
HOCHSTABILER LOKALOSZILLATOR
FÜR EINEN OPTISCHEN
MAGNESIUM-FREQUENZSTANDARD

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

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Phys. Andre Pape
geboren am 27.01.1982 in Minden

2012

Referent: Prof. Dr. Ernst Maria Rasel
Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer
Tag der Promotion: 2. Februar 2012

Zusammenfassung

Optische Neutralatomuhren besitzen bereits heute höhere Genauigkeiten und Stabilitäten als Mikrowellen-Atomuhren und zeigen weiteres Potential für erzielbare Genauigkeiten von unter 10^{-17} . Die gegenwärtige Definition der SI-Sekunde beruht auf einem Mikrowellenübergang in ^{133}Cs . Eine zukünftige Änderung der Definition der SI-Sekunde mit Hilfe einer optischen Übergangsfrequenz würde dieser Entwicklung Rechnung tragen. Das Erdalkalielelement Magnesium (Mg) ist dabei ein attraktiver Kandidat für eine solche optische Neutralatomuhr. Es besitzt eine um etwa eine Größenordnung geringere Sensitivität auf durch Schwarzkörperstrahlung verursachte Frequenzverschiebungen im Vergleich zu Strontium (Sr). Mit Sr wurde die bisher präziseste optische Neutralatomuhr demonstriert, deren Genauigkeit dominierend durch den infolge der Schwarzkörperstrahlung verursachten Unsicherheitsbeitrag limitiert ist. Essentiell für die Abfrage des schmalbandigen atomaren Übergangs einer optischen Uhr ist ein hochstabiler optischer Lokaloszillator. Dieser wird typischerweise durch die Anbindung eines Lasers an einen optischen Resonator hoher Längenstabilität realisiert. Das Frequenzrauschen des Lokaloszillators kann dabei entscheidend die Stabilität der optischen Uhr infolge des Dick-Effektes degradieren. Dieser Effekt limitiert die Stabilität der gegenwärtig präzisesten optischen Uhren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein hochstabiler Lokaloszillator für einen optischen Mg-Frequenzstandard realisiert. Dieser wird für die zukünftige Abfrage des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ Übergangs bei 458 nm an in einem optischen Gitter gespeicherten Ensemble von Mg-Atomen eingesetzt. Zum Zwecke des Vergleichs wurden zwei Lokaloszillatoren mit Hilfe von Diodenlasersystemen bei einer Wellenlänge von 914 nm realisiert, die an zwei hochstabile optische Resonatoren angebinden sind. Für die Spektroskopie des atomaren Übergangs wird die Frequenz der Lasersysteme resonant verdoppelt. Der Einfluss des Frequenzverdopplungsprozesses auf die Frequenzstabilität wurde zu $\sigma_y(\tau = 1 \text{ s}) < 3 \cdot 10^{-16}$ und $\sigma_y(\tau > 100 \text{ s}) \approx 5 \cdot 10^{-17}$ bestimmt und ist damit für die Systeme dieser Arbeit vernachlässigbar. Die bei der Wellenlänge von 914 nm eingesetzten Resonatoren besitzen eine Finesse von $\mathcal{F} \approx 600.000$ und zeigen eine Linienbreite von $\Delta_{1/2} \approx 2,5 \text{ kHz}$ (volle Halbwertsbreite). Insgesamt wurden in dieser Arbeit drei Resonatoren untersucht. Zwei von diesen verwenden Spiegelsubstrate aus Quarzglas. Diese weisen ein geringeres thermisches Rauschen auf, als die gegenwärtig überwiegend eingesetzten Resonatoren mit Spiegelsubstraten aus ULE (ultra-low expansion material) und besitzen somit ein höheres fundamentales Stabilitätslimit. In dieser Arbeit zeigten die Resonatoren mit Quarzglasspiegeln eine um etwa eine Größenordnung höhere Sensitivität auf leistungsinduzierte Frequenzverschiebungen als der Resonator mit ULE-Spiegeln. Dieser Effekt konnte durch eine aktive Leistungsstabilisierung auf ein vernachlässigbares Niveau reduziert werden. Die im Rahmen dieser Dissertation realisierte Frequenzstabilität beträgt $\sigma_y(\tau) \approx 5 \cdot 10^{-16}$ ($\tau = 1 - 10 \text{ s}$) für ein einzelnes Lasersystem. Diese liegt damit nur etwa einen Faktor 1,7 über dem theoretischen Instabilitätslimit von $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-16}$ infolge des thermischen Rauschens. Die Systeme dieser Arbeit zeigen damit eine nur um den Faktor 2,5 höhere Instabilität als die höchsten bisher publizierten Stabilitäten für Laseroszillatoren und stellen eine Verbesserung des bisher am Mg-Frequenzstandard zur Verfügung stehenden Lasersystems von mehr als einer Größenordnung dar.

Das Lasersystem wurde unter anderem dazu eingesetzt, einen Vergleich mit den hochstabilen Laseroszillatoren des Albert-Einstein-Instituts (AEI) über eine optische Faserverbindung durchzuführen. Hierzu wurde die hochstabile Frequenz bei 914 nm mittels eines optischen Frequenzkammes auf eine Wellenlänge von 1064 nm übersetzt und über eine phasenstabilisierte optische Faserverbindung im universitätsinternen Netzwerk vom Institut für Quantenoptik (IQ) zum AEI übertragen. Die realisierte Transferstabilität über die Faser betrug dabei $\sigma_y(\tau) = 9 \cdot 10^{-17} (\tau/\text{s})^{-1}$.

Darüberhinaus wurde ein Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen zwischen dem IQ und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig über eine 73 km lange phasenstabilisierte Faserverbindung im Telekommunikations-Netzwerk realisiert. Dabei konnten die beiden 73 km voneinander entfernten unabhängigen Frequenzen mit einer Instabilität von $3 \cdot 10^{-15}$ in 100 ms miteinander verglichen werden. Dies ist die höchste bisher publizierte Stabilität für einen Vergleich optischer Frequenzen über solche Distanzen auf so kurzen Zeitskalen und zeigt das Potential optischer Faserverbindungen für den Vergleich optischer Uhren auf.

Schlagwörter: Optischer Frequenzstandard, hochstabiles Lasersystem, optischer Frequenztransfer

Abstract

Optical atomic clocks based on ensembles of neutral atoms have demonstrated higher accuracies and stabilities than today's best microwave clocks and show further potential to target fractional inaccuracies below 10^{-17} . The current definition of the SI second is based on a microwave transition in ^{133}Cs . Thus, a redefinition of the SI second using an optical transition frequency can be expected in near future. Alkaline-earth magnesium (Mg) is an attractive candidate for such a neutral atom optical clock. Its narrow transition frequency shows a sensitivity to blackbody radiation induced frequency shifts, that is one order of magnitude smaller than in strontium (Sr). Today's highest accuracy for a neutral atom optical clock has been demonstrated with Sr, with its inaccuracy dominantly limited by blackbody radiation induced frequency shifts. For interrogation of the narrow linewidth transition in an optical clock, a highly stable optical local oscillator is essential. This is typically realized by stabilizing a laser to a stable optical cavity. The frequency noise of the local oscillator can severely affect the achievable stability of an optical clock due to the Dick effect. This phenomenon limits the stability of today's best optical clocks.

In this work, a highly stable local oscillator for a Mg optical frequency standard was developed. It will be used for future interrogation of the $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ transition at 458 nm in an ensemble of Mg atoms confined to an optical lattice. For reasons of comparison, two local oscillators were implemented, which are based on diode laser systems at 914 nm stabilized to two independent optical cavities. For spectroscopy of the atomic transition, the laser frequencies are resonantly frequency-doubled. The influence of the resonant doubling stages on the frequency stability was investigated and found to be $\sigma_y(\tau = 1 \text{ s}) < 3 \times 10^{-16}$ and $\sigma_y(\tau > 100 \text{ s}) \approx 5 \times 10^{-17}$ and thus, it is not limiting the laser stability performance in this work. The highly stable cavities are operated at a wavelength of 914 nm and show a finesse of $\mathcal{F} \approx 600,000$ and a corresponding linewidth of $\Delta_{1/2} = 2.5 \text{ kHz}$ (FWHM). In this work, three cavities were investigated. Two of these use mirror substrates made of Fused Silica (FS). This material shows a lower thermal noise compared to the commonly used ULE (ultra low expansion material) mirror substrates. Thus, allowing a higher fundamental stability. The cavities with FS mirrors have shown a sensitivity to intracavity power induced frequency shifts, that is roughly one order of magnitude higher compared to the cavity with ULE mirrors. This effect could be experimentally suppressed to a negligible level by utilizing an active power stabilization. The overall achieved frequency stability was $\sigma_y(\tau) \approx 5 \times 10^{-16}$ ($\tau = 1 - 10 \text{ s}$) for a single laser system. This value is a factor of 1.7 above the thermal noise instability limit of $\sigma_y = 3 \times 10^{-16}$. The achieved instability is only a factor of 2.5 higher compared to today's best reported results for highly stable lasers. The implemented local oscillators improve the stability of a former system by more than one order of magnitude.

Additionally, the laser systems were used to perform a frequency comparison against highly stable lasers located at the Albert-Einstein-Institut (AEI) via an optical fiber link. The frequency stability at 914 nm was transferred to a laser at 1064 nm by means of an optical frequency comb. The light at 1064 nm was transmitted through a phase-stabilized fiber link in the university network, connecting the AEI with the Institut für Quantenoptik (IQ). The achieved transfer stability over the fiber link was $\sigma_y(\tau) = 9 \times 10^{-17}(\tau/\text{s})^{-1}$.

Furthermore, a comparison of highly stable optical frequencies between IQ and the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Brunswick was performed, using a 73 km long phase-stabilized fiber link in a telecommunication network. The comparison of the 73 km distant independent laser systems showed an instability of 3×10^{-15} in 100 ms. This is the highest reported stability for a comparison of optical frequencies on such short timescales over fiber links of comparable length and shows the potential of optical fiber links for the comparison of optical clocks.

Key words: Optical frequency standard, highly stable laser system, optical frequency transfer

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Grundlagen optischer Uhren	7
2.1	Prinzip einer optischen Atomuhr	7
2.2	Abfrage des atomaren Übergangs	8
2.3	Charakterisierung von Frequenzen	12
2.4	Optische Resonatoren	14
3	Hochstabile Lasersysteme	21
3.1	Experimenteller Aufbau	21
3.1.1	Resonatorgeometrie	21
3.1.2	Vakuumsystem	22
3.1.3	Thermische Stabilisierung	25
3.1.4	Vibrationsisolierung	26
3.1.5	Lasersysteme	27
3.1.6	Optischer Aufbau	27
3.2	Bestimmung der Finesse	30
3.2.1	Direkte Bestimmung der Linienbreite	30
3.2.2	Bestimmung der Abklingzeit	32
3.2.3	Resümee	34
3.3	Stabilität der Laseranbindung	34
3.3.1	Residuelle Amplitudenmodulation (RAM)	35
3.3.2	Polarisationsabhängigkeit	39
3.3.3	Stabilität der Anbindung	40
3.4	Beschleunigungssensitivität	43
3.4.1	FEM-Simulationen	45
3.4.2	Experimentelle Bestimmung	48
3.5	Thermische Stabilität	54
3.6	Leistungsinduzierte Frequenzverschiebung	59
3.6.1	Transferkoeffizient	60

3.6.2	Leistungsstabilisierung	63
3.7	Thermisches Rauschen	64
3.7.1	Grundlagen	64
3.7.2	Thermisches Rauschen der Resonatoren	66
3.7.3	Diskussion	67
3.8	Weitere Einflussgrößen	68
3.9	Frequenzstabilität der Systeme	70
4	Abfrage des Magnesium-Frequenzstandards	79
4.1	Magnesium	79
4.2	Bereitstellung am Mg-Frequenzstandard	81
4.2.1	Phasenstabiler Transfer	81
4.2.2	Frequenzverdopplung 457 nm	81
4.2.3	Einfluss der SHG auf die Frequenzstabilität	83
4.3	Dick-Effekt	86
4.3.1	Grundlagen	87
4.3.2	Dick-Effekt für den Mg-Frequenzstandard	89
4.3.3	Diskussion	91
5	Hochstabiler Transfer im universitären Fasernetzwerk	93
5.1	Kohärenter Transfer 914 nm - 1064 nm	93
5.1.1	Grundlagen des kohärenten Transfers	94
5.1.2	Experimentelle Realisierung	97
5.1.3	Charakterisierung des Systems	103
5.2	Phasenstabilisierte Faserverbindung IQ-AEI	105
5.2.1	Grundlagen der aktiven Faserstabilisierung	105
5.2.2	Aufbau des Systems	112
5.2.3	Charakterisierung der Faserstabilisierung	114
5.3	Charakterisierung der LISA Laser-Demonstratoren	119
5.4	Resümee	121
6	Hochstabiler Frequenzvergleich über 73 km Faserverbindung	123
6.1	Phasenkohärenter Transfer IQ-PTB	123
6.2	Laser-Charakterisierung über große Distanzen	125
6.3	Hochauflösender optischer Frequenzvergleich	126
7	Ausblick	131
A	Vibrationsspektren	137

EINLEITUNG

Präzisionsexperimente haben entscheidend zu der Entwicklung unseres heutigen physikalischen Weltbildes beigetragen. In experimentell beobachteten Abweichungen von den Vorhersagen physikalischer Theorien offenbarten sich nicht selten grundlegend neue Aspekte der Physik, die zu einer Revolutionierung der bis dahin als gültig angesehenen physikalischen Weltanschauung führten. Dies betrifft alle Disziplinen der physikalischen Grundlagenforschung, sei es die Teilchenphysik, die Astronomie, die Atom-, Molekül- und Festkörperphysik oder die moderne Quantenoptik. Die im Laufe der Zeit stetig gesteigerte Präzision der experimentellen Auflösung ermöglichte einen immer tieferen Einblick in physikalische Phänomene und führte zu der Entwicklung fundamental neuer physikalischer Theorien. So hat etwa die Präzisionspektroskopie an Atomen und Molekülen entscheidend die Entwicklung der modernen Quantentheorie geprägt. Prominentestes Beispiel hierfür ist die Quantenelektrodynamik (QED), die zu einer der experimentell am präzisesten verifizierten physikalischen Theorien gehört. Entscheidend stimuliert durch die experimentelle Beobachtung der Lamb-Verschiebung im Spektrum des Wasserstoffatoms im Jahre 1947, entwickelte sich die QED zu einer der erfolgreichsten physikalischen Theorien [1]. So stellt etwa der von ihr vorhergesagte Landé-Faktor des Elektrons die physikalische Größe dar, die experimentell mit der bislang höchsten Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment verifiziert wurde.

Zeit und Frequenz sind die mit der höchsten Präzision messbaren physikalischen Größen. Die Übergangsfrequenzen von Atomen stellen deshalb wichtige Systeme zum Test fundamentaler physikalischer Vorhersagen dar, wie etwa der gravitativen Rotverschiebung [2] oder die gegenwärtig diskutierte Drift der Naturkonstanten. Letztere wird von einigen Theorien jenseits des Standardmodells vorhergesagt. Durch die hochpräzise Messung von Frequenzen schmalbandiger Übergänge verschiedener atomarer Spezies lassen sich dimensionslose physikalische Größen wie etwa die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante α oder das Proton-Elektron-

Massenverhältnis $\frac{m_p}{m_e}$ bestimmen und hinsichtlich ihrer zeitlichen Änderung untersuchen [3, 4]. Solche Messungen sind dabei komplementär zu astrophysikalischen Beobachtungen, die zwar die zeitliche Entwicklung dieser Konstanten über große Zeiträume von einigen Milliarden Jahren verfolgen können, jedoch eine vergleichsweise hohe systematische Ungenauigkeit besitzen. Frequenzvergleiche atomarer Übergänge in kontrollierten Laborumgebungen können zwar nur über einen Zeitraum von einigen Jahren erfolgen, diese können hingegen jedoch mit einer deutlich höheren systematischen Genauigkeit durchgeführt werden. Damit kann eine signifikant höhere Auflösung hinsichtlich einer möglichen linearen zeitlichen Änderung der Naturkonstanten erzielt werden.

Darüberhinaus sind atomare Übergänge hoher Güte von großer Bedeutung in der Metrologie. So ist seit 1967 die physikalische Einheit der Zeit, die SI-Sekunde, durch die Frequenz des Grundzustand-Hyperfeinübergangs des Cäsium-Isotops ^{133}Cs definiert. Dieser Mikrowellen-Übergang besitzt gegenwärtig eine systematische Ungenauigkeit von wenigen 10^{-16} . Damit ist die SI-Sekunde die präziseste definierte physikalische Einheit. Durch die Definition der Lichtgeschwindigkeit im Jahre 1983 ist darüberhinaus auch die SI-Längeneinheit des Meters über die Zeit definiert und dadurch mit der selben Präzision realisiert. Solche Atomuhren besitzen zudem eine Vielfalt an technischen Anwendungen außerhalb der Metrologie. So ist etwa für satellitengestützte globale Navigations- und Positionierungssysteme - wie etwa GPS - eine hochpräzise Zeitbasis erforderlich, die über Atomuhren an Bord der Satelliten realisiert wird. Aber auch für die stetig anwachsenden Übertragungsbandbreiten von Hochgeschwindigkeits-Telekommunikationsnetzwerken ist eine hochstabile Zeit- und Frequenzbasis zur Synchronisation zwingend erforderlich [5].

Wichtigstes Charakteristikum einer Uhr ist neben ihrer Genauigkeit ihre Stabilität, die angibt, welche Mittelungszeit zum Erreichen einer bestimmten Ungenauigkeit erforderlich ist. Auf optischen Übergängen basierende Atomuhren können dabei aufgrund ihrer hohen Übergangsfrequenzen von einigen 100 THz eine deutlich höhere Stabilität bereitstellen als Mikrowellenuhren, die es erlaubt, in deutlich kürzerer Mittelungszeit systematische, frequenzverschiebende Effekte zu analysieren. Optische Uhren haben bereits jetzt Mikrowellenuhren hinsichtlich ihrer Stabilität und Genauigkeit übertroffen und zeigen darüberhinaus noch erhebliches Potential. Es zeichnet sich daher ab, dass in naher Zukunft eine Redefinition der SI-Sekunde über einen optischen Übergang erfolgen wird. Die Entwicklung optischer Uhren stellte jedoch lange Zeit eine große Herausforderung dar, da deren hohe Frequenzen von einigen 100 THz nicht direkt gemessen und elektronisch verarbeitet werden konnten, wie dies bei den Mikrowellenuhren der Fall ist. Deshalb waren zur Messung optischer Übergänge sogenannte harmonische Frequenzketten erforderlich, die die Frequenz der Cs-Atomuhr vom Mikrowellenbereich sukzessive durch mehrstufige nichtlineare Frequenzkonversionen bis in den optischen Frequenzbereich phasenkohärent multiplizierten [6, 7]. Diese Frequenzketten stellten

sehr aufwendige Systeme dar, die nur von wenigen Instituten weltweit konstruiert und betrieben werden konnten. Zudem waren diese Systeme nur auf die Messung einer bestimmten optischen Frequenz ausgelegt. Erst durch die Entwicklung des optischen Frequenzkammes stand erstmals ein universelles Werkzeug zur Messung optischer Frequenzen zur Verfügung, das aufgrund seiner Kompaktheit in vielen Laboratorien weltweit eingesetzt werden kann. Ein solcher optischer Frequenzkamm stellt ein gepulstes Lasersystem dar, das im Frequenzraum ein äquidistantes Spektrum von Linien im Abstand der Puls-Repetitionsrate besitzt. Mit einem solchen „Lineal“ im Frequenzraum lassen sich beliebige optische Frequenzen durch eine Schwebungsmessung mit dem Frequenzkamm bestimmen. Das Spektrum des optischen Frequenzkammes ist dabei über die Repetitionsrate phasenkohärent mit dem Mikrowellen-Frequenzbereich verknüpft und erlaubt somit den direkten Vergleich zwischen einer optischen Frequenz und der - die SI-Sekunde definierenden - Cs-Atomuhr. Die Entwicklung des Frequenzkammes kann als entscheidender Meilenstein angesehen werden, der die revolutionäre Entwicklung der optischen Uhren [8] in der vergangenen Dekade eingeleitet hat. Für die Entwicklung des Frequenzkammes erhielten J.L. Hall und T.W. Hänsch im Jahr 2005 den Nobelpreis für Physik [9].

Essentiell für eine optische Uhr ist ein atomarer Übergang hoher Güte, der zudem eine hohe Insensitivität auf durch Umgebungsbedingungen verursachte Frequenzverschiebungen bereitstellen muss. Auf dem Gebiet der optischen Uhren werden hierzu gegenwärtig zwei komplementäre Ansätze verfolgt. Zum einen sind dies auf einzelnen gespeicherten Ionen basierende Atomuhren. Diese können eine sehr hohe Genauigkeit erreichen, da die Ionen in einer Umgebung präpariert werden können, die eine hohe Kontrolle über die die Übergangsfrequenz beeinflussenden Parameter erlaubt. Attraktive Kandidaten für solche optische Ionenuhren sind dabei etwa Quecksilber- (Hg^+) [10], Aluminium- (Al^+) [11], Ytterbium- (Yb^+) [12] oder Strontiumionen (Sr^+) [13]. Die mit Ionenuhren höchste bisher erreichte Ungenauigkeit beträgt $8,6 \cdot 10^{-18}$ [11] und ist damit bereits deutlich mehr als eine Größenordnung geringer als die der Cs-Atomuhr. Ionenuhren besitzen jedoch die erhebliche Einschränkung, dass nur der Übergang eines einzelnen Ions zeitgleich abgefragt werden kann, was zu einem geringen Signal-zu-Rausch-Verhältnis und damit zu einer reduzierten Stabilität der optischen Uhr führt. Eine Alternative hierzu stellen optische Uhren dar, die auf Ensembles ultrakalter Neutralatome basieren. Bei der Abfrage des atomaren Übergangs tragen dabei typischerweise etwa $10^3 - 10^4$ Atome zeitgleich zum Signal bei. Dies erlaubt ein erheblich höheres Signal-zu-Rausch-Verhältnis und damit eine deutlich höhere Stabilität der Atomuhr im Vergleich zu Einzelionen. Neutralatomuhren, bei denen die atomaren Ensembles in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge gespeichert sind [14], haben dabei das Potential, eine systematische Ungenauigkeit im Bereich von 10^{-18} zu erzielen [15]. Für eine solche Gitteruhr verschwindet bei der magischen Wellenlänge die durch das optische Gitter induzierte differentielle AC-Stark-Verschiebung der

beiden am Uhrenübergang beteiligten atomaren Niveaus. Als potentielle Kandidaten für eine optische Neutralatomuhr sind dabei die Erdalkali-Elemente sowie erdalkaliähnliche Elemente attraktiv. Aktuell sind dabei Strontium (Sr) [16], Ytterbium (Yb) [17], Magnesium (Mg) [18], sowie Quecksilber (Hg) [19] vielversprechende Kandidaten und Gegenstand der Forschung.

Essentiell für die Abfrage der schmalbandigen atomaren Übergänge in optischen Uhren ist ein hochstabiles Lasersystem, das eine Linienbreite im Hertz- bis sub-Hertz-Bereich besitzt. Solche schmalbandigen optischen Frequenzen werden durch die Stabilisierung von Lasern auf Resonatoren hoher Finesse erzielt. Diese Referenzresonatoren stellen dabei eine hohe Längenzstabilität bereit. Mit solchen Systemen wurden bisher relative Frequenzinstabilitäten im Bereich von 10^{-15} [20, 21, 22] bis 10^{-16} [23, 24] erreicht. Das Frequenzrauschen des hochstabilen Abfragelasers ist kritisch für die erzielbare Stabilität der optischen Uhr. Durch die experimentell bedingte periodische Abfrage des atomaren Übergangs zu diskreten Zeitpunkten degradiert das Frequenzrauschen des Abfragelasers die Stabilität der optischen Uhr. Dieses Phänomen wird als Dick-Effekt bezeichnet [25] und limitiert die Stabilität der gegenwärtig präzisesten optischen Uhren [16]. Das Frequenzrauschen der stabilsten Lasersysteme weltweit ist gegenwärtig begrenzt durch das thermische Rauschen der zur Stabilisierung verwendeten Referenzresonatoren. Die Erzeugung optischer Frequenzen noch höherer Stabilität ist daher ein hochaktives Forschungsgebiet.

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein hochstabiles Lasersystem entwickelt, das für die zukünftige Abfrage des schmalbandigen $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs bei 458 nm in einer auf Magnesium basierenden optischen Neutralatomuhr verwendet werden soll. Die Adressierung des Übergangs soll an Ensembles ultrakalter Mg-Atome erfolgen, die in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge gespeichert sind. Magnesium ist dabei ein attraktiver Kandidat für eine optische Neutralatomuhr, da es im Vergleich zu Strontium eine um etwa eine Größenordnung geringere Sensitivität auf durch Schwarzkörperstrahlung verursachte Frequenzverschiebungen besitzt. Dieser Unsicherheitsbeitrag limitiert die Genauigkeit der gegenwärtig präzisesten optischen Neutralatomuhren [16]. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte hochstabile Lasersystem besitzt eine Frequenzstabilität von $\sigma_y \approx 5 \cdot 10^{-16}$, die vergleichbar ist mit jenen der derzeit stabilsten Lasersysteme weltweit [23, 22, 26, 24]. Es übertrifft desweiteren die Frequenzstabilität des bisher am Experiment verwendeten Lasersystems um mehr als eine Größenordnung. Die Ergebnisse dieser Arbeit stellen damit einen wichtigen Schritt auf dem Weg zur Implementierung einer auf Magnesium basierenden optischen Gitteruhr dar.

Optische Atomuhren sind hochkomplexe Systeme, die im Allgemeinen nicht transportabel sind. Ein wichtiger Forschungsschwerpunkt stellt deshalb die Entwicklung von Methoden dar, die einen Vergleich optischer Uhren über große Distanzen von mehreren 100-1000 km erlauben. Satellitenbasierte Frequenzvergleiche, wie sie etwa für Mikrowellenuhren eingesetzt werden [27], sind keine Option, da

die von ihnen bereitgestellte Transferstabilität und -genauigkeit nicht hinreichend für den Vergleich optischer Uhren ist. Als attraktive Methode hat sich in den vergangenen Jahren der direkte Transfer der hochstabilen Frequenz über optische Faserstrecken etabliert [28, 29, 30, 31]. Mittels der Frequenzkammtechnologie kann dabei die Frequenz einer beliebigen optischen Uhr auf den Bereich der Telekommunikationswellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ übersetzt und damit verlustarm über große Faserstrecken transferiert werden. Am gegenüberliegenden Ende der Faser kann das übertragene Signal mit einem weiteren Frequenzkamm gegen die Frequenz einer anderen optischen Uhr verglichen werden. Um das volle Potential dieses faserbasierten Transfers ausschöpfen zu können, ist eine aktive Phasenstabilisierung der Faserstrecke erforderlich [32], um die durch akustische und thermische Prozesse verursachten Weglängenfluktuationen der Faser zu eliminieren. Besonders attraktiv ist der faserbasierte Transfer unter dem Gesichtspunkt, dass die bereits vorhandene Infrastruktur in Form von optischen Telekommunikationsnetzwerken genutzt werden kann [33], die eine zukünftige Vernetzung verschiedener Institute auf nationaler [34] wie auf internationaler Ebene erlaubt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine optische Faserverbindung im universitätsinternen Netzwerk zwischen dem Institut für Quantenoptik (IQ) und dem Albert-Einstein-Institut für Gravitationsphysik (AEI) etabliert. Über die phasenstabilisierte Faserstrecke wurde eine Transferstabilität von $\sigma_y(\tau) = 9 \cdot 10^{-17}(\tau/\text{s})^{-1}$ erzielt. Die Stabilität der in dieser Dissertation implementierten hochstabilen optischen Referenz wurde mittels eines Frequenzkammes auf einen Transferlaser bei 1064 nm übertragen und über die stabilisierte Faserstrecke zum AEI übertragen. Dabei wurden die hochstabilen Laser des AEI gegen die in dieser Dissertation realisierten Lasersysteme über die etablierte Faserverbindung verglichen.

In dieser Arbeit wurde darüberhinaus ein Vergleich zwischen zwei hochstabilen optischen Frequenzen über eine 73 km lange Faserverbindung im Telekommunikationsnetzwerk durchgeführt, die das IQ mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig verbindet. Die im Rahmen dieser Arbeit implementierte hochstabile Frequenz wurde über die stabilisierte Faserverbindung gegen eine optische Referenz der PTB verglichen. Zwischen den beiden 73 km voneinander entfernten Systemen wurde dabei ein Schwebungssignal von 1 Hz Liniensbreite beobachtet. Die in dieser Arbeit erzielte relative Instabilität der beiden gegeneinander verglichenen hochstabilen Frequenzen betrug $3 \cdot 10^{-15}$ in 100 ms [35]. Dies ist die bisher höchste publizierte Stabilität, die für einen Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen über vergleichbare Distanzen auf so kurzen Zeitskalen erzielt wurde und zeigt das Potential optischer Faserverbindungen für den Vergleich optischer Uhren auf.

Die vorliegende Dissertation gliedert sich wie folgt:

- In Kapitel 2 sollen zunächst die für die Diskussion der Resultate wesentlichen Grundlagen behandelt werden. Dabei wird zudem eine kurze Einführung in

das Grundprinzip optischer Uhren gegeben, die die wesentliche Anwendung für die Ergebnisse dieser Arbeit darstellen. Hieran schließt sich eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften optischer Resonatoren an.

- Kapitel 3 befasst sich mit den in dieser Arbeit implementierten hochstabilen optischen Referenzresonatoren. Dabei wird zunächst der experimentelle Aufbau der Resonator-Systeme beschrieben. Hieran schließt sich eine detaillierte Untersuchung der Effekte an, die die Stabilität der Resonatoren beeinflussen. Abschließend erfolgt eine ausführliche Charakterisierung der mit den Resonatoren erzielten Frequenzstabilität.
- Die Bereitstellung der hochstabilen optischen Frequenz am Magnesium-Frequenzstandard wird in Kapitel 4 beschrieben. Nach einer kurzen Einführung soll dabei der phasenstabile Transport des hochstabilen Lichtes zum Experiment sowie die erforderliche Frequenzverdopplung auf 457 nm dargestellt werden. Schwerpunkt dieses Abschnittes ist dabei die Untersuchung des Einflusses des Frequenzverdopplungs-Prozesses auf die Stabilität der hochstabilen Frequenz. Abschließend wird für die Referenzresonatoren dieser Arbeit der Einfluss des Dick-Effektes auf die atomare Abfrage untersucht.
- Kapitel 5 befasst sich mit der im Rahmen dieser Arbeit implementierten Faserverbindung zwischen dem IQ und dem AEI. Dabei soll zunächst auf den Transfer der Stabilität der hochstabilen Referenz auf die Wellenlänge von 1064 nm eingegangen werden. Danach erfolgt eine ausführliche Darstellung und Charakterisierung der stabilisierten Faserstrecke IQ-AEI. Den Abschluss des Kapitels bildet der über die Faserstrecke durchgeführte Vergleich zwischen den hochstabilen Lasern des IQ und des AEI.
- In Kapitel 6 wird der durchgeführte Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen zwischen dem IQ und der PTB über eine 73 km lange Faserverbindung im Telekommunikationsnetzwerk behandelt.
- In Kapitel 7 sollen die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst werden. Desweiteren soll ein kurzer Abriss der nächsten experimentellen Schritte sowie ein Ausblick auf die geplanten Ziele und Strategien gegeben werden.

GRUNDLAGEN OPTISCHER UHREN

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit stellt die Implementierung eines hochstabilen optischen Lokaloszillators für eine auf Magnesium basierende zukünftige Gitteruhr dar. Deshalb sollen in diesem Kapitel einige Grundlagen behandelt werden, die für das Verständnis und den Kontext dieser Arbeit wesentlich sind. Zunächst wird dabei das Prinzip einer optischen Uhr erläutert und darauf aufbauend speziell auf einige Details der für diese Arbeit relevanten gitterbasierten Neutralatomuhren eingegangen werden. Nachfolgend sollen die für die Charakterisierung von Frequenzen wichtigen Größen der spektralen Rauschleistungsdichte sowie der Allan-Standardabweichung eingeführt werden. Der sich daran anschließende Abschnitt ist dem optischen Lokaloszillator gewidmet. Der Fokus liegt dabei auf der Laserstabilisierung auf optische Resonatoren, deren grundlegende Eigenschaften zusammenfassend vorgestellt werden sollen.

2.1 Prinzip einer optischen Atomuhr

Der Aufbau einer optischen Uhr ist schematisch in Abb. 2.1 skizziert. Das elementare Funktionsprinzip ist dabei die Abfrage eines schmalbandigen atomaren Überganges mittels eines Lokaloszillators. Die detektierte Abweichung der Frequenz ν_L des Lokaloszillators von der atomaren Übergangsfrequenz ν_A wird daraufhin verwendet, den Lokaloszillator auf die atomare Übergangsfrequenz nachzuführen, so dass dieser stets resonant ist, $\nu_L = \nu_A$. Die durch die Eigenschaften des atomaren Übergangs bestimmte Frequenz des Lokaloszillators kann dann beispielsweise zur Generierung eines Zeitsignals verwendet werden. Bis zu diesem Punkt sind dabei Mikrowellenuhren und optische Uhren identisch und unterscheiden sich nur durch den Frequenzbereich des adressierten atomaren Übergangs. Während für Mikrowellenuhren die Übergangsfrequenzen im Bereich von bis zu einigen Gigahertz liegen und damit noch direkt elektronisch gemessen und verarbeitet werden können, ist

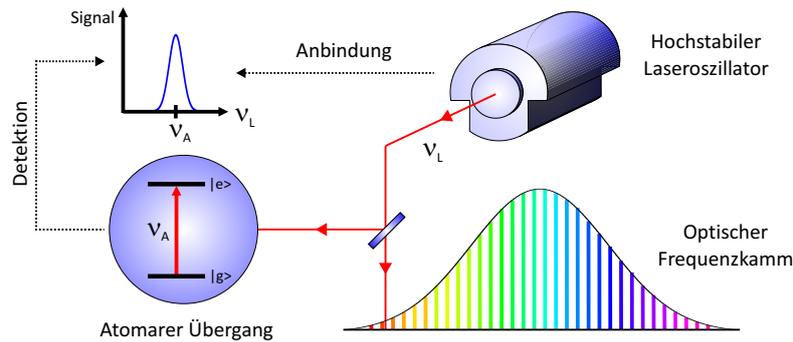


Abbildung 2.1: Schematisches Prinzip einer optischen Uhr. Für weitere Details siehe Text.

dies hingegen für optische Uhren mit atomaren Übergangsfrequenzen im Bereich von einigen 100 THz nicht möglich. Zur Messung und Verarbeitung der hochstabilen Frequenz einer optischen Atomuhr wird deshalb ein optischer Frequenzkamm benötigt. Als potentielle Kandidaten für eine Atomuhr kommen nur wenige atomare Spezies in Frage. Essentiell ist hierbei ein atomarer Übergang hoher Güte, der zudem eine hohe Insensitivität auf durch äußere Einflüsse verursachte Verschiebungen der Übergangsfrequenz bereitstellen muss. Auf dem Gebiet der optischen Uhren werden dabei zwei komplementäre Ansätze verfolgt: Zum einen sind dies einzelne gespeicherten Ionen, zum anderen Ensembles ultrakalter Neutralatome. Der Vorteil von Neutralatomuhren liegt in ihrer potentiell deutlich höheren erzielbaren Stabilität: Durch die synchrone Abfrage von Ensembles von typischerweise 10^3 - 10^4 Atomen wird ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis und eine damit einhergehende hohe Stabilität der abgeleiteten Frequenz erzielt. Ionenuhren bieten hingegen den Vorteil, dass diese eine potentiell höhere Genauigkeit bereitstellen können, da die einzelnen Ionen in einer Umgebung gespeichert werden, die eine hohe Kontrolle über die die Übergangsfrequenz verschiebenden Effekte zulässt. Für optische Neutralatomuhren sind die Erdalkali-Elemente bzw. erdalkaliähnliche Elemente wie Sr, Yb, Mg oder Hg von Bedeutung und aktueller Forschungsgegenstand. Als vielversprechende Kandidaten für eine auf Ionen basierende optische Uhr sind Hg^+ , Al^+ , Yb^+ sowie Sr^+ zu nennen. Im Nachfolgenden soll jedoch nur noch der für diese Arbeit relevante Fall der Neutralatomuhren betrachtet werden.

2.2 Abfrage des atomaren Übergangs

In diesem Abschnitt sollen einige wesentliche Aspekte der Abfrage der schmalbandigen Übergänge in optischen Neutralatomuhren vorgestellt werden.

Speicherung in einem optischen Gitter

Zur hochgenauen Abfrage des schmalbandigen Übergangs an einem Ensemble von Neutralatomen ist die Reduzierung der infolge der Eigenbewegung der Atome verursachte Ungenauigkeit durch den Doppler-Effekt essentiell. Hierzu werden zunächst mit den Methoden der Laserkühlung [36] atomare Ensembles mit Temperaturen von wenigen hundert Mikrokkelvin bis wenigen Millikelvin präpariert und diese anschließend in ein optisches Gitter geladen. Ein solches optisches Gitter stellt eine stehende Lichtwelle dar, das sich etwa im einfachsten Fall eines eindimensionalen Gitters durch Retroreflexion eines einfallenden elektromagnetischen Feldes erzeugen lässt

$$I_L(r, z, t) = \frac{I_0}{w^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \cos^2(k_L z) \cos^2(\omega_L t),$$

mit der Frequenz $\omega_L = ck_L$, der Lichtgeschwindigkeit c und der radialen Ausdehnung $w(z)$ des Gaußschen Strahlprofils des Lichtfeldes [37]. z bezeichnet dabei die Ausbreitungsrichtung, r die Radialkoordinate und t die Zeit. Infolge der zustandsabhängigen dynamischen Polarisierbarkeit $\alpha_n(\omega, p)$ der Atome, die zusätzlich von der Polarisation p des Lichtes abhängt, wird der Energieeigenwert E_n des atomaren Zustandes $|n\rangle$ unter Einwirkung des optischen Lichtfeldes gemäß

$$\Delta E_n = -\frac{\alpha_n(\omega, p)}{2\varepsilon_0 c} I(\vec{r})$$

verschoben. ε_0 bezeichnet hierbei die Dielektrizitätskonstante. Durch die ortsabhängige Intensitätsverteilung $I(\vec{r})$ des Lichtes ergibt sich somit ein räumlich variierendes Potential für die Atome, das für einen beliebigen Zustand $|n\rangle$ bei entsprechender Wahl von Lichtfrequenz ω_L und -polarisation p attraktiv ist, und somit bei einer hinreichenden Potentialtiefe zum räumlichen Einschluss der Atome verwendet werden kann. Für die in einem eindimensionalen optischen Gitter gespeicherten Atome ist der radiale Einschluss durch das Strahlprofil des verwendeten Lichtfeldes mit Strahlradius $w(z)$ vorgegeben, der typischerweise im Bereich weniger zehn Mikrometer liegt. In axialer Richtung hingegen sind die Atome in einem periodischen Potential im Abstand der halben Lichtwellenlänge $\frac{\lambda_L}{2}$ angeordnet.

Lamb-Dicke Regime

Wird das zur Abfrage des schmalbandigen atomaren Übergangs $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ verwendete Lichtfeld exakt in der axialen Richtung z des optischen Gitters eingestrahlt, so kann durch den starken räumlichen Einschluss in dieser Dimension die durch den Doppler-Effekt verursachte Frequenzverschiebung in erster Ordnung vollständig unterdrückt werden [38]. Dies lässt sich auf folgende Weise anschaulich nachvollziehen: Das zum Einschluss der Atome verwendete Potential kann in der Umgebung des Potential-Minimums als harmonisch angenähert werden. Damit ergeben sich

für den Bewegungsfreiheitsgrad in z -Richtung des eingeschlossenen Atoms die bekannten Eigenzustände des harmonischen Oszillators mit den korrespondierenden Eigenenergien $\epsilon_m = (m + \frac{1}{2})\hbar\omega_z$, $m \in \mathbb{N}$. ω_z bezeichnet hierbei die Fallenfrequenz, die von der Wellenlänge und Potentialtiefe des optischen Gitters abhängt. Der Zustand des Atoms lässt sich damit als ein Produktzustand aus dem internen und externen Freiheitsgrad des Atoms beschreiben. Bei der Anregung des atomaren Übergangs wird dabei im Allgemeinen nicht nur der interne Zustand sondern ebenfalls der Bewegungszustand verändert, $|g\rangle \otimes |m\rangle \rightarrow |e\rangle \otimes |n\rangle$. Dies führt zu einer entsprechenden Verschiebung der zur Anregung notwendigen Übergangsfrequenz. Die Kopplungsstärke an den Bewegungsfreiheitsgrad bei der Anregung durch ein externes Lichtfeld wird dabei durch den sogenannten *Lamb-Dicke Parameter* η beschrieben [39]

$$\eta = \frac{kx_0}{\sqrt{2}}.$$

k bezeichnet dabei die Wellenzahl des zur Anregung verwendeten Lichtes und $x_0 := \langle 0 | \hat{X}^2 | 0 \rangle$ (mit dem Ortsoperator \hat{X}) die Ausdehnung der atomaren Grundzustandswellenfunktion $|0\rangle$ im harmonischen Einschlusspotential. Für $\eta \ll 1$ ist die Kopplung an den Bewegungszustand des Atoms stark unterdrückt, so dass nahezu ausschließlich Übergänge von der Form $|g\rangle \otimes |n\rangle \rightarrow |e\rangle \otimes |n\rangle$ auftreten und somit nur die ungestörte atomare Übergangsfrequenz ν_A beobachtet wird. Der Fall $\eta \ll 1$ wird auch als Lamb-Dicke Regime bezeichnet und lässt sich durch einen hinreichend starken atomaren Einschluss in axialer Richtung des Gitters erreichen. Eine im Lamb-Dicke Regime betriebene optische Uhr gewährleistet somit eine Unterdrückung der durch den Doppler-Effekt erster Ordnung verursachten Frequenzverschiebung.

Magische Wellenlänge

Die dynamische Polarisierbarkeit $\alpha_n(\omega, p)$ ist im allgemeinen zustandsabhängig, so dass sich unterschiedliche Polarisierbarkeiten für den Grundzustand $|g\rangle$ und den angeregten Zustand $|e\rangle$ ergeben, $\alpha_e(\omega, p) \neq \alpha_g(\omega, p)$. Dies führt zu einer intensitätsabhängigen Verschiebung $\Delta\nu_A = \frac{\alpha_e(\omega, p) - \alpha_g(\omega, p)}{\hbar} I(\vec{r})$ der Übergangsfrequenz der im optischen Gitter gespeicherten Atome, die die Genauigkeit einer optischen Uhr limitiert. Zu diesem Zweck wird das optische Gitter bei einer Wellenlänge ω_m betrieben, bei der die dynamischen Polarisierbarkeiten von Grund- und angeregtem Zustand des betrachteten schmalbandigen Überganges identisch sind, $\alpha_e(\omega_m, p) = \alpha_g(\omega_m, p)$, wodurch die durch das optische Gitter induzierte Frequenzverschiebung verschwindet. Diese Wellenlänge wird auch als *magische Wellenlänge* bezeichnet.

Quantenprojektionsrauschen

Wird der schmalbandige atomare Übergang mittels des Abfragelasers angeregt (dies kann etwa durch eine Ramsey-Sequenz [40] oder einen Rabi-Puls erfolgen), so ergibt sich am Ende der atomaren Abfragesequenz im Allgemeinen ein Superpositionszustand aus Grund- und angeregtem Zustand $|\psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle$. Die Wahrscheinlichkeit, das Atom im angeregten Zustand zu detektieren ist damit $p_e := |c_e|^2$. Für ein Ensemble aus N unabhängigen Atomen ergibt sich damit eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, eine entsprechende Anzahl von Atomen im angeregten Zustand zu detektieren. Der Erwartungswert für die Anzahl der im angeregten Zustand detektierten Atome fluktuiert dabei mit der Standardabweichung [41]

$$\sigma_{\text{QPN}} = \frac{\sqrt{N p_e (1 - p_e)}}{N}.$$

Dieser durch die Quantennatur verursachte statistische Prozess wird auch als *Quantenprojektionsrauschen* (QPN) bezeichnet und stellt ein fundamentales Limit für die Stabilität einer Atomuhr da. An dieser Stelle wird der Vorteil von Neutralatom-Ensembles gegenüber Ionen deutlich. In einer Neutralatomuhr wird eine deutlich höhere Anzahl N an Atomen abgefragt als im Fall einer Ionenuhr. Damit stellen Neutralatomuhren eine potentiell höhere Stabilität bereit.

Dick-Effekt

Die Abfrage des atomaren Überganges in Atomuhren erfolgt nicht kontinuierlich, sondern periodisch zu diskreten Zeitpunkten. Zwischen diesen Abfrageintervallen existiert zudem eine Totzeit, in der der atomare Übergang nicht adressiert werden kann. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass im Experiment eine endliche Zeit zur Präparation und Detektion der atomaren Ensembles benötigt wird. Die Frequenz des Abfrageoszillators wird dadurch nur zu diskreten Zeitpunkten gegen das atomare System gemessen und korrigiert. Hieraus resultiert das als Aliasing bezeichnete Phänomen, bei dem hochfrequentes Rauschen des Abfrageoszillators als niederfrequentes Rauschen interpretiert und entsprechend korrigiert wird. Die erzielbare Stabilität des an den atomaren Übergang angebundenen Abfrageoszillators wird dabei durch das Frequenzrauschen des freilaufenden Oszillators degradiert. Dieses Phänomen wurde erstmals von John Dick [25] erkannt und wird als *Dick-Effekt* bezeichnet. Dieser wird ausführlich in Abschnitt 4.3 behandelt. Der Dick-Effekt limitiert die Stabilität der gegenwärtig präzisesten optischen Uhren. Aus diesem Grund ist die Bereitstellung eines Abfragelasers mit sehr hoher Frequenzstabilität essentiell, um die durch das Quantenprojektionsrauschen gegebene potentiell erzielbare Stabilität von optischen Uhren zu erreichen.

2.3 Charakterisierung von Frequenzen

In diesem Abschnitt sollen zusammenfassend zwei wichtige physikalische Größen vorgestellt werden, die insbesondere zur Charakterisierung von Frequenzen von großer Bedeutung sind und die die wesentlichen Werkzeuge für die Analyse der Daten dieser Arbeit darstellen. Dabei sollen die Begriffe der spektralen Rauschleistungsdichte sowie der Allan-Varianz kurz eingeführt und ihre wichtigsten Eigenschaften zusammenfassend vorgestellt werden.

Spektrale Rauschleistungsdichte

Zur spektralen Charakterisierung einer beliebigen zeitabhängigen physikalischen Größe $x(t)$ wird für diese häufig das Maß der spektralen Rauschleistungsdichte $S_x(f)$ verwendet, die über [37]

$$S_x(f) := \frac{2|\tilde{x}(f)|^2}{T} \quad (2.1)$$

definiert ist. Dabei bezeichnet f die Frequenz und T die endliche Messdauer, in der der Verlauf von $x(t)$ aufgezeichnet wurde und

$$\tilde{x}(f) := \int_{-T/2}^{T/2} dt x(t) e^{i2\pi ft}$$

die Fourier-Transformierte von $x(t)$ im Messintervall T . Die spektrale Leistungsdichte gibt die Rauschleistung des Signals x an, die bei einer bestimmten Frequenz f vorliegt.

Wichtige physikalische Größen in dieser Arbeit sind die Frequenz $\nu(t)$ sowie die Phase $\varphi(t)$, die über die zeitliche Ableitung $\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \varphi(t)$ miteinander verknüpft sind. Für die spektralen Rauschleistungsdichten dieser beiden Größen gilt dabei der Zusammenhang [42]

$$S_\nu(f) = f^2 S_\varphi(f).$$

Allan-Varianz

Betrachtet man einen beliebigen Oszillator, so besitzt dieser eine zeitabhängige Frequenz $\nu(t)$, die im Allgemeinen statistisch mit der Zeit t schwankt. Zur Charakterisierung dieser Frequenzschwankungen könnten deshalb zunächst prinzipiell die aus der Stochastik bekannten Größen des Mittelwertes sowie der Standardabweichung herangezogen werden. Es zeigt sich jedoch, dass dem zeitlichen Verlauf von $\nu(t)$ im Allgemeinen kein definierter Erwartungswert zugeordnet werden kann. Diese Eigenschaft hat ihre Ursache darin, dass verschiedene physikalische Rauschprozesse die Frequenz des Oszillators verändern, ohne dass dieser wieder zu seiner ursprünglichen Frequenz zurückkehrt. Dies könnte im einfachsten Fall etwa eine

Drift von $\nu(t)$ sein. Aus diesem Grund stellen die typischerweise in der Stochastik verwendeten Kenngrößen von Mittelwert und Standardabweichung in diesem Zusammenhang keine sinnvollen physikalischen Maße dar.

Zur Charakterisierung eines physikalisch beliebigen Frequenzverlaufs $\nu(t)$ hat deshalb David W. Allan im Jahre 1966 das Maß der nach ihm benannten Allan-Varianz eingeführt [43]. Diese misst die Schwankungen von $\nu(t)$ nicht gegen einen Mittelwert $\bar{\nu}$, sondern betrachtet die Fluktuationen zwischen aufeinanderfolgenden Frequenzwerten. Hierzu wird die Frequenz $\nu(t)$ zu diskreten Zeitpunkten in äquidistanten Abständen τ gemessen, $t_k = k\tau$, $k \in \mathbb{N}_{\geq 0}$. Der zum Zeitpunkt t_k gemessene Frequenzwert ν_k stellt dabei den zeitlichen Mittelwert von $\nu(t)$ über das Intervall der Länge τ dar

$$\nu_k := \nu(t_k) = \int_{t_k}^{t_k+\tau} dt \nu(t).$$

Aus diesem Satz aufeinanderfolgender Messwerte ν_k wird schließlich die Allan-Varianz $\sigma_\nu^2(\tau)$ berechnet:

$$\sigma_\nu^2(\tau) := \frac{1}{2} \langle (\nu_{k+1} - \nu_k)^2 \rangle. \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnet $\langle \dots \rangle$ den Mittelwert über alle Messpunkte. Die Allan-Varianz misst somit die mittlere quadratische Abweichung aufeinanderfolgender Messwerte. Der Wert der Allan-Varianz hängt dabei vom Messintervall τ ab. Um die Frequenzfluktuationen eines Oszillators zu charakterisieren, wird deshalb der Verlauf der Allan-Varianz als Funktion der Mittelungszeit τ bestimmt. Dies wird experimentell überwiegend in der Weise durchgeführt, dass die Frequenzwerte $\nu_k(\tau_0)$ im Abstand einer minimalen Messdauer τ_0 aufgezeichnet werden und hieraus die Frequenzmittelwerte $\nu_k(\tau_n)$ für Zeiten $\tau_n := n\tau_0$, $n \in \mathbb{N}_{>0}$ berechnet werden, so dass nicht für jeden Wert von τ eine erneute Messung erforderlich ist. Die Frequenzmittelwerte $\nu_k(\tau_n)$ für die Messdauer τ_n bestimmen sich dabei, indem aus jeweils n aufeinanderfolgenden Messwerten der arithmetische Mittelwert gebildet wird, so dass eine Folge von Messwerten mit der Mittelungszeit τ_n vorliegt. Aus dieser wird dann gemäß Gl. (2.2) die korrespondierende Allan-Varianz für das jeweilige τ_n berechnet.

Häufig wird als Maß nicht die Allan-Varianz sondern die Wurzel aus selbiger, die sogenannte Allan-Standardabweichung $\sigma_\nu(\tau)$ angegeben. Diese wird darüber hinaus oft auf die Frequenz ν_0 des Oszillators normiert und als *relative Allan-Standardabweichung* bezeichnet,

$$\sigma_y(\tau) := \frac{1}{\nu_0} \sigma_\nu(\tau).$$

Diese ist ein wichtiges Maß für die Frequenzstabilität eines Oszillators. Der Verlauf von $\sigma_y(\tau)$ in Abhängigkeit von τ wird dabei typischerweise graphisch dargestellt.

Dabei ergeben sich charakteristische Verläufe von $\sigma_y(\tau)$, aus denen auf den dominierenden Rauschprozess auf der betrachteten Zeitskala τ geschlossen werden kann. Für die typischerweise in Oszillatoren vorliegenden Rauschprozesse ergeben sich dabei Verläufe der Form $\sigma_y(\tau) \propto \tau^\alpha$, mit $\alpha = -1, -1/2, 0, 1/2$. Diese Verläufe lassen sich dabei mit der im vorigen Abschnitt diskutierten spektralen Rauschleistungsdichte $S_\nu(f)$ in Beziehung zueinander setzen. Für weitere Details siehe [42].

Ein weiteres in dieser Arbeit verwendetes Maß für die Charakterisierung der Frequenzstabilität ist die sogenannte modifizierte Allan-Varianz [44]. Diese hier vorzustellen, würde jedoch den Rahmen dieser Einführung sprengen.

2.4 Optische Resonatoren

Zur Anregung des schmalbandigen atomaren Übergangs in optischen Uhren muss eine hochstabile optische Frequenz bereitgestellt werden. Solche hochstabilen Frequenzen werden typischerweise durch die Stabilisierung von Lasern auf optische Resonatoren hoher Güte erzielt. Die Forderung nach einer hohen Stabilität $\Delta\nu$ der optischen Frequenz ν überträgt sich damit auf eine entsprechende Stabilität ΔL der optischen Resonatorlänge L gemäß $\left|\frac{\Delta\nu}{\nu}\right| = \left|\frac{\Delta L}{L}\right|$. In diesem Abschnitt sollen kurz einige Grundlagen und Eigenschaften optischer Resonatoren zusammengefasst werden. Die Betrachtung soll dabei ausschließlich auf die in dieser Dissertation verwendeten linearen Resonatoren beschränkt werden. Für eine allgemeinere und detaillierte Abhandlung wird auf die Fachliteratur verwiesen [45, 37].

Zulässige Resonatorkonfigurationen

Allgemein lässt sich ein linearer Resonator durch zwei im Abstand L angeordnete Spiegel mit den jeweilig zugehörigen Krümmungsradien r_1 und r_2 beschreiben (bzw. mit den Spiegelbrennweiten $f_i = r_i/2$, $i = 1, 2$). Nicht jede beliebige Kombination aus (L, r_1, r_2) führt dabei jedoch zu einer zulässigen Resonatorkonfiguration. Bereits in der stark vereinfachenden Anschauung der geometrischen Optik existieren nur bestimmte Konfigurationen, bei denen der Lichtstrahl nicht bereits nach einer endlichen Anzahl von Reflexionen an den beiden Spiegeln das Resonatorvolumen verlässt. Analog ergibt sich auch im wellenoptischen Bild für diese Geometrien keine geschlossene elektromagnetische Feldverteilung des im Resonator zirkulierenden Feldes.

Quantitativ lässt sich dieser Sachverhalt sowohl in der geometrischen Optik als auch in der Optik Gauß'scher Strahlen durch den $ABCD$ -Matrixformalismus beschreiben. Hierbei werden die Vielfachreflexionen innerhalb des Resonators als Propagation durch eine periodische Linsenordnung beschrieben [37], die mathematisch einer Potenzierung der zugehörigen $ABCD$ -Matrix für einen einfachen

Resonatordurchlauf entspricht. Die Forderung nach einer geschlossenen Feldverteilung (und damit einer stabilen Resonatorgeometrie) übersetzt sich in eine Konvergenzbedingung für die jeweiligen Matrixkoeffizienten. Dies führt zu der folgenden Bedingung für lineare optische Resonatoren [37]:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1, \quad (2.3)$$

Wobei die Parameter $g_i := 1 - \frac{L}{r_i}$, $i = 1, 2$ eingeführt wurden.

Transversale und longitudinale Modenstruktur

Innerhalb eines optischen Resonators können sich nur bestimmte elektromagnetische Feldgeometrien ausbilden, die sogenannten Resonatormoden. Das elektrische Feld dieser Hermite-Gauß-Moden lässt sich in kartesischen Koordinaten (x, y, z) , mit der optischen Achse des Resonators in z -Richtung, durch [45, 37]

$$E_{mn}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{ik\frac{x^2+y^2}{2R(z)}} e^{-ikz} e^{i(m+n+1)\eta(z)},$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2}, \quad R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right), \quad \eta(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_0} \right). \quad (2.4)$$

beschreiben. Hierbei bezeichnet E_0 die Amplitude des elektrischen Feldes, $w(z)$ die radiale Ausdehnung des Feldes mit dem Strahlradius w_0 , $R(z)$ den Krümmungsradius der Wellenfronten und $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ die Rayleighlänge. $\eta(z)$ stellt die sogenannte Gouy-Phase dar und ist von Bedeutung für die Resonanzfrequenzen verschiedener Moden des Resonators. Die Feldverteilungen in Gl. (2.4) werden auch als transversal-elektromagnetische Moden (TEM) bezeichnet, da sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld orthogonal zur Propagationsrichtung z sind. Die Parameter (m, n) mit $m, n \in \mathbb{N}_{\geq 0}$ geben dabei die Ordnung der jeweiligen Mode an. Die Struktur der Mode in radialer Richtung wird durch die Hermite-Polynome $H_a(x) := (-1)^a e^{x^2} \partial_x^a e^{-x^2}$ beschrieben. Anschaulich beschreiben dabei m bzw. n die Anzahl der Knoten des elektromagnetischen Feldes in x - bzw. y -Richtung. An dieser Stelle soll ergänzend angemerkt werden, dass im Falle eines sphärisch symmetrischen Resonators sich eine ähnliche Feldverteilung wie in Gl. (2.4) ergibt. Die transversale Modenstruktur wird hier jedoch nicht durch die Hermite-Polynome, sondern durch die Laguerre-Polynome beschrieben [45]. Im Experiment liegen jedoch immer geringfügige Abweichungen von der perfekten Zylindersymmetrie vor, so dass nahezu ausnahmslos, wie auch in dieser Arbeit, die Hermite-Gauß-Moden beobachtet werden.

Gleichung (2.4) beschreibt bisher nur allgemein die Form der möglichen Resonatormoden, lässt jedoch den Strahlradius w_0 als freien Parameter offen. Dieser wird erst durch die Länge L und die beiden Krümmungsradien der Spiegel, r_1

und r_2 , bestimmt. Anschaulich betrachtet, muss dabei der Krümmungsradius der im Resonator anschwingenden Moden am Ort der Spiegeloberflächen dem Krümmungsradius des jeweiligen Spiegels entsprechen. Hieraus lässt sich ableiten, dass der Parameter w_0 bzw. z_0 des sich im Resonator ausbildenden Feldes durch die Resonatorconfiguration (L, r_1, r_2) eindeutig bestimmt ist durch

$$z_0^2 = \frac{-L(r_1 + L)(r_2 - L)(r_2 - r_1 - L)}{(r_2 - r_1 - 2L)^2}, \quad w_0^2 = \frac{\lambda z_0}{\pi}. \quad (2.5)$$

Für eine effiziente Einkopplung eines Lichtfeldes in den Resonator müssen daher die Strahlparameter des Lichtfeldes identisch mit denen der Resonatormoden sein. Die Kopplungseffizienz ist dabei bestimmt durch den Überlapp des eingekoppelten Feldes mit der jeweiligen Resonatormode.

Resonanzkriterien

Im vorangegangenen Abschnitt wurde nur die Feldverteilung der sich im Resonator ausbildenden Moden behandelt, der Parameter der Wellenzahl k und damit der Frequenz $\nu = \frac{c}{2\pi}k$ wurde dabei bisher offen gelassen. Die damit einhergehenden spektralen Eigenschaften des Resonators sollen in diesem Abschnitt behandelt werden. Hierzu sollen zwei Spiegel mit den Reflektivitäten R_1 und R_2 im Abstand L betrachtet werden.

Zunächst soll das im Resonator zirkulierende Feld E_{cav} analysiert werden. Ein einfallendes elektrisches Feld E_{in} wird dabei am ersten Spiegel zunächst mit $\sqrt{T_1} := \sqrt{1 - R_1}$ transmittiert und tritt in das Resonatorvolumen ein. Das Feld propagiert anschließend durch den Resonator und wird dabei sukzessive an den jeweiligen Spiegelschichten reflektiert. Pro Umlauf l erfährt das Feld dabei eine Amplituden- und Phasenänderung, die sich durch $E_{l+1} = pE_l$ mit dem komplexen Faktor $p := \sqrt{R_2 R_1} e^{ik2L + i\phi}$ beschreiben lässt. In ϕ wurden dabei mögliche auftretende Phasensprünge an den Spiegeloberflächen sowie Phasenverschiebungen, die sich durch die Propagation unterschiedlicher Transversalmoden ergeben, zusammengefasst. Das im Resonator zirkulierende Feld lässt sich damit durch eine Vielstrahlinterferenz beschreiben,

$$E_{\text{cav}} = \sum_{l=0}^{\infty} p^l \sqrt{T_1} E_{\text{in}},$$

bzw. nach Ausführen der geometrischen Reihe, $E_{\text{cav}} = \frac{\sqrt{T_1} E_{\text{in}}}{1-p}$. Hieraus lässt sich das vom Resonator transmittierte Feld E_{trans} ableiten, das durch das vom zweiten Spiegel transmittierte resonatorinterne Feld gegeben, $E_{\text{trans}} = \sqrt{T_2} e^{ikL} E_{\text{cav}}$. Analog ergibt sich das vom Resonator reflektierte Feld als Überlagerung aus dem unmittelbar am ersten Spiegel reflektierten Feld sowie des am ersten Spiegel transmittierten resonatorinternen Feldes: $E_{\text{ref}} = \sqrt{R_1} E_{\text{in}} - \sqrt{R_2} \sqrt{T_1} e^{ik2L + i\phi} E_{\text{cav}}$. Zusammengefasst

ergeben sich somit für das resonatorinterne, das transmittierte und das reflektierte Feld [37]:

$$\begin{aligned} E_{\text{cav}} &= \frac{\sqrt{T_1}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{i\delta}} E_{\text{in}} \\ E_{\text{trans}} &= \frac{\sqrt{T_1 T_2} e^{i\frac{\delta}{2}}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{i\delta}} E_{\text{in}} \\ E_{\text{ref}} &= \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} e^{i\delta}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{i\delta}} E_{\text{in}}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dabei wurde in $\delta := k2L + \phi$ die Summe aller Phasenverschiebungen zusammengefasst. Man beachte, dass die Faktoren in Gl. (2.6) im Allgemeinen komplex sind, also sowohl die Amplitude als auch die Phase eines einfallenden elektrischen Feldes manipulieren. Die Phase des reflektierten Feldes E_{ref} spielt dabei eine besondere Rolle für das in dieser Arbeit angewandte Pound-Drever-Hall-Verfahren, das im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt wird.

Betrachtet man die Intensität $I_{\text{trans}} \propto |E_{\text{trans}}|^2$ des transmittierten Feldes, so ergibt sich mit $I_{\text{in}} \propto |E_{\text{in}}|^2$

$$I_{\text{trans}} = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} I_{\text{in}}, \quad (2.7)$$

wobei F den sogenannten Finesse-Koeffizienten darstellt,

$$F = \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (2.8)$$

Analoge Ausdrücke ergeben sich ebenso für die reflektierte und resonatorinterne Intensität. Die transmittierte Intensität ist gemäß Gl. (2.7) eine Funktion der Phasenverschiebung $\delta = 2kL + \phi$ und hängt damit von der Frequenz des Lichtes ν gemäß $k = \frac{2\pi\nu}{c}$ ab. Der Verlauf der transmittierten Intensität in Gl. (2.7) wird dabei als *Airy-Funktion* bezeichnet. Die transmittierte Intensität als Funktion der optischen Frequenz ν des Lichtes zeigt ein äquidistantes Spektrum von Resonanzen im Abstand

$$\Delta_{\text{FSR}} = \frac{c}{2L},$$

der auch als *freier Spektralbereich* (FSR, engl. free spectral range) bezeichnet wird. Der FSR entspricht dabei gerade der inversen Umlaufzeit des Lichtes im Resonator.

Die Breite dieser Resonanzen wird bestimmt durch die Reflektivitäten R_1 und R_2 der Spiegel. Für einen symmetrischen Resonator mit $R_1 = R_2 \approx 1$ gilt für die volle Halbwertsbreite $\Delta_{1/2}$ dieser Resonanzen

$$\Delta_{1/2} = \Delta_{\text{FSR}} \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}.$$

Der Quotient aus freiem Spektralbereich und der Linienbreite der Resonanzen ist eine wichtige Kenngröße von Resonatoren und wird als Finesse \mathcal{F} bezeichnet,

$$\mathcal{F} := \frac{\Delta_{\text{FSR}}}{\Delta_{1/2}}.$$

Für hinreichend große Reflektivitäten lässt sich diese gemäß

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

bestimmen.

In der bisherigen Betrachtung der spektralen Eigenschaften wurde bisher nur die geometrische Propagationsphase e^{ikz} aus Gl. (2.4) berücksichtigt. Gemäß Gl. (2.4) hängt die Phase, die das Lichtfeld bei der Propagation durch den Resonator erfährt, aber auch von der Gouy-Phase $\eta(z)$ ab. Da sich im Resonanzfall das im Resonator zirkulierende Feld selbstkonsistent nach einem Umlauf auf ein Vielfaches von 2π hinsichtlich seiner Phase reproduzieren muss, gilt als Resonanzkriterium unter Berücksichtigung der vollständigen Propagationsphase [37]

$$2k_{qmn}L = 2q\pi + 2(m+n+1) \left[\arctan\left(\frac{z_1}{z_0}\right) - \arctan\left(\frac{z_2}{z_0}\right) \right],$$

mit $q \in \mathbb{N}_{\geq 0}$. Dabei bezeichnen z_1 und z_2 die Position der Spiegel relativ zum minimalen Strahlradius an der Stelle $z = 0$. Für eine Transversalmode TEM_{mn} mit festem m, n ergibt sich wie in der vorangegangenen Betrachtung ein äquidistantes Spektrum im Abstand des freien Spektralbereiches Δ_{FSR} . Die unterschiedlichen Transversalmoden sind dabei jedoch in ihrer Resonanzfrequenz um die Resonator-Gouy-Frequenzverschiebung

$$\Delta_{\text{Gouy}} = \left[\arctan\left(\frac{z_1}{z_0}\right) - \arctan\left(\frac{z_2}{z_0}\right) \right] \frac{\Delta_{\text{FSR}}}{\pi} \quad (2.9)$$

voneinander separiert. Es ergibt sich damit ein Spektrum von Resonanzfrequenzen gemäß

$$\nu_{mnq} = q\Delta_{\text{FSR}} + (m+n+1)\Delta_{\text{Gouy}}, \quad (2.10)$$

q bezeichnet dabei den Index für die sogenannte Longitudinalmode und m, n die Indizes der zugehörigen Transversalmode.

Pound-Drever-Hall Verfahren

Das Pound-Drever-Hall (PDH) Verfahren [46] stellt eine etablierte Methode dar, um Laser auf optische Resonatoren zu stabilisieren. Neben dem PDH-Verfahren existieren auch alternative Methoden, wie etwa das Hänsch-Couillaud-Verfahren u.a. [42]. Das PDH-Verfahren ermöglicht experimentell eine schrotrauschlimitierte Signaldetektion, während andere Verfahren überwiegend durch technische Rauschprozesse limitiert werden. Das PDH-Verfahren ist von zentraler Bedeutung in dieser Arbeit. Deshalb soll dieses hier kurz vorgestellt werden. Eine sehr ausführliche Einführung in die Thematik bietet [47].

Wird ein optischer Resonator mit einem einfallenden Lichtfeld E_{in} mit der Frequenz ω abgefragt, so gilt gemäß Gl. (2.6) für das vom Resonator reflektierte Feld E_{ref}

$$E_{\text{ref}} = \sqrt{R} \frac{1 - e^{i \frac{\Delta\omega}{\Delta\text{FSR}}}}{1 - R e^{i \frac{\Delta\omega}{\Delta\text{FSR}}}} E_{\text{in}} =: C(\omega) E_{\text{in}}. \quad (2.11)$$

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde hier der vereinfachende Fall eines symmetrischen Resonators ($R_1 = R_2 = R$) angenommen. $\Delta\omega$ bezeichnet hierbei die Verstimmung der Frequenz des einfallenden Lichtfeldes gegen eine Resonanzfrequenz des Resonators. Das Reflexionsverhalten wird dabei durch den komplexen und von der Frequenz ω abhängigen Koeffizienten $C(\omega)$ beschrieben. Das reflektierte Lichtfeld erfährt somit eine von der Verstimmung abhängige Phasenverschiebung gegenüber dem einfallenden Lichtfeld. Das PDH-Verfahren nutzt diese im Reflexionssignal enthaltene Phaseninformation, um daraus ein Fehlersignal für die Abweichung der einfallenden Lichtfrequenz von der Resonanz abzuleiten. Da sich die Phaseninformation im reflektierten Signal nicht unmittelbar messen lässt, wird dem einfallenden Lichtfeld zunächst eine Phasenmodulation mit der Modulationsfrequenz Ω aufgeprägt

$$E_{\text{in}}(t) = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))}, \quad (2.12)$$

wobei β den Modulationsindex bezeichnet. Diese Phasenmodulation erfolgt experimentell typischerweise am Laser selbst oder mit Hilfe eines externen elektrooptischen Modulators. Unter Verwendung der Bessel-Funktionen lässt sich Gl. (2.12) in eine spektral übersichtlichere Darstellung bringen:

$$E_{\text{in}}(t) = E_0 \left(J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t} \right) + O(2\Omega t). \quad (2.13)$$

Hierbei bezeichnet $J_n(\beta)$ die Besselfunktion n -ter Ordnung. Bei einer Phasenmodulation entsteht im Allgemeinen ein Spektrum von unendlich vielen Seitenbändern bei den Frequenzen $\omega \pm n\Omega$. Unter Annahme eines hinreichend geringen

Modulationsindex β wurden diese höheren Terme in Gl. (2.13) vernachlässigt. Es ergibt sich damit für das vom Resonator reflektierte Feld

$$E_{\text{ref}}(t) = E_0(C(\omega)J_0(\beta)e^{i\omega t} + C(\omega + \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega+\Omega)t} - C(\omega - \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega-\Omega)t}) + O(2\Omega t). \quad (2.14)$$

Wird dieses Signal anschließend auf einer Photodiode detektiert, so erhält man für die detektierte Leistung $P(t) \propto |E(t)|^2$

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}}(t) &= P_c|C(\omega)|^2 + P_s|C(\omega + \Omega)|^2 + P_s|C(\omega - \Omega)|^2 \\ &+ 2\sqrt{P_c P_s} \text{Re}[C(\omega)C^*(\omega + \Omega) - C^*(\omega)C(\omega - \Omega)] \cos(\Omega t) \\ &+ 2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}[C(\omega)C^*(\omega + \Omega) - C^*(\omega)C(\omega - \Omega)] \sin(\Omega t) \\ &+ O(2\Omega t). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Hierbei wurde die Bezeichnung $P_c := P_0 J_0^2(\beta)$ und $P_s := P_0 J_1^2(\beta)$ für die Leistung des Trägers bzw. der Seitenbänder verwendet, wobei $P_0 \propto |E_0|^2$ die Gesamtleistung darstellt. Es lässt sich zeigen [47], dass der Realteil in Gl. (2.15) nur dann einen signifikanten Beitrag liefert, wenn die Modulationsfrequenz Ω klein ist im Vergleich zur Linienbreite $\Delta_{1/2}$ des Resonators, $\Omega \ll \Delta_{1/2}$. Umgekehrt liefert der Imaginärteil nur dann einen signifikanten Beitrag, wenn $\Omega \gg \Delta_{1/2}$. Real- und Imaginärteil lassen sich somit auch als Absorptions- und Dispersionssignal interpretieren.

Das mit der Modulationsfrequenz Ω oszillierende Signal wird im Experiment mit einem Mischer mit nachfolgendem Tiefpass extrahiert, in dem das detektierte Signal phasenrichtig mit dem zur Phasenmodulation verwendeten Signal demoduliert wird. In der vorliegenden Arbeit wurde dabei ausschließlich im Regime $\Omega \gg \Delta_{1/2}$ gearbeitet, so dass nur der Imaginärteil in Gl. (2.15) einen Beitrag liefert. Bezeichnet man mit $D(\Delta) := \text{Im}[C(\omega)C^*(\omega + \Omega) - C^*(\omega)C(\omega - \Omega)]$, so lässt sich dieser Ausdruck für $\Delta \ll 2\pi\Delta_{\text{FSR}}$ schreiben als [42]

$$D(\Delta) = \frac{\Omega^2 \Gamma \Delta (\Gamma^2 + \Omega^2 - \Delta^2)}{(\Delta^2 + \Gamma^2)((\Delta + \Omega)^2 + \Gamma^2)((\Delta - \Omega)^2 + \Gamma^2)}. \quad (2.16)$$

Hierbei bezeichnet $\Gamma := 2\pi \frac{\Delta_{1/2}}{2}$ die halbe Resonatorlinienbreite. Dieser Ausdruck lässt sich für den Fall $\Delta \ll \Omega$ weiter vereinfachen zu

$$D(\Delta) = \frac{\Delta}{\Gamma} \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (2.17)$$

Das mit dem PDH-Verfahren abgeleitete Diskriminatorsignal ist also in der Umgebung der Resonanzfrequenz in guter Näherung linear.

HOCHSTABILE LASERSYSTEME

3.1 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt soll zunächst der Aufbau der in dieser Arbeit implementierten hochstabilen Resonatoren beschrieben werden. Danach wird auf die Anbindung der Lasersysteme an diese eingegangen. Hieran schließt sich eine detaillierte Charakterisierung der vielfältigen Größen an, die die Stabilität der optischen Resonatoren beeinflussen.

3.1.1 Resonatorgeometrie

Die in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren basieren auf einem Design, das von Till Rosenband (NIST, Boulder/USA) entwickelt wurde und ist in Abb. 3.1 dargestellt. Das Resonatordesign ist unter Verwendung der Methode der finiten Elemente (FEM) unter dem Gesichtspunkt entwickelt worden, eine geringe Sensitivität der Resonatorlänge auf angreifende Beschleunigungen zu erzielen. Der Resonator besteht aus einem Abstandshalter, an welchen zwei hochreflektierende Spiegel optisch kontaktiert wurden. Der Abstandshalter besitzt eine Durchgangsbohrung, welche die optische Achse definiert. Das Licht propagiert somit in einem Hohlraum zwischen den beiden Spiegeln. Zusätzlich ist orthogonal zur optischen Achse eine weitere Bohrung angebracht, die es erlaubt, den Hohlraum für den erforderlichen Betrieb des Resonators unter Vakuum zu evakuieren. Der Abstandshalter besteht aus ULE (Ultra low expansion glass), einem technischen Glas, das einen Nulldurchgang des thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei Raumtemperatur besitzt. Dies gewährleistet eine geringe Sensitivität auf temperaturinduzierte Längenänderungen des Resonators. Die Spiegel bestehen aus Spiegelsubstraten, auf denen dielektrische Schichtsysteme aufgetragen sind. Auf einer der beiden Oberflächen besitzen die beiden Spiegel jeweils eine hochreflektierende Beschichtung bei 914 nm, auf der

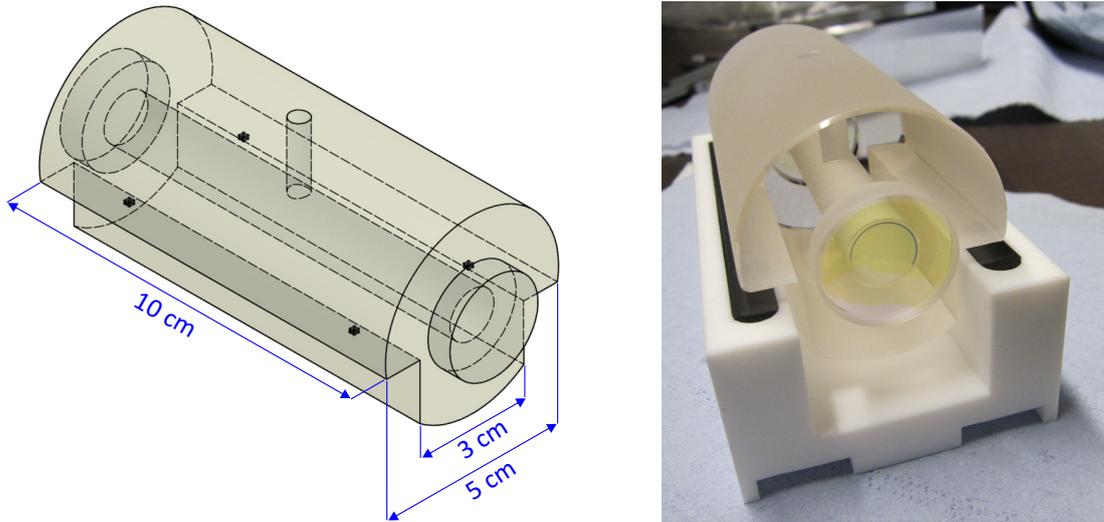


Abbildung 3.1: Design der optischen Referenzresonatoren dieser Arbeit. **Links:** Schematische Zeichnung nebst einigen Abmessungen. **Rechts:** Resonator im Experiment, gelagert auf einer Halterung aus Teflon.

gegenüberliegenden Oberfläche eine Antireflex-Beschichtung bei 914 nm. Die Spiegel besitzen Krümmungsradien von $R_1 \rightarrow \infty$ und $R_2 = 50$ cm. Insgesamt wurden in dieser Arbeit drei Resonatoren mit unterschiedlichen Spiegelsubstraten untersucht: Einer der Resonatoren besitzt Spiegelsubstrate aus ULE, während die anderen beiden Resonatoren über Spiegelsubstrate aus Quarzglas (Fused Silica, FS) verfügen. Quarzglas weist ein geringeres thermisches Rauschen bei Raumtemperatur als ULE auf und ermöglicht damit eine höheres fundamentales Instabilitätslimit; dies wird ausführlich in Abschnitt 3.7 behandelt. Nachfolgend soll der vollständig aus ULE bestehende Resonator als R1 und die beiden Resonatoren mit FS-Spiegeln als R2 und R3 bezeichnet werden.

Die Resonatoren besitzen jeweils eine Länge von $L = 10$ cm und weisen somit einen FSR von $\Delta_{\text{FSR}} = 1.5$ GHz auf. Gemäß Gl. (2.5) ergibt sich für die Moden des Resonators ein Strahlradius von $w_0 = 240$ μm . Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, beträgt die gemessene Linienbreite der Resonanzen $\Delta_{1/2} \approx 2,5$ kHz und damit die Finesse $\mathcal{F} \approx 600.000$. Die Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren sind noch einmal in Tab. 3.1 zusammengefasst.

3.1.2 Vakuumsystem

Um eine hohe Längenstabilität der optischen Resonatoren zu gewährleisten, müssen diese hinreichend von Störeinflüssen aus der Umgebung entkoppelt werden. Dies betrifft vorrangig die durch Brechungsindexschwankungen der Luft im Resonatorvolumen verursachten Fluktuationen der optischen Resonatorlänge. Desweiteren müssen die durch Temperaturschwankungen und akustische Frequenzen induzier-

Wellenlänge λ	914 nm	Strahlradius w_0	240 μm
Krümmungsradius R_1	plan	FSR	1,5 GHz
Krümmungsradius R_2	50 cm	Linienbreite $\Delta_{1/2}$	$\approx 2,5$ kHz
Länge L	10 cm	Finesse \mathcal{F}	$\approx 600,000$

Tabelle 3.1: Zusammenfassung der wichtigsten Kenndaten der optischen Resonatoren dieser Arbeit

ten Fluktuationen der Resonatorlänge hinreichend reduziert werden. Aus diesem Grund werden die optischen Resonatoren in einem Ultrahochvakuum (UHV) betrieben. Die hierfür konstruierte zylindrische Vakuumkammer besteht aus Edelstahl und besitzt eine Länge von 25 cm bei einem Innendurchmesser von 15 cm. Die Kammer wird beidseitig mit CF-150 Flanschen versiegelt. Der optische Zugang wird durch zwei Fenster mit einem Durchmesser von etwa 30 mm gewährleistet, die zentriert auf den Flanschen angebracht sind. Bei den Fenstern handelt es sich um beidseitig für 914 nm antireflex-beschichtete Substrate¹, deren Oberflächen einen Keil von 30 Bogenminuten zueinander bilden, um parasitäre Interferenzeffekte zu vermeiden. Die Flansche wurden mit einer zentralen Durchgangsbohrung versehen und die genannten Substrate hierauf montiert. Die Dichtung des Fensters erfolgt dabei durch eine dünne Indiumschiicht zwischen Flansch und Substrat.

Vertikal von der Kammer zweigt eine CF-40 Verbindung ab, an die sich eine Ionengetterpumpe² sowie ein UHV-Ventil³ anschließen.

Der Resonator selbst wird auf einer Halterung aus Teflon gelagert. Dieser liegt dabei symmetrisch auf vier identischen Punkten aus Viton mit einer quadratischen Fläche von 1,5x1,5 mm und einer Stärke von 0,5 mm auf dem Teflon-Block auf. Dies erzeugt eine definierte Einwirkung äußerer Kräfte auf den Resonator welche entscheidend ist für die im Abschnitt 3.4 untersuchte Beschleunigungssensitivität der Resonatoren.

Diese Halterung wird auf zwei Teflon-Stangen in der Vakuumkammer gelagert, die auf zwei mit der Kammerinnenwand verschweißten Edelstahl-Segmenten aufliegen, siehe Abb. 3.2. Die Halterung für den Resonator liegt auf drei definierten Punkten auf den Stangen auf, so dass sich eine stabile Lagerung ergibt. Diese Konstruktion erlaubt ein praktikables Einsetzen und Entnehmen des Resonators: Dieser wird außerhalb der Kammer präzise auf den gewünschten Auflagepunkten auf der Teflon-Halterung positioniert und die Halterung mit dem darauf befindlichen Resonator im Anschluss daran in die Vakuumkammer eingesetzt. Dies ermöglicht eine flexible Änderung der Auflagepunkte des Resonators (siehe Abschnitt 3.4) und vermeidet eine unpräzise Montage innerhalb der Vakuumkammer. Um eine mög-

¹38x6,35 mm Quarzglassubstrate (SQ2) mit kundenspezifischer Beschichtung, Laseroptik

²Starcell 30 mit MiniVac-Controller, Varian

³ZCR-40R, VG Scienta

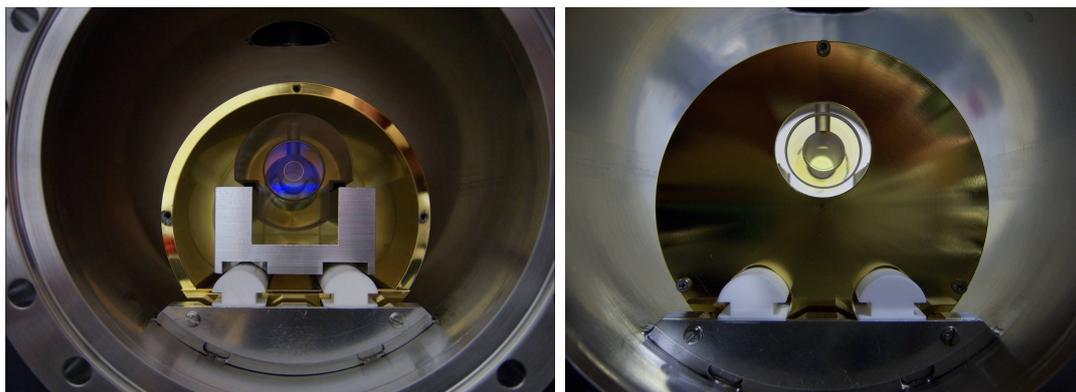


Abbildung 3.2: Experimenteller Aufbau der optischen Resonatoren innerhalb der Vakuumkammer. Bei geöffneter (**links**) und verschlossener (**rechts**) Abdeckung des vergoldeten Wärmeschildes.

lichst geringe thermische Leitfähigkeit von den Kammerwänden zum Resonator zu gewährleisten, wurde Teflon als Material für die Konstruktion verwendet, da es eine vergleichsweise geringe Wärmeleitfähigkeit von $\lambda = 0,25 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ besitzt. Zudem wurde zur weiteren Minimierung der thermischen Leitfähigkeit der gesamte Aufbau so konstruiert, dass die mechanischen Kontaktflächen zwischen den einzelnen Elementen minimal sind.

Da unter UHV der dominante Wärmetransportprozess von den Kammerwänden zum Resonator durch die Wärmestrahlung vermittelt wird, ist der Resonator zur weiteren thermischen Isolierung von einem Wärmeschild umgeben. Dieses besteht aus einem gold-beschichteten Aluminium-Zylinder, das zusätzlich von einer (wie in der Weltraum-Industrie verwendeten) 10-schichtigen MLI⁴-Folie umgeben ist. Das Wärmeschild liegt dabei auf den Teflon-Stangen auf. Die vordere Abdeckung des Wärmeschildes kann entfernt werden, um den Resonator einzusetzen bzw. zu entnehmen. Zudem besitzt das Wärmeschild zwei Aperturen, um den optischen Zugang zum Resonator zu gewährleisten.

Der gesamte Aufbau wurde mittels einer Turbomolekularpumpe (TMP) evakuiert. Nach Erreichen des Enddruckes von etwa $5 \cdot 10^{-8}$ mbar wurde die TMP entfernt und der Druck alleinig durch die Ionen-Getter-Pumpe (IGP) aufrechterhalten. Durch die Verwendung einer IGP wird dabei insbesondere sichergestellt, dass keine zusätzlichen Vibrationen verursacht werden, wie dies etwa bei mechanischen Vakuumpumpen wie einer TMP der Fall wäre. Der erreichte Enddruck ist dabei limitiert durch die Pumpgeschwindigkeit der IGP und der Ausgasrate der verwendeten Komponenten.

⁴Multi layer insulation

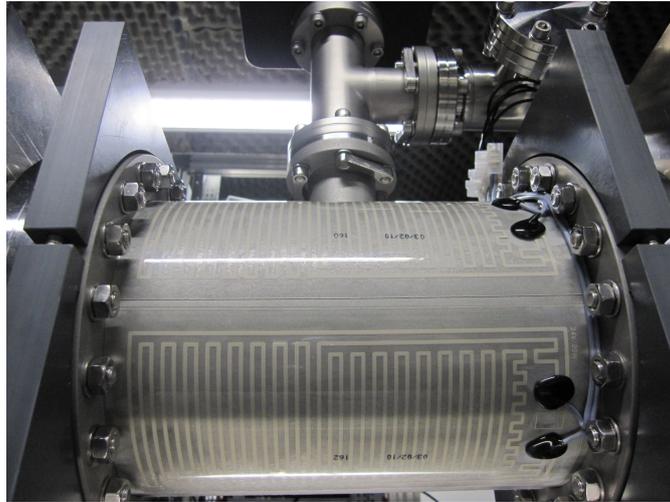


Abbildung 3.3: Vakuummutter der optischen Resonatoren im Experiment. Im oberen Teil des Bildes sind die IGP und das UHV-Ventil zu erkennen. Ebenfalls sind die zur Temperaturstabilisierung auf die Vakuummutter aufgetragenen Heizfolien sichtbar.

3.1.3 Thermische Stabilisierung

Der Betrieb der Resonatoren im Vakuum stellt bereits eine hohe passive thermische Stabilität der Resonatoren bereit. Um jedoch eine hinreichend geringe thermische Drift des Resonators zu erzielen, muss die Temperatur der Vakuummutter zusätzlich aktiv stabilisiert werden. Hierzu sind 4 NTC⁵-Thermistoren als Temperatursensoren gleichmäßig an der äußeren Hülle der Vakuummutter montiert, die so miteinander verschaltet sind, dass sich ein über die Kammer gemittelter Thermistor-Widerstandswert ergibt. Das NTC-Signal wird mittels eines analogen Temperaturregelkreises zur Stabilisierung der Kammertemperatur über vier auf der äußeren Mutteroberfläche angebrachte Heizfolien verwendet. Im Experiment wird die Mutter dabei auf eine Temperatur von etwa 25°C stabilisiert. Zur passiven Isolation und Homogenisierung der Kammertemperatur ist die Vakuummutter zusätzlich mit Schaumstoff umhüllt.

Um die gesamte Vakuummutter (nebst Ionen-Getter-Pumpe und UHV-Ventil) wurde eine geschlossene Aluminium-Box konstruiert, die über ein System aus 4 NTC-Thermistoren und 16 Heizfolien ebenfalls aktiv stabilisiert werden kann. Diese zusätzliche Hülle gewährleistet eine homogenere Temperaturverteilung der Vakuummutter und erhöht damit die Temperaturstabilität. Der optische Zugang wird über zwei in die Aluminium-Hülle eingelassene Fenster⁶ bereitgestellt. Die Aluminium-Box wird von einer etwa 5 cm starken Schaumstoff-Isolation umgeben, die abschließend von einem PVC-Gehäuse umhüllt ist.

⁵Negative temperature coefficient

⁶PS810-B, Thorlabs

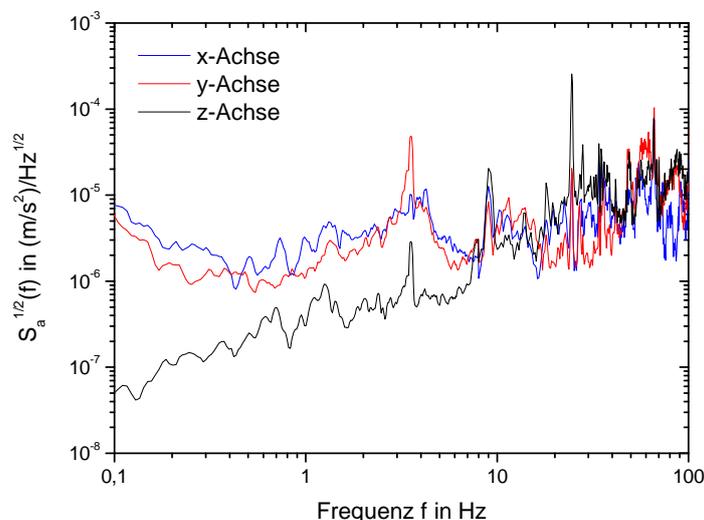


Abbildung 3.4: Spektrale Rauschleistungsdichte der residuellen Beschleunigung auf der aktiven Vibrationsisolations-Plattform (AVI). z bezeichnet dabei die vertikale Richtung, x die horizontale Achse entlang der kurzen und y die horizontale Achse entlang der langen Seite der AVI-Plattform. Für die beiden unabhängigen AVI-Systeme wurden vergleichbare Spektren erhalten.

Das System besitzt zudem mehrere unabhängige, an verschiedenen Positionen montierte Thermistoren, die eine unabhängige Messung der Kammertemperatur erlauben.

3.1.4 Vibrationsisolierung

Der gesamte Aufbau aus Referenzresonatorsystem und Einkopplungsoptik ist auf einer aktiven Vibrationsisolierung⁷ (AVI) montiert. Die AVI besitzt eine nutzbare Fläche von etwa 60x85 cm, die über ein Lochraster verfügt und somit die direkte Installation optischer Komponenten auf der Plattform erlaubt. Die Isolation des Systems bzw. die residuellen Vibrationen auf der AVI wurden mittels eines Seismometers⁸ vermessen. In Abb. 3.4 ist die spektrale Rauschleistungsdichte der gemessenen residuellen Beschleunigung bei aktiver AVI dargestellt. z bezeichnet dabei die vertikale Richtung, x die horizontale Achse entlang der kurzen und y die horizontale Achse entlang der langen Seite der Plattform. In Anhang A findet sich eine detaillierte Gegenüberstellung der gemessenen Beschleunigungsspektren für die drei Achsen im Fall der aktiven und inaktiven AVI. Für die beiden unabhän-

⁷Micro 80, Halcyonics/Accurion

⁸CMG 40T, Guralp Systems

gigen AVI-Plattformen ergaben sich dabei vergleichbare Beschleunigungsspektren wie in Abb. 3.4.

3.1.5 Lasersysteme

Bei den beiden Lasersystemen, die an die beiden unabhängigen Referenzresonatoren angebunden werden, handelt es sich um Diodenlaser, die bei einer Wellenlänge von 914 nm betrieben werden. Der nachfolgend als L1 bezeichnete Laser stellt ein kommerzielles System⁹ dar, das aus einem Diodenlasersystem in Littrow-Konfiguration mit nachfolgendem Trapezverstärker und einer resonanten Frequenzverdopplung auf 457 nm besteht. Dieses System verfügt über einen optischen Ausgang, an dem wenige Milliwatt des Laserlichtes bei 914 nm vor dem Trapezverstärker abgezweigt werden. Dieses Licht wird zur Stabilisierung des Lasers verwendet. L1 besitzt als Stallelemente für die Laserfrequenz einen breitbandigen Modulationseingang für den Laserdiodenstrom und desweiteren einen schmalbandigen Modulationseingang, der über einen Hochspannungstreiber den Piezo des optischen Gitters ansteuert. Detaillierte Informationen zu L1 finden sich in [48].

Bei dem zweiten Lasersystem, das nachfolgend als L2 bezeichnet wird, handelt es sich um einen selbstkonstruierten Diodenlaser in Littman-Konfiguration mit nachfolgendem Trapezverstärker. L2 verfügt über einen Laserresonator-internen EOM als breitbandiges Frequenzstallelement sowie über einen schmalbandigen Modulationseingang zur Piezo-Ansteuerung des Laserresonator-Endspiegels. Dieses Lasersystem wurde im Rahmen einer vorangegangenen Diplomarbeit realisiert, deshalb wird für weitergehende Informationen auf [49] verwiesen.

3.1.6 Optischer Aufbau

Das bei 914 nm zur Verfügung stehende Licht wird über eine polarisationserhaltende Faser¹⁰ vom jeweiligen Lasersystem zu dem entsprechenden Referenzresonator transportiert. Der schematische Aufbau ist in Abb. 3.5 gezeigt. Die Faser dient dabei als räumlicher Modenfilter, um einen TEM₀₀ Gauß-Mode zu erzeugen. Der aus dem Faserkollimator¹¹ austretende Strahl passiert zunächst einen polarisierenden Strahlteiler (PST), um eine wohldefinierte lineare Polarisation zu erhalten. Das Licht durchläuft anschließend einen elektrooptischen Modulator¹² (EOM), der die für das PDH-Verfahren notwendige Phasenmodulation aufprägt. Als Modulationsfrequenzen werden hierbei $f_{R1/R3} = 16,2$ MHz für das PDH-System von Referenzresonator R1 bzw. R3 und $f_{R2} = 15,95$ MHz für Referenzresonator R2 verwendet, die jeweils von einem phasenrauscharmen Frequenzgenerator erzeugt werden. Die

⁹TA-SHG 110, Toptica Photonics

¹⁰PMC-980/1060, Schäfter+Kirchhoff

¹¹60FC-4-M5-02, Schäfter+Kirchhoff

¹²LM 0202 PHAS, Linos

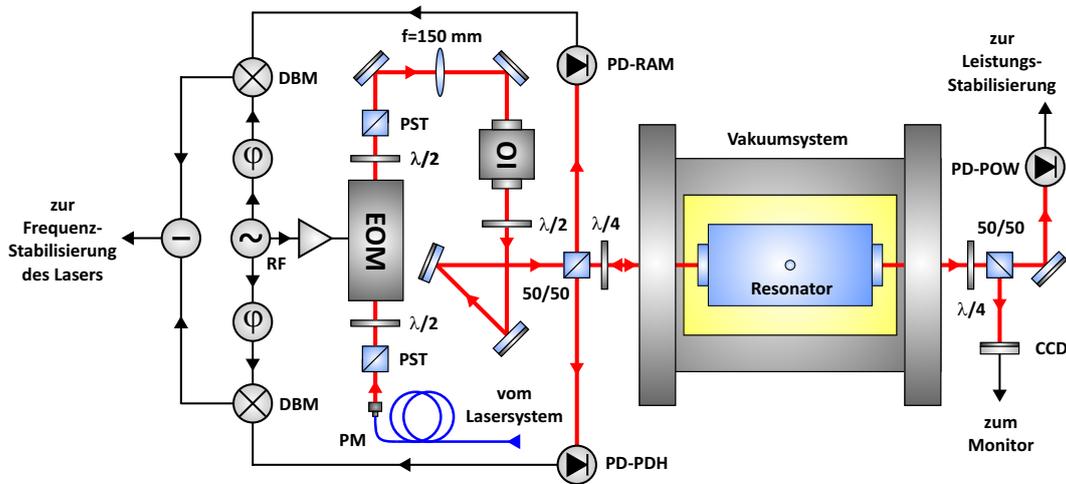


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der Laseranbindung an die optischen Resonatoren. Der gesamte Aufbau befindet sich auf einer aktiven Vibrationsisolierung. Für die Resonatoren wurden dabei zwei identische Systeme aufgebaut. RF: Frequenzgenerator, φ : Phasenschieber, DBM: Mischer, PD: Photodiode, PST: Polarisierender Strahlteiler, EOM: Elektrooptischer Modulator, PM: Polarisations-erhaltende Faser, OI: Optischer Isolator. Rote Pfade beschreiben Lichtlaufwege, schwarze Pfade elektrische Signale.

notwendige Modulationsspannung für die EOMs wird über Resonanzschaltkreise bereitgestellt, die jeweils von einem 5 W RF-Verstärker¹³ angesteuert werden. Kritisch für die Phasenmodulation ist die korrekte Einstellung der Polarisation des Lichtes relativ zu der optischen Achse des EOM-Kristalls. Zu diesem Zweck befindet sich unmittelbar vor und hinter dem EOM jeweils ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen, um eine präzise Einstellung der Polarisation zu ermöglichen. Nach Durchlaufen des EOMs und dem nachfolgenden $\frac{\lambda}{2}$ wird die Polarisation erneut durch einen PST bereinigt. Selbst bei akribischer Justage weicht in der Praxis die eingestellte Polarisation stets geringfügig von der idealen Polarisationsachse ab, die notwendig wäre, um im EOM eine reine Phasenmodulation zu erzeugen. Durch diese geringfügige Fehlpolarisation ergibt sich eine endliche Amplitudenmodulation, deren Effekte ausführlich in Abschnitt 3.3.1 diskutiert werden.

Das auf diese Weise phasenmodulierte Licht durchläuft im Anschluss einen optischen Isolator¹⁴ und wird schließlich in den Resonator eingekoppelt. Die Modenanpassung der Strahlparameter an jene des Resonators wird durch eine vor dem Isolator positionierte Linse¹⁵ erreicht. Diese Zwei-Linsen-Konfiguration aus Faserkollimator und nachfolgender Linse ist hinreichend um eine optimale Modenanpassung zu erzielen; die Strahlparameter sind über die justierbare Kollimatorlinse in geringen Grenzen modifizierbar. Unmittelbar vor dem Resonator wird

¹³ZHL-5W-1, MiniCircuits

¹⁴FI-930-5SC, Isolation > 40 dB, Linos

¹⁵LA1433-B (f=150 mm), Thorlabs

ein Teil des Lichtes mittels eines 50/50-Strahlteilers abgezweigt. Dieses Licht wird auf einer Photodiode (PD-RAM) detektiert und dazu verwendet, die durch die bereits angesprochenen residuellen Amplitudenmodulationen (RAM) verursachten Schwankungen des Fehlersignals zu detektieren. Die Funktionsweise dieses RAM-Detektors wird ausführlich in Abschnitt 3.3.1 beschrieben.

Für das PDH-Signal wird ein Teil des vom Resonator reflektierten Lichtes über den 50/50-ST abgezweigt und auf einer weiteren Photodiode (PD-PDH) detektiert. Das bei der Modulationsfrequenz detektierte Signal wird anschließend phasenrichtig mit dem Signal des Frequenzgenerators demoduliert¹⁶. Das auf diese Weise generierte PDH-Fehlersignal wird schließlich mittels eines PI-Regelverstärkers zur Anbindung des Lasers an den Resonator verwendet. Die Einstellung der Phase bei der Demodulation ist unkritisch und wurde im Experiment empirisch durchgeführt, in dem als Phasenverzögerungsstrecken die Länge der zuleitenden Kabel variiert wurde, um eine maximale Flankensteigung des PDH-Signals zu erhalten.

Der gesamte optische Aufbau in Abb. 3.5 befindet sich auf der AVI und ist zusätzlich von einer mit Schaumstoff ausgekleideten Akustikisolationsskabinen umgeben. Insgesamt wurden zwei solche identischen Systeme aufgebaut, um die Resonatoren unabhängig miteinander vergleichen zu können.

Kritisch bei der Einkopplung in den Resonator ist die Vermeidung parasitärer Etalons im Strahlengang. Da bei optimaler Einkopplung des Lichtes in den Resonator das reflektierte Licht exakt mit dem einfallenden Strahl überlagert ist, ergibt sich die Gefahr von Interferenzeffekten zwischen geringfügig reflektierenden Oberflächen, die schwache Etalons ausbilden können. Diese prägen durch ihre geringfügige Frequenzabhängigkeit der Phasenmodulation eine parasitäre Amplitudenmodulation auf, die dem Fehlersignal einen zusätzlichen Signalbeitrag aufaddieren. Durch das Einwirken von thermischen oder akustischen Störungen können sich die Resonanzfrequenzen dieser schwachen Etalons verschieben und verursachen damit Fluktuationen im Fehlersignal, die die Stabilität der Anbindung des Lasers an den Resonator degradieren kann. Dieser Effekt wurde z.B. in [50] beobachtet.

Um solche parasitären Etalons zu vermeiden, wurde der optische Isolator in den Aufbau integriert. Zudem wurden nur Fasern mit abgeschrägter Austrittsfläche verwendet und alle optische Komponenten leicht verkippt im Strahlengang angeordnet, so dass keine Reflexe in die ursprüngliche Strahlrichtung auftreten können. Desweiteren wurde unmittelbar vor dem Resonator ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen positioniert, die Abfrage des Resonators erfolgt mit zirkular polarisiertem Licht. Dies stellt sicher, dass einfallender und rückreflektierter Strahl orthogonal zueinander polarisiert sind und reduziert dadurch mögliche Interferenzeffekte zwischen einfallendem und reflektiertem Licht.

Zudem ist eine präzise Kontrolle der Polarisierung erforderlich. Deshalb wurde mit zusätzlicher Polarisationsoptik sichergestellt, dass das Licht auf den optischen Komponenten stets parallel oder senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiert ist.

¹⁶ZRPD-1, MiniCircuits

Die vom Resonator transmittierte Leistung wird mittels eines 50/50-Strahlteilers aufgespalten. Ein Teil des Lichtes wird auf eine CCD-Kamera gegeben, um die im Resonator angeregten Moden auf einem Monitor beobachten zu können. Der andere Teil des Lichtes wird auf einer Photodiode detektiert und zur aktiven Stabilisierung der transmittierten Leistung verwendet. Die Leistungsstabilisierung wird ausführlich in Abschnitt 3.6 behandelt.

Für die Stabilisierung der Laser auf die beiden Referenzresonatoren werden jeweils etwa $60 \mu\text{W}$ optische Leistung vor dem 50/50-Strahlteiler bereitgestellt. Der Anteil der Leistung in den beiden Seitenbändern relativ zum Träger beträgt dabei $\frac{2P_s}{P_c} \approx 0.39$. Die Stabilisierung erfolgt auf einen TEM_{00} -Mode des Resonators. Etwa 56% der Leistung des Trägers werden dabei in den Resonator eingekoppelt. Der Grund für die $< 100\%$ betragende Kopplungseffizienz liegt darin begründet, dass die beiden Spiegel des jeweiligen Referenzresonators unterschiedliche Reflektivitäten besitzen und die Resonatoren damit nicht perfekt impedanzangepasst sind. Eine Fehlanpassung der Strahlparameter des eingekoppelten Strahles wurde ausgeschlossen, da unter Verwendung verschiedener Teleskop-Konfigurationen zur Modenanpassung keine höhere Kopplungseffizienz erzielt werden konnte. Etwa 20% der eingekoppelten Leistung werden vom Resonator transmittiert. 80% der optischen Leistung gehen damit also durch Absorption und Streuung im Resonator verloren und erzeugen eine Erwärmung desselbigen. Im Experiment beträgt die transmittierte Leistung typischerweise etwa $3 \mu\text{W}$.

3.2 Bestimmung der Finesse

In diesem Abschnitt soll die experimentelle Bestimmung der Linienbreite bzw. der Finesse beschrieben werden. Hierfür wurden zwei komplementäre Verfahren angewendet, die in den nachfolgenden Unterabschnitten erläutert werden.

3.2.1 Direkte Bestimmung der Linienbreite

Zur direkten Bestimmung der Linienbreite wurde eines der beiden Lasersysteme auf den nicht zu charakterisierenden Referenzresonator stabilisiert. Ein Teil des Lichtes wurde mittels eines akustooptischen Modulators (AOM) frequenzverschoben und über eine Faser zu dem zu charakterisierenden Resonator transportiert. Die Frequenz des AOMs wurde dabei so gewählt, dass das Licht des Lasers resonant mit einer TEM_{00} -Mode des zu charakterisierenden Systems war. Der AOM wurde von einem Frequenzgenerator angesteuert, der eine lineare Frequenzrampe in der Umgebung der Resonanz durchlief. Dabei wurde synchron die transmittierte Leistung mit einer Photodiode gemessen und mit einer Mehrkanal-Analog/Digital-Wandlerkarte¹⁷ zusammen mit dem PDH-Fehlersignal aufgezeichnet. Die in den

¹⁷RedLab 1608FS, Meilhaus Elektronik

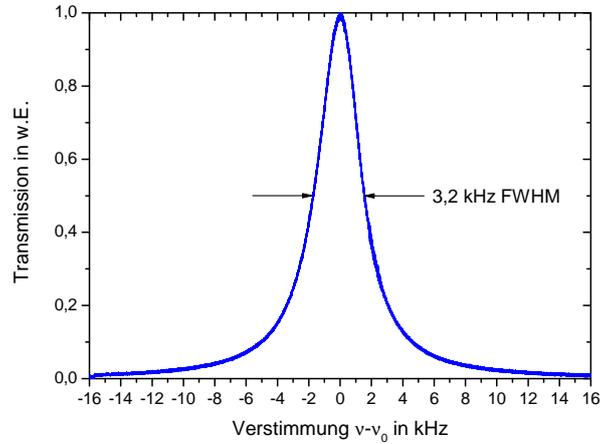


Abbildung 3.6: In Transmission gemessene Resonanz einer TEM_{00} -Mode von R2 in Abhängigkeit von der Verstimmung gegen die Resonanzfrequenz. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) der gemessenen Transmissionslinie der Resonanz beträgt $\Delta_{1/2}^{\text{R2}} = 3,2 \text{ kHz}$.

Resonator eingekoppelte Leistung wurde für diese Messung soweit reduziert, dass die transmittierte Leistung im Resonanzfall nur wenige 10 nW betrug. In Abb. 3.6 ist die experimentell für R2 in Transmission gemessene Leistung in Abhängigkeit von der Verstimmung des Lichtes von der Resonanz dargestellt. Es ergibt sich dabei die in Gl. (2.7) durch die Airy-Funktion beschriebene charakteristische Transmissionslinie.

Die volle Halbwertsbreite (full width at half maximum, FWHM) der gemessenen Resonanz beträgt dabei $\Delta_{1/2}^{\text{R2}} = 3,2 \text{ kHz}$. In Kombination mit dem freien Spektralbereich von $\Delta_{\text{FSR}} = 1,5 \text{ GHz}$ ergibt sich hieraus eine Finesse von $\mathcal{F}^{\text{R2}} \approx 470.000$ entsprechend einer Güte $Q = \frac{\nu}{\Delta_{1/2}}$ bei $\nu = 328 \text{ THz}$ von $Q \approx 1 \cdot 10^{11}$. Mit der selben Methode ergaben sich für die Linienbreiten der beiden anderen Referenzresonatoren $\Delta_{1/2}^{\text{R1}} = 2,5 \text{ kHz}$ ($\mathcal{F}^{\text{R1}} \approx 600.000$) für R1 und $\Delta_{1/2}^{\text{R3}} = 12,5 \text{ kHz}$ ($\mathcal{F}^{\text{R3}} \approx 120.000$) für R3. Die deutlich größere Linienbreite von R3 ist dabei höchstwahrscheinlich zurückzuführen auf eine Kontamination der Spiegel, die eine deutlich geringere Reflektivität der Spiegel verursacht. Diese Vermutung wird gestützt durch die Beobachtung, dass nur etwa 20% der optischen Leistung des Trägers in R3 eingekoppelt werden konnten. Der Resonator besitzt somit eine deutlich schlechtere Impedanzanpassung als R1 und R2, die auf eine signifikante Asymmetrie der Spiegelreflektivitäten hinweist, wie dies Folge der vermuteten Kontamination sein kann. Exemplarisch ist in Abb. 3.7 das aufgezeichnete PDH-Fehlersignal von R2 in der Umgebung der Resonanzfrequenz dargestellt. Für alle drei Resonatoren ergaben sich dabei qualitativ ähnliche Verläufe wie in Abb. 3.7, die sehr gut mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf des PDH-Signals gemäß Gl. (2.17) für die jeweilig

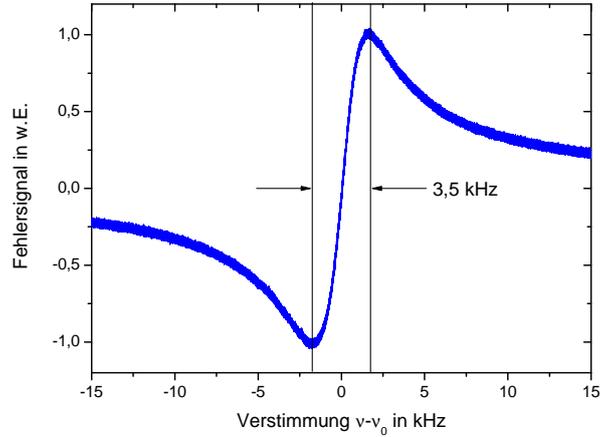


Abbildung 3.7: Experimentell gemessenes PDH-Fehlersignal von R2 als Funktion der Verstimmung des Lasers gegen die Resonanz.

gemessene Linienbreite übereinstimmen.

3.2.2 Bestimmung der Abklingzeit

Eine weitere in dieser Arbeit angewandte Methode zur Bestimmung der Linienbreite der Resonatoren stellt die Messung der Abklingzeit des resonatorinternen Feldes dar: Wird ein in den Resonator eingekoppeltes Strahlungsfeld instantan unterbrochen, so zirkuliert das im Resonator gespeicherte Lichtfeld weiter, zerfällt jedoch mit einer bestimmten Zeitkonstante, welche durch die Verluste im Resonator gegeben ist. Dieser Zerfall des resonatorinternen Feldes wird im Englischen auch als Cavity-Ringdown bezeichnet und besitzt vielfältige Anwendungen etwa in der Präzisionsspektroskopie schwach-absorbierender Stoffe, die zu Messzwecken in das Resonatorvolumen eingebracht werden. Dieses Verfahren stellt ohne zusätzliches Medium eine Methode dar, die Güte eines Resonators zu bestimmen.

Die resonatorinterne Leistung P ist proportional zum im Resonator zirkulierenden Feld E . Nimmt man eine gleichmäßige Verteilung der Verluste - die durch Absorption und endliche Spiegelreflektivitäten verursacht werden - über die gesamte Länge des Resonators an, und normiert diesen Verlust auf die korrespondierende Umlaufzeit $t_{\text{Uml}} = \frac{2L}{c}$, so ergibt sich ein exponentieller Zerfall der resonatorinternen Leistung $P(t) = P_0 e^{-\frac{t}{\tau_{\text{Res}}}}$, dessen Zeitkonstante τ_{Res} mit der Linienbreite $\Delta_{1/2}$ verknüpft ist durch [37]

$$\Delta_{1/2} = \frac{1}{2\pi\tau_{\text{Res}}}. \quad (3.1)$$

Zur experimentellen Bestimmung der Abklingzeit des resonatorinternen Feldes

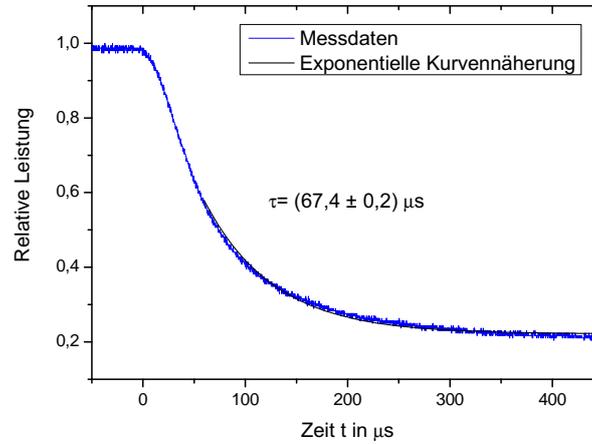


Abbildung 3.8: In Transmission gemessenes Abklingverhalten der resonatorinternen Leistung von R1. Für die Messung wurde die in den Resonator eingekoppelte Leistung zum Zeitpunkt $t = 0$ reduziert. Die direkt vor dem Resonator beobachtete Schaltzeit des Lichtes betrug dabei weniger als 5 ns. Der an die Messdaten angenäherte exponentielle Verlauf zeigt eine Zerfallszeit von $\tau_{R1} = 67,4 \mu\text{s}$, entsprechend einer Linienbreite des Resonators von $\Delta_{1/2}^{R1} = 2,4 \text{ kHz}$.

wurde das jeweilige Lasersystem auf den zu charakterisierenden Resonator stabilisiert. Zwischen Lasersystem und Referenzresonator wurde zusätzlich ein AOM implementiert, der festfrequent über einen Frequenzgenerator betrieben wurde. Die RF-Leistung des AOMs wurde dabei durch einen spannungsgesteuerten Abschwächer¹⁸ mit einer Rechteckfunktion (mit einer Periodendauer von einigen Sekunden) moduliert. Daraus ergibt sich eine Leistungsmodulation des zur Abfrage des Resonators verwendeten Lichtes und damit der resonatorinternen Leistung. Zu Beginn der Messungen wurde zunächst die Schaltzeit des AOMs charakterisiert, indem direkt das leistungsmodulierte Licht mit einer Photodiode vermessen wurde. Die dabei gemessene Schaltzeit betrug weniger als $t_{\text{Schalt}} = 5 \text{ ns}$.

Die identische Photodiode wurde anschließend verwendet, um die vom Resonator transmittierte Leistung zu vermessen. Während dieser Messungen wurde sichergestellt, dass der Laser jeweils exakt auf das Transmissionsmaximum der Resonanz stabilisiert war und die Leistungsmodulation keine relevante Verschiebung des Regelpunktes der PDH-Frequenzstabilisierung verursachte. In Abb. 3.8 ist der in Transmission gemessene Zerfall des resonatorinternen Feldes (gemessen an R1) dargestellt. Die Reduktion der eingekoppelten Leistung erfolgte dabei zum Zeitpunkt $t = 0$. An die Messdaten wurde ein exponentieller Zerfall angenähert. Die dabei bestimmte Abklingzeit des resonatorinternen Feldes beträgt

¹⁸ZX73-2500-S+, MiniCircuits

Resonator	Linienbreite $\Delta_{1/2}$	Finesse \mathcal{F}
R1	2,4 kHz	630.000
R2	2,6 kHz	580.000
R3	12,5 kHz	120.000

Tabelle 3.2: Experimentell bestimmte Linienbreite und Finesse der drei Referenzresonatoren dieser Arbeit. Die angegebenen Werte für R1 und R2 wurden aus der Zerfallszeit des resonatorinternen Feldes bestimmt, der Wert für R3 wurde durch eine direkte Linienbreitenmessung erhalten. Für weitere Details siehe Text. Die etwa um einen Faktor 5 größere Linienbreite von R3 wird vermutlich durch eine vorliegende Kontamination der Spiegeloberflächen verursacht.

$\tau_{R1} = (67,4 \pm 0,2) \mu\text{s}$. Dies entspricht gemäß Gl. (3.1) einer Linienbreite des Resonators R1 von $\Delta_{1/2}^{R1} = 2,4 \text{ kHz}$.

Identische Messungen für R2 ergaben $\tau_{R2} = (62,1 \pm 0,3) \mu\text{s}$, entsprechend einer Linienbreite von $\Delta_{1/2}^{R2} = 2,6 \text{ kHz}$. Für Resonator R3 wurde keine Messung der Zerfallszeit durchgeführt.

3.2.3 Resümee

Während die beiden komplementären Verfahren zur Linienbreiten-Bestimmung für R1 konsistente Werte innerhalb einer Ungenauigkeit von etwa $\pm 5\%$ liefern, weicht die für R2 mittels der Zerfallszeit bestimmte Linienbreite um etwa 19% von der direkt über die Frequenzrampe gemessenen Linienbreite ab. Eine Ursache hierfür könnte die im Vergleich zu R1 um mehr als einen Faktor 10 größere Sensitivität der Resonatorlänge auf Schwankungen der eingekoppelten Leistung sein. Dieser Effekt der leistungsinduzierten Frequenzverschiebung wird ausführlich in Abschnitt 3.6 behandelt. Um dieses Phänomen auf eine vernachlässigbare Verbreiterung der Linie von wenigen 10 Hz zu reduzieren, wurde in den dargestellten Messungen mit Leistungen von wenigen 10 nW transmittierter Leistung gearbeitet. Die beobachtete Linienverbreiterung kann deshalb nicht mit dem in Abschnitt 3.6 beobachteten Verhalten quantitativ erklärt werden.

Abschließend sind in Tabelle 3.2 die jeweils für die drei Referenzresonatoren gemessene Linienbreite mit der korrespondierenden Finesse zusammengefasst.

3.3 Stabilität der Laseranbindung

Um zunächst nur die Stabilität der Laseranbindung an die optischen Resonatoren zu untersuchen, wurden beide Laser auf benachbarte Moden des identischen Resonators stabilisiert. In den nachfolgend präsentierten Ergebnissen war dies R2.

Das Licht der beiden Laser wurde dabei von den gegenüberliegenden Seiten des Resonators eingekoppelt. Beide Laser wurden unabhängig auf zwei benachbarte TEM₀₀-Moden stabilisiert. Damit sind die durch Schwankungen der Resonatorlänge verursachten Frequenzfluktuationen für beide Laser korreliert und somit im Schwebungssignal zwischen beiden Lasern um mehrere Größenordnungen reduziert. Die gemessenen Frequenzfluktuationen werden daher primär durch die Instabilität der Anbindung der beiden Laser bestimmt. Als dominierende Effekte sind dabei die residuelle Amplitudenmodulation (Abschnitt 3.3.1), polarisationsinduzierte Frequenzverschiebungen (Abschnitt 3.3.2) sowie durch Brechungsindexschwankungen der Luft verursachtes Phasenrauschen identifiziert worden.

Für die in diesem Abschnitt beschriebenen Messungen wurde für die beiden auf den Resonator stabilisierten Laser jeweils unmittelbar vor dem EOM Licht abgezweigt und für eine Schwebungsfrequenzmessung zur Überlagerung gebracht. Der Einfluss der dabei involvierten unkompensierten 1,5 m langen Faser sowie des Freistrahlschwebungsaufbaus wurde auf wenige 10^{-17} bestimmt. Im Schwebungsaufbau wurde zusätzlich die Frequenz einer der beiden Laser mittels eines AOMs um etwa 500 MHz frequenzverschoben, um die (durch den FSR gegebene) 1,5 GHz Frequenzdifferenz der beiden Laser zu reduzieren. Das so bei etwa 1 GHz mit einer Photodiode¹⁹ detektierte Schwebungssignal wurde mittels eines Mischers²⁰ auf etwa 30 MHz demoduliert und analysiert.

3.3.1 Residuelle Amplitudenmodulation (RAM)

Die im EOM erzeugte Modulation für das PDH-Verfahren stellt in der Praxis nie eine reine Phasenmodulation dar, sondern enthält immer eine endliche Amplitudenmodulation, welche zunächst nur einen konstanten Wert zum detektierten PDH-Fehlersignal addiert. Diese residuelle Amplitudenmodulation (RAM) schwankt jedoch typischerweise mit der Zeit und verursacht dadurch eine Fluktuation des PDH-Signals, welches als Frequenzrauschen interpretiert wird und die Stabilität des an den Resonator angebundene Lasers degradiert. Die Ursachen für die RAM sind vielfältig. Zum einen wird diese durch eine Fehlanpassung der einfallenden Polarisation des Lichtes zu der (für die reine Phasenmodulation) im EOM erforderlichen Polarisation verursacht. Eine andere Ursache stellen parasitäre Etalons im Strahlengang dar, die durch schwach reflektierende Oberflächen optischer Komponenten im Strahlengang gebildet werden können. Dies verursacht eine schwache Frequenzabhängigkeit der durch die optischen Komponenten transmittierten Leistung. Dadurch wird der Phasenmodulation des Lichtes zusätzlich eine schwache Amplitudenmodulation aufgeprägt. Besonders dominant ist dieser Effekt dabei im EOM selbst. Durch eine endliche Reflektion des Lichtes an den Kristallfacetten können sich im EOM schwache Etalons ausbilden, die zu einem komplexen Verhal-

¹⁹HSA-X-S-1G4-SI, Femto

²⁰ZFM-2, Mini-Circuits

ten der RAM in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz und der Wellenlänge des Lichtes führen [51]. Die an den parasitären Etalons erzeugte residuelle Amplitudenmodulation ist relativ zum durch den Resonator verursachten Signal um 90° phasenverschoben und wird damit im phasenrichtig demodulierten PDH-Signal eliminiert. In [51] wird gezeigt, dass die im EOM erzeugte RAM aber auch Anteile enthält, die in Phase mit dem Signal des Resonators sind und sich damit dem PDH-Signal überlagern. Dies degradiert die erzielbare Frequenzstabilität des an den Resonator angebotenen Lasers. In dieser Arbeit wurden im optischen Aufbau für die Einkopplung des Lichtes in den Resonator alle Oberflächen der optischen Komponenten leicht verkippt zum Strahlengang angeordnet, um die Ausbildung parasitärer Etalons zu vermeiden. Aus dem selben Grund wurde das Licht leicht schräg durch den EOM justiert sowie optische Fasern mit abgeschrägter Facette verwendet. Zudem ist wie bereits in Abschnitt 3.1.6 erwähnt, zur weiteren Unterdrückung der Etalon-Effekte ein optischer Isolator in den Aufbau integriert.

RAM-Stabilisierung

Um den Effekt der RAM auf ein für die Frequenzstabilität der Resonatoren vernachlässigbares Niveau zu reduzieren, wurde für beide Referenzresonatoren jeweils ein RAM-Kompensator implementiert, der ebenfalls in Abb. 3.5 gezeigt ist. Ein Teil des Lichtes wird unmittelbar vor dem Resonator mittels eines 50/50-Strahlteilers abgezweigt und auf einer separaten Photodiode (PD-RAM) detektiert. Das detektierte Signal wird anschließend mit der PDH-Modulationsfrequenz demoduliert²¹. Das so detektierte Referenzsignal enthält damit nur die Information über die im Licht enthaltene Amplitudenmodulation, ohne das zusätzliche Signal des Resonators. Dies liefert damit ein Fehlersignal für die durch RAM verursachten Fluktuationen des PDH-Signals. Anstelle eines aktiven Regelkreises, der die gemessene RAM direkt am EOM kompensiert [52, 53] wird in dieser Arbeit das RAM-Signal amplitudenrichtig vom PDH-Signal subtrahiert, ähnlich der in [50] verwendeten Methode.

Kritisch ist hierbei die präzise Einstellung der Demodulationsphase des RAM-Signals sowie die amplitudenrichtige Subtraktion vom Fehlersignal. Hierzu wurde mittels eines HV-Verstärkers eine kontrollierte Störung in Form einer niederfrequenten Modulation (wenige Hertz) an den EOM angelegt. Diese Modulation verursacht eine RAM, die in Phase mit dem PDH-Signal ist. Die angelegte Modulation konnte somit deutlich im PDH-Fehlersignal beobachtet werden. Die Anpassung der Demodulationsphase des RAM-Detektors erfolgte in der Art, dass die identische niederfrequente Modulation mit maximaler Amplitude ebenfalls im RAM-Signal detektiert wurde.

Zur amplitudenrichtigen Subtraktion der gemessenen RAM vom PDH-Fehlersignal wurde erneut die niederfrequente Modulation am EOM erzeugt und

²¹ZRPD-1, Mini-Circuits

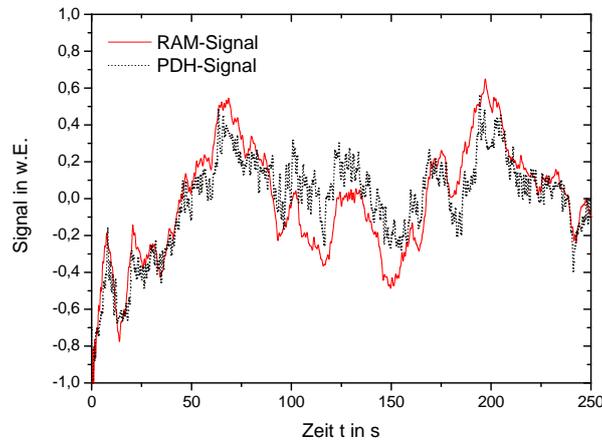


Abbildung 3.9: Korrelation zwischen den gemessenen Schwankungen im PDH-Signal und dem zeitgleich detektierten Signal des RAM-Detektors.

zeitgleich das Signal des RAM-Detektors sowie die Schwebungsfrequenz des angebundenen Lasers gegen den ungestörten zweiten Referenzlaser vermessen. Anschließend wurde die Flankensteigung des Fehlersignals bestimmt. Aus der Schwebungsfrequenzmessung konnte die durch die niederfrequente Modulation des EOM verursachte Frequenzmodulation mit der Amplitude $\Delta\nu$ ermittelt werden, das über die Flankensteigung ϵ des PDH-Fehlersignals in eine korrespondierende Spannungsamplitude $\Delta U_{\text{PDH}} = \epsilon \Delta\nu$ umgerechnet werden kann. Mit der zeitgleich im RAM-Signal detektierten Modulation mit der Amplitude ΔU_{RAM} kann damit der entsprechende Verstärkungsfaktor $g = \frac{\Delta U_{\text{PDH}}}{\Delta U_{\text{RAM}}}$ bestimmt werden. Das detektierte RAM-Signal wurde anschließend um den ermittelten Faktor g verstärkt und vom Fehlersignal subtrahiert. Dieses Verfahren wurde bei beiden Resonatorsystemen durchgeführt. Die niederfrequente Modulation des EOM wurde dabei nur zur genannten Kalibrierung der RAM-Kompensatoren verwendet und im normalen Betrieb entfernt.

Da die in dieser Arbeit vorliegenden RAM-induzierten Fluktuationen des Fehlersignals nur im Bereich von Fourierfrequenzen unter wenigen Hz einen messbaren Einfluss hatten, wurde das Signal vom RAM-Detektor zunächst von einem Tiefpassfilter mit einer 3 dB-Grenzfrequenz von etwa 5 Hz gefiltert, bevor dieses vom Fehlersignal subtrahiert wurde. Dadurch wird das PDH-Signal nicht durch hochfrequentes Detektionsrauschen des RAM-Detektors im Signal-zu-Rausch-Verhältnis degradiert.

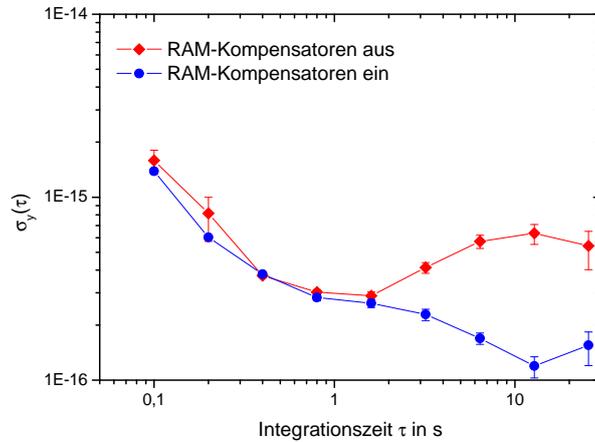


Abbildung 3.10: Stabilität der Laseranbindung an die Resonatoren ohne (rote Kurve) und mit RAM-Kompensation (blaue Kurve). Für die dargestellte Messung wurden beide Laser auf benachbarte Moden des identischen Resonators stabilisiert. Für die angestrebte residuelle Instabilität der Laseranbindung von 10^{-16} ist damit für die Systeme dieser Arbeit eine aktive Kompensation der RAM erforderlich.

Charakterisierung der RAM-Stabilisierung

Um den Einfluss der RAM auf die Frequenzstabilität der angebenen Laser zu untersuchen, wurde eine ähnliche Konfiguration wie in Abschnitt 3.3 beschrieben verwendet, bei der das Licht beider Laser von gegenüberliegenden Seiten in den identischen Resonator eingekoppelt wurde. Ein Laser wurde dabei auf den Resonator stabilisiert, der zweite Laser wurde auf den ersten mit einer Differenzfrequenz von etwa 1,5 GHz phasenstabilisiert, so dass beide Lasersysteme resonant auf benachbarten Moden des Resonators sind, der zweite Laser dabei aber nicht an den Resonator angebunden ist. Auf der Seite des phasenstabilisierten Lasers wurden anschließend das PDH-Signal und das gemessene Signal des RAM-Detektors mit einer A/D-Wandlertarte aufgezeichnet. Während der Messungen war nur der RAM-Kompensator für den ersten Laser aktiv. Die gemessene Zeitserie ist in Abb. 3.9 dargestellt. Man erkennt hier deutlich die Korrelation zwischen den im PDH- und RAM-Signal gemessenen Fluktuationen. Das PDH-Signal ist also signifikant durch RAM-induzierte Schwankungen limitiert.

Zur Charakterisierung der implementierten RAM-Kompensatoren wurden beide Laser auf benachbarte Moden des identischen Resonators stabilisiert und Schwebungsfrequenzmessungen zwischen beiden Lasern durchgeführt. Dabei wurde zunächst eine Messung ohne RAM-Kompensatoren und anschließend eine Messung bei eingeschalteten RAM-Kompensatoren vorgenommen. Aus den gemessenen

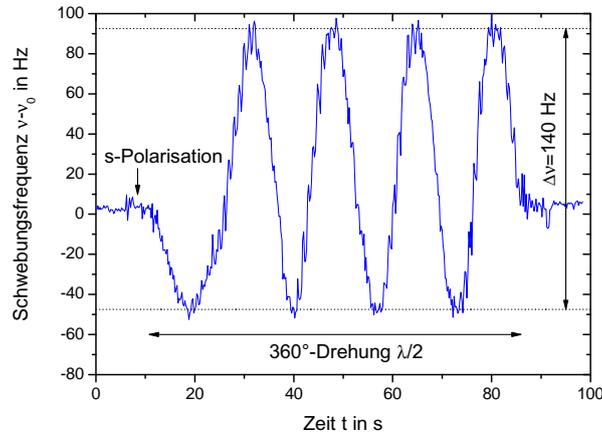


Abbildung 3.11: Polarisationsabhängigkeit der Resonanzfrequenz von R2, gemessen in dem beide Laser auf benachbarte Moden von R2 stabilisiert wurden und die lineare Polarisationsachse vor dem Resonator für einen Laser manuell mittels eines $\frac{\lambda}{2}$ kontinuierlich verändert wurde. Die Ursache dieses Effektes könnte in der residuellen Doppelbrechung der Resonatorspiegel liegen.

nen Zeitserien wurde anschließend jeweils die Allan-Standardabweichung berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.10 dargestellt. Ohne RAM-Kompensatoren ist die Stabilität der Anbindung der Laser an den Resonator auf etwa $\sigma_y \approx 7 \cdot 10^{-16}$ beschränkt. Bei eingeschalteten RAM-Detektoren erreicht die unabhängige Anbindung der beiden Laser an den identischen Resonator eine residuelle Instabilität von $\sigma_y \approx < 2 \cdot 10^{-16}$. Für die in dieser Arbeit angestrebte Frequenzstabilität der hochstabilen Laser im Bereich von einigen 10^{-16} ist daher die implementierte aktive Kompensation der durch RAM verursachten Frequenzfluktuationen zwingend erforderlich.

3.3.2 Polarisationsabhängigkeit

Um den Einfluss der Polarisation des Lichtes auf die Resonanzfrequenz der Resonatoren zu untersuchen, wurde unmittelbar vor dem Resonator ein $\frac{\lambda}{2}$ platziert und der Resonator mit linear polarisiertem Licht abgefragt. Während beide Laser auf benachbarte Moden des identischen Resonators (hier R2) stabilisiert waren, wurde das $\frac{\lambda}{2}$ gleichmäßig manuell rotiert und dabei synchron die Schwebungsfrequenz zwischen den beiden Lasern aufgezeichnet. Die Polarisation des von der gegenüberliegenden Seite eingekoppelten Strahls blieb dabei unverändert. Während der Messung wurde durch eine Leistungsstabilisierung mit dem auf der PDH-PD gemessenen Signal sichergestellt, dass durch die Polarisationsänderungen keine Leistungsschwankungen verursacht werden, welche durch eine Verschiebung des Stabi-

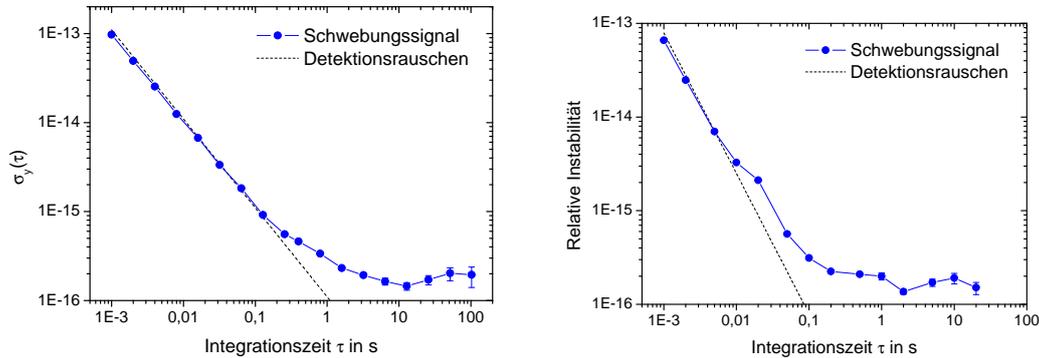


Abbildung 3.12: Instabilität der auf benachbarte Moden von R2 stabilisierten Laser. **Links:** Allan-Standardabweichung der gemessenen Schwebungsfrequenz. Diese ist für $\tau < 0,1$ s durch weißes Phasenrauschen der Schwebungsdetektion (gestrichelte Linie) limitiert. Aus diesem Grund wurde aus der gemessenen Schwebungsfrequenz ebenfalls die modifizierte Allan-Standardabweichung berechnet (**rechts**). Hierdurch wird das weiße Phasenrauschen stärker unterdrückt (gestrichelte Linie). Es zeigt sich dabei eine Instabilität der Laseranbindung von etwa $2 \cdot 10^{-16}$ für $\tau > 0,2$ s.

lisierungspunktes eine korrespondierende Frequenzänderung verursachen könnten. Die gemessenen Frequenzverschiebungen können somit eindeutig der Polarisationsänderung zugeordnet werden. Das Ergebnis der Schwebungsfrequenzmessung ist in Abb. 3.11 dargestellt. Die initiale Polarisationsachse war dabei senkrecht zur optischen Strahlenebene orientiert (s-Polarisation). Es ergeben sich bei einer vollen Drehung der Polarisationsachse um 180° Änderungen in der Resonanzfrequenz von etwa 140 Hz. Wird s-polarisiertes Licht in den Resonator eingekoppelt, ist die Sensitivität auf Schwankungen der Polarisationsachse vergleichsweise hoch, da diese - wie in Abb. (3.11) ersichtlich - auf den steilen Flanken liegen und somit eine geringe Polarisationsänderung eine vergleichsweise große Änderung der Resonanzfrequenz verursachen. Dieser Effekt wird vermutlich durch die residuelle Doppelbrechung der Resonatorspiegel verursacht. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit zur Abfrage der Resonatoren zirkular polarisiertes Licht verwendet. Dadurch konnten die mit der schwachen Doppelbrechung der Resonatorspiegel assoziierten Frequenzänderungen minimiert werden und eine deutlich höhere Stabilität der Laseranbindung als mit linearer Polarisation erzielt werden.

3.3.3 Stabilität der Anbindung

Zur Charakterisierung der Stabilität der Laseranbindung wurde das Schwebungssignal zwischen den beiden auf benachbarte Moden des identischen Resonators stabilisierten Lasern mit einer Zählerkarte aufgezeichnet. Die aus der erhaltenen

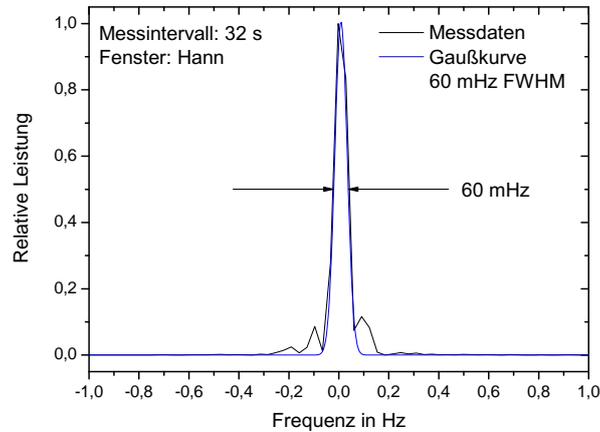


Abbildung 3.13: Linienbreite des Schwebungssignals der auf benachbarte Moden von R2 stabilisierten Laser, aufgezeichnet mit einem FFT. An die Messdaten wurde ein Gauß-Profil angenähert. Die gemessene Linienbreite von 60 mHz ist dabei durch die Auflösungsbandbreite des verwendeten FFT limitiert.

Zeitreihe berechnete Allan-Standardabweichung ist in Abb. 3.12 dargestellt. Diese erreicht einen Rauschuntergrund von $\sigma_y(\tau) \approx 2 \cdot 10^{-16}$ für $\tau > 2$ s. Für Zeiten $\tau < 0,1$ s ist das Signal durch weißes Phasenrauschen der Signaldetektion dominiert. Aus diesem Grund wurde aus der aufgenommenen Zeitsreihe zusätzlich die modifizierte Allan-Standardabweichung berechnet, um den Einfluss des Phasenrauschens zu reduzieren. Das Ergebnis ist ebenfalls in Abb. 3.12 dargestellt.

Mittels der modifizierten Allan-Standardabweichung fällt die durch weißes Phasenrauschen der Detektion verursachte Instabilität $\propto \tau^{-\frac{3}{2}}$ ab, und für $\tau > 10$ ms ist deutlich das residuelle Rauschen der beiden Laser zu erkennen. Die Instabilität der Anbindung erreicht einen Rauschuntergrund von $\sigma_y(\tau) \approx 2 \cdot 10^{-16}$ für $\tau > 0,2$ s, konsistent mit dem für die Allan-Standardabweichung für $\tau > 3$ s erhaltenen Wert. Die somit erzielte Instabilität der Laseranbindung an den Resonator im Bereich von $2 \cdot 10^{-16}$ ist hinreichend für die in dieser Arbeit angestrebte Laserstabilität.

Es soll an dieser Stelle angemerkt werden, dass die in Abb. 3.12 gezeigten Stabilitäten nur bei Aktivierung der in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen RAM-Kompensatoren erzielt wurde. Zudem war die Verwendung von zirkular polarisiertem Licht zwingend erforderlich, mit linearer Polarisation konnte nur eine Instabilität von etwa $\sigma_y \approx 5 \cdot 10^{-16}$ erreicht werden, die bereits auf Zeitskalen von einigen Sekunden wieder auf etwa 10^{-15} anwuchs. Dies ist vermutlich zurückzuführen auf geringe Schwankungen in der Polarisation des Lichtes (die im Zusammenhang mit der in Abschnitt 3.3.2 untersuchten Polarisationsabhängigkeit der Resonanzfrequenzen) in entsprechende Frequenzfluktuationen übersetzt werden. Ebenso war es erforderlich, den Resonator respektive der Einkopplungsoptiken in

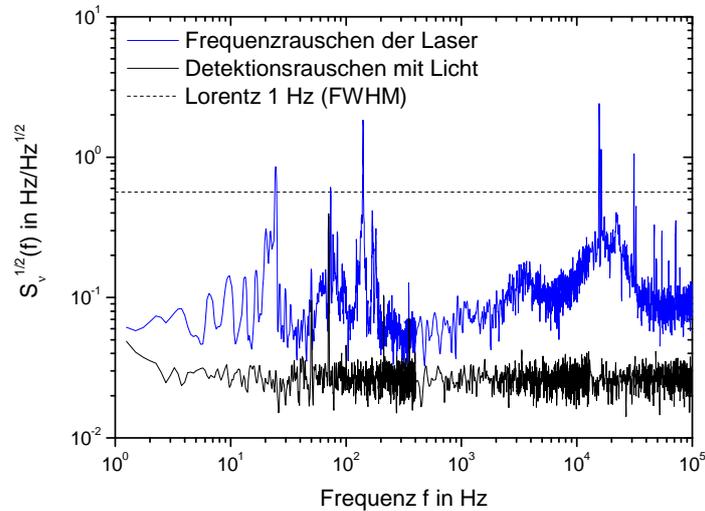


Abbildung 3.14: Frequenzrauschen der auf zwei benachbarte Moden von R2 stabilisierten Laser. Für die Messung wurde ein Laser auf den Resonator stabilisiert und der zweite Laser im Frequenzabstand von einem FSR auf den ersten phasenstabilisiert. Das detektierte PDH-Fehlersignal des zweiten Lasers wurde mit der Flankensteigung des Diskriminatorsignals in ein Frequenzrauschen übersetzt. Ebenfalls ist das Detektorrauschen mit Licht dargestellt. Die gezeigten Spektren wurden nicht bezüglich des Tiefpassverhaltens des PDH-Signals korrigiert. Als Vergleich ist das Frequenzrauschen eines Lasers mit einer Linienbreite von 1 Hz (Lorentz) dargestellt.

der geschlossenen Akustikisolation zu betreiben. Ohne die Akustikisolation wurde eine Instabilität in der Anbindung von nur etwa $\sigma_y \approx 10^{-15}$ erreicht. Die Ursache hierfür sind aller Wahrscheinlichkeit nach durch Luftkonvektion verursachte Brechungsindex-Schwankungen, die dem Licht ein zusätzliches Phasenrauschen auf den Freistrahlstrecken der Einkopplungsoptiken aufprägen.

Zur spektralen Analyse wurde das Schwebungssignal zwischen den beiden Lasern auf etwa 50 kHz demoduliert und mit einem FFT²² analysiert. Das Ergebnis ist in Abb. 3.13 für eine lineare Skalierung der Leistung dargestellt. Die Messdaten wurden durch eine Gauß-Linienform angenähert. Es ergab sich dabei eine Linienbreite der gemessenen Schwebungsfrequenz zwischen den beiden Lasern von 60 mHz (FWHM) in 32 s Messdauer. Die gemessene Linienbreite war dabei durch die Auflösungsbandbreite des FFT begrenzt. Für deutlich längere Messdauern wurden zunehmend anwachsende Seitenbänder zum Träger beobachtet, die bereits in Abb. 3.13 zu erkennen sind und keine physikalisch sinnvolle Zuordnung einer Linienbreite mehr erlauben.

²²35670A, Hewlett-Packard

Abschließend wurde für eine genauere spektrale Analyse nur ein Laser (L1) auf den Resonator stabilisiert und der zweite Laser (L2) mit einem Frequenzabstand von 1,5 GHz auf den ersten phasenstabilisiert. Auf diese Weise war das Signal des zweiten Lasers ebenfalls resonant und das PDH-Fehlersignal von L2 konnte als Frequenzdiskriminator für die Charakterisierung der residuellen Frequenzschwankungen genutzt werden. Dieses wurde mit einem FFT aufgenommen und mit der zuvor bestimmten Steigung der PDH-Diskriminatorflanke wurde das aufgezeichnete Spannungsrauschen in ein korrespondierendes Frequenzrauschen übersetzt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.14 dargestellt. Als Vergleich wurde das Frequenzrauschen eines Lasers mit 1 Hz Lorentz-Linienbreite eingezeichnet. Ebenso wurde das Rauschen des PDH-Signals mit Licht auf dem Detektor vermessen. Für die Messung des Detektionsrauschens mit Licht wurde L2 dabei um einige 10 MHz von der Resonanz verstimmt. Das gemessene Detektionsrauschen wurde mittels der bekannten Diskriminator-Flankensteigung in ein korrespondierendes Frequenzrauschen übertragen und ist ebenfalls in Abb. 3.14 dargestellt. Die gemessenen Signale in Abb. 3.14 wurden nicht bezüglich des Tiefpassverhaltens des PDH-Signals korrigiert.

Für das Frequenzrauschen der beiden Laser ist dabei ein deutlicher Beitrag in einem Bereich um etwa 20 kHz mit einer Vielzahl an Resonanzen zu erkennen. Dies wird bedingt durch die für die Messung verwendete Phasenstabilisierung des zweiten Lasers, die mittels eines AOMs mit einer Regelbandbreite von etwa 20 kHz erfolgte. Interessant in dem gezeigten Spektrum sind eine Reihe von Resonanzen im Bereich von etwa 10 Hz bis 200 Hz. Diese werden vermutlich durch akustische Störfrequenzen aus der Umgebung verursacht, die auf die Komponenten der Einkoppeloptik einwirken und ein entsprechendes Frequenzrauschen verursachen. Für die Messung war der Resonator bereits in der implementierten Akustikisolation-Kabine. Eine effiziente Abschirmung akustischer Frequenzen in diesem niedrigen Frequenzbereich ist jedoch problematisch und nur mit deutlich größerem Aufwand erreichbar.

Resümee

Durch hinreichende Kontrolle der Polarisation sowie der aktiven Kompensation von RAM-induzierten Fluktuationen konnte die Instabilität der Laseranbindung auf etwa $2 \cdot 10^{-16}$ reduziert und ein Schwebungssignal zwischen den auf benachbarte Moden des identischen Resonators stabilisierten Lasern von 60 mHz Linienbreite beobachtet werden. Die erzielte Anbindungsqualität ist damit hinreichend für die in dieser Arbeit angestrebte Frequenzstabilität der Lasersysteme.

3.4 Beschleunigungssensitivität

Jede an den Resonator angreifende Kraft führt zu einer mechanischen Deformation und damit zu einer Änderung der optischen Resonatorlänge, die eine korrespondie-

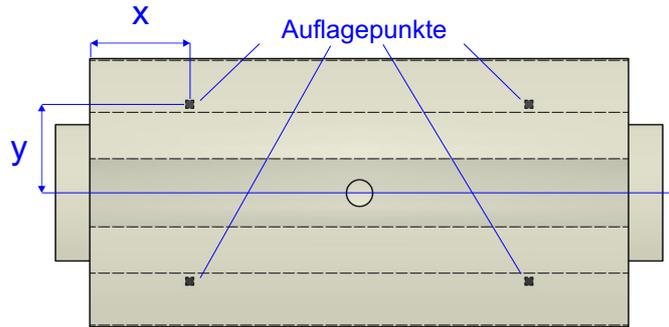


Abbildung 3.15: Positionierung des Resonators auf den vier Viton-Auflagepunkten und Abstandsbezeichnungen in der FEM-Simulation.

rende Verschiebung der Resonanzfrequenz verursacht. Akustische und seismische Vibrationen führen somit zu einer Degradierung der Frequenzstabilität des Resonators. Frühere Ansätze verfolgten primär die Zielsetzung, das Vibrationsrauschen am Ort des Resonators durch aufwendige Isolationsvorrichtungen zu reduzieren [23]. Bei den bis dahin verwendeten zylindrischen Resonatorgeometrien betragen die beschleunigungsinduzierten Resonanzfrequenzverschiebungen typischerweise bis zu einige $100 \frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$ [50], die damit für eine Laserstabilität im Bereich von 10^{-15} eine Reduktion des Vibrationsrauschens unter das sub μg -Level erforderten. Jüngere Ansätze verfolgen deshalb das Ziel, die Vibrationssensitivität eines Resonators durch ein geeignetes Design zu minimieren und damit die Anforderungen an das maximal zulässige Vibrationsrauschen zu relaxieren. Das fundamentale Prinzip ist dabei die Lagerung des Resonators in seinen Symmetrieebenen [54, 55]. Auf diese Weise verursacht eine angreifende Kraft weiterhin eine mechanische Deformation, die jedoch aus Symmetriegründen nur zu einer minimalen Änderung der Resonatorlänge führt. Da selbst bei vergleichsweise großen Beschleunigungen von etwa $1 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ die verursachten relativen Längenänderungen des Resonators nur von typischerweise $< 10^{-10}$ sind, lassen sich diese für eine theoretische Analyse nur numerisch unter Zuhilfenahme der Methode der finiten Elemente (FEM) simulieren. Während für einen vertikalen Resonator, dessen optische Achse entlang des Gravitationsfeldes orientiert ist, die geometrische Symmetrieebene zugleich auch die Symmetrieebene für die Lagerung darstellt [54, 20], sind die Symmetrieebenen bei horizontal gelagerten Resonatoren, deren optische Achse senkrecht zum Gravitationsfeld verläuft, nicht mehr offensichtlich und lassen sich nur aus Simulationen bestimmen. In [56] wurde erstmals ein horizontaler Resonator in seinen aus FEM-Simulationen ermittelten Symmetrieebenen gelagert und dadurch die Sensitivität der Resonatorlänge auf angreifende Beschleunigungen um etwa zwei Größenordnungen reduziert.

Die in dieser Arbeit verwendeten horizontalen Resonatoren basieren auf einem von T. Rosenband (NIST, Boulder/USA) mithilfe der FEM entwickelten Design, ähnlich jenem in [57]. Dieses erlaubt durch eine Lagerung in den durch die Symme-

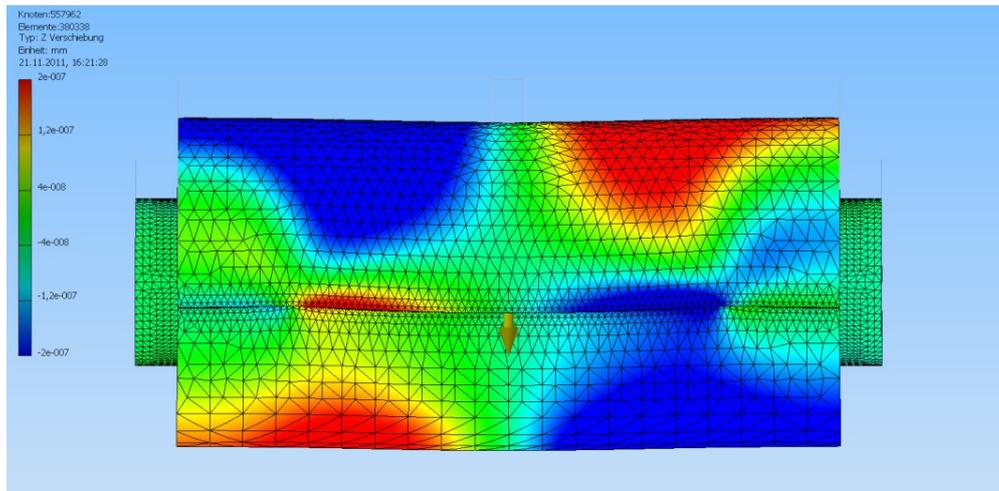


Abbildung 3.16: Falschfarbendarstellung der aus der FEM-Simulation erhaltenen Deformation des Resonators unter Einwirkung einer vertikalen Beschleunigung von 1 g. Die dargestellten Krümmungen sind stark übertrieben gezeichnet.

triebenen definierten Auflagepunkten eine reduzierte Beschleunigungssensitivität der optischen Resonatorlänge. Das verwendete Design bietet im Vergleich zu jenem in [56] den Vorteil, dass die Punkte für die Lagerung des Resonators im Experiment variabel eingestellt werden können, so dass etwaige Abweichungen von der Simulationsvorhersage experimentell ausgeglichen werden können.

In diesem Abschnitt soll zunächst kurz auf die FEM-Simulationen eingegangen werden, die zur theoretischen Bestimmung der die Beschleunigungssensitivität minimierenden Auflagepunkte durchgeführt wurden. Anschließend wird die experimentelle Untersuchung der Beschleunigungssensitivitäten beschrieben und aus den gemessenen Werten der verbleibende Einfluss von Vibrationen auf die Frequenzstabilität der Resonatoren abgeleitet.

3.4.1 FEM-Simulationen

Der Resonator wird insgesamt auf vier Punkten gelagert, von denen jeweils die beiden spiegelsymmetrisch zur optischen Achse angeordneten Punkte eine Ebene definieren. Nachfolgend soll die vertikale Achse des Resonators dabei als z -Achse, die in der Horizontalen liegende optische Achse als x und die hierzu orthogonale horizontale Achse als y bezeichnet werden, siehe Abb. 3.15. Zur Untersuchung der Auswirkungen von an den Resonator angreifenden Beschleunigungen wurde das Resonatormodell in einer FEM-Routine²³ analysiert. Als mechanische Parameter wurden dabei in der Simulation das Elastizitätsmodul $E = 67,6$ GPa sowie die Querkontraktionszahl $\sigma = 0,17$ von ULE verwendet. Die Kombination aus

²³Autodesk Inventor 2011

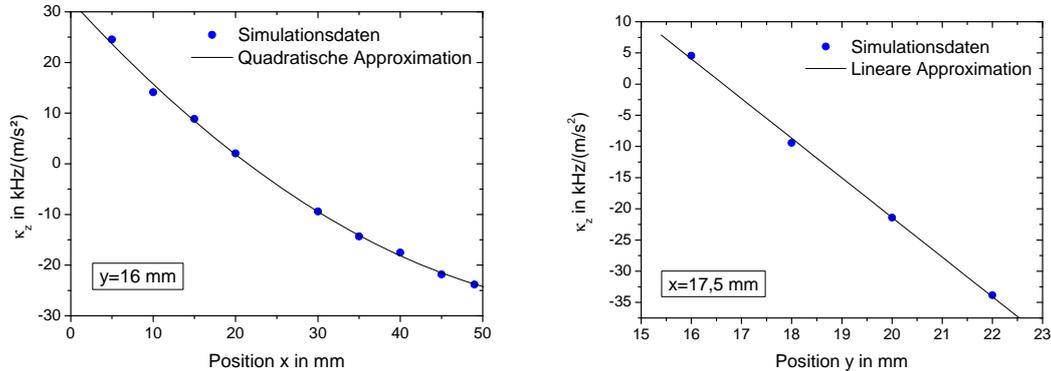


Abbildung 3.17: Ergebnisse der FEM-Simulation für die Längenänderung der optischen Resonatorachse bei einer in z -Richtung wirkenden Beschleunigung in Abhängigkeit von der Position x (**links**) und y (**rechts**) der Auflagepunkte. Die aus der Simulation erhaltene Längenänderung wurde in eine korrespondierende Frequenzänderung bei 328 THz übertragen und die entsprechende Beschleunigungssensitivität κ_z angegeben. An die Simulationsergebnisse wurde eine quadratische bzw. eine lineare Funktion angenähert.

Abstandshalter und optisch kontaktierten Spiegelsubstraten wurde als ein zusammenhängender Körper behandelt. Die vier Auflagepunkte mit jeweils einer quadratischen Fläche von $1,5 \times 1,5$ mm wurden in der Simulation als Referenzpunkte definiert, die die den Resonator in z -Richtung fixieren. Die Position der Auflagepunkte in x - und y -Richtung wurde in der Simulation variiert und die jeweilige Änderung des Abstandes der beiden Spiegelmittelpunkte zueinander sowie die entsprechende Verkippung der Spiegel aus den Simulationsergebnissen ausgelesen. Dabei wurde für jede Position der Auflagepunkte jeweils eine konstante Beschleunigung von $9,81 \text{ m/s}^2$ in z -Richtung appliziert. Die in der Simulation als Folge der konstanten Beschleunigung gemessenen Änderungen der Spiegelabstände gelten dabei auch für zeitlich veränderliche Beschleunigungen, so lange deren Frequenzen klein sind im Vergleich zur niedrigsten mechanischen Resonanz, also im quasistatischen Grenzfall. Die niedrigste mechanische Resonanzfrequenz dieser Resonatorgeometrie wurde in der identischen FEM-Routine zu etwa 15 kHz bestimmt. Die Ergebnisse der durchgeführten Simulation sollen für Anregungsfrequenzen von max. etwa 100 Hz gelten, so dass hier die quasistatische Näherung sehr gut erfüllt ist. Es ist damit hinreichend, eine statische und keine dynamische FEM-Analyse durchzuführen.

Die Simulationsergebnisse für die durch die Abstandsänderung der beiden Spiegelmittelpunkte verursachte Beschleunigungssensitivität κ_z sind in Abb. 3.17 in Abhängigkeit von der Position x und y der Auflagepunkte dargestellt. Für die gezeigte Abhängigkeit von der Position in x -Richtung wurde dabei ein fester Wert von $y = 16$ mm verwendet. An die Simulationsergebnisse wurde ein Polynom zweiten Grades angenähert. Es ergibt sich dabei ein Nulldurchgang von κ_z für

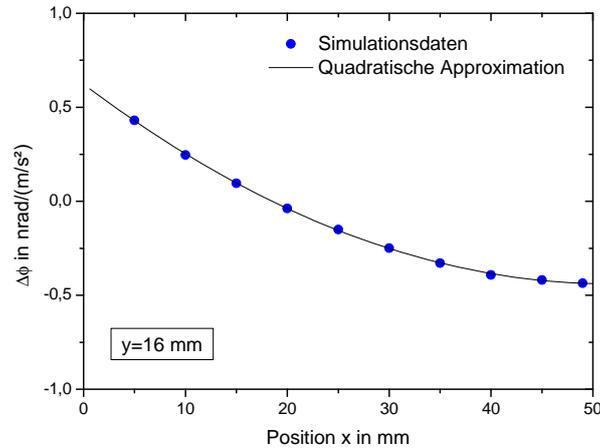


Abbildung 3.18: Verkippung der Spiegel in Abhängigkeit von der Position x der Auflagepunkte für eine in z -Richtung wirkende Beschleunigung.

$x = 21,5$ mm. In der Umgebung dieses Nulldurchganges ändert κ_z das Vorzeichen. Die Änderung von κ_z bei einer Variation der Position x der Auflagepunkte beträgt im Nulldurchgang dabei $\frac{d\kappa_z}{dx} = -1,2 \frac{\text{kHz}/(\text{m}/\text{s}^2)}{\text{mm}}$. In Abb. 3.17 ist ebenfalls die Abhängigkeit von κ_z als Funktion der Position y der Auflagepunkte für $x = 17,5$ mm dargestellt. An die Simulationsergebnisse wurde ein linearer Verlauf angenähert. Für die Änderung von κ_z in Abhängigkeit von y ergibt sich dabei $\frac{d\kappa_z}{dy} = -6,4 \frac{\text{kHz}/(\text{m}/\text{s}^2)}{\text{mm}}$. Diese war dabei im Rahmen der Simulationengenauigkeit weitestgehend unabhängig von der Position x . Eine Verschiebung der Auflagepunkte um $\Delta y = 1$ mm führt damit also zu einer Verschiebung des Nulldurchganges von κ_z um $\Delta x = -5,3$ mm. Im Experiment galt für die Position der Auflagepunkte stets $y = 17,75$ mm. Der Nulldurchgang von κ_z würde damit nach den Vorhersagen der FEM-Simulationen bei $x = 12,2$ mm vorliegen.

Die angreifende Beschleunigung verursacht nicht nur eine Abstandsänderung sondern auch eine Verkippung ϕ der beiden Spiegel. Diese ist in Abb. 3.18 für einen einzelnen Spiegel in Abhängigkeit von der Position x der Auflagepunkte für $y = 16$ mm dargestellt. Die Verkippung ϕ zeigte im Rahmen der Simulationengenauigkeit nur eine vernachlässigbare Abhängigkeit von der Position y der Auflagepunkte und ist deshalb hier nicht gezeigt. An die Simulationsergebnisse wurde ein Polynom zweiten Grades angenähert. Es ist ersichtlich, dass die Verkippung ihr Vorzeichen ändert und einen Nulldurchgang bei $x = 18,5$ mm besitzt. Die Verkippung ϕ der Spiegel führt zunächst nur zu einer Änderung der Resonatorlänge in zweiter Ordnung in ϕ [56]

$$\Delta L_{opt} = \frac{L\phi^2(2 + g_1 + g_2)}{1 - g_1g_2},$$

mit den Parametern g_1, g_2 des Resonators aus Gl. 2.3, und ist damit für die betrachteten Winkeländerungen im Bereich weniger mrad vernachlässigbar. Konstruktionsbedingt weicht jedoch im Experiment die geometrische Achse des Resonators von der optischen Achse ab, so dass auch bereits in erster Ordnung in ϕ eine Änderung der optischen Resonatorlänge in Abhängigkeit vom Versatz der geometrischen zur optischen Achse auftreten kann [22].

Insgesamt kann nach den Ergebnissen der FEM-Simulation durch eine geeignete Wahl der x - und y -Position der Auflagepunkte sowohl die Abstandsänderung als auch die Verkippung der Spiegel zu null gewählt werden. Gemäß den Simulationsergebnissen wäre dies für $x = 18,5$ mm und $y = 16,6$ mm der Fall. Im Experiment lässt sich die Position der Auflagepunkte sowohl in x - als auch in y -Richtung jeweils mit einer Genauigkeit von etwa $500 \mu\text{m}$ einstellen. Damit sollte es mit den aus der Simulation erhaltenen Steigungen $\frac{d\kappa_z}{dx}$ und $\frac{d\kappa_z}{dy}$ möglich sein, die vertikale Beschleunigungssensitivität auf $|\kappa_z| \approx 3,5 \text{ kHz}/(\text{m/s}^2)$ zu reduzieren.

3.4.2 Experimentelle Bestimmung

Zur experimentellen Bestimmung der Beschleunigungssensitivität wurden Schwebungsmessungen zwischen den auf die beiden Resonatoren stabilisierten Lasersystemen durchgeführt. Ein Resonator diente dabei als Referenz, während am zweiten System systematisch die Position der Auflagepunkte variiert wurde. Der Resonator wird, wie bereits beschrieben, im Experiment auf vier Viton-Punkten gelagert. Diese besitzen jeweils eine Stärke von $0,5$ mm und eine quadratische Querschnittsfläche von $1,5 \times 1,5$ mm. Experimentell wurden verschiedene Abmessungen und Stärken für die Auflagepunkte evaluiert, die niedrigsten Vibrationssensitivitäten ergaben sich jedoch mit den genannten Abmessungen. Größere Dimensionen führten zu erhöhten Beschleunigungssensitivitäten, da der Resonator infolge von Unebenheiten der Viton-Oberflächen keinen definierten und reproduzierbaren Auflagepunkt mehr besaß und damit der Resonator ungleichmäßig auf den vier Punkten auflag. Dies führt zu einer asymmetrischen Verteilung der angreifenden Kräfte und erhöhte damit die Beschleunigungssensitivität. Kleinere Viton-Auflageflächen konnten nicht mit hinreichender Präzision und Reproduzierbarkeit gefertigt werden, so dass die Beschleunigungssensitivität ebenfalls zunahm. In den nachfolgenden Messungen wurde nur die Position x der Auflagepunkte variiert. Die y -Position betrug in allen Messungen $y = 17,75$ mm und war zugleich der geringste Abstand der Auflagepunkte zur optischen Achse, der im experimentellen Aufbau möglich war.

Vertikale Beschleunigungssensitivität

Für die Messungen wurde der zu untersuchende Resonator aus der Vakuumkammer entfernt, die Auflagepunkte des Resonators entsprechend eingestellt und dieser anschließend wieder in die Kammer eingesetzt. Dies erforderte gelegentlich die kom-

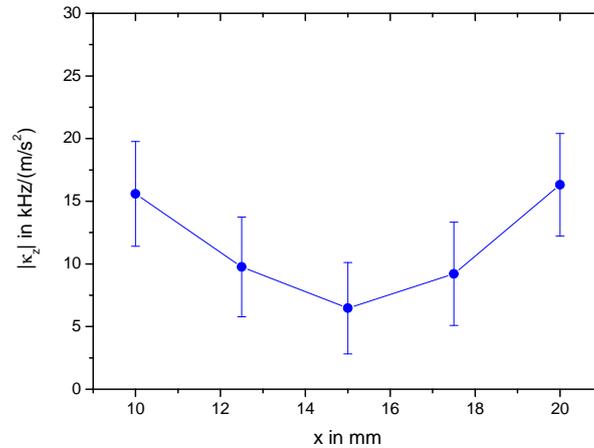


Abbildung 3.19: Experimentell ermittelte Sensitivität $|\kappa_z|$ des Resonators auf vertikale Beschleunigungen in Abhängigkeit von der Position x der Auflagepunkte. Das Minimum der vertikalen Vibrationssensitivität von $|\kappa_z| = 6,5 \frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$ wird für $x = 15$ mm angenommen.

plette Neujustage des in den Resonator eingekoppelten Lichtes. Für die Messungen wurde die Vakuumkammer nur auf einen Druck von etwa $10^{-5} - 10^{-7}$ mbar evakuiert, wobei die zur Evakuierung verwendete Turbomolekularpumpe während der eigentlichen Messungen zur Vibrationsminderung für einige Minuten abgeschaltet wurde. Für die Messungen wurde die AVI des untersuchten Resonators deaktiviert und die vorliegenden Beschleunigungen direkt neben der Vakuumkammer mit einem 3-Achsen-Seismometer synchron mit der über die Zählerkarte aufgenommenen Schwebungsfrequenz aufgezeichnet. Für die Messung wurde eine Anregungsfrequenz von etwa 24 Hz verwendet. Diese wurde nicht zusätzlich erzeugt, sondern lag intrinsisch bereits als eine im gesamten Gebäude vorhandene dominante Schwingung in vertikaler Richtung vor, die nur eine schwache Kopplung von < 20 % in die horizontalen Richtungen besaß. Durch die Nutzung dieser dominanten gebäude-intrinsischen Schwingung entfiel die Notwendigkeit eines separaten Aufbaus zur mechanischen Schwingungs-Anregung des Resonators. Allerdings konnte mit dieser Methode nur die Vibrationssensitivität in vertikaler Richtung, κ_z , bestimmt werden. Die horizontalen Sensitivitäten κ_x und κ_y wurden auf andere Weise ermittelt (siehe Abschnitt 3.4.2). Aus den aufgezeichneten Zeitserien des Seismometers und der Schwebungsfrequenz wurde mittels eines FFT-Filters das untersuchte Frequenzband im Bereich von 24 Hz herausgefiltert. Hieraus wurden jeweils die Schwingungsamplituden A_x , A_y und A_z sowie die Modulationsamplitude der Schwebungsfrequenz $\Delta\nu$ bestimmt. Die gemessene Modulationsamplitude setzt sich dabei als eine Linearkombination der Schwingungsamplituden aller drei Richtungen zusammen, $\Delta\nu = \sum_{k=\{x,y,z\}} \kappa_k A_k$. Dabei sind κ_k und A_k im Allgemei-

nen komplex, da sie zusätzlich eine Phasenverschiebung aufweisen können. Durch eine Anregung in jeweils allen drei Raumrichtungen und Messung der jeweils verursachten Frequenzamplituden $\Delta\nu$ und Beschleunigungsamplituden A_k würde sich damit ein lineares Gleichungssystem ergeben, mittels welchem die Koeffizienten κ_k exakt bestimmt werden könnten [53]. In dieser Arbeit wurde jedoch ein vereinfachender Ansatz gewählt, da zum Zeitpunkt der Messungen nur eine Anregung in der z -Richtung möglich war. Zur Bestimmung von κ_z wurde die jeweils für eine Position der Auflagepunkte gemessene Frequenzamplitude $\Delta\nu$ vollständig der vertikalen Anregung zugeschrieben, $|\kappa_z| = \frac{|\Delta\nu|}{|A_z|}$ und der Einfluss der horizontalen Komponenten lediglich als Messfehler berücksichtigt. Dazu wurden jeweils (wie im nachfolgenden Abschnitt beschrieben) die horizontalen Sensitivitäten $|\kappa_x|$ und $|\kappa_y|$ bestimmt und mit den gemessenen Beschleunigungsamplituden A_x und A_y die korrespondierenden Frequenzamplituden $\Delta\nu_{\text{hor}} = |\kappa_x|A_x + |\kappa_y|A_y$ berechnet und zur Bestimmung des Messfehlers $\left|\frac{\Delta\kappa_z}{\kappa_z}\right| = \left|\frac{\Delta\nu_{\text{hor}}}{\Delta\nu}\right|$ verwendet. Die auf diese Weise erhaltene Beschleunigungssensitivität $|\kappa_z|$ in Abhängigkeit von der Position x der Auflagepunkte ist in Abb. 3.19 dargestellt. Das Minimum der Beschleunigungssensitivität von $|\kappa_z| = 6,4 \frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$ wird für $x = 15 \text{ mm}$ angenommen.

Dieser Wert weicht um etwa $z = 2,8 \text{ mm}$ von der theoretischen Vorhersage der FEM ab, allerdings lässt die vergleichsweise hohe Ungenauigkeit dieser Messung kaum einen Rückschluss auf die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von FEM-Simulation und Experiment zu. Eine solche Abweichung der experimentell gemessenen Werte von der theoretischen Vorhersage wurde jedoch auch in [57] beobachtet.

Die experimentell bestimmte Beschleunigungssensitivität in vertikaler Richtung von $|\kappa_z| = 6,4 \frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$ ist dabei im Rahmen der Messungengenauigkeit vergleichbar mit dem aus den FEM-Simulationen in Kombination mit der experimentell zugänglichen Präzision abgeschätzten Wert von $|\kappa_z| = 3,5 \frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$.

Horizontale Beschleunigungssensitivitäten

Besitzt der Resonator eine endliche horizontale Beschleunigungssensitivität κ_x bzw. κ_y für eine in x - bzw. y -Richtung angreifende Beschleunigung, so führt eine Verkipfung des Resonators um den Winkel φ im Gravitationsfeld der Erde zu einer Änderung der parallel an den Resonator angreifenden Kräfte um den Betrag $\Delta a = g \sin \varphi$, wobei g die Erdbeschleunigung bezeichnet und der Winkel φ die Verkipfung gegen den Vektor der Erdbeschleunigung bezeichnet. Dies führt zu einer korrespondierenden Frequenzverschiebung

$$\Delta\nu = \kappa_x g \sin \varphi_x \approx \kappa_x g \varphi_x,$$

für eine Verkipfung in x -Richtung bzw. analog für y . Die lineare Näherung ist zulässig, da im Experiment nur kleine Verkipfungen von maximal wenigen mrad betrachtet werden. Die Änderung der in z -Richtung angreifenden Beschleunigung

Resonator	$ \kappa_x $ in $\frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$	$ \kappa_y $ in $\frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$	$ \kappa_z $ in $\frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$
R2	27,3	9,7	$4,9 \pm 2,4$
R3	10,8	21,7	$6,8 \pm 3,7$

Tabelle 3.3: Experimentell bestimmte Beschleunigungssensitivitäten der Resonatoren R2 und R3. Die z -Achse ist entlang des Gravitationsfeldes, x in Richtung der optischen Resonatorachse und y in der zur optischen Achse orthogonalen horizontalen Richtung orientiert. Die experimentellen Unsicherheiten für die horizontalen Beschleunigungssensitivitäten $|\kappa_x|$ und $|\kappa_y|$ betragen etwa 10%.

ist nur ein Effekt zweiter Ordnung, gemäß $\Delta a_z = g \cos \varphi \approx g(1 - \frac{\varphi^2}{2})$, und kann daher vernachlässigt werden.

Zur Bestimmung der horizontalen Beschleunigungssensitivität wurde der AVI des zu untersuchenden Resonators jeweils in x - bzw. y -Richtung geringfügig verkippt und parallel die Schwebungsfrequenz gegen den zweiten ungestörten Referenzresonator vermessen und die hieraus resultierende Frequenzverschiebung $\Delta\nu_x$ bzw. $\Delta\nu_y$ bestimmt. Synchron wurde die jeweilige Verkipfung des Resonators mit einem Inklinometer²⁴ aufgezeichnet. Da die Verkipfung im Experiment niemals vollständig in ausschließlich einer Richtung erfolgte, sondern stets eine geringfügige Kopplung zwischen beiden Achsen vorlag, wurde für jede Messung die Verkipfung in beide Achsen gemessen und anschließend die gekoppelte lineare Gleichung

$$\begin{pmatrix} \Delta\nu_x \\ \Delta\nu_y \end{pmatrix} = g \begin{pmatrix} \varphi_{x,x} & \varphi_{x,y} \\ \varphi_{y,x} & \varphi_{y,y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \kappa_x \\ \kappa_y \end{pmatrix}$$

gelöst. Für κ_x und κ_y ergaben sich dabei Werte im Bereich von 10-30 $\frac{\text{kHz}}{\text{m/s}^2}$, die ohne Systematik mit der Position der Auflagepunkte variierten. Auch für wiederholte Messungen mit den identischen Auflagepunkten schwankten die Werte für die horizontalen Sensitivitäten in dem genannten Intervall. Dies ist zurückzuführen auf eine eingeschränkte Reproduzierbarkeit in der Symmetrie der verwendeten Auflagepunkte. Dieser Effekt wurde auch in [56, 57] beobachtet.

Die jeweils erhaltenen Werte für κ_x und κ_y wurden (wie im vorigen Abschnitt beschrieben) zur Ermittlung des Messfehlers bei der Bestimmung der vertikalen Vibrationssensitivität verwendet. Dabei wurde angenommen, dass die gemessenen horizontalen Beschleunigungssensitivitäten auch bei 24 Hz gültig sind.

Es soll an dieser Stelle angemerkt werden, dass das hier präsentierte Verfahren zur Bestimmung der Beschleunigungssensitivitäten mit nicht unerheblichen Fehlern behaftet ist, was auch die Abweichung der experimentell bestimmten Werte vom theoretischen Modell erklären könnte. Die präziseste Herangehensweise ist

²⁴LGM Lippmann

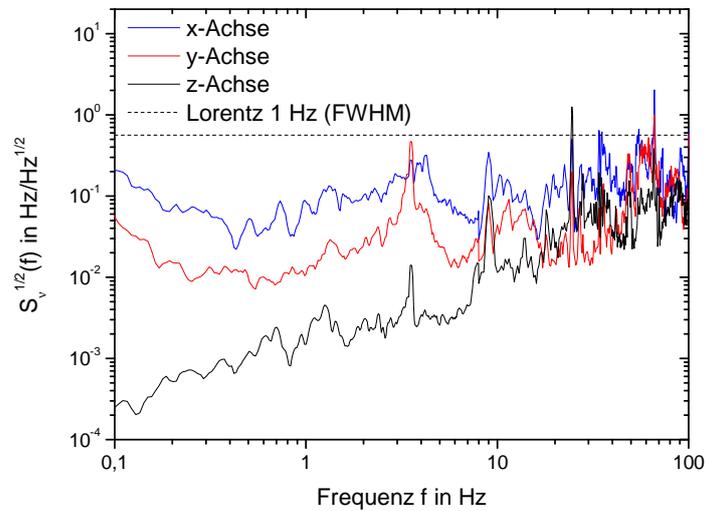


Abbildung 3.20: Beschleunigungsinduziertes Frequenzrauschen der Resonatoren für den Fall der aktivierten AVI. Hierzu wurde aus der spektralen Rauschleistungsdichte der Beschleunigung aus Abb. 3.4 die korrespondierende Frequenzrauschleistungsdichte mittels der Beschleunigungssensitivitäten aus Tab. 3.3 (hier für R2) berechnet. Es sind jeweils die Rauschbeiträge der einzelnen Richtungen gezeigt. Als Referenz ist ebenfalls ein Laser mit einer Linienbreite von 1 Hz (Lorentz) dargestellt.

jene in [53], in der der Resonator jeweils in allen drei Schwingungsrichtungen definiert angeregt wird, und aus den dabei aufgezeichneten drei Schwebungsmessungen nebst Vibrationsamplituden exakt die entsprechenden Sensitivitäten ermittelt werden können. Dieses Verfahren sollte auch in dieser Arbeit angewendet werden, eine entsprechende Schwingungsplattform, die eine Vibrationsanregung des Resonators in allen drei Richtungen erlaubt, wurde bereits im Rahmen einer vorangegangenen Arbeit implementiert [58]. Die Plattform hätte zum Zeitpunkt dieser Messungen jedoch nur unter erheblichem experimentellen Aufwand in den Aufbau integriert werden können, deshalb wurde das hier vorgestellte vereinfachte Verfahren angewandt. Eine zukünftige Wiederholung der Messungen mit höherer Präzision ist daher denkbar.

Vibrationsinduziertes Frequenzrauschen

Nachdem die optimalen Auflagepunkte für die Resonatoren zu $x = 15$ mm ermittelt wurden, wurden die Vakuumkammern wieder auf den Enddruck von 10^{-8} mbar evakuiert und nach Entfernen der Turbomolekularpumpe die Beschleunigungssensitivitäten der Resonatoren final vermessen. Die Ergebnisse sind in Tab. 3.3 zusammengefasst. Die gemessenen Werte sind vergleichbar mit jenen in [56]. Eine

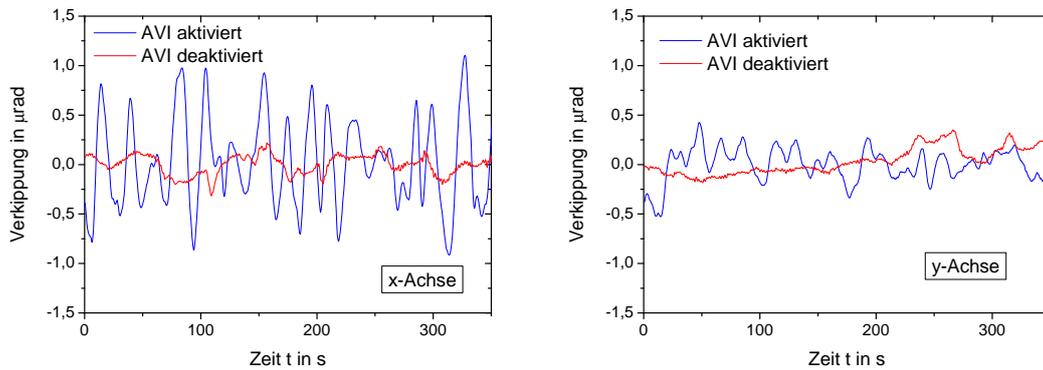


Abbildung 3.21: Zeitliche Änderung der horizontalen Verkippung der AVI-Plattform von Referenzresonator R2. Für beide Plattformen wurden vergleichbare Ergebnisse erhalten. Dargestellt sind die Verkippung im Fall der aktiven AVI (blaue Kurven) sowie im Fall der deaktivierten AVI (rote Kurven). Die erhöhte Lagestabilität im Fall der deaktivierten AVI ist deutlich erkennbar. **Links:** Verkippung in x -Richtung, **rechts:** Verkippung in y -Richtung des Resonators.

zukünftige Reduzierung der Beschleunigungssensitivitäten, speziell für die horizontalen Komponenten, könnte durch symmetrischere Auflagepunkte erzielt werden, etwa in dem Viton-Kugeln anstelle von Quadern verwendet werden, wie dies etwa in [57] untersucht wurde. Hierfür wäre jedoch zunächst eine Neuüberarbeitung der gegenwärtigen Resonatorhalterung erforderlich.

Mit den experimentell bestimmten Beschleunigungssensitivitäten wurde der Einfluss von Vibrationen auf die Stabilität der Resonatoren ermittelt. Hierzu wurden die mit dem Seismometer auf den AVIs gemessenen Vibrationsspektren aus Abb. 3.4 mit den Sensitivitätskoeffizienten κ_x , κ_y und κ_z in ein korrespondierendes Frequenzrauschen übersetzt. Dabei wurde angenommen, dass die gemessenen Beschleunigungssensitivitäten über den betrachteten Frequenzbereich konstant sind. Das Ergebnis ist in Abb. 3.20 dargestellt. Bis auf wenige akustische Resonanzen im Bereich von 10 Hz bis etwa 100 Hz liegt das dabei verursachte Frequenzrauschen deutlich unter der Linienbreite eines als Referenz eingezeichneten Lasers mit einer Linienbreite von 1 Hz.

In diesem Zusammenhang wurde beobachtet, dass die Lagestabilität der AVI-Plattform bei aktivierter Isolation deutlich geringer ist als im Fall der deaktivierten AVI. Dies wurde mit dem Inklinometer detaillierter untersucht, siehe Abb. 3.21. Die zeitliche Änderung der gemessenen Verkippung der AVI bei aktivierter Isolation ist deutlich erhöht im Vergleich zur passiven Stabilität bei deaktivierter AVI. Dies wurde in Kooperation mit dem Herstellerunternehmen eingehender untersucht, mit der Feststellung, dass dieses Verhalten eine technische Eigenart dieses Gerätetyps darstellt. Die beobachtete erhöhte Lageinstabilität bei aktivierter

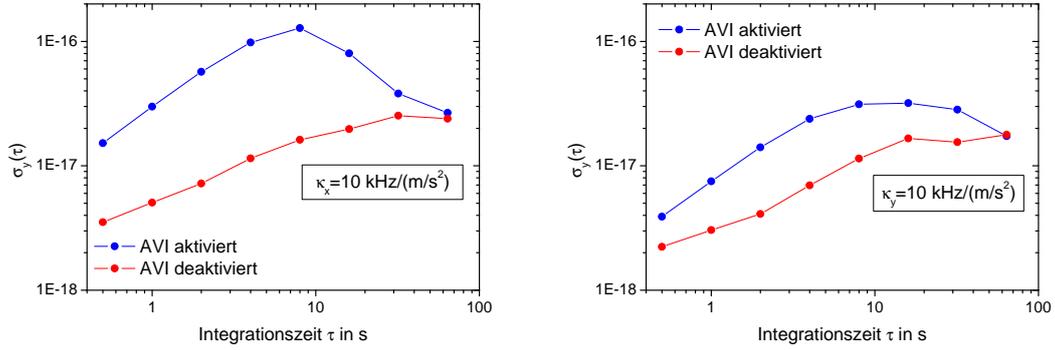


Abbildung 3.22: Aus den Zeitserien in Abb. 3.21 berechnete Allan-Standardabweichung für die verkippungsinduzierten Frequenzschwankungen für die x -Richtung (**links**) und y -Richtung (**rechts**). Es wurde in beiden Fällen eine Beschleunigungssensitivität κ_x und κ_y von $10 \text{ kHz}/(\text{m}/\text{s}^2)$ angenommen. Die gezeigten Instabilitäten skalieren jeweils linear in κ_x bzw. κ_y .

AVI führt infolge der Verkippung zu einer Änderung der Resonator-Eigenfrequenz und degradiert damit die erzielbare Frequenzstabilität. Um die Auswirkungen dieses Verhaltens quantitativ zu untersuchen, wurden die Zeitreihen in Abb. 3.21 in eine korrespondierende Frequenzverschiebung übersetzt und hieraus die Allan-Standardabweichung bestimmt. Dabei wurde jeweils für κ_x und κ_y eine Beschleunigungssensitivität von $10 \text{ kHz}/(\text{m}/\text{s}^2)$ angenommen. Das Ergebnis ist in Abb. 3.22 dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die x -Richtung eine deutlich höhere neigungsinduzierte Instabilität besitzt als die y -Richtung. Für $\tau = 8 \text{ s}$ ist die Instabilität bei aktivierter AVI in x -Richtung um etwa eine Größenordnung höher als im Fall der deaktivierten AVI. Die höchste gemessene Beschleunigungssensitivität für κ_x und κ_y betrug jeweils etwa $30 \text{ kHz}/(\text{m}/\text{s}^2)$. Für die Verkippung in x -Richtung wäre die damit assoziierte Instabilität für $\tau = 8 \text{ s}$ mit $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-16}$ bereits von der Größe des thermischen Rauschens eines einzelnen Resonators. Für eine zukünftige Minimierung dieses Effektes muss daher entweder die durch die AVI bereitgestellte Lagestabilität deutlich erhöht oder die horizontalen Beschleunigungssensitivitäten der Resonatoren verringert werden.

3.5 Thermische Stabilität

Verändert sich die Temperatur T des optischen Resonators, so hat dies bedingt durch den endlichen Temperatúrausdehnungskoeffizienten $\alpha(T)$ eine Längenänderung der optischen Resonatorachse und damit eine entsprechende Frequenzverschiebung zur Folge. Für eine möglichst geringe Sensitivität der optischen Resonatorlänge auf Temperaturschwankungen bestehen die Abstandshalter der Reso-

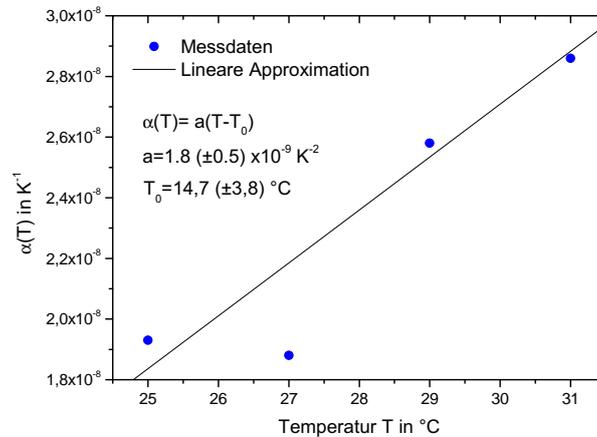


Abbildung 3.23: Gemessener thermischer Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T)$ von R1 als Funktion der Temperatur T . An die Messdaten wurde ein linearer Verlauf $\alpha(T) = a(T - T_0)$ angenähert. Dabei ergab sich $a = (1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ (in Übereinstimmung mit den Spezifikationen des Herstellers) und eine Nulldurchgangstemperatur des thermischen Ausdehnungskoeffizienten $T_0 = (14,7 \pm 3,8)^\circ\text{C}$.

natoren dieser Arbeit aus ULE, das einen Nulldurchgang des thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei Raumtemperatur besitzt. In der Umgebung dieser Nulldurchgangstemperatur T_0 kann der Ausdehnungskoeffizient durch

$$\alpha_{\text{ULE}}(T) = a(T - T_0) + b(T - T_0)^2$$

beschrieben werden, wobei die Koeffizienten durch $a = 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ und $b = -10 \cdot 10^{-12} \text{ K}^{-3}$ gegeben sind. Ein exakt bei der Nulldurchgangstemperatur betriebener ULE-Resonator besitzt somit eine sehr geringe Sensitivität auf Temperaturschwankungen, so dass die Anforderungen an die bereitzustellende Temperaturstabilität des Resonators deutlich relaxiert sind. Dies gilt jedoch in dieser Arbeit nur für den vollständig aus ULE bestehenden Referenzresonator R1. Um den Verlauf des Temperatúrausdehnungskoeffizienten $\alpha(T)$ von R1 experimentell zu bestimmen, wurde dessen Temperatur in einem Bereich von etwa 20-30°C variiert und die korrespondierende Frequenzänderung durch eine Schwebungsmessung mit dem bei einer konstanten Temperatur betriebenen zweiten Referenzresonator vermessen. Die Änderung der Temperatur erfolgte dabei in Abständen von mehreren Tagen. Für eine gemessene Frequenzänderung $\Delta\nu$ der Resonanzfrequenz ν infolge der Temperaturänderung ΔT bestimmt sich der thermische Ausdehnungskoeffizient zu

$$\alpha(T) = -\frac{1}{\nu} \frac{\Delta\nu}{\Delta T}.$$

An die gemessenen Werte in Abb. 3.23 wurde ein linearer Verlauf $\alpha(T) = a(T - T_0)$

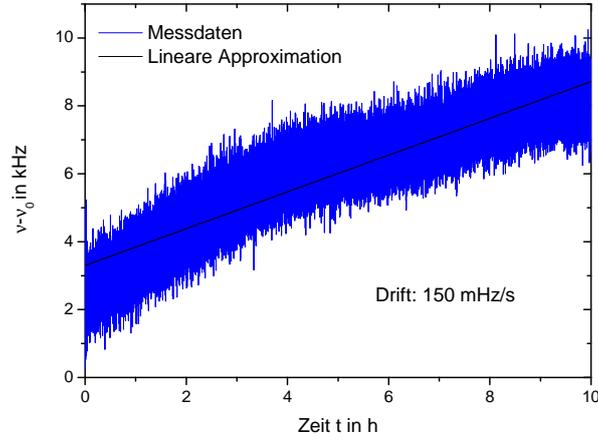


Abbildung 3.24: Drift der Resonanzfrequenz von R1 über einen Zeitraum von mehreren Stunden, gemessen mittels des H-Maser referenzierten Frequenzkammes. Das erhöhte Frequenzrauschen von Messpunkt zu Messpunkt wird durch die Kurzzeitstabilität des Masers von etwa $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-13}$ in 1 s bedingt. Der Einfluss des Masers auf das gemessene Driftverhalten ist hingegen vernachlässigbar. Ebenfalls ist eine an die Messdaten approximierte lineare Drift von etwa 150 mHz/s (entsprechend $4,6 \cdot 10^{-16}$ /s) dargestellt.

angenähert. Dabei ergab sich eine Steigung $a = (1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ in Übereinstimmung mit den Spezifikationen des Herstellers. Für die Nulldurchgangstemperatur ergibt sich damit $T_0 = 14,7 (\pm 3,8) \text{ }^\circ\text{C}$. Für den Betrieb von R1 bei T_0 ist somit eine Kühlung erforderlich, da die Umgebungstemperatur im Labor etwa 20°C beträgt. Dies wurde jedoch nicht realisiert. R1 wurde stattdessen bei einer Temperatur von 25°C betrieben, bei der der thermische Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T = 25^\circ\text{C}) = 1,9 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ beträgt. Da das Konzept der Kühlung hier nicht weiter verfolgt wurde hat den Grund, dass der Resonator R1 nur kurzzeitig verwendet und durch den Resonator R3 ersetzt wurde. R2 und R3 besitzen jedoch Nulldurchgangstemperaturen von weit unter 0°C (siehe nächster Abschnitt). Ein entsprechender experimenteller Aufbau zum Betrieb der Resonatoren bei solch niedrigen Temperaturen ist sehr aufwendig. In dieser Arbeit wurde deshalb das Konzept verfolgt, die Resonatoren bei Raumtemperatur und damit bei endlichem $\alpha(T)$ zu betreiben und stattdessen eine deutlich stabilere Temperaturumgebung der Resonatoren bereitzustellen. In Abb. 3.24 ist exemplarisch die zeitliche Änderung der Resonanzfrequenz des auf eine Temperatur von 25°C stabilisierten Resonators R1 dargestellt. Die dabei beobachtete Drift ist näherungsweise linear mit einer Driftrate von etwa 150 mHz/s, vergleichbar mit beobachteten Driftraten in anderen Arbeiten [21]. Für die Messung wurde die Frequenz des an R1 angebrachten Lasers mit einem optischen Frequenzkamm vermessen. Dieser war dabei auf einen langzeitstabilen Wasserstoff-Maser (H-Maser) stabilisiert, dessen Einfluss auf

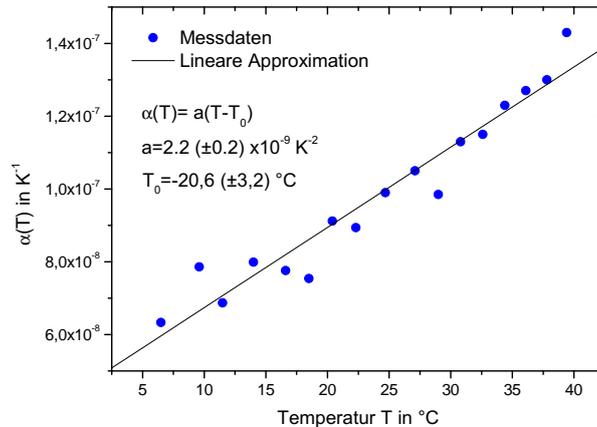


Abbildung 3.25: Thermischer Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T)$ von R2 als Funktion der Temperatur T . Die Messdaten wurden durch einen linearen Verlauf $\alpha(T) = a(T - T_0)$ approximiert. Dabei ergab sich $a = 2,2 (\pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ und eine Nulldurchgangstemperatur des thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $T_0 = (-20,6 \pm 3,2) \text{ }^\circ\text{C}$.

die gemessene Driftrate vernachlässigbar ist.

Die Referenzresonatoren R2 und R3 besitzen im Vergleich zu R1 eine deutlich höhere Temperatursensitivität. Ursache hierfür sind die Spiegelsubstrate aus Quarzglas, das einen deutlich höheren thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei Raumtemperatur von $\alpha_{\text{FS}} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ aufweist, während der Abstandshalter weiterhin aus ULE besteht. Diese Kombination von Materialien führt zu einem veränderten effektiven Ausdehnungskoeffizienten des Resonators. Für einen zylindrischen Resonator mit Länge L und Radius R ist der effektive thermische Ausdehnungskoeffizient des Resonators gegeben durch [59]

$$\alpha_{\text{eff}}(T) = \alpha_{\text{ULE}}(T) + 2\delta \frac{R}{L} [\alpha_{\text{FS}}(T) - \alpha_{\text{ULE}}(T)]. \quad (3.2)$$

δ beschreibt dabei einen von der Geometrie des Resonators abhängigen mechanischen Kopplungsparameter, der für eine präzise Behandlung aus einer FEM-Simulation bestimmt werden muss. Durch diesen Effekt wird α_{eff} vergrößert und der Nulldurchgang des thermischen Ausdehnungskoeffizienten damit zu kleineren Temperaturen verschoben. Für die Resonatoren dieser Arbeit würde der Nulldurchgang von α_{eff} damit weit unter 0°C verschoben. Um die Resonatoren weiterhin im Bereich der minimalen thermischen Sensitivität zu operieren, wäre somit ein Betrieb bei Temperaturen weit unter 0°C erforderlich. Dies ist experimentell nur mit erheblichem Aufwand zu erreichen. Von anderen Gruppen wurden bereits Methoden demonstriert, die eine Kompensation der verursachten Verschiebung des thermischen Nulldurchganges erlauben [59, 24], so dass der Punkt minimaler thermischer

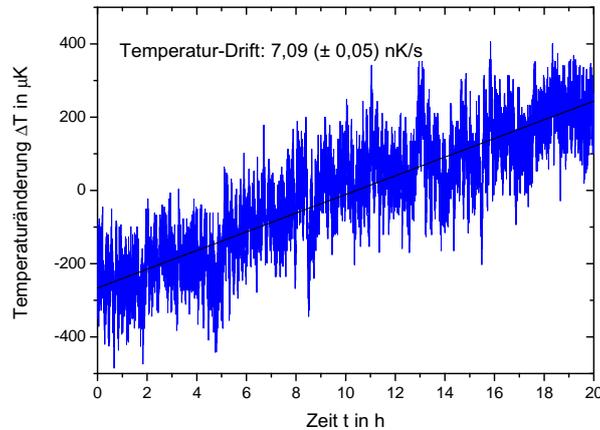


Abbildung 3.26: Temperatur-Drift der aktiv stabilisierten Vakuumkammer von R2, gemessen mit einem unabhängigen Sensor. Die beobachtete lineare Drift von 7 nK/s korrespondiert zu einer Driftrate von R2 von 230 mHz/s bzw. $7 \cdot 10^{-16}$ /s.

Sensitivität erneut bei Raumtemperatur liegt. Die angewandten Methoden liegen jedoch außerhalb des Fokus dieser Untersuchungen.

Die Resonatoren dieser Arbeit wurden deshalb weiterhin bei Raumtemperatur betrieben und stattdessen die Zielstellung verfolgt, eine höchstmögliche Temperaturstabilität der Resonatoren zu gewährleisten. Aus diesem Grund wurde für die Implementierung der Resonatoren im Vakuum ein Aufbau mit minimal-thermischer Leitfähigkeit gewählt und eine zusätzlich durch MLI-Folien isolierte Wärmeschild-Konfiguration verwendet, um eine hohe passive Temperaturstabilität am Ort des Resonators bereitzustellen. Der gesamte Aufbau ist zudem zweistufig aktiv temperaturstabilisiert; ein Regelkreis steuert dabei die Temperatur der Vakuumkammer selbst und ein zweiter unabhängiger Stabilisierungszweig die Temperatur der die Vakuumkammer umgebenden Aluminium-Kapsel. Letztere erzeugt eine definierte Temperaturumgebung und vermeidet so zeitlich variierende Temperaturgradienten an der Vakuumkammer.

Für die experimentelle Bestimmung des Verlaufs des thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha(T)$ von R2 wurde dieser auf etwa 4°C gekühlt und dessen Temperatur anschließend sukzessive bis zu einer Temperatur von 40°C erhöht. Die Temperaturänderung erfolgte im Abstand von einigen Tagen. Die korrespondierende Frequenzänderung wurde mittels einer Schwebungsmessung gegen den zweiten (bei einer festen Temperatur betriebenen) Referenzresonator vermessen. Die hieraus bestimmten Werte von $\alpha(T)$ sind in Abb. 3.25 dargestellt. An die Messdaten wurde erneut ein linearer Verlauf $\alpha(T) = a(T - T_0)$ approximiert. Hierbei ergab sich $a = (2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2}$ und eine Nulldurchgangstemperatur von $T_0 = (-20,6 \pm 3,2) \text{ °C}$. Für den Betrieb des Resonators bei einer Temperatur von

25°C beträgt damit der thermische Ausdehnungskoeffizient $\alpha(T) = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$ und ist damit fast eine Größenordnung höher als im Fall von R1.

Da aufgrund technischer Probleme der H-Maser referenzierte Frequenzkamm zur Charakterisierung der thermischen Stabilität der Resonatoren am Ende dieser Arbeit nicht zur Verfügung stand, wurde mit einem unabhängigen Sensor der zeitliche Verlauf der Temperatur der Vakuumkammer aufgezeichnet. Dieser ist in Abb. 3.26 dargestellt. Dabei wurde über einen Zeitraum von etwa 20 h eine in guter Näherung lineare Drift mit etwa 7 nK/s beobachtet. Diese Driftrate ist bereits von der Größe der vom Hersteller spezifizierten Langzeit-Drift der NTC-Widerstandswerte. Die gemessenen Fluktuationen auf kürzeren Zeitskalen werden durch elektronisches Rauschen des zur Messung verwendeten unabhängigen Sensors verursacht. Skaliert man die gemessene Driftrate der Temperatur mittels des experimentell bestimmten Ausdehnungskoeffizienten $\alpha(T)$ von R2 so würde sich damit eine thermische Drift des Resonators von etwa 230 mHz/s bzw. $7 \cdot 10^{-16} / \text{s}$ ergeben.

Anmerkend soll diesem Abschnitt hinzugefügt werden, dass die durch Temperaturschwankungen hervorgerufene Frequenzänderung in gewissen Grenzen deterministisch und damit vorhersagbar ist, da sie lediglich eine Drift der Resonanzfrequenz verursacht. Unter der Voraussetzung, dass diese Driftrate auf der für die Messung relevanten Zeitskala hinreichend linear ist, kann diese zu einem gewissen Zeitpunkt bestimmt und für zukünftige Zeitpunkte im Voraus kompensiert werden.

Selbst wenn die Einflüsse thermischer Temperaturschwankungen jedoch vollständig eliminiert wurden, besitzt ein optischer Resonator aus Glas immer noch eine endliche Driftrate seiner Resonanzfrequenz, die durch eine alterungsbedingte Deformation des Materials hervorgerufen wird. Diese isothermale Drift wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht vermessen.

3.6 Leistungsinduzierte Frequenzverschiebung

Wird Licht in einen optischen Resonator eingekoppelt, so wird dieses resonant überhöht. Die im Resonator zirkulierende Leistung P_{Res} skaliert dabei für Spiegelreflektivitäten $R \approx 1$ mit der in den Resonator eingekoppelten Leistung P_{in} linear mit der Finesse \mathcal{F}

$$P_{\text{Res}} \approx \frac{\mathcal{F}}{\pi} P_{\text{in}}. \quad (3.3)$$

Für die in dieser Arbeit typischerweise eingekoppelte Leistung von etwa 10 μW und der Finesse der verwendeten Resonatoren von $\mathcal{F} \approx 600.000$ ergibt sich damit eine resonatorinterne Leistung von etwa 2 W. Bei dem für diese Resonatoren vorliegenden Strahlradius der Resonatormoden von $w_0 = 240 \mu\text{m}$ beträgt für den TEM₀₀-Mode das Intensitätsmaximum des Lichtes auf den Spiegeloberflächen somit etwa $2,2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Diese Leistungsdichte führt trotz der nur schwach absorbierenden

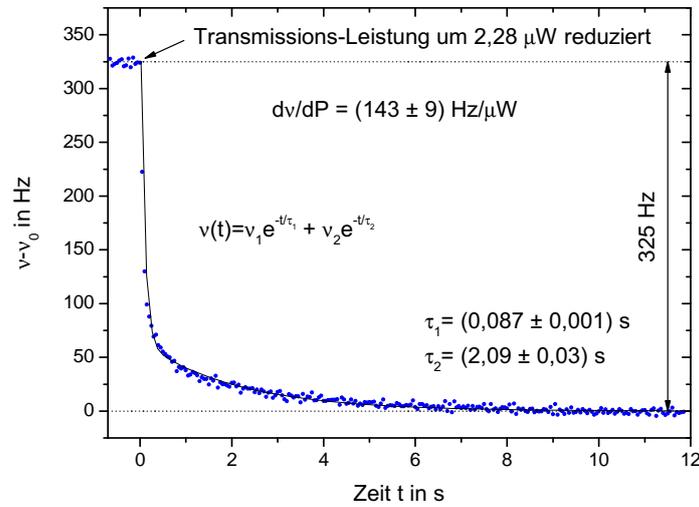


Abbildung 3.27: Leistungsinduzierte Verschiebung der Resonanzfrequenz von R1. Die-transmittierte Leistung wurde hierbei um $2,28 \mu\text{W}$ reduziert. Der Transferkoeffizient für die leistungsinduzierte Frequenzverschiebung beträgt somit $(143 \pm 9) \frac{\text{Hz}}{\mu\text{W}}$.

Spiegel zu einer lokalen Erwärmung, die durch den thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Spiegel in einer Änderung der Resonatorlänge resultiert. Dieser Effekt verursacht somit eine von der eingekoppelten Leistung abhängige Verschiebung der Resonanzfrequenzen, die das Leistungsrauschen des eingekoppelten Lichtfeldes in ein korrespondierendes Rauschen der Resonatoreigenfrequenz übersetzt. Für ein an den Resonator angebundenes Lasersystem werden die Leistungsschwankungen somit in ein Frequenzrauschen übertragen und degradieren die erzielbare Frequenzstabilität.

3.6.1 Transferkoeffizient

Zur experimentellen Bestimmung des Kopplungskoeffizienten zwischen der optischen Leistung und der korrespondierenden Verschiebung der Resonanzfrequenz wurde eine Schwebungsmessung zwischen den auf die beiden unabhängigen Resonatoren stabilisierten Laser durchgeführt. Einer der beiden Resonatoren diente dabei als Referenz, während am anderen System die eingekoppelte Leistung variiert wurde. Hierzu wurde das zum Resonator transferierte Licht jeweils mittels eines AOMs leistungsmoduliert. Die Ansteuerung des AOMs erfolgte über einen festfrequent betriebenen Frequenzgenerator, dessen Ausgangsleistung mittels eines spannungsgesteuerten Abschwächers eine Rechteckmodulation aufgeprägt wurde. Es wurde sichergestellt, dass durch die Leistungsmodulation keine signifikante Verschiebung des Nullpunktes des PDH-Fehlersignals verursacht wurde. Die modulier-

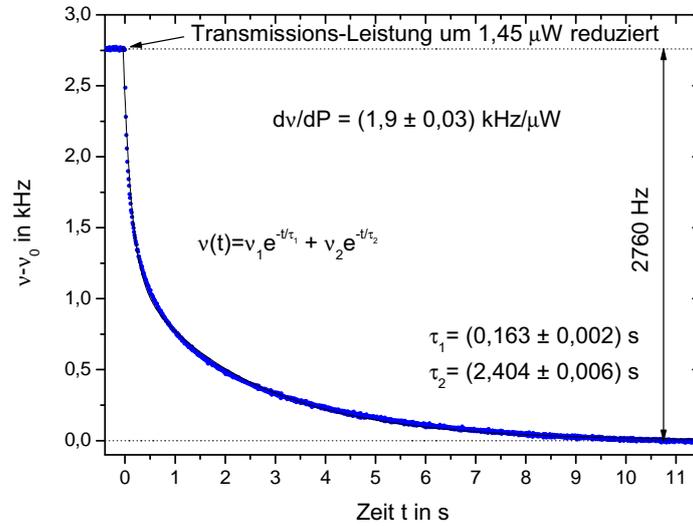


Abbildung 3.28: Leistungsinduzierte Verschiebung der Resonanzfrequenz von R2. Die transmittierte Leistung wurde hierbei um $1,45 \mu\text{W}$ reduziert. Der Transferkoeffizient für die Frequenzverschiebung beträgt somit $(1,9 \pm 0,03) \frac{\text{kHz}}{\mu\text{W}}$.

te Leistung wurde in Transmission des Resonators mit einer kalibrierten Photodiode gemessen. Von der parallel mit der Zählerkarte aufgezeichneten Zeitserie der Schwebungsmessung wurde eine lineare Drift subtrahiert. In Abb. 3.27 ist das Ergebnis dieser Messung für R1 und in Abb. 3.28 für R2 dargestellt. Die in den Resonator eingekoppelte Leistung wurde dabei jeweils zum Zeitpunkt $t = 0$ reduziert. Die gemessenen Daten wurden durch einen doppelt exponentiellen Zerfall

$$\nu(t) = \nu_0 + \nu_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + \nu_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}}$$

angenähert. Dabei ergeben sich im Fall von R1 Zeitkonstanten von $\tau_1 = (0,087 \pm 0,001) \text{ s}$ und $\tau_2 = (2,09 \pm 0,03) \text{ s}$ bzw. für R2 $\tau_1 = (0,163 \pm 0,002) \text{ s}$ und $\tau_2 = (2,404 \pm 0,006) \text{ s}$. Die Koeffizienten für die leistungsinduzierte Frequenzverschiebung unterscheiden sich um mehr als einen Faktor 10. Für R1 ergibt sich ein Koeffizient von $(143 \pm 9) \frac{\text{Hz}}{\mu\text{W}}$ und für R2 von $(1900 \pm 30) \frac{\text{Hz}}{\mu\text{W}}$.

Die gemessenen Zeitkonstanten sind deutlich größer als die mit dem Zerfall des resonatorinternen Feldes verknüpfte Zeitkonstante von etwa $65 \mu\text{s}$ und werden vermutlich durch die Wärmeleitfähigkeit der Spiegelbeschichtung sowie des Spiegelsubstrates bestimmt. Die Änderung der resonatorinternen Leistung verursacht eine Änderung der im Spiegel absorbierten Strahlungsenergie. Hieraus ergibt sich ein Wärmetransportprozess, der den Resonator wieder in das thermische Gleichgewicht zurückführt, die Zeitkonstante dieses Prozesses wird dabei durch die Wärmeleitfähigkeit der Spiegelmaterialien bestimmt. Im neuen Gleichgewichtszustand

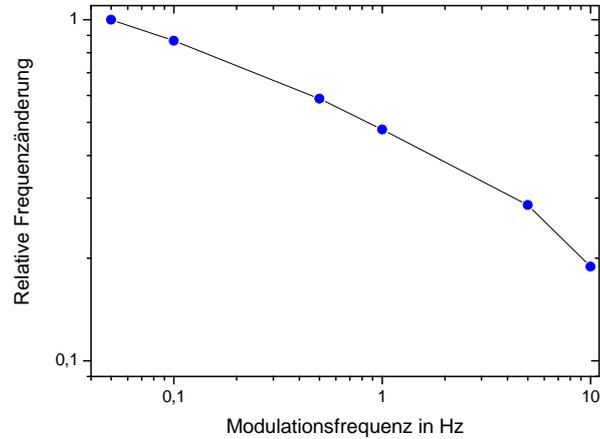


Abbildung 3.29: Frequenzabhängigkeit des beobachteten Effektes der leistungsinduzierten Resonanzfrequenzverschiebung an R2. Hierzu wurde für unterschiedliche Modulationsfrequenzen der Leistung die korrespondierende Frequenzverschiebung ermittelt.

besitzt das System des Spiegels damit eine lokal geringfügig geänderte Temperatur, die in Folge des thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Spiegelmaterialien zu einer Änderung der Resonatorlänge führt.

Während die Spiegelbeschichtungen für R1 und R2 identisch sind, sind die verwendeten Spiegelsubstrate unterschiedlich; ULE im Fall von R1 bzw. FS für R2. Sowohl ULE als auch FS besitzen vergleichbare Wärmeleitfähigkeiten, dies erklärt die vergleichbaren gemessenen Zeitkonstanten. Die thermischen Ausdehnungskoeffizienten unterscheiden sich jedoch deutlich. Bei 25°C ist dieser für ULE $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ und für FS $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$. Dies erklärt qualitativ die mehr als einen Faktor 10 unterschiedlichen Koeffizienten der leistungsinduzierten Frequenzverschiebung.

Die vergleichsweise lange Zeitkonstante von $\tau_2 > 2 \text{ s}$ für den leistungsinduzierten Effekt der Frequenzverschiebung impliziert, dass der Kopplungskoeffizient frequenzabhängig ist und bereits für geringe Modulationsfrequenzen von einigen Hertz deutlich abfällt. Diese Frequenzabhängigkeit wurde experimentell ermittelt, indem die in den Resonator eingekoppelte Leistung sinusförmig moduliert wurde. Bei konstanter Modulationsamplitude wurde der Effekt für unterschiedliche Modulationsfrequenzen untersucht, in dem jeweils aus der Zeitserie die im Schwingungssignal resultierende Frequenzmodulation aufgezeichnet und ermittelt wurde. Das Ergebnis ist in Abb. 3.29 dargestellt. Bei einer Modulationsfrequenz von etwa 10 Hz beträgt die induzierte Frequenzverschiebung nur noch das etwa 0,2-fache der Verschiebung, die für Modulationsfrequenzen $\ll 1 \text{ Hz}$ verursacht wird.

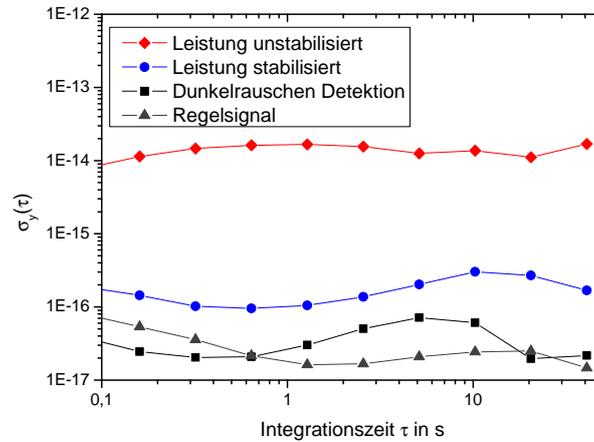


Abbildung 3.30: Allan-Standardabweichung der durch Leistungsschwankungen induzierten Frequenzfluktuationen von R2. Im Fall der ungestabilisierten Leistung (rote Kurve) ergibt sich eine Instabilität von $\sigma_y \approx 10^{-14}$, die sich im Fall der stabilisierten Leistung auf $\sigma_y \approx 2 \cdot 10^{-16}$ (blaue Kurve) reduziert. Ebenfalls gezeigt sind die korrespondierende Instabilität des Dunkelrauschens der Leistungsdetektion (schwarze Kurve) sowie das residuelle Rauschen im aktiven Regelkreis (graue Kurve).

3.6.2 Leistungsstabilisierung

Bedingt durch den Effekt der leistungsinduzierten Frequenzverschiebung ist die intrinsische Leistungsstabilität der verwendeten Laser nicht mehr ausreichend, da diese die durch die Resonatoren bereitgestellte Stabilität deutlich degradiert. Im Experiment wurde bei ungestabilsierter Laserleistung eine Frequenzstabilität der Schwebungsfrequenz zwischen beiden unabhängigen Resonatorsystemen von $\sigma_y(\tau) \approx 2 \cdot 10^{-14}$ auf Zeitskalen von $\tau > 1$ s gemessen.

Für die in dieser Arbeit angestrebte Frequenzstabilität der Resonatoren im Bereich von 10^{-16} ist daher eine aktive Stabilisierung der resonatorinternen Leistung erforderlich. Um die leistungsinduzierten Frequenzfluktuationen auf $\sigma_y \approx 10^{-16}$ (und damit unter das Niveau des thermischen Rauschens der Resonatoren) zu reduzieren, muss das transmittierte Licht im Fall von R2 auf Leistungsfluktuationen von < 20 pW stabilisiert werden. Im Fall von R1 ergeben sich dabei entsprechend geringere Anforderungen an die Leistungsstabilität.

Zu diesem Zweck wird die transmittierte Leistung des Resonators stabilisiert. (Es wurde ebenfalls untersucht, die optische Leistung vor der Einkopplung in den optischen Resonator zu stabilisieren, dies hat jedoch nicht zu einer hinreichenden Reduktion der Leistungsschwankungen geführt. Dies kann evtl. durch Schwankungen in der Polarisation oder durch - die Einkopplungseffizienz schwach ändernde

- Strahllage-Fluktuationen verursacht werden.) Die Detektion der transmittierten Leistung erfolgte über eine Photodiode mit einem optischen Tiefpassfilter²⁵, um das Umgebungslicht herauszufiltern. Als Stellelement für die Leistungsstabilisierung wurde im Falle von L2 der Trapezverstärker, für L1 ein AOM verwendet.

Die erzielte Leistungsstabilität wurde mit einer unabhängigen Photodiode gemessen. Dazu wurde das transmittierte Licht des Resonators an einem 50/50-Strahlteiler aufgespalten und ein Lichtpfad für die Stabilisierung und der andere für die unabhängige Charakterisierung genutzt. Für beide Lasersysteme wurden dabei vergleichbare Leistungsstabilitäten erzielt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.30 dargestellt. Hierbei wurden die gemessenen Leistungsfluktuationen mit einer A/D-Wandlerkarte aufgezeichnet und bereits mit dem aus Abschnitt 3.6.1 für R2 bestimmten Koeffizienten auf die korrespondierende Frequenzinstabilität projiziert. Der erhaltene Wert für den Fall der unstabilierten Leistung stimmt dabei gut mit der experimentell aus Schwebungsmessungen bestimmten Instabilität überein. Für R2 ergeben sich im Fall der stabilisierten Leistung somit Frequenzfluktuationen von $\sigma_y \approx 2 \cdot 10^{-16}$, was zunächst hinreichend für die angestrebte Frequenzstabilität der Resonatoren in dieser Arbeit ist.

3.7 Thermisches Rauschen

3.7.1 Grundlagen

Das thermische Rauschen der Länge eines optischen Resonators stellt ein fundamentales physikalisches Limit in der erzielbaren Frequenzstabilität eines optischen Resonators dar [60]. Die Problematik des thermischen Rauschens ist dabei nicht nur von Bedeutung auf dem Gebiet der optischen Uhren sondern auch auf anderen Forschungsgebieten wie etwa der lichtinterferometrischen Gravitationswellendetektion [61, 62]. An dieser Stelle soll nur eine kurze, für die Thematik dieser Arbeit relevante Motivation gegeben werden, für eine detaillierte Behandlung wird z.B. auf [63] verwiesen. Die Ursache des thermischen Rauschens liegt in der Tatsache begründet, dass dissipative (verlustbehaftete) physikalische Systeme bei endlichen Temperaturen T betrachtet werden. Gemäß des Fluktuations-Dissipations-Theorems (FDT) lassen sich die thermischen Schwankungen einer physikalischen Messgröße in Bezug setzen zu den Verlusten in dem betrachteten System. Das FDT lässt sich mathematisch in vielen Varianten formulieren, hier soll die in [60] herangezogene, experimentell anschaulichere Darstellung von Levin [64] kurz genannt werden. In dieser lässt sich das thermische Anregungsspektrum $S_x(f)$ einer physikalischen Observablen x bei der Temperatur T in Abhängigkeit von der Frequenz $\omega = 2\pi f$ ausdrücken durch

²⁵RG850, Linos

$$S_x(f) = \frac{8k_B T}{\omega^2} \frac{W_{\text{Diss}}(f)}{F_0^2}. \quad (3.4)$$

Hierbei ist $W_{\text{Diss}}(f)$ die mittlere dissipierte Energie, wenn das betrachtete System einer zeitabhängigen harmonischen Kraft $F_0 \cos(2\pi ft) \vec{P}(\vec{r})$ ausgesetzt wird, wobei $\vec{P}(\vec{r})$ eine vom Ort \vec{r} abhängige Gewichtungsfunktion darstellt.

Das thermische Rauschen verschiedener physikalischer Größen spielt dabei auf dem Gebiet der Hochpräzisionsmessungen eine entscheidende Rolle. So ist beispielsweise das thermorefraktive Rauschen (thermisches Rauschen des Brechungsindex eines Materials) von hoher Relevanz bei Mikroresonatoren [65, 66, 67], die gegenwärtig für vielfältige Anwendungen in der Metrologie mit großem Interesse untersucht werden [68]. Für die in dieser Arbeit behandelten makroskopischen Resonatoren spielen überwiegend die durch Brown'sche Bewegung verursachten Fluktuationen der Resonatorlänge eine Rolle. Es soll in diesem Zusammenhang hier kurz angemerkt werden, dass bereits Ansätze existieren, das durch Brown'sche Bewegung verursachte Rauschen der Resonatorlänge durch das thermorefraktive Rauschen der Resonatorspiegelschichten zu reduzieren [69].

Das thermische Rauschen der Länge eines Resonators dieser Arbeit setzt sich aus drei Beiträgen zusammen. Den Längenfluktuationen des (a) Abstandhalters (Spacer), (b) der Spiegelsubstrate, sowie (c) der (dielektrischen) Spiegelschichten selbst. Für das thermische Rauschen der Länge eines zylinderförmigen Abstandhalters mit Länge L und Radius R gilt dabei [60]

$$S_L^{\text{Spacer}}(f) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{L}{3\pi R^2 E} \phi_{\text{Spacer}}, \quad (3.5)$$

wobei $S_L(f)$ die spektrale Rauschleistungsdichte der geometrischen Länge darstellt. E bezeichnet hierbei das Elastizitätsmodul und ϕ den mechanischen Verlust des verwendeten Materials. ϕ ist dabei invers zur mechanischen Güte $Q = 1/\phi$. Analog hierzu lässt sich ebenfalls ein entsprechender Ausdruck für das thermische Rauschen des Spiegelsubstrates angeben [60]

$$S_L^{\text{Substrat}}(f) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{1 - \sigma^2}{\sqrt{\pi} E w_0} \phi_{\text{Substrat}}, \quad (3.6)$$

mit der Querkontraktionszahl (Poissonzahl) σ und dem Verlust ϕ des Substrates. w_0 bezeichnet hierbei den Strahlradius der Resonatormode auf der Spiegeloberfläche. Bezieht man den Einfluss der Spiegelbeschichtung mit ein, so kann dies näherungsweise durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden [60]

$$S_L^{\text{Spiegel}}(f) = S_L^{\text{Substrat}}(f) \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \frac{\phi_{\text{Schichten}}}{\phi_{\text{Substrat}}} \frac{d}{w_0} \right), \quad (3.7)$$

wobei d die Dicke und $\phi_{\text{Schichten}}$ den Verlust des dielektrischen Schichtenstapels der Spiegelbeschichtung darstellt.

3.7.2 Thermisches Rauschen der Resonatoren

Die Ausdrücke (3.5)-(3.7) sollen dazu verwendet werden, das thermische Rauschen der in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren zu bestimmen. Obwohl die Geometrie der verwendeten Abstandshalter geringfügig von der vorausgesetzten Zylindergeometrie in Gl. (3.5) abweicht, soll dieser Ausdruck trotzdem herangezogen werden. Genauere Betrachtungen in [60] haben gezeigt, dass geringfügige Abweichungen von der idealen Zylindergeometrie nur Änderungen des thermischen Rauschens im Bereich weniger Prozent zur Folge haben. Eine aktuellere Untersuchung hat zudem gezeigt [70], dass das thermische Rauschen des Abstandshalters nicht homogen über dessen gesamte Länge verteilt ist, sondern einen höheren Beitrag in der Nähe der Spiegel besitzt, was ein höheres thermisches Rauschen zur Folge hat. Zudem wurde in [70] zusätzlich der Einfluss der Auflageflächen auf das thermische Rauschen des Abstandshalters untersucht. Die entsprechenden Korrekturen sind jedoch erst relevant, wenn das thermische Rauschen der Resonatoren durch den Abstandshalter dominiert wird, dies ist hier jedoch nicht der Fall. Deshalb sollen die vereinfachenden Ausdrücke aus [60] für die nachfolgende Betrachtung verwendet werden.

Für die in dieser Arbeit verwendeten Abstandshalter aus ULE gilt $L = 10$ cm, $R = 2,5$ cm sowie $E = 67,6$ GPa, $\sigma = 0,17$ und $\phi = 1/(6 \cdot 10^4)$ [60]. Da in dieser Arbeit Resonatoren mit zwei unterschiedlichen Spiegelsubstraten untersucht wurden, (a) ein Resonator mit einem ULE-Spiegelpaar und (b) zwei Resonatoren mit jeweils einem Quarzglas-Spiegelpaar, sollen diese hier im Hinblick auf ihr thermisches Rauschen gegenübergestellt werden. Für Quarzglas (*Fused Silica*, *FS*) gilt $E = 72,7$ GPa, $\sigma = 0,17$ und $\phi = 1/10^6$ [60]. Die Parameter der Spiegelschichten können näherungsweise mit $d = 2 \mu\text{m}$ und $\phi_{\text{Schichten}} = 4 \cdot 10^{-4}$ angenommen werden. Der Strahlradius der Resonatormode auf den Spiegeloberflächen beträgt $w_0 = 240 \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 2.4.) Damit ergeben sich die folgenden Werte für das thermische Rauschen der Resonatorlänge bei Raumtemperatur ($T = 298$ K):

$$\begin{aligned} \sqrt{S_L^{\text{Spacer}}(f)} &= \frac{3,31 \cdot 10^{-18} \text{ m}}{\sqrt{f/\text{Hz}}} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}}, \\ \sqrt{S_L^{\text{Spiegel,ULE}}(f)} &= \frac{3,83 \cdot 10^{-17}}{\sqrt{f/\text{Hz}}} \sqrt{1 + 0,18} \frac{\text{m}}{\sqrt{\text{Hz}}} = \frac{4,16 \cdot 10^{-17} \text{ m}}{\sqrt{f/\text{Hz}}} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}}, \\ \sqrt{S_L^{\text{Spiegel,FS}}(f)} &= \frac{9,05 \cdot 10^{-18}}{\sqrt{f/\text{Hz}}} \sqrt{1 + 2,98} \frac{\text{m}}{\sqrt{\text{Hz}}} = \frac{1,81 \cdot 10^{-17} \text{ m}}{\sqrt{f/\text{Hz}}} \frac{1}{\sqrt{\text{Hz}}}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Die beiden Spiegel sowie der Abstandshalter können hierbei jeweils als unkorreliert angenommen werden, so dass für die Längenfluktuationen des gesamten Resonators gilt:

Material Spiegelsubstrat	Anteil Spacer	Anteil Substrat	Anteil Spiegel	$\sqrt{S_L^{\text{Res}}(f)}$ in $\frac{1}{\sqrt{f/\text{Hz}}} \frac{\text{m}}{\sqrt{\text{Hz}}}$	σ_y
ULE	0,3%	84,6%	15,1%	$5,89 \cdot 10^{-17}$	$6,9 \cdot 10^{-16}$
FS	1,7%	24,7%	73,6%	$2,57 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-16}$

Tabelle 3.4: Thermisches Rauschen der in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren mit den beiden unterschiedlichen Spiegelsubstraten ULE und Quarzglas (FS). Gezeigt ist jeweils der relative Anteil der einzelnen Resonatorbestandteile zum thermischen Gesamttrauschen $S_L^{\text{Res}}(f)$ der Resonatorlänge sowie die hierzu korrespondierende relative Allan-Standardabweichung σ_y .

$$S_L^{\text{Resonator}}(f) = S_L^{\text{Spacer}}(f) + 2S_L^{\text{Spiegel}}(f). \quad (3.9)$$

Das korrespondierende Frequenzrauschen $S_\nu(f)$ ergibt sich aus dem Längenrauschen $S_L(f)$ gemäß

$$\sqrt{S_\nu(f)} = \frac{\nu}{L} \sqrt{S_L(f)}. \quad (3.10)$$

Die Ergebnisse für das jeweilige thermische Frequenzrauschen der beiden Resonatortypen sind in Tab. 3.4 zusammengefasst.

Das thermische Rauschen ist nach Gl. (3.8) ein $1/f$ -Rauschen, dies lässt sich gemäß [42]

$$S_\nu(f) = \frac{h_{-1}}{f} \Leftrightarrow \sigma_\nu^2(\tau) = 2h_{-1} \ln(2) \quad (3.11)$$

in die hierzu korrespondierende Allan-Varianz $\sigma_\nu^2(\tau)$ umrechnen. Normiert man diese noch auf die in der Arbeit vorliegende Frequenz des verwendeten Lichtes von $\nu = 328 \text{ THz}$, so ergibt sich für den Resonator mit ULE-Spiegeln ein thermisches Rauschen von $\sigma_y(\tau) = 6,9 \cdot 10^{-16}$ und für den Resonator mit Quarzglas-Spiegeln $\sigma_y(\tau) = 3 \cdot 10^{-16}$. Diese Werte sind auch noch einmal in Tabelle 3.4 gegenübergestellt. Das thermische Rauschen der Resonatoren mit Quarzglas-Spiegeln ist also mehr als einen Faktor 2 geringer. Im Fall des Resonators mit ULE-Spiegeln wird das thermische Rauschen größtenteils durch die Spiegelsubstrate verursacht. Im Fall des Resonators mit Quarzglas-Spiegeln leistet hingegen bereits die Spiegelbeschichtung den dominanten Rauschbeitrag.

3.7.3 Diskussion

Die aktuell besten optischen Uhren weltweit sind in ihrer Stabilität (Dick Effekt, siehe auch Abschnitt 4.3) durch das Frequenzrauschen der verwendeten Abfrage-

laser limitiert - welches dominant durch das thermische Rauschen der zur Stabilisierung verwendeten optischen Resonatoren bestimmt wird. Methoden zur Reduzierung des thermischen Rauschens stellen daher weltweit ein sehr aktives Forschungsgebiet dar. Da bereits bei ULE-Resonatoren mit FS-Spiegelsubstraten das thermische Rauschen durch die Spiegelschichten dominiert wird, besteht eine sehr direkte Lösung darin, die Resonatorlänge L zu erhöhen - dies würde das thermische Rauschen mit L^{-1} reduzieren und wird bereits von einigen Gruppen verfolgt [24]. Allerdings lässt sich dies nur in gewissen Grenzen umsetzen, da neben den hohen Materialkosten insbesondere die Sensitivität des Resonators auf angreifende Beschleunigungen mit steigender Länge zunimmt. Desweiteren lässt sich das thermische Rauschen durch einen größeren Strahlradius auf den Spiegeln verringern; auch die Verwendung höherer Transversalmoden wird diskutiert [71]. Ein sehr aufwendiger Ansatz besteht darin, Resonatoren bei kryogenen Temperaturen zu betreiben [72, 73, 74]. Dies würde das thermische Rauschen aufgrund der geringeren Temperatur erheblich reduzieren (allerdings muss hierbei auch beachtet werden, dass die mechanische Güte eines Materials bei tiefen Temperaturen drastisch verringert sein kann).

Andere Methoden befassen sich mit neuen Spiegelschichten selbst. Forschungsgegenstand ist dabei etwa die Verwendung alternativer Materialien für die dielektrischen Schichtsysteme. Vielversprechend sind auch diffraktive Optiken, die die bisher zum Einsatz kommenden Spiegelschichten vollständig vermeiden würden [75]. Die bisher demonstrierten Reflektivitäten sind allerdings noch nicht hinreichend zur Erzeugung von Resonatoren hoher Finesse.

Denkbar sind auch vollständig neue Ansätze hinsichtlich der verwendeten Resonatoren, wie etwa die Verwendung von Whispering Gallery Mode-Resonatoren, die sehr hohe Güten besitzen und intrinsisch aufgrund der internen Totalreflexion keine Spiegelschichten benötigen und bereits in ihrer Eigenschaft als optische Referenz untersucht wurden [65, 66, 67].

In jüngster Zeit wurden auch faserbasierte Interferometer hoher Armlängen-Imbalanz zur hochpräzisen Laserstabilisierung demonstriert [33].

Ein Ansatz, der seit kurzer Zeit sehr erfolgreich verfolgt wird, ist die Verwendung von spektralen Löchern zur Laserstabilisierung. Die mit dieser Methode bisher erzielten Frequenzstabilitäten sind bereits vergleichbar mit denen der weltweit besten optischen Resonatoren und weisen noch erhebliches Potential für die zukünftig erzielbaren Frequenzstabilitäten auf [76].

3.8 Weitere Einflussgrößen

In diesem Abschnitt sollen kurz einige weitere Effekte genannt werden, die die Frequenzstabilität eines optischen Resonators beeinflussen können, allerdings für diese Arbeit im Vergleich zu den bisher diskutierten Effekten vernachlässigbar sind.

Schrotrauschen der Detektion

Wurde die Modulationsfrequenz für die PDH-Stabilisierung hinreichend groß gewählt, so dass alle technischen Rauschquellen (Intensitätsrauschen, elektronisches Rauschen etc.) vernachlässigbar sind, so ist das fundamentale Limit des Rauschens des PDH-Signals durch das Schrotrauschen des zur Abfrage des Resonators verwendeten Lichtes gegeben. Für das Schrotrauschen des mit einem Photodetektor detektierten Stroms I von Photoelektronen gilt dabei

$$S_I(f) = \sqrt{2 \frac{hc}{\lambda} P},$$

wobei λ die Wellenlänge des Lichtes und P die auf den Detektor auftreffende optische Leistung darstellt. Da im Resonanzfall nur noch die Seitenbänder vom Resonator reflektiert werden, ist die auf den Detektor treffende Leistung $P = 2P_s$. Skaliert man nun das korrespondierende Rauschen mit der Steigung des PDH-Diskriminatorsignals in Gl. (2.17) unter Verwendung von Gl. (2.15), so erhält man für das schrotrauschlimitierte Frequenzrauschen des PDH-Signals [47].

$$S_\nu(f) = \frac{\sqrt{hc^3}}{8} \frac{1}{\mathcal{F}L\sqrt{\lambda P_c}}. \quad (3.12)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Resonatoren mit $\mathcal{F} \approx 600.000$, $L = 10$ cm, $\lambda = 914$ nm und $P_c \approx 10 \mu\text{W}$, ergibt sich damit eine schrotrauschbegrenzte Frequenzrauschen von $\sqrt{S_\nu(f)} = 9,6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Dies entspricht einer Allan-Standardabweichung von $\sigma_y(\tau) = 2,1 \cdot 10^{-17} / \sqrt{\tau/\text{s}}$ und liegt damit deutlich unter den in dieser Arbeit erzielten Instabilitäten.

Brechungsindexfluktuationen

Durch Druckschwankungen innerhalb der Vakuumkammer ändert sich die Teilchendichte und damit verbunden auch der Brechungsindex des Restgases im Resonatorvolumen. Dies führt zu einer entsprechenden Änderung der Resonanzfrequenz. Für die Resonatoren dieser Arbeit lag der Kammerdruck im Bereich von etwa $10^{-8} - 10^{-7}$ mbar. Gemäß der Abschätzung in [39] führt eine Druckänderung um 10^{-6} mbar zu einer relativen Frequenzänderung von etwa 10^{-18} . Dieser Effekt stellt somit keine Limitierung für die Frequenzstabilität der Resonatoren dar. Zur unabhängigen experimentellen Verifikation wurden zudem Schwebungsmessungen zwischen beiden Resonatorsystemen mit synchroner Aufzeichnung der (druckabhängigen) Ströme der beiden Ionen-Getterpumpen durchgeführt. Es konnte dabei keine Korrelation zwischen den IGP-Strömen und der Schwebungsfrequenz beobachtet werden.

An dieser Stelle soll abschließend angemerkt werden, dass die genannten Brechungsindexschwankungen nicht ausschließlich Folge technisch bedingter Dichte-

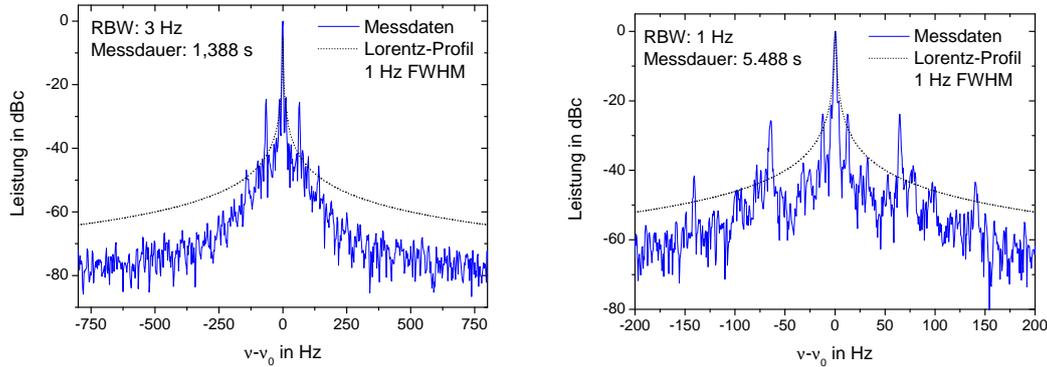


Abbildung 3.31: Spektrum des Schwebungssignals zwischen den beiden unabhängigen hochstabilen Lasersystemen für zwei verschiedene Frequenzintervalle. Die Stabilisierung erfolgte hierbei auf die beiden unabhängigen Referenzresonatoren R2 und R3. Zum Vergleich ist ein Lorentz-Profil mit einer Linienbreite von 1 Hz (FWHM) dargestellt.

schwankungen des Restgases sind. Selbst ein ideales Gas bei konstantem Druck zeigt lokale Fluktuationen der Teilchendichte infolge der statistischen Natur des thermodynamischen Systems bei endlicher Temperatur. Dieser Effekt stellt für hochstabile Resonatoren keine Limitierung dar, ist jedoch von Bedeutung für die lichtinterferometrische Gravitationswellendetektion [77].

3.9 Frequenzstabilität der Systeme

Nachdem in Abschnitt 3.3 eine residuelle Instabilität der Laseranbindung an die Resonatoren mit $\sigma_y < 2 \cdot 10^{-16}$ erzielt wurde und der Einfluss der in den vorangegangenen Abschnitten diskutierten Effekte auf ein für die angestrebte Stabilität ebenfalls hinreichendes Maß reduziert wurde, erfolgte eine ausführliche Charakterisierung der erzielten Stabilität. Hierfür wurden die beiden Laser an die zwei Referenzresonatoren angebunden und Schwebungsmessungen zwischen den beiden unabhängigen Systemen durchgeführt. Für die nachfolgend präsentierten Ergebnisse waren bei beiden Systemen jeweils die Leistungsstabilisierung sowie die RAM-Kompensatoren aktiv. Ebenfalls befanden sich die Systeme in einer Akustikisoliations-Kabine. Das Licht für die Schwebungsmessung wurde jeweils unmittelbar vor dem EOM der jeweiligen Einkoppeloptik abgezweigt, zum Schwebungsmessaufbau transportiert und dort auf einer Photodiode zur Überlagerung gebracht. Die durch den Schwebungsmessaufbau verursachte Instabilität (respektive die zum Transport des Lichtes verwendete unstabilisierte Faser von 1,5 m Länge) wurde dabei zu $\sigma_y(\tau) \approx 10^{-17}$ für $\tau > 0.1$ s bestimmt und ist damit für die in dieser Arbeit erzielbare Frequenzstabilität der Laser im Bereich von 10^{-16}

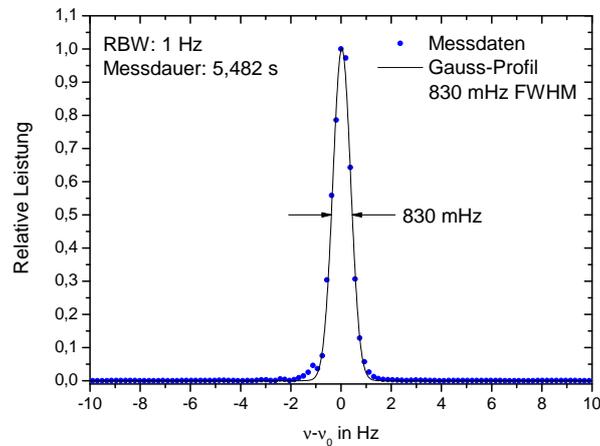


Abbildung 3.32: Schwebungssignal zwischen den auf die beiden unabhängige Referenzresonatoren R1 und R2 stabilisierten Lasersysteme. Die Annäherung der Messdaten durch ein Gauß-Profil ergab eine Linienbreite von 830 mHz (FWHM) in etwa 5 s. Die gemessene Linienbreite war dabei limitiert durch die Auflösungsbandbreite des verwendeten Spektrum-Analysators.

vernachlässigbar.

Schwebungsspektren

Das detektierte Schwebungssignal wurde zunächst mittels einer stabilen Radiofrequenz auf 30 MHz demoduliert. Die während der Messung beobachtete Frequenzdrift der Resonatoren wurde kompensiert, indem der zur Demodulation verwendete Frequenzgenerator eine der Driftrate äquivalente Frequenzrampe durchlief. Das Signal wurde anschließend mit einem Spektrumanalysator²⁶ untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.31 für eine logarithmische und in Abb. 3.32 für eine lineare Skalierung der Leistung dargestellt. In Abb. 3.31 waren beide Laser dabei auf R2 und R3 stabilisiert, in Abb. 3.32 hingegen auf R1 und R2. Für die Messungen zwischen R1 und R2 bzw. R2 und R3 ergaben sich dabei jeweils vergleichbare Resultate. In Abb. 3.31 ist zum Vergleich ein Lorentz-Profil mit einer Linienbreite von 1 Hz (FWHM) eingezeichnet. Bis auf wenige Resonanzen im Bereich von 10 Hz bis 200 Hz liegt dabei das gemessene Schwebungssignal unter dem gezeigten Lorentz-Profil. Die wenigen Resonanzen werden durch akustische Störfrequenzen verursacht und finden sich ebenfalls in dem mit dem Seismometer gemessenen Vibrationsspektrum der AVI wieder, siehe Abb. 3.4.

An das in Abb. 3.32 gezeigte Spektrum wurde ein Gauß-Profil angenähert. Dabei ergab sich eine Linienbreite von 830 mHz (FWHM) in etwa 5 s. Die gemessene

²⁶4395A, Hewlett Packard

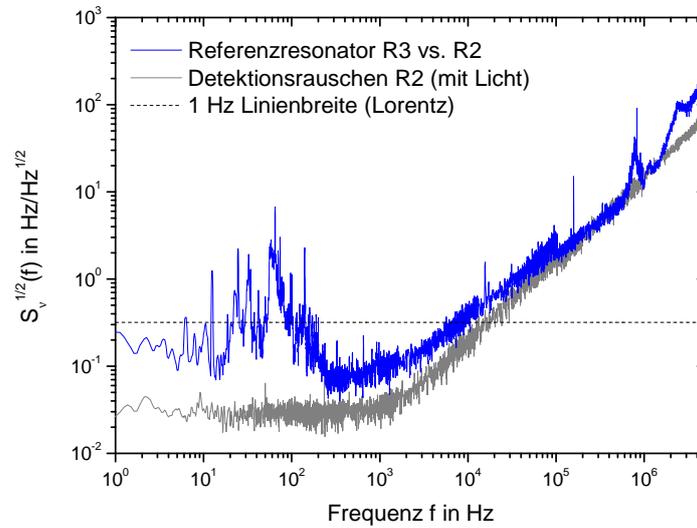


Abbildung 3.33: Spektrale Frequenzrauschleistungsdichte der beiden unabhängigen Referenzresonatoren. Für die Messung wurde ein Lasersystem an R3 angebunden und die PDH-Diskriminatorflanke von R2 zur Charakterisierung des auf R3 stabilisierten Lichtes verwendet. Ebenso ist das Detektionsrauschen mit Licht gezeigt. Die dargestellten Ergebnisse wurden bereits um die Tiefpass-Charakteristik des PDH-Signals sowie des verwendeten Monitor-Ausgangs korrigiert. Als Referenz ist ebenfalls ein Laser mit einer Linienbreite von 1 Hz (Lorentz) gezeigt.

Linienbreite ist dabei limitiert durch die Auflösungsbandbreite des verwendeten Spektrum-Analysators. Der gemessene Wert kann somit nur als obere Grenze für die tatsächliche Linienbreite angenommen werden. Eine präzisere Bestimmung der Linienbreite war selbst mit einem Spektrum-Analysator höherer Auflösung nicht möglich, da in dieser Messung die thermische Drift zwischen den Resonatoren nicht hinreichend präzise genug kompensiert werden konnte.

Spektrale Rauschleistungsdichte

Für eine detaillierte Messung der spektralen Frequenzrauschleistungsdichte wurde jeweils ein Lasersystem auf den entsprechenden Referenzresonator stabilisiert und das zweite Resonatorsystem als Frequenzdiskriminator verwendet. Hierzu wurde das Licht des stabilisierten Lasers mit einem AOM in der Weise frequenzverschoben, dass es resonant mit einer TEM₀₀-Mode des zweiten Resonators war. Das PDH-Fehlersignal des zweiten Systems diente somit als Frequenzdiskriminator und wurde mit einem Spektrum-Analysator aufgezeichnet. Mit der anschließend experimentell ermittelten Steigung der Diskriminatorflanke des zweiten Systems wurden die erhaltenen Spektren in ein korrespondierendes Frequenzrauschen übersetzt.

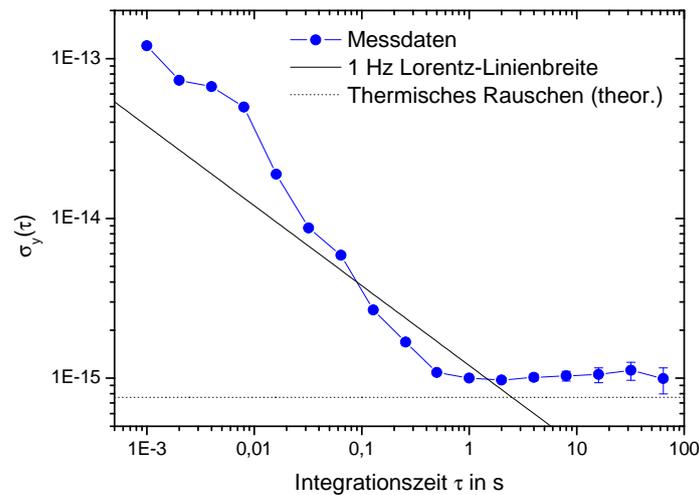


Abbildung 3.34: Allan-Standardabweichung der Schwebungsmessung zwischen den auf die Referenzresonatoren R1 und R2 stabilisierten Lasersystemen. Es wurde eine lineare Drift vom Schwebungssignal subtrahiert. Der gemessene Rauschuntergrund des Schwebungssignals liegt etwa einen Faktor 1,3 über dem theoretischen Wert für das thermische Rauschen der beiden Resonatoren. Ebenfalls eingezeichnet ist die Allan-Standardabweichung für einen Laser mit einer Lorentz-Linienbreite von 1 Hz.

Das Ergebnis ist in Abb. 3.33 dargestellt. Ebenfalls ist das gemessene Detektorrauschen mit Licht gezeigt. Die abgebildeten Frequenzrauschspektren wurden dabei bereits um die gemessene Transfercharakteristik des verwendeten Monitor-Ausgangs sowie das Tiefpassverhalten des PDH-Signals [78] korrigiert. Die Messdaten wurden dabei für Frequenzen $f > 100$ kHz mit einem Spektrum-Analysator und für $f < 100$ kHz mit einem FFT aufgezeichnet. Zum Vergleich ist das Frequenzrauschen eines Lasers mit 1 Hz Lorentz-Linienbreite dargestellt.

Es ist ersichtlich, dass das gemessene Frequenzrauschen nahezu im gesamten Spektralbereich deutlich unter dem eines Lasers mit 1 Hz Linienbreite liegt. Lediglich einige Resonanzen im Frequenzbereich zwischen etwa 10 Hz und 200 Hz liegen über der eingezeichneten Referenzlinie. Diese werden durch akustische Störfrequenzen verursacht und sind auch im Schwebungssignal zwischen den unabhängig stabilisierten Lasersystemen in Abb. 3.31 erkennbar. Diese Störfrequenzen werden durch die um die Resonatoren installierte Akustikisoliations-Kabine nicht hinreichend reduziert. Eine effiziente Reduktion derart niederfrequenter Akustikfrequenzen ist nur mit erheblich größerem Aufwand möglich. Deutlich ist in Abb. 3.33 auch das durch die endliche Regelbandbreite der Laserstabilisierung von etwa 1,5 MHz zusätzliche eingebrachte Rauschen erkennbar.

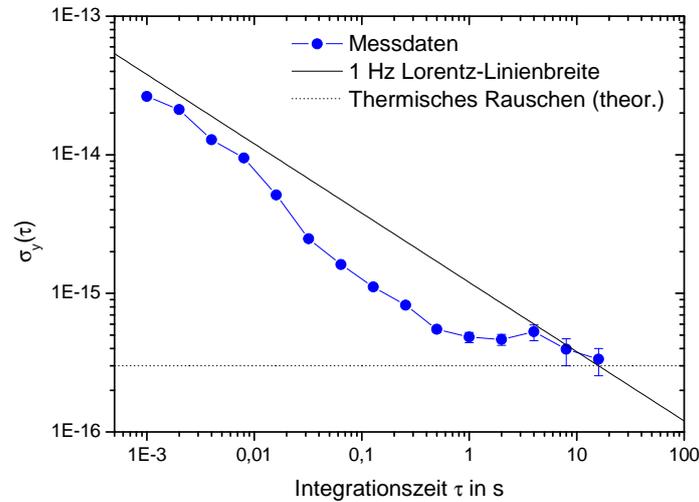


Abbildung 3.35: Allan-Standardabweichung der hochstabilen Frequenz eines einzelnen Lasersystems. Es wurde eine lineare Drift subtrahiert. Die gezeigte Stabilität wurde aus dem gemessenen Schwebungssignal zwischen den beiden unabhängigen Resonatoren R2 und R3 unter der Annahme berechnet, dass beide Lasersystem äquivalent zum Gesamttrauschen beitragen. Gezeigt ist zudem das thermische Rauschen eines einzelnen Resonators von $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-16}$ sowie die Stabilität eines Lasers mit 1 Hz Linienbreite.

Allan-Standardabweichung

Zur Charakterisierung der Stabilität wurden beide Lasersysteme an die unabhängigen Referenzresonatoren angebunden und die Schwebungsfrequenz zwischen beiden Systemen mit der Zählerkarte aufgezeichnet. Von der Zeitserie wurde eine lineare Drift subtrahiert und anschließend die Allan-Standardabweichung berechnet. In Abb. 3.34 ist das Ergebnis für die Schwebung zwischen den auf R1 und R2 stabilisierten Laser dargestellt. (Die Messpunkte wurden dabei für alle nachfolgenden Messungen für $\tau < 0,5$ s aus einer Zeitserie mit 1 ms Messzeit und für $\tau > 0,5$ s aus einer Zeitserie mit 0,5 s Messdauer berechnet; die Ergebnisse beider Zeitserien waren stets konsistent.) Die Allan-Standardabweichung erreicht einen konstanten Untergrund von etwa $\sigma_y(\tau) = 1 \cdot 10^{-15}$ für $\tau > 0,5$ s. Als Vergleich ist das in Abschnitt 3.7 berechnete (kombinierte) thermische Rauschen von $\sigma_y(\tau) = 7,6 \cdot 10^{-16}$ der beiden Resonatoren eingezeichnet. Das gemessene Rauschen liegt damit etwa nur einen Faktor 1,3 über dem theoretisch bestimmten Wert für das thermische Rauschen. Ebenfalls ist die Stabilität eines Lasers mit 1 Hz Lorentz-Linienbreite eingezeichnet, die einer Allan-Standardabweichung von $\sigma_y(\tau) = 1,2 \cdot 10^{-15} \frac{1}{\sqrt{\tau/s}}$ entspricht. Die gemessene Instabilität liegt dabei im gesamten Bereich unter der eines 1 Hz-Lasers.

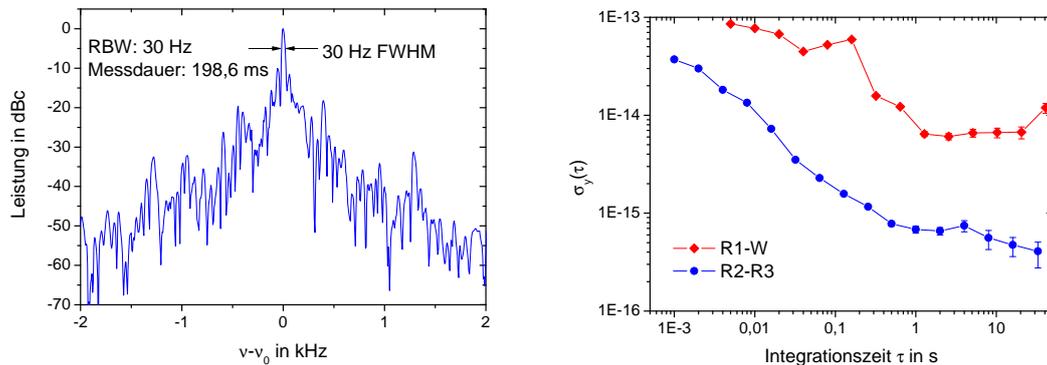


Abbildung 3.36: Vergleich der neuen Systeme mit dem bisher am Experiment verwendeten Resonator W. **Links:** Spektrum des Schwebungssignals bei 914 nm zwischen dem bisherigen Lasersystem (stabilisiert auf Resonator W) und dem an Referenzresonator R1 angebrachten neuen System. Die gemessene spektrale Breite von etwa 30 Hz wird dabei durch Resonator W verursacht. **Rechts:** Allan-Standardabweichung des Schwebungssignals zwischen den auf Resonator W und auf R1 stabilisierten Systemen (rote Kurve). Die Instabilität wird vollständig durch Resonator W dominiert. Als Vergleich ist die Instabilität des Schwebungssignals zwischen den auf R2 und R3 stabilisierten Lasersystemen gezeigt (blaue Kurve). Die Systeme dieser Arbeit stellen damit eine um etwa eine Größenordnung höhere Frequenzstabilität bereit.

Das (kombinierte) thermische Rauschen der beiden Resonatoren R1 und R2 ist mit $\sigma_y(\tau) = 7,6 \cdot 10^{-16}$ vergleichsweise hoch, da R1 Spiegelsubstrate aus ULE besitzt. Um eine höhere Stabilität der Laserfrequenz zu erlauben, wurde deshalb der Referenzresonator R1 durch R3 ersetzt. Die beiden nun verwendeten Resonatoren verwenden beide Spiegelsubstrate aus Quarzglas und besitzen damit ein fundamentales Limit für die erzielbare Frequenzstabilität von jeweils $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-16}$.

Zwischen den beiden auf R1 und R3 stabilisierten Lasersystemen wurden analog zu der Beschreibung im vorangegangenen Abschnitt Schwebungsmessungen durchgeführt. Aus den mit der Zählerkarte aufgezeichneten Zeitserien wurde anschließend eine lineare Drift subtrahiert und die Allan-Standardabweichung berechnet. Die so erhaltene Stabilität wurde schließlich durch einen Faktor $\sqrt{2}$ dividiert, um die Stabilität für einen einzelnen Laser zu erhalten. Dabei wurde angenommen, dass die beiden Lasersysteme äquivalent zum gemessenen Gesamtrauschen des Schwebungssignals beitragen. Das Ergebnis ist in Abb. 3.35 dargestellt. Die Instabilität eines einzelnen Lasers erreicht dabei einen Rauschuntergrund von nur $\sigma_y(\tau) \approx 5 \cdot 10^{-16}$ für $\tau \geq 1$ s. Die gemessene Stabilität liegt damit nur einen Faktor 1,5 über dem theoretischen Stabilitäts-Limit des thermischen Rauschens von $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-16}$, das ebenfalls eingezeichnet ist. Zum Vergleich ist auch hier die Allan-Standardabweichung eines Lasers mit 1 Hz Linienbreite dargestellt.

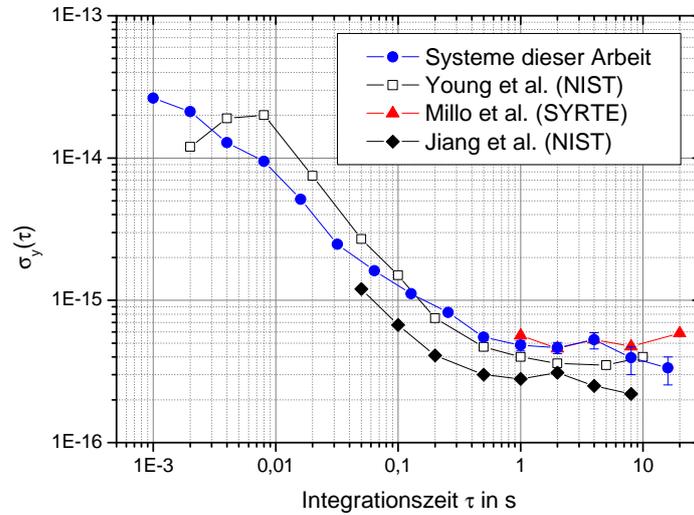


Abbildung 3.37: Vergleich der Systeme dieser Arbeit mit den hochstabilen Lasern anderer Arbeitsgruppen: Young et al. [23], Millo et al. [22] und Jiang et al. [24]. Die Ergebnisse in [22] wurden auf die Stabilität eines einzelnen Systems übertragen. In [24] wurde die weltweit bisher niedrigste Instabilität von $\sigma_y \approx 2 \cdot 10^{-16}$ für ein Lasersystem gezeigt.

Vergleich mit vorherigem System

Zu Beginn dieser Arbeit existierte bereits ein hochstabiler Referenzresonator am Experiment, auf welchen das kommerzielle Lasersystem L1 stabilisiert war. Dieser Resonator, der nachfolgend als Resonator W bezeichnet werden soll, besteht vollständig aus ULE und besitzt eine Länge von 16 cm. Dieser wird nicht bei einer Wellenlänge von 914 nm sondern direkt bei 457 nm betrieben. Resonator W weist eine Finesse von $\mathcal{F} \approx 40.000$ bzw. eine korrespondierende Linienbreite von $\Delta_{1/2} \approx 23,5$ kHz auf. Der Resonator befindet sich in einer temperaturstabilisierten Vakuumkammer und ist über Federpendel zur passiven Vibrationsisolierung gelagert. Die Vakuumkammer ist nebst Einkoppeloptik auf einer freischwingenden Marmor-Plattform montiert, die der weiteren passiven Vibrationsisolation dient. Für detailliertere Informationen zu dem System von Resonator W wird auf [48] verwiesen.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals die Frequenzstabilität des in den bisherigen Arbeiten verwendeten Resonator W hinreichend untersucht werden, da erst mit den in dieser Arbeit realisierten Systemen eine zur Charakterisierung erforderliche hinreichend stabile optische Referenz zur Verfügung stand. Zu diesem Zweck wurden Schwebungsmessungen bei 914 nm zwischen den auf Resonator W stabilisierten Laser L1 und dem auf Resonator R1 stabilisierten Laser L2 durchgeführt. Das Spektrum des beobachteten Schwebungssignals sowie die

Allan-Standardabweichung sind in Abb. 3.36 zusammengefasst. Die Linienbreite des Schwebungssignals wurde zu etwa 30 Hz bestimmt, bei geringeren Auflösungsbandbreiten kollabierte der Signalträger und es konnte kein Gauß-Profil mit einer definierten Linienbreite mehr angenähert werden. Die Allan-Standardabweichung erreicht eine Instabilität von $\sigma_y(\tau) \approx 6,5 \cdot 10^{-15}$ für $\tau = 1 \dots 20$ s, dabei wurde bereits eine lineare Drift vom Schwebungssignal subtrahiert. Das auf Resonator W stabilisierte System weist zudem einige Resonanzen im Bereich von $\tau = 0,04 \dots 1$ s auf, die vermutlich durch die Federpendel-Aufhängung des Resonators verursacht werden. Die beobachtete Linienbreite sowie die Frequenzinstabilität sind dabei vollständig durch Resonator W dominiert. In Abb. 3.36 ist zum Vergleich noch einmal die Frequenzinstabilität des Schwebungssignals der auf R2 und R3 stabilisierten Lasersysteme eingezeichnet. Mit den neu implementierten Referenzresonatoren wurde somit die Frequenzinstabilität für $\tau > 10$ ms um mehr als eine Größenordnung verbessert. Dies ist essentiell für eine signifikante Reduzierung des in Abschnitt 4.3 beschriebenen Dick-Effektes, der die Stabilität einer auf Magnesium basierenden zukünftigen Gitteruhr limitieren kann.

Vergleich mit anderen Arbeitsgruppen

Die in dieser Arbeit gezeigte Frequenz-Instabilität für ein einzelnes Lasersystem von $\sigma_y(\tau) = 5 \cdot 10^{-16}$ gehört zu den weltweit niedrigsten bisher publizierten Instabilitäten für einen auf einen optischen Resonator stabilisierten Laser. In Abb. 3.37 ist die in dieser Arbeit erzielte Frequenzstabilität in Vergleich gesetzt zu den Ergebnissen anderer Arbeitsgruppen. Die niedrigste bisher erzielte Instabilität von $\sigma_y \approx 2 \cdot 10^{-16}$ [24] ist damit nur etwa einen Faktor 2,5 niedriger als die Ergebnisse dieser Arbeit.

ABFRAGE DES MAGNESIUM-FREQUENZSTANDARDS

Die im vorangegangenen Kapitel beschriebenen hochstabilen Lasersysteme werden zur Abfrage der schmalbandigen atomaren Übergänge in einem optischen Magnesium-Frequenzstandard verwendet. In diesem Kapitel soll zunächst ein kurzer Überblick über diesen gegeben und im Anschluss die Bereitstellung der hochstabilen Frequenz am Experiment erläutert werden.

4.1 Magnesium

Magnesium ist ein Erdalkalielement und existiert in drei stabilen Isotopen. ^{24}Mg und ^{26}Mg haben einen verschwindenden Kernspin ($I = 0$) und sind bosonische Atome, ^{25}Mg hingegen ist ein fermionisches Isotop und besitzt den Kernspin $I = \frac{5}{2}$. Im Experiment wird gegenwärtig das Isotop ^{24}Mg untersucht, das mit 78,99% zugleich die höchste natürliche Isotopenhäufigkeit besitzt. Aber auch ^{25}Mg (natürliche Isotopenhäufigkeit 10,0%) sowie ^{26}Mg (11,01%) können zukünftig am Experiment untersucht werden. Nachfolgend soll jedoch ausschließlich das Isotop ^{24}Mg betrachtet werden, dessen Termschema in Abb. 4.1 dargestellt ist. Magnesium besitzt zwei Valenzelektronen, die durch die beiden unterschiedlichen Kopplungsmöglichkeiten der Elektronenspins zu einem Singulett- und einem Triplett-System im Einzelelektronen-Anregungsspektrum führen. Von besonderem Interesse im Hinblick auf einen optischen Frequenzstandard sind dabei die schmalbandigen Interkombinationsübergänge zwischen dem Singulett- und dem Triplett-System, speziell die Übergänge $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_J$ ($J=0,1,2$) bei einer Wellenlänge von 457 nm. Der Übergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_2$ ist kein erlaubter elektrischer Dipolübergang und besitzt eine sehr geringe Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot (7,75 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ Hz [79]. Am Experiment wurde bisher der Übergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ mit einer Linienbreite von $\Gamma = 2\pi \cdot 36$ Hz

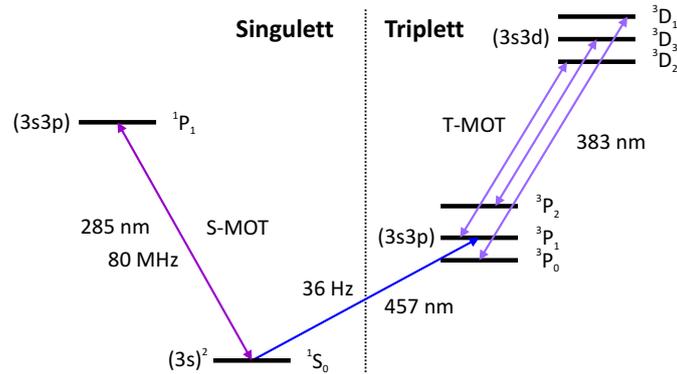


Abbildung 4.1: Auszug aus dem Termschema von ^{24}Mg mit den in dieser Arbeit relevanten Energieniveaus und Übergängen. Angegeben sind neben den Wellenlängen auch die Zerfallsraten $\gamma = \frac{\Gamma}{2\pi}$.

untersucht [80, 48]. Basierend auf diesem Übergang wurde ein Frequenzstandard mit freifallenden kalten Atomen realisiert, der eine Ungenauigkeit von $7 \cdot 10^{-14}$ besitzt [48, 18]. Hierzu wurden die Atome zunächst in einer magnetooptischen Falle (MOT) auf dem $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ -Übergang im Singulett-System bei 285 nm (S-MOT) auf eine Temperatur von etwa 3-4 mK gekühlt. In der sich anschließenden Phase der freifallenden Expansion wurde dann der $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ -Übergang mit einer Ramsey-Bordé-Sequenz abgefragt. Der Anteil der in der Interferometer-Sequenz angeregten Atome wurde im Anschluss mit einer weiteren MOT im Triplet-System (T-MOT) bei 383 nm detektiert. Die erzielte Ungenauigkeit von $7 \cdot 10^{-14}$ war dabei limitiert durch den Doppler-Effekt erster Ordnung, verursacht durch die Restgeschwindigkeit der frei expandierenden atomaren Wolke während der Interferometriesequenz.

Für eine zukünftige signifikante Verringerung der Ungenauigkeit ist deshalb die Spektroskopie an in einem optischen Gitter gespeicherten Atomen essentiell. Als ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu einer solchen auf Magnesium basierenden Gitteruhr wurde im Rahmen einer vorangegangenen Arbeit bereits gezeigt, dass sich Magnesium in einer optischen Dipolfalle speichern und in ein optisches Gitter umladen lässt [81]. Um das volle Potential einer solchen Gitteruhr auszuschöpfen, ist die Spektroskopie des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ -Überganges in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge (siehe Abschnitt 2.2) attraktiv. Aus theoretischen Berechnungen wird für diesen Übergang eine magische Wellenlänge von etwa 470 nm vorhergesagt [81]. In einer vorangegangenen Arbeit [82] wurde bereits ein entsprechendes Lasersystem nebst Überhöhungsresonator zur Erzeugung eines solchen optischen Gitters bei der magischen Wellenlänge realisiert. Der Übergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ ist in den bosonischen Isotopen strikt verboten. Durch Anlegen eines schwachen homogenen Magnetfeldes kann dem $^3\text{P}_0$ -Zustand jedoch ein geringer Anteil des $^3\text{P}_1$ -Zustandes beigemischt werden [83]. Hieraus resultiert eine endliche Linienbreite, die eine Anregung des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ -Überganges erlaubt. Für die

zukünftige Anregung dieses ultra-schmalbandigen Überganges sind die in dieser Arbeit implementierten hochstabilen Lasersysteme essentiell.

4.2 Bereitstellung am Mg-Frequenzstandard

Wie bereits im vorigen Kapitel erwähnt, sind die hochstabilen Resonatoren in einem im Rahmen dieser Arbeit implementierten, separaten Labor untergebracht, das eine deutlich stabilere Betriebsumgebung bereitstellt als die Laborräume des Mg-Frequenzstandards. Von diesem Labor muss die hochstabile optische Frequenz phasenstabil am Mg-Frequenzstandard bereitgestellt werden. Zudem liegt das hochstabile Licht bei einer Wellenlänge von 914 nm vor, das zur Anregung des schmalbandigen atomaren $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs bei 457 nm zuvor frequenzverdoppelt werden muss. In diesem Abschnitt soll der Aufbau zur Bereitstellung der hochstabilen Frequenz am Mg-Frequenzstandard kurz beschrieben und charakterisiert werden. Eine wichtige Fragestellung ist dabei, inwiefern die etablierte Frequenzverdopplung von 914 nm auf 457 nm die erzielte Frequenzstabilität degradiert.

4.2.1 Phasenstabiler Transfer

Das hochstabile Licht bei 914 nm wird mittels einer 30 m langen polarisationserhaltenden Faser¹ zum Laborraum des Mg-Experimentes transportiert. Um die Frequenzstabilität des übertragenen Lichtes nicht zu degradieren, wird die Faser (gemäß dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Verfahren) aktiv phasenstabilisiert. Die durch die Faser übertragene optische Leistung beträgt etwa 25 mW. Diese wird anschließend mittels eines Trapezverstärkers² auf eine Ausgangsleistung von etwa 800 mW verstärkt. Die Kennlinie des Trapezverstärkers ist in Abb. 4.2 dargestellt. Die aktive Stabilisierung der Faser sowie der Aufbau des Trapezverstärkers wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [84] realisiert; für nähere Informationen wird deshalb auf die genannte Arbeit verwiesen. Über die 30 m lange Faser wurde dabei eine Übertragungsstabilität von $\sigma_y(\tau) < 10^{-16}(\tau/s)^{-1}$ erzielt, die für den Transport des hochstabilen Lichts hinreichend ist.

4.2.2 Frequenzverdopplung 457 nm

Das nach dem Trapezverstärker auf eine optische Leistung von etwa 800 mW verstärkte hochstabile Licht wird anschließend resonant frequenzverdoppelt (second harmonic generation, SHG). Dies geschieht in einer im Rahmen dieser

¹PMC-980-6,6-NA012-3-APC-3000-P, Schäfter+Kirchhoff

²EYP-TPA-0915-01500-3006-CMT03-0000, Eagleyard

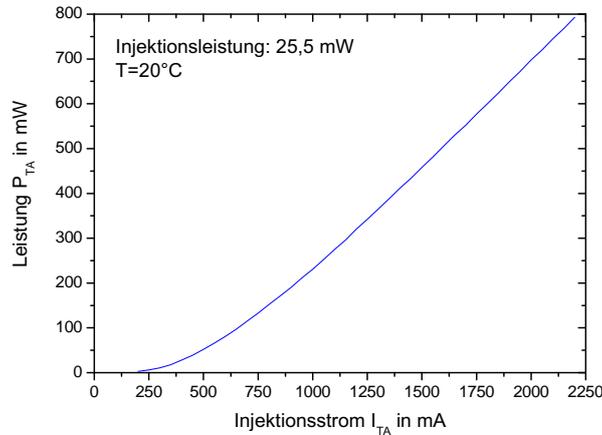


Abbildung 4.2: Kennlinie des Trapezverstärkers bei 914 nm, der das hochstabile Licht leistungsverstärkt, bevor dieses im Anschluss auf 457 nm resonant frequenzverdoppelt wird.

Arbeit implementierten kommerziellen Frequenzverdopplungseinheit³. Als nicht-lineares Element wird dabei ein KNbO_3 -Kristall verwendet. Die Stabilisierung des Frequenzverdopplungs-Resonators erfolgt mittels des Pound-Drever-Hall-Verfahrens. Hierzu wird eine Modulationsfrequenz von etwa 20 MHz via Strommodulation auf den Diodenlaser aufgeprägt; die Modulationsfrequenz wird dabei mittels eines abgeschirmten RF-Kabels zum Lasersystem im Resonator-Labor übertragen. Für die Stabilisierung des Frequenzverdopplungs-Resonators wird die vom Hersteller bereitgestellte Steuerelektronik verwendet. Die erzielte Ausgangsleistung bei 457 nm ist in Abb. 4.3 in Abhängigkeit von der Fundamentalleistung bei 914 nm dargestellt. Es steht somit bei 457 nm eine Leistung von etwa 200 mW (bei 750 mW Fundamentalleistung) zur Verfügung, die hinreichend für die zukünftige Spektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergangs ist.

Der in der Frequenzverdopplungseinheit verwendete KNbO_3 -Kristall erlaubt durch Änderung der Kristalltemperatur die resonante Erzeugung aller zur Anregung der $^1S_0 \rightarrow ^3P_J$ ($J=0,1,2$) Übergänge erforderlichen Frequenzen. Die entsprechenden Kristalltemperaturen für die Übergangsfrequenzen des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ sowie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergangs sind in Abb. 4.3 angegeben.

Das von der Frequenzverdopplungseinheit bereitgestellte Licht wird mittels eines AOMs als Schaltelement und einer etwa 3 m langen Faser an der Experimentkammer bereitgestellt. Die Faser wurde zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht aktiv stabilisiert, dies wird jedoch für die zukünftige Hochpräzisionsspektroskopie des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergangs erforderlich sein, um die durch den hochstabilen Laser be-

³SHGpro, Toptica Photonics

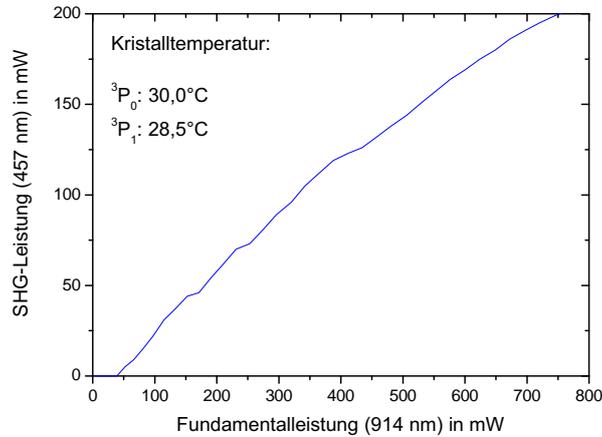


Abbildung 4.3: Ausgangsleistung der resonanten Frequenzverdopplungseinheit bei 457 nm in Abhängigkeit von der Fundamentalleistung bei 914 nm.

reitgestellte Stabilität maximal auszuschöpfen. Für die Stabilisierung der Faser in der gepulsten atomaren Abfragesequenz kann dabei das in [85] demonstrierte Verfahren implementiert werden.

4.2.3 Einfluss der SHG auf die Frequenzstabilität

Das in dieser Arbeit implementierte hochstabile Licht liegt bei einer Wellenlänge von 914 nm vor. Für die zukünftige Abfrage des schmalbandigen Uhrenübergangs ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_0$ bei 457 nm wird dieses Licht frequenzverdoppelt. Eine wichtige Fragestellung ist hierbei, welchen Einfluss die resonante Frequenzverdopplung auf das hochstabile Licht bei 914 nm hat, speziell ob durch die Verdopplung die relative Frequenzstabilität degradiert wird.

Zur Messung des durch die resonante Frequenzverdopplung eingebrachten Rauschens wurden die beiden Lasersysteme L1 und L2 bei 914 nm zueinander phasenstabilisiert. Das Licht der beiden Lasersysteme durchlief zunächst jeweils einen unabhängigen Trapezverstärker und anschließend jeweils eine separate resonante Frequenzverdopplungseinheit. Das Ausgangslicht der beiden frequenzverdoppelten Laser bei 457 nm wurde anschließend auf einer Photodiode zur Überlagerung gebracht und die Schwebungsfrequenz analysiert. Da das Phasenrauschen der beiden Lasersysteme bei 914 nm korreliert ist, wird das gemessene differentielle Phasenrauschen bei 457 nm durch die beiden unabhängigen Frequenzverdopplungseinheiten verursacht. (Das durch die beiden Trapezverstärker eingebrachte Phasenrauschen bei 914 nm wurde ebenfalls in dieser Arbeit vermessen. Da es aber um mehr als eine Größenordnung unter dem des durch die SHG verursachten Phasenrauschens lag, kann dies hier vernachlässigt werden.) Eine wichtige Fragestellung

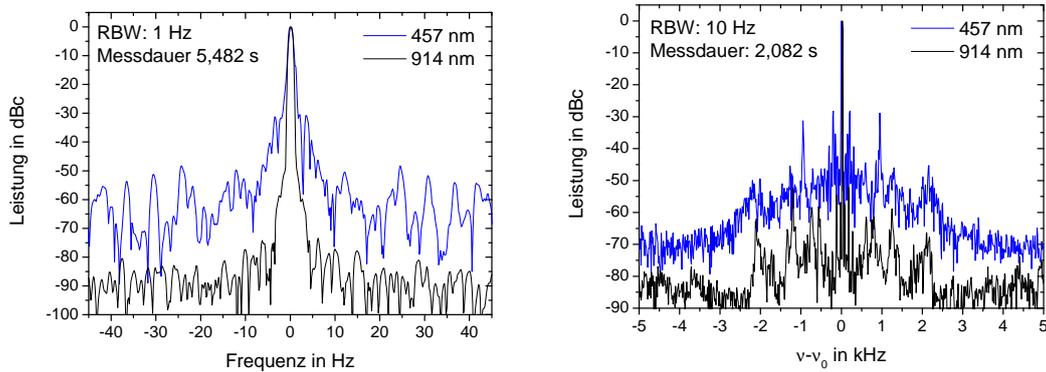


Abbildung 4.4: Schwebungssignal bei 457 nm zwischen den bei 914 nm zueinander phasenstabilisierten und anschließend unabhängig voneinander frequenzverdoppelten Lasern (blaue Kurven). Als Referenz ist ebenfalls das (im PLL-Regelkreis) gemessene Phasenrauschen bei 914 nm dargestellt (schwarze Kurven).

ist hierbei auch, inwieweit die absolute Frequenzstabilität der beiden phasenstabilisierten Laser einen Einfluss auf das Ergebnis hat: Das Licht legt infolge der Vielfachreflexionen in den Frequenzverdopplungseinheiten eine signifikante Weglänge zurück, so dass sich zwischen den beiden Systemen eine bedeutende optische Weglängendifferenz ausbilden kann, die das absolute Frequenzrauschen der Laser - ohne Rauschbeitrag der SHG-Resonatoren - bereits in ein Phasenrauschen bei 457 nm übertragen kann. Aus diesem Grund wurden die vorgestellten Messungen einmal bei freilaufender Frequenz der Lasersysteme und einmal bei Anbindung an einen der hochstabilen Resonatoren durchgeführt (in beiden Fällen waren die Laser immer zueinander phasenstabilisiert). In beiden Fällen ergaben sich dabei jedoch identische Resultate, so dass der Einfluss der absoluten Frequenzstabilität auf diese Messung vernachlässigbar ist.

Die bei 457 nm gemessene Schwebungsfrequenz zwischen den beiden bei 914 nm zueinander phasenstabilisierten Lasersystemen wurde zunächst mittels eines Spektrum-Analysators untersucht. Das Ergebnis ist in Abb. 4.4 für eine logarithmische und in Abb. 4.5 für eine lineare Skalierung der Leistung dargestellt. Zwischen den beiden Lasersystemen ergab sich dabei eine Linienbreite des Schwebungssignals von 850 mHz (FWHM) in etwa 5,5 s, wie dies durch die Annäherung eines Gauß-Profiles an die Messdaten bestimmt wurde. Die gemessene Linienbreite war hierbei durch den Spektrum-Analysator bestimmt. Wie aus Abb. 4.4 und 4.5 ersichtlich, wird die Kurzzeitstabilität der Lasersysteme bei 457 nm durch die Frequenzverdopplungseinheiten nicht messbar degradiert. Es ergeben sich lediglich einige wenige schwache Resonanzen zwischen einigen 10 Hz bis zu 1 kHz im frequenzverdoppelten Spektrum, die vermutlich durch akustische Störfrequenzen im Labor verursacht werden.

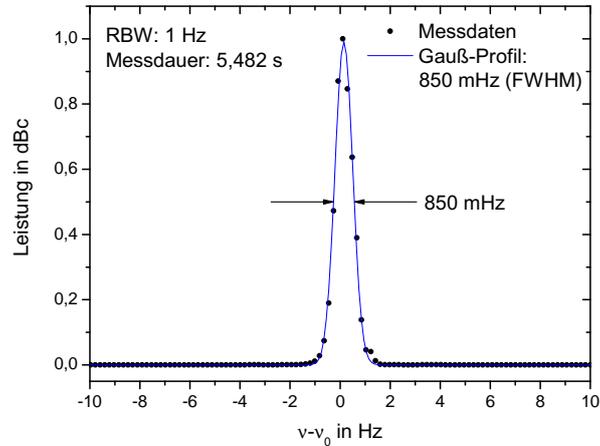


Abbildung 4.5: Schwebungssignal bei 457 nm zwischen den bei 914 nm zueinander phasenstabilisierten und anschließend unabhängig voneinander frequenzverdoppelten Lasersystemen. Die Annäherung der Messdaten durch ein Gauß-Profil ergab eine Linienbreite der Schwebung von 850 mHz in 5,5 s. Die gemessene Linienbreite war dabei durch den verwendeten Spektrum-Analysator limitiert.

Für eine Charakterisierung in der Zeitdomäne wurde das Schwebungssignal ebenfalls mit einer Zählerkarte aufgezeichnet und hieraus die korrespondierende Allan-Standardabweichung berechnet, die in Abb. 4.6 dargestellt ist. Als Referenz ist ebenfalls die (im Regelkreis) gemessene Instabilität der Phasenstabilisierung bei 914 nm eingezeichnet.

Für $\tau < 0,1$ s folgt dabei die relative Instabilität des frequenzverdoppelten Lichtes der Stabilität der Phasenstabilisierung bei 914 nm. Für $\tau > 0,1$ s flacht die Stabilität des frequenzverdoppelten Signals im Bereich von wenigen 10^{-16} dann deutlich ab und erreicht schließlich einen konstanten Untergrund von $\sigma_y(\tau) = 5 \cdot 10^{-17}$ für $\tau > 100$ s. Durch die Frequenzverdopplungseinheiten werden also auch auf langen Zeitskalen τ (bzw. bei niedrigen Fourierfrequenzen von < 1 Hz) keine signifikanten Instabilitäten verursacht, die die in dieser Arbeit implementierte hochstabile Frequenz im Bereich von einigen 10^{-16} infolge des Frequenzverdopplungsprozesses degradieren könnte.

Abschließend soll angemerkt werden, dass nur ein moderater Aufwand zur Reduzierung unkompensierter Weglängen sowie zur Akustikisolation der Messanordnung vorgenommen wurde. Eine Bestimmung des durch den Messaufbau infolge unkompensierter Weglängen eingebrachten Rauschens ergab dabei eine Instabilität, die von der gemessenen Kurve in Abb. 4.6 nur geringfügig abweicht. Es ist daher nicht auszuschließen, dass die gezeigte Instabilität bei 457 nm bereits durch Phasenrauschen infolge unkompensierter Weglängen verursacht wird. Eine zukünftige Messung mit phasenrausch-kompensierten optischen Wegstrecken und einer

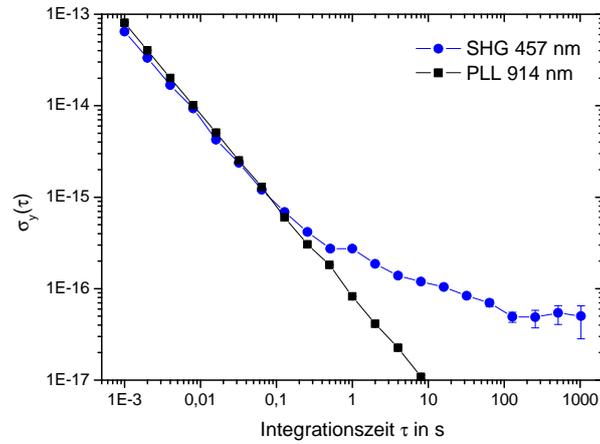


Abbildung 4.6: Allan-Standardabweichung der Schwebungsfrequenz bei 457 nm zwischen den bei 914 nm zueinander phasenstabilisierten Lasersystemen. Die Frequenzinstabilität bei 457 nm (blaue Kurve) folgt dabei bis $\tau = 0,1$ s der durch die Phasenstabilisierung bei 914 nm gegebenen Instabilität (schwarze Kurve). Für $\tau > 0,1$ s ist die zusätzlich eingebrachte Instabilität bei 457 nm deutlich erkennbar und erreicht schließlich einen flachen Rauschuntergrund von $\sigma_y(\tau) \approx 5 \cdot 10^{-17}$ für $\tau > 100$ s.

besseren Isolation gegen Luftzirkulations-induzierter Brechungsindexschwankungen könnten daher die gezeigte Stabilität noch weiterführend verbessern. Dieser Ansatz wurde jedoch nicht weiter verfolgt, da die gezeigten Instabilitäten hinreichend für die in dieser Arbeit angestrebte Frequenzstabilität der Lasersysteme sind.

Die neu im Rahmen dieser Arbeit implementierte resonante Frequenzverdopplungseinheit für L2 verwendet ein verbessertes Design im Vergleich zu dem in diesen Messungen als Referenz verwendeten L1-System. Das neue Design weist dabei eine wesentlich höhere mechanische Stabilität auf. Es ist daher anzunehmen, dass die in Abb. 4.4 erkennbaren akustischen Resonanzen dominierend von dem deutlich instabileren Frequenzverdopplungsresonator von L1 verursacht werden.

4.3 Dick-Effekt

Die Abfrage des atomaren Übergangs in optischen Uhren erfolgt zu diskreten Zeitpunkten, die zudem durch eine Totzeit voneinander getrennt sind, in denen die atomare Referenz nicht sensitiv auf Frequenzschwankungen des zur Abfrage verwendeten Lokalszillators ist. Dies hat seine Ursache darin, dass ein experimenteller Zyklus nicht nur die eigentliche Spektroskopiedauer T_s umfasst, sondern auch die endliche Zeit, die zur Präparation und Detektion des atomaren Ensembles be-

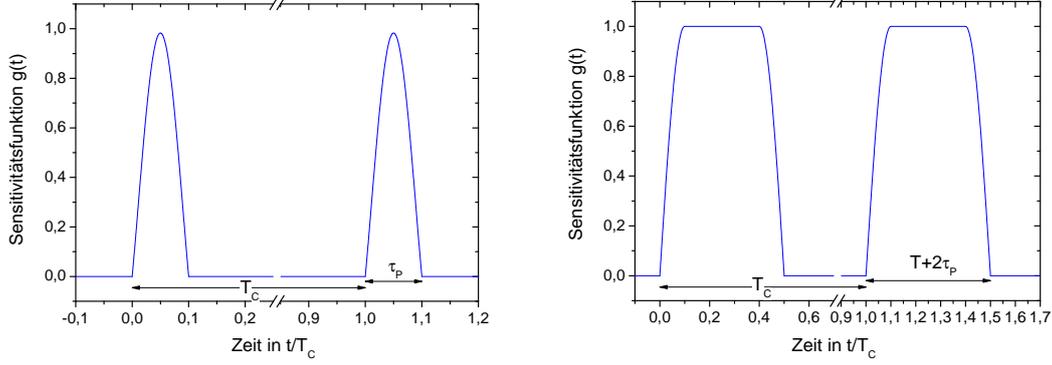


Abbildung 4.7: Sensitivitätsfunktionen $g(t)$ für einen Rabi-Puls (links) sowie für die Ramsey-Sequenz (rechts). Die Sensitivitätsfunktionen wurden dabei für die Rabi-Anregung für $\Delta = 0.799$ und für die Rabi-Sequenz für $a = 1$ und $b\tau_p = \frac{\pi}{2}$ dargestellt. Die Zeitachse ist in Einheiten der Zykluszeit T_c dargestellt. Für die Rabi-Anregung wurde exemplarisch eine Pulsdauer von $\tau_p = 0.1T_c$ gewählt und für die Ramsey-Sequenz beispielhaft die Parameter $T = 0.3T_c$ sowie $\tau_p = 0.1T_c$ angenommen.

nötigt wird. Die hierdurch erforderliche Zykluszeit T_c ist damit stets länger als die zur Verfügung stehende Spektroskopiezeit, $T_s < T_c$. Durch die Abfrage des atomaren Übergangs zu diskreten Zeitpunkten kT_c , $k = 1, 2, \dots$ ergibt sich das Problem des Aliasing, da der zur Abfrage verwendete Lokaloszillator signifikante Frequenzkomponenten $f > \frac{1}{2T_c}$ besitzt und damit das Nyquist'sche Abtasttheorem verletzt wird. Das Frequenzrauschspektrum $f > \frac{1}{2T_c}$ des Lokaloszillators wird also in den niedrigen Frequenzbereich gefaltet und damit hochfrequente Rauschbeiträge fälschlicherweise als niederfrequentes Rauschen interpretiert. Dies führt zu einer Degradierung der Frequenzstabilität des atomaren Standards durch das Frequenzrauschen des freilaufenden Lokaloszillators. Dieser Effekt wurde erstmals von John Dick beschrieben [25] und trägt daher den Namen Dick-Effekt. Zunächst nur auf das Gebiet der Mikrowellenuhren bezogen [86, 87, 88], wurde dieses Phänomen später als ein relevanter Effekt auch auf dem Gebiet der optischen Uhren erkannt [89].

4.3.1 Grundlagen

Für die durch den Dick-Effekt verursachte Instabilität gilt [86, 87]

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu} \sqrt{\frac{1}{\tau} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{g_{c,n}^2}{g_0^2} + \frac{g_{s,n}^2}{g_0^2} \right) S_{\nu}^{\text{LO}} \left(\frac{n}{T_c} \right)}. \quad (4.1)$$

Hierbei bezeichnet $S_{\nu}^{\text{LO}}(f)$ das Frequenzrauschen des zur Abfrage des atomaren Überganges verwendeten Lokaloszillators, das bei Vielfachen der Zyklusfrequenz

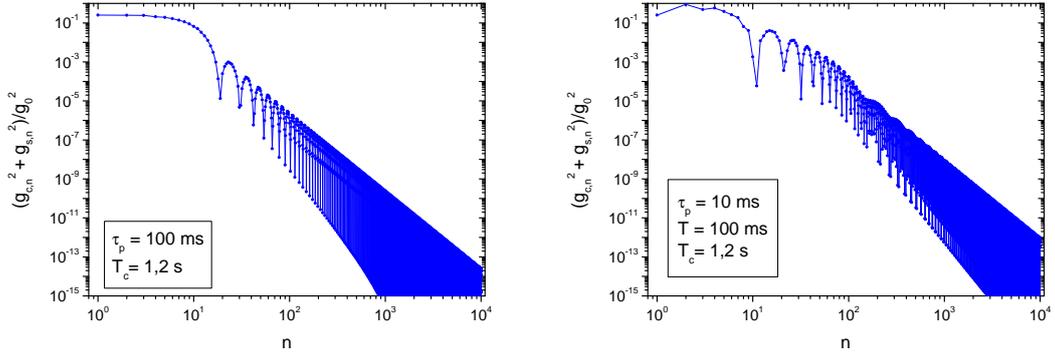


Abbildung 4.8: Koeffizienten $\frac{g_{s,n}^2 + g_{c,n}^2}{g_0^2}$ aus Gl. 4.1. **Links:** Rabi-Puls mit $\Delta = 0,799$ und $\tau_p = 100$ ms sowie Zykluszeit $T_c = 1,2$ s. **Rechts:** Ramsey-Sequenz mit $\tau_p = 10$ ms, $b\tau_p = \frac{\pi}{2}$ und $\Omega = \frac{\pi}{2T}$, $T = 100$ ms sowie $T_c = 1,2$ s.

$f_c = \frac{1}{T_c}$ abgetastet und mit einem korrespondierenden Gewichtungskoeffizienten auf den Niederfrequenzbereich abgebildet wird und damit die entsprechende Stabilität des atomaren Standards degradiert. Die Koeffizienten in Gl. (4.1) sind definiert durch

$$g_0 = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} d\vartheta g(\vartheta),$$

$$\begin{pmatrix} g_{s,m} \\ g_{c,m} \end{pmatrix} = \frac{1}{T_c} \int_0^{T_c} d\vartheta g(\vartheta) \begin{pmatrix} \sin\left(\frac{2\pi m\vartheta}{T_c}\right) \\ \cos\left(\frac{2\pi m\vartheta}{T_c}\right) \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Diese Faktoren stellen die Fourier-Koeffizienten der *Sensitivitätsfunktion* $g(t)$ dar. Diese beschreibt die Änderung der Anregungswahrscheinlichkeit P bei der Abfrage des atomaren Überganges, wenn eine infinitesimale Phasenänderung $\Delta\phi$ des zur Abfrage verwendeten Oszillators auftritt,

$$g(t) := 2 \lim_{\Delta\phi \rightarrow 0} \frac{\Delta P(t, \Delta\phi)}{\Delta\phi}. \quad (4.3)$$

$g(t)$ hängt dabei von der jeweilig verwendeten Abfragesequenz ab und lässt sich unter Verwendung der Definition (4.3) für ein beliebiges Abfrageschema berechnen. Für die für optische Uhren relevanten Anregungsverfahren des Rabi-Pulses, der Ramsey-Sequenz oder des Ramsey-Bordé-Interferometers sind die korrespondierenden Sensitivitätsfunktionen bekannt [87, 89]. Im Falle der Anregung mittels eines Rabi π -Pulses lautet die zugehörige Sensitivitätsfunktion [39]

$$g(t) = \frac{\Delta}{(1 + \Delta^2)^{3/2}} (\sin \Omega_1(t) [1 - \cos \Omega_2(t)] + \sin \Omega_2(t) [1 - \cos \Omega_1(t)]). \quad (4.4)$$

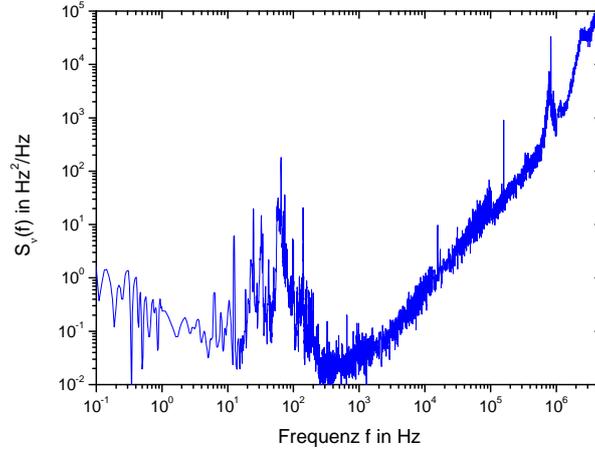


Abbildung 4.9: Zur Berechnung des Dick-Effektes verwendete spektrale Frequenzrauschleistungsdichte des Abfragelasers bei 457 nm. Hierzu wurde die spektrale Rauschleistung aus Abb. 3.33 auf 457 nm skaliert ($S_{\nu}^{457 \text{ nm}} = 4S_{\nu}^{914 \text{ nm}}$).

Dabei ist $\Omega_1(t) := \frac{\beta t}{\tau_p}$, $\Omega_2(t) := \beta - \Omega_1(t)$ und $\beta := \pi\sqrt{1 + \Delta^2}$, wobei τ_p die Dauer des Rabi-Pulses und Δ die Verstimmung des Abfrageoszillators vom atomaren Übergang bezeichnet.

Für die Sensitivitätsfunktion der Ramsey-Sequenz [87] findet man

$$g(t) = \begin{cases} a \sin bt & 0 \leq t \leq \tau_p \\ a \sin b\tau_p & \tau_p \leq t \leq T + \tau_p \\ a \sin b(T + 2\tau_p - t) & T + \tau_p \leq t \leq T + 2\tau_p \\ 0 & T + 2\tau_p \leq t \leq T_c. \end{cases} \quad (4.5)$$

Hierbei bezeichnet $a := -\sin \Omega T \sin b\tau_p$ mit der Rabifrequenz b und der Pulsdauer τ_p der beiden Anregungspulse mit der Pulsseparationszeit T und der Verstimmung Ω zwischen der Frequenz des Abfrageoszillators und des atomaren Übergangs. Die Sensitivitätsfunktionen der Rabi-Anregung sowie der Ramsey-Sequenz sind exemplarisch in Abb. 4.7 dargestellt.

4.3.2 Dick-Effekt für den Mg-Frequenzstandard

Mittels der in Abschnitt 3.9 bestimmten Frequenzrauschleistungsdichte des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten hochstabilen Lasersystems soll unter Verwendung von Gl. (4.2) der zu erwartende Dick-Effekt für den Magnesium-Frequenzstandard für die entsprechenden Experiment-Parameter bestimmt werden. Zudem sollen die beiden Spektroskopiemethoden der Rabi-Anregung und der Ramsey-Sequenz hinsichtlich des Dick-Effektes gegenüber gestellt werden. Hier-

T_c in s	$\sigma_y(\tau = 1 \text{ s})$	T_c in s	$\sigma_y(\tau = 1 \text{ s})$
0,1 s	$2,7 \cdot 10^{-16}$	0,12 s	$3,6 \cdot 10^{-16}$
1,2 s	$7,4 \cdot 10^{-16}$	1,2 s	$1,5 \cdot 10^{-15}$
5 s	$8 \cdot 10^{-16}$	5 s	$1 \cdot 10^{-15}$
10 s	$1,2 \cdot 10^{-15}$	10 s	$1,3 \cdot 10^{-15}$

Tabelle 4.1: Aus der spektralen Frequenzrauschleistungsdichte der hochstabilen Laser aus Abb. 4.9 berechnete Instabilität infolge des Dick-Effektes für unterschiedliche Zykluszeiten T_c . **Links:** Rabi-Puls mit $\Delta = 0,799$ und $\tau_p = 100$ ms. **Rechts:** Ramsey-Sequenz mit $\tau_p = 10$ ms, $b\tau_p = \frac{\pi}{2}$, $T = 100$ ms und $\Omega = \frac{\pi}{2T}$.

zu wurden jeweils die Fourierkoeffizienten der entsprechenden Sensitivitätsfunktionen in Gl. (4.4) und (4.5) bestimmt und anschließend mittels Gl. (4.1) unter Verwendung des gemessenen Frequenzrauschleistungsdichte der hochstabilen Laser die korrespondierende Instabilität infolge des Dick-Effektes berechnet. Die für die Berechnung verwendete spektrale Frequenzrauschleistungsdichte des hochstabilen Lasers bei 457 nm ist in Abb. 4.9 dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 für die Rabi-Anregung und die Ramsey-Sequenz jeweils für eine Auswahl verschiedener experimenteller Parameter zusammengefasst. Für die Berechnung wurde die Verstimmung des Lasers von der atomaren Resonanz jeweils so gewählt, dass sich eine maximale Sensitivität des atomaren Signals auf Frequenzänderungen des Abfragelasers ergibt. Der Laser wird also auf dem Punkt maximaler Diskriminatorflankensteigung des atomaren Signals betrieben, wie dies typischerweise im Experiment der Fall ist. Dieser Punkt maximaler Flankensteigung wird für einen Rabi-Puls für $\Delta = 0,799$ und für die Ramsey-Sequenz für $\Omega = \frac{\pi}{2T}$ angenommen. In Abb. 4.8 sind exemplarisch die zur Bestimmung des Dick-Effektes berechneten Koeffizienten $\frac{g_{s,n}^2 + g_{c,n}^2}{g_0^2}$ für eine bestimmte Parameter-Konfiguration dargestellt.

Darüberhinaus ist in Abb. 4.10 der Beitrag der einzelnen Frequenzen zu der durch den Dick-Effekt verursachten Instabilität dargestellt. Gezeigt ist dabei die Summation aus Gl. (4.1). Es ist deutlich zu erkennen, dass im Fall der Ramsey-Sequenz signifikant höhere Rauschbeiträge im Frequenzbereich von 10-100 Hz zur Gesamtinstabilität beitragen als im Fall des Rabi-Pulses. Dies zeigt sich in Tab. 4.1 in einer deutlich höheren Dick-Instabilität für die Ramsey-Sequenz im Vergleich zum Rabi-Puls bei ähnlichen experimentellen Parametern. Ursache für die deutlich höhere Sensitivität auf Frequenzrauschen in dem genannten Bereich ist die erheblich stärker ansteigende Flanke der Sensitivitätsfunktion der Ramsey-Sequenz. Dies spiegelt sich ebenfalls in den Koeffizienten in Abb. 4.8 wider.

Eine realistische experimentelle Konfiguration für einen zukünftigen gitterbasierten Magnesium-Frequenzstandard stellt eine Zykluszeit von etwa 1,2 s dar,

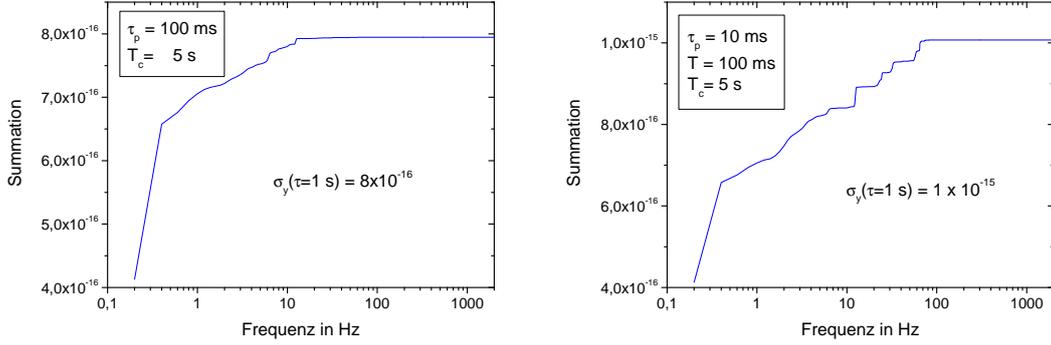


Abbildung 4.10: Beitrag der einzelnen Frequenzen zum Dick-Effekt. Gezeigt ist die Summation aus Gl. (4.1) für das Spektrum in Abb. 4.9 für einen Rabi-Puls (**links**) und für eine Ramsey-Sequenz (**rechts**) mit den angegebenen Parametern.

in der der atomare Übergang mittels eines Rabi-Pulses mit einer Pulsdauer von $\tau_p = 100$ ms abgefragt werden könnte. Die daraus theoretisch zu erwartende Dick-Instabilität wäre gemäß Tab. 4.1 $\sigma_y(\tau = 1 \text{ s}) = 7,4 \cdot 10^{-16}$.

4.3.3 Diskussion

Der Dick-Effekt limitiert die Stabilität der gegenwärtig präzisesten optischen Uhren [16, 10, 11], so dass das volle Potential hinsichtlich einer vollständig durch das Quantenprojektionsrauschen limitierten Stabilität nicht ausgeschöpft werden kann. Gemäß Gl. (4.1) lässt sich der Einfluss des Dick-Effektes auf verschiedene Weise reduzieren. Einerseits lässt sich dieser verringern, indem Lokaloszillatoren mit geringeren Frequenzrauschleistungsdichten $S_\nu^{LO}(f)$ verwendet werden. Den dominanten Beitrag für das Frequenzrauschen der Lokaloszillatoren in optischen Uhren liefert dabei für Fourier-Frequenzen von $f < 10$ Hz die durch das thermische Rauschen (siehe Abschnitt 3.7) bedingte Längeninstabilität des zur Stabilisierung verwendeten Referenzresonators. Eine Verringerung dieses Lokaloszillator-Frequenzrauschens wird von einigen Gruppen weltweit verfolgt in dem beispielsweise optische Resonatoren größerer Länge konstruiert werden. Erste Demonstrationen der Abfrage schmalbandiger atomarer Resonanzen in einer auf Strontium basierenden optischen Neutralatomuhr mit Stabilitäten des Abfragelasers von $\sigma_y \approx 2 \cdot 10^{-16}$ sind vielversprechend [24].

Andererseits lässt sich, bei unverändertem Frequenzrauschen des Lokaloszillators, der Dick-Effekt reduzieren, indem die Gewichtung der einzelnen Frequenzrauschkomponenten in Gl. (4.1) verändert wird. Dies kann zum einen durch die Wahl eines geeigneteren Abfrageschemas (z.B. Rabi- oder Ramsey-Anregung) sowie desweiteren durch eine optimale Konfiguration der experimentellen Parameter der Abfragesequenz erzielt werden [90]. Generell ist dabei der Einfluss des Dick-

Effektes umso geringer, je größer das Verhältnis aus Spektroskopie- und Zykluszeit $\frac{T_s}{T_c}$ ist. Es wird gegenwärtig etwa zu diesem Zweck verfolgt, zwei separate atomare Ensembles mit dem identischen hochstabilen Laseroszillator alternierend abzufragen [91]. Hierbei erfolgt abwechselnd an einem System die Präparation des kalten atomaren Ensembles, während zeitgleich am zweiten System die Spektroskopie erfolgt [91, 92]. Hierdurch lässt sich das Verhältnis $\frac{T_s}{T_c}$ deutlich verringern. Jedoch ist selbst im Grenzfall $\frac{T_s}{T_c} = 1$ der Dick-Effekt durch die diskrete Abfrage des atomaren Übergangs noch vorhanden. Dieser Einfluss lässt sich nur durch eine kürzere Zykluszeit, also durch eine hohe experimentelle Repetitionsrate bzw. im Grenzfall durch ein (quasi-)kontinuierliches Abfrageschema weiter reduzieren [93].

HOCHSTABILER TRANSFER IM UNIVERSITÄREN FASERNETZWERK

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die erzeugte hochstabile optische Frequenz bei 914 nm mittels eines Frequenzkammes auf eine Wellenlänge von 1064 nm übersetzt und über eine Faserverbindungsstrecke innerhalb des universitätsinternen Telekommunikationsnetzwerkes zum Albert-Einstein-Institut für Gravitationsphysik (AEI) übertragen. Als Demonstration dieses Systems wurde ein Vergleich zwischen den hochstabilen Lasern des AEI bei 1064 nm und der im Rahmen dieser Dissertation implementierten hochstabilen optischen Referenz des Instituts für Quantenoptik (IQ) über die etablierte Faserstrecke durchgeführt. In diesem Kapitel soll zunächst der realisierte Transfer der bei 914 nm bereitstehenden Stabilität auf die Wellenlänge von 1064 nm beschrieben und charakterisiert werden. Im Anschluss daran wird die Faserverbindung zwischen dem IQ und dem AEI behandelt. Abschließend wird als Demonstration des Systems eine kurze Darstellung der Ergebnisse des über die Faserverbindung durchgeführten Frequenzvergleichs zwischen den hochstabilen Lasersystemen des IQ und des AEI erfolgen.

5.1 Kohärenter Transfer 914 nm - 1064 nm

In diesem Abschnitt soll der erfolgte Transfer der Stabilität der optischen Referenz bei 914 nm auf die Wellenlänge von 1064 nm dargestellt werden. Zunächst sollen dabei kurz die Grundlagen eines optischen Frequenzkammes erläutert werden, bevor im Anschluss eine detaillierte Darstellung der technischen Implementierung und Charakterisierung des Transfer-Systems dieser Arbeit erfolgt.

5.1.1 Grundlagen des kohärenten Transfers

Die im vergangenen Jahrzehnt erfolgte Revolutionierung der Zeit- und Frequenzmetrologie durch die optischen Uhren wäre ohne die Frequenzkammtechnologie nicht denkbar gewesen [1]. Die präzise Messung optischer Frequenzen stellte vor Entwicklung des Frequenzkamms eine große Herausforderung dar, da die hohen Frequenzen von einigen 100 THz im Vergleich zu Mikrowellen nicht direkt detektierbar und elektronisch verarbeitbar sind. Die zu messende optische Frequenz musste mittels einer sogenannten harmonischen Frequenzkette [6] phasenkohärent vom optischen Frequenzbereich in den Mikrowellenbereich transferiert werden, um eine absolute Frequenzmessung gegen die - die SI-Sekunde definierende - Cs-Atomuhr zu ermöglichen. Diese Frequenzketten waren sehr aufwendig und unzuverlässig im Betrieb und nur von wenigen Metrologie-Instituten weltweit zu betreiben. Zudem waren diese Systeme wenig flexibel, so dass die Messung verschiedener optischer Frequenzen häufig eine neue harmonische Frequenzkette erforderte.

Mit der Entwicklung des Frequenzkamms steht erstmals ein universelles und kompaktes Werkzeug zur Verfügung, das die direkte Messung optischer Frequenzen in vielen Laboratorien weltweit ermöglicht. Die Erfindung des Frequenzkamms hat damit die rasante Entwicklung auf dem Gebiet der optischen Uhren bedeutend stimuliert. Pioniere in der Entwicklung des Frequenzkamms waren dabei T. Hänsch und J.L. Hall, die dafür 2005 den Nobelpreis erhielten.

Bei einem optischen Frequenzkammgenerator handelt es sich um einen passiv-modengekoppelten gepulsten Laser mit typischerweise Pulsdauern t_p im Bereich von Femtosekunden bis sub-Pikosekunden. Die Repetitionsrate f_{Rep} der emittierten Laserpulse liegt dabei im Bereich von wenigen MHz bis zu einigen 10 GHz. Das Fourier-Spektrum eines solchen gepulsten Lasers besteht dabei aus äquidistanten Linien ν_m , die im Abstand der Repetitionsrate angeordnet sind

$$\nu_m = mf_{\text{Rep}} + f_{\text{CEO}}, \quad m \in \mathbb{N}_{\geq 0}. \quad (5.1)$$

Das Spektrum eines solchen Frequenzkamms ist schematisch in Abb. 5.1 skizziert. Die Frequenz f_{CEO} verschiebt das Spektrum um einen Beitrag $f_{\text{CEO}} < f_{\text{Rep}}$ und hat ihre Ursache in der physikalischen Eigenschaft, dass im Allgemeinen nicht das elektromagnetische Feld sondern nur die Puls-Einhüllende periodisch in $T_{\text{Rep}} := f_{\text{Rep}}^{-1}$ ist. Dies ist immer dann der Fall, wenn Phasengeschwindigkeit v_{Ph} und Gruppengeschwindigkeit v_{Gr} des Pulses nicht identisch sind, $v_{\text{Ph}} \neq v_{\text{Gr}}$. Dadurch verschiebt sich die Trägerphase relativ zur Einhüllenden von Puls zu Puls um eine feste Phase φ_{CEO} . Diese Phase wird auch Schlupfphase genannt (engl.: carrier envelope offset phase, CEO). Gemäß Gl. (5.1) stellt ein Frequenzkamm ein Spektrum von Linien bereit, deren (optische) Frequenzen ν_m vollständig durch die Radiofrequenzen f_{Rep} und f_{CEO} als einzige freie Parameter festgelegt wird. Die spektrale Breite $\Delta\nu$ des Frequenzkammspektrums ist dabei verknüpft mit der inversen Pulsdauer t_p^{-1} . Durch die phasenstarre Kopplung der einzelnen Frequenzkomponenten des

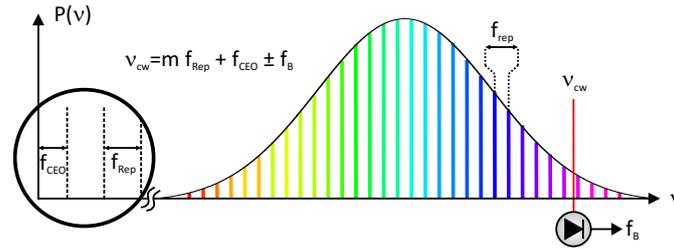


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Spektrums eines optischen Frequenzkammes. Der Abstand der äquidistanten Kammlinien ist durch die Repetitionsrate f_{Rep} gegeben. Jede Linie des Frequenzkammes ist durch die beiden RF-Größen f_{Rep} und f_{CEO} sowie durch die jeweilige Modennummer m eindeutig gemäß Gl. (5.1) festgelegt.

Kammes besteht also intrinsisch eine phasenkohärente Verbindung zwischen dem optischen und dem Radiofrequenz-Bereich.

Das so zur Verfügung stehende „Lineal“ im Frequenzraum bietet die Möglichkeit, jede optische Frequenz innerhalb des Spektrums des Frequenzkammes zu vermessen: Sind die Frequenzen ν_m des Kammes bekannt (etwa durch Stabilisierung von f_{Rep} und f_{CEO} auf eine bekannte Radiofrequenz) so lässt sich die unbekannte Frequenz ν eines cw-Lasers mittels einer Schwebungsmessung mit dem Frequenzkamm bestimmen. Hierzu muss die optische Frequenz ν nur mit einer Genauigkeit von weniger als f_{Rep} bekannt sein. Bei den typischen Repetitionsraten im MHz- bis GHz-Bereich ist dies mit Präzisionswellenlängen-Messgeräten problemlos zu erreichen. Aus der auf diese Weise näherungsweise bekannten Frequenz lässt sich so die Modennummer m der der optischen Frequenz ν_{cw} nächstgelegenen Kammlinie ν_m bestimmen. Wird nun die zu vermessende optische Frequenz mit dem Kammspektrum auf einer Photodiode überlagert, so wird eine Schwebungsfrequenz f_B beobachtet, die gerade dem Frequenzabstand $\nu_{\text{cw}} - \nu_m$ entspricht. Damit lässt sich die unbekannte Frequenz ν_{cw} vollständig bestimmen:

$$\nu_{\text{cw}} = m f_{\text{Rep}} + f_{\text{CEO}} \pm f_B. \quad (5.2)$$

Die optische Frequenz lässt sich unter Kenntnis der Modennummer m demnach vollständig aus den drei Radiofrequenzen f_{Rep} , f_{CEO} und f_B ermitteln. Das Vorzeichen in Gl. (5.2) wird experimentell ermittelt, in dem die Repetitionsrate variiert und die korrespondierende Änderung der Schwebungsfrequenz beobachtet wird (positives Vorzeichen für $df_B/df_{\text{Rep}} < 0$, negatives Vorzeichen für $df_B/df_{\text{Rep}} > 0$).

Frequenzvergleich RF-zu-optisch

Ein Vergleich zwischen einer optischen Frequenz und einer Radiofrequenz (RF) lässt sich mittels des Frequenzkammes realisieren, indem sowohl die Repetitionsrate f_{Rep} als auch die CEO-Frequenz f_{CEO} des Kammes mittels der Radiofrequenz

stabilisiert werden. Zur Messung der optischen Frequenz wird diese mit dem stabilisierten Frequenzkamm überlagert und synchron die drei Radiofrequenzen f_{Rep} , f_{CEO} und f_{B} aufgezeichnet. Hieraus wird mittels Gl. (5.2) die optische Frequenz bestimmt, die somit phasenkohärent gegen die Radiofrequenz gemessen wurde.

Frequenzvergleich optisch-zu-optisch

Der Frequenzkamm erlaubt nicht nur den Vergleich zwischen einer optischen und einer Radio-Frequenz, sondern auch einen direkten Vergleich optischer Frequenzen, die spektral weit voneinander entfernt liegen und zwischen denen somit keine direkte Schwebungsmessung möglich ist. Dieser Vergleich verschiedener optischer Frequenzen wird ermöglicht durch die phasenstarre Kopplung der einzelnen Linien des Frequenzkammspektrums mittels des Modenkopplungsprozesses. Sind ν_{cw1} und ν_{cw2} zwei optische Frequenzen die gegeneinander verglichen werden sollen, so gilt gemäß Gl. (5.2)

$$\begin{aligned}\nu_{\text{cw1}} &= m_1 f_{\text{Rep}} + f_{\text{CEO}} + f_{\text{B1}} \\ \nu_{\text{cw2}} &= m_2 f_{\text{Rep}} + f_{\text{CEO}} + f_{\text{B2}}\end{aligned}$$

mit den jeweils nächstgelegenen Linien des Kammspektrums mit den Modenummern m_1 und m_2 sowie den dazu korrespondierenden Schwebungsfrequenzen f_{B1} , f_{B2} (die jeweiligen Vorzeichen wurden dabei ohne Beschränkung der Allgemeinheit als positiv angenommen). Mittels einer Linearkombination der beiden Gleichungen lässt sich f_{Rep} eliminieren, und man erhält für die sogenannte Transferschwebung zwischen den beiden optischen Frequenzen den Ausdruck

$$\nu_{\text{cw2}} - \frac{m_2}{m_1} \nu_{\text{cw1}} = \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right) f_{\text{CEO}} + f_{\text{B2}} - \frac{m_2}{m_1} f_{\text{B1}}. \quad (5.3)$$

Dieser Ausdruck stellt eine „virtuelle“ Schwebung zwischen der optischen Frequenz ν_{cw2} und der mittels des Modenverhältnisses $\frac{m_2}{m_1}$ skalierten Frequenz ν_{cw1} dar. Diese Schwebung wird als virtuell bezeichnet, da sie bei hinreichend großem Abstand der beiden Frequenzen nicht mehr direkt experimentell beobachtet werden kann, aber sich gemäß Gl. (5.3) aus den gemessenen Frequenzen f_{CEO} , f_{B1} und f_{B2} berechnen lässt.

Es ist wichtig zu erwähnen, dass für dieses Verfahren die Absolutfrequenzen der Kammlinien nicht von Bedeutung sind, diese Methode kann also ohne jegliche Stabilisierung der Größen f_{Rep} und f_{CEO} mit dem freilaufenden Frequenzkammgenerator angewandt werden (und ist damit insbesondere unabhängig von einer etwaig zur Stabilisierung verwendeten RF-Quelle). Die Grundlage dieses Verfahrens beruht ausschließlich auf der phasenstarken Kopplung der einzelnen Linien des Frequenzkammes gemäß Gl. (5.1) und ist essentiell für den Vergleich optischer Uhren mit verschiedenen atomaren Übergangsfrequenzen. Auf diese Weise steht

eine sehr universelle Methode zur Verfügung, optische Frequenzen phasenkohärent über große Spektralbereiche miteinander zu vergleichen und damit ebenso die Möglichkeit, die bei einer bestimmten optischen Frequenz zur Verfügung stehende Stabilität und Genauigkeit auf einen beliebigen anderen Wellenlängenbereich zu übertragen. Dies ist insbesondere ein wichtiger Aspekt bezüglich des Transfers hochstabiler Frequenzen über optische Glasfasern: Um Licht über Faserstrecken mit Längen von mehreren 10 km bis zu vielen 100 km möglichst verlustfrei übertragen zu können, bieten sich die in der Telekommunikationstechnik eingesetzten Wellenlängenbereiche an, speziell die Wellenlänge um $1,5 \mu\text{m}$. Die Genauigkeit und Stabilität einer beliebigen optischen Uhr lässt sich also mittels des Frequenzkammes auf den Wellenlängenbereich um $1,5 \mu\text{m}$ transferieren und anschließend mittels einer optischen Faser über große Strecken übertragen. Am gegenüberliegenden Ende der Faser lässt sich dann mit einem weiteren unabhängigen Frequenzkamm die übertragene hochstabile Frequenz mit einer in einem anderen Wellenlängenbereich arbeitenden optischen Uhr vergleichen.

Dieses Verfahren wurde erstmals in [94] demonstriert und zeigte dabei eine durch das Messverfahren limitierte relative Ungenauigkeit von $< 10^{-18}$ beim Vergleich zweier Frequenzen über eine gesamte optische Oktave. In [95] wurde gezeigt, dass der Frequenzkamm eine Übersetzung einer optischen Frequenz über Frequenzabstände von mehreren 100 THz mit einer relativen Ungenauigkeit von 10^{-19} erlaubt. Die theoretischen Grenzen dieses Verfahrens sind dabei durch Rauschprozesse gegeben, die nicht mehr gemäß Gl. (5.1) korreliert sind, sondern jeder Kammlinie einen individuellen Rauschbeitrag aufprägen. In [96] wurde experimentell demonstriert, dass die einzelnen Linien eines Ti:Sa-Laser basierten Frequenzkammes sogar auf der Ebene des Quantenrauschens miteinander korreliert sind. Die Stärke der phasenkohärenten Kopplung und damit die Grenzen der strengen Gültigkeit von Gl. (5.1) hängt jedoch von dem jeweiligen Modenkopplungsprozess ab und ist daher insbesondere für verschiedene Lasertypen unterschiedlich.

5.1.2 Experimentelle Realisierung

In diesem Abschnitt soll der realisierte Transfer der bei 914 nm durch die Referenzresonatoren bereitgestellten Stabilität auf die Wellenlänge von 1064 nm beschrieben werden. Hierbei soll insbesondere auf die experimentellen Details des Frequenzkammes, des Transferlasers sowie der realisierten Transferstabilisierung eingegangen werden.

Optischer Frequenzkamm

Der verwendete kommerzielle Frequenzkammgenerator¹ basiert auf einem gepulsten Erbium-Faserlaser mit einer Zentralwellenlänge von 1542 nm. Das vom Fre-

¹FC 1500 VIS, Menlo Systems

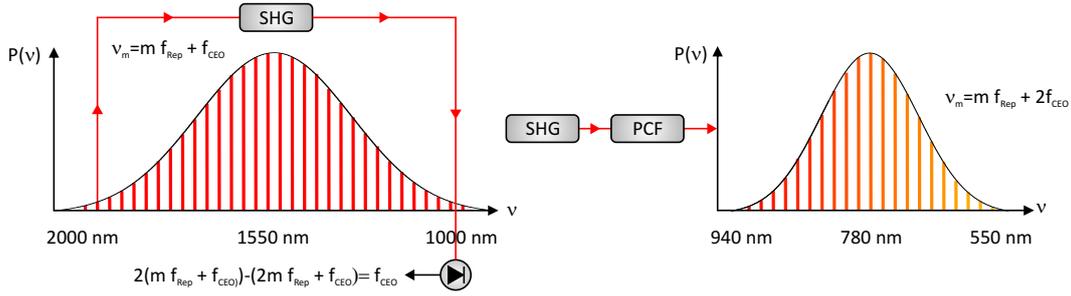


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Spektums des in dieser Arbeit verwendeten selbstreferenzierten Frequenzkammes. Der bei einer Zentralwellenlänge von etwa 1550 nm emittierende erbium-dotierte Faserlaser besitzt ein oktavbreites Spektrum, das einen Wellenlängenbereich von etwa 1000-2000 nm abdeckt. Ein Teil des Spektralbereiches um 2000 nm wird frequenzverdoppelt (SHG) und mit dem ursprünglichen Spektrum um 1000 nm überlagert, um f_{CEO} zu bestimmen (f - $2f$ -Interferometer). Zudem wird ein Teil der Ausgangsleistung des Frequenzkammes um 1550 nm frequenzverdoppelt und im Anschluss in einer photonischen Kristallfaser (PCF) spektral verbreitert. Damit steht ein zusätzliches Spektrum im sichtbaren bis nahinfraroten Bereich von etwa 550-940 nm zur Verfügung.

quenzkamm zur Verfügung gestellte Spektrum ist schematisch Abb. 5.2 dargestellt. Ein Teil der emittierten Laserstrahlung wird intern mittels eines Erbium-dotierten Faserverstärkers (EDFA) erhöht. Mittels nichtlinearer Effekte in der Faser wird dabei ein oktavbreites Frequenzkammspektrum erzeugt, das sich über einen spektralen Bereich von 1000-2000 nm erstreckt. Mittels dieses oktavbreiten Spektrums wird anschließend via eines f - $2f$ -Interferometers die CEO-Frequenz f_{CEO} gemessen: Hierzu durchläuft das aus dem Verstärker emittierte Licht einen nichtlinearen Kristall, der - bedingt durch die gewählte Phasenanpassung - einen spektralen Ausschnitt des Frequenzkammes um 2000 nm frequenzverdoppelt. Dieses frequenzverdoppelte Licht wird anschließend auf einer Photodiode mit dem nicht-verdoppelten Teil des Kammspektrums um 1000 nm überlagert. Dabei entsteht eine Schwebung zwischen dem frequenzverdoppelten Anteil und dem fundamentalen Kammspektrum, deren Frequenz gerade f_{CEO} entspricht

$$2(mf_{\text{Rep}} + f_{\text{CEO}}) - (2mf_{\text{Rep}} + f_{\text{CEO}}) = f_{\text{CEO}}.$$

Zur Bestimmung der Repetitionsrate f_{Rep} wird ein geringer Teil der Ausgangsleistung des Faserlasers intern direkt auf einer Photodiode detektiert. Die so zur Verfügung stehenden RF-Größen f_{Rep} und f_{CEO} werden anschließend jeweils mittels eines PI-Regelverstärkers stabilisiert. f_{CEO} wird dabei auf eine Frequenz von 20 MHz gegen die verdoppelte 10 MHz-Ausgangsfrequenz eines Wasserstoff-Masers² (H-Maser) phasenstabilisiert. Zur Stabilisierung von f_{Rep} wird die mit

²VCH-1006, Vremya-CH

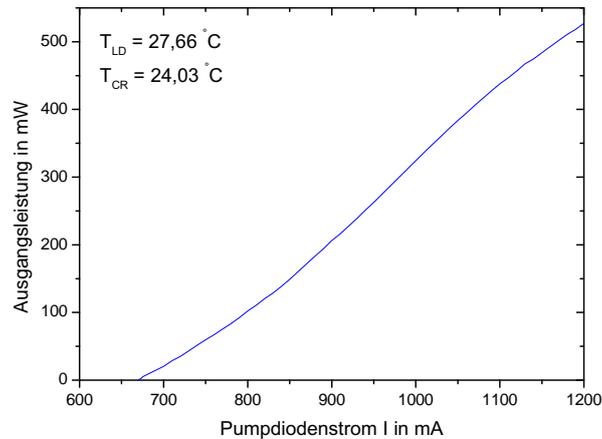


Abbildung 5.3: Ausgangsleistung des als Transferlaser verwendeten Nd:YAG-NPROs als Funktion des Pumpdiodenstroms.

der Photodiode gemessene zehnte Harmonische der Repetitionsrate auf eine von einem Frequenzsynthesizer³ bereitgestellte Referenzfrequenz von ≈ 1 GHz phasenstabilisiert. Der verwendete Synthesizer ist dabei selbst wiederum auf den H-Maser referenziert. Somit steht ein durch die Genauigkeit und Stabilität des H-Masers gegebenes optisches Frequenzkammspektrum zur Verfügung.

Der verbleibende Teil der Ausgangsleistung des Faserlasers wird zunächst über einen weiteren EDFA leistungsverstärkt und durchläuft anschließend in Freistrahlf-Konfiguration einen nichtlinearen Kristall (PPLN⁴) und wird dort frequenzverdoppelt, so dass ein Kammspektrum um 780 nm entsteht. Das frequenzverdoppelte Licht durchläuft im Anschluss eine photonische Kristallfaser (PCF), wobei durch den nichtlinearen Prozess der Selbstphasenmodulation eine Verbreiterung des Kammspektrums erfolgt. Das so zu Messzwecken im visuellen Spektralbereich zur Verfügung stehende Ausgangsspektrum des Frequenzkammes deckt dabei einen Wellenlängenbereich von $\approx 580\text{-}940$ nm ab.

Transferlaser bei 1064 nm

Zur Übertragung der hochstabilen optischen Frequenz zum AEI wird ein Nd:YAG NPRO⁵ bei einer Wellenlänge von 1064 nm als Transferlaser verwendet. Hierbei handelt es sich um ein kommerzielles Lasersystem¹ mit einer maximalen Ausgangsleistung von etwa 500 mW. Die Ausgangsfrequenz des NPROs ist durch die

³2024, Marconi Instruments

⁴Periodisch-gepoltes Lithiumniobat (LiNbO_3)

⁵Non-planar ring oscillator

¹Mephisto M500NE, Innolight

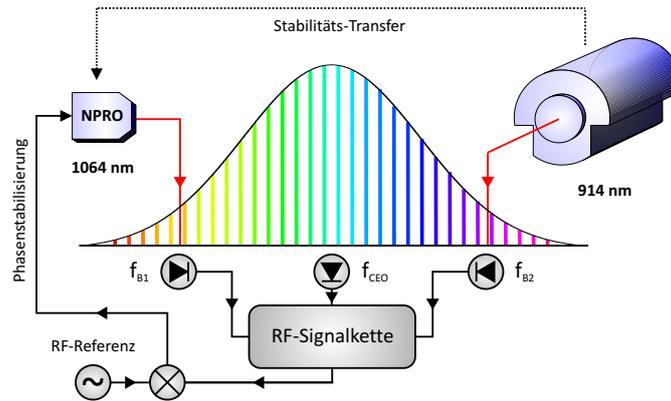


Abbildung 5.4: Schema der Transferstabilisierung des NPRO bei 1064 nm auf die hochstabile optische Referenz bei 914 nm.

Temperatur des Nd:YAG-Kristalls in einem Frequenzbereich von ≈ 30 GHz durchstimmbar. Die Emissionsleistung ist über den Pumpdiodenstrom skalierbar. Die Ausgangsleistung des NPROs in Abhängigkeit vom Pumpdiodenstrom ist in Abb. 5.3 gezeigt. Die gesamte Ansteuerung des Lasers (Stabilisierung der Temperatur von Laserkristall und Pumpdiode, Regelung des Pumpdiodenstroms) erfolgt über eine gemeinsam mit dem Lasersystem ausgelieferte kommerzielle Steuereinheit. Der Laser verfügt zusätzlich über analoge Modulationseingänge für die Kristalltemperatur, die Ausgangsleistung sowie die Laserfrequenz. Der Modulationseingang für die Laserfrequenz steuert dabei einen mit dem Nd:YAG-Kristall verbundenen Piezo an. Der Transferkoeffizient des Piezos beträgt hierbei etwa 1-2 MHz/V und erlaubt Modulationsbandbreiten von etwa 100 kHz. Der Koeffizient für die Durchstimmbarkeit mittels der Kristalltemperatur beträgt etwa 3 GHz/K. Der freilaufende NPRO besitzt eine Linienbreite, die vom Hersteller mit etwa 1 kHz in 100 ms spezifiziert wird. Diese bereits intrinsisch vergleichsweise hohe Frequenzstabilität ist essentiell für die im nachfolgenden Abschnitt beschriebene Transferstabilisierung, da hier nur eine vergleichsweise geringe Regelbandbreite von wenigen 10 kHz realisierbar ist. Für einen Diodenlaser beispielsweise mit einer typischen Linienbreite von etwa 100 kHz in 100 ms wäre das nachfolgend beschriebene Transferverfahren nur nach einer hinreichenden Vorstabilisierung der Laserfrequenz möglich.

Transferstabilisierung

Zum Transfer der bei 914 nm durch die Referenzresonatoren bereitgestellten Stabilität auf den als Transferlaser dienenden NPRO bei 1064 nm werden die beiden optischen Frequenzen jeweils mit dem Frequenzkamm zur Überlagerung gebracht. Das Prinzip der realisierten Transferstabilisierung ist in Abb. 5.4 dargestellt. Hierzu werden einige wenige Milliwatt Leistung des Lichtes bei 914 nm mittels einer kurzen Faserstrecke (< 2 m) vom hochstabilen Lasersystem zum Frequenzkamm geführt

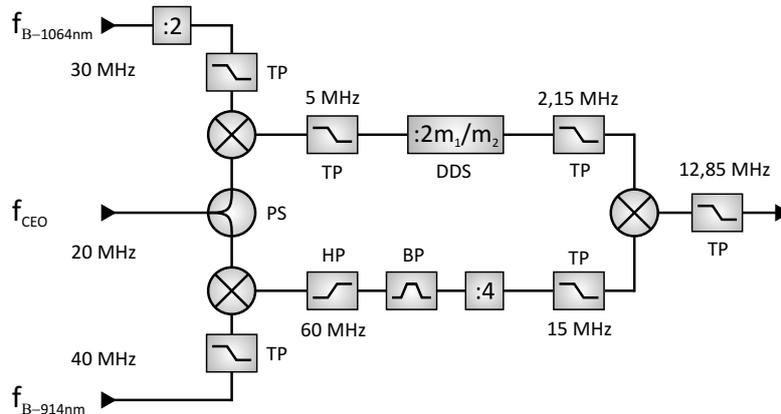


Abbildung 5.5: Schematischer Aufbau der RF-Signalkette zur Erzeugung des Transfer-schwebungssignals $\frac{1}{4}(\nu_{1064\text{nm}} - \frac{m_2}{m_1}\nu_{914\text{nm}})$ für die Phasenstabilisierung des NPROs auf die hochstabile Frequenz bei 914 nm. PS: Leistungsteiler, BP: Bandpass, HP: Hochpass, TP: Tiefpass.

und dort mittels eines Freistrahlaufbaus mit dem frequenzverdoppelten Kammspektrum auf einer Photodiode überlagert. Für die Schwebungsmessung mit dem Licht bei 1064 nm wird ein Teil des fundamentalen Kammspektrums vor dem f-2f-Interferometer abgezweigt und in eine Faser gekoppelt. Ein Interferenzfilter vor der Faser selektiert dabei den benötigten Ausschnitt des Kammspektrums um 1064 nm. Das Licht des Kamms wird über eine kurze Faser (< 2 m) zum NPRO geführt und hier in einem vollständig faserbasierten Aufbau mit dem Licht des NPRO auf einer Photodiode⁷ überlagert. Hierfür werden nur wenige mW an optischer Leistung des NPROs benötigt, die zuvor über faserbasierte Strahlteiler abgezweigt wurden. Da es sich bei den verwendeten Fasern ausschließlich um nicht-polarisationserhaltende Fasern handelt, ist ein Polarisationssteller in den Aufbau integriert, um eine optimale Signalstärke des Schwebungssignals zu gewährleisten. Für die gemessenen Schwebungsfrequenzen bei 914 nm und 1064 nm gilt dabei

$$\begin{aligned}\nu_{914\text{nm}} &= m_1 f_{Rep} - 2f_{CEO} + f_{B-914\text{nm}} \\ \nu_{1064\text{nm}} &= m_2 f_{Rep} - f_{CEO} - f_{B-1064\text{nm}}.\end{aligned}$$

Der Faktor 2 vor f_{CEO} rührt daher, dass die Schwebung bei 914 nm mit dem frequenzverdoppelten Kammspektrum erfolgt. Die CEO-Frequenz wurde am Kamm so eingestellt, dass diese ein negatives Vorzeichen besitzt. Ebenso wurden durch Wahl einer geeigneten Repetitionsrate das Vorzeichen der Schwebungsfrequenz bei 914 nm positiv bzw. bei 1064 nm negativ gewählt. Die Schwebungsfrequenzen wurden so eingestellt, dass $f_{B-914\text{nm}} \approx 30$ MHz und $f_{B-1064\text{nm}} \approx 40$ MHz. m_1 und m_2

⁷PF521, Roithner

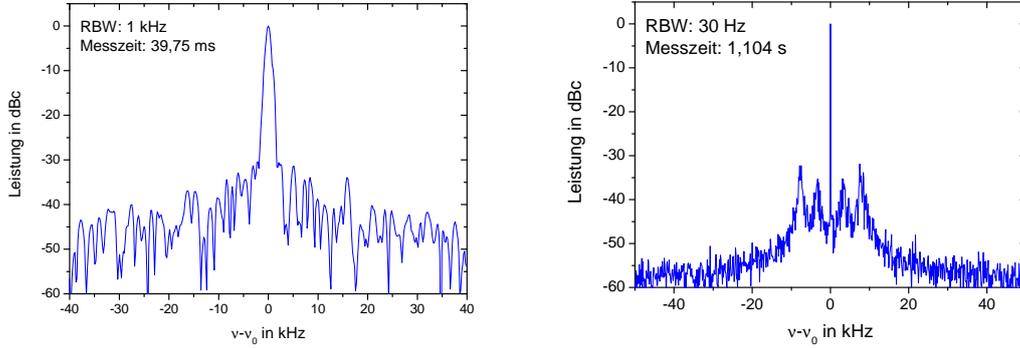


Abbildung 5.6: Transferschwebungssignal zwischen dem NPRO bei 1064 nm und der hochstabilen Frequenz bei 914 nm. **Links:** Im Fall des unstabilierten NPROs, **Rechts:** Bei aktiver Transferstabilisierung.

wurden ermittelt, indem das Licht bei 914 nm und 1064 nm jeweils mittels eines HeNe-Laser-kalibrierten Hochpräzisions-Wellenlängenmessgeräts⁸ mit einer Ungenauigkeit von <10 MHz bestimmt wurde und hieraus anschließend mittels Gl. (5.2) die dazu korrespondierenden Modennummern m_1 und m_2 berechnet wurden. Für die Transferschwebung gilt in diesem Fall

$$\nu_{1064\text{nm}} - \frac{m_2}{m_1} \nu_{914\text{nm}} = \left(2 \frac{m_2}{m_1} - 1\right) f_{\text{CEO}} - f_{\text{B}-1064\text{nm}} - \frac{m_2}{m_1} f_{\text{B}-914\text{nm}}. \quad (5.4)$$

Diese lässt sich somit als eine Linearkombinationen der einzelnen gemessenen Radiofrequenzen berechnen. Um eine direkte spektrale Analyse des Schwebungssignals durchzuführen und ebenso ein Fehlersignal für die Phasenstabilisierung der optischen Frequenz bei 1064 nm abzuleiten, wurde diese Gleichung mit einer analogen Signalverarbeitungskette implementiert. Die Differenzen werden dabei durch Mischer gebildet, die Faktoren sind durch einen Teiler bzw. einen DDS ausgeführt. Der schematische Aufbau dieser Signalverarbeitungskette ist in Abb. 5.5 dargestellt. Das Ausgangssignal dieser analogen Signalverarbeitung stellt dabei das zusätzlich um den Faktor 4 dividierte Schwebungssignal aus Gl. (5.4) dar.

Die gemessenen Frequenzen f_{CEO} , $f_{\text{B}-914\text{nm}}$ und $f_{\text{B}-1064\text{nm}}$ wurden zunächst mittels Tracking-Oszillatoren mit einer Bandbreite von etwa 1 MHz spektral gefiltert, dies stellt außerdem eine konstante und hinreichende RF-Leistung sicher, bevor diese Frequenzen dann der Signalverarbeitungskette zugeführt werden. Das Ausgangssignal $\frac{1}{4}(\nu_{1064\text{nm}} - \frac{m_2}{m_1} \nu_{914\text{nm}})$ der RF-Signalkette bei etwa 12,8 MHz wird anschließend mittels eines RF-Referenzsignals (erzeugt von einem auf den H-Maser referen-

⁸WS Ultimate, HighFinesse

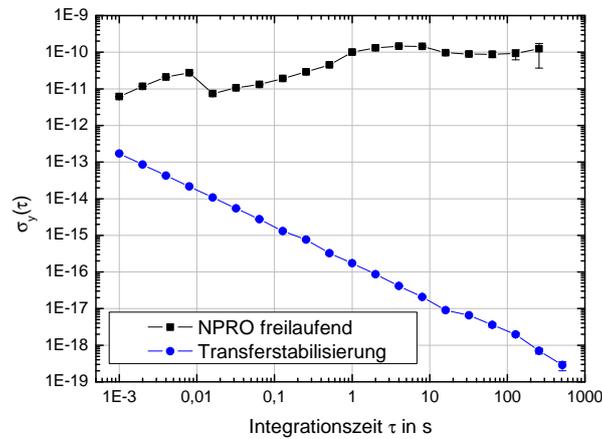


Abbildung 5.7: Relative Allan-Standardabweichung der gemessenen Transferschwebung zwischen dem NPRO bei 1064 nm und der hochstabilen optischen Frequenz bei 914 nm. Gezeigt sind die Stabilität des unstabilisierten NPROs (schwarze Kurve) sowie die gemessene Stabilität im Regelkreis bei aktiver Transferstabilisierung (blaue Kurve).

zierten Synthesizer) demoduliert⁹, um damit das Fehlersignal für die Phasenstabilisierung bereitzustellen. Dieses wird anschließend mittels eines PI-Regelverstärkers zur Ansteuerung des Piezos des NPROs verwendet. Hierbei wurde eine Regelbandbreite von etwa 8 kHz erzielt. Da der dynamische Bereich des Piezos für langsame Frequenzdriften des NPROs zu gering ist, wurde das Stellsignal des Piezos mittels eines weiteren Integrators auf den Modulationseingang des Pumpdiodenstroms gegeben, um die Frequenz des NPROs langsam nachführen zu können. Hier bestände alternativ auch die Möglichkeit, die langsame Nachführung der Ausgangsfrequenz mittels der Kristalltemperatur durchzuführen, um etwaige durch die Änderung des Pumpdiodenstroms verursachte Leistungsschwankungen zu vermeiden. Da im geregelten Betrieb jedoch nur geringfügige Änderungen des Pumpdiodenstroms von unter 0,5 % beobachtet wurden, stellen die damit assoziierten Leistungsschwankungen kein Problem dar.

5.1.3 Charakterisierung des Systems

Zur Charakterisierung wurde zunächst das Frequenzrauschen des freilaufenden NPROs vermessen. Hierzu wurde das von der RF-Signalverarbeitungskette bereitgestellte Ausgangssignal mittels eines Spektrum-Analysators¹⁰ untersucht. Das entsprechende Spektrum der Transferschwebung zwischen dem freilaufenden NPRO bei 1064 nm und der hochstabilen optischen Frequenz bei 914 nm ist in Abb. 5.6

⁹Phasendetektor ZRPD-1, Mini Circuits

¹⁰4395A, Hewlett Packard

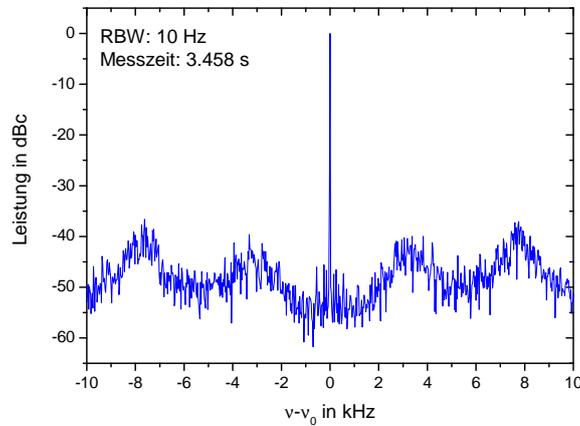


Abbildung 5.8: Transferschwebungssignal zwischen dem NPRO bei 1064 nm und der hochstabilen Frequenz bei 914 nm bei aktiver Transferstabilisierung. Die Regelbandbreite der Anbindung beträgt etwa 8 kHz.

dargestellt. Die Linienbreite des beobachteten Transferschwebungs-Signals betrug dabei etwa 1 kHz. Zur Charakterisierung in der Zeitdomäne wurden die drei Frequenzen f_{CEO} , $f_{\text{B}-914\text{nm}}$ und $f_{\text{B}-1064\text{nm}}$ synchron mit der Zählerkarte aufgezeichnet und aus den gemessenen Zeitserien anschließend mittels Gl. (5.4) die entsprechende Transferschwebungsfrequenz ermittelt. Die hieraus berechnete Allan-Standardabweichung ist in Abb. 5.7 dargestellt. Dabei ergibt sich eine relative Allan-Standardabweichung von $\sigma_y \approx 10^{-11}$, die für $\tau > 0,1$ s auf einen konstanten Wert von $\sigma_y \approx 10^{-10}$ anwächst.

Wird die Transferstabilisierung aktiviert, so verringert sich das zuvor im Fall des freilaufenden Lasers etwa 1 kHz breite Schwebungssignal auf einen schmalen Träger von < 1 Hz Linienbreite, siehe Abb. 5.6 und Abb. 5.8. Deutlich sind hierbei auch die zusätzlichen Rauschbeiträge im Bereich der Regelbandbreite der Transferstabilisierung bei etwa 8 kHz zu erkennen. Mit dem identischen Verfahren wie im Fall des ungestabilisierten Lasers wurde die Instabilität bei aktiver Transferstabilisierung des NPROs charakterisiert. Das Ergebnis ist in Abb. 5.7 dargestellt. Es ergibt sich eine Allan-Standardabweichung von $\sigma_y(\tau) = 2 \cdot 10^{-16}(\tau/\text{s})^{-1}$. Der Verlauf $\propto \tau^{-1}$ ist dabei charakteristisch für das weiße Phasenrauschen des Regelkreises. Es ist zu beachten, dass dieses Ergebnis nur das residuelle Rauschen im aktiven Regelkreis darstellt. Für eine unabhängige Messung der erzielten Transferstabilität ist ein zweiter Frequenzkamm oder eine hochstabile Referenz bei 1064 nm erforderlich. Beides stand im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung. Als Abschätzung für die minimale Transferstabilität soll jedoch auf die Ergebnisse im nachfolgenden Kapitel 6 verwiesen werden: In den dort beschriebenen Messungen wurde dieses

System aus Frequenzkamm und RF-Signalverarbeitungskette dazu verwendet, eine von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt bereitgestellte hochstabile Referenzfrequenz bei $1,5 \mu\text{m}$ mit den in dieser Arbeit konstruierten hochstabilen Lasern zu vergleichen [35]. Die dabei demonstrierten Stabilitäten von $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-15}$ können somit für $\tau > 0,1 \text{ s}$ als eine Obergrenze für die maximale Transferinstabilität herangezogen werden.

5.2 Phasenstabilisierte Faserverbindung IQ-AEI

In diesem Abschnitt sollen zu Beginn einige Grundlagen des phasenstabilen Transfers hochstabiler Frequenzen über optische Fasern behandelt werden. Im Anschluss daran erfolgt die Beschreibung des experimentellen Aufbaus sowie die Charakterisierung der im Rahmen dieser Dissertation zwischen dem IQ und dem AEI realisierten Faserstrecke.

5.2.1 Grundlagen der aktiven Faserstabilisierung

Die Entwicklung von Methoden zum Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen stellt ein wichtiges und hochdynamisches Forschungsfeld dar. Hochstabile optische Frequenzen sind nur in wenigen Laboratorien verfügbar, die zudem weit voneinander entfernt liegen. Die sehr komplexen Aufbauten optischer Uhren oder auch nur der hochstabilen Lokaloszillatoren erlauben dabei im Allgemeinen keinen Transport von einem Laboratorium zum nächsten. Obwohl bereits Ansätze mit vielversprechenden Ergebnissen demonstriert wurden, solche Systeme kompakt und transportabel zu gestalten [97, 98, 99, 100], sind die präzisesten optischen Uhren hochkomplexe und damit stationäre Systeme. Für den Vergleich dieser optischen Uhren sind deshalb Methoden erforderlich, die einen Transfer der hochstabilen optischen Frequenz von einem Ort zum anderen über Strecken von typischerweise einigen 10 km bis zu vielen 100 km und darüber hinaus erlauben, ohne dabei die Stabilität und Genauigkeit des transferierten Signals zu degradieren.

Satellitengestützte Methoden, wie diese etwa für den Vergleich von Mikrowellenuhren angewendet werden [27] sind nicht möglich, da die hierbei bereitgestellte Transferstabilität und -genauigkeit nicht hinreichend für den Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen ist. Die etwa nach einer Messdauer von einem Tag von einem satellitengestützten Vergleich bereitgestellte Transferstabilität wird von einer optischen Uhr bereits in weniger als einer Sekunde erreicht.

Eine vielversprechende Methode stellt hingegen der Transfer des hochstabilen Lichtes über optische Fasern dar. Dies ist zudem ein sehr attraktives Verfahren, da die nötige Infrastruktur bereits in Form von in der Telekommunikation eingesetzten optischen Fasernetzwerken vorhanden ist, die ein dichtes Netz bereitstellen, mit dem eine Vielzahl an Forschungsinstituten miteinander vernetzt werden

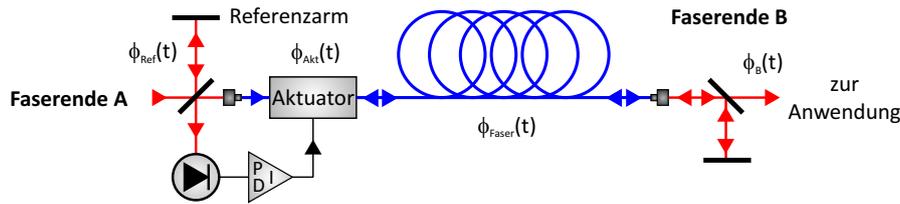


Abbildung 5.9: Prinzip der optischen Weglängenstabilisierung. Für Bezeichnungen siehe Text.

können. Solche Fasernetzwerke wurden bereits eingesetzt um hochstabile Mikrowellenfrequenzen - via Amplitudenmodulation auf einen cw-Laser - über große Distanzen zu übertragen [30]. Das attraktivste Verfahren zum Vergleich optischer Frequenzen über Fasernetzwerke ist die Übertragung der hochstabilen optischen Frequenz selbst. Hier wurden in jüngster Zeit optische Faserverbindungen von vielen 100 km Länge demonstriert [101, 29]. Die dabei erzielten Stabilitäten erlauben den Vergleich der gegenwärtig stabilsten und genauesten optischen Uhren [16, 10] in einigen 10 s. Die höchste erzielte Genauigkeit im Transfer einer auf dieser Weise übertragenen optischen Frequenz liegt bei etwa 10^{-19} [102] und ist damit etwa zwei Größenordnungen höher, als die gegenwärtig genauesten optischen Uhren [11].

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Grundlagen zum Transfer hochstabiler optischer Frequenzen zusammenfassend dargestellt werden. Für eine detailliertere Behandlung dieser Thematik wird auf [30] verwiesen.

Wird Licht über eine optische Faser übertragen, so wird der optischen Frequenz ein zusätzliches Phasenrauschen aufgeprägt. Dieses Phasenrauschen wird durch akustische und thermische Prozesse verursacht, die eine Variation der optischen Weglänge in der Faser bewirken. Das aufgeprägte Phasenrauschen skaliert dabei u.a. mit der Faserlänge selbst. Zum Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen ist die durch eine Faserstrecke bereitgestellte passive Stabilität selbst nach wenigen Metern Faserlänge im Allgemeinen nicht mehr hinreichend. Insbesondere für Faserverbindungen von wenigen km bis einigen 100 km ist daher eine aktive Stabilisierung der optischen Weglänge der Faser zwingend erforderlich.

Das Verfahren zur aktiven Weglängenstabilisierung von optischen Fasern geht zurück auf [32]. Das Prinzip ist hierbei die interferometrische Detektion der durch die Faserlängenänderungen verursachten Phasenfluktuationen mittels eines Michelson-Interferometers. Den einen Arm dieses Interferometers stellt dabei die zu stabilisierende Faserstrecke selbst dar, dessen Längenfluktuationen gegen einen stabilen Referenzarm gemessen werden. Das Prinzip der Faserstabilisierung ist in Abb. 5.9 gezeigt. Am Faserende A wird ein geringer Teil des Lichtes zunächst in den stabilen Referenzarm eingekoppelt und die verbleibende Leistung mittels eines vorgeschalteten Aktuators über die optische Faser übertragen. Am gegenüberliegenden Faserende B wird ein Teil des Lichtes ausgekoppelt und der verbleibende Anteil retroreflektiert. Das Licht durchläuft somit die Faser erneut in entgegenge-

setzter Richtung und wird schließlich am Faserende A mit dem Licht im Referenzarm zur Überlagerung gebracht. Unter der Voraussetzung, dass die Kohärenzlänge L_c der übertragenen optischen Frequenz deutlich größer als die Länge L der Faser ist ($L_c \gg L$), werden die dabei gemessenen Phasenschwankungen durch die Fluktuationen der optischen Weglänge in der Faser verursacht. Die gemessenen Schwankungen können somit zur aktiven Stabilisierung der Faserlänge verwendet werden.

Die zum Zeitpunkt t im Interferometersignal gemessene Differenz zwischen der lokalen Referenzphase im kurzen Arm des Interferometers $\phi_{\text{Ref}}(t)$ und der Phase des vollständig durch die Faser hin- und zurückgelaufenen Lichtes (engl. round-trip) $\phi_{\text{RT}}(t)$ setzt sich dabei zusammen aus [30]

$$\begin{aligned} \phi_{\text{RT}}(t) - \phi_{\text{Ref}}(t) &= \phi_{\text{Ref}}(t - T_{\text{RT}}) - \phi_{\text{Ref}}(t) + \phi_{\text{Akt}}(t - T_{\text{RT}}) \\ &\quad + \phi_{\text{Akt}}(t) + \phi_{\text{Faser,hin}}(t) + \phi_{\text{Faser,rueck}}(t). \end{aligned} \quad (5.5)$$

Hierbei bezeichnet $T_{\text{RT}} := \frac{2nL}{c}$ die Propagationszeit des Lichtes für einen kompletten Hin- und Rücklauf durch die Faser mit Brechungsindex n . $\phi_{\text{Faser,hin}}(t)$ bzw. $\phi_{\text{Faser,rueck}}(t)$ stellen die verursachte Phasenverschiebung auf dem Hin- bzw. Rückweg durch die Faser dar. Desweiteren bezeichnet $\phi_{\text{Akt}}(t)$ die durch den Aktuator verursachte Phasenverschiebung. Es soll die vereinfachende Annahme gemacht werden, dass das Licht sowohl auf dem Hin- als auch auf dem Rückweg das identische Phasenrauschen erfährt $\phi_{\text{Faser,hin}}(t) = \phi_{\text{Faser,rueck}}(t) =: \phi_{\text{Faser}}(t)$. Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass nur Rauschprozesse in der Faser betrachtet werden, deren Frequenzen kleiner als $\frac{1}{2\pi T_{\text{RT}}}$ sind, so dass das auf dem Hin- und Rückweg akkumulierte Rauschen als korreliert betrachtet werden kann. Desweiteren soll angenommen werden, dass sich die Phasendifferenz des Aktuators sowie die optische Phase im Referenzarm auf der Zeitskala von T_{RT} nicht ändert, d.h. $\phi_{\text{Akt}}(t - T_{\text{RT}}) = \phi_{\text{Akt}}(t)$ und $\phi_{\text{Ref}}(t - T_{\text{RT}}) = \phi_{\text{Ref}}(t)$. Damit vereinfacht sich Gl. (5.6) zu

$$\phi_{\text{RT}}(t) - \phi_{\text{Ref}}(t) = 2(\phi_{\text{Akt}}(t) + \phi_{\text{Faser}}(t)). \quad (5.6)$$

Die genannte Forderung nach konstanter Phase $\phi_{\text{Akt}}(t)$ auf der Zeitskala von T_{RT} lässt sich experimentell durch die Einschränkung der Bandbreite des Aktuators erzielen. Wie im Folgenden noch genauer diskutiert wird, verlangt die Forderung nach einer zeitlich konstanten optischen Referenzphase auf der Zeitskala der Umlaufzeit eine hinreichende Kohärenzlänge des übertragenen Lichtes. Wie aus Gl. (5.6) ersichtlich, lässt sich durch eine geeignete Ansteuerung der Phase des Aktuators $\phi_{\text{Akt}}(t)$ die durch die Faser aufgeprägte Phasenänderung nach einem Umlauf kompensieren, $\phi_{\text{RT}}(t) - \phi_{\text{Ref}}(t) = \text{const.}$

Das am Faserende B austretende Licht erfährt beim einfachen Durchgang durch die Faser die Phasenverschiebung

$$\phi_B(t) = \phi_{\text{Ref}}(t) + \phi_{\text{Akt}}(t) + \phi_{\text{Faser}}(t). \quad (5.7)$$

Wird also die im Interferometer detektierte Phase $\phi_{RT}(t) - \phi_{\text{Ref}}(t)$ ($= 2(\phi_{\text{Akt}}(t) + \phi_{\text{Faser}}(t))$) durch eine aktive Regelung mittels des Aktuators auf einem konstanten Wert gehalten, so ist das am anderen Ende der Faser austretende Licht ebenfalls phasenstabil. Die optischen Weglängenschwankungen in der Faser werden also gerade kompensiert. Ohne weitere zusätzliche Rauschprozesse ist dann gemäß Gl. (5.7) die Phasenstabilität der Fasertransferstrecke durch die Stabilität des Referenzarms gegeben.

Experimentell wird typischerweise als Aktuator ein akustooptischer Modulator (AOM) verwendet. Prinzipiell können auch andere Typen von Aktuatoren eingesetzt werden, wie etwa EOMs oder Faserlängen-Modulatoren. Da ein AOM jedoch direkt die Frequenz des Lichtes manipuliert, stellt dieser einen unbeschränkten dynamischen Bereich zur aktiven Phasenregelung bereit. Dies ist vor allem für Faserstrecken großer Länge essentiell. Die Detektion des durch die Faser aufgeprägten Phasenrauschens erfolgt zudem typischerweise mit einer Heterodynschwebungsmessung. Die Stabilisierung der Faserstrecke erfolgt dabei mittels Phasenstabilisierung (PLL, phase-locked loop) des detektierten Schwebungssignals auf eine stabile RF-Referenz.

In den nachfolgenden Abschnitten sollen kurz einige wesentliche Eigenschaften stabilisierter Faserstrecken diskutiert werden. Eine detailliertere Behandlung erfolgt in [103].

Residuelles Faserrauschen

Durch die endliche Propagationszeit des Lichtes in der Faser $T = \frac{2nL}{c}$, ist die Regelbandbreite der aktiv stabilisierten Faserstrecke im Allgemeinen auf einen Wert $f < \frac{1}{4T}$ eingeschränkt. (Es wurden aber auch bereits Arbeiten demonstriert, die eine deutlich höhere Bandbreite der aktiven Stabilisierung erlauben [104]). Diese Einschränkung der Bandbreite stellt jedoch nicht nur den einzigen Effekt der endlichen Propagationszeit in der Faser dar. Selbst für Frequenzen $f < \frac{1}{4T}$, bei denen das durch die Faser verursachte Phasenrauschen für den zweifachen Faserdurchgang vollständig durch die aktive Regelung kompensiert wird, wird das Phasenrauschen im einfachen Durchgang der Faser nur teilweise kompensiert. Die Ursache hierfür ist die abnehmende Korrelation des auf dem Hin- und Rückweg akkumulierten Phasenrauschens. Dies soll hier etwas genauer betrachtet werden [103]. $\delta\varphi(z, t)$ bezeichne für eine gegebene Faserstrecke an der Position z zum Zeitpunkt t die in einem infinitesimalen Faserabschnitt dz verursachte Phasenstörung. Licht, das nun am Ort $z = 0$ in die Faser eintritt und nach Durchlaufen der Länge L die Faser wieder verlässt, besitzt beim Verlassen zum Zeitpunkt t die durch die Faserstrecke aufgeprägte Phasenverschiebung

$$\varphi_{\text{Faser}}(t) = \int_0^L dz \delta\varphi(z, t - (T - \frac{z}{c_n})),$$

wobei T die Propagationszeit des Lichtes für einen einfachen Durchgang durch die Faser $T := \frac{L}{c_n}$ mit der Lichtgeschwindigkeit $c_n := \frac{c}{n}$ ist. Für das durch die Faser hin- und wieder zurücklaufende Signal gilt somit analog für die aufgeprägte Phasenverschiebung

$$\varphi_{\text{Faser,RT}}(t) = \int_0^L dz \left(\delta\varphi(z, t - (T - \frac{z}{c_n})) + \delta\varphi(z, t - (2T - \frac{z}{c_n})) \right).$$

Berechnet man nun mittels der zeitlichen Fouriertransformierten $\tilde{\delta\varphi}(z, \omega) := FT\{\delta\varphi\}(z, \omega)$ die spektrale Rauschleistungsdichte für den einfachen Durchgang durch die Faser, so folgt

$$S_{\varphi}^{\text{Faser}}(\omega) = \int_0^L dz |\tilde{\varphi}(z, \omega)|^2. \quad (5.8)$$

Für die spektrale Phasenrauschdichte des durch die Faser hin- und rücklaufenden Signals erhält man somit

$$S_{\varphi}^{\text{Faser,RT}}(\omega) = 2S_{\varphi}^{\text{Faser}}(\omega) \left(1 + \text{sinc}\left(\frac{2L\omega}{c_n}\right) \right). \quad (5.9)$$

Aus Gl. (5.9) lässt sich die bisher nur qualitativ diskutierte Korrelation der Signale im Hin- und Rücklauf durch die Faser ablesen: Für Störungsfrequenzen f , die klein sind im Vergleich zur inversen Umlaufzeit $\frac{2L}{c_n}$, sind die hin- und rücklaufenden Signale miteinander korreliert, $S_{\varphi}^{\text{Faser,RT}}(\omega) \approx 4S_{\varphi}^{\text{Faser}}(\omega)$, und es wird exakt die gleiche Phasenverschiebung auf dem Hin- wie auf dem Rückweg akkumuliert. Für zunehmende Frequenzen nimmt diese Korrelation immer weiter ab, bis die beiden Signale vollständig unkorreliert sind, $S_{\varphi}^{\text{Faser,RT}}(\omega) \approx 2S_{\varphi}^{\text{Faser}}(\omega)$. Für diese Frequenzen ist also die in Gl. (5.6) vorausgesetzte Annahme, dass das Licht auf dem Hin- und Rückweg exakt die gleiche Phasenverschiebung erfährt, nicht mehr gültig. Es erfolgt damit nur noch eine partielle Kompensation der Phasenstörungen am anderen Ende der Faser, da das beim zweifachen Durchgang aufgesammelte Phasenrauschen nur noch eine endliche Korrelation mit dem Phasenrauschen beim einfachen Durchgang aufweist. Beschreibt man nun mathematisch den zur Stabilisierung der Faserstrecke verwendeten Regelkreis, so erhält man schließlich für das residuelle Phasenrauschen der stabilisierten Faser am Faserende B [103]

$$S_{\varphi}^{\text{Res}}(\omega) = \left| \int_0^L dz [i - \tan(\omega T)] \sin\left(\frac{\omega z}{c_n}\right) \tilde{\varphi}(z, \omega) \right|^2. \quad (5.10)$$

Dieser Ausdruck gilt dabei für Frequenzen, die klein im Vergleich zur Regelbandbreite der aktiven Stabilisierung und damit insbesondere klein im Vergleich zur

Propagationszeit T durch die Faser sind, also für $\omega T \ll 1$. Damit lässt sich Gleichung (5.10) weiter vereinfachen zu

$$S_{\varphi}^{\text{Res}}(\omega) \approx a(\omega)(\omega T)^2 S_{\varphi}^{\text{Faser}}(\omega). \quad (5.11)$$

Der dimensionslose Parameter a beschreibt dabei die physikalische Verteilung des Rauschens in der Faser und ist definiert durch

$$a(\omega) := L^{-2} S_{\varphi}^{\text{Faser}}(\omega) \int_0^L dz z^2 |\tilde{\varphi}(z, \omega)|^2. \quad (5.12)$$

Beispielsweise würde a für eine gleichmäßige Verteilung des Phasenrauschens über die gesamte Faserlänge (und für alle Frequenzen) den Wert $\frac{1}{3}$ annehmen.

Phasenrauschen des Interferometers

Im zur Stabilisierung der Faserstrecke verwendeten Interferometer propagiert das Licht auf nicht phasenrausch-kompensierten Teilabschnitten (speziell dem Referenzarm), so dass hier ein endliches Phasenrauschen akkumuliert wird, dass die Transferstabilität der Faser limitieren kann. Für die theoretisch maximal mögliche Transferstabilität muss also gewährleistet werden, dass das Interferometerrauschen kleiner als das im vorigen Abschnitt bestimmte residuelle Faserrauschen ist,

$$S_{\varphi}^{\text{Int}}(f) < S_{\varphi}^{\text{Res}}(f).$$

Da das Interferometerrauschen typischerweise für tiefe Fourierfrequenzen divergiert, ist diese Bedingung nicht für beliebig kleine Frequenzen f zu erfüllen. Auf langen Zeitskalen ist also die erzielbare Stabilität im Experiment nahezu ausschließlich durch das zur Stabilisierung verwendete Interferometer limitiert. Daher ist es von besonderer Bedeutung, die unkompensierten Lichtpfade im Interferometer so kurz wie möglich zu gestalten sowie dieses hinreichend gegen Störeinflüsse aus der Umgebung zu isolieren. Bereits demonstrierte Arbeiten mit Transferinstabilitäten von $\sigma_y < 10^{-20}$ [102] zeigen jedoch, dass auch bereits mit moderatem Aufwand Interferometer konstruiert werden können, die Transferstabilitäten erlauben, die die Genauigkeit der gegenwärtig besten optischen Uhren um Größenordnungen übersteigen. Dies stellt also auf lange Sicht keine praktische Limitierung für den Vergleich optischer Uhren dar.

Frequenzrauschen des Transferlasers

In Gl. (5.6) wurde angenommen, dass sich die Phase des Lichtes im Referenzarm des Interferometers auf Zeitskalen der Umlaufzeit des Lichtes in der Faser nicht ändert, $\phi_{\text{Ref}}(t - T_{RT}) = \phi_{\text{Ref}}(t)$. Diese Bedingung ist gleichbedeutend mit der Forderung nach einer hinreichenden Kohärenzlänge des Lasers. Propagiert Licht mit einer

spektralen Phasenrauschleistungsdichte $S_{\varphi}^{\text{Laser}}(f)$ in einem Interferometer mit ungleichen Armlängen, so wird das Phasenrauschen des Lichtes im Interferometer in ein entsprechendes Phasenrauschen $S_{\varphi}^{\text{Self-het}}(f)$ des gemessenen Selbstheterodyn-Schwebungssignals transformiert [103].

$$S_{\varphi}^{\text{Self-het}}(f) = 4 \sin^2(2\pi fT) S_{\varphi}^{\text{Laser}}(f). \quad (5.13)$$

Damit die maximal mögliche Transferstabilität erzielt werden kann, muss auch hier die Forderung $S_{\varphi}^{\text{Self-het}}(f) < S_{\varphi}^{\text{Res}}(f)$ erfüllt sein. Im Gegensatz zum Phasenrauschen des Interferometers kann dieser Effekt bereits bei deutlich höheren Frequenzen f bedeutend sein, und damit die Transferstabilität auf allen im Experiment relevanten Zeitskalen limitieren. In [31] wird beispielsweise der Einfluss der Laserlinienbreite auf die erzielbare Transferstabilität deutlich demonstriert. Während für Faserstrecken von einigen km häufig bereits Laser mit Linienbreiten von wenigen kHz ausreichend sind, erfordern Faserstrecken von wenigen 10 km bis einigen 100 km Laserquellen mit erheblich geringeren Linienbreiten. Da es sich bei dem zu übertragenden Signal jedoch ohnehin in den meisten Fällen um hochstabile optische Frequenzen mit Linienbreiten im Hz bis sub Hz Bereich handelt, ist die Forderung nach einer hinreichend geringen Linienbreite häufig bereits intrinsisch erfüllt und bedarf keines zusätzlichen experimentellen Aufwandes. Die für optische Uhren verwendeten Laserquellen mit typischerweise Hz-Linienbreite besitzen Kohärenzlängen von einigen 10.000-100.000 km. Die somit zur Verfügung stehenden schmalbandigen Laserquellen stellen keine Limitierung selbst für Langstrecken-Fasernetzwerke von vielen 1.000 km dar.

Ergänzend soll an dieser Stelle angemerkt werden, dass das durch die endliche Linienbreite des transferierten Lichtes verursachte zusätzliche Rauschen in diesem Fall einen unerwünschten Effekt darstellt. Es gibt jedoch Anwendungen, die Interferometer großer Armlängen-Imbalanz zur Laserstabilisierung verwenden [33].

Nicht-reziprokes Phasenrauschen

Das vorgestellte Verfahren zur aktiven Stabilisierung der Faser erfordert, dass das bei der Propagation aufgeprägte Phasenrauschen für den hin- und rücklaufenden Strahl identisch ist. Es existieren jedoch Rauschprozesse in der Faser, die nicht reziprok sind, d.h. hin- und rücklaufender Strahl akkumulieren ein unterschiedliches Phasenrauschen und limitieren somit die erzielbare Stabilität. In diesem Zusammenhang sind zwei physikalische Effekte von Bedeutung.

- **Nichtlineare Prozesse:** Nichtlineare Effekte in der Faser verursachen eine Amplituden-Phasenkopplung, die Intensitätsrauschen des Lasers in ein korrespondierendes Phasenrauschen übertragen. Da diese nichtlineare Kopplung von der optischen Leistung in der Faser abhängt, ergeben sich in Kombination mit den Transmissionsverlusten unterschiedliche Phasenrauschbeiträge

für den hin- und rücklaufenden Strahl. Für die typischerweise für Faserstabilisierungen verwendeten Lichtleistungen von wenigen Milliwatt ist der Effekt durch die nichtlineare Kopplung um Größenordnungen unter den bisher erwähnten Einflussgrößen und somit im Allgemeinen vernachlässigbar.

- **Polarisationsmoden-Dispersion:** Die Nutzung bereits vorhandener Infrastruktur in Telekommunikationsnetzwerken ist hochattraktiv für den Transfer hochstabiler optischer Frequenzen, insbesondere für lange Verbindungsstrecken. Solche Faserverbindungen in Telekommunikationsnetzwerken lassen sich vergleichsweise kostengünstig nutzen, so dass aufwendige und kostenintensive Neuinstallationen von Faserverbindungen nicht notwendig sind. Die in Telekommunikationsnetzwerken verwendeten Fasern sind jedoch zum überwiegenden Teil nicht polarisationserhaltend. Die Polarisation des Lichtes ändert sich demnach bei der Propagation durch die Faser. Infolge der Polarisationsmoden-Dispersion (PMD) in der Faser erfährt das Licht somit auf dem Hin- und Rückweg ein unterschiedliches Phasenrauschen. Der durch PMD verursachte Phasenrauschbeitrag ist theoretisch aufgrund des statistischen Charakters der Polarisation des propagierenden Lichtes nur näherungsweise beschreibbar. Obwohl einige Arbeiten Limitierungen in der erzielbaren Stabilität der PMD zuschreiben, wurden bereits Verbindungsstrecken von weit über 100 km in Telekommunikationsnetzwerken realisiert [29, 102], die selbst bei erzielten Transferstabilitäten von $\sigma_y < 10^{-20}$ keinen Einfluss durch die PMD aufzeigen. Der Effekt hängt demnach sehr individuell von den Parametern der jeweiligen Faserverbindung ab.

Phasenrauschen der RF-Referenz

Die als Phasenreferenz für den PLL verwendete Radiofrequenz muss ein hinreichend geringes Phasenrauschen bereitstellen, da dieses der optischen Frequenz additiv aufgeprägt wird. Als RF-Quellen werden hierbei phasenrauscharme Funktionsgeneratoren verwendet, die zudem meist zusätzlich an langzeitstabile Referenzen angebunden werden. Die auf diese Weise bereitgestellte RF-Referenz übertrifft die Anforderungen an die Phasenstabilität um Größenordnungen.

5.2.2 Aufbau des Systems

Die in dieser Arbeit etablierte Faserstrecke zwischen dem IQ und dem AEI stellt eine lokale Verbindung innerhalb des universitätsinternen Telekommunikationsnetzwerkes dar. Die Länge dieser Faserverbindung beträgt etwa 1,7 km und die Dämpfung bei 1064 nm etwa 80 % (7 dB). Die für die Strecke vergleichsweise hohe Dämpfung hat ihre Ursache darin, dass die Faserverbindung über mehrere Verteilerknoten verläuft, so dass die gesamte Faserlänge aus mehreren Teilabschnitten besteht, an deren Verbindungsstellen erhebliche Streuverluste auftreten. Insgesamt

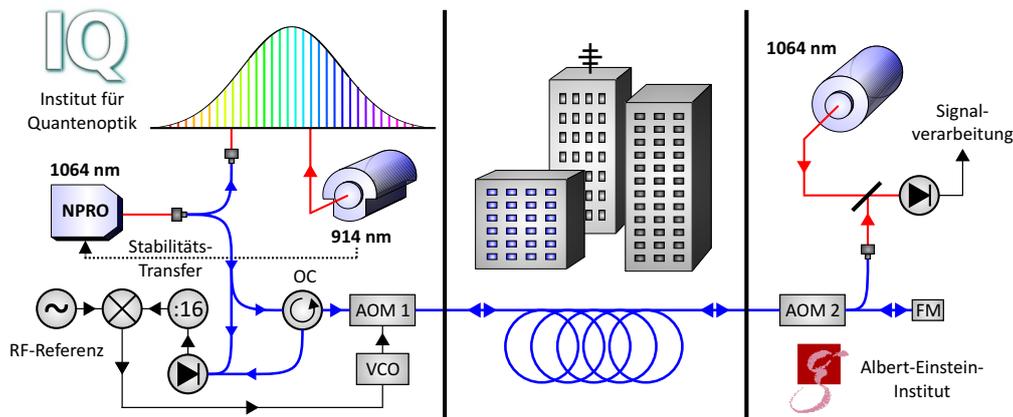


Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau des phasenstabilen Transfers der hochstabilen optischen Frequenz bei 1064 nm über die universitätsinterne Faserverbindung zwischen dem IQ und dem AEI.

stehen zwei solcher Fasern zwischen dem IQ und dem AEI zur Verfügung, die im identischen Faserbündel verlaufen.

Der Aufbau der realisierten aktiven Faserstabilisierung ist schematisch in Abb. 5.10 skizziert. Das Licht des NPROs durchläuft zunächst in Freistrah-Anordnung einen optischen Isolator² bevor es anschließend in den vollständig faserbasierten Aufbau eingekoppelt wird. Wenige Milliwatt des Lichtes werden zu Beginn mittels eines faserbasierten Strahlteilers für die Transferstabilisierung zum optischen Frequenzkamm abgezweigt. Der verbleibende Anteil des Lichtes wird zur aktiven Stabilisierung der Faserstrecke verwendet. Dazu werden zunächst etwa 10 % des Lichtes in den lokalen Referenzarm eingekoppelt. Die verbleibenden 90 % durchlaufen einen optischen Zirkulator³ (OC) und anschließend einen akustooptischen Modulator⁴ (AOM 1), der in -1. Beugungsordnung bei einer Frequenz von etwa 55 MHz betrieben wird. Der AOM wird dabei mittels eines VCO mit nachfolgendem Verstärker⁵ angesteuert. Die vom AOM gebeugte Leistung von etwa 5 mW wird anschließend in die Faser zum AEI injiziert. Nach der Propagation durch die Faser wird das Licht am AEI mittels eines weiteren akustooptischen Modulators⁶ (AOM 2) um 40 MHz frequenzverschoben. Dieser wird in +1. Beugungsordnung betrieben und direkt mittels eines Synthesizers⁷ angesteuert. Dieser AOM erfüllt die Aufgabe, das Licht welches die Faser vollständig hin- und zurück durchlaufen hat von parasitären Rückreflexen zu unterscheiden, die z.B. an Faserverbindungs-

²FI-1060-5 SI, Isolation >40 dB, Linos

³CIR-10-FC/APC-90-SS, General Photonics

⁴26055-1-1.06-LTD-FO-(-1ST)-F, Gooch&Housego

⁵ZHL-1-2W, Mini-Circuits

⁶26040-2-1.06-LTD-FC/APC

⁷2024, Marconi Instruments

stellen auftreten. Nach Durchlaufen von AOM 2 wird etwa 10 % des Lichtes für die eigentliche Messung ausgekoppelt, der verbleibende Anteil wird mittels eines Faraday-Spiegels⁸ durch die Faser zurückreflektiert. Der retroreflektierte Anteil wird anschließend am Zirkulator ausgekoppelt und mit dem Licht aus dem lokalen Referenzarm auf einer Photodiode⁹ überlagert. Im Pfad des Referenzarms ist zusätzlich ein Polarisationssteller¹⁰ integriert, um die Polarisation des lokalen Referenzlichtes an jene des durch die Faser zurückreflektierten Lichtes anzupassen und somit eine optimale Signalstärke der Schwebung zu erhalten. Dies ist erforderlich, da der gesamte Aufbau sowie die Faserstrecke mit nicht-polarisationserhaltenden Fasern ausgeführt ist.

Die mit der Photodiode gemessene Schwebungsfrequenz von etwa 30 MHz wird zunächst über einen Tracking-Oszillators spektral gefiltert und anschließend mittels eines Frequenzteilers¹¹ um den Faktor 16 auf etwa 1,9 MHz heruntergeteilt. Dieses Signal wird schließlich mittels einer von einem Synthesizer¹² bereitgestellten Referenzfrequenz demoduliert¹³ und somit das Fehlersignal für die Phasenstabilisierung erzeugt, welches dann via Ansteuerung des VCOs zur Stabilisierung der Faserstrecke verwendet wird. Das zuvor erfolgte Dividieren der gemessenen Schwebungsfrequenz reduziert die gemessenen Phasenschwankungen um den Teilungsfaktor und erhöht somit die Zuverlässigkeit der Stabilisierung speziell auf impulsartig auftretende Phasenexkursionen in der Faser. Der gesamte optische Aufbau wird von einer mit Schaumstoff ausgekleideten Abdeckung gegen Störeinflüsse aus der Umgebung isoliert.

5.2.3 Charakterisierung der Faserstabilisierung

Stabilität des Interferometers

Zur Charakterisierung der implementierten Faserstabilisierung wurde zunächst der Einfluss des zur Stabilisierung verwendeten Interferometers untersucht. Hierzu wurde die Faserstrecke IQ-AEI in Abb. 5.10 durch ein kurzes Stück Faser (<2 m) ersetzt und AOM 2 sowie der Faraday-Spiegel zunächst direkt neben dem Interferometer-Aufbau platziert, so dass beide Enden der Faser unmittelbar nebeneinander liegen. Das am Faserende ausgekoppelte Licht wird mit einem Teil des vor dem Faserinterferometer abgezweigten Referenzlichts auf einer Photodiode überlagert. Auf diese Weise steht ein unabhängiges Signal zur Charakterisierung des Faserinterferometers bereit. Als Referenzlicht wurde dabei das optische Signal verwendet, das im vollständigen Aufbau in Abb. 5.10 zum Fre-

⁸F-FRM-3-JK-FA, Newport

⁹PF521, Roithner

¹⁰PLC-004-FC/APC-6, General Photonics

¹¹FDT 200, MenloSystems

¹²2024, Marconi Instruments

¹³ZRPD-1, Mini-Circuits

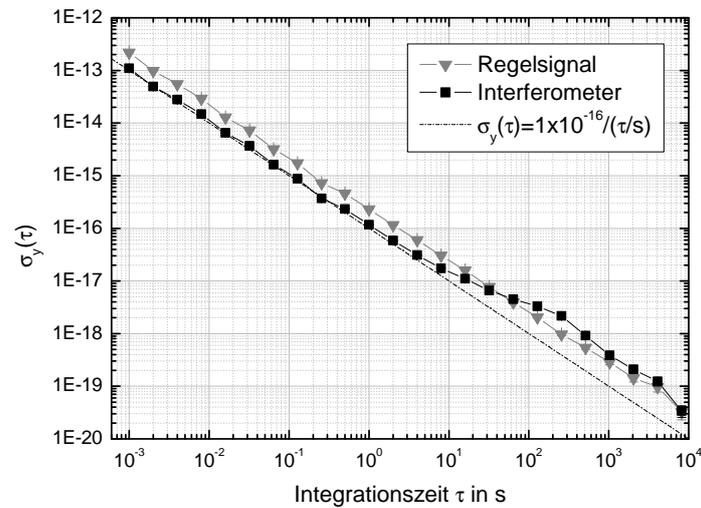


Abbildung 5.11: Allan-Standardabweichung der Frequenzstabilität des zur Faserstabilisierung verwendeten Interferometers, gemessen durch Stabilisierung eines kurzen Fasersegmentes von < 2 m Länge. Gezeigt ist die Stabilität des Interferometers (schwarze Kurve) sowie das im Regelkreis gemessene Signal (graue Kurve).

quenzkamm geführt wird. Zur Charakterisierung des Interferometers wurde die Phasenstabilisierung aktiviert und das unabhängige Messsignal bei etwa 15 MHz (einfacher Faserdurchgang) sowie das zur Stabilisierung der Faser verwendete Signal bei etwa 30 MHz (doppelter Faserdurchgang) analysiert. Hierzu wurden beide Signale jeweils mittels eines Tracking-Oszillators gefiltert und mit einem Mehrkanal-Frequenzzähler aufgezeichnet. Die aus der Zeitzserie berechnete Allan-Standardabweichung ist in Abb. 5.11 dargestellt. Es ergibt sich dabei eine Transferstabilität von $\sigma_y(\tau) = 1 \cdot 10^{-16}(\tau/s)^{-1}$, die durch weißes Phasenrauschen im elektronischen Detektions- und Regelkreis verursacht wird. Wie in Abb. 5.11 ersichtlich, ist dabei die Instabilität des im Regelkreis gemessenen Signals höher als die des unabhängig gemessenen Signals nach dem einfachen Faserdurchgang. Die Ursache hierfür beruht auf der Tatsache, dass das Regelsignal das Phasenrauschen der doppelten Faserlänge akkumuliert, während dem unabhängigen Messsignal nur das Phasenrauschen des einfachen Durchgangs aufgeprägt wird. Ab $\tau > 8$ s flacht die gemessene Instabilität ab und erreicht einen Wert von $\sigma_y(\tau) \approx 1 \cdot 10^{-19}$ in 4000 s. Der abweichende Verlauf der Instabilität vom Abfall $\propto \tau^{-1}$ für $\tau > 8$ s wird durch das Phasenrauschen des zur Stabilisierung verwendeten Interferometers verursacht. Die von diesem Interferometer bereitgestellte Stabilität von $\sigma_y(\tau) < 1 \cdot 10^{-19}$ auf Zeitskalen von $\tau > 4.000$ s ist dabei nur etwa eine Größenordnung instabiler als die höchste bisher publizierte Stabilität für ein zur Faserstabilisierung verwendetes Interferometer [102] und damit für die mit diesem Aufbau zukünftig geplanten

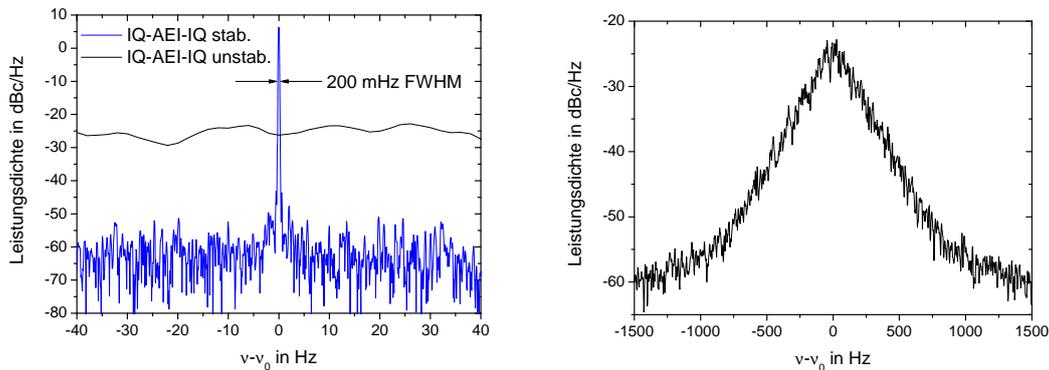


Abbildung 5.12: Spektrum des über die Faserstrecke IQ-AEI-IQ transferierten Lichtes bei 1064 nm. **Rechts:** Im Fall der ungestabilisierten Faserstrecke wird die transmittierte Frequenz auf mehr als 1 kHz spektral verbreitert. **Links:** Bei aktivierter Faserstabilisierung sind etwa 99,5% der gesamten optischen Leistung in einem Träger von 200 mHz Linienbreite konzentriert. Die gemessene Linienbreite war dabei durch die Auflösungsbandbreite des verwendeten FFT begrenzt.

Anwendungen hinreichend.

Faserverbindung IQ-AEI-IQ

Zur Untersuchung der Faserstrecke IQ-AEI wurden die beiden zur Verfügung stehenden Fasern am AEI direkt miteinander verbunden, so dass eine Faser mit der doppelten Länge zur Verfügung steht, deren beide Enden sich nun am IQ befinden. Die Messung wurde mit dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Aufbau durchgeführt, jedoch wurde das 2 m lange Faserstück entfernt und durch die Faserverbindung IQ-AEI-IQ ersetzt. Zunächst wurde mit diesem Aufbau die Stabilität der ungestabilisierten Faserstrecke gemessen. Hierzu wurde der VCO in Abb. 5.10 durch einen Synthesizer ersetzt. Das über die Faser übertragene Signal wurde zunächst mit einem Spektrum-Analysator untersucht und ist in Abb. 5.12 dargestellt. Die über die Faser übertragene optische Frequenz wurde dabei auf etwa 1 kHz spektral verbreitert. Zur Analyse in der Zeitdomäne wurde das übertragene Signal mit einer Zählerkarte aufgezeichnet und hieraus die Allan-Standardabweichung berechnet. Diese ist in Abb. 5.15 dargestellt. Die Stabilität der ungestabilisierten Faser beträgt etwa $\sigma_y \approx 2 \cdot 10^{-14}$ in $\tau = 1$ s und reduziert sich für $\tau > 10^4$ s bis in den Bereich weniger 10^{-16} .

Zur Charakterisierung der erzielten Transferstabilität im Fall der stabilisierten Faser wurde der Synthesizer wieder durch den VCO ersetzt und die aktive Stabilisierung der Faserstrecke in Betrieb genommen. Das über die stabilisierte Faserverbindung übertragene optische Signal wurde zunächst mit einem Spektrum-

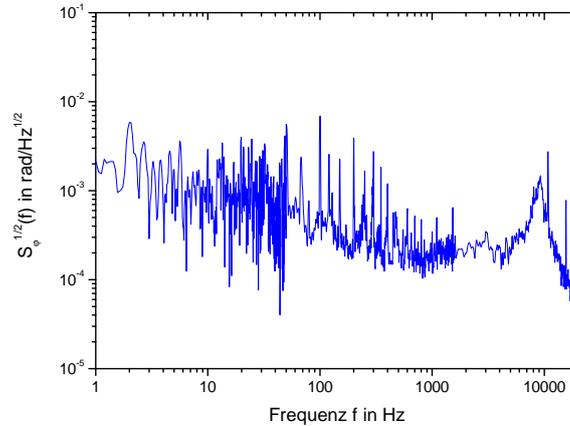


Abbildung 5.13: Spektrale Phasenrauschleistungsdichte der über die stabilisierte Faserstrecke IQ-AEI-IQ übertragenen optischen Frequenz.

Analysator untersucht und ist in Abb. 5.12 sowie in Abb. 5.14 dargestellt. Das übertragene optische Signal zeigt eine Linienbreite von etwa 200 mHz, die durch die Auflösungsbandbreite des verwendeten FFTs beschränkt ist. Etwa 99,5 % der gesamten optischen Leistung sind dabei im optischen Träger enthalten. Die erzielte Regelbandbreite beträgt etwa $f_c \approx 9$ kHz, limitiert durch die Länge der Faserstrecke. Das im Frequenzbereich von f_c durch die Regelung zusätzlich verursachte Rauschen ist in Abb. 5.14 deutlich zu erkennen. Aus den Spektren wurde ebenfalls die spektrale Phasenrauschleistungsdichte $S_\varphi(f)$ des übertragenen Signals bestimmt, die in Abb. 5.13 dargestellt ist. Zur Bestimmung der Stabilität des transferierten Signals wurde dieses mit einer Zählerkarte aufgezeichnet und hieraus schließlich die Allan-Standardabweichung berechnet. Diese ist in Abb. 5.15 dargestellt. Für den Fall der stabilisierten Faser ergibt sich dabei eine Transferstabilität von $\sigma_y^{\text{IQ-AEI-IQ}}(\tau) = 8,7 \cdot 10^{-17} (\tau/\text{s})^{-1}$. Für $\tau > 100$ s weicht die gemessene Instabilität jedoch vom Verlauf $\propto \tau^{-1}$ ab und erreicht schließlich eine konstante Instabilität von $\sigma_y \approx 10^{-19}$ für $\tau > 4000$ s, die durch das zur Stabilisierung verwendete Interferometer verursacht wird.

Faserverbindung IQ-AEI

Nach Abschluss der Charakterisierung wurden der AOM 2 und der Faraday-Spiegel am AEI installiert und das Licht über eine einzelne Faser vom IQ zum AEI übertragen, wie in Abb. 5.10 dargestellt. Da sich nun beide Faserenden an verschiedenen Orten befinden, steht kein unabhängiges Signal zur Charakterisierung der Transferstabilität zur Verfügung. Diese kann jedoch aus den vorangegangenen Messungen abgeleitet werden. Die beiden zwischen dem IQ und dem AEI verlaufenden Fa-

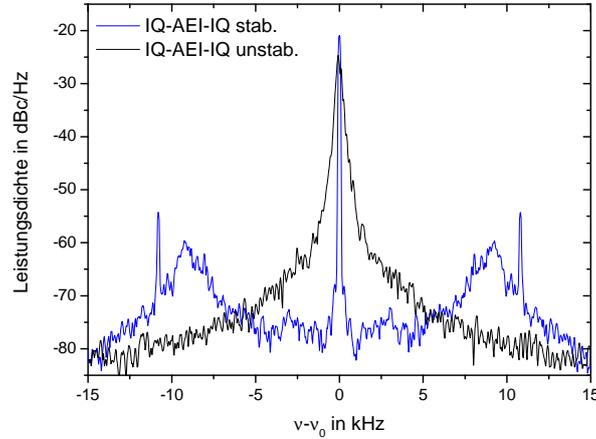


Abbildung 5.14: Spektrum des über die stabilisierte Faserstrecke IQ-AEI-IQ übertragenen optischen Signals. Deutlich ist bei etwa 9 kHz die durch die Faserlänge verursachte endliche Regelbandbreite der Faserstrecke ersichtlich. Ebenfalls gezeigt ist das Spektrum im Fall der unstabilisierten Faserstrecke.

sern befinden sich im identischen Faserbündel. Daher kann angenommen werden, dass die beiden Fasern ein vergleichbares Phasenrauschen aufweisen. Aus diesem Grund können die Ergebnisse für die Transferstabilität der Faserstrecke der doppelten Länge IQ-AEI-IQ zur Bestimmung der Stabilität für die einfache Faserstrecke IQ-AEI herangezogen werden. Gemäß [103] kann dann die Transferstabilität für den einfachen Durchgang aus der erzielten Stabilität für die doppelte Faserstrecke durch eine entsprechende Skalierung mit der Faserlänge abgeschätzt werden. Aus den vorangegangenen Untersuchungen ist jedoch offensichtlich, dass sowohl für den Fall des etwa 2 m kurzen Fasersegmentes als auch für die Faserstrecke IQ-AEI-IQ die identische Instabilität erzielt wurde. Damit ist die gegebene Transferstabilität - für diese vergleichsweise kurze Faserverbindung - nicht durch das theoretische Limit des residuellen Rauschens infolge der endlichen Faserlänge gegeben. Die Transferstabilität kann deshalb nicht gemäß [103] durch eine Skalierung mit der Länge abgeschätzt werden. Die gemessene Instabilität ist stattdessen durch Rauschen im Detektions- und Regelpfad limitiert. Deshalb ergibt sich für die Faserstrecke IQ-AEI die identische Transferstabilität wie im Fall der doppelten Faserlänge

$$\sigma_y^{\text{IQ-AEI}}(\tau) = 9 \cdot 10^{-17} (\tau/\text{s})^{-1}.$$

Diese gilt für Zeiten $\tau < 10$ s und erreicht gemäß Abb. 5.15 einen konstanten Untergrund von $\sigma_y \approx 10^{-19}$ für $\tau > 4000$ s.

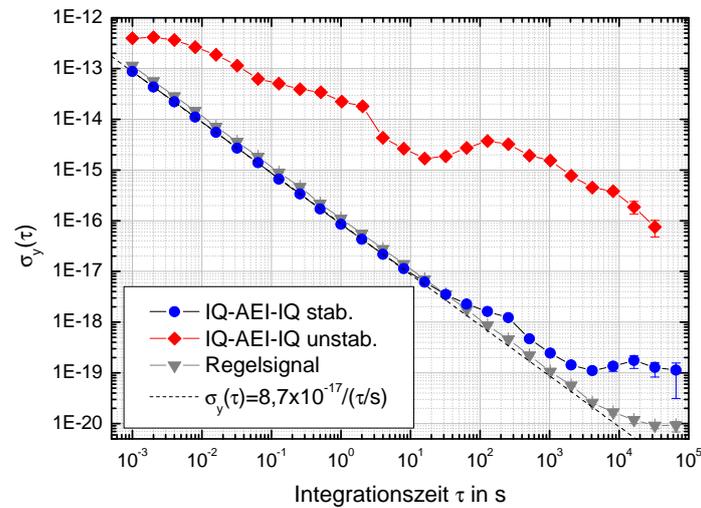


Abbildung 5.15: Allan-Standardabweichung der erzielten Transferstabilität für die Faser-Verbindung IQ-AEI-IQ bei 1064 nm. Gezeigt sind der Fall der ungestabilisierten Faser (rote Kurve), der stabilisierten Faserstrecke (blaue Kurve) sowie des gemessenen Signals innerhalb des Regelkreises (graue Kurve).

5.3 Charakterisierung der LISA Laser-Demonstratoren

Als eine erste Anwendung dieses Systems wurde die bereitstehende hochstabile optische Frequenz bei 1064 nm über die phasenstabilisierte Faserstrecke zum AEI übertragen, um die Frequenzstabilität der gegenwärtig stabilsten Laser des AEI zu charakterisieren. Diese Lasersysteme sind Labordemonstratoren für den geplanten Weltraum-Gravitationswellen-Detektor LISA (Laser Interferometer Space Antenna). Eine detaillierte Beschreibung dieser Lasersysteme erfolgt in [105].

Zur Charakterisierung der am AEI vorhandenen Lasersysteme wurde eine Schwebungsmessung zwischen der vom IQ zum AEI über die stabilisierte Faser übertragenen hochstabilen optischen Referenz und dem lokalen Licht der Lasersysteme am AEI durchgeführt. Aus Gründen der Einfachheit wurde in den nachfolgend vorgestellten Ergebnissen eine geringfügig andere Messkonfiguration verwendet: Die Schwebungsmessung bei 1064 nm erfolgte nicht - wie in zukünftigen Messungen vorgesehen - am AEI, sondern am IQ. Zu diesem Zweck wurde das Licht des zu charakterisierenden Lasers (nachfolgend M1 genannt) am AEI über die phasenstabilisierte Faserstrecke zum IQ übertragen. Diese leicht abgewandelte Messmethode hat keinen Einfluss auf das erzielte Ergebnis, da die Faser in beiden Richtungen phasenstabilisiert ist. Es ist also für die Messung irrelevant, ob das

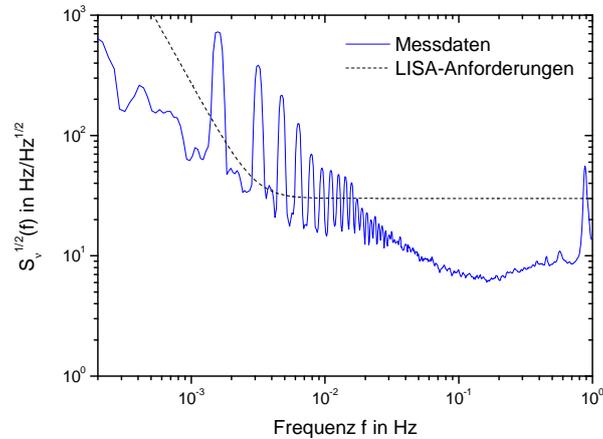


Abbildung 5.16: Spektrale Frequenzrauschleistungsdichte des Referenzlasers M1 am AEI (bei 1064 nm) gemessen über die stabilisierte Faserstrecke gegen die hochstabile optische Frequenz des IQ (bei 914 nm). Die Berechnung der spektralen Rauschleistungsdichte erfolgte mittels der in [105] entwickelten LPSD-Methode. Gezeigt ist außerdem die Anforderung an die Frequenzstabilität des Lasers für die LISA-Mission (gestrichelte Linie).

Licht vom IQ zum AEI oder in entgegengesetzter Richtung übertragen wird. Diese Konfiguration bietet jedoch den experimentellen Vorteil, dass nun alle Signale lokal am IQ zugänglich sind und dort synchron aufgezeichnet werden können. Dies ist jedoch für weitere zukünftige Messungen nicht erforderlich.

Für die Messungen wurde die bei 914 nm bereitstehende Stabilität mittels der Transferstabilisierung auf den NPR0 bei 1064 nm übertragen. Desweiteren war über die gesamte Messdauer die Phasenstabilisierung der Faserstrecke aktiv. Für die Messungen wurden zudem die Repetitionsrate sowie die CEO-Frequenz des Kammes an die durch den H-Maser am IQ bereitgestellte stabile Radiofrequenz angebunden. Ein Teil des vom AEI übertragenen Signals von M1 wurde mit dem Licht des hochstabilen NPR0s am IQ auf einer Photodiode überlagert und die entsprechende Schwebungsfrequenz $f_{\text{IQ-AEI}}$ detektiert. Für die Messung wurden die Frequenzen f_{Rep} , f_{CEO} , $f_{\text{B-914nm}}$, $f_{\text{B-1064nm}}$ und $f_{\text{IQ-AEI}}$ mittels einer Mehrkanal-Zählerkarte synchron aufgezeichnet. Mittels Gl. (5.2) wurde hieraus zunächst das Driftverhalten des hochstabilen Lasers bei 914 nm gegen den langzeitstabilen H-Maser bestimmt. Das gemessene Driftverhalten wurde dann durch ein Polynom höheren Grades für die gesamte Messdauer angenähert und anschließend von der gemessenen Schwebungsfrequenz $f_{\text{IQ-AEI}}$ subtrahiert. Das verbleibende Signal stellt somit den Frequenzverlauf von M1 dar. Die Messungen lief dabei typischerweise kontinuierlich über eine Dauer von etwa 24 Stunden, ohne dass ein Ausfall einer der Regelungen auftrat. Das System arbeitet somit zuverlässig und langzeitstabil. Aus der gemessenen Zeitreihe der Schwebungsfrequenz erhält man die in Abb. 5.16

gezeigte Frequenzrauschleistungsdichte. Diese wurde mittels der in [105] entwickelten LPSD-Methode berechnet, die eine äquidistante Darstellung des Spektrums auf einer logarithmischen Frequenzachse erlaubt. In Abb. 5.16 ist ebenfalls die Anforderung von $S_\nu(f) = 30\sqrt{1 + (3 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}/f)^4} \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ an das Frequenzrauschen des Lasersystems für die LISA-Mission gezeigt. Der Laserdemonstrator M1 erfüllt also die Anforderungen an die Frequenzstabilität, es sind jedoch deutliche Resonanzen bei $\approx 1,8$ mHz und höheren Harmonischen dieser Frequenz zu erkennen, die die Anforderungen an die Laserstabilität verletzen. Die Ursache dieser Resonanzen konnte gegen Ende dieser Arbeit identifiziert und eliminiert werden. Hierbei handelt es sich um Frequenzexkursionen von M1, die durch eine parasitäre, periodisch schwankende Verkippung des optischen Tisches am AEI verursacht wurden. Diese führten dabei infolge der Verkippung im Gravitationsfeld der Erde zu einer Änderung der am Resonator angreifenden Kräfte und verursachten eine dazu korrespondierende Frequenzverschiebung.

5.4 Resümee

Attraktiv ist der realisierte hochstabile Transfer über optische Fasern im Hinblick auf zukünftige hochstabile Lasersysteme: Diese werden durch die ständig wachsenden Anforderungen an immer höhere Laserstabilitäten im Bereich von $\sigma_y < 10^{-16}$ einen Grad an Komplexität und Kostenaufwand erreichen, der bereits jetzt nur noch von wenigen Laboratorien getragen werden kann. Es ist daher wünschenswert, einen solchen hochstabilen Laseroszillator in einem einzigen Laboratorium zu realisieren und dessen hochstabile Frequenz über optische Fasern anderen Laboratorien bereitzustellen.

Speziell im Hinblick auf den in dieser Arbeit realisierten Transfer ergeben sich hochinteressante Perspektiven: Ein am AEI gegenwärtig im Aufbau befindliches hochstabiles Interferometer für die Gravitationswellendetektion [106] wird eine geplante Längienstabilität bereitstellen, die im Frequenzbereich von > 10 Hz von gegenwärtig keinem in optischen Uhren verwendeten hochstabilen Resonator erreicht wurde. Die etablierte Faserverbindung würde es ermöglichen, die hohe Längienstabilität dieses Interferometers am IQ bereitzustellen, um damit eine hochstabile optische Referenz abzuleiten, die zur Abfrage des schmalbandigen Übergangs der auf Magnesium basierenden optischen Neutralatomuhr am IQ verwendet werden kann. Ein solcher hochstabiler Abfrageoszillator würde die mit dem Dick-Effekt assoziierte Frequenzinstabilität erheblich reduzieren und es ermöglichen, die potentiell durch optische Uhren bereitgestellte Stabilität vollständig auszuschöpfen.

HOCHSTABILER FREQUENZVERGLEICH ÜBER 73 KM FASERVERBINDUNG

In der vorliegenden Dissertation wurde ein Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen über eine 73 km lange Faserverbindung in einem optischen Telekommunikationsnetzwerk durchgeführt. Diese optische Faser verbindet das Institut für Quantenoptik (IQ) der Leibniz Universität Hannover mit der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig. Über die Faserverbindung wurden die hochstabilen Laser am IQ gegen ein hochstabiles Lasersystem der PTB verglichen. Die von der PTB bereitgestellte hochstabile Referenz wurde unter anderem dazu verwendet, die in dieser Arbeit implementierten Resonatoren zu optimieren und zu charakterisieren.

Fokus der in diesem Kapitel beschriebenen Arbeiten war jedoch, das Potential des Transfers hochstabiler optischer Frequenzen über Langstrecken-Fasernetzwerke zu demonstrieren. Die dabei über eine Distanz von 73 km zwischen dem IQ und der PTB verglichenen optischen Frequenzen zeigten eine Frequenzinstabilität von $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-15}$ in 100 ms. Dies ist die weltweit bisher höchste publizierte Stabilität, die für einen Vergleich unabhängiger optischer Frequenzen über große Distanzen auf so kurzen Zeitskalen erzielt wurde.

In diesem Kapitel soll zunächst der für die Messungen verwendete Aufbau kurz beschrieben werden, bevor im Anschluss hieran die erzielten Messergebnisse vorgestellt werden. Diese Kapitel beschreibt dabei im Wesentlichen die in [35] publizierten Resultate.

6.1 Phasenkohärenter Transfer IQ-PTB

Die hochstabile optische Referenz an der PTB wird von einem Diodenlasersystem bei 657 nm bereitgestellt, das an einen hochstabilen optischen Resonator ange-

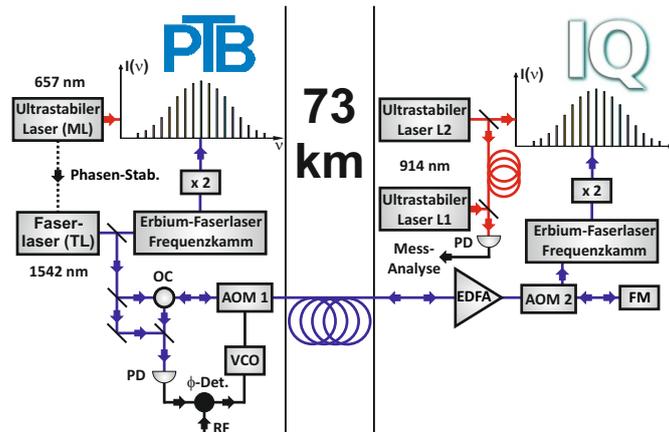


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des hochpräzisen Vergleichs optischer Frequenzen über eine 73 km lange Faserverbindung zwischen dem IQ und der PTB. OC: Optischer Zirkulator, ϕ -Det: Phasendetektor, VCO: Spannungsgesteuerter Oszillator, EDFA: Bidirektionaler Erbium-dotierter Faserverstärker.

bunden ist. Dieses Lasersystem wird für einen auf Calcium basierenden optischen Frequenzstandard verwendet und besitzt eine Linienbreite von 1 Hz [107, 56] sowie eine Stabilität von $\sigma_y(\tau) \approx 2 \cdot 10^{-15}$ für $\tau = 0,1 \dots 20$ s [108]. Dieses System soll nachfolgend als ML (Master Laser) bezeichnet werden. Detailliertere Informationen zu ML finden sich in [50, 53]. Die von ML bereitgestellte Stabilität wird mittels eines optischen Frequenzkammes auf einen Transferlaser bei einer Wellenlänge von 1542 nm übertragen. Der Aufbau des Systems ist schematisch in Abb. 6.1 skizziert. Der dabei verwendete Frequenzkamm basiert auf einem modengekoppelten Faserlasersystem, ähnlich dem in Abschnitt 5.1.2 beschriebenen Frequenzkamm des IQ. Als Transferlaser (TL) wurde ein cw-emittierender Erbium-Faserlaser verwendet. Der Transfer der Stabilität des ML bei 657 nm auf den TL bei 1542 nm wurde an der PTB realisiert [109] und verwendet das ausführlich in Abschnitt 5.1.1 beschriebene Verfahren. Etwa 5 mW des Lichtes des TL werden anschließend in die Faserstrecke zum IQ injiziert. Der Transmissionsverlust für einen einfachen Durchgang durch die 73 km lange Faserstrecke beträgt dabei etwa 23 dB. Am IQ durchläuft das Licht zunächst einen bidirektionalen Erbium-dotierten Faserverstärker (EDFA) und wird anschließend mittels eines akustooptischen Modulators (AOM 2) frequenzverschoben. Ein Teil des Lichtes wird danach für die Messung am IQ ausgekoppelt und der verbleibende Anteil über einen Faraday-Spiegel (FM) durch die Faser zurück zur PTB reflektiert. PTB-seitig wird das rückreflektierte Signal zur Stabilisierung der optischen Faserstrecke gemäß dem in Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Verfahren verwendet. Für die stabilisierte Faserstrecke IQ-PTB ergab sich dabei eine durch die optische Weglänge limitierte Regelbandbreite von etwa 700 Hz. Die Stabilisierung der Faserverbindung wurde vollständig durch die PTB implementiert. Detailliertere Informationen zu dem Faserstabilisierung-System fin-

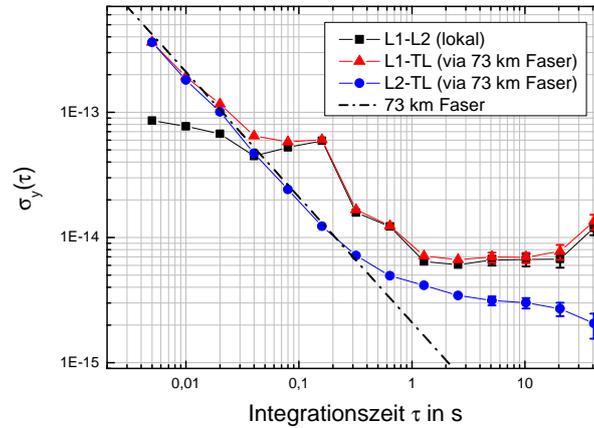


Abbildung 6.2: Allan-Standardabweichung der gemessenen Schwebungsfrequenzen zwischen den 73 km voneinander entfernten hochstabilen Lasersystemen des IQ und der PTB. L1-L2 bezeichnet dabei die lokale Schwebungsmessung der Systeme am IQ bei 914 nm und L1-TL bzw. L2-TL den Vergleich gegen die über die 73 km lange Faser-Verbindung übertragene hochstabile Referenzfrequenz der PTB bei 1542 nm. Es wurde jeweils eine lineare Drift subtrahiert. Ebenfalls eingezeichnet ist die aus unabhängigen Messungen abgeschätzte Instabilität der Faserverbindung IQ-PTB.

den sich in [102, 31]. Die so am IQ bei einer Wellenlänge von $1.5 \mu\text{m}$ bereitgestellte optische Referenz wurde mittels des Frequenzkamm-Systems am IQ mit den hochstabilen Lasersystemen L1 und L2 bei 914 nm verglichen. Bei den hier vorgestellten Messungen war dabei L1 an Resonator W und L2 an den in dieser Arbeit neu implementierten Resonator R1 angebunden.

6.2 Laser-Charakterisierung über große Distanzen

Zur Charakterisierung der Lasersysteme am IQ wurden Schwebungsmessungen zwischen L1, L2 und TL durchgeführt. Die Schwebungsfrequenz zwischen L1 und L2 wurde dabei direkt mit einer Photodiode detektiert. Für die Schwebungsmessung zwischen L2 und TL wurde jeweils ein Teil des Lichtes von L2 und TL mit dem Frequenzkamm überlagert. Für die Schwebungsmessung mit TL wurde dabei das fundamentale Kammspektrum, für L2 das frequenzverdoppelte Kammspektrum verwendet. Mit den jeweiligen Schwebungsfrequenzen f_{B1} und f_{B2} von TL bzw. L2 mit dem Frequenzkamm wurde hieraus die Transferschwebung (siehe Abschnitt 5.1.1)

$$\nu_2 - \frac{m_2}{m_1} \nu_1 = \left(2 - \frac{m_2}{m_1}\right) f_{\text{CEO}} - \frac{m_2}{m_1} f_{B1} + f_{B2} \quad (6.1)$$

zwischen der Frequenz ν_1 von TL und ν_2 von L2 bestimmt. f_{CEO} bezeichnet dabei die CEO-Frequenz und m_1 und m_2 die entsprechenden Modennummern des Frequenzkammes, die zuvor aus einer unabhängigen Messung bestimmt wurden. Die Frequenzen f_{B1} , f_{B2} und f_{CEO} sowie die Schwebungsfrequenz zwischen L1 und L2 wurden synchron mit einer Mehrkanal-Zählerkarte aufgezeichnet. Hieraus wurde anschließend die Transferschwebung gemäß Gl. (6.1) berechnet. Von den so zwischen L1, L2 und TL aufgezeichneten Schwebungsfrequenzen wurde eine lineare Drift subtrahiert und anschließend die Allan-Standardabweichung berechnet, die in Abb. 6.2 dargestellt ist. Es ist zu erkennen, dass der auf den neu implementierten Resonator R2 stabilisierte Laser L2 eine deutlich höhere Frequenzinstabilität besitzt als der auf Resonator W stabilisierte Laser L1. L2 erreicht dabei eine Instabilität von $\sigma_y(\tau) \approx 3 \cdot 10^{-15}$ für $\tau > 2$ s. L1 hingegen besitzt nur eine Frequenzinstabilität von $\sigma_y(\tau) \approx 7 \cdot 10^{-15}$ für $\tau > 1$ s. Zudem weist L1 signifikante Instabilitätsbeiträge im Bereich zwischen $\tau = 0,4 \dots 1$ s auf. L2 stellt also damit im Vergleich zu L1 das deutlich stabilere System dar. An dieser Stelle soll betont werden, dass die Identifikation von L2 als das erheblich frequenzstabilere System nur durch die von der PTB bereitgestellte optische Referenz möglich ist: Die lokale Messung L1-L2 gibt nur die kombinierte Stabilität beider Systeme wieder, ohne dass dabei eine Aussage über die individuelle Stabilität der Einzelsysteme getroffen werden kann. Der Vollständigkeit halber soll aber angemerkt werden, dass mit dem hier realisierten Frequenzvergleich zwischen drei unabhängigen Lasersystemen eine direkte Bestimmung der individuellen Stabilität der einzelnen Systeme prinzipiell möglich ist. Dies wurde aber hier nicht durchgeführt.

Aus unabhängigen Messungen mit der doppelten Faserstrecke PTB-IQ-PTB wurde die Stabilität der Faserverbindung IQ-PTB abgeschätzt zu $\sigma_y(\tau) = (2.1 \pm 0,5) \cdot 10^{-15}(\tau/\text{s})^{-1}$, die ebenfalls in Abb. 6.2 eingezeichnet ist. Es ist erkennbar, dass der Frequenzvergleich zwischen L2 und TL bis zu Zeiten von $\tau \leq 1$ s deutlich durch die Instabilität der Faserverbindung limitiert ist.

6.3 Hochauflösender optischer Frequenzvergleich

Um die durch die Faserverbindung verursachte Instabilität zu verringern und somit die Auflösung des Frequenzvergleiches zu erhöhen, wurde eine auf der modifizierten Allanvarianz (ModADEV) basierende Datenerfassung implementiert. Das residuelle Rauschen der stabilisierten Faserverbindung kann auf den betrachteten Zeitskalen als in guter Näherung weißes Phasenrauschen beschrieben werden, dass in der Allan-Standardabweichung (ADEV) $\propto \tau^{-1}$ abfällt. In der ModADEV wird das weiße Phasenrauschen jedoch mit $\tau^{-3/2}$ diskriminiert. Alle hier relevanten Frequenzrauschprozesse werden dabei durch die ModADEV (innerhalb eines Fehlers von etwa 30% [110]) auf die identischen Instabilitäten abgebildet wie durch die ADEV. Die ModADEV stellt somit ein Werkzeug zur Verfügung, das weiße Phasenrauschen der Faserstabilisierung in der gemessenen Instabilität signifikant

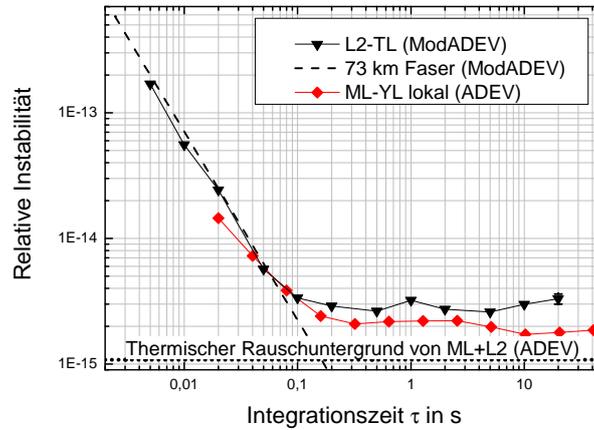


Abbildung 6.3: Hochauflösender optischer Frequenzvergleich zwischen L2 und TL über die 73 km lange Faserverbindung. Unter Verwendung der modifizierten Allan-Standardabweichung (ModADEV) fällt der Instabilitätsbeitrag der Faserverbindung $\propto \tau^{-3/2}$ ab und erlaubt somit einen Vergleich der optischen Frequenzen auf deutlich kürzeren Zeitskalen. Ebenfalls dargestellt ist die unabhängig abgeschätzte Instabilität der Faserverbindung sowie der lokale Vergleich zwischen den beiden hochstabilen Lasern ML und YL an der PTB, gemessen über eine 300 m lange stabilisierte Faser.

zu reduzieren und somit die Auflösung des Frequenzvergleiches zu erhöhen. Zur Berechnung der ModADEV wurde die Zählerkarte in einem Modus betrieben, der pro Messpunkt intern mehrfach-überlappende Mittelungen vornimmt (ein sogenannter Λ -Modus [110]). Die bisher betrachtete ADEV wurde hingegen berechnet, in dem pro Messpunkt von der Zählerkarte nur eine einfache Mittelung durchgeführt wurde (sogenannter Π -Modus). Aus unabhängigen Messungen der doppelten Faserstrecke PTB-IQ-PTB wurde die durch das residuelle Rauschen der Faser verursachte ModADEV zu $\sigma_y^{\text{mod}}(\tau) = (7,0 \pm 1,8) \cdot 10^{-17}(\tau/\text{s})^{-3/2}$ abgeschätzt. Die Instabilität der Faserverbindung bei $\tau = 1$ s ist damit um einen Faktor 30 reduziert. In Abb. 6.3 ist die ModADEV des Frequenzvergleichs zwischen L2 und TL über die 73 km lange Faserstrecke dargestellt. Mit dem nun $\propto \tau^{-3/2}$ abfallenden Rauschbeitrag der Faserverbindung wird bereits ab 100 ms die Instabilität des Frequenzvergleichs zwischen L2 und TL aufgelöst. Dieser erreicht einen Rauschuntergrund von etwa $3 \cdot 10^{-15}$. Auf kürzeren Zeitskalen entspricht die gemessene Instabilität des Frequenzvergleichs der durch die Faser verursachten Instabilität, d.h. es konnte kein weiteres Laser- oder durch die Transferkette zusätzlich verursachtes Rauschen beobachtet werden. Das kombinierte thermische Rauschen der beiden Resonatoren ML und L2 wurde zu $1,1 \cdot 10^{-15}$ bestimmt [60] und ist ebenfalls in Abb. 6.3 eingezeichnet. Der über die 73 km lange Faserverbindung durchgeführte Frequenzvergleich zeigt dabei eine vergleichbare

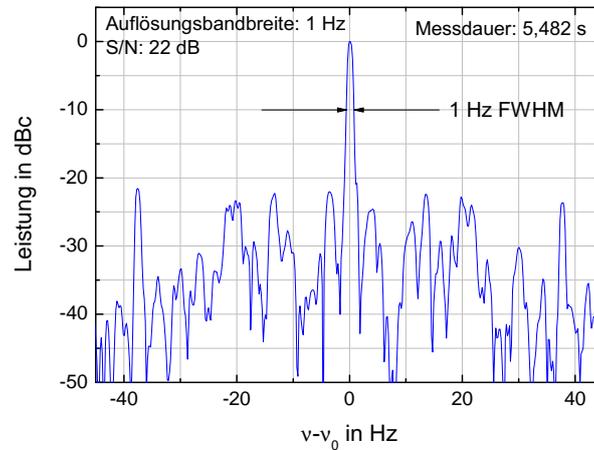


Abbildung 6.4: Spektrum der Transferschwebung $\frac{1}{4}(\nu_2 - \frac{m_2}{m_1}\nu_1)$ bei 48,5 THz zwischen den 73 km voneinander entfernten Lasersystemen L2 und TL. Die beobachtete Linienbreite von 1 Hz ist dabei limitiert durch den verwendeten Spektrumanalysator.

Instabilität wie ein direkter Vergleich zwischen zwei hochstabilen Lasern, die sich in unmittelbarer Nähe zueinander (etwa im identischen Labor) befinden. Dies ist exemplarisch in Abb. 6.3 durch den Verlauf der Instabilität des lokalen Frequenzvergleichs zwischen ML und dem hochstabilen Laser des Yb⁺-Experiments (YL) an der PTB über eine 300 m lange stabilisierte Faserstrecke dargestellt [108].

Zur spektralen Analyse des Schwebungssignals zwischen L2 und TL wurde die Operation in Gl. (6.1) (dividiert durch einen zusätzlichen Faktor 4) mittels einer analogen Signalverarbeitungskette implementiert [109]. Das beobachtete Spektrum der Transferschwebung $\frac{1}{4}(\nu_2 - \frac{m_2}{m_1}\nu_1)$ bei 48,5 THz ist in Abb. 6.4 dargestellt. Für die beiden 73 km voneinander entfernten Lasersysteme L2 und TL ergab sich dabei ein Schwebungssignal mit 1 Hz Linienbreite, limitiert durch den verwendeten Spektrumanalysator. Dieses Signal konnte desweiteren dazu verwendet werden, die Frequenzstabilität des Lasersystems L2 am IQ in Echtzeit gegen die von der PTB übertragene optische Referenz systematisch zu analysieren und zu optimieren. Darüberhinaus ist es zukünftig denkbar, ein Lasersystem an das über die Faser bereitgestellte Signal phasenstarr anzubinden. Auf diese Weise wäre am IQ ein Lasersystem vorhanden, das - auf dem Level des residuellen Rauschens der Faser - die identische Frequenzstabilität wie die optische Referenz der PTB bereitstellt.

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde ein Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen über eine 73 km lange stabilisierte Faserstrecke durchgeführt. Unter Verwendung der

ModADEV konnte die durch die Faser verursachte residuelle Übertragungsinstabilität auf unter 10^{-16} in 1 s reduziert werden. Dies erlaubt einen hochauflösenden Vergleich optischer Frequenzen über große Distanzen in sehr geringer Messdauer. Der dabei in dieser Arbeit über die 73 km lange Faserstrecke demonstrierte Vergleich unabhängiger optischer Frequenzen zeigte eine Frequenzinstabilität von $3 \cdot 10^{-15}$ in 100 ms. Die erzielte Frequenzauflösung bei 100 ms übertrifft damit alle bisher publizierten Ergebnisse um mehr als eine Größenordnung. Das Transferschwebungssignal zwischen den beiden 73 km voneinander entfernten Lasersystemen zeigte eine Linienbreite von 1 Hz und wurde dazu verwendet, das Lasersystem L2 am IQ gegen die über die Faser bereitgestellte hochstabile optische Referenz der PTB zu charakterisieren und zu optimieren.

Das in dieser Arbeit demonstrierte Potential von Langstrecken-Faserverbindungen zum hochauflösenden Vergleich hochstabiler optischer Frequenzen über große Distanzen zeigt eine Vielzahl an hochinteressanten Anwendungen auf. Zu nennen sind hier etwa der Vergleich optischer Uhren, Hochpräzisionsspektroskopie über große Distanzen oder die interferometrische Gravitationswellendetektion. Besonders attraktiv ist in diesem Zusammenhang die zentrale Bereitstellung eines hochstabilen Lokaloszillators über ein optisches Fasernetzwerk an verschiedenen Metrologie-Instituten. Dies ist vor dem Hintergrund interessant, dass hochstabile Laser aufwendige und kostenintensive Systeme darstellen, die bereits jetzt nur von sehr wenigen Institutionen bereitgestellt werden können. Die zukünftige weitere Erhöhung der Stabilität wird diesen Trend durch die zunehmende Komplexität der Systeme noch verstärken. Eine Methode, eine solche hochstabile Frequenz verschiedensten Forschungseinrichtungen über große Distanzen bereitzustellen, ist daher von zunehmendem Interesse.

Diese Arbeit zeigt ein vielversprechendes Potential für geplante Fasernetzwerke auf nationaler wie internationaler Ebene, die zukünftig das Gebiet der Frequenzmetrologie und damit verknüpfte fundamentale physikalische Fragestellungen in bedeutendem Maße stimulieren werden.

AUSBLICK

Die in dieser Arbeit realisierte hochstabile optische Frequenz mit einer relativen Instabilität von $\sigma_y \approx 5 \cdot 10^{-16}$ ist vergleichbar mit jenen der derzeit stabilsten Laser weltweit [23, 22, 26, 24]. In Kombination mit dem im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Vergleichs hochstabiler Frequenzen über optische Fasern ergeben sich attraktive physikalische Anwendungen, die in diesem Kapitel diskutiert werden sollen.

Dabei werden zunächst einige grundlegende experimentelle Schritte und mögliche Strategien aufgezeigt, die eine weitere Steigerung der Frequenzstabilität der implementierten Lasersysteme erlauben. Im Anschluss hieran sollen zwei wichtige zukünftige Anwendungen diskutiert werden, welche die Strategie der in dieser Arbeit verfolgten Zielstellung konsequent fortsetzen. Zum einen ist dies die Implementierung eines gitterbasierten optischen Frequenzstandards mit Magnesium. Die in dieser Dissertation realisierte hochstabile optische Frequenz stellt dabei einen wichtigen Meilenstein auf dem Weg zu einem solchen hochpräzisen Frequenzstandard dar. Der zweite Aspekt befasst sich mit der Erzeugung einer hochstabilen optischen Frequenz, die von über Fasern bereitgestellten Signalen abgeleitet wird. Eine auf diese Weise generierte Frequenz könnte dabei zukünftig eine, im Vergleich zu den Systemen dieser Arbeit, potentiell höhere Stabilität bereitstellen.

Hochstabile Lasersysteme

Das fundamentale Limit der erzielbaren Frequenzstabilität eines optischen Resonators ist durch das thermische Rauschen gegeben, das für einen einzelnen Resonator dieser Arbeit $\sigma_y = 3 \cdot 10^{-16}$ beträgt. Die experimentell erzielte Frequenzinstabilität liegt damit noch etwa einen Faktor 1,7 über diesem Limit. Eine weitere Reduzierung auf die durch das thermische Rauschen gegebene Stabilitätsgrenze stellt folglich den nächsten experimentellen Schritt dar, um die durch die Resonatoren bereitgestellte Stabilität vollständig auszuschöpfen. Wesentlich ist hierbei die

diskutierte Reduzierung der horizontalen Beschleunigungssensitivität. Ebenfalls sollte die thermische Stabilität der Resonatoren durch eine Multi-Wärmeschild-Konfiguration entscheidend verbessert werden können. Denkbar ist in diesem Zusammenhang auch die Reduzierung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Resonatoren durch das zusätzliche Kontaktieren der Quarzglas-Spiegel mit ULE-Kompensationsringen, wie dies in [59, 24] erfolgreich demonstriert wurde.

Die auf diese Weise optimierten Systeme sollen dann gegen einen hochstabilen kryogenen Silizium-Resonator an der PTB über die optische Faserverbindung verglichen werden. Dieser befindet sich gegenwärtig in der Optimierungsphase und wird eine zukünftige Frequenzstabilität im Bereich von 10^{-17} bereitstellen. Ein Vergleich der beiden Systeme über die optische Faser mit einer Instabilität im Bereich von 10^{-16} in weniger als 1 s Mittelungszeit erscheint mit den Ergebnissen aus Kapitel 6 realistisch. Eine solch hohe Frequenzstabilität auf derart kurzen Zeitskalen beim Vergleich weit voneinander entfernter, optischer Frequenzen wurde noch nie demonstriert und wäre zudem ein wichtiger Test für das Potential optischer Langstrecken-Faserverbindungen.

Eine weitere Erhöhung der Frequenzstabilität der Resonatoren dieser Arbeit ist nur durch eine Reduktion des thermischen Rauschens möglich. Dieses wird bereits dominiert durch den Rauschbeitrag der dielektrischen Spiegelschichten. Zu diesem Zweck werden von anderen Gruppen gegenwärtig neue, auf $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ basierende Schichtsysteme untersucht [111], die ein erheblich geringeres thermisches Rauschen besitzen. Alternativ wird auch die Verwendung von diffraktiven Spiegeln untersucht [75], die keine dielektrischen Beschichtungen benötigen und den damit korrespondierenden thermischen Rauschbeitrag vollständig eliminieren würden. Beide genannten Ansätze haben bisher jedoch noch keine hinreichend hohen Reflektivitäten demonstrieren können, die zum Erreichen einer Finesse von typischerweise einigen 100.000 für hochstabile Resonatoren erforderlich sind. Eine sehr direkte Methode zur Verringerung des thermischen Rauschens würde eine Erhöhung der Resonatorlänge L darstellen. Sofern das thermische Rauschen durch die Spiegel dominiert wird, reduziert sich die Instabilität dabei $\propto L^{-1}$. Resonatoren mit einer Länge von 30 cm und einem theoretischen Stabilitätslimit von $1 \cdot 10^{-16}$ wurden erst vor kurzem demonstriert [24]. Abgesehen von den zunehmenden Abmessungen und Kosten lässt sich die Reduktion des thermischen Rauschens durch die Längenskalierung nur in geringen Grenzen anwenden, da mit zunehmender Länge die Beschleunigungssensitivität des Resonators anwächst. Ein sehr aufwendiges Verfahren zur Reduzierung des thermischen Rauschbeitrages stellt hingegen der Betrieb eines Resonators bei kryogenen Temperaturen dar. Bei diesen ist es jedoch nicht mehr sinnvoll, die Materialien ULE oder Fused Silica zu verwenden. Vielmehr bieten sich kristalline Materialien wie Saphir oder Silizium an [72, 73, 74].

Für eine zukünftige Steigerung der Frequenzstabilität erscheint dabei die Implementierung eines Resonators größerer Länge (≈ 30 cm) am attraktivsten. Es wäre jedoch mittelfristig ebenfalls denkbar, einen kryogenen Resonator am La-

boratorium für Nano- und Quantenengineering (LNQE) oder dem zukünftigen Forschungsbau HITec zu konstruieren. Diese auf dem Universitäts-Campus liegenden Forschungseinrichtungen verfügen über Infrastrukturen zum Betrieb kryogener Systeme. Die hochstabile Frequenz eines solchen kryogenen Resonators könnte dann über eine stabilisierte optische Faser Verbindung im universitätsinternen Netzwerk zum IQ transferiert werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt betrifft die Evaluierung der zukünftigen Transportabilität und Weltraumtauglichkeit hochstabiler Lasersysteme. Die in dieser Arbeit implementierten Resonatoren werden unter dem Einfluss ihrer Gewichtskraft gelagert. Sie sind daher nicht in allen drei Raumdimensionen fixiert und stellen somit nicht-transportable, stationäre Systeme dar. In enger Kooperation mit dem Zentrum für angewandte Raumfahrttechnik und Mikrogravitation (ZARM) wird deshalb ein Resonatordesign basierend auf [97, 98] hinsichtlich seiner Eignung zum Betrieb in Schwerelosigkeit untersucht. Zu diesem Zweck wird gegenwärtig ein Resonatorkonzept erarbeitet, das am Fallturm in Bremen unter Schwerelosigkeit evaluiert werden soll. Dies stellt unter anderem einen wichtigen Schritt auf dem Weg zur Realisierung einer weltraumtauglichen optischen Uhr dar, die eine Vielzahl interessanter physikalischer Anwendungen besitzt wie etwa Hochpräzisionstests der allgemeinen Relativitätstheorie. In die Entwicklung des fallturmtauglichen Resonatorkonzepts werden dabei die Ergebnisse dieser Dissertation wesentlich einfließen. Insbesondere werden die Systeme dieser Arbeit als optische Referenz zur Charakterisierung des fallturmtauglichen Resonators dienen.

Magnesium-Frequenzstandard

Die in dieser Arbeit implementierten hochstabilen Lasersysteme stellen einen wichtigen Schritt auf dem Weg zu einem zukünftigen gitterbasierten optischen Frequenzstandard mit Magnesium dar. In einer vorangegangenen Arbeit [48] wurde bereits ein optischer Magnesium-Frequenzstandard realisiert, der auf der Spektroskopie freifallender, lasergekühlter Ensemble von ^{24}Mg -Atomen basiert. Dabei wurde der 36 Hz breite Interkombinationsübergang $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ verwendet, der mittels einer Ramsey-Bordé-Interferometersequenz adressiert wurde. Die erreichte Genauigkeit dieses Frequenzstandards betrug $7 \cdot 10^{-14}$ und die erzielte Stabilität $\sigma_y(\tau) = 2 \cdot 10^{-13} / \sqrt{\tau/s}$ [18]. Die realisierte Genauigkeit war dabei dominant durch den Doppler-Effekt limitiert, der aus der thermischen Expansion der atomaren Wolke im Lichtfeld der zur Abfrage verwendeten Interferometrierstrahlen resultierte.

Für eine signifikante Steigerung der erzielbaren Genauigkeit ist daher die Abfrage des Übergangs an gespeicherten Atomen erforderlich. Dies ermöglicht zudem längere Spektroskopiezeiten, die eine höhere Fourier-limitierte Auflösung des atomaren Übergangs erlauben und somit die erzielbare Stabilität des Frequenzstandards erhöhen. Attraktiv ist hierbei die Speicherung der Atome in einem optischen

Gitter. Im einfachsten Fall des eindimensionalen Gitters kann dies durch Selbstinterferenz eines in sich reflektierten Laserfeldes erzeugt werden. Die Atome werden dabei in einem periodischen Potential im Abstand der halben Lichtwellenlänge gespeichert. Ein hinreichend starker Einschluss der Atome in Ausbreitungsrichtung des Laserfeldes erlaubt dabei die Spektroskopie des atomaren Übergangs im Lamb-Dicke-Regime. In diesem ist der Doppler-Effekt erster Ordnung vollständig unterdrückt und damit der bisher dominante Unsicherheitsbeitrag eliminiert. Die Speicherung von Magnesium in optischen Fallen wurde bereits in einer vorangegangenen Arbeit erfolgreich demonstriert [81]. Für die im optischen Gitter gespeicherten Atome ergibt sich jedoch im Allgemeinen eine unterschiedliche AC-Stark-Verschiebung der beiden am Uhrenübergang beteiligten atomaren Energieniveaus. Dies führt zu einer intensitätsabhängigen Verschiebung der atomaren Übergangsfrequenz durch das zum Speichern verwendete Lichtfeld und begrenzt damit die erzielbare Genauigkeit. Eine Lösung dieses Problems stellt die Speicherung der Atome in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge dar [14]. Bei dieser verschwindet die differentielle AC-Stark-Verschiebung der beiden atomaren Niveaus. Die Übergangsfrequenz ist damit insensitive auf das zum Speichern verwendete Lichtfeld.

Für einen solchen gitterbasierten Frequenzstandard mit Magnesium kann prinzipiell der $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ Übergang verwendet werden, jedoch ist dessen Übergangsfrequenz abhängig von der Polarisation des zur optischen Speicherung verwendeten Lichtfeldes. Zudem ist dessen Linienbreite mit 36 Hz vergleichsweise groß, so dass diese für angestrebte Spektroskopiezeiten von wenigen 100 ms nicht mehr hinreichend ist. Um das volle Potential eines gitterbasierten Magnesium-Frequenzstandards auszuschöpfen, bietet sich deshalb der polarisationsinsensitive Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ an. Dieser ($J = 0 \rightarrow J' = 0$)-Übergang ist für die bosonischen Isotope ^{24}Mg und ^{26}Mg strikt verboten. Durch Anlegen eines homogenen Magnetfeldes kann dem 3P_0 -Zustand jedoch ein geringer Anteil des 3P_1 -Zustandes beigemischt werden [83], so dass der $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergang eine von der Magnetfeldstärke abhängige Linienbreite erhält und damit im Experiment durch Laser adressiert werden kann. Das Isotop ^{25}Mg besitzt aufgrund des endlichen Kernspins eine Hyperfeinstruktur, so dass der Übergang $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ bereits ohne weitere experimentelle Maßnahmen eine endliche Linienbreite aufweist. Jedoch verfügt die genannte Hyperfeinstruktur über keinen $m_F = 0$ -Zustand, so dass die Übergangsfrequenzen infolge des linearen Zeemann-Effektes bereits in erster Ordnung sensitiv auf Magnetfelder sind. Der Einfluss dieses Effektes kann jedoch deutlich reduziert werden, indem eine alternierende Anregung in die Zustände mit $m_F = \pm 5/2$ erfolgt, wie dies etwa analog in einem auf fermionischen Sr basierenden Frequenzstandard erfolgt [16]. Die bosonischen Isotope ^{24}Mg und ^{26}Mg sind hingegen zwar in erster Ordnung insensitive auf Magnetfelder, erfordern jedoch vergleichsweise hohe Feldstärken, um eine effiziente Anregung des $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ Übergangs zu erlauben. Die hiermit assoziierten Frequenzverschiebungen infolge des quadrati-

schen Zeeman-Effektes sind nicht mehr vernachlässigbar und stellen einen relevanten Unsicherheitsbeitrag für die erzielbare Genauigkeit dar. Ob daher zukünftig ein auf bosonischen oder auf fermionischen Atomen basierender Frequenzstandard die höchste Genauigkeit bereitstellen kann, müssen experimentelle Untersuchungen zeigen.

Zunächst soll aufgrund der einfacheren Laserkühlung ein auf dem bosonischen Isotop ^{24}Mg basierender Frequenzstandard implementiert werden. Die Abfrage des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ Überganges soll dabei in einem optischen Gitter bei der magischen Wellenlänge erfolgen. Aus Berechnungen wird diese für den betrachteten Übergang bei 463 nm vorhergesagt [81]. Ein entsprechendes Lasersystem, das eine hinreichende Ausgangsleistung in diesem Wellenlängenbereich zur Verfügung stellt, sowie der zur Erzeugung des optischen Gitters erforderliche Überhöhungsresonator, wurden bereits im Rahmen einer vorangegangenen Arbeit implementiert [82]. Da eine direkte Beladung des optischen Gitters bei der magischen Wellenlänge infolge von Photoionisations-Prozessen nicht möglich ist [81], sollen die Atome zunächst in einer Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1064 nm gefangen und anschließend in das optische Gitter bei der magischen Wellenlänge umgeladen werden.

Ein wichtiger Meilenstein wird dabei die erste Anregung des Übergangs $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ darstellen, der mit den in dieser Arbeit implementierten Lasersystemen adressiert werden soll. Um eine effiziente Anregung dieses Überganges zu ermöglichen, wird dabei, gemäß dem bereits angesprochenen Verfahren, ein homogenes Magnetfeld hinreichender Stärke am Ort der Atome erzeugt. Die Frequenz des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ Übergangs konnte bereits aus der vorangegangenen Frequenzmessung des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ Übergangs [48] - in Kombination mit der gemessenen Feinstrukturaufspaltung des $^3\text{P}_J$ Multipletts - hinreichend genau vorhergesagt werden.

Ein weiterer bedeutender Meilenstein wird darüberhinaus die experimentelle Bestimmung der magischen Wellenlänge sein. Eine Abweichung von der theoretischen Vorhersage um mehrere Nanometer ist dabei nicht ungewöhnlich. Für verschiedene Wellenlängen des optischen Gitters soll dabei die durch die Intensität des Lichtfeldes verursachten Frequenzverschiebungen des $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ Übergangs bestimmt werden, um damit den exakten Wert für die magische Wellenlänge zu ermitteln.

Für den auf diese Weise realisierten zukünftigen Magnesium-Frequenzstandard sind die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten hochstabilen Lasersysteme essentiell, um eine hohe, Fourier-limitierte Auflösung des schmalbandigen Übergangs $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ zu ermöglichen und die mit dem Dick-Effekt assoziierte Frequenzinstabilität zu minimieren.

Hochstabiler Lokaloszillator mittels faserbasiertem Transfer

Am AEI befindet sich derzeit ein Interferometer im Aufbau [106], das als Testumgebung für neue Techniken in der lichtinterferometrischen Gravitationswellendetekti-

on eingesetzt werden soll. Dieses Interferometer besitzt das Potential, oberhalb von Fourierfrequenzen von einigen Hertz eine Frequenzstabilität bereitzustellen, die gegenwärtig von keinem in optischen Uhren verwendeten hochstabilen Lasersystem erreicht wird. Mittels der in dieser Arbeit realisierten Faserverbindung könnte diese hochstabile Frequenz zum IQ übertragen werden und zur Erhöhung der Frequenzstabilität der hochstabilen Lasersysteme des IQ verwendet werden.

Darüber hinaus könnte zukünftig die hochstabile Frequenz des derzeit an der PTB entwickelten kryogenen Silizium-Resonators über die Faserverbindung zum IQ transferiert werden. Dessen potentielle Stabilität im Bereich von 10^{-17} könnte auf den hochstabilen Lokaloszillator dieser Arbeit übertragen werden. Aufgrund der Länge der Faserstrecke kann die hohe Stabilität jedoch erst für Integrationszeiten von über einer Sekunde aufgelöst werden.

Damit könnte zukünftig eine hochstabile optische Frequenz am IQ erzeugt werden, deren Kurzzeitstabilität ($\tau < 0,1$ s) vom hochstabilen Interferometer des AEI abgeleitet und dessen Langzeitstabilität ($\tau > 1$ s) vom kryogenen Resonatorsystem der PTB bestimmt wird. Ein auf diese Weise bereitgestellter Lokaloszillator würde die durch den Dick-Effekt verursachte Frequenzinstabilität des zukünftigen gitterbasierten Magnesium-Frequenzstandards erheblich reduzieren. Dies ist von großer Bedeutung, da die Stabilität der gegenwärtig präzisesten optischen Uhren nicht durch das fundamentale Limit des Quantenprojektionsrauschens sondern durch den Dick-Effekt begrenzt sind. Aus diesem Grund kann das Potential optischer Uhren gegenwärtig nicht vollständig ausgeschöpft werden. Die zur deutlichen Reduzierung des Dick-Effektes notwendige Frequenzstabilität des Lokaloszillators wird, der bisherigen Entwicklung nach zu urteilen, Systeme erfordern, die nur noch von wenigen Metrologie-Instituten betrieben werden können. Das hier skizzierte Szenario stellt deshalb eine attraktive Methode dar, einen, auch mit zukünftigen optischen Uhren vergleichbaren, frequenzstabilen Lokaloszillator zur Abfrage des Magnesium-Frequenzstandards bereitzustellen.

VIBRATIONSSPEKTREN

In den nachfolgenden Abbildungen sind die im Experiment gemessenen Vibrationsrauschleistungsdichten ausführlich dargestellt. Gezeigt ist dabei für jede der drei Achsen das Vibrationsspektrum auf dem Laborboden sowie auf der AVI im deaktivierten und aktivierten Zustand. Die Spektren sollen als Referenz für die mögliche Evaluierung neuer Laborräume zum Betrieb der Resonatoren dienen.

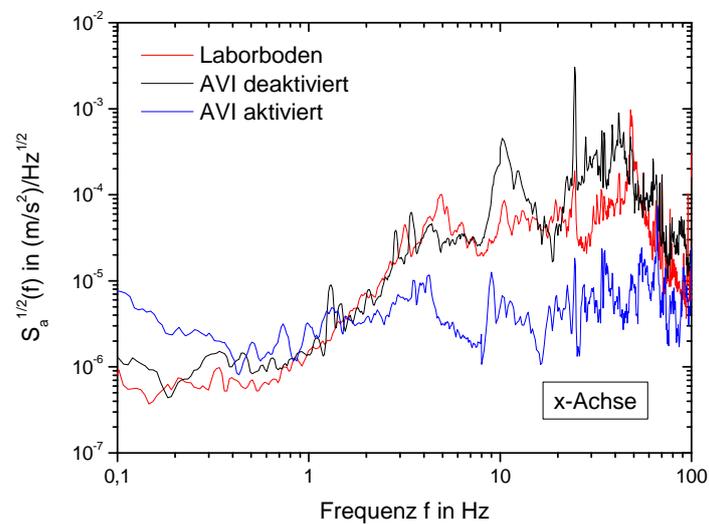
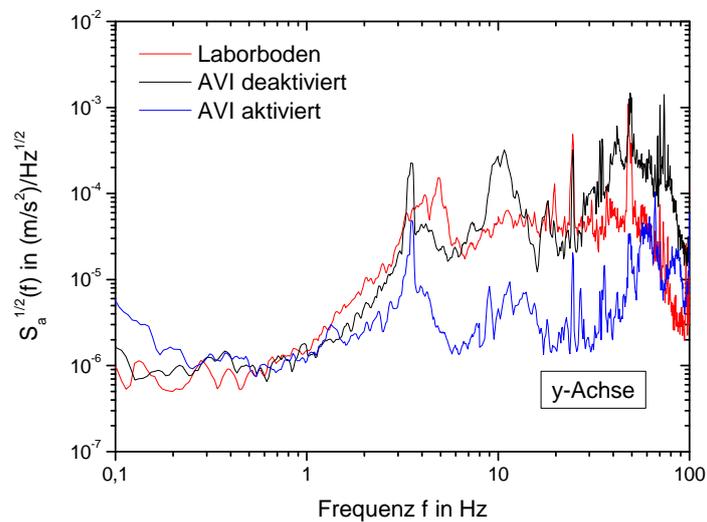
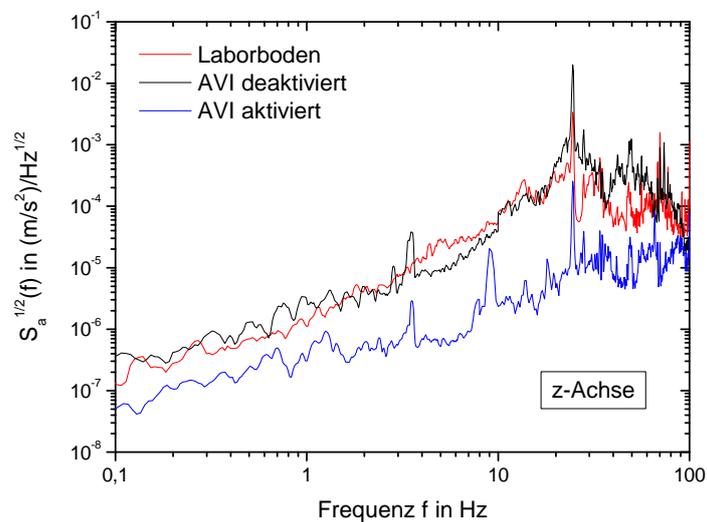


Abbildung A.1: Spektrale Rauschleistungsdichte der Beschleunigung in x -Richtung.

Abbildung A.2: Spektrale Rausleistungsdichte der Beschleunigung in y -Richtung.Abbildung A.3: Spektrale Rausleistungsdichte der Beschleunigung in z -Richtung.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch.
Optical frequency metrology.
Nature, 416:233–237, 2002.
DOI: 10.1038/416233a.
- [2] C. W. Chou, D. B. Hume, T. Rosenband, and D. J. Wineland.
Optical clocks and relativity.
Science, 329(5999):1630–1633, 2010.
DOI: 10.1126/science.1192720.
- [3] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, T. Schneider, Chr. Tamm, and S. G. Karshenboim.
Limit on the present temporal variation of the fine structure constant.
Phys. Rev. Lett., 93:170801, Oct 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.170801.
- [4] S. G. Karshenboim.
Review: Some possibilities for laboratory searches for variations of fundamental constants.
Canadian Journal of Physics, 78:639, July 2000.
DOI: 10.1139/cjp-78-7-639.
- [5] S. A. Diddams, J. C. Bergquist, S. R. Jefferts, and C. W. Oates.
Standards of time and frequency at the outset of the 21st century.
Science, 306(5700):1318–1324, 2004.
DOI: 10.1126/science.1102330.
- [6] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner.
First phase-coherent frequency measurement of visible radiation.
Phys. Rev. Lett., 76:18–21, Jan 1996.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.18.
- [7] J. E. Bernard, A. A. Madej, L. Marmet, B. G. Whitford, K. J. Siemsen, and S. Cundy.
Cs-based frequency measurement of a single, trapped ion transition in the visible region of the spectrum.

- Phys. Rev. Lett.*, 82:3228–3231, Apr 1999.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.3228.
- [8] Patrick Gill.
Optical frequency standards.
Metrologia, 42(3):S125, 2005.
- [9] Theodor W. Hänsch.
Nobel lecture: Passion for precision.
Rev. Mod. Phys., 78:1297–1309, Nov 2006.
DOI: 10.1103/RevModPhys.78.1297.
- [10] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist.
Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place.
Science, 319(5871):1808–1812, 2008.
DOI: 10.1126/science.1154622.
- [11] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband.
Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks.
Phys. Rev. Lett., 104:070802, Feb 2010.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.070802.
- [12] T. Schneider, E. Peik, and Chr. Tamm.
Sub-Hertz optical frequency comparisons between two trapped $^{171}\text{Yb}^+$ ions.
Phys. Rev. Lett., 94:230801, Jun 2005.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.230801.
- [13] H. S. Margolis, G. P. Barwood, G. Huang, H. A. Klein, S. N. Lea, K. Szymaniec, and P. Gill.
Hertz-level measurement of the optical clock frequency in a single $^{88}\text{Sr}^+$ ion.
Science, 306(5700):1355–1358, 2004.
DOI: 10.1126/science.1105497.
- [14] Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, V. G. Pal’chikov, and V. D. Ovsiannikov.
Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap.
Phys. Rev. Lett., 91:173005, Oct 2003.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.173005.
- [15] Masao Takamoto, Feng-Lei Hong, Ryoichi Higashi, and Hidetoshi Katori.
An optical lattice clock.
Nature, 435:321–324, 2005.
DOI: 10.1038/nature03541.

- [16] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, Jun Ye, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, Y. Le Coq, Z. W. Barber, N. Poli, N. D. Lemke, K. M. Beck, and C. W. Oates.
Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a ca clock.
Science, 319(5871):1805–1808, 2008.
DOI: 10.1126/science.1153341.
- [17] N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. W. Barber, T. M. Fortier, S. A. Diddams, Y. Jiang, S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, and C. W. Oates.
Spin-1/2 optical lattice clock.
Phys. Rev. Lett., 103:063001, Aug 2009.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.063001.
- [18] J. Friebe, M. Riedmann, T. Wübbena, A. Pape, H. Kelkar, W. Ertmer, O. Terra, U. Sterr, S. Weyers, G. Grosche, H. Schnatz, and E. M. Rasel.
Remote frequency measurement of the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ transition in laser cooled ^{24}Mg .
ArXiv e-prints, July 2011.
- [19] M. Petersen, R. Chicireanu, S. T. Dawkins, D. V. Magalhães, C. Mandache, Y. Le Coq, A. Clairon, and S. Bize.
Doppler-free spectroscopy of the $^1s_0\text{-}^3p_0$ optical clock transition in laser-cooled fermionic isotopes of neutral mercury.
Phys. Rev. Lett., 101:183004, Oct 2008.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.183004.
- [20] A. D. Ludlow, X. Huang, M. Notcutt, T. Zanon-Willette, S. M. Foreman, M. M. Boyd, S. Blatt, and J. Ye.
Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} .
Opt. Lett., 32(6):641–643, Mar 2007.
DOI: 10.1364/OL.32.000641.
- [21] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, Th. Udem, and T. W. Hänsch.
Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities.
Phys. Rev. A, 77:053809, May 2008.
DOI: 10.1103/PhysRevA.77.053809.
- [22] J. Millo, D. V. Magalhães, C. Mandache, Y. Le Coq, E. M. L. English, P. G. Westergaard, J. Lodewyck, S. Bize, P. Lemonde, and G. Santarelli.
Ultrastable lasers based on vibration insensitive cavities.
Phys. Rev. A, 79:053829, May 2009.
DOI: 10.1103/PhysRevA.79.053829.
- [23] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist.

- Visible lasers with subhertz linewidths.
Phys. Rev. Lett., 82:3799–3802, May 1999.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.3799.
- [24] YY Jiang, AD Ludlow, ND Lemke, RW Fox, JA Sherman, L.S. Ma, and CW Oates.
Making optical atomic clocks more stable with 10^{-16} -level laser stabilization.
Nature Photonics, 2011.
- [25] G. J. Dick.
Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards.
In *Precise Time and Time Interval, Redondo Beach, CA*, pages 133–147, 1987.
- [26] P. Dubé, A. Madej, J. Bernard, L. Marmet, and A. Shiner.
A narrow linewidth and frequency-stable probe laser source for $^{88}\text{Sr}^+$ single ion optical frequency standard.
Applied Physics B: Lasers and Optics, 95:43–54, 2009.
- [27] A Bauch, J Achkar, S Bize, D Calonico, R Dach, R Hlavač, L Lorini, T Parker, G Petit, D Piester, K Szymaniec, and P Urich.
Comparison between frequency standards in europe and the usa at the 10^{-15} uncertainty level.
Metrologia, 43(1):109, 2006.
- [28] Seth M. Foreman, Andrew D. Ludlow, Marcio H. G. de Miranda, Jason E. Stalnaker, Scott A. Diddams, and Jun Ye.
Coherent optical phase transfer over a 32-km fiber with 1 s instability at 10^{-17} .
Phys. Rev. Lett., 99:153601, Oct 2007.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.153601.
- [29] N. R. Newbury, P. A. Williams, and W. C. Swann.
Coherent transfer of an optical carrier over 251 km.
Opt. Lett., 32(21):3056–3058, Nov 2007.
DOI: 10.1364/OL.32.003056.
- [30] S.M. Foreman, K.W. Holman, D.D. Hudson, D.J. Jones, and J. Ye.
Remote transfer of ultrastable frequency references via fiber networks.
Review of scientific instruments, 78:021101, 2007.
- [31] O. Terra, G. Grosche, K. Predehl, R. Holzwarth, T. Legero, U. Sterr, B. Lipphardt, and H. Schnatz.
Phase-coherent comparison of two optical frequency standards over 146 km using a telecommunication fiber link.
Applied Physics B: Lasers and Optics, 97:541–551, 2009.
- [32] Long-Sheng Ma, Peter Jungner, Jun Ye, and John L. Hall.

- Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path.
Opt. Lett., 19(21):1777–1779, Nov 1994.
DOI: 10.1364/OL.19.001777.
- [33] Fabien Kéfélian, Olivier Lopez, Haifeng Jiang, Christian Chardonnet, Anne Amy-Klein, and Giorgio Santarelli.
High-resolution optical frequency dissemination on a telecommunications network with data traffic.
Opt. Lett., 34(10):1573–1575, May 2009.
DOI: 10.1364/OL.34.001573.
- [34] H. Schnatz, O. Terra, K. Predehl, T. Feldmann, T. Legero, B. Lipphardt, U. Sterr, G. Grosche, T.W. Hansch, R. Holzwarth, T. Udem, Z. Lu, L. Wang, W. Ertmer, J. Friebe, A. Pape, E.-M. Rasel, M. Riedmann, and T. Wubbena.
Phase-coherent frequency comparison of optical clocks using a telecommunication fiber link.
In *Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, pages 807–812, april 2009.
- [35] A. Pape, O. Terra, J. Friebe, M. Riedmann, T. Wübbena, E. M. Rasel, K. Predehl, T. Legero, B. Lipphardt, H. Schnatz, and G. Grosche.
Long-distance remote comparison of ultrastable optical frequencies with 10^{-15} instability in fractions of a second.
Opt. Express, 18(20):21477–21483, Sep 2010.
DOI: 10.1364/OE.18.021477.
- [36] H.J. Metcalf and P. Van der Straten.
Laser cooling and trapping.
Springer Verlag, 1999.
- [37] D. Meschede.
Optik, Licht und Laser.
Teubner Studienbücher. Teubner, 2005.
- [38] R. H. Dicke.
The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines.
Phys. Rev., 89:472–473, Jan 1953.
DOI: 10.1103/PhysRev.89.472.
- [39] Andrew D. Ludlow.
The Strontium Optical Lattice Clock: Optical Spectroscopy with Sub-Hertz Accuracy.
PhD thesis, University of Colorado, 2008.
- [40] Norman F. Ramsey.
A molecular beam resonance method with separated oscillating fields.

- Phys. Rev.*, 78:695–699, Jun 1950.
DOI: 10.1103/PhysRev.78.695.
- [41] W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen, and D. J. Wineland.
Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems.
Phys. Rev. A, 47:3554–3570, May 1993.
DOI: 10.1103/PhysRevA.47.3554.
- [42] F. Riehle.
Frequency standards.
Wiley-Vch, 2004.
- [43] D.W. Allan.
Statistics of atomic frequency standards.
Proceedings of the IEEE, 54(2):221 – 230, feb. 1966.
DOI: 10.1109/PROC.1966.4634.
- [44] D.W. Allan and J.A. Barnes.
A modified Allan variance with increased oscillator characterization ability.
In *Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium. 1981*, pages 470 – 475, 1981.
- [45] F.K. Kneubühl and M.W. Sigrist.
Laser.
Teubner Studienbücher. Vieweg + Teubner, 2008.
- [46] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward.
Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator.
Applied Physics B: Lasers and Optics, 31:97–105, 1983.
- [47] Eric D. Black.
An introduction to Pound—Drever—Hall laser frequency stabilization.
Am. J. Phys., 69:79–87, Jan 2001.
- [48] Jan Friebe.
Ein optischer Frequenzstandard mit lasergekühlten Magnesiumatomen.
PhD thesis, Univ. Hannover, May 2010.
- [49] Andre Pape.
Erzeugung und Charakterisierung hochstabiler optischer Frequenzen.
Master’s thesis, Univ. Hannover, May 2007.
- [50] Hardo Stoehr.
Diodenlaser mit Hertz-Linienbreite für ein optisches Calcium-Frequenznormal.
PhD thesis, Univ. Hannover, Apr 2005.
- [51] Edward A. Whittaker, Manfred Gehrtz, and Gary C. Bjorklund.

- Residual amplitude modulation in laser electro-optic phase modulation.
J. Opt. Soc. Am. B, 2(8):1320–1326, Aug 1985.
DOI: 10.1364/JOSAB.2.001320.
- [52] N. C. Wong and J. L. Hall.
Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise-limited detection.
J. Opt. Soc. Am. B, 2(9):1527–1533, Sep 1985.
DOI: 10.1364/JOSAB.2.001527.
- [53] Tatiana Nazarova.
Towards the quantum noise limit in Ramsey-Bordé atom interferometry.
PhD thesis, Univ. Hannover, Nov 2007.
- [54] Mark Notcutt, Long-Sheng Ma, Jun Ye, and John L. Hall.
Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity.
Opt. Lett., 30(14):1815–1817, Jul 2005.
DOI: 10.1364/OL.30.001815.
- [55] Lisheng Chen, John L. Hall, Jun Ye, Tao Yang, Erjun Zang, and Tianchu Li.
Vibration-induced elastic deformation of Fabry-Perot cavities.
Phys. Rev. A, 74:053801, Nov 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevA.74.053801.
- [56] T. Nazarova, F. Riehle, and U. Sterr.
Vibration-insensitive reference cavity for an ultra-narrow-linewidth laser.
Applied Physics B: Lasers and Optics, 83:531–536, 2006.
- [57] S. A. Webster, M. Oxborrow, and P. Gill.
Vibration insensitive optical cavity.
Phys. Rev. A, 75:011801, Jan 2007.
DOI: 10.1103/PhysRevA.75.011801.
- [58] Andreas Sawadsky.
Methoden zur Charakterisierung der Vibrationssensitivität ultrastabiler optischer Resonatoren, Jan 2010.
- [59] Thomas Legero, Thomas Kessler, and Uwe Sterr.
Tuning the thermal expansion properties of optical reference cavities with fused silica mirrors.
J. Opt. Soc. Am. B, 27(5):914–919, May 2010.
DOI: 10.1364/JOSAB.27.000914.
- [60] Kenji Numata, Amy Kemery, and Jordan Camp.
Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities.
Phys. Rev. Lett., 93:250602, Dec 2004.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.250602.

- [61] S. Rowan, J. Hough, and D.R.M. Crooks.
Thermal noise and material issues for gravitational wave detectors.
Physics Letters A, 347(1-3):25 – 32, 2005.
DOI: 10.1016/j.physleta.2005.06.055.
- [62] A. Di Virgilio, S. Bigotta, L. Barsotti, S. Braccini, C. Bradaschia, G. Cella, V. Dattilo, M. Del Prete, I. Ferrante, F. Fidecaro, I. Fiori, F. Frasconi, A. Gennai, A. Giazotto, P. La Penna, G. Losurdo, E. Majorana, M. Mantovani, F. Paoletti, R. Passaquieti, D. Passuello, F. Piergiovanni, A. Porzio, P. Puppo, F. Raffaelli, P. Rapagnani, F. Ricci, S. Solimeno, G. Vajente, and F. Vetrano.
Experimental upper limit on the estimated thermal noise at low frequencies in a gravitational wave detector.
Phys. Rev. D, 76:122004, Dec 2007.
DOI: 10.1103/PhysRevD.76.122004.
- [63] Kazuhiro Yamamoto.
Study of the thermal noise caused by inhomogeneously distributed loss.
PhD thesis, Univ. Tokyo, Dec 2000.
- [64] Yu. Levin.
Internal thermal noise in the LIGO test masses: A direct approach.
Phys. Rev. D, 57:659–663, Jan 1998.
DOI: 10.1103/PhysRevD.57.659.
- [65] Andrey B. Matsko, Anatoliy A. Savchenkov, Nan Yu, and Lute Maleki.
Whispering-gallery-mode resonators as frequency references. I. Fundamental limitations.
J. Opt. Soc. Am. B, 24(6):1324–1335, Jun 2007.
DOI: 10.1364/JOSAB.24.001324.
- [66] Anatoliy A. Savchenkov, Andrey B. Matsko, Vladimir S. Ilchenko, Nan Yu, and Lute Maleki.
Whispering-gallery-mode resonators as frequency references. II. Stabilization.
J. Opt. Soc. Am. B, 24(12):2988–2997, Dec 2007.
DOI: 10.1364/JOSAB.24.002988.
- [67] J. Alnis, A. Schliesser, C. Y. Wang, J. Hofer, T. J. Kippenberg, and T. W. Hänsch.
Thermal-noise-limited crystalline whispering-gallery-mode resonator for laser stabilization.
Phys. Rev. A, 84:011804, Jul 2011.
DOI: 10.1103/PhysRevA.84.011804.
- [68] T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams.
Microresonator-based optical frequency combs.
Science, 332(6029):555–559, 2011.

- DOI: 10.1126/science.1193968.
- [69] H. J. Kimble, Benjamin L. Lev, and Jun Ye.
Optical interferometers with reduced sensitivity to thermal noise.
Phys. Rev. Lett., 101:260602, Dec 2008.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.260602.
- [70] T. Kessler, T. Legero, and U. Sterr.
Thermal noise in optical cavities revisited.
ArXiv e-prints, Nov 2011.
- [71] Benoît Mours, Edwige Tournefier, and Jean-Yves Vinet.
Thermal noise reduction in interferometric gravitational wave antennas:
using high order TEM modes.
Classical and Quantum Gravity, 23(20):5777, 2006.
- [72] C.T. Taylor, M. Notcutt, Eng Kiong Wong, A.G. Mann, and D.G. Blair.
Measurement of the thermal expansion coefficient of an all-sapphire optical
cavity.
Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, 46(2):183–185,
apr 1997.
DOI: 10.1109/19.571807.
- [73] Stefan Seel, Rafael Storz, Giuseppe Ruoso, Jürgen Mlynek, and Stephan
Schiller.
Cryogenic optical resonators: A new tool for laser frequency stabilization at
the 1 Hz level.
Phys. Rev. Lett., 78:4741–4744, Jun 1997.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.78.4741.
- [74] J.-P. Richard and J. J. Hamilton.
Cryogenic monocrystalline silicon Fabry–Perot cavity for the stabilization of
laser frequency.
Review of Scientific Instruments, 62(10):2375–2378, 1991.
DOI: 10.1063/1.1142249.
- [75] Frank Brückner, Daniel Friedrich, Tina Clausnitzer, Michael Britzger, Oliver
Burmeister, Karsten Danzmann, Ernst-Bernhard Kley, Andreas Tünner-
mann, and Roman Schnabel.
Realization of a monolithic high-reflectivity cavity mirror from a single silicon
crystal.
Phys. Rev. Lett., 104:163903, Apr 2010.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.163903.
- [76] Michael J. Thorpe, Lars Rippe, Tara M. Fortier, Matthew S. Kirchner, and
Till Rosenband.
Frequency stabilization to 6×10^{-16} via spectral-hole burning.
Nat Photon, Sep 2011.

- DOI: 10.1038/nphoton.2011.215.
- [77] Peter R. Saulson.
Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors.
World Scientific, 1994.
- [78] J. Helmcke, J. J. Snyder, A. Morinaga, F. Mensing, and M. Gläser.
New ultra-high resolution dye laser spectrometer utilizing a non-tunable reference resonator.
Applied Physics B: Lasers and Optics, 43:85–91, 1987.
- [79] B. B. Jensen, He Ming, P. G. Westergaard, K. Gunnarsson, M. H. Madsen, A. Bruschi, J. Hald, and J. W. Thomsen.
Experimental determination of the $^{24}\text{Mg I } (3s3p)^3P_2$ lifetime.
Phys. Rev. Lett., 107:113001, Sep 2011.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.113001.
- [80] Jan Friebe, André Pape, Matthias Riedmann, Karsten Moldenhauer, Tanja Mehlstäubler, Nils Rehbein, Christian Lisdat, Ernst M. Rasel, Wolfgang Ertmer, Harald Schnatz, Burghard Lipphardt, and Gesine Grosche.
Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$.
Phys. Rev. A, 78:033830, Sep 2008.
DOI: 10.1103/PhysRevA.78.033830.
- [81] Matthias Riedmann.
Optisches Speichern von Magnesium.
PhD thesis, Univ. Hannover, Jul 2010.
- [82] Klaus Zipfel.
Realisierung eines Überhöhungsresonators für die optische Speicherung von Magnesium.
Master’s thesis, Univ. Hannover, Oct 2011.
- [83] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, C. W. Oates, C. W. Hoyt, Z. W. Barber, and L. Hollberg.
Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks.
Phys. Rev. Lett., 96:083001, Mar 2006.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.083001.
- [84] Sina Malobabic.
Phasenstabiler Transfer hochstabiler optischer Frequenzen.
Master’s thesis, Univ. Hannover, Aug 2010.
- [85] S. Falke, M. Misera, U. Sterr, and C. Lisdat.
Delivering pulsed and phase stable light to atoms of an optical clock.
arXiv:1108.3729v1, Aug 2011.

-
- [86] C. Audoin, G. Santarelli, A. Makdissi, and A. Clairon.
Properties of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator.
Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on,
45(4):877–886, jul 1998.
DOI: 10.1109/58.710546.
- [87] G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G.J. Dick, and A. Clairon.
Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator.
Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on,
45(4):887–894, jul 1998.
DOI: 10.1109/58.710548.
- [88] C.A. Greenhall.
A derivation of the long-term degradation of a pulsed atomic frequency standard from a control-loop model.
Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on,
45(4):895–898, jul 1998.
DOI: 10.1109/58.710550.
- [89] Audrey Quessada, Richard P Kovacich, I. Courtillot, André Clairon, Giorgio Santarelli, and Pierre Lemonde.
The Dick effect for an optical frequency standard.
Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 5(2):S150, 2003.
- [90] P. Westergaard, J. Lodewyck, and P. Lemonde.
Minimizing the Dick effect in an optical lattice clock.
Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on,
57(3):623–628, march 2010.
DOI: 10.1109/TUFFC.2010.1457.
- [91] J. Lodewyck, Philip G Westergaard, Arnaud Lecallier, Luca Lorini, and Pierre Lemonde.
Frequency stability of optical lattice clocks.
New Journal of Physics, 13(5):059501, 2011.
- [92] Masao Takamoto, Tetsushi Takano, and Hidetoshi Katori.
Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit.
Nat Photon, 5:288–292, 2011.
- [93] A. Joyet, G. Milet, G. Dudley, and P. Thomann.
Theoretical study of the Dick effect in a continuously operated ramsey resonator.
Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, 50(1):150–156, feb 2001.
DOI: 10.1109/19.903893.

- [94] Jörn Stenger, Harald Schnatz, Christian Tamm, and Harald R. Telle.
Ultraprecise measurement of optical frequency ratios.
Phys. Rev. Lett., 88:073601, Feb 2002.
DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.073601.
- [95] Long-Sheng Ma, Zhiyi Bi, Albrecht Bartels, Lennart Robertsson, Massimo Zucco, Robert S. Windeler, Guido Wilpers, Chris Oates, Leo Hollberg, and Scott A. Diddams.
Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10^{-19} level.
Science, 303(5665):1843–1845, 2004.
DOI: 10.1126/science.1095092.
- [96] Michael J. Martin, Seth M. Foreman, T. R. Schibli, and Jun Ye.
Testing ultrafast mode-locking at microhertz relative optical linewidth.
Opt. Express, 17(2):558–568, Jan 2009.
DOI: 10.1364/OE.17.000558.
- [97] David R. Leibbrandt, Michael J. Thorpe, Mark Notcutt, Robert E. Drullinger, Till Rosenband, and James C. Bergquist.
Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments.
Opt. Express, 19(4):3471–3482, Feb 2011.
DOI: 10.1364/OE.19.003471.
- [98] David R. Leibbrandt, Michael J. Thorpe, James C. Bergquist, and Till Rosenband.
Field-test of a robust, portable, frequency-stable laser.
Opt. Express, 19(11):10278–10286, May 2011.
DOI: 10.1364/OE.19.010278.
- [99] Stephen Webster and Patrick Gill.
Force-insensitive optical cavity.
Opt. Lett., 36(18):3572–3574, Sep 2011.
DOI: 10.1364/OL.36.003572.
- [100] S. Vogt, C. Lisdat, T. Legero, U. Sterr, I. Ernsting, A. Nevsky, and S. Schiller.
Demonstration of a transportable 1 Hz-linewidth laser.
Applied Physics B: Lasers and Optics, 104:741–745, 2011.
- [101] O. Terra, G. Grosche, and H. Schnatz.
Brillouin amplification in phase coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber.
Opt. Express, 18(15):16102–16111, Jul 2010.
DOI: 10.1364/OE.18.016102.
- [102] G. Grosche, O. Terra, K. Predehl, R. Holzwarth, B. Lipphardt, F. Vogt, U. Sterr, and H. Schnatz.

- Optical frequency transfer via 146 km fiber link with 10^{-19} relative accuracy.
Opt. Lett., 34(15):2270–2272, Aug 2009.
DOI: 10.1364/OL.34.002270.
- [103] P. A. Williams, W. C. Swann, and N. R. Newbury.
High-stability transfer of an optical frequency over long fiber-optic links.
J. Opt. Soc. Am. B, 25(8):1284–1293, Aug 2008.
DOI: 10.1364/JOSAB.25.001284.
- [104] Benjamin S. Sheard, Malcolm B. Gray, and David E. McClelland.
High-bandwidth laser frequency stabilization to a fiber-optic delay line.
Appl. Opt., 45(33):8491–8499, Nov 2006.
DOI: 10.1364/AO.45.008491.
- [105] Michael Tröbs.
Laser development and stabilization for the spaceborne interferometric gravitational wave detector.
PhD thesis, Univ. Hannover, Feb 2005.
- [106] S. Goßler, A. Bertolini, M. Born, Y. Chen, K. Dahl, D. Gering, C. Gräf, G. Heinzl, S. Hild, F. Kawazoe, O. Kranz, G. Kühn, H. Lück, K. Mossavi, R. Schnabel, K. Somiya, K.A. Strain, J.R. Taylor, A. Wanner, T. Westphal, B. Willke, and K. Danzmann.
The AEI 10 m prototype interferometer.
Classical and Quantum Gravity, 27(8):084023, 2010.
- [107] H. Stoehr, F. Mensing, J. Helmcke, and U. Sterr.
Diode laser with 1 Hz linewidth.
Opt. Lett., 31(6):736–738, Mar 2006.
DOI: 10.1364/OL.31.000736.
- [108] B. Lipphardt, G. Grosche, U. Sterr, C. Tamm, S. Weyers, and H. Schnatz.
The stability of an optical clock laser transferred to the interrogation oscillator for a Cs fountain.
Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on, 58(4):1258–1262, Apr 2009.
DOI: 10.1109/TIM.2008.2007051.
- [109] G. Grosche, B. Lipphardt, and H. Schnatz.
Optical frequency synthesis and measurement using fibre-based femtosecond lasers.
Eur. Phys. J. D, 48(1):27–33, 2008.
DOI: 10.1140/epjd/e2008-00065-7.
- [110] S.T. Dawkins, J.J. McFerran, and A.N. Luiten.
Considerations on the measurement of the stability of oscillators with frequency counters.

- Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Transactions on*,
54(5):918–925, may 2007.
DOI: 10.1109/TUFFC.2007.337.
- [111] Garrett D. Cole, Simon Groblacher, Katharina Gugler, Sylvain Gigan, and
Markus Aspelmeyer.
Monocrystalline $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures for high-reflectivity high-Q
micromechanical resonators in the megahertz regime.
Applied Physics Letters, 92(26):261108, 2008.
DOI: 10.1063/1.2952512.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Prinzip einer optischen Uhr	8
3.1	Design der Resonatoren	22
3.2	Lagerung der Resonatoren in der Vakuumkammer	24
3.3	Experimenteller Aufbau der Vakuumkammer	25
3.4	Spektrale Vibrationsrauschleistungsdichte der AVI	26
3.5	Schematischer Aufbau der Laseranbindung an die Resonatoren	28
3.6	In Transmission gemessene Resonanz von R2	31
3.7	PDH-Fehlersignal von R2	32
3.8	Bestimmung der Abklingzeit von R1	33
3.9	Korrelation von RAM- und PDH-Signal	37
3.10	Frequenzstabilität der RAM-Stabilisierung	38
3.11	Polarisationsabhängigkeit der Resonanzfrequenz von R2	39
3.12	Instabilität bei Stabilisierung auf benachbarte Moden von R2	40
3.13	Schwebungssignal bei Stabilisierung auf benachbarte Moden von R2	41
3.14	Spektrale Frequenzrauschleistungsdichte bei Stabilisierung auf benachbarte Moden von R2	42
3.15	Übersichtsskizze für FEM-Simulation	44
3.16	Falschfarbendarstellung der beschleunigungsinduzierten Deformation	45
3.17	FEM-Simulationsergebnisse für die Abstandsänderung der Spiegel	46
3.18	FEM-Simulationsergebnisse für die Verkipfung der Spiegel	47
3.19	Experimentelle Bestimmung der vertikalen Beschleunigungssensitivität $ \kappa_z $	49
3.20	Vibrationsinduziertes Frequenzrauschen von R2	52
3.21	Gemessene Inklination der AVI	53
3.22	Verkipfungsinduzierte Frequenzinstabilität	54
3.23	Thermischer Ausdehnungskoeffizient von R1	55
3.24	Experimentell gemessene Drift der Resonanzfrequenz von R1	56
3.25	Thermischer Ausdehnungskoeffizient von R2	57
3.26	Experimentell gemessener Temperaturverlauf der Vakuumkammer von R2	58

3.27	Leistungsinduzierte Frequenzverschiebung von R1	60
3.28	Leistungsinduzierte Frequenzverschiebung von R2	61
3.29	Frequenzabhängigkeit der leistungsinduzierten Resonanzfrequenzverschiebung	62
3.30	Einfluss der Leistungsschwankungen auf die Frequenzstabilität	63
3.31	Spektrum des Schwebungssignals R2-R3	70
3.32	Spektrum des Schwebungssignals R1-R2	71
3.33	Spektrale Leistungsdichte des Frequenzrauschens R2-R3	72
3.34	Frequenzstabilität der Schwebung R1-R2	73
3.35	Frequenzstabilität der Schwebung R2-R3	74
3.36	Vergleich der neuen Resonatoren mit vorherigem System	75
3.37	Vergleich mit anderen Arbeitsgruppen	76
4.1	Auszug aus dem Termschema von ^{24}Mg	80
4.2	Kennlinie des Trapezverstärkers	82
4.3	Kennlinie der SHG	83
4.4	Spektrum des frequenzverdoppelten Lichtes	84
4.5	Schwebungssignal bei 457 nm	85
4.6	Instabilität des frequenzverdoppelten Lichtes	86
4.7	Sensitivitätsfunktionen von Rabi-Puls und Ramsey-Sequenz	87
4.8	Fourier-Koeffizienten der Sensitivitätsfunktionen	88
4.9	Spektrale Frequenzrauschleistungsdichte bei 457 nm	89
4.10	Frequenzbeiträge Dick-Effekt	91
5.1	Schematische Darstellung Frequenzkammspektrum	95
5.2	Schematisches Spektrum des Frequenzkammes am Experiment	98
5.3	Kennlinie des Nd:YAG-NPROs	99
5.4	Schema der Transferstabilisierung	100
5.5	Schematischer Aufbau der RF-Signalkette	101
5.6	Transferschwebungssignal im stabilisierten und unstabilisierten Fall	102
5.7	Instabilität des Transferschwebungssignals	103
5.8	Transferschwebung bei aktiver Phasenstabilisierung	104
5.9	Prinzip der optischen Weglängenstabilisierung	106
5.10	Schematischer Aufbau der Faserverbindung IQ-AEI	113
5.11	Instabilität des Faserinterferometers	115
5.12	Spektrum des über die Faserstrecke IQ-AEI-IQ übertragenen optischen Signals	116
5.13	Spektrale Phasenrauschleistungsdichte der stabilisierten Faserverbindung IQ-AEI-IQ	117
5.14	Spektrum des übertragenen Signals bei aktiver Stabilisierung der Faserstrecke IQ-AEI-IQ	118
5.15	Transferstabilität der Faserverbindung IQ-AEI-IQ	119
5.16	Charakterisierung von M1	120

6.1	Schematischer Aufbau der Faserverbindung IQ-PTB	124
6.2	Laser-Charakterisierung über 73 km Faserverbindung	125
6.3	Hochauflösender Vergleich IQ-PTB	127
6.4	Transferschwebungssignal IQ-PTB	128
A.1	Spektrale Rauschleistungsdichte der Beschleunigung in x -Richtung.	137
A.2	Spektrale Rauschleistungsdichte der Beschleunigung in y -Richtung.	138
A.3	Spektrale Rauschleistungsdichte der Beschleunigung in z -Richtung.	138

TABELLENVERZEICHNIS

3.1	Kenndaten der Resonatoren	23
3.2	Zusammenfassung der Finesse- und Linienbreitenbestimmung	34
3.3	Zusammenfassung der Beschleunigungssensitivitäten von R2 und R3	51
3.4	Thermisches Rauschen der Resonatoren	67
4.1	Berechnete Instabilitäten infolge des Dick-Effektes	90

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mich während der Zeit meiner Promotion begleitet und wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich mich ganz herzlich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Ernst Maria Rasel für die abwechslungsreiche und interessante Aufgabenstellung meiner Arbeit bedanken. Durch das stete Vertrauen, das er mir entgegengebracht hat und die vielen Möglichkeiten zur Umsetzung eigener Ideen, habe ich es sehr genossen in seiner Arbeitsgruppe zu promovieren und die Freude an der selbstständigen wissenschaftlichen Arbeit entdeckt. Auch möchte ich ihm für die zahlreichen Diskussionen danken, die mir sehr oft ein tieferes Verständnis und eine neue Sichtweise auf physikalische Probleme ermöglicht haben. Besonders dankbar bin ich ebenfalls für die Vielzahl an Kooperationen, die durch sein starkes Engagement entstanden sind und zu einer Vielzahl attraktiver Forschungsprojekte mit sehr fruchtbarer Zusammenarbeit geführt haben. Nicht zuletzt danke ich ihm auch für die Übernahme des Referats.

Prof. Dr. Wolfgang Ertmer danke ich sehr herzlich dafür, dass ich an seinem Institut promovieren durfte. Speziell durch seinen starken Einsatz für und in QUEST wurde eine Infrastruktur geschaffen, die eine wertvolle wissenschaftliche Zusammenarbeit zwischen den verschiedensten Instituten stimuliert hat und durch die zur Verfügung stehenden Mittel eine exzellente Forschung ermöglicht. Ich habe es stets sehr geschätzt, unter diesen wertvollen Rahmenbedingungen promovieren zu dürfen. Mein besonderer Dank gilt ihm auch für die freundliche Übernahme des Korreferats.

Prof. Dr. Manfred Lein möchte ich ganz herzlich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes danken.

An dieser Stelle möchte ich mich ganz besonders bei allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern des Magnesium-Experimentes für die tolle Zusammenarbeit über die vielen Jahre bedanken. Als das umfangreichste und komplexeste Experiment am Institut kann dieses nur mit einem sehr guten Team funktionieren. Ich habe es stets genossen, ein Teil dieses wunderbaren Teams zu sein und bedanke mich bei allen für die schöne Zeit und für die exzellente Zusammenarbeit. Die Tatsache, dass man sich immer auf den anderen verlassen und sich dessen Unter-

stützung sicher sein konnte, habe ich stets zu schätzen gewusst. Mein Dank gilt dabei zunächst den ehemaligen Mitarbeitern Jan Friebe, Matthias Riedmann und Karsten Moldenhauer für die wunderbare Aufnahme und Einführung in das Experiment. Ganz besonders danke ich natürlich dem aktuellen Team, dass mich durch den Großteil meiner Promotion begleitet hat: André Kulosa, Temmo Wübbena, Hrishikesh Kelkar, Steffen Rühmann, Klaus Zipfel und Dominika Fim. Jedem von ihnen bin ich zudem sehr dankbar für das gewissenhafte Korrekturlesen meiner Dissertation. Ganz besonders möchte ich mich noch einmal bei Steffen Rühmann bedanken, der mich stets bei zahlreichen Arbeiten und Messungen im Labor unterstützt hat. Auch für das sehr aufwendige Durchführen der FEM-Simulationen möchte ich ihm ganz herzlich danken!

Das tolle Zusammengehörigkeitsgefühl und die große Hilfsbereitschaft jedes einzelnen am Institut habe ich immer sehr bewundert und zu schätzen gewusst. Deshalb möchte ich mich hier noch einmal bei allen Doktoranden, Diplomanden, Master-, Bachelorstudenten und HiWis für die großartige Zusammenarbeit bedanken. Die Selbstverständlichkeit, mit der man jederzeit mit seinen Fragen zu jedem einzelnen kommen konnte und dabei stets auf große Hilfsbereitschaft stieß, ist etwas, was die Arbeit in diesem Institut zu etwas ganz besonderem macht. Auch für das Ausleihen vielfältiger Geräte möchte ich allen sehr danken.

Mein besonderer Dank gilt auch den Mitarbeitern der PTB, speziell Gesine Grosche, Harald Schnatz, Osama Terra, Thomas Legero und Burghard Lipphardt. Ganz besonders von Harald Schnatz und Gesine Grosche habe ich in der Anfangsphase meiner Arbeit sehr viel gelernt und möchte ihnen ganz herzlich für die gute Zusammenarbeit danken. Gesine Grosche danke ich auch noch einmal für das unermüdliche Korrekturlesen der gemeinsamen Publikation.

Darüberhinaus danke ich Michael Tröbs vom AEI für die tolle Zusammenarbeit am anderen Ende der Faserverbindung und für die viele Zeit, die er sich genommen hat, uns bei den Messungen in vielfältiger Weise zu unterstützen.

Den Sekretärinnen Frau Faber, Frau Hünitzsch, Frau Pfennig, Frau Ohlendorf, Frau Thiele-Bode und Frau Göldner-Pauer sowie Herrn Scholz danke ich für die stets zuverlässige Erledigung von administrativen Aufgaben. Erst dieses großartige Team im Hintergrund ermöglicht es, sich nahezu vollständig auf die wissenschaftliche Arbeit zu konzentrieren.

Stellvertretend für das gesamte Team der Feinmechanik-Werkstatt danke ich Herrn Witzlau, Herrn Scholz und Herrn Dohm für die zuverlässige und tadellose Anfertigung unzähliger Mechanik-Komponenten. Ganz besonders für die schnelle Erledigung vieler kleiner Sonderanfertigungen nebenbei bin ich ihnen sehr dankbar.

Ich danke meinen Eltern für die großartige Unterstützung während der Zeit meiner Promotion. Auch möchte ich mich bei meinen Freundinnen und Freunden für die aufbauenden Worte, gerade zum Schluss meiner Arbeit, und das Gefühl, dass sie immer hinter mir gestanden haben, bedanken.

Publikationsliste

- *Remote frequency measurement of the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ transition in laser cooled ^{24}Mg*
Jan Friebe, Matthias Riedmann, Temmo Wübbena, Andre Pape, Hrishikesh Kelkar, Wolfgang Ertmer, Osama Terra, Uwe Sterr, Stefan Weyers, Gesine Grosche, Harald Schnatz, and Ernst M. Rasel
arXiv:1107.3051v1 (2011) (accepted for publication in New Journal of Physics)
- *Long-distance remote comparison of ultrastable optical frequencies with 10^{-15} instability in fractions of a second*
Andre Pape, Osama Terra, Jan Friebe, Matthias Riedmann, Temmo Wübbena, Ernst M. Rasel, Katharina Predehl, Thomas Legero, Burghard Lipphardt, Harald Schnatz, and Gesine Grosche
Optics Express, **18**, 21477 (2010)
- *Phase-coherent frequency comparison of optical clocks using a telecommunication fiber link*
Harald Schnatz, Osama Terra, Katharina Predehl, Thorsten Feldmann, Thomas Legero, Burghard Lipphardt, Uwe Sterr, Gesine Grosche, Theodor W. Hänsch, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, Zehuang H. Lu, Li J. Wang, Wolfgang Ertmer, Jan Friebe, Andre Pape, Ernst M. Rasel, Matthias Riedmann, Temmo Wübbena
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, **57**, 175 (2010)
- *Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$*
Jan Friebe, Andre Pape, Matthias Riedmann, Karsten Moldenhauer, Tanja Mehlstäubler, Nils Rehbein, Christian Lisdat, Ernst M. Rasel, Wolfgang Ertmer, Harald Schnatz, Burghard Lipphardt, and Gesine Grosche
Physical Review A, **78**, 033830 (2008)
- *Erzeugung und Charakterisierung hochstabiler optischer Frequenzen*
Andre Pape
Diplomarbeit, Leibniz Universität Hannover (2007)

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Andre Pape
Familienstand Ledig
Geburtsdatum 27. Januar 1982 in Minden, Deutschland

Promotionsstudium

seit 12/2007 *Doktorarbeit am Institut für Quantenoptik*
in der Arbeitsgruppe von
Prof. Dr. Ernst Maria Rasel
Leibniz Universität Hannover

Studium

12/2007 *Diplom in Physik*
an der Leibniz Universität Hannover

10/2006 - 10/2007 *Diplomarbeit*
Titel: „Erzeugung und Charakterisierung
hochstabiler optischer Frequenzen“
an der Leibniz Universität Hannover

10/2004 *Vordiplom in Physik*
an der Leibniz Universität Hannover

10/2002 - 12/2007 *Studium der Physik*
an der Leibniz Universität Hannover

Wehrdienst

11/2001 - 07/2002 FmRgt 320 in Frankenberg (Eder)
und Rotenburg (Wümme)

Schulabschluss

06/2001 *Abitur*
am Herder-Gymnasium Minden