHz.

Der 880 nm Laser wird im Experiment mit einem Argon-Ionen-Laser<sup>2</sup> gepumpt; bei einer Pumpleistung von 16,6 W (Betriebsart Multiline-VIS, 514 nm) liefert der Laser maximal ca. 1,2 W Ausgangsleistung. Die Größenordnung der Frequenzschwankungen des unstabilisierten Lasers liegt bei ca. 5 MHz in einer Sekunde.

Der 924 nm Laser wird durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser<sup>3</sup> gepumpt; bei einer Pumpleistung von 10 W (532 nm) liefert der Laser maximal 900 mW Ausgangsleistung; praktisch wird der Laser zur Schonung des Pumplasers regelmäßig mit 9 W gepumpt und liefert dann 650 mW. Die hier beobachteten Frequenzschwankungen des unstabilisierten Lasers liegen mit 20 MHz - und mehr - in einer Sekunde deutlich über denen des 880 nm Lasers. Die genaue Ursache hierfür konnte bis heute nicht geklärt werden, allerdings konnten Schwankungen der Pumpleistung bereits ausgeschlossen werden. Möglicherweise handelt es sich um über den Wasserkreislauf der Kristallkühlung eingekoppelte Vibrationen.

## 6.2 Kurzzeitstabilisierung des 880 nm Lasers

Zur Kurzzeitstabilisierung wurde der 880 nm Laser auf einen externen Referenzresonator elektronisch stabilisiert. Da die Regelung mit möglichst geringem technischem Aufwand realisiert werden sollte, wurde das Flankenverfahren gewählt. Hierbei wird die Laserfrequenz auf eine Flanke des Transmissionsignals des Resonators stabilisiert. Auf diese Weise kann im Gegensatz zur Mittenregelung - wobei auf das Transmissionsmaximum des Resonators stabilisiert wird - auf eine Modulations-Demodulations-Technik wie etwa Lock-In verzichtet werden.

Durch die Flankenregelung wird die Frequenz des Lasers kontinuierlich so nachgestellt, dass immer der selbe Bruchteil des den Referenzresonator erreichenden Laserlichtes transmittiert wird. Das transmittierte Laserlicht wird mit einer Photodiode detektiert; durch Addition einer konstanten Spannung auf ihr Ausgangssignal entsteht ein Fehlersignal, dessen Nulldurchgang wählbar ist. Üblicherweise wird dieser Arbeitspunkt der Regelung auf etwa halber Höhe der Transmissionsignal-Flanke gewählt, denn dann sind Regelhub und Fangbereich am größten. Außerdem wird zusätzlich mit einer weiteren Photodiode die Laserintensität vor dem Resonator gemessen. Dieses Referenzsignal wird zur Normierung des Transmissionsignals verwendet, so dass Schwankungen der Intensität nicht zu Frequenzschwankungen führen. Abbildung 6.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Flankenregelung.

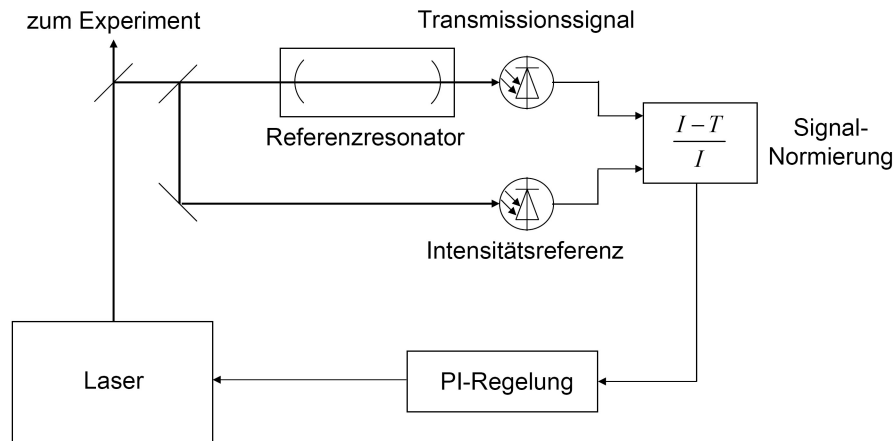
Hier wird als Referenzresonator ein konfokaler Fabry-Perot-Resonator verwendet, der einen freien Spektralbereich von  $FSR \approx 750$  MHz und eine Finesse von  $\mathcal{F} \approx 30$  besitzt.

---

<sup>2</sup>Innova-400, Fa. Coherent, Dieburg

<sup>3</sup>VERDI V-10, Fa. Coherent, Dieburg



Abbildung 6.1: *Prinzipische Skizze der Flankenregelung*

Der aus Keramik gefertigte Resonator wurde zwecks Reduzierung der thermisch bedingten Drift mit Hilfe eines kommerziellen Temperatur-Reglerbausteins<sup>4</sup> temperaturstabilisiert. Unter Verwendung eines NTCs<sup>5</sup> und einer elektrischen Heizfolie<sup>6</sup> kann so eine Temperaturstabilität von ca. 0,1 °C erreicht werden. Die Länge des Referenzresonators ist durch einen Ringstapel-Piezoaktor elektrisch verstellbar. Zur Ansteuerung wird ein Hochspannungsverstärker<sup>7</sup> verwendet.

Transmissions- und Intensitätssignal (im folgenden  $T$  bzw.  $I$ ) werden durch Photodioden<sup>8</sup> detektiert. Zur Verstärkung dieser Signale und zur Bildung des normierten Fehlersignales als Quotient  $(T - I)/I$  wird eine aus der AG von E. Tiemann übernommene Schaltung verwendet; der Schaltplan findet sich im Anhang C.1 dieser Arbeit. Dieses Signal wird einem PI-Regelverstärker (s. Anhang, C.2) zugeführt. Dessen Ausgangssignal wird auf den oben erwähnten Piezo-Steuereingang (Ext. Scan In) des Steuergerätes gegeben, so dass der Regelkreis geschlossen ist.

Durch Vermessung der Frequenz-Spannungs-Übersetzung des Fehlersignals und Bestimmung des Mittelwertes desselben bei geschlossener Regelschleife wurde für die Kurzzeit-Linienbreite des 880 nm Lasers eine obere Schranke von ca.  $(620 \pm 100)$  kHz bestimmt. Die Regelbandbreite ergab sich aus der Frequenz der bei überhöhter Schleifenverstärkung zu beobachtenden Oszillationen zu ca. 8 kHz.

<sup>4</sup>HTC-1500 der Fa. Wavelength Electronics, Bozeman, Montana, USA. Zu den Eigenschaften siehe [103]

<sup>5</sup>NTC 10K, Fa. Farnell, Oberhaching

<sup>6</sup>Nr. 53 28 78, 12W/12V, Fa. Conrad Elektronik, Hirschau

<sup>7</sup>PA-85 der Fa. Texas Instruments, Dallas, USA; beschaltet für Verstärkung 25, 0..25 kHz, 0..250 V

<sup>8</sup>BPW-34, Fa. Siemens

### 6.3 Kurzzeitstabilisierung des 924 nm Lasers

Die Kurzzeitstabilisierung des 924 nm Lasers wurde aufbauend auf dem für den 880 nm Laser entwickelten Konzept realisiert. Als wichtigste Erweiterung musste hier eine zweipfadige Regelung implementiert werden. Wie bereits eingangs erwähnt, sind die Stabilitätseigenschaften dieses Lasers freilaufend mit einem Jitter von ca. 20 MHz wesentlich schlechter als die des 880 nm Lasers mit nur etwa 5 MHz Jitter. Versuche, den 924 nm Laser mit der für den 880 nm Laser verwendeten Regelung allein zu stabilisieren, scheiterten sämtlich.

Abhilfe konnte durch den Aufbau eines zusätzlichen, schnellen Regelzweiges geschaffen werden. Für diesen wurde der extern ansteuerbare, kleinere Piezo mit einer Resonanzfrequenz von 60 kHz (Herstellerangabe) verwendet. Zur Ansteuerung dient der bereits zur Stabilisierung 880 nm Lasers eingesetzte PI-Regler, dessen Ausgangssignal in diesem Fall mit einem Hochspannungsverstärker<sup>9</sup> verstärkt wird. Da der Regelhub (wenige 10 MHz) des extern ansteuerbaren Piezos zur Kompensation einer Frequenzdrift über längere Zeit nicht ausreicht, wird das Fehlersignal zusätzlich einem langsamen Integrator zugeführt; der Schaltplan hierzu findet sich im Anhang C.3. Dessen Ausgangssignal wird direkt auf den auch beim 880 nm-Laser verwendeten Eingang am Steuergerät (Ext. Scan In) gegeben. Mit Hilfe dieser beiden Regelzweige kann der Laser problemlos über Stunden im Lock gehalten werden. Aus der Messung der maximalen Amplitude des Fehlersignals bei geschlossener Regelschleife konnte eine obere Schranke von  $(550 \pm 100)$  kHz für die Kurzzeit-Linienbreite abgeschätzt werden.

### 6.4 Transfer-Lock-System

Durch die oben beschriebene Flankenregelung konnte die Kurzzeit-Linienbreite beider Titan-Saphir-Lasersysteme soweit reduziert werden, dass sie den Anforderungen des Experiments vollauf genügt. Die verbleibende Frequenzdrift von etwa 2 bis 5 MHz/min (mit zufälligen Vorzeichenänderungen) stellte jedoch ein wesentliches Hindernis insbesondere für die Untersuchung des Zwei-Photonen-Kühlens dar.

Daher wurde eine Langzeit-Frequenzstabilisierung entwickelt, die die Laserfrequenz mit einer Genauigkeit konstant hält, die der Linienbreite der verwendeten Laser entspricht - also ca. 0,5 MHz auf der Zeitskala von 24 h. Unglücklicherweise sind für die hier benötigten Arbeitswellenlängen der beiden Titan-Saphir-Laser, also bei 462 nm bzw. 924 nm und bei 880 nm, geeignete atomare Referenzen nicht verfügbar bzw. technisch zu aufwändig. Zwar ließe sich prinzipiell auch jeweils der Magnesium-Übergang selbst spektroskopieren, dagegen sprechen jedoch mehrere Gründe:

- Beide Übergänge gehen nicht vom Grundzustand aus, es würde daher ein weiterer Laser oder eine anderweitige Anregungsmethode zum Bevölkern des jeweils unteren Niveaus benötigt. Im Emissionsspektrum einer kommerziellen Hohlkathodenlampe konnte Emission insbesondere des 462 nm Übergangs nicht beobachtet werden.

---

<sup>9</sup>PA-85 der Texas Instruments, Dallas,USA; beschaltet für Verstärkung 25, 0..100 kHz, 0..250 V

- Aufgrund des sehr geringen Dampfdruckes von Magnesium müsste eine Magnesium-Gaszelle bei technisch schwierig zu handhabenden Temperaturen betrieben werden (deutlich über 500 °C).

Aufgrund dieser Überlegungen wurde hier zur Langzeitstabilisierung das Transfer-Lock-Konzept gewählt. Dieses Konzept beruht auf der Anbindung des zu stabilisierenden Lasers an einen weiteren, bereits stabilisierten Referenzlaser. Dies geschieht mit Hilfe eines gemeinsamen Resonators (sog. *Transfer-Cavity*). Zwei konkrete Ansätze für die Anbindung bieten sich an:

- Die Transfer-Cavity wird zunächst aktiv auf den Referenzlaser stabilisiert, und darauf aufbauend wird dann der Arbeitslaser auf eine Mode der Cavity gelockt, oder
- beide Laser werden mit Hilfe der Transfer-Cavity spektroskopiert, und ihre Frequenzdifferenz wird durch entsprechendes Nachstellen des Arbeitslasers konstant gehalten.

Bei dem hier implementierten Konzept wurde aufgrund einer Reihe von hauptsächlich technischen Vorteilen der zweite Ansatz verfolgt:

- Es wird hier kein zusätzlicher Regelkreis für die Stabilisierung der Transfercavity benötigt;
- es können ohne Verwendung von AOMs beliebige Frequenzabstände zwischen Arbeits- und Referenzlaser stabilisiert werden;
- das Modenspektrum und die Stabilität beider Laser können ständig in Echtzeit kontrolliert werden.

Eine ähnliche Langzeit-Frequenzstabilisierung mehrerer Diodenlaser durch Anbindung an einen hochstabilen HeNe-Laser wurde bereits 1998 von Zhao *et al.* vorgestellt [110]. Die drei Diodenlaser konnten auf diese Weise über viele Stunden mit einer Ungenauigkeit von  $\pm 1,2$  MHz auf die gewünschte Sollfrequenz stabilisiert werden. Der wohl wesentlichste Unterschied zwischen beiden Systemen besteht in der verwendeten Datenerfassungs- und Verarbeitungsplattform. Das System von Zhao *et al.* ist PC-basiert<sup>10</sup>, verwendet kommerzielle Datenerfassungs-Karten<sup>11</sup> und wurde in der graphischen Programmier- und Steuerungsumgebung Lab-Windows CVI<sup>®</sup> implementiert. Im Gegensatz dazu wurde das vorliegende System auf der Basis des Mikrocontrollers ATMEGA8L der Firma ATMEL entwickelt [112]. Als Programmiersprache wurde C gewählt [113]. So wurde ein deutlich kostengünstigeres, kompaktes und flexibles System realisiert, das den gestellten Anforderungen an die Regelgenauigkeit vollkommen genügt.

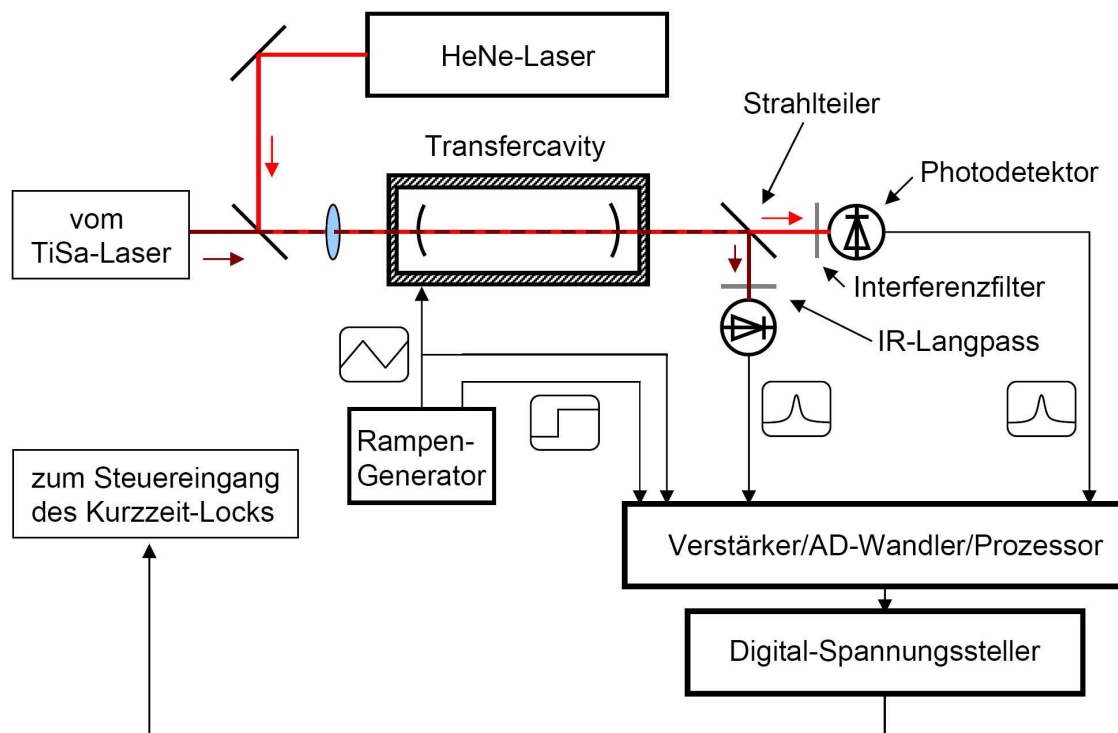


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau des Transfer-Lock-Systems.

### 6.4.1 Übersicht über den Aufbau

Abbildung 6.2 zeigt das im Rahmen dieser Doktorarbeit aufgebaute Transferlock-System.

Ein temperaturstabilisierter und piezoelektrisch kontinuierlich drehstimmbarer Fabry-Perot-Resonator<sup>12</sup> bildet als sogenannte Transfercavity das Herzstück der Anordnung. Die Transfercavity wird kontinuierlich mittels Rampengenerator<sup>13</sup> und Hochspannungsverstärker<sup>14</sup> mit einer Frequenz von ca. 10 Hz durchgestimmt. Jeweils ungefähr ein Milliwatt der Laserleistung des Titan-Saphir-Lasers und des HeNe-Referenzlasers werden in die Transfercavity eingekoppelt. Der Referenzlaser<sup>15</sup> ist polarisations- und intensitätsstabilisiert; vom Hersteller wird die relative Frequenzinstabilität mit ca.  $1 \cdot 10^{-7}/a$  angegeben, dies entspricht 130 kHz/d. Ein optischer Isolator<sup>16</sup> schützt den HeNe-Laser gegen sonst beobachtbare Instabilitäten aufgrund von Rückreflexionen an der Transfercavity. Das von

<sup>10</sup>Pentium 166 MHz CPU

<sup>11</sup>Serie AT-MIO/AI E, Fa. National Instruments

<sup>12</sup> $FSR \approx 1$  GHz,  $\mathcal{F} \approx 290$ , weitere Daten im Anhang B.5 dieser Arbeit

<sup>13</sup>Sweep Function Generator, Modell 2830, Fa. PeakTech.

<sup>14</sup>PA-85 der Fa. Texas Instruments, Dallas,USA; beschaltet für Verstärkung 25, 0.25 kHz, 0.250 V.

<sup>15</sup>NIST stabilized HeNe Laser, B. Drullinger, NIST, Boulder, Colorado, USA. Zur Stabilität eines solchen Systems s. auch [111].

<sup>16</sup>Modell Gsänger FR620, 30dB, Fa. LINOS, Göttingen

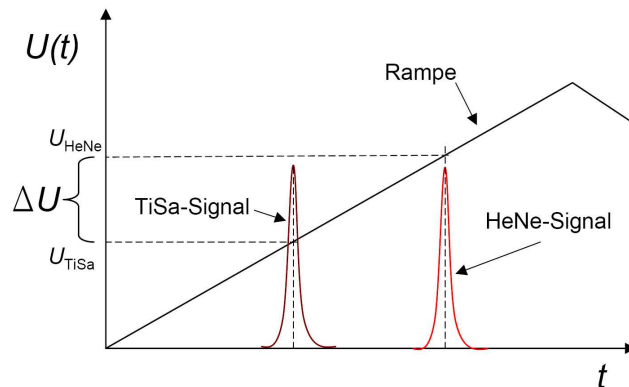


Abbildung 6.3: Struktur der Eingangssignale des Transfer-Locks. Das Fehlersignal entsteht als Abstand der Transmissionssignale auf der zum Scannen der Cavity verwendeten Rampe.

der Transfercavity transmittierte Licht wird mit Hilfe eines Strahlteilers und zweier Filter<sup>17</sup> so auf zwei Photodioden<sup>18</sup> aufgeteilt, dass die eine Photodiode das Transmissionssignal des HeNe-Lasers und die andere das des Titan-Saphir-Lasers liefert.

Beide Transmissionssignale sowie die zum Scannen der Transfercavity verwendete Rampe werden über entsprechende Vorverstärker auf Analogeingänge des als zentrales Steuerungselement dienenden ATMEL-Mikrokontrollers (Details s. unten) gegeben. Innerhalb des Mikrokontrollers steht damit die in Abbildung 6.3 skizzierte Signalstruktur zur Verfügung. Hier läuft fortlaufend das Regelungsprogramm ab, das im nächsten Abschnitt besprochen wird. Das Regelungsprogramm stellt entsprechend der gemessenen Frequenzdifferenz zwischen den Transmissionssignalen der Laser bei Abweichungen vom Sollwert die Frequenz des Titan-Saphir-Lasers nach. Hierzu wird mittels einer digital gesteuerten Spannungsquelle der Referenzresonator verstimmt, an den der Laser bereits zur Kurzzeitstabilisierung angebunden ist.

## 6.4.2 Steuerungsprogramm

Der gesamte Funktionsumfang des Transferlocks ist in Form eines C-Programms (s. Anhang A ) implementiert, das in der Umgebung CodeVisionAVR<sup>®</sup> für den verwendeten Mikrokontroller (Details s. nächster Abschnitt) entwickelt wurde. Neben der Hauptfunktion der Frequenzstabilisierung bietet das Programm auch noch die Möglichkeit, den Laser relativ zur Referenz definiert durchzustimmen. Außerdem wurde eine interaktive Benutzerschnittstelle implementiert. Mit Hilfe von über die serielle Schnittstelle per Terminalprogramm einzugebenden Kurzbefehlen können so bei laufendem System die Regelparameter optimiert und Diagnosefunktionen genutzt werden.

<sup>17</sup>Interferenzfilter 638nm: Thorlabs Nr. FL632.8-10 ; IR-Langpass: Thorlabs Nr. FGL850

<sup>18</sup>Typ OPT101, Fa. BurrBrown, mit integriertem Vorverstärker, Rückkoppelwiderstand ca. 1M

Das Steuerungsprogramm arbeitet interruptgesteuert; als Taktgeber fungiert der Triggerausgang des zur Durchstimmung der Transfercavity verwendeten Funktionsgenerators (s.o.). Erreicht ein Triggerpuls den Mikrokontroller, so werden zunächst die entsprechend der gewählten Betriebsart vorgesehenen Steuer- und Regelbefehle ausgeführt. Das Programm bestimmt aus den Spannungskoordinaten der beiden Maxima der Transmissions-signale von Titan-Saphir- und HeNe-Laser den Frequenzabstand der Laser. In der Betriebsart ‚Freilauf‘ kann die Laserfrequenz auf einen beliebigen Wert eingestellt werden. Beim Wechsel in die Betriebsart ‚Locken‘ wird der zuletzt bestimmte Abstand der Laserfrequenzen als Sollwert gespeichert. Von da ab wird eine eventuelle Abweichung der Frequenzdifferenz vom Sollwert durch Nachregeln korrigiert. Dabei wird die Frequenzdifferenz bei jedem Scan gemessen und der Mittelwert einer wählbaren (Standard sind 10) Anzahl Messungen gebildet. Aktives Nachregeln erfolgt immer dann, wenn ein neuer Mittelwert zur Verfügung steht. Im Modus ‚Scan-Up‘ oder ‚Scan-Down‘ wird der Laser zusätzlich automatisch durchgestimmt. In allen Modi werden - falls das RS-232-Protokoll eingeschaltet ist - Sollwert, Istwert, Abweichung und Betriebsmodus über die Schnittstelle ausgesendet. Die Triggerparameter sind so gewählt, dass sämtliche dieser Aktionen während des Durchlaufens der fallenden Flanke der Transfercavity-Scanrampe stattfinden. Für die fortlaufende Bestimmung des Frequenzabstandes der Transmissionsmaxima wird dagegen während des Durchlaufens der steigenden Flanke gemessen, so dass es hier nicht zu Kollisionen kommt. Die Wahl des gewünschten Betriebsmodus geschieht ebenfalls durch Auslösen eines Interrupts - dies ist sowohl durch Tastendruck als auch ferngesteuert per TTL-Puls möglich. Im RS232-Modus kann der Benutzer mittels PC und Terminalprogramm<sup>19</sup> durch Kurzbefehle die Parameter für Regelung und Scan anpassen. Eingestellt werden können

- die zur Mittelwertbildung der Frequenzdifferenz verwendete Anzahl Messungen  $n$  (Standard 10),
- die Anzahl  $z$  der Messzyklen, die im Scan-Modus zwischen zwei Frequenzänderungen liegen sollen (Standard 1),
- sowie die Schrittweite  $s$  im Scanmodus (Standard 1).

Außerdem kann je nach Bedarf das RS-232-Protokoll ein- und ausgeschaltet werden. Aus den Parametern  $n$ ,  $z$ ,  $s$  und dem eingestellten Regelbereich  $U_R$  der digital gesteuerten Spannungsquelle - siehe unten - können für das automatische Durchstimmen die Scangeschwindigkeit  $v_{Scan}$  und das Frequenzraster  $r_{Scan}$  wie folgt berechnet werden:

$$v_{Scan} = \frac{f \cdot s \cdot U_R \cdot \alpha_{Ref}}{n \cdot z \cdot 128} \quad (6.1)$$

$$r_{Scan} = \frac{s \cdot U_R \cdot \alpha_{Ref}}{128} \quad (6.2)$$

Dabei ist  $f$  die Frequenz der Rampe, mit der die Transfercavity angesteuert wird.  $\alpha_{Ref}$  bezeichnet die Frequenzresponse des Treibers der Kurzzeit-Stabilisierung.

<sup>19</sup>z.B. HyperTerminal der Fa. Microsoft, Redmont, Virginia, USA

### 6.4.3 Elektronik

#### Mikrokontroller

Der hier zur Datenerfassung und Ausführung des Regelungsprogramms verwendete Mikrokontroller ATMEGA8L ist ein 8-Bit RISC Prozessor mit 8 MHz Taktfrequenz. Für die Anwendung relevant sind der integrierte AD-Konverter (6 Kanäle, 4x10 Bit / 2x8-Bit, max. Clockrate 200 kHz), diverse DIO-Ports (max. 23 frei programmierbare I/O Kanäle) sowie ein USART Interface für die serielle Kommunikation. Genaueres kann der umfangreichen Dokumentation entnommen werden [112]. Drei der AD-Konverter werden zur Erfassung der Transmissionssignale beider Laser sowie der Rampenspannung der Transfercavity verwendet. Als Benutzerschnittstelle dienen durch Tastendruck oder TTL-Puls auslösbare Interrupts, sowie Benutzermenüs, die über serielle Kommunikation zugänglich sind. Die Ausgabe der Stellsignale erfolgt digital in Form von Ansteuerpulsen für die im nächsten Abschnitt beschriebene digitale Spannungsquelle. Zum Betrieb des Kontrollers wurde hier ein sogenanntes *Evaluation Board*<sup>20</sup> verwendet, das die Spannungsversorgung, den zur Taktung benötigten Quarz sowie eine serielle Schnittstelle enthält. Die Anschlussbelegung der einzelnen Ein- und Ausgangskanäle des Kontrollers ist der Tabelle B.4 im Anhang zu entnehmen.

#### Digital steuerbare Spannungsquelle

Die Nachregelung der Laserfrequenz erfolgt durch Verstimmen des Referenzresonators, auf den der Laser kurzzeitstabilisiert ist. Der entsprechende Piezo wird durch ein Spannungssignal angesteuert. Der hier verwendete Mikrokontroller verfügt über keinen integrierten DA-Wandler (DAC). Als Alternative zur Verwendung eines kommerziellen DAC-Bausteins wurde eine digital ansteuerbare Spannungsquelle entwickelt. Der wesentliche Grund hierfür war, dass auf diese Weise zur Einstellung der analogen Regelspannung nur zwei Bit anstatt der sonst erforderlichen 7 Bit für einen DAC-Baustein mit gleicher Spannungsaufösung benötigt werden. Sollte als weitere Ausbaustufe ein größerer Regelbereich und/oder noch höhere Regelgenauigkeit angestrebt werden, so lässt sich prinzipiell die 2-Bit-Ansteuerung bei der digital gesteuerten Spannungsquelle beibehalten, während ein entsprechender DAC-Baustein mit steigender Genauigkeit natürlich auch immer mehr Bits benötigen würde - dies würde dann einen anderen/aufwendigeren Mikrokontroller erfordern. Der Nachteil der geringeren Übertragungsbandbreite fällt für ein Langzeit-Stabilisierungssystem nicht ins Gewicht. Die dafür erforderliche Übertragungsbandbreite von maximal 100 Hz wird von der hier vorgestellten steuerbaren Spannungsquelle immer noch um zwei Größenordnungen übertroffen.

Die digital gesteuerte Spannungsquelle besteht aus einer Präzisions-Spannungsreferenz<sup>21</sup>, aus der mit einem stufenweise einstellbaren Spannungsteiler eine konstante positive Spannung  $U_+$  und eine entsprechende negative Spannung  $U_-$  erzeugt wird. Ein digital

<sup>20</sup>Typ AVR-P28B, Fa. Olimex Ltd., Plovdiv, Bulgarien.

<sup>21</sup>REF02, Fa. Analog Devices, Norwood, Massachusetts, USA

ansteuerbares Potenziometer<sup>22</sup> ist als Spannungsteiler zwischen diese beiden Potenziale geschaltet und durch Operationsverstärker abgepuffert. Die am Ausgang abgegriffene Spannung kann nun durch TTL-Pulse eingestellt werden. In der hier realisierten Konfiguration dient eines der beiden verwendeten Bits zur Richtungsvorgabe der Verstellung, das andere löst auf fallender Flanke den Stellvorgang aus. Bedingt durch die 7-Bit-Auflösung des Digitalpotentiometers, kann entsprechend die Ausgangsspannung im Bereich  $U_-..U_+$  mit einer Auflösung von  $\|U_+\|/64$  eingestellt werden. Für  $U_+$  können bei dem vorliegenden Aufbau verschiedene Festwerte zwischen 100 mV und 5 V gewählt werden, dies entspricht Spannungsaufösungen zwischen 1,6 mV und 80 mV. Bezogen auf die Spannungsfrequenz-Übersetzung des Steuereingangs der Kurzzeit-Regelung (typisch 150 MHz/V), bedeutet dies eine wählbare Einstellgenauigkeit zwischen ca. 240 kHz und 12 MHz. Die Bandbreite ist bedingt durch die verwendeten Operationsverstärker größer als 60 kHz. Die Frequenz-Einstellgenauigkeit kann durch Verwendung einer Kaskade von mehreren Digitalpotentiometern gesteigert werden. Eine Konfiguration mit vier Digitalpotentiometern wurde im Rahmen dieser Arbeit bereits entwickelt und steht für den zukünftigen Einsatz zur Verfügung. Der Schaltplan der digital gesteuerten Spannungsquellen findet sich im Anhang C.5.

#### 6.4.4 Qualität der Anbindung

Die Qualität der Anbindung des Titan-Saphir-Lasers an den hochstabilen Referenzlaser wird durch mehrere Faktoren bestimmt. Sie lassen sich grob den Segmenten Frequenzdiskriminator, Steuerung und Stellelemente zuordnen.

Die Frequenzdifferenz zwischen Referenz- und Arbeitslaser wird als Abstand der Transmissionsmaxima der Transfer-Cavity im Spannungsraum bestimmt. Wird die Transfercavity über einen Frequenzbereich  $\Delta f$  durchgestimmt, so wird dieser Frequenzbereich auf die zum Durchstimmen verwendete Rampenspannung abgebildet. Die Rampenspannung wird dem AD-Wandler des Mikrokontrollers zugeführt. Der sinnvolle Durchstimmbereich für die Transfercavity entspricht etwa dem halben freien Spektralbereich, hier also 500 MHz. Dies stellt einerseits sicher, dass jeder der beiden Laser bei jedem Scan ein Transmissionsignal erzeugt. Andererseits wird für keinen Laser mehr als eine Mode pro Scan detektiert. Da die Rampenspannung mit 10-Bit Genauigkeit AD-konvertiert wird, folgt, dass eine einzelne Messung die Differenz der Laserfrequenzen mit etwa 490 kHz Ungenauigkeit diskriminiert. Zur Reduzierung der Fluktuationen der Differenzmessung hat sich eine Mittelung über  $n = 10$  Messwerte bewährt. Das Scannen der Transfercavity geschieht mit einer Rampenfrequenz von  $f_{Rampe} \approx 10$  Hz. Mithin liegt die Bandbreite dieses Teils der Regelung bei  $f_{Rampe}/n \approx 1$  Hz. Zu berücksichtigen für die Genauigkeit der Frequenzdiskriminierung ist noch, dass sowohl die Nichtlinearität der Piezo-Längenänderung vs. angelegte Spannung als auch thermisch bedingte zeitliche Änderungen der Resonatorlänge der Cavity dazu führen können, dass sich das Verhältnis zwischen dem Abstand der Transmissionsmaxima und dem Frequenzabstand der Laser zeitlich ändert. Bei Zhao

---

<sup>22</sup>AD5220-10k, Fa. Analog Devices, Norwood, Massachusetts, USA



*et al.* erforderten diese beiden Fehlerquellen tatsächlich die Normierung auf den Abstand zweier Transmissionsmaxima des Referenzlasers [110]. Für das vorliegende System erwies sich dies als nicht erforderlich - denn während des Experimentierbetriebes kann das Transmissionsbild der HeNe-Referenzlaser-Moden im Verhältnis zur Rampenspannung an der Transfercavity kontinuierlich auf dem Oszilloskop beobachtet werden. Durch gelegentliches (etwa alle 2 Stunden) manuelles Nachregeln der Piezo-Vorspannung am Treiber der Cavity können Drift- und Alterungseffekte bei Cavity und Piezo so kompensiert werden. Sollte sich dies für zukünftige Experimente dennoch als störend erweisen, so kann im Programm jederzeit die Verwendung der Signalabstand-Quotienten als Fehlersignal implementiert werden. Eine automatische Nachregelung durch den Mikrokontroller ist ebenfalls möglich.

Zum Steuerungsteil der Regelung gehören der AD-Konverter, der Prozessor selbst sowie die Benutzerschnittstelle. Der AD-Wandler kann mit einer maximalen Taktrate von 200 kHz betrieben werden, die Konversionszeit beträgt maximal 260  $\mu$ s. Im Regelbetrieb werden drei AD-Wandler-Eingänge benötigt; entsprechend liegt die Konversionsdauer bei 0,8 ms. Die Ausführung des gesamten Regelprogramms beansprucht ca. 3000 Taktschritte - dies dauert bei 8 MHz Taktfrequenz also etwa 0,4 ms. Hinzu kommt bei Verwendung des RS-232-Protokoll-Modus noch die für die serielle Datenübertragung benötigte Zeit. Sie beträgt bei einer Übertragungsrate von 9600 Baud für die nach Abschluss jeder Mitteilung übertragene Datenzeile (60 Zeichen á 8 Bit) 50 ms. Folglich limitiert der gesamte Steuerungsteil die Regelbandbreite auf etwa 18 Hz.

Im Bereich der Stellelemente sind die Bandbreiten der digital gesteuerten Spannungsquelle sowie des Steuereingangs der Kurzzeit-Regelung relevant. Die Bandbreite der Spannungsquelle beträgt mindestens 60 kHz, bei der Kurzzeit-Stabilisierung ist von etwa 5 kHz auszugehen. Außerdem ist die erreichbare Einstellgenauigkeit aufgrund der diskreten Spannungsschritte zu berücksichtigen - wie oben dargelegt, beträgt die bestmögliche Genauigkeit aktuell  $\Delta f_{Steller} = 240$  kHz, am Experiment werden im Regelfall die nächsthöheren 480 kHz gewählt - dies ist angesichts der Diskriminatorgenauigkeit und der Linienbreiten der stabilisierten Laser (sämtlich  $\approx 0,5$  MHz) auch sinnvoll.

Zusammenfassend ergibt sich also für die Qualität der Anbindung:

- Die Regelbandbreite beträgt etwa 1 Hz,
- die Genauigkeit der Detektion von Frequenzänderungen beträgt etwa 490 kHz,
- die Genauigkeit der Kompensation von Frequenzänderungen beträgt etwa 240 kHz,

### 6.4.5 Einsatz im Experiment

Das Transfer-Lock wurde im Experiment für die Stabilisierung zweier unterschiedlicher Titan-Saphir-Laser erfolgreich eingesetzt. Die Anbindung der beiden Laser an den hochstabilen HeNe-Referenzlaser ergab eine im Rahmen der oben abgeschätzten Grenzen stabile Laserfrequenz; dies wurde sowohl durch langzeitige Beobachtung mit Hilfe des hochauflösenden Wellenlängen-Messgerätes TOPTICA WS/U (Absolutgenauigkeit 30 MHz,

Anzeigegenauigkeit 10 MHz) überprüft, als auch mit Hilfe einer weiteren, externen Cavity<sup>23</sup>. Mit dem Transfer-Lock ließen sich beide Laser über mehrere Stunden stabilisiert halten. Für ein Verlorengelangen der Langzeit-Anbindung waren nahezu immer Störungen der Kurzzeit-Stabilisierung verantwortlich, wie sie einerseits durch schlechte Tagesform (Klimatische Bedingungen im Labor, Degradation der Laserjustage) und andererseits durch akustische und mechanische Störeinflüsse induziert werden.

Im Falle des Verlustes der Langzeitanbindung ließ sich diese normalerweise mit guter Genauigkeit (also etwa 0,5 MHz) unmittelbar wieder herstellen. Dafür hat sich - neben der direkten Beobachtung eines Spektroskopiesignales aus der Wechselwirkung mit Magnesiumatomen - folgendes Verfahren bewährt:

1. Grobeinstellung der Frequenz mit Hilfe des Wellenlängen-Messgerätes, mit der erreichbaren Absolutgenauigkeit von etwa 30 MHz, um die richtige Mode der Transfercavity zu finden;
2. Feineinstellung mit Hilfe der Transfercavity-Transmissionssignale, die dazu für beide Laser permanent auf einem Oszilloskop angezeigt werden. Wurde deren Frequenzabstand (als Zeitdifferenz ihrer Maxima) vorher notiert, so kann so eine absolute Wiedereinstellgenauigkeit von ca. 0,5 MHz erreicht werden.<sup>24</sup>

Aufgrund der hohen Stabilität des HeNe-Referenzlasers lässt sich dieses Verfahren prinzipiell auch zwischen verschiedenen Messtagen anwenden - bei der mit maximal 130 kHz/d anzusetzenden alterungsbedingten Drift der Referenzlaser-Frequenz wird eine absolute Reproduzierbarkeit der Frequenz von besser als 1 MHz schon dann erreicht, wenn das System nur einmal pro Woche in Betrieb genommen wird.

Insbesondere für die Realisierung des Zwei-Photonen-Kühlens (880 nm Laser) erwies sich das Transferlock als essenziell. Flugzeitmessungen und eine systematische Optimierung der Kühlparameter waren erst möglich, nachdem durch das Transferlock die gewünschte Verstimmung des IR-Kühl lasers reproduzierbar eingestellt und über lange Zeiträume bis hin zu mehreren Stunden stabil gehalten werden konnte. Noch bei [27] stellte die Drift des IR-Kühl lasers eine ganz wesentliche Limitierung dar.

Darüber hinaus steht dem Experiment mit dem Transferlock jetzt ein allgemein für die unterschiedlichsten Laser und Betriebswellenlängen einsetzbares System zur Verfügung. Prinzipiell lässt sich nahezu jeder entsprechend vorstabilisierte Laser auf diese Weise an den hochstabilen HeNe-Laser anbinden; Voraussetzungen sind lediglich ein spannungsge steuertes Frequenz-Stellelement sowie eine Transfercavity, die für beide Laser ein verwertbares Transmissionssignal liefert - siehe hierzu auch die Beschreibung der Transfercavity im Anhang.

---

<sup>23</sup>Semi-konfokaler Zerodur-Resonator, Freier Spektralbereich 600 MHz, Transversalmoden-Abstand 9,4 MHz, Leihgabe der PTB Braunschweig

<sup>24</sup>Wahlweise kann auch der Spannungsabstand der Transmissionssignale verwendet werden, der über die RS-232 Schnittstelle auf einem PC angezeigt werden kann.

### 6.4.6 Erweiterungsmöglichkeiten

Die Erweiterung des Transferlock-Systems auf eine größere Anzahl zu stabilisierender Laser ist problemlos möglich, solange sich die einzelnen Laserlicht-Farben hinreichend gut optisch separieren lassen. Ist dies z.B. mit Hilfe von Interferenzfiltern erreichbar, so kann auch für den zusätzlichen Laser die vorhandene Transfercavity mit verwendet werden - immer vorausgesetzt, die Wellenlänge ist kompatibel mit den dielektrischen Beschichtungen der Resonatorspiegel. Die Arbeitswellenlängen der aktuelle eingesetzten Spiegel ergeben sich aus Tabelle B.5 im Anhang. Für jeden weiteren Laser wird neben dem entsprechenden Interferenzfilter und einem Photodetektor im wesentlichen nur eine weitere Mikrokontroller-Platine nebst digital gesteuerter Spannungsquelle benötigt - Änderungen am Steuerungsprogramm sind dagegen nicht nötig, und beide Teilsysteme können die komplette Ansteuerung der Transfercavity einschließlich Rampengenerator gemeinsam nutzen.

Eine interessante Anwendung für das Transferlock-System stellt auch die Verwendung als Frequenzrekorder dar. Dies ist insbesondere dann sinnvoll, wenn der Laser nicht-monoton durchgestimmt werden soll und dennoch die (relative) Laserfrequenz jederzeit sehr genau bekannt sein muss - mit der Option, ggf. auch den Laser an einer bestimmten Frequenz langzeitstabil zu halten. Gegenwärtig gibt das System nach jeder Mittelwertbildung die festgelegte Frequenzdifferenz als Klartext-Spannungsabstand über die RS-232 Schnittstelle aus. Ausgegeben wird darüber hinaus die Anzahl der Mittelwertbildungen seit Betriebsbeginn. Letztere Information ist als Zeitmarke nutzbar, denn der Abstand zweier solcher Ereignisse ist über die Frequenz der Rampenspannung an der Transfercavity bekannt. Insofern ergibt bereits die Aufzeichnung dieser Ausgabe z.B. mit Hilfe eines Terminalprogramms ein auswertbares Frequenz-Zeit-Logbuch mit der Genauigkeit des Frequenzdiskriminators, also etwa 490 kHz. Die Kalibrierung ist z.B. möglich durch definiertes Einstellen verschiedener Verstimmungen am Titan-Saphir-Laser und gleichzeitiges Aufnehmen der jeweils vom Transferlock gelieferten Spannungsdifferenzen. Beispielphaft wurde dies in Abbildung 6.4 durchgeführt.

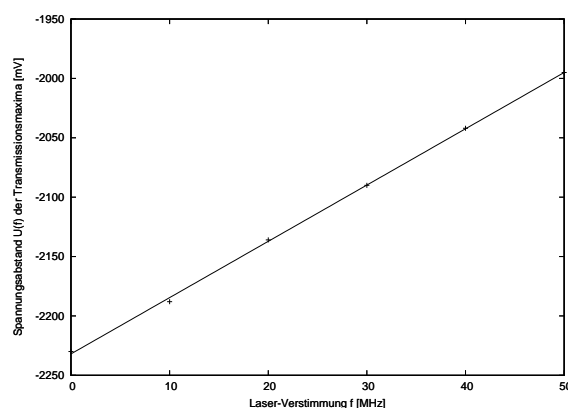


Abbildung 6.4: *Spannungsabstand der Transmissionsmaxima von HeNe-Laser und Titan-Saphir-Laser für verschiedene Verstimmungen (Messpunkte). Der asymptotische Standard-Fehler der Steigung für die angefittete Gerade  $U(f) = (-4.74 \cdot f / \text{MHz} - 2232) \text{ mV}$  liegt bei 1.0%.*



# Kapitel 7

## Ausblick

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit realisierten Kühlverfahren und Spektroskopielaser eröffnen eine Reihe neuer Perspektiven für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard.

Mit der Realisierung des Zwei-Photonen-Kühlens steht nun für Magnesium ein Kühlverfahren zur Verfügung, mit dem der Sub-Millikelvin-Temperaturbereich erreichbar ist bzw. in einer 1D-Melasse bereits erreicht wurde. Hierdurch verbessert sich das Stabilitätspotenzial bereits um mehr als eine halbe Größenordnung auf  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) \approx 10^{-15}$ . Mit dem Erreichen noch tieferer Temperaturen, z.B. mittels Quenchkühlen, sind noch weitere Verbesserungen in Stabilität und Genauigkeit realisierbar. Durch Vorkühlen mittels Zwei-Photonen-Kühlen kann die Effizienz des Quenchkühlens gesteigert werden. Für  $10^6$  ultrakalte Atome erreicht die potenzielle Stabilität  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) = 3 \cdot 10^{-16}$ .

Der neu aufgebaute Uhrenlaser ersetzt das bisher verwendete Farbstofflaserspektrometer. Das zuverlässige Betriebsverhalten des rein festkörperbasierten Systems lässt künftig Messungen mit sehr langer Beobachtungsdauer ohne regelmäßige Frequenzexkursionen zu. Des weiteren ist über die infrarote Grundwelle (914 nm) die einfache Anbindung eines optischen Kammgenerators zur hochgenauen Frequenzmessung möglich. Dies ist eine wichtige Voraussetzung sowohl für Absolutfrequenzmessungen als auch für künftige Frequenzvergleiche. Die höhere Ausgangsleistung des neuen Lasers gestattet die Reduzierung der Abfragepuls-Dauer im Atominterferometer und führt zu einer Erhöhung der teilnehmenden Atomzahl und damit zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch Verhältnisses.

Im folgenden wird das Stabilitätspotenzial für verschiedene Ensembletemperaturen und Teilchenzahlen, die mit den neuen Kühlverfahren zugänglich sind, abgeschätzt.

### Potenzielle Stabilität

Ein spektroskopisches Signal, das durch Abfrage eines quantenmechanischen Systems gewonnen wird, ist in seiner Stabilität grundsätzlich durch das Quantenprojektionsrauschen limitiert [87]. Für  $N_0$  teilnehmende Atome und optimalen Kontrast im Atominterferometer (50 %) führt dies zu dem Signal-zu-Rausch Verhältnis:

$$S/N = \sqrt{0,5 \cdot N_0}. \quad (7.1)$$

Für ein kosinusförmiges Spektroskopiesignal folgt weiter mit der Güte  $Q$  des Oszillators und einer Abfrage-Zykluszeit  $T_C$  für dessen als Stabilitätsmaß dienende Allan-Varianz

$$\sigma_y(t) = \frac{1}{\pi \cdot Q \cdot S/N} \cdot \sqrt{\frac{T_C}{t}}. \quad (7.2)$$

Entscheidend für die Stabilität ist demnach das Produkt aus Oszillatorgüte und Signal-zu-Rausch Verhältnis. Beim Ramsey-Bordé Atominterferometer mit Vierpuls-Anregung ergibt sich die spektroskopische Auflösung  $\Delta\nu$  des Uhrenübergangs aus der freien Flugzeit  $T_f$  zwischen den Strahlteilerpulsen als  $\Delta\nu = 1/(4 \cdot T_f)$ . Hohe Güten werden folglich mit langen freien Flugzeiten erzielt, es gilt  $Q = 4 \cdot T_f \cdot \nu_0$ , wobei  $\nu_0$  die Frequenz des Uhrenübergangs bezeichnet. Andererseits verlassen die Atome aufgrund ihrer thermischen Restbewegung die spektroskopische Wechselwirkungszone. Dies verschlechtert das Signal-zu-Rausch Verhältnis, weil effektiv weniger Atome an der Interferometrie teilnehmen. Das ideale Signal-zu-Rausch Verhältnis wird außerdem nur dann erreicht, wenn die Strahlteilerpulse des Atominterferometers alle vorhandenen Geschwindigkeitsklassen des Ensembles ansprechen. Die Dauer eines Strahlteilerpulses ergibt sich aus der Forderung nach 50 % Anregungswahrscheinlichkeit (Strahlteilerverhältnis 1:1). Die Pulsdauer berechnet sich aus der Rabi-Frequenz  $\Omega_R$  des Spektroskopielasers:

$$\tau = \frac{\pi}{2 \cdot \Omega_R}. \quad (7.3)$$

Entsprechend ermöglichen höhere Laserleistungen wegen  $\Omega_R \propto \sqrt{P}$  unter ansonsten gleichen Bedingungen kürzere Interferometriepulse. Der von einem Puls der Dauer  $\tau$  adressierte Anteil  $\alpha_F$  eines Atomensembles der Geschwindigkeitsbreite  $\sigma_v = \sqrt{k_B T/M}$  ergibt sich als Integral über dem Produkt aus der Fouriertransformierten des (rechteckförmigen) Anregungspulses und der in den Frequenzraum konvertierten Dopplerverbreiterung des Uhrenübergangs:

$$\alpha_F = \int_0^\infty \left( \frac{4}{\tau^2 \nu^2} \sin^2 \frac{\nu \tau}{2} \right) \times \left( \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{c_0}{\nu_0 \sigma_v} \exp \left( - \left( \frac{\nu c_0}{\nu_0 \sigma_v} \right)^2 \right) \right) d\nu. \quad (7.4)$$

Für eine Pulsdauer von  $4 \mu\text{s}$  - entsprechend dem von J. Keupp angegebenen theoretischen Optimum [25] - zeigt Tabelle 7.1 die adressierte Fraktion für verschiedene Ensemble-Temperaturen.

Temperatur	10 $\mu\text{K}$	500 $\mu\text{K}$	1 mK	4 mK
Teilnehmende Fraktion $\alpha_F$	72 %	15 %	10,5 %	5,4 %

Tabelle 7.1: Vom Abfragepuls adressierter Anteil der Atome für verschiedene Ensemble-Temperaturen. Abfrage-Pulsdauer:  $4 \mu\text{s}$

Die Werte verdeutlichen den potenziellen Signalgewinn durch den Übergang ins ultrakalte Temperaturregime. Eine wesentliche Limitierung für die Signalamplitude stellt

das Phasenrauschen des Spektroskopielasers dar. Dieses kann durch die Linienbreite  $\delta\nu$  charakterisiert werden. Während der freien Flugzeit  $T_f$  zerfällt die Signalamplitude nach Sengstock *et al.* exponentiell [114]:

$$\alpha_L \propto \exp(-2\pi \cdot \delta\nu \cdot T_f) \quad (7.5)$$

Des weiteren verlassen die Atome während der Flugzeit die Wechselwirkungszone des Interferometers. Dies wird näherungsweise abgeschätzt durch das Verhältnis der Ausdehnungen der Atomwolke zu den Zeiten  $t=0$  und  $t=2 \cdot T_f$ . Für eine Atomwolke mit Gauß'schem Radius  $r_0(t=0)$  gilt für dieses Verhältnis:

$$\alpha_E = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + (2 \cdot T_f)^2 \cdot \sigma_v^2}} \quad (7.6)$$

Aufgrund dieser Überlegungen soll nun für verschiedene Regimes die Stabilität eines quantenrausch-limitierten Magnesium-Frequenzstandards abgeschätzt werden. Aus obigen Überlegungen folgt:

$$\sigma_y(t) \approx \frac{1}{\pi \cdot Q \cdot \sqrt{0,5 \cdot \alpha_L \cdot \alpha_E \cdot \alpha_F \cdot N_0}} \cdot \sqrt{\frac{T_C}{t}} \quad (7.7)$$

Mit einer Pulsdauer  $\tau = 4 \mu\text{s}$  ergibt sich das in Tabelle 7.2 dargestellte Bild. Hierbei wurde für die Flugzeit  $T_f \rightarrow 0$  ein optimaler Interferometerkontrast (0,5) zugrunde gelegt. Die Anfangsausdehnung des Ensembles wurde wie bei J. Keupp [25] mit  $r_0 = 250 \mu\text{m}$  angesetzt, für die Laserlinienbreite wurde  $\delta\nu = 170 \text{ Hz}$  verwendet. Die Integrationszeit  $T_C$  betrug 1 s. Der obere Teil der Tabelle verdeutlicht den Einfluss der Ensemble-Temperatur auf die erreichbare Stabilität bei gleichbleibender Atomzahl  $N_0 = 10^6$ . Der untere Teil berücksichtigt, dass in tieferen Temperaturregimes, die nur mit weiterführenden Kühlverfahren zugänglich sind, weniger Atome zur Verfügung stehen werden. Ob sich der Übergang zu ultrakalten Temperaturen letztendlich lohnt, wird aufgrund der experimentell tatsächlich realisierten Transfereffizienzen und der hierzu benötigten Präparationszeiten entschieden werden müssen.

Die tatsächlich erreichbare Stabilität wird insbesondere durch den Dick-Effekt begrenzt [115]. Ein Atominterferometrie-Zyklus umfasst neben der eigentlichen Interferometrie-Pulssequenz (Detektionszeit  $2 \cdot T_{Det}$ ) noch die deutlich längeren Detektions- und Präparationsphasen. Die durch die Zykluszeit  $T_C$  gegebene Taktung führt zu einer selektiven Detektion von Laser-Frequenzrausch-Komponenten bei Vielfachen der Taktfrequenz  $1/T_C$ . Diese Komponenten werden gleichsam mit der Taktfrequenz ‚heruntergemischt‘. Der Effekt ist umso stärker, je schlechter das Verhältnis zwischen Abfragezeit und gesamter Zykluszeit ist. Mit dem Tastverhältnis  $d = 2 \cdot T_{Det}/T_C$  und der spektralen Rauschleistungsdichte  $S_0$  (für weißes Rauschen) des Lasers folgt nach Quessada *et al.*[115]:

$$\sigma_y(t) = \sqrt{\frac{S_0}{\nu_0^2 t} \left( \frac{1}{d} - 1 \right)} \quad (7.8)$$

Temperatur T	Atomzahl $N_0$	Opt. Auflösung $\delta\nu$	Stabilität $\sigma_y(t = 1 \text{ s})$
4 mK	$10^6$	300 Hz	$4 \cdot 10^{-15}$
1 mK	$10^6$	300 Hz	$2 \cdot 10^{-15}$
10 $\mu$ K	$10^6$	150 Hz	$3 \cdot 10^{-16}$
4 mK	$10^7$	300 Hz	$1, 2 \cdot 10^{-15}$
1 mK	$5 \cdot 10^6$	250 Hz	$9 \cdot 10^{-16}$
10 $\mu$ K	$10^5$	150 Hz	$1 \cdot 10^{-15}$

Tabelle 7.2: Abschätzung der potenziellen Stabilität am Quantenlimit für verschiedene Ensembles. Hierbei wurde das bei [25] beschriebene Atominterferometer zugrunde gelegt und die jeweils optimale spektroskopische Auflösung verwendet. Oberer Teil der Tabelle: Einfluss der Ensembletemperatur bei gleicher Atomzahl für alle Regimes. Unterer Teil: Prognostizierte Atomzahlen werden berücksichtigt.

Entsprechend strebt man hohe Tastverhältnisse und niedrige Rauschniveaus an. Aussagen über den Einfluss des Dick-Effektes zu treffen ist schwierig, so lange die Rauscheigenschaften des Spektroskopielasers nicht genau bekannt sind. T. Mehlstäubler extrapoliert aus den Beobachtungen von Degenhardt *et al.* am Calcium-Frequenzstandard [20], dass zum Erreichen eines Stabilitätsregimes von  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) \approx 10^{-15}$  bereits Laser-Frequenzrauschniveaus erforderlich sind, die sich dem mit ULE-Resonatoren realisierbaren Limit nähern [27]. Folglich muss für weitere Verbesserungen auch das Tastverhältnis optimiert werden. Dies kann vor allem durch schnellere Präparations- und Detektionszyklen erreicht werden. Das Zwei-Photonen-Kühlen als Erweiterung der Standard-UV-MOT bietet hier für Magnesium aufgrund der kurzen Kühlzeiten (wenige Millisekunden in 3D) eine interessante Perspektive. Die beim Quenchkühlen langen Präparationszeiten (z.B. 320 ms bei Ca, s. [20]) sind beim Zwei-Photonen-Kühlen ca. um eine Größenordnung kürzer, was entsprechend das Tastverhältnis verbessert. Verlässliche Aussagen hierzu werden sich aber letztlich erst ergeben, wenn Resultate der Atominterferometrie vorliegen. Des weiteren besteht noch Verbesserungspotenzial bezüglich der Rauscheigenschaften des Spektroskopielasers (Linienbreite aktuell  $\approx 1 \text{ kHz}$ ). Die Weiterentwicklung der Frequenzstabilisierung des Uhrenlasers stellt einen Schwerpunkt der Forschungsarbeit dar [118]. Vorgesehen ist unter anderem der Einsatz neuer, bei der Grundwelle (914 nm) betriebener Referenzresonatoren. Ultimatив sollte mit einer Laserlinienbreite der Größenordnung 1 Hz und  $10^6$  ultra-kalten Atomen ein Stabilitätsregime  $10^{-17}$  erreichbar sein.

## Genauigkeitsgrenzen

Während die Stabilität des Frequenzstandards von dem Produkt aus Liniengüte und Signal-zu-Rausch Verhältnis bestimmt wird, ergibt sich die Genauigkeitsgrenze aufgrund systematischer Effekte. Im Grenzregime ultrakalter Atome stellt beim Calcium-Frequenzstandard gegenwärtig die Schwarzkörperstrahlung der Atomquelle den größten Beitrag zur Ungenau-



igkeit ( $\Delta\nu/\nu_0 \approx 8,5 \cdot 10^{-15}$ ) dar. Die gesamte Ungenauigkeit beträgt nach Degenhardt *et al.*  $1,2 \cdot 10^{-14}$  [20]. Bei Magnesium (s. oben) ist dieser Effekt um eine Größenordnung geringer. Der nächstkleinere Unsicherheitsbeitrag wird bei Calcium gegenwärtig durch zeitliche Phasenverschiebungen des Abfragelasers zwischen den Interferometriepulsen verursacht. Diese entstehen u.a. durch Klirren bei der RF-Ansteuerung der pulserzeugenden AOMs [17] und verursachen Ungenauigkeitsbeiträge von ca.  $6 \cdot 10^{-15}$ .

Einen signifikanten Beitrag zur Ungenauigkeit liefert noch der residuelle Dopplereffekt. Die Ramsey-Bordé-Spektroskopie ist zwar eine dopplerfreie Methode - aber nur, wenn die Anregung mit exakt antiparallel eingestellten Laserstrahlen und vollkommen ebenen Wellenfronten erfolgt. Gravitationsbeschleunigung und Restbewegung der Atome führen für Wellenfronten mit endlichem Krümmungsradius zu Phasenfehlern. Der Effekt hängt nach Trebst *et al.* quadratisch von der mittleren Geschwindigkeit der Atome ab [116]. Daher wirkt sich der Übergang von kalten zu ultrakalten Atomen hier besonders stark aus. Aufgrund der Erfahrungen und Analysen dieses Effektes am Calcium-Frequenzstandard - s. etwa [20, 19] - ist für ultra-kalte Magnesiumatome ein Ungenauigkeitsbeitrag von  $10^{-15}$  zu erwarten.

Die obigen Abschätzungen sollen einen Eindruck von dem Stabilitäts- und Genauigkeitspotenzial eines optischen Magnesium-Frequenzstandards geben und insbesondere die Auswirkungen einer reduzierten Ensembletemperatur verdeutlichen. Obwohl durchaus experimentell realistische Parameter eingesetzt wurden, ist die genaue Untersuchung der einzelnen Instabilitäts- und Ungenauigkeitsbeiträge letzten Endes auf die Ergebnisse der Atominterferometrie angewiesen. Man darf daher auf künftige Ergebnisse der Präzisionspektroskopie an kalten und ultrakalten Magnesium-Atomen äußerst gespannt sein.

## Optische Gitteruhr

Eine aktuelle Entwicklung im Bereich optischer Frequenzstandards stellt die 2003 von H. Katori vorgeschlagene sogenannte *optische Gitteruhr* dar [22, 9]. Hierbei werden in den Potenzialtöpfen eines optischen Gitters gespeicherte Neutralatome spektroskopiert. Werden die Atome in einem Volumen eingeschlossen, dessen Dimensionen unterhalb der Wellenlänge des Uhrenübergangs liegen (*Lamb-Dicke-Regime*), so werden Doppler-Effekt und (bei hinreichend dünner Besetzungsdichte des Gitters) Stöße unterdrückt. Gleichzeitig können große Teilchenzahlen ( $N_0 \approx 10^4$  bei [9]) spektroskopiert werden, was eine hohe Stabilität verspricht. Einen besonderen Vorteil der Gitteruhr bilden die damit realisierbaren langen Abfragezeiten. Ein Abfrageintervall, das die für Kühlung und Präparation erforderliche Zeit erreicht oder sogar überschreitet, reduziert die vom Dick-Effekt (s. oben) verursachte Instabilität. Voraussetzung für die Realisierung einer optischen Gitteruhr ist allerdings, dass das optische Gitter selbst nicht über den Stark-Effekt die Eigenschaften des als Referenz dienenden Übergangs ändert. Dazu wird der Gitterlaser bei der sogenannten *magischen Wellenlänge* betrieben, bei der sich per Definition die Starkverschiebungen für Grund- und angeregten Zustand gerade aufheben. Optische Gitteruhren versprechen auch für Neutralatome Ungenauigkeiten im Bereich  $\Delta\nu/\nu_0 \approx 10^{-18}$  und gleichzeitig Stabilitäten

bis zu  $\sigma_y(t) \approx 10^{-18}/\sqrt{t/s}$  [9]. Bei Magnesium existieren magische Wellenlängen  $\lambda_m$  für die als Referenz in Frage kommenden Übergänge  $3^1S_0 \rightarrow 3^3P_0$  ( $\gamma = 70 \mu\text{Hz}$ ,  $\lambda_m \approx 465 \text{ nm}$ ) und  $3^1S_0 \rightarrow 3^3P_1$  ( $\gamma = 31 \text{ Hz}$ ,  $\lambda_m \approx 454 \text{ nm}$ ), s. [27, 32]. Die Lichtverschiebung skaliert in der Umgebung dieser magischen Wellenlänge nach Mehlstäubler [27] zu etwa  $8 \cdot 10^{-14} \text{ MHz/Hz}$ . Das bedeutet, dass die Frequenz des Dipolfallenlasers zur Realisierung einer Ungenauigkeit von  $10^{-18}$  auf ca. 10 kHz stabil sein muss, was nach dem Stand der Technik beherrschbar ist. Aufgrund der langen erreichbaren Abfragezeiten ist unter Verwendung des ultraschmalen  $3^1S_0 \rightarrow 3^3P_0$  Übergangs analog zu [9] eine Stabilität  $\sigma_y(t = 1 \text{ s}) < 10^{-17}$  zu erwarten.

Insgesamt stellt Magnesium damit einen hoch interessanten und perspektivenreichen Kandidaten unter den aktuell untersuchten optischen Frequenzstandards dar.

# Literaturverzeichnis

- [1] A. Bauch, und T. Heindorff, PTB-Mitteilungen Nr. 112 **4**, 291 (2002).
- [2] C. Audoin und B. Guinot, *The measurement of Time*, Cambridge University Press, Cambridge (2001).
- [3] T. Jones, *Splitting the Second*, Nachdruck, IoP Publishing Ltd., Bristol (2001).
- [4] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, T. Schneider, und C. Tamm, Phys. Rev. Lett. **93**(17), 170801 (2004).
- [5] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, T. Schneider, Chr. Tamm, und S. G. Karshenboim, Proceedings of the 19th ICAP, AIP Conf. Proc. **770**, 103 (2005).
- [6] Allan, D.W., Proc. IEEE **54**, 221 (1966).
- [7] S. Bize, P. Laurent, M. Abgrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grünert, C. Vian, F. Pereira dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C. Salomon, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **38**, 449 (2005).
- [8] R. Wynands, und S. Weyers, Metrologia **42**, 64 (2005).
- [9] M. Takamoto, F.L. Hong, R. Higashi, und H. Katori, Nature **435**, 321 (2005).
- [10] P. Gill, Metrologia **42**, 125 (2005).
- [11] E. Peik, T. Schneider, und C. Tamm, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **39**, 145 (2006).
- [12] H.S. Margolis, G.P. Barwood, G. Huang, H.A. Klein, S.N. Lea, K. Szymaniec, und P. Gill, Science **306**, 1355 (2004).
- [13] S. Bize, S.A. Diddams, U. Tanaka, C.E. Tanner, W.H. Oskay, R.E. Drullinger, T.E. Parker, T.P. Heavner, S.R. Jefferts, L. Hollberg, W.M. Itano, und J. C. Bergquist, Phys. Rev. Lett. **90**(15), 150802 (2003).

- [14] S.A. Diddams, J.C. Bergquist, S.R. Jefferts, und C.W. Oates, *Science* **306**, 1318 (2004).
- [15] T. Becker, J.v. Zanthier, E. Peik, und C. Tamm, *Physik Journal Nr. 1* **3**, 47 (2002).
- [16] H.G. Dehmelt, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **31**, 83 (1982).
- [17] U. Sterr, C. Degenhardt, H. Stöhr, C. Lisdat, H. Schnatz, J. Helmcke, F. Riehle, G. Wilpers, C. Oates, und L. Hollberg, *C.R. Phys.* **5**, 845 (2004).
- [18] G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardt, U. Sterr, J. Helmcke, und F. Riehle, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 230801 (2002).
- [19] G. Wilpers, *Ein optisches Frequenznormal mit kalten und ultrakalten Atomen*, Dissertation, Universität Hannover (2002).
- [20] C. Degenhardt, H. Stöhr, C. Lisdat, G. Wilpers, H. Schnatz, B. Lipphardt, T. Nazarova, P.E. Pottie, U. Sterr, J. Helmcke, und Fritz Riehle, *Phys. Rev. A* **72**, 062111 (2005).
- [21] P.S. Jessen, und I.H. Deutsch, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.*, **37**, 95 (1996).
- [22] H. Katori, M. Takamoto, V.G. Pal'chikov, und V.D. Ovsiannikov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 173005 (2003).
- [23] J. Keupp, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E.M. Rasel, und W. Ertmer, *Highlight Paper in EPJ D* **36**, 289-294 (2005).
- [24] S.G. Porsev, und A. Derevianko, *arXiv:physics*, 0602082(v1) (2006).
- [25] Jochen Keupp, *Ein atominterferometrischer Frequenzdiskriminator hoher Stabilität für optische Magnesium-Atomuhren*, Dissertation, Universität Hannover (2003).
- [26] H. Stöhr, F. Mensing, J. Helmcke, und U. Sterr, *Opt. Lett.* **31**(6), 736 (2006).
- [27] T.E. Mehlstäubler, *Neuartige Kühlmethoden für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard*, Dissertation, Universität Hannover (2005).
- [28] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya and M. Kuwata-Gonokami, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1116 (1999).

- [29] NIST Atomic Spectra Database, Version 3.0.3 (Internet: [www.nist.gov](http://www.nist.gov)), Boulder, Colorado (2006).
- [30] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T.E. Mehlstäubler, E.M. Rasel und W. Ertmer, Phys. Rev. Lett. **87**, 123002 (2001).
- [31] T.E. Mehlstäubler, J. Keupp, A. Douillet, N. Rehbein, E.M. Rasel und W. Ertmer, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5**, 183-189 (2003).
- [32] R. Santra, K.V. Christ, C.H. Greene, Phys. Rev. A **69**, 042510 (2004).
- [33] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, und F. Riehle, Appl. Phys. B **68**, 27 (1999).
- [34] W.C. Magno, R.L. Cavasso Filho, und F.C. Cruz, Phys. Rev. A **67**, 043407 (2003).
- [35] N. Malossi, S. Damkjaer, P. L. Hansen, L. B. Jacobsen, L. Kindt, S. Sauge, und J. W. Thomsen, Phys. Rev. A **72**, 051403 (2005).
- [36] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, und D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**(23), 2631 (1987).
- [37] H.J. Metcalf und P. v.d. Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, New York (2002).
- [38] K. Blum, *Density Matrix Theory and Applications*, 2. Aufl., Plenum Press, New York (1996).
- [39] T.E. Mehlstäubler, private Mitteilungen (2006).
- [40] F. Ruschewitz, J.L. Peng, H. Hinderthür, N. Schaffrath, K. Sengstock, und W. Ertmer, Phys. Rev. Lett. **80**, 3173 (1998).
- [41] Yabai He, *Aufbau eines hochpräzisen Farbstofflaser-Spektrometers*, Dissertation, Universität Bonn (1990).
- [42] W. Dempröder, *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (1993).
- [43] Ingo Lochmann, *Sättigungsspektroskopische Untersuchungen zur Langzeitstabilisierung eines Farbstofflasers auf verschiedene Iodlinien bei 570 nm*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991).
- [44] Jörg Helge Müller, *Materiewellen-Interferometrie mit lasergekühlten Atomen zum Nachweis des skalaren Aharonov-Bohm-Effektes*, Dissertation, Universität Bonn (1994).

- [45] Jan Friebe, *Effiziente Erzeugung von ultraviolettem Licht mit neuartigen Kristallstrukturen*, Diplomarbeit, Universität Hannover (2005).
- [46] Dirk Scheller, *Erzeugung von cw-UV-Strahlung durch Frequenzverdopplung für die magneto-optische Speicherung von Magnesiumatomen*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1996).
- [47] D. Bettermann, *Präparation von 285 nm-Strahlung für Experimente an einem lasergekühlten Magnesium-Atomstrahl*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991).
- [48] G. Jönsson, S. Kröll, A. Persson, und S. Svanberg, Phys. Rev. A **30**, 2429 (1984).
- [49] W. Greiner, *Klassische Elektrodynamik*, 5. Aufl., Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (1991).
- [50] A. Rodewald, *Elektromagnetische Verträglichkeit*, Vieweg Verlag, Braunschweig (1995).
- [51] J.H. Moore, C.C. Davis, und M.A. Coplan, *Building Scientific Apparatus*, 2. Aufl., Addison-Wesley (1989).
- [52] G. Hennig, *Laserkühlung und Einfang von Magnesium-Atomen in einer magneto-optischen Strahlungsdruckfalle*, Dissertation, Universität Bonn (1992).
- [53] Klaus Sengstock, *Ramsey Atominterferometrie an lasermanipulierten kalten Atomen*, Dissertation, Universität Bonn (1992).
- [54] F. Shimizu, K. Shimizu, und H. Takuma, Opt. Lett. **16**(5), 339 (1991).
- [55] H. Wallis and W. Ertmer, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2211 (1989).
- [56] E.A. Curtis, C.W. Oates, und L. Hollberg, Phys. Rev. A **64**, 031403 (2001).
- [57] V.G. Pal'chikov, S.G. Porsev und A. Derevianko, C. Froese-Fischer, und G. Tachiev, private Mitteilung (2003).
- [58] Hung Ly, *Simulation eines neuartigen optischen Kühlverfahrens zur Präparation eines Ensembles kalter Magnesiumatome nahe am Rückstoßlimit*, Diplomarbeit, Universität Hannover (2000).
- [59] U. Sterr, T. Binnewies, C. Degenhardt, G. Wilpers, J. Helmcke, und Fritz Riehle, J. Opt. Soc. Am. B **205**, 985 (2003).

- [60] R.L. Kurucz, and E. Pytremann: *Tables of semi-empirical gf values.*, SAO Special Report **362** (1975).
- [61] A. Derevianko, und V.G. Pal'chikov, private Mitteilung (2002).
- [62] Volker Rieger, *Atominterferometrie für einen optischen Frequenzstandard auf der Basis des Magnesium-Interkombinationsübergangs*, Dissertation, Universität Hannover (1996)
- [63] Peter Kersten, *Ein transportables optisches Frequenznormal*, Dissertation, PTB-Bericht Opt-59, Braunschweig (1998).
- [64] Andreas Pautz, *Ein atomares Dreistrahlinterferometer*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1997).
- [65] G. Risberg, Arkiv för Fysik **28**, 381 (1964).
- [66] N.F. Ramsey, *Molecular Beams*, Clarendon Press, Oxford (1956).
- [67] R.L. Kurucz, *CD-ROM No. 23*, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (1995).
- [68] C. Nordling und J. Österman, Physics Handbook, Studentlitteratur, Lund (1996).
- [69] W. Rooijakkers, W. Hogervorst, und W. Vassen, Phys. Rev. A **56**(4), 3083 (1997).
- [70] F. Schwabl, *Quantenmechanik*, 6. Aufl., Springer-Verlag, Berlin (2002).
- [71] T. Chanelière, J.L. Meunier, R. Kaiser, Ch. Miniatura, und D. Wilkowski, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 1819 (2005).
- [72] 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).
- [73] Karsten Moldenhauer, Dissertation in Vorbereitung, Universität Hannover.
- [74] Matthias Riedmann, Dissertation in Vorbereitung, Universität Hannover.
- [75] C.J. Borde, Phys. Lett. A **140**, 10 (1989).
- [76] N.F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 695 (1950).
- [77] C.E. Wieman, und L. Hollberg, Rev. Sci. Instr. **61**(1),1 (1991).

- [78] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, und T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* **117**, 541 (1995).
- [79] Hardo Stöhr, *Diodenlaser mit Hertz-Linienbreite für ein optisches Calcium Frequenznormal*, Dissertation, Universität Hannover (2005).
- [80] B.C. Young, F.C. Cruz, W.M. Itano, und J.C. Bergquist, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3799 (1999).
- [81] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, und H. Opower, *Appl. Phys. B* **58**, 365 (1994).
- [82] J. Gao, M. Larionov, J. Speiser, und A. Giesen; A. Douillet, J. Keupp, E.M. Rasel und W. Ertmer, CTuL1: Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, Long Beach (2002).
- [83] U. Brauch, *Laser Magazin* **1**, Magazin Verlag, Bad Nenndorf (2005).
- [84] A. Baum, D. Grebner, W. Paa, W. Triebel, M. Larionov, und A. Giesen, *Appl. Phys. B* **81**, 1091 (2005).
- [85] A. Ruß, *Hochpräzises Strahlwerkzeug Scheibenlaser*, aus: IFSW im Fokus (<http://www.ifs.uni-stuttgart.de>), Stuttgart (2001).
- [86] Holger Wolff, *Aufbau und Charakterisierung eines frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub> Scheibenlasers bei 457 nm*, Diplomarbeit, Universität Hannover (2003).
- [87] F. Riehle, *Frequency Standards*, Wiley-VCH, Weinheim (2004).
- [88] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Wiley Interscience, New York (1967).
- [89] D. Meschede, *Optik, Licht & Laser*, Teubner Verlag, Leipzig (1999).
- [90] F. Torabi-Goudarzi, und E. Riis, *Optics Communications*, **227**, 389 (2003).
- [91] Christoph Czeranowsky, *Effiziente Neodym-Grundzustandslaser und deren Frequenzverdopplung*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1999).
- [92] A. Arie, G. Rosenman, V. Mahal, A. Skliar, M. Oron, M. Katz, und D. Eger, *Opt. Commun.* **142**, 265 (1997).
- [93] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 4. Aufl., Plenum Publishing Corp., New York (1998).
- [94] W.T. Silfvast, *Laser fundamentals*, Cambridge University Press, Cambridge (1996).



- [95] M. Fejer, G. Magel, D. Hundt, und R. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631 (1992).
- [96] G.D. Boyd, und D.A. Kleinman, *J. Appl. Phys.* **39**, 3597 (1968).
- [97] N. Hodgson und H. Weber, *Optische Resonatoren*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
- [98] H. Stöhr, N. Rehbein, T.E. Mehlstäubler, C. Moldenhauer, J. Friebe, J. Gao, A. Giesen, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [99] V. Vassiliev, V. Velichansky, P. Kersten, T. Trebst, und F. Riehle, *Opt. Lett.* **23**(15), 1229 (1998).
- [100] A. Schoof, J. Grünert, S. Ritter, und A. Hemmerich, *Opt. Lett.* **26**, 1562 (2001).
- [101] P. Horowitz und Winfield Hill, *The art of electronics*, 2. Aufl., Cambridge University Press, Cambridge (1989).
- [102] Eric D. Black, *Am. J. Phys.* **69**(1), 79 (2001).
- [103] Technische Datenblätter für Temperatur-Regelbausteine, HTC-1500 und RHM-4000, Fa. Wavelength Electronics, Bozeman, Montana, USA (1995, 2004).
- [104] U. Tietze und Ch. Schenk, *Halbleiter-Schaltungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin (1999).
- [105] TOPTICA Photonics, TA-100 & TA-SHG 110 Manual, Fa. TOPTICA Photonics AG, Gräfelfing/München (2005).
- [106] R.V. Pound, *Rev. Sci. Inst.* **17**(11), 490 (1946).
- [107] R.W.P. Drever, J.L. Hall, und F.V. Kowalski, *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
- [108] Christian Bloch, *Entwicklung einer Laserstabilisierung für einen optischen Frequenzstandard*, Diplomarbeit, Universität Hannover (1999).
- [109] T.W. Hänsch, und B. Couillaud, *Opt. Commun.* **35**, 441 (1980).
- [110] W.Z. Zhao, J.E. Simsirian, L.A. Orozco, und G.D. Sprouse, *Rev. Sci. Instr.* **69**(11), 3737 (1998).
- [111] T.M. Niebauer, J.E. Faller, H.M. Godwin, J.L. Hall, und R.L. Barger, *Appl. Opt.* **27** 7, 1285 (1988).

- [112] ATMEL Corporation, ATmega8(L) Technical Datasheet, ATMEL Corporation, San Jose, Kalifornien, USA (2004).
- [113] R. Barnett, L. O’Cull und Sarah Cox, *Embedded C Programming and the Atmel AVR*, Thomson Delmar Learning, New York (2003).
- [114] K. Sengstock, U. Sterr, J. H. Müller, V. Rieger, D. Bettermann, und W. Ertmer, *Appl. Phys. B* **59**, 99 (1994).
- [115] A. Quessada, R.P. Kovacich, I. Courtillot, A. Clairon, G. Santarelli, und P. Lemonde, *J. Opt. B* **5**, 150 (2003).
- [116] T. Trebst, T. Binnewies, J. Helmcke, und F. Riehle, *IEEE Trans. Instrum. Meas* **50**, 553 (2001).
- [117] A. Bauch, *Meas. Sci. Technol.* **14**, 1159 (2003).
- [118] Jan Friebe, Dissertation in Vorbereitung, Universität Hannover.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze der Fallenapparatur . . . . .	10
2.2	Bild der Fallenapparatur . . . . .	11
2.3	Quadrupolfeld-Verlauf . . . . .	13
2.4	Atomquelle . . . . .	16
2.5	Detektionsaufbau . . . . .	21
3.1	V-Schema bei Erdalkalien . . . . .	26
3.2	Termschema von $^{24}\text{Mg}$ . . . . .	28
3.3	Atomstrahlapparatur . . . . .	31
3.4	Ramsey-Interferenzen . . . . .	33
3.5	Sättigungs-Spektrum des Uhrenübergangs . . . . .	34
3.6	Signalbeispiel zum Quenchen . . . . .	38
3.7	Spektroskopie der Quenchlinie . . . . .	42
3.8	Leistungsabhängigkeit des Quenchens . . . . .	43
4.1	3-Niveau-Kaskadensystem . . . . .	48
4.2	Zweiphotonen-Lichtkraftprofil . . . . .	52
4.3	Temperaturen beim Zwei-Photonen-Kühlen . . . . .	52
4.4	Aufbau zum Zwei-Photonen-Kühlen, 1D . . . . .	53
4.5	Fluoreszenzspektroskopie an der MOT . . . . .	56
4.6	9-Niveau-System . . . . .	56
4.7	Ablauf Zwei-Photonen-Kühlen, 1D . . . . .	58
4.8	Systematik des Zwei-Photonen-Kühlens, Polarisationen linear-parallel . . . . .	59
4.9	Systematik des Zwei-Photonen-Kühlens, Polarisationen linear-gekreuzt . . . . .	59
4.10	Flugzeitmessung in 1D . . . . .	60
4.11	Kompression der Atomwolke, 1D . . . . .	62
4.12	Zeitablauf Zwei-Photonen-Kühlen, 3D . . . . .	64
4.13	Flugzeit-Temperaturmessungen, 3D . . . . .	65
5.1	Auszug aus dem Termschema von $\text{Nd}^{3+}$ . . . . .	72
5.2	Scheibenlaser Prinzipskizze . . . . .	73
5.3	Photo des Scheibenlasers . . . . .	74
5.4	Rauschspektrum des Scheibenlasers, nur Flankenregelung . . . . .	76

5.5	Schwebungssignal Scheibenlaser vs. Farbstofflaser . . . . .	76
5.6	Scheibenlaser-Regelkonzept . . . . .	77
5.7	Rauschspektrum des Scheibenlasers, Flankenregelung und AOM-Zweig . . . . .	78
5.8	Ringresonator zur externen Frequenzverdopplung . . . . .	81
5.9	Hänsch-Couillaud-Stabilisierung . . . . .	82
5.10	Rauschspektren-Vergleich, Diodenlaser vs. Scheibenlaser . . . . .	83
5.11	PDH-Stabilisierungsaufbau für den Diodenlaser . . . . .	88
5.12	Schwebungssignal, Diodenlaser vs. Farbstofflaser . . . . .	89
6.1	Prinzipskizze der Flankenregelung . . . . .	93
6.2	Schematischer Aufbau des Transfer-Lock-Systems . . . . .	96
6.3	Transferlock Eingangssignale . . . . .	97
6.4	Linearität der Transferlock-Diskriminatorfunktion . . . . .	103
C.1	Signalnormierung Flankenlock . . . . .	138
C.2	PI-Regler Tisa-Lock, schneller Zweig . . . . .	139
C.3	PI-Regler Tisa-Lock, langsamer Zweig . . . . .	140
C.4	Digital gesteuerte Spannungsquelle, erste Version . . . . .	141
C.5	Digital gesteuerte Spannungsquelle, zweite Version . . . . .	142
C.6	Schaltplan HV-Verstärker . . . . .	143
C.7	Quadrupolspulen-Stromkreis . . . . .	144
C.8	IGBT-Treiber . . . . .	145
C.9	PI-Regler, Diodenlaser-Stabilisierung . . . . .	146
C.10	Hänsch-Couillaud-Lock Regelelektronik . . . . .	147
C.11	Scheibenlaser-Regelelektronik . . . . .	148

# Tabellenverzeichnis

2.1	570 nm Farbstofflaser . . . . .	8
2.2	UV-AOM-Modulationsfrequenzen/Verstimmungen . . . . .	9
2.3	Quadrupol-Spulen . . . . .	13
2.4	Schaltverhalten des Quadrupolfeldstromes . . . . .	14
2.5	MOT-Betriebsparameter . . . . .	19
2.6	CCD-Sensor Daten . . . . .	20
2.7	Experimentsteuerung . . . . .	23
3.1	Erreichbare Grenztemperaturen für Mg, Ca und Sr . . . . .	26
3.2	Strahltaillen Quench- und Anregungslaser . . . . .	35
3.3	Umrechnungsfaktoren Quenchlaser . . . . .	36
3.4	Parameter für Quenchexperimente . . . . .	41
3.5	Transfereffizienz beim Quenchkühlen nach [27] . . . . .	44
3.6	Transfereffizienz beim Quenchkühlen, neue Werte . . . . .	45
4.1	UV-Melasse . . . . .	54
4.2	Umrechnungsfaktoren Melasse . . . . .	62
4.3	Parameter Zwei-Photonen-Kühlen, 1D . . . . .	63
4.4	Parameter Zwei-Photonen-Kühlen, 3D . . . . .	65
5.1	Betriebsparameter des Diodenlasers . . . . .	85
5.2	Eigenschaften des hochstabilen Resonators . . . . .	86
7.1	Vom Interferometriepuls adressierte Atome . . . . .	106
7.2	Abschätzung der Stabilität am Quantenlimit . . . . .	108
B.1	Betriebsdaten 924 nm-Titan-Saphir-Laser . . . . .	133
B.2	Betriebsdaten 880 nm-Titan-Saphir-Laser . . . . .	133
B.3	Frequenzverdopplung für 462 nm . . . . .	134
B.4	Anschlussbelegung Mikrokontroller . . . . .	134
B.5	Transfercavity Eigenschaften . . . . .	135
B.6	Scheibenlaser Betriebsparameter . . . . .	135
B.7	Scheibenlaser Betriebsparameter, optimiert . . . . .	135
B.8	Eigenschaften der Referenzcavity . . . . .	136

B.9	Ringresonator zur Verdopplung 914/457 nm . . . . .	136
D.1	Konstanten . . . . .	149
D.2	Wichtige Übergänge von $^{24}\text{Mg}$ . . . . .	150

# Anhang A

## C/C++ Programme

### Programm zur Auswertung von Gl. (3.16)

```
// BR_Automatik. Nils Rehbein, IQO, Stand 19.01.2006
#include <cstdlib>
#include <iostream>
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <conio.h>

// Globale Konstanten
const double PI = 4*atan(1), // Kreiszahl
            c0 = 299792458, // Vakuumlichtgeschwindigkeit
            h = 6.62607755e-34, // Planckzahl
            kB = 1.380658e-23, // Boltzmannfaktor
            M = 24*1.6605402e-27, // Magnesium-24 Atomgewicht
            t2 = 5.1e-03, // Lebensdauer metastab. Niveau
            G2 = 1/t2, // gibt 196.07 s^-1
            G3 = 2.1e07, // Zerfallsrate des oberen Niveaus
            l12 = 457.237e-09, // vak. Wellenlänge Uhrenübergang
            l23 = 462.1300e-09, // vak. Wellenlänge Quenchübergang
            cg12 = 1.0, // Clebsch-Gordan-Koeff. Uhrenüberg.
            cg23 = 1/sqrt(3.0), // Clebsch-Gordan-Koeff. Quenchüberg.
            ldet = 0.10, // Länge der Detektionszone
            T = 273.15+405, // Temp. der Quelle
            vmb = sqrt(kB*T/M), // Hilfsgröße für Boltzmann-Verteilung
            w0x12 = 1.090e-03, // 457 Waist in x-Richtung
            w0z12 = 1.110e-03, // 457 Waist in z-Richtung
            w0x23 = 0.63e-03, // 462 Waist in x-Richtung
            w0z23 = 0.73e-03, // 462 Waist in z-Richtung
            adet = 0.46, // Distanz bis zur Detektion

// Parameter für die Iteration über alle Geschwindigkeiten
v_step = 1, // Schrittweite für v-Diskretisierung
v_max = 2000, // Maximal berücks. Geschwindigkeit
BR_start = 2e-06, // Startwert für BR
BR_step = 1e-08, // Schrittweite für BR-Bestimmung
max_dev = 0.00001, // Max. Abweichung

// Parameter für die Iteration über alle Transversal-Intensitätspunkte
z_step=1e-06, // Auflösung in z-Richtung
z_max=0.830e-03; // Radius des Atomstrahls

// Globale Variablen
double BR = BR_start, // BR Näherungswert
```

```

    p12_ref = 1,
    vf12 = 2,
    p23_ref = 1,
    vf23 = 4,
    observed = 0.80,
    p12 = 0,      // 457 Leistung total
    p23 = 0,      // 462 Leistung total
    imax12 = 2*p12/(PI*w0x12*w0z12), // Max. Intensität 457
    // Rabifrequenz bei max. Intensität:
    rabi12 = cg12*sqrt(3*imax12*pow(l12,3)*G2/(2*PI*h*c0));
    char input[128], dataset[32];

// Funktionen
void find_br_manual(void);
double prediction(void);
double edet(double);
double floop(double, double);
double boltz(double);
double quench(double, double, double);

// Main
int main(int argc, char *argv[])
{
    double x=1000;
    FILE *infile=fopen("brcalc_in.txt","r"); // Eingabedaten
    FILE *outfile=fopen("brcalc_out_r_Omm83.txt","w"); // Ergebnisse
    while(!feof(infile))
    {
        BR=BR_start;
        fgets(input,128,infile);
        sscanf(input,"%s %lf %lf %lf %lf %lf",
            &dataset,&p12_ref,&vf12,&p23_ref,&vf23,&observed);
        p12 = vf12*p12_ref;      // 457 Leistung total
        p23 = p23_ref*vf23;      // 462 Leistung total
        imax12 = 2*p12/(PI*w0x12*w0z12); // Max. Intensität 457
        // Rabifrequenz bei max. Intensität:
        rabi12 = cg12*sqrt(3*imax12*pow(l12,3)*G2/(2*PI*h*c0));
        printf("\n\nBerechne BR fuer:");
        printf("\n\n%s",input);
        printf("\n\nP12ges = %1.3f  P23ges = %1.3f  N/NO = %1.6f ",
            p12,p23,observed);
        find_br_manual();
        fprintf(outfile,"\n %s %1.3f %1.3f %1.6f %1.3e %3.1f",
            dataset,p12,p23,observed,BR, G3*BR);}
    fclose(infile);
    fclose(outfile);
    return EXIT_SUCCESS;}

void find_br_manual(void) // BR finden
{
    unsigned long i=0;
    double pred = 0;
    printf("\n\nBranching Ratio durch Iteration finden:");
    printf("\n\nKalkuliere . . .");
    pred = prediction();
    while (fabs(observed-pred)>=max_dev)
    {
        printf("\rBR = %1.3e,  G23 = %3.1f s^-1,  Progn. = %1.4f,\n\
Beob. = %1.4f ", BR, G3*BR, pred, observed);
        if(pred > observed) BR += fabs(observed-pred)*BR_step*8000;
        if(pred < observed) BR -= fabs(observed-pred)*BR_step*4000;
        pred = prediction();
        i++;}
    printf("\rBR = %1.3e,  G23 = %3.1f s^-1,  Progn. = %1.4f,\n\
Beob. = %1.4f ", BR, G3*BR, pred, observed);
    printf("\n\n>>> Fertig nach %i Schritten. \a\n\n",i);
    return;}

//Erw. N/NO(BR) berechnen mit Transversalintegration:

```



```

double prediction(void)
{double sig_summe_v = 0, qsig_summe_v = 0, vx = 0.000001,
  sig_summe_z = 0, qsig_summe_z = 0, z = 0.000001;
  while (z <= z_max) // Integration über alle z
  {sig_summe_v=0;
   qsig_summe_v=0;
   vx=0.000001;
   while(vx <= v_max) // Integr. über long. Geschwindigkeit
   {sig_summe_v += (boltz(vx) * flop(vx, z) * edet(vx));
    qsig_summe_v+=(boltz(vx) * flop(vx, z) *
      edet(vx) * quench(vx,BR,z));
    vx += v_step;};
   sig_summe_z += sig_summe_v;
   qsig_summe_z += qsig_summe_v;
   z += z_step;};
  return qsig_summe_z/sig_summe_z;};

inline double edet(double vv) // Distanzeinfluss
{return exp(-G2*adet/vv)*(1-exp(-G2*ldet/vv));};

inline double boltz(double vv) // Geschwindigkeitsverteilung
{return pow(vv,3)/(2*pow(vmb,4))*exp(-pow(vv,2)/(2*pow(vmb,2)));};

inline double flop(double vv, double zz) // Rabi-Anregungswahrscheinlichkeit
{return pow(sin(sqrt(PI)*0.5*rabi12*exp(-pow(zz,2)/pow(w0z12,2))*w0x12/vv),2);};

// rho22'/rho22 beim Quenchen am Punkt z:
inline double quench(double vv,double bb, double zz)
{return exp(-pow(123,3)*bb*p23*sqrt(PI)/2)/
  (PI*PI*h*c0*w0z23*vv)*exp(-2*zz*zz/(w0z23*w0z23));};

```

## Steuerungsprogramm für das Transfer-Lock

```

// transferlock.c (Programm zur Langzeit-Frequenzstabilisierung). Nils Rehbein IQO 2005.

// Include Dateien

#include <mega8.h>
#include <delay.h>
#include <stdio.h>
#include <string.h>

// Allgemeine Makros und Konstanten (Preprozessor)

#define YES 1
#define NO 0
#define ON 1
#define OFF 0
#define POS 1
#define NEG -1
#define UPDOWN PORTB.0 // Richtungs-Wähler des Digitalpotis
#define STEP PORTB.1 // Step-Eingang des Digitalpotis
#define RELAIS PORTB.5 // Port für das Relais, das Stellsignal zum Ausgang durchschaltet
#define HENE 0 // Indizes für Arrays
#define RAMPE 2
#define TISA 1
#define ANFANG 2
#define U_HENE 1 // Analog-Ports
#define U_TISA 2
#define U_RAMPE 0
#define LED_A PORTB.3
#define LED_B PORTB.4

```

```

#define REDPRESSED (PINB.2==0) // Status der roten Taste ganz links
#define APRESSED (PINB.3==0) // Status der A-Taste
#define BPRESSED (PINB.4==0) // Status der B-Taste
#define FIRST_ADC_INPUT 0 // für den ADC-Autoscan von..bis
#define LAST_ADC_INPUT 2
#define mV(x) ((x)*(5000/1023)) // ADC-Resultat als Spannung in mV ausgeben
#define FREERUNNING 0
#define LOCK 1
#define UPSCAN 2
#define DOWNSCAN 3
#define AVERAGES_DEFAULT 150 // Anzahl der Datenpunkte für Durchschnittswerte
#define TXRX 0x98 // Senden und Empfangen über RS-232 möglich
#define TX 0x08 // Nur Senden möglich

// Globale Analogsignale

unsigned int maxsig[2]; // Maxima der Laserdioden-Signale als y-Koordinaten
unsigned int rampe[3]; // Rampenspannungen als x-Koordinaten
unsigned int lastmaxsig[2]; // siehe oben, nur halt vom letzten Scan
unsigned int lastrampe[3];
unsigned int letzterampe=0; // um zu sehen, ob wir auf der steigenden Flanke sind...
unsigned int adc_data[LAST_ADC_INPUT-FIRST_ADC_INPUT+1]; // Array für Analogeingänge

// Globale Zustands-Variablen

unsigned char sendtoserial=YES; // Infos zur seriellen Schnittstelle senden ?
unsigned char rise=NO; // Sind wir aktuell auf der steigenden Flanke der Rampe ?
signed char wiper=0; // Gibt die aktuelle Poti-Stellung an
unsigned char modus=FREERUNNING; // Betriebsart
unsigned char scanrate=1; // Stellschritte bis zum Scannen per Servo-Cycle
signed int scancount=1; // Zählt die Regelzyklen für das Scannen ab.
unsigned long int cycle_sum=0; // Allgemeiner Regel-Zyklus-Zähler

// Variablen für die Bildung und Verwendung von Fehler-Durchschnittswerten

signed long int delta_sum=0; // Summe
signed long delta_avg=0; // Durchschnitt
unsigned char delta_num=0;
// anzahl bereits gezogener Datenpunkte seit letzter Initialisierung der Statistik
unsigned char averaging_complete=NO; // Gibt es schon neuen Durchschnittswert ?
unsigned int averages=AVERAGES_DEFAULT;

// Regelparameter

signed int servodelta=0; // Aktuelle Abweichung vom Sollwert in mV
signed int servosoll=0; // Sollwert in mV

// Routinen zur Steuerung des Digitalpotis

void down(unsigned char times) // Einen Spannungsschritt nach unten
{
    unsigned char i;
    for(i=1;i<=times;i++)
    {
        UPDOWN=0;
        STEP=1;
        STEP=0;
        STEP=1;
        if (wiper>(-64)) wiper--;
    };
    return;
}

void up(unsigned char times) // Einen Spannungsschritt nach oben
{

```

```

unsigned char i;
for(i=1;i<=times;i++)
{
    UPDOWN=1;
    STEP=1;
    STEP=0;
    STEP=1;
    if(wiper<64) wiper++;
};
return;
}

// Routinen zum Lesen der Analogeingänge und Bestimmung der Lage der Maxima

#define ADC_VREF_TYPE 0x00
#pragma savereg-
interrupt [ADC_INT] void adc_isr(void)
{
#asm
    push r26
    push r27
    push r30
    push r31
    in r30,sreg
    push r30
#endasm
register static unsigned char input_index=0;
adc_data[input_index]=ADCW;
if (++input_index > (LAST_ADC_INPUT-FIRST_ADC_INPUT))
    input_index=0;
ADMUX=FIRST_ADC_INPUT|ADC_VREF_TYPE|input_index;
ADCSRA|=0x40;
#asm
    pop r30
    out sreg,r30
    pop r31
    pop r30
    pop r27
    pop r26
#endasm
if((adc_data[U_RAMPE]-letzterampe)>=-5) rise=YES; else rise=NO;
letzterampe=adc_data[U_RAMPE];
if(rise==YES)
{
    if (maxsig[HENE]<adc_data[U_HENE])
    {
        maxsig[HENE]=adc_data[U_HENE];
        rampe[HENE]=adc_data[U_RAMPE];
    };
    if (maxsig[TISA]<adc_data[U_TISA])
    {
        maxsig[TISA]=adc_data[U_TISA];
        rampe[TISA]=adc_data[U_RAMPE];
    };
};
}
#pragma savereg+

// -----

// Routinen zur Bildung des mittleren Fehlers (Frequenzabweichung)

void update_average(void)
{
    if (delta_num < averages)

```

```

    {
        delta_sum += (long) servodelta;
        delta_num ++;
        averaging_complete=NO;
    };
    if(delta_num >= averages)
    {
        delta_avg = (delta_sum/((long)delta_num));
        delta_sum=0;
        delta_num=0;
        averaging_complete=YES;
        cycle_sum++;
    };
    return;
}

void init_average(void)
{
    delta_sum=0;
    delta_num=0;
    averaging_complete=NO;
    return;
}

// -----

// RS-232 Modus zum Einstellen einiger Parameter

void rs_control(void)
{
    char auswahl[60];
    auswahl[0]='\0';
    UCSRB=TXRX;
    while((auswahl[0]!='q')
    {
        printf("\r> Auswahl: (s)canrate (a)nzahl fuer Mittelung (q)uittieren");
        printf("\r>          (u)mschalten RS232-Protokoll (i)nitialisiere Zyklus-Zaehler");
        printf("\r> ? ");
        gets(auswahl,60);
        switch ((auswahl[0]))
        {
            case 's':
            {
                printf("\r> Nach jedem %i-ten Regel-Zyklus wird ein Schritt weitergestellt;\n\n\r neuen Wert eingeben oder . zum Uebergehen.",scanrate);
                printf("\r> ? ");
                gets(auswahl,60);
                if(auswahl[0]!='.')
                { sscanf(auswahl,"%i",&scanrate);
                  printf("\rWeiterstellen jetzt nach je %i Regelzyklen! \r",scanrate); };
                break;
            };
            case 'a':
            {
                printf("\r> Anzahl Daten fuer Mittelung ist %i Schritte pro Regel-Zyklus;\n\n\r neuen Wert eingeben oder . zum Uebergehen.",averages);
                printf("\r> ? ");
                gets(auswahl,60);
                if(auswahl[0]!='.')
                { sscanf(auswahl,"%i",&averages);
                  printf("\rSchrittzahl pro Regel-Zyklus ist jetzt %i\r",averages); };
                break;
            };
            case 'u':
            {

```

```

        if(sendtoseriale == YES)
        {
            sendtoseriale=NO;
            printf("\r Serielles Protokoll AUS !\r");
        } else
        {
            sendtoseriale=YES;
            printf("\r Serielles Protokoll EIN !\r");
        };
        break;
    };
case 'i':
{
    printf("\r Zyklus-Zaehler initialisiert !\r");
    cycle_sum=0;
    break;
};
case 'q':
{
    UCSRB=TX;
    return;
    break;
};
default: { auswahl[0]='q'; };
};
};
UCSRB=TX;
return;
}

// -----
// Minimum-Maximum Routine (zum Peaks finden)

void init_maxmem(void)
{
    unsigned char i=0;
    for (i=0;i<2;i++) lastmaxsig[i]=maxsig[i];
    for (i=0;i<3;i++) lastrampe[i]=rampe[i];
    maxsig[HENE]=adc_data[U_HENE];
    maxsig[TISA]=adc_data[U_TISA];
    letzterampe=adc_data[U_RAMPE];
    rampe[TISA]=letzterampe;
    rampe[HENE]=letzterampe;
    rampe[ANFANG]=letzterampe;
    return;
}

// Interrupts

// Grüne Taste INT

interrupt [EXT_INT0] void ext_int0_isr(void) // Interrupt-Routine für die Interrupt-Taste
{
    modus=FREERUNNING; // in den Freilauf gehen, soweit die Tasten nichts anderes sagen
    servosoll = delta_avg;
    init_average();
    if (REDPRESSED) { modus=LOCK; return; }; // bei aktueller Frequenz locken
    if ((BPRESSED)&&!(APRESSED)) { scancount=1; modus=UPSCAN; return; };
    // bei aktueller Frequenz locken und Scan starten
    if ((APRESSED)&&!(BPRESSED)) { scancount=1; modus=DOWNSCAN; return; };
    // bei aktueller Frequenz locken und Scan starten
    if (!(REDPRESSED)&&(APRESSED)&&BPRESSED) { rs_control(); return; };
    // In den interaktiven RS-232-Modus eingehen.
    return;
}

```

```

}

// Interrupt bei jedem Cavity-Scan, dh. das eigentliche Regelprogramm

interrupt [EXT_INT1] void ext_int1_isr(void)
// Interrupt-Routine gekoppelt an das Trigger-Signal des Cavityscans
{
  rise=YES; // Definitiv sind wir auf dem aufsteigenden Ast
  init_maxmem(); // bereitmachen für den nächsten Scan
  servodelta=mV((int)lastrampe[HENE]-(int)lastrampe[TISA]);
  // aktuellen Abstand der Maxima ziehen
  update_average(); // Statistikregister aktualisieren
// Freilauf:
if(modus==FREERUNNING)
{
  while (wiper>0) down(1);
  while (wiper<0) up(1);
  if (averaging_complete==YES)
  {
    if(sendtoserial) printf("\r>FREILAUF: #i Abw.=i Soll=i\
Fehler=i",cycle_sum,delta_avg,servosoll,delta_avg-servosoll);
  }
};
if(modus==LOCK)
{
  if (averaging_complete==YES)
  {
    if(sendtoserial) printf("\r>LOCK: #i Abw.=i Soll=i Fehler=i Stellen:",\
cycle_sum,delta_avg,servosoll,delta_avg-servosoll);
    if ((int) delta_avg < (servosoll - 1)) { up(1); if(sendtoserial) printf("+"); };
    if ((int) delta_avg < (servosoll - 5)) { up(1); if(sendtoserial) printf("+"); };
    if ((int) delta_avg < (servosoll - 10)) { up(2); if(sendtoserial) printf("++"); };
    if ((int) delta_avg > (servosoll + 1)) { down(1); if(sendtoserial) printf("-"); };
    if ((int) delta_avg > (servosoll +5)) { down(1); if(sendtoserial) printf("-"); };
    if ((int) delta_avg > (servosoll +10)) { down(2); if(sendtoserial) printf("--"); };
  }
};
if(modus==UPSCAN)
{
  if (averaging_complete==YES)
  {
    if (scancount==scanrate)
    {
      servosoll++;
      printf("(+s)");
      scancount=1;
    }
    else
    {
      scancount++;
    };
    if(sendtoserial)
    printf("\r>SCAN AUFWAERTS: #i Abw.=i Soll=i Fehler=i Stellen:"\
,cycle_sum,delta_avg,servosoll,delta_avg-servosoll);
    if ((int) delta_avg < (servosoll - 1)) { up(1); if(sendtoserial) printf("+"); };
    if ((int) delta_avg < (servosoll - 5)) { up(1); if(sendtoserial) printf("+"); };
    if ((int) delta_avg < (servosoll - 10)) { up(2); if(sendtoserial) printf("++"); };
    if ((int) delta_avg > (servosoll + 1)) { down(1); if(sendtoserial) printf("-"); };
    if ((int) delta_avg > (servosoll +5)) { down(1); if(sendtoserial) printf("-"); };
    if ((int) delta_avg > (servosoll +10)) { down(2); if(sendtoserial) printf("--"); };
  }
};
if(modus==DOWNSCAN)
{
  if (averaging_complete==YES)

```

```

{
  if (scancount==scanrate)
  {
    servosoll--;
    printf("(s)");
    scancount=1;
  }
  else
  {
    scancount++;
  };
  if(sendtoserial)
  printf("\r>SCAN ABWAERTS: #%i Abw.=%i Soll=%i Fehler=%i Stellen:"\
, cycle_sum, delta_avg, servosoll, delta_avg-servosoll);
  if ((int) delta_avg < (servosoll - 1)) { up(1); if(sendtoserial) printf("+"); };
  if ((int) delta_avg < (servosoll - 5)) { up(1); if(sendtoserial) printf("+"); };
  if ((int) delta_avg < (servosoll - 10)) { up(2); if(sendtoserial) printf("++"); };
  if ((int) delta_avg > (servosoll + 1)) { down(1); if(sendtoserial) printf("-"); };
  if ((int) delta_avg > (servosoll +5)) { down(1); if(sendtoserial) printf("-"); };
  if ((int) delta_avg > (servosoll +10)) { down(2); if(sendtoserial) printf("--"); };
}
};
}

// Hauptprogramm. Fast nur Initialisierungen.

void main(void)
{
  // Ports und so weiter initialisieren
  PORTB=0x00;
  DDRB=0x23;
  // PORTB=0x1C;
  // DDRB=0x23;
  PORTC=0x00;
  DDRC=0x00;
  PORTD=0x00;
  DDRD=0x00;
  TCCR0=0x00;
  TCNT0=0x00;
  TCCR1A=0x00;
  TCCR1B=0x00;
  TCNT1H=0x00;
  TCNT1L=0x00;
  OCR1AH=0x00;
  OCR1AL=0x00;
  OCR1BH=0x00;
  OCR1BL=0x00;
  TCCR2=0x00;
  ASSR=0x00;
  TCNT2=0x00;
  OCR2=0x00;
  GICR=0xC0;
  MCUCR=0x0A;
  GIFR=0xC0;
  TIMSK=0x00;
  // -----
  //   Initialisierung der RS-232 Schnittstelle
  UCSRA=0x00;
  // UCSRB=0x98; // Rx und Tx möglich!
  UCSRB=TX;
  UCSRC=0x86;
  UBRRL=0x33;
  UBRRH=0x00;
  // -----
  ACSR=0x80;

```

```
SFIOR=0x00;
ADMUX=FIRST_ADC_INPUT|ADC_VREF_TYPE;
ADCSRA=0xCD;
SFIOR=0x00;
#asm("sei")
//      Digitalpoti initialisieren, währenddessen keine Verbindung zur AC-Cavity
        RELAIS=OFF;
delay_ms(2000);
up(130);
down(64);
RELAIS=ON;
printf("\r\r>INITIALISIERT");
// Ab jetzt läuft die Endlosschleife, das eigentliche Programm hängt am Interrupt 1,
// der bei jedem Cavity-Scan ausgelöst wird.
while(1){};
}
```



## Anhang B

# Technische Daten und Betriebsparameter

Parameter	Wert
Wellenlänge	924 nm
Ausgangsleistung	max. 650 mW
Pumplaser	Coherent VERDI V-10 <sup>®</sup>
Pumleistung	9 W (532 nm)

Tabelle B.1: *Betriebsdaten des zur Erzeugung von 924 nm Laserlicht eingesetzten Lasers (TiS-SF-07e, Fa. Tekhnoscan, Novosibirsk).*

Parameter	Wert
Wellenlänge	880 nm
Ausgangsleistung	max. 1,2 W
Pumplaser	Coherent Innova-400 <sup>®</sup>
Pumleistung	16,6 W (514 nm, multiline-vis)

Tabelle B.2: *Betriebsdaten des zur Erzeugung von 880 nm Laserlicht eingesetzten Lasers (TiS-SF-07e, Fa. Tekhnoscan, Novosibirsk).*

Nichtlinearer Kristall:	
Material	ppKTP (Fa. Raicol, Yehud, Israel)
Abmessungen	$2 \times 3 \times 15$ mm, einseitiger Schrägschliff.
AR-Beschichtung	462/924 nm
Resonator:	
Typ	konfokal
Länge	20 mm
Waist	$35\mu\text{m}$
Spiegel:	
Krümmungsradius	beide 10 mm
Einkoppler	AR f. 462 nm, T=10% f. 924 nm
Rückreflektor	HR f. 462/924 nm

Tabelle B.3: Daten des linearen Verdopplungsresonators für die Erzeugung von 462 nm Licht.

Port-Bezeichnung	Konfiguration	Signalbedeutung
C0	Analog-Eingang	Cavity-Scan-Rampe
C1	Analog-Eingang	Fringe HeNe
C2	Analog-Eingang	Fringe TiSa
B0	Digital-Ausgang	Digitalpoti Stellpuls
B1	Digital-Ausgang	Digitalpoti Richtungswahl
B2	Digital-Eingang	Taste ‚Locken‘
B3	Digital-Eingang	Taste ‚Scan-Up‘
B4	Digital-Eingang	Taste ‚Scan-Down‘
B5	Digital-Ausgang	Steuerpuls für Trenn-Relais
D2=INT0	Digital-Eingang	Taste ‚Interrupt‘
D3=INT1	Digital-Eingang	Cavity-Scan-Trigger
D1,D2	Seriell TX/RX	Senden und Empfangen serieller Daten

Tabelle B.4: Anschlussbelegung des ATMEGA8L Mikrokontrollers für das Transfer-Lock-System. Die Ports C3..C5 (wahlweise ADC oder DIO), C6 (Interrupt/DIO), sowie D5..D7 (Analog-Komparator, Zähler oder DIO) stehen für Erweiterungen zur Verfügung. Der Aufbau wurde auf einem AVR-P28B Prototype Board (Fa. Olimex; Dt. Vertrieb: Elektronikladen Giesler&Danne GmbH, Detmold.) realisiert.

Spacer:	Quarzglas-Rohr, $l=75$ mm, $d_i=26$ mm
Resonator-Typ:	konfokaler Resonator
Spiegel-Abstand:	75 mm
Spiegel-Krümmungsradius:	75 mm
Reflektivität der Spiegel:	99,8 % (für 633 und 924 nm)
Arbeitswellenlängen-Bereiche:	600..700 nm und 840..930 nm
Freier Spektralbereich:	1 GHz
Resonanzbreite (gemessen bei 638 nm):	3,5 MHz
Finesse (gemessen bei 638 nm):	290

Tabelle B.5: *Wichtige Eigenschaften der Transfer-Cavity.*

Parameter	Bezeichner	Typischer Wert
Ausgangsleistung, 914,1 nm, singlemode	P	1,0 W
Ausgangsleistung, 914,1 nm, multimode	P	1,9 W
Dioden-Pumpstrom	I	35 A
Dioden-Kühlwasser-Temperatur	$T_D$	20,5 °C
NTCs am Diodenkühlkörper	$R_{DKK}$	9,10 k $\Omega$
Kristall-Kühlwasser-Temperatur	$T_K$	12,5 °C
Kristall-Kühlwasser-Durchfluss	$\Phi$	0,9 l/min
NTC am 4 mm-Etalon	$R_{4mm}$	4,12 k $\Omega$
NTC am 0,6 mm-Etalon	$R_{0,6mm}$	5,15 k $\Omega$

Tabelle B.6: *Typische Werte für wichtige Betriebsparameter des Nd:YVO<sub>4</sub>-Scheibenlasers.*

Parameter	Bezeichner	Typischer Wert
Ausgangsleistung, stabil singlemode	P	710 mW
Dioden-Pumpstrom	I	36,2 A
Dioden-Kühlwasser-Temperatur	$T_D$	24,5 °C
NTCs am Diodenkühlkörper	$R_{DKK}$	7,75 k $\Omega$
Kristall-Kühlwasser-Temperatur	$T_K$	12,3 °C
Kristall-Kühlwasser-Durchfluss	$\Phi$	0,9 l/min
NTC am 4 mm-Etalon	$R_{4mm}$	3,98 k $\Omega$
NTC am 0,6 mm-Etalon	$R_{0,6mm}$	3,78 k $\Omega$

Tabelle B.7: *Für den Betrieb bei 914,475 nm Wellenlänge optimierte Betriebsparameter des Nd:YVO<sub>4</sub>-Scheibenlasers.*

Spacer	Quarzglas-Rohr, $l = 75\text{mm}$ , $d_i = 26\text{ mm}$
Resonator-Typ	konfokaler Resonator
Spiegel-Abstand	75 mm
Spiegel-Krümmungsradius	75 mm
Reflektivität der Spiegel	99,8 % (für 633 und 924 nm)
Arbeitswellenlängen-Bereich	450..1000 nm
Freier Spektralbereich	1 GHz
Resonanzbreite (914 nm)	$\approx 400\text{ MHz}$
Finesse (914 nm)	$\approx 2,5$

Tabelle B.8: *Eigenschaften der für die Stabilisierung des Scheibenlasers verwendeten Referenzcavity.*

Parameter	Bezeichner	Wert
Resonatorlänge	$l$	340 mm
Strahltaile im langen Resonatorarm	$w_{01}$	147,1 $\mu\text{m}$
Strahltaile im Kristall	$w_{02}$	49,4 $\mu\text{m}$
Spiegel M1, Reflektivität (914 nm)	$R_1$	6 %
Spiegel M2,M3,M4, Reflektivität (914 nm)	$R_2$	HR
Spiegel M3,M4, Krümmungsradius	$r_k$	75 mm

Tabelle B.9: *Eigenschaften des Verdopplungs-Ringresonators zur Erzeugung von 457 nm-Licht; siehe auch Abbildung 5.8. Der Auskoppelspiegel M2 ist beidseitig gekrümmt (Nulllinse).*

# Anhang C

## Elektronik-Schaltpläne

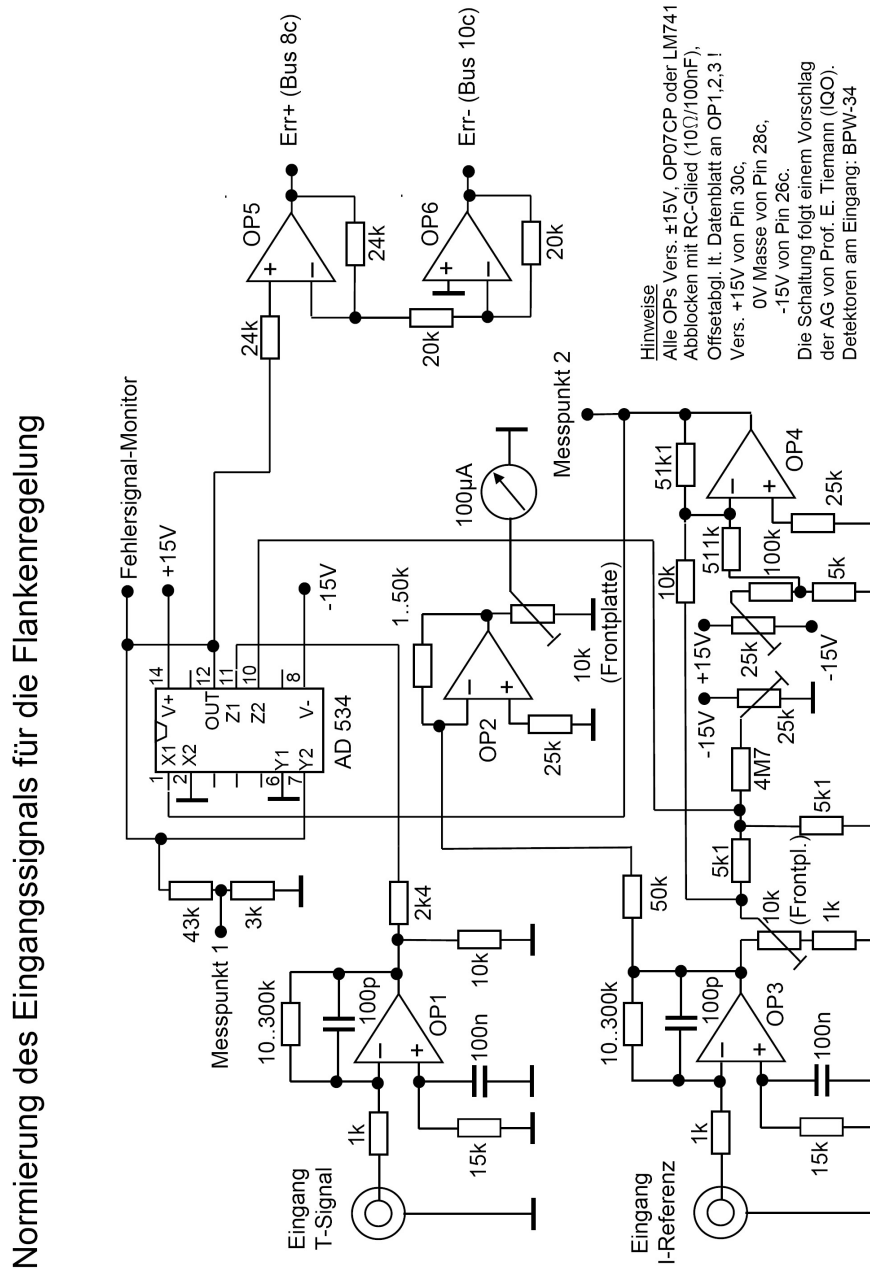


Abbildung C.1: Schaltung zur Erzeugung eines auf die Laserintensität normierten Transmissions-Signales für den Referenzresonator der Kurzzeit-Stabilisierung. Nach einem Vorschlag aus der AG E. Tiemann (IQO).

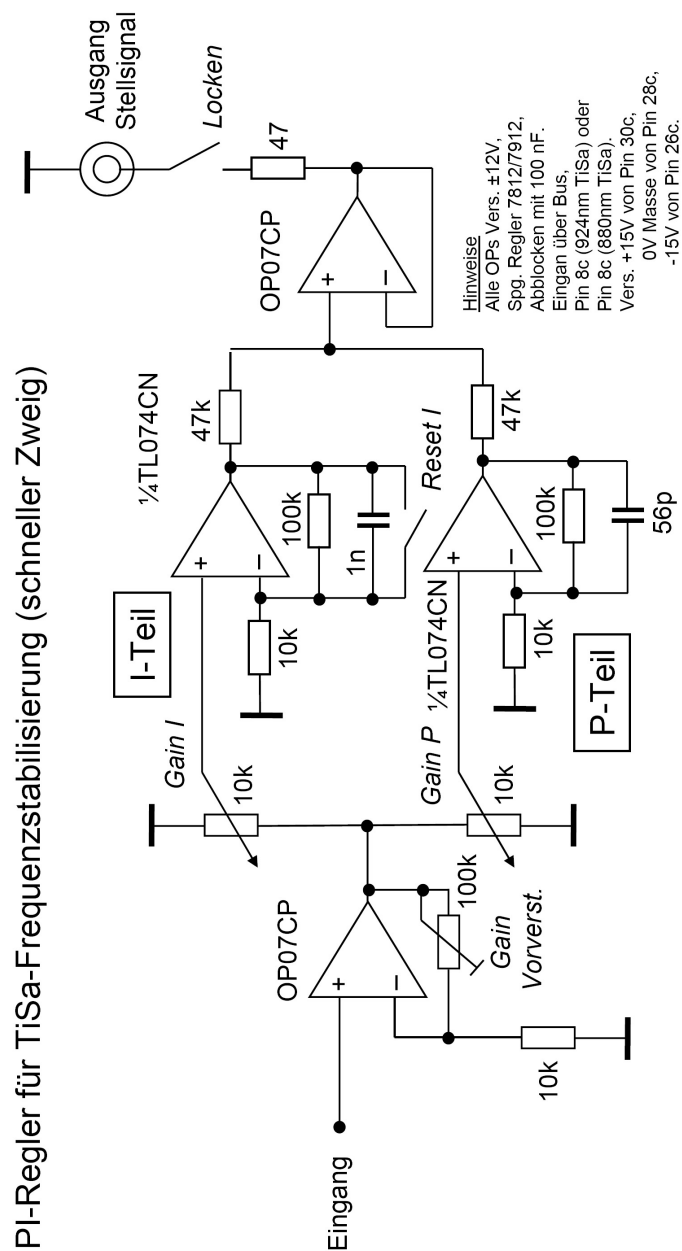


Abbildung C.2: Schaltplan des PI-Reglers für die Kurzzeit-Stabilisierung der Titan-Saphir-Laser

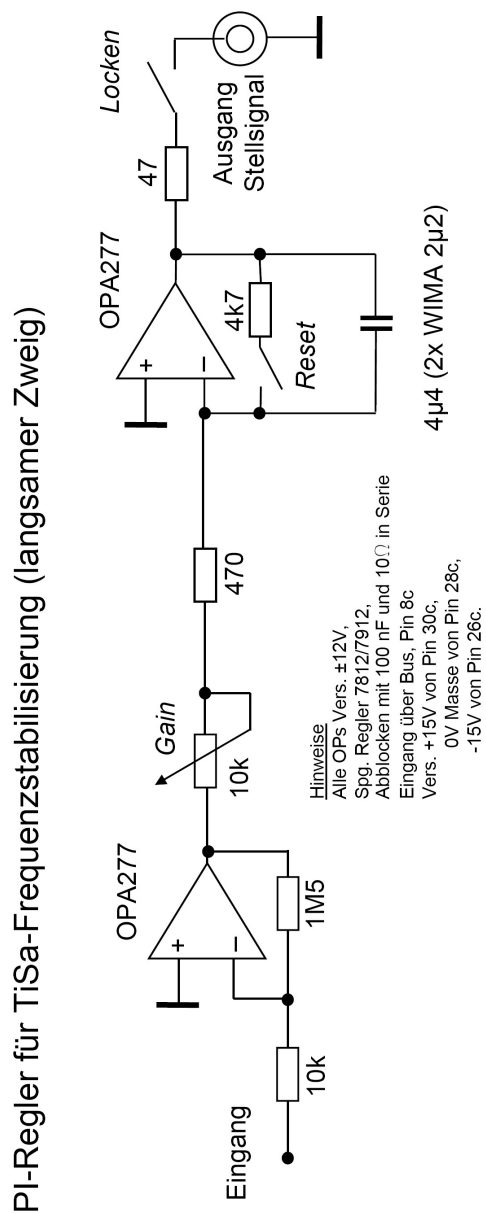


Abbildung C.3: Schaltplan des PI-Reglers für die Kurzzeit-Stabilisierung des 924 nm-Titan-Saphir-Lasers (langsamer Zweig)



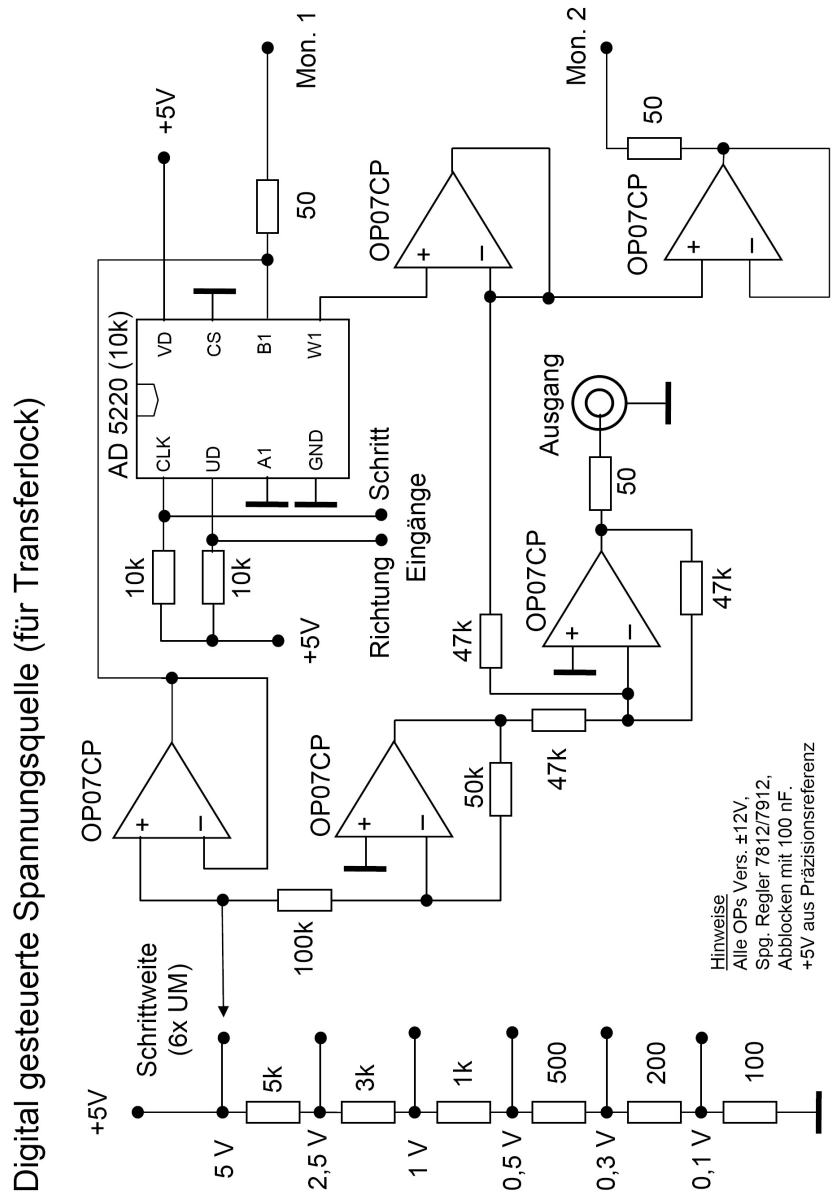


Abbildung C.4: Schaltplan der digital gesteuerten Spannungsquelle für den Transfer-Lock, erste Version

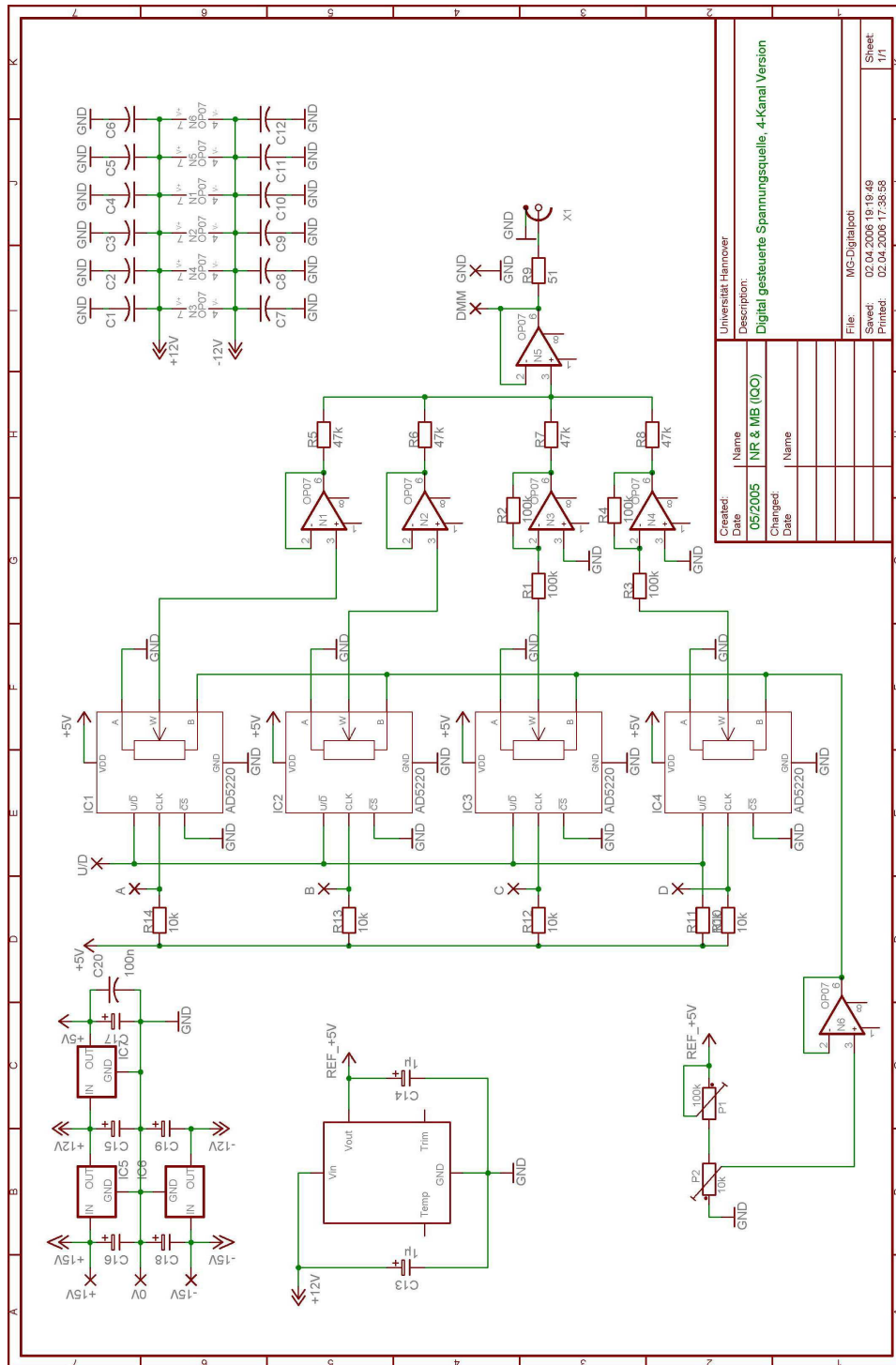


Abbildung C.5: Schaltplan der digital gesteuerten Spannungsquelle für den Transfer-Lock, verbesserte Version mit 4-facher Einstellgenauigkeit

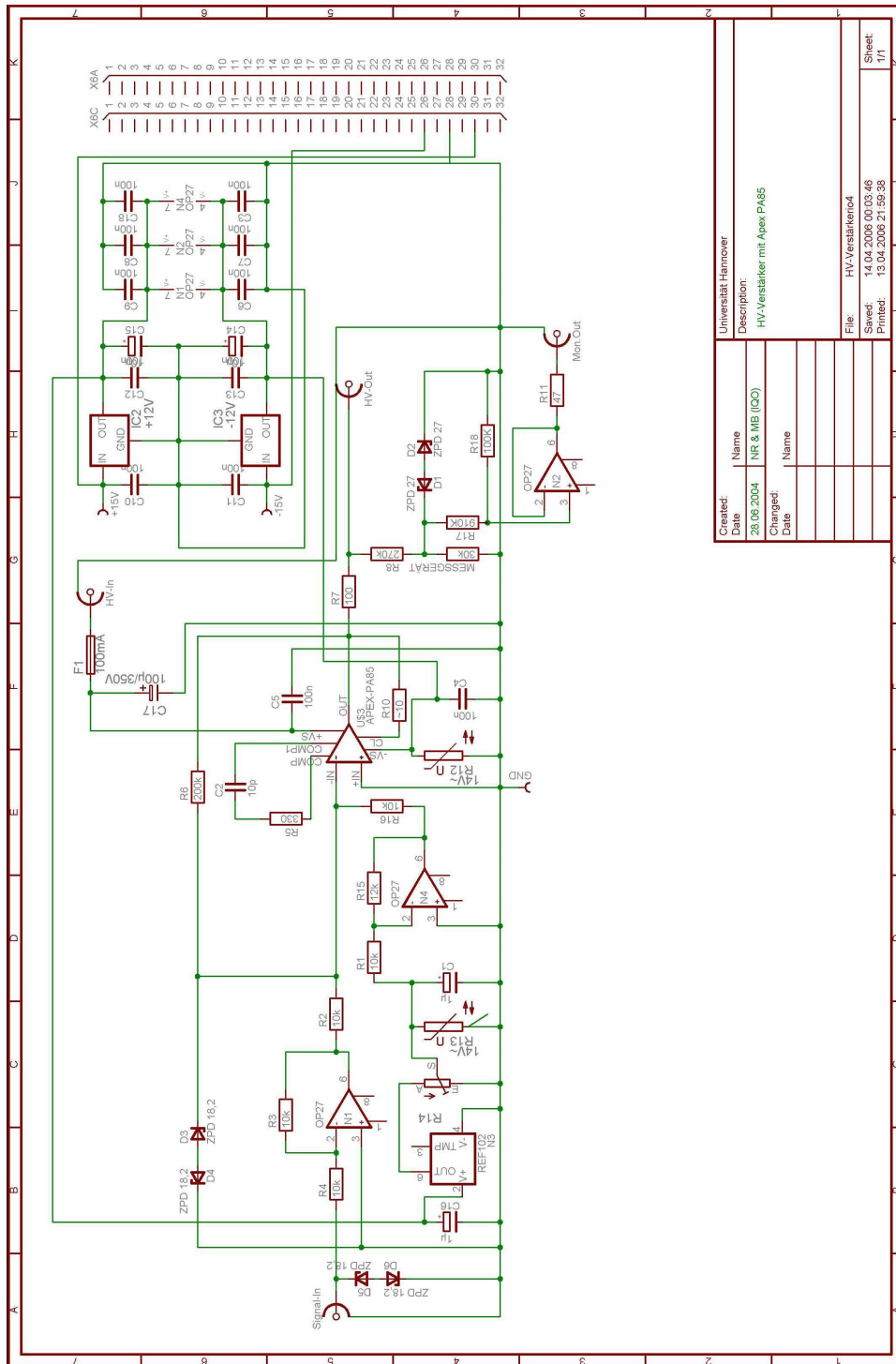


Abbildung C.6: Schaltplan des Hochspannungsverstärkers zur Ansteuerung von Piezos mit dem PA-85 der Fa. Apex.

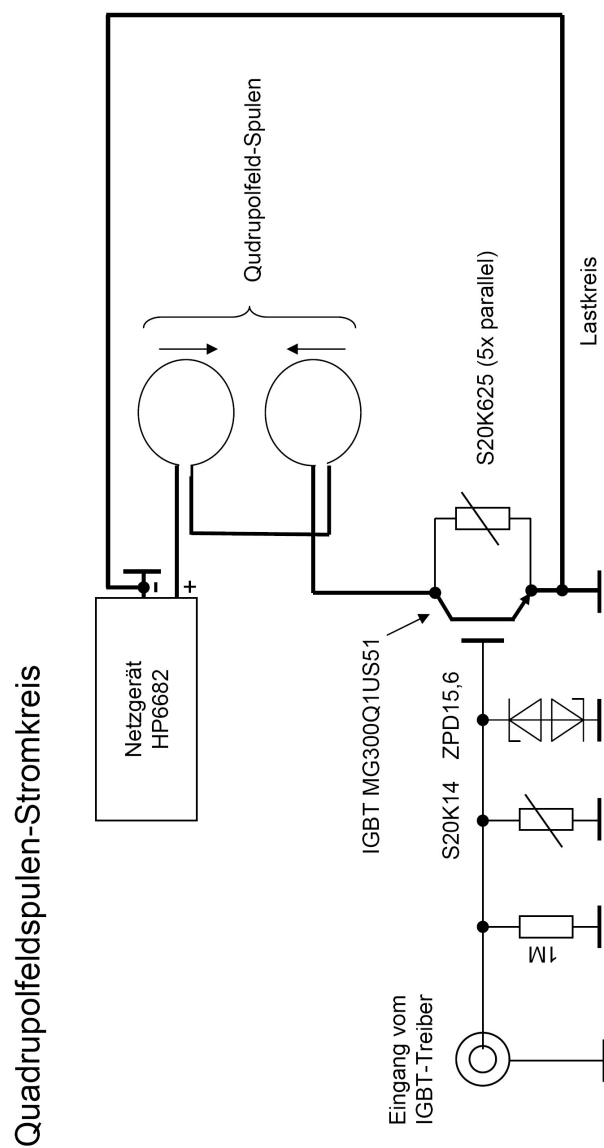
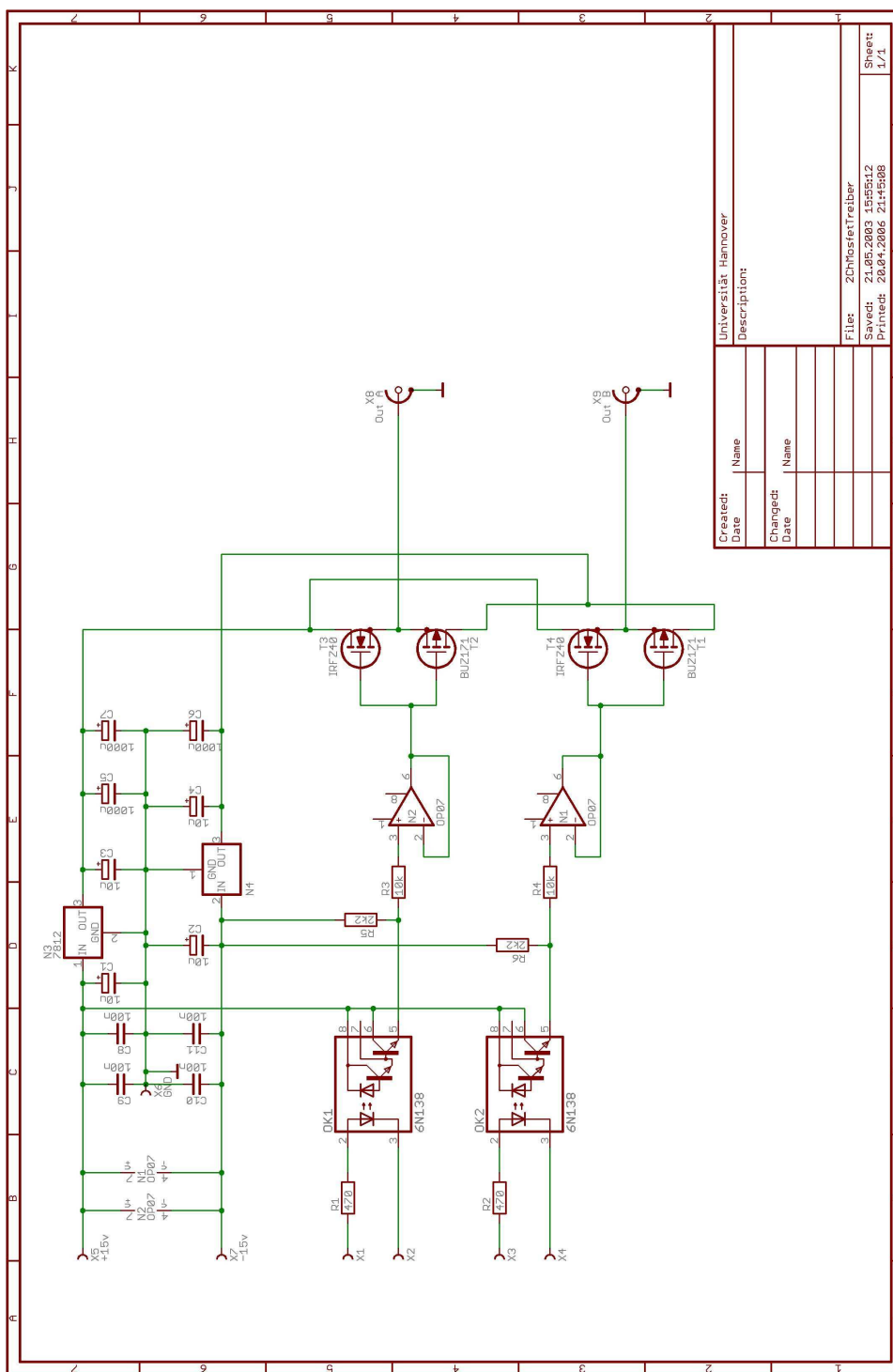


Abbildung C.7: Stromkreis zum Schalten der Quadrupol-Feldspulen mittels IGBT.



Created:		Name	
Date		Universität Hannover	
Description:			
Changed:		Name	
Date			
File:		ZChHofstetTreiber	
Saved:		21.05.2003 15:55:12	
Printed:		22.04.2006 21:45:08	
Sheet:		1/1	

Abbildung C.8: Schaltung zur Ansteuerung des IGBTs der Quadrupol-Feldspulen.

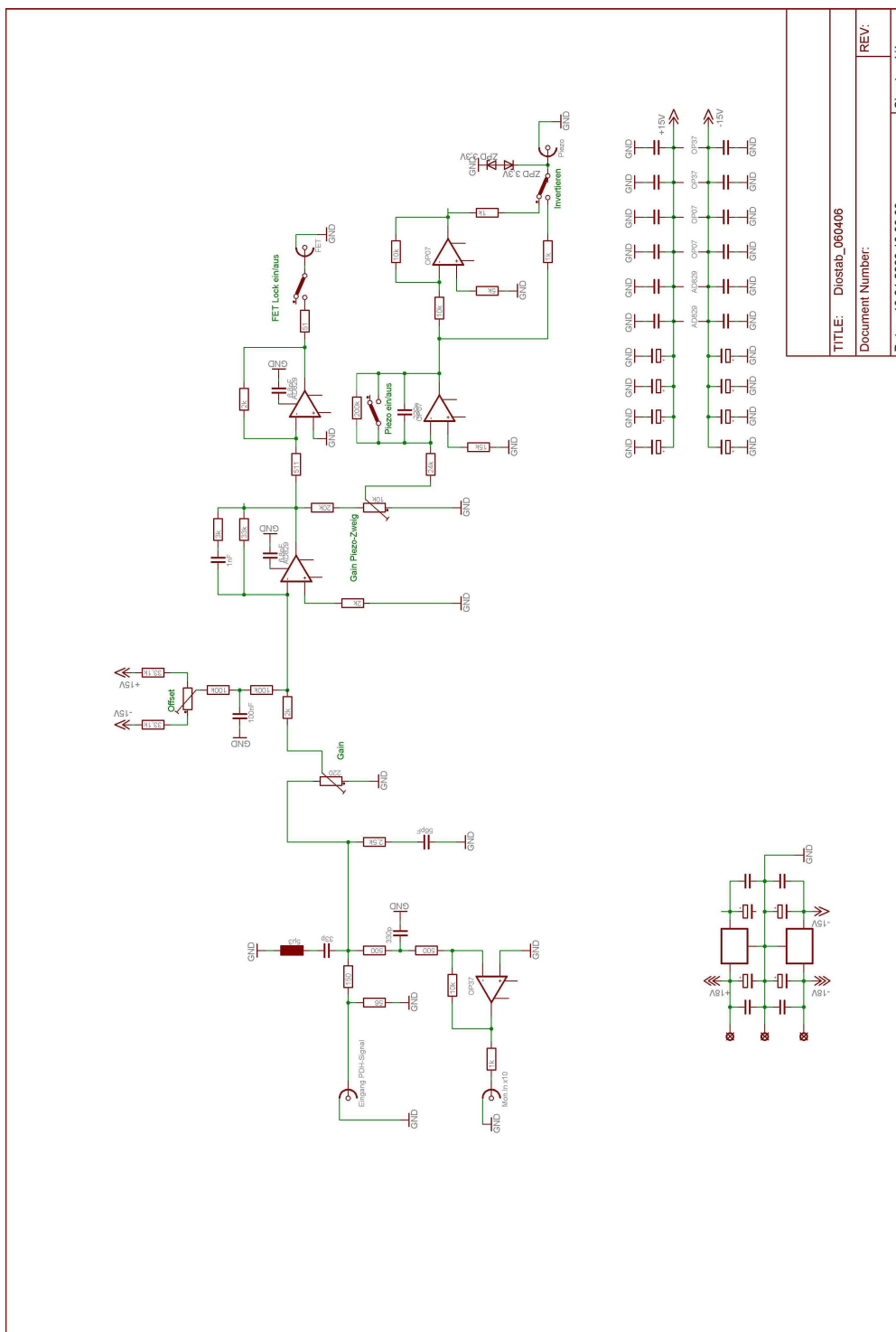


Abbildung C.9: Schaltplan der Diodenlaser-Regelung. Abgewandeltes Konzept in Anlehnung an [79].

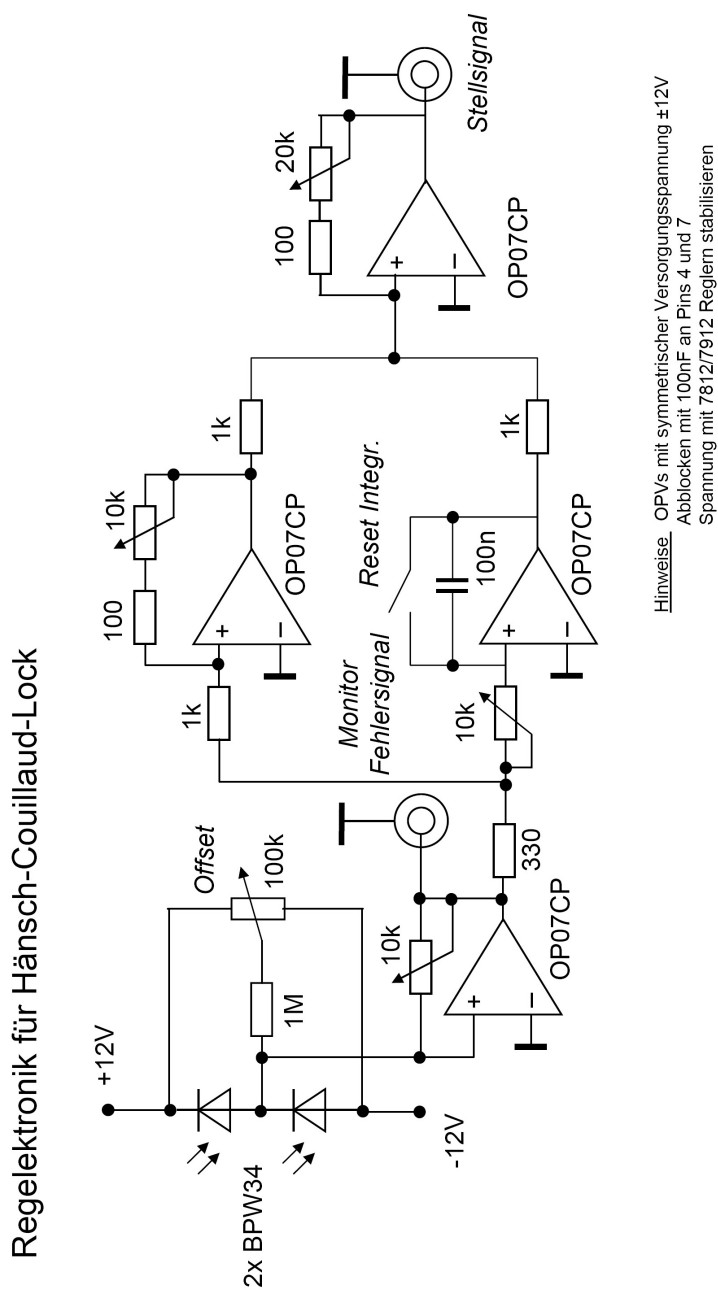
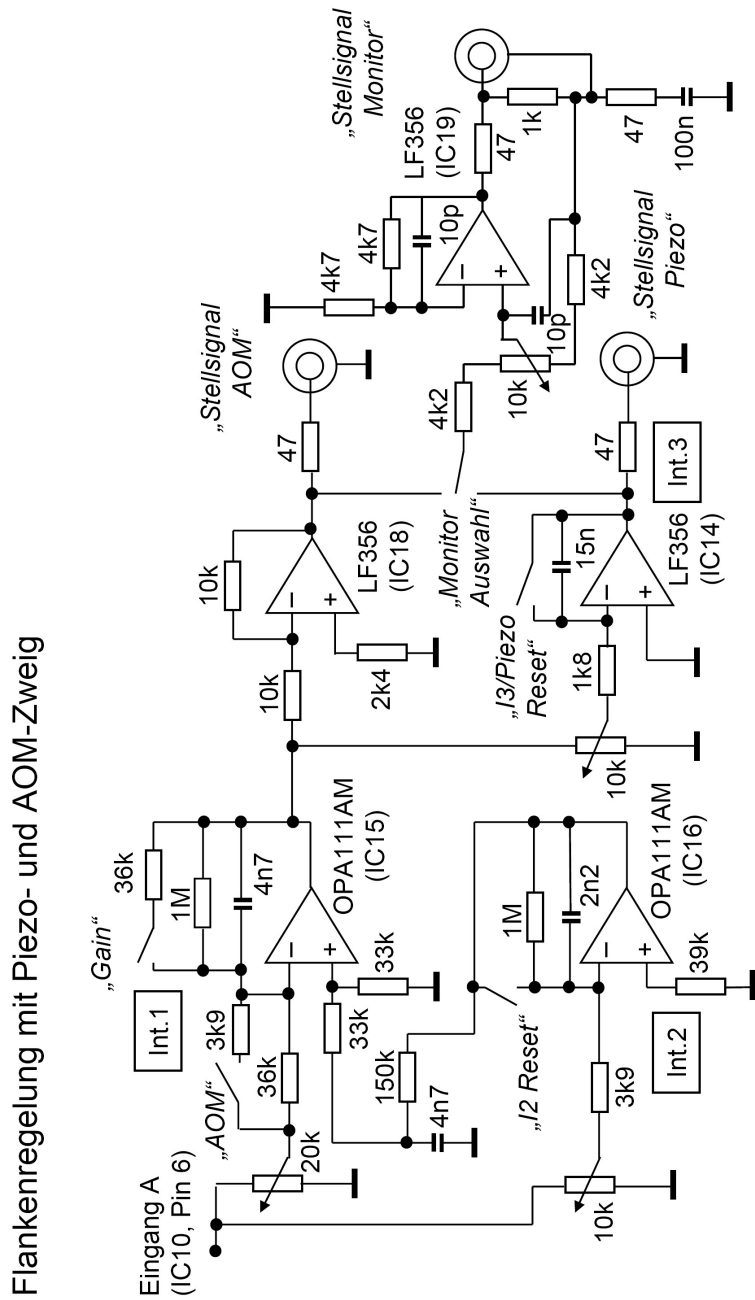


Abbildung C.10: Schaltplan des Detektorverstärkers mit PI-Regler zur Stabilisierung nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren. Die Schaltung geht auf ein Konzept von D. Bettermann zurück.



Hinweise Die Schaltung entsteht durch Modifikation eines von Y. He entwickelten Aufbaus, hierzu werden die Beschaltungen der bereits vorhandenen ICs 14, 15, 16 und 19 modifiziert. Bei den Schaltern und BNC-Buchsen sind jeweils die Bezeichnungen angegeben, die auch auf der Gerätefrontplatte verwendet werden.

Abbildung C.11: Auszug aus dem Schaltplan der Scheibenlaser-Frequenzregelung mit Aufteilung der Regelpfade für AOM (schneller Teil) und Piezo (langsamer Teil). Entstanden durch Änderung einer von Y. He im Rahmen seiner Dissertation entwickelten Schaltung [41].



# Anhang D

## Konstanten, Formeln und Daten

### Physikalische Konstanten

Bedeutung	Symbol	Wert
Vakuumlichtgeschwindigkeit	$c_0$	$2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
Boltzmann-Konstante	$k_B$	$1,38066 \cdot 10^{-23}$ J/K
Vakuum-Permittivität	$\epsilon_0$	$8,854178 \cdot 10^{-12}$ As/Vm
Vakuum-Permeabilität	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am
Elementarladung	$e$	$1,6021773 \cdot 10^{-19}$ C
Bohr'sches Magneton	$\mu_B$	$9,274015 \cdot 10^{-24}$ J/T
Planck'sche Konstante	$h$	$6,626076 \cdot 10^{-34}$ Js
	$\hbar = h/2\pi$	$1,0545727 \cdot 10^{-34}$ Js
Atomgewicht	$u$	$1,6605402 \cdot 10^{-27}$ kg

Tabelle D.1: Wichtige physikalische Konstanten, nach [68].

### Nützliche Formeln

$$\begin{aligned}
 \text{Sättigungsintensität} \quad I_{Sat} &= \frac{\pi \cdot h \cdot c_0 \cdot \Gamma}{3 \cdot \lambda^3} \\
 \text{Sättigung auf Resonanz} \quad s_0 &= I/I_{Sat} = 2 \cdot \Omega_R^2/\Gamma^2 \\
 \text{Rabi - Frequenz auf Resonanz} \quad \Omega_R &= \sqrt{\frac{3 \cdot \lambda^3 \cdot I \cdot \Gamma}{2 \cdot \pi h \cdot c_0}} \\
 \text{Gauß'scher Strahl, Intensitätsmaximum} \quad I_0 &= \frac{2 \cdot P}{\pi \cdot w_0^2}
 \end{aligned}$$

Dabei bedeuten:  $\lambda$ =Wellenlänge,  $\Gamma$ =Linienbreite bzw. Zerfallsrate,  $I$ =Laserintensität,  $P$ =Laserleistung und  $w_0$ =Laser-Waist.

## Spektroskopische Daten des Magnesium-Atoms

Übergang	$3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$	$3^1S_0 \rightarrow 3^3P_1$	$3^3P_1 \rightarrow 4^1S_0$	$3^1P_1 \rightarrow 3^1D_2$
Wellenlänge (Vak.) [nm]	285,245	457,237	462,260	880,919
Frequenz [THz]	1050,9999	655,6605	<u>648,53776</u>	<u>340,31795</u>
Zerfallsrate [ $s^{-1}$ ]	$4,95 \cdot 10^8$	194,8	<u>285</u>	$1,23 \cdot 10^7$
Linienbreite [Hz]	$78,8 \cdot 10^6$	31	<u>62</u>	$2,0 \cdot 10^6$
Doppler-Shift [MHz/m·s]	3,5	2,2	2,2	1,1
Zeeman-Shift [MHz/Gauß]	1,4	2,1	2,1	1,4
Sätt.-Intensität [ $W/m^2$ ]	$4,44 \cdot 10^3$	$4,24 \cdot 10^{-4}$	$8,18 \cdot 10^{-4}$	3,75
Recoil-Geschw. [cm/s]	5,8	3,6	3,6	1,9

Tabelle D.2: Wichtige Übergänge von  $^{24}Mg$ . Eigene Messwerte sind unterstrichen.

# Danksagung

Allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und mich unterstützt, motiviert und gefördert haben, gilt mein herzlicher Dank.

Zuallererst danke ich ganz herzlich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer, für die Betreuung dieser Arbeit sowie für seine Geduld, sein Vertrauen und die Unterstützung, derer wir ‚Magnesiums‘ uns in jeder Phase des Projektes sicher sein konnten. Auch seinen Einsatz für das Zusammenwachsen und den Austausch innerhalb der großen und vielfältigen Arbeitsgruppe sowie für eine hervorragende Ausstattung und Arbeitsumgebung möchte ich nicht unerwähnt lassen - alles dies hat dazu beigetragen, die vergangenen Jahre zu einer der wertvollsten Phasen meiner akademischen Ausbildung werden zu lassen.

Des weiteren geht mein besonders herzlicher Dank an Herrn Dr. Ernst M. Rasel für die Betreuung meiner Arbeit am Magnesium-Projekt. Seine verlässliche Bereitschaft, in (oft leidenschaftlichen) physikalischen Diskussionen den Dingen auf den Grund zu gehen, war mir stets ein (wissenschaftliches) Vorbild. Ganz persönlich danke ich Ernst auch recht herzlich für seine Geduld und Hilfsbereitschaft, sein Vertrauen und seine motivierende Unterstützung in allen Hochs und Tiefs dieser Doktorarbeit. Die zahlreichen Gelegenheiten, bei denen wir ‚Rasels‘ die private Gastfreundschaft von Ernst erleben durften, haben die Mitarbeit in dieser (Sub-)Gruppe besonders angenehm gemacht.

Eine experimentelle Arbeit wie diese ist undenkbar ohne ein motiviertes, kompetentes und funktionierendes Team im Labor. Für die hervorragende, freundschaftliche Zusammenarbeit danke ich in diesem Sinne ganz herzlich Dr. Jochen Keupp, Dr. Albane Douillet, Dr. Tanja Mehlstäubler, Holger Wolff, Karsten Moldenhauer, Jan Friebe, Dr. Hardo Stöhr und Matthias Riedmann. Ohne den unermüdlichen Laboreinsatz aller, insbesondere aber von Karsten Moldenhauer und Matthias Riedmann, wären die interessantesten Resultate dieser Arbeit nie zustande gekommen. Für die erstklassige Realisierung auch komplexester Elektronikprojekte danke ich außerdem Henning Vahlbruch und Matthias Bätje.

Allen Mitgliedern (und auch den mir bekannten Ehemaligen) der AG Ertmer sei herzlich gedankt für die gute Arbeitsatmosphäre, die verlässliche Hilfsbereitschaft und viele schöne gemeinsame Erlebnisse während der vergangenen Jahre, im Labor, auf gemeinsamen (Konferenz-) Reisen, beim Skifahren und bei den unzähligen sonstigen Gelegenheiten, bei denen sich unsere Gruppe zusammenfand.

Herrn Prof. Dr. Eberhardt Tiemann danke ich herzlich für seinen leidenschaftlichen Einsatz für das europäische Graduiertenkolleg *Quantum and Interference Applications*, sowie für seine Hilfsbereitschaft und manchen guten Rat.

Der Austausch mit Angehörigen verschiedenster Arbeitsgruppen in Hannover, Glasgow und Orsay gehört mit zu den positivsten Erfahrungen meiner Doktorandenzeit. Stellvertretend für alle Personen, die ich in diesem Rahmen kennengelernt habe, danke ich an dieser Stelle Andre Grimpe, Cristina Figl, Uta Weiland, Ivan Sherstov, Olivier Allard, Stefan Falk, Sebastian Jung, Thorsten Henninger, Dr. Johannes Courtial, Prof. Dr. Olivier Dulieu, Prof. Dr. Denis Boiron und Martijn Schellekens. Für eine schöne Spezialvorlesung zum Thema Frequenzstandards danke ich darüber hinaus ganz herzlich Herrn Prof. Dr. Jürgen Helmcke (PTB).

Den Damen und Herren aus der Chefetage, Frau Faber, Frau Hünitzsch, Frau Pfennig, Frau Krämer und Herrn Dr. Rudi Gaul danke ich für ihre Unterstützung und Hilfsbereitschaft in allen organisatorischen Dingen. Dr. Rudi Gaul danke ich besonders für seine Fürsorglichkeit und manches aufmunternde Wort.

Herrn L. Heidekrügers Team aus der mechanischen Werkstatt danke ich für eine Vielzahl erstklassiger feinmechanischer Arbeiten. Die hervorragende Qualität war insbesondere für den Aufbau eines neuen Experimentes unverzichtbar.

Für die gute Kooperation in Sachen Scheibenlaser danke ich Herrn Dr. A. Giesen (IFSW Stuttgart) sowie seinen Mitarbeitern Dr. Jinqia Gao und Christian Stolzenburg. Herrn Prof. Dr. V.G. Pal'chikov (VNIIFTRI, Mendeleevo/Moskau) danke ich für seine geduldige Unterstützung und produktive Zusammenarbeit im Zusammenhang mit den Arbeiten zur Spektroskopie des Quenchübergangs.

Aus der AG von Prof. Tiemann danke ich für bereitwillige Unterstützung bei der Suche nach dem Quenchübergang Dr. Horst Knöckel und Dr. O. Allard. Dr. Christian Lisdat und Stefan Falk verdanke ich die Kalibrierung unseres Wellenlängen-Messgerätes just zum richtigen Zeitpunkt. Hierfür, sowie für das bereitwillige Überlassen eines hervorragenden Cavity-Designs und diverser elektronischer Schaltungen sei der AG Tiemann herzlich gedankt.

Herrn Prof. Dr. Gerhard Birkel, Universität Darmstadt, danke ich herzlich für die freundliche Übernahme des Koreferates trotz der räumlichen Distanz und eines sicher vollen Terminkalenders.

Die konstruktive Kritik der Korrekturleser hat die Qualität dieser Arbeit sicherlich verbessert. Hierfür danke ich Dr. Ernst Rasel, Karsten Moldenhauer, Matthias Riedmann, Jan Friebe und Oliver Wille.

Diese Arbeit wurde finanziert und gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen ihres SFB 407 sowie durch ein Promotionsstipendium im Europäischen Graduiertenkolleg Nr. 665. Für die Möglichkeit, meinen wissenschaftlichen und persönlichen Horizont durch eine Vielzahl von Konferenzreisen zu erweitern, danke ich der DFG sowie dem EU-Netzwerk CAUAC. Dem Netzwerk e-fellows.net danke ich für ein Online-Stipendium, welches ebenfalls zur Erweiterung meines Horizonts beitrug.

Last, but not least, danke ich meinen Eltern, Dres. Monika und Hartmut Rehbein, für ihre immerwährende liebevolle Unterstützung in allen Phasen meiner langen akademischen Ausbildung, die mit dieser Arbeit ihren Abschluss findet.

# Publikationsliste

- *Grundlagen einer optischen Magnesium-Atomuhr*, N. Rehbein, J. Friebe, T.E. Mehlstäubler, K. Moldenhauer, M. Riedmann, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Vortrag Q 53.6, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Frankfurt/Main (2006).
- *Towards a Magnesium Optical Atomic Clock*, N. Rehbein, J. Friebe, T.E. Mehlstäubler, K. Moldenhauer, M. Riedmann, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, European-Australian Workshop on Quantum-Atom Optics, Australian National University, Canberra&Kioloa/Australien (2006).
- *Towards an optical clock with Magnesium*, J. Friebe, T.E. Mehlstäubler, K. Moldenhauer, N. Rehbein, H. Stöhr, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, European Frequency and Time Forum 2006, Braunschweig (2006).
- *A high-resolution Ramsey-Bordé spectrometer for optical clocks based on cold Mg atoms*, J. Keupp, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Highlight Paper in EPJ D **36**, 289-294 (2005).
- *New Prospects for Precision Spectroscopy in Magnesium*, N. Rehbein, J. Friebe, T.E. Mehlstäubler, K. Moldenhauer, H. Stöhr, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, Workshop des Europ. Graduiertenkollegs *Quantum and Interference Applications*, Gif-sur-Yvette/Frankreich (2005).
- *New cooling schemes for a Magnesium frequency standard*, J. Friebe, T.E. Mehlstäubler, V. Michels, K. Moldenhauer, Nils Rehbein, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster Q 20.16, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin (2005).
- *Optical trapping and cooling of fermionic and bosonic magnesium*, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster Q 38.12, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, München (2004).
- *Towards an optical clock based on ultra-cold magnesium atoms*, N. Rehbein, A. Douillet, V. Michels, T.E. Mehlstäubler, C. Moldenhauer, H. Stöhr, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Vortrag, Workshop des Europ. Graduiertenkollegs *Quantum and Interference Applications*, Sonnenberg/Harz (2004).

- *Atom Interferometry with Magnesium: New set-up and laser sources* A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, V. Michels, K. Moldenhauer, N. Rehbein, H. Stöhr, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, CAUAC Final Meeting 2004, Porquerolles/Frankreich (2004).
- *Neue Fortschritte bei der optischen Kühlung von Magnesium-Atomen* J. Friebe, T.E. Mehlstäubler, V. Michels, K. Moldenhauer, N. Rehbein, H. Stöhr, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, 15. Norddeutscher Lasertag, Hamburg (2004).
- *Modelling three-dimensional quench-cooling for alkaline-earth atoms*, T.E. Mehlstäubler, J. Keupp, A. Douillet, N. Rehbein, E.M. Rasel und W. Ertmer, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **5**,183-189 (2003).
- *New prospects for precision spectroscopy on ultra-cold Magnesium atoms*, N. Rehbein, J. Keupp, T.E. Mehlstäubler, H. Wolff, A. Douillet, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO-Europe) 2003, München (2003).
- *New Prospects for Precision Spectroscopy in Magnesium*, N. Rehbein, J. Keupp, T.E. Mehlstäubler, A. Douillet, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Vortrag, Workshop des Europ. Graduiertenkollegs *Quantum and Interference Applications*, Glasgow/Schottland (2003).
- *Improved High Resolution Spectroscopy with cold Magnesium Atoms*, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, J. Keupp, N. Rehbein, H. Wolff, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium 2003, Tampa/Florida (2003).
- *New results of the Mg MOT and the Nd:YVO<sub>4</sub> laser*, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, J. Keupp, N. Rehbein, H. Wolff, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, CAUAC Network Meeting 2003, Riddagshausen (2003).
- *Tools for high-precision spectroscopy on cold magnesium atoms*, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, 14. Norddeutscher Lasertag, Braunschweig (2003).
- *Ultra-cold Magnesium Atoms*, N. Rehbein, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, J. Keupp, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Vortrag, Young Atom Optician Conference 2002, Volterra/Italien (2002).
- *Ramsey-Bordé Atom Interferometry with Cold Magnesium Atoms*, N. Rehbein, J. Keupp, T.E. Mehlstäubler, A. Douillet, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Vortrag, Workshop des Europ. Graduiertenkollegs *Quantum and Interference Applications*, Gif-sur-Yvette/Frankreich (2002).
- *Atom interferometry with cold magnesium atoms*, J. Keupp, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, 7th Workshop on Atom Optics and Interferometry, Lunteren/Niederlande (2002).

- *Neue Konzepte für die Ramsey-Bordé Spektroskopie mit Magnesium* J. Keupp, T.E. Mehlstäubler, N. Rehbein, A. Douillet, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster Q 301.19, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Osnabrück (2002).
- *Atom interferometry with cold magnesium atoms*, N. Rehbein, J. Keupp, T.E. Mehlstäubler, A. Douillet, E.M. Rasel, und W. Ertmer, Poster, 13. Norddeutscher Lasertag, Hannover (2002).
- *NO<sub>x</sub> production in spark and corona discharges*, N. Rehbein, und V. Cooray, J. Elstat. **51/52**, 331 (2001). *Diese Veröffentlichung entstand außerhalb des Rahmens dieser Doktorarbeit.*





# Lebenslauf

## **Persönliche Daten:**

Nils Rehbein  
Arnswaldtstraße 39  
30159 Hannover  
geboren am 23.04.1976 in Herdecke/Ruhr  
ledig

## **Schulabschluss:**

06/95 Abitur am Ludwig-Meyn-Gymnasium, Uetersen

## **Wehrdienst:**

07/95 - 04/96 Grundwehrdienst in der Bundesluftwaffe

## **Studium:**

04/96 - 07/98 Grundstudium Physik, Universität Hamburg  
07/98 Vordiplom in Physik  
09/98 - 07/99 SOKRATES-Stipendiat, Studium an der Universität Uppsala  
01/99 - 07/99 Projektarbeit Gewitterphysik, IfH, Universität Uppsala  
08/99 - 09/01 Hauptstudium Physik, Universität Hamburg  
11/00 - 09/01 Diplomarbeit am Institut für Laserphysik, Universität Hamburg  
AG Prof. A. Hemmerich, Thema: Diodenlaser-Entwicklung  
09/01 Diplom in Physik

## **Promotion:**

11/01 - heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand, Institut für  
Quantenoptik, Universität Hannover / AG Prof. Ertmer,  
und Europäisches Graduiertenkolleg Nr. 665  
Quantum and Interference Applications.  
11/01 - 10/04 Förderung durch Promotionsstipendium der DFG,  
11/04 - heute Angestellt als wiss. Mitarbeiter beim SFB 407.