

Ein atominterferometrischer Frequenzdiskriminator
hoher Stabilität für optische
Magnesium-Atomuhren

Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von
Dipl. Phys. Jochen Keupp
geboren am 29.11.1971 in Köln

2003

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer

Koreferent: Prof. Dr. K. Danzmann

Tag der Promotion: 10.12.2002

Zusammenfassung

Eine optische Atomuhr beruht auf atomaren Eigenschwingungen hoher Güte, an die ein stabiler Laseroszillator gebunden ist. Die Oszillatorfrequenz wird durch einen optischen Kammgenerator mit fester Phasenbeziehung in einen Sekundentakt gewandelt. Im Zentrum steht die störungsfreie Beobachtung der atomaren Phase in einem atominterferometrischen Frequenzdiskriminator.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein hochstabiler Diskriminator mit kalten Magnesium-Atomen auf der Basis der Ramsey-Bordé-Interferometrie verwirklicht und experimentell untersucht. Es kommt der Uhrenübergang $3\ ^1S_0 \rightarrow 3\ ^3P_1$ von ^{24}Mg mit einer Eigenfrequenz von $\nu_0 = 655,6605$ THz zum Einsatz. Die erzielte Stabilität der relativen Frequenzabweichung beträgt $\sigma_y(1s) = 8 \cdot 10^{-14}$ (Allan-Varianz), vergleichbar mit den besten heutigen Mikrowellen-Uhren ($\sigma_y(1s) = 6,6 \cdot 10^{-14}$ [12]). Die feinste beobachtete Auflösung ist $\Delta\nu = 290$ Hz, entsprechend einer freien Flugzeit im Interferometer von $T = 860,8\ \mu\text{s}$. Das Signal weist eine Güte von $Q = 2,26 \cdot 10^{12}$ auf.

Die Ergebnisse werden durch eine zweistufige Frequenzstabilisierung des Laseroszillators, Reduzierung des Rauschens der atomaren Fluoreszenz und Fortschritte im Aufbau des Atominterferometers erzielt. Zur Charakterisierung der Oszillatorqualität wird die Signalamplitude im Interferometer untersucht. Der beobachtete exponentielle Abfall mit zunehmender Flugzeit T wird durch eine Simulation des Effektes der Restbewegung korrigiert. Die ermittelte effektive Linienbreite beträgt $\delta\nu_L = (190 \pm 15)$ Hz. Phasenfluktuationen des Lichttransports zur Wechselwirkungszone tragen dazu mit $\delta\nu = 20$ bis 100 Hz bei (Heterodyn-Messung).

Die Oszillatorstabilität beruht auf einem stabilen optischen ULE-Resonator hoher Finesse ($\mathfrak{F} = 40.000$), der in drei Stufen gegen mechanische Störungen isoliert ist. Die über zwei Jahre gemittelte Frequenzdrift des Resonators beträgt $\bar{d} = 0,03\ \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$, die maximal beobachtete Driftrate $d = \pm 3\ \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$. Die Drift wird durch eine Langzeitstabilisierung auf ein Atomstrahlinterferometer korrigiert.

Neu entwickelte Stabilisierungen der Lichtleistung reduzieren Rauschprozesse sowohl im Oszillator als auch im Lasersystem für die Laserkühlung in einer magneto-optischen Falle ($\lambda = 285$ nm). Es wird eine Stabilität der detektierten Fluoreszenz-Zählrate von 0,6% (1s) bei etwa 10^5 Atomen in der Falle erreicht.

Zukünftige optische Uhren benötigen leistungsstarke Oszillatoren hoher intrinsischer Stabilität. Für Magnesium wird die Eignung von Nd:YVO₄-Festkörperlasern bei $\lambda = 914,5$ nm mit Frequenzverdopplung nachgewiesen. Ein Scheibenlaser wird auf den Uhrenübergang von ^{24}Mg abgestimmt und zeigt frei laufend eine Linienbreite von $\delta\nu_L < 100$ kHz.

Für die Reduzierung von Effekten der Restbewegung wird ein Sub-Doppler-Kühlmechanismus entwickelt, das sogenannte Quenchkühlen. Der schmalbandige Uhrenübergang kann durch ein quenches Lichtfeld ($3\ ^3P_1 \rightarrow 4\ ^1S_0$; $\lambda = 462$ nm) auf $\gamma_{\text{eff}} \approx 7$ kHz verbreitert werden und zum Kühlen auf Temperaturen von $T = 10\ \mu\text{K}$ dienen. Damit werden Perspektiven für hochgenaue Magnesium-Uhren mit einer Stabilität von $\sigma_y(1s) < 10^{-15}$ eröffnet.

Abstract

Optical clocks are based on oscillations of narrow optical transitions in atoms probed by stable laser oscillators and converted to the beat of seconds by an optical comb generator. The centerpiece of atomic clocks is the unperturbed observation of the atomic phase in an atom interferometer used as a frequency discriminator.

In this work a highly stable discriminator using cold magnesium atoms in a time domain Ramsey-Bordé interferometer is realized and characterized experimentally. The clock transition $3\ ^1S_0 \rightarrow 3\ ^3P_1$ in ^{24}Mg with an eigenfrequency of $\nu_0 = 655,6605$ THz is employed. The achieved stability of relative frequency deviations is $\sigma_y(1\text{s}) = 8 \cdot 10^{-14}$ (Allan variance). It is comparable to today's best microwave clocks ($\sigma_y(1\text{s}) = 6,6 \cdot 10^{-14}$ [12]). The best observed resolution is $\Delta\nu = 290$ Hz, corresponding to a time $T = 860,8\ \mu\text{s}$ of free flight in the interferometer. The quality factor of the observed signal is $Q = 2,26 \cdot 10^{12}$.

Crucial elements for the progress in stability are a two stage laser oscillator frequency lock, reduction of noise in the atomic fluorescence and an improved setup of the interferometer. The oscillator quality is determined by investigation of the interferometer signal amplitude. The observed exponential decay with increasing time of flight T is corrected by a simulation of amplitude changes due to the residual atomic motion. A linewidth of $\delta\nu_L = (190 \pm 15)$ Hz is derived. Phase fluctuations in the light transport to the interaction zone are contributing in a range of $\delta\nu = 20$ to 100 Hz (heterodyne measurement).

The oscillator performance is based on a highly stable optical ULE resonator ($\mathfrak{F} = 40.000$), mechanically isolated in three stages. The mean frequency drift is $\bar{d} = 0,03\ \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$ for two years, while a maximum drift rate of $d = \pm 3\ \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$ is observed. The resonator drift is compensated using a long term stabilization on an atomic beam interferometer.

Noise processes are reduced in the oscillator as well as in the laser system for the light fields of the magneto-optical trap ($\lambda = 285$ nm) by a new type of power stabilization. The measured fluctuations of the fluorescence rate are as low as 0,6%(1s) with about 10^5 atoms stored in the trap.

Future optical clocks demand intrinsically stable, powerful oscillators. The qualification of Nd:YVO₄ solid state lasers ($\lambda = 914,5$ nm) for magnesium spectroscopy is demonstrated experimentally. A frequency doubled thin disc laser is tuned to the clock transition in ^{24}Mg and shows a linewidth of $\delta\nu_L < 100$ kHz in free operation.

A sub-Doppler cooling mechanism is devised to reduce effects of residual atomic motion in the frequency discriminator. The clock transition can be broadened to $\gamma_{\text{eff}} \approx 7$ kHz with a quenching light field ($3\ ^3P_1 \rightarrow 4\ ^1S_0$; 462 nm) and used for laser cooling down to ensemble temperatures of $T = 10\ \mu\text{K}$. With ultracold magnesium atoms perspectives will be opened for precise optical clocks at a stability level of $\sigma_y(1\text{s}) < 10^{-15}$.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	3
Abstract	4
Inhaltsverzeichnis	5
1 Einleitung	9
2 Laseroszillatoren im blauen Spektralbereich für die hochauflösende Spektroskopie	17
2.1 Ein zweistufig frequenzstabilisierter Farbstofflaser-Oszillator	20
2.1.1 Übersicht des Lasersystems	21
2.1.2 Erste Stufe der Frequenzstabilisierung	22
2.1.3 Zweite Stufe der Stabilisierung	30
2.1.4 Charakterisierung des optischen Resonators	32
2.1.5 Qualität der Anbindung	39
2.1.6 Residuale Drift des Oszillators	41
2.1.7 Langzeitstabilisierung auf eine Magnesium-Referenz	43
2.1.8 Leistungsstabilisierung	46
2.2 Blaue Nd:YVO ₄ -Festkörperlaser	48
2.2.1 Ein kompakter, intern frequenzverdoppelter Nd:YVO ₄ -Laser	51

2.2.2	Ein diodengepumpter Nd:YVO ₄ -Scheibenlaser	55
3	Ein atominterferometrischer Frequenzdiskriminator	61
3.1	Übersicht des experimentellen Systems	64
3.2	Experimentelle Resultate zur Ensemblepräparation	66
3.3	Das Atominterferometer	69
3.3.1	Phasenstabiler Lichttransport	70
3.3.2	Teilnehmende Atomzahl	71
3.3.3	Zyklusschema der Interferometrie und Detektion der Signale .	74
3.4	Restbewegung der Atome im Interferometer	77
3.5	Präparation ultrakalter Magnesium-Atome	83
3.5.1	Quenchkühlen	83
3.5.2	Konzepte für die experimentelle Realisierung	87
4	Ergebnisse der hochstabilen Atominterferometrie	91
4.1	Analyse der atomaren Interferenzsignale	92
4.2	Rauschen des Farbstofflaser-Oszillators im Atominterferometer	100
4.3	Hochauflösende atomare Vielstrahlinterferenz	104
4.4	Potential für die Stabilität des Frequenzdiskriminators	106
5	Ausblick	109
	Literaturverzeichnis	121
	Anhang	133
	Danksagung	142
	Lebenslauf	144

Was aber ist Zeit ?

Wenn niemand mich fragt, weiß ich es.

Wenn ich sie aber dem Fragenden zu erklären versuche, so weiß ich es nicht.

Augustinus (*354 - †430)

Kapitel 1

Einleitung

Die Zeitmessung in ihrer heutigen Form ist ohne Atomuhren nicht denkbar. Frequenzen und Zeitintervalle lassen sich durch Atomuhren mit größerer Genauigkeit messen als es für andere physikalische Größen möglich ist. Die Definitionen von Basiseinheiten wie der Länge oder der elektrischen Spannung werden auf Zeitbeziehungweise Frequenzmessungen zurückgeführt. Dennoch gibt es nach wie vor ein großes Potential zur Entwicklung von Uhren höherer Stabilität und Genauigkeit. Eine Motivation für die genauere Darstellung der Zeiteinheit liegt in den Perspektiven für Präzisionsmessungen zum Test fundamentaler Theorien. So werden Vorhersagen der allgemeinen Relativitätstheorie (Äquivalenzprinzip) und der Quantenelektrodynamik überprüft und die zeitliche Stabilität der Feinstrukturkonstanten α [4, 5] untersucht. Auch vielfältige Anwendungen profitieren von weiterentwickelten Uhrenkonzepten. So sind Atomuhren maßgebend für die Präzision in der Navigation (Global Positioning System, GPS) und für den schnellen Takt der elektronischen und optischen Kommunikation in heutiger Zeit.

Optische Atomuhren mit Ionen oder neutralen Atomen [15, 19] stehen an der Schwelle zu einer neuen Kalibrierung der Zeitmessung mit höchster Stabilität und Genauigkeit. Dass Licht ein präzises Maß für Zeitintervalle darstellt, hat J. C. Maxwell bereits 1873 erkannt [1]:

Eine universellere Zeiteinheit könnte gefunden werden, indem man die Periodendauer einer Form des Lichts wählt, deren Wellenlänge die Einheit der Länge ist.

Erst die jüngsten Fortschritte in der Quantenoptik – hochstabile Laseroszillatoren, kalte atomare Gase und optische Kammgeneratoren [6] als Uhrwerke zur Erzeugung eines Sekundentakts – haben diese Idee zu einem praktikablen Uhrenkonzept reifen lassen. Die vorliegende Arbeit trägt dazu mit der Realisierung eines hochstabilen

Frequenzdiskriminators für optische Magnesium-Atomuhren bei.

Grundlage der Definition der Sekunde (SI, 1967) ist die Erkenntnis, dass Eigenschwingungen von Elektronenwellen in atomaren Systemen weitaus geringeren systematischen Störeinflüssen ausgesetzt sind als makroskopische Oszillatoren. Die Sekunde wird auf einem Hyperfeinstruktur-Übergang des Grundzustands von ^{133}Cs mit einer Frequenz von 9,192 GHz [2] bezogen. Die Konstruktion einer präzisen Uhr wird damit auf die Aufgabe zurückgeführt, Cäsiumatome in einer störungsfreien Umgebung mit Mikrowellen über eine möglichst lange Beobachtungszeit zu spektroskopieren.

Stabilität und Genauigkeit

Der Beobachtungszeit Δt kommt eine fundamentale Bedeutung zu, da sie die Stabilität des Frequenzdiskriminators bestimmt. Durch eine hohe Stabilität kann die Frequenzmessung in kurzer Mittelungszeit τ eine hohe Genauigkeit erzielen. Apparative Randbedingungen begrenzen die Mittelungszeiten typischerweise auf wenige Stunden oder Tage. Damit hat die Stabilität Einfluss auf die realisierbare Genauigkeit.

Eine Betrachtung der Auflösung und Signalgüte in der Spektroskopie verdeutlicht den Zusammenhang zwischen Beobachtungszeit und Stabilität. Die Auflösung $\Delta\nu$ bei der Spektroskopie des Uhrenübergangs ist durch das Fourier-Limit $\Delta\nu \cdot \Delta t \approx 1$ gegeben. Eine feine Auflösung bei hohen Eigenfrequenzen ν_0 ist maßgebend für die Güte $Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}$ des spektroskopischen Signals. Die bei der Regelung der Oszillatorfrequenz auf das Signal resultierende Stabilität wird durch die Güte und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt. Es gilt für kosinusförmige Spektroskopiesignale und weißes Frequenzrauschen:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{Q S/N} \right) \sqrt{\frac{t_m}{\tau}} \quad (1.1)$$

Das Maß für die Stabilität ist die Allan-Standardabweichung $\sigma_y(\tau)$ [3] der instantanen relativen Frequenzabweichung $y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0}$. Hier ist t_m die für die Aufnahme eines Messwertes mit dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis $\frac{S}{N}$ erforderliche Zeit. Die Stabilität eines an das Signal gebundenen Oszillators steigt proportional zur Wurzel der Mittelungszeit τ . Eine 10fache Steigerung der Stabilität bei $\tau = 1\text{s}$ bedeutet also eine 100fache Reduzierung der erforderlichen Mittelungszeit.

Die Zeitskala der Beobachtungszeit ist durch die Eigenbewegung der Atome aus den räumlich begrenzten Wechselwirkungszonen mit dem Spektroskopiefeld gegeben. Mit

einer genauen Kontrolle der atomaren Bewegungszustände durch die experimentelle Realisierung von Fallengeometrien für Ionen [7, 8] und neutrale Atome [11] und insbesondere durch die Laserkühlung [9, 10] wurden die Grundlagen für heutige, hochstabile und hochgenaue Atomuhren geschaffen.

Die höchste mit Atomuhren erreichte Genauigkeit beträgt $\frac{\delta\nu}{\nu_0} = 7 \cdot 10^{-16}$. Dieses Ergebnis wurde kürzlich mit einer Cäsium-Fontainen-Uhr am BNM-SYRTE (Bureau National de Metrologie) in Paris erzielt [12]. Die Frequenzabweichung entspricht $60 \mu\text{Hz}$ bei $9,2 \text{ GHz}$ oder einer Sekunde in 50 Millionen Jahren. Wesentliche Vorbedingung für die Realisierung einer solchen Genauigkeit ist die präzise Kenntnis der systematischen Einflüsse. Aus den gemessenen Frequenzen kann die wirkliche atomare Eigenfrequenz berechnet werden. Eine Stabilität von $\sigma_y(\tau) = 6,6 \cdot 10^{-14} (\tau/\text{s})^{-1/2}$ [12], wie sie mit kryogenischen Saphir-Oszillatoren [13] erreicht wird, ermöglicht die Darstellung der oben zitierten Genauigkeit bei einer Mittelungszeit von $\tau = 2,5 \text{ h}$.

Optische Atomuhren

Eine deutliche Steigerung der Stabilität wird mit dem Übergang von Mikrowellenfrequenzen auf optische Frequenzen erreicht [15, 19]. Wesentlich dafür ist die hohe Güte der spektroskopischen Signale der atomaren Oszillatoren von bis zu $Q = 1,5 \cdot 10^{14}$ (Hg^+). Trotz der herausgehobenen Rolle von ^{133}Cs (Definition der SI-Sekunde) werden deshalb optische Uhren basierend auf Ionen (beispielsweise $^{171}\text{Yb}^+$ [16] oder $^{199}\text{Hg}^+$ [15]) oder Erdalkaliatomen (^{24}Mg , ^{40}Ca , ^{88}Sr und ^{87}Sr) entwickelt.

In Ionen- und Erdalkaliumuhren kommen optische Übergänge zwischen dem Grundzustand und metastabilen Zuständen zum Einsatz, die durch eine schwache Kopplung erlaubt sind. Sie bilden aufgrund der hohen Eigenfrequenz und langen Lebensdauer der angeregten Zustände atomare Oszillatoren hoher Güte. In den Erdalkalimetallen sind dies beispielsweise die Interkombinationsübergänge $ns^2 \ ^1S_0 \leftrightarrow nsnp \ ^3P_1$, bei Quecksilber-Ionen der Quadrupolübergang $^2S_{1/2}(F=0) \leftrightarrow ^2D_{5/2}(F=2)$. Die Schwingungsfrequenzen erreichen 1 Petahertz (Mg : 655 THz , Hg^+ : 1060 THz).

Optischen Uhren wird ein Potential für die Genauigkeit von mindestens $\frac{\delta\nu}{\nu_0} = 10^{-16}$ vorhergesagt [17]. Die tatsächlich erreichbare Stabilität und Genauigkeit der verschiedenen Typen optischer Uhren sind zentraler Gegenstand der Forschung. Im Mittelpunkt stehen die Entwicklung hochstabiler optischer Oszillatoren (Lasersysteme), die Ensemblepräparation (Laserkühlung), die Gestaltung der Atom-Licht-Wechselwirkungszone (optische Phasenfronten) und die phasenstarre Anbindung an

elektronisch messbare Frequenzen (optisches Uhrwerk) [20, 18].

Ramsey-Bordé-Spektroskopie

Die Methode der getrennten oszillatorischen Felder [24] von N. Ramsey (1949) vergleicht die Phasenentwicklung des atomaren Oszillators mit der des elektromagnetischen Feldes. Sie ist das grundlegende spektroskopische Verfahren in Atomuhren und erzielt hohe Auflösungen. In Fontainen-Uhren [21, 22, 23] werden atomare Ensembles aus einer magneto-optischen Falle [11] senkrecht nach oben katapultiert und durchfliegen im freien Fall zweimal ein Mikrowellenfeld. Dabei wird jeweils eine Rabi-Oszillation mit einem Pulswinkel von $\frac{\pi}{2}$ induziert. Die resultierende Besetzung der Zustände hängt von der relativen Phasenentwicklung von Feld und Atom während der freien Flugzeit zwischen den Wechselwirkungen ab. Die freie Flugzeit entspricht der Beobachtungszeit. Es werden Beobachtungszeiten von bis zu $\Delta t = 0,6$ s realisiert. Dies entspricht einer Auflösung von $\Delta\nu = \frac{1}{2\Delta t} = 0,8$ Hz [28].

Die Weiterentwicklung der Ramsey-Methode für optische Frequenzen ist das Ramsey-Bordé-Atominterferometer [25, 26]. Der Photonenimpulsübertrag bei der Atom-Licht-Wechselwirkung ist hier so groß, dass die atomaren De-Broglie-Wellen des Grund- und angeregten Zustands in der zweiten Zone nicht mehr überlappen. Insgesamt vier Zonen bilden atomoptische Strahlteiler und Spiegel, die die Wellen kohärent aufspalten und wieder zum Überlapp bringen. Die freie Flugzeit T zwischen den Wechselwirkungen ist maßgeblich für die Auflösung $\Delta\nu = \frac{1}{4T}$. Bei der freien Expansion eines kalten Ensembles aus einer Atomfalle können die Wechselwirkungen zeitlich nacheinander in der gleichen Zone stattfinden. Dieses Ramsey-Bordé Interferometer im Zeitraum [58, 59] ist Grundlage der optischen Erdalkali-Atomuhren und somit auch der vorliegenden Arbeit.

Optische Frequenzdiskriminatoren

Bei optischen Atomuhren ist die Beobachtungszeit und Auflösung durch die Eigenbewegung der Atome aber auch durch die Lebensdauer der metastabilen Zustände begrenzt. Aktuell liegen die Zeitskalen im Höchstfall bei wenigen Millisekunden. Allerdings kann die Beobachtung mit Zykluszeiten von $t_{zykl} \approx 5$ bis 20 ms in schneller Folge wiederholt werden. In den Arbeiten an Calcium-Atomuhren des NIST (National Institute for Standards and Technology, Boulder) wird eine Kurzzeitstabilität von $\sigma_y(1s) \leq 7 \cdot 10^{-15}$ bei Auflösungen um $\Delta\nu = 1$ kHz erreicht [15, 29]. Heutige

Mikrowellenuhren werden damit deutlich übertroffen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals mit Magnesium-Atomen ein optischer Frequenzdiskriminator mit einer Stabilität von $\sigma_y(1s) = 8 \cdot 10^{-14}$ realisiert. Dies ist vergleichbar mit den besten Mikrowellenuhren. Die für die Stabilität optimale Auflösung liegt bei $\Delta\nu = 290$ Hz bis 1 kHz und die maximale Güte beträgt $Q = 2,3 \cdot 10^{12}$. Die experimentellen Ergebnisse sind in *Kapitel 4* dargestellt. Die Arbeit baut auf der langjährigen Forschung mit Magnesium-Atominterferometern des Ramsey-Bordé-Typs am Institut für Quantenoptik (IQO, Hannover) auf [27, 87].

Die Stabilität eines atomaren optischen Frequenzdiskriminators beruht neben der Güte des spektroskopischen Signals auf der Stabilität des abfragenden Oszillators (Laseroszillator), der Anzahl der detektierten Atome N_{at} und einer rauscharmen Detektion. Damit sind die für ein hochstabiles System erforderlichen Arbeitsbereiche charakterisiert.

Oszillatorstabilität

Der Laseroszillator, charakterisiert durch sein Phasenrauschen oder die Linienbreite $\delta\nu_L$ der spektralen Leistungsdichte, garantiert für die Stabilität der Phasenabfrage im Ramsey-Bordé-Interferometer. Ein anschauliches Bild dafür ist die von der Phasenstabilität bestimmte „mechanische“ Stabilität der atomoptischen Spiegel, die vergleichbar den Spiegeln eines optischen Interferometers höchsten Ansprüchen genügen muss. Obwohl bereits Linienbreiten von $\delta\nu_L \leq 0,6$ Hz mit Farbstofflaser-Oszillatoren demonstriert wurden [49], ist die hochgenaue Stabilisierung der Phase am Ort der Atom-Licht-Wechselwirkung eine große Herausforderung. Fortschritte in der Stabilisierung eines Farbstofflaser-Spektrometers im blauen Spektralbereich waren eine wichtige Bedingung für die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse. *Kapitel 2.1* ist dem Aufbau und der Charakterisierung des optischen Oszillators gewidmet. Das Phasenrauschen des Oszillators führt zu einem exponentiellen Zerfall der Amplitude des Interferenzsignals mit der freien Flugzeit T : $S \sim \exp(-2\pi\delta\nu_L T)$ (siehe Abschnitt 4.2). Die effektive Linienbreite $\delta\nu_L$ beschreibt als integrale Größe ein Rauschspektrum, das mit der spektralen Antwortfunktion des Interferometers gewichtet ist. Spektrale Komponenten des Phasenrauschens für Fourierfrequenzen $f = \frac{1}{T}$ sind auch bei geringem Phasenhub für die Stabilität des Interferometers wichtig (spektrale Reinheit).

Die Entwicklung stabiler Laseroszillatoren stützt sich zunehmend auf diodenge-

pumpte Festkörperlaser, die eine schmale intrinsische Linienbreite zeigen, leistungsstark und äußerst betriebssicher sind. Die durchgeführte Untersuchung von Nd:YVO₄-Lasersystemen mit Frequenzverdopplung im blauen Spektralbereich für die Atominterferometrie mit Magnesium wird in *Kapitel 2.2* beschrieben.

Quantenprojektionsrauschen

Der Einfluss der detektierten Atomzahl auf die Stabilität beruht auf dem Quantenprojektionsrauschen (QPN). Das Signal ist ein Mittelwert über gleichzeitige Messungen an einzelnen Atomen im Ensemble. Der stochastische Ausgang der quantenmechanischen Einzelmessung führt zu einem Rauschprozess, der mit der Atomzahl abnimmt. Die Phase eines atomaren Oszillators, also die quantenmechanische Überlagerung der beteiligten Eigenzustände, kann erst im Mittelwert vieler Einzelmessungen bestimmt werden. Bei gleicher Präparation der atomaren Zustände ist das Ensemblemittel gleich dem Zeitmittel. Es gilt für das QPN [14]:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi Q} \left(\frac{1}{N_{at}} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{t_m}{\tau}} \quad (1.2)$$

In der oben zitierten Cäsium-Fontainen-Uhr (BNM-SYRTE) wurde dieses Limit mit $N_{at} = 4 \cdot 10^4$ bis $6 \cdot 10^5$ Atomen durch die gemessene Abhängigkeit $\sigma_y(\tau) \cdot Q \cdot \pi \sqrt{\tau/t_m} = 0,91(0,1) N_{at}^{-\frac{1}{2}}$ nachgewiesen [14]. Quecksilber-Ionenuhren mit $N_{at} = 1$ sind durch das QPN prinzipiell auf etwa $\sigma_y(\tau) = 2 \cdot 10^{-15} (\tau/s)^{-1/2}$ begrenzt. Aktuell beträgt die am NIST erreichte Stabilität $\sigma_y(1s) = 7 \cdot 10^{-15}$ [15].

In optischen Uhren mit neutralen Atomen ist es möglich, die Stabilität durch eine Erhöhung der Atomzahl auf $\sigma_y(1s) < 10^{-15}$ zu steigern. Die Zahl der an der Spektroskopie teilnehmenden Atome kann $N_{at} = 10^7$ und mehr betragen, ohne bisher auf fundamentale Dichtelimitierungen zu stoßen [29, 82, 19].

Eine größere teilnehmende Atomzahl ist durch die Erhöhung der Laderate der Atomfalle sowie durch eine Anpassung der spektralen Breite der Anregungspulse auf die Geschwindigkeitsbreite des Ensembles möglich. Für die Breite der Geschwindigkeitsverteilung bei Doppler-Temperatur sollte die Dauer der $\frac{\pi}{2}$ -Pulse im Interferometer $\tau_p < 1 \mu s$ betragen. Die verfügbare Intensität des Lichtfeldes erfordert aber längere Pulse ($\tau_p = 4 \mu s$). Damit trägt nur ein Teil von 10% bis 20% der gefangenen Atome zum Signal bei. Durch eine Reduzierung der Ensembletemperatur kann der spektrale Überlapp auf über 70% gesteigert werden. Hier wird ein weiterer Aspekt der Bedeutung der Laserkühlung für Atomuhren deutlich. Die Bestrebungen zur Weiter-

entwicklung optischer Atomuhren mit Erdalkaliatomen konzentrieren sich deshalb zur Zeit auf die Ensemblepräparation.

Für die Stabilität des optischen Frequenzdiskriminators sind weitere Beiträge zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) von Bedeutung. Insbesondere sind Atomzahlfluktuationen in Abhängigkeit vom verwendeten Detektionsschema zu beachten. Beim „electron shelving“ [61, 58] werden die Atomzustände direkt über die Fluoreszenz der Falle ausgelesen. Hierfür muss entweder die Atomzahl äußerst stabil sein, wie in der vorliegenden Arbeit mit 0,6 % (1s) erreicht, oder eine Atomzahlnormierung durch das Auslesen des angeregten Zustands eingeführt werden.

Kapitel 3 behandelt den Aufbau des atominterferometrischen Frequenzdiskriminators. Hier werden die stabile Präparation des Magnesium-Ensembles, die Gestaltung der Atom-Licht-Wechselwirkung und Schritte für die Reduzierung der Ensembletemperatur beschrieben.

Ultrakalte Atome

Die Methode des sogenannten Quenchkühlens [31] wurde in der Arbeitsgruppe entwickelt und erstmals experimentell mit Calciumatomen an der PTB (Braunschweig) sowie kürzlich am NIST (Boulder) realisiert [32]. Voruntersuchungen zum Quenchkühlen von Magnesium-Atomen und erste apparative Aufbauten sind im Rahmen dieser Arbeit entstanden (siehe Abschnitt 3.5). Temperaturen von 10 μ K und darunter werden mit Calcium erreicht und sind auch für Magnesium realistisch.

Kapitel 5 gibt einen Ausblick auf künftige Uhren mit ultrakalten Atomen und die prinzipiell mögliche Stabilität und Genauigkeit. Die möglichen Laderaten einer ultrakalten Magnesiumfalle und die mit dem zusätzlichen Kühlprozess realisierbaren Zykluszeiten müssen experimentell untersucht werden, um das Potential für die Stabilität bestimmen zu können. Die Reduzierung der Bewegungseffekte lässt eine Stabilität von $\sigma_y(1s) < 10^{-15}$ mit 10^5 ultrakalten Atomen erwarten. Mechanismen zum Kühlen in den Bereich unterhalb des Rückstoßlimits [33] werden für Erdalkaliatome diskutiert. Durch das Einstrahlen von Pulsen des Kühl- und Quenchtlichtfelds ohne angelegte Magnetfelder ist es möglich, langsame Atome vom Kühlprozess zu entkoppeln (Dunkelzustände) [32]. Ferner kann die Phasenraumdichte durch den Einschluss in eine optische Dipolfalle bei der Rethermalisierung erhöht [36] werden. Die für die Thermalisierung und quantenstatistische Wechselwirkung entscheidende s-Wellen-Streulänge wurde für Magnesium noch nicht experimentell ermittelt, sollte

nach neuesten Berechnungen aber $a_0 = +1,4(5)$ nm betragen [34].

Die systematischen relativen Ungenauigkeiten setzen bei Cäsium-Atomuhren auf einer Skala von 10^{-12} (10mHz) ein. Eine dominante Rolle spielen dabei Stoßverschiebungen in den atomaren Ensembles bei Dichten um $n = 10^7$ bis 10^9 cm^{-3} . Die vorhergesagten und bisher beobachteten Stoßverschiebungen für Erdalkali-Atome (insbesondere Calcium) liegen um mehr als zwei Größenordnungen unter denen für Cäsium. Die dichteabhängige Frequenzverschiebung für ^{40}Ca wurde auf $\alpha = (3,0 \pm 4,4) \cdot 10^{-30} \text{m}^{-3}$ (bei Doppler-Temperatur) eingegrenzt [19, 82]. In diesem Sinne können Erdalkali-Atomuhren dem Ideal einer störungsfreien Beobachtung auch bei hohen Dichten nahe kommen. Die Genauigkeit optischer Erdalkali-Uhren ist wesentlich von der Ensembletemperatur bestimmt, da Phasenfehler bei der Bewegung der Atome durch die Phasenfronten der Wechselwirkungszone Frequenzverschiebungen hervorrufen [35, 83, 19].

Die erfolgreiche Kühlung von Strontium-Atomen in optischen Dipolfallen mit Grenztemperaturen von unter $T = 400$ nK in den Experimenten von Katori et al. (Japan) [37] motiviert einen neuen Ansatz für optische Uhren mit neutralen Atomen. In optischen Gittern [38, 39] ist es möglich, eine Verteilung mit maximal einem Atom pro Gitterplatz zu präparieren. Damit sind die Atome langfristig auf die Ausdehnung $d \ll \frac{\lambda_G}{2}$ des Schwingungs-Grundzustands in den Potentialminima des Lichtfeldes lokalisiert und erfahren keine Störungen durch Stöße. Die Lokalisierung erlaubt eine genaue Kontrolle der Atomwellendynamik in den Phasenfronten des Spektroskopiefeldes im sogenannten Lamb-Dicke-Regime [43] ($d \ll \frac{\lambda_L}{2\pi}$). Wegen des in Ionenfallen realisierten starken Einschlusses ist dies bislang der entscheidende Vorteil für die ultimative Genauigkeit optischer Ionenuhren. Um die neutralen Atome während der Speicherzeit im optischen Gitter zu spektroskopieren, werden Wellenlängen λ_G gewählt, deren AC-Stark-Verschiebung für beide Zustände exakt gleich ist [41, 42].

Der gezielte Einsatz von Methoden der Atomoptik und Laserkühlung für optische Uhren mit neutralen Atomen wird ein weitreichendes Potential für höchste Genauigkeit und Stabilität erschließen.

Kapitel 2

Laseroszillatoren im blauen Spektralbereich für die hochauflösende Spektroskopie

Herzstück einer optischen Atomuhr ist die präzise und stabile Frequenzabfrage der atomaren Eigenschwingungen. Dazu wird die Phase der atomaren Schwingung mit einem frei laufenden optischen Oszillator verglichen. Für eine optimale Amplitude des spektroskopischen Signals muss der Laseroszillator auf der Zeitskala der freien Flugzeit T ($10 \mu\text{s}$ bis 2ms) im Ramsey-Bordé-Interferometer phasenstabil sein. Fluktuationen wirken sich unmittelbar auf das erzielbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis und damit auf die Stabilität der Frequenzabfrage aus. Der Laseroszillator setzt somit Maßstäbe für die Stabilität der optischen Atomuhr.

Eine Frequenzabfrage besteht aus gemittelten Zyklen der Interferometrie. Die im Magnesium-Interferometer realisierte Zykluszeit von $t_{\text{zyk}} = 21 \text{ms}$ ist ein Optimum für die Signalamplitude des verwendeten Detektionsverfahrens (*electron-shelving*, siehe Abschnitt 3.3.3). Das Fluoreszenzsignal wird über 50 Zyklen gemittelt, so dass die Zeit für einen Frequenzmesswert $t_m = 1,05 \text{s}$ beträgt. Während dieser Zeit erfüllt der optische Oszillator die Funktion eines Schwungrades. Die Stabilität der optischen Atomuhr folgt für $\tau < t_m$ der Stabilität des optischen Oszillators. Die Frequenz wird periodisch mit der atomaren Eigenfrequenz abgeglichen, so dass für Zeitskalen $\tau > t_m$ die Stabilität des atomaren Frequenzdiskriminators dominiert. Für Mikrowellenuhren ist der Einfluss der Oszillatorstabilität unter den speziellen Randbedingungen der zyklischen Ramsey-Spektroskopie und der Nachführung der Oszillatorfrequenz durch das Interferenzsignal ausführlich theoretisch untersucht

worden [46]. Dabei zeigt sich, dass Fourier-Komponenten des Rauschens bei $f = \frac{1}{t_m}$ und höheren Harmonischen die Stabilität des an die atomare Referenz gebundenen Oszillators durch einen fluktuierenden Offset beeinflussen (Dick-Effekt).

Damit ist der Bereich der für den Laseroszillator relevanten Fourierfrequenzen definiert. Die Reduzierung des Frequenz- beziehungsweise Phasenrauschens bei $f = 100$ Hz bis 100 kHz (freie Flugzeit) und $f \approx n \times 1$ Hz (Schwungradfunktion) stellt höchste Anforderungen an das Stabilisierungssystem. Die Laserfrequenz wird mit Hilfe des Frequenz-Modulations-Verfahrens nach Pound, Drewer und Hall (PDH, 1982) [47, 48] phasenstarr an einen hochstabilen Resonator angebunden. Die Rauscheigenschaften des optischen Oszillators werden damit auf die Längenstabilität des Resonators zurückgeführt. Durch die Kombination von Materialwahl und passiver sowie aktiver Stabilisierung der Umgebungsparameter (mechanisch, thermisch, optisch) erreichen solche Systeme eine außergewöhnliche Frequenzstabilität [49]. Die Stabilität der Anbindung ist lediglich durch das Photonenzahlrauschen im Detektor der PDH-Regelung begrenzt. Die Genauigkeit der Anbindung stützt sich auf eine Kontrolle optischer und elektronischer Signalverschiebungen.

Zwei Parameter dienen typischerweise zur Charakterisierung des Frequenzrauschspektrums. Dies sind die spektrale Breite der Frequenzfluktuationen des Laseroszillators $\delta\nu_L$ (Linienbreite) und die durch thermische Effekte oder Alterung des Resonators gegebene Frequenzdrift d_ν [$\frac{\text{Hz}}{\text{s}}$]. Diese Parameter tragen den oben genannten Funktionen des Oszillators Rechnung, erlauben aber keine vollständige Beschreibung der Rauscheigenschaften. Im Allgemeinen wird das Rauschen durch die spektrale Dichtefunktion $S^\nu(f)$ [$\frac{\text{Hz}^2}{\text{Hz}}$] beschrieben. Unter der Annahme von weißem Frequenzrauschen ist die Linienbreite folgendermaßen zu berechnen (siehe zum Beispiel [50]):

$$\delta\nu_L = \pi S_0^\nu \quad (2.1)$$

$$S^\nu(f) = S_0^\nu = \text{const.} \quad (2.2)$$

Zur genaueren Beschreibung werden Fourier-Komponenten des Phasenrauschens auf den durch die freie Flugzeit im Interferometer gegebenen Zeitskalen hinzugezogen. Dabei sind auch Phasenfluktuationen mit kleinem Hub ($\Delta\phi \ll 1$ rad) aber schneller Phasenänderung im Millisekundenbereich relevant ($\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = 1$ bis $100 \frac{\text{mrad}}{\text{ms}}$). Solche Fluktuationen äußern sich durch den kleinen Modulationsindex im Rauschspektrum als Beeinträchtigung der spektralen Reinheit und zeigen nur geringen Einfluss auf die Linienbreite. Die spektralen Dichtefunktionen des Phasen- beziehungsweise Frequenzrauschens $S^\nu(f) = S^\phi(f) \times f^2$ sind im optischen Spektralbereich nur durch den Vergleich mit einer Referenz gleicher oder höherer Stabilität messbar. Dies stellt

eine grundsätzliche Herausforderung bei der Charakterisierung hochstabiler optischer Oszillatoren dar. Im Idealfall wird das Schwebungssignal zweier gleicher Oszillatoren gemessen, um die Stabilität des einzelnen Oszillators zu ermitteln. Steht nur ein Oszillator zur Verfügung – wie im Rahmen der vorliegenden Arbeit – ist eine Charakterisierung mit Hilfe der atomaren Referenz möglich. Dabei sind nur integrale Größen des Rauschspektrums zugänglich und keine Aussagen über die zugrunde liegenden Rauschprozesse möglich. Unter Annahme von weißem Frequenzrauschen ist die Linienbreite $\delta\nu_L$ über den Verlust in der Signalamplitude des Interferometers mit steigender Flugzeit T indirekt zu erschließen (siehe Kapitel 4). Diese Messmethode erfasst alle für den Frequenzdiskriminator relevanten Rauschprozesse. Durch den Einfluss der spektralen Reinheit des Oszillators auf die Signalamplitude stellt die so ermittelte Linienbreite eine konservative Abschätzung dar.

Die im vorliegenden Kapitel beschriebenen optischen Oszillatoren arbeiten bei einer Frequenz von $\nu_L = 655,6605$ THz im blauen Spektralbereich. Dies entspricht dem Interkombinationsübergang $^1S_0(m_J = 0) \leftrightarrow ^3P_1(m_J = 0)$ in ^{24}Mg (457,2 nm). Klassisch ist diese Wellenlänge mit einem im Ultraviolett (355 nm, Argon-Ionen-Laser) gepumpten Farbstofflaser erzielbar (Farbstoff: Stilben 3). Die zweistufige Frequenzstabilisierung eines solchen Lasersystems wird in Abschnitt 2.1 dargestellt.

Die hohen intrinsischen Frequenzfluktuationen (Farbstoffjet) und die kurzen Wartungsintervalle (Farbstoffwechsel nach 30 bis 40 h) motivieren die Suche nach alternativen Lasersystemen. Im sich rasch entwickelnden Feld der diodengepumpten Festkörperlaser kommen zwei Systeme in Betracht. Dies ist einerseits ein frequenzverdoppelter Titan-Saphir-Laser, gepumpt von einem Festkörperlaser bei 532 nm (beispielsweise Coherent Verdi), andererseits ein frequenzverdoppelter, diodengepumpter Nd:YVO₄-Festkörperlaser (914 nm). Letzterer besticht durch die direkte Erzeugung der Grundwelle im infraroten Spektralbereich ohne den Einsatz eines aufwendigen Pumplasers sowie durch die erzielbaren Ausgangsleistungen von bis zu 1,4 W bei 914 nm [53]. Zwei Nd:YVO₄-Laser verschiedenen Typs (Stablaser, Scheibenlaser) wurden im Rahmen dieser Arbeit im Hinblick auf ihre Eignung als Spektroskopielaser für Magnesium untersucht (Abschnitt 2.2).

2.1 Ein zweistufig frequenzstabilisierter Farbstofflaser-Oszillator

Das im vorliegenden Abschnitt beschriebene optische Oszillatorsystem basiert auf einem Farbstofflaser ($\lambda = 457,2 \text{ nm}$) und zwei Resonatoren hoher Finesse. Die erste Stabilisierungsstufe wurde in vorangegangenen Arbeiten [84, 86] aufgebaut und für die hochauflösende Spektroskopie eingesetzt [87, 89]. Die erzielte Linienbreite betrug $\delta\nu_L = 900 \text{ Hz}$. Dieses Ergebnis stammt aus atominterferometrischen Kontrastuntersuchungen. Die beobachtete Instabilität beruht insbesondere auf mechanischen Schwingungen des optischen Resonators (Resonator S). Das Konzept des hier vorgestellten Systems beruht auf der Korrektur der in der ersten Stufe verbleibenden Instabilität durch einen hochstabilen Resonator mit deutlich verbesserten

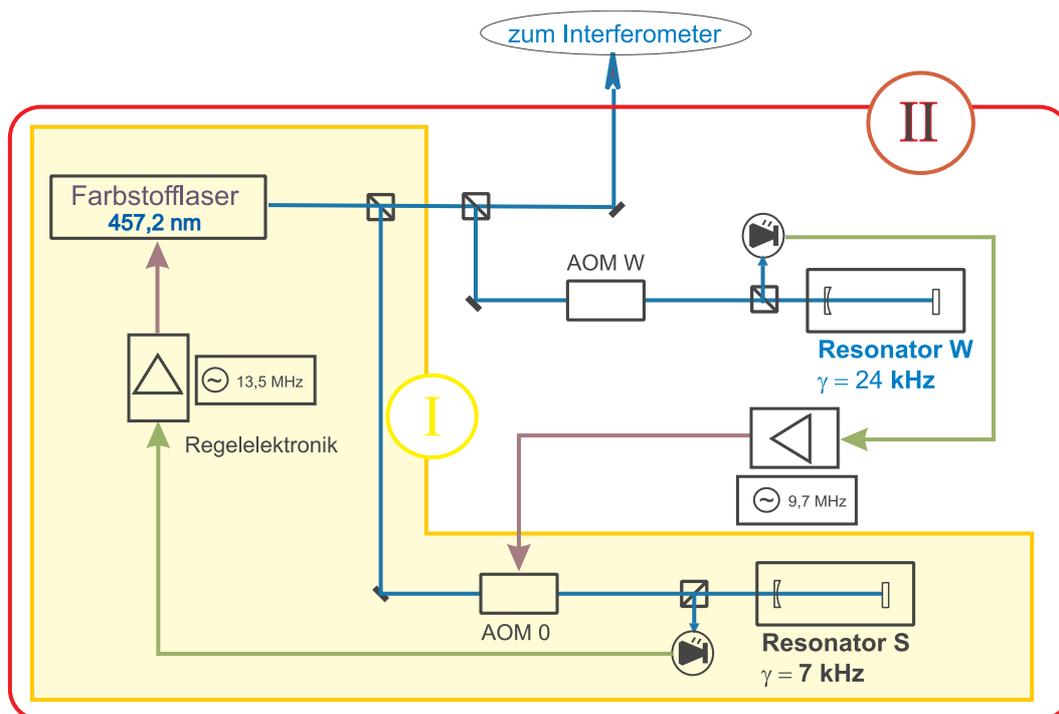


Abb. 2.1: Prinzipieller Aufbau der zweistufigen Frequenzstabilisierung. Der Farbstofflaser-Oszillator wird mit Hilfe des PDH-Verfahrens (Rahmen I) auf Resonator S stabilisiert. Eine weitere PDH-Anordnung (Rahmen II) detektiert die verbleibende Instabilität in Bezug auf den hochstabilen Resonator W. Über AOM 0 im geschlossenen Regelkreis (I) wird der Oszillator an die Eigenfrequenz von W gebunden. AOM W überbrückt die Differenz zur Magnesium-Resonanzfrequenz und dient als Abstimmelement bei der Spektroskopie.

Eigenschaften (Resonator W). Die erste Stufe bleibt dabei in sich geschlossen und wird durch ein Stellelement im optischen Stabilisierungszweig (AOM) nachgestellt (siehe Abbildung 2.1). Bei der Erweiterung werden auch Fortschritte für die Qualität der ersten Stufe erzielt (siehe Abschnitt 2.1.2). Zudem werden durch Frequenzrauschmessungen des auf Resonator S stabilisierten Lasers an Resonator W erstmals detaillierte Aussagen über die Eigenschaften der ersten Stufe erzielt.

Eine zweistufige Stabilisierung ist auch Grundlage der am NIST von Berquist *et al.* realisierten hochstabilen Oszillatoren (Farbstofflaser $\lambda = 563$ nm) mit $\delta\nu_L \leq 0,6$ Hz [49]. Dort werden Resonatoren verschiedener Finesse eingesetzt ($\mathfrak{F} > 150000$, $\mathfrak{F} \sim 800$). Die erste Stufe erzielt eine Linienbreite von $\delta\nu_L \sim 1$ kHz. Im vorliegenden Stabilisierungssystem wird erstmals mit zwei Resonatoren gleicher und hoher Finesse ($\mathfrak{F} \sim 40000$) gearbeitet. Dabei wird das Ziel verfolgt, die bereits nach der ersten Stufe geringen verbleibenden Instabilitäten mit angepasstem Frequenzgang der zweiten Stufe gezielt auszuregeln.

Für den Einsatz des Oszillators im hochstabilen Frequenzdiskriminator (Kapitel 3 & 4) werden zwei weitere Stabilisierungssysteme realisiert. Abschnitt 2.1.7 beschreibt die computergestützte Stabilisierung der residualen Frequenzdrift (Resonator W) auf ein Atomstrahlinterferometer. Schließlich wird in Abschnitt 2.1.8 ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes, neues Verfahren zur Leistungsstabilisierung des Farbstofflasers vorgestellt. Durch Kopplungen zwischen Leistungs- und Frequenzfluktuationen begrenzt die Leistungsstabilität die Qualität des optischen Oszillators.

2.1.1 Übersicht des Lasersystems

In Abbildung 2.1 ist der prinzipielle Aufbau der zweistufigen Frequenzstabilisierung dargestellt. Zentrale Elemente sind der Farbstofflaser (6-Spiegel-Ringlaser, Farbstoff Stilben 3, Eigenbau Gruppe W.Ertmer [93, 94]) und die beiden optischen Resonatoren S und W. Da die Resonatoren in ihrer Eigenfrequenz nicht abstimmbare sind, wird der Frequenzversatz zwischen der Sollfrequenz (Magnesium-Eigenfrequenz) und einer longitudinalen Resonatormode durch akusto-optische Modulatoren im zweifachen Durchgang überbrückt (AOM 0 und AOM W). Die erste Stufe, grau unterlegt und mit (I) gekennzeichnet, ist ein in sich geschlossener Regelkreis. Hier wird auf Stellelemente im Resonator des Farbstofflasers zugegriffen. Die zweite Stufe in der Umrahmung (II) korrigiert die verbleibende Instabilität von Stufe I durch eine Frequenzvariation von AOM 0. Das Stabilisierungskonzept ist jeweils das PDH-Verfahren (Einzelheiten siehe bei Drewer [48]). Es werden Modulationsfrequenzen

von $\nu_{\text{mod.I}} = 13,5$ MHz und $\nu_{\text{mod.II}} = 9,7$ MHz gewählt. Diese besitzen keine gemeinsamen höheren Harmonischen, so dass ein Übersprechen durch HF-Streustrahlung vermieden wird. Außerdem liegen die Modulationen bei rauscharmen Fourierfrequenzen des frei laufenden Lasersystems, die nicht durch hochfrequente Pumplaseroszillationen gestört sind. Um einen Stabilitätsverlust beim Transport des Lichtes zu den Atomen zu vermeiden, sollte der Regelpunkt der zweiten Stufe (Strahlteiler) räumlich möglichst nahe an der spektroskopischen Wechselwirkungszone liegen. Im Folgenden werden die Komponenten der Stabilisierung im Einzelnen dargestellt und charakterisiert.

2.1.2 Erste Stufe der Frequenzstabilisierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die von U. Sterr und V. Rieger [84, 86] aufgebaute Stabilisierung des Farbstofflasers auf Resonator S für den Einsatz als erste Stabilisierungsstufe optimiert. Dazu gehört vor allem die Realisierung eines automatischen *relock*-Systems, die Umrüstung auf moderne offsetarme integrierte Verstärker und die Kompensation von Offseteffekten der Restamplitudenmodulation der Modulatoren. Durch den Vergleich mit der Eigenfrequenz des stabileren Resonators W

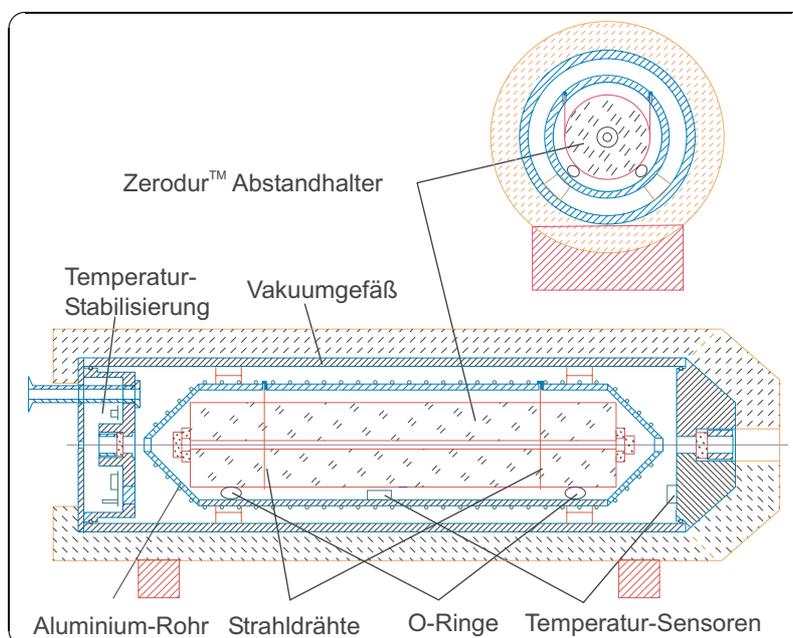


Abb. 2.2: Konstruktion des optischen Resonators **S** [84] der ersten Stabilisierungsstufe. Die mechanische Dämpfung beruht auf Viton-O-Ringen und einer Drahtlage- rung des Abstandhalters aus ZerodurTM. Die innere Stufe der aktiven Tempe- raturstabilisierung ist im Vakuumpfäß montiert.

konnten erstmals direkt spektrale Dichten des Frequenzrauschens bestimmt und mit den bisherigen Ergebnissen (Linienbreite) verglichen werden. Es wurde verifiziert, dass wesentliche Instabilitäten auf mechanischen Vibrationen des Resonators S im einstufig stabilisierten Oszillator beruhen.

Abbildung 2.2 zeigt den inneren Aufbau des Resonators S und Tabelle 2.1 fasst die wesentlichen Parameter zusammen. Der Abstandhalter ist in Stahldrahtschlaufen gelagert und durch Gummiringe (Viton) gedämpft. Die wesentliche mechanische Isolation ist durch den optischen Tisch (Newport RS4000) vorgesehen. Das gewählte Material des Abstandhalters - die Glaskeramik ZerodurTM - ist stabil und besitzt einen geringen Temperatur-Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha \sim \pm 5 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$.

Der Zerodur-Resonator zeigt ein ausgeprägtes Alterungsverhalten mit einer variablen Frequenzdrift $d_S = +3 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$ bis $-30 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$, wie bereits von Rieger untersucht [86] (siehe auch Abschnitt 2.1.6). Die zweistufige, aktive Temperaturregelung heizt einerseits das äußere Vakuumgefäß, andererseits das Aluminiumrohr im Inneren. Die Funktion des inneren Rohrs als Schild für die Wärmestrahlung wird dadurch überbrückt. Für eine bessere passive Stabilität wird aktuell nur die äußere Temperaturstabilisierung angesteuert. Die Qualität des Vakuums ist durch die eingebaute Elektronik und das KF-Dichtungssystem auf 10^{-6} mbar beschränkt.

Für den optischen Teil des Regelkreises wird mit einer $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte und einem polarisierenden Strahlteiler etwa 1,5 mW aus dem Hauptstrahl des Farbstofflasers abgezweigt. Der Farbstofflaser wird mit einem optischen Isolator (Isolation $> 30\text{dB}$, Linos Typ FR 488/5) vor störenden Rückreflexen aus dem Experiment und den Stabilisierungen geschützt. AOM 0 (Isomet 1205C-2, $\nu_{\text{RF}} = 225$ bis 275 MHz) verschiebt die optische Frequenz im doppelten Durchgang auf eine der longitudinalen TEM₀₀-Moden des Resonators. Ein resonant bei $\nu_{\text{mod,I}} = 13,5$ MHz

Material			Zerodur TM
Länge	L	=	519 mm
Spiegelradien	r ₁	=	1000 mm
	r ₂	=	∞
freier Spektralbereich	FSR	=	290 MHz
Resonanzbreite	γ_S	=	7 kHz
Finesse	\mathfrak{F}	=	39.000
Temperaturstabilität	$\Delta T_{\text{außen}}$	\leq	± 3 mK

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Parameter für Resonator S

angesteuerter EOM (Gsänger LM 0202P) prägt dem Licht Seitenbänder für die FM-Spektroskopie auf, bevor es über einen Raumfilter und eine Modenanpassung in den Resonator eingekoppelt wird. Die Leistung vor dem Resonator wird typischerweise auf $P_S = 430 \mu\text{W}$ eingestellt.

Die im EOM auftretende Restamplitudenmodulation ist ein kritischer Faktor in der Präzision der Anbindung. Nach der Demodulation des Hochfrequenz-Signals tritt sie als Offset-Spannung in der Regelelektronik in Erscheinung. Die RAM ist empfindlich von der Polarisationsrichtung des Lichtes bezüglich der Kristallachse im EOM abhängig ($\Delta\theta \leq 1^\circ$). Zwar kann der EOM durch Drehung ausgerichtet werden, die Einstellung ist aber in Bezug auf Temperaturänderungen nicht über längere Zeit stabil. Bereits ein kurzes Berühren des EOM-Gehäuses erzeugt eine signifikante Drift. Der Einbau einer zusätzlichen $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte vor dem EOM ermöglicht eine präzise Einstellung. Eine automatische Nachstellung der Polarisationsrichtung bei kontinuierlicher Beobachtung der RAM im HF-Signal ist möglich.

Das von der schnellen Photodiode in Reflexion von Resonator S stammende HF-Signal wird in einem Phasendetektor (Mini Circuits RPD-1) demoduliert. Die Regelelektronik stellt die Laserfrequenz in drei Zweigen für unterschiedliche Fourierfrequenzen nach. Schnelle Korrekturen werden direkt im Niedervoltbereich ($\pm 15 \text{ V}$) an eine Elektrode des resonatorinternen EOM (Gsänger PM25) gelegt. Die Verstärkungsbandbreite der Regelung beträgt 2 MHz. Im mittleren Zweig werden die Fluktuationen integriert und über einen Hochspannungs-Operationsverstärker (Burr Brown 3584) mit bis zu 200 V auf die zweite EOM-Elektrode gegeben. Weitere durch einen Tiefpass gefilterte Korrekturen erreichen schließlich einen PID-Regler, der den Piezo im Farbstofflaser-Resonator ansteuert. Die in der vorhandenen Regelelektronik eingesetzten, schnellen Operationsverstärker sind nicht mehr verfügbar. Bei der Überarbeitung wurde Wert darauf gelegt, aktuelle Typen mit besonders geringer, kompensierbarer Eingangs-Offsetspannung zu verwenden. In den Vorverstärkern kommen nun MSK738 (MS-Kennedy) und im Hochspannungsteil ein PA85 (Apex) zum Einsatz (Schaltpläne siehe Anhang B).

Automatisches *relock*-System

Fluktuationen im Düsenstrahl des Farbstofflasers, insbesondere Luftblasen, führen regelmäßig zu Frequenzexkursionen, die den Empfangsbereich der PDH-Regelung (ca. 10 MHz) überschreiten. Im laufenden Experiment wird dadurch die Anbindung an die Resonatorfrequenz in Abständen von 5 bis 30 Minuten verloren. Neben dem Ver-

lust von Datenpunkten in der Messung beginnen im nicht angeordneten Zustand destabilisierende Effekte zu wirken, die die Qualität des Oszillatorsystems insgesamt beeinträchtigen. In permanenter Regelung ergibt sich ein thermisches Gleichgewicht für die Wärme, die durch Restabsorption der resonatorinternen Leistung in den Spiegeln eingebracht wird. Um dieses Gleichgewicht zu erhalten, ist ein schnelles Wiedererlangen der Anbindung von großer Wichtigkeit. Zu diesem Zweck wurde ein automatisches *relock*-System implementiert. Die Detektion eines *out of lock*-Zustands erfolgt über eine Photodiode, die die Transmission von Resonator S beobachtet. Ihr Signal wird über einen Analog-Digital-Wandler dem steuernden LabView-Programm zugänglich. Hierbei muss beachtet werden, dass die Regelung nach einem Sprung möglicherweise bei einer anderen longitudinalen oder transversalen Mode des Resonators stabilisiert. Eine obere und untere Schwelle für das *out of lock*-Signal diskriminiert die Transversalmoden, da die Modenanpassung im Resonator und die räumliche Struktur der Moden zu unterschiedlichen Intensitäten auf der Photodiode führen. Um eine Anbindung an andere Longitudinalmoden (Abstand 290 MHz) zu verhindern und um eine Information über die Richtung des Frequenzsprungs zu erhalten, wird das Signal eines Spektrometer-Resonators (Jodon SA-1500) digitalisiert und analysiert. Die Position (Spannung am Piezo des Spektrometer-Resonators) eines Maximums der Transmission wird während der korrekten Anbindung als Sollwert gespeichert. Wegen der Drift des Spektrometer-Resonators wird der Sollwert alle 30 Sekunden automatisch aktualisiert. Durch einen zur Abweichung vom Sollwert proportionalen Stellschritt am Piezo-Spiegel des Laserresonators wird die Regelung in den Fangbereich zurückgestellt. Dies geschieht auf einer Zeitskala von unter einer Sekunde. Die Stellschritte aus dem DA-Wandler des Steuercomputers werden dabei durch einen Tiefpass gefiltert, damit Störungen durch die Abtastfrequenzen des Wandlers nicht an den Piezo gelangen.

Frequenzrauschspektren

Im Folgenden werden die Eigenschaften der ersten Stabilisierungsstufe anhand von Frequenzrauschspektren analysiert. Das Frequenzrauschen des an Resonator S gebundenen Oszillators wird am Frequenzdiskriminator der zweiten Regelstufe (Resonator W) gemessen. Durch die hohe Stabilität des Resonators W entspricht die Messung der relativen Frequenzen im Wesentlichen den Fluktuationen der ersten Stufe. Für die Einzelheiten des Aufbaus der zweiten Stufe sei auf die folgenden Abschnitte verwiesen. Abbildung 2.3 zeigt die gemessene spektrale Dichtefunktion der

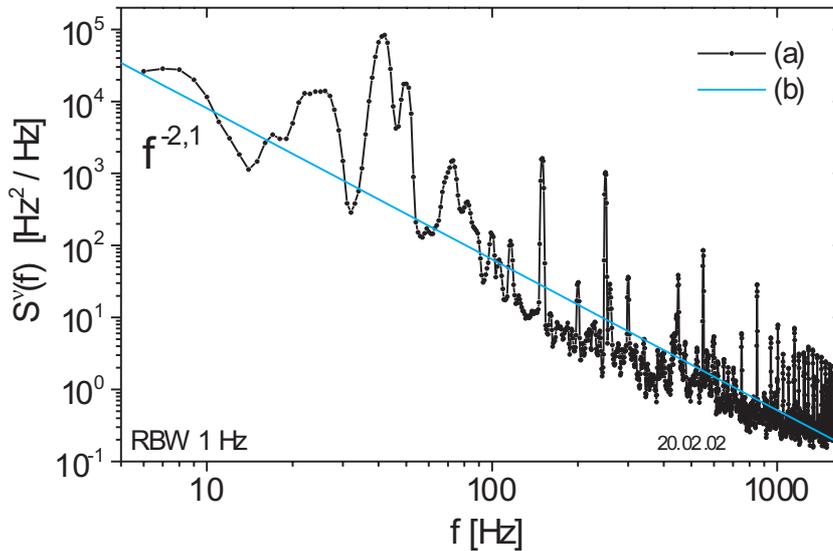


Abb. 2.3: Spektrale Dichtefunktion des Frequenzrauschens der ersten Stabilisierungsstufe detektiert an Resonator W (a): Der mittlere Frequenzgang mit $S^\nu(f) \sim f^{-2}$ (b) deutet auf einen „random-walk“-Prozess hin. Langsame Rauschanteile bei $f = 10$ Hz bis 100 Hz sind dominant.

Frequenzfluktuationen $S^\nu(f)$. Das Rauschspektrum wurde aus dem Fehlersignal an Resonator W mit einem NF-Analysator (HP 35670A, FFT) aufgezeichnet. Es zeigt im Mittel einen Frequenzgang von $S^\nu(f) \sim f^{-2}$, charakteristisch für einen sogenannten *random-walk*-Prozess. Die dominanten Rauschanteile im Bereich niedriger Fourierfrequenzen $f < 100$ Hz deuten auf die mechanische Instabilität des Resonators S hin. Um Vergleiche mit der durch atominterferometrische Kontrastuntersuchungen bestimmten Linienbreite zu ermöglichen, wird hier die Linienbreite aus den gemessenen Spektren berechnet. Da die vorliegenden Rauschprozesse keine einfachen analytischen Näherungen zulassen, muss dies durch diskrete Fourier-Transformationen (FFT) erfolgen. Die Linienbreite ist als volle Halbwertsbreite (FWHM) der optischen Leistungsdichteverteilung $S^E(\Delta\nu_L)$ definiert. Diese beschreibt die Verteilung der Laserleistung auf Seitenbänder mit Abstand $\Delta\nu_L$ von der Trägerfrequenz. Die Berechnung der Leistungsdichteverteilung folgt der Methode von Telle [50]. Ausgangspunkt für die Berechnung ist die spektrale Dichtefunktion der Phasenfluktuationen:

$$S^\phi(f) = \frac{S^\nu(f)}{f^2} \quad (2.3)$$

Die zeitliche Korrelationsfunktion der Phasenfluktuationen $R^\phi(\tau)$ ist die Fourier-Transformierte (\mathfrak{FT}) der Phasenrauschdichte:

$$R^\phi(\tau) = \mathfrak{FT}\{S^\phi(f), \tau\} \quad (2.4)$$

Für die optische Leistungsdichteverteilung gilt nun:

$$S^E(\Delta\nu_L) = \mathfrak{FT}\{e^{R^\phi(\tau)} * e^{-R^\phi(0)}, \Delta\nu_L\} \quad (2.5)$$

Die berechnete Korrelationsfunktion zeigt dominante Werte von bis zu $R^\phi(\tau) = 700 \text{ rad}^2$ für kurze Zeiten $\tau \rightarrow 0$ (siehe Abbildung 2.4 (I)). Dies äußert sich in der rein gaußschen Linienform (Abbildung 2.4 (II)), in der keine strukturierten Seitenbänder zu erkennen sind. Die Linienform ist für den *random-walk*-Prozess typisch. Die beobachtete Linienbreite (FWHM) von $\delta\nu_L = 870 \text{ Hz}$ stimmt mit dem in atominterferometrischen Untersuchungen bestimmten Wert überein [87]. In den Rauschspektren bei niedrigen Fourierfrequenzen dominiert die Drift von Resonator S. Deshalb werden zur Bestimmung der Linienbreite nur Werte für $f \geq 10 \text{ Hz}$ verwendet.

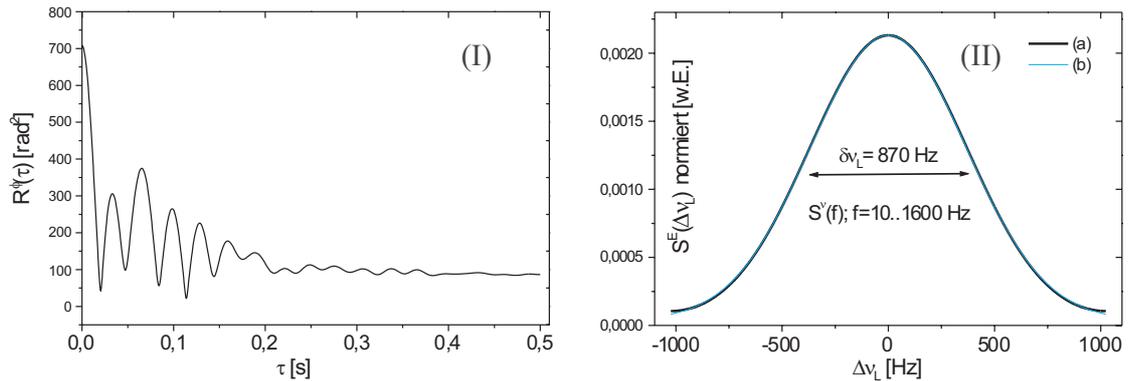


Abb. 2.4: (I): Mit Hilfe einer diskreten Fourier-Transformation (FFT) bestimmte zeitliche Korrelationsfunktion der Phasenfluktuationen des auf Resonator S stabilisierten Oszillators. (II): Berechnete optische Leistungsdichteverteilung $S^E(\Delta\nu_L)$ (a): Die Linienform entspricht einer gaußschen Verteilung (b) mit einer Linienbreite von $\delta\nu_L = 870 \text{ Hz}$.

Mechanische Instabilität

Die Analyse der Frequenzrauschspektren erlaubt eine systematische Untersuchung der Störeinflüsse durch mechanische und akustische Schwingungen. Für die hochstabilen Interferenzmessungen in dieser Arbeit wurde der Farbstofflaser durch ein Plexiglasgehäuse gegen Luftströmungen und Staub geschützt sowie die für eine gefilterte, laminare Luftzufuhr sorgenden *Flow-Boxen* abgeschaltet. Der durch die Ventilatoren auftretende Schall und Infraschall zeigt eine destabilisierende Wirkung. Zudem haben die *Flow-Boxen* Einfluss auf die mechanische Stabilität der äußeren Aufhängung des Resonators *W* (siehe Abschnitt 2.1.4). Abbildung 2.5 zeigt spektrale Rauschdichten für den optischen Oszillator einerseits mit *Flow-Boxen* und geöffnetem Gehäuse (a) und andererseits ohne *Flow-Boxen* im geschlossenen Zustand (b). Deutlich sind zusätzliche Rauschanteile für Fourierfrequenzen um $f = 3$ Hz, 40 Hz und 80 Hz zu erkennen.

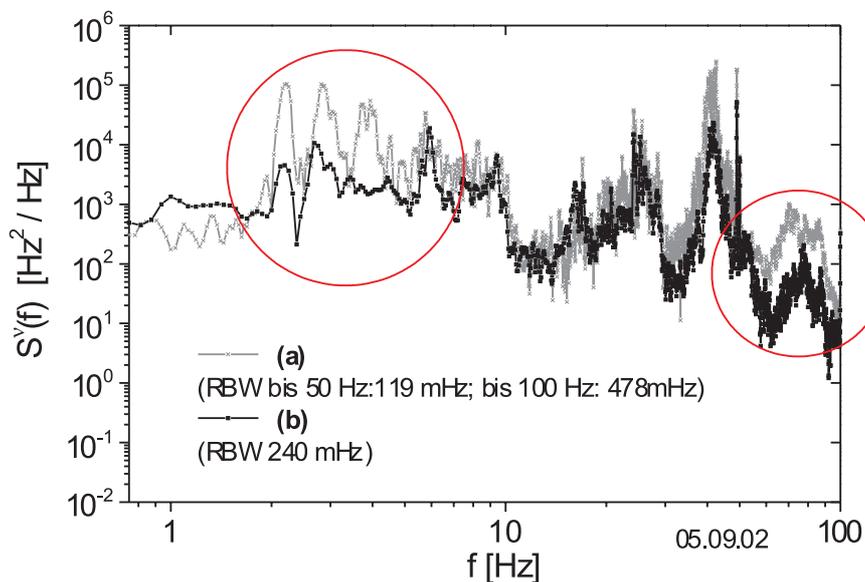


Abb. 2.5: Vergleich der Rauschspektren im niederfrequenten Bereich ($f < 100\text{Hz}$) zur Demonstration des Einflusses der Lamina-*Flow-Boxen* und des Plexiglasgehäuses um den Farbstofflaser. Das Spektrum (a) mit *Flow-Boxen* und geöffnetem Gehäuse zeigt im Vergleich zu (b) ohne *Flow-Boxen* und geschlossenem Gehäuse ein generell höheres Rauschniveau und verstärkte Fourierkomponenten um $f = 3$ Hz, 40 Hz und 80 Hz.

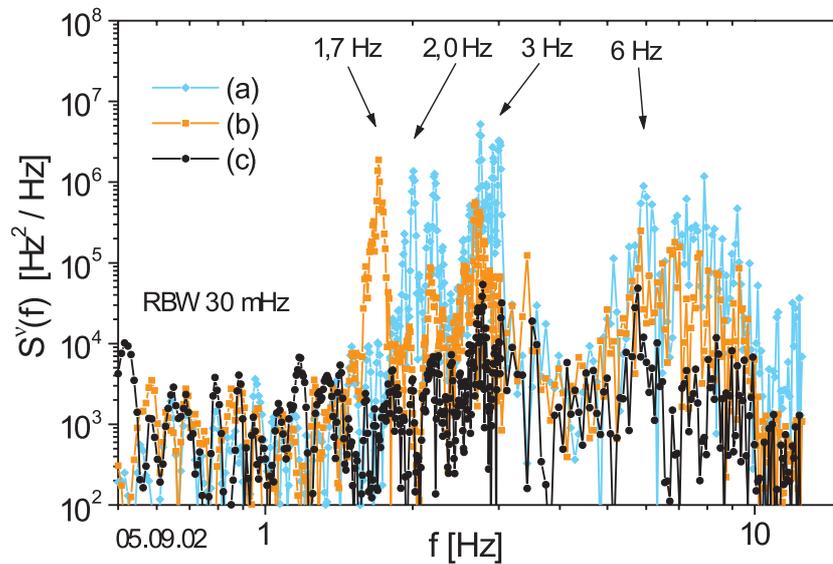


Abb. 2.6: Einfluss von Vibrationen des Laborbodens auf die spektrale Rauschdichte der Laserfrequenz im Bereich $f < 10\text{ Hz}$. Die Störung erfolgte periodisch mit 1 Hz (a) beziehungsweise $1,7\text{ Hz}$ (b). Spektrum (c) ist zum Vergleich störungsfrei. Die Spektren wurden über 128 Sekunden gemittelt.

Mechanische Vibrationen des Laborbodens, beispielsweise durch Trittschall, werden durch den Lasertisch nicht ausreichend gedämpft. Der Einfluss auf die Frequenzstabilität der ersten Stufe ist direkt nachweisbar. Periodische Anregungen von Bodenschwingungen ($f_a = 1\text{ Hz}$ bzw. $1,7\text{ Hz}$) sind in den Rauschspektren der Laserfrequenz als charakteristische Maxima zu erkennen (Abbildung 2.6). In optischen Frequenzen ausgedrückt rufen Schwingungen des Laborbodens einen Hub von bis zu $\Delta\nu_L \approx 20\text{ kHz}$ hervor. Die Empfindlichkeit des nur in der ersten Stufe stabilisierten Laseroszillators wird somit deutlich.

2.1.3 Zweite Stufe der Stabilisierung

Im Mittelpunkt der zweiten Stabilisierungsstufe steht der hochstabile optische Resonator W. Er wird in den nachfolgenden Abschnitten (2.1.4, 2.1.6) genauer beschrieben und charakterisiert. Abbildung 2.7 zeigt die Komponenten und die Anordnung der zweiten Stabilisierungsstufe im Detail. Am Regelpunkt ($\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte, polarisierender Strahlteiler) wird $P_{\text{stab}} \sim 1$ mW aus dem Hauptstrahl des Farbstofflasers für die optische Frequenzstabilisierung abgezweigt. AOM W (Crystal Technology Modell 3350-120, $\nu_{\text{RF}} = 275$ bis 425 MHz) passt die optische Frequenz im doppelten Durchgang auf eine longitudinale TEM₀₀-Mode des Resonators an und dient zur Frequenzabstimmung des Oszillatorsystems. Ein bei $\nu_{\text{mod.II}} = 9,7$ MHz betriebener Phasenmodulator (EOM Gsänger LM 0202P) erzeugt optische Seitenbänder für die PDH-Regelung. Die Modulationsfrequenz erzeugt ein Synthesizer (Wavetek DDS model 29 oder Rhode&Schwartz SMDW) und wird über einen 5W-Verstärker (Mini Circuits ZHL-5W), einen Richtkoppler (Mini Circuits ZFDC-15-6) und einen Serienschwingkreis ($C \sim 1$ nF, $L \sim 3,3$ μ H) resonant überhört in den EOM ge-

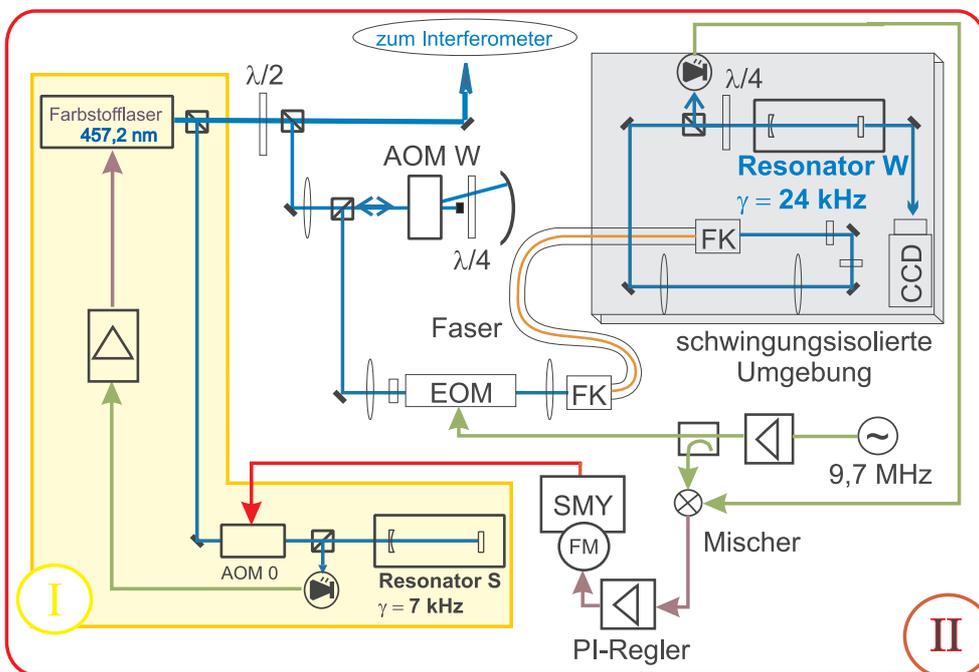


Abb. 2.7: Anordnung der Komponenten der PDH-Stabilisierung in der zweiten Stufe. Im Mittelpunkt steht der hochstabile optische Resonator W in einer schwingungs-isolierten Umgebung (dunkelgrau unterlegt). Der Transport des Lichts zum Resonator erfolgt über eine vor Luftströmungen geschützte, zweifach ummantelte optische Faser.

leitet. Der Richtkoppler stellt -15dB der HF-Leistung für den Mischer bereit. Das modulierte Licht wird über eine zweifach ummantelte optische Einmodenfasern (Fiberware Typ SM400/125 PI) in die schwingungsisolierte Umgebung (Granitplatte) von Resonator W transportiert. Die Faser ist möglichst kurz ausgelegt ($L = 40$ cm) und gerade verlegt, um Phasenfluktuationen durch Spannungs-Doppelbrechung bei Biegeschwingungen zu minimieren. Zu diesem Zweck dient auch die Ummantelung mit einem harten und einem weichen Kunststoffschlauch, da Luftströmungen zu Vibrationen einer frei laufenden Faser führen. Außerdem verändern Luftströmungen das Temperaturgleichgewicht. Thermische Längenänderungen der Faser erzeugen Frequenzverschiebungen in der Anbindung des Laseroszillators. Ursache sind Vielfachreflexionen zwischen den planen Faserendflächen (Etalon-Effekt), die eine unterschiedliche Transmission der Seitenbänder und des Trägers des phasenmodulierten Lichts bewirken. Es resultiert eine variierende Restamplitudenmodulation bei Längenänderungen der Faser, die in der Regelung demoduliert wird und Offsetverschiebungen hervorruft. Diese möglichen Einflüsse des Lichttransports in der Faser werden durch den Aufbau gering gehalten.

Hinter dem Faserausgang folgen Elemente ($\frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{2}$) zum Ausgleich von elliptischen Anteilen der Polarisation und ein Teleskop ($f_1 = 150$ mm, $f_2 = 80$ mm) zur Modenanpassung. Die den Resonator erreichende Leistung beträgt $P_W = 150 \mu\text{W}$. Dieser Wert ist möglichst niedrig gehalten, um die durch Absorption in den Resonator eingebrachte thermische Störung zu begrenzen. Er berücksichtigt zudem das Schrot-rauschlimit der Photodetektion. Das reflektierte, amplitudenmodulierte Licht wird mit einem schnellen Photodetektor (PTB) in ein HF-Signal gewandelt. Am Mischer (Level 7, Mini Circuits GRA-3) demoduliert stellt das Fehlersignal die HF-Frequenz für AOM 0 über einen PI-Regler und den Frequenz-Modulationseingang (FM ext. DC) des Synthesizers (SMY01, Rhode&Schwartz) nach. Der Modulationseingang arbeitet mit einer maximalen Eingangsspannung von ± 1 V. Der korrespondierende Modulationshub ist auf $\Delta\nu_{\text{RF}} = 150$ kHz eingestellt. Der Laseroszillator folgt damit der Eigenfrequenz von Resonator W. Die Bandbreite dieser korrigierenden Regelung beträgt 20 kHz und ist durch die Übertragungsfunktion des FM-Eingangs und durch den Frequenzgang von AOM 0 gegeben. Die Qualität der Anbindung wird in Abschnitt 2.1.5 untersucht.

In der nächsten Ausbaustufe wird der Regelpunkt für die zweite Stabilisierungsstufe in die Nähe des spektroskopierten atomaren Ensembles verlegt. Die in Abschnitt 3.5 beschriebene neue Apparatur für ultrakalte Magnesium-Atome befindet sich in unmittelbarer Nähe von Resonator W. Über eine polarisationserhaltende

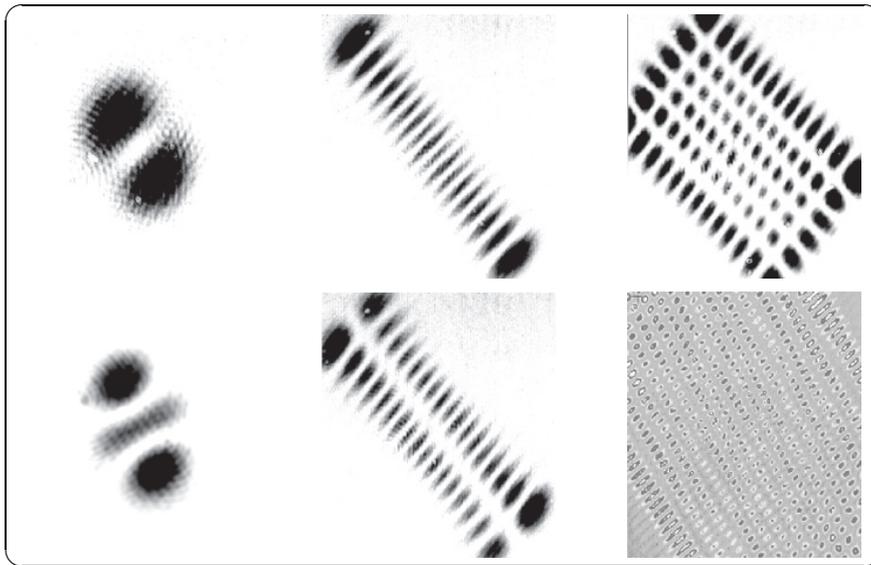


Abb. 2.8: Die Stabilität des Laseroszillators ermöglicht die kontinuierliche Anregung höherer Transversalmoden des Resonators W . Dies erlaubt nicht nur die Aufnahme mustergültiger Bilder von "Lichtkristallen", sondern auch die genaue Vermessung der Modenabstände im Frequenzraum.

Faser (Point Source kineFlex-P) mit schräg polierten Endflächen (Vermeidung von Etalon-Effekten) kann eine direkte Verbindung zur schwingungs isolierten Umgebung geschaffen werden. Phasenfluktuationen durch den Lichttransport im freien Raum und im Spiegelsystem werden damit direkt ausgeglichen (siehe Kapitel 4).

2.1.4 Charakterisierung des optischen Resonators

Tabelle 2.2 fasst die wesentlichen Parameter des Resonators W zusammen. Die Konzeption und der Aufbau des Resonators sowie einer stabilisierten Umgebung wurde in vorangegangenen Diplomarbeiten [95, 98, 97] und einer Staatsexamensarbeit [101] begonnen. Im Rahmen dieser Arbeit und einer Diplomarbeit [102] wurde der Aufbau vollendet und die Eigenschaften vermessen.

Der bereits in der ersten Stufe sehr stabile Laseroszillator erlaubt eine präzise optische Charakterisierung des Resonators W . Abbildung 2.8 zeigt beispielhaft einige Transversalmoden ($TEM_{n,m}$) des Resonators. Diese können durch Abstimmung der Oszillatorfrequenz kontinuierlich angeregt und mit Hilfe einer CCD-Kamera in Transmission aufgenommen werden.

Bemerkenswert ist eine diagonale Orientierung der Modenstruktur. Die Symmetrieachse ist räumlich fixiert und hängt nicht von der Einkopplungsrichtung oder der

Material	ULE TM 7971 (Corning)		
Länge	L	=	160 mm
Spiegelradien	r ₁	=	1200 mm
	r ₂	=	∞
Reflektivität	R	=	1-(80 ppm)
freier Spektralbereich	FSR	=	937 MHz
Resonanzbreite	γ _W	=	24 kHz
Finesse	ℱ	=	39.000
Ausdehnungskoeffizient	α	≤	3 · 10 ⁻⁸ K ⁻¹
Temperaturstabilität	ΔT _{außen}	≤	± 0,2 mK

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der Parameter von Resonator W

Modenanpassung ab. Sie deutet auf eine Brechung der Rotationssymmetrie im Resonator hin.

Der gemessene Frequenzabstand der Transversalmoden beträgt $\Delta\nu_1 = \nu_{\text{TEM}_{00}} - \nu_{\text{TEM}_{01}} = 110,6$ MHz. Dabei geht in die Bestimmung der gemessene freie Spektralbereich von Resonator S ein : $\text{FSR}_S = (290,040 \pm 0,002)$ MHz. Zur Vermessung des freien Spektralbereichs von Resonator W wurde die 13. Longitudinalmode (3,77 GHz) von Resonator S mit der 4. Longitudinalmode von Resonator W (3,75 GHz) verglichen. Das Ergebnis lautet: $\text{FSR}_W = (936,61 \pm 0,01)$ MHz

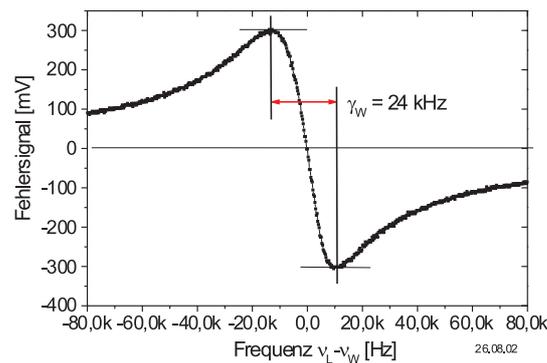


Abb. 2.9: Gemessene Struktur des PDH-Fehlersignals am Eingang der Regelelektronik. Der Laseroszillator (1. Stufe) wurde auf die Eigenfrequenz von Resonator W abgestimmt und langsam moduliert ($f_{AF} = 100$ Hz)

Damit beträgt die optisch ermittelte Resonatorlänge:

$$L = \frac{c}{2 \cdot \text{FSR}_W} = (160,040 \pm 0,002) \text{ mm} \quad (2.6)$$

Abbildung 2.9 zeigt ein am Eingang des PI-Reglers gemessenes PDH-Fehlersignal. Die Frequenz des in erster Stufe stabilisierten Oszillators wurde mit einer Frequenz von $f_{\text{AF}} = 100 \text{ Hz}$ und einem Hub von $\Delta\nu_{\text{RF}} = 200 \text{ kHz}$ an AOM 0 moduliert und das Signal über 1 Sekunde gemittelt. Die Breite der Resonanz beträgt $\gamma_W = (24 \pm 2) \text{ kHz}$. Eine optische Speicherzeitmessung liefert mit $\tau_W = 6.5 \pm 0.1 \mu\text{s}$ übereinstimmende Werte [102]. Die gemessene Finesse beträgt somit:

$$\mathfrak{F} = \frac{\text{FSR}_W}{\gamma_W} = 39.000 \pm 3000 \quad (2.7)$$

Die aus den Herstellerangaben über die Reflektivität der Spiegel ($R=1 - (50 \text{ ppm})$) ermittelte Finesse würde $\mathfrak{F}= 63.000$ betragen. Die Abweichungen sind möglicherweise auf höhere Absorptionsverluste in den Spiegelschichten zurückzuführen. Die tatsächlichen Verluste in den Spiegeln betragen damit 80 ppm.

Schwingungsisolation

Wie in Abschnitt 2.1.2 vorgestellt, beruht die Stabilität der optischen Resonator-Eigenfrequenz auf der Abschirmung aller mechanischen Einflüsse. Der Bereich der

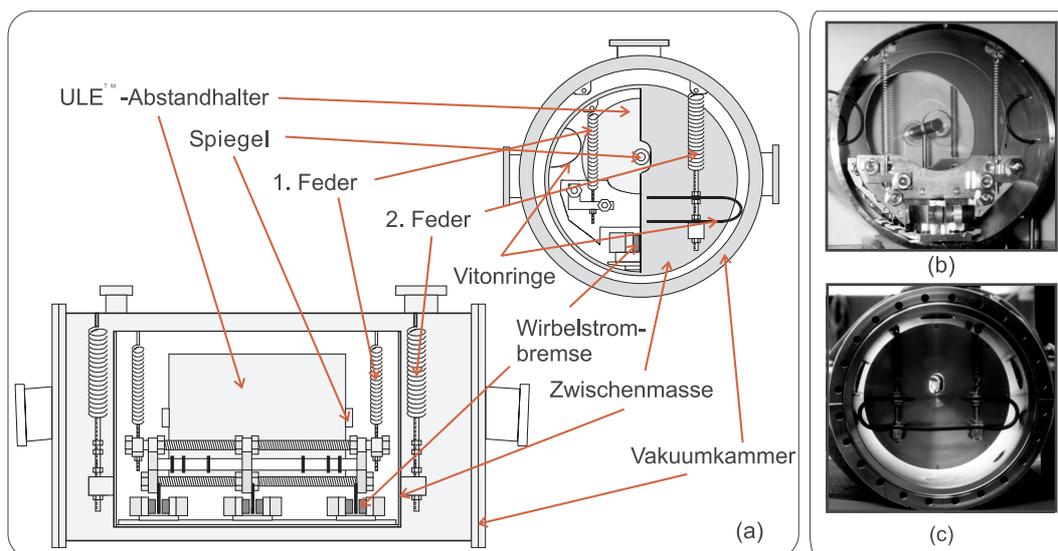


Abb. 2.10: Aufbauskiizze (a) und Fotografien (b & c) der zweistufigen Federaufhängung des optischen Resonators W innerhalb der Vakuumkammer. Die innere Stufe ist mit Wirbelstrombremsen gedämpft. Die Zwischenmasse dient gleichzeitig als Schild für Wärmestrahlung [98, 101]

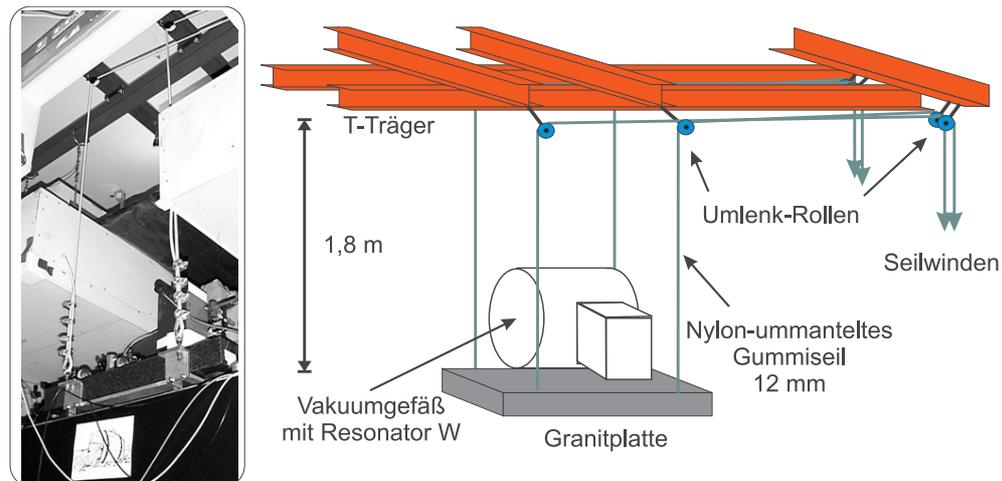


Abb. 2.11: Übersichtszeichnung und Fotografie der niederfrequenten Schwingungsisolierung von Resonator W. Vakuumgefäß und Einkoppeloptik ruhen auf einer Granitplatte, die an vier Gummiseilen und einem Rollensystem an T-Trägern unter der Labordecke aufgehängt ist.

relevanten Frequenzen erstreckt sich vom akustischen Bereich bis unter 1 Hertz. Beschleunigungen in jeder Raumrichtung führen zu dynamischen Verformungen und zu Längenänderungen des Abstandhalters. Auch eine Anregung von Eigenschwingungen des Abstandhalters ist möglich. Durch die kompakte Form sind die Eigenschwingungen hochfrequent und damit leicht zu isolieren. Resonator W ist in drei Stufen passiv schwingungs isoliert. Die Mehrstufigkeit erreicht einen steilen Abfall der Übertragungsfunktion (-36 dB/Oktave) oberhalb der Eigenfrequenzen. Zwei innere Stufen sind als Federpendel im Vakuumgefäß ausgeführt (siehe Abbildung 2.10). Die Eigenfrequenzen betragen $f_i = 2,2$ Hz und $f_a = 2,6$ Hz. Zur Dämpfung der Eigenschwingungen ist die innerste Stufe mit Wirbelstrombremsen versehen [95, 98]. Torsionsschwingungen werden mit Hilfe von Viton-Gummiringen vermieden [101]. Ungedämpft weisen sie eine Abklingzeit von etwa 30 Sekunden auf. Die Dämpfung reduziert die Qualität der Isolation. Außerdem liegen die Eigenfrequenzen in einem Bereich, der durch Trittschall und Gebäudeschwingungen angeregt wird. Insbesondere ist dies durch Oszillationen der optischen Einkoppeleffizienz zu beobachten, wenn der Resonator im Vakuumgefäß auf dem Lasertisch gelagert ist.

Eine äußere Aufhängung der Granitplatte, auf der das Vakuumgefäß und die Optik zur Einkopplung montiert sind (Gesamtmasse 200 kg), vermeidet die Anregung der inneren Eigenfrequenzen und die Variation der Einkoppeleffizienz. Die Aufhängung erfolgt an T-Trägern, die in den massiven Laborwänden eingelassen sind. Die Granitplatte ist über ein Rollen- und Windensystem (Arbeitslast 600 kg, Rutgeron) an

vier Nylon-ummantelten Gummiseilen befestigt (siehe Abbildung 2.11). Die Gummiseile ($d = 12$ mm, Bruchlast 410 kg, Tönshoff) bestehen im Inneren aus etwa 120 Strängen, die bei der Dehnung durch gegenseitige Reibung eine gute Dämpfung erzielen. Damit ist keine äußere Dämpfung erforderlich.

Die Lasten auf der Granitplatte sind unsymmetrisch angeordnet. Dadurch sind die Seile mit bis zu 80 kg belastet. Das Rollensystem verteilt die Last auf eine größere Länge (etwa 6 m) und reduziert die relative Längendehnung der Seile. Damit bleiben die Seile im Elastizitätsbereich.

Für die Reproduzierbarkeit der optischen Einkopplung ist eine exakte Einstellung der Horizontallage der Granitplatte notwendig. Dafür ist das mit einer Untersetzung von 1:40 versehene Windensystem gut geeignet. Horizontale Eigenschwingungen sind langsam (0,4 Hz) und äußere Störungen koppeln über die exakt vertikal ausgerichteten Seile nicht an die Granitplatte. Die vertikale Eigenfrequenz wurde mit Hilfe einer äußeren, elektromagnetischen Anregung variabler Frequenz vermessen. Abbildung 2.12 zeigt das mit einem Beschleunigungsaufnehmer (Bruel & Kjaer) bestimmte Anregungsspektrum der Schwingungsamplituden. Die zentrale Eigenfrequenz beträgt $f_g = 2,9$ Hz. Zudem ist ein Spektrum verschiedener Schwingungsmoden der Seilaufhängung zu erkennen, die durch eine nicht zentrale Anregung auftreten. Durch unterschiedliche Eigenfrequenzen der einzelnen Seile entstehen verschiedene Kippschwingungen. Dabei wird die Schwingungsamplitude in Resonanz maximal um einen Faktor 10 überhört.

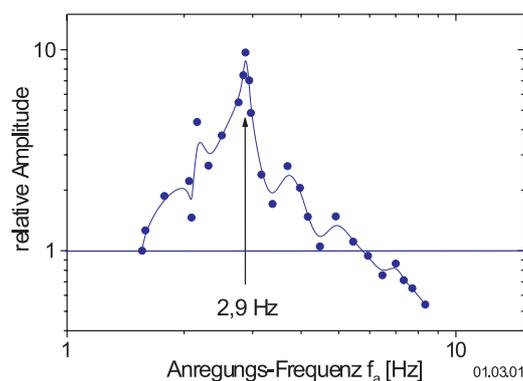


Abb. 2.12: Anregungsspektrum von Eigenschwingungen der Seilaufhängung des Resonatorsystems. Um $f = 2,9$ Hz sind unterschiedliche Bewegungs-Moden der Granitplatte zu erkennen.

Entscheidend für die Bewertung der Qualität der Isolation ist das Niveau und Spektrum der Restbeschleunigungen auf der Granitplatte. Diese wurden im Langzeitmittel (2 h) unter Veränderung der Umgebungsbedingungen gemessen und sind in Abbildung 2.13 dargestellt. Spektrum (I) zeigt eine effiziente Unterdrückung der Vibrationen an den Haltepunkten auf den T-Trägern. Bis auf eine Fourierkomponente bei $f = 47$ Hz verschwinden die mechanischen Komponenten unter dem elektronischen Rauschniveau des Detektorsystems bei $8 \cdot 10^{-7}$ g. Eine verbleibende Übertragungsmöglichkeit auf die Granitplatte stellen transversale Saitenschwingungen der Gummiseile dar. Eine direkte Charakterisierung der Beschleunigungen auf den ULE-Abstandhalter im Vakuum ist hier nicht möglich. Die innere Feder-aufhängung dämpft aber die beobachtete Schwingung bei 47 Hz effektiv (10^{-4}). Nimmt man den oben genannten Wert der Beschleunigung für eine konservative Abschätzung der auftretenden Änderungen der Eigenfrequenz, so erhält man einen Hub von 3 Hz. Dieser Wert ergibt sich aus dem Elastizitätsmodul und der Poissonzahl von ULE durch die Umsetzung der vertikalen Spannung in eine Längenänderung des Abstandhalters ($4,3 \frac{\text{MHz}}{\text{g}}$) [98].

Mit der Entkopplung des Resonators von den Schwingungen des Laborbodens und

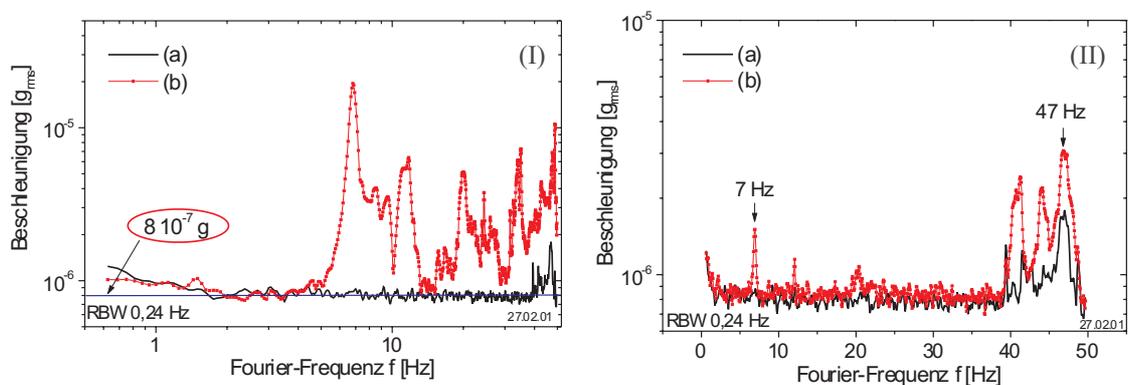


Abb. 2.13: **(I)**: Die auf den Haltepunkten beobachteten Schwingungen (b) werden durch die Seilaufhängung effizient gedämpft (a). Die gemessenen Restbeschleunigungen (Mittelungszeit 2 h) sind unter dem Niveau des Detektorrauschens bei $8 \cdot 10^{-7}$ g verborgen. **(II)**: Verstärkung der Restbeschleunigungen auf der Granitplatte durch den Einfluss der Flow-Boxen: Zum Spektrum (a) ohne Flow-Boxen kommen bei (b) charakteristische Frequenzen beispielsweise bei 7 Hz hinzu. Die Komponenten um 40 Hz werden verstärkt.

des Lasertisches sind die Einflüsse von Trittschall vollständig unterdrückt. Von großer Bedeutung ist allerdings die Einkopplung von zusätzlichen Störungen auf die T-Träger. Insbesondere werden Vibrationen der an den Trägern montierten Laminar-Flow-Boxen beobachtet. Abbildung 2.13 (II) zeigt, dass mit eingeschalteten Flow-Boxen zusätzliche Schwingungsfrequenzen im Spektrum auftreten und die Fourierkomponenten um $f = 40$ Hz verstärkt werden. Diese können einerseits über die Seilaufhängung übertragen werden, andererseits durch Schallwellen direkt an die Granitplatte gelangen. Durch einen Staubschutz des Farbstofflaser-Resonators (vergleiche Abschnitt 2.1.2, Abbildung 2.5) konnte für die Zeit der Messungen auf die Flow-Boxen verzichtet werden. Es ist zu beachten, dass ein An- oder Abschalten der Flow-Boxen das Temperaturngleichgewicht im Labor für etwa eine Stunde stört.

Es besteht die Möglichkeit, die installierte Schwingungsisolierung durch eine aktive Regelung zu ergänzen. Dazu können in 4-Achsen geregelte Barren (MOD-2) der Firma Halcyonics dienen, die zwischen der Seilhalterung (Konstruktionszeichnung siehe Anhang C) und der Granitplatte Platz finden. Die Schwingungen werden durch Beschleunigungsaufnehmer (Geophone) auf der Granitplatte gemessen. Dabei ist zu erproben, ob die Rückwirkung der aktiven Nachstellung das Seilsystem destabilisiert. Die prinzipiell erzielbare Dämpfung der Schwingungsamplitude bei $f = 3$ Hz von etwa $-8,5$ dB wirkt der Resonanzüberhöhung dieser Frequenzen entgegen. Auf die äußere Aufhängung kann wegen der großen Dämpfung für hohe Fourierfrequenzen nicht verzichtet werden. Die maximale Dämpfung des aktiven Systems für Frequenzen $f > 10$ Hz beträgt -20 dB.

Temperaturstabilität

Die geforderte Frequenzstabilität des Resonators verlangt eine außerordentliche Temperaturstabilität am Ort des Abstandhalters. Eine Temperaturänderung von $\Delta T = 0,05 \mu\text{K}$ ruft bei einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$ (konservative Annahme für ULE) eine Frequenzänderung von $\Delta \nu_R = 1$ Hz hervor. Eine Stabilisierung mit dieser Qualität ist in der Kombination von mehrstufiger passiver Dämpfung durch das Vakuumsystem und durch aktive Stabilisierung der Temperatur der Vakuumkammer möglich. Der Wärmeübertrag geschieht im Wesentlichen durch infrarote Strahlung. Durch eine zweischalige Struktur mit einer rundherum geschlossenen Zwischenmasse ergibt sich ein Tiefpass zweiter Ordnung mit einer Zunahme der Dämpfung von $-9,8$ dB/Oktave für Frequenzen $f > (1 \text{ h})^{-1}$ [102, 97]. Dabei betragen die Wärmeleitwerte durch Strahlung zwischen Vakuumkammer und

Zwischenmasse $\lambda_1 = 1,3 \frac{\text{W}}{\text{K}}$ und weiter zum Resonator $\lambda_2 = 0,55 \frac{\text{W}}{\text{K}}$.

Die aktive Temperaturstabilisierung der Vakuumkammer wurde gegenüber den vorherigen Konzepten [97] in einigen Punkten deutlich verbessert und ist im Detail in der Diplomarbeit von C. Bloch beschrieben [102]. Die Temperaturmessung erfolgt mit einem PTC-Thermistor (KTY 200, Phillips). Diese Sensoren sind (im Gegensatz zum häufig eingesetzten AD590) unempfindlich gegenüber hochfrequenter Streustrahlung, die im Labor durch die Modulatoren stets vorhanden ist. Die thermische Kontaktierung an das Vakuumgefäß erfolgt über einen der Krümmung angepassten, flachen Kupferblock. Über lokale Variationen der Heizdrahtpositionen wird so gemittelt, ohne durch große zusätzliche Wärmekapazitäten Phasendrehungen in die Regelung einzuführen. Die im unmittelbar auf der Kammer montierten Sensor-Vorverstärker verwendeten Spannungsreferenzen (LM399H) werden ohne die eingebaute Heizung verwendet, die zu störenden lokalen Temperaturänderungen führt. In Regelung befindet sich die Elektronik in einer äußerst temperaturstabilen Umgebung und die Spannungsreferenzen erreichen durch einen selbststabilisierenden Effekt eine hohe Genauigkeit.

Die Regelelektronik enthält einen digitalen Integrator mit 16 Bit Auflösung. Dieser speichert in Regelung den Sollwert für die Heizleistung, die zur Aufrechterhaltung der Kammertemperatur nötig ist. Ein analoger Integrator zeigt auf den relevanten Zeitskalen von mehreren Stunden Ungenauigkeiten durch Leckströme in den Kondensatoren. Der digitale Kondensator besteht aus einem spannungsgesteuerten Oszillator (VCO) und einem 16-Bit Zähler mit nachgeschaltetem DA-Wandler (Schaltplan Anhang B).

Die außen an der Vakuumkammer gemessenen restlichen Temperaturschwankungen betragen $\Delta T \leq 200 \mu\text{K}$ ($f > 10^{-3}$ Hz) bei einer Regeltemperatur von $28,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Temperaturabweichungen über mehrere Stunden sind indirekt in den Variationen der Drift zu erkennen (siehe Abschnitt 2.1.6). Die berechnete Stabilität der Temperatur des Abstandhalters für $f > 10^{-3}$ Hz erreicht durch die passive Isolierung $\Delta T_W \leq 0,2 \mu\text{K}$.

2.1.5 Qualität der Anbindung

Die in Abschnitt 2.1.4 beschriebene elektronische Anbindung der Frequenz des Laseroszillators an die Eigenfrequenz von Resonator W wird im Folgenden anhand der elektronischen Fehlersignale charakterisiert. Hier sind keine Aussagen über das

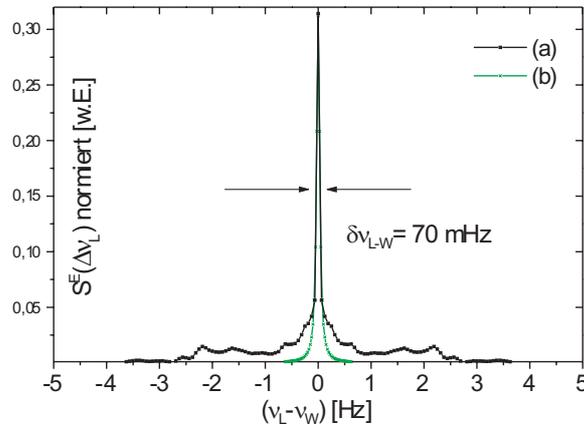


Abb. 2.14: Aus dem gemessenen Frequenzrauschen in der Regelschleife wird durch diskrete Fourier-Transformationen die Linienform $S^E(\Delta\nu)$ des Laseroszillators relativ zur Eigenfrequenz ν_W des Resonators W bestimmt (a). Die angepasste Lorentz-Funktion (b) zeigt eine Halbwertsbreite von $\delta\nu_{L-W} = 70$ mHz.

tatsächliche Frequenzrauschspektrum des Oszillators möglich. Es kann aber nachgewiesen werden, dass die Stabilität nicht elektronisch oder durch das Schrotrauschen der Photonen begrenzt ist. Neben mechanischen Längenänderungen des Resonators können Verschiebungen durch Etalon-Effekte auftreten, wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben. Bei nicht verschwindendem Offset des Regelsignals durch Restamplitudenmodulation führen Schwankungen der optischen Einkoppeleffizienz, die die Steilheit der Regelflanke modifizieren, ebenfalls zu Frequenzverschiebungen in der Anbindung. Diese können nur durch eine externe Charakterisierung des Oszillators erfasst werden (siehe Kapitel 4).

Das elektronische Rauschen in der geschlossenen Regelschleife wird mit einem NF-Analysator am Monitoreingang der Regelelektronik beobachtet. Eine Normierung auf den frequenzabhängigen Hub des PDH-Regelsignals ergibt die spektrale Dichte der relativen Frequenzfluktuationen $S^{\nu_L - \nu_W}(f)$. Wie in Abschnitt 2.1.2 (Gleichung 2.3 und folgende) beschrieben wird durch diskrete Fourier-Transformationen die Korrelation der Phasenfluktuationen und das Spektrum der optischen Leistungsdichte $S_E(\Delta\nu)$ errechnet. Abbildung 2.14 zeigt die so bestimmte Linienform. Die Anpassung einer Lorentz-Funktion ergibt eine Halbwertsbreite des zentralen Maximums von $\delta\nu_{L-W} = 70$ mHz.

2.1.6 Residuale Drift des Oszillators

Im Zeitraum der vorliegenden Arbeit konnte die Frequenzdrift der optischen Resonatoren S und W regelmäßig beobachtet werden. Die Eichmarke für die Frequenz ist dabei die niederfrequente Rückstoßkomponente eines Ramsey-Bordé-Atomstrahlinterferometers. Die Genauigkeit der Frequenzbestimmung beträgt 500 Hz [87] und ermöglicht eine präzise Bestimmung der Drift auf langen und mittleren Zeitskalen. Die Reproduzierbarkeit für Mittelungszeiten von einigen Minuten liegt in der Größenordnung von 50 Hz. Die Kurzzeitdrift weicht oft erheblich vom Langzeitmittel ab. Dies ist auf Resttemperaturschwankungen der Resonatoren im komplexen Zusammenspiel verschiedener Wärmequellen zurückzuführen. Die wichtigsten Mechanismen sind die lokale Erwärmung der Spiegel durch die eingekoppelte Lichtleistung in Regelung sowie variierende Wärmestrahlung von der Zwischenmasse (siehe Abschnitt 2.1.4). Da die Frequenz des Laseroszillators auf der Zeitskala von Messungen am atominterferometrischen Frequenzdiskriminator (1 Minute bis mehrere Stunden für Messreihen) absolut stabil bleiben soll, wurde eine Langzeitstabilisierung auf das Signal eines Atomstrahlinterferometers aufgebaut (siehe Abschnitt 2.1.7). Das Korrektursignal dieser Regelung stellt eine präzise Aufzeichnung über Variationen der Drift von Resonator W dar. Abbildung 2.15 vergleicht die mittleren Frequenzdriften der beiden Resonatoren verteilt über einen Beobachtungszeitraum von etwa 2

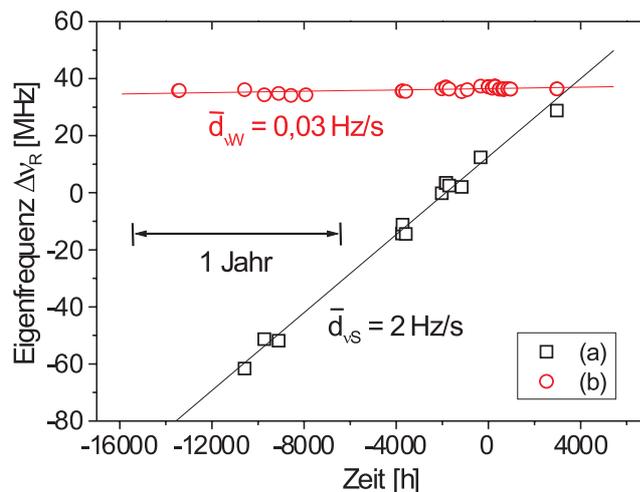


Abb. 2.15: Vergleich der Frequenzdrift des Resonators W (b) mit Resonator S (a) über einen Zeitraum von 2 Jahren. Der ULE-Resonator zeigt nur extrem geringe Alterungseffekte.

Jahren. Hier zeigt sich deutlich der Vorteil des ULE-Abstandhalters für Resonator W. Während die mittlere Drift von Resonator S $\bar{d}_S = 2 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$ beträgt, ist bei Resonator W nur eine sehr geringe Tendenz zur alterungsbedingten Abnahme des Spiegelabstands zu erkennen. Im Mittel ergibt sich in der linearen Näherung eine Drift von $\bar{d}_W = 0,03 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$. Die Drift zwischen und während einzelner Messtage ist in Abbildung 2.16 für einen Zeitraum von 4 Monaten dargestellt (April bis August 2002, seit der Inbetriebnahme der Langzeitstabilisierung). Die gesamte Frequenzänderung bleibt in einem Intervall von 1,2 MHz. Die Drift zeigt keine einheitliche Tendenz. Ab $t = 500$ h (Mitte Mai 2002) bleibt die Eigenfrequenz in einem Bereich von ± 200 kHz. Der maximal beobachtete Frequenzsprung zwischen dem 8. und 16. Mai von 960 kHz in 190 h entspricht einer Frequenzdrift von $d_W = 1,4 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$. Die Auswertung der einzelnen Messtage ergibt maximale Kurzzeitdriften von $d_W = \pm 3 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$. Dies ist eine deutliche Verbesserung gegenüber den bei Resonator S beobachteten Driften von bis zu $30 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$. Abbildung 2.17 zeigt exemplarisch die Driftänderung während eines Messtages über 11 Stunden. Zu sehen ist eine Driftumkehr von $-1,4 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$ bis $+2,4 \frac{\text{Hz}}{\text{s}}$. Eine weitere Reduktion des Einflusses der Raumtemperaturänderungen von $\Delta T = \pm 2^\circ\text{C}$, die insbesondere durch veränderliche Wärmequellen wie den Argon-Ionen-Lasern auftreten, ermöglicht gleichmäßigere Frequenzdriften. Die Anforderungen an die aktive Temperaturstabilisierung der Vakuumkammer werden damit reduziert. Dies kann

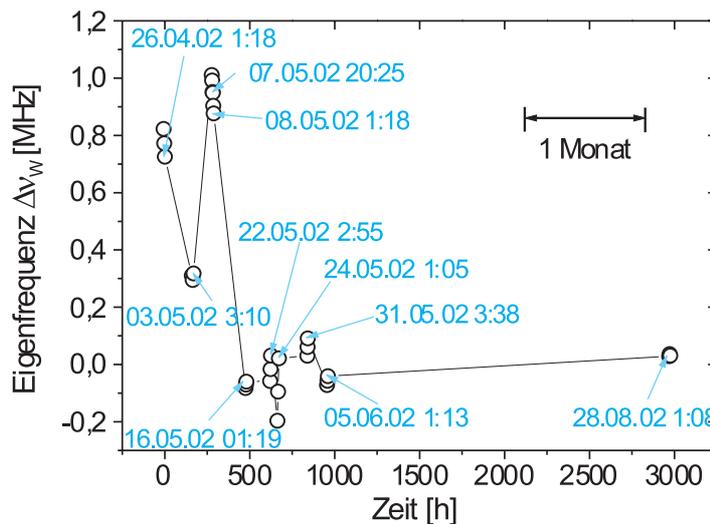


Abb. 2.16: Frequenzvariationen von Resonator W über einen Zeitraum von 4 Monaten. Die Eigenfrequenz bleibt dabei in einem Intervall von 1,2 MHz. Auf dieser Zeitskala ist keine einheitliche Tendenz der Drift erkennbar.

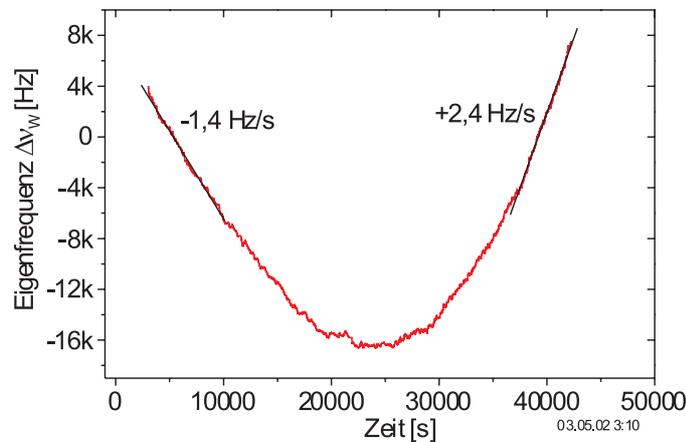


Abb. 2.17: Aufzeichnung der Resonator-Eigenfrequenz während eines Messtages über 11 Stunden. Die Driftrate zeigt deutliche Änderungen und kehrt ihr Vorzeichen um.

durch den Einschluss des aufgehängten Resonatorsystems in ein zusätzliches, aktiv temperaturgeregeltes Gehäuse geschehen. Die Messungen zeigen insgesamt ein nicht deterministisches Verhalten der Frequenzdrift auf der Zeitskala von Stunden bis einigen Tagen. Die Korrektur von hochauflösenden spektroskopischen Messungen durch eine vorausberechnete Drift wird somit systematische Fehler aufweisen. Dies unterstreicht die Bedeutung der Langzeitstabilisierung auf eine Magnesium-Referenz trotz der für ULE-Resonatoren typischen geringen mittleren Driften.

2.1.7 Langzeitstabilisierung auf eine Magnesium-Referenz

Zur Vermeidung von Driftfehlern in der hochauflösenden Spektroskopie wird die Oszillatorfrequenz auf ein Atomstrahlinterferometer [89] stabilisiert. Wie bereits in Abschnitt 2.1.6 beschrieben ist die Langzeitstabilisierung Grundlage für die Untersuchung des Driftverhaltens von Resonator W. Gegenüber den in früheren Experimenten mit Magnesium eingesetzten Stabilisierungen [54, 95] wurden konzeptionelle Fortschritte erzielt. Die computergestützte Regelung (LabView-Programm) arbeitet mit proportionalen Stellschritten mit einer Auflösung von 1 Hz, zu denen die Korrekturen eines Integrators addiert werden. Dieser speichert die aktuelle mittlere Drift. Dies ermöglicht eine exakte Anbindung der Oszillatorfrequenz an das Interferometersignal. Zuvor wurden feste Stellschritte von 40 Hz in Richtung der detektierten Frequenzverschiebung eingesetzt. Der realisierte digitale Proportional-Integral-Regler

stellt einen wesentlichen Fortschritt dar.

Das in Abschnitt 2.1.2 beschriebene *relock*-Programm läuft parallel und ermöglicht einen kontinuierlichen Messbetrieb in Regelung über viele Stunden. Im zweistufig stabilisierten Oszillatorsystem ist AOM W das Stellelement für die Langzeitregelung. Zur Verbesserung der Richtungsstabilität der Strahlteiler-Pulse im Atominterferometer mit lasergekühlten Atomen (siehe Kapitel 3) wird die gesamte Frequenzabstimmung des optischen Oszillators über AOM W vorgenommen. Dafür ist eine Koordination der Langzeitstabilisierung mit den Messzyklen des Atominterfe-

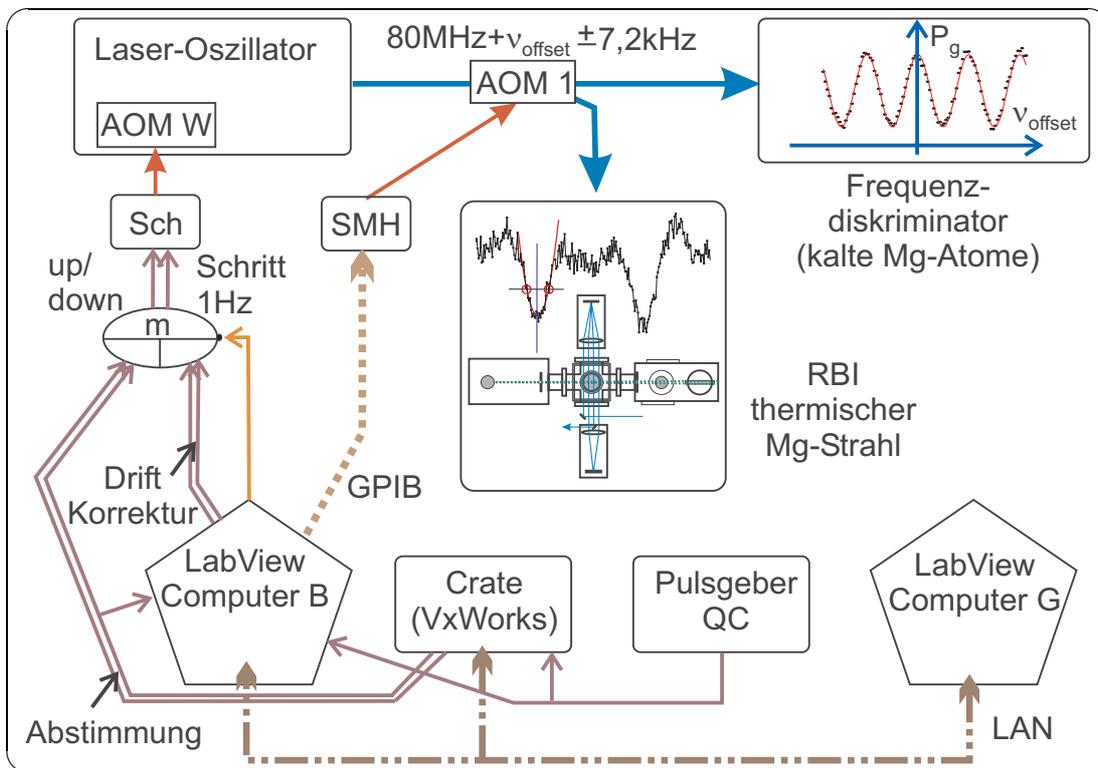


Abb. 2.18: Schematische Darstellung der Komponenten der Langzeitstabilisierung und ihres Zusammenwirkens: Der Laseroszillator wird über AOM W für das Frequenzdiskriminator-Experiment abgestimmt (v_{offset}). Die Steuerung übernimmt Computer G und über das Netzwerksystem (LAN) der Steuercomputer (Crate). Gleichzeitig korrigiert AOM W die Drift. Der Frequenzgenerator (Sch) für AOM W wird über TTL-Eingänge und einen Multiplexer (m) abgestimmt. Computer B überwacht die Koordination mit den Messzyklen (Pulsgeber QC und Crate). AOM 1 lenkt das Licht zur Kontrolle der Frequenz zu einem Atomstrahlinterferometer. Über eine GPIB-Schnittstelle und den Frequenzgenerator (SMH) wird die Frequenz von AOM 1 auf die Flanken des Interferometersignals eingestellt.

rometers erforderlich. In Abbildung 2.18 ist das Zusammenspiel der Steuerelemente schematisch dargestellt.

Computer B (LabView-Programm) beobachtet die Frequenzdrift, regelt die Frequenz über AOM W und überwacht die Koordination mit den Messzyklen. Das Frequenzdiskriminator-Experiment wird von Computer G gesteuert. Das Netzwerk-system (LAN) gibt die Frequenzabstimmung an den Steuercomputer Crate zur Ausführung der Messung weiter. Der Steuercomputer arbeitet mit dem Echtzeitbetriebssystem Vx-Works [87]. Die zeitkritischen Sequenzen werden durch die Pulsgeber (QC Firma Quantum-Composer) getriggert. Der Frequenzgenerator (Sch; Scho-mandl MG520M) für AOM W wird über zwei TTL-Eingänge (*up/down, Schritt*) und einen Multiplexer (m) abgestimmt. Computer B entscheidet, ob aktuell die Abstimmungspulse von der Crate oder die Driftkorrektur (ν_K) an den Frequenzgenerator gelangen. Dafür überwacht er die Signale des Pulsgebers und die *Schritt*-Pulse der Crate. Während der Mittelungszeit des Frequenzdiskriminator-Experiments von 50 Interferometer-Zyklen, kann die Langzeitstabilisierung kontinuierlich arbeiten.

Die Beobachtung der Frequenzdrift geschieht durch Abstimmung von AOM 1 auf die Flanken des Signals des Atomstrahlinterferometers und Bestimmung der Fluoreszenz-Zählrate mit einer Mittelungszeit von 0,15 s. Längere Mittelungszeiten sind nicht praktikabel, da sonst zu häufig Stellschritte der Abstimmung des Frequenzdiskrimi-nators während der Mittelung am Strahlinterferometer auftreten und die Messwerte für die Langzeitstabilisierung verworfen werden. Die durch den Zonenabstand im Strahlinterferometer eingestellte Halbwertsbreite des Signals beträgt $\Delta\nu = 14,4$ kHz. Die Frequenz von AOM 1 wird um $\pm 7,2$ kHz variiert und so auf die Flanken des Signals abgestimmt. Die Einstellung der Mittenfrequenz $\nu_{\text{RF}} = 80 \text{ MHz} - \nu_{\text{offset}}$ von AOM 1 geschieht gegensinnig zur Frequenzabstimmung $\nu_{\text{AOM W}} = \frac{1}{2}(\nu_{\text{RF 0}} + \nu_K + \nu_{\text{offset}})$ des Oszillators, damit die Stabilisierung einen festen Bezugspunkt hat. Dabei ist ν_K die Frequenzkorrektur der Langzeitstabilisierung. Die Werte der Frequenzab-stimmung werden von Computer G an Computer B durch das Netzwerk übertragen. Computer B steuert AOM 1 über eine GPIB-Schnittstelle und den Frequenzgenera-tor (SMH).

Wichtig für die Qualität der Anbindung an das Interferenzsignal ist die Einstellung der proportionalen und integralen Regelparameter (typische Werte sind $P = 200$ und $I = 20.000$, willkürliche Einheiten). Eine präzise Einstellungsmöglichkeit ergibt sich durch die Beobachtung von Fluktuationen im Frequenzdiskriminator mit kalten Atomen (Kapitel 4). Dieser wird dazu bei einer mittleren Auflösung ($\Delta\nu \sim 3$ kHz)

betrieben und auf einen Nulldurchgang des Signals eingestellt. Eine Messung über einige Minuten zeigt deutlich, in wieweit Frequenzabweichungen auf einer Skala von ≤ 1 kHz auftreten.

2.1.8 Leistungsstabilisierung

Die Leistungsstabilität des Laseroszillators ist in mehreren Bereichen des Frequenzdiskriminator-Experiments von Bedeutung. Zunächst sind Leistungsschwankungen in den Frequenzregelsystemen beider Stufen störend. Die Steilheit der Regelflanke des PDH-Signals variiert mit der Leistung auf der schnellen Photodiode. Bei einem nicht verschwindenden Offset durch RAM führt dies zu Frequenzschwankungen. Eine Variation der Lichtleistung in den Resonatoren beeinträchtigt zudem über die Restabsorption die Temperaturstabilität. Leistungsschwankungen wirken sich auch auf die aktive Kontrolle der Strahlageschwankungen beim Lichttransport zu den Atominterferometer-Experimenten aus. Es resultieren Phasenfluktuationen durch Weglängenänderungen, die über eine Heterodynmessung nachweisbar sind (siehe Abschnitt 3.3.1). Schließlich stören in den Interferometer-Experimenten insbesondere langsame Leistungsschwankungen durch variable Anregungswahrscheinlichkeiten. Eine typischerweise in den Fehlersignalen der Strahlage-Stabilisierung beobachtete

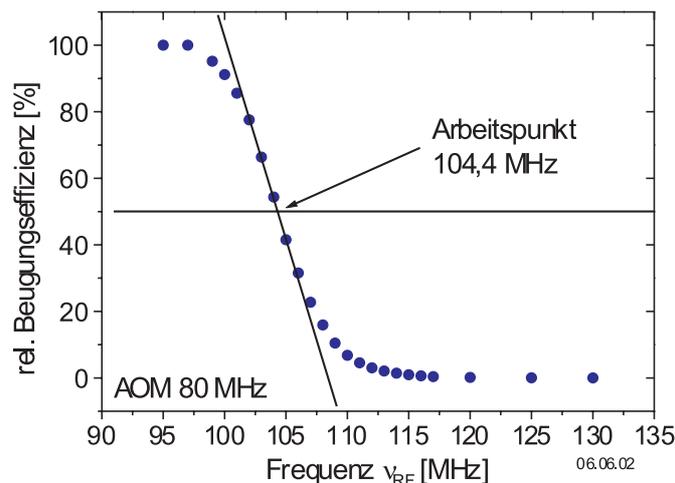


Abb. 2.19: Arbeitspunktbestimmung für die Leistungsstabilisierung. Bei fester eingekoppelter Leistung wird die Hochfrequenz im Grenzbereich der Beugungseffizienz variiert. Die Mittenfrequenz des AOM beträgt 80 MHz

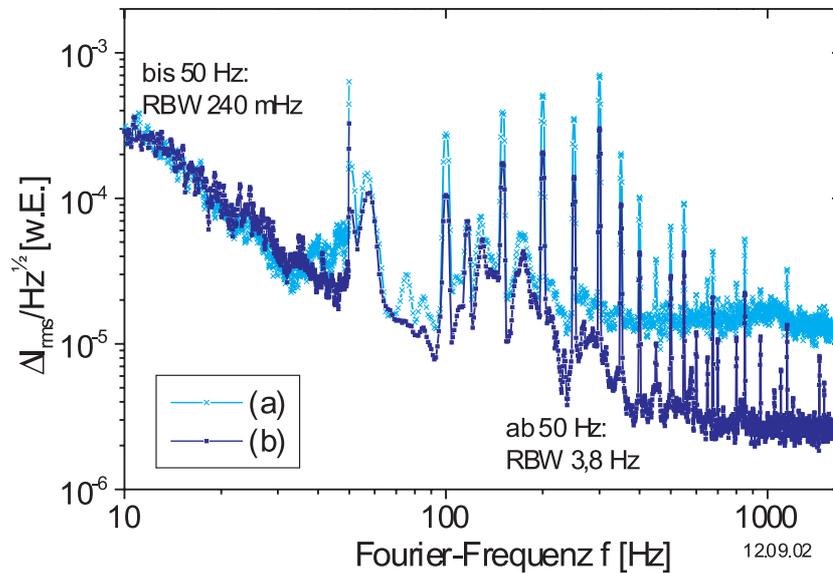


Abb. 2.20: Spektren des Leistungsrauschens mit (b) und ohne (a) Leistungsstabilisierung im Bereich von $f = 10$ Hz bis 1 kHz

Fourier-Komponente bei $f = 300$ Hz ist auch im Leistungsrauschspektrum des Oszillators dominant. Sie ist auf eine nicht ausreichend kompensierte Netzfrequenz in der Stromversorgung des Argon-Ionen-Lasers zurückzuführen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Leistungsstabilisierungen entwickelt, die auf akusto-optischen Modulatoren in nullter Ordnung beruhen. Ein großer Vorteil gegenüber Stabilisierungen mit elektro-optischen Elementen sind die geringen Transmissionsverluste. Aus dem Lichtfeld werden nur Leistungsanteile herausgebeugt, die dem Hub der Fluktuationen entsprechen. Die erste Stufe der Leistungsstabilisierung des UV-Laserlichts für die Atomfalle (Kapitel 3) arbeitet erfolgreich mit einer Variation der Hochfrequenz-Leistung im AOM. Dieses bekannte Regelprinzip stört die Strahlungsstabilität der transmittierten nullten Ordnung. Insbesondere sind Frequenzanteile jenseits der Regelbandbreite $f > 300$ Hz der Strahlungsstabilisierungen zu erkennen. Diese stören den phasenstabilen Lichttransport. Die Ursache der Strahlungs-Schwankungen liegt wahrscheinlich in Wärmestörungen und Druckwellen, die sich durch den AOM-Kristall ausbreiten. Sie werden von einer variierenden Verlustleistung bei der HF-Einkopplung induziert. Um diesen Effekt zu vermeiden, beruht die hier realisierte neuartige Stabilisierung auf einer Variation der Hochfrequenz im Grenzbereich der Beugungseffizienz des AOM. Abbildung 2.19 zeigt die gemessene

ne Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der Hochfrequenz für einen AOM mit 80 MHz Mittenfrequenz (Intra Action). Bei $\nu_{\text{RF}} = 104,4$ MHz ist die Effizienz im Vergleich zur optimalen Beugung auf 50% gefallen und zeigt an diesem Arbeitspunkt einen angenähert linearen Verlauf. Durch die niedrige HF-Leistung, die zur Beugung von einigen Prozent der Laserleistung nötig sind, besteht keine Gefahr der Zerstörung des AOM durch Hochfrequenzen oberhalb der Spezifikation.

Die Regelung arbeitet mit einer rauscharmen, schnellen Photodiode (PR-X-500M-Si-DC, Laser Components), die einen Teil der Leistung im Regelzweig der ersten Stufe der Frequenzstabilisierung detektiert. Die Regelelektronik (Anhang B) arbeitet mit präzisen, rauscharmen Spannungsreferenzen, um den Leistungsregelungspunkt zu definieren (Subtrahierer) und den Arbeitspunkt für das Regelsignal zu erreichen (Addierer). Die Hochfrequenz liefert ein spannungsgesteuerter Oszillator (JPL, Mini Circuits). Die Leistung wird an einem elektronischen Abschwächer (ZAS-1, Mini-Circuits) eingestellt und über einen Breitbandverstärker (aus ME80T, Intra Action) auf den AOM gegeben.

Die Qualität der Regelung wird mit einer externen schnellen Photodiode im Strahl zum atominterferometrischen Frequenzdiskriminator charakterisiert. Abbildung 2.20 zeigt Spektren des Leistungsrauschens mit und ohne Stabilisierung für Fourier-Frequenzen $f = 10$ Hz bis 1 kHz (Mittelungszeit 40 s). Im Mittel ergibt sich eine Reduzierung der Rauschamplituden um 70%, bei Frequenzen von 1 kHz um bis zu 80%. Die auffälligen Komponenten bei $f = (100 + N \cdot 50) \text{ Hz}$ sind die erwähnten Störfrequenzen des Argon-Ionen-Lasers. Sie werden durch die Regelung um 60% unterdrückt.

2.2 Blaue Nd:YVO₄-Festkörperlaser

Die Entwicklung von optischen Oszillatoren mit hoher intrinsischer Frequenzstabilität im Dauerbetrieb ist ein wichtiges Ziel für die Realisierung von optischen Atomuhren. Es werden zudem kompakte experimentelle Aufbauten angestrebt. Die zum Einsatz kommenden durch Argon-Ionen-Laser gepumpten Farbstofflaser sind in mehrfacher Hinsicht limitierend. Insbesondere sind die Regelstabilität des Laseroszillators (Frequenzexkursionen durch Fluktuationen des Farbstoffjets) und der häufig erforderliche Wechsel des Laserfarbstoffs (alle 30 bis 40 h) und der Argon-Ionen-Laserröhren (alle 900 h) zu nennen.

Diodengepumpte Festkörperlaser (Nd:YAG, Nd:YVO₄) für den infraroten und grünen

Spektralbereich haben in den letzten Jahren eine rasante Entwicklung erfahren und liefern stabile, hohe Ausgangsleistungen. Normalerweise besteht durch die eingeschränkte Auswahl an Laserübergängen und der geringen Abstimmbarkeit keine Möglichkeit, diese Lasersysteme spektroskopisch einzusetzen. Die Realisierung von Neodym-Lasern mit einem sogenannten Quasi-Drei-Niveau-Schema ermöglicht Wellenlängen im Bereich von $\lambda = 900$ bis 950 nm, deren erste Oberwelle den blauen Spektralbereich erschließt. Wegen des Anwendungsspektrums von leistungsstarken Lasern im blauen Spektralbereich (Laser-Display-Technologie zur Farbmischung und Laserdruckmaschinen zur Verbesserung der Auflösung) sind diese sowohl in der angewandten Forschung [53, 103] als auch in der kommerziellen Entwicklung [56] von großem Interesse.

Durch eine zufällige Koinzidenz ist der Nd:YVO₄-Laser im Quasi-Drei-Niveau-Schema geeignet für die Spektroskopie der Magnesium-Interkombinationslinie bei 457,23 nm. Dazu muss die Laserlinie bei 914,5 nm frequenzverdoppelt werden. Die Übereinstimmung der optischen Frequenzen konnte im Rahmen dieser Arbeit mit zwei unterschiedlichen Lasersystemen nachgewiesen werden (siehe Abschnitte 2.2.1 und 2.2.2).

Das Termschema des Nd³⁺-Ions im Yttrium-Vanadat-Wirtskristall ist in Abbildung

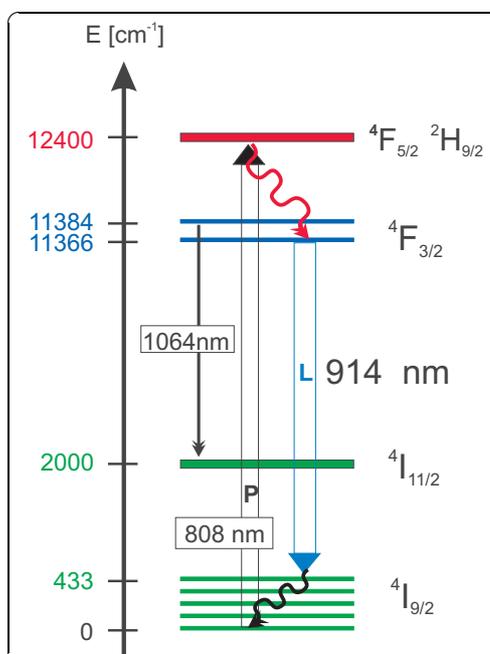


Abb. 2.21: Nd³⁺-Termschema im Wirtskristall Yttrium-Vanadat (YVO₄) mit dem Pumpübergang (P) und dem Laserübergang (L) im Quasi-Drei-Niveau-Laser bei $\lambda = 914$ nm

2.21 dargestellt. Hier sind wesentliche Charakteristika des Laserbetriebs abzulesen. Die Energiequelle ist ein Diodenlaser bei 808 nm, der mit hohen Ausgangsleistungen kommerziell verfügbar ist. In Neodym-Lasern mit $\lambda = 1064$ nm kommt das gleiche Pumpschema zum Einsatz. Die Relaxation des Pumpniveaus ${}^4F_{5/2}$ in das obere Laserniveau ${}^4F_{3/2}$ führt zur Erwärmung des Kristalls. Der Laserübergang führt in das Multiplett des Grundzustandes ${}^4I_{3/2}$. Die Aufspaltung über den Stark-Effekt ist durch die Umgebung des Ions im Wirtskristall gegeben und beträgt im höchstliegenden Niveau 433 cm^{-1} . Die variable Umgebung der Ionen führt zu einer inhomogenen Verbreiterung des Übergangs, die eine Abstimmung im Rahmen von etwa ± 1 nm (siehe 2.2.1) erlaubt. Da das untere Laserniveau ein Niveau des Grundzustand-Multipletts ist, spricht man von einem Quasi-Drei-Niveau-System. Die Inversion auf dem Laserübergang wird über die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus beeinflusst, so dass der Laser sehr empfindlich auf Erhitzung des Kristalls reagiert. Bei Raumtemperatur ist das Niveau zu 4,8% besetzt. Die Kristallkühlung ist eine zentrale Herausforderung bei der Realisierung eines Lasers hoher Ausgangsleistung. Lösungsmöglichkeiten bestehen im Einsatz von optischen Verbindungstechniken mit undotierten Kristallen (*bonding*) sowie im Konzept des Scheibenlasers. Durch den großen Emissions- und Absorptionsquerschnitt der Linie bei 1064 nm ist der Verlustprozess der verstärkten Spontanemission (ASE) von Bedeutung. Hinzu kommen Aufwärtskonversions-Effekte (*up conversion*), die die Pumpeffizienz reduzieren.

Der Einsatz des Nd:YVO₄-Lasers in der Spektroskopie von Magnesium stellt hohe Ansprüche an die Qualität des Oszillators. Dazu gehören neben der Ausgangsleistung (etwa 1 W bei 914 nm) und der Modenqualität (TEM₀₀) vor allem eine exakt reproduzierbare und modensprungfreie Abstimmbarkeit auf die Magnesium-Interkombinationslinie, ein geringes intrinsisches Frequenzrauschen und die Möglichkeit zur schnellen Frequenzregelung. Diesen Voraussetzungen werden die zur Zeit verfügbaren Lasersysteme noch nicht in allen Punkten gerecht. Die durchgeführte Charakterisierung und Konzepte für eine Weiterentwicklung versprechen aber die zügige Fertigstellung eines verwendbaren Systems.

Der Einsatz eines kommerziellen Lasersystems (Serie MLM von LaserPower, jetzt MellesGriot [56]) erscheint zwar möglich, ist aber wegen der nötigen Umbauten an einem kompakten Resonatoraufbau und den damit verbundenen Risiken nicht weiter verfolgt worden. Eine Kooperation mit der industriellen Entwicklung kam leider nicht zustande. Die Messungen an diesem System sind in Abschnitt 2.2.1 dargestellt. Sie zeigen durch eine hohe intrinsische Stabilität des einfachen, nicht für spektroskopische Zwecke ausgelegten Aufbaus deutlich das weitreichende Potential

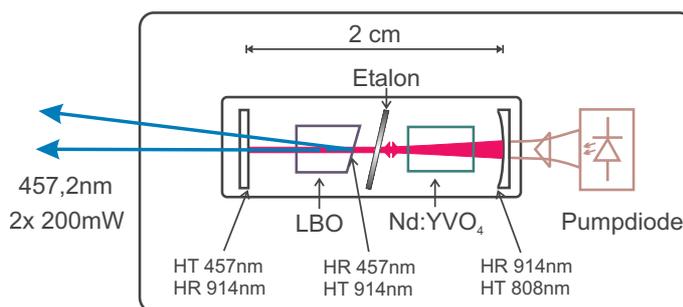


Abb. 2.22: *Prinzipbild des Aufbaus eines kompakten, longitudinal gepumpten Nd:YVO₄-Festkörperlasers*

für die Frequenzstabilisierung.

Das aktuell verfolgte Konzept beruht auf einem Nd:YVO₄-Scheibenlaser, entwickelt am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) in Stuttgart in der Arbeitsgruppe Giesen. Hier wurde eine erfolgreiche Kooperation initiiert, so dass der Prototyp dieses Lasers zur Verfügung stand. Der Aufbau wurde von J. Gao (IFSW) realisiert [90]. Die offene Resonator-Struktur ermöglicht die Optimierung des Aufbaus zu spektroskopischen Zwecken. Im Rahmen dieser Arbeit konnte der Laser spektroskopisch untersucht werden. Die Ergebnisse und Schlussfolgerungen für den Umbau sind Thema des Abschnitts 2.2.2.

2.2.1 Ein kompakter, intern frequenzverdoppelter Nd:YVO₄-Laser

Abbildung 2.22 zeigt das Prinzipbild eines kompakten Nd:YVO₄-Festkörperlasers. Der intern frequenzverdoppelte, diodengepumpte Festkörperlaser der Serie MLM aus der Entwicklung der Firma LaserPower (Boulder), zur Zeit kommerziell durch die Firma Melles-Griot erhältlich, ist ähnlich aufgebaut. Für die spektroskopische Untersuchung standen zwei Versionen zur Verfügung. Die eine enthält ein Etalon für longitudinalen Einmodenbetrieb, die andere ist eine Vielmodenversion [56]. Der Nd:YVO₄-Kristall im linearen Resonator der Länge $L \approx 2$ cm wird durch einen Diodenlaser bei 808 nm longitudinal gepumpt. Der LBO-Kristall zur Frequenzverdopplung ist schräg geschliffen sowie beschichtet. Die Phasenanpassung erfolgt über den Winkel zwischen Propagationsrichtung und optischer Achse im doppelbrechenden Kristall. Durch die bidirektionale Ausbreitung der Grundwelle propagiert die Oberwelle in Richtung des Auskoppelspiegels und rückwärts in den Resonator. Durch die hochreflektierende Beschichtung der LBO-Rückseite wird auch dieser

Strahl nach vorne aus dem Resonator reflektiert. Dadurch entsteht ein zweistrahliger Ausgang mit jeweils 200 mW Ausgangsleistung bei 457 nm. Das für den Einmodenbetrieb eingesetzte Etalon ist nicht verstellbar, so dass der Laser in der vorliegenden Ausführung nicht abstimmbar ist. Die Kühlung des Laserkristalls erfolgt über eine Peltierkühlung und aktive Luftventilation. Der gesamte Aufbau ist einfach und kompakt gehalten und benötigt lediglich 100 W elektrische Leistung aus der Netzspannungsversorgung.

Frequenzmessung

Um die Koinzidenz mit der Magnesium-Interkombinationslinie bei $\nu_0 = 655,6605$ THz zu überprüfen, werden Messungen mit einem λ -Meter (LM-11, NIST) für die Einmodenversion und mit einem Gittermonochromator für die Vielmodenversion durchgeführt. Die mit einer Genauigkeit von $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 10^{-7}$ ermittelte Frequenz beträgt:

$$\nu_{L1} = 654,785 \text{ THz} \rightarrow \lambda_1 = 457,84 \text{ nm}$$

$$\nu_{L2} = 654,811 \text{ THz} \rightarrow \lambda_2 = 457,83 \text{ nm}$$

Die Abweichung von $\Delta\lambda = 0,6$ nm von der Sollwellenlänge beantwortet die Frage nach der Abstimmbarkeit nicht eindeutig. Dazu wird das Spektrum des Vielmodenlasers im Gittermonochromator betrachtet (Abbildung 2.23). Die Magnesium-Resonanz wurde mit dem Farbstofflaser-Oszillator genau eingestellt und dient zusammen mit benachbarten Lyot-Filter-Sprüngen ($\Delta\nu = 73,7$ GHz) als Eichmarken. Neben den im Vielmodenbetrieb beobachteten Spektrallinien (untere Hälfte) sind die Frequenzen des Einmodenlasers und ein Fluoreszenzspektrum des Laserübergangs eingezeichnet. Es handelt sich um eine Anpassung an das in der Arbeitsgruppe Huber (Hamburg) von Ceranowsky aufgenommene Fluoreszenzspektrum für π -Polarisation [103]. Die volle Halbwertsbreite des Fluoreszenzspektrums beträgt 2,5 THz, der Schwerpunkt liegt bei $\nu_F = 655,975$ THz. Sowohl die genaue Breite als auch die Lage des Frequenzspektrums sind nicht direkt vergleichbar, da der Kristall in der Fluoreszenzmessung stark erhitzt war. Die Frequenzen der Vielmodenversion weichen nur um -80 GHz beziehungsweise -300 GHz von der Sollfrequenz ab. Unter der plausiblen Annahme, dass die Vielmodenversion in der Nähe des Fluoreszenzmaximums oszilliert, liegt die Sollfrequenz in einem günstigen Verstärkungsbereich. Auch die Frequenz der Einmodenversion ist mit der Verstärkungsbreite vereinbar. Beim Einbau des Etalons ist ein Frequenzversatz vom Maximum der Fluoreszenz möglich. Die Dotierungskonzentration des in Hamburg untersuchten Kristalls be-

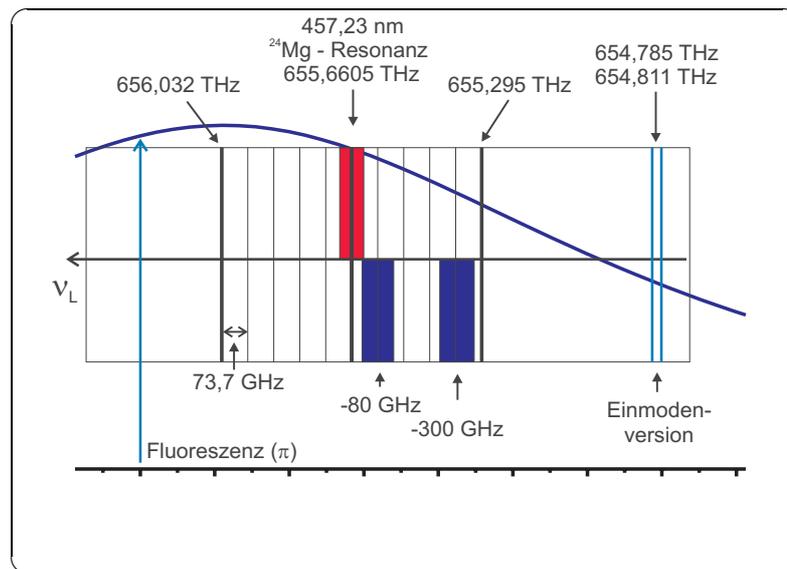


Abb. 2.23: Spektrum der Vielmodenversion des Nd:YVO₄-Festkörperlaser (untere Hälfte des Frequenzbands). Die gemessenen Frequenzen der Einmodenversion und ein angepasstes Fluoreszenzspektrum (π -Polarisation) sind zum Vergleich eingezeichnet. Die Frequenzmarken im Abstand von 73,7 GHz sind Lyot-Filter-Sprünge des Farbstofflaser- Oszillators.

trug 0,5% der Gitterplätze, die der kommerziellen Kristalle ist nicht bekannt. Unterschiedliche Positionen des Fluoreszenz und Verstärkungsmaximums sind möglich. Bei der Untersuchung des Scheibenlasers (Abschnitt 2.2.2) konnte die Sollfrequenz genau eingestellt werden, so dass sich die hier verwendeten Annahmen bestätigen.

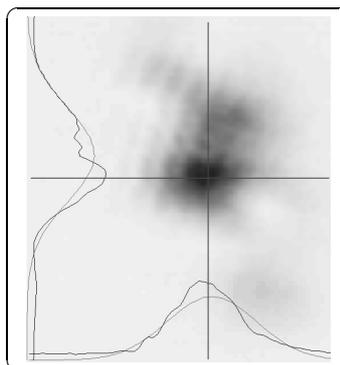


Abb. 2.24: Modenprofil des blauen Festkörperlaser MLM

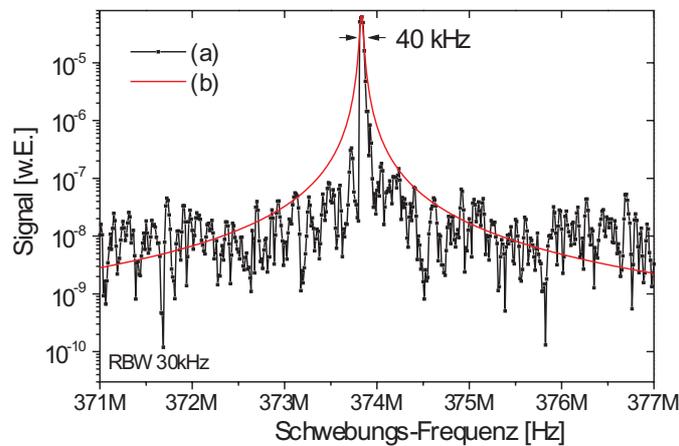


Abb. 2.25: Schwebungsmessung zwischen dem Nd:YVO₄-Festkörperlaser und dem hochstabilen Farbstofflaser-Oszillator: Die gemessene Linienbreite von $\delta\nu \leq 40$ kHz demonstriert eine hohe intrinsische Stabilität.

Modenqualität

Abbildung 2.24 zeigt das mit einem Strahlanalysesystem (Beam View Analyzer BVA-101, Big Sky) aufgenommene transversale Modenprofil eines Ausgangsstrahls des Festkörperlasers. Durch die kritische Phasenanpassung im Laserresonator ist das Profil kein reiner TEM₀₀-Mode. Der nutzbare Anteil, der durch einen Raumfilter separiert werden kann, liegt aber bei über $P_L = 2 \times 150$ mW.

Frequenzrauschen und Stabilisierungsmöglichkeiten

Um das Potential für einen stabilen optischen Oszillator zu bestimmen, wurde eine Messreihe zur Frequenzstabilität des Festkörperlasers durchgeführt. Frequenzmessungen der Einmodenversion mit dem λ -Meter (siehe Abschnitt 2.2.1) zeigen eine annähernd lineare Drift von $d_{\nu F} = 210 \frac{\text{kHz}}{\text{s}}$ in einem Beobachtungszeitraum von 2 Stunden. Diese wird auf Driften in der Temperaturstabilisierung des Laserresonators zurückgeführt. Im nächsten Schritt wurde in einem Spektrometer-Fabry-Pérot-Resonator (Modell 13SAE044, Melles Griot, FSR=10 GHz) die spektrale Reinheit des Einmodenbetriebs nachgewiesen. Hier sind Frequenzfluktuationen mit einem Hub von $\Delta\nu = \pm 100$ MHz auf der Zeitskala von 1 Sekunde zu beobachten. Eine mögliche Ursache sind die Vibrationen des Lüfter-Ventilators. Schließlich wurde eine Schwebungsmessung mit dem hochstabilen Farbstofflaser-Oszillator (geregelt

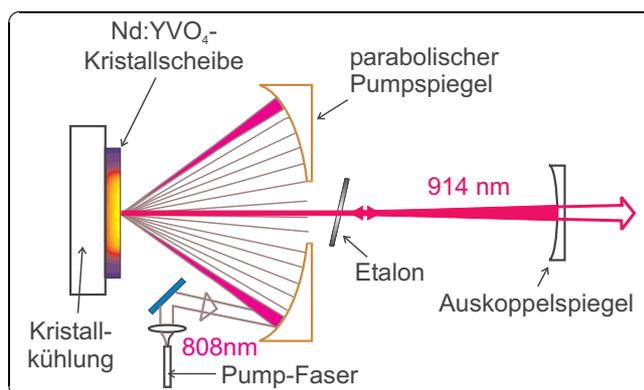


Abb. 2.26: Aufbau des Pumpkopfs und Resonators eines Nd:YVO₄-Scheibenlasers [IFSW Stuttgart, Giesen]

in erster Stufe) durchgeführt, um eine Aussage über schnelle Frequenzfluktuationen zu treffen. Abbildung 2.25 zeigt das mit einer schnellen Photodiode und einem Hochfrequenz-Analysator aufgezeichnete Spektrum der Schwebungsfrequenzen. Da die Schwebung sehr rasch aus dem Beobachtungsfenster einer hochauflösenden Frequenzanalyse driftet, liegt die minimale Auflösungsbandbreite (RBW) bei 30 kHz. Die beobachtete Linie ist kaum breiter als die Auflösung. Durch die Anpassung einer Lorentz-Funktion wird eine Kurzzeitlinienbreite $\delta\nu \leq 40$ kHz bestimmt. Damit wird eine hohe intrinsische Stabilität nachgewiesen.

Für die Frequenzstabilisierung entscheidend ist die Frage, wie weit die Driften und der kurzzeitige Hub der Frequenz durch Verbesserungen am Lasersystem reduziert werden können. Dies erscheint durch Rückkopplung der Frequenzmessung auf die Temperaturstabilisierung und Umbau des Laserkopfes auf eine laminare Wasserkühlung möglich. Eine Kompensation der schnellen Fluktuationen kann durch eine externe Nachstabilisierung mit einem AOM und einem EOM geschehen (*external noise eater*, vergleiche J. Hall [55]). Die Drift muss dazu im Regelbereich eines AOM (zweifacher Durchgang) von typischerweise bis zu 500 MHz liegen. Ein einmalig beobachteter Modensprung von 26 GHz ($4 \times \text{FSR}$ des Laserresonators) unterstreicht die Bedeutung der Einflussnahme auf das resonatorinterne Etalon, die bei der vorliegenden Version des Lasers nicht möglich ist.

2.2.2 Ein diodengepumpter Nd:YVO₄-Scheibenlaser

Abbildung 2.26 stellt den Aufbau des in der Gruppe Giesen (IFSW Stuttgart) von J. Gao [90, 53] entwickelten Nd:YVO₄-Scheibenlasers schematisch dar. Grundlegendes

Konzept ist die Verwendung einer Kristallscheibe mit $320 \mu\text{m}$ Dicke als aktives Lasermedium. Durch die wärmeleitende Kontaktierung auf der Scheibenfläche und ein günstiges Oberflächen-zu-Volumen-Verhältnis ist eine effiziente Kühlung möglich. Da der Temperaturgradient im Wesentlichen axial verläuft, sind die thermischen Linseneffekte gering und der Scheibenlaser in der Leistung skalierbar. Zum Ausgleich der geringen Absorptionslänge im Kristall wird die der Kühlfläche zugewandte Seite für die Pumpwellenlänge verspiegelt und das Pumplicht über einen parabolischen Spiegel und eine Prismen-Umlenkoptik (nicht eingezeichnet) 16fach auf das Zentrum fokussiert. Die fokussierte Pumpzone bildet bei geeigneter Resonatorlänge eine Modenblende zur Selektion der transversalen Grundmode (TEM_{00}).

Die Leistung der zwei Pumpdioden von insgesamt 27 W (bei $I = 40 \text{ A}$) wird über zwei Fasern kombiniert und zur Pumpoptik geleitet. Die optimale Dotierung des Kristalls mit Nd^{3+} -Ionen beträgt 0,3at.% und die Kühlwassertemperatur 15°C . Die Ausgangsleistung wird mit einer Transmission des Auskoppelspiegels von 0,5% maximal. Die niedrige Dotierung reduziert Verlustmechanismen wie ASE und *up-conversion*. Trotzdem ist für einen effizienten Laserbetrieb eine hohe Leistung im Resonator nötig. Im Einmodenbetrieb mit einem Quarz-Etalon ($d = 0,2 \text{ mm}$) beträgt die maximal beobachtete Leistung 1,4 W bei 914 nm. Bei der Installation des Lasers in Hannover wurden bisher maximal 1,2 W gemessen. Die hier verwendete Resonatorlänge beträgt $L = 285 \text{ mm}$.

Die Frequenzverdopplung des Lasers geschieht mit einem periodisch gepolten KTP-Kristall (PPKTP) mit einer Länge von 10 mm und einer Antireflexbeschichtung, der eine hohe Konversionseffizienz aufweist. Durch die Quasi-Phasenanpassung in den periodischen Kristalldomänen ist zudem eine deutlich bessere Modenqualität als bei Winkel-Phasenanpassung zu erwarten. Die Verdopplung wird in einem Ringresonator durchgeführt, um störende Rückreflexe des Kristalls in den linearen Laserresonator zu vermeiden. Für die im Folgenden beschriebenen spektroskopischen Experimente wurde der Scheibenlaser im einfachen Durchgang durch den PPKTP-Kristall frequenzverdoppelt. Dabei konnten typischerweise 5 mW Laserleistung bei $\lambda = 457 \text{ nm}$ erzielt werden.

Frequenzabstimmung

Zur Abstimmung der Laserfrequenz wird das Etalon vertikal verkippt und der Resonator für optimale Ausgangsleistung und stabilen Einmodenbetrieb nachjustiert. Die bei maximaler Ausgangsleistung und Stabilität überwiegend erzielten Frequen-

zen liegen bei $\nu_L = 655,7$ bis $655,9$ THz. Durch sorgfältige Abstimmung wird eine Frequenz von $\nu_L = 655,6615$ THz erzeugt, also nur 1 GHz von der Sollfrequenz entfernt. Die restliche Frequenzanpassung geschieht durch eine Änderung der Resonatorlänge mit Hilfe des piezoelektrisch verstellbaren Auskoppelspiegels. Die bei der Sollfrequenz erzielte Ausgangsleistung beträgt 0,8 W. Die Transmissionskurve des Etalons mit einem freien Spektralbereich von $FSR = 517$ GHz ($n_{\text{Quartz}} = 1,451$) erreicht hier bei der Winkelabstimmung einen kritischen Bereich. Zudem ist die Unterdrückung der benachbarten Longitudinal- und Transversalmoden gering. Der freie Spektralbereich des Laserresonators beträgt 526 MHz. Benachbarte Longitudinalmoden werden nur um 10^{-5} gedämpft. Zur Zeit werden Etalons aus schwerem Flintglas (SF 58, $n = 1,9$, Bernhard-Halle Nachfl.) mit $d = 1$ mm ($FSR = 79$ GHz) beziehungsweise $d = 0,5$ mm ($FSR = 158$ GHz) getestet [104].

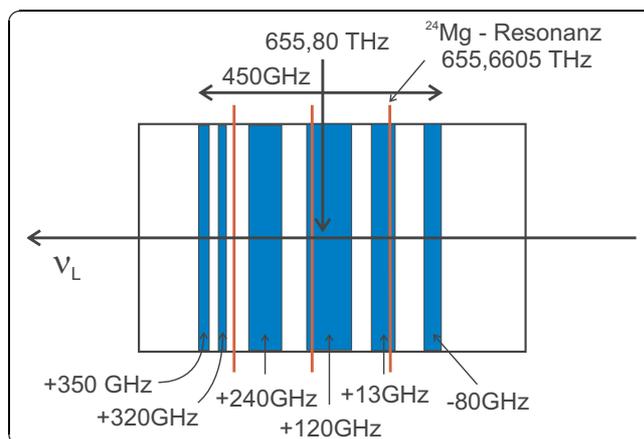


Abb. 2.27: Spektrum des Scheibenlasers im Vielmodenbetrieb ohne Etalon.

Um eine Aussage über den möglichen Verstärkungs- und Abstimmbereich zu erzielen, wird der frequenzverdoppelte Scheibenlaser ohne Etalon in den Gittermonochromator eingekoppelt. Interessant ist ein Vergleich der Vielmoden-Spektren der beiden untersuchten Lasertypen in Abbildung 2.27 und Abbildung 2.23. Das Spektrum des Scheibenlasers zeigt eine Vielzahl von Emissionsbanden auf einer Breite von 450 GHz um die zentrale Frequenz von $\nu_L = 655,8$ THz. Der Schwerpunkt koinzidiert gut mit dem in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Fluoreszenzspektrum. Im Vergleich zum Vielmodenspektrum des kommerziellen Festkörperlaser liegen die Linien relativ zur Sollfrequenz deutlich zu positiven Frequenzen verschoben (-80 GHz bis $+350$ GHz). Die Beobachtung spricht für Verschiebungen der Linienmitte durch unterschiedliche Dotierungskonzentration und Kristalltemperaturen. Eine der beobachteten Linien umfasst die Sollfrequenz von $\nu_L = 655,6605$ THz.

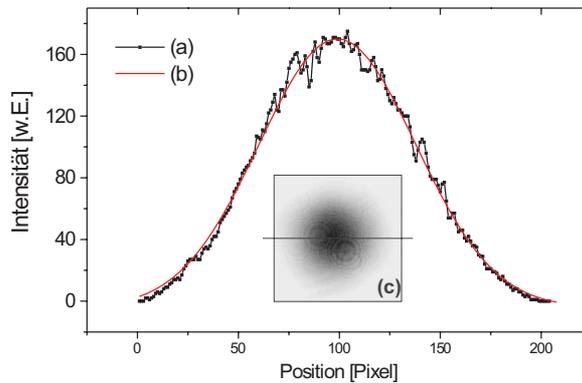


Abb. 2.28: Modenprofil des Scheibenlasers im einfrequente Betrieb (a)&(c): Die Anpassung eines Gaußprofils (b) zeigt die gute TEM_{00} -Modenqualität.

Modenqualität

Abbildung 2.28 zeigt das mit dem Strahlanalysesystem aufgenommene transversale Modenprofil des Lichtfeldes bei $\lambda = 914$ nm hinter dem Auskoppelspiegel. Die hervorragende Übereinstimmung des Profilquerschnitts mit einem Gaußprofil zeigt, dass der Laser in der transversalen Grundmode TEM_{00} arbeitet. Dieses Lichtfeld eignet sich hervorragend zur effizienten Frequenzverdopplung, da die Mode verlustarm in einen Überhöhungsresonator eingekoppelt werden kann.

Frequenzrauschen und Stabilisierung

Der mechanische Aufbau des Scheibenlasers-Prototyps lässt keine ausreichende Frequenzstabilität für den Einsatz als Spektroskopielaser erwarten. Etalon und Auskoppelspiegel sind direkt auf dem Lasertisch montiert. Der Laser wird in Zukunft auf eine massive Granitplatte umgebaut und mit einem Gehäuse zur Vermeidung von Luftströmungen und Brechungsindexfluktuationen versehen. Trotz des vorläufigen Aufbaus konnte eine Schwebungsmessung mit dem hochstabilen Farbstofflaser durchgeführt werden (siehe Abbildung 2.29). Die schmale Auflösungsbandbreite von 1 kHz führt mit einer Mittelungszeit von $\tau = 1$ s zu einem Verwischungseffekt der Linie im Spektrum durch die Frequenzdrift. Die Schwebungslinie ist 140 kHz breit, zeigt aber eine annähernd rechteckige Form. Zur Illustration ist eine Lorentz-Funktion mit einer Frequenzbreite von $\delta\nu = 33$ kHz eingezeichnet. Eine Drift dieser Linie während der Mittelungszeit kann die beobachtete Linienform erklären.

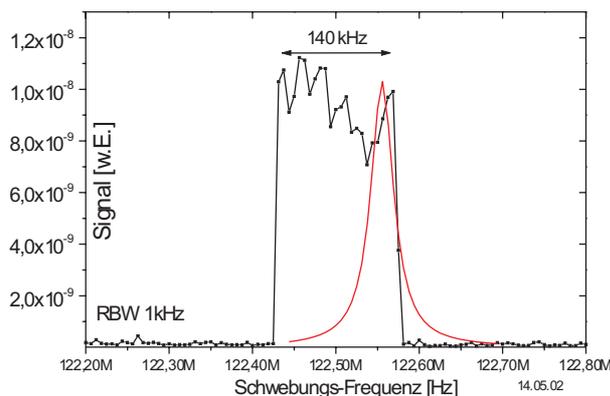


Abb. 2.29: Schwebungsmessung zwischen dem frequenzverdoppelten Scheibenlaser und dem hochstabilen Farbstofflaser: Das Profil mit einer Breite von etwa 140 kHz zeigt nahezu rechteckige Begrenzungen. Die hinzugefügte Lorentz-Funktion verdeutlicht die zugrundeliegende schmalere Breite, die während der Aufnahme des Spektrums driftet.

Neben der passiven Stabilisierung ist ein Konzept für die schnelle aktive Reduktion des Frequenz- und Phasenrauschens erforderlich. Wegen der sehr geringen zulässigen internen Verluste (vergleiche die Transmission des Auskoppelspiegels von 0,5%) ist es nicht ratsam, einen elektro-optischen Modulator im Resonator zu verwenden. Hier kommt dem Auskoppelspiegel eine wichtige Rolle als möglichst breitbandiger piezoelektrisch regelbarer Spiegel zu. Hier wird es möglich sein, Frequenzdriften und Fluktuationen mit einer Bandbreite von etwa 10 bis 20 kHz zu stabilisieren. Für schnellere Fluktuationen bietet sich wiederum eine externe Rauschkorrektur (*external noise eater*) mit AOM und EOM an [55]. Diese sollte wegen der Verdopplungseffizienz proportional zu $(P_{914\text{nm}})^2$ nach Möglichkeit im blauen Spektralbereich erfolgen. Der AOM im zweifachen Durchgang transmittiert im besten Fall 80 bis 90% der Leistung.

Für die Kopplung des Laseroszillators an ein optisches Uhrwerk (Femtosekundenlaser-Frequenzkamm, siehe Kapitel 5) wird voraussichtlich die Grundwelle bei 914 nm benötigt, so dass hier die schnelle Frequenzregelung im infraroten Spektralbereich erfolgen muss.

Kapitel 3

Ein atominterferometrischer Frequenzdiskriminator

Zur Realisierung eines optischen Frequenzstandards wird ein Frequenzdiskriminator benötigt, der ein empfindliches Regelsignal für die Frequenz des optischen Oszillators in der Nähe der atomaren Eigenfrequenz ν_0 erzeugt. Das Signal wird im Rahmen dieser Arbeit durch ein Atominterferometer auf der Basis des Interkombinationsübergangs $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ($m_J = 0$) in ^{24}Mg erzielt.

In diesem Kapitel werden die zentralen Komponenten des atominterferometrischen Frequenzdiskriminators beschrieben. Im Mittelpunkt steht das kalte Magnesium-Ensemble aus einer magneto-optischen Falle (MOT) und die kohärente Strahlteilung bestehend aus gepulsten Wechselwirkungszone mit dem Licht des stabilen La-

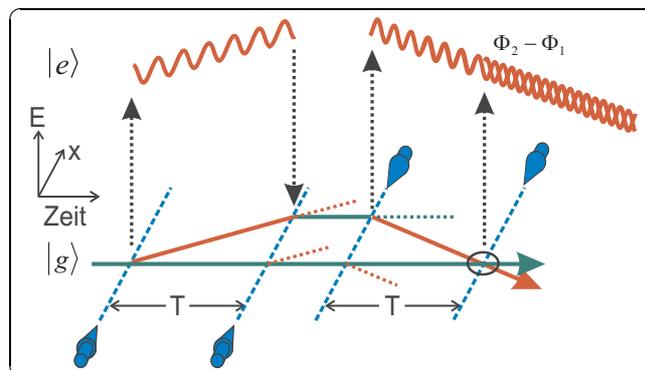


Abb. 3.1: Schema des Ramsey-Bordé-Interferometers im Zeitraum. Vier gepulste Licht-Wechselwirkungen bilden die Strahlteiler. Die relative Phase im Ausgang (hier in Zustand $|e\rangle = ^3P_1$) variiert mit der Phasenentwicklung während der freien Flugzeit T .

seroszillators. Das Zusammenwirken wird experimentell charakterisiert und durch Simulationen untermauert. Die erzielten hochstabilen Signale werden in Kapitel 4 diskutiert.

Voraussetzungen für einen Frequenzdiskriminator hoher Kurzzeitstabilität sind eine hohe Güte Q des Signals und ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N):

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{Q S/N} \right) \sqrt{\frac{t_m}{\tau}} \quad (3.1)$$

Von zentraler Bedeutung für die erreichbare Güte ist eine möglichst lange und störungsfreie Beobachtungszeit. Im Rahmen dieser Arbeit wird als spektroskopische Methode ein Ramsey-Bordé-Interferometer im Zeitraum eingesetzt (siehe Abbildung 3.1) [58]. Vier zeitlich gepulste Wechselwirkungen mit dem Licht des optischen Oszillators bilden die kohärenten Strahlteiler eines atomoptischen Interferometers. Die Periode des kosinusförmigen Signals skaliert mit der freien Flugzeit T zwischen den Wechselwirkungen:

$$R \sim S \cos(2\pi 2T (\nu_L - \nu_0 \pm \delta_r) + \phi) \quad (3.2)$$

S bezeichnet die Signalamplitude, $\phi = (\phi_2 - \phi_1) + (\phi_4 - \phi_3)$ die Offsetphase aus der Atom-Licht-Wechselwirkung, und $2\pi\delta_r = \frac{\hbar k_L^2}{2M_{at}}$ die Rückstoßverschiebung. Die Auflösung $\Delta\nu$ ist definiert als volle Halbwertsbreite des Signals (FWHM), entspricht also der halben Periode:

$$\Delta\nu = \frac{1}{4T} \quad (3.3)$$

Ein Signal hoher Güte ist folglich mit einer langen Flugzeit erreichbar:

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} = 4T \nu_0 \quad (3.4)$$

Signalamplitude

Nicht nur die Güte sondern auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist von der freien Flugzeit T abhängig. Für bestimmte Auflösungen wird das Produkt $Q[T] \cdot \frac{S}{N}[T]$ (Gleichung 3.1) und damit die Stabilität maximal. Die Signalamplitude nimmt für lange freie Flugzeiten T ab. Die zugrunde liegenden wesentlichen Effekte sind das Phasenrauschen des Laseroszillators, spontane Emissionen im Interferometer und die Restbewegung der Atome. Die Lebensdauer des angeregten Zustands 3P_1 beträgt $\tau = 5$ ms [57], so dass für lange Flugzeiten ein Kohärenzverlust auftritt. Die Restbewegung wird in Abschnitt 3.4 ausführlich untersucht. Aufgrund der thermischen Bewegung, der Gravitationsbeschleunigung sowie zusätzlicher Schwerpunktbewegungen des Ensembles aus der MOT bleiben die Atome nicht im Bereich der

optimalen Wechselwirkung. Durch das gaußsche Strahlprofil des Lichtfeldes variiert die Anregungswahrscheinlichkeit und das Strahlteilungsverhältnis (Abweichung von 50%) im Interferometer. Damit sinkt die Signalamplitude im Mittel aller teilnehmenden Atome mit zunehmender Flugzeit.

Da die Ensembletemperatur für eine optimale Signalamplitude und für die Genauigkeit der Phasenabfrage ein bestimmender Parameter ist, sind neue Kühlmechanismen zentraler, aktueller Forschungsgegenstand. Das Konzept und erste apparative Schritte für das dreidimensionale Quenchkühlen [31] von Magnesium-Atomen werden in Abschnitt 3.5 beschrieben. Mit diesem neuartigen Kühlverfahren für Erdalkali-Atome sind Temperaturen unterhalb des Doppler-Limits ($T_D = 1,9 \text{ mK}$) und unter dem Photonen-Rückstoßlimit ($T_r = 10 \text{ } \mu\text{K}$) erreichbar.

Einfluss des Signalrauschens

Wesentliche Fortschritte für die Stabilität wurden in dieser Arbeit durch Reduzierung von Rauschprozessen erzielt. Einfluss auf das Rauschen hat die Präparation des atomaren Ensembles (Abschnitt 3.2), die an der Interferometrie teilnehmende Atomzahl (Abschnitt 3.3.2) und das Detektionsschema (Abschnitt 3.3.3). Wichtige Parameter sind dabei Atomzahlfluktuationen und die pro Atom detektierte Photonenzahl.

3.1 Übersicht des experimentellen Systems

Abbildung 3.2 zeigt schematisch die wesentlichen Komponenten des atominterferometrischen Frequenzdiskriminators. Der Laseroszillator bei $\lambda = 457,23 \text{ nm}$, abgestimmt über AOM W, und die über AOM 1 gesteuerte Langzeitstabilisierung auf das Atomstrahlinterferometer sind ausführlich in Kapitel 2 beschrieben. Zwei Strahlage-Stabilisierungen (SLS 1&2) regeln das Lichtfeld relativ zum Lasertisch für die MOT. Sie arbeiten mit piezoelektrisch verstellbaren Spiegeln und 4-Quadranten-Dioden [100, 99]. Diese sind wichtig für den phasenstabilen Lichttransport zum atomaren Ensemble (siehe Abschnitt 3.3.1). AOM 2 und AOM 3 (CTI Modell 3080-120) schalten die Pulse für das Ramsey-Bordé-Interferometer und werden festfrequent bei $\nu_{\text{RF}} = 80 \text{ MHz}$ betrieben. Sie befinden sich orthogonal angeordnet in derselben Strahlteile des Strahlenganges ($w_0 = 230 \mu\text{m}$), um eine optimale Symmetrie des

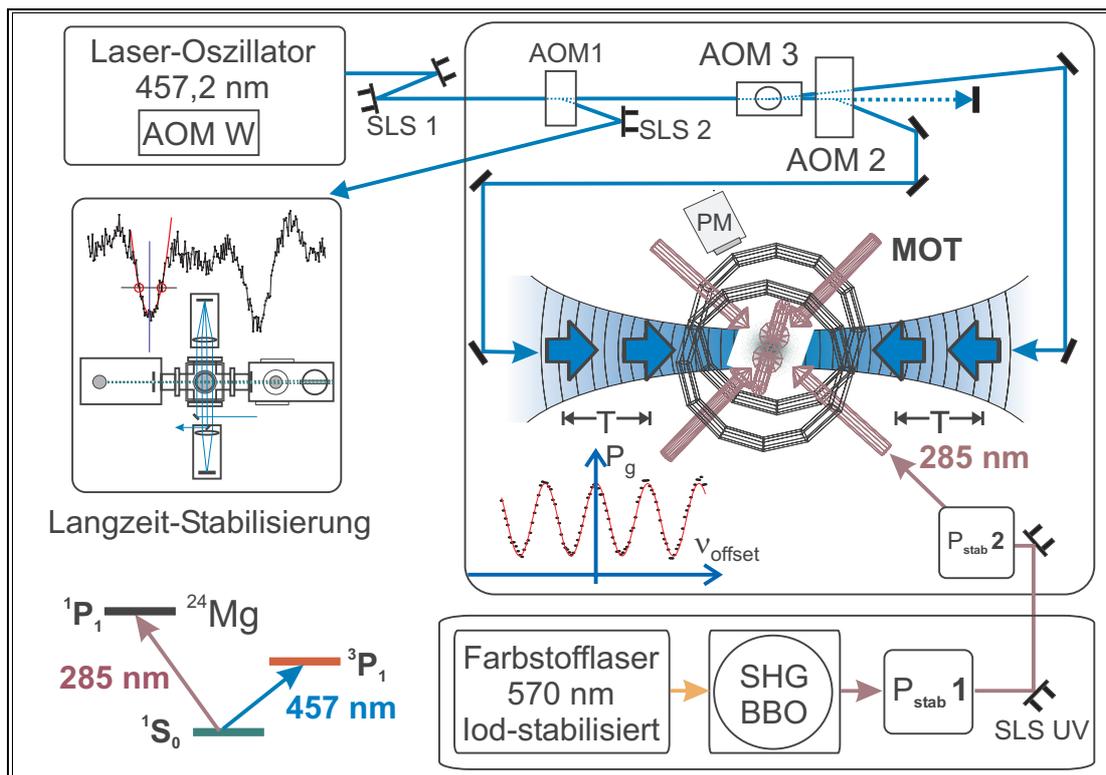


Abb. 3.2: Experimenteller Aufbau eines atominterferometrischen Frequenzdiskriminators mit kalten Magnesium-Atomen. Die wesentlichen Bestandteile sind der Laseroszillator bei $\lambda = 457,2 \text{ nm}$, die Langzeit-Stabilisierung, die magneto-optische Falle (MOT), die Präparation der Wechselwirkungszone und der ultraviolette Laser bei $\lambda = 285 \text{ nm}$. Die zugehörigen Übergänge in ^{24}Mg zeigt der Ausschnitt des Termschemas.

Schaltvorgangs und der Beugungseffizienz zu gewährleisten. AOM 3 beugt vertikal in die negative erste Ordnung. Die Anstiegszeit beträgt 40 ns. Die präzise Pulssteuerung übernimmt ein Pulsgenerator (Quantum Composer) mit Einstellschritten von $0,2 \mu\text{s}$ und einer Genauigkeit von 10 ns. Die Aufweitungsoptik mit einem Brennweitenverhältnis von 1:3 präpariert eine Wechselwirkungszone im Zentrum der MOT mit einer Strahltaile von $w_0 = 3380 \mu\text{m}$. Die Rayleigh-Länge beträgt somit $z_R = 78 \text{ m}$.

Das für die MOT benötigte ultraviolette Laserlicht bei $\lambda = 285 \text{ nm}$ wird durch die Frequenzverdopplung (SHG) eines Iod-stabilisierten Farbstofflasers bei 570 nm mit einem BBO-Kristall erzeugt. Dieses System ist ausführlich bei Ruschewitz [87] und Peng [88] beschrieben. Die mit 1,0 bis 1,3 W in der Grundwelle erzielten UV-Laserleistungen liegen bei $P_{\text{UV}} = 30$ bis 60 mW. Der Transport des UV-Lichts zum Lasertisch der MOT erfolgt wiederum mit Hilfe einer Strahlage-Stabilisierung (SLS UV). Der Aufbau mit zwei Leistungsstabilisierungen (P_{stab1} und P_{stab2}) dient zur gleichzeitigen Minimierung der Leistungs- und Strahlageschwankungen. Eine genaue Beschreibung folgt in Abschnitt 3.2.

Die magneto-optische Falle und die Vakuumapparatur sind in vorangegangenen Arbeiten entstanden [96, 87, 85]. Hier seien die wesentlichen Parameter zusammengefasst. Ein Tiegelofen (438°C) erzeugt durch zwei Kollimationsblenden (1 mm) einen kontinuierlichen, thermischen Atomstrahl mit einem Fluss von $\Phi = 10^{11} \frac{\text{Atomen}}{\text{s}}$. Der langsame Anteil wird 78 cm strahlabwärts in einer MOT mit drei rückreflektierten UV-Lichtfeldern ($w_0 \approx 5 \text{ mm}$, $P_{\text{UV}} = 5 \text{ mW}$ pro Strahl) gefangen. Der Gradient des magnetischen Quadrupolfeldes beträgt $B' = 130 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$ (Spule: 9 Windungen, $\bar{r} = 15 \text{ mm}$, $I_{\text{QP}} = 50 \text{ A}$) und lässt sich über schnelle MOSFET-Schalter in $t < 150 \mu\text{s}$ vollständig ausschalten. Zur Orientierung der Quantisierungsachse ist ein homogenes, vertikales Magnetfeld permanent angelegt ($I = 1,47 \text{ A}$). Im Gleichgewichtszustand zwischen Einfang und Verlusten speichert die MOT zirka 10^5 Atome. Die Beobachtung der UV-Fluoreszenz der gespeicherten Atome geschieht mit einer bildverstärkten CCD-Kamera und einem Photomultiplier. Für die Detektion der atominterferometrischen Signale werden mit einer Sammeloptik [87] im Vakuum oberhalb der MOT etwa 4 % der Fluoreszenzphotonen erfasst.

3.2 Experimentelle Resultate zur Ensemblepräparation

Für hochstabile atominterferometrische Messungen ist die Optimierung und Kontrolle der Ensemblepräparation von zentraler Bedeutung. Die Temperatur und Bewegungsparameter werden indirekt aus atominterferometrischen Messungen und Simulationen erschlossen und sind in Abschnitt 3.4 beschrieben.

Der Weg zu einem quantenlimitierten Diskriminatorsignal erfordert in erster Linie eine Reduzierung der technischen Rauschprozesse. Die Stabilität der Atomzahl beziehungsweise der detektierten Fluoreszenz-Zählrate limitiert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, falls nur ein Interferometerausgang detektiert wird. Die Bereitstellung des UV-Lichts für die MOT wurde gegenüber den bisherigen Aufbauten um eine zusätzliche Leistungsstabilisierung (P_{stabil}) ergänzt. Die Leistungsschwankungen des in der Frequenzverdopplung erzeugten Lichts werden nun geregelt, bevor die Strahlage-Stabilisierung (SLS UV) den Transport zum Tisch der Falle übernimmt. Dadurch wird die Qualität der Lageregelung deutlich verbessert. Die Stabilität der Fluoreszenz-Zählrate ist empfindlich auf Leistungs-, Lage- und Profilschwankungen des UV-Lichts. Eine geeignete Formung des ursprünglich elliptischen UV-Strahls mit Hilfe eines Zylinderteleskops mit einstellbarer Symmetrieachse ermöglicht den direkten Einsatz des Lichtfelds ohne Raumfilter. Die ursprünglich eingesetzte Leis-

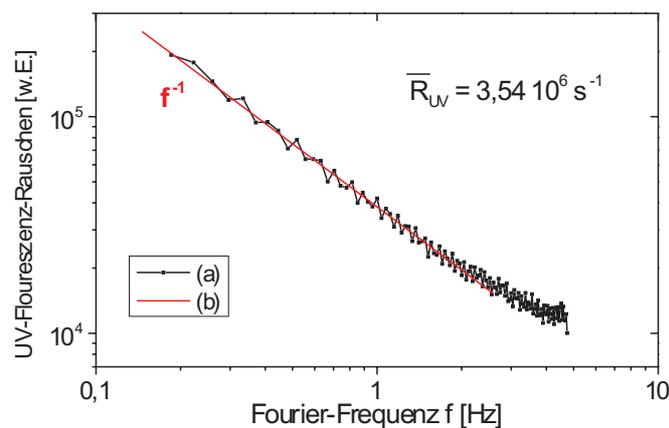


Abb. 3.3: UV-Fluoreszenzrauschen im Betrieb der MOT mit zweistufiger Leistungsstabilisierung. Die Messwerte (a) zeigen bis $f = 2$ Hz einen Frequenzgang mit der Steigung $\frac{1}{f}$: Anpassung (b).

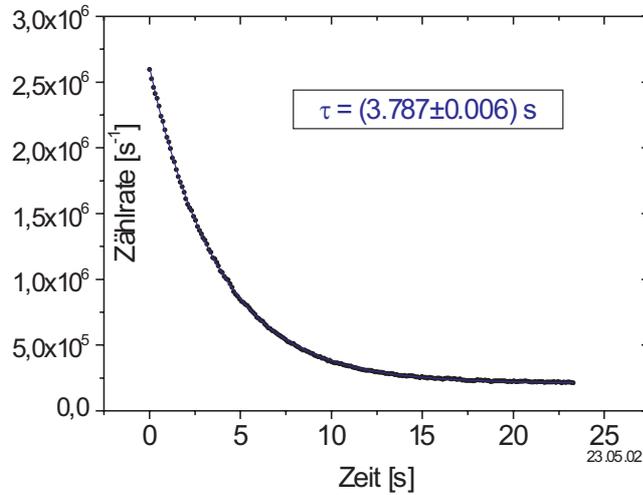


Abb. 3.4: Messung der Fallen-Lebensdauer. Die Anpassung zeigt einen präzise exponentiellen Zerfall mit einer Zeitkonstanten von $\tau_{MOT} = 3,79$ s.

tungsstabilisierung (P_{stab2}) variiert die RF-Leistung im UV-AOM, der in erster Ordnung zum Schalten der Falle verwendet wird [88]. Der Einsatz von P_{stab2} als zweite Regelstufe führt zu einer weiteren Reduktion des Fluoreszenzrauschens. P_{stab1} arbeitet mit einem AOM (150 MHz, Intra Action) unmittelbar hinter dem Resonator der Frequenzverdopplung und transmittiert den UV-Laserstrahl in der nullten Ordnung. Eine großflächige UV-Photodiode detektiert die Leistung nach Abtrennung des gebeugten Lichts.

Die Regelelektronik ist der in Abschnitt 2.1.8 beschriebenen ähnlich (Anhang B). Das Stellsignal gelangt über einen Stromtreiber auf den elektronischen Abschwächer (ZAS-1, Mini Circuits) und regelt die RF-Leistung. Die beobachteten schnellen Lageschwankungen durch die variierende RF-Leistung, wie in Abschnitt 2.1.8 beschrieben, sind in ihren Frequenzen nicht kritisch für den stabilen MOT-Betrieb.

Im einstufig stabilisierten Fall konnte eine Varianz des Fluoreszenzrauschens von $\sigma_P(10s) = 1$ % nur mit äußerst sorgfältiger Justage der MOT-Parameter erzielt werden. Im zweistufig leistungsgeregelten Betrieb hingegen wird bei einer Zählrate von $3,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ typischerweise $\sigma_P(10s) = 0,6$ % beobachtet. Abbildung 3.3 zeigt die Frequenzabhängigkeit der beobachteten spektralen Rauschleistungsdichte mit f^{-1} bis etwa $f = 2$ Hz. Die Stabilität (Allan-Varianz) ist folglich für Mittelungszeiten ab $\tau = 0,5$ s näherungsweise konstant: $\sigma_P(\tau > 0,5 \text{ s}) \sim \tau^0 = const$. Die Fluoreszenz-Zählrate weist damit bereits bei einer Mittelungszeit von $\tau = 1$ s eine Stabilität

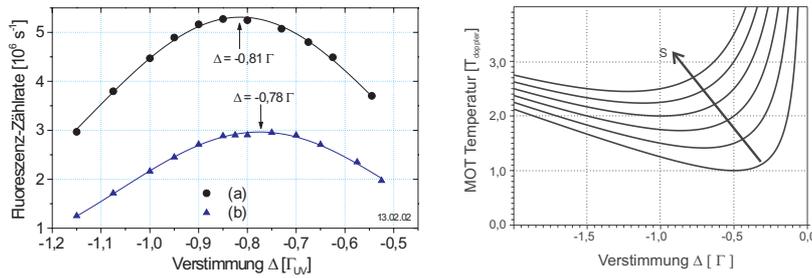


Abb. 3.5: Die Fluoreszenz-Zählrate der MOT im zyklischen Betrieb erlaubt die Abstimmung der Frequenz des UV-Lichts für ein Optimum der Temperatur, der Laderate und des Wiedereinfangs. Das Maximum verschiebt sich bei Reduzierung der Leistung von (a) P_{UV} nach (b) $\frac{P_{UV}}{2}$ zu kleinerer negativer Verstimmung. Durch Wahl einer langen Ausschaltzeit der MOT ist das Verfahren empfindlich auf Temperaturänderungen.

von $\sigma_P = 0,6 \%$ auf. Bei 10^5 Atomen liegt das Schrotrausch-Limit der Atomzahl bei $\sigma_P = 0,3 \%$ in 1 s. Das beobachtete Rauschen für $\tau = 1$ s liegt etwa einen Faktor zwei über dem Poissonrauschen der Atomzahl. Für längere Mittelungszeiten dominieren technische Anteile.

Die beobachtete Lebensdauer der MOT von $\tau_{MOT} = 3,79$ s (Abbildung 3.4) deutet auf eine geringe Rate der Photoionisation und eine gute Vakuumqualität am Ort der MOT hin ($p < 10^{-9}$ mbar). Der Zerfall ist exakt exponentiell, es liegen also reine Einzelatom-Verluste vor.

Die Beobachtung der Fluoreszenz-Zählrate im zyklischen Betrieb der MOT mit langen Abschaltzeiten erlaubt die Abstimmung der Frequenz der Fallenlichtfelder für ein Optimum der Temperatur, der Laderate und des Wiedereinfangs. Die freie Expansion des Ensembles führt zu einem geschwindigkeitsabhängigen Verlust, der sich in einer Temperaturabhängigkeit der Gleichgewichtsatomzahl äußert. Die Effizienz des Ladevorgangs aus dem Atomstrahl und des Wiedereinfangs ist ebenfalls von der Verstimmung abhängig, da die maximal eingefangene Geschwindigkeit variiert. Durch eine lange Abschaltzeit wird der Temperatureinfluss dominant.

Bei der Messung in Abbildung 3.5 wurde die MOT für $\Delta t_{\text{aus}} = 1390 \mu\text{s}$ abgeschaltet und Intensität und Verstimmung variiert. Von Messung (a) zu Messung (b) wird die Leistung halbiert. Dabei verschiebt sich Lage des Optimums der Fluoreszenz von $\Delta_{\text{min}} = -0,81 \Gamma$ (a) zu einer kleineren, negativen Verstimmung von $\Delta_{\text{min}} = -0,78 \Gamma$ (b). Von der Annahme ausgehend, dass der Einfluss der Temperatur auf das Fluores-

zenzsignal dominiert, kann diese Beobachtung mit der theoretischen Abhängigkeit der Lage des Temperaturminimums $\Delta_{\min}[\Gamma]$ von der Sättigung S [60] verglichen werden:

$$\frac{|\Delta_{\min}|}{\Gamma} = \frac{\sqrt{1+S}}{2} \quad (3.5)$$

In dieser eindimensionalen Theorie des Dopplerkühlens findet sich die beobachtete Tendenz einer mit der Sättigung abnehmenden optimalen Verstimmung wieder. Im Experiment liegt der Sättigungsparameter bei etwa $S = 0,1$. Das Zusammenwirken von verstimmungsabhängigen Prozessen auf die Fluoreszenz-Zählrate erlaubt keine weitergehenden quantitativen Aussagen. Die Maximierung der Fluoreszenz über die Verstimmung ermöglicht eine optimierte Ensemblepräparation für die Interferometrie im gepulsten Betrieb.

3.3 Das Atominterferometer

Die Eigenschaften von Ramsey-Bordé-Interferometern im Zeitraum [58, 59] mit kalten Magnesium-Atomen sind in vorangegangenen Arbeiten theoretisch und experimentell untersucht worden. Simulationen der Signalform verschiedener Interferometergeometrien finden sich bei Ruschewitz [87] und zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis verschiedener Detektions- und Normierungsverfahren bei Rieger [86]. An dieser Stelle werden die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Fortschritte und systematischen Charakterisierungen dargestellt. Der in Abschnitt 3.1 beschriebene Aufbau zur Erzeugung der Strahlteiler-Pulse stellt eine deutliche Verbesserung der Symmetrie zwischen Pulsen aus beiden Richtungen dar. Durch die Platzierung der akusto-optischen Modulatoren in derselben Strahltaile sind die gebeugte Leistung, das Strahlprofil und die Anstiegszeiten des Schaltvorgangs identisch. Lediglich die Strecken der Strahlaufweitung und die eingesetzten Linsenbrennweiten ($f_{1|2} = 600|200$ mm und $f_{3|4} = 300|100$ mm) sind unterschiedlich. Für eine weitere Symmetrisierung wurde die Präparation der Wechselwirkungszone mit zwei polarisationserhaltenden Fasern (Point Source kineFlex-P, $L = 1$ m) und Kollimationslinsen hoher Qualität ($f = 25$ mm Bernhard-Halle, ORK 1.025) konzipiert. Durch die Raumfilterwirkung der Fasern und die Wellenfrontgüte der Linsen ist eine interferometrisch reine Präparation der Wellenfronten möglich. Dies ist für künftige Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit einer absoluten Frequenzmessung mit dem atominterferometrischen Diskriminator wichtig. Hier ist die Kontrolle von Phasenfehlern bei der Bewegung der Atome durch die Wellenfronten der Wechselwirkungszone von entscheidender

Bedeutung (siehe Kapitel 5).

3.3.1 Phasenstabiler Lichttransport

Für eine optimale Signalamplitude ist das Phasenrauschen auf der Zeitskala eines Interferometer-Zyklus ($\tau = 1$ ms) des am Ort der Atome ankommenden Lichtfeldes (457 nm) entscheidend. Eine hohe Stabilität des Laseroszillators kann durch den Transport des Lichts zum kalten atomaren Ensemble reduziert werden. Um diesen Effekt in der aktuellen Anordnung des Atominterferometers zu charakterisieren, wurde eine optische Heterodynmessung durchgeführt. Dazu wird das Licht einer Wechselwirkungszone (AOM 2) über eine $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte und einen Spiegel kurz vor dem Vakuumfenster in sich zurückreflektiert. Am polarisierenden Strahlteiler, der die Teilleistung zum optischen Resonator W lenkt (siehe Kapitel 2), gelangt das Licht nicht zurück zum Oszillator und kann an dieser Stelle mit einem Anteil des hinwärts laufenden Strahls mit gleicher Polarisationsrichtung überlagert werden. Im zweifachen Durchgang durch AOM 2 wird die Frequenz des rücklaufenden Strahls um $2 \times \nu_{\text{RF}} = 160$ MHz verschoben. Die optische Schwebung bei dieser Modulationsfrequenz wird mit einer rauscharmen, schnellen Photodiode detektiert und mit

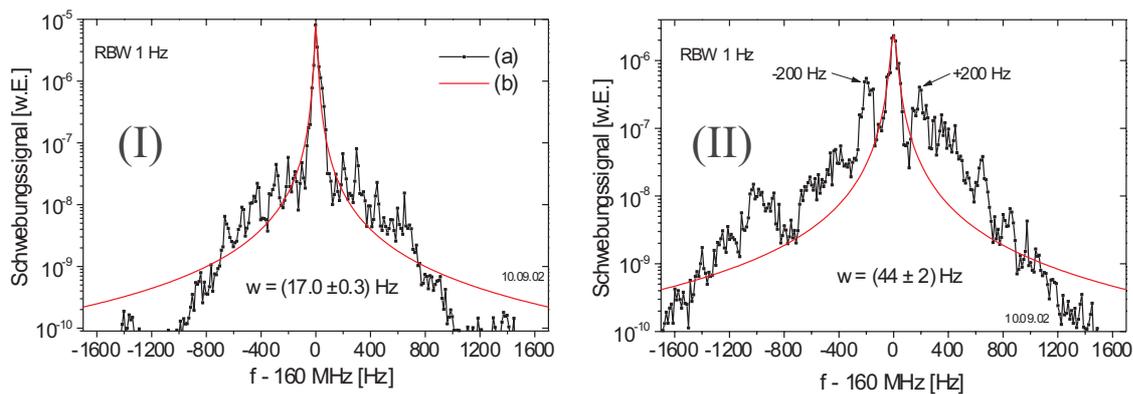


Abb. 3.6: Heterodynmessung zur Charakterisierung der Phasenfluktuationen und der Verbreiterung der spektralen Leistungsdichte des optischen Oszillators. Die Spektren zeigen Schwebungssignale bei 160 MHz unter optimalen Bedingungen (I) und mit einem leichten Aufschwingen der Strahlage-Stabilisierung (II). Den Messwerten (a) hinzugefügt ist jeweils eine angepasste Lorentz-Funktion (b) mit der Halbwertsbreite w .

einem Hochfrequenz-Analysator (HP 4395 A) bei einer Auflösungsbandbreite von $RBW = 1$ Hz aufgezeichnet.

Typische Spektren des Heterodyn-Schwebungssignals sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Die durch eine Anpassung mit einer Lorentz-Funktion bestimmte Linienbreite beträgt bei Messung (I) : $\delta\nu = (17,0 \pm 0,3)$ Hz. Dabei wurden die Strahlungs-Stabilisierung (SLS 1) sowie die Leistungsstabilisierung (siehe Abschnitt 2.1.8) optimal eingestellt und die Laminar-Flow-Boxen über dem Laseroszillator wie im normalen Messbetrieb des hochstabilen Frequenzdiskriminators ausgeschaltet. Beim Abschalten der Leistungsstabilisierung werden Linienbreiten von $\delta\nu \approx 60$ Hz beobachtet. Bei einem leichten Aufschwingen der Strahlungs-Stabilisierung wird die spektrale Reinheit deutlich beeinträchtigt (Abbildung 3.6 (II)). Es treten insbesondere Seitenbänder bei ± 200 Hz auf. Die Umrechnung des Modulationsindex in den Seitenbändern der gemessenen spektralen Dichtefunktion $S^E(\Delta\nu)$ in einen Phasenhub ist nicht trivial. Die Fourier-Transformation der Linienform ergibt nach Gleichung (4.3) in Abschnitt 4.2 den Einfluss auf die Amplitude des kosinusförmigen Signals im Atominterferometer. Die Anpassung eines exponentiellen Zerfalls an die Fourier-Transformierte ergibt eine effektive Linienbreite von $\delta\nu \approx 160$ Hz. Der Anteil der spektralen Energiedichte in den Seitenbändern überwiegt offensichtlich den Einfluss des zentralen Maximums mit einer Breite von $\delta\nu \approx 40$ Hz. Die Empfindlichkeit des Ramsey-Bordé-Interferometrie auf die spektrale Reinheit des Laseroszillators wird deutlich.

3.3.2 Teilnehmende Atomzahl

Ein prinzipielles Limit für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) setzt das Quantenprojektionsrauschen (QPN) :

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{max} = \sqrt{N_{at}} \quad (3.6)$$

Vergleichbar mit dem Rauschen der Atomzahl N_{at} weist das QPN eine Poisson-Statistik auf. Die Ursache des QPN in der Abfrage des Uhrenübergangs ist aber quantenstatistischer Natur. Erst durch die Messung einer Vielzahl identisch präparierter Zustände kann die Phase der Überlagerung ermittelt werden. Dies geschieht hier parallel an N_{at} Atomen. Im Unterschied zu den in Abschnitt 3.2 untersuchten Rauschprozessen der Gesamtatomzahl, darf für das S/N des interferometrischen Signals nur die am Interferometrieprozess teilnehmende Atomzahl eingesetzt werden. Auch der Untergrund der nicht interferierenden kohärenten Teilwellen im Ramsey-

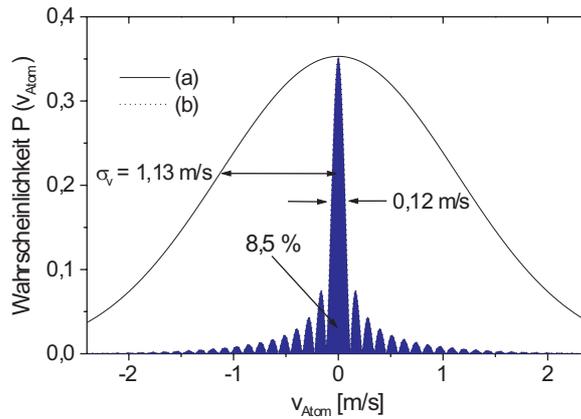


Abb. 3.7: Die an der Interferometrie teilnehmenden Atome aus dem Ensemble werden über die spektrale Breite der Anregung durch die Pulse der Wechselwirkung bestimmt. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung (a) wird zur Bestimmung des Überlapps mit der Fourier-Transformierten der Rechteckpulse gewichtet (b).

Bordé-Interferometer trägt zum Rauschen bei. Die teilnehmende Atomzahl ist von der Enembletemperatur und der Dauer der Lichtpulse in der Wechselwirkungszone abhängig. Die Pulslänge bestimmt die Frequenzselektivität der Anregung und damit über den Doppler-Effekt die angesprochenen Geschwindigkeitsklassen. Bei einer Pulslänge von $\tau_p = 4\mu\text{s}$ beträgt die angeregte Geschwindigkeitsbreite $\Delta v = 0,12\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Geschwindigkeitsverteilung der magneto-optischen Falle mit $\sigma_v = 1,13\frac{\text{m}}{\text{s}}$, wie in Abschnitt 3.4 ermittelt, ist signifikant breiter. Die Anregungswahrscheinlichkeit $P(v_{\text{atom}})$ als Fourier-Transformation der Rechteck-Pulsform, gewichtet mit der normierten Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten, ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Der angeregte Teil der Atome wird durch Integration von $P(v_{\text{atom}})$ bestimmt und beträgt 8,5 %. Das Optimum des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses bei einer Gesamtatomzahl von $N_0 = 10^5$ und dem idealen Kontrast $K = \frac{1}{2}$ (Ramsey-Bordé-Interferometer mit vier Pulsen) beträgt $(\frac{S}{N})_{\text{max}} = 65$. Hier zeigt sich die Bedeutung einer Steigerung der teilnehmenden Atomzahl, die durch eine größere Gesamtzahl und vor allem durch eine Reduktion der Geschwindigkeitsbreite erzielt werden kann. Bei Temperaturen von $T = 10\mu\text{K}$, die mit Sub-Doppler-Kühlmechanismen (Abschnitt 3.5) erreicht werden, können im Idealfall alle Atome zum Signal beitragen ($\sigma_v = 0,06\frac{\text{m}}{\text{s}}$).

Die Pulslänge für einen $\frac{\pi}{2}$ -Puls kann mit größerer Intensität des Spektroskopielasers reduziert werden. Die Pulslänge wurde im Experiment für die Laserleistung in der

Wechselwirkungszone von $P_L = 30$ bis 35 mW ($I_{\max} = \frac{2}{\pi} \frac{P_L}{w_0^2} = 1700$ bis $2000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$) durch Beobachtung der Signalamplitude im Interferometer optimiert (siehe Abbildung 3.8). Die berechnete Dauer eines $\frac{\pi}{2}$ -Pulses beträgt:

$$\tau_p(\text{theo}) = \frac{1}{4} T_{\text{Rabi}} = \frac{1}{4} \frac{2\pi}{\Omega_R} = \frac{1}{4} \frac{2\pi}{\sqrt{I_{\max}/(2I_{\text{sat}})} \Gamma} \approx 6 \mu\text{s} \quad (3.7)$$

Dabei ist T_{Rabi} die Periodendauer einer Rabi-Oszillation, Ω_R die Rabi-Kreisfrequenz, $I_{\text{sat}} = 4,3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ die Sättigungsintensität auf dem Interkombinationsübergang und $\Gamma = 2\pi \cdot 31$ Hz die natürliche Linienbreite. Die experimentell ermittelte, optimale Pulslänge liegt bei $\tau_p = 4 \mu\text{s} < \tau_p(\text{theo})$. Dies stellt einen Kompromiss zwischen einer größtmöglichen Zahl teilnehmender Atome für kurze Pulslängen und dem optimalen Strahlteilungsverhältnis dar. Die Messung erfolgt durch eine Interferometersequenz mit moderater Auflösung von $\Delta\nu = 4,4$ kHz ($T = 56,6 \mu\text{s}$). Die ermittelte Signalamplitude ist ein Maß für den im Interferometer wirksamen Anteil der Atome und das Strahlteilungsverhältnis. In den vier Zonen der Wechselwirkung werden insgesamt 2^4 De-Broglie-Teilwellen präpariert. Es tragen nur Teilpfade bei, die im Ausgang der hochfrequenten oder niederfrequenten Rückstoßkomponente überlappen. Die Signalamplitude wird durch das Produkt der kohärenten Teilamplituden in jedem Ausgang bestimmt (siehe auch Abschnitt 3.4). Bei optimalem Strahlteilungsverhältnis tragen im Ramsey-Bordé-Interferometer 50% der Atome zur Signalamplitude bei.

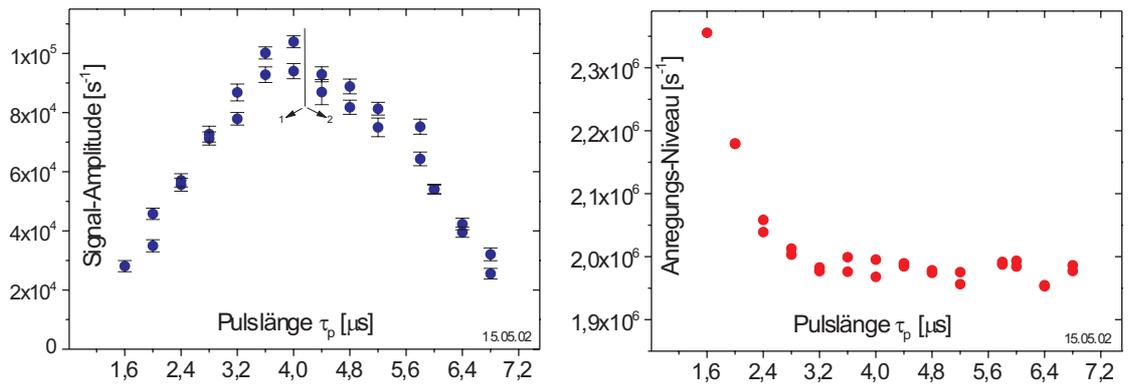


Abb. 3.8: Ermittlung der optimalen Pulslänge durch Beobachtung der Signal-Amplitude in einem Atominterferometer moderater Auflösung (links, $\Delta\nu = 4,4$ kHz). Das Anregungsniveau (rechts) bleibt bei größeren Pulslängen konstant.

Das Anregungsniveau ist definiert als mittlere Fluoreszenz-Zählrate des Interferenzsignals. Eine erhöhte Anregungswahrscheinlichkeit lässt das Anregungsniveau sinken. Bei dem hier eingesetzten Detektionsmechanismus, ist das Anregungsniveau durch die mittlere Verlustrate in den Interferometerzyklen, die Zykluszeit t_{zykl} und die Fallenlebensdauer τ_{MOT} gegeben. Die Zusammenhänge sind in Abschnitt 3.3.3 beschrieben. In Abbildung 3.8 (rechts) ist das gemessene Anregungsniveau bei der Variation der Pulsdauer dargestellt. Zum Vergleich liegt die Zählrate ohne gepulste Anregung durch die Interferometersequenzen bei $3,6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Die Anregungswahrscheinlichkeit nimmt für Pulslängen $\tau_p < 3 \mu\text{s}$ deutlich ab. Für längere Pulse mit $\tau_p > 4 \mu\text{s}$ bleibt sie nahezu konstant. Die im gleichen Bereich abnehmende Signalamplitude zeigt, dass eine Umverteilung zugunsten der nicht interferierenden Teilpfade stattfindet.

3.3.3 Zyklusschema der Interferometrie und Detektion der Signale

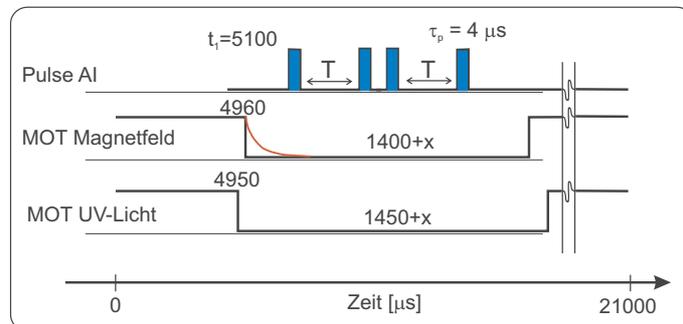


Abb. 3.9: Ablauf eines Interferometrie-Zyklus mit einer Dauer von $t_{\text{zykl}} = 21 \text{ ms}$. Die Strahlteiler-Pulse werden während der freien Expansion des Ensembles während der Zeit $\Delta t_{\text{aus}} = (1450 + x) \mu\text{s}$ eingestrahlt. Für höchste Auflösungen wird die Zeit um bis zu $x = 400 \mu\text{s}$ verlängert. Beim Öffnen der MOT wird zunächst das UV-Licht und anschließend das Quadrupol-Magnetfeld abgeschaltet sowie dessen Abklingzeit abgewartet.

Der im Experiment verwendete typische zeitliche Zyklus ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Vier Pulse der Wechselwirkung mit dem Licht des Laseroszillators bilden das Atominterferometer (AI). Die freie Flugzeit T zwischen Puls 1&2 sowie 3&4 bestimmt die Frequenzauflösung des Interferometers. Die Interferometrie muss während der freien Expansion des Ensembles bei ausgeschaltetem UV-Licht und

Quadrupol-Magnetfeld stattfinden. Um Heizeffekte zu vermeiden wird zunächst das Licht bei $t = 4950 \mu\text{s}$ ausgeschaltet. Das Magnetfeld (abgeschaltet bei $t = 4960 \mu\text{s}$) klingt über eine Zeit von 100 bis $150 \mu\text{s}$ vollständig ab. Für Wechselwirkungen während der Abklingzeit mit $t_1 < 5100 \mu\text{s}$ dreht das Restmagnetfeld die Quantisierungsachse und reduziert das Strahlteilungsverhältnis durch Anregung der Zeeman-Unterkustände $m_J = \pm 1$. Deshalb beginnen die AI-Pulse bei $t_1 = 5100 \mu\text{s}$. Das Zeitintervall, in dem die MOT ausgeschaltet ist, beträgt typischerweise $\Delta t_{aus} = 1450 \mu\text{s}$. Für die höchsten Auflösungen im Interferometer ($T = 860,8 \mu\text{s}$) wurde die MOT bis zu $\Delta t_{aus} = 1850 \mu\text{s}$ ausgeschaltet. Durch die thermische Expansion verlässt in dieser Zeit ein großer Teil der Atome den Wiedereinfangbereich. Die Gleichgewichtszahl beziehungsweise das Anregungsniveau wird stark reduziert. Dies setzt ein Limit für die maximal möglichen Flugzeiten im Interferometer.

Die Zyklusdauer t_{zykl} ist ein wichtiger Parameter für die Detektion. Das sogenannte *electron shelving* [61, 58] nutzt die hohe Detektivität des UV-Übergangs zum Nachweis von Anregungen auf dem Interkombinationsübergang. Während der Lebensdauer von 5 ms findet keine Wechselwirkung zwischen den Atomen im 3P_1 -Zustand und dem UV-Licht der Falle statt. Bei einer mittleren radialen Geschwindigkeit von $\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi}}\sigma_v = 1,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ verlassen sie dabei den Fangbereich. Für langsame Atome besteht eine Wahrscheinlichkeit zum Wiedereinfang. Durch das periodische Einstrahlen der Interferometer-Sequenz wird je nach Phasenlage ein zusätzlicher Verlustprozess $v(\Delta\nu_L)$ eingeführt, der zu einer variierenden Gleichgewichtszahl N_g führt:

$$N_g(\Delta\nu_L) = \frac{N_0}{1 + v(\Delta\nu_L) \frac{\tau_{\text{MOT}}}{t_{\text{zykl}}}} \quad (3.8)$$

Hierbei ist τ_{MOT} die Fallenlebensdauer. Eine optimale Signalamplitude ergibt sich für $N_g \approx \frac{N_0}{2}$ [87]. Dafür muss die Zykluszeit auf die mittleren Verluste \bar{v} und die Fallenlebensdauer angepasst werden. Die im Experiment ermittelte optimale Zykluszeit beträgt $t_{\text{zykl}} \approx 20 \text{ ms}$. Die eingesetzte Zykluszeit von $t_{\text{zykl}} = 21,0 \text{ ms}$ ist gegenüber der Periode einer Schwingung mit $f = 50 \text{ Hz}$ verstimmt, da sonst Abtastfehler durch elektrische Störeinflüsse bei der Netzfrequenz auftreten. Die bei der inversen Zykluszeit und bei der inversen Mittelungszeit (typischerweise 50 Zyklen entsprechend $t_m = 1,05 \text{ s}$) auftretenden Rauschprozesse werden bei der zyklischen Detektion verstärkt. Der Einfluss dieser Fourier-Komponenten auf einen Oszillator, der auf das Frequenzdiskriminator-Signal stabilisiert ist, wird als Dick-Effekt [46] bezeichnet.

Für langsame Atome aus der Geschwindigkeitsverteilung der MOT wird die Verstärkung des Signals durch die *shelving*-Detektion reduziert. Die im Interferometer

angeregten Atome zerfallen nach der Lebensdauer des 3P_1 -Zustands wieder in den Grundzustand. Langsame Atome halten sich nach dieser Zeit noch in der Einfangzone der MOT auf und erhöhen die Gleichgewichtsatomzahl. Diese Atome tragen nicht mehr zum Interferenzsignal bei, sondern sind Teil des Untergrunds. Der Wiedereinfangeffekt ist bereits bei einem einzelnen Lichtpuls auf die getaktete Falle zu beobachten und äußert sich als ein „Dip“ im Anregungsspektrum. Abbildung 3.10 zeigt die typische Form der dopplerverbreiterten Anregung (a) mit zyklischer *shelving*-Detektion. Die Frequenz wird dabei über 10 MHz weiträumig abgestimmt. Eine Interpretation dieses Spektrums gelingt mit der Anpassung (b) einer zweifachen Gaußfunktion. Die Doppler-Anregung (c) wird dabei in ihrer relativen Amplitude mit der Wiedereinfang-Wahrscheinlichkeit (d) moduliert. Danach werden Atome mit $v_z \rightarrow 0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ mit bis zu 43% Wahrscheinlichkeit wieder eingefangen und reduzieren das Signal. Bei der vorliegenden dopplerverbreiterten Spektroskopie variiert der Verlust v in einem großen Wertebereich, wodurch das Profil beim hier realisierten Detek-

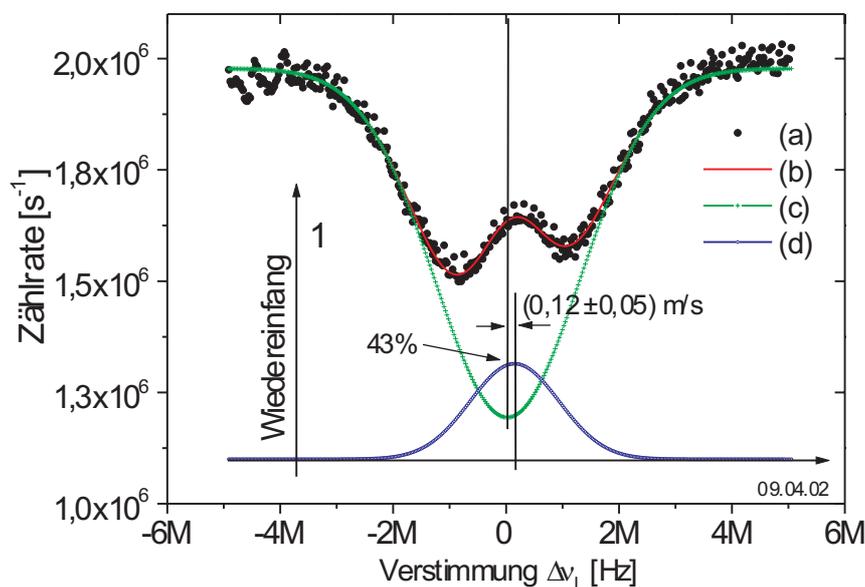


Abb. 3.10: Analyse der Signalreduktion - „Dip“ in Spektrum (a) - für langsame, angeregte Atome durch den Wiedereinfang nach einem spontanen Zerfall. Die Anpassung einer zweifachen Gaußfunktion mit modulierter Amplitude (b) zeigt das zugrundeliegende Doppler-Profil (c) und die Wiedereinfang-Wahrscheinlichkeit (d). Die Asymmetrie ist auf eine Schwerpunktbewegung des Ensembles zurückzuführen.

tionsprinzip nicht linear ist (Gleichung 3.8). Die Breite des Profils ist somit nicht direkt auf die Geschwindigkeitsbreite des Ensembles zu beziehen. Bei der Einstrahlung der Interferometersequenz mit vier Pulsen zeigt sich ein vergleichbarer „Dip“ durch den Wiedereinfang, auf dem der Lamb-Dip der dopplerfreien Spektroskopie aufsetzt.

Der Wiedereinfang reduziert die Sensitivität des *shelving*-Detektionsverfahrens für langsame Atome. Dadurch muss die Detektion bei der Interferometrie mit ultrakalten Atomen verändert werden. Insbesondere bietet sich die direkte Detektion des angeregten Zustandes mit einer Anregung auf dem Übergang $^3P_1 \rightarrow ^3D_2$ (383 nm) an. Dafür kommt ein frequenzverdoppelter Titan-Saphir-Laser oder eine Laserdiode (Nichia) in Frage.

Bemerkenswert ist die Asymmetrie des Anregungsspektrums in Abbildung 3.10. Hier zeigt sich eine nicht zu vernachlässigende Schwerpunktbewegung des Ensembles. Während der maximale Wiedereinfang im Geschwindigkeitsraum bei $v_z = 0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ stattfindet, ist die Dopplerverteilung zu negativen Frequenzen verschoben. Dies entspricht einer Relativgeschwindigkeit des Ensembles zum Lichtfeld in der freien Flugphase von $v_{z \text{ offset}} = 12 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Ursache für die Schwerpunktbewegung des Ensembles während der freien Expansion ist ein Ungleichgewicht der Intensität in den zurückreflektierten Fallen-Lichtfeldern. Die beobachtete Bewegungsrichtung zeigt stets weg von der Einstrahlrichtung der UV-Lichtfelder. Die nicht ausgewogene Lichtintensität kann auch zu einer Asymmetrie im Wiedereinfang führen, wobei das Maximum stets bei ruhenden Atomen auftritt. Das hier verwendete Modell einer Gaußfunktion des Wiedereinfangs erlaubt also nur eine näherungsweise Ermittlung der Schwerpunktschwindigkeit.

Für die dopplerfreien Signale der Atominterferometrie wird die ruhende Geschwindigkeitsklasse längs der Wechselwirkungszone selektiert. Die verbleibenden radialen Schwerpunktbewegungen sind für die Variation der Signalamplitude bei langen Flugzeiten mitverantwortlich. Dieser Effekt wird im folgenden Abschnitt detailliert untersucht.

3.4 Restbewegung der Atome im Interferometer

Die experimentelle Untersuchung des atomaren Ensembles aus der MOT ergibt eine nicht verschwindende Schwerpunktbewegung. Diese hat insbesondere Einfluss auf die beobachtete Signalamplitude des Atominterferometers in Abhängigkeit vom

Zeitpunkt der gepulsten Wechselwirkungen. Ursache ist das ortsabhängige Strahlteilungsverhältnis durch die Bewegung der Atome im gaußförmigen Intensitätsprofil der Wechselwirkungszone mit $w_0 = 3380\mu\text{m}$. Für Interferometersequenzen mit langer freier Flugzeit T überlagert sich dieser Effekt mit der Abnahme der Signalamplitude aufgrund von Phasenfluktuationen des Lichtfeldes. Für eine Analyse des Rauschens des Laseroszillators anhand von atominterferometrischen Messungen muss der Einfluss der Schwerpunktbewegung genau bekannt sein.

Wird eine Interferometersequenz mit fester Flugzeit T im Zeitfenster Δt_{aus} verschoben, so ist der Effekt der Bewegung auf die Signalamplitude sichtbar. Die Messergebnisse (m) sind in Abbildung 3.11 dargestellt. In Abhängigkeit von der Justage der Wechselwirkungszone ergeben sich qualitative Unterschiede. Bei Messung (II) wird die Position der Zone über die Effizienz der Anregung mit einem Puls bei $t_1 = 5100\mu\text{s}$ optimiert. Damit ist sie auf den Ausgangspunkt der Bewegung des Ensembleschwerpunkts am Ort der Falle zentriert. Es ist eine monotone Abnahme der Signalamplitude des Interferometers mit dem Zeitpunkt des ersten Pulses $t_1 - 5000\mu\text{s}$ zu beobachten, die zunächst nur auf eine Expansion des Ensembles

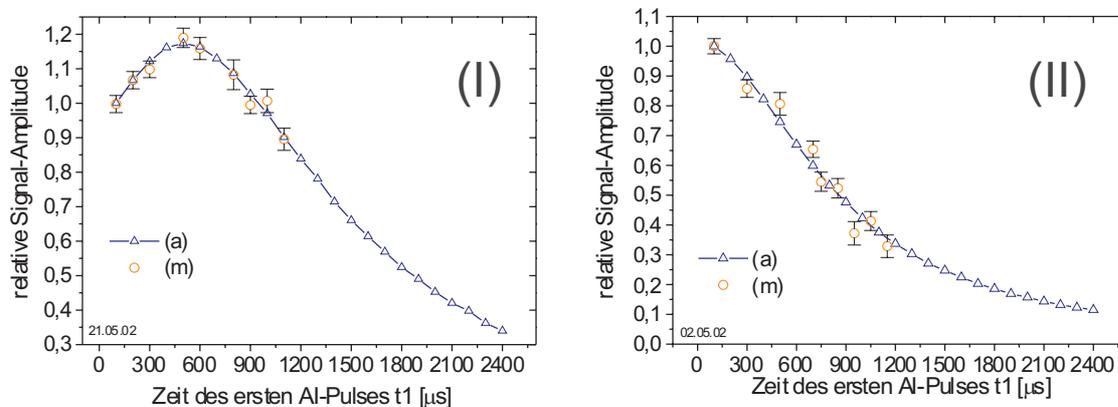


Abb. 3.11: Variation der Signalamplitude eines Atominterferometers (Auflösung 4, 4kHz) bei Veränderung der Startzeit $t_1 - 5000\mu\text{s}$ der Pulssequenz innerhalb der MOT-Auszeit (m). Bei (I) wurde die gaußförmige Wechselwirkungszone 1,55 mm oberhalb des MOT-Zentrums angeordnet, bei (II) 0,60 mm. Die Amplitudenzunahme hat ihre Ursache in der Schwerpunktbewegung des Ensembles in Richtung der Zonenmitte. Die Abnahme bei späteren Startzeiten beruht auf der thermischen Expansion. Eine Simulation (a) wurde zur Ermittlung der Temperatur und Bewegungsparameter durchgeführt.

hindeutet. Die Flugzeit beträgt hier $T = 56,6 \mu\text{s}$ und die Zeit zwischen den mittleren Pulsen $t' = 13,4 \mu\text{s}$. Für Messung (I) wird der Justagepuls zu einem späteren Zeitpunkt eingestrahlt ($t_1 = 5800 \mu\text{s}$). Die Zone muss in diesem Fall für eine Optimierung der Anregungseffizienz deutlich höher positioniert werden. Dies ist ein Anhaltspunkt für eine Aufwärtsbewegung des Schwerpunktes. Die Messwerte (m) in Abbildung 3.11 (I) zeigen ein Maximum der Signalamplitude bei einer Startzeit des Interferometers von $t_1 = 5500 \mu\text{s}$. Das Ensemble bewegt sich zunächst auf das Zentrum der Wechselwirkungszone zu, wobei die Signalamplitude zunimmt. Bei späterer Startzeit überwiegt wiederum die Ensemble-Expansion. Der charakteristische Verlauf der Amplitudenvariation erlaubt eine Ermittlung der Bewegungsparameter und der Enembletemperatur in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahlteilerlichtfeldes durch eine Simulation des Interferenzsignals.

Simulation

Die dopplerfreie Anregung im Atominterferometer selektiert eine Geschwindigkeitsklasse in Richtung der Ausbreitung der Strahlteilerlichtfelder. Die zum Signal beitragenden Atome bewegen sich mit maximal $v_{\text{at}} = \pm 0,06 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ parallel zur Achse der Wechselwirkungszone. Durch die große Rayleigh-Länge ($z_R = 78 \text{ m}$) des Lichtfeldes kann die Variation der Intensität in dieser Richtung vernachlässigt werden. Deshalb ist es hinreichend, die Bewegung der Atome in zwei Dimensionen zu betrachten.

Abbildung 3.12 zeigt die zugrundeliegende Geometrie und die Definition der Koordinaten. Der Ensembleschwerpunkt bewegt sich mit Geschwindigkeit $v_{y \text{ offset}}$ nach oben (Y) während es mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung (Breite σ_v) expandiert. Die Wechselwirkungszone ist um die Distanz y_L nach oben justiert.

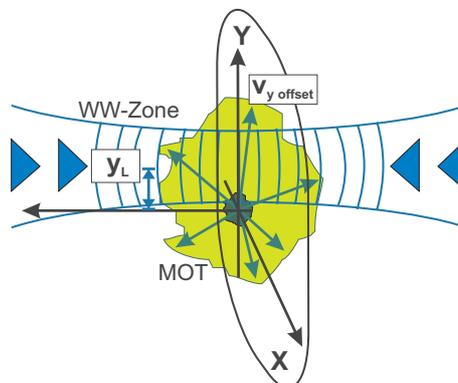


Abb. 3.12: Anordnung der Wechselwirkungszone (WW-Zone) relativ zum Zentrum der MOT und Definition der Koordinaten

Das zur Simulation entwickelte C-Programm ist in Anhang A wiedergegeben. Das Simulationsprinzip beruht auf der Berechnung der De-Broglie-Amplituden in den Ausgängen der beiden Rückstoßkomponenten bei veränderlichem Strahlteilungsverhältnis in den vier gepulsten Strahlteilern. Es werden einzelne Atomtrajektorien berechnet, um den Ort der Wechselwirkungen und damit die lokale Intensität des Lichtfeldes zu bestimmen. Die Startbedingungen für die Atome werden dabei nach der Monte-Carlo-Methode aus einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeiten und aus einer gaußschen Ortsraumverteilung ($\sigma_r = 250 \mu\text{m}$) bestimmt und die Schwerpunkt-Bewegung $v_{x/y \text{ offset}}$ hinzugefügt. Für jeden Datenpunkt wurden $N_{at} = 50.000$ Atomtrajektorien simuliert. Das lokale Strahlteilungsverhältnis beträgt:

$$e(x, y) = \frac{1}{2}(1 - \cos(\Omega_R(x, y) \tau_p)) \quad (3.9)$$

Dabei ist $\Omega_R(x, y)$ die lokale Rabi-Frequenz und $\tau_p = 4 \mu\text{s}$ die Pulsdauer. Die Teilung einer De-Broglie-Welle erfolgt mit den normierten Amplituden-Faktoren:

$$a_1 = \frac{e}{\sqrt{e^2 + (1 - e)^2}} \quad (3.10)$$

$$\text{und } a_2 = \frac{1 - e}{\sqrt{e^2 + (1 - e)^2}} \quad (3.11)$$

Mit einem Produkt von vier Amplitudenfaktoren errechnen sich die Teilamplituden in den Ausgängen des Interferometers. Bezeichnen a_{nrkg1} und a_{nrkg2} die beiden Teilamplituden im Grundzustandsausgang der niederfrequenten Rückstoßkomponente, so interferieren sie je nach relativer Phase. Die Wahrscheinlichkeit, das Atom in diesem Ausgang zu finden, beträgt $P_{\text{nrkg}} = |a_{\text{nrkg1}} + e^{i\phi} a_{\text{nrkg2}}|^2$. Die Differenz der Extremwerte bei $e^{i\phi} = \pm 1$ ist die Signalamplitude des Interferenzsignals der niederfrequenten Rückstoßkomponente:

$$A_{\text{nrk}} = (a_{\text{nrkg1}} + a_{\text{nrkg2}})^2 - (a_{\text{nrkg1}} - a_{\text{nrkg2}})^2 = 4a_{\text{nrkg1}}a_{\text{nrkg2}} \quad (3.12)$$

Bei entsprechender Wahl der Flugzeit T ist die resultierende Signalamplitude die inkohärente Summe der niederfrequenten und hochfrequenten Rückstoßkomponente.

Bestimmung der Ensemble-Parameter

Die unbekannt Parameter der Simulation sind die Ensembletemperatur, charakterisiert durch die Breite $\sigma_v = \sqrt{k_B T m_{at}^{-1}}$ der Maxwell-Boltzmann-Verteilung, und die Geschwindigkeit der Schwerpunktbewegung $v_{y \text{ offset}}$. Das Ensemble bewegt sich in Richtung des Zentrums der Wechselwirkungszone (Y-Richtung). Diese Annahme

ist durch die experimentellen Bedingungen gerechtfertigt. Allerdings ist die Lage der Zone aus dem Experiment nicht mit hinreichender Genauigkeit ($\Delta y < 50\mu\text{m}$) bekannt, so dass auch y_L bei der Simulation variiert wird. Für die Leistung des Laseroszillators wird der Wert von $P_L = 33\text{ mW}$ eingesetzt, die Strahltaile beträgt $w_0 = 3,38\text{ mm}$. Im Experiment wird eine über den Messtag abnehmende Leistung von $P_L = 35\text{ mW}$ bis 30 mW gemessen. Die Anpassung der Parameter geschieht sukzessive durch Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung von den Messwerten. Da die Simulation nicht alle Einflüsse auf die absolute Signalamplitude erfasst, werden die Ergebnisse auf den Wert bei $t_1 = 5100\text{ }\mu\text{s}$ normiert und die relative Amplitude bestimmt.

Eine optimale Anpassung ergibt sich für die Daten der Messung (I) (Abbildung 3.11; 21.05.02) mit:

$$\begin{aligned}\sigma_v &= (1,13 \pm 0,04) \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ v_{y \text{ offset}} &= (0,29 \pm 0,04) \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ y_L &= (1550 \pm 20) \mu\text{m}\end{aligned}$$

Die Fehler werden durch Variation der Parameter abgeschätzt. Abbildung 3.13 zeigt die Abhängigkeit der Anpassung von $v_{y \text{ offset}}$ (I) und σ_v (II) in den Fehlergrenzen. Die

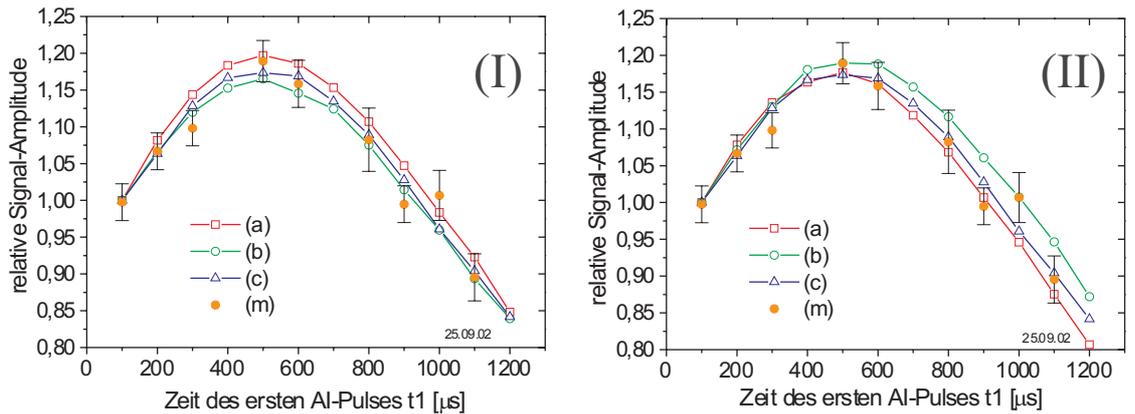


Abb. 3.13: Bestimmung der Ensemble-Parameter und Fehlergrenzen durch Variation. Dargestellt sind die Messwerte (m) und Simulationen zu unterschiedlicher Schwerpunktbewegung (I): $v_{y \text{ offset}} = 0,25(a)$; $0,33(b)$; $0,29(c) \frac{\text{m}}{\text{s}}$ sowie Geschwindigkeitsbreite (II): $\sigma_v = 1,17(a)$; $1,09(b)$; $1,13(c) \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die Wechselwirkungszone ist bei $y_L = 1,55\text{ mm}$ zentriert.

Änderung der Geschwindigkeit der Schwerpunktbewegung hat vor allem Einfluss auf den Maximalwert des Amplitudengewinns bei $t_1 = 5500 \mu\text{s}$. Dagegen variiert mit der Geschwindigkeitsbreite des Ensembles der Abfall der Signalamplitude für Startzeiten $t_1 > 5500 \mu\text{s}$.

Die Messung (II) aus Abbildung 3.11 (02.05.02) wird durch die gleichen Ensembleparameter beschrieben. Damit wird die Zuverlässigkeit der Simulationsmethode gezeigt. Die Position der Wechselwirkungszone liegt bei $y_L = (600 \pm 20) \mu\text{m}$.

Die Bestimmung der Ensemble-Parameter durch die Simulation erlaubt eine Trennung der Effekte durch die Atombewegung im Intensitätsprofil der Wechselwirkungszone und durch Phasenfluktuationen. Damit erlauben sie eine genauere Auswertung des Abfalls der Signalamplitude mit der freien Flugzeit T und die Charakterisierung des Laseroszillators. Die Ergebnisse sind in Abschnitt 4.2 dargestellt.

3.5 Präparation ultrakalter Magnesium-Atome

Wie in den vorangegangenen Abschnitten deutlich geworden ist, stellt die Reduzierung der Ensemble-Temperatur für die Frequenzabfrage der atomaren Eigenfrequenz in mehrfacher Hinsicht eine zentrale Herausforderung dar. Mit Sub-Doppler-Temperaturen können bessere Auflösungen, höhere Signalamplituden sowie reduzierte Rauschprozesse erzielt werden. Für ultrakalte Atome sind längere Flugzeiten T möglich, ohne dass die Atome den Wiedereinfangbereich der Falle verlassen oder durch das Intensitätsprofil der Wechselwirkungszonen in Bereiche ungünstiger Strahlteilungsverhältnisse gelangen. Der Beitrag des Quantenprojektionsrauschens wird durch eine größere teilnehmende Atomzahl geringer. Für die Bilanz des Stabilitätsgewinns ist die durch den Kühlprozess verlängerte Zykluszeit und Mittelungszeit pro Datenpunkt zu beachten. Veränderte Detektionsmechanismen mit einer Normierung der Atomzahl oder der Beobachtung beider Interferometerausgänge werden erforderlich. Die Genauigkeit optischer Uhren wird von der Enembletemperatur und der Lokalisierung der Atome in einer Falle maßgeblich beeinflusst (siehe Kapitel 5). Ursache sind Phasenfehler bei der Bewegung der Atome durch die Phasenfronten der Wechselwirkungszone, die systematische Frequenzverschiebungen hervorrufen.

Als effiziente sub-Doppler Kühlmethode für Erdalkali-Atome wurde in der Arbeitsgruppe Ertmer das Doppler-Kühlen auf dem durch eine zusätzliche Laser-Wechselwirkung künstlich verbreiterten Interkombinationsübergang vorgeschlagen. Ein verwandtes Verfahren wurde bei der Laserkühlung von Ionen von Wineland *et al.* eingesetzt [62]. Konzepte für die experimentelle Umsetzung und die Monte-Carlo-Simulation des sogenannten Quenchkühlens für Magnesium-Atome wurden im Rahmen dieser Arbeit gemeinsam mit T. Mehlstäubler entwickelt [91]. Die experimentelle Realisierung bildet den Schwerpunkt der aktuellen Forschungsarbeit. Das Simulationsprogramm konnte auch erfolgreich zur Modellierung des Kühlprozesses für Calcium angewendet werden, der an der PTB (Braunschweig) erstmals experimentell realisiert wurde [31].

3.5.1 Quenchkühlen

Grundidee des Quenchkühlens ist das Doppler-Kühlen auf einem schmalbandigen elektronischen Übergang [63], dessen Linienbreite durch eine zusätzliche Laser-Wechselwirkung der Temperatur der Atome angepasst werden kann. Eine für den Kühlprozess optimale Linienbreite Γ ergibt sich als Kompromiss zwischen einer möglichst

niedrigen Grenztemperatur $T_D = \hbar\Gamma (2 k_B)^{-1}$ und einer vorzugsweise hohen Kühlrate $R_k = \Gamma \cdot \rho_{ee}$. Dabei ist ρ_{ee} die Population des oberen Kühlzustands. Für sehr schmale Linien wird der Doppler-Kühlprozess durch den Rückstoß der spontan emittierten Photonen begrenzt [64]: $T_{\min} = (\hbar k_{\text{phot}})^2 (M_{\text{at}} k_B)^{-1}$. Durch eine Entkopplung der ultrakalten Atome vom Quenchkühlprozess in Dunkelzuständen sind auch Temperaturen unterhalb des Rückstoßlimits erreichbar.

Anhand von Abbildung 3.14 wird das Prinzip der Einstellung der Linienbreite erläutert. Das Termschema von ^{24}Mg ist auf die vier relevanten Zustände reduziert. Als Kühlübergang dient der Interkombinationsübergang $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ($\lambda = 457 \text{ nm}$). Die natürliche Linienbreite von $\Gamma_1 = 2\pi \cdot 31 \text{ Hz}$ muss für einen effizienten Kühlprozess verbreitert werden. Der Übergang $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ ist ein weiterer Interkombinationsübergang bei $\lambda = 462 \text{ nm}$, der die Besetzung zurück in das Singlett-System transferiert und damit die effektive Lebensdauer von Zustand $|2\rangle$ reduziert. Durch die verkürzte Lebensdauer wird die Linienbreite beziehungsweise Energie-Unschärfe des Zustands erhöht. Sie wird durch die effektive Linienbreite Γ_{eff} eines Zwei-Niveau-Systems beschrieben. Die Kopplung zwischen den Zuständen $|2\rangle$ und $|3\rangle$ ist mit $\Gamma_2 = 2\pi \cdot 500 \text{ Hz}$ schwach und der Zustand $|3\rangle$ stark gedämpft ($\Gamma_3 = 2\pi \cdot 4 \text{ MHz}$). Die verfügbare Lichtintensität bestimmt die Rabi-Frequenz Ω_{23} und begrenzt die Kühlrate. Es gilt für die effektive Linienbreite: $\Gamma_{\text{eff}} \sim \Omega_{23}^2$. Der Kühlzyklus wird durch zwei schnelle spontane Übergänge $|3\rangle \rightarrow |4\rangle \rightarrow |1\rangle$ geschlossen.

Die für das Quenchkühlen geplante Anordnung entspricht einer dreidimensionalen

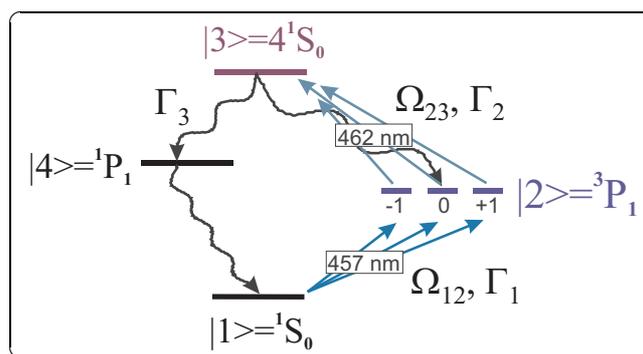


Abb. 3.14: Für das Quenchkühlen relevanter Ausschnitt aus dem Termschema von ^{24}Mg . Der Kühlübergang ($|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ bei $\lambda = 457 \text{ nm}$) und der Quenchübergang ($|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ bei $\lambda = 462 \text{ nm}$) verbinden das Singlett- und Triplettsystem. Der Zyklus wird durch zwei schnelle spontane Zerfälle über den Zustand $|4\rangle$ geschlossen. Die Zeeman-Unterstufen von Zustand $|2\rangle$ sind bei der Wahl der Polarisation für das QuenCHFeld zu berücksichtigen.

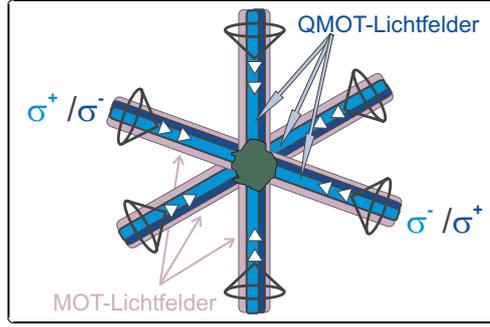


Abb. 3.15: Konfiguration der Lichtfelder für den Transfer aus der Standard-MOT in eine dreidimensionale MOT-Konfiguration für das Quenchkühlen (QMOT). Die zirkuläre Polarisation der Kühl- und Quenchkfelder der QMOT besitzen entgegengesetzte Helizität.

MOT-Konfiguration (siehe Abbildung 3.15) mit gegenläufigen Lichtfeldern zirkularer Polarisation (QMOT). Um den Kühlzyklus möglichst effizient zu gestalten, wird die Zeeman-Unterstruktur von Zustand $|2\rangle$ ($m_J = \pm 1; 0$) berücksichtigt. Die Polarisation des Quenchkfeldes wird jeweils entgegengesetzt zu der des Kühlfeldes eingestrahlt. Wenn sich ein Atom auf eines der Lichtfeldpaare zubewegt, so wirken beide auf den gleichen Unterzustand (siehe Abbildung 3.14).

Um die Effizienz des Kühlmechanismus unter der Randbedingung der verfügbaren Laserleistung zu bewerten, werden die optischen Bloch-Gleichungen des Vier-Niveau-Systems berechnet und mit einer Monte-Carlo-Methode Atomtrajektorien in diskreten Zeitschritten während des Kühlprozesses simuliert [91]. Die mit einer Intensität von $I_{23} = 1,4 \cdot 10^3 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ($P_Q = 20 \text{ mW}$, $w_0 = 2,1 \text{ mm}$) erreichbare effektive Linienbreite beträgt $\Gamma_{\text{eff}} = 2\pi \cdot 7 \text{ kHz}$. Die Kühlrate beträgt dann $R_k = 1,6 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Diese ist ausreichend, um einen großen Teil der Atome aus der Geschwindigkeitsverteilung der Standard-MOT (285 nm) beim Durchfliegen der Quenchkühlzone abzubremesen.

Abbildung 3.16 zeigt das Ergebnis der Simulation der dreidimensionalen Konfiguration in einem Phasenraum-Diagramm. Die Atome starten aus einem Ensemble der Standard-MOT bei Doppler-Temperatur ($\sigma_v = 0,81 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\sigma_r = 400 \mu\text{m}$). Die Strahlteilen des Kühl- und Quenchkfeldes betragen $w_0 = 2,1 \text{ mm}$, die Leistung $P_K = 20 \text{ mW}$ beziehungsweise $P_Q = 30 \text{ mW}$. Der Magnetfeld-Gradient wird den schmalen Linienbreiten angepasst und beträgt $B' = 4 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$. Zum Vergleich wird bei der Standard-MOT mit einer Linienbreite des UV-Übergangs von $\Gamma_{\text{UV}} = 2\pi \cdot 80 \text{ MHz}$ ein Gradient von $B' = 130 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$ eingesetzt. Da die Atome bereits durch die Doppler-Verschiebung der Geschwindigkeitsänderung einzelner Kühlzyklen aus der Resonanz der schmalen Li-

nie geraten, wird die spektrale Breite des Lichtfeldes angepasst. Um einen großen Einfangbereich im Geschwindigkeitsraum zu erzielen, kann die Halbwertsbreite auf etwa $\delta\nu_L \approx 4,5$ MHz vergrößert werden. Dies entspricht dem Konzept des Breitbandkühlens aus Referenz [63]. Die Effizienz des Kühlens ist dann allerdings durch die geringe spektrale Leistungsdichte reduziert. Es wird deshalb eine Zwischenlösung vorgeschlagen und simuliert. Die Linienbreite des Laserfeldes wird durch Modulation eines schmalbandigen Lasers auf $\delta\nu_L = 400$ kHz bis maximal 1 MHz eingestellt, so dass die Atome durch einzelne Kühlzyklen nicht aus der Resonanz geraten. Die Frequenzverstimmung wird ausgehend von $\Delta_{12} = -2,2$ MHz (Einfang von $v_0 = 1,0 \frac{m}{s}$) der dynamischen Temperaturentwicklung entsprechend reduziert. Die Frequenzänderung geschieht dabei auf einer Zeitskala von $t_{\text{chirp}} = 40$ ms. Die Verstimmung zum Schluss bestimmt die Endtemperatur und beträgt hier $\Delta_{12}^{\text{end}} = -0,64$ MHz. Bei etwas größeren Verstimmungen am Ende des Kühlprozesses werden Temperaturen von $T_{\text{min}} = 10 \mu\text{K}$ erreicht, die dem Limit der Photonenrückstöße durch spontane Emissionen im Zyklus entsprechen.

Die durch Modulation eines schmalbandigen Lasers entstehende, annähernd rechteckige Linienform ist günstig für die erreichbare Endtemperatur. Bei entsprechender

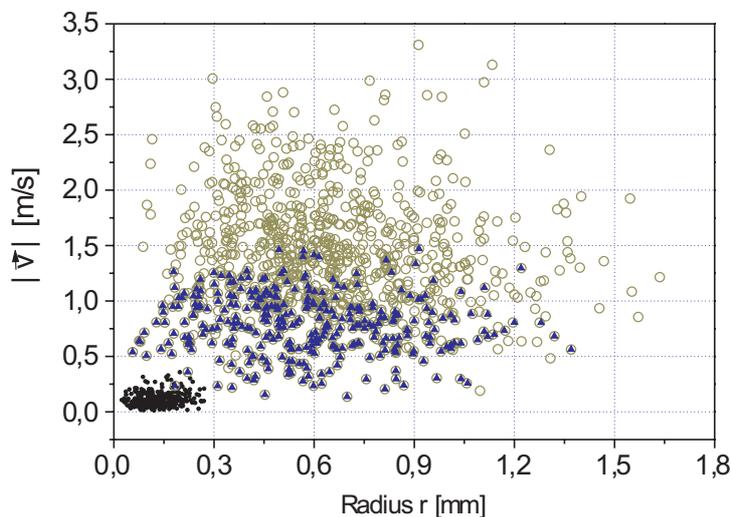


Abb. 3.16: Phasenraum-Diagramm aus der Simulation des Quenchkühlens [91]. Die Atome aus einem Ensemble bei Doppler-Temperatur (\circ) ($\bar{v} = 1,3 \frac{m}{s}$) werden teilweise vom Kühlprozess erfasst (\triangle) und nach $t_{\text{kühl}} = 40$ ms im Phasenraum komprimiert (\bullet).

negativer Verstimmung können sich Atome bei Geschwindigkeiten um $v_{at} = 0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ in Dunkelzuständen ansammeln und werden vom Kühlfeld entkoppelt. Auch eine Variation der Linienform durch angepasste Pulsformen ermöglicht den Einfang von kalten Atomen in Dunkelzuständen. In Experimenten an Calcium-Atomen wurden damit bereits Temperaturen von $T_{\text{min}} = 300 \text{ nK}$ in einer Dimension erzielt [32].

Das aus einer Serie von Simulationen bestimmte Optimum der Umladeeffizienz von der Standard-MOT in die QMOT beträgt $\eta = 40\%$. Die atomaren Parameter für den Übergang $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ sind nur unzureichend bekannt. Neuere theoretische Berechnungen [65] deuten auf ein kleineres Verhältnis Γ_2/Γ_3 hin, das die Effizienz des Kühlprozesses reduzieren würde. Die experimentelle Untersuchung wird diese Frage klären.

3.5.2 Konzepte für die experimentelle Realisierung

Für die Realisierung zukünftiger optischer Atomuhren mit ultrakalten Magnesium-Atomen wurde im Rahmen der Arbeit ein neues experimentelles System konzipiert und der Aufbau begonnen. Für weitere Einzelheiten sei auf die weitergeführten Arbeiten und Messungen verwiesen [91, 92].

Vakuumsystem

Abbildung 3.17 zeigt eine Fotografie des zentralen Vakuumsystems. Dieses ruht auf einem Gestell, das unabhängig durch Löcher im Lasertisch montiert ist und somit die Schwingungsdämpfung des Tisches nicht beeinträchtigt. Die Kammern werden mit zwei Turbo-Molekularpumpen (P1 & P3) sowie einer Ionen-Getter-Pumpe (P2) evakuiert. Die Atomstrahlquelle wird nah an die Hauptkammer herangeführt und ist von dieser durch eine Blende als differentielle Pumpstufe getrennt. Durch die Reduzierung des Quellenabstands von 78 cm (bestehende Fallenapparatur) auf 15 cm wird der vom Einfangbereich der MOT genutzte Raumwinkel des Atomstrahls deutlich verbessert (Faktor 30). Dadurch wird eine verbesserte Laderate angestrebt. Zusätzlich kann dem Atomstrahl ein Bremsstrahl entgegengeschickt werden, der im ausgedehnten Quadrupolfeld der MOT wie eine Zeemann-Kühlung wirkt. Die Optimierung der Laderate ist für die zukünftigen Experimente von zentraler Bedeutung, da die neuen Kühlmechanismen stets mit Atomzahlverlusten verbunden sind. In der Hauptkammer werden zunächst UV-Lichtfelder durch zwei Topfflansche und vier kleinere Vakuumfenster eingestrahlt und eine Standard-MOT geladen. Die

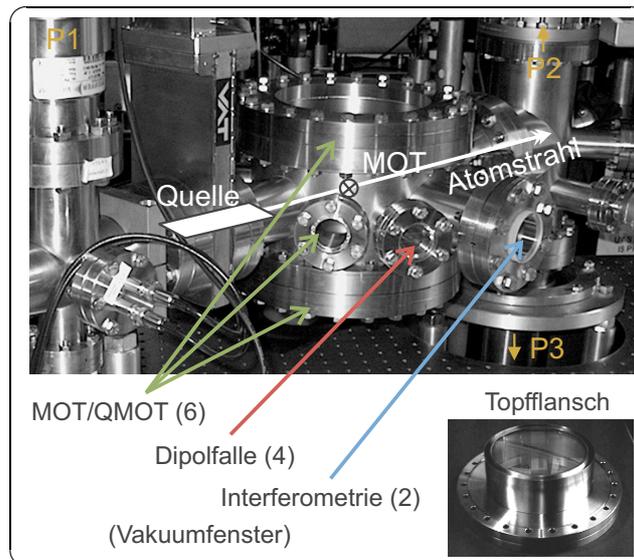


Abb. 3.17: Fotografie des neuen Vakuumsystems für die Realisierung einer optischen Atomuhr mit ultrakalten Magnesium-Atomen. In der zentralen Kammer erlauben Topfflansche die Positionierung der Spulen für das MOT-Quadrupolfeld außerhalb des Vakuums aber nah am Ensemble. Die Quelle befindet sich mit 15 cm Abstand in der Nähe des Fallenzentrums. Dem Atomstrahl kann ein Bremsstrahl entgegengeschickt werden, der im Quadrupolfeld der MOT wie eine Zeemann-Kühlung wirkt.

Topfflansche erlauben eine Positionierung der Spulen für das MOT-Quadrupolfeld außerhalb des Vakuums aber nah am Ensemble. Außerdem ist eine Detektion der Fallenfluoreszenz mit großem Raumwinkel der Sammeloptik möglich.

Durch die gleichen Fenster und Strahlengänge kann auf jeweils zwei Felder (457 nm & 462 nm) der QMOT umgeschaltet werden. Mit einem kalten Ensemble als Ausgangspunkt werden dann die Interferometrie-Pulse durch zwei spezielle Fenster mit Glassubstraten hoher Wellenfrontgüte geschickt ($\lambda/20$). Eine zusätzliche Speicher- und Kühloption ist eine optische Dipolfalle, für die vier weitere Vakuumfenster vorgesehen sind. Die Wellenlänge für die Dipolfalle wird $\lambda = 1030$ nm (Yb:YAG) betragen. Insgesamt ermöglicht die sternförmige Anordnung vieler Flansche die Spezialisierung der Fensterbeschichtung für die unterschiedlichen Wellenlängen (blau / ultraviolett & infrarot) und eine horizontale Ausrichtung der Interferometriezone und der Dipolfallenfelder. Die Gravitationsbeschleunigung muss für die hochgenaue Atominterferometrie exakt senkrecht zur Strahlrichtung wirken.

Lasersysteme

Für das Lichtfeld der Kühlung kommt zunächst der für die Interferometrie eingesetzte Farbstofflaser in Betracht. Hier kann für das Kühlen von der hochstabilen Variante mit zweistufiger Frequenzstabilisierung auf eine Regelstufe umgeschaltet werden. Die Linienbreite von unter $\delta\nu = 1$ kHz erlaubt eine präzise Einstellung der Linienform durch Modulation von AOM 0 (siehe Abschnitt 2.1.2). Die Frequenzverstimmung für den Kühlprozess geschieht mit einem externen AOM, der auch die Kühlfelder einschaltet. Die typische Ausgangsleistung von $P_{457\text{nm}} = 100$ mW ist für eine Kühlung mit etwa $P_K = 20$ mW pro Strahl hinreichend. In Zukunft kann auch der frequenzverdoppelte Nd:YVO₄-Scheibenlaser für die Kühlung eingesetzt werden (Abschnitt 2.2.2).

Das Lichtfeld für den Quenchübergang bei $\lambda = 462$ nm benötigt eine neues, zur Zeit im Aufbau befindliches Lasersystem. Es handelt sich um einen Titan-Saphir-Laser ($\lambda = 924$ nm), gepumpt von einem Festkörperlaser bei 532 nm (Coherent Verdi). Der Titan-Saphir-Ringlaser (Eigenbau A. Douillet) kommt dabei ohne frequenzselektive Elemente aus, da er der Verstärkung einer Laserdiode bei 924 nm dient. Durch Injektion von circa 30 mW wird die Frequenz des Titan-Saphir-Lasers an die Laserdiode angebunden. Damit werden auf elegante Weise Verluste der frequenzselektiven Elemente reduziert und es sollten hohe Ausgangsleistungen möglich sein. Ein linearer Verdopplungsresonator erlaubt die effiziente Erzeugung der ersten Oberwelle mit einem periodisch gepolten KTP-Kristall (PPKTP).

Kapitel 4

Ergebnisse der hochstabilen Atominterferometrie

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten deutliche Fortschritte für die Qualität der atominterferometrischen Signale erzielt werden. Damit existiert erstmals mit Magnesium-Atomen ein Frequenzdiskriminator mit einer Stabilität, die mit den besten heutigen Mikrowellenuhren vergleichbar ist. In diesem Kapitel werden die gemessenen Signale charakterisiert und die wesentlichen Verbesserungen aufgezeigt (Abschnitt 4.1). Die Beobachtung einer Abnahme der Signalamplitude mit steigender Auflösung lässt die Rückschlüsse auf die effektive Linienbreite des optischen Oszillators am Ort der Wechselwirkung (Abschnitt 4.2) zu. Hier wird die Charakterisierung des Lasersystems – beschrieben in Kapitel 2 – vervollständigt. Es ist zu berücksichtigen, dass die Effekte der atomaren Restbewegung einen wichtigen Einfluss auf die beobachtete Signalamplitude haben. Aufbauend auf der in Kapitel 3 beschriebenen Simulation wird eine Analyse der zusätzlichen Amplitudenverluste durchgeführt.

Abschnitt 4.3 dokumentiert den Einsatz eines atomaren Vielstrahlinterferometers [66, 89] für die hochauflösende Spektroskopie. Durch die reduzierte Pulslänge τ_p , die bei einem N-Strahl-Interferometer einem Pulswinkel von $\frac{\pi}{N}$ entspricht, wird eine größere Zahl von Atomen aus der Geschwindigkeitsverteilung angeregt. Dies erlaubt eine Steigerung der Signalamplitude. Die Auflösung $\Delta\nu$ wird mit steigender Pulsanzahl feiner, bleibt aber stets am Fourier-Limit der Beobachtungszeit.

Die vorliegenden Messungen sind im Wesentlichen durch die Restbewegung der Atome und durch das verbleibende Phasenrauschen des Laseroszillators limitiert. Die Grenzen der Stabilitätssteigerung des Frequenzdiskriminators mit einem Magnesium-

Ensemble bei Doppler-Temperatur werden in Abschnitt 4.4 diskutiert.

4.1 Analyse der atomaren Interferenzsignale

Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Fortschritte im Aufbau des Ramsey-Bordé-Interferometers im Zeitraum führen zu rauscharmen Interferenzsignalen. Der experimentelle Aufbau ist in Abschnitt 3.1 beschrieben. Die Leistungsstabilisierung des Farbstofflasers (Abschnitt 2.1.8) wird erst für die am Ende dieses Abschnitts dargestellten Messungen eingesetzt. Die Ergebnisse werden im Folgenden analysiert und ein Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten durchgeführt.

In Abbildung 4.1 ist eine exemplarische Messung dargestellt. Es handelt sich um eine einzelne Abtastung der Frequenzverstimmung über eine Minute mit einer Messzeit von $t_m = 1,05$ s pro Punkt. Die freien Flugzeiten in den Interferometersequenzen betragen $T = 50,2$ μ s bei einer Pulslänge von $\tau_p = 4,2$ μ s. Dadurch ergibt sich eine Auflösung von $\Delta\nu = 4980$ Hz. Für die eingezeichnete Kosinusfunktion werden Anregungsniveau R_m , Signalamplitude S und Nullpunkt der Frequenz ν_c durch einen Levenberg-Marquardt-Algorithmus numerisch angepasst:

$$R(\Delta) = R_m + S \cdot \cos(2\pi(\Delta - \nu_c) 2T) \quad (4.1)$$

Die Auflösung wird fest vorgegeben. Die hervorragende Übereinstimmung der Ex-

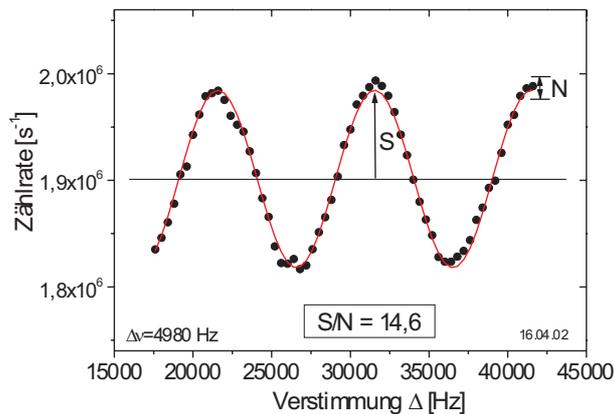


Abb. 4.1: Gemessenes Interferenzsignal mit einem gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\frac{S}{N} = 14,6$ bei einer Auflösung von $\Delta\nu = 4,98$ kHz. Das Rauschen wird durch die Standardabweichung der Messwerte von einer angepassten Kosinusfunktion berechnet. Die Messzeit beträgt pro Punkt $t_m = 1,05$ s.

trema und Nulldurchgänge auf der Frequenzachse zeigt die Qualität der Driftkompensation und die Langzeitstabilität des Laseroszillators. Der Nullpunkt der Frequenzachse bezieht sich auf die niederfrequente Rückstoßkomponente (NRK) des thermischen Ramsey-Bordé-Interferometers: $\nu_c = \delta_r$. Dabei ist $\delta_r = \frac{1}{4\pi} \hbar k_L^2 M_{at}^{-1} = 39,7 \text{ kHz}$ die Rückstoßverschiebung. Eine Untersuchung der Reproduzierbarkeit des Nullpunkts erfolgt weiter unten. Die Signalamplitude, gemessen durch den Hub der Fluoreszenz-Zählrate, beträgt $S = (83300 \pm 1200) \text{ s}^{-1}$. Dabei ist der angegebene Fehler die Unsicherheit bei der Anpassung der Amplitude. Das Rauschen wird ermittelt, indem die Standardabweichung der Differenzen zwischen den Messwerten und der angepassten Kosinusfunktion berechnet wird und beträgt $N = 5700 \text{ s}^{-1}$. Es wird ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\frac{S}{N} = 14,6$ erreicht. Dies stellt eine Steigerung um einen Faktor 3 gegenüber den in vorangegangenen Arbeiten erzielten Werten [87] dar. Beim Vergleich des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses ist zu beachten, dass in den vorangegangenen Arbeiten eine veränderte Definition verwendet wurde, die den vollen Signalhub ($2 \times S$) mit der Standardabweichung (N) ins Verhältnis setzt. Der Gewinn im Rauschabstand wurde insbesondere durch die zweistufige Leistungsstabilisierung und Strahlage-Stabilisierung des UV-Lichts für die magneto-optische Falle erreicht. Ein Vergleich der Fluoreszenz ohne Interferometerpulse von $R_0 = 3,39 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ mit der mittleren Rate $R_m = 1,90 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ergibt eine Anregung von $A = 1,49 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ und damit eine Visibilität von $V = \frac{S}{A} = 5,6\%$. Das Detektionsprinzip erfordert die Einstellung der Zykluszeit t_{zykl} für eine Anregung von $A = \frac{R_0}{2}$ zur Optimierung der Signalamplitude (vergleiche Abschnitt 3.3.3). Deshalb wird die Visibilität hier nicht als Maß für die Qualität der Interferenzsignale herangezogen.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt unabhängig vom Niveau der Anregung die Sensitivität des atominterferometrischen Frequenzdiskriminators. Unter der Annahme von frequenzunabhängigen Rauschprozessen (weißes Rauschen) ist aus dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis die Kurzzeitstabilität eines auf den Nulldurchgang des Interferenzsignals geregelten Oszillators zu berechnen:

$$\sigma_y(1\text{s}) = \frac{1}{\nu_0} \frac{\Delta R}{\partial R / \partial \nu_L |_{\nu_L = \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}}} \sqrt{t_m/s}$$

Dabei ist t_m die Mittelungszeit für einen Datenpunkt des Signals. Die Stabilität wird im Folgenden für kosinusförmige Signale ausgewertet. Mit

$$\begin{aligned} \Delta R &= N \text{ (Rauschen)}, \\ \partial R / \partial \nu_L |_{\nu_L = \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}} &= S \cdot 4\pi T \end{aligned}$$

und

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} = \nu_0 \cdot 4T$$

folgt:

$$\sigma_y(1s) = \frac{1}{\pi Q S/N} \sqrt{t_m/s} \quad (4.2)$$

Für die obige Messung ergibt sich eine Stabilität von $\sigma_y(1s) = 1,70 \cdot 10^{-13}$. Dies ist bereits bei moderater Auflösung eine deutliche Steigerung gegenüber dem vorher erzielten Bestwert [27, 87] von $3,1 \cdot 10^{-13}$ bei einer Auflösung von $\Delta\nu = 2,49$ kHz ($\frac{S}{N}(1s) = 3,9$).

Ein feinere Auflösung bedarf einer längeren freien Flugzeit T . Kann dabei die Signalamplitude erhalten werden, so ergibt sich eine lineare Steigerung der Stabilität. Durch die Effekte der atomaren Restbewegung, des Phasenrauschens im Lichtfeld

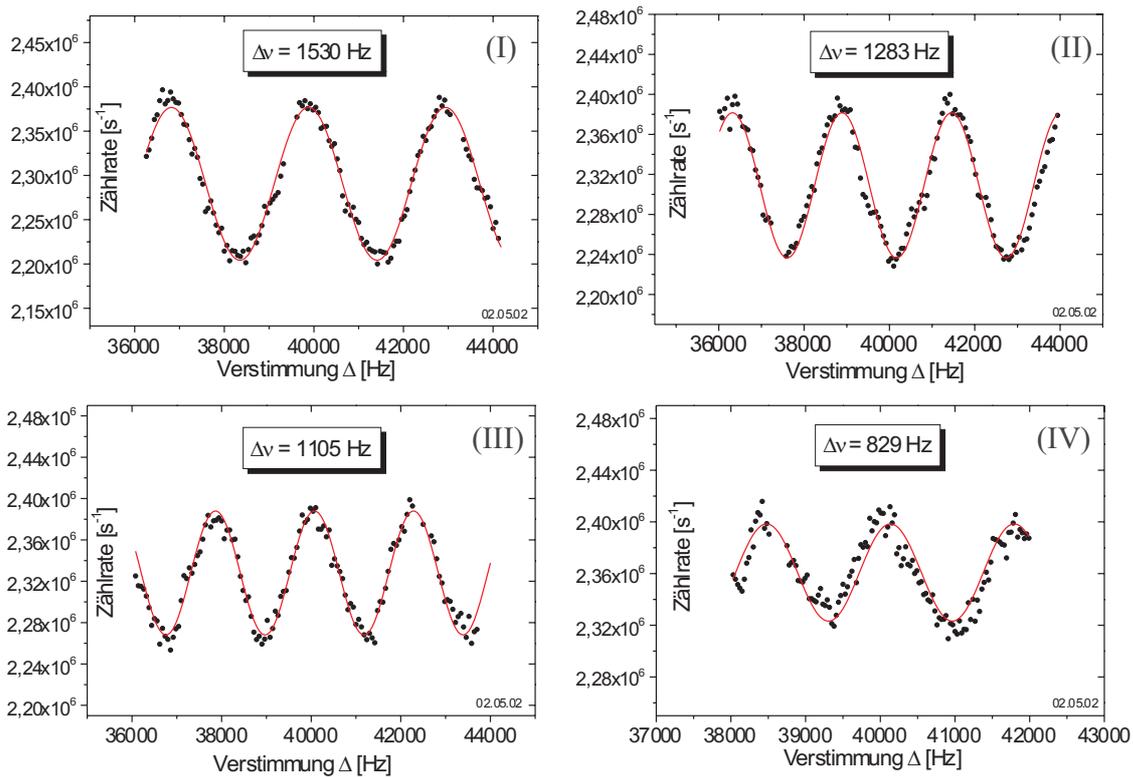


Abb. 4.2: Serie von Interferenzsignalen zur Untersuchung der Stabilität des Frequenzdiskriminators. Mit von (I) bis (IV) steigender Auflösung sinkt die Signalamplitude und damit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Ein Stabilitätsgewinn ist durch Güten von bis zu $Q = 7,9 \cdot 10^{11}$ (IV) möglich.

	$\Delta\nu$ [Hz]	T[μ s]	Q [10 ¹¹]	S[s ⁻¹]	N[s ⁻¹]	$\frac{S}{N}$ (1s)	$\sigma_y(1s)[10^{-14}]$
(I)	1530	163,4	4,29	86300 \pm 1400	10060	8,4	8,9 \pm 0,1
(II)	1283	194,8	5,11	72600 \pm 1600	12540	5,7	11 \pm 0,2
(III)	1105	226,2	5,93	60000 \pm 1300	9460	6,2	8,7 \pm 0,2
(IV)	829	301,6	7,91	37600 \pm 1800	11450	3,2	12,5 \pm 0,6

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Parameter und Ergebnisse der Messungen aus Abbildung 4.2

und durch die spontane Emission aus dem angeregten Zustand nimmt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis mit längerer Flugzeit ab. Spontane Emissionen dämpfen die atomare Eigenschwingung. Abbildung 4.2 fasst eine Serie von Interferenzsignalen mit steigender Auflösung zusammen. Die Pulslänge beträgt $\tau_p = 4,0 \mu$ s. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die Parameter und Ergebnisse. In dieser Serie wurde ein Optimum der Stabilität bei einer Auflösung von $\Delta\nu = 1105$ Hz und einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\frac{S}{N}(1s) = 6,2$ erzielt: $\sigma_y(1s) = 8,7(2) \cdot 10^{-14}$ (Abbildung 4.2 (III)). Die angegebenen Fehlergrenzen entstammen der statistischen Unsicherheit der Anpassung der Signalamplitude. Das Rauschniveau von $N = 10000 \text{ s}^{-1}$ ist näherungsweise konstant. Die ausgewählten Messungen zeigen eine uneinheitliche Tendenz der Stabilität bei feinerer Auflösung. Insgesamt nimmt aber im untersuchten Bereich die Stabilität mit der Auflösung zu. Dies wird durch die im Folgenden dargestellten hochauflösenden Interferenzsignale deutlich.

Die Messungen in Abbildung 4.3 stammen aus einer Messreihe mit weitgehend reduziertem Phasenrauschen des Laseroszillators. Dazu wurden alle Regelparameter optimiert, die Flow-Boxen über dem Lasersystem ausgeschaltet und der Farbstofflaser in einem Gehäuse geschützt (vergleiche Abschnitt 2.1.2). Hier wurden die höchsten jemals mit einem Magnesium-Atominterferometer gemessenen Auflösungen von $\Delta\nu = 394$ Hz und $\Delta\nu = 290$ Hz erzielt. Die vollständige Serie ist Grundlage der

	$\Delta\nu$ [Hz]	T[μ s]	Q [10 ¹²]	S[s ⁻¹]	N[s ⁻¹]	$\frac{S}{N}$ (1s)	$\sigma_y(1s)[10^{-14}]$
(I)	394	634,6	1,66	31400 \pm 3500	13700	2,2	8,6 \pm 0,9
(II)	290	860,8	2,26	16000 \pm 2000	8700	1,8	7,8 \pm 0,9

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Parameter und Ergebnisse der hochauflösenden Interferenzsignale aus Abbildung 4.3

Untersuchungen zum Phasenrauschen des Laseroszillators in Abschnitt 4.2. Tabelle 4.2 stellt die verwendeten Parameter und die Ergebnisse im Einzelnen zusammen.

Die feinste Auflösung (Abbildung 4.3 (II)) ergibt trotz eines reduzierten Rauschabstands von $\frac{S}{N}(1s) = 1,8$ die höchste erzielte Stabilität von $\sigma_y(1s) = 7,8(9) \cdot 10^{-14}$. Die Güte dieses Signals beträgt $Q = 2,26 \cdot 10^{12}$. Die Stabilität stellt eine Verbesserung zu den zuvor erreichten Ergebnissen um einen Faktor 4 dar. Zum Vergleich der Messungen ist zu erwähnen, dass für die lange freie Flugzeit bei (II) die Ausschaltzeit der MOT auf $\Delta t_{\text{aus}} = 1850 \mu\text{s}$ verlängert wird. Dabei ist die mittlere Fluoreszenzrate durch den Verlust der schnellsten Atome auf $R_m = 1,18 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ reduziert. Dementsprechend arbeitet das Interferometer mit einer niedrigeren mittleren Atomzahl. Die Zählrate beträgt 56% der mittleren Zählrate von Messung (I).

Auflösungen in der Größenordnung $\Delta\nu = 100 \text{ Hz}$ oder sogar der natürlichen Linienbreite des Interkombinationsübergangs ($\Delta\nu = 30 \text{ Hz}$) werden erst mit kälteren Atomen möglich sein. Die nötige Ausschaltzeit der MOT beträgt hier $\Delta t_{\text{aus}} = 5 \text{ ms}$ beziehungsweise $\Delta t_{\text{aus}} = 16 \text{ ms}$. In diesen Zeitspannen verlassen die meisten Atome mit einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 1,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ den Bereich der Wechselwirkung und des Wiedereinfangs in der Falle. Die erreichte Auflösung liegt bereits im

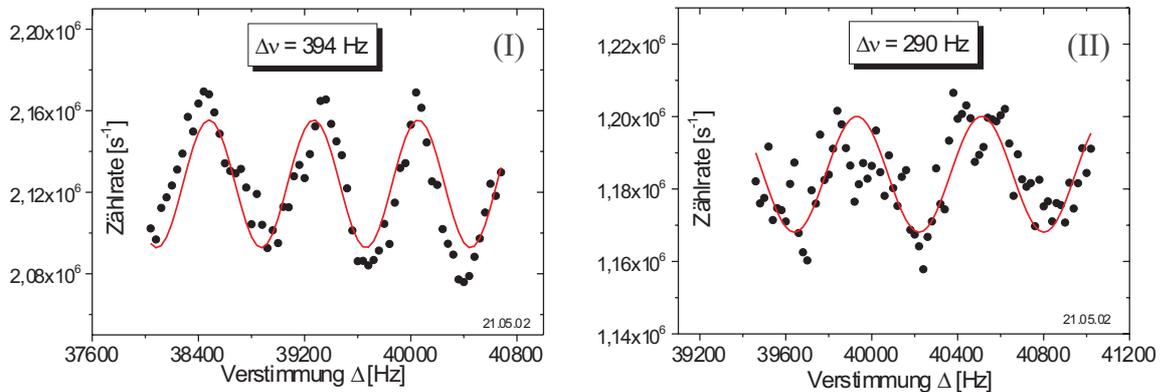


Abb. 4.3: Höchste Auflösungen mit dem Magnesium-Atominterferometer: $\Delta\nu = 394 \text{ Hz}$ (I) und $\Delta\nu = 290 \text{ Hz}$ (II). Die freie Flugzeit von $T = 860,8 \mu\text{s}$ (II) und die damit erforderliche Zeit der Interferometersequenz von $t_{AI} = 1,85 \text{ ms}$ liegen im Grenzbereich, der durch die thermische Restbewegung der Atome gegeben ist. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis beträgt $\frac{S}{N}(1s) = 2,2$ (I) beziehungsweise $\frac{S}{N}(1s) = 1,8$ (II).

Grenzbereich der Möglichkeiten bei den gegebenen Ensembleparametern. Ohne eine zusätzliche Schwerpunktbewegung bewegen sich die Atome bei $\Delta t_{aus} = 1850\mu\text{s}$ im Mittel um $s = 3,3$ mm und befinden sich somit am Rand der Strahlteile der Wechselwirkungszone von $w_0 = 3,38$ mm.

Zur Verdeutlichung der Qualitätssteigerung sei die höchste erzielte Auflösung in der vor dieser Arbeit realisierten experimentellen Anordnung dargestellt. Abbildung 4.4 zeigt das in der Arbeitsgruppe 1998 [27] erzielte Interferenzsignal mit einer Auflösung von $\Delta\nu = 491$ Hz und einer Mittelungszeit pro Messpunkt von $t_m = 2,2$ s. Das erreichte Signal-zu-Rausch-Verhältnis betrug $\frac{S}{N}(1\text{s}) = 1,1$.

Abbildung 4.5 gibt eine Übersicht über die erzielten Stabilitätswerte in Abhängigkeit von der Auflösung der Interferometersequenz. Deutlich ist eine Steigerung der Stabilität bei feineren Auflösungen zu erkennen. Der Gewinn in der Güte überwiegt also den Abfall in der Signalamplitude und im Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Vergleicht man die Ergebnisse mit einem Frequenzstandard gleichen Prinzips mit Calciumatomen an der PTB (Braunschweig) [19], so wird dort eine vierfach niedrigere Instabilität erzielt: $\sigma_y(1\text{s}) \approx 2 \cdot 10^{-14}$. Wesentliche Unterschiede sind die höhere Atomzahl von $N_0 = 2 \cdot 10^7$ und die langsamere Bewegung der Atome mit $\bar{v} = 0,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ bei der gegebenen Ensembletemperatur in der magneto-optischen Falle. Man beachte die um einen Faktor 1,7 höhere Masse von ^{40}Ca . Die verwendeten Pulslängen von $\tau_p \approx 1 \mu\text{s}$ begünstigen zudem die am Interferometerprozess teilnehmende Atomzahl N_{at} . Durch den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Festkörperlaser hoher Ausgangslei-

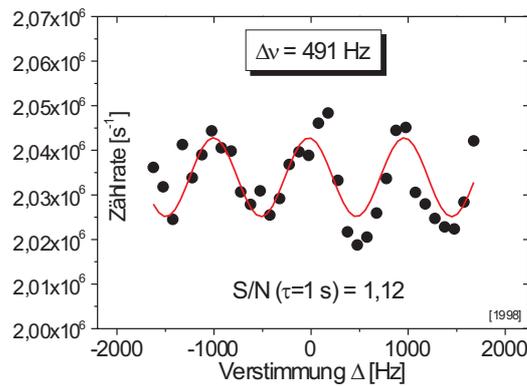


Abb. 4.4: Eine hochauflösende Messung ($\Delta\nu = 491\text{Hz}$) aus der Anordnung des Atominterferometers vor dieser Arbeit [27]. Die Mittelungszeit pro Punkt beträgt $t_m = 2,2$ s.

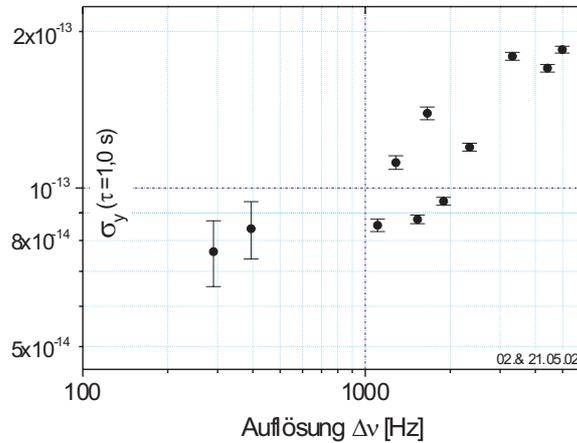


Abb. 4.5: Übersicht zur erreichten Stabilität des Frequenzdiskriminators in Abhängigkeit von der Auflösung $\Delta\nu$, gegeben durch die freie Flugzeit in der Interferometersequenz: Maß für die Instabilität ist die aus den Signalen berechnete Allan-Standard-Abweichung für eine Mittelungszeit von $\tau = 1$ s.

stung kann auch im Magnesium-Atominterferometer mit kürzeren Pulsen gearbeitet werden. Die zur Zeit in der Testphase befindliche neue Fallenapparatur (Abschnitt 3.5.2) lässt eine gesteigerte Atomzahl erwarten.

Die in Abschnitt 2.1.8 beschriebene Leistungsstabilisierung wurde in ersten Messungen in ihrem Einfluss auf die Signalamplitude charakterisiert. Aufgrund der nicht ausreichenden Leistung des UV-Fallenlichts zu diesem Zeitpunkt konnte noch keine systematische Untersuchung durchgeführt werden. Insbesondere ist ein Einfluss auf die im Atominterferometer beobachtete Linienbreite des Laseroszillators (siehe Abschnitt 4.2) zu erwarten. Hier wird ein Vergleich der Signalamplituden bei einer Auflösung von $\Delta\nu = 1530$ Hz beziehungsweise $\Delta\nu = 1283$ Hz durchgeführt. Im ersten Fall ergibt sich beim Einschalten der Stabilisierung bei gleicher Intensität der Strahlteilerpulse eine Steigerung der Amplitude um 10%, bei der feineren Auflösung um 30%. Der von der Auflösung beziehungsweise der freien Flugzeit T abhängige Amplitudengewinn deutet auf geringere Phasenfluktuationen des Laseroszillators am Ort der Atome hin.

Eine Auswertung der Reproduzierbarkeit des Nullpunkts ν_c der Frequenz in den Messungen verschiedener Tage (Mai 2002) gibt einen Hinweis auf die Qualität der Langzeitstabilisierung und eine relative Frequenzmessung zwischen dem Atomstrahlinterferometer und dem hochstabilen Frequenzdiskriminator mit kalten Atomen. Die

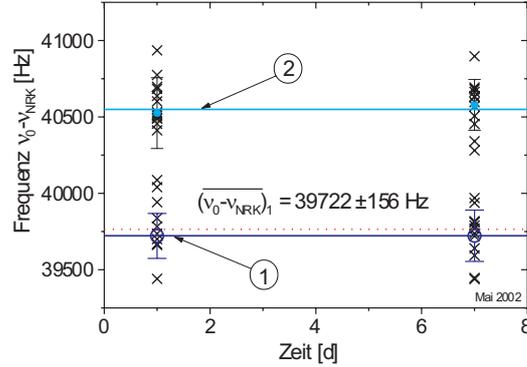


Abb. 4.6: Untersuchung der Reproduzierbarkeit einer relativen Frequenzmessung zwischen den Frequenzdiskriminatoren mit einem thermischen Atomstrahl und mit kalten Atomen. Die Messwerte wurden im Abstand von sechs Tagen aufgenommen. Es zeigen sich zwei separate Häufungspunkte. Die niederfrequenten Anteile (1) korrespondieren zur Rückstoßverschiebung von $\delta_r = 39766$ Hz (punktierter Linie).

Daten stammen aus dem angepassten Ursprung der Frequenzachse von 50 Interferenzsignalen (eine Minute Messzeit) von zwei Messreihen im Abstand von sechs Tagen. Die Messwerte sind in Abbildung 4.6 eingetragen. Die Auflösung der Signale betrug jeweils $\Delta\nu = 4417$ Hz. Auffällig sind zwei Häufungspunkte der Frequenzwerte um 39,7 kHz und 40,5 kHz, die deutlich voneinander getrennt sind. Es handelt sich um die Abtastungen mit fallender beziehungsweise steigender Frequenzverstimmung, die eine reproduzierbare Frequenzverschiebung aufweisen. Der Mittelwert der mit negativen Frequenzschritten aufgenommenen Interferenzsignale liegt bei $\bar{\nu}_c = (39721 \pm 160)$ Hz. Dies zeigt eine Differenz von der theoretischen Rückstoßverschiebung von $\Delta < 50$ Hz:

$$\begin{aligned} 2\pi\delta_r &= \frac{\hbar k_L^2}{2M_{at}} \\ &= 2\pi \cdot 39766 \text{ Hz}. \end{aligned}$$

Im Rahmen der statistischen Unsicherheit stimmen die Werte überein. Die einzelnen Mittelwerte der beiden Messtage weichen nur um $\Delta \approx 2$ Hz ab und demonstrieren die genaue Reproduzierbarkeit der Frequenzmessung: $\nu_{c2} = (39721 \pm 150)$ Hz und $\nu_{c2} = (39723 \pm 170)$ Hz. Für weitergehende Aussagen zur Genauigkeit sind Messungen mit höherer statistischer Signifikanz und Variationen der Parameter notwendig, um systematische Effekte zu beobachten. Die systematische Verschiebung der

mit positiven Frequenzschritten abgetasteten Interferenzsignale beträgt im Mittel $\Delta = 830$ Hz. Sie ist nicht abhängig von der gewählten Schrittweite, wohl aber von der eingestellten Auflösung. So sind die Verschiebungen bei größeren Zeitabständen in der Interferometersequenz geringer ($\Delta \approx 200$ bis 500 Hz). Eine mögliche Ursache könnten Zeitverzögerungen in der Frequenzübertragung bei der Langzeitstabilisierung sein. Eine abschließende Klärung der Verschiebung bedarf weiterer systematischer Untersuchungen.

4.2 Rauschen des Farbstofflaser-Oszillators im Atominterferometer

Da für die Charakterisierung des Phasenrauschens des Laseroszillators keine unabhängige Quelle gleicher oder besserer Stabilität zur Verfügung steht, wird der Einfluss des Rauschens auf die Signalamplitude des hochstabilen Frequenzdiskriminators gemessen. Daraus sind Rückschlüsse auf die effektive Linienbreite der spektralen Rauschleistungsdichte möglich, falls alle anderen experimentellen Parameter, die die Amplitude beeinflussen, bekannt sind. Durch die Messung der Signalamplitude in Abhängigkeit von der Startzeit der Interferometersequenz innerhalb des Zeitintervalls Δt_{aus} (Fallenfelder ausgeschaltet), beschrieben in Abschnitt 3.4, kann der Effekt der Restbewegung der Atome durch thermische Expansion und Schwerpunktbewegungen in engen Fehlergrenzen extrahiert werden. Als wesentlicher Effekt kommt der spontane Zerfall des angeregten 3P_1 -Zustands im Interferometer hinzu, der zu einer Reduzierung der Kohärenz führt.

Der Effekt von Frequenzfluktuationen des Laseroszillators auf die relative Amplitude eines kosinusförmigen Interferenzsignals $R(\nu)$ ist durch eine Rechnung im Fourier-Raum zu ermitteln. Hier wird die spektrale Leistungsdichteverteilung durch eine Lorentz-Funktion $L(\nu)$ der Breite $\delta\nu$ beschrieben. Es wird also weißes Frequenzrauschen angenommen:

$$\begin{aligned}
 R_0(\nu) &\sim \cos(2\pi (\nu - \nu_0)2T) \\
 L(\nu) &\sim \frac{\delta\nu}{(\delta\nu/2)^2 + (\nu - \nu_1)^2} \\
 \mathfrak{F}\mathfrak{T}\{\cdot, \tau\} : \\
 \tilde{R}_0(\tau) &\sim \delta(\tau - 4\pi T) \\
 \tilde{L}(\tau) &\sim e^{-\frac{1}{2}\delta\nu \tau}
 \end{aligned}$$

$$\hookrightarrow R(\nu, T) \sim \mathfrak{F}\mathfrak{T}\{\tilde{R}_0(\tau) \cdot \tilde{L}(\tau), \nu\} \quad (4.3)$$

Bei den Frequenzen ν_0 beziehungsweise $\nu_0 + \Delta\nu$ wird das Interferenzsignal $R(\nu, T)$ maximal (minimal). Dabei ist $\Delta\nu = \frac{1}{4T}$ die Auflösung. Für die Signalamplitude gilt nun:

$$\begin{aligned} S(T) &= \frac{1}{2} (R(\nu_0, T) - R(\nu_0 + \Delta\nu, T)) \\ &= \frac{1}{2} \kappa \left| \int_{-\infty}^{\infty} d\tau (e^{i\tau\nu_0} - e^{i\tau(\nu_0 + \Delta\nu)}) \tilde{R}_0(\tau) \tilde{L}(\tau) \right| \\ &= \frac{1}{2} \kappa \underbrace{\left| e^{i4\pi T \nu_0} \right|}_{=1} \underbrace{\left| 1 - e^{i4\pi T \Delta\nu} \right|}_{=2} \tilde{L}(4\pi T) \\ &= \kappa e^{-2\pi\delta\nu T} \end{aligned}$$

Das gleiche Ergebnis ergibt sich bei einer Rechnung mit Hilfe der gaußschen Momente [84, 67]. Hier wird deutlich, dass durch eine Fourier-Transformation die Auswirkung nicht spektral reiner Leistungsdichteverteilungen auf die Signalamplitude ermittelt werden kann. Dies wird zur Bewertung des Einflusses von Phasenfluktuationen beim Lichttransport genutzt (vergleiche Abschnitt 3.6).

Abbildung 4.7 fasst die Mess- und Simulationsergebnisse zusammen. Die Messwerte (m) beinhalten alle amplitudenreduzierenden Effekte. Die Serie umfasst zwölf unterschiedliche Auflösungen zwischen $\Delta\nu = 4417$ Hz ($T = 56,6 \mu\text{s}$) und $\Delta\nu = 394$ Hz ($T = 634,6 \mu\text{s}$). Dargestellt sind die Signalamplituden S normiert auf den Wert für $T = 56,6 \mu\text{s}$. Bei der höchsten Auflösung ist die Amplitude auf 36% reduziert, der Abfall ist näherungsweise exponentiell. Eine Anpassung ergibt eine Zerfallskonstante, die einer hypothetischen Linienbreite von $\delta\nu = (280 \pm 10)$ Hz entspricht.

Zur Korrektur werden die in Abschnitt 3.4 bestimmten Ensemble-Parameter eingesetzt. Die Messung (I) in Abbildung 3.13 wurde am gleichen Messtag der Auflösungsreihe (m) unter identischen Bedingungen durchgeführt. Dies ist wegen der empfindlichen Parameterabhängigkeit von Bedeutung, da die Justage der Wechselwirkungszone und der Fallenlichtfelder an jedem Messtag neu durchgeführt wird. Die ermittelten Parameter sind hier nochmals aufgeführt:

$$\begin{aligned} \sigma_v &= (1,13 \pm 0,04) \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ v_{y \text{ offset}} &= (0,29 \pm 0,04) \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ y_L &= (1550 \pm 20) \mu\text{m} \end{aligned}$$

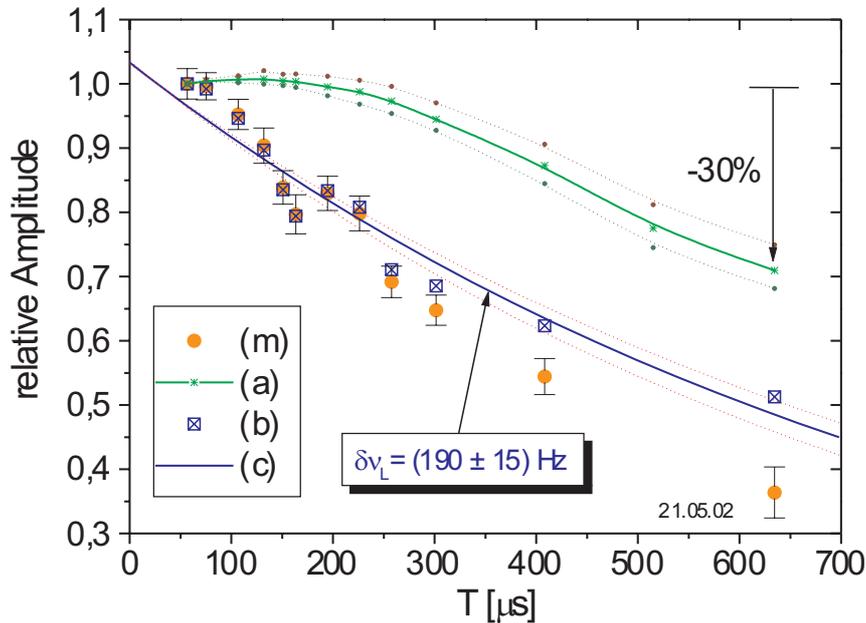


Abb. 4.7: Variation der Signalamplitude in Abhängigkeit von der freien Flugzeit T im Atominterferometer. Die Messwerte (m) zeigen einen näherungsweise exponentiellen Abfall. Die Amplituden sind auf den Wert bei $T = 56,6 \mu\text{s}$ normiert. Um den Effekt des Phasenrauschens zu extrahieren wird in einer Simulation die relative Abnahme der Amplitude durch die Bewegung der Atome aus der Spektroskopiezone sowie den spontanen Zerfall des 3P_1 -Zustands berechnet (a). Die Variationsbreite durch die Unsicherheiten in der Bestimmung der Ensembleparameter ist hinzugefügt. Die durch (a) korrigierten Messwerte (b) ergeben mit einer angepassten Exponentialfunktion (c) eine Aussage über die effektive Breite der spektralen Leistungsdichteverteilung $\delta\nu_L$ des Laseroszillators am Ort der Atome.

Die Justage der Wechselwirkungszone um y_L oberhalb des Fallenzentrums korrespondierend zur aufwärts gerichteten Schwerpunktbewegung $v_{y \text{ offset}}$ erzielt bereits eine deutliche Reduktion der Bewegungseffekte in der Amplitudenvariation. Die auch bei hohen Auflösungen zu Zeiten um $\frac{\Delta t_{\text{aus}}}{2}$ eingestrahltten mittleren Strahlteilerpulse liegen stets in einem Bereich mit einem günstigen Strahlteilungsverhältnis im Zentrum der Wechselwirkungszone. Bei einer Einstellung von $y_L \approx 0 \text{ mm}$ beträgt die typischerweise beobachtete unkorrigierte hypothetische Linienbreite $\delta\nu \approx 700 \text{ Hz}$.

Die Berechnung der Amplitudenvariation für die Auflösungsserie erfolgt mit einem

Simulationsprogramm, das auf dem gleichen Algorithmus beruht, wie das in Abschnitt 3.4 beschriebene (siehe Anhang A). Es wird in die Berechnung der De-Broglie-Teilamplituden im angeregten Zustand 3P_1 ein exponentieller Zerfall mit $e^{-2\pi \cdot 31\text{Hz}\cdot t}$ eingefügt, um den Effekt der spontanen Emission zu modellieren. Dabei ist die Flugzeit im angeregten Zustand entweder $t = T$ oder $t = t_{\text{zwischen}}$ für Pfade zwischen den zentralen Pulsen. Ferner werden die genauen Zeitpunkte der vier Pulse für die jeweilige Interferometersequenz eingesetzt. Für jeden Datenpunkt der Simulation (a) in Abbildung 4.7 wurden Trajektorien für $N_{at} = 100.000$ Atome berechnet. Die hinzugefügten Fehlergrenzen (obere und untere einhüllende Kurven) stammen aus Simulationen, bei denen die Parameter des Ensembles und der Wechselwirkungszone in den oben angegebenen Fehlergrenzen variiert wurden.

Der Amplitudenverlust durch die Restbewegung und den spontanen Zerfall beträgt $(29 \pm 3)\%$ bei einer Flugzeit von $T = 634,6 \mu\text{s}$, der reine Bewegungseffekt 13%. Eine Korrektur der Messwerte (m) durch Division durch den simulierten Amplitudenverlust ergibt die mit (b) bezeichneten Daten. Die Anpassung einer exponentiellen Abnahme ergibt die effektive Linienbreite der spektralen Leistungsdichte des Laseroszillators:

$$\delta\nu_L = (190 \pm 15) \text{ Hz.} \quad (4.4)$$

Dieses Ergebnis zeigt deutlich den Fortschritt durch den hochstabilen Resonator. Der in erster Stufe stabilisierte Laseroszillator besitzt zum Vergleich ein gemessene Linienbreite von $\delta\nu_L = 870 \text{ Hz}$ (Abschnitt 2.1.2). Die Leistungsstabilisierung des Laseroszillators lässt eine weitere Reduzierung der effektiven Linienbreite erwarten. Dafür spricht der bei mittleren Auflösungen nachgewiesene Gewinn in der Signalamplitude.

Zur Einordnung des beobachteten Phasenrauschens sind die Besonderheiten der hier eingesetzten Methode der Linienbreitenmessung zu berücksichtigen. Das Ramsey-Bordé-Interferometer im Zeitraum ist insbesondere empfindlich auf Komponenten im Phasenrauschspektrum bei der inversen Flugzeit ($f = 1$ bis 20 kHz). Eine kurzzeitige Phasenexkursion mit einer Phasenänderung von $\frac{\Delta\phi}{\Delta t} \approx 1 \frac{\text{rad}}{\text{ms}}$ hat starken Einfluss auf die Signalamplitude, ist aber wegen des geringen Frequenzhubs in der spektralen Leistungsdichte nur als Verschlechterung der spektralen Reinheit zu erkennen. Die atominterferometrische Messung lässt keine Aussage über die Frequenzabhängigkeit des Phasenrauschens zu. Die oben ermittelte Linienbreite ist also eine konservative Abschätzung. Sie ist ein gutes Maß für die im Frequenzdiskriminator realisierte Qualität des Oszillators, da das Phasenrauschen mit der Antwortfunktion

des Atominterferometers gewichtet wird.

Die beste international erzielte Linienbreite beträgt $\delta\nu_L < 0,5$ Hz [49]. Da diese über eine Schwebungsmessung zwischen gleichen Oszillatoren bestimmt wird, beinhaltet die Angabe keine Aussage über die spektrale Reinheit. In der integralen Bestimmung der Linienbreite über die Signalamplitude sind diese Phasenrauschanteile aber entscheidend. Zudem sind in der oben angegebenen Linienbreite zusätzlich Transporteffekte vom Laseroszillator zum atomaren Ensemble enthalten. Eine Heterodynmessung (Abschnitt 3.3.1) ergibt einen Beitrag von mindestens $\delta\nu = (17,0 \pm 0,3)$ Hz. Im Betrieb ohne Leistungsstabilisierung beträgt der Anteil etwa $\delta\nu = 60$ Hz.

4.3 Hochauflösende atomare Vielstrahlinterferenz

Die Bedeutung der teilnehmenden Atomzahl N_{at} für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis legt nahe, ein Interferometer mit kürzeren Pulsen einzusetzen, deren Fourierkomponenten einen größeren Teil der Geschwindigkeitsverteilung anregen. Dem sind aber durch die verfügbare Laserleistung enge Grenzen gesetzt. Die in vorangegangenen Arbeiten [89, 66] demonstrierte Methode der atomaren Vielstrahlinterferometrie

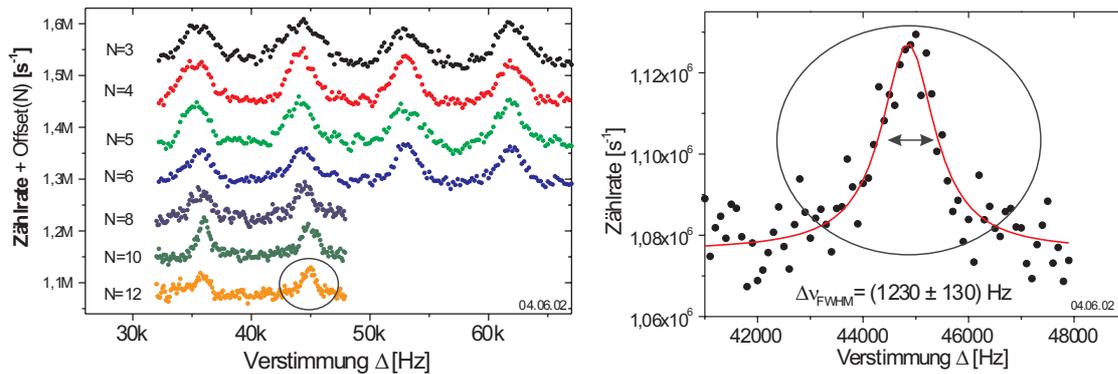


Abb. 4.8: Hochauflösende Signale atomarer Vielstrahlinterferenz. Bei einer festen freien Flugzeit $T = 56,6 \mu\text{s}$ wird die Zahl der Strahlteilerpulse sukzessive erhöht und dabei die Pulslänge auf $\tau_p = \frac{2}{N} \cdot 4 \mu\text{s}$ verkürzt (links). Die Finesse der Signale steigt bis $N=12$, bei $N=4$ & 5 ist zusätzlich ein Amplitudengewinn zu erkennen. Die Anpassung einer Lorentz-Funktion für $N=12$ ergibt eine Auflösung von $\Delta\nu_{FWHM} = 1,2$ kHz.

erzielt eine höhere Finesse der atomaren Interferenzsignale. Die erzielte Auflösung betrug maximal $\Delta\nu_{\text{FWHM}} = 2,84$ kHz bei 140 Pulsen und einer freien Flugzeit von $T = 1,25\mu\text{s}$ beziehungsweise $\Delta\nu_{\text{FWHM}} = 5,4$ kHz mit 10 Pulsen und $T = 12,6\mu\text{s}$. Durch die hinzugefügten freien Flugzeiten bleibt die Auflösung bezogen auf die gesamte Beobachtungszeit im Fourier-Limit. Im Vielstrahlinterferometer ist die Signalamplitude bei einer Pulsfläche von $\Omega_R\tau_p = \frac{\pi}{N}$ optimal. Die kürzeren Pulse erlauben eine Anregung breiterer Geschwindigkeitsklassen im Ensemble. Bei höherer Pulsanzahl steigt die Zahl der inkohärenten Pfade im Interferometer, so dass dem Gewinn an kohärenter Amplitude Grenzen gesetzt sind. In den Messungen dieser Arbeit wird sowohl die Auflösung im Vielstrahlinterferometer durch längere freie Flugzeiten deutlich gesteigert als auch der Amplitudengewinn charakterisiert.

Abbildung 4.8 zeigt die Ergebnisse einer Serie von Messungen zur atomaren Vielstrahlinterferenz. Die freie Flugzeit betrug für alle Messungen $T = 56,6 \mu\text{s}$, entsprechend einer Auflösung im Ramsey-Bordé-Interferometer mit 4 Pulsen ($N=2$) von $\Delta\nu = 4417$ Hz. N bezeichnet die Zahl der Pulse aus einer Richtung. Mit zunehmender Pulsanzahl werden die Maxima schmaler, entsprechend der verlängerten Wechselwirkungszeit von $2 \cdot N \cdot T$. Die Pulslängen betragen $\tau_p = \frac{2}{N} 4 \mu\text{s}$. Die Signalamplituden sind in richtiger Skalierung, aber zur Verdeutlichung um konstante Zählraten verschoben dargestellt. Ein Amplitudenzuwachs ist für $N=4$ ($\tau_p = 2,0\mu\text{s}$) und

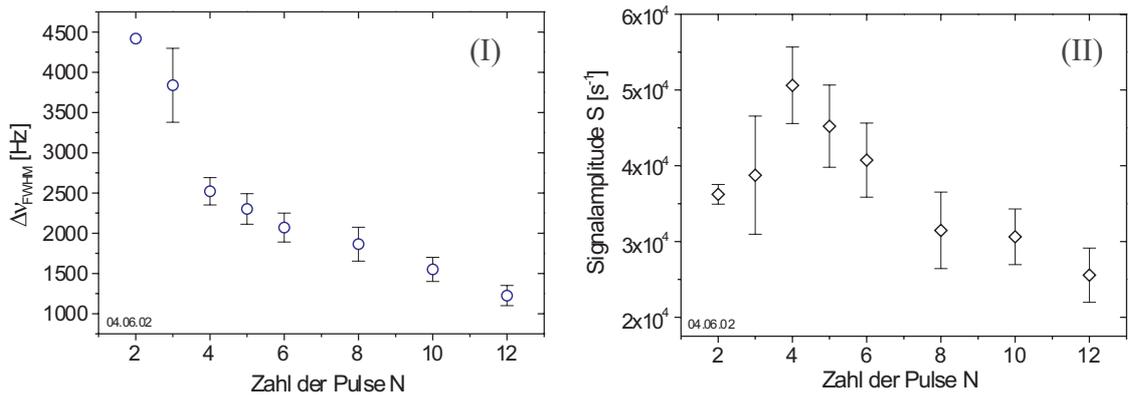


Abb. 4.9: Auswertung der Ergebnisse zur atomaren Vielstrahlinterferometrie: Die Steigerung der Auflösung mit zunehmender Pulsanzahl N (I) wurde durch Anpassung von Lorentz-Funktionen an die Maxima der Interferenzsignale gemessen. Die Signalamplitude (II) ist die halbe Höhe der Lorentz-Profile. Die Amplitude wächst für $N=4$ um 39% gegenüber $N=2$.

$N=5$ ($\tau_p = 1,6\mu\text{s}$) direkt erkennbar. Die Auflösung $\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ wurde durch Anpassung einer Lorentz-Funktion bestimmt. Für $N=12$ ($\tau_p = 0,667\mu\text{s}$) ist dies in Abbildung 4.8 rechts zu erkennen. Die Auflösung beträgt hier $\Delta\nu_{\text{FWHM}} = (1230 \pm 130)$ Hz.

Abbildung 4.9 zeigt die Auswertung der erreichten Auflösung (I) und Amplitude (II) in Abhängigkeit von der Pulsanzahl. Die Auflösung wird mit steigender Pulszahl monoton feiner, wobei bei wenigen hinzugefügten Pulsen ($N = 4$ & 5) der deutlichste Zuwachs zu erkennen ist. Der Amplitudengewinn beträgt $39 \pm 4\%$ für $N = 4$ ($\Delta\nu_{\text{FWHM}} = 2520$ Hz) und $25 \pm 3\%$ für $N = 5$. Im Interferometer mit $N=2$ nimmt die Amplitude bei einer Auflösung von $\Delta\nu = 2485$ Hz um 5% gegenüber der Interferometersequenz mit $T = 56,6 \mu\text{s}$ (siehe Abschnitt 4.2) ab. Der Vergleich zeigt, dass der potentielle Stabilitätsgewinn des Vielstrahlinterferometers gegenüber dem Standard-Interferometer 46% beträgt (bei gleicher Auflösung $\Delta\nu = 2,5$ kHz). Das gemessene Signal-zu-Rausch-Verhältnis beträgt hier $\frac{S}{N}(1\text{s}) = 8,4$ und liegt damit insgesamt unter den in Abschnitt 4.1 bestimmten.

4.4 Potential für die Stabilität des Frequenzdiskriminators

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielte Stabilität von $\sigma_y(1\text{s}) = 8 \cdot 10^{-14}$ liegt noch deutlich unter den prinzipiellen Limitierungen für optische Atomuhren. Während die Diskussion der grundsätzlichen Grenzen in Kapitel 5 (Ausblick) folgt, wird an dieser Stelle das Potential für die Stabilität unter den Randbedingungen des gegebenen Aufbaus bewertet.

Die thermische Restbewegung der Atome ist mit der vorliegenden Kühlmethode nicht weiter zu reduzieren. Die Frequenzverstimmung der Fallenlichtfelder wurde bereits auf minimale Temperaturen hin optimiert (vergleiche Abschnitt 3.2). Es kann untersucht werden, ob eine zusätzliche Melassenphase eine Temperaturreduzierung ermöglicht. Durch ein Ausbalancieren der Intensität der hin- und rücklaufenden Fallenfelder durch genaue Einstellung der Fokussierung sollte es möglich sein, die Schwerpunktbewegungen des Ensembles zu kompensieren.

Ferner sollte es möglich sein, die Phasenfluktuationen des Laseroszillators zu reduzieren. Die Quellen für die verbleibende Instabilität des Oszillators konnten nicht abschließend identifiziert werden. Deutliche Verbesserungen sind mit einer Verlagerung des Regelpunktes in die Nähe des atomaren Ensembles und durch die Leistungsstabi-

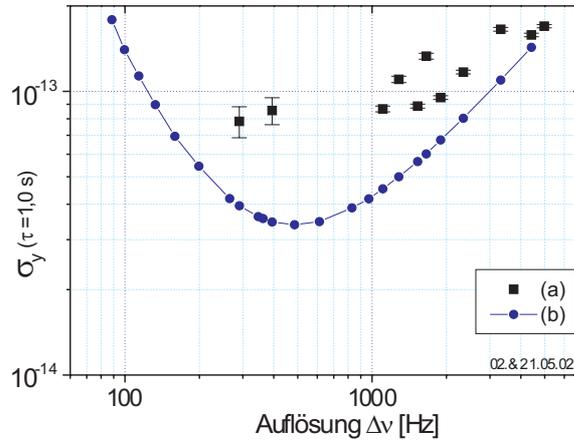


Abb. 4.10: *Simulation (b) der möglichen Stabilität bei der experimentell ermittelten MOT-Temperatur und dem maximalen Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\frac{S}{N}(1s) = 15$. Bei einer vollständigen Reduzierung des Einflusses des Phasenrauschens des Laser-Oszillators und der Schwerpunktbeugung des Ensembles ist eine Stabilität von $\sigma_y(1s) = 3,4 \cdot 10^{-14}$ möglich. Zum Vergleich sind die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Stabilitätswerte (a) eingezeichnet.*

lisierung des Lasers zu erwarten. Zur Charakterisierung der spektralen Reinheit und Identifizierung relevanter Fourier-Frequenzen ist ein zweiter hochstabiler Resonator erforderlich.

Abbildung 4.10 zeigt die Simulation der zu erwartenden Stabilität für ein Ensemble mit einer Geschwindigkeitsverteilung von $\sigma_v = 1,13 \frac{m}{s}$ ohne Schwerpunktbeugungen und Phasenfluktuationen des Lasers. Die maximale Stabilität von $\sigma_y(1s) = 3,4 \cdot 10^{-14}$ wird bei einer Auflösung von $\Delta\nu_L = 490$ Hz erreicht. Eine Steigerung der in den vorliegenden Messungen erzielten Auflösung von 300 Hz lässt keinen weiteren Stabilitätsgewinn erwarten. Die Effekte der Ensemble-Expansion überwiegen für $\Delta\nu_L < 300$ Hz.

Das hier angenommene optimale Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\frac{S}{N}(1s) = 15$ bei niedriger Auflösung, wie es in den Messungen erreicht wurde, ist noch nicht durch das Quantenprojektionsrauschen begrenzt. Bei der gegebenen Zahl von circa $N_0 = 10^5$ Atomen, einer teilnehmenden Atomzahl von $N_{at} = 8,5\% \cdot N_0 = 8500$ (Pulslänge $\tau_p = 4,0\mu s$) und einem optimalen Kontrast von 50% im Ramsey-Bordé-Interferometer liegt das Limit bei $\frac{S}{N_{max}} = \sqrt{\frac{N_{at}}{2}} \approx 65$. Durch einen reduzierten Kontrast im Atominterferometer und technische Rauschprozesse in der Fallenfluoreszenz liegt

das Signal-zu-Rausch-Verhältnis also noch um einen Faktor 4 unter dem Optimum. Phasenfluktuationen des Laseroszillators sind bei niedriger Auflösung von geringer Bedeutung.

Eine Normierung der Atomzahl in den einzelnen Interferometerzyklen durch Detektion des angeregten Zustands könnte hier Abhilfe schaffen. Im optischen Calcium-Frequenzstandard kann auf den spontanen Zerfall des angeregten Zustands gewartet werden, um diesen zu detektieren (Lebensdauer $\tau(^3P_1) = 0,5$ ms). Damit wird in den Experimenten der PTB (Braunschweig) das Signal-zu-Rausch-Verhältnis um einen Faktor 6 gesteigert [82]. Diese Methode ist bei der deutlich längeren Lebensdauer des 3P_1 -Zustands für Magnesium nicht anwendbar. Das im Quenchkühlen eingesetzte Laserfeld (siehe Abschnitt 3.5) kann die angeregten Atome in den Grundzustand zurückpumpen. Dieses Prinzip wird in neuesten Experimenten zum Calcium-Standard am NIST (Boulder) [32] und der PTB eingesetzt [19]. Alternativ kann ein weiteres Lasersystem bei $\lambda = 383$ nm verwendet und die Fluoreszenz auf dem Übergang $3s3p\ ^3P_1 \rightarrow 3s3d\ ^3D_2$ detektiert werden.

Kapitel 5

Ausblick

Der in der vorliegenden Arbeit untersuchte hochstabile atominterferometrische Frequenzdiskriminator ist ein wichtiger Schritt zur Realisierung einer optischen Uhr mit kalten Magnesium-Atomen. Die Stabilität ermöglicht genaue Frequenzmessungen in kurzer Mittelungszeit. Weitere Ziele in der Arbeitsgruppe sind die Realisierung eines Frequenznormals hoher Genauigkeit mit ultrakalten Magnesium-Atomen und die Messung der Absolutfrequenz des Uhrenübergangs. Die für einen Magnesium-Standard anvisierten Schritte sind die Verwirklichung neuer Kühlmechanismen und die Entwicklung neuer Festkörperlaser-Oszillatoren. Konzepte und erste Ergebnisse sind in Abschnitt 3.5 und Abschnitt 2.2 dargestellt.

Die schmale intrinsische Linienbreite diodengepumpter Festkörperlaser schafft die Voraussetzung, die für die Interferometrie nötige Phasenstabilität durch eine einstufige Stabilisierung mit sehr gutem Störverhalten zu erzielen. Dadurch erhält der Oszillator die für den Dauerbetrieb einer Uhr nötige Regelsicherheit. Spiegel mit verbesserten dielektrischen Vielfachschichten (insbesondere durch Reduzierung der Restabsorption) erlauben die Konstruktion von Resonatoren mit einer Finesse von $\mathfrak{F} \approx 200.000$ [68]. Das empfindliche Diskriminatorsignal führt zu einem großen Signal-zu-Rausch-Abstand in der Pound-Drewey-Regelung. Die in den Resonator eingekoppelte Leistung kann minimiert und damit Störeinflüsse durch Temperaturänderungen in den Spiegelsubstraten reduziert werden. Optische Nullpunktverschiebungen des Regelsignals können durch aktive Polarisationsregelung und Vermeidung von Etalon-Effekten kompensiert werden. Die Kombination von aktiver und passiver Schwingungsisolierung erlaubt eine Längenstabilität des Abstandhalters, die ein Phasenrauschen des optischen Oszillators auf der Zeitskala der Ramsey-Bordé-Interferometrie (1 ms) von $\frac{\Delta\phi}{\Delta t} \approx 1 \frac{\text{mrad}}{\text{ms}}$ möglich erscheinen lässt.

Mit der Bereitstellung eines Ensembles bei Doppler-Temperatur in einer neuen Fallenapparatur und dem Aufbau eines frequenzverdoppelten Titan-Saphir-Lasers für das Quench-Lichtfeld steht das Quenchkühlen von Magnesium kurz vor der experimentellen Realisierung. Die mit einer dreidimensionalen MOT-Anordnung der Kühl- und Quenchfelder erwartete Temperatur beträgt $T = 10 \mu\text{K}$.

Auch Ensemble-Temperaturen unterhalb dieses Rückstoßlimits im Quenchzyklus sind erreichbar. Dies wurde von Hollberg et al. (NIST, Boulder) durch eine dritte Kühlstufe demonstriert [32]. Hierzu werden die Kühl- und Quenchfelder einer eindimensionalen Anordnung in Pulsen eingestrahlt. Die negative Verstimmung des Kühllichts auf dem schmalbandigen Übergang wird so gewählt, dass ruhende Atome nur minimal angeregt werden (Dunkelzustände). Bei $v_{at} = 0$ liegt die erste Nullstelle des Anregungsspektrums $a(\nu) \sim \left(\frac{\sin(\nu)}{\nu}\right)^2$ der rechteckigen π -Pulse. Die Atome bewegen sich durch die Photonenrückstöße bei Pulsfolgen abwechselnder Richtung so lange im Geschwindigkeitsraum, bis sie im Minimum der Anregung vom Kühlprozess entkoppelt werden. Dabei werden in fünf Pulssequenzen mit alternierender Pulslänge ($\tau_p = 12\mu\text{s}$ und $\tau_p = 50\mu\text{s}$) und Verstimmung Temperaturen von bis zu $T = 300 \text{ nK}$ in einer Dimension erreicht.

Neben der erreichbaren Ensemble-Temperatur ist für die Zukunft der optischen Magnesium-Atomuhr entscheidend, mit welcher Effizienz ein ultrakaltes Ensemble präpariert werden kann. Obwohl die Simulationsrechnungen für Magnesium einen Transfer in die Quench-MOT von bis zu 40% vorhersagen, liegt die Effizienz in den erfolgreichen Kühlexperimenten für Calcium mit 12% [31] beziehungsweise 25% [32] deutlich unter den Erwartungen. Ursache sind die nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannten Verzweungsverhältnisse der Emission aus dem Zwischenniveau im Kühlzyklus (im Fall von Mg: $3s4s \ ^1S_0$). Augenmerk wird deshalb insbesondere auf die anfängliche Präparation einer großen Atomzahl gelegt. Im Folgenden wird als konservative Schätzung eine Zahl von $N_0 = 10^5$ ultrakalten Atomen angenommen. Bei $T = 10 \mu\text{K}$ besteht ein Überlapp von mehr als 70% zwischen der Geschwindigkeitsbreite des Ensembles und der Fourier-Breite der Pulse im Ramsey-Bordé-Interferometer ($\tau_p = 4 \mu\text{s}$). Fast alle Atome tragen zum Interferenzsignal bei.

Perspektiven für die Stabilität

Abbildung 5.1 zeigt eine Abschätzung des Gewinns in der Stabilität durch ultrakalte Atome. Grundlage dafür ist die Simulation des Einflusses der Atombewegung und der spontanen Emission auf die Signalamplitude in Abhängigkeit der freien Flugzeit

T , wie sie in Abschnitt 4.2 beschrieben ist. Die Parameter der Wechselwirkungszone ($w_0 = 3,38$ mm, $P_L = 33$ mW) entsprechen den aktuellen experimentellen Gegebenheiten. Es wird ein Ensemble ohne signifikante Schwerpunktbewegung angenommen. Der Berechnung der Stabilität liegt ein Interferometer mit optimalem Kontrast von 50% bei $T \rightarrow 0$ zu Grunde. Die teilnehmende Atomzahl wird durch ein Überlapintegral der Fourier-Breite der Pulse mit der Geschwindigkeitsbreite bestimmt. Für Atome bei einer Temperatur von $T = 3,8$ mK, wie in den vorliegenden Experimenten realisiert, bedeutet dies ein optimales Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\frac{S}{N} = \sqrt{\frac{1}{2} 8,5\% N_0} = 65$. Es wird ein Signal angenommen, das durch das Quantenprojektionsrauschen limitiert ist. Das in Abbildung 5.1 mit (a) bezeichnete Ergebnis zeigt ein Minimum bei $\sigma_y(1s) = 8 \cdot 10^{-15}$ und einer Auflösung von 500 Hz. Die Atome verlassen die Wechselwirkungszone bei langen freien Flugzeiten (Auflösung $\Delta\nu < 300$ Hz) und begrenzen damit die erreichbare Stabilität. Eine Temperatur von $T = 100$ μ K (b) führt zu einem optimalen Rauschabstand von $\frac{S}{N} = 130$. Dabei werden 34% der Atome angeregt. Die optimale Stabilität beträgt hier $\sigma_y(1s) = 1,3 \cdot 10^{-15}$ bei einer Auflösung von $\Delta\nu = 160$ Hz. Schließlich zeigt Kurve (c) das Potential für Atome bei $T = 10$ μ K mit einer Stabilität von $\sigma_y(1s) = 7 \cdot 10^{-16}$. Die Auflösung kann weiter auf $\Delta\nu = 100$ Hz gesteigert werden und die Anregung erfasst über 70% der Atome.

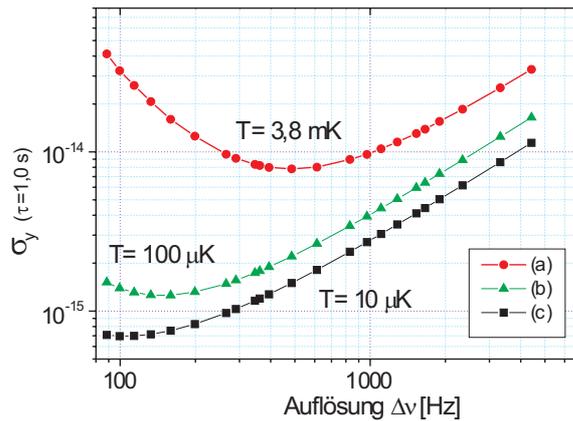


Abb. 5.1: Abschätzung des möglichen Stabilitätsgewinns durch ultrakalte Magnesium-Atome: (a) $T = 3,8$ mK, (b) $T = 100$ μ K und (c) $T = 10$ μ K. Die Simulation berücksichtigt die Bewegung der Atome aus der Wechselwirkungszone und die spontane Emission. Es wird eine Zahl von $N_0 = 10^5$ kalten Atomen angenommen. Das Optimum beträgt $\sigma_y(1s) = 7 \cdot 10^{-16}$.

Bei allen zusätzlichen Kühlmechanismen ist zu beachten, dass sich die Zeiten für die Aufnahme eines Messwertes durch die Kühlzeiten verlängern. Dieser Effekt ist abhängig vom gewählten Detektionsschema und geht nicht in die obigen Abschätzungen ein. Die erwarteten zusätzlichen Kühlzeiten für das Quenchkühlen liegen bei $t_{\text{kühl}} = 5$ bis 40 ms. Damit verlängern sich die Zykluszeiten etwa um einen Faktor 2 und die Stabilität wird um den Faktor $\sqrt{2}$ erniedrigt. Mit entsprechend höheren Laderaten kann dieser Effekt über das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ausgeglichen werden.

Eine wichtige Option für die Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Detektion ist die Normierung der Atomzahl in jedem Interferometerzyklus. Die zweite Kühlstufe führt mit den Kühl lasersystemen weitere Rauschquellen in die Ensemblepräparation ein. Damit wird die Zahl der ultrakalten Atome zusätzliche Schwankungen aufweisen. Die Ableitung des Interferenzsignals aus dem Mittelwert der Fluoreszenz über mehrere Zyklen ist nicht optimal. Das Quench-Lichtfeld ermöglicht die direkte Beobachtung der Atomzahl im angeregten Zustand. Statt einer Normierung der anfänglichen Atomzahl, die durch Heizeffekte der Normierungspulse die Ensemble-Präparation beeinträchtigt, kann die Detektion beider Zustände nach der Interferometersequenz erfolgen.

Bei der Abschätzung der Stabilität ist zu beachten, dass die Beobachtung der Amplitude der Interferenzsignale keinen Rückschluss auf die Frequenzabhängigkeit der Rauschprozesse zulässt. Die Zunahme der Stabilität für längere Mittelungszeiten ist aber eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung hochgenauer Frequenzmessungen. Die häufig angenommene Abhängigkeit von $\sigma_y(\tau) \sim \tau^{-1/2}$ gilt nur für weißes Frequenzrauschen. Für eine Evaluation muss ein Vergleich zweier unabhängiger optischer Uhren stattfinden.

Bei der Stabilisierung des Oszillators auf den atominterferometrischen Frequenzdiskriminator haben Fourier-Komponenten des Rauschens bei der inversen Zeitkonstante der Stellschritte eine herausgehobene Bedeutung. Dabei ist die Geschwindigkeit der Regelung prinzipiell durch die Totzeiten der Ensemble-Präparation begrenzt. Zwischen den Stellschritten verlässt sich die Uhr auf die Stabilität des abfragenden Oszillators. Durch Drifteffekte und das Signalrauschen wird periodisch ein Frequenzversatz aufgesammelt und anschließend wieder korrigiert. Der Einfluss auf die Stabilität wird als Dick-Effekt bezeichnet [46] und wurde für Mikrowellenuhren bereits ausführlich studiert.

Der für die mögliche Stabilität der Calcium-Uhr von Wilpers [82] abgeschätzte Wert

der Allan-Varianz von $\sigma_y(1\text{s}) = 4 \cdot 10^{-17}$ basiert auf einer angenommenen teilnehmenden Atomzahl von $N_{at} = 2 \cdot 10^7$. Das nötige Signal-zu-Rausch-Verhältnis für diese Stabilität bei einer Auflösung von $\Delta\nu = 390$ Hz ist mit $\frac{S}{N}(1\text{s}) \approx 7000$ sehr anspruchsvoll. Auch die hier vorhergesagten Stabilitäten mit moderaten Annahmen für Magnesium liegen über dem für optische Uhren mit einzelnen Ionen ultimativen Bereich. Bei $^{199}\text{Hg}^+$ -Uhren mit einer hohen Güte von $Q = 1,5 \cdot 10^{14}$ des Signals (aufgelöste Linienbreite von 7 Hz) [15] liegt das Limit des Quantenprojektionsrauschens bei $\sigma_y(1\text{s}) = 2 \cdot 10^{-15}$.

Prinzipielle Grenzen der Genauigkeit

Auch die Genauigkeit einer optischen Uhr wird mit ultrakalten Atomen wesentlich erhöht. Phasenfehler bei der Bewegung der Atome durch die Phasenfronten der Wechselwirkungszone stellen bislang eine fundamentale Begrenzung dar. Dabei sind die Parallelität der beiden Strahlrichtungen, die senkrechte Ausrichtung zur Gravitation und die Krümmung der Wellenfronten von zentraler Bedeutung.

Eine detaillierte Evaluation der optischen Calcium-Atomuhr an der PTB (Braunschweig) von Wilpers [82] ergibt für ein atomares Ensemble bei Doppler-Temperatur ($\bar{v}_t = 1,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) einen Wert der relativen Frequenzunsicherheit von $2 \cdot 10^{-14}$. Die Phasenänderung durch die genannten Wellenfronteffekte beträgt:

$$\Delta\Phi = \left(\vec{k}\vec{g} + \frac{|\vec{k}|v_t^2}{R} \right) T^2 \quad (5.1)$$

Dabei ist \vec{k} der Wellenvektor der Wechselwirkungszone, v_t die transversale Atomgeschwindigkeit und R der Krümmungsradius der Wellenfronten. Die für die gemessenen Frequenzwerte nötige Korrektur beträgt in Abhängigkeit von der gewählten Auflösung bis zu $\Delta\nu \approx 20$ Hz. Dabei sind die Wellenfront-Parameter bereits präzise voreingestellt. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der wahren Eigenfrequenz kann durch alternierenden Einsatz eines unsymmetrischen, frequenzunabhängigen Interferometers stark reduziert werden. Fehler in der Parallelität der Felder in Verbindung mit einer Offsetposition und Schwerpunktbewegung des Ensembles führen zu zeitunabhängigen Verschiebungen, die mit einer Unsicherheit von etwa ± 2 Hz ermittelt werden können (± 1 Hz $\Rightarrow 2 \cdot 10^{-15}$). Frequenzkorrekturen durch die Neigung und den Krümmungsradius der Wechselwirkungszone variieren linear mit der Flugzeit T und tragen mit ± 3 Hz zur Unsicherheit bei. Es wurden weitere von der Flugzeit abhängige Effekte beobachtet, die vermutlich auf eine Phasenvariation in

den akusto-optischen Modulatoren zurückzuführen sind. Wegen der zentralen Bedeutung der gepulsten Wechselwirkung sind diese Störeffekte für optische Atomuhren sehr wichtig und müssen genauer untersucht werden. Die abgeschätzte Unsicherheit beträgt hier bis zu ± 7 Hz.

In der Reihenfolge der verbleibenden Unsicherheit tragen ferner die Schwarzkörperstrahlung der Atomquelle ($-2 \pm 4,3$ Hz), kalte Stöße ($+1,2 \pm 1,8$ Hz) und der quadratische Zeeman-Effekt durch magnetische Restfelder ($+2,6 \pm 0,08$ Hz) zur gemessenen Frequenz bei.

Für die mit Magnesium bisher erreichten Ensemble-Temperaturen sind aufgrund der mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 1,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ (Calcium: $\bar{v} = 1,1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) um einen Faktor drei höhere Frequenzkorrekturen durch die Wellenfronteffekte zu erwarten. Zur Evaluation der Genauigkeit ist das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Bestimmung der Ensemble-Parameter aus der bewegungsabhängigen Signalamplitude eines Interferometers moderater Auflösung (Abschnitt 3.4) nützlich.

Für ultrakalte Atome ist der vom Krümmungsradius abhängige Term in Gleichung (5.1) zu vernachlässigen. Bei Magnesium beträgt die Unterdrückung des Effektes durch eine Reduktion der mittleren Geschwindigkeit auf $\bar{v} = 9 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ ($T = 10 \mu\text{K}$) etwa $1/400$. Für Calcium wird die Unsicherheit der Frequenzmessung mit ultrakalten Atomen auf $\pm 0,15$ Hz beziffert ($3 \cdot 10^{-16}$). Der Fehler in der Bestimmung anderer systematischer Verschiebungen wird dominant.

Unter weitgehend idealen Bedingungen, wie einer Schwerpunktbewegung $v_{\text{offset}} \leq 1 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$, einer Parallelität $\Delta\Theta_p \leq 0,02$ mrad und einem Winkel zum Gravitationsvektor von $\Delta\Theta_g \leq 5 \mu\text{rad}$, wird ein Limit von $\frac{\delta\nu}{\nu_0} = 8 \cdot 10^{-16}$ vorhergesagt. An der Unsicherheit haben hier kalte Stöße einen wichtigen Anteil. Durch Messungen bei hohen Dichten wird eine mögliche Bestimmung der Stoßverschiebung bis auf $\pm 0,26$ Hz angenommen. Das hier bestimmte Limit der Genauigkeit wird von heutigen Mikrowellenuhren bereits erreicht [12]. Um das Potential für eine höhere Genauigkeit mit Erdalkali-Atomuhren des vorliegenden Prinzips zu zeigen, wird es nötig sein, Stoßverschiebungen präzise zu vermessen und Wellenfronteffekte bei ultrakalten Atomen zu charakterisieren.

Durch einen von Katori [42] (Japan) gefundenen, prinzipiell neuen Ansatz für optische Uhren mit neutralen Atomen werden die Ursachen der aktuell limitierenden Effekte vermieden. Dazu werden die Atome auf der Größenordnung einer halben Wellenlänge des Lichtfeldes der Wechselwirkungszone im sogenannten Lamb-Dicke-Regime [43] lokalisiert. Es besteht die Möglichkeit, die Atome einzeln in ei-

nem Abstand zu fixieren, der gegenseitige Störungen durch Stöße und Dipol-Dipol-Wechselwirkungen vermeidet. Wie weiter unten beschrieben, kann dazu ein optisches Gitter dienen.

Ionen-Uhren mit einzelnen Ionen in einer Paul-Falle arbeiten bereits im Lamb-Dicke-Regime. Hier zeigt das Spektrum des lokalisierten Ions einen von Bewegungseffekten unabhängigen Träger und Seitenbänder aufgrund der Besetzung höherer Bewegungsmoden des Fallenpotentials. Durch Laserkühlung können die Seitenbänder nahezu vollständig reduziert werden. Dies entspricht einer Besetzung des Grundzustands der Bewegung von annähernd 100%. Damit sind hier keine Frequenzverschiebungen durch Wellenfrontkrümmung oder Gravitation zu beobachten. Die bestehenden Apparaturen [15] sind in einer kryogenischen Umgebung realisiert, wodurch die Schwarzkörperstrahlung weitgehend entfällt. Das Genauigkeitsbudget weist andere Effekte als Limitierung auf [17]: die quadratische Stark-Verschiebung durch die Fallfelder ($\frac{\delta\nu}{\nu_0} \leq 10^{-16}$) und die Wechselwirkung des Quadrupolmoments des angeregten Zustands mit elektrischen Feldgradienten der Falle oder statischer Restfelder ($\leq 10^{-16}$). Stoßverschiebungen sind noch nicht relevant, da durch die Präparation eines einzelnen Ions nur Stöße mit dem Hintergrundgas stattfinden (10^{-18}). Auch der relativistische Doppler-Effekt ($< 10^{-20}$) und der quadratische Zeeman-Effekt (10^{-18}) stellen noch keine Limitierung dar. Insgesamt sollte eine Unsicherheit von 10^{-16} und darunter möglich sein. Eine experimentelle Verifizierung ist noch nicht erfolgt.

Falls es gelingt, einen störungsfreien Einschluss im Lamb-Dicke-Regime zu erreichen, erschließt sich dieses weitreichende Potential für Uhren mit neutralen Atomen.

Atomuhren im Lamb-Dicke-Regime

In optischen Gittern [39] gelingt die Lokalisierung einer großen Zahl von Atomen auf der Größenskala der halben Wellenlänge des Gitterfeldes bei kinetischen Energien der Atome unterhalb der Tiefe der Potentialmulden. Die erfolgreiche Kühlung von Strontium-Atomen in optischen Dipolfallen mit Grenztemperaturen von unter $T = 400$ nK [37] schafft dafür hervorragende Bedingungen. Bei einem dreidimensionalen Gitter ist die Anzahl der Gitterplätze deutlich größer als die typische Atomzahl (10^6), so dass die mittlere Besetzung weniger als Eins beträgt. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für Stöße sehr gering. Die zentrale Fragestellung beim Einsatz optischer Dipolpotentiale ist, wie der Einfluss des AC-Stark-Effektes auf den Uhrenübergang kompensiert werden kann.

Bei spezieller Wahl der Wellenlänge des Gitterfeldes treten Kreuzungspunkte der Potentialverschiebung der Niveaus auf. Hier ist die Eigenfrequenz des Uhrenübergangs unabhängig von der Lichtintensität. Diese wurden für ^{88}Sr experimentell untersucht [41]. Dabei ergab sich eine starke Abhängigkeit der optimalen Wellenlänge von der Polarisation, so dass die Uhrenfrequenz in den Polarisationsgradienten eines dreidimensionalen Gitters gestört wird. Die Polarisationsabhängigkeit entfällt beim Übergang $5s^2\ ^1S_0(F = \frac{9}{2}) \rightarrow 5s5p\ ^3P_0(F = \frac{9}{2})$ ($\lambda = 700\text{nm}$) in fermionischem ^{87}Sr . Durch die Hyperfeinstruktur-Mischung ist der Übergang möglich. Die Berechnung der Lebensdauer des 3P_0 Zustands ergibt $\tau \approx 160\text{ s}$ [42]. Am Kreuzungspunkt beträgt die Gitterwellenlänge $\lambda_g = 751\text{ nm}$ und die Verschiebung des Uhrenübergangs nur wenige Hertz pro Gigahertz der Gitterlaserfrequenz. Zur Vermeidung einer möglichen Mehrfachbesetzung von Gitterplätzen kann die Photoassoziation von Dimeren genutzt werden, die nicht mehr im optischen Potential gefangen sind. Durch die Überlagerung von s- und p-Orbitalen während der Ramsey-Spektroskopie werden Dipolmomente induziert. Diese können zu gegenseitiger Beeinflussung von Atomen in benachbarten Gitterplätzen führen (langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit R^{-3} -Gesetz). Die Gitterbesetzung muss also reproduzierbar präpariert werden. Die lange Lebensdauer des betrachteten Zustands ermöglicht Frequenzmessungen extrem hoher Güte, die nicht mehr durch die spontane Emission limitiert sind. Für Magnesium existiert kein Kreuzungspunkt der optischen Potentiale im infraroten Spektralbereich. Ein störungsfreier Einschluss in eine Dipolfalle ist aber bei einer Wellenlänge von $\lambda = 448\text{ nm}$ möglich. Auch hier muss die Polarisationsabhängigkeit genau bewertet werden.

Extrem niedrige Temperaturen, wie sie mit dem Kühlen auf schmalbandigen Linien in Erdalkali-Atomen erreicht werden, bereiten den Weg zu quantenentarteten Ensembles. Für die stabile Formation eines Bose-Einstein-Kondensats (BEC) [70, 71, 72] ist eine repulsive Wechselwirkung bei ultrakalten Stößen (s-Wellen-Streuung) erforderlich. Dies scheint nach aktuellen theoretischen Untersuchungen für Magnesium gegeben zu sein. Die von Julienne et al. berechnete s-Wellen-Streulänge beträgt $a_0 = +1,4(5)\text{ nm}$ [34]. Die in Bose-Einstein-Kondensaten vorherrschende hohe Dichte und die sich in der sogenannten *Mean-Field*-Energie äußernde Wechselwirkung des kohärenten Ensembles erscheint zunächst nicht als ideale Ausgangsbedingung für eine störungsfreie Messung atomarer Eigenschwingungen. Die Korrelation zwischen den Bewegungszuständen der Atome im BEC ist aber ein wichtiger Ausgangspunkt für die Präparation von verschränkten Mehrteilchenzuständen. Für solche quantenmechanischen Zustände ändert sich die Phasenentwicklung in Atomin-

terferometern grundlegend. Es wird die Möglichkeit diskutiert, dies gewinnbringend für Atomuhren zu nutzen.

Verschränkte Zustände

Für teilweise oder maximal verschränkte Zustände sind Instabilitäten unterhalb des Quantenprojektionslimits denkbar.

Es ist zweckmäßig, den Uhrenübergang als äquivalentes Spin- $\frac{1}{2}$ -System zu betrachten. Statt einer an N_{at} identisch präparierten Quantensystemen parallel durchgeführten Messung wird nun der Gesamtspin $J = \sum_{i=1}^{N_{at}} S_i$ in einer einzelnen Messung betrachtet. Dazu werden die Atome in einem verallgemeinerten Greenberger-Horn-Zeilinger-Zustand (GHZ) präpariert [45]:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\uparrow\uparrow \dots \uparrow\rangle + e^{i\phi(t)} |\downarrow\downarrow \dots \downarrow\rangle \right)$$

Die Phasenentwicklung im Ramsey-Interferometer ist für diesen Zustand um den Faktor N_{at} empfindlicher:

$$\phi(t) = \phi_0 - N_{at} 2\pi(\nu_L - \nu_0) 2T$$

Durch den Einsatz von Analysepulsen zur Spinrotation wird der Paritätsoperator $\tilde{O} = \prod_{i=1}^{N_{at}} S_i^z$ gemessen. Damit ist prinzipiell ein neues statistisches Limit der Stabilität unterhalb des Projektionsrauschens erreichbar: $\sigma_y \sim \frac{1}{N_{at}}$. Der maximale Stabilitätsgewinn beträgt $\frac{1}{\sqrt{N_{at}}}$.

Der Gewinn in der Ramsey-Spektroskopie zweier Ionen wurde experimentell von Wineland et al. nachgewiesen [69]. Hier wird eine Steigerung der Empfindlichkeit um 14% beobachtet. Inwieweit der Einsatz von verschränkten Zuständen auf eine große Anzahl von Atomen übertragbar ist, wird von der experimentellen Kontrolle von Dekohärenzeffekten abhängen. Die Empfindlichkeit eines verschränkten Viel-Teilchen-Zustands (Schrödinger-Katze) wächst mit der Teilchenzahl. Die Zeitkonstante der Dekohärenz wird die Beobachtungszeit begrenzen. Nur bei Beobachtungszeiten deutlich unterhalb der Dekohärenzzeit ist ein Gewinn zu erwarten [73].

Optisches Uhrwerk

Für optische Frequenzen bis zu 1 PHz ist ein Uhrwerk zur phasentreuen Anbindung an elektronisch messbare Frequenzbereiche von entscheidender Bedeutung. Mit der Entwicklung optischer Frequenzketten (Serie von phasengekoppelten Lasersystemen

abnehmender Frequenz) ist an den Einsatz eines optischen Frequenznormals als Uhr zu denken [74]. Konventionelle Frequenzketten mit etwa zehn phasengeregelten Lasersystemen sind sehr aufwendig und nicht für den Dauerbetrieb geeignet. Optische Uhren werden erst durch die Entwicklung sogenannter Femtosekunden-Frequenzkämme [6] in Verbindung mit mikrostrukturierten optischen Fasern [75] konkurrenzfähig zu gegenwärtigen primären Zeitgebern. Die periodische Pulsfolge mit Pulslängen von etwa 25 fs aus einem durch Kerr-Linsen modengekoppelten Laser entspricht im Frequenzraum einem etwa 50 THz breiten, äquidistanten Frequenzkamm. Durch nichtlineare Effekte (Selbstphasenmodulation) bei Intensitäten von bis zu $I_{max} = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ wird das Spektrum in der Faser auf über eine Oktave der Frequenz verbreitert. Die photonische Kristallstruktur kompensiert dabei die Laufzeitdispersion, so dass die Pulsintensität über die Länge der Faser aufrecht erhalten wird. Zudem ist durch die Diskontinuität des Brechungsindex an der Grenzfläche des Faserkerns eine effiziente Einkopplung des Lichtfeldes mit hoher numerischer Apertur möglich. Die Frequenzen der Linien im optischen Frequenzkamm sind gegeben durch:

$$\nu_m = \nu_{ceo} + m \times f_{rep}.$$

Die durch das Verhältnis von Phasen- und Gruppengeschwindigkeit im Laserresonator gegebene Frequenzverschiebung ν_{ceo} (*Carrier-Envelope-Offset*) kann durch Vergleich einer Linie mit ihrer zweiten Harmonischen im Kamm bestimmt werden. Durch die Angabe der Repetitionsrate f_{rep} und der Ordnungszahl m ist die optische Frequenz eindeutig festgelegt.

Die Präzision bei der Bestimmung von Frequenzverhältnissen wurde von Telle durch Vermessung einer optischen Frequenz und ihrer zweiten Harmonischen zu besser als 10^{-18} bestimmt [76]. Frequenzdifferenzen oder absolute Frequenzen können nur mit der Qualität bestimmt werden, mit der der primäre Standard (Cs-Atomuhr und H-Maser) die Einheit der SI-Sekunde repräsentiert und somit den Maßstab für Frequenzen vorgibt.

Optischer Uhrenvergleich und Anwendungen

Eine große Herausforderung besteht im Vergleich zweier optischer Uhren an verschiedenen Orten. Ein direkte optische Übertragung mit Glasfasern ist zur Zeit nur über kurze Distanzen (100 m) möglich, da Phasenfluktuationen durch Brechungsindex-Variationen und Brillouin-Streuung ein Limit für die Übertragungsqualität setzen. Die aktive Kompensation durch gegenläufige Lichtfelder ist aktueller Forschungs-

gegenstand. Es bietet sich eine phasenstarre Übertragung der mit dem Frequenzkamm gewonnenen Frequenzen f_{rep} und ν_{ceo} an, die in einer Faser auf einen optischen Träger moduliert werden können. Auch Übertragungswege über Satelliten werden diskutiert, wobei die Laufzeitschwankungen von etwa 1 ns bei der synchronen Beobachtung eines GPS-Satelliten (*common-view*) den Vergleich mit der von optischen Uhren angestrebten Genauigkeit von $\frac{\delta\nu}{\nu_0} \leq 10^{-16}$ durch lange Mittelungszeiten erschweren. Der internationale Vergleich optischer Uhren verschiedenen Typs ermöglicht - neben einer präziseren Evaluation der Genauigkeit - Untersuchungen zur Stabilität der den Eigenschwingungen atomarer Systeme zugrundeliegenden Naturkonstanten. In theoretischen Modellen [4] wird die zeitliche Variation der Feinstrukturkonstanten α vorhergesagt. Der Einfluss auf atomare Eigenschwingungen skaliert mit der Kernladungszahl Z der untersuchten Atome. Ankerfrequenzen von leichten Atomen wie Magnesium oder Calcium können mit schwereren Elementen wie Ytterbium oder Quecksilber verglichen werden.

Die theoretische Analyse der Propagation von De-Broglie-Wellenpaketen in Atominterferometern unter der Berücksichtigung der Raum-Zeit-Geometrie [77] lässt die Beobachtung von Effekten der allgemeinen Relativitätstheorie in Atomuhren erwarten. Eine enge Analogie in der Beschreibung besteht zu atominterferometrischen Rotationssensoren. Die Einstein'sche Rotverschiebung im Gravitationspotential der Erde stellt bereits einen wichtigen Korrekturfaktor bei Zeitmessungen im Weltraum dar (GPS). Missionen wie ACES/Pharao [78, 79], HYPER [80] oder PARCS [81] beginnen zur Zeit mit der Erprobung von Atominterferometern und Atomuhren mit kalten Atomen im Weltraum.

In Zukunft können optische Uhren die Definition der Sekunde übernehmen. Dazu muss das volle Potential der Stabilität und Genauigkeit im Dauerbetrieb demonstriert werden. Diese Untersuchungen werden auch die Frage klären, ob primäre Standards basierend auf neutralen Erdalkaliatomen oder Ionen präziser beziehungsweise praktikabler sind. Die Herausforderung für Uhren mit neutralen Atomen besteht darin, eine für die Genauigkeit adäquate Speicherung der Atome mit der ausgezeichneten Statistik bei hohen Teilchenzahlen zu verbinden. Damit werden die Vorteile beider Uhrentypen kombiniert.

Literaturverzeichnis

- [1] J.C. Maxwell
Treatise
1873

- [2] Comptes Rendues de la 13ème Conference General des Poids et Mésures (CGPM)
Bureau International des Poids et Mésures (BIPM)
Sèvres (Frankreich) 1967

- [3] D.W. Allan
Statistics of atomic frequency standards
Proc. IEEE, Vol. 54, S. 221 (1966)

- [4] W. Marciano, Phys. Rev. Lett. 52, S.489 (1984)
Y. Wu and Z. Whang, Phys. Rev. Lett. 57, S.1978 (1986)
T. Damour and A.M. Polyakov, Nucl. Phys. B 423, S.532 (1994)
J.K. Webb et al., Phys. Rev. Lett. 87, S.91301 (2001)

- [5] S. Bize et al.
Cs and Rb fountains: Recent results
in: Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology (St. Andrews), S.53
Ed.: P. Gill (World-Scientific 2001)

- [6] R. Holzwarth, Th. Udem, and T. W. Hänsch
J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell
Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy
Phys. Rev. Lett. 85, S.2264 (2000)

- [7] W. Paul
Electromagnetic traps for charged and neutral particles

- Nobel lecture
Rev. Mod. Phys. 62, S.531 (1990)
- [8] H.G. Dehmelt
Radiofrequency Spectroscopy of stored ions I: Storage
Adv. Atom. Mol. Phys. 3, S.53 (1967)
- [9] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow
Cooling of gases by laser radiation
Opt. Comm. 13, S.68 (1975)
- [10] H.J. Metcalf, P. van der Straten
Laser cooling and Trapping
Springer Verlag 1999
- [11] E. Raab *et al.*
Trapping of Neutral Sodium-Atoms with Radiation Pressure
Phys. Rev. Lett. 59, S.2631 (1987)
- [12] P. Lemonde *et al.*
Cs and Rb Fountains
ThD4:
Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM), Ottawa 2002
- [13] A. Luiten, A. Mann, M. Costa, and D. Blair
IEEE Trans. Instrum. Meas. 44, S.132 (1995)
- [14] G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, and A. Clairon
A.G. Mann, S. Chang, and A.N. Luiten; C. Salomon
*Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain:
A High Stability Cesium Fountain Standard*
Phys. Rev. Lett. 82, S. 4619 (1999)
- [15] S.A. Diddams *et al.*
An Optical Clock Based on a Single Trapped $^{199}\text{Hg}^+$ Ion
Science Vol. 293, S. 825 (2001)
- [16] J. Stenger, C. Tamm, N. Haverkamp, S. Weyers, H.R. Telle
*Absolute frequency measurement of the 435.5-nm $^{171}\text{Yb}^+$ -clock transition with
a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser*
Opt. Lett. 26, S.1589 (2001)

-
- [17] A.A. Madej, J.E. Bernard in
Frequency Measurement and Control
Ed. A.N. Luiten, S.153-194 (Springer-Verlag 2001)
- [18] A.N. Luiten (Ed.)
Frequency measurement and control
Springer-Verlag (2001)
- [19] G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardt, U. Sterr, J. Helmcke, F. Riehle
An Optical Clock with Ultracold Neutral Atoms
arXiv: physics/0205049 (2002)
- [20] L. Hollberg et al.
Optical Frequency Standards and Measurements
IEEE Journal of Quant. Electronics 37, S.1502 (2001)
- [21] Y. Sortais et al.
Cold atom Clocks
Physica Scripta T95, S.50 (2001) (32nd EGAS Conference)
- [22] S. Weyers, U. Hübner, R. Schröder, Chr. Tamm, A. Bauch
Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB
Metrologia 38, S.343 (2001)
- [23] S.R. Jefferts, D.M. Meekhof, J.H. Shirley, and T.E. Parker
Systematic frequency shifts and quantum projection noise in NIST-F1
in: Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology (St. Andrews)
Ed.: P. Gill (World-Scientific 2001)
- [24] N. F. Ramsey
A molecular beam resonance method with separated oscillating fields
Phys. Rev. 78, S.695 (1950)
- [25] Y.V. Baklanov, B.Y. Dubetsky, V.P. Chebotayev
Non-linear Ramsey resonances in the optical regime
Appl. Phys. 9, S.171 (1976)
- [26] C. J. Bordé
Atomic interferometry with internal state labelling
Phys. Lett. A 140, S.10 (1989)

- [27] F. Ruschewitz, J.L. Peng, H. Hinderthür, N. Schaffrath, K. Sengstock, und W. Ertmer
Sub-Kilohertz Optical Spectroscopy with a Time Domain Atom Interferometer
Phys. Rev. Lett. 80, S.3173 (1998)
- [28] C. Fertig, K. Gibble
Laser-Cooled ^{87}Rb Clock
IEEE Trans. Instrumentation and Measurement 48, S.520 (1999)
- [29] C.W. Oates, E. A. Curtis, and L. Hollberg
Improved short-term stability of optical frequency standards: approaching 1 Hz in 1 s with the Ca standard at 657 nm
Opt. Lett. 25, S.1603 (2000)
- [30] C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox, and L. Hollberg
A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection
Eur. Phys. J. D 7, S.449 (1999)
- [31] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, and J. Helmcke
T.E. Mehlstäubler, E.M. Rasel, and W. Ertmer
Doppler Cooling and Trapping on Forbidden Transitions
Phys. Rev. Lett. 87, S. 123002 (2001)
- [32] E.A. Curtis, C.W. Oates, and L. Hollberg
Quenched narrow-line second- and third-stage laser cooling of ^{40}Ca
arXiv: physics/0208071 (2002) submitted to JOSA
- [33] M. Kasevich and S. Chu
Laser Cooling Below a Photon Recoil with 3-Level Atoms
Phys. Rev. Lett. 69, S.1741 (1992)
- [34] E. Tiesinga, S. Kotochigova, und P.S. Julienne
Scattering length of the ground-state Mg+Mg collision
Phys. Rev. A 65, S.042722 (2002)
- [35] T. Trebst, T. Binnewies, J. Helmcke, und F. Riehle
Suppression of spurious phase shifts in an optical frequency standard
IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement 50, S.535 (2001)

-
- [36] M.D. Barrett, J.A. Sauer and M.S. Chapman
All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate
Phys. Rev. Lett. 87, S.010404 (2001)
- [37] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami
Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature
Phys. Rev. Lett. 82, S.1116 (1999)
- [38] V.S. Lethokov
Narrowing of the Doppler Width in a Standing Light Wave
JETP Lett. 7, S.272 (1968)
- [39] P.S. Jessen und I.H. Deutsch
Optical lattices
Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. 37, S.95 (1996)
- [40] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hänsch, and I. Bloch
Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms
Nature 415, S.39 (2002)
- [41] H. Katori, T. Ido, and M. Kuwata-Gonokami
Optimal Design of Dipole Potentials for Efficient Loading of Sr Atoms
J. Phys. Soc. Jpn. 68, S.2479 (1999)
- [42] H. Katori
Spectroscopy of Strontium Atoms in the Lamb-Dicke confinement
in: Proc. 6th Symp. on Frequency Standards and Metrology (St. Andrews),
S.323
Ed.: P. Gill (World-Scientific 2001)
- [43] R.H. Dicke
The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines
Phys. Rev. 89, S.472 (1953)
- [44] A. Derevianko
Feasibility of Cooling and Trapping Metastable Alkaline-Earth Atoms
Phys. Rev. Lett. 87, S.023002 (2001)

- [45] J.J. Bollinger, W.M. Itano, and D.J. Wineland; D.J. Heinzen
Optimal frequency measurements with maximally correlated states
Phys. Rev. A Vol. 54, S.R4649 (1996)
- [46] C. Audoin *et al.*; G. Santarelli *et al.*; C.A. Greenhall; L.L. Presti *et al.*
Special Issue on the Dick Effekt
IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics, and Freq. Control Vol. 45, S. 876 ff (1998)
- [47] R.V. Pound
Rev. Sci. Instrum. 17, S. 490 (1946)
- [48] R.W.P. Drever *et al.*
Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator
Appl. Phys. B 31, S. 97 (1983)
- [49] B.C. Young, F.C. Cruz, M. Itano, J.C. Bergquist
Visible Lasers with Subhertz Linewidths
Phys. Rev. Lett. 82, S. 3799 (1999)
- [50] H.R. Telle
Absolute Measurement of Optical Frequencies
in: Frequency Control of Semiconductor Lasers, Ed. M. Ohtsu
Wiley 1996
- [51] J. Vanier, C. Audoin
The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards
Electromagnetic and Noise Concepts, Kapitel 2F S. 235ff
Verlag Adam Hilger, Bristol (1999)
- [52] D. W. Allan, J.H. Shoaf, D. Halford
Statistics of Time and Frequency Data Analysis
in: Time and Frequency: Theory and Fundamentals, Ed. B.E. Blair
NBS Vol. 140, Washington (1974)
- [53] J. Gao, M. Larionov, J. Speiser and A. Giesen
A. Douillet, J. Keupp, E.M. Rasel and W. Ertmer
Nd:YVO₄ thin disk laser with 5.8 Watts output power at 914 nm
CTul1: Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO), Long Beach 2002
- [54] N. Ito, J. Ishikawa, A. Morinaga
Frequency locking a dye laser to the central optical Ramsey fringe in a Ca atomic

beam and wavelength measurement

J. Opt. Soc. Am. B 8, S.1388 (1992)

[55] J.L. Hall, T.W. Hänsch

External Dye Laser Frequency Stabilizer

Opt. Lett. 9, S.502 (1984)

[56] aktuelle Bezeichnung: 58 BLD 305 bzw. 58 BSD 305 (Melles-Griot)

Wir bedanken uns an dieser Stelle bei der Firma ELS für die Leihgabe von zwei Lasern zur spektroskopischen Untersuchung

[57] A. Godone and C. Novero

Lifetime measurement of the Mg I intercombination line

Phys. Rev. A 45, S.1717 (1992)

[58] K. Sengstock, U. Sterr, G. Hennig, D. Bettermann, J. H. Müller, and W. Ertmer

Optical Ramsey interferences on laser cooled and trapped atoms, detected by electron-shelving

Opt. Comm. 103, S.73 (1993)

[59] T. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke

High-resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms

Appl. Phys. B 59, S.89 (1994)

[60] P.D. Lett, W.D. Phillips, ..., C.I. Westbrook

Optical Molasses

J. Opt. Soc. Am. B 6, S.2084 (1989)

[61] W. Nagourney, J. Sandberg, and H. Dehmelt

Shelved optical electron amplifier: Observation of quantum jumps

Phys. Rev. Lett. 56, S. 2797 (1986)

[62] F. Diedrich, J.C. Bergquist, W.M. Itano, and D.J. Wineland

Laser Cooling to the Zero-Point Energy of Motion

Phys. Rev. Lett. 62, S. 403 (1989)

[63] H. Wallis, W. Ertmer

Broadband laser cooling on narrow transitions

J. Opt. Soc. Am. B 6, S.2211 (1989)

- [64] Y. Castin, H. Wallis, und J. Dalibard
Limit of Doppler cooling
J. Opt. Soc. Am. B 6, S.2046 (1989)
- [65] V. Paltchikov, private Mitteilung
- [66] H. Hinderthür, F. Ruschewitz, H.J. Lohe, S. Lechte, K. Sengstock und W. Ertmer
Time domain high-finesse interferometry
Phys. Rev. A 59, S.2216 (1999)
- [67] D.S. Elliot, R. Roy, and S. J. Smith
Extracavity laser band-shape and bandwidth modification
Phys. Rev. A 26, S. 12 (1982)
- [68] J.C. Bergquist et al.
Mitteilung im Rahmen des
7th workshop on Atom Optics and Interferometry, Lunteren (Niederlande) 2002
- [69] V. Meyer, M.A. Rowe, D. Kielpinski, C.A. Sackett, W.M. Itano, C. Monroe, and D.J. Wineland
Experimental Demonstration of Entanglement-Enhanced Rotation Angle Estimation Using Trapped Ions
Phys. Rev. Lett. 86, S.5870 (2001)
- [70] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell
Science 269,198 (1995)
- [71] K.B. Davis, M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle
Phys. Rev. Lett. 75, 3969 (1995)
- [72] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, and R.G. Hulet
Phys. Rev. Lett. 75, 1687 (1995).
- [73] S.F. Huelga, P.L. Knight, C. Macchiavello, M.B. Plenio, V. Vedral
Entanglement in frequency standards and quantum information theory
Appl. Phys. B 67, S.723 (1998)
- [74] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, G. Zinner
First phase coherent frequency measurement of visible radiation
Phys. Rev. Lett. 79, S.2646 (1997)

-
- [75] J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, and D.M. Atkin
Opt. Lett. 21, S.1547 (1996)
- [76] J. Stenger, H. Schnatz, C. Tamm, and H.R. Telle
Ultraprecise Measurement of Optical Frequency Ratios
Phys. Rev. Lett. 88, S.073601 (2002)
- [77] C. J. Bordé
Atomic clocks and inertial sensors
erscheint in *Metrologia* (2002)
- [78] P. Laurent et al.
Euro. Phys. J. D 3, S.201 (1998)
- [79] C. Salomon et al.
C.R. Acad. Sci. Paris 2, S.1313 (2001)
- [80] Assesment Study Report:
HYPER, Hyper-Precision Cold Atom Interferometry in Space
ESA-SCI 10 (2001)
- [81] S.R. Jefferts et al.
A primary atomic reference clock in space
IEEE Frequency Control Symposium
IEEE No.99CH36313, S.141 (1999)
- [82] G. Wilpers
Ein optisches Frequenznormal mit kalten und ultrakalten Atomen
Dissertation, PTB/Universität Hannover (2002)
- [83] T. Trebst
Atominterferometrie im Zeitbereich
Dissertation, PTB/Universität Hannover (1999)
- [84] U. Sterr
*Hochgenaue Laserspektroskopie und Interferometrie
an kalten Magnesium-Atomen*
Dissertation, Universität Bonn (1993)
- [85] D. Bettermann
Dissertation, Universität Bonn (1995)

- [86] V. Rieger
Atominterferometrie für einen optischen Frequenzstandard auf der Basis des Magnesium-Interkombinationsübergangs
Dissertation, Universität Hannover (1996)
- [87] F. Ruschewitz
Hochauflösende optische Spektroskopie an lasergekühlten Atomen basierend auf der Atominterferometrie im Zeitraum
Dissertation, Universität Hannover (1998)
- [88] J.L. Peng
High Precision sub-kHz Ramsey-Bordé Interferometry on Laser Manipulated Cold Mg Atoms for an Optical Frequency Standard
Dissertation, Universität Hannover (1998)
- [89] H. Hinderthür
Interferometrie mit lasergekühlten Atomen basierend auf resonanten Lichtfeldanregungen
Dissertation, Universität Hannover (1998)
- [90] J. Gao
Dissertation in Vorbereitung, IFSW Stuttgart
- [91] T. Mehstäubler
Dissertation in Vorbereitung, Universität Hannover
- [92] N. Rehbein
Dissertation in Vorbereitung, Universität Hannover
- [93] D. Helsdörfer
Aufbau eines Single-Mode Farbstoff-Ringlasers für den blauen Spektralbereich
Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Bonn (1990)
- [94] S. Eder
Verbesserungen an einem hochstabilen Farbstofflaserspektrometer für 457 nm
Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Bonn (1991)
- [95] V. Rieger
Untersuchungen zur Verbesserung der spektralen Eigenschaften eines hochstabilen Farbstofflaserspektrometers

und atominterferometrische Vermessung des statischen Stark-Effekts

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Bonn (1992)

[96] F. Ruschewitz

Konzeption und Aufbau einer Apparatur zur Kühlung und Speicherung von Magnesium-Atomen

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Bonn (1993)

[97] A. Pabst

Aufbau eines hochstabilen Referenzresonators für einen optischen Frequenzstandard

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Bonn (1994)

[98] J. v. Würzen

Untersuchungen und Verbesserungen der Frequenzstabilität eines hochstabilen Farbstofflaserspektrometers

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Bonn (1993)

[99] N. Schaffrath

Untersuchungen zur Stabilität eines optischen Frequenzstandards auf der Basis lasergekühlter Magnesiumatome

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Hannover (1997)

[100] J. Keupp

Atomoptische Fasern und Atomhologramme für lasergekühlte Neon-Atome

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Hannover (1998)

[101] J. Burghardt

Aufbau und Erprobung eines hochstabilen Resonators für die optische Spektroskopie

Staatsexamensarbeit, unveröffentlicht, Universität Hannover (1998)

[102] C. Bloch

Entwicklung einer Laserstabilisierung für einen optischen Frequenzstandard

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Hannover (1999)

[103] C. Ceranowsky

Effiziente Neodym-Grundzustandslaser und deren Frequenzverdopplung

Diplomarbeit, unveröffentlicht, Universität Hamburg (1999)

[104] H. Wolff

Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hannover

Anhang A

Das folgende C-Programm wurde für die Simulationen in Abschnitt 3.4 eingesetzt. Die Modifikationen für die Simulation der Abnahme der Signalamplitude mit der freien Flugzeit T in Abschnitt 4.2 sind mit † gekennzeichnet. Es handelt sich um die Berücksichtigung der spontanen Emission und die Definition der Pulssequenzen.

```

/*****
//Simulation der Signalamplitude im RBI
//Einfluss der Restbewegung
//JK 2002
/*****
//Filename zur Ausgabe als Argument.

# include < stdio.h>
# include < stdlib.h>
# include < math.h>
# include < dos.h>
# include < conio.h>
# include < string.h>

# define PI 3.141592654
# define NAT 100000 //Zahl der simulierten Atome pro Startzeit

void derror(short);

//Funktionen:
double gauss(double sigma,double x);

double zufallnorm(void);

//Hauptprogramm:
void main(int argc, char *argv[])
{
int i,k,l,m,o,p; //Zähler
long int j; //Atomschleifenzähler
double sigmar, sigmav; //MOT Radius,Geschwindigkeit
double w0,lpower; //Strahltaile WW-Zone; Laserleistung
double x0,y0,vx,vy; //Startposition und Geschw.
double vxoffs,vyoffs; //Offset Geschw. der MOT
double x[5],y[5],t[5],e[5],f[5],n[5],norm; //Pos./Zeit der WW. und Übergangswahrscheinl.
double intensity,isat,gamma,rabif,rad,anreg; //Int. und Rabifrequenz
double tau,T,tstart,tzwischen; //Pulslänge und Zeitabläufe des RBI
double xl,yl; //Offsetpos. der WW Zone
double nrkg1,nrkg2,nrke1,nrke2;
double hrkg1,hrkg2,hrke1,hrke2; //Flüsse im Atominterferometer
double amplg, gamplitude, agmittel; //Signalamplitude |g>
double ample, eamplitude, aemittel; //Signalamplitude |e>
double amp[20],amp1,ampn,ampg;
char eing[80];
†double Tk[25], td[25]; //Kontrastkurve
†double sp,sp2; //spont. Zerfall

```

```

FILE *outfile;
struct time zeit;
long int startzeit,aktzeit,geszeit;

//Parametereinstellung:
//Zeiteinheit Mikrosekunden, Längeneinheit Mikrometer!
sigmar = 250; //MOT Radius  $\mu\text{m}$ 
sigmav = 1.13; //***MOT Temperatur  $\mu\text{m}/\mu\text{s}=\text{m/s}$ 
w0 = 3.38; // Strahltaille blauer Laser in mm !
lpower = 33e-3; // Laserleistung in Watt
vxoffs = 0;
vyoffs = 0.29; //***MOT startet nach oben ! 0.29 m/s
tau = 4; //Pulslänge 4  $\mu\text{s}$ 
T = 56.6; //Flugzeit im Interferometer
tzwischen = 13.4; //Zwischenraum Puls3/4
xl = 0;
yl = 1550; //***blauer Laser 1550  $\mu\text{m}$  höher einjustiert
isat = 4.234e-4; //Sättigungsintensität in  $\text{W}/\text{m}^2$ 
gamma = 2*PI*31; //Linienbreite in  $\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$  1S0< -> 3P1

†//Kontrastkurve definieren:
†Tk[1] = 56.6; td[1] = 5170; Tk[2] = 75.4; td[2] = 5190; Tk[3] = 106.8; td[3] = 5220;
† Tk[4] = 132.0; td[4] = 5250; Tk[5] = 150.8; td[5] = 5260; Tk[6] = 163.4; td[6] = 5270;
† Tk[7] = 194.8; td[7] = 5310; Tk[8] = 226.2; td[8] = 5340; Tk[9] = 257.6; td[9] = 5370;
† Tk[10] = 301.6; td[10] = 5420; Tk[11] = 408.4; td[11] = 5520; Tk[12] = 515.2; td[12] = 5625;
† Tk[13] = 634.6; td[13] = 5740; Tk[14] = 691.1; td[14] = 5800; Tk[15] = 722.5; td[15] = 5830;
† Tk[16] = 860.8; td[16] = 5970; Tk[17] = 942.5; td[17] = 6050; Tk[18] = 1256.6; td[18] = 6370;
† Tk[19] = 1570.75; td[19] = 6680; Tk[20] = 1884.9; td[20] = 6995; Tk[21] = 2199.1; td[21] = 7310;
† Tk[22] = 2513.2; td[22] = 7620; Tk[23] = 2827.35; td[23] = 7940;

//File zum Speichern öffnen:
if(argc!=2) derror(0);
if((outfile=fopen(argv[1],"wb"))==NULL)
{
fprintf(stderr,"cannot open %s\n",argv[1]);
return;
}

//Parametereingabe:
fprintf(stderr,"vyoffs(m/s):\n");
gets(eing);
vyoffs=atof(eing);
fflush(stdin);

fprintf(stderr,"sigmav(m/s):\n");
gets(eing);
sigmav=atof(eing);
fflush(stdin);

fprintf(stderr,"yl(um):\n");
gets(eing);
yl=atof(eing);
fflush(stdin);

//jetzt startet die Simulation:

```

```

gettime(&zeit);
startzeit = (long int)zeit.ti_hour*60+zeit.ti_min;
randomize();

fprintf(stderr,"vyoffs, sigmav, yl:%f,%f,%f\n",vyoffs,sigmav,yl);
fprintf(outfile,"t, g, gn (vy:%f, sv:%f, yl:%f)\n",vyoffs,sigmav,yl);

for(tstart=100;tstart<=1200;tstart+=100) † for(m=1;m<=23;m++) //Schleife Startzeiten/Flugzeit
T
{
//WW Zeitpunkte:
† T = Tk[m];
† t3 = td[m];
t[1] = tstart+40; † t[1] = 140; //Atome fliegen bei 4960µs los !
t[2] = t[1]+T;
t[3] = t[2]+tzwischen; † t[3] = t3-4960;
t[4] = t[3]+T;
† fprintf(stderr,"%f, %f\n",T,t3);

agmittel = 0;
aemittel = 0;

//Los gehts !
for(j=1;j<=NAT;j++) //Schleife für pro Startzeit simulierte Atome
{
//Simulationsszeit
gettime(&zeit);
aktzeit = (long int)zeit.ti_hour*60+zeit.ti_min;

//Würfele Startposition
x0 = zufallnorm()*sigmar;
y0 = zufallnorm()*sigmar;

//Würfele Startgeschwindigkeit
vx = zufallnorm()*sigmav + vxoffs;
vy = zufallnorm()*sigmav + vyoffs;

//Berechne x[i],y[i] i=1..4: Orte der Wechselwirkung
for (i=1;i<=4;i++)
{
x[i]=vx*t[i]+x0;
y[i]=vy*t[i]+y0;
}

//Berechne e[l],f[l]=(1-e[l]): Anregungswahrscheinlichkeit
for (l=1;l<=4;l++)
{
rad = sqrt((x[l]-xl)*(x[l]-xl)+(y[l]-yl)*(y[l]-yl)); //rad.Pos. in µm
intensity = sqrt(2/PI)*(1/w0)*gauss((w0/2),(rad/1000))*1e6*lpower; //W/m²
//Gaussfunktion in mm rechnen !
rabif = sqrt(intensity/(2*isat))*gamma; //Rabifreq. in rad*s⁻¹
anreg = 1-(cos(rabif*tau*1e-6));
e[l]= 0.5*anreg; //Rabi-Oszillation !-> 0..1
f[l]= 1-e[l];
n[l]= (e[l]*e[l]+f[l]*f[l]);
}
}

```

```

}
norm=n[1]*n[2]*n[3]*n[4];

//Berechne deBroglie-Amplituden im Interferometer:
†sp=exp(-T*1e-6*gamma); //spontane Emission aus |e >
†sp2=exp(-(t[3]-t[2])*1e-6*gamma);
nrkg1 = (f[4]*f[3]*f[2]*f[1]);
nrkg2 = (e[4]*e[3]*e[2]*e[1]); † nrkg2 = (e[4]*sp*e[3]*e[2]*sp*e[1]);
nrke1 = (e[4]*f[3]*f[2]*f[1]);
nrke2 = (f[4]*e[3]*e[2]*e[1]); † nrke2 = (f[4]*sp*e[3]*e[2]*sp*e[1]);
hrkg1 = (f[4]*e[3]*e[2]*f[1]); † hrkg1 = (f[4]*e[3]*sp2*e[2]*f[1]);
hrkg2 = (e[4]*f[3]*f[2]*e[1]); † hrkg2 = (e[4]*sp*f[3]*sp2*f[2]*sp*e[1]);
hrke1 = (f[4]*f[3]*f[2]*e[1]); † hrke1 = (f[4]*sp*f[3]*sp2*f[2]*sp*e[1]);
hrke2 = (e[4]*e[3]*e[2]*f[1]); † hrke2 = (e[4]*e[3]*sp2*e[2]*f[1]);

//(a1+a2)2-(a1-a2)2= 4*a1*a2: Signal-Amplitude
amplg = (4/norm)*(nrkg1*nrkg2 + hrkg1*hrkg2); //kohärenter Anteil der Visibilität !!
ample = (4/norm)*(nrke1*nrke2 + hrke1*hrke2);

agmittel += amplg;
aemittel += ample;

} //Ende Atomzahlschleife j
gamplitude = (agmittel / NAT);
eamplitude = (aemittel / NAT);
o=(int)(tstart/100);
amp[o]= gamplitude; † amp[m]= gamplitude;
fprintf(stderr,"%f, %f, %f\n",tstart,amp[o],gamplitude);
†fprintf(stderr,"%f, %f, %f\n",Tk[m],amp[m],gamplitude);

} //Ende Schleife Startzeiten/Flugzeiten T

//Daten speichern:
amp1=amp[1];
for (p=1;p< =12;p++) † for (p=1;pi=23;p++)
{
tstart=p*100;
ampg=amp[p];
ampn=(ampg/amp1); //relative Amplitude
fprintf(outfile,"%f, %f, %f\n",tstart,ampg,ampn);
}

fclose(outfile);
geszeit = aktzeit-startzeit;
fprintf(stderr,"Gesamtzeit: %d Minuten\n",geszeit);

} //Ende main{ }

//normierte Gaussfunktion:
double gauss(double sigma,double x)
{
double exponent,norm;

exponent = -(x*x)/(2*sigma*sigma);
norm = 1/(sqrt(2*PI)*sigma);
return (norm*exp(exponent));

```

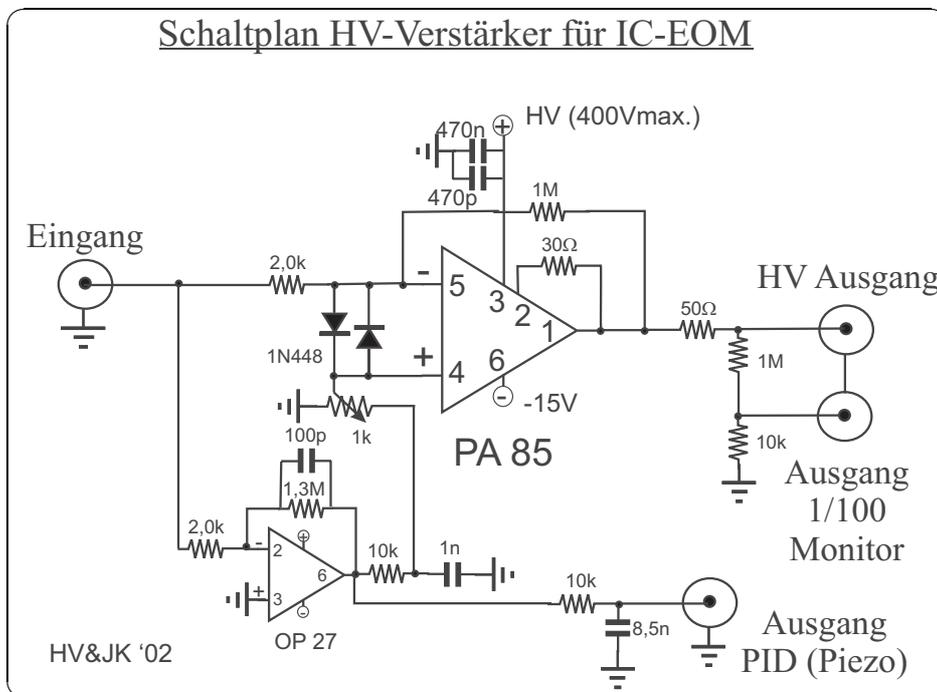
```
}

//Normalverteilte Zufallszahl berechnen:
double zufallnorm(void)
{
double v1,v2,r,rabs,fac;
int zufall1,zufall2;
int oor;
oor=1;

while (oor==1)
{
zufall1=random(32767);
zufall2=random(32767);
v1=2*(((double)zufall1)/32767)-1;
v2=2*(((double)zufall2)/32767)-1;

r=v1*v1+v2*v2;
rabs=fabs(r);
if (rabs< =1) oor=0;
}
fac = sqrt(-2*log(rabs)/rabs);
return (v1*fac);
}

//Fehlerbehandlung:
void derror(short i)
{
switch(i)
{
case 0:
fprintf(stderr,"bitte Dateiname richtig angeben!\n");
break;
case 1:
fprintf(stderr,"Zeitlimit überschritten !\n");
break;
case 2:
fprintf(stderr,"Speicherzweisung fehlgeschlagen\n");
}
exit(0);
}
```

Anhang C

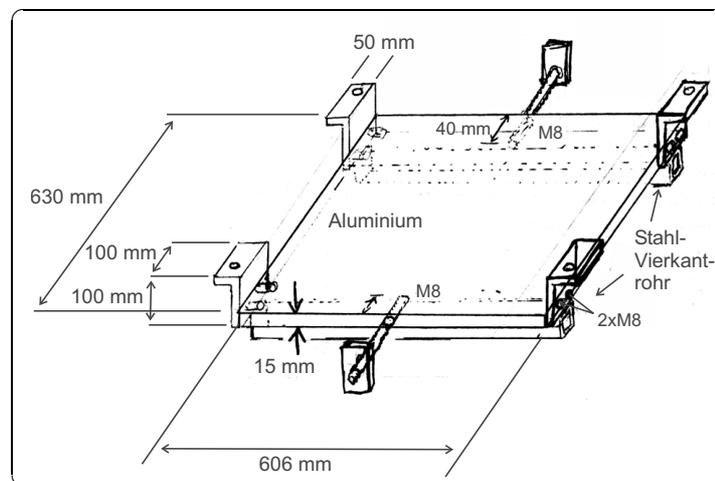


Abb. 5.2: Konstruktionszeichnung der Halterung für die Granitplatte zur Lagerung des Vakuumgefäßes von Resonator W und der Einkoppeloptik. Die Grundplatte wird über vier L-Stücke mit den Gummiseilen der Aufhängung verbunden und ist mit Vierkantrohren aus Stahl verstärkt. Zwischen Grundplatte und Granitplatte wird eine Hartgummimatte eingeführt, die Eigenschwingungen des Granits dämpft. Die über M8 Gewindestangen gehalterten seitlichen Platten sichern die Lage der Granitplatte.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die das Entstehen dieser Arbeit ermöglicht und mich unterstützt, motiviert und gefördert haben.

Herrn Prof. Dr. Wolfgang Ertmer danke ich ganz herzlich für seine Betreuung und Unterstützung sowie für seine Geduld und das Vertrauen auch in kritischen Phasen der Doktorarbeit und des Magnesium-Experiments. Durch eine Vielzahl neuer Ideen physikalischer und technischer Natur entfachte er immer wieder die Begeisterung, gemeinsam an der Zukunft optischer Uhren zu wirken.

Bei Herrn Prof. Dr. K. Danzmann bedanke ich mich für die freundliche Übernahme des Koreferats.

Ernst Rasel gilt mein besonderer Dank für seine fürsorgliche Betreuung. Er hat mir den Rücken für die wirkliche Forschungsarbeit freigehalten. Es blieb immer viel Zeit für physikalisch konstruktive und freundschaftliche Debatten.

Die gemeinsame Forschung mit Tanja Mehlstäubler stellte durch ihre Sorgfalt immer eine Bereicherung dar. Albane Douillet war mit ihrer freundlichen und uneingeschränkten Hilfsbereitschaft in allen Phasen unersetzlich. Mit der kompetenten Unterstützung von Nils Rehbein war ein dynamisches Team komplett. So konnten wir in wechselnden Nachtschichten dem Auf und Ab der Ramsey-Signale folgen. Vielen Dank für diese aufregende Zusammenarbeit !

Durch ihr großes Engagement waren auch Holger Wolff, Michaela Malec, Christian Bloch und Swen Lechte als Diplomanden für die Fortschritte im Labor maßgeblich. Henning Vahlbruch gebührt ein besonderer Dank für die erstklassige Realisierung neuer elektronischer Ideen.

Mit Martin Zinner war immer ein begeisterter Partner für fundamentale und praktische physikalische Diskussionen zur Stelle – auch mal abschweifend in Gedanken an gute alte Zeiten.

Die Musik und Physik verbanden mich eng mit Christian Jentsch, Dagmar Bruß, Stefanie Dettmer, Markus Kottke und Sven Burger. Das gemeinsame Musizieren war erfrischend im Laboralltag.

Die gute Gemeinschaft und der offene Austausch unter allen Doktoranden und Doktoren war sehr schön. Mein Dank gilt Gerhard Birkl, Peter Spoden, Felix Buchkremer, Kai Bongs, Dirk Hellweg, Luigi Cacciapuoti, Rainer Dumke, Tobias Mütter, Michael Volk, Jan Arlt, Thomas Schulte, Carsten Ziolek, Sebastian Bartel, Holger

Ernst, Uwe Oberheide, Tammo Ripken, Fabian Will, Alexander Heisterkamp und allen anderen.

Den ehemaligen Magnesiums Henning Hinderthür, Frank Ruschewitz, Jin-Long Peng und Klaus Sengstock sei für so manche Hilfe im historisch gewachsenen Experiment gedankt.

Die erstklassigen Mechanikarbeiten verdanke ich Herrn Heidekrüger, Herrn Witzlau, Herrn Scholz und Herrn Dohm.

Eine aufmerksame und geduldige Unterstützung in allen organisatorischen Dingen verdanke ich Frau Krämer, Frau Faber, Frau Griese, Frau Pfennig, Frau Hünitzsch und Herrn Rudi Gaul.

Meiner lieben Frau Carolin bin ich zutiefst dankbar für ihre liebevolle Begleitung in allen Phasen dieser Doktorarbeit. Ohne ihre Geduld, Unterstützung und ihr Verständnis wäre ich den Anforderungen dieser Arbeit nicht gewachsen gewesen. Auch meinen lieben Eltern danke ich von Herzen für die Unterstützung und Anteilnahme.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Jochen Keupp
Laatzen, Talstraße 15
geboren am 29.11.1971 in Köln
verheiratet, Ehefrau Carolin Niemann-Keupp

Schulbildung:

1978-1982	Grundschule
1982-1991	Gymnasium
Juli/August 1991	Grundpraktikum Maschinenbau

Zivildienst:

1991-1992	Malteser Hilfsdienst, Rettungshelfer
-----------	--------------------------------------

Studium:

1992-1995	Studium der Physik an der Universität Bonn
1995-1998	Fortsetzung Studium Physik (Diplom) an der Universität Hannover
April 1996-März 1997	Forschungsstudent Universität Tokyo, Japan, Arbeitsgruppe F. Shimizu
Juli 1997-Mai 1998	Diplomarbeit an der Universität Hannover, Arbeitsgruppe W. Ertmer Titel: <i>Atomoptische Fasern und Atomhologramme für lasergekühlte Neon-Atome</i>
22. Juli 1998	Diplom im Fach Physik

Promotion:

1998-2002	wissenschaftlicher Mitarbeiter Institut für Quantenoptik, Arbeitsgruppe W. Ertmer Universität Hannover
10. Dezember 2002	Promotionsprüfung