

Eine transportable optische Gitteruhr basierend auf Strontium

Von der QUEST-Leibniz-Forschungsschule der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Phys. Stefan Vogt
geboren am 9.12.1981, in Rendsburg

2015

Referent PD Dr. Christian Lisdat
Physikalisch-Technische Bundesanstalt

Koreferent Prof. Dr. Ernst M. Rasel
Leibniz Universität Hannover

Tag der Promotion 21.09.2015

Zusammenfassung

Optische Uhren übertreffen die etablierten Mikrowellenuhren heute in Genauigkeit und Stabilität. Der Grund dafür ist die verglichen mit Mikrowellenuhren um etwa vier Größenordnungen höhere Übergangsfrequenz des atomaren Übergangs. Die besten Caesium-Fontainenuhren, die zur Realisierung der Definition der SI-Sekunde benutzt werden, erreichen heute eine Genauigkeit von wenigen Teilen in 10^{-16} nach einer Mittelungszeit von einigen Tagen. Es wurde gezeigt, dass optische Uhren und besonders Gitteruhren Unsicherheiten von wenigen Teilen in 10^{-18} nach Mittelungszeiten von einigen Stunden erreichen [Cho10a, Ush15, Nic15]. Hochgenaue Uhren können benutzt werden, um fundamentale Physik mit bisher unerreichter Genauigkeit zu überprüfen. Beispiele sind die Suche nach Variationen von Fundamentalkonstanten [For07, Fer12, Hun14] oder der Suche nach Abweichungen von der Allgemeinen Relativitätstheorie [Ves80, STE14].

Eine Anwendung von optischen Uhren ist die chronometrische Nivellierung [Ver83, Bje85], d.h. die direkte Vermessung des Gravitationspotentials der Erde durch die Gravitations-Rotverschiebung. Heutige optische Uhren sind Laboraufbauten, die ganze Räume füllen und sich nicht kurzer Zeit an einem neuen Ort wieder in Betrieb nehmen lassen. Für Anwendungen ist es aber interessant, Uhren transportabel zu machen. Dies gilt umso stärker, da Techniken zum Fernvergleich von optischen Frequenzen auf hohem Niveau [Pre12] bisher nicht ausreichend verfügbar sind. Transportable Uhren können daher neue Messungen ermöglichen, wie chronometrische Nivellierung oder Frequenzvergleiche zwischen entfernten optischen Uhren.

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau einer transportablen Gitteruhr, die auf dem 1S_0 - 3P_0 Übergang im fermionischen Strontium-Isotop ^{87}Sr basiert. Es wird ein kompaktes System bestehend aus Vakuumkammer, Laseraufbauten und Elektronik beschrieben, das in einem Container der Größe $3\text{ m} \times 2,5\text{ m} \times 2,3\text{ m}$ Platz finden soll. Eine Besonderheit des Aufbaus zur Laserkühlung ist der Zeeman-Abbremsler mit Permanentmagneten, der in dieser Arbeit nach einem neuen Konzept entwickelt wurde. Laserkühlung eines ^{87}Sr -Ensembles mit einer Temperatur von $8,5\text{ }\mu\text{K}$ in ein optisches Gitter wurde erreicht. Am spinpolarisierten Ensemble wurde der Uhrenübergang mit einer Anregungswahrscheinlichkeit von 80 % spektroskopiert. Der Uhrenlaser wurde auf die atomare Resonanz stabilisiert und die eine Stabilität von $2,2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ durch Vergleich mit einer zweiten Strontiumuhr [Fal14] nachgewiesen. Die Unsicherheit der transportablen Uhr wurde auf 1×10^{-15} abgeschätzt. Die Genauigkeit war durch Frequenzfluktuationen des Gitterlasers limitiert, die sich in Zukunft leicht unterdrücken lassen. Die Unsicherheit in der Schwarzkörpersverschiebung durch die Temperaturinhomogenität des Vakuumaufbaus, die für viele Strontium-Uhren limitierend ist, beträgt 7×10^{-18} . Das System besitzt daher das Potential, eine Unsicherheit auf dem Niveau der derzeit besten Labor-Uhren zu erreichen.

Stichworte: optische Uhren, Frequenzstandards, Gitteruhren, transportable Uhren, Strontium, Laserkühlung, Zeeman-Abbremsler aus Permanentmagneten

Abstract

Optical clocks have surpassed microwave clocks in both accuracy and stability. This is due to their higher transition frequency, which is about four orders of magnitude larger than for microwave clocks. The best cesium clocks that are used to define the SI-Second reach an accuracy of a few parts in 10^{-16} after averaging times of a few days. Optical clocks have been shown to reach the low 10^{-18} level after averaging of only a few hours. Highly accurate clocks can be used to test fundamental physics beyond the current limits. Examples are the search for variations in fundamental constants [For07, Fer12, Hun14] or the search for deviations from general relativity [Ves80, STE14]. An application of optical clocks is chronometric leveling [Ver83, Bje85], i.e. the measurement of the geopotential by clock comparisons.

Today's optical clocks are room filling laboratory experiments and cannot be operated soon after transporting them to another place. For applications it would be highly beneficial to have transportable optical clocks. Especially because techniques for remote frequency comparisons on a high level [Pre12] are not widely available. Transportable clocks could thus enable new measurements like chronometric leveling or comparisons between distant optical clocks.

This work describes a transportable optical lattice clock setup working with the $^1S_0-^3P_0$ transition in the fermionic strontium isotope ^{87}Sr . The system consists of a physics package, laser systems and electronics and is designed to fit into a container with dimensions $3\text{ m} \times 2,5\text{ m} \times 2,3\text{ m}$. For laser cooling of the atoms a Zeeman slower based on permanent magnets was designed. Laser cooling of ^{87}Sr atoms into an optical lattice has been achieved with a temperature of $8.5\ \mu\text{K}$. The clock transition was interrogated in a spin-polarized ensemble and an excitation probability of 80 % was observed. The clock laser was stabilized to the atomic transition and a stability of $2,2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ was measured by comparison to another strontium clock [Fal14]. The uncertainty of the transportable clock was evaluated to be 1×10^{-15} . This was limited by frequency fluctuations of the lattice laser which can be suppressed by a stabilization loop in the future. The uncertainty due to the frequency shift caused by black-body radiation at room temperature is limiting for most strontium clocks. In this setup great care was taken to get a good knowledge of the mean temperature of the vacuum system, so that this uncertainty contribution is only 7×10^{-18} . The system therefore has the potential to reach the accuracy level of today's best laboratory clocks.

Keywords: optical clocks, frequency standards, lattice clocks, transportable clocks, strontium, laser cooling, permanent magnet Zeeman slower

Publikationen

Stefan Vogt, Christian Lisdat, Thomas Legero, Uwe Sterr, Ingo Ernsting, Alexander Nevsky and Stephan Schiller.

Demonstration of a Transportable 1 Hz-Linewidth Laser.

Applied Physics B **104**, 741 (2011).

Nicola Poli, Marco Schioppo, Stefan Vogt, Stephan Falke, Uwe Sterr, Christian Lisdat and Guglielmo M. Tino.

A transportable strontium optical lattice clock.

Applied Physics B **online** (2014).

Stephan Falke, Nathan Lemke, Christian Grebing, Burghard Lipphardt, Stefan Weyers, Vladislav Gerginov, Nils Huntemann, Christian Hagemann, Ali Al-Masoudi, Sebastian Häfner, Stefan Vogt, Uwe Sterr and Christian Lisdat.

A strontium lattice clock with 3×10^{-17} inaccuracy and its frequency.

New Journal of Physics **16**, 073023 (2014).

Stephan Falke, Harald Schnatz, J. S. R. Vellore Winfred, Thomas Middelmann, Stefan Vogt, Stefan Weyers, Burghard Lipphardt, Gesine Grosche, Fritz Riehle, Uwe Sterr and Christian Lisdat.

The ^{87}Sr optical frequency standard at PTB.

Metrologia **48**, 399 (2011).

Sebastian Häfner, Stephan Falke, Christian Grebing, Stefan Vogt, Thomas Legero, Mikko Merimaa, Christian Lisdat and Uwe Sterr.

8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity.

Optics Letters **40**, 2112 (2015).

Kai Bongs, Yeshpal Singh, Lyndsie Smith, Wei He, Ole Kock, Dariusz Świerad, Joshua Hughes, Stephan Schiller, Soroosh Alighanbari, Stefano Origlia, Stefan Vogt, Uwe Sterr, Christian Lisdat, Rodolphe Le Targat, Jérôme Lodewyck, David Holleville, Bertrand Vennon, Sébastien Bize, Geoffrey P. Barwood, Patrick Gill, Ian R. Hill, Yuri B. Ovchinnikov, Nicola Poli, Guglielmo M. Tino, Jürgen Stuhler and Wilhelm Kaenders.

Development of a strontium optical lattice clock for the SOC mission on the ISS.

Comptes Rendus Physique (2015).

Abkürzungsverzeichnis

ACES	Atomic Clock Ensemble in Space
AOM	akusto-optischer Modulator
ASE	amplified spontaneous emission
BIPM	Bureau international des poids et mesures
DDS	direct digital synthesizer
ECDL	extended cavity diode laser
EOM	elektro-optischer Modulator
ESA	European Space Agency
FPGA	field-programmable gate array
GNSS	global navigation satellite system
GPS	global positioning system
INRIM	Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica
ISS	International Space Station
ITO	indium tin oxide
ITOC	International Timescales with Optical Clocks
LMA	large mode area
LSM	Laboratoire Souterrain de Modane
MOT	magneto-optische Falle
NdFeB	Neodym-Eisen-Bor
NIST	National Institute for Standards and Technology
PDH	Pound-Drever-Hall
Pt100	100 Ohm Platin-Widerstandsthermometer
RBW	resolution bandwidth
SOC	Space-Optical Clocks
SOC2	Space-Optical Clocks 2
TA	tapered amplifier
TAI	Temps atomique international
TTL	transistor-transistor logic
TWSTFT	Two-Way Satellite Time and Frequency Transfer
UHV	Ultrahochvakuum
ULE	Ultra low expansion glass
UNIFI	Università degli Studi di Firenze



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Optische Uhren	13
2.1	Genauigkeit und Frequenzvergleiche	14
2.2	Stabilität	16
2.2.1	Allan-Standardabweichung	17
2.2.2	Stabilität von Uhren	19
2.3	Optische Resonatoren	20
2.4	Fernvergleiche optischer Uhren	23
2.4.1	Frequenzvergleiche über Satelliten	24
2.4.2	Glasfasern zur Frequenzübertragung	25
2.5	Chronometrische Nivellierung	26
2.5.1	Gravitations-Rotverschiebung	26
2.5.2	Uhren für die Geodäsie	28
2.6	Zielsetzung dieses Experiments	30
3	Experimenteller Aufbau	33
3.1	Kompakte und zuverlässige Lasersysteme	33
3.2	Vakuumsystem	42
3.3	Quadrupolspulen mit effizienter Wasserkühlung	48
3.4	Zeeman-Abbremsler aus Permanentmagneten	54
3.4.1	Vorgabefeld	55

3.4.2	Magnetfeldberechnung	58
3.5	Experimentsteuerung	67
3.6	Uhrenlasertransporte	71
3.6.1	Transport nach Düsseldorf	71
3.6.2	Transport nach Florenz	77
4	Präparation und Abfrage des Strontium-Ensembles	83
4.1	Eigenschaften von Strontium	83
4.1.1	Isotope und Uhrenübergang	85
4.1.2	Zweistufiges Kühlverfahren	86
4.2	Quelle kalter Atome	89
4.2.1	Doppler-Spektroskopie	90
4.2.2	Ladekurven	93
4.3	Laserkühlung in der magneto-optischen Falle	94
4.4	Optisches Gitter	97
4.4.1	Polarisierbarkeit und magische Wellenlänge	97
4.4.2	Spektroskopie im optischen Gitter – Lamb-Dicke-Regime	99
4.4.3	Seitenbandspektrum	100
4.5	Spinpolarisation von ^{87}Sr	105
4.6	Spektroskopie am Uhrenübergang	107
5	Stabilität und Genauigkeit	113
5.1	Stabilisieren des Uhrenlasers	114
5.2	Charakterisierung der Stabilität	117
5.3	Vorläufiges Unsicherheitsbudget	120
5.3.1	Frequenzverschiebung durch Schwarzkörperstrahlung	120
5.3.2	Schwarzkörperstrahlung des Ofens	124
5.3.3	Gittereffekte	125
5.3.4	Sonstige Effekte	129
5.4	Frequenzdifferenz der beiden Strontium-Uhren	135
5.4.1	Ergebnis	136
5.4.2	Mögliche Fehlerquellen	138
5.5	Diskussion der bisher erreichten Ergebnisse	141

6 Zusammenfassung und Ausblick	143
Anhang	152

INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel 1

Einleitung

Präzisionsmessungen wie das berühmte Experiment von Michelson und Morley [Mic87] legten vor über 100 Jahren das Fundament für unser modernes Verständnis der Physik. Die experimentelle Beobachtung, dass die Lichtgeschwindigkeit unabhängig von der Bahnbewegung der Erde in alle Richtungen gleich ist, führte schließlich zur Entwicklung der Einstein'schen Relativitätstheorie. Der Schlüssel zum Verständnis der Relativitätstheorie liegt in der Betrachtung der Zeit als dynamische Größe. Anders als in der Newton'schen Theorie versteht man heute die Zeit nicht mehr als absoluten, gemeinsamen Rahmen für alle Ereignisse. Vielmehr hängt sie in von der Relation zwischen Beobachter und Objekt und der sie umgebenden Masseverteilung ab.

Heute sind wir in der Lage Uhren zu bauen, die uns erlauben, Effekte der Relativität direkt und mit hoher Auflösung zu untersuchen. Diese Messungen erweitern die Grenze des bisher experimentell Bekannten und testen daher die Theorien, die zu ihrer Beschreibung verwendet werden. Frequenzmessungen mit Atomuhren können verwendet werden, um den Weg für neue Theorien zu bereiten und unser Verständnis fundamentaler Physik zu erweitern.

Doch genaue Uhren dienen nicht nur zum Untersuchen fundamentaler physikalischer Fragestellungen. Auch technologisch ist die Zeitmessung und das Erstellen von Zeitskalen von enormer Bedeutung. Beispiele sind die Kalender der frühen Hochkulturen, die Navigation von Schiffen bis hin zur Steuerung von Computernetzwerken und moderner Satellitennavigation. Historisch waren zyklisch wiederkehrende Ereignisse wie die Bewegung der Himmelskörper die maßgeblichen Größen zur Zeitmessung. Bis weit ins zwan-

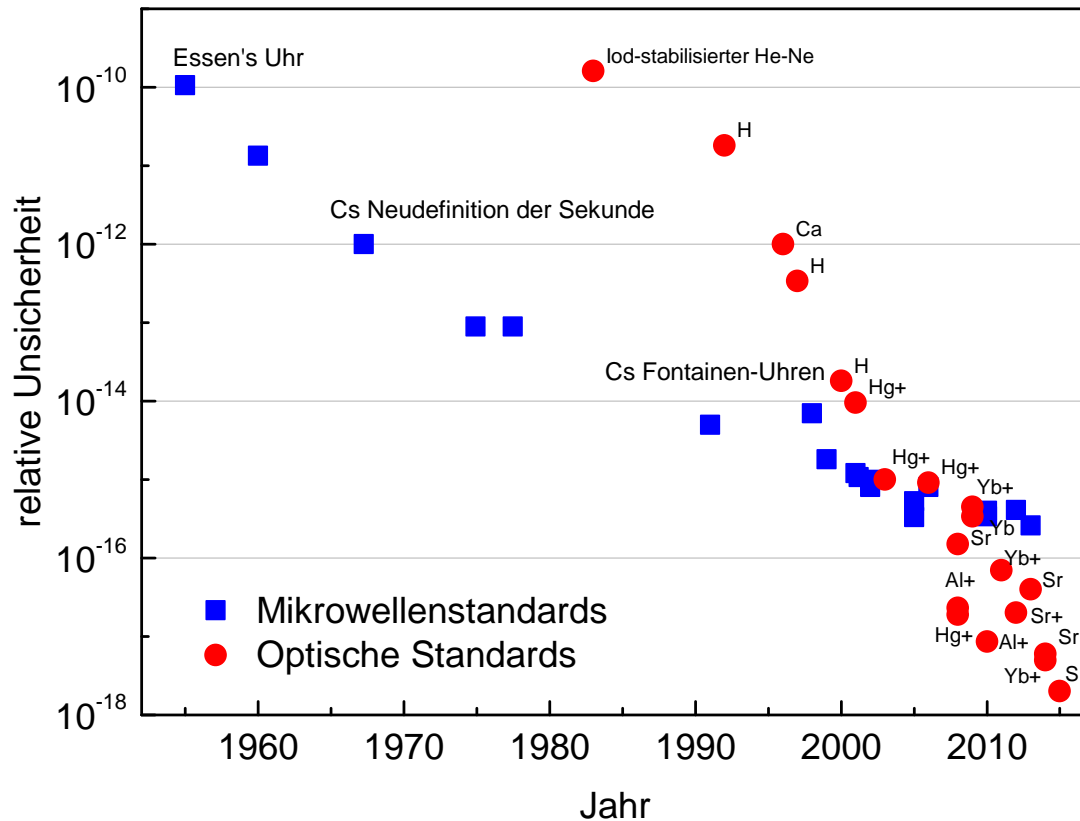


Abbildung 1.1: Entwicklung der Genauigkeit von Uhren über die letzten Jahrzehnte. Die Quellen sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

zigste Jahrhundert wurde die Erdrotation als Basis für unsere Zeitskala und zur Definition der Einheit Sekunde verwendet. Unabhängig von dieser Definition erfolgte die Messung kleiner Zeitintervalle mit Uhren, häufig reproduzierbare Frequenzstandards in Kombination mit einem Zählwerk. Mit der Entwicklung von Quarzuhren war es schließlich möglich, Unregelmäßigkeiten in der Erdrotation, die vorher schon anhand astronomischer Beobachtungen vermutet wurden, mit Uhren zu direkt zu messen [Sch36, Sch50]. Die Entwicklung von Atomuhren [Ess55] um 1955 führte schließlich dazu, dass die Erdrotation nicht mehr als Definition der Zeiteinheiten dient, sondern ihrerseits eine Messgröße darstellt.

Seit 1967 ist die Sekunde durch einen Hyperfeinstruktur-Übergang im Caesium-133 Atom definiert [Aud01]. Durch die bemerkenswerte Weiterentwicklung der Caesium-Uhren ist die Sekunde die SI-Basiseinheit, die mit der geringsten Unsicherheit realisiert werden kann. Es werden heute an vielen nationalen Metrologieinstituten weltweit Caesium-Atomuhren betrieben, die eine relative Ungenauigkeit von wenigen Teilen in 10^{-16} aufwei-

sen [Wey12]. Durch ständige Vergleiche dieser Uhren untereinander wird ein hohes Maß an Vertrauen in die erhaltenen Messergebnisse und die aus ihnen abgeleitete Zeitskala TAI gewonnen.

Doch die hohe Genauigkeit Cesium-Uhren kann heute durch die Entwicklung optischer Frequenzstandards sogar noch übertroffen werden. Wie in Abbildung 1.1 dargestellt ist, schreitet die Entwicklung optischer Uhren¹ in den vergangenen Jahrzehnten schneller voran als die Entwicklung der Mikrowellen-Standards. Das Grundkonzept einer optischen Uhr (siehe Abbildung 1.2) ist völlig analog zu dem einer Mikrowellen-Atomuhr. In beiden Fällen wird als Ausgangspunkt ein möglichst präziser Oszillator verwendet. Ein solcher Oszillator ist in der Lage, eine äußerst hohe Kurzzeitstabilität zu gewährleisten, bietet aber weder Langzeitstabilität noch Reproduzierbarkeit. Für metrologische Zwecke ist es heute aus guten Gründen etabliert, sich bei den Definitionen der Grundeinheiten auf Naturkonstanten zu beziehen. Die Verbindung zu den Naturkonstanten wird in einer modernen Uhr durch eine atomare Referenz hergestellt. Dafür wird die Oszillatorfrequenz in kurzen Abständen immer wieder mit der Frequenz des Referenzübergangs im Atom verglichen und aus dem Vergleich ein Fehlersignal generiert. Dieses kann verwendet werden, um den Oszillator auf die atomare Frequenz zu stabilisieren.

Der Vorteil optischer Uhren im Vergleich zur etablierten Mikrowellen-Technik liegt in der höheren Übergangsfrequenz ν_0 des verwendeten atomaren Übergangs, da für die Genauigkeit eines Standards die relative Frequenzabweichung entscheidend ist. Die absolute Frequenzverschiebung der beteiligten atomaren Niveaus ist aber für die meisten Effekte wie z.B. den Zeeman-Effekt nicht von der verwendeten Übergangsfrequenz abhängig. Durch die Erhöhung der Trägerfrequenz um einen Faktor von ca. 10 000 zwischen Mikrowellenübergang (9.2 GHz) und sichtbarem Licht (z.B. 430 THz für Strontium) wird folglich die relative Genauigkeit um denselben Faktor erhöht. Gleichzeitig erhöht sich aufgrund der höheren Frequenz die erreichbare Stabilität der Zeitmessung, sodass die Genauigkeit in einer kürzeren Messung erreicht werden kann. Eine statistische Unsicherheit von 1×10^{-16} , die sich mit Cesium-Fontainenuhren erst nach vielen Tagen Mittelungszeit

¹Streng genommen ist eine Uhr ein Gerät, welches in der Lage ist, Zeitintervalle zu messen (also insbesondere kontinuierlich in Betrieb ist und dessen Frequenz gezählt wird), während ein Frequenzstandard lediglich eine genaue Frequenz erzeugt. Ich werde aber im folgenden beide Begriffe synonym verwenden, da die Unterscheidung hier keinen Mehrwert an Information liefert. Zudem hat sich der Begriff „optische Uhr“ im wissenschaftlichen Umfeld etabliert.

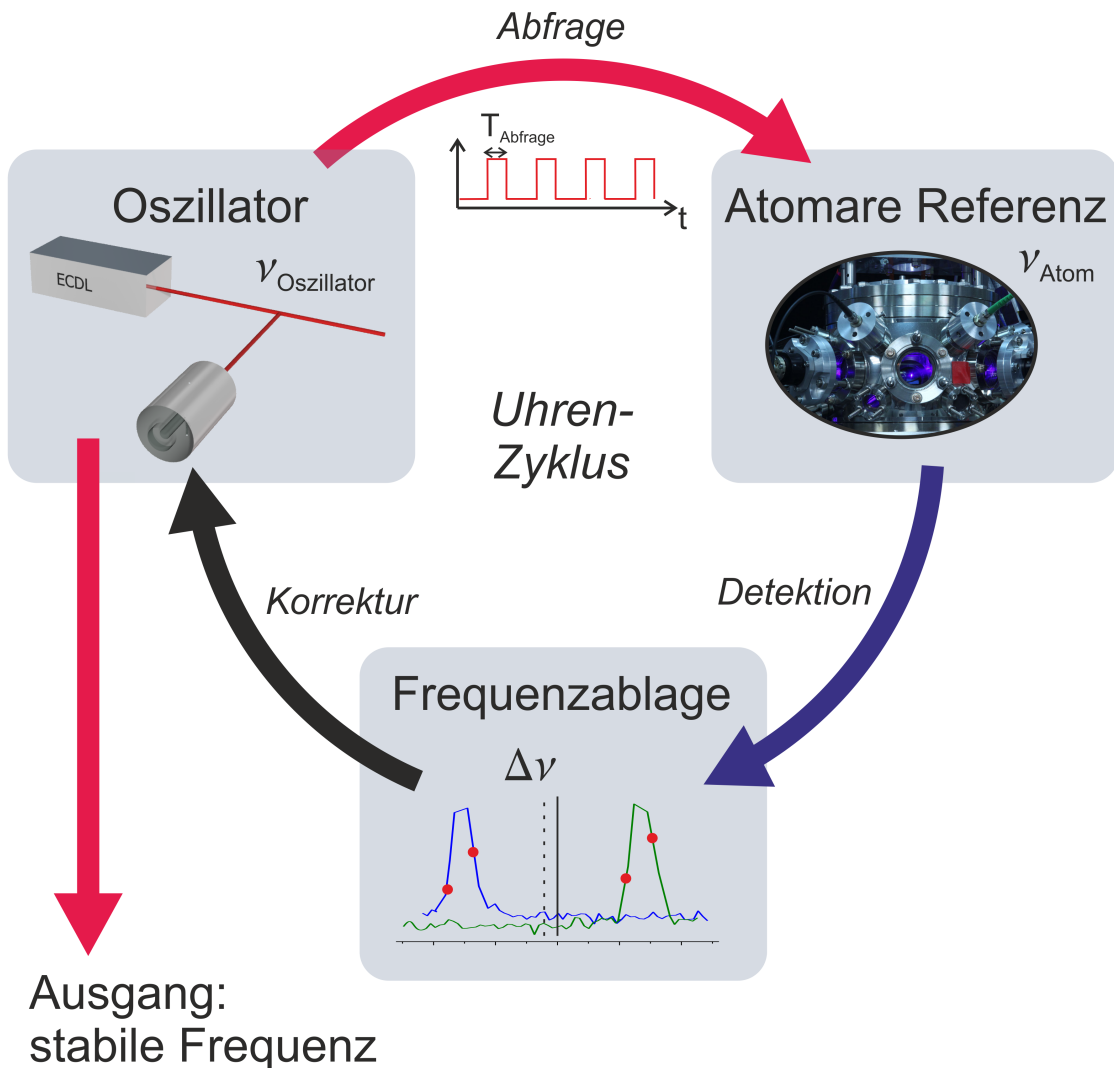


Abbildung 1.2: Prinzip einer optischen Uhr. Grundlage ist ein Oszillator, welcher auf kurzen Zeitskalen eine stabile Frequenz erzeugen kann. In einer optischen Uhr dient hierzu ein sogenannter Uhrenlaser, der oft durch einen Diodenlaser realisiert wird. Die hohe Kurzzeitstabilität wird durch Stabilisierung des Lasers auf einen optischen Resonator erreicht. Die Frequenz des Uhrenlasers wird in kurzen Abständen immer wieder mit der Übergangsfrequenz des Referenzatoms verglichen. Es sind mehrere, durch Präparationsphasen separierte Abfragezyklen nötig, um die Ablage des Lasers gegen die ungestörte Übergangsfrequenz des Atoms zu bestimmen. Nach Messung des Frequenzunterschiedes zwischen Oszillator und atomarem Übergang kann die Oszillatorfrequenz korrigiert werden. So wird die Frequenz auf längeren Zeitskalen konstant gehalten. Auf diese Weise lässt sich eine stabile Frequenz erzeugen, die auf die atomare Frequenz zurückgeführt ist.

erreichen lässt, kann mit optischen Gitteruhren schon nach ca. 10 Sekunden angegeben werden [Hin13, Hag13b].

Der einzige Effekt, der nicht durch die höhere Frequenz unterdrückt wird, ist der Dopplereffekt. Dieser ist proportional zur Übergangsfrequenz, sodass er durch Verwendung optischer Frequenzen nicht reduziert wird. In optischen Uhren wird daher ein starker Einschluss der Atome benutzt, sodass die Ausdehnung der atomaren Wellenfunktion kleiner wird als die Abfragewellenlänge. In diesem Regime wird die Anregung der Bewegungsfreiheitsgrade des Atoms durch den Laser stark unterdrückt. Die mittlere Geschwindigkeit der Atome verschwindet und anstelle des kontinuierlichen Dopplerspektrums eines freien Ensembles wird ein Spektrum mit einem Träger und diskreten Seitenbändern beobachtet. Der Träger realisiert die dopplerfreie Übergangsfrequenz, während die Restbewegung der Atome in den Seitenbändern sichtbar wird. Der Dopplereffekt zwischen Laser und Atom wird so auf einem Niveau vernachlässigbar, das sich in freien thermischen Ensembles nicht erreichen lässt. Lediglich die zweite Ordnung des Dopplereffektes, die die Zeitdilatation beschreibt, bleibt weiterhin zu berücksichtigen. Der Einschluss erleichtert es außerdem lange Interaktionszeiten für die Abfrage erreichen zu können, die für eine hohe Frequenzauflösung notwendig sind.

Zum Erreichen des starken Einschlusses werden zwei sehr unterschiedliche Verfahren verwendet: Ionenfallen und optische Gitter. Sie unterscheiden sich durch die Art, wie das Fallenpotential realisiert wird. In einer Ionenuhr wird ein einzelnes Ion im Nullpunkt eines elektrischen Wechselfeldes eingefangen. Für die Entwicklung von Ionenfallen erhielten Hans G. Dehmelt und Wolfgang Paul den Nobelpreis für Physik 1989 zusammen mit Norman F. Ramsey, der für die nach ihm benannte Abfragemethode für (Mikrowellen-)Uhren ausgezeichnet wurde. Ein Nachteil der Ionenuhren ist, dass sie mit einzelnen Ionen arbeiten und das daraus entstehende Signal zu einem hohen Rauschen der Messung und suboptimaler Stabilität führt, wie in Abschnitt 2.2.2 näher ausgeführt wird. In der von Katori [Kat03] vorgeschlagenen Gitteruhr wird dieser Nachteil umgangen, indem einige tausend neutrale Atome in einem optischen Gitter abgefragt werden. Die theoretisch erreichbare Stabilität solcher Uhren ist bei ähnlicher Übergangsfrequenz fast hundertmal höher als für ein einzelnes Teilchen. Der daraus entstehende Vorteil drastisch verkürzter Mittelungszeit kann für praktische Messungen und Anwendungen ein ausschlaggebender Faktor sein.

Optische Übergänge, die zum Bau einer Uhr geeignet sind, finden sich in vielen Elementen. Voraussetzung ist ein atomarer Übergang mit einem hohen Gütefaktor, d.h. einer geringen Linienbreite und einer hohen Übergangsfrequenz. Zur Definition verwendet man die „ungestörte“ Übergangsfrequenz, d.h. die Frequenz, die sich aus der Theorie ohne Einbeziehung externer Störungen ergibt. Ein Axiom der zugrundeliegende Theorie, der Quantenmechanik, besteht in der Ununterscheidbarkeit der Atome, sodass die Frequenz einer Atomuhr nicht von kontingenten experimentellen Faktoren abhängt.

Die Herausforderung beim Bau der genauesten Uhren besteht darin, die ungestörte Übergangsfrequenz möglichst gut zu realisieren und die verbleibende Unsicherheit zu quantifizieren. Um dieser Aufgabe gerecht zu werden, ist ein genaues Verständnis der Wechselwirkung des Atoms mit seiner Umgebung notwendig. Jedes Atom in einem Festkörper, einer Flüssigkeit oder auch in der Gasphase, wird in seiner elektronischen Struktur mehr oder weniger stark von Umgebungseinflüssen verändert. Doch auch ein freies Atom im Vakuum lässt sich nicht in seiner ungestörten Frequenz beobachten, da die beobachtete Frequenz über den Dopplereffekt von der Relativgeschwindigkeit zwischen Beobachter und Atom abhängt. Auch der für die Beobachtung notwendige Austausch von Photonen ändert durch den Photonenrückstoß die Übergangsfrequenz [Hal76]. Diese Probleme lassen sich durch die Techniken der Laserkühlung, für deren Entwicklung 1997 der Nobelpreis für Physik an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips vergeben wurde, und den Einfang von wenigen Atomen in einem experimentell gut einstellbaren Potential lösen.

Bei der Wahl eines Elements zum Bau einer Uhr können weitere Faktoren berücksichtigt werden, die die Realisierbarkeit betreffen. Elemente, die heute für optische Uhren eingesetzt werden, sind unter anderem für neutrale Atome Sr, Yb, Hg, Mg und für Ionen Sr^+ , Yb^+ , Al^+ , Hg^+ , Ca^+ , In^+ [Pol13]. Ein viele Uhren limitierender Effekt ist die Frequenzverschiebung durch thermische Schwarzkörperstrahlung, die bei Raumtemperatur von allen Körpern ausgesendet wird. Eine geringe Sensitivität der Übergangsfrequenz auf Schwarzkörperstrahlung bei Raumtemperatur ist daher eine positive Eigenschaft für ein Uhrenelement. Hier bieten zum Beispiel das Aluminium-Ion, aber auch neutrales Magnesium oder Quecksilber einen Vorteil gegenüber Atomen wie Strontium oder Ytterbium. Dieser Nachteil kann aber zum Beispiel durch technische Mittel wie die Verwendung kryogener Umgebungen [Ush15] und einer genauen Vermessung der Polarisierbarkeitseigenschaften des Atoms [Mid12a, She12] kompensiert werden. Andere Vorteile ergeben sich

aus der technischen Realisierbarkeit der Abfrage. So ist eine zu geringe Linienbreite des Übergangs nicht vorteilhaft, da die Abfrage selbst in diesem Fall starken Störungen verursacht [Hun12b]. Auch dieser Effekt lässt sich durch technische Maßnahmen, wie spezielle Abfrageschemata, unterdrücken [Yud10]. Nicht zuletzt ist die Verfügbarkeit von zuverlässigen Lasersystemen bei den benötigten Wellenlängen für die praktische Umsetzung ein wichtiger Faktor. Das gesamte Feld der optischen Uhren wurde erst durch die Erfindung des Frequenzkamms [Ste02, Hal06, Hän06] in breiterem Rahmen zugänglich, da phasenkohärente Messungen zwischen optischen Frequenzen und dem Mikrowellen-Bereich nur mit sehr aufwändigen Frequenzteiler-Ketten möglich waren [Sch96].

Die besten optischen Uhren haben heute eine relative Unsicherheit von wenigen Teilen in 10^{-18} erreicht. Den Rekord für die geringste publizierte Unsicherheit hält derzeit eine Strontium-Gitteruhr am JILA [Nic15] mit 2×10^{-18} , zuvor wurde er mit $8,6 \times 10^{-18}$ lange von der Aluminum-Einzelionenuhr am National Institute for Standards and Technology (NIST) gehalten [Cho10a]. Für beide Systeme wurde neben dem der abgeschätzten Unsicherheit die Genauigkeit auch durch einen Vergleich mit einem unabhängigen, jedoch weniger genauen System gezeigt. Für die Messung der Strontiumfrequenz am JILA stimmten beide Systeme auf dem Niveau von $5,3 \times 10^{-17}$ überein. Die beste Übereinstimmung zweier Uhren wurde in der Gruppe von H.Katori mit zwei Strontium-Systemen erreicht. Es konnte eine Übereinstimmung auf 2×10^{-18} gezeigt werden, wobei die Unsicherheit der beteiligten Uhren $4,4 \times 10^{-18}$ bzw. $7,2 \times 10^{-18}$ betrug [Ush15]. Derartige Frequenzvergleiche bei optischen Frequenzen erreichen also eine deutlich kleinere Unsicherheit als die Realisierung der SI-Sekunde durch Cesium-Uhren. Es ist folglich nicht möglich, die Frequenzen der genauesten Uhren bis zur letzten signifikanten Stelle in der Einheit Hertz anzugeben. Anders ausgedrückt kann für die Vergleiche nicht mehr auf die metrologische Infrastruktur zurückgegriffen werden, die in vielen Ländern vorhanden ist. Dies betrifft nicht nur die primären Frequenznormale, sondern auch die Technik zum Vergleichen der genauesten Systeme (vgl. Abschnitt 2.4.2).

Eine Neudefinition der SI-Einheit Sekunde scheint in dieser Situation denkbar [Rie15]. In der Konkurrenz möglicher Übergänge für eine Neudefinition ist aber im Moment noch kein klarer Favorit abzusehen, zumal es in Zukunft möglich sein könnte, heute noch nicht nutzbare Übergänge wie einen vorhergesagten, aber noch nicht experimentell gefundenen Kernübergang in Thorium [Tka03, Pei08] oder Übergänge in mehrfach geladenen Ionen [Der12] als Grundlage für Uhren zu verwenden. Aber auch ohne eine Neudefinition der

Sekunde können aus Vergleichen von optischen Uhren interessante Ergebnisse gewonnen werden. Dazu gehört die Suche nach Variationen von dimensionslosen Fundamentalkonstanten [For07, Bla08, God14] wie der Feinstrukturkonstante α [Kin12], die Suche nach Abweichungen von der allgemeinen Relativitätstheorie [Ves80, Hec13] oder die Anwendung von Uhren in der Geodäsie [Ver83, Bje85].

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist der Aufbau einer transportablen optische Gitteruhr, die auf neutralem Strontium basiert. Dieser Aufbau soll eine Genauigkeit jenseits der Realisierung der Sekunde bieten. Dies ist ein vielversprechender Weg, um Vergleichsmessungen durchführen zu können, die bisher mit dieser Genauigkeit unmöglich waren. Die angestrebte Unsicherheit des Systems liegt mit 1×10^{-17} deutlich unterhalb der besten Realisierung der Sekunde. Die erreichbare Stabilität liegt in der Größenordnung von $1 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$. Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

- **Kapitel 2** beschreibt einige für Uhren relevante physikalische Grundlagen und gibt einen kurzen Überblick über die heutigen technischen Möglichkeiten im Gebiet der Frequenzstandards. Es werden die Konzepte Stabilität und Unsicherheit erläutert. Die Grundlagen ultrastabiler Laser und die Möglichkeiten zum Fernvergleich optischer Uhren werden beschrieben. Es wird außerdem behandelt, inwiefern sich Uhren für den Einsatz in der Geodäsie eignen.
- **Kapitel 3** stellt den experimentellen Aufbau dar, der im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde. Es wird auf einige Details des Experimentes eingegangen, die zum späteren Betrieb einer Uhr wichtig sind. Es werden die Überlegungen zum Aufbau des Zeeman-Abbremsers aus Permanentmagneten beschrieben, der für das Experiment entworfen wurde.
- **Kapitel 4** beschreibt die mit diesem Aufbau erreichten Ergebnisse zur Laserkühlung und zur Abfrage des atomaren Ensembles im optischen Gitter. Es werden Ergebnisse präsentiert, die die Leistungsfähigkeit des Zeeman-Abbremsers charakterisieren. Das mehrstufige Kühlverfahren wird beschrieben. Es wird gezeigt, dass sich Atome im optischen Gitter kohärent im Lamb-Dicke-Regime abfragen lassen, so dass die Grundlagen für das Betreiben des Experiments als optische Uhr gelegt sind.
- **Kapitel 5** beschreibt die erste Charakterisierung der transportablen Strontium-Uhr. Die Stabilisierung des Uhrenlasers auf die atomare Resonanz wird dargestellt,

eine vorläufige Charakterisierung der Stabilität des Systems sowie ein vorläufiges Unsicherheitsbudget gegeben. Außerdem wird der erste Frequenzvergleich mit der stationären Strontium-Uhr der PTB dargestellt.

- **Kapitel 6** gibt eine Zusammenfassung und den Ausblick auf zukünftige Messungen. Es werden die Pläne beschrieben, die transportable Uhr in einem Anhänger zu betreiben und eine Messung zur chronometrischen Nivellierung durchzuführen.

Kapitel 2

Optische Uhren

In diesem Kapitel werden einige Grundlagen beschrieben, die zum Verständnis optischer Uhren notwendig sind. An den jeweiligen Stellen wird der Kontext skizziert, in den sich der in den weiteren Kapiteln vorgestellte Versuchsaufbau einfügen soll. Es wird dargestellt, welche neuen Möglichkeiten eine transportable Strontium-Uhr mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von 1×10^{-17} und einer Stabilität in der Größenordnung von $2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ als Werkzeug für weitere Messungen bietet.

Die Leistungsfähigkeit einer Uhr kann durch die Konzepte der Unsicherheit und Stabilität charakterisiert werden. Während unter dem Begriff der Unsicherheit systematische Messfehler mit zeitlich konstantem oder nur langsam veränderlichem Mittelwert behandelt werden, beschreibt die Stabilität das statistische Rauschen der Messung. Die reale Frequenz der Uhr kann als

$$\nu(t) = \nu_0 + \Delta\nu_{\text{sys}} + \Delta\nu(t) \quad (2.1)$$

beschreiben werden. Während die systematischen Abweichungen $\Delta\nu_{\text{sys}}$ von der theoretischen Übergangsfrequenz ν_0 durch Experimente und Modelle evaluiert werden müssen, genügt es zum Verringern des statistischen Rauschens $\Delta\nu(t)$, einen Mittelwert über einen längeren Zeitraum zu bilden. Mithilfe der in 2.2.1 beschriebenen Allan-Standardabweichung kann eine Abschätzung gegeben werden, welche statistische Unsicherheit nach einer gegebenen Mittelungszeit erreicht wird.

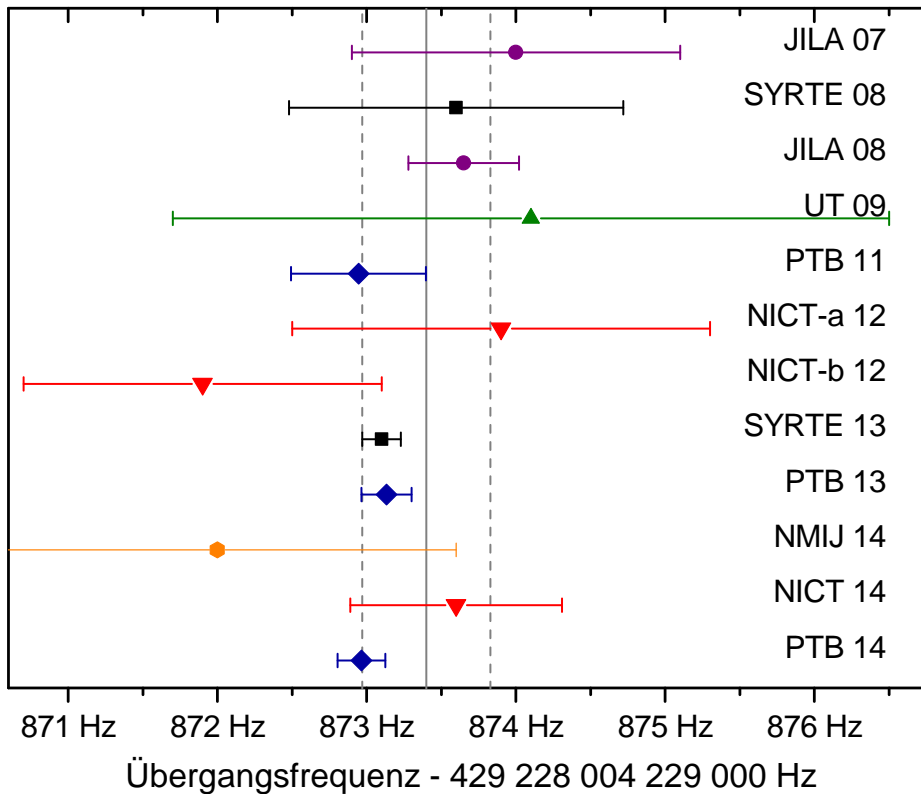


Abbildung 2.1: Frequenzvergleiche von Strontium-Uhren mit Caesium-Uhren. Weltweit wurde diese Messung an sechs Instituten durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung der Messwerte innerhalb ihrer Unsicherheit. In grau ist die Empfehlung des BIPM für die sekundäre Realisierung der Sekunde durch ^{87}Sr mit ihrem Fehler eingezeichnet, in die nur Daten bis 2012 eingingen. Die oben gegebenen Werte sind folgenden Veröffentlichungen entnommen. JILA07 [Boy07b] SYRTE08 [Bai08] JILA08 [Cam08] UT09 [Hon09] PTB11 [Fal11] NICT-a12 [Yam12] NICT-b12 [Mat12] SYRTE13 [Le 13] PTB13 [Fal14] NMIJ14 [Aka14a] NICT14 [Hac14] PTB14 [priv. com.].

2.1 Genauigkeit und Frequenzvergleiche

Die Unsicherheit einer optischen Uhr ist kein Messwert, sondern das Ergebnis einer Fehlerabschätzung. Sie basiert auf einer detaillierten Betrachtung aller Effekte, die zu einer Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs führen können. Diese Betrachtung setzt sich aus theoretischen Überlegungen und systematischen Messungen einzelner Effekte zusammen. Das bedeutet, dass es notwendig ist, alle möglichen Effekte zu erkennen und korrekt abzuschätzen. Die Frequenzverschiebungen können entweder durch äußere Einwirkungen auf das Atom, wie elektrische Felder oder Magnetfelder, verursacht werden, oder durch

die Abfrage des Atoms entstehen, wie zum Beispiel der Dopplereffekt. Eine interessante Rolle spielt auch die Gravitations-Rotverschiebung beim Vergleich von Uhren im Gravitationspotential der Erde, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben wird.

Die einzige Messung, die mit einer Uhr auf dem Niveau ihrer abgeschätzten Genauigkeit möglich ist, besteht in einem Vergleich der Uhr mit anderen Systemen ähnlicher Genauigkeit. Das Ergebnis einer Vergleichsmessung lässt sich als Zahl (mit einer Unsicherheit) darstellen und kann unabhängig überprüft werden. Anders als bei abgeschätzten Unsicherheiten lassen sich im Ergebnis einer solchen Messung auch nachträglich Fehler finden. Es ist hierbei zwischen dem Vergleich von Systemen des selben Elements und Vergleichen zwischen verschiedenen Elementen zu unterscheiden. Die Verwendung gleichartiger Uhren bietet den Vorteil, dass das gewünschte Ergebnis im Voraus bekannt ist, sodass Abweichungen des Frequenzverhältnisses von Eins eindeutig auf unerkannte systematische Fehler zurückgeführt werden können. Je unterschiedlicher die experimentelle Ausführung der verglichenen Systeme ist, desto aussagekräftiger ist eine gute Übereinstimmung, da gemeinsame Fehler beider Systeme auf diese Weise nicht erkannt werden können.

Einen noch höheren Grad an Unabhängigkeit haben Uhren, die auf verschiedenen Elementen basieren. Um ein solches Frequenzverhältnis zu überprüfen, kann einerseits die Messung in einem anderen Labor wiederholt werden, oder es kann durch Vergleich beider Uhren mit einem dritten Element ein Zirkel geschlossen werden, damit das Ergebnis verifizierbar wird. Da der Aufbau und Betrieb einer optischen Uhr einen erheblichen Aufwand darstellt, werden sich viele solcher Messungen meist nur in Kooperation zwischen verschiedenen Arbeitsgruppen durchzuführen lassen. Diese Messungen tragen erheblich zur besseren Evaluierung der optischen Frequenzstandards bei. Transportable Uhren können derartige Messungen ermöglichen, da die Methoden für Fernvergleiche optischer Uhren noch limitiert sind (vgl. 2.4.2).

Die Sekunde wird momentan durch Caesium-Uhren definiert und realisiert. Es ist daher ein wichtiger Schritt, die Frequenz optischer Uhren mit den besten Caesium-Uhren zu vergleichen. Solche Absolutfrequenzmessungen, d.h. Messungen der Frequenz in SI-Hertz, wurden für Strontium bereits an vielen Instituten, darunter auch ab der PTB, durchgeführt. Sie weisen eine exzellente Übereinstimmung auf, wie in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Die genauesten dieser Messungen sind durch die systematische Unsicherheit

der verwendenden Cs-Fontainenuhren bei wenigen Teilen in 10^{-16} begrenzt [Fal14, Le 13], während die Unsicherheit der beteiligten Sr-Uhren im Bereich von 10^{-17} liegt. Damit ist Strontium heute das Element, das für eine Verwendung in optischen Uhren die größte Verbreitung findet [Rie15]. Nach der Empfehlung des BIPM (Bureau international des poids et mesures) für sekundäre Repräsentationen der Sekunde kann eine Strontium-Uhr verwendet werden, um die SI-Sekunde zu realisieren. Das Ergebnis eine Frequenzmessung relativ zu einer Strontium-Uhr kann also in der SI-Einheit Hertz angegeben werden, wenn die Unsicherheit der Realisierung berücksichtigt wird. Diese ist durch die ungenaue Kenntnis der Übergangsfrequenz des sekundären Repräsentation in Hertz gegeben und wird vom BIPM mit einer hohen Sicherheitsmarge festgelegt. Die Strontium-Frequenz ist die sekundäre Repräsentation der Sekunde, für die das BIPM die geringste Unsicherheit (1×10^{-15}) angibt [BIP15]. Um die Genauigkeit der Strontium-Uhren allerdings vollständig auszunutzen, müssen direkte Vergleichsmessungen zwischen optischen Uhren auf einem Niveau jenseits der Realisierung der SI-Sekunde erfolgen.

2.2 Stabilität

Die Instabilität einer Uhr beschreibt die statistische Unsicherheit, die für eine gegebene Mittelungszeit erreicht wird. Die besten optischen Gitteruhren erreichen heute eine Instabilität von $2 \times 10^{-16} \sqrt{s/\tau}$ [Hin13, Nic15], sodass eine statistische Unsicherheit von 1×10^{-18} nach weniger als 3 Stunden erreicht wird. Die mit Einzelionenuhren erreichte Stabilität ist etwa zehnfach geringer [Cho10a], sodass zum Erreichen derselben statistischen Unsicherheit 300 Stunden Mittelungszeit benötigt werden.

Das Erreichen hoher Genauigkeit in einem angemessenen Zeitrahmen ist ein ausschlaggebender Faktor bei jeder Messung, die mit der optischen Uhr durchgeführt werden soll. Dies gilt besonders für die Evaluation des Unsicherheitsbudgets, für die Messungen erfolgen müssen, deren statistische Unsicherheit unterhalb der späteren Gesamtunsicherheit liegen. Da der Zeitrahmen stets endlich ist und zum Beispiel durch technische Defekte am System, Vertragslaufzeiten für Projekte usw. vorgegeben wird, ist eine hohe Stabilität der Uhr ein entscheidender Faktor für den Erfolg von Messungen. Gerade für ein transportables System, das in Messkampagnen mit einer Dauer von ca. zwei Wochen inklusive

Wiederinbetriebnahme des Experiments eingesetzt werden soll, ist eine Mittelungszeit von einigen Stunden (statt Tagen) ein großer Vorteil.

2.2.1 Allan-Standardabweichung

Die Stabilität von Uhren kann durch die Allan-Standardabweichung beschrieben werden [All66, Bar71]. Im Gegensatz zur einfachen Standardabweichung ist die Allan-Abweichung besser geeignet Signale zu charakterisieren, die verschiedene Arten von Rauschen oder langsame zeitliche Variationen enthalten. Sie steht in der Informationsdichte damit gewissermaßen zwischen dem vollständigen Frequenzspektrum und der Standardabweichung, die keine Informationen über den zeitlichen Verlauf des Signal bietet. Die Allan-Varianz (das Quadrat der Allan-Standardabweichung) ist als eine Zweiwert-Varianz definiert, die eine statistische Aussage darüber erlaubt, welche statistische Unsicherheit des Frequenzstandards man nach einer Mittelungszeit τ erwarten kann [Ben15]. Für eine kontinuierliche Zeitserie von relativen Frequenzwerten $y(t) = \frac{\nu(t)}{\nu_0} - 1$ bildet man zunächst die Mittelwerte über ein Zeitintervall τ

$$y_n = \frac{1}{\tau} \int_{t_n}^{t_n+\tau} y(t) dt . \quad (2.2)$$

Die Allan-Varianz ist für eine totzeitfreie Messung definiert, sodass $t_n = n \times \tau$ mit einer natürlichen Zahl n gelten muss. Die Allan-Varianz ist dann als der Erwartungswert (hier durch die gewinkelten Klammern bezeichnet) des Abstandes zweier benachbarter y_i definiert:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (y_{n+1} - y_n)^2 \rangle . \quad (2.3)$$

Wie immer in der Statistik lässt sich der Erwartungswert für einen endlichen Datensatz nur näherungsweise angeben. Für eine Anzahl von M Messungen ist die beste Abschätzung

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} [y_{i+1} - y_i]^2 . \quad (2.4)$$

Aus dem Verlauf der Allan-Varianz über der Mittelungszeit τ lässt sich der dominante Rauschtyp für den jeweiligen Zeitbereich ablesen, wie in Tabelle 2.1 dargestellt ist. Um die Instabilität eines Signals zu charakterisieren, müssen daher Allan-Varianz-Punkte für viele Mittelungszeiten τ berechnet werden. Im Falle eines Frequenzverlaufs geschieht die

Rauschtyp	$S_y(f)$	$\sigma_y^2(\tau)$
weißes Phasenrauschen	f^2	τ^{-2}
Funkel-Phasenrauschen	f^1	τ^{-2}
weißes Frequenzrauschen	f^0	τ^{-1}
Funkel-Frequenzrauschen	f^{-1}	τ^0
Random-Walk-Frequenzrauschen	f^{-2}	τ^1
Frequenzdrift	-	τ^2

Tabelle 2.1: Man kann verschieden Arten von Rauschen anhand der Frequenzabhängigkeit der spektralen Leistungsdichte $S_y(f)$ und der entsprechenden τ -Abhängigkeit der Allan-Varianz $\sigma_y^2(\tau)$ unterscheiden (aus [Rie04]).

erste Mittelung bereits durch die Messung mit einem totzeitfreien Frequenzzähler mit einer Gatezeit von τ_{gate} . Durch diese wird der kleinste Zeitbereich festgelegt für den ein Punkt der Allan-Varianz berechnet werden kann. Um aus einem Datensatz möglichst viele Informationen zu erhalten, wird die Gatezeit des Frequenzzählers τ_{gate} daher kleiner gewählt als der Zeitbereich, über den man Informationen erhalten will. Die längeren Mittelungszeiten $\tau > \tau_{\text{gate}}$ lassen sich dann rechnerisch aus der Kombination mehrerer y_n ermitteln. Hierbei können verschiedene Verfahren verwendet werden. Dafür werden jeweils k Werte von y_n zu $y_{k \times n} = (y_1 + y_2 + \dots + y_k)/k$ zusammengefasst.

Man erhält aus einem einzelnen Datensatz der Dauer T die Allan-Varianz für Werte zwischen $\tau_{\text{gate}} \leq \tau \lesssim T/3$. Die Datenbasis ist für längere Mittelungszeiten τ kleiner als für kurze Zeiten, sodass auch die Unsicherheit in der Bestimmung dieser Punkte anwächst. Die Daten können effektiver genutzt werden, indem die y_n zur Bildung überlappender Mittelungsintervalle verwendet werden (überlappende Allan-Varianz) oder überlappende Intervalle mit zyklischen Randbedingungen verwendet werden (totale Allan-Varianz). Die Unsicherheit der letzten Allan-Varianz-Punkte kann so verringert werden.

Aus einem anderen Grund wird manchmal die sogenannte modifizierte Allan-Varianz [All81] verwendet. Bei dieser erfolgt die Mittelung über die Zeitintervalle mit einer dreiecksförmigen (oder Λ -förmigen) Gewichtungsfunktion. Damit kann besser zwischen verschiedenen Arten von Phasenrauschen unterschieden werden, die in der normalen Allan-Varianz nicht unterschieden werden (siehe Tabelle 2.1). Für Kombinationen von Phasen- und Frequenzrauschen ist es möglich, mithilfe der modifizierten Allan-Varianz striktere Grenzen für die Unsicherheit einer Messung zu bestimmen [Ben15]. Sie wird daher häufig in Bereichen eingesetzt, in denen Phasenrauschen eine stärkere Rolle spielt, wie zum Bei-

spiel bei der Frequenzübertragung mit Satelliten- oder Faserlinks (siehe Abschnitt 2.4).

2.2.2 Stabilität von Uhren

Eine Uhr, deren Frequenz nach dem in der Einleitung beschriebenen Verfahren stabilisiert wird, zeigt weißes Frequenzrauschen; die Allan-Abweichung fällt mit $\sigma_y(\tau) \propto 1/\sqrt{\tau}$. Die Instabilität einer solchen Uhr am Quantenprojektionsrauschlimit kann als

$$\sigma_y(\tau) = \kappa \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (2.5)$$

abgeschätzt werden. Dabei ist $\Delta\nu/\nu_0$ der Quotient aus Linienbreite und Übergangsfrequenz, der auch Gütefaktor des Übergangs genannt wird, $1/\sqrt{N}$ beschreibt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Abfrage am Quantenprojektionsrauschlimit und T_c ist die Zykluszeit für die Abfrage. Der Faktor κ ist in der Größenordnung von Eins; er beschreibt die Linienform. Er unterscheidet sich je nachdem, ob die Abfrage nach dem Ramsey-Schema [Ram50] mit zwei Pulsen erfolgt oder ob eine Rabi-Abfrage verwendet wird.

Das kleinere Quantenprojektionsrauschlimit ist der entscheidende Vorteil einer simultanen Abfrage vieler Teilchen, wie sie in Gitteruhren durchgeführt werden kann. Das Quantenprojektionsrauschen ist ein fundamental quantenmechanischer Effekt, der bei der Abfrage der atomaren Frequenz entsteht. Für eine maximale Frequenzselektivität erfolgt die Anregung der Atome mit dem Uhrenlaser, sodass nach der Anregung rund 50 % Anregungswahrscheinlichkeit besteht. Da es sich um einen kohärenten Prozess handelt, wird also eine Superposition von angeregtem und Grundzustand erzeugt. Diese wird bei der Abfrage mit der entsprechenden Wahrscheinlichkeit entweder in den angeregten oder den Grundzustand projiziert. Zum Bestimmen einer Anregungswahrscheinlichkeit werden daher viele Messungen benötigt, da das Resultat einer Messung an einem Atom nur zwei diskrete Ergebnisse liefern kann. In einer Einzelionenuhr müssen diese Messungen sequenziell erfolgen, während in einer Gitteruhr einige tausend Atome simultan präpariert und abgefragt werden können. Daher liefert schon eine einzige Abfrage eine gute Bestimmung der Anregungswahrscheinlichkeit, was zu einer deutlich höheren Stabilität führt. Das Quantenprojektionsrauschlimit in Gitteruhren kann zudem durch Verwendung von verschränkte Zuständen überwunden werden [Kuz98, Obl05]. Es wird versucht Ionenfallen

zu bauen, in denen mehrere Ionen gefangen werden können, ohne dass starke Frequenzverschiebungen durch das Fallenpotential auftreten [Her12]. So wäre auch mit Ionenuhren eine höhere Stabilität möglich, die durch Verschränkung weiter reduziert werden könnte.

Anders als Ionenuhren sind Gitteruhren in ihrer Stabilität normalerweise nicht durch das Quantenprojektionsrauschen limitiert, sondern durch das Frequenzrauschen des Uhrenlasers. Durch die nicht kontinuierliche Abfrage der Atome wird hochfrequentes Rauschen des Lasers zu niedrigeren Frequenzen verschoben, wo es die Stabilität der Uhr limitiert. Dieser Mechanismus wird Dick-Effekt [Dic88, San98] genannt. Doch auch unabhängig vom Dick-Effekt wird die Stabilität heutiger Uhren durch den Abfragelaser beschränkt, denn die Linienbreite $\Delta\nu$ wird nicht durch die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustands gegeben. Stattdessen wird die Linienbreite durch das Fourier-Limit (siehe 4.6) für die gewählte Abfragezeit festgelegt. Die Abfragezeit ist aber durch die Kohärenzzeit des Uhrenlasers limitiert, sodass jede optische Uhr von einem stabileren Abfragelaser profitiert.

2.3 Optische Resonatoren

Die Frequenzstabilität des Abfragelasers ist, wie in 2.2.2 beschrieben wurde, für die Stabilität optischer Uhren limitierend. Es wird daher intensiv an der Verbesserung und Weiterentwicklung von hochstabilen Lasern gearbeitet [Pap12, Hag13a, Mar13b]. Das Kernstück ist dabei eine passive Referenz, sodass die rauschbehaftete Lasererzeugung in einem Verstärkermedium vom stabilitätsgebenden Element entkoppelt wird.²

Die erfolgreichste Methode ist zurzeit die Stabilisierung auf einen Fabry-Pérot-Resonator.³ Dabei handelt es sich lediglich um zwei Spiegel im Abstand L . Zwischen den Spiegeln kann sich eine stehende Welle ausbilden, wenn die Resonanzbedingung

$$\nu_n = n \frac{c}{2L}, \quad n \in \mathbb{N} \tag{2.6}$$

²Es existieren Ansätze, schmalbandig Laser mithilfe von kalten Atomen in einem Resonator zu erzeugen. Der schmalbandige Übergang in den Atomen verwirklicht dann ein sehr schmalbandiges Verstärkermedium. Derartige Ansätze sind aber bisher noch in einem frühen experimentellen Stadium und können noch nicht praktisch eingesetzt werden [Boh12].

³Andere Methoden, eine ultrastabile Laser zu erzeugen, sind das spektrale Lochbrennen (engl. spectral hole burning) [Che11b, Jul07] und optische Faserverzögerungsstrecken (engl. fiber delay lines) [Kéf09].

erfüllt ist. Unter dieser Bedingung kann Licht in den Resonator eingekoppelt werden. Das Verhältnis $F = \Delta\nu_{FSR}/\nu_c$ von freiem Spektralbereich $\Delta\nu_{FSR} = \nu_{n+1} - \nu_n$ und spektraler Breite $\Delta\nu_c$ der Resonanzen wird Finesse genannt [Sve10]. Diese wird von der Reflektivität der Resonatorspiegel bestimmt. Es ist heute möglich, Resonatoren mit einer Finesse von 10^6 herzustellen.

Die Resonanzen lassen sich anhand der Transmission oder der Reflexion detektieren. mithilfe der in Reflexion arbeitenden Pound-Drever-Hall-Technik ist es möglich, die Frequenz des Lasers mit hoher Regelbandbreite (MHz) auf die Frequenz einer Resonatormode zu stabilisieren [Bla01]. Diese Methode ist im Gegensatz zu Verfahren die in Transmission arbeiten nicht durch die Photonenlebensdauer im Resonator begrenzt. Die Frequenzstabilität des Lasers wird damit durch die Stabilität der optischen Länge des Resonators gegeben

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta L}{L} . \quad (2.7)$$

Die Effekte, die zur Instabilität der Frequenz führen, lassen sich in zwei Kategorien einteilen. Einerseits die Anbindung der Laserfrequenz an den Resonator und andererseits Effekte, die die Länge des Resonators ändern. Zu den Störungen bei der Anbindung gehören zum Beispiel die endliche Regelbandbreite oder Offset-Schwankungen des Regelsignals. Diese entstehen zum Beispiel durch Restamplitudenmodulation (RAM) bei der Frequenz der zur PDH-Stabilisierung benötigten Seitenbänder [Zha14] oder durch parasitäre Etalons.

Einflüsse, die sich auf die optische Länge des Resonators auswirken, sind: Temperaturänderungen, Vibrationen, Brechungsindexschwankungen, Alterung des Materials und das thermische Rauschen der verwendeten Materialien. Es werden zahlreiche technische Mittel eingesetzt, um diese Störungen zu minimieren. Der am häufigsten eingesetzte Typ von Resonator besteht aus einem ULE-Abstandshalter mit einer zentralen Bohrung und optisch kontaktierten Spiegeln. Optische Kontaktierung bedeutet, dass die Spiegel ohne zusätzliche Stoffe allein durch die Van-der-Waals-Wechselwirkung zwischen polierten Oberflächen zusammenhalten. Das Material „Ultra low expansion glass“ (ULE) zeichnet sich durch einen temperaturabhängigen thermischen Ausdehnungskoeffizienten mit einem Nulldurchgang aus, sodass Temperaturschwankungen um diesen Nulldurchgang seine Länge nur wenig ändern.

Die für die Stabilisierung verwendete Eigenmode bildet sich zwischen den beiden

Spiegeln in der zentralen Bohrung des Abstandshalters aus. Um Änderungen des Brechungsindex im Resonator zu unterdrücken, befindet sich dieser im Vakuum. So wird auch den Einfluss äußerer Temperaturschwankungen reduziert. Bei modernen Aufbauten wird die Temperatur zusätzlich durch eine aktive Stabilisierung innerhalb der Vakuumkammer reguliert. Weitere passive Wärmeschilde sorgen für eine hohe Zeitkonstante und damit für eine starke Dämpfung der verbleibenden Temperaturfluktuationen.

Innerhalb der Wärmeschilde wird der Resonator so gelagert, dass sich äußere Krafteinwirkungen zum Beispiel durch seismische Vibrationen möglichst wenig auf seine Länge auswirken. Ein Vibrationsisolationstisch, auf dem die gesamte Vakuumkammer aufgebaut ist, vermindert zudem äußere Störungen. Auch Schwankungen der in den Resonator eingekoppelten optischen Leistung führen zu Längenänderungen, da eine lokale Erwärmung der Spiegelschicht eintritt. Dieser Einfluss lässt sich durch eine Stabilisierung der optischen Leistung verringern.

Wenn alle technischen Störeinflüsse gut minimiert wurden, ist die Längenstabilität moderner Resonatoren ist durch das sogenannte thermische Rauschlimit begrenzt. Dieses entsteht durch die Brown'sche Bewegung der Spiegel, Spiegelbeschichtungen und des Abstandshalters. Dieser Rauschprozess erzeugt Funkelrauschen (engl. flicker noise), sodass sich die resultierende Frequenzstabilität am thermischen Rauschlimit nicht durch längere Mittelung reduzieren lässt. Diese Beschränkung ist für jeden Resonator ein fundamentales Limit. Es kann aber durch Verwendung besser geeigneter Materialien [Kes12b, Col13b], längerer Resonatoren [Häf15], kryogener Resonatoren [Kes12a] oder größer Modendurchmesser [Ama13] reduziert werden.

Die dominanten Rauschtypen für einen resonatorstabilisierten Laser, für den alle der oben genannten Effekte sorgfältig minimiert wurden, sind typischerweise [Rie04]:

1. Weißes Frequenzrauschen des Lasers, entsprechend einem $\sigma_y(\tau) \propto 1/\sqrt{\tau}$ Verhalten der Allan-Standardabweichung, für kurze Mittelungszeiten (typisch < 100 ms)
2. Funkelrauschen (engl. flicker noise) durch das thermische Rauschen der Spiegel, d.h. eine konstante Allan-Standardabweichung für mittlere Zeiten (100 ms – 1 000 s)
3. Frequenzdrifts durch Alterungsprozesse oder verbleibende Temperaturänderungen. Sie führen zu einem Ansteigen der Allan-Standardabweichung für lange Zeiten (ab 1 000 s) .

Die Zeitbereiche, in denen die beschriebenen Rauschtypen dominant werden, hängen dabei stark von der technischen Umsetzung des Resonatoraufbaus und der Laserstabilisierung ab.

Der Resonatoraufbau für das stationäre Strontium-Experiment an der PTB erreicht eine Instabilität von weniger als 1×10^{-16} im Zeitbereich zwischen 100 Millisekunden und ca. 1 000 Sekunden [Häf15]. Allerdings basiert das System, auf dem diese Stabilität beruht, auf einem 48 cm langen Ultra low expansion glass (ULE)-Glaszylinder, welcher zur Verminderung der Sensitivität auf Vibrationen nur lose auf vier Kugeln aus elastischem Material aufliegt. Das Vakuumsystem für einen solchen Resonator hat eine Masse von mehr als 100 kg, da zur thermischen Isolation drei massive Wärmeschilde verwendet wurden. Für einen transportablen Resonator sind die Konzepte dieses Aufbaus nicht übertragbar. Insbesondere die lose Auflage des Resonators zur Verminderung der Vibrationssensitivität ist inkompatibel mit den Anforderungen an einen transportablen Resonator. Fest aufgehängte Systeme, wie kugel- oder würfelförmige Resonatoren [Web11, Lei11], weisen zwar eine geringere Vibrationsempfindlichkeit auf, sind aber aufgrund ihrer geringeren Länge von nur 5 cm durch das thermische Rauschen auf etwa 1×10^{-15} begrenzt [Kes12b].

Für den in dieser Arbeit beschriebenen Uhrenaufbau wird ein 12 cm langer ULE-Resonator mit einer festen Aufhängung und einem thermischen Rauschlimit von 4×10^{-16} eingesetzt, der in Abschnitt 3.1 näher beschrieben wird. Ein anderer Uhrenlaser wurde im Rahmen dieser Arbeit unter realen Bedingungen auf seine Transportabilität getestet. Er wird in Abschnitt 3.6.1 beschrieben.

2.4 Fernvergleiche optischer Uhren

Frequenzvergleiche mit der Genauigkeit und Stabilität optischer Uhren sind über große Distanzen immer noch eine Herausforderung. Interkontinentale Vergleiche optischer Uhren bleiben bisher noch hinter dem Potential der beteiligten Uhren zurück. Es können heute zwei Verfahren angewendet werden, um optische Uhren über große Distanzen zu vergleichen: Frequenzvergleiche über Satelliten oder optische Faserstrecken.

2.4.1 Frequenzvergleiche über Satelliten

Eine Verfahren für Frequenzvergleiche besteht darin GNSS-Satellitensysteme wie GPS zu verwenden, die hauptsächlich der Navigation dienen [Lom01]. GPS arbeitet bei mit zwei Trägerfrequenzen von rund 1,6 GHz und 1,2 GHz. Die stabilsten Vergleiche über GPS sind möglich, wenn ein Satellit für Sender und Empfänger auf der Erde gleichzeitig sichtbar sind (common view). Für einen Frequenzvergleich mit GPS im common view kann eine statistische Unsicherheit von 5×10^{-16} nach etwa einer Woche Mittelungszeit erreicht werden [Dro15].

Techniken wie das TWSTFT-Verfahren erreichen eine Genauigkeit von 2×10^{-15} nach etwa 24 Stunden Mittelungszeit [Hac14]. Bei diesem bidirektionalen Verfahren wird die Trägerphase einer Mikrowellenverbindung bei rund 11/14 GHz für die Frequenzübertragung benutzt. Durch die Bidirektionalität können Störungen unterdrückt werden. Zur Frequenzübertragung wird ein sogenannter Pseudo-Random-Code auf die Trägerfrequenz aufmoduliert, sodass sich auf der Empfängerseite durch Korrelation des auf der Senderseite aufmodulierten Codes und dem bekannten Pseudo-Random-Muster eine eindeutige Phasenbeziehung messen lässt. Durch eine Erhöhung der Bandbreite des Nutzsignals (auch Chiprate genannt) kann eine statistische Genauigkeit von 1×10^{-16} nach einem Tag Mittelung erreicht werden. Versuche zu diesem Thema werden derzeit in einer europäischen Kooperation im Rahmen des ITOC-Projektes durchgeführt. Andere Verfahren nutzen auch die Phase des Trägersignals zur Frequenzübertragung [Fuj14,Hac14]. Ein Problem dieser Methode besteht darin, die Phase wieder eindeutig aus dem hochfrequenten, periodischen Signal zu extrahieren.

Ein zukünftiges Projekt zur Frequenzübertragung ist die ACES-Mission der ESA [Cac09, Heß11], die 2016 starten soll. Die Mission besteht aus einem Wasserstoff-Maser und einer Caesium-Strahluhr mit einem lasergekühlten Ensemble, die auf der ISS installiert werden sollen. Dies wird eine Zeitskala mit einer Genauigkeit im Bereich von 10^{-16} auf der ISS ermöglichen. Zusätzlich wird eine Mikrowellen-Verbindung für genaue Frequenzvergleiche mit der Erde etabliert. Dieses System ermöglicht Frequenzvergleiche zwischen Erde und ISS und auch Frequenzvergleiche von entfernten optischen Uhren auf der Erde. Es wird angestrebt, für diese Vergleiche eine Genauigkeit im Bereich 10^{-17} in einer Mittelungszeit von wenigen Tagen zu erreichen. Ein mögliches Nachfolgeprojekt ist die

SOC-Mission, deren Ziel es ist, eine optische Gitteruhr auf der ISS zu betreiben [Bon15]. Die angestrebte Genauigkeit ist etwa zehnfach höher als bei der ACES-Mission.

2.4.2 Glasfasern zur Frequenzübertragung

Eine Methode, die es schon heute erlaubt, optische Uhren über Entfernungen zu vergleichen ohne eine verminderte Stabilität in Kauf nehmen zu müssen, sind Frequenzvergleiche über optische Glasfasern [New07, Lop10, Aka14b]. Bei dieser Methode wird die Phase eines optischen Signals zur Frequenzübertragung verwendet. Phasenänderungen des Lichts durch Veränderungen der optischen Weglänge in der Faser können durch eine aktive Stabilisierung unterdrückt werden. Zur Detektion dieser Schwankungen dient ein Teil des Lichtes, der wieder durch die Faser zurückgesendet wird. Derartige Verbindungen können in den kommerziellen Glasfasernetzwerken vorhandene Fasern nutzen, die bei einer Wellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ betrieben werden, bei der die Fasern eine geringer Dämpfung besitzen. Trotzdem entstehen Leistungsverluste von ca. 20 dB pro 100 km Faserstrecke, sodass in regelmäßigen Abständen bidirektionale Verstärker benötigt werden, die in der normalen Nutzung der Fasern nicht vorgesehen sind [Pre12, Rau14]. Es konnte gezeigt werden, dass man mit solchen Verbindungen in der Lage ist, optische Frequenzen über Entfernungen von bis zu 1840 km mit hoher Stabilität zu vergleichen [Dro13]. Inzwischen sind bereits einige solcher Faserstrecken insbesondere in Europa in Betrieb [Rau15, Cal14].

Ein großer Vorteil dieser Methode besteht in der hohen Frequenzstabilität der Faser-Verbindung, die beim Vergleich optischer Uhren nicht ins Gewicht fällt. Ein wichtiger Grund hierfür ist, dass bei derartigen Verbindungen kein weißes Frequenzrauschen auftritt, da die Phase des transferierten Signals stabilisiert wird. Das entstehende Phasenrauschen weist ein $1/\tau$ -Mittelungsverhalten in der Allan-Standardabweichung auf und ist daher schon nach kurzen Mittelungszeiten kleiner als das $1/\sqrt{\tau}$ -Mittelungsverhalten der zu vergleichenden Uhren (siehe 2.2.1). Weitere Verbesserungen können durch Verwendung von Varianten der Allan-Standardabweichung erreicht werden [Ben15]. Die Nachteile dieser Methode bestehen in der mangelnden Verfügbarkeit, da sie nur an ausgewählten und speziell präparierten Strecken erreichbar ist. Es ist zudem fraglich, ob sich transozeanische Verbindungen mit dieser Technik realisieren lassen werden.

2.5 Chronometrische Nivellierung

Die chronometrische Nivellierung nutzt die Gravitations-Rotverschiebung nach Einsteins Allgemeiner Relativitätstheorie zur Bestimmung von Höhenunterschieden auf der Erdoberfläche. Die Allgemeine Relativitätstheorie ist eine hochgradig komplexe und abstrakte Theorie und wird im Standard-Kanon des Physikstudiums wenig behandelt. Es werden hier [Aud01, Rie04, Gui97] folgend einige für die Metrologie und insbesondere Zeit- und Frequenzbestimmung wichtige Aspekte kurz angesprochen, bevor die konkrete Anwendbarkeit von Frequenzmessungen zur Höhenmessung erläutert wird.

2.5.1 Gravitations-Rotverschiebung

Ein wichtiges Grundprinzip der Allgemeinen Relativitätstheorie ist die Lokalität aller physikalischen Phänomene. So besagt Einsteins Äquivalenzprinzip, dass lokale (und nicht gravitative) Experimente in jedem frei fallenden Labor dasselbe Ergebnis liefern [Ein16]. Das Ergebnis eines lokalen Experiments ist daher unabhängig von der Position oder Geschwindigkeit eines Labors. So führt beispielsweise die Realisierung der Sekunde in jedem hinreichend kleinen Labor zu einem gleichen Standardmaß. Es ist für ein Frequenzverhältnis unwesentlich, wo es gemessen wird, solange sich beide Uhren in einem geringen Abstand im selben Inertialsystem befinden. Wird der Abstand der Uhren aber vergleichbar mit der Längenskala von Gravitationsänderungen, müssen relativistische Effekte berücksichtigt werden. Neben dem Problem der Frequenzvergleiche, die nur zwei Punkte in der Raumzeit betreffen, ist es interessant, das Problem der Zeitskalen im relativistischen Kontext zu betrachten [Wol95, Del13].

Es gibt in der Allgemeinen Relativitätstheorie kein speziell ausgezeichnetes Koordinatensystem. Jedes hinreichend reguläre Koordinatensystem $(x^\mu) = (x^0, x^1, x^2, x^3)$ kann daher zur Beschreibung verwendet werden. Die Koordinaten lassen sich aber im Allgemeinen nicht dazu verwenden, um Längen von Intervallen anzugeben. Sie dienen vielmehr als eine Art „Hausnummer“, um Punkte in der Raumzeit zu benennen, und werden häufig auch ohne Einheit angegeben.

Vom gewählten Koordinatensystem unabhängig ist hingegen das invariante differentielle Wegelement

$$ds^2 = \sum_{\alpha,\beta} g_{\alpha\beta}(x^\mu) dx^\alpha dx^\beta . \quad (2.8)$$

Dabei ist $g_{\alpha\beta}$ ist der metrische Tensor, für den gilt $g_{\alpha\beta} = g_{\beta\alpha}$. Der metrische Tensor ist von den Koordinaten (x^μ) abhängig und wird von der Massenverteilung im Raum beeinflusst. Lokal lassen sich Koordinatensysteme finden, in denen die Metrik von der Form

$$ds^2 = -c^2(dt)^2 + (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 \quad (2.9)$$

ist, sodass Raum und Zeitkoordinaten die übliche Bedeutung haben und sich in Meter und Sekunde angeben lassen. Der erdnahe Raum lässt sich in einem nicht rotierenden Koordinatensystem⁴ mit einer Metrik der Form

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2U}{c^2}\right) c^2 dt^2 + \left(1 + \frac{2U}{c^2}\right) [(dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2] \quad (2.10)$$

beschreiben, wobei U die Summe über alle Newton'schen Gravitationspotentiale (mit Nullpunkt im Unendlichen) ist. Dies ist eine genäherte Lösung der Einstein'schen Gleichungen (auch Post-Newton'sche Näherung genannt) und führt hier zu relativen Frequenzfehlern von weniger als 1×10^{-18} in einem 300 000 km Radius um die Erde [Aud01]. Um eine höhere Genauigkeit zu erzielen, können höhere Terme in der Lichtgeschwindigkeit c berücksichtigt werden. Da $U/c^2 \ll 1$ gilt, ist der so definierte Raum in sehr guter Näherung euklidisch, die Koordinaten können mit den Einheiten Sekunde und Meter angegeben werden. Dies hat aber Konsequenzen für die Definition globaler Zeitskalen, wie der Temps atomique international (TAI). Die Länge einer Sekunde in TAI entspricht nur auf einer einzigen Äquipotentialfläche (per Definition dem Geoid) der Dauer einer SI-Sekunde. Trotzdem ist es möglich, alle Ereignisse durch eine Zeitangabe in TAI-Zeit eindeutig festzulegen. Man bezeichnet solche Zeitskalen als Koordinaten-Zeit. Mit der Relation

$$d\tau = \frac{1}{c} \sqrt{-ds^2} \quad (2.11)$$

und der Metrik in 2.10 lässt sich die Eigenzeit τ in Abhängigkeit von der Koordinatenzeit

⁴Eine vollständige Beschreibung erhält man durch eine Koordinatentransformation in ein mit der Erde rotierendes Bezugssystem. Diese wird hier nicht behandelt; es wird auf [Gui97] verwiesen.

angeben. Sie lässt sich in der Form

$$\frac{d\tau}{dt} \equiv 1 - h(t) \quad (2.12)$$

schreiben. In dem nicht rotierenden Koordinatensystem ist $h(t)$ durch

$$h(t) = \frac{U(t)}{c^2} + \frac{v(t)^2}{2c^2} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{c^4}\right) \quad (2.13)$$

gegeben. Dabei drückt der erste Term die Gravitations-Rotverschiebung aus, während der zweite Term die Zeitdilatation beschreibt. Im rotierenden Koordinatensystem der Erde müssen weitere Effekte wie der Sagnac-Effekt und die Zentrifugalbeschleunigung berücksichtigt werden [Rie04]. Für in Ruhe befindliche Uhren auf der Erdoberfläche kann $h(t)$ als

$$h(t) \approx \frac{U(t)}{c^2} \approx -1 \times 10^{-16} \frac{b}{m} \quad (2.14)$$

genähert werden. Dabei bezeichnet b die Höhe über dem Geoid (vgl. 2.5.2).

Für den direkten Vergleich zweier Uhren müssen die Koordinatenzeit und das Geoid nicht berücksichtigt werden, da der Vergleich zweier Frequenzen eine relative Messung ist und keiner Zeitskala bedarf. Die Frequenzverschiebung von 1×10^{-16} für einen Höhenunterschied von 1 Meter ist aber bei jedem Uhrenvergleich auf der Erde zu berücksichtigen. Mit steigender Genauigkeit optischer Uhren wächst folglich auch die Anforderung an die Genauigkeit der Höhenbestimmung. Für die Genauigkeit von Fernvergleichen und Zeitskalen könnte dies ein Problem werden, wenn die Entwicklung optischer Uhren so voranschreitet wie bisher. In diesem Fall würden sich die Verhältnisse umkehren und man könnte Uhren benutzen, um Höhenunterschiede zu messen. Um durch den Frequenzunterschied zweier Uhren einen genauen Wert für die Höhendifferenz zu ermitteln, ist es notwendig, die Übereinstimmung der beiden Uhren unter gleichen Bedingungen zweifelsfrei nachzuweisen. Hier sind transportable Uhren ein wichtiges Bindeglied, da es so möglich wird, mit dem selben System sowohl lokale Vergleiche als auch Fernvergleiche durchzuführen.

2.5.2 Uhren für die Geodäsie

Die Geodäsie beschäftigt sich mit der Ausmessung und Abbildung der Erde. Ein wichtiger Teil dieses Wissenschaftsbereichs besteht in der Bestimmung der geometrischen Figur der

Erde und ihres Schwerefeldes. Das Schwerefeld der Erde kann durch Äquipotentialflächen des Schwerefeldes beschrieben werden, das gravitative und Zentrifugaleinflüsse enthält. Der sogenannte Geoid ist die Äquipotentialfläche des mittleren Meeresspiegels. Lokal kann die Ozeanoberfläche durch stationäre Strömungen zwischen $-2,1$ m und $+1,3$ m vom mittleren Meeresspiegel abweichen [Pav03]. Aus geodätischen Messungen können Erkenntnisse zum Verständnis von gesellschaftlich und politisch wichtigen Prozessen, wie sinkenden Grundwasserspiegeln oder schmelzenden Gletschern, gewonnen werden. Auch für Bauprojekte, wie zum Beispiel Brücken, ist eine gute Höhenbestimmung entscheidend. Die Aufrechterhaltung des Höhenreferenznetzes wird durch regelmäßige Messungen sichergestellt. Im Gegensatz zur Bestimmung von Höhen in einem geometrischen Bezugssystem, wie es zum Beispiel mit GNSS-Systemen (unter anderem GPS) möglich ist, geht in die Höhenbestimmung die Gravitation und damit die Massenverteilung im Erdinneren ein.

Das Messen von Höhenunterschieden über große Distanzen ist nicht trivial. Über kurze Strecken kann es durch geometrisches Nivellieren erfolgen. Man erreicht sub-mm-Genauigkeit über Distanzen von einigen Kilometern. Da sich Fehler akkumulieren, entstehen über größere Entfernungen von 1 000 km Unsicherheiten von mehreren zehn Zentimetern. Satellitenmissionen wie die GOCE-Mission erreichen auf globaler Skala eine Genauigkeit von 1 cm, allerdings nur eine räumliche Auflösung von $200 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ [Pai11]. Innerhalb dieser Auflösung kann es zu Abweichungen des Geoids von einigen 10 cm kommen. Um lokal eine höhere Genauigkeit von 2 cm – 3 cm zu erreichen, können Satellitendaten mit lokalen gravimetrischen Messungen kombiniert werden. Mit Gravimetern kann der Gradient des Gravitationspotentials g lokal mit außerordentlich hoher Genauigkeit gemessen werden. Moderne Gravimeter erreichen Unsicherheiten von $2 \mu\text{Gal} = 2 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$. So kann mit Absolutgravimetern zum Beispiel die Hebung des Fennoskanischen Schildes beobachtet werden [Tim12]. Die bislang genauesten Gravimeter basieren auf makroskopischen Testmassen, deren Position im freien Fall interferometrisch gemessen wird [Nie95]. Ein vielversprechendes Verfahren zur Messung von g sind auch Atom-Interferometer [Hau13, Sch14]. Diese bieten eine Genauigkeit, welche mit den mechanischen Aufbauten vergleichbar ist und haben exzellente Eigenschaften im Bezug auf weitere Miniaturisierung, quasi kontinuierliche Messungen und Reproduzierbarkeit. Zusätzlich zu Gravimetern mit absoluter Genauigkeit werden häufig relative Gravimeter eingesetzt, die zum Beispiel auf mechanischen Federn basieren. Sie weisen über Zeiträume von Monaten eine hohe Drift auf, können aber innerhalb von kurzen Messkampagnen benutzt

werden, um Gravitationskarten zu erstellen, für die viele Messpunkte notwendig sind. Mit Gravimetern kann allerdings nur der Gradient des Gravitationsfeldes gemessen werden, sodass zur Bestimmung von Äquipotentialflächen (d.h. Höhen) viele Messungen und entsprechende Modelle einfließen müssen.

Mit Uhren dagegen ist es (wie in 2.5.1 beschrieben wurde) möglich, die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten direkt zu bestimmen. In Zusammenarbeit mit den in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen Faserlinks wäre es daher erstmals möglich, Höhenunterschiede über Entfernungen von einigen tausend Kilometern mit hoher räumlicher Auflösung und ohne ein dichtes Netz lokaler Gravimetermessungen zu bestimmen. Selbst wenn die Genauigkeit von chronometrischer Nivellierung bisher noch hinter den klassischen Methoden der Geodäsie zurückbleibt, bietet das Verfahren einen neuen Zugang. Da es, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben wurde, heute viele Uhren mit einer Genauigkeit im Bereich von 10^{-17} gibt, beträgt die derzeit mögliche Höhenauflösung einige zehn Zentimeter. Das ist vergleichbar mit der Genauigkeit, die sich mit GNSS-Messungen, dem Geoidmodell und lokalen Gravimetermessungen erreichen lässt. Mit zwei Al^+ -Uhren wurde bereits 2010 eine Höhendifferenz von 30 cm innerhalb eines Labors [Cho10b] nachgewiesen. Da bereits Uhren mit einer Unsicherheit von wenigen Teilen in 10^{-18} demonstriert wurden, ist eine Verbesserung um mindestens eine weitere Größenordnung möglich. So könnte schließlich das Geoid, wie bereits in den 1980iger-Jahren vorgeschlagen wurde [Ver83, Bje85], auf Basis der allgemeinen Relativitätstheorie definiert werden.

2.6 Zielsetzung dieses Experiments

Die in Kapitel 1 beschriebenen, derzeit genauesten und stabilsten optischen Uhren, sind Laboraufbauten. Diese füllen in der Regel einen kompletten Raum mit mehreren optischen Tischen für die Laseraufbauten und einer größeren Anzahl von Schränken für Elektronik. Es ist also nicht praktikabel, diese in der Regel über Jahre gewachsenen Aufbauten für eine einzelne Messung an einen anderen Ort zu transportieren. Gerade diese Möglichkeit würde aber interessante neue Perspektiven für Messungen bieten. Dazu gehört unter anderem die relativistische Geodäsie (oder chronometrische Nivellierung), auf deren Möglichkeiten ich in Abschnitt 2.5 eingehen werde.

Zielsetzung dieser Arbeit soll daher sein, eine Gitteruhr aufzubauen, die auf dem Niveau der derzeit besten optischen Uhren von 1×10^{-17} mit einer Stabilität von $1 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ operieren kann. Ein solcher Aufbau würde die derzeit beste portable Frequenzreferenz darstellen, die für Messungen jenseits der Genauigkeit der SI-Sekunde zur Verfügung stünde. Dafür soll die Möglichkeit bestehen, den Aufbau ohne Demontage des Systems an einen anderen Ort zu transportieren, z.B. ein Metrologieinstitut oder einen für die Geodäsie interessanten Ort. Dort soll er innerhalb von ein bis zwei Wochen für eine Frequenzmessung auf höchstem Genauigkeitsniveau verwendet werden können. Bewusst soll hier nicht auf potentiell problematische Komponenten wie aktive Wasserkühlung verzichtet werden, wenn diese die Genauigkeit verbessern. Zudem wird die Miniaturisierung nur soweit vorangetrieben, dass sie die Flexibilität des Experimentators nicht zu sehr einschränkt. So kann kurzfristig auf Ausfälle einzelner Komponenten oder Widrigkeiten der Umgebung reagiert werden. Der Erfolg einer Messkampagne kann so eher sichergestellt werden als durch ein intrinsisch stabileres, aber weniger flexibles System.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Apparatur gegeben, die zum Präparieren und Abfragen der Strontiumatome in einem optischen Gitter aufgebaut wurde. Dabei werden die konzeptionellen Grundideen im Mittelpunkt stehen. Auf Einzelheiten wird verstärkt dort eingegangen, wo sie die Genauigkeit der Uhr beeinflussen. Damit werden die experimentellen Grundlagen beschrieben, die eine transportable Strontium-Gitteruhr mit einer relativen Frequenzunsicherheit von 1×10^{-17} ermöglichen. Für eine genauere quantitative Betrachtung der Unsicherheitsbeiträge sei an der jeweiligen Stelle auf Kapitel 5 verwiesen. Da ein transportables System einen höheren Standard an mechanischer Festigkeit und Kompaktheit aufweisen muss als ein Laboraufbau, soll zudem das Konzept des mechanischen Aufbaus aus diesem Kapitel ersichtlich werden.

3.1 Kompakte und zuverlässige Lasersysteme

Die zur Kühlung von Strontium erforderlichen Laserwellenlängen lassen sich heute alle mit kommerziellen Halbleiterdiodenlasern erzeugen. Diese Systeme basieren auf dem extended cavity diode laser (ECDL) Prinzip in Littrow-Anordnung [Ric95] und sind in der Regel sehr zuverlässig. Die freilaufende Linienbreite eines solchen Systems liegt bei 0,1 bis 1 MHz für kurze Beobachtungszeiten von weniger als einer Sekunde. Über einen Experimentiertag kann die Laserfrequenz Schwankungen in der Größenordnung von einem Gigahertz und mehr aufweisen, da die Frequenz des ECDL empfindlich von der optischen Weglänge

Wellenlänge (nm)	Funktion	Linienbreite	Frequenz- stabilität	Modulation
461	Kühl-/Detektionslaser	MHz	1 MHz/Tag	–
679, 707	Rückpumplaser	MHz	500 MHz/Tag	2 GHz
689	Kühlaser	kHz	5 kHz/Tag	1 MHz
689	Stirringlaser – für ^{87}Sr	kHz	5 kHz/Tag	1 MHz
813	Gitterlaser	MHz	100 kHz/Tag	–
698	Uhrenlaser	sub Hz	< 0,5 Hz/s, linear	–

Tabelle 3.1: Übersicht über die benötigten Lasersysteme. Die Werte zur Frequenzstabilität geben an, auf welcher Größenordnung die Frequenz des Lasers über die Dauer einer Messung stabil gehalten werden muss. Einige der Laser müssen während des Experiments in ihrer Frequenz moduliert werden. Der Frequenzhub dieser Modulation ist in der letzten Spalte gegeben. Genauere Informationen finden sich im Abschnitt zu dem betreffenden Lasersystem.

des einige Zentimeter langen laserinternen Resonators abhängt. Dessen optische Weglänge unterliegt durch Änderungen des Luftdrucks oder der Umgebungstemperatur⁵ täglichen Schwankungen, sodass es für die in diesem Versuch verwendeten Laser erforderlich ist, die Laserfrequenz über eine laserexterne Frequenzreferenz zu stabilisieren. Die einzige Ausnahme bilden die beiden Rückpumplaser, für die gelegentliche manuelle Korrekturen der Frequenz ausreichend sind, da die Anforderungen an deren Frequenzstabilität gering sind, wie im Folgenden noch beschrieben wird. Als externe Referenz für die anderen Laser dienen Fabry-Pérot-Resonatoren, die jeweils in einer separaten Vakuumkammer temperaturstabilisiert gelagert sind. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Anforderungen an die verschiedenen Laser, die in Tabelle 3.1 grob zusammengefasst sind, kommen hier drei verschiedene Typen von Vakuumkammern und Resonatoren mit sehr unterschiedlichen Graden an Komplexität zum Einsatz.

Um die Laser für die Kühlung der Strontiumatome einsetzen zu können, muss das Licht auf verschiedene, gegeneinander frequenzverschobene und unabhängig voneinander schaltbare Strahlen aufgeteilt werden. Diese Anforderung kann am besten in Freistrahloptik erfüllt werden, wo alle nötigen optischen Komponenten⁶ mit guter Effizienz verfügbar sind. Für den portablen Aufbau ist es wichtig, die Optik in einem modularen, stabilen

⁵Die Temperatur des Lasers wird aktiv stabilisiert. Dennoch ist es möglich, dass sich Änderungen der Umgebungstemperatur – wenn auch stark unterdrückt – auf die Lasertemperatur auswirken.

⁶Als Beispiele seien genannt: akusto-optischer Modulator (AOM), Faraday-Isolator, mechanischer Shutter.

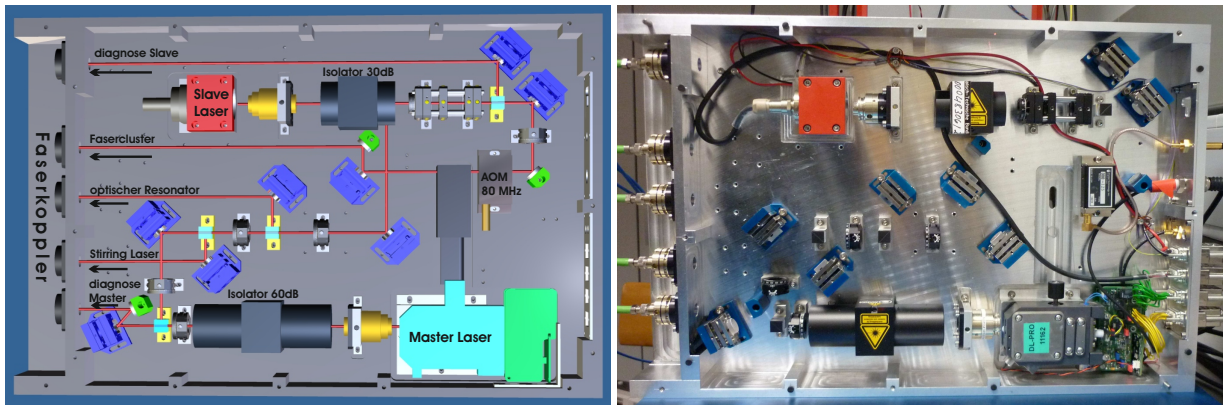


Abbildung 3.1: Der Kühllaser bei 689 nm als Beispiel eines Lasermoduls, das im Rahmen dieser Arbeit geplant und aufgebaut wurde. (Im Foto noch ohne Strahlshutter.) Der AOM dient zum schnellen Schalten des Laserstrahls und kann, wie im Text beschrieben, auch zur Frequenzmodulation des Kühllasers eingesetzt werden.

und leichten System zu realisieren. Ziel ist es, die Lasermodule in ein Schubladensystem einzubauen, welches in einen rollbaren Wagen integrierbar ist. Hierzu wurden die Lasersysteme auf Aluminiumgrundplatten mit einer Standardgröße von 300 mm × 450 mm, oder, im Fall des Uhrenlasers, auch 600 mm × 450 mm, aufgebaut.

Zur Abschirmung von Umgebungseinflüssen ist jede der 20 mm dicken Grundplatten mit 40 mm hohen Seitenwänden versehen und kann mit einem einfachen Deckel verschlossen werden. Jedes dieser Module bildet so eine kompakte „Kiste“ und enthält eine funktionale Einheit, die für die Laserkühlung von neutralem Strontium nötig ist. Faserkoppler und elektrische Verbindungen befinden sich auf gegenüberliegenden Seiten der Grundplatten, was die Integration in ein Schubladensystem wesentlich vereinfacht. Die erforderliche Optik wurde mit Halbzoll-Spiegeln und entsprechenden Haltern aufgebaut. Mittels einer CAD-Software wurde der gesamte Laseraufbau am Computer geplant, so dass die Befestigungsbohrungen für die Optikhalter genau auf den geplanten Strahlengang ausgelegt sind. Die kommerziellen Laserköpfe⁷ wurden aus den vom Hersteller mitgelieferten Gehäusen entfernt und mit einem kompakten Sockel direkt auf der Grundplatte befestigt. In Abbildung 3.1 ist exemplarisch für ein solches System der 689 nm Kühllaser als 3D-Modell und als Foto dargestellt.

Kurze Strahlwege zwischen Laser und Faserkopplung erhöhen die Pointingstabilität

⁷Topica, DL-Pro

und damit die Langzeitstabilität der Fasereinkopplungen und verringern Größe und Gewicht des Aufbaus. Es wurde daher zur Justage der Faserkopplungen jeweils nur ein Spiegelhalter eingeplant, welcher zusammen mit den Freiheitsgraden der verwendeten Faserkoppler⁸ ausreicht, um die Faserkopplung auf typische Werte von 60 % – 70 % zu optimieren. Der $1/e^2$ Strahlradius der kollimierten Laserstrahlen wurde mit weniger als 0,5 mm kleiner als die aktive Apertur der benutzten AOMs gewählt. Die Rayleighlänge eines solchen Strahls beträgt für rotes Licht bei 700 nm $z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = 1,2$ m (entsprechend 1,7 m bei 460 nm), sodass die Strahlwege kleiner als die Rayleighlänge gehalten werden können. Die Divergenz des Lasers bleibt somit vernachlässigbar, während eine Fokussierung des Lasers in den AOM überflüssig wird. Auf diese Weise lässt sich die Anzahl der optischen Bauelemente reduzieren und eine gute Trennung der Beugungsordnungen der akusto-optischen Modulatoren auf engem Raum erreichen. Beispielsweise beträgt die Winkelauflösung eines 80 MHz-AOM für rotes Licht rund 10 mrad. Dies führt schon nach einer Strecke von 200 mm zu einem Abstand von vier Strahlradien zwischen benachbarten Beugungsordnungen. Da der Abstand des AOM zum Faserkoppler aufgrund der anderen benötigten Optiken oft weitaus größer ist, während der Abstand der Beugungsordnungen voneinander linear anwächst, kann auf diese Weise eine sehr gute Trennung erreicht werden, ohne dass zusätzliche Strahlwege eingeplant werden müssen.

Zusätzlich zu den in Eigenbau hergestellten Lasermodulen wurde zur Strahlaufteilung für die magneto-optische Falle ein sogenanntes „Fasercluster“⁹ verwendet. Dieses kommerzielle Produkt verwendet Freistrahloptik, um mittels dichroitischer Spiegel und Polarisationsstrahlteiler Licht von drei verschiedenen Lasern (461 nm, 2×689 nm) in den drei zur MOT führenden Fasern zu überlagern. Durch Verwendung eines Käfigsystems ist dieser Aufbau über Jahre stabil, allerdings durch mangelnde Freiheitsgrade in der Strahlführung auch nur mit hohem Aufwand justierbar.

In der folgenden Liste wird kurz auf die Besonderheiten der einzelnen Lasermodule und der optischen Resonatoren eingegangen, die für einige der Laser zur Frequenzstabilisierung eingesetzt werden.

461 nm Kühllaser: Zum Erzeugen des blauen Kühllichts wird in einem kommerziellen Aufbau ein Diodenlaser bei 922 nm zunächst mit einem Trapezverstärker (engl. tapered

⁸Schäfer und Kirchhoff, 60SMS Serie

⁹Schäfer und Kirchhoff

amplifier) verstärkt und anschließend in einem Ringresonator zur Leistungsüberhöhung durch einen nichtlinearen Kristall in seiner Frequenz verdoppelt. Die Ausgangsleistung des Lasers beträgt im regulären Experiment 120 mW (Maximalleistung des Systems 230 mW) aus einer optischen Glasfaser. Das Licht wird auf einem Verteilungsboard in drei Fasern für Zemanslower (80 mW), magneto-optische Falle (MOT) (38 mW) und Detektionsstrahl (2 mW) aufgeteilt. Die einzelnen Wege sind jeweils mit einem AOM versehen, um die verschiedenen benötigten Frequenzen für die Laserkühlung und Detektion zu erzeugen. Mechanische Shutter sorgen dafür, dass sich die Strahlen komplett abschalten lassen und nicht zu unerwünschten Effekten führen, wie zum Beispiel zu Frequenzverschiebungen des Uhrenübergangs.

Die Frequenz des Lasers bei 922 nm wird auf den am wenigsten komplexen optischen Resonatoraufbau dieses Experiments stabilisiert. Der 10 cm lange ULE Resonator mit einer Finesse von ca. 1000 befindet sich in einer Vakuumkammer aus Aluminium, welche durch Peltierelemente von außen aktiv in ihrer Temperatur stabilisiert wird. Im Vakuum befindet sich lediglich ein passiver Wärmeschild zur besseren Isolierung des Resonators von Temperaturschwankungen der Umgebung. Die Frequenzdifferenz zwischen den durch die Eigenmoden des Resonators festgelegten Frequenzen und der gewünschten Frequenz zum Erreichen des $^1S_0^{-1}P_1$ Kühlüberganges wird mit Hilfe eines breitbandig abstimmbaren, faserbasierten elektro-optischen Modulators (EOM) überbrückt. Das Licht, das zum Resonator gesendet wird, kann somit phasenmoduliert werden, um zwei Seitenbänder im Frequenzraum zu erzeugen. Eines der Seitenbänder kann mit der Pound-Drever-Hall (PDH)-Methode auf eine Eigenmode des Resonators stabilisiert werden [Bla01]. Die Frequenz des Lasers wird so geregelt, dass eines der Seitenbänder auf eine Eigenmode des Resonators stabilisiert bleibt. Eine Änderung der Seitenbandfrequenz führt damit zu einer Frequenzänderung des Lasers. Die zusätzlichen, für die PDH-Stabilisierung benötigten Seitenbänder werden durch den Laserstrom auf den ECDL moduliert und dienen gleichzeitig auch zur Stabilisierung des Ringresonators für die Frequenzverdopplung. Da mit den verwendeten faserbasierten EOMs Seitenbandabstände bis zu zwei Gigahertz möglich sind, lässt sich der freie Spektralbereich des Resonators von 1,5 GHz leicht überbrücken und die Laserfrequenz an einem beliebigen Punkt zwischen den Eigenmoden stabilisieren. Die Laserfrequenz kann anhand des Fluoreszenzsignals der 461 nm MOT (siehe Abschnitt 4.3) optimiert werden. Die Frequenzdifferenz zwischen der atomaren Resonanz und der durch die Eigenmode des Resonators festgelegte Frequenz wurde über rund ein Jahr be-

obachtet und hat sich in dieser Zeit um weniger als 10 MHz geändert; die Abweichungen von Tag zu Tag betragen maximal 500 kHz.

679 nm und 707 nm Rückpumplaser: Beide Wellenlängen werden von je einem ECDL in einem gemeinsamen Modul erzeugt. Die Laser lassen sich unabhängig voneinander mit AOM und Shutter schalten und werden gemeinsam in eine Faser eingekoppelt. Der in dieser Arbeit erstellte Rückpumplaser Aufbau konnte bei einem Testlauf am stationären Strontiumversuch über ein Jahr ohne Nachjustieren des Strahlenganges betrieben werden. Die Laser werden verwendet, um die Besetzung metastabiler Tripletzustände zurück in den Grundzustand zu bringen, wie in Abschnitt 4.1 erläutert wird. Für ^{87}Sr muss die Besetzung aller Hyperfeinniveaus des 3P_2 -Zustandes in den Grundzustand des Singlettsystems zurückgepumpt werden, was durch eine Frequenzmodulation mit einem Hub von ca. 2 GHz bei einer Modulationsrate von 10 kHz – 20 kHz realisiert werden kann. Die Modulation erfolgt über den Piezoaktuator des Lasers. Die Laserfrequenz und die Modulation können mit einem kommerziellen Wellenlängenmessgerät eingestellt werden und Anhand ihrer Wirkung auf die Atomzahl feinjustiert werden. Bei ausreichender Laserleistung lässt sich durch Erhöhung des Modulationshubs auch der negative Einfluss von Frequenzdrifts verringern. Im gut klimatisierten Labor bleibt die Rückpumpeffizienz so über viele Stunden stabil. Auf eine Frequenzstabilisierung mit einem externen Resonator kann daher verzichtet werden. Sollte es für den Einsatz in weniger stabilen Umgebungen notwendig sein, kann das Signal des Wellenlängenmessgeräts dazu verwendet werden, eine Frequenzstabilisierung auf dem Genauigkeitsniveau von einigen hundert MHz zu implementieren.

689 nm Kühllaser: Für den 689 nm Kühllaser sind die Anforderungen an die Frequenzstabilität deutlich höher als für den 461 nm Laser, da der verwendete Interkombinationsübergang eine sehr viel kleinere natürliche Linienbreite aufweist (7 kHz). Der Referenzresonator ist daher mit höherwertigen Spiegeln ausgestattet, sodass die Finesse des Resonators 230.000 beträgt.¹⁰ Weiterhin ist der im Vakuum befindliche Wärmeschild bei diesem Resonator mit einer aktiven Temperaturstabilisierung ausgestattet. Zum Zeitpunkt der in Kapitel 4 vorgestellten Messungen stand dieser Resonator noch nicht zur Verfügung. Für die beschriebenen Messungen wurde eine Schwebungsstabilisierung rela-

¹⁰Zum Bestimmen der Finesse des Resonators wurde die Lebensdauer des Lichts im Resonator gemessen. Bei der sogenannten „ringdown“-Messung wird das vom Resonator transmittierte Licht auf einer Photodiode betrachtet, während man das eingekoppelte Licht schnell abschaltet.

tiv zum Kühllaser des stationären Strontium-Experimentes verwendet. Während der sogenannten Breitbandphase der 689 nm MOT muss auf den Kühllaser eine Frequenzmodulation aufgebracht werden, wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben wird. Während der Modulation muss der Laser auf den Referenzresonator stabilisiert bleiben, damit das Umschalten zwischen den beiden MOT-Phasen in weniger als 1 ms erfolgen kann. Diese Anforderung kann mit verschiedenen Techniken erfolgen, da der Modulationshub nur 1 MHz – 2 MHz betragen muss. Im derzeitigen Aufbau wird die Modulation in die Stabilisierung des Schwebungssignals eingebracht, so dass der ECDL über dieselben Stellgrößen moduliert wird, die auch zur Frequenzstabilisierung verwendet werden. Alternativ wurde getestet die Modulation durch die Frequenz des AOM zu erzeugen, der auch zum schnellen Schalten des Lichts verwendet wird (Schalt-AOM). Die Modulation an dieser Stelle führt aufgrund der Frequenzabhängigkeit des AOM-Beugungswinkels in Verbindung mit der anschließenden Faserkopplung zu einer Amplitudenmodulation des Lichts in der Breitbandphase, welche die Laserkühlung beeinträchtigen könnte. Es wurden aber im Versuch keine gravierenden Unterschiede zwischen beiden Methoden festgestellt. Daher wird in Zukunft die Modulation durch den Schalt-AOM erfolgen, da es vorteilhaft scheint die Anforderungen an die Frequenzstabilisierung des Lasers nicht zusätzlich durch das Einbringen der Modulation zu verschärfen.

689 nm „Stirring“-Laser: Für den sogenannten „Stirring“-Laser gelten die selben Anforderungen wie für den 689 nm Kühllaser. Da der Frequenzabstand der beiden Laser nur 1,46 GHz beträgt, kann ein Schwebungssignal zwischen Kühl- und „Stirring“-Laser zur Stabilisierung verwendet werden, sodass auf einen zweiten hochwertigen Referenzresonator verzichtet werden kann. Bei diesem Verfahren wird Licht von beiden Lasern auf einer schnellen Photodiode überlagert und aus dem entstehenden Schwebungssignal mit einem Phasen-Frequenzkomparator ein Fehlersignal generiert. Der „Stirring“-Laser muss ebenfalls ein Frequenzmodulation erfahren, welche durch die Phasenstabilisierung auf das modulierte Signal des 689 nm Kühllasers übernommen wird. In dem alternativ getesteten Schema der Frequenzmodulation durch den Schalt-AOM muss der „Stirring“-Laser auf die gleiche Weise wie der Kühllaser durch den entsprechenden AOM frequenzmoduliert werden, da die Phasenstabilisierung in diesem Ansatz unabhängig von der Modulation des Kühllasers ist.

813 nm Gitterlaser: Beim Gitterlaser handelt es sich um einen weiteren Diodenla-

ser mit TA-Verstärker. Die maximale optische Ausgangsleistung des Systems beträgt 2 W und ist damit ausreichend, um Frequenzmessungen des Uhrenübergangs bei stark unterschiedlichen Gittertiefen zu ermöglichen, was zur Messung der sogenannten magischen Wellenlänge notwendig ist (siehe Abschnitt 5.3.3). Mit dem gewählten Waistradius des optischen Gitters von $50 \mu\text{m}$ (vgl. Abschnitt 4.4.3) werden hierfür rund 350 mW optische Leistung (d.h. weniger als 20 % der maximalen Leistung des Lasers) hinter der Glasfaser benötigt, in der das Gitterlicht zum Experiment geführt wird. Neben den üblichen Verlusten bei der Faserkopplung können daher auch zusätzliche Verluste, zum Beispiel für eine spektrale Filterung des Laserlichts, in Kauf genommen werden. Weiterhin wird in Zukunft eine aktive Stabilisierung der optischen Leistung notwendig sein, damit die Tiefe des Gitters reproduzierbar eingestellt werden kann und sich zudem schnell zwischen zwei Experimentzyklen umschalten lässt. Zu diesem Zweck wird ein variabler Teil des Gitterlichts mit einem AOM aus dem Strahlengang herausgebeugt, während der unverschobene Anteil des Lichts benutzt wird, um das Gitter zu erzeugen. Die Verluste durch die Stabilisierung bleiben so auf ein Minimum beschränkt.

Die Frequenz des Gitterlasers hat durch die AC-Stark-Verschiebung direkten Einfluss auf die Frequenz der Uhr, wie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben wird. Dieser Einfluss wird zwar durch die Verwendung der magischen Wellenlänge stark reduziert (vgl. Abschnitt 5.3.3), allerdings trägt zur AC-Stark-Verschiebung das gesamte Frequenzspektrum des Lasers bei, so dass auch Veränderungen in größerem Abstand von der Zentralwellenlänge des Gitterlasers einen Einfluss auf die Frequenz der optischen Uhr haben. Da es Hinweise darauf gibt, dass die Verwendung von TA-Halbleitersystemen durch deren Superlumineszenz¹¹ zu schwer quantifizierbaren Verschiebungen des Uhrenübergangs führen kann [Le 13], muss der Gitterlaser möglichst gut spektral gefiltert werden. Dies wird im derzeitigen Aufbau durch ein Volumen-Bragg-Gitter mit einer spektralen Auflösung von 0,1 nm erreicht. Zukünftige Messungen werden zeigen, ob sich das vorliegende System als Gitterlaser eignet, gegebenenfalls muss das System durch einen Titan:Saphir-Laser ersetzt werden. Damit nichtlineare Effekte in der Glasfaser ausgeschlossen werden können, wird für das Gitterlicht eine sogenannte „Large-Mode-Area“-Glasfaser verwendet. Verglichen mit einer normalen Singlemode-Glasfaser verteilt diese photonische Kristallfaser die optische Leistung durch ihren großen Modenfelddurchmesser von $12 \mu\text{m}$ auf eine in etwa 9-mal so große Fläche.

¹¹engl. amplified spontaneous emission (ASE)

Die Anforderungen an die Langzeitstabilität des Gitterlaserfrequenz, welche ebenfalls durch die Frequenz eines externen ULE-Resonators gegeben wird, sind vergleichbar mit denen des 689 nm Kühllasers. Allerdings ist die Situation hier etwas komplizierter, da sich Änderungen der Frequenz des Gitterlasers auf die Frequenz des Uhrenübergangs auswirkt, was nur durch eine Messung der magischen Wellenlänge erkennbar ist. Eine solche Messung dauert je nach angestrebter Genauigkeit und Stabilität der Uhr einige Stunden. Im Rahmen einer Messkampagne muss daher sichergestellt sein, dass sich die Frequenz des Gitterlasers über den gesamten Zeitraum nur wenig ändert, damit die Verschiebung des Uhrenübergangs im Rahmen der Unsicherheit der Uhr vernachlässigbar bleibt. Für einen angestrebten Unsicherheitsbeitrag von weniger als 5×10^{-18} und eine Gittertiefe von $100 E_{\text{recoil}}$ bedeutet das eine Frequenzänderung der Gitterlaserfrequenz von weniger als 1 MHz. Eine Methode dies zu erreichen ist zum Beispiel die Frequenz des Gitterlasers mithilfe eines optischen Frequenzkamms ständig gegen eine stabile Referenz zu vergleichen. Ist dies nicht möglich, so muss die Frequenzstabilität des Resonators allein genügen, um den Zeitraum zwischen zwei Messungen der magischen Wellenlänge zu überbrücken. Es sollte nach den derzeitigen Erfahrungen mit den bereits vorhandenen Resonatoraufbauten für die Kühllaser möglich sein, Zeiträume von einer Woche und mehr zu überbrücken, wenn die Temperaturstabilisierung des Resonators in Betrieb ist.

698 nm Uhrenlaser: Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Lasermodul als Uhrenlasersystem realisiert, welches in Abschnitt 3.6.2 im Zusammenhang mit einer in Florenz durchgeführten Messkampagne detailliert beschrieben wird. Dieser Aufbau ist ein Teil des Space-Optical Clocks 2 (SOC2) Projekts und wird daher für die innerhalb dieses Projektes aufgebaute Strontium-Uhr (vgl. Abschnitt 2.4.1) verwendet. Für die in Kapitel 5 vorgestellten Messungen wurde das ebenfalls transportable Lasermodul verwendet, welches bei einem Laservergleich in Düsseldorf zum Einsatz kam und in Abschnitt 3.6.1 beschrieben wird.

Der optische Resonator, dessen Längenstabilität die Grundlage der Uhrenlaserstabilität bildet, wurde gegenüber dem System, welches für die in Abschnitt 3.6.2 und 3.6.1 beschriebenen Transporttests eingesetzt wurde, im Bezug auf Kompaktheit und erreichbarer Frequenzstabilität verbessert. Dieses System wurde als Gegenstand einer separaten Arbeit [Häf11] aufgebaut, sodass hier nur einige Eckdaten angegeben werden.

Der Aufbau basiert auf einem 120 mm langen ULE-Zylinder mit Quarzglas-Spiegeln,

welcher in einer Vakuumkammer an Drähten derart aufgehängt ist, dass sich äußere Vibrationen nur wenig auf die Länge des Resonators auswirken. Der Einfluss externer Vibrationen wird durch eine aktiv geregelte Vibrations-Isolations-Plattform gedämpft, auf der sich die gesamte Vakuumkammer befindet. Die Aufhängung des Resonators ist für Beschleunigungen von 50 g ausgelegt, sodass ein normaler Transport mit viel geringerer Belastung kein Problem darstellen sollte. Ein aktives und ein passives Wärmeschild innerhalb der Vakuumkammer sorgen für eine gute thermische Isolierung des Resonators von der Laborumgebung. Das äußere der beiden Wärmeschilde wird durch Peltier-Elemente temperaturstabilisiert, während das innere Schild als passive Isolierung dient. Die thermische Zeitkonstante zwischen dem aktiven Wärmeschild und der Temperatur des Resonators beträgt mehr als 40 Stunden, sodass Tagesgänge in der Temperatur sich nur stark gedämpft auf die Resonatortemperatur auswirken können. Die Temperatur wird bei 11,4 °C, nahe der gemessenen Nulldurchgangstemperatur des thermischen Ausdehnungskoeffizienten des verwendeten ULE-Materials gehalten [Leg10], was den Effekt von verbleibenden Temperaturschwankungen auf die Länge des Resonators weiter reduziert.

Die relative Frequenzstabilität, die mit diesem Aufbau erreicht wurde, liegt bei 7×10^{-16} für Mittelungszeiten von einer bis zehn Sekunden. Wie in Abschnitt 2.3 erläutert wurde, führt diese, verglichen mit den dort und in Abschnitt 3.6.1 aufgeführten anderen transportablen Uhrenlasern, zu einer stark verbesserten Stabilität der optischen Uhr.

3.2 Vakuumsystem

Für die Laserkühlung ist ein UHV¹²-Vakuumsystem erforderlich, da Stöße mit dem Hintergrundgas die Lebensdauer der lasergekühlten Atome in der Falle limitieren. Anders als in den meisten Experimenten zur Bose-Einstein-Kondensation, in denen die Atome oft minutenlang gehalten werden müssen, ist die Fallenlebensdauer aber kein besonders kritischer Faktor. Werte von einigen Sekunden Lebensdauer im optischen Gitter sind akzeptabel. Der Grund hierfür ist, dass die Dauer des Uhrenlaserpulses in den heutigen Versuchen durch die Qualität des Uhrenlasers auf weniger als eine Sekunde limitiert ist. Da die Atome nach der Detektion im Allgemeinen nicht in der Falle verbleiben, bewegt sich die typische Dauer eines Experimentzyklus im Bereich von weniger als 1,5 Sekunden.

¹²Ultrahochvakuum (UHV): Druck $< 10^{-8}$ mbar

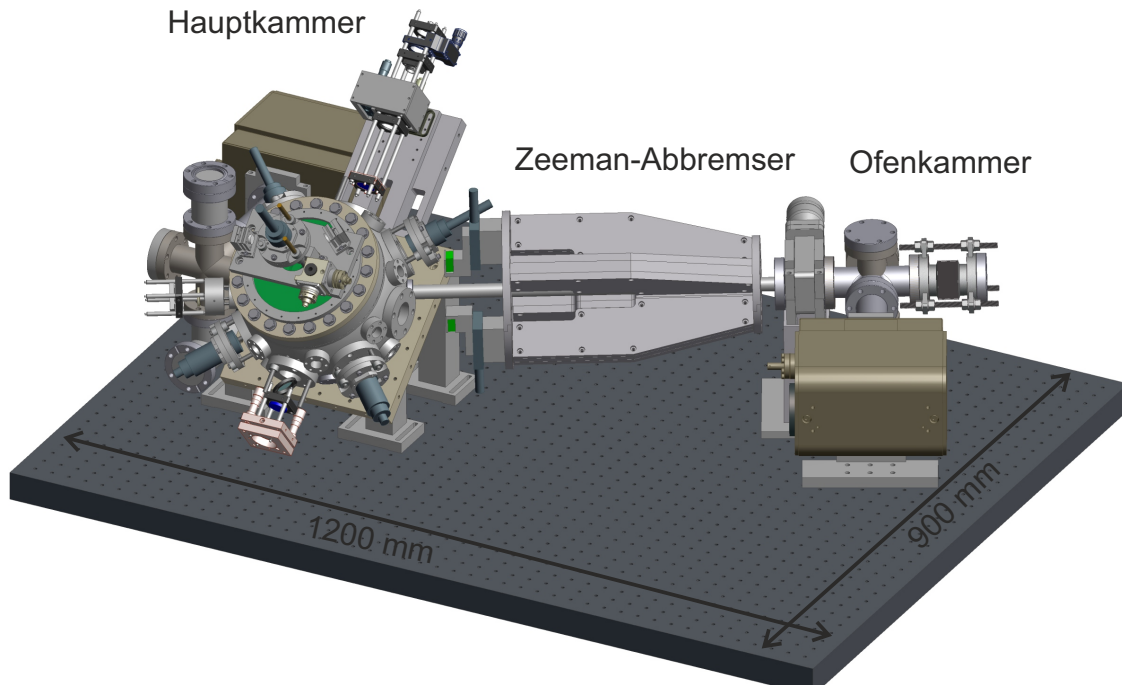


Abbildung 3.2: Übersicht über das Vakuumsystem. Links sieht man das sphärische Oktagon mit den Laserstrahlkopplern für MOT und optisches Gitter. Am horizontal verlaufenden Zeeman-Abbremslerrohr ist die Halterung für die Permanentmagnete angebracht. Die Ofenkammer lässt sich mit einem Schiebeventil von der Hauptkammer trennen, um den Ofen ohne Belüftung der Hauptkammer befüllen zu können.

Allerdings können in Zukunft verbesserte Uhrenlasersysteme oder die Anwendung von nicht destruktiven Detektionsverfahren [Lod09, Wes10a] die Anforderungen an die Vakuumqualität erhöhen. Stöße des Hintergrundgases mit den Strontiumatomen führen zudem zu einer Frequenzverschiebung des Uhrenüberganges [Gib13], deren Unsicherheit aber beim derzeitigen Stand der Technik keinen signifikanten Beitrag zur Gesamtunsicherheit leistet.

Die gesamte Apparatur ist in zwei Bereiche, die Ofenkammer und die Hauptkammer, unterteilt, wie in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Beide Bereiche verfügen über je eine Ionengetterpumpe mit einer Pumpleistung von 40 Litern pro Sekunde. Sie sind durch ein 500 mm langes Vakuumrohr verbunden, an dem die Magnete für den Zeeman-Abbremsler montiert sind. In der Ofenkammer werden Strontiumatome aus einem auf ca. 460 °C

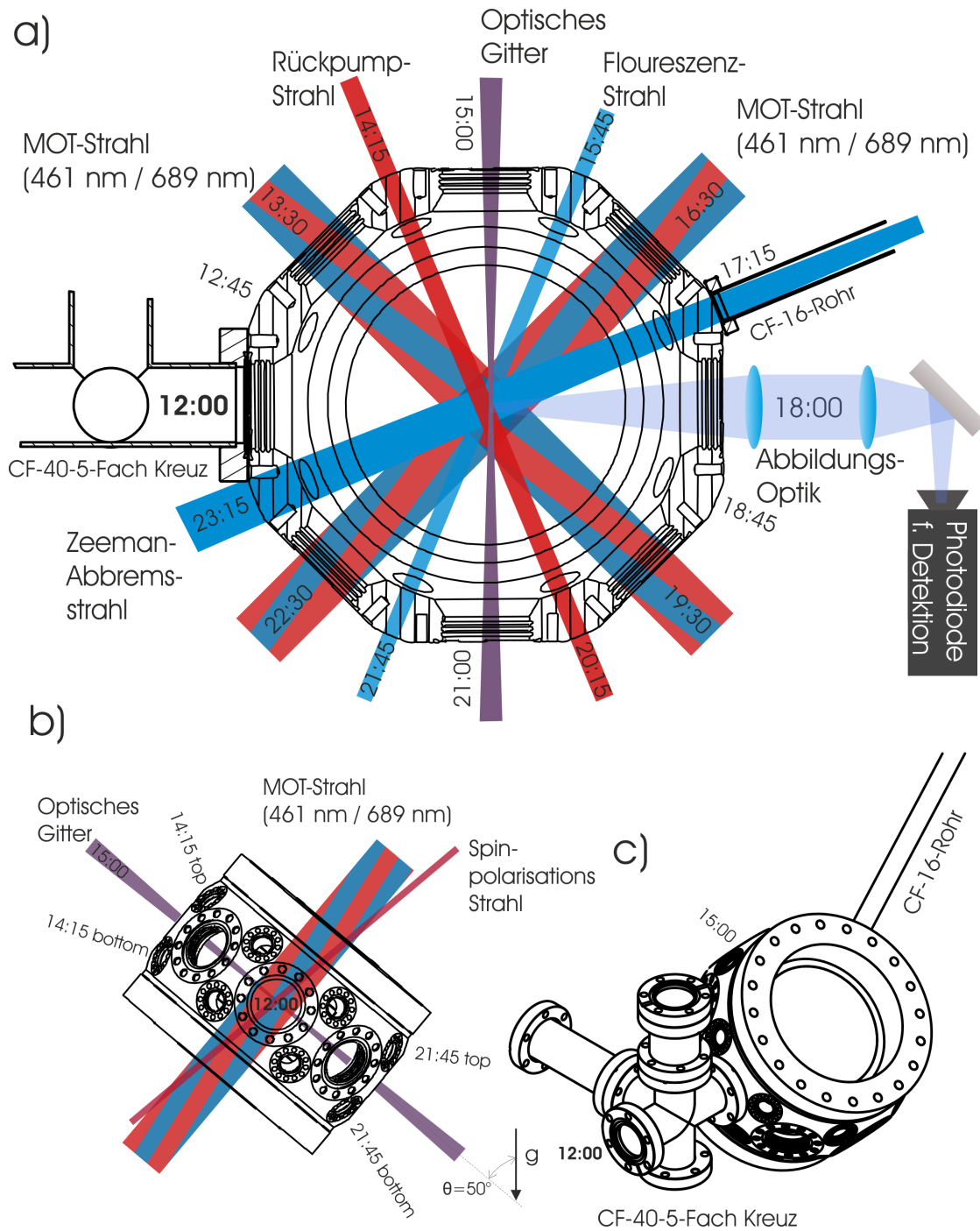


Abbildung 3.3: Schematische Ansicht über die optischen Zugänge zur Vakuumkammer. Die einzelnen Zugänge sind mit Namen versehen, die einem Winkel auf dem Ziffernblatt einer Uhr entsprechen. Der Anschluss des Fünfkreuzes wurde willkürlich als 12:00 bezeichnet. Die CF 16 Flansche kann man durch den Zusatz top/bottom unterscheiden. In Teil a) ist eine Schnittansicht durch die Mittelebene des sphärischen Oktagons zu sehen. b) zeigt eine Aufsicht auf die Vakuumkammer aus Richtung des 5-Fach CF40 Kreuzes. c) Skizze zur Übersicht

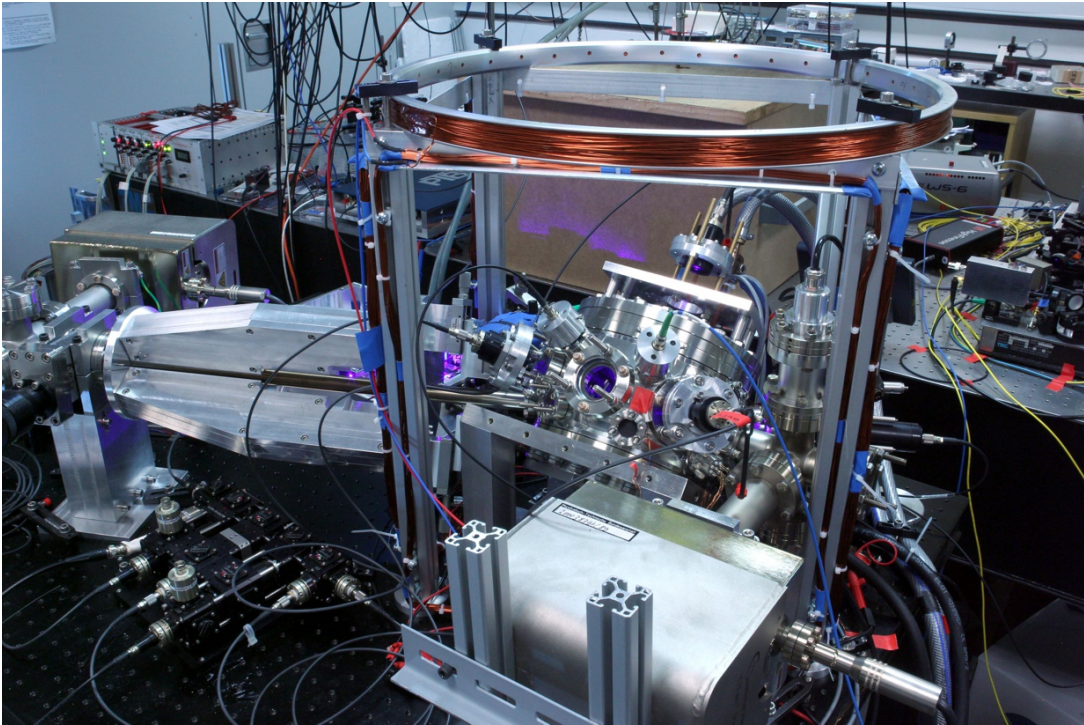


Abbildung 3.4: Fotografie der Vakuumkammer im Labor.

geheizten Ofen¹³ emittiert. Dieser Bereich ist durch eine Lochblende mit 2 mm Durchmesser vom Zeeman-Abbremsler getrennt. Die Blende stellt eine differentielle Pumpstufe dar, sodass die durch das Erhitzen des Ofens bedingte schlechte Vakuumqualität der Ofenkammer den Druck in der MOT-Region nicht wesentlich verschlechtert. Außerdem schirmt die Blende einen Teil der Schwarzkörperstrahlung des Ofens ab, die sonst die Frequenz des Uhrenübergangs verschieben würde (vgl. 5.3.1). Da der genaue Betrag der Verschiebung durch den heißen Ofen empfindlich von der Geometrie der Vakuumkammer, der Position der Atome sowie der Reflektivität der Vakuumbauteile abhängt, lässt er sich nicht mit hoher Genauigkeit korrigieren. Es ist daher nötig, die Einkopplung dieser Ofenstrahlung in die Hauptkammer während der Abfrage des Uhrenübergangs zu verhindern. Zu diesem Zweck ist in der Ofenkammer ein mechanischer Shutter angebracht, mit dem sich die direkte Verbindung zwischen Ofen und Lochblende während der Uhrenabfrage blockieren lässt. Der Shutter besteht aus einem U-förmigen, auf einer Achse montierten Stück Aluminium, welches von unten in den Atomstrahl hineinragt. Es lässt sich über eine magnetische Drehdurchführung von außen bewegen. Im geschlossenen Zustand

¹³Eine leicht veränderte Version dieses Ofens wird in [Sch12] beschrieben.

blockieren die 7 mm breiten Schenkel des Shutters den Atomstrahl, während dieser im geöffneten Zustand zwischen den Schenkeln hindurch in die MOT gelangen kann. Die zum Öffnen und Schließen benötigte schnelle Drehbewegung kann durch einen einfachen Servomotor außerhalb des Vakuums realisiert werden. Die gemessene Schaltzeit vom Senden eines Triggersignals bis zur vollständigen Verdeckung des Atomstrahls beträgt ca. 35 ms, die sich aus einer konstanten Anfangsverzögerung von ca. 25 ms und dem eigentlichen Schaltvorgang zusammensetzen. Diese Zeitspanne lässt sich gut in einen typischen Zyklus der Uhr integrieren, da zwischen Laden der ersten MOT-Stufe und dem Abfragen der Atome rund 200 ms vergehen, in denen das Schließen des Shutters erfolgen muss. Das Öffnen des Shutters zum erneuten Laden der MOT für den nächsten Experimentzyklus (siehe Abschnitt 4.3) kann erst nach dem Beenden der Detektion erfolgen, weil andernfalls zusätzliches Streulicht des Detektionsstrahls am Atomstrahl die Abfrage verfälscht. Es kann daher in der Phase zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zyklen eine zusätzliche Wartezeit von der Dauer des Schaltvorgangs entstehen, die allerdings im Gesamtzyklus von bis zu einer Sekunde nicht wesentlich ins Gewicht fällt.

Im Bereich der sogenannten Hauptkammer (siehe Abbildung 3.2), finden alle weiteren experimentellen Schritte statt. Das Kernstück dieses Aufbaus stellt ein kommerziell erhältliches Bauteil¹⁴ mit zwei CF-160-Flanschen, acht CF-40- und sechzehn CF-16-Verbindungen dar. Da alle größeren Flansche für Optik benötigt werden, ist das von der Ofenkammer kommende Vakuumrohr des Zeeman-Abbremsers an einen der CF-16-Ports angeschlossen. Aufgrund der Geometrie des „Extended Octagon“ führt dies dazu, dass sich bei horizontaler oder vertikaler Ausrichtung der Mittelebene der Hauptkammer der Ofen 0,5 m über der Grundplatte befände. Um eine höhere mechanische Stabilität und einen geringeren Platzbedarf für das transportable System zu erreichen, wurde die Mittelebene der Hauptkammer in einen Winkel von 40° zur Waagerechten gestellt, sodass das Zeemanrohr nahezu parallel zur Grundplatte verläuft. Für die Laserkühlung hat diese Wahl der Geometrie keine wesentlichen Konsequenzen. Bei Wahl des 15:00-Flansches (siehe Abbildung 3.3 b) für das optische Gitter erfahren die Atome eine Beschleunigung entlang der Gitterachse, was zu einer Unterdrückung der Tunnelrate im flachen Gitter führt [Lem05].

Die Ionengetterpumpe, eine Heißkathodensonde und ein Ganzmetallventil befinden sich nicht direkt am sphärischen Oktagon, sondern sind an einem zusätzlichen Fünffach-

¹⁴Kimball Physics, Extended Octagon

kreuz angebracht. Dieses belegt einen der CF-40-Flansche, allerdings ohne den optischen Zugang zur Fallenregion zu versperren. In Abbildung 3.3 findet sich eine schematische Übersicht über die optischen Zugänge, die im Wesentlichen mit Vakuumschaugläsern bestückt sind, welche über breitbandige Antireflexbeschichtungen verfügen. Eine komplette Liste wird in Anhang A – Lasermodule gegeben.

Die Flansche für die Schaugläser sind mit jeweils drei Haltestiften versehen, die zum direkten Anbringen von Laserstrahl- auskopplern dienen. An ihnen sind die Auskoppler für die MOT auf einer zweiteiligen Halterung montiert (Abbildung 3.5). Zur Justage lässt sich über die untere Platte der Winkel des Laserstrahls einstellen, während die obere Platte zur Feinjustage eine Translation des Kopplers erlaubt. Im arretierten Zustand erlaubt dieses Konzept eine sehr rigide, kraftschlüssige Halterung der Auskoppler. Da keine Feingewindeschrauben oder Federmechanismen involviert sind, sollte die Langzeit- sowie die Transportstabilität dieser Mechanik sehr gut sein. In der Tat wurde innerhalb eines halben Jahres im Laborbetrieb kein Degradieren der Justage beobachtet.

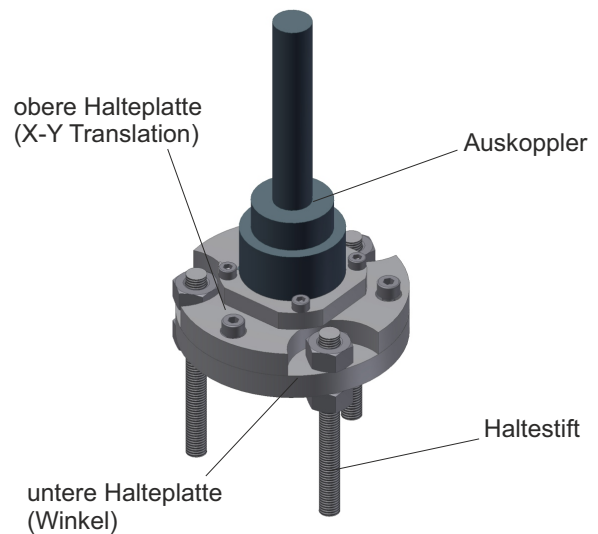


Abbildung 3.5: Mechanischer Aufbau der Laserstrahlkoppler für die MOT-Strahlen. Die drei Haltestifte ragen aus der Hauptkammer heraus – sie dienen auch zur Befestigung der CF-40 Vakuumschaugläser. Mit dem zweiteiligen Halter lässt sich der Winkel der Kopplerachse einstellen und in der Ebene verschieben.

Die großen Vakuumfenster, welche die beiden CF-160-Öffnungen verschließen, sind in einem topfartigen Flansch etwa 20 mm in das sphärische Oktagon versenkt. So können die Spulen für die MOT (Abbildung 3.6) in geringem Abstand zu den Atomen platziert werden, um den benötigten Magnetfeldgradienten mit möglichst wenig Strom erzeugen zu können. Diese Anordnung bedingt, dass sich die Fensteroberfläche nur 27 mm entfernt von der Position der Atome im Gitter befindet. Da sich Oberflächenladungen auf isolierenden Oberflächen ansammeln können, welche durch den DC-Stark-Effekt auf die Atome wirken (siehe 5.3.4), sind die Fenster vakuumseitig mit einer leitenden ITO-Schicht (indium tin oxide) versehen. Sie bildet die oberste Lage einer Antireflexbeschichtung und hat laut

den Angaben des Herstellers eine Leitfähigkeit von 500 Ohm/Quadrat. Da das elektrische Feld, welches durch lokale Oberflächenladungen erzeugt wird, schnell mit der Entfernung abfällt, wurde bei den weiter entfernten Fenstern auf eine solche Beschichtung verzichtet.

Der Druck in der Hauptkammer beträgt bei aufgeheiztem Ofen 2×10^{-9} mbar¹⁵, bei ausgeschaltetem Ofen verringert er sich auf 1.5×10^{-9} mbar. Die durchschnittliche Leistungsaufnahme der Pumpen beträgt weniger als 0,3 W. Daher kann bei einem längeren Transport des Systems mit einer batteriebetriebenen Stromversorgung dafür gesorgt werden, dass der Druck in der Vakuumkammer stabil bleibt.

Das gesamte Vakuumsystem findet auf einer Grundplatte von 1200 mm \times 900 mm Platz. Diese Platte ist auf einem Untergestell mit schwenkbaren Rollen montiert. Die Breite ist kompatibel mit den Maßen einer typischen Labortür, weitere Aufbauten dürfen die Breite der Grundplatte nicht überschreiten. Die Elektronik für das Schalten der Spulen und zum Ansteuern der Ionengetterpumpen ist unterhalb der Grundplatte auf dem Wagengestell montiert. Das Gewicht des gesamten Wagens inklusive Vakuumsystem beträgt rund 150 kg.¹⁶ Für die Elektronik zur Ansteuerung der Laser sind zwei Einschubschränke der Maße 80 cm \times 80 cm mit einer Höhe von 180 cm vorgesehen.

3.3 Quadrupolspulen mit effizienter Wasserkühlung

Da die Homogenität der Temperatur der Vakuumkammer von herausragender Bedeutung für die erreichbare Genauigkeit der transportablen Gitteruhr ist, soll hier auf einige technische Details der Quadrupolspulen¹⁷ eingegangen werden. Diese stellen die größte unvermeidbare Wärmequelle in der Nähe des atomaren Ensembles dar. Die hauptsächliche Wärmelast entsteht während des Ladens der ersten MOT-Stufe. Die zweite MOT-Stufe wird mit etwa einem Zehntel des Magnetfeldgradienten betrieben, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben wird. Dies ist mit einem Hundertstel der Leistungsaufnahme verknüpft, da der Magnetfeldgradient proportional zum Strom ist, während die Leistungsaufnahme quadratisch mit dem Strom wächst. Unter typischen experimentellen Bedingungen, werden

¹⁵Gemessen mit einem Bayer-Alpert-Ionisationsvakuummeter.

¹⁶Die größten Beiträge sind: Ionengetterpumpen: 45 kg, Grundplatte: 27 kg, Hauptkammer: 20 kg, Zeemanslower: 20 kg, Wagengestell: 20 kg, Elektronik: 15 kg.

¹⁷Unter Quadrupolspulen wird hier ein zylindrisches Spulenpaar verstanden, welches in Anti-Helmoltz-Anordnung das Quadrupolfeld für die MOT generiert. Die Zylinderachse dient als optischer Zugang für die MOT. Diese Anordnung ist typisch für Laserkühlungsexperimente [Met99].

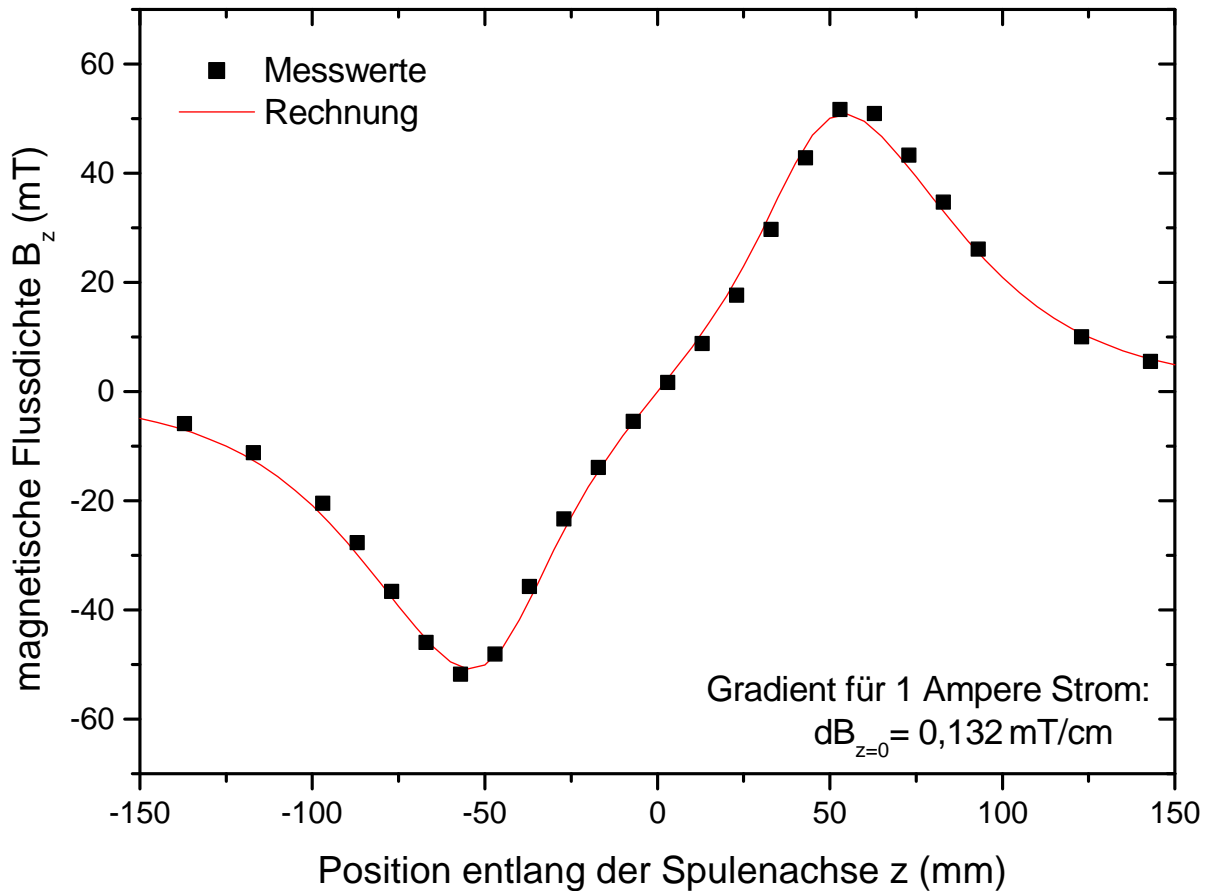


Abbildung 3.7: Magnetfeldkomponente parallel zur Symmetrieachse der Spulen. Vergleich des gemessenen Magnetfeldgradienten mit einem einfachen Modell der Spule.

erreicht wird. Mit Hilfe des Biot-Savart-Gesetzes wurde unter der Näherung konzentrischer Leiterschleifen gleicher Stromdichte der Einfluss der einzelnen Spulenwindungen auf den Magnetfeldgradienten am Ort der MOT berechnet. So konnte auf die Windungen mit dem kleinsten Wirkungsgrad verzichtet werden, welche sich nah der Spulenachse in größerem Abstand von den Atomen befinden. Neben einer Verbesserung der thermischen Bilanz lässt sich auf diese Weise auch ein erweiterter optischer Zugang erreichen, der für die Spin-Polarisation genutzt werden kann. Bei der Magnetfeldberechnung wurde außerdem berücksichtigt, dass aufgrund des dicken und unflexiblen Spulendrahtes einige Windungen nicht komplett ausgeführt werden können. An den Stellen, wo der Anstieg in die nächste Lage von Windungen zu einem wesentlich reduzierten Füllfaktor führt, wurde dieser geometrisch abgeschätzt und bei der Magnetfeldberechnung berücksichtigt.

Aus den beschriebenen Überlegungen entstand das in Abbildung 3.6 dargestellte Windungsschema. Die Spulen wurden so hergestellt, dass das Kühlwasser zunächst den äußeren Zylindermantel und die Fläche zum Vakuumfenster durchströmt, bevor der innere Teil der Spule gekühlt wird. Auf diese Weise werden die Bereiche der Spule, welche sich direkt auf die Temperatur der Vakuumkammer auswirken, auf einer möglichst homogenen Temperatur gehalten. Zwischen Spule und Vakuumkammer befindet sich je ein geschlitztes Aluminiumblech¹⁸ sowie ein kleiner Luftspalt, um den thermischen Kontakt zur Vakuumkammer zu verringern. Weiterhin sind die Spulenwindungen zur Verbesserung der mechanischen Stabilität komplett in Epoxidharz eingegossen.

Als Spulendraht wurde ein Kupfer-Hohldraht mit quadratischem Querschnitt verwendet, der nach außen mit einer doppelten Schicht Kapton isoliert ist.¹⁹ Der Draht kann innen von Kühlwasser durchströmt werden, was eine sehr gute Wärmeabfuhr ermöglicht. Der Wasserfluss ist durch das Umschlagen von laminarer in turbulente Strömung begrenzt, da bei turbulenter Strömung eine Erhöhung des Drucks den Wasserfluss kaum weiter steigen lässt. Turbulente Strömung tritt in dünneren Röhren bereits bei kleineren Durchflussmengen auf, dieser Effekt kann durch die Reynoldszahl beschrieben werden. Im Test einer einzelnen Spule wurde ein Wasserfluss von 0,9 Liter pro Minute mit dem Druck der Hauswasserleitung erreicht.

Zur Charakterisierung der Spulen wurde der erzeugte Magnetfeldgradient mit einer Hallsonde vermessen. Er stimmt, wie in Abbildung 3.7 gezeigt, gut mit den berechneten Werten überein. Es war nicht notwendig, einen Skalierungsfaktor zur Anpassung des Modells an die Messdaten anzubringen. Einzig der Nullpunkt der z-Achse wurde nicht geometrisch bestimmt, sondern anhand der Messdaten rekonstruiert. Der Magnetfeldgradient, den das Spulenpaar um den Sattelpunkt des Magnetfeldes in Richtung der Symmetrieachse (z) erzeugt, beträgt $dB_z = 0,132 \text{ mT/cm/A}$. Werden die Spulen als Helmholtz-Spulenpaar betrieben, ergibt sich mit derselben Rechnung ein Feld von $0,42 \text{ mT/A}$. Dieser Wert ist in zufriedenstellender Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 4.5 bestimmten Koeffizienten von $0,39 \text{ mT/A}$, der durch Beobachtung der Zeemanaufspaltung der Hyperfeinstruktur des 1S_0 - 3P_0 -Übergangs gewonnen wurde.

¹⁸Elektrisch leitende Bauteile im Bereich der Spule sind, wenn möglich, mit einem Schlitz versehen, um Wirbelströme zu unterdrücken, die das Schalten des Magnetfeldes verlangsamen.

¹⁹Die Kantenlänge beträgt 5 mm, die Wandstärke 1 mm.

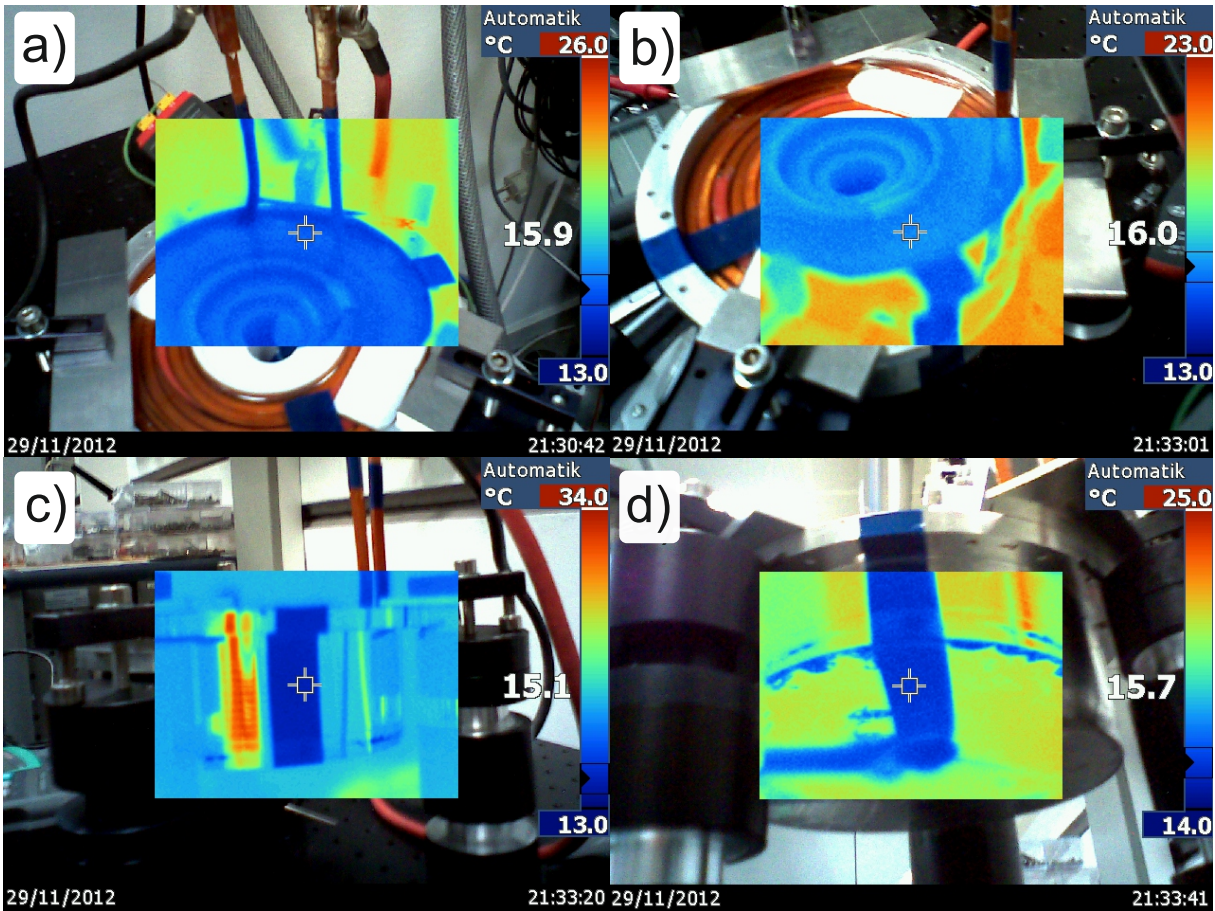


Abbildung 3.8: Aufnahmen der oberen Quadrupolspule im thermischen Gleichgewicht bei rund 85 W Verlustleistung mit einer Wärmebildkamera. Die Kühlwassertemperatur betrug ca. 15°C bei einem Kühlwasserfluss von rund 0,9 Liter pro Minute. Um den Einfluss der Reflektivität der Oberflächen zu eliminieren, wurde über den Rand der Spule und über die gesamte Außenseite ein dünner Klebestreifen angebracht – in b) bis c) ist dieser als blauer Streifen sichtbar. Die wärmer erscheinenden Bereiche stellen Reflexionen der Umgebung dar, die sich beim Fotografieren leicht durch Variation des Kamerawinkels als solche identifizieren lassen.

Die Leistungsaufnahme einer einzelnen Spule beträgt maximal 85 W bei einem Strom von 60 A. Dieser Strom erzeugt einen Magnetfeldgradienten von 7 mT/cm, was dem maximal benötigten Wert entspricht.²⁰ Letztlich ist der für das Unsicherheitsbudget relevante Faktor aber nicht der Absolutwert der Leistungsaufnahme, sondern die Temperaturgradienten, welche durch die Spulen bei eingeschalteter Wasserkühlung erzeugt werden. Diese können für jede Spule durch zwei fest eingebaute 100 Ohm Platin-Widerstandsthermometer (Pt100) in situ gemessen werden. Je zwei dieser Sensoren mit einer Unsicherheit von 40 mK bei Zimmertemperatur befinden sich an jeder Spule, wie in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Ein Pt100 befindet sich in dem Aluminiumring, mit dem die Spule an der Vakuumkammer befestigt ist, der andere Sensor ist nah am Vakuumfenster im Zentrum der Spule verbaut. Auf diese Weise wird die Temperatur an den Stellen gemessen, die thermischen Kontakt zur Vakuumkammer besitzen und somit ihre Temperatur auf diese übertragen können. Die Fenster aus Quarzglas²¹ können im Spektralbereich thermischer Strahlung als intransparent angenommen werden, sodass direkte Wärmestrahlung von außen abgeschirmt wird. Um zu verifizieren, dass die fest eingebauten Sensoren die gesamte Temperaturverteilung beschreiben, wurden zudem in einem Testaufbau drei weitere Pt100-Sensoren außen am Spulenkörper angebracht. Bei 60 A Spulenstrom zeigten dabei alle zusätzlichen Sensoren erwartungsgemäß Temperaturwerte in dem durch die fest installierten Sensoren vorgegebenen Intervall. Weiterhin wurden die Spulen mit einer Wärmebildkamera untersucht, um Anomalien in der Temperaturverteilung auszuschließen (siehe Abbildung 3.8).

Es wurde damit gezeigt, dass sich die Spulen sehr effizient kühlen lassen und zudem ihre Temperatur mit hoher Genauigkeit durch die eingebauten Sensoren gemessen werden kann. Das Resultat dieses Spulenaufbaus ist die in Abschnitt 5.3.1 beschriebene geringe Unsicherheit in der Bestimmung der charakteristischen Temperatur der Vakuumkammer im Uhrenbetrieb. Diese führt zu einer genauen Korrektur der Frequenzverschiebung durch Schwarzkörperstrahlung der atomaren Umgebung, die es erlauben wird, die Genauigkeit der transportablen Uhr bis auf Werte unterhalb von 1×10^{-17} zu reduzieren.

²⁰Dieser Wert wurde zum Beispiel am stationären Strontium System der PTB verwendet [Vel10]. Andere Versuche arbeiten eher bei 5 mT/cm [Sch11, Mar13a].

²¹Spectrosil 2000

3.4 Zeeman-Abbremsler aus Permanentmagneten

Eine weitere in vielen Experimenten vorhandene Wärmequelle stellt die Spule dar, mit der das Magnetfeld für den Zeeman-Abbremsler realisiert wird. Dieser ist nötig, um die aus dem Evaporationsofen [Sch12] emittierten schnellen Strontiumatome auf eine Geschwindigkeit abzubremesen, die unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT liegt. Da es für eine transportable Strontiumgitteruhr zum einen wichtig ist, Wärmequellen zu vermeiden und zum anderen die Leistungsaufnahme des Systems gering zu halten, wurde das Magnetfeld für diesen Versuch mithilfe von Permanentmagneten erzeugt. So konnte diese Wärmequelle völlig eliminiert werden, was sich positiv auf die Temperaturgradienten auswirkt. Ein zusätzlicher Vorteil ist, dass auf eine Wasserkühlung verzichtet werden kann, die ansonsten nötig wäre, um die Spule vor Überhitzung zu schützen. Die Magneten lassen sich von der Vakuumkammer lösen, ohne dass dabei das Vakuum gebrochen werden muss und können daher zum Ausheizen der Vakuumkammer entfernt werden. Auch dies ist mit den üblichen Spulenaufbauten nicht möglich. In den letzten Jahren wurden in vielen Gruppen Abbremsler aus Permanentmagneten aufgebaut [Hil12, Che11a, Rei12]. Diese arbeiten, bis auf wenige Ausnahmen [Ovc11], mit transversalen Magnetfeldern. Das heißt, dass die Achse des Magnetfeldes senkrecht auf der Bewegungsrichtung der Atome steht, was dazu führt, dass nur die Hälfte des eingestrahlten Kühllichts für den Abbremsprozess zur Verfügung steht. Gerade in einem transportablen System ist es aber nicht sinnvoll, einen wesentlichen Anteil des blauen Kühllichts ungenutzt zu lassen, da das Erzeugen des Lasers bei 461 nm durch Frequenzverdopplung verhältnismäßig aufwendig ist.

Um einen bestimmten Feldverlauf zu erzeugen, besteht ein hohes Maß an Freiheit in der Magnetanordnung. Aus Gründen der Einfachheit und der Kosteneffizienz wurde für diesen Versuch auf Magnetblöcke standardisierter Größe zurückgegriffen. Es wurde der Winkel der Magnetblöcke zur Strahlachse als zusätzlicher Freiheitsgrad eingeführt, der dazu beitragen kann, Streufelder in kritische Richtungen zu minimieren. In den folgenden Abschnitten wird beschrieben, nach welchen Kriterien das Designfeld ausgesucht und die Permanentmagnetenanordnung berechnet wurde. Ergebnisse zur Laserkühlung finden sich im Abschnitt 4.2.

3.4.1 Vorgabefeld

Der Zeeman-Abbremsler gehört zu den ältesten Hilfsmitteln der Laserkühlung, dessen Prinzip bereits 1982 demonstriert wurde [Phi82]. Es basiert darauf, dass die Atome eines Atomstrahls von einem gegenläufigen Laserstrahl abgebremst werden. Um die Atome trotz der Geschwindigkeitsänderung in Resonanz mit der Laserstrahl zu halten, obwohl sich der Dopplereffekt gegenüber den Laserstrahl stark ändert, wird der Zeemaneffekt ausgenutzt. Dafür wird ein ortsabhängiges Magnetfeld angelegt, das zu einer Verschiebung des Kühlübergangs führt und den Dopplereffekt kompensiert. Der Feldverlauf, welcher als Vorgabe für die Berechnung der Magnetkonfiguration für den Zeeman-Abbremsler aus Permanentmagneten verwendet wurde, konnte von einem bewährten Aufbau übernommen werden. Das entlang der Ausbreitungsrichtung des Atomstrahls verlaufende (longitudinale) Feld wurde im Rahmen einer früheren Arbeit optimiert und in dem bestehenden stationären Strontium-Experiment erfolgreich getestet, wo es mit einer Spulenkonfiguration erzeugt wurde. Obwohl der verwendete Magnetfeldverlauf nicht neu berechnet werden musste, werde ich die zugrundeliegenden Überlegungen hier grob darstellen, um mich im Weiteren darauf beziehen zu können. Für eine ausführlichere Darstellung sei auf [Met99] und [Ovc07] verwiesen, auf die sich die nun folgenden Ausführungen stützen.

Zum Bremsen des Atomstrahls kann die Absorption von Photonen aus einem der Bewegung der Atome entgegen gerichteten Laserstrahl benutzt werden. Da bei jedem Absorptionsprozess ein Photonenimpuls $\hbar k$ aus der Richtung des Laserstrahls an das Atom übertragen wird, die Spontanemission aber keine Vorzugsrichtung besitzt, kann nach vielen Streuprozessen im Mittel Impuls auf die Atome übertragen werden. Unter Berücksichtigung der natürlichen Linienbreite Γ kann die folgende Formel für die Kraft F auf ein Atom hergeleitet werden (hier aus [Met99]):

$$F(v, z) = \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s(z)}{1 + s(z) + (2\Delta_{\text{eff}}(v, z)/\Gamma)^2} \quad (3.1)$$

mit dem Sättigungsparameter $s = I/I_{\text{sat}}$, der von der Laserintensität I und der Sättigungsintensität I_{sat} des Übergangs abhängt. Wichtig ist zudem die effektive Verstimmung des Lasers gegen die atomare Resonanz Δ_{eff} . Diese setzt sich aus der Verstimmung des Lasers gegen die ungestörte Resonanz δ_0 , dem von der Geschwindigkeit v des Atoms

abhängigen Dopplereffekt sowie dem Zeemaneffekt zusammen:

$$\Delta_{\text{eff}} = \delta_0 + kv + \mu' B(z)/\hbar . \quad (3.2)$$

Dabei ist $k = \nu/c$ die Wellenzahl des Abbremslasers, $B(z)$ die ortsabhängige magnetische Flussdichte und μ' das differenzielle magnetische Moment des Übergangs, welches sich aus den Landé-Faktoren g_e, g_g und den magnetischen Quantenzahlen m_e, m_g von angeregtem Zustand und Grundzustand mit dem Bohrmagneton μ_B zu $\mu' = (g_e m_e - g_g m_g)\mu_B$ ergibt.

Es folgt mit der Masse m des Atoms eine maximale Beschleunigung von

$$a_{\text{max}} = \frac{\hbar k \Gamma}{2m} \frac{s(z)}{1 + s(z)} , \quad (3.3)$$

die für $\Delta_{\text{eff}} = 0$ realisiert wird.²² Für ein effektives Abbremsen müsste also entlang der Bremsstrecke $0 < z < z_0$ die Resonanzbedingung gelten:

$$kv(z) + \mu' B(z)/\hbar = 0 \quad (3.4)$$

Ein Atom in Resonanz mit dem Bremslaser wird also mit $-\frac{d}{dt}v = a_{\text{max}}$ abgebremst. Berechnet man $v(z)$ bei konstanter (negativer) Beschleunigung, so sieht man, dass ein Feldverlauf von der Form

$$B(z) = B_0 \sqrt{1 - z/z_0} \quad (3.5)$$

dazu führt, dass ein Atom, welches an einer beliebigen Position $0 < z < z_0$ Gleichung 3.4 erfüllt, über die gesamte Länge z_0 in Resonanz bleibt und dabei stetig gebremst wird. B_0 ist dabei das Magnetfeld, welches die größte Verstimmung zwischen Laser und Atom realisiert und somit die Einfanggeschwindigkeit v_0 des Abbremsers begrenzt, da Gleichung 3.4 nur zu erfüllen ist, wenn

$$v(z = 0) \leq v_0 = |\mu' B_0 / \hbar k| \quad (3.6)$$

gilt.

²²Ein real einsetzbares B-Feld arbeitet nicht mit der maximal möglichen Beschleunigung, da dies bei Imperfektionen des Feldverlaufes sofort zum Verlust der Atome aus dem Bremsprozess führen würde. Man führt daher einen Skalierungsfaktor $\epsilon < 1$ ein. Weiterhin kann durch Fokussierung des Lasers die Sättigung $s(z)$ entlang des Strahls variiert werden, was bei der Berechnung des Feldes zu berücksichtigen ist.

Experimentelle Parameter für Strontium: Für den verwendeten $^1S_0-^1P_1$ -Übergang in ^{88}Sr hat nur der angeregte Zustand ein magnetisches Moment mit einem Landé-Faktor von $g_e = 1$ und $m_e = \pm 1, 0$. Die Zeemanverschiebung beträgt $\Delta\nu_{\text{zeeman}} = 14 \text{ MHz/mT}$.²³ Die Wahl von B_0 ergibt sich aus einem Kompromiss aus Länge des Abbremsers und maximaler Einfanggeschwindigkeit. Es muss berücksichtigt werden, dass bei einer großen Länge des Abbremsers zusätzliche Verlustkanäle eine Rolle spielen, wie der Zerfall des 1P_1 Zustandes ins Triplett-System oder transversale Aufweitung des Atomstrahls, was die Effizienz bei längeren Abbremsern verringert. Der in Abbildung 3.9 als Vorgabefeld gezeigte Feldverlauf ist auf einer Länge von 30 cm in der Lage, Atome mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 400 m/s abzubremesen. Für einen guten Fluss an Strontiumatomen ist eine Ofentemperatur von rund 430 °C nötig, was einer Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung²⁴ mit einer maximalen Besetzung bei einer Geschwindigkeit von 500 m/s entspricht. Es kann daher ungefähr die Hälfte der Atome gebremst werden.

Verstimmung und Extraktionsfeld: Damit Atome in der MOT eingefangen werden können, müssen sie mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT in die Fallenregion injiziert werden. Der Bremsprozess kann deshalb nicht bis zu beliebig kleinen Geschwindigkeiten weitergeführt werden, da die Atome die Falle aufgrund der langen Flugzeit und ihrer endlichen transversalen Geschwindigkeit sonst nicht erreichen. Die Resonanzbedingung sollte daher bei einer endlichen Geschwindigkeit abgebrochen werden. Deshalb durchläuft das Magnetfeld am Ende ein möglichst scharfes Feldminimum, welches in dem spulenbasierten Aufbau durch eine separate kurze Spule realisiert wird. Da aus naheliegenden Gründen das Feld nach dem Ende des Magneten auf Null fallen wird, muss der Zeeman-Laser mehrere Linienbreiten gegen die ungestörte Resonanz verstimmt sein, damit der Atomstrahl nach dem Verlassen des Magnetfeldes nicht mehr weiter vom Laser abgebremst wird. Zudem kann bei ausreichend großer Verstimmung der Zeeman-Laser direkt durch das Zentrum der magneto-optische Falle gesendet werden, ohne dass diese stark gestört wird (siehe auch Abschnitt 4.3). Auf der anderen Seite bereitet eine sehr große Verstimmung des Zeeman-Lasers gegen die nahresonanten Strahlen für Detektion und MOT eine Komplikation für den optischen Aufbau, da AOMs

²³Für ^{87}Sr ist die magnetische Struktur durch den Kernspin etwas komplizierter, allerdings ergeben sich daraus in diesem Kontext keine weiteren Konsequenzen.

²⁴Streng genommen weicht die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls von der idealen Maxwell-Boltzmann-Verteilung ab, da sich der Atomstrahl beim Verlassen des Ofens im Allgemeinen nicht im thermischen Gleichgewicht befindet. In Abschnitt 4.2 wird aber anhand einer gemessenen Geschwindigkeitsverteilung gezeigt werden, dass die thermische Näherung hier gut erfüllt ist.

mit höheren Frequenzen oder in Doppelpassanordnung benötigt werden. Das Magnetfeld wurde für eine Verstimmung von 320 MHz berechnet, die sich gut mit den genannten Anforderungen verträgt.

Polarisation: Ein weiteres entscheidendes Detail ist die Orientierung des Magnetfeldvektors relativ zum Polarisationsvektor des Lichts. Zur Kompensation des Dopplereffektes, der bei einer dem Laserstrahl entgegen gerichteten Bewegung zu einer Blauverstimmung (positives Vorzeichen in Gleichung 3.4) führt, muss das Produkt von $\mu'B(z)$ ein negatives Vorzeichen tragen. Dafür muss der Übergang abhängig vom Vorzeichen von μ' mit σ^\pm zirkular polarisiertem Licht getrieben werden. Die Quantisierungsachse ist dabei durch den Magnetfeldvektor des Abbremsers festgelegt. Für den Fall, dass die Magnetfeldrichtung parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts verläuft, ist das Einstrahlen von zirkular polarisiertem Licht leicht zu realisieren, da die Quantisierungsachsen von Lichtfeld und Magnetfeld kollinear sind. Es kann damit die gesamte Lichtleistung zur Laserkühlung verwendet werden. Ist allerdings das Magnetfeld transversal, wie es bei den meisten auf Permanentmagneten basierenden Abbremsern der Fall ist, so ist es im besten Fall möglich, 50 % des Lichts in der richtigen Polarisationsrichtung bereitzustellen, wenn man linear polarisiertes Licht senkrecht zur Magnetfeldrichtung einstrahlt. Das bedeutet, dass für den Fall eines transversalen Zeeman-Abbremsers ca. 30 mW an optischer Leistung bei 461 nm nicht genutzt werden. Dies wäre ein beträchtlicher Anteil der nutzbaren Leistung des frequenzverdoppelten Lasers, der unter Berücksichtigung von Faserkopplungs- und AOM-Effizienzen rund 100 mW an optischer Leistung im blauen Spektralbereich zur Verfügung stellen kann. Aus diesem Grund wurde für den Zeeman-Abbremsler in diesem Versuch ein longitudinales Magnetfeld realisiert, obwohl dies aufgrund der Geometrie der Magnete weniger leicht herzustellen ist als ein transversales Feld.

3.4.2 Magnetfeldberechnung

Im Folgenden wird beschrieben, welcher Weg gewählt wurde, um das gewünschte longitudinale Feld zu generieren. Das prinzipielle Vorgehen hierbei ist, aus einem geeigneten Grundbaustein das gewünschte Feld zusammensetzen. Für spulenbasierte Aufbauten ist es einfach, die richtige Konfiguration zu finden, da hier das triviale Basiselement, eine einzelne Spulenwindung, ideal zur Anforderung eines longitudinalen Feldes passt. Um einen bestimmten Magnetfeldgradienten zu erzeugen, variiert man die Anzahl der Spulenwin-

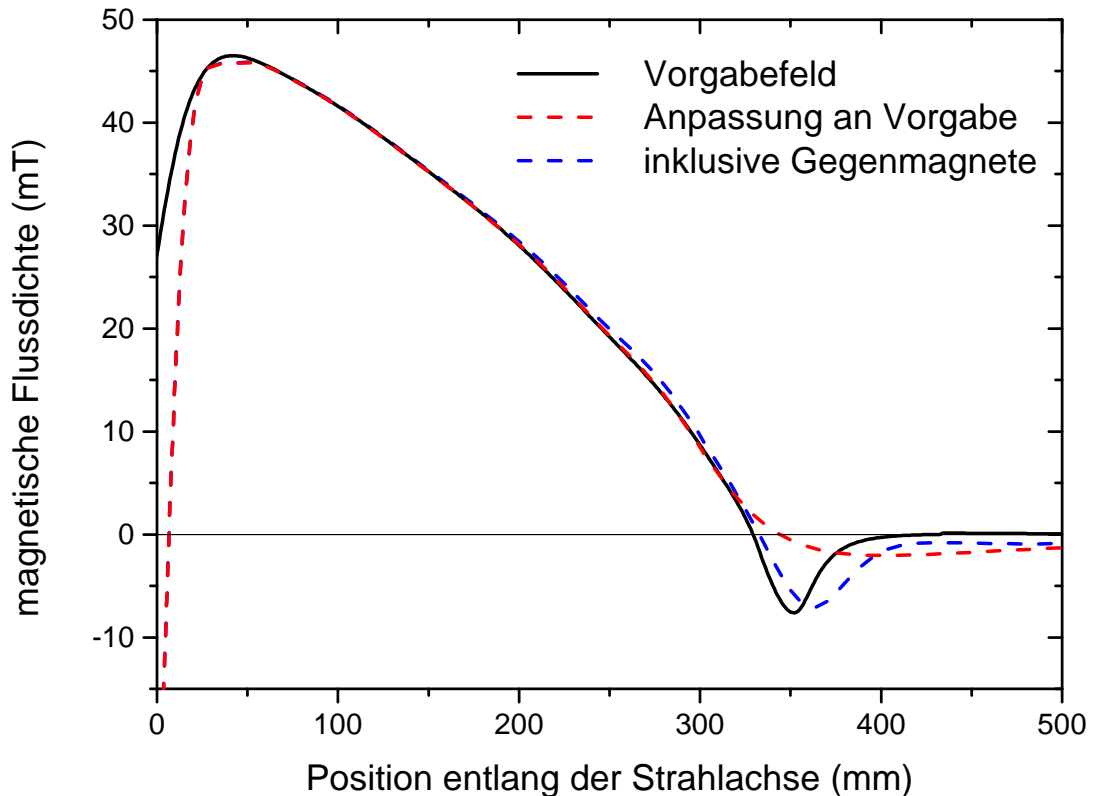


Abbildung 3.9: Magnetfeldverlauf entlang der Achse des Zeeman-Abbremsers. In schwarz ist das Vorgabefeld dargestellt, welches von einem bewährten, spulenbasierten Aufbau übernommen wurde. Weiterhin ist das Ergebnis der Magnetfeldberechnung für eine dem Sollverlauf angepasste Permanentmagnetenanordnung dargestellt. Das Feldminimum am Ende des Abbremsers ist, wie im Text beschrieben wird, nicht durch die Anpassung abgedeckt. Um das Gesamtfeld darzustellen wurde daher der Einfluss der verschiebbaren Endmagnete in der erwarteten Entfernung hinzuaddiert.

dungen entlang der Strahlachse. Für den Fall von Permanentmagneten muss zunächst ein geeignetes Basiselement ausgewählt werden. Ringe aus magnetischem Material würden die größte Ähnlichkeit zum Spulenaufbau bieten. Eine derartige Anordnung lässt sich realisieren, hat aber aus praktischen Gründen einige Nachteile, da die Ringe exakt nach der berechneten Geometrie hergestellt sein müssen und ebenso wie eine Spule nachträglich nur schwer wieder vom Vakuumsystem zu entfernen sind. Anstelle einer teuren und unflexiblen Sonderanfertigung wurden deshalb als Quelle des Magnetfeldes quaderförmige Magnete in Standardgrößen gewählt, da diese eine flexible Konstruktion zu günstigen Materialkosten ermöglichen. Die verwendeten Neodymmagnete aus Neodym-Eisen-Bor (NdFeB)

bieten eine sehr hohe Remanenzflussdichte von 1,3 Tesla, zudem ist NdFeB magnetisch hart, was bedeutet, dass die Rückwirkung eines äußeren Feldes auf die Magnetisierung zu vernachlässigen ist. Das Magnetfeld einer Anordnung aus mehreren Magneten lässt sich durch einfache lineare Überlagerung der einzelnen Felder berechnen.

Bevor ein Computerprogramm die Optimierung der Anordnung übernehmen kann, müssen sinnvolle Randbedingungen festgelegt werden. Es ist daher zielführend, zunächst das Feld eines einzelnen Magneten zu betrachten, um eine passende Basis für das Optimierungsproblem zu erstellen. Der Verlauf des zu erreichenden Magnetfeldes soll hierbei in zwei getrennt voneinander zu betrachtende Bereiche unterteilt werden. Analog zur vorherigen Realisierung mittels Spulen soll das Extraktionsfeld von einer separaten Quelle erzeugt werden. Das in Abbildung 3.9 positiv aufgetragene Hauptfeld besitzt eine große Maximalamplitude und muss dementsprechend aus der Überlagerung der Beiträge von vielen Magneten entstehen. Die unten beschriebenen Verfahren zur Berechnung der Magnetenanordnung bezieht sich daher ausschließlich auf diesen Teil des Feldes. Die Magnete in diesem Abschnitt sind in Aluminiumträgern fest eingepasst und lassen sich daher im Experiment nicht mehr verschieben. Diese Lösung wurde gewählt, da eine verstellbare Befestigung unserer Meinung nach die Komplexität des Aufbaus zu stark erhöht hätte. Demgegenüber kann das relativ geringe Extraktionsfeld durch nur zwei kleine Magnete erzeugt werden. Diese Magnete wurden auf Translationstischen montiert, sodass ihr Abstand zur Strahlachse über Mikrometerschrauben einstellbar ist. Da das Extraktionsfeld zusammen mit der Verstimmung des Lasers gegen die atomare Resonanz die Endgeschwindigkeit der gebremsten Atome festlegt, bleibt damit ein wichtiger Parameter für experimentelle Optimierungen zugänglich.

Für die Magnetfeldberechnung sind folgende Aspekte relevant:

1. Feld eines einzelnen Magnetquaders und Betrachtung der Winkelabhängigkeit
2. Anordnung der Magnete um die Strahlachse, die zu einem longitudinalen Abbremsfeld führt; Wahl der freien Parameter für die spätere Optimierung
3. Iterative Anpassung der Parameter an Vorgabefeld
4. Systematische Berechnung verschiedener Anordnungen

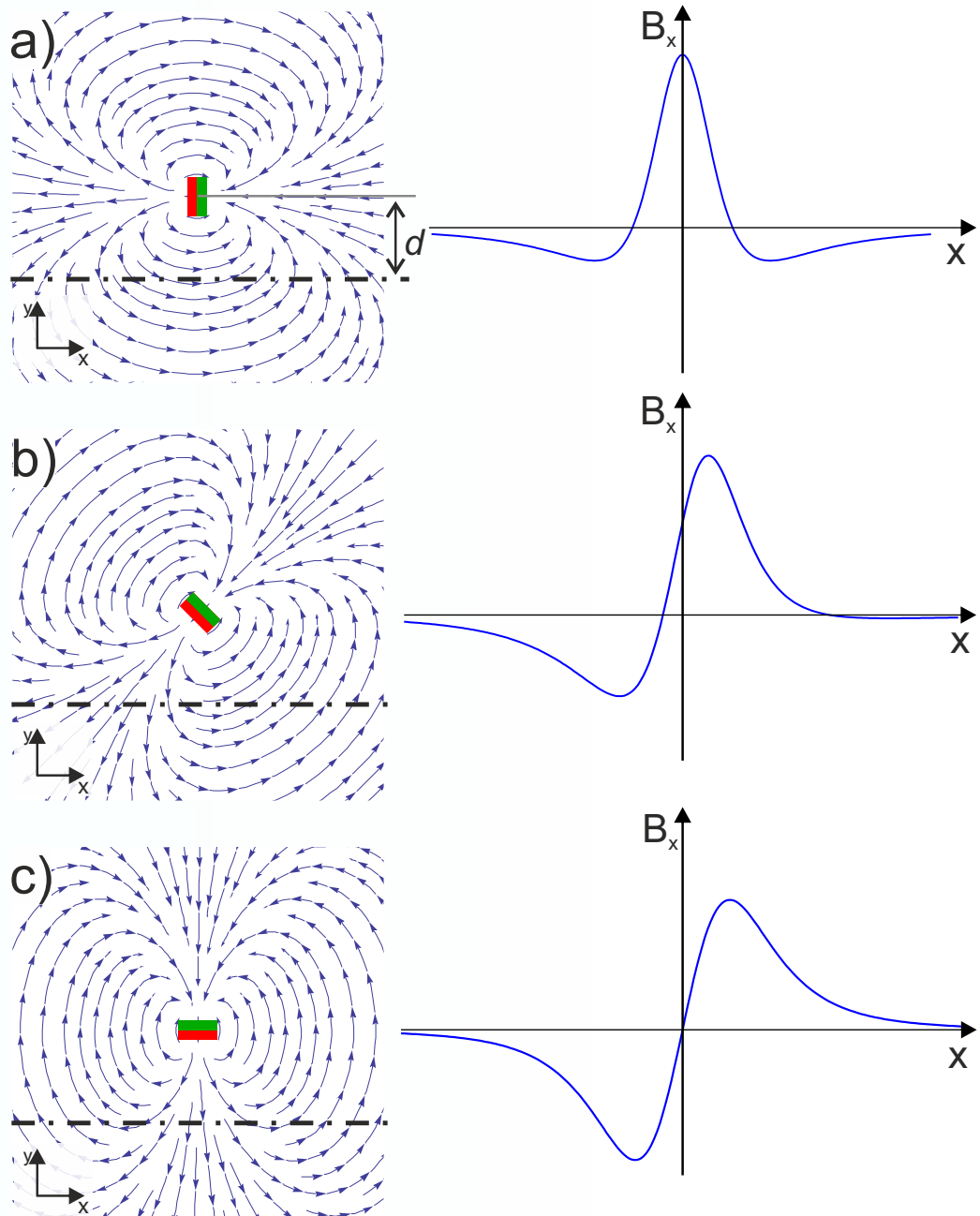


Abbildung 3.10: Magnetfeld eines einzelnen Permanentmagnetquaders für verschiedene Winkel der Magnetisierungsrichtung zur x -Achse a) 0° , b) 45° , c) 90° . Auf der linken Seite sind die Feldlinien in der Symmetrieebene des Magneten dargestellt. Die x -Komponente des Feldes entlang der Schnittlinie im Abstand d vom Mittelpunkt des Magneten ist rechts aufgetragen.

Feld eines einzelnen Magneten: In Abbildung 3.10 ist auf der linken Seite dargestellt, wie die Feldlinien eines einzelnen Magnetblocks in der Ebene verlaufen. Der Feldverlauf entspricht näherungsweise dem Feld eines Dipols im Zentrum des Magneten. Diese Näherung gilt umso besser, je weiter man sich von der Oberfläche des Magneten entfernt. Man kann daher im Prinzip für Berechnungen die Dipolnäherung verwenden, wie es zum Beispiel in [Ovc07] beschrieben ist. Da allerdings das Feld eines Magnetquaders ebenfalls analytisch darstellbar ist, kann bei der Berechnung auf einem modernen Computer ohne signifikante Verlängerung der Rechenzeit auf die exaktere Formel zurückgegriffen werden. Diese kann durch Integration über das Magnetvolumen berechnet werden und ist zum Beispiel in [Che11a] gegeben. Der Graph auf der rechten Seite von Abbildung 3.10 zeigt eine der Komponenten des Magnetfeldes entlang einer Geraden, die das Magnetfeld in einem festen Abstand zum Mittelpunkt des Magnetblocks und parallel zur x -Achse schneidet. Je größer der Abstand des Magneten zur Achse wird, desto geringer wird die Amplitude des Feldes. Die Maximalamplitude fällt mit der dritten Potenz des Abstandes ab. Diese Abhängigkeit lässt sich benutzen, um die Feldstärke auf dem Abschnitt x -Achse an den Sollverlauf anzupassen, welcher dem Magneten am nächsten ist. Die Methode funktioniert umso besser, je lokalisierter der Einfluss eines einzelnen Magneten ist. Im Idealfall würde das Feld in einem Intervall entlang der Strahlachse allein durch den Abstand des am wenigsten weit entfernten Magneten bestimmt werden und das gewünschte Sollfeld ließe sich ohne Iteration in jedem Intervall entlang der Achse direkt einstellen. In der realistischen Situation hat aber die Position jedes Magneten einen Einfluss auf das Feld entlang der gesamten Achse. Dennoch ist das Feld hinreichend gut lokalisiert, dass es in einem iterativen Prozess möglich ist, einen gewünschten Feldverlauf anzunähern.

Charakteristisch für den Verlauf der in Abbildung 3.10 dargestellten x -Komponente des Magnetfeldes (B_x) ist das Maximum in geringer Entfernung zum Magneten sowie die Feldumkehr in größerem Abstand. Die beiden „Flügel“, in denen das Feld seine Orientierung wechselt, führen dazu, dass stets ein Teil des Magnetfeldes der gewünschten Feldrichtung entgegensteht. Es muss daher jeder Magnet einen Teil des gegenläufigen Magnetfeldes der benachbarten Magnete kompensieren. Solange es möglich ist, die Magnete dicht genug entlang der Strahlachse zu positionieren, sodass das Vorgabefeld erreicht werden kann, stellt dies zunächst kein Problem dar. Da sich die Beiträge der Magneten aber summieren, entsteht entlang der Atomstrahlachse auf beiden Seiten der Magnetanordnung ein großes unerwünschtes Streumagnetfeld. Während im Bereich der Ofenkammer keine

negativen Effekte des Magnetfeldes zu erwarten sind, wird der Teil des Feldes, welcher in den Bereich der Hauptkammer eindringt, zu Beeinträchtigung des Experimentes führen. Einerseits, weil das Streufeld nicht steil genug abfällt und somit die im letzten Abschnitt beschriebene Abbruchbedingung für den Zeeman-Abbremsler nicht gut erfüllt ist, und andererseits auch die für den Uhrenbetrieb notwendige Kontrolle über das Magnetfeld am Ort der Atome erschwert wird.

Zur Reduktion des Streumagnetfeldes in Richtung der MOT wurden die Magnetblöcke gegen die Strahlachse um einen Winkel α verkippt. Dies führt zu einer Asymmetrie der unerwünschten „Flügel“, wie es in Abbildung 3.10 b) dargestellt ist. Mit zunehmendem α wird das Streufeld in Richtung der Hauptkammer reduziert, während aber insgesamt der Anteil der unerwünschten Feldrichtung wächst. Im Grenzfall von $\alpha = 90^\circ$ sind beide Richtungen gleich stark, sodass sich die angestrebte Sollfeldrichtung nicht mehr erzeugen lässt. Bei mittleren Verkippfungswinkeln von rund $\alpha = 45^\circ$ findet man ein wesentlich reduziertes Störfeld, während die gewünschte Feldrichtung bei diesem Winkel noch ausreichend stark bleibt, sodass sich der vorgegebene Feldverlauf realisieren lässt, wie im folgenden gezeigt wird.

Anordnung der Magnetblöcke: Die Beschränkung auf die longitudinale Magnetfeldkomponente kann durch Ausnutzung der Symmetrie des Feldes eines einzelnen Magneten erreicht werden. Man kann durch eine spiegelsymmetrische Anordnung von Magnetblöcken um die x -Achse die unerwünschten Transversal-Komponenten unterdrücken. Dies sieht man leicht, wenn man in Abbildung 3.10 oben links den Feldverlauf unter- und oberhalb des Magneten vergleicht. Der einzige Unterschied zwischen beiden Seiten besteht in einem Vorzeichenwechsel der y -Komponente. Platziert man also einen identischen zweiten Magneten spiegelsymmetrisch zu einer Achse, so kompensieren sich auf dieser Achse die senkrechten y -Komponenten, während sich die longitudinalen Felder der beiden Magnete addieren. Für den realisierten Abbremsmagneten sind pro Position entlang der Strahlachse vier gleiche Magnetquader im selben Abstand positioniert. Entlang der Strahlachse wurden die Magnete äquidistant über die Gesamtlänge der Magnetanordnung verteilt, welche durch die Vorgabe des Magnetfeldes bestimmt ist. Die Anpassung wurde hierbei nur für den in Abbildung 3.9 positiv dargestellten Bereich vorgenommen, da das kurze Minimum zum Ende der Anordnung durch separate, einstellbare Magnete realisiert wird (siehe unten). Auf diese Weise kann die Anzahl der Freiheitsgrade f , die für die Optimierung zu berücksichtigen sind, für eine Anzahl von N Magnetblöcken von $f(N) = 3N$

für die drei Raumrichtungen um mehr als eine Größenordnung auf $f(N) = N/4$ reduziert werden, da für vier Magnete jeweils nur ein Abstand d_i zu optimieren bleibt.

Anpassung an die Vorgabe: Für die Anpassung der Abstände d_i der Magnettupel wurde ein C++ Programm erweitert, welches in unserer Arbeitsgruppe schon zum Optimieren von spulenbasierten Abbremsmagneten eingesetzt wurde. Es wurden zwei verschiedene Algorithmen zum Auffinden der d_i verwendet. In der einfacheren der beiden Methoden wird jedem Magneten ein Intervall entlang der x -Achse zugeordnet, in dem sein Einfluss am stärksten ist. Dann wird der Abstand eines Magneten nur anhand der Differenz zwischen erzeugtem Feld und Sollfeld innerhalb dieses Bereichs verschoben, ohne dass die Auswirkung auf weiter entfernte Bereiche berücksichtigt wird. Es werden nacheinander alle Magnetpositionen verschoben und das Verfahren iterativ mehrfach für alle Magnete wiederholt, bis die Abweichung vom Sollfeld klein genug ist oder bis mehrere Magnetpositionen auf die Extremalpositionen verschoben wurden, die sich aus der Geometrie ergeben. Das Vorgabefeld lässt sich in diesem Fall nicht mit der vorgegebenen Konfiguration erreichen. Wenn eine Lösung möglich ist, konvergiert dieses Verfahren rund 50 Iterationsschleifen.

Im zweiten Ansatz wird für jeden Magneten ein Gleichungssystem berechnet, welches die Abweichung vom Sollfeld entlang des gesamten Vorgabefeldes berücksichtigt und mit dem Einfluss des jeweiligen Magneten an den entsprechenden Positionen vergleicht. Diese Methode führt zu einer Reduktion der notwendigen Iterationsschritte auf weniger als 20. Beide verwendeten Methoden konvergieren und weisen im Ergebnis nur vernachlässigbar kleine Unterschiede auf. Das erzeugte Feld kann zur Kontrolle mit einem von der Optimierung unabhängigen Programmteil berechnet werden, sodass Fehler im Algorithmus leicht erkannt werden können. Das Ergebnis einer solchen Berechnung ist in Abbildung 3.9 im Vergleich zum Vorgabefeld dargestellt.

Systematisches Berechnen verschiedener Konfigurationen: Da die Optimierung der d_i für eine einzelne Magnetanordnung nur sehr wenig Rechenzeit auf einem normalen Arbeitsplatz-PC in Anspruch nimmt, kann eine große Anzahl an Ausgangsanordnungen getestet werden. Die Gesamtzahl der Magnete ist hierbei ein wichtiger Wert, der sich für die äquidistante Anordnung leicht ändern lässt, weil sich die Positionen entlang der Strahlachse dann automatisiert berechnen lassen. Man findet, dass sich das starke Feld zu Beginn nur erreichen lässt, wenn man mindestens vier Magnete um die Achse herum

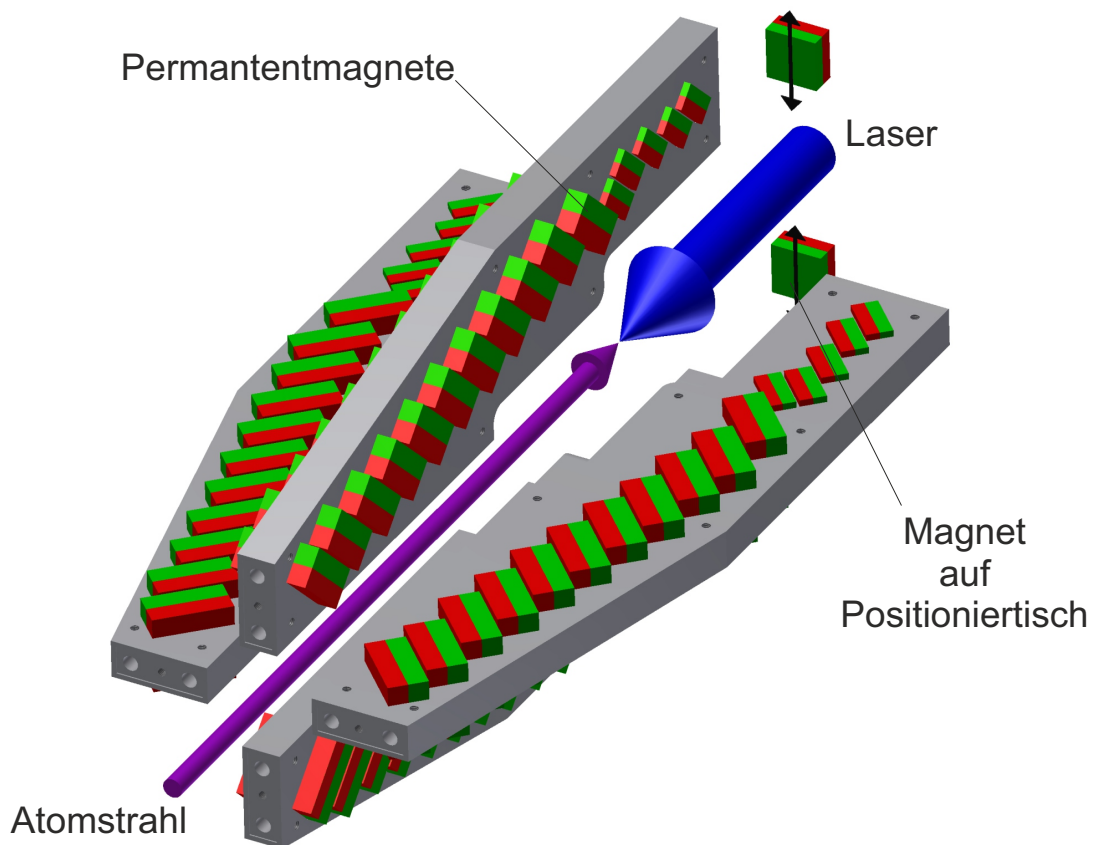


Abbildung 3.11: Dreidimensionale Skizze der Magnetanordnung. Es sind vier identisch aufgebaute Träger aus Aluminium symmetrisch um die Strahlachse angeordnet. Die Magnetblöcke sind in die nach dem berechneten Design angefertigten Träger eingepasst.

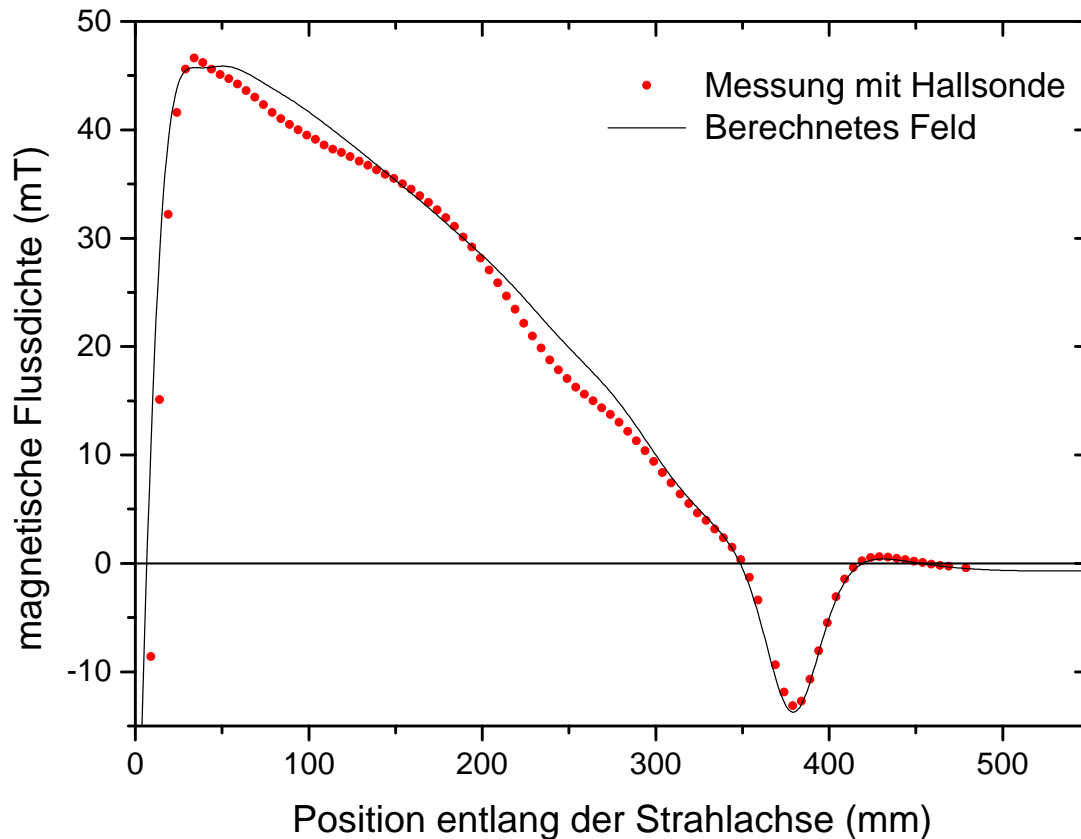


Abbildung 3.12: Vergleich des mit einer Hallsonde gemessenen Feldes mit den Berechnungen.

anbringt. Diese Symmetrie der Anordnung soll über die gesamte Länge des Abbremsers beibehalten werden. Da im Verlauf des Abbremsers die zu erzeugende Flussdichte abnimmt, sodass die Magnete sehr weit von der Achse entfernt werden müssten, werden dort kleinere Magnetquader verwendet. So lassen sich die Abmessungen der Magnetanordnung sowie die unerwünschten Streufelder im Bereich der Hauptkammer reduzieren. Für die später gebaute Anordnung wurden verschiedene Werte für die Gesamtzahl der Magnete, die Anzahl der kleineren Magnetblöcke und der gemeinsame Winkel aller Magnete mit einer Schrittweite von 5° berechnet. Die Größe der verwendeten Magnetquader ist $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ ($20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$) mit der Magnetisierungsrichtung entlang der kurzen Kante. Die Gesamtzahl der Magnete wurde im Bereich von 14 bis 21, die Anzahl der kleineren Magnete von 0 bis 18, der Winkel von 15° bis 45° berechnet. Aus dieser Menge wurden die am besten geeigneten Lösungen ausgewählt. Als Kriterien zur Selektion einer Anordnung wurden die Ergebnisse mit der kleinsten Restabweichung

vom Sollfeld betrachtet. Da viele der Anordnungen zu einer sehr guten Übereinstimmung führen, konnte als zweites Kriterium das Restfeld verwendet werden, welches am Ort der MOT durch die Anordnung erzeugt wird. Die aus den Ergebnissen der Rechnung ausgewählte Anordnung²⁵ erzeugt am Ort der MOT ein Feld von 0,9 mT entlang der Einschussrichtung des Atomstrahls. Die ausgewählte Magnetanordnung wurde in unserer hausinternen Werkstatt aufgebaut. Die Magnete für den Hauptteil des Feldes wurden in vier präzise gefertigte Aluminiumträger eingepasst, wie es in Abbildung 3.11 skizziert ist. Die vier Träger können über eine formschlüssige Halterung an der Vakuumkammer montiert werden. Ich möchte an dieser Stelle besonders André Uhde danken, der viel Zeit und Mühe in das Einpassen der Permanentmagnete investiert hat. Der fertige Aufbau wurde charakterisiert, indem eine kommerzielle Hallsonde zur Messung der entsprechenden Feldkomponente entlang der intendierten Strahlachse durch den Aufbau gefahren wurde. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 3.12 dargestellt.

3.5 Experimentsteuerung

An dieser Stelle wird das Grundprinzip des LABVIEW-Programms für die Steuerung des Experiments beschrieben. Das Programm ist ein essentieller Part der optischen Uhr, denn es dient unter anderem dazu, die Frequenz des Uhrenlasers auf die atomare Resonanz zu stabilisieren und ist damit eine potentielle Quelle von Stabilisierungsfehlern (vgl. 5.3.4).

Als Schnittstelle zwischen Software und Experiment dient eine Multifunktions-Input-Output-Einschubkarte mit 96 Digitalkanälen zum Schalten von externen Geräten sowie acht Kanälen mit Analog/Digitalwandlern. Das Kernstück dieser Karte ist ein sogenanntes FPGA (field-programmable gate array), welches durch den PC programmierbar ist. Die Funktion des FPGA-Chips läuft mit einer konstanten Taktrate von 10 MHz ab und ist unabhängig vom Betriebssystem des Computers. Der FPGA ist daher sehr gut geeignet, das zeitlich präzise Muster zu erzeugen, welches für eine reproduzierbare Produktion von kalten Atomen im optischen Gitter benötigt wird. Alle Zeitschritte im Experimentzyklus werden ohne weiteres Eingreifen des PC vom FPGA gesteuert, nachdem das Muster zur Präparation der Atome auf dem FPGA initialisiert wurde. Neben dem starren Muster sind

²⁵Sie besteht aus insgesamt 4×16 Magnetquadern von denen 4×5 von der kleineren Sorte sind. Der Winkel gegen die Achse beträgt 45° .

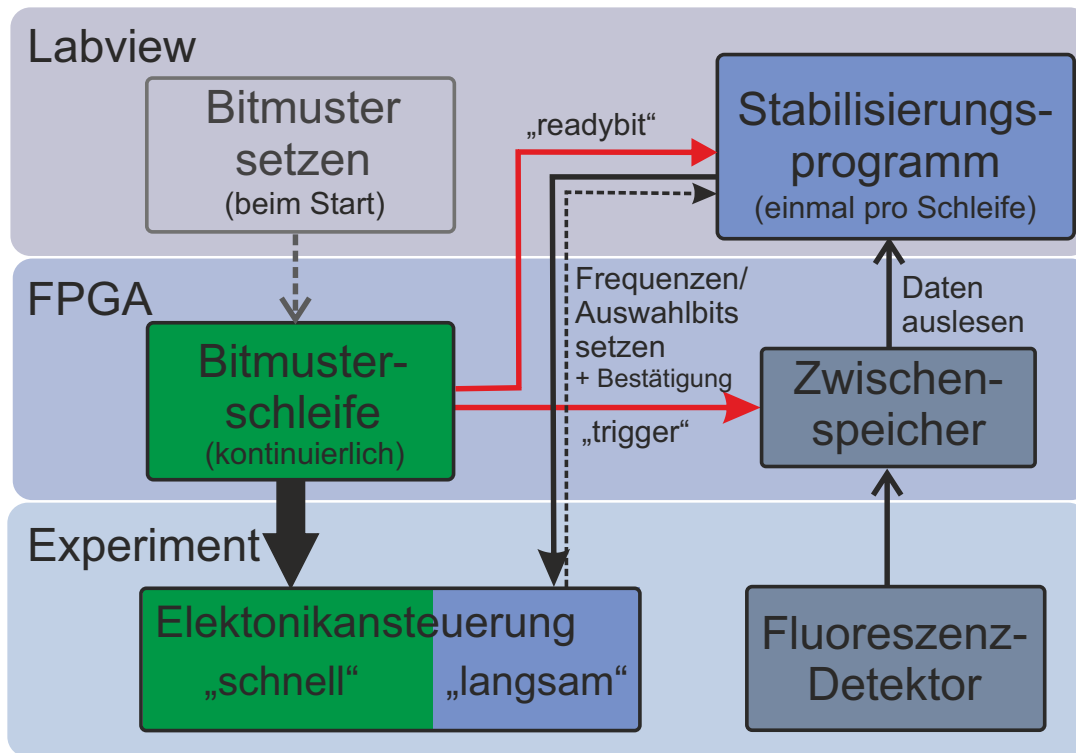


Abbildung 3.13: Struktur der Experimentsteuerung. Das bestimmende Element ist die Bitmusterschleife, die kontinuierlich auf der FPGA-Karte abläuft und den genauen Zeitablauf festlegt. Das Stabilisierungsprogramm dient dazu, einmal pro Schleifendurchlauf, während der Präparationsphase, Daten vom Experiment zu empfangen und neue Bedingungen für den nächsten Durchlauf zu setzen. Zum Synchronisieren der beiden Programmteile dient das „readybit“, sowie ein Trigger zum Selektieren der richtigen Daten aus dem Zwischenspeicher.

zur Stabilisierung aber auch einige Aktionen notwendig, die mehr Flexibilität benötigen. Dazu gehört zum Beispiel die Auswahl der gewünschten Zeeman-Übergänge durch Auswahlbits (siehe Abschnitt 4.5) oder das Korrigieren der Uhrenlaserfrequenz nach Abfrage der Atome, welches durch USB-Kommunikation mit verschiedenen digitalen Synthesizern (DDS) realisiert wird. Diese Signale müssen nicht in Echtzeit gesetzt werden, solange sichergestellt werden kann, dass sie innerhalb der Präparationsphase ablaufen, die für alle Zyklen identisch ist. Es ist daher möglich, diese Steuerungssignale von LABVIEW verarbeiten zu lassen, was zu einer flexibleren und leichter umsetzbaren Lösung führt als die vollständige Implementierung auf dem FPGA. Die Steuerung besteht daher aus zwei Unterprogrammen. Der erste Programmteil dient dazu, das Bitmuster zu Präparation der Atome in die FPGA-Karte zu schreiben, wo es dann selbstständig abläuft. Dieser

Programmteil inklusive des FPGA-Codes wurde uns von der Arbeitsgruppe von Karsten Klempt zur Verfügung gestellt. Besonderer Dank geht hierbei an Ilka Geisel und Jan Mahnke.

Der zweite Programmteil dient zur Datenaufnahme für die Spektroskopie sowie zur Stabilisierung des Uhrenlasers auf die atomare Resonanz. Er wurde im Rahmen dieser Arbeit erstellt und getestet. Zur Synchronisierung der beiden Programmteile dient im Wesentlichen ein einzelnes Bit, im Folgenden „readybit“ genannt. Es dient dazu, Änderungen an kritischen Parametern, wie der Uhrenlaserfrequenz, während der Abfragezeit zu verhindern. Obwohl das Zeitfenster, in dem Änderungen erfolgen dürfen, mit rund 400 ms verhältnismäßig lang ist, kann es geschehen, dass diese Zeit nicht ausreicht, um die erforderlichen Befehle zu senden. Ein derartiger Fehler muss vom Programm abgefangen werden, da in diesem Fall die Uhrenlaserfrequenz während der Anregung der Atome nicht der vom Programm angenommenen Frequenz entspricht, was zu Stabilisierungsfehlern führen kann. Technisch wird dies realisiert, indem das „readybit“ während der zu schützenden Uhrenabfrage auf die logische Eins gesetzt wird; während der Zeit, in der Änderungen problemlos möglich sind, hingegen auf Null. Das Setzen des „readybits“ erfolgt innerhalb des kontinuierlich ablaufenden Bitmusters, welches in Abbildung 3.13 grün dargestellt ist. Das Stabilisierungsprogramm läuft nun in folgenden Phasen ab (siehe auch Abbildung 3.14):

1. Setzen der Uhrenlaserfrequenz sowie der Auswahlbits
2. Warten auf ansteigende Flanke²⁶ des „readybits“ von der Bitmusterschleife
3. Warten auf fallende Flanke des „readybits“
4. Auslesen der Daten aus dem Zwischenspeicher der FPGA-Karte
5. Berechnen der neuen Frequenzwerte
6. Wiederholung des Schemas

In einem normalen Zyklus sollte die erste der oben stehenden Phasen abgeschlossen sein, bevor das „readybit“ auf Eins gesetzt wird, sodass die zweite Phase endet, wenn das

²⁶Mit „Flanke“ ist hier der Wechsel zwischen zwei Zuständen gemeint.

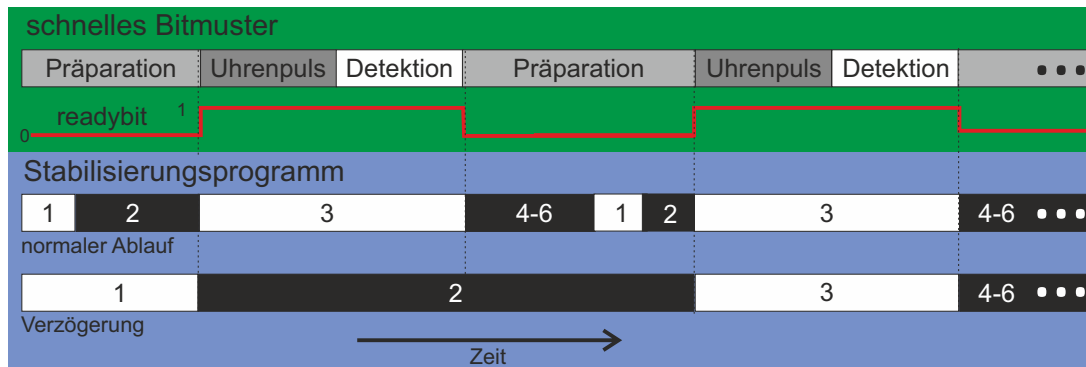


Abbildung 3.14: Zeitlicher Ablauf der Synchronisierung über das „readybit“. Die obere Hälfte des Diagramms zeigt schematisch den Ablauf eines typischen Experimentzyklus auf der FPGA-Karte und den Zustand des „readybits“. Unten ist der Ablauf des Stabilisierungsprogramms für den normalen Fall sowie exemplarisch für den Fall einer Verzögerung zu sehen. Die Bedeutung der verschiedenen Phasen wird im Text erklärt. Die für den Ablauf wichtigsten Phasen sind die Phasen „Warten auf steigende Flanke“ (2) und „Warten auf fallende Flanke“ (3).

„readybit“ für die Uhrenabfrage auf Eins gesetzt wird. Nach der Uhrenabfrage wird das „readybit“ zurück auf Null gesetzt, sodass die dritte Phase endet und das Auslesen der Daten erfolgen kann. Der Zeitpunkt, zu dem das Fluoreszenzsignal in einen Zwischenspeicher abgelegt wird, wird über ein separates Triggersignal festgelegt. Bevor sich das Schema wiederholt, erfolgt die Neuberechnung der Frequenzwerte für den Uhrenlaser.

Im Fall einer Störung, z.B. weil der PC zu langsam ist, fällt das Setzen des „readybits“ in die erste Phase der Stabilisierung, sodass die ansteigende Flanke in Phase zwei nicht detektiert werden kann. Das Stabilisierungsprogramm verharrt folglich so lange in diesem Zustand, bis im nächsten Schleifendurchlauf das „readybit“ gesetzt wird. Zwar wird auf diese Weise ein Zyklus des Experiments nicht genutzt, aber es wird sichergestellt, dass die in der vierte Phase ausgelesene Anregungswahrscheinlichkeit aus dem in der ersten Phase gesetzten Frequenzwert resultiert. Ein weiteres mögliches Problem tritt auf, wenn die USB-Befehle zur Ansteuerung der direct digital synthesizer (DDS) durch das Betriebssystem nicht schnell genug bearbeitet werden. Auch dies würde zu einer Diskrepanz zwischen realer und intendierter Frequenz führen. Aus diesem Grund wartet das Stabilisierungsprogramm auf eine Bestätigung der Frequenzänderung durch den DDS, sodass auch dieser Fall vom „readybit“-Mechanismus abgefangen wird.

3.6 Uhrenlasertransporte

Ein spezielles Problem für eine transportable optische Uhr stellt der Uhrenlaser mit seinem Resonator dar. Um die Frequenzstabilität zu erreichen, die für optische Uhren essentiell ist, muss der ULE-Glaszylinder, dessen Längenstabilität (wie in Abschnitt 2.3 beschrieben wurde) die Grundlage des Systems bildet, bestmöglich von äußeren Einflüssen isoliert werden. Hierfür wird der Resonator in gängigen Laborsystemen an definierten Auflagepunkten lose auf die Halterungsmechanik aufgelegt, um dessen Empfindlichkeit gegen Vibrationen zu vermindern. Da dieser Weg für ein transportables System nicht möglich ist, wurden in unserer Arbeitsgruppe an der PTB verschiedene Ansätze für transportable Resonatoren mit festen Halterungen aufgebaut [Leg09b, Häf11]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eines dieser Systeme unter realen Bedingungen getestet. Dafür wurden zwei Transporte durchgeführt. Zunächst wurde ein System aus Uhrenlaser und Resonator über 400 km nach Düsseldorf transportiert und dort über einen Frequenzkamm mit einem stationären Uhrenlasersystem für eine Ytterbium-Gitteruhr verglichen [Vog11], in einer zweiten Messkampagne wurde der Resonator zusammen mit einem überarbeiteten Laseraufbau erfolgreich für Spektroskopie an ^{88}Sr mit einem Gitteruhraufbau in Florenz genutzt [Pol14].

3.6.1 Transport nach Düsseldorf

Das Uhrenlasersystem, bestehend aus Laseraufbau, dem transportablen Resonator sowie einem Elektronikschrank wurde in einem LKW in ca. 5 Stunden von Braunschweig nach Düsseldorf transportiert. Während dieser Zeit wurde der Betrieb der Ionengetterpumpe sowie die Temperaturstabilisierung für den Resonatoraufbau mit einer unterbrechungsfreien Stromversorgung aufrechterhalten. Nach dem Transport wurde der Laser innerhalb eines Tages wieder auf den Resonator stabilisiert. Es gab keine Hinweise darauf, dass sich der Resonator beim Transport in seiner Halterung verschoben hatte, obwohl der optische Aufbau an einigen Stellen nachjustiert werden musste, da sich einzelne Spiegelhalter durch die Vibrationen beim Transport verschoben hatten. Grund hierfür war das Verwenden von Standard-Labor-Optikhaltern in dieser frühen Version eines transportablen Systems. Insgesamt besteht die Optik aus der Grundplatte für den Laser und der Einkopplung in den

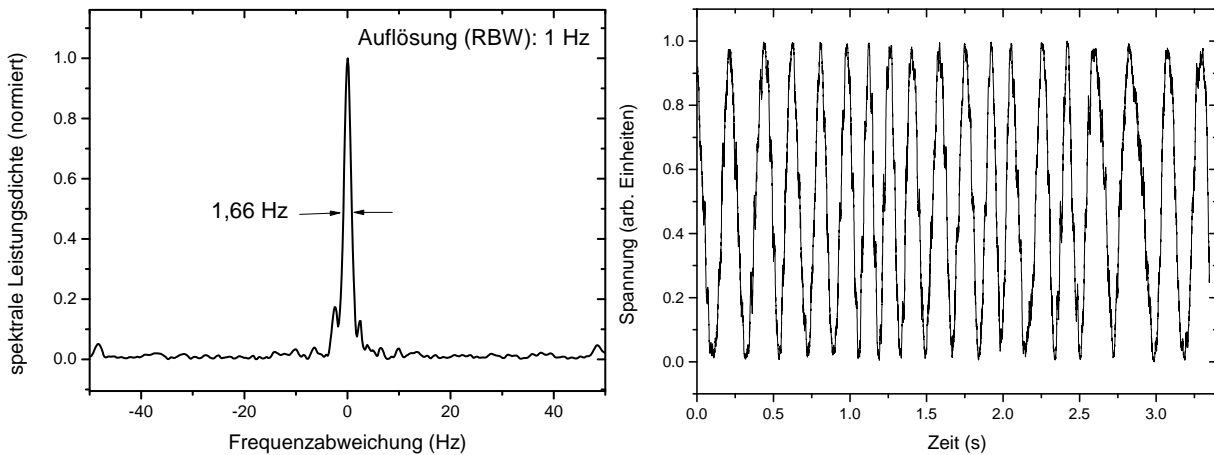


Abbildung 3.15: Schwebungssignal bei 259 THz dem Transfer-Oszillator-Konzept. Verglichen werden der transportable Laser und der stationäre Aufbau zur Abfrage von Ytterbium. Links wurde die spektrale Leistungsdichte für das virtuelle Beatsignal bei 19 MHz mit einem Spektrum-Analysator während der Aufnahmedauer von 1,8 Sekunden mit einer Auflösung (RBW) von 1 Hz aufgenommen. Rechts sieht man eine Zeitspur für ein auf wenige Hertz heruntergemischtes Signal.

Resonator. Die beiden Teile sind durch eine polarisationserhaltende Glasfaser voneinander entkoppelt.

Direkt am Resonator befinden sich nur die zur Pound-Drever-Hall-Stabilisierung nötigen Komponenten. Dazu gehören ein Freistrah-EOM, welcher Seitenbänder im Frequenzspektrum des Lasers erzeugt, die zur Einkopplung in den Resonator notwendige Optik sowie die Photodiode zur Detektion des PDH Signals. Der Resonatoraufbau selbst ist eine Vorläuferversion des in Abschnitt 3.1 beschriebenen Systems. Details zu diesem Aufbau finden sich in [Leg09a, Vog11]. Das Vakuumsystem besteht aus einer Edelstahl-Vakuumkammer, welche von außen durch ein Heizelement temperaturstabilisiert wird. Im Vakuum befindet sich ein passives Wärmeschild, in dem der zylindrische ULE-Resonator durch kleine Abstandhalter aus Viton gehalten wird. Die Halterung durch ein elastisches Material soll dazu dienen, äußere Vibrationen möglichst wenig auf den Resonator zu übertragen. Die Aufhängungspunkte wurden so berechnet, dass die Länge des Resonators bei Krafteinwirkung von außen so konstant bleibt. Da der 10 cm lange Resonator mit Spiegeln aus ULE Glas versehen ist, wirkt das thermische Rauschlimit [Kes12b] auf dem Stabilitätsniveau von 1×10^{-15} begrenzend.

Auf der Grundplatte für den Laseraufbau befindet sich ein Diodenlasersystem mit ei-

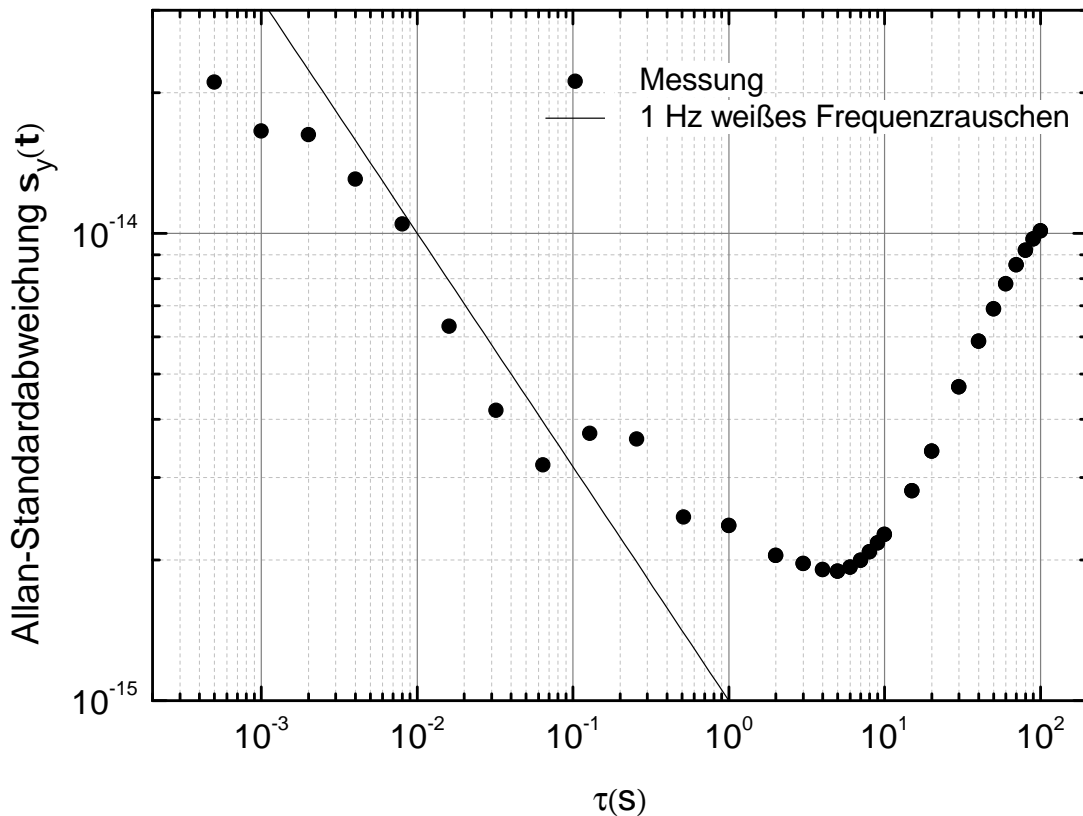


Abbildung 3.16: Allan-Standardabweichung für den Vergleich der beiden Laser. Die Werte für $\tau > 1$ Sekunde wurden aus der Auswertung von Zählerdaten mit einer Mittelungszeit von 1 Sekunde berechnet. Für kürzere Mittelungszeiten wurden die Werte aus einer Hilberttransformation des heruntergemischten Signals gewonnen (siehe Text). Abbildung aus [Vog11].

nem ECDL in Littman-Anordnung und einer zweiten Laserdiode die durch Injektion des stabilisierten Laserlichts ausschließlich zum Verstärken des stabilisierten ECDLs verwendet wird. Der optische Aufbau beinhaltet weiterhin einen AOM in Doppelpassanordnung, über den der Frequenzunterschied zwischen Laser und Resonator eingestellt werden kann, sodass die Laserfrequenz auf die atomare Resonanz abgestimmt werden kann. Außerdem sind zwei über jeweils einen AOM schaltbare Ausgänge enthalten, die ja ca. 1,5 mW an optischer Leistung (der Verstärkerdiode) für das Experiment und als Ausgang zum Beispiel zu einem Frequenzkamm liefern. Diese AOMs können weiterhin verwendet werden, um die optische Weglänge durch die Glasfaser zu stabilisieren [Ma94, Fal12]. Dazu wird ein sehr asymmetrisches Michelson-Interferometer aufgebaut, dessen einer Arm die zu stabilisierende Faserstrecke beinhaltet, während der andere Arm wenige Zentimeter lang

und damit unempfindlich gegen Störungen ist. Durch einen AOM im Faserarm des Interferometers lässt sich die Phasendifferenz am Interferometerausgang aktiv stabilisieren und somit die Stabilität des kurzen auf den langen Arm übertragen. Der lokale Arm wird hierbei für beide Ausgänge von derselben Spiegeloberfläche begrenzt, auf der die Strahlen im Abstand von wenigen Millimetern auftreffen. Dies ist wichtig, da kontinuierliche Weglängenänderungen des Referenzarms, wie sie zum Beispiel durch thermische Ausdehnung auftreten, zu Frequenzänderungen in der stabilisierten Strecke führen. Treten diese Abweichungen allerdings mit gleicher Amplitude in beiden Wegen, d.h. auf dem Weg zu den Referenzatomen sowie zum Zähler auf, so wird am Zähler die gleiche verschobene Frequenz gemessen, die auch zur Abfrage der Atome verwendet wird. Eine Stabilisierung der optischen Weglänge der kurzen Glasfaser, die den Laser mit dem Resonator verbindet, ist in diesem Aufbau nicht notwendig.

Zur Charakterisierung des Systems in Düsseldorf wurde ein Schwebungssignal zwischen dem lokalen Uhrenlaser mit einer Frequenz von 259 THz [Vog11] und dem Strontiumlaser mit 429 THz generiert. Da sich das direkte Schwebungssignal nicht beobachten lässt, wurde ein Frequenzkamm als Transferoszillator eingesetzt [Ste02, Tel02].

Die Idee des Transferoszillators besteht darin, von jedem Laser ein individuelles Schwebungssignal mit einer Mode des Frequenzkamms zu erzeugen und die beiden Signale anschließend so zu kombinieren, dass das gemeinsame Rauschen des Frequenzkamms auf beiden Signalen nicht mehr zur Kombination beiträgt. Dies ist möglich, da sich der Frequenzkamm allein durch den Modenabstand der Kammzinken ν_{rep} und eine Gesamtverschiebung des Kamms ν_{CEO} beschreiben lässt. Die Frequenz der Kammzinke mit der Nummer m ist durch

$$\nu_m = \nu_{CEO} + m \cdot \nu_{rep} \quad (3.7)$$

gegeben. Es werden Schwebungssignale der beiden Laser mit der jeweils nächstliegenden Mode des Frequenzkamms erzeugt. Die Schwebungen Δ_{sr}, Δ_{yb} der beiden Laserfrequenzen ν_{sr} und ν_{yb} mit dem Frequenzkamm lassen sich wie folgt ausdrücken:

$$\Delta_{sr} = \nu_{sr} - \nu_{CEO} - m_1 \cdot \nu_{rep} \quad (3.8)$$

$$\Delta_{yb} = \nu_{yb} - \nu_{CEO} - m_2 \cdot \nu_{rep} \quad (3.9)$$

Es ist nun einfach, die Rauschbeiträge des Frequenzkamms, die ausschließlich in der Re-

petitionsrate ν_{rep} und der Gesamtverschiebung ν_{CEO} des Kamms enthalten sind, zu eliminieren, indem zunächst ν_{CEO} von beiden Ausdrücken subtrahiert und dann den Ausdruck

$$\frac{m_2}{m_1} \Delta_{sr} - \Delta_{yb} = \frac{m_2}{m_1} \nu_{sr} - \nu_{yb} \quad (3.10)$$

berechnet wird. Die praktische Umsetzung der benötigten Subtraktion und Division kann, wie in diesem Fall geschehen, durch Radiofrequenzelektronik²⁷ erfolgen. Alternativ lässt sich die Methode auch im Nachhinein rechnerisch anwenden. Man sieht an Formel 3.10, dass die Rauschbeiträge durch den Frequenzkamm, welche Größenordnungen stärker sein können als das Eigenrauschen der beiden zu vergleichenden Laser, nicht in das so generierte Schwebungssignal eingehen. Eine Limitierung dieses Verfahrens besteht darin, dass alle Rauschbeiträge des Frequenzkamms für beide verwendeten Wellenlängenbereiche vollkommen identisch sein müssen. Differentielle Rauschbeiträge zwischen verschiedenen Ausgängen des Frequenzkamms, die nicht durch Gleichung 3.7 beschrieben werden, können zum Beispiel durch unterschiedliche Strahlwege, Faserstecken oder Verstärker auftreten. Derartige Störungen sind aber im allgemeinen auf dem Niveau von 10^{-16} in 1 Sekunde zu erwarten und bei den hier betrachteten relativen Frequenzstabilitäten von etwa 2×10^{-15} nicht zu befürchten. Das virtuelle Schwebungssignal lässt sich mit den gleichen Methoden betrachten wie ein direktes Schwebungssignal, bei dem beide Laser nur einen kleinen Frequenzunterschied aufweisen. Die relative Frequenzabweichung wird relativ zur Absolutfrequenz des Lasers berechnet, dessen Schwebungsfrequenz in Gleichung 3.10 unverändert bleibt (d.h. nicht mit dem Modenverhältnis m_2/m_1 multipliziert wird).

Das Transfer-Schwebungssignal zur Charakterisierung für diese Vergleichsmessung wurde auf drei verschiedene Arten ausgewertet. Als einfachste Methode wurde ein Spektrumanalysator verwendet, um die Kurzzeit-Linienbreite während einer Aufnahmedauer (engl. sweep time) von 1,8 Sekunden zu bestimmen. Die maximal auflösbare Bandbreite des verwendeten Gerätes lag bei 1 Hz. Die Messung zeigt eine Linienbreite von 1,66 Hz für die kombinierte Linienbreite der beiden Laser und die Auflösung des Spektrumanalysators, wie in Abbildung 3.15 gezeigt wird.

Bei der zweiten Methode wurde ein Frequenzzähler mit einer Zählzeit von 1 Sekunde verwendet, um die Frequenzstabilität der Laser über einen Zeitraum von einigen

²⁷Für die Subtraktion ist ein einfacher Frequenzmischer notwendig, für die Division wurde ein digitaler Synthesizer (DDS) verwendet.

Minuten zu messen. Aus den Zählerdaten wurde die in Abbildung 3.16 gezeigte Allan-Standardabweichung berechnet. Um auch für kürzere Mittelungszeiten eine Stabilität angeben zu können, wurde das Schwebungssignal mit einer stabilen Radiofrequenz gemischt und das Differenzsignal mit einem Oszilloskop aufgezeichnet. Aus diesen Daten lässt sich mithilfe einer Hilbert-Transformation ebenfalls eine Allan-Standardabweichung berechnen. Die Hilbert-Transformation ist definiert als

$$H(f(t)) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(x)}{t-x} dx . \quad (3.11)$$

Mithilfe der Hilbert-Transformation lässt sich aus einem periodischen Signal $f(t)$ ein um $\pi/4$ phasenverschobenes Signal $H(f(t))$ generieren. Dies entspricht der Ergänzung eines Imaginärteils zu der reellen Funktion $f(t)$. Aus der analytischen Gesamtfunktion

$$F(t) = f(t) + iH(f(t)) \quad (3.12)$$

lässt sich dann die momentane Phase des Signals bestimmen:

$$\phi(t) = \arctan \left(\frac{H(f(t))}{f(t)} \right) \bmod(\pi) \quad (3.13)$$

Da die Phase $\phi(t)$ nur modulo π berechnet werden kann, muss, um eine kumulative Phase des Signals zu erhalten, die Funktion $\phi(t)$ durch Entfernen der Phasensprünge verstetigt werden. Man erhält die momentane Frequenz als Ableitung der Phase nach der Zeit

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \phi(t) , \quad (3.14)$$

sodass sich mit dieser Methode aus einer digitalisierten Zeitspur des virtuellen Schwebungssignals Werte der Allan-Standardabweichung für kurze Mittelungszeiten errechnen lassen. Als Beispiel ist in Abbildung 3.15 links ein Ausschnitt aus einer digitalisierten Zeitspur dargestellt.

Die in Abbildung 3.16 dargestellte Allan-Standardabweichung zeigt die in Abschnitt 2.3 beschriebene typische Charakteristik eines einen resonatorstabilisierten Laseroszillators. Unterhalb einer Sekunde sieht man die Charakteristik für einen Laser mit 1 Hz Linienbreite, der das thermische Limit von 2×10^{-15} zwischen 1 Sekunde und ca. 10 Sekunden erreicht, bevor die Restdrift dominant wird. Es konnte somit gezeigt werden, dass

es mit dem derzeitigen Entwicklungsstand transportabler Resonatoren möglich ist, eine hohe Laserstabilität mit Transportabilität zu kombinieren.

3.6.2 Transport nach Florenz

Der zweite Transporttest wurde in Kollaboration mit der Gruppe von Prof. Guglielmo Tino an der Universität von Florenz (UNIFI) ebenfalls im Rahmen des SOC Projektes durchgeführt. Anders als im ersten Versuch lag das Ziel des Experiments nicht allein darin, die Performance des Lasers nach dem Transport zu demonstrieren, sondern diesen auch für Spektroskopie an einer Strontium-Gitteruhr zu verwenden. Da der transportable Uhrenlaser eine höhere Kurzzeitstabilität aufwies als der in Florenz vorhandene Laser, konnten schmalere Linienbreiten aufgelöst werden als es zuvor an diesem Experiment möglich war. Die Dauer der Messkampagne betrug zwei Wochen, wobei die Zeit zur Wiederinbetriebnahme des Lasers wie im vorherigen Transport etwa einen Tag in Anspruch nahm.

Der Transport über 1200 km wurde mit einem Lieferwagen mit Anhänger durchgeführt und dauerte zwei Tage. Während dieser Zeit wurde die Ionengetterpumpe mit der unterbrechungsfreien Stromversorgung betrieben. Die Temperaturstabilisierung des Resonators wurde während des Transports abgeschaltet, um den Energieverbrauch zu minimieren. Da die Zeit bis zu den relevanten Messungen aufgrund der zur Integration des Uhrenlasers in das Experiment notwendigen Schritte einige Tage betrug, blieb genug Zeit für die Thermalisierung des Systems. Trotz der hohen thermischen Zeitkonstante des Systems von ca. einem Tag, wurden während der Messungen keine relevanten nichtlinearen Frequenzänderungen der Eigenmoden des Resonators festgestellt. Derartige Frequenzänderungen treten auf, wenn sich die Resonatortemperatur und damit durch den Ausdehnungskoeffizienten des ULE-Glases die Resonatorlänge asymptotisch dem thermischen Gleichgewichtszustand nähert. Während lineare Frequenzänderungen gut in Echtzeit durch eine synchron driftende Radiofrequenz kompensiert werden können, sind zeitlich variable Frequenzänderungsraten nur schwer zu korrigieren.

Es wurde ein neuer Laseraufbau verwendet, dessen Design den in Abschnitt 3.1 vorgestellten Vorgaben folgt. Durch das Verwenden von Halbzolloptik und passend gesetzten Bohrungen konnte die Grundfläche des Laserboards bei gleicher Funktionalität auf die



Abbildung 3.17: Bilder vom Transport des Uhrenlasersystems. Oben links ist der Resonatoraufbau vor dem Gebäude der UNIFI zu sehen, rechts sieht man Detailansichten zum Uhrenlaser und Resonator. Das untere Bild wurde während der erfolgreichen Integration in den SOC Apparat aufgenommen. Die Personen im Bild sind von links nach rechts: Stefan Vogt, Marco Schioppo und Nicola Poli.

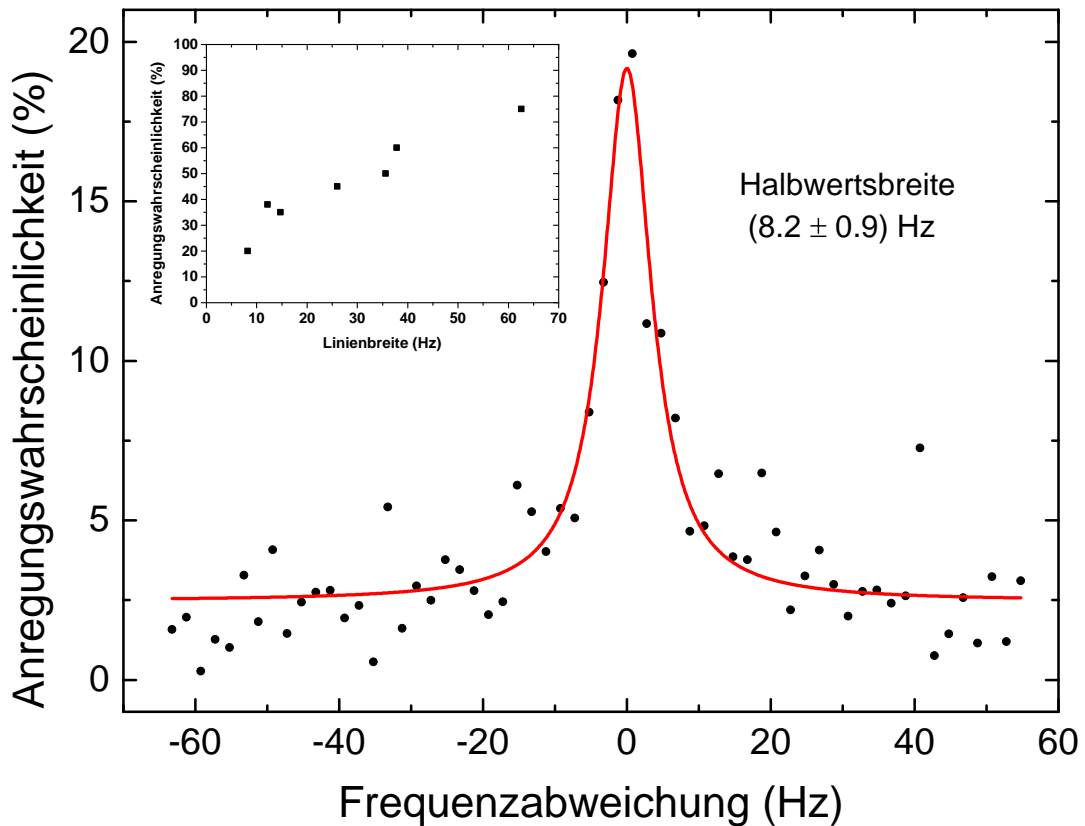


Abbildung 3.18: Spektroskopie an ^{88}Sr mit der SOC Apparatur. Es konnten Linienbreiten von weniger als 10 Hz aufgelöst werden, wobei allerdings die Anregungswahrscheinlichkeit ca. 20 % betrug. In dem kleinen Graphen ist die Veränderung der maximalen Anregungswahrscheinlichkeit gegen die aufgelöste Linienbreite aufgetragen. Aufgrund der Verbreiterung der Linie durch kalte Stöße ist es notwendig, die Zahl der Atome im optischen Gitter für die Spektroskopie schmalere Linien zu verringern.

Hälfte ($600 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$) reduziert werden. Der Master-ECDL in Littman-Anordnung, welcher in dem vorangegangenen Transport nach Düsseldorf durch die Erschütterungen dejustiert war, wurde durch einen filterstabilisierten [Bai06] Aufbau ersetzt. Der Vorteil dieser Art von Master-Laser besteht darin, dass der optische Strahlengang im Laserkopf linear ist und sich in fest verklebter Form realisieren lässt, da die Rückreflexion in die Laserdiode durch Fokussierung des Strahls auf den entsprechenden Spiegel gegen kleine Änderungen der Justage unempfindlich gemacht werden kann. Das einzige Element, welches gelegentlich der Justage bedarf, ist der Interferenzfilter, der als frequenzselektives

Element dient, aber keinen Einfluss auf den Strahlengang hat.²⁸ Der Masterlaser konnte bei identischen Einstellungen für Strom und Temperatur nach dem Transport sofort wieder bei seiner Ausgangsleistung von 3,5 mW und bei der gewünschten Frequenz betrieben werden. Die Einkopplung in die polarisationserhaltenden Singlemode-Glasfasern musste allerdings nach dem Transport wieder optimiert werden, da die Einkoppeleffizienz für einige der Fasern auf rund 10 % gefallen war. Eine Reoptimierung brachte die ursprünglichen 60–70 % ohne Schwierigkeiten wieder zurück. Es ist allerdings zu beachten, dass beim Transport der kompletten optischen Uhr mit insgesamt 25 Einkopplungen in Single-Mode-Glasfasern einige Zeit dafür eingeplant werden sollte, die Faserkopplungen zu optimieren. Für die später aufgebauten Laser wurden daher Grundplatten mit kleineren Abmessungen (300 mm × 450 mm) verwendet, da die Stabilität des Aufbaus bei gleicher Dicke der Grundplatte wesentlich zunimmt, während gleichzeitig die Verformung aufgrund kürzerer Strahlwege weniger Einfluss auf die Faserkopplungen hat.

Zur Integration des Uhrenlasersystems in das Experiment in Florenz musste der Uhrenlaser über verschiedene vorher definierte Schnittstellen an die Computersteuerung des Experiments angeschlossen werden.

- Die Laserfrequenz muss durch die Experimentsteuerung vorgegeben werden können, damit Spektroskopie möglich ist. Diese Frequenz kann über eine Radiofrequenz gesteuert werden, die durch einen AOM den Frequenzunterschied zwischen Masterlaser und Resonatormode vorgibt. Über denselben AOM wird eine lineare Driftkompensation appliziert. Während die linear veränderliche Kompensationsfrequenz von einem DDS erzeugt wurde, der zum Uhrenlaser gehörte, wurde eine zweite Radiofrequenzkomponente von dem Florenzer System bereitgestellt. Beide Signale wurden über einen RF-Mischer addiert, sodass das Gesamtsignal durch die Computersteuerung verändert werden konnte.
- Über einen zweiten AOM muss das Licht an- und ausgeschaltet werden können, welches zum Experiment gesendet wird. Die Lichtintensität während der Spektro-

²⁸Der Spiegel zur optischen Rückkopplung wird beim Zusammenbau auf Positioniertischen in die optimale Position gebracht und dort mit Epoxidharz verklebt. Bei Verwendung von schnell härtendem „5 Minuten Epoxy“ haben wir in unserem ersten Aufbau beobachtet, dass sich die Ausgangsleistung des Lasers bei der richtigen Wellenlänge kontinuierlich über einige Monate verschlechterte. Alterungsprozesse der Laserdiode konnten ausgeschlossen werden, sodass davon ausgegangen werden kann, dass das Harz auch in ausgehärtetem Zustand nicht ausreichend formstabil für diese Anwendung ist. Mit der langsam härtenden „Endfest“-Variante trat dieses Problem nicht auf.

skopiephase muss nicht während eines Experimentzyklus geändert werden. Es ist daher ausreichend, zum Schalten lediglich ein TTL-Signal als Schnittstelle zu benutzen und die Intensität manuell am Uhrenlasersystem zu setzen.

Das Ergebnis der Messung bestand in einer, verglichen mit den in diesem Experiment zuvor erzielten Resultaten, verbesserten Frequenzauflösung des Uhrenübergangs. Es konnte eine Linienbreite von 8 Hz erreicht werden, wie in Abbildung 3.18 dargestellt ist. Die Randbedingungen, die gegeben sein müssen, um diese Linienbreiten zu realisieren, werden in Abschnitt 4.6 näher erläutert werden. Für eine optimale Stabilität beim Betrieb als optische Uhr muss allerdings ein Kompromiss zwischen dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und der Linienbreite eingegangen werden. Da die maximal erreichbare Anregungswahrscheinlichkeit mit der Linienbreite abnimmt, wie ebenfalls in Abbildung 4.6 gezeigt wird, wäre die zur Stabilisierung des Uhrenlasers nutzbare Linienbreite größer. Es konnte damit nochmals direkt gezeigt werden, dass der Uhrenlaser den Anforderungen an ein transportables System gerecht wird.

Kapitel 4

Präparation und Abfrage des Strontium-Ensembles

In diesem Kapitel werden zunächst die Ergebnisse zur Laserkühlung vorgestellt, die mit der in Kapitel 3 vorgestellten Apparatur erzielt werden konnten. Einen wesentlichen Teil nehmen dabei die Messungen ein, die zur Charakterisierung des in Abschnitt 3.4 vorgestellten Zeeman-Abbremsers vorgenommen wurden. Weiterhin werden die Präparationsschritte und Messungen dargestellt, die zur Vorbereitung des Experiments für den Betrieb als optische Uhr notwendig sind. Dazu gehören die Seitenbandspektroskopie des Uhrenübergangs im optischen Gitter in Abschnitt 4.4.3, das Erzeugen eines spinpolarisierten Ensembles zur Abfrage von ^{87}Sr in 4.5 und die kohärente Abfrage des Übergangs, die in Abschnitt 4.6 beschrieben wird.

4.1 Eigenschaften von Strontium

Strontium besitzt als Erdalkalielelement zwei Valenzelektronen, was zu einem Termschema mit Singlett- und Triplettsystem einschließlich schmalbandiger Übergänge zwischen den beiden führt. Der Unterschied zwischen den beiden Systemen besteht in einer parallelen (Triplettsystem) bzw. antiparallelen (Singlettsystem) Ausrichtung der Elektronenspins. Nach dem Russel-Saunders-Modell [Rus24] der Spin-Bahn-Kopplung sind die Übergänge zwischen beiden Systemen daher dipolverboten und dürften demnach keine

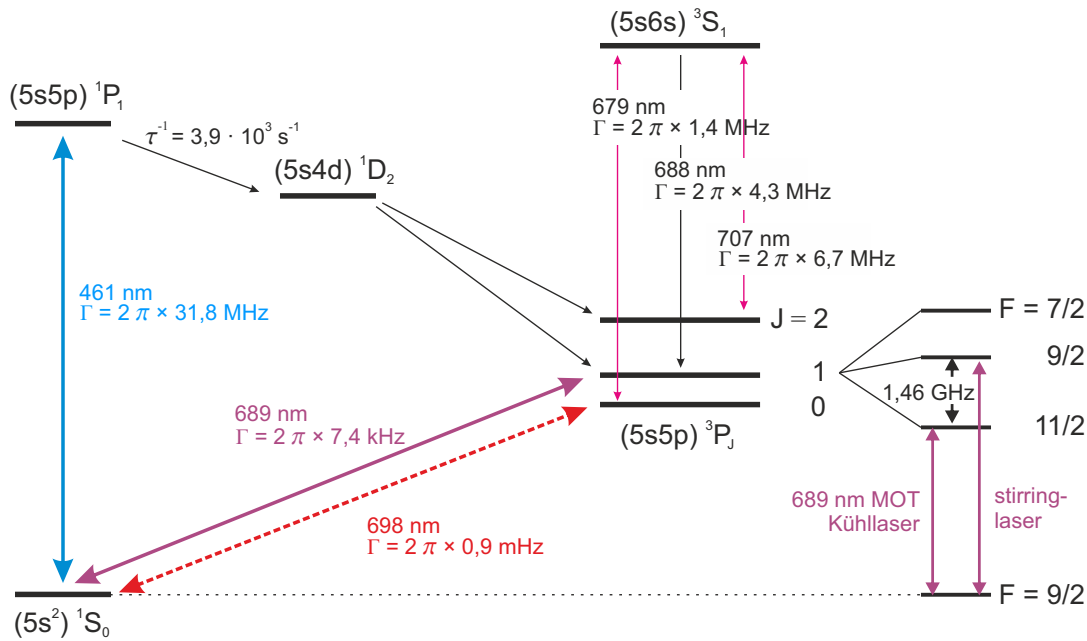


Abbildung 4.1: Auszug aus dem Termschema von ^{87}Sr . Daten aus [San10].

endliche Linienbreite besitzen. Mit steigender Ordnungszahl des Elements geht allerdings die Russel-Saunders-Kopplung (oder LS-Kopplung) zunehmend in eine jj-Kopplung über, sodass die Auswahlregeln der LS-Kopplung keine strenge Gültigkeit besitzen. Die $^1S_0-^3P_1$ Interkombinationslinie ist für Strontium, im Vergleich zu leichteren Erdalkalielelementen, wie Kalzium [Deg05] oder Magnesium [Keu05], wesentlich stärker ausgeprägt. Sie ist daher als Uhrenübergang nicht geeignet, kann dafür aber sehr gut zur Laserkühlung eingesetzt werden, ohne dass der Übergang künstlich verbreitert werden muss. Eine solche Verbreiterung wird zum Beispiel zum Kühlen von Kalzium benötigt, wo ein zusätzlicher „Quench-Laser“ eingesetzt wird, um den $^1S_0-^3P_1$ Zustand stärker an das Singlett-System zu koppeln [Bin01, Meh03]. Neben der schmalbandigen Interkombinationslinie existiert im Singlett-System zudem ein breitbandiger Kühlübergang, der sich gut zum Einfangen und Vorkühlen der Atome nutzen lässt. Strontium lässt sich daher unter Verwendung eines zweistufigen Kühlverfahrens, das die Vorteile beider Übergänge kombiniert, sehr effizient laserkühlen. So konnte es im Gegensatz zu vielen anderen Elementen für Strontium gelingen, Bose-Einstein-Kondensation ohne evaporative Kühlung zu erreichen [Ste13].

4.1.1 Isotope und Uhrenübergang

Es existieren vier stabile Isotope von Strontium, von denen lediglich ^{87}Sr fermionisch ist. Für metrologische Zwecke wird heutzutage vorwiegend – so auch in der vorliegenden Arbeit – das fermionische Isotop eingesetzt, welches hauptsächlich aufgrund der endlichen Linienbreite des $^1S_0\text{-}^3P_0$ Uhrenübergangs und der Unterdrückung von frequenzverschiebenden Stoßprozessen für Fermionen bei der Evaluation der Unsicherheit einer optischen Uhr entscheidende Vorteile bietet. Allerdings ist auch das häufigste bosonische Isotop, ^{88}Sr , für diese Arbeit relevant, da es gut zur Grundjustage eines neuen Apparates geeignet ist. Das sehr hohe natürliche Vorkommen (siehe Tabelle 4.2) erleichtert das Auffinden erster Signale von den verschiedenen Kühlstufen. Weiterhin entfallen Komplikationen bei der Laserkühlung (siehe [Boy07a] und Abschnitt 4.1.2), die durch die Hyperfeinstruktur in ^{87}Sr entstehen. Die Anforderungen an die Justage der Atomfalle bleiben in wesentlichen Punkten unverändert, sodass die Umstellung zwischen den Isotopen neben der Anpassung der Laserfrequenzen nur geringe Modifikationen am System erfordert. Die wichtigste Änderung ist der sogenannte „Stirring“-Laser bei 689 nm, welcher zusätzlich zur Kühlung von ^{87}Sr benötigt wird. Der Uhrenübergang in ^{87}Sr besitzt eine geringe Linienbreite von 0,9 mHz, sodass die spontane Zerfallsrate während der durch das Frequenzrauschen des Lasers limitierten Abfragezeit vernachlässigbar ist. Gleichzeitig ist das Übergangsmatrixelement stark genug, um eine effiziente Anregung mithilfe eines entsprechenden Laserfeldes niedriger Intensität zu erreichen (siehe 5.3.4). Der wesentliche Beitrag zur natürlichen Linienbreite entsteht dabei aus der durch die Hyperfeinstruktur erzeugten Mischung des 3P_0 -Niveaus mit dem 3P_1 -Niveau, welches aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung eine relativ kurze Lebensdauer besitzt. In ^{88}Sr ist diese Mischung nicht vorhanden, sodass der Übergang für Ein-Photonen-Übergänge vollständig verboten ist.

Der einfachste Weg, um den Übergang in ^{88}Sr dennoch anregen zu können, ist das Anlegen eines statischen Magnetfeldes zur Mischung der Zustände [Tai06]. Mit experimentell gut realisierbaren Werten für Uhrenlaserleistung und Magnetfeld lässt sich auf diese Weise eine Rabi-Frequenz erzeugen, die es erlaubt den Uhrenübergang kohärent anzuregen (vgl. Abschnitt 4.6). Allerdings führen diese Bedingungen zu erheblichen Frequenzverschiebungen des $^1S_0\text{-}^3P_0$ Übergangs. Diese entstehen einerseits durch die quadratische Zeeman-Verschiebung im Magnetfeld, welche sich nicht wie im Fall des linearen Zeemaneffekts von ^{87}Sr durch eine differenzielle Messung kompensieren lässt (siehe Abschnitt

4.5 und 5.1) und andererseits durch die AC-Stark-Verschiebung im Lichtfeld des Uhrenlasers. Beide Effekte sind um rund drei Größenordnungen stärker als die für eine optische Uhr angestrebte Unsicherheit. Sie müssten daher mit hoher Genauigkeit korrigiert werden, was in der technischen Umsetzung große Probleme bereitet, da sich Lichtintensität und das Magnetfeld am Ort der Atome nur schwer mit hoher Genauigkeit messen lassen. Alternativ können komplexere Spektroskopiemethoden, wie die sogenannten Hyper-Ramsey-Abfrage [Yud10, Hun12a] verwendet werden, um die Sensitivität gegen die aus der Abfrage entstehenden Frequenzverschiebungen zu reduzieren. Diese Komplikationen machen ^{88}Sr zu einer schwierigen Wahl für den Betrieb einer genauen Uhr und sind, neben dem Problem der Stoßverschiebung durch s-Wellen-Stöße für bosonische Ensembles, der wesentliche Grund, warum ^{87}Sr trotz des etwas komplexeren Kühlschemas und der geringeren Isotopenhäufigkeit heute besser geeignet scheint, um eine optische Uhr zu realisieren.

4.1.2 Zweistufiges Kühlverfahren

Isotop	Natürliches Vorkommen (%)	Spin
^{84}Sr	0,56(1)	0
^{86}Sr	9,86(1)	0
^{87}Sr	7,00(1)	9/2
^{88}Sr	82,58(1)	0

Abbildung 4.2: Übersicht über die Isotope von Strontium (nach [San10])

Alle wichtigen Aspekte zur Laserkühlung von Strontium werden in [Muk03, Boy07a, Lud08b, Mar13b] ausführlich behandelt; deshalb werden hier nur kurz die für diese Arbeit relevanten Punkte zusammengefasst. Anhand des in Abbildung 4.1 gegebenen Auszugs aus dem Termschema wird ein kurzer Überblick über die für

die Laserkühlung relevanten Eigenschaften von Strontium gegeben.

Zum Einfangen der Atome werden magneto-optischen Fallen verwendet. Das Konzept der MOT wird in vielen Einführungsvorlesungen und Lehrbüchern zur Quantenoptik [Met99, Pet02] behandelt. Es basiert auf der geschickten Ausnutzung der Lichtdruckkräfte gegenläufiger, zirkular polarisierter Laserstrahlen. Vermittelt durch Zeeman- und Dopplereffekt, wird ein orts- und geschwindigkeitsabhängiges Kraftprofil innerhalb der rotverstimmten Laserstrahlen erzeugt, in dem die Atome gekühlt und gefangen werden können.

Zur Laserkühlung mithilfe magneto-optischer Fallen ist die Existenz sowohl schmalbandiger als auch breitbandiger Übergänge vorteilhaft, da die zugrundeliegende Spontankraft (Gleichung 3.1) proportional zur Linienbreite Γ ist, sodass sich mit starken Übergängen größere Kräfte auf das Atom erzeugen lassen. Daher sind Übergänge mit hoher Linienbreite besser zum Einfangen der Atome geeignet. Da jedoch das Dopplerlimit der MOT-Temperatur durch

$$T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar\Gamma}{2mk_{\text{B}}} \quad (4.1)$$

mit der Masse m des Atoms, dem reduzierten Plank'schen Wirkungsquantum \hbar und der Boltzman-Konstante k_{B} gegeben ist [Met99], lassen sich bei der Laserkühlung auf schmalbandigen Übergängen tiefere Temperaturen erreichen. So beträgt die Dopplertemperatur für den 1S_0 - 3P_1 Übergang 180 nK. Diese Temperatur lässt sich allerdings nicht erreichen, da sie noch unterhalb des fundamentalen Rückstoßlimits liegt. Dieses wird durch die Rückstoßenergie eines einzelnen absorbierten Photons mit der Wellenzahl k bestimmt [Cas89]:

$$T_{\text{Rück}} = \frac{\hbar^2 k^2}{mk_{\text{B}}} . \quad (4.2)$$

Die minimal erreichbare Temperatur liegt daher bei $T_{\text{Rück}}/2 \approx 230$ nK.

Für die erste Stufe der Laserkühlung wird der 1S_0 - 1P_1 Übergang im Singlett-System verwendet. Er ermöglicht Abbremsen, erstes Einfangen und Detektion der Atome im Grundzustand durch seine hohe erreichbare Photonenstreurrate. Die Kühleigenschaften zeigen hier starke Parallelen zu jenen der Alkali-elemente, wie zum Beispiel Rubidium, welches in zahlreichen Experimenten der Atom- und Quantenoptik verwendet wird. Das Dopplerlimit für die 461 nm MOT liegt bei 770 μK . Sub-Doppler-Kühlmechanismen, wie die Polarisationsgradientenkühlung [Dal89] können aufgrund der geringen, nur durch die Hyperfeinstruktur gegebenen, magnetischen Struktur des Grundzustands nicht effizient funktionieren.

Da der 1P_1 -Zustand einen Verlustkanal ins Triplett-System besitzt, wo sich Atome im sehr langlebigen 3P_2 akkumulieren können, sollte zur Erhöhung der Lebensdauer für den Betrieb der Singlett-MOT ein Rückpumplaser eingestrahlt werden, der diese Besetzung über den 3S_1 - wieder in den 3P_1 -Zustand transferiert. Von dort aus zerfällt diese Population schnell in den Grundzustand. Ein zweiter Rückpumplaser sorgt dafür, dass bei diesem Prozess keine Besetzung in den 3P_0 Zustand transferiert wird, wo sie ebenfalls für die

Laserkühlung verloren wäre. Neben der Erhöhung der MOT-Lebensdauer und, damit verbunden, der maximalen Atomzahl werden die Rückpumplaser ebenfalls zur Detektion der Anregungswahrscheinlichkeit bei der Uhrenabfrage benötigt, wie in Abschnitt 5.1 diskutiert wird. Für ^{87}Sr muss die Frequenz des Rückpumplasers mit einem Frequenzhub von ca. 2 GHz moduliert werden, um alle Hyperfeinstrukturkomponenten des 3P_2 ansprechen zu können.

Die zweite Kühlstufe erfolgt auf der 1S_0 - 3P_1 Interkombinationslinie. Es werden keine Rückpumplaser anderer Wellenlängen benötigt, da der Übergang geschlossen ist und keine Zerfallskanäle in langlebige Niveaus vorhanden sind. Dennoch treten für die MOT bei 689 nm zwei experimentelle Besonderheiten auf, die nicht in der allgemeinen Theorie der magneto-optischen Fallen enthalten sind und deshalb hier kurz erwähnt werden sollen:

- **Breitbandphase:** Die Dopplerverbreiterung, die der mittleren Geschwindigkeit der Atome in der 461-nm-MOT entspricht, beträgt für Interkombinationslinie rund 1 MHz. Sie ist damit wesentlich größer als die natürliche Linienbreite dieses Übergangs. Um trotzdem alle Geschwindigkeitsklassen ansprechen zu können, wird die Frequenz des 689-nm-Lasers für das Umladen mit einem Modulationshub von rund 1 MHz und einer Frequenz von ca. 40 kHz moduliert [Boy07a]. Nach einer Thermalisierungszeit kann die Modulation abgeschaltet werden, um die Atome weiter zu kühlen.
- **„Stirring“-Laser:** Zur Laserkühlung von ^{87}Sr auf der Interkombinationslinie wird ein zusätzlicher Laser benötigt, welcher den MOT-Strahlen überlagert eingestrahlt wird. Die Überlegungen, die hinter diesem Konzept stehen, wurden an der Universität Tokio entwickelt [Muk03] und werden unter anderem in [Boy07a] und [Mar13b] im Detail erklärt. Das Konzept des „Stirring“-Lasers lässt sich im Groben²⁹ folgendermaßen verstehen: Wie in Abbildung 4.1 dargestellt ist, spaltet der 3P_1 -Zustand in ^{87}Sr in drei Hyperfeinstrukturkomponenten mit $F \in \{7/2, 9/2, 11/2\}$ auf. Es ist nur der 1S_0 ($F = 9/2$) \rightarrow 3P_1 ($F' = 11/2$) Übergang zum Erzeugen einer MOT geeignet, da nur hier $F \rightarrow F + 1$ gilt und daher viele Photonen auf den σ^+ - bzw. σ^- -Übergängen gestreut werden können, ohne die Atome dabei in einen Dunkelzustand zu pumpen. Allerdings entsteht für diesen Kühlübergang ein Problem aus den

²⁹Zur vollständigen Betrachtung fehlt hier der Einfluss der Clebsch-Gordan-Koeffizienten für die verschiedenen Übergänge.

extrem unterschiedlichen Landé-Faktoren zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand. Es ist deshalb nicht möglich, den Kühlaser gleichzeitig in Resonanz mit sämtlichen für die MOT benötigten Übergängen mit $\Delta m_F = +1$ bzw. $\Delta m_F = -1$ zu bringen, die von unterschiedlichen $m_F \in \{-9/2, -7/2, \dots, +9/2\}$ Unterzuständen im Grundzustand ausgehen. Da aber durch die räumliche Dynamik der MOT die Atome ständig die m_F -Unterzustände wechseln müssen, werden stetig Atome in nicht resonanten m_F -Zuständen aus der Falle entweichen. Die Rolle des „Stirring“-Lasers besteht darin, die Besetzung zwischen den m_F -Komponenten kontinuierlich neu zu verteilen, sodass die Atome nicht lange in nicht-resonanten m_F -Zuständen verbleiben. Für diesen Prozess eignet sich der 1S_0 ($F = 9/2$) \rightarrow 3P_1 ($F' = 9/2$) Übergang unter anderem aufgrund seines kleineren Landé-Faktors.

4.2 Quelle kalter Atome

In Abschnitt 3.4 wurde eine Magnetanordnung vorgestellt, die das Feld für den Zeeman-Abbremsler generiert. Ihre Leistungsfähigkeit wurde mit zwei unterschiedlichen Methoden untersucht. In einer ersten Messung wurde die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls durch Doppler-Spektroskopie bestimmt und die Wirkung des Abbremslasers auf den Atomstrahl untersucht. In einem weiteren Schritt wurde die Laderate der magneto-optischen Falle bei 461 nm bestimmt, um den Fluss von langsamen Atomen abzuschätzen. Da man nur Atome unterhalb der Einfanggeschwindigkeit der MOT detektiert, hängt die Messgröße auch von den MOT-Parametern ab und liefert daher keine unabhängige Aussage über den Zeeman-Abbremsler. Dennoch ist diese Messung relevant, da der singuläre Zweck des Abbremsers darin besteht, die Laderate dieser MOT zu erhöhen. Es ist aber möglich, dass die mit dieser Methode gewonnenen Laderaten durch verbesserte Justage der MOT noch steigerungsfähig sind. In Abschnitt 3.4 wurde eine Magnetanordnung vorgestellt, die das Feld für den Zeeman-Abbremsler generiert. Ihre Leistungsfähigkeit wurde mit zwei unterschiedlichen Methoden untersucht. In einer ersten Messung wurde die Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls durch Doppler-Spektroskopie bestimmt und die Wirkung des Abbremslasers auf den Atomstrahl untersucht. In einem weiteren Schritt wurde die Laderate der magneto-optischen Falle bei 461 nm bestimmt, um den Fluss von langsamen Atomen abzuschätzen. Da man nur Atome unterhalb der Einfanggeschwindig-

keit der MOT detektiert, hängt die Messgröße auch von den MOT-Parametern ab und liefert daher keine unabhängige Aussage über den Zeeman-Abbremsers. Dennoch ist diese Messung relevant, da der singuläre Zweck des Abbremsers darin besteht, die Laderate dieser MOT zu erhöhen. Es ist aber möglich, dass die mit dieser Methode gewonnenen Laderaten durch verbesserte Justage der MOT noch steigerungsfähig sind.

Im Folgenden werden die Messungen, welche zur Charakterisierung des Zeeman-Abbremsers vorgenommen wurden, dargestellt. Die Ladekurven wurden an ^{88}Sr gemessen, da die erreichbaren Fluoreszenzsignale aufgrund des höheren natürlichen Vorkommens stärker sind und daher einen höheren Signal-Rausch-Abstand ermöglichen. Die Laserkühlungseigenschaften für ^{87}Sr und ^{88}Sr im Singlett-System sind hinlänglich ähnlich, sodass sich die gewonnen Aussagen entsprechend dem Isotopenverhältnis übertragen lassen. Bei den Messungen am Atomstrahl ist es nicht möglich isotopensensitiv vorzugehen, da die Doppler-Verbreiterung durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome um drei Größenordnungen stärker ist als die Isotopieverschiebung. Daher sind die gewonnenen Ergebnisse auch hier vom Isotop ^{88}Sr dominiert.

4.2.1 Doppler-Spektroskopie

Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome, welche durch Doppler-Spektroskopie am Atomstrahl gemessen wurde, ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Hierfür wurden neben dem Laserstrahl zum Bremsen der Atome zusätzlich zwei Abfragestrahlen verwendet. Diese wurden an der ungefähren Position der MOT, welche für diese Messung nicht verwendet wurde, mit dem Atomstrahl überlagert. Sie unterscheiden sich durch den Winkel, unter welchem sie den Atomstrahl schneiden. Der Spektroskopiestrahl erfährt durch einen im Rahmen des optischen Zugangs möglichst flachen Winkel von $27(3)$ Grad eine starke Dopplerverbreiterung aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung der Atome entlang der Abbremsrichtung. Der zweite, nahezu senkrecht zum Atomstrahl stehende Referenzstrahl dient zur Bestimmung der unverschobenen Frequenz, da die transversale Geschwindigkeit der Atome gering ist. Er markiert damit den Geschwindigkeitsnullpunkt. Da es aufgrund der Geometrie der Vakuumkammer nicht möglich war, diesen Strahl genau senkrecht zum Atomstrahl zu justieren, wurde der Referenzstrahl in sich selbst zurück reflektiert, sodass sich durch die Umkehr des Vorzeichens für den gegenläufigen Strahl der restliche Betrag der Dopplerverschiebung näherungsweise korrigieren lässt.

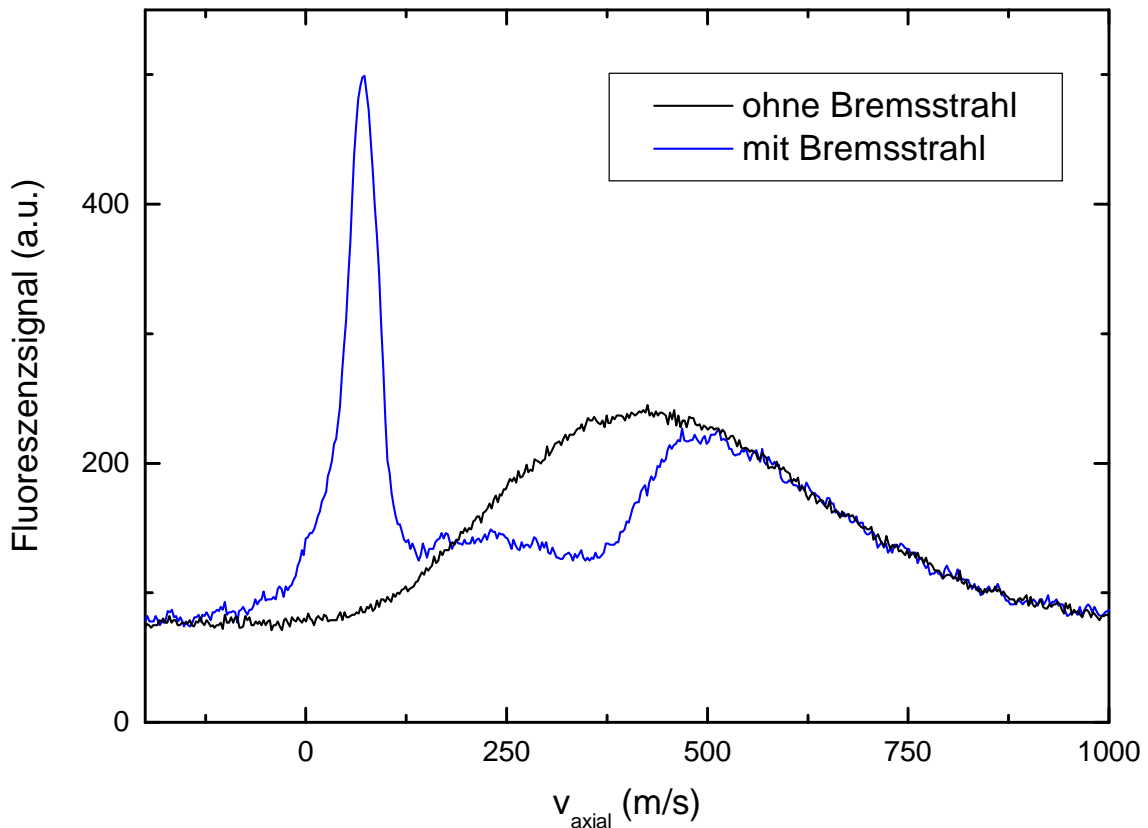


Abbildung 4.3: Dopplerspektrum mit und ohne Abbremslaser. Die blaue Kurve zeigt den Einfluss des Abbremslasers in Verbindung mit dem Magnetfeld. Es ist deutlich, dass sich Atome in einem großen Geschwindigkeitsbereich von 500 m/s bis 70 m/s bremsen lassen. Zum Vergleich ist in schwarz die Geschwindigkeitsverteilung des ungebremsten Atomstrahls dargestellt. Die Temperatur des Ofens betrug für diese Messung 420 °C.

Die Frequenz der Abfragestrahlen muss um mehr als 2 GHz durchgestimmt werden, um das gesamte Dopplerprofil abzudecken. Diese Bandbreite lässt sich leicht durch Verwendung des Piezoaktuators eines nicht frequenzstabilisierten ECDL-Lasers erreichen, wohingegen die üblichen frequenzverstimmenden Elemente, wie akusto-optische Modulatoren oder elektro-optische Modulatoren nicht die benötigte Bandbreite aufweisen. Um die nichtlineare Frequenzantwort auf ein Stellsignal an der Piezosteuerung zu berücksichtigen, wurde die Änderung der Laserfrequenz durch ein Schwebungssignal mit einem frequenzstabilen Laser überwacht. Die Frequenzachse des Fluoreszenzsignals der Dopplerspektroskopie wurde damit zunächst linearisiert und dann in eine Geschwindigkeitsverteilung umgerechnet. Ein zweiter, unabhängiger Laser bei 461 nm diente als Referenz zur

Linearisierung der Frequenzachse. Dieser wurde auch verwendet, um das Abbremslicht zu erzeugen.

Die gemessene Geschwindigkeitsverteilung zeigt, dass Atome im vorgesehenen Geschwindigkeitsintervall bis zu 500 m/s auf Geschwindigkeiten von rund 70 m/s abgebremst werden können, wie in Abbildung 4.3 deutlich zu sehen ist. Die Verstimmung des Bremslasers und der Abstand der Gegenmagnete zur Strahlachse (vgl. Abbildung 3.11) wurden angepasst, um einen maximalen Fluss langsamer Atome zu erhalten. Die experimentell ermittelte Verstimmung des Bremslasers gegen die atomare Resonanz beträgt dabei rund -280 MHz und weicht damit vom Designwert von -320 MHz ab. Diese Diskrepanz deutet darauf hin, dass das Magnetfeld aufgrund seiner Imperfektionen in manchen Abschnitten entlang der Strahlachse zu steil verläuft, sodass Atome bei der geplanten Verstimmung an den entsprechenden Stellen nicht stetig abgebremst werden. Dies führt dazu, dass ein hoher Prozentsatz der Atome den Bremsprozess frühzeitig verlässt. Bei kleinerer Verstimmung hingegen geraten die Atome bei niedrigeren Geschwindigkeiten in Resonanz mit dem Laserstrahl, sodass sich das Kraftprofil, das die Atome erfahren, insgesamt zu niedrigeren Geschwindigkeiten verschiebt. Dies macht den Bremsprozess robuster, da der Magnetfeldverlauf dort, wo er für eine hohe Geschwindigkeit des Atomstrahls berechnet ist, flacher verläuft und deshalb für die an dieser Stelle nun langsameren Atome nicht zu steil wird. Durch den Abstand der Gegenmagnete kann unabhängig von der Verstimmung des Lasers die Geschwindigkeit eingestellt werden, mit welcher der Atomstrahl den Bremsprozess verlässt. Dies ist notwendig, da nur Atome in einem engen Geschwindigkeitsintervall die Fallenregion erreichen und gleichzeitig langsamer als die Einfanggeschwindigkeit der MOT sind.

Bei der Interpretation der Daten muss weiterhin beachtet werden, dass die Stärke des Signals von der Geschwindigkeit der Atome abhängt. Das Signal ist umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit, da langsame Atome länger im Detektionsvolumen verbleiben und daher mehr Photonen in Richtung des Detektors streuen können. Die Flächen unter den beiden Kurven in Abbildung 4.3 sind daher nicht identisch, da die langsamen Atome bei gleichem Fluss ein stärkeres Signal erzeugen als schnellere. Die wesentliche Aussage dieser Messung, dass der Zeeman-Abbremsler in seiner vorliegenden Form in der Lage ist, Atome höherer Geschwindigkeitsklassen effizient zu bremsen, bleibt von der Überbetonung des langsamen Anteils des Spektrums jedoch unangetastet.

4.2.2 Ladekurven

Eine weitere Möglichkeit, den Fluss von langsamen Atomen zu ermitteln, ist die Auswertung der Ladekurve der ersten MOT-Stufe. Dies ist am einfachsten, wenn die Verlustrate β der MOT unabhängig von der Atomzahl ist, d.h. der Gleichgewichtszustand nicht dichte-limitiert ist und Verluste durch Dreikörperstöße vernachlässigt werden können. Dieser Zustand lässt sich in zum Beispiel erreichen, wenn die in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Rückpumpplaser für die 461-nm-MOT nicht eingestrahlt werden. Die zeitliche Änderung der Atomzahl $N(t)$ kann dann durch die folgende Ratengleichung beschrieben werden:

$$\dot{N}(t) = -\beta N(t) + \lambda, \quad (4.3)$$

wobei λ die Laderate bezeichnet, die den Atomfluss aus dem Zeeman-Abbremsler repräsentiert. Unter der Anfangsbedingung $N(t=0) = 0$ ist die Lösung der Gleichung

$$N(t) = N_0 [1 - \exp(-t/\tau)] . \quad (4.4)$$

Aus der Zahl der Atome im Gleichgewicht N_0 und der Zeitkonstante τ lässt sich aus dieser Abhängigkeit der Quellterm $\lambda = N_0/\tau$ berechnen. Alternativ kann λ direkt aus der anfänglichen Steigung der Ladekurve für kleine Zeiten t_s bestimmt werden, solange gilt $N(t_s) \ll N_0$. Der Vergleich beider Werte kann zur Verifizierung des Modells herangezogen werden.

Um zusätzlich sicherzugehen, dass keine Dichtelimitierung der MOT vorliegt, können die Zeitkonstanten von Lade- und Zerfallskurve verglichen werden. Werden beide Kurven durch Gleichung 4.3 beschrieben (mit $\lambda = 0$ für den Zerfall), so sind auch die Zeitkonstanten für beide Kurven gleich. Wird dieses Modell auf eine dichte-limitierte MOT angewendet, erscheint es so, als würde die Ladekurve eine kürzere Zeitkonstante besitzen. Sie resultiert aus dichte-abhängigen Verlusten, die in Gleichung 4.3 nicht enthalten sind. Die Zerfallskurve hingegen kann in ihrem Verlauf für lange Zeiten und kleine Atomzahlen weiterhin gut durch Gleichung 4.3 beschrieben werden.

Der Fluss an einfangbaren Atomen aus dem Zeeman-Abbremsler konnte aus experimentell ermittelten Ladekurven abgeschätzt werden, dabei ergaben beide oben beschriebenen Ansätze ein konsistentes Bild. Die Atomzahl wurde dabei aus Absorptionsabbildungen ermittelt und für eine kurzfristige Kalibrierung des Fluoreszenzsignals verwendet. Für ei-

MOT-Phase	461 nm	Umladen	689 nm moduliert	689 nm
Dauer (ms)	20-500	10	80	80
Magentfeldgradient (mT/cm)	5,7	5,7	0,53	0,53
Optische Leistung (mW):				
Zeeman-Abbremsstrahl	30			
461 nm pro MOT-Strahl	1,0	0,25		
Rückpumplaser je Wellenlänge	1,0	1,0		
689 nm pro MOT-Strahl			1,2	0,05
„Stirring“-Laser pro Strahl			1,2	0,04

Tabelle 4.1: Typische experimentelle Parameter für die verschiedenen Phasen des Präparationszyklus. Die optischen Leistungen beziehen sich auf die Gesamtleistung der einzelnen Strahlen. Die Intensität lässt sich aus den unten gegebenen $1/e^2$ -Strahldurchmesser berechnen.

ne Ofentemperatur von 400 °C ergab sich für den Quellterm der ^{88}Sr -MOT bei 461 nm $\lambda = 5 \times 10^{-8}$ /s. Im praktischen Einsatz lassen sich mit diesem Aufbau in weniger als 50 ms genug ^{88}Sr in die erste MOT-Stufe laden, um bei der bisher erreichten Transfereffizienz in das optische Gitter einen guten Signal-Rausch-Abstand für den Uhrenübergang zu generieren. Für ^{87}Sr waren 300 ms Ladezeit bei einer Ofentemperatur von 485 °C nötig. Diese Ladezeiten sind den in unserem stationären Experiment typischerweise erreichten Werten sehr ähnlich. Es zeigt sich also, dass durch Magnetfelderzeugung mit Permanentmagneten keine wesentlichen Nachteile bei der Laserkühlung entstehen, sodass die Vorteile wie die reduzierte Wärmeeintrag bei gleichzeitigem Wegfall einer Wasserkühlung und einer reduzierten Komplexität überwiegen.

4.3 Laserkühlung in der magneto-optischen Falle

Mithilfe der beiden magneto-optischen Fallen, welche auf den beiden in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Kühlübergängen bei 461 nm und 689 nm operieren, können Atome mit einer Temperatur von wenigen μK in das optische Gitter geladen werden.

Eine spezielle Designentscheidung dieses Experimentes ist es, das Licht der sehr unterschiedlichen Wellenlängen für die beiden MOT-Stufen in den selben Polarisationserhaltenden Glasfasern zum Experiment zu führen. Das Licht der MOT-Laser bei 461 nm und 689 nm wird durch das in 3.1 beschriebene „Fasercluster“ überlagert und in drei

Singlemode-Glasfasern eingekoppelt. Am Experiment wird es durch die selben achromatischen Linsen auf einen $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 10 mm kollimiert und durch eine im Auskoppler integrierte Viertelwellenplatte³⁰ zirkular polarisiert. Da sich das Licht beider Laser in derselben Mode der Faser geführt wird, sind die ausgekoppelten Strahlen automatisch nahezu perfekt überlagert, was dem theoretischen Idealzustand sehr nahe kommt. Die Vorteile, die sich aus dieser Anordnung ergeben, sind eine gute Strahlqualität und eine reduzierte Komplexität der MOT-Justage. Es stehen jedoch auch weniger Freiheitsgrade zur Kompensation von experimentellen Imperfektionen zur Verfügung. Eine solche Abweichung von Idealfall stellt z.B. die Anwesenheit des Zeeman-Abbremsstrahls dar, welcher direkt durch das Zentrum der ersten MOT-Stufe bei 461 nm führt und in der zweiten MOT-Stufe keine Entsprechung hat. Dies verändert durch einen – trotz der Verstimmung des Zeeman-Strahls verbleibenden – Lichtdruck die Position der ersten MOT-Stufe relativ zur Zweiten, wie auf Absorptionenaufnahmen deutlich zu erkennen ist. Es ist zu erwarten, dass die Transfereffizienz in die Breitband-MOT durch die schlechtere räumliche Überlagerung beider magneto-optischen Fallen reduziert wird. Tatsächlich konnte dieser Effekt zum Teil ausgeglichen werden, indem nach dem Laden der ersten MOT-Stufe eine Zwischenphase von 4 ms eingefügt wurde. In dieser Phase werden die Atome ohne Bremsstrahl in der MOT gehalten, gleichzeitig wird die optische Leistung in den MOT-Strahlen auf ein Viertel reduziert. Die zusätzliche Zeitspanne ist wesentlich kürzer als die Lebensdauer der MOT von rund 500 ms, sodass die intensitätsbedingt geringere Temperatur und die verbesserte räumliche Überlagerung mit der zweiten Kühlstufe den Verlust an Atomen mehr als kompensieren.

Typische experimentelle Parameter für die drei Phasen der magneto-optischen Fallen sind in Tabelle 4.1 angegeben. Zum Optimieren der einzelnen Kühlstufen kann das Signal der Fluoreszenzdetektion genutzt werden. Dabei wird das Signal der jeweils nächsten MOT-Phase genutzt. Dieser Ansatz führt automatisch zu einer sinnvollen Gewichtung zwischen niedriger Temperatur und hoher Atomzahl. Das optische Gitter stellt hierbei

³⁰Da Wellenplatten durch Doppelbrechung in einem Kristall eine Polarisationskomponente des Lichts gegen die andere effektiv um einen Bruchteil der Lichtwellenlänge verzögern, ist eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge unvermeidlich. Es lassen sich aber Wellenplatten höherer Ordnungen herstellen, bei denen diese Bedingung für mehrere Wellenlängen erfüllt ist. Diese Viertelwellenplatten können aus der gleichen Eingangspolarisation für die zwei Wellenlängen, je nach Design, dieselbe oder auch gegenläufige Zirkularpolarisationen erzeugen. Es ist daher, anders als man naiv annehmen könnte, nicht selbstverständlich, dieselbe Zirkularpolarisation für beide Wellenlängen zu erhalten.

die finale Stufe dar. Es kann während der gesamten Zeit präsent bleiben, da es keinen negativen Einfluss auf die Kühlung der Atome hat.

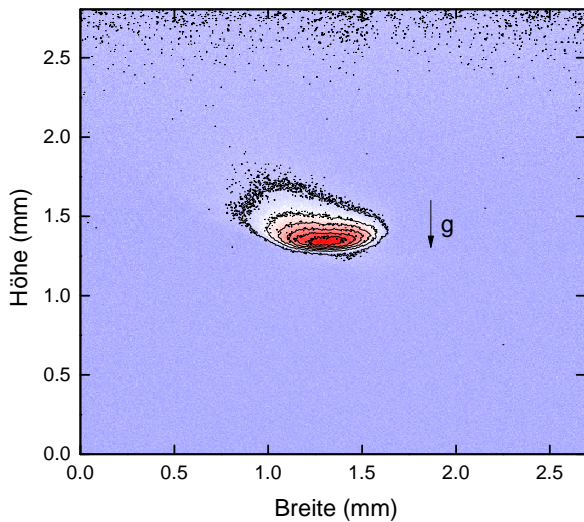


Abbildung 4.4: Absorptionsabbildung der unmodulierten MOT bei 689 nm mit etwa einer Million ^{88}Sr -Atome in Falschfarbendarstellung. Man erkennt eine deutliche Verformung der MOT durch die Gravitation, die nur bei geringen Temperaturen des Ensembles auftritt [Boy07a].

Form der Atomwolke, dass diese durch die Erdgravitation verformt wird, was auf eine geringe Temperatur der Atomwolke schließen lässt. Der Grund für die Form liegt in der verglichen mit der Schwerkraft relativ kleinen Lichtkraft. Dies ist ein typisches Verhalten für eine MOT auf einem schmalbandigen Übergang und wird zum Beispiel in [Boy07a] beschrieben.

Nach dem Umladen in das optische Gitter (siehe Abbildung 4.5), kann die Temperatur der Atome gemessen werden, wie in Abschnitt 4.4.3 dargestellt wird. Die Transfereffizienz zwischen der Einzelfrequenz-MOT und dem optischen Gitter ist durch die prinzipbedingt stark unterschiedliche räumliche Ausdehnung der Fallen limitiert und beträgt circa 5 %.

Nach dem Ausschalten der unmodulierten 689-nm-MOT verbleiben nur noch diejenigen Atome, die kalt genug sind, um im Gitter gehalten zu werden. Durch diese Vorgehensweise ist es nicht notwendig, für jede der Kühlstufen Temperaturmessungen, z.B. mit der „Time-of-flight“-Methode, durchzuführen. Die Temperatur der Atome im optischen Gitter kann durch die in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Seitenbandspektren bestimmt werden. Aus diesem Grund sind Absorptionenaufnahmen der magneto-optischen Fallen weitgehend unnötig für die Justage, sie können aber für Diagnosezwecke eingesetzt werden. In Abbildung 4.4 ist exemplarisch eine Absorptionenaufnahme der unmodulierten 689-nm-MOT für ^{88}Sr gezeigt. Man erkennt an der

4.4 Optisches Gitter

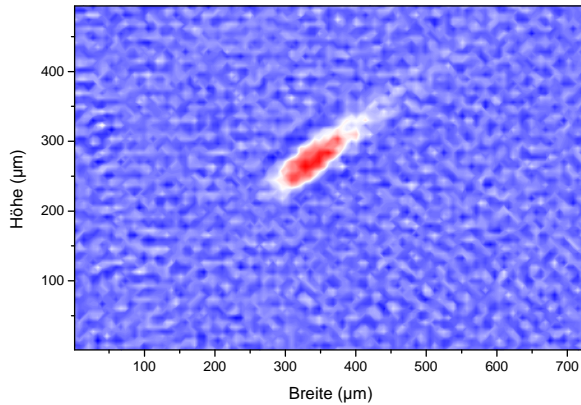


Abbildung 4.5: Absorptionsabbildung von ^{88}Sr -Atomen im optischen Gitter als Falschfarbendarstellung.

um die Atome während des Abfragepulses festzuhalten und Spektroskopie im sogenannten Lamb-Dicke-Regime zu ermöglichen. In diesem Regime können die für die Frequenzauflösung nötigen, langen Abfragezeiten und die Unterdrückung des Dopplereffektes erreicht werden, wie bereits in Abschnitt 1 erläutert wurde.

In Abschnitt 4.4.1 wird zunächst skizziert, inwiefern sich die Wechselwirkung zwischen Atom und Gitterlaser mit dem Anspruch der Realisierung der ungestörten Übergangsfrequenz in Einklang bringen lässt. In 4.4.2 werden kurz die wesentlichen Aspekte der Lamb-Dicke-Spektroskopie umrissen, um in den nachfolgenden Abschnitten auf die Auswertung der vorbereitenden Messungen am Uhrenübergang eingehen zu können.

4.4.1 Polarisierbarkeit und magische Wellenlänge

Unter einem optischen Gitter versteht man allgemein ein räumlich periodisches Interferenzmuster von Laserstrahlen, welches ein konservatives Potential für die polarisierbaren Atome erzeugt. In den Potentialminima lassen sich die Atome speichern, wenn ihre Bewegungsenergie kleiner ist als die Falltiefe. Die erste Voraussetzung für ein längeres Halten der Atome ist, dass die Photonenstreurrate zu vernachlässigen sein sollte. Da die Falltiefe wie I/Δ mit der Verstimmung Δ des Lasers gegenüber einer Resonanzfrequenz des Atoms skaliert, während die Photonenstreurrate für einen Dipolübergang mit

I/Δ^2 abnimmt, erreicht man dies durch ein weit verstimmtes Gitter mit hoher Intensität I [Gri00].

Die Kraft auf die Atome resultiert aus der Energieverschiebung der atomaren Niveaus durch die Anwesenheit des Laserfeldes. Diese Wechselwirkung lässt sich für ein Zweiniveausystem im sogenannten „dressed atom“-Bild beschreiben, in dem sowohl Lichtfeld als auch Atom quantenmechanisch behandelt werden. Für den hier ausschließlich vorliegenden Fall eines intensiven Lasers ist es aber ausreichend, eine dynamische Polarisierbarkeit $\alpha(\omega)$ des Atoms in einem klassischen Lichtfeld anzusetzen. Die Polarisierbarkeit α_i eines einzelnen atomaren Niveaus kann störungstheoretisch durch Summation über die beitragenden Übergänge k beschreiben werden [Mid12a, Por06]:

$$\alpha_i = 2\pi\epsilon_0 c^3 \sum_k \frac{2J_k + 1}{2J_i + 1} \frac{A_{ki}}{\omega_{ik}^2 (\omega_{ik}^2 - \omega^2)} \quad (4.5)$$

Dabei sind A_{ki} die Einstein-Koeffizienten der jeweiligen Übergänge und die ω_{ik} die jeweiligen Übergangsfrequenzen ausgedrückt in Kreisfrequenzen. Mit $J_{i,k}$ ist der Gesamtdrehimpuls des jeweiligen Zustands bezeichnet. Die dynamische Polarisierbarkeit α_i kann je nach Frequenz des Lasers sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Ausschlaggebend für das Vorzeichen ist die Verstimmung des Lasers relativ zu den dominanten Termen der Summe in Gleichung 4.5. Betrachtet man einen einzelnen Term, so sieht man leicht, dass das Vorzeichen von der Verstimmung des Lasers relativ zur Resonanz bestimmt wird. Eine kleinere Laserfrequenz führt zu einem positiven α_i und damit zu einer verminderten internen Energie des Atoms im Laserfeld. Daraus folgt, dass Atome in den Intensitätsmaxima eines niederfrequenten (rotverstimmt) Lasers gefangen werden können, während eine höhere Laserfrequenz zu einer repulsiven Kraft führt.

Obwohl die Polarisierbarkeiten α_i der beiden für die Uhrenabfrage relevanten Zustände 1S_0 und 3P_0 für die Gitterlaserfrequenz stets von Null verschieden sein müssen, damit beide im Gitter gehalten werden können, gilt dies nicht für deren Polarisierbarkeitsdifferenz $\Delta\alpha$. Im Allgemeinen führt die Wechselwirkung mit dem Laserfeld zu einer Verschiebung der Übergangsfrequenz $\hbar\nu$ gegenüber der ungestörten Übergangsfrequenz $\hbar\nu^{(0)}$ [Kat03]:

$$\hbar\nu = \hbar\nu^{(0)} - \frac{1}{4}\Delta\alpha(\omega)E^2 - \frac{1}{64}\Delta\gamma(\omega)E^4 - \dots \quad (4.6)$$

wobei $\Delta\alpha(\omega)$ die dynamische Polarisierbarkeit und $\Delta\gamma(\omega)$ die sogenannte Hyperpolari-

sierbarkeit bezeichnen. Gitterwellenlängen, für die $\Delta\alpha = 0$ gilt, nennt man magische Wellenlängen. Für den Uhrenübergang im Strontium existieren mehrere dieser Wellenlängen, wobei die im nah-infraroten bei rund 813 nm befindliche magische Wellenlänge für alle bisherigen Frequenzmessungen an Strontium genutzt wurde. Die effektive Rotverstimmung bei dieser magischen Wellenlänge erlaubt es, die Strontiumatome in den Intensitätsmaxima eines fokussierten und in sich selbst zurück reflektierten Laserstrahls zu halten. Dies ist der technisch einfachste Fall eines optischen Gitters, bei dem ein starker Einschluss der Atome durch das Interferenzmuster nur entlang der Strahlachse realisiert wird, während der radiale Einschluss allein aus dem (gaußschen) Intensitätsprofil des Laserstrahls resultiert. Diese Gittergeometrie bietet aufgrund ihrer Einfachheit experimentelle Vorteile, da sich die Polarisation und Phase des Lichtfeldes in einem einzelnen Laserstrahl besser kontrollieren lassen als in komplexeren zwei- oder dreidimensionalen Interferenzmustern.

4.4.2 Spektroskopie im optischen Gitter – Lamb-Dicke-Regime

Das Lamb-Dicke-Regime beschreibt eine Situation, in der die Wellenfunktion der Atome stärker lokalisiert ist als eine Wellenlänge des Abfragelasers oder, präziser ausgedrückt, wenn die Rückstoßenergie, die bei der Absorption eines Photons aufgenommen wird, wesentlich kleiner ist als die Fallenfrequenz. In diesem Regime wird analog zum bekannten Mößbauer-Effekt der Photonenrückstoß nicht vom einzelnen Absorber, sondern von der gesamten Gitterstruktur aufgenommen. Der Vollständigkeit halber soll hier die quantenmechanische³¹ Herleitung skizziert werden, die sich im Wesentlichen auf die Ausführungen in [Boy07a] stützt.

Das Potential eines einzelnen Gitterplatzes lässt sich näherungsweise durch einen harmonischen Oszillator mit den Energieniveaus E_n mit einer natürlichen Zahl n beschreiben:

$$E_n = h\nu_z\left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (4.7)$$

Dafür wird das Lichtfeld des Uhrenlasers klassisch als ebene Welle $\vec{E}_0 \cdot e^{ik_z z}$ angesetzt und das Atom intern als Zweiniveausystem mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ beschrieben. Die Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld wird durch den Dipoloperator \vec{d} beschrieben. Das Übergangsmatrixelement zwischen zwei Eigenzuständen n_i

³¹Das Lichtfeld kann weiter klassisch beschrieben werden.

und n_j des Gitters bei gleichzeitiger Anregung des Atoms lässt sich separieren, wenn der ortsabhängige Teil ausschließlich auf die externen Freiheitsgrade des Atoms wirkt und somit interne und externe Freiheitsgrade unabhängig voneinander sind. Dieser Fall tritt ein, wenn das die Oszillatorpotentiale für $|g\rangle$ und $|e\rangle$ gleich sind, was aufgrund der Ausnutzung der magischen Wellenlänge hier der Fall ist.

$$\langle g, n_j | \vec{d} \cdot \vec{E}_0 e^{ik_z z} | e, n_i \rangle = \langle g | \vec{d} \cdot \vec{E} | e \rangle \langle n_j | e^{ik_z z} | n_i \rangle \quad (4.8)$$

Der Faktor, der den Dipoloperator enthält, beschreibt den Fall eines freien Atoms und führt zur freien Rabi-Frequenz Ω_{rabi} . Der ortsabhängige Teil hingegen lässt sich stark vereinfachen, wenn für den Lamb-Dicke-Parameter η_z entlang der Abfragerichtung $\eta_z \ll 1$ gilt. Der Lamb-Dicke-Parameter ist definiert als

$$\eta_z = k_z z_0 = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{\hbar}{2m\nu_z}} \quad (4.9)$$

mit der charakteristischen Ausdehnung der Wellenfunktion $z_0 = \sqrt{\hbar/4\pi m\nu_z}$ für ein Atom der Masse m und der Wellenzahl des Abfragelichts $k_z = 2\pi/\lambda$. In diesem Fall lässt sich der zweiten Term aus Gleichung 4.8 mit den üblichen Auf- und Absteigeoperatoren \hat{a} und \hat{a}^\dagger schreiben als

$$\begin{aligned} \langle n_j | e^{ik_z z} | n_i \rangle &\approx \langle n_j | 1 | n_i \rangle + \langle n_j | ik_z z | n_i \rangle = \delta_{n_i, n_j} + ik_z z_0 \langle n_j | \hat{a} + \hat{a}^\dagger | n_i \rangle \\ &= \delta_{n_i, n_j} + ik_z z_0 (\sqrt{n_i} \delta_{n_i+1, n_j} + \sqrt{n_i+1} \delta_{n_i-1, n_j}). \end{aligned} \quad (4.10)$$

Das Übergangsmatrixelement ist also nur dann von Null verschieden, wenn sich die Vibrationsquantenzahl gar nicht (Träger) oder um ± 1 (Seitenbänder) ändert (siehe auch Abschnitt 4.6). Die Seitenbänder werden umso stärker unterdrückt, je kleiner der Lamb-Dicke-Parameter ist. Seitenbänder höherer Ordnung sind um Potenzen von $k_z z_0$ unterdrückt.

4.4.3 Seitenbandspektrum

Das beobachtete Seitenbandspektrum lässt sich hingegen mit der im letzten Abschnitt vorgenommenen Näherung durch einen harmonischen Oszillator nur unzureichend beschreiben, da aus der endlichen Potentialtiefe und Anharmonizität wesentliche Merkmale

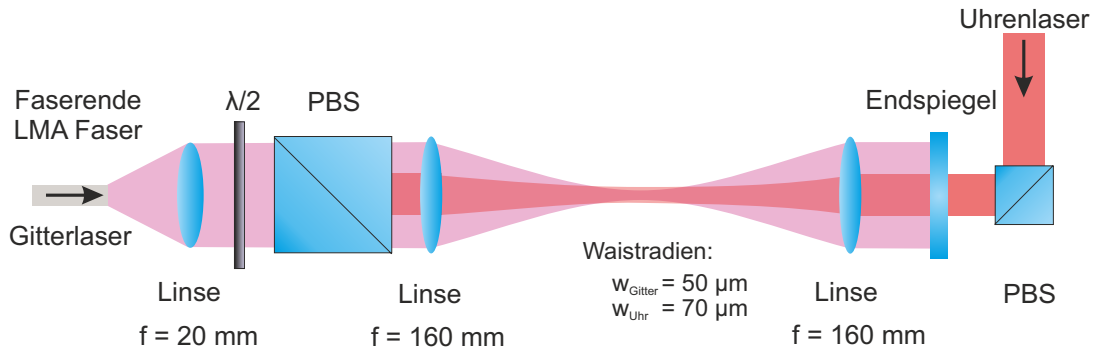


Abbildung 4.6: Optischer Aufbau des Gitters. Uhrenlaser und Gitterlaser werden aus entgegengesetzter Richtung eingestrahlt. Für die Spektroskopie von ^{88}Sr wird als Endspiegel des Gitters ein dichroitischer Spiegel verwendet, um den Uhrenlaser vollständig zu transmittieren. Für ^{87}Sr wird weniger Uhrenlaserleistung benötigt, sodass es günstiger ist die ca. 1 % Transmission eines breitbandigen Spiegels zu verwenden, da für die Uhrenabfrage nur sehr wenig Uhrenlaserleistung ausreicht und der Rückreflex für die Faserlängenstabilisierung genutzt werden kann.

des Spektrums entstehen. Es ist also notwendig, die dreidimensionale Form und die Anharmonizität der Falle zu berücksichtigen. Das Gitterpotential unter Berücksichtigung der Erdanziehung kann dann in folgender Form durch einen periodisch entlang der z -Achse modulierten und eine Gauß'sche Verteilung in radialer Richtung $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ausgedrückt werden [Bla09]:

$$U(z, r) = -U_0 \cos^2(2\pi z / \lambda_{\text{lattice}}) \cdot e^{-2r^2/w_0^2} + mgh \quad (4.11)$$

Die Modulation entlang der Strahlachse, welche für den starken Einschluss der Atome verantwortlich ist, geschieht dabei auf der Längenskala der halben Gitterwellenlänge $\lambda_{\text{lattice}}/2$ von rund 400 nm, während der transversale Einschluss durch den Waistradius w_0 von 50 μm bestimmt wird. Die Energie der Atome auf den Gitterplätzen unterscheidet sich außerdem um ihre Potentialdifferenz im Gravitationsfeld der Erde. Mit $h = z \cos \theta$ wird der Höhenunterschied zwischen den Gitterplätzen entlang der z -Achse bezeichnet. Dabei ist θ der Winkel, den die Gitterachse mit der Gravitationsrichtung bildet (siehe Grafik 3.3). Durch diese Potentialdifferenz wird die Entartung benachbarter Gitterplätze aufgehoben und so die Tunnelrate verglichen mit der resonanten Tunnelrate bei gleicher Höhe

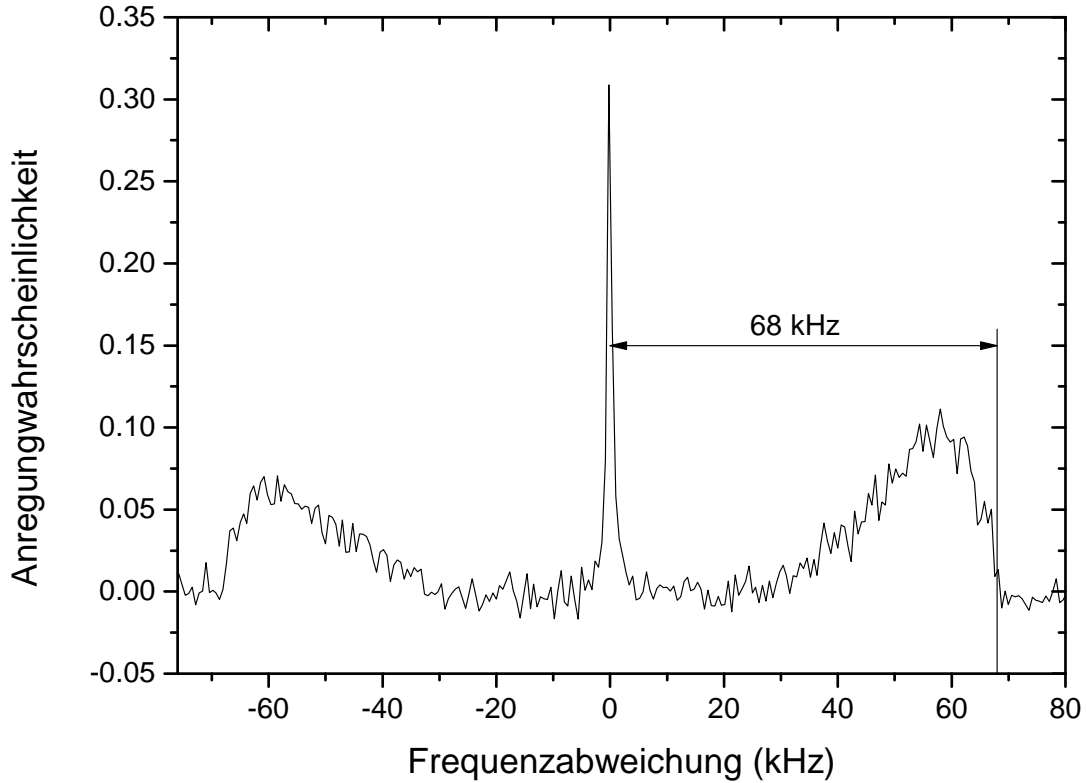


Abbildung 4.7: An ^{87}Sr gemessenes Seitenbandspektrum. Die an der äußersten Kante der Seitenbänder abgelesene Seitenbandfrequenz entspricht der klassischen Oszillatorfrequenz, wenn man eine Rückstoßenergie E_{recoil} des Gitters addiert (siehe Text). Die einseitige Verbreiterung der Seitenbänder zum Träger hin entsteht durch den geringen Einschluss der Atome in radiale Richtung. Aus dem Verhältnis der Flächen unter dem höher und niederfrequentem Seitenband lässt sich die Temperatur der Atome abschätzen.

der Potentialbarriere erheblich reduziert; weitere Details dazu finden sich in Abschnitt 5.3.4.

Da sich für das Potential in 4.11 keine analytische Lösung finden lässt, kann eine weitere Näherung gegeben werden, in welcher entlang der z -Achse ein harmonisches Potential mit einem z^4 -Störterm berücksichtigt wird. Für die beiden Raumrichtungen senkrecht zur Gitterachse wird ein zweidimensionaler harmonischer Oszillator angenommen. Zusätzlich darf die erste Ordnung der Kopplung zwischen beiden Richtungen nicht vernachlässigt werden, um wichtige Merkmale des Spektrums zu beschreiben:

$$U(z, r) \approx U_0 \left(-1 + k^2 z^2 + \frac{2}{w_0^2} r^2 - \frac{k^4}{3} z^4 - \frac{2k^2}{w_0^2} z^2 r^2 \right) \quad (4.12)$$

mit $k = 2\pi/\lambda_{\text{lattice}}$. Dieser Ansatz, mit dem sich die wesentlichen spektralen Merkmale verstehen lassen, wird im Detail in [Bla09] diskutiert. Hier sollen nur die im Rahmen dieser Arbeit wesentlichen Resultate dieser Rechnung kurz erläutert werden. Zum einen führt die Kopplung zwischen den Eigenzuständen in radialer und axialer Richtung dazu, dass nicht alle Atome die gleiche axiale Seitenbandfrequenz zeigen, da sich das Fallenpotential mit zunehmender radialer Anregung der Atome abschwächt. Dies führt zu einer asymmetrischen Verbreiterung der axialen Seitenbänder in Richtung des Trägers, da in radialer Richtung aufgrund des schwachen Einschlusses und der damit verbundenen niedrigen Fallenfrequenz stets viele Niveaus besetzt sind. Außerdem führt der z^4 -Term des Potentials entlang der starken Einschlussrichtung dazu, dass die höchste zu beobachtende Seitenbandfrequenz nicht der klassischen Oszillatorfrequenz entspricht, sondern um eine Rückstoßenergie des Gitters geringer ist. Diese klassische Oszillatorfrequenz ist gegeben durch:

$$\omega_z = 2\pi\sqrt{\frac{2 \cdot U_{dip}}{m_{sr}\lambda_{\text{lattice}}^2}} \quad (4.13)$$

mit dem Potential $U_{dip} = 2(\alpha E^2)$ und der Polarisierbarkeit α der Atome. Das elektrische Feld E ergibt sich aus der Gesamtleistung P eines einzelnen Gitterstrahls als $E = \sqrt{2P/\pi w_0^2 \epsilon_0 c}$.

Die axiale Temperatur der Strontiumatome kann aus dem Verhältnis der Flächen unter den beiden Seitenbändern bestimmt werden. Dabei nutzt man aus, dass die bereits im Vibrationsgrundzustand befindlichen Atome kein weiteres Schwingungsquant mehr verlieren können und somit nicht zum sogenannten roten³² Seitenband beitragen. Für das Verhältnis R zwischen den Flächen unter den Seitenbändern A_{rot} und A_{blau} gilt also

$$R = \frac{A_{blau}}{A_{rot}} = \frac{N}{N - N_0}, \quad (4.14)$$

wobei N die Gesamtzahl der Atome ist und N_0 die Anzahl der Atome im niedrigsten Vibrationszustand [Le 07]. Da die Temperatur der Atome im Gitter viel höher ist als die Fermi-Temperatur, gilt für sie in guter Näherung die Maxwell-Boltzmann-Statistik,

³²Die Seitenbänder werden häufig nach ihrer Verstimmung relativ zum Träger benannt. Das Seitenband mit der kleineren Frequenz wird dementsprechend, als rotverstimmt bzw. rot bezeichnet während das höherfrequente Seitenband das blaue Seitenband genannt wird. Im Hinblick auf verbesserte Lesbarkeit möchte ich hier ebenfalls diese Kurzformen verwenden.

sodass man für die longitudinale Temperatur den folgenden Ausdruck erhält:

$$T_z = \frac{h\nu_z}{k_B \ln(R)} \quad (4.15)$$

Dabei ist R das durch Integration des Fluoreszenzspektrums ermittelte Seitenbandverhältnis und ν_z die klassische Oszillatorfrequenz. Diese Formel gilt unter der Näherung kleiner Temperaturen, der Vollständigkeit halber sei hier erwähnt, dass sich in [Bla09] eine Erweiterung des hier beschriebenen Ansatzes unter Berücksichtigung der axialen Anharmonizität des Gitters findet.

Ein experimentell bestimmtes Seitenbandspektrum ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Die Schrittweite zwischen zwei benachbarten Messpunkten beträgt 600 Hz. Es wurde ein 100 ms langer Abfragepuls verwendet, was bei der verwendeten Uhrenlaserleistung etwa dem hundertfachen der geschätzten Dauer für einen π -Puls auf dem Träger entspricht. Durch die große Anzahl der Rabi-Oszillationen, die während dieser langen Abfragezeit geschehen, kann sichergestellt werden, dass sich ein Gleichgewicht eingestellt hat und dementsprechend das Seitenbandspektrum durch ein zeitunabhängiges Modell, wie das in [Bla09] beschreiben werden kann. Die experimentell bestimmte Seitenbandfrequenz liegt bei 68 kHz für eine Gitterlaserleistung von 300(5) mW in einem einzelnen Gitterstrahl. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem einfachen klassischen Modell der Falle in Gleichung 4.13, wenn man die entsprechenden Parameter berücksichtigt, wie den Gitterwaistradius $w_0 = 50 \mu\text{m}$ und die Reflexionsverluste an den Fenstern der Vakuumkammer von ca. 4 Prozent. Es ergibt sich der theoretische Zahlenwert für ω_z zu 72,3 kHz, während der Messwert nach Addition der Rückstoßenergie 71,5 kHz beträgt. Aus der Rechnung lassen sich die radialen Seitenbandfrequenzen abschätzen, welche sich aufgrund der Kollinearität von Uhrenlaser und Gitterlaser (beabsichtigterweise) in unserem Aufbau nicht beobachten lassen. Bei den oben angegebenen Gitterparametern sind diese bei 270 Hz zu erwarten. Die nach Gleichung 4.15 berechnete longitudinale Temperatur beträgt 8,5 μK .

Das wichtige Resultat der Seitenbandspektroskopie besteht darin zu demonstrieren, dass sich das Lamb-Dicke-Regime in unserem Aufbau sehr gut erfüllen lässt. Weiterhin bedeutet die gute Übereinstimmung mit dem Modell, dass die experimentellen Gitterparameter wie Waistradius, optische Leistung und Überlappung von Eingangsstrahl und Rückreflex den Erwartungen entsprechen und nicht durch Linsenfehler oder andere Un-

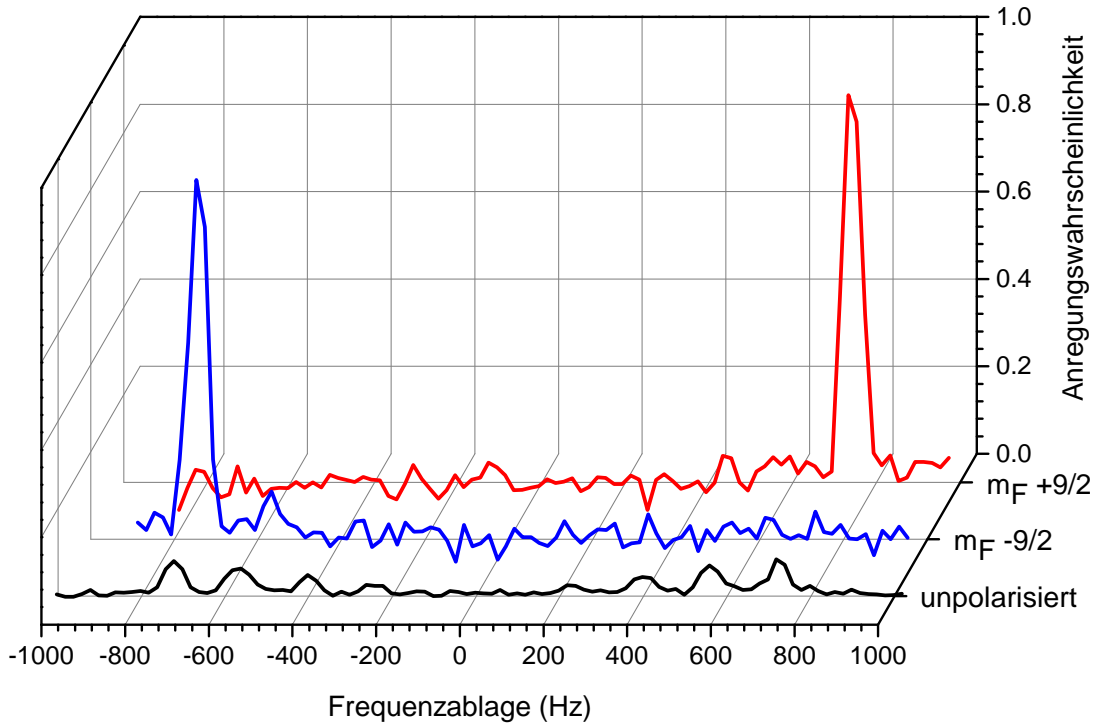


Abbildung 4.8: Anregung der Atome auf dem $^1S_0\text{--}^3P_0$ Übergang mit $\Delta m_F = 0$ in einem externen Magnetfeld. In Schwarz ist die Anregungswahrscheinlichkeit für ein unpolarisiertes Ensemble gegeben. Die blaue und die rote Kurve zeigen die Anregungswahrscheinlichkeit von ca. 80 % der extremen m_F -Komponenten nach der Spinpolarisation.

sauberkeiten im Aufbau beeinträchtigt werden. Die Verifikation dieser Parameter ist eine wichtige Voraussetzung für die Abschätzung der gitterinduzierten Unsicherheitsbeiträge.

4.5 Spinpolarisation von ^{87}Sr

Aufgrund des Kernspins $I = 9/2$ des fermionischen ^{87}Sr sind beide am Uhrenübergang beteiligten Niveaus (1S_0 , 3P_0) in jeweils zehn Zeeman-Komponenten mit derselben Energie $m_F = -9/2, -7/2, \dots, 7/2, 9/2$ aufgespalten. Durch Anlegen eines homogenen Magnetfeldes lässt sich die Entartung der Niveaus aufheben und eine gemeinsame Quantisierungsachse für das gesamte Ensemble von Strontiumatomen schaffen. Die Verschiebung des $^1S_0\text{--}^3P_0$ Uhrenübergangs durch den linearen Zeemaneffekt ist für $\Delta m_F = 0$ durch

$$\Delta\nu_\pi = -\delta g m_F \mu_0 B/h \quad (4.16)$$

gegeben. Die Magnetfeldsensitivität des Übergangs resultiert aus der Differenz der Landé-Faktoren der beiden Uhrenzustände und beträgt $-\delta g\mu_0/h = 1084(4)$ Hz/mT [Boy07c]. Durch abwechselnde Abfrage der beiden extremen Zeeman-Komponenten und Mittelwertbildung wird im Stabilisierungszyklus der Uhr dafür gesorgt, dass der Zeemaneffekt nicht zu einer Verschiebung der Uhrenfrequenz führt. Details werden in Abschnitt 5.1 gegeben.

Im Experiment wird das Magnetfeld durch die Quadrupolspulen (Abschnitt 3.3) erzeugt. Hierfür wird die Stromrichtung in einer der beiden Spulen umgekehrt, um statt eines Quadrupolfeldes ein möglichst homogenes Feld zu erzeugen. Nach dem Laden ins optische Gitter sind die Atome im Grundzustand zunächst zufällig auf die verschiedenen m_F -Unterszustände verteilt. Gleichverteilung auf die Niveaus führt dazu, dass sich in den für den Uhrenbetrieb verwendeten $m_F = \pm 9/2$ Zuständen nur jeweils ein Zehntel der Atome befindet, sodass die Anregungswahrscheinlichkeit für die $\Delta m_F = 0$ Übergänge sehr klein ist.

In Abbildung 4.8 ist ein Spektrum des Uhrenübergangs in einem hohen Feld von ca. 0,16 mT bei π -Anregung für ein unpolarisiertes Ensemble gezeigt, das bei einer Magnetfeldaufspaltung von 1,4 kHz aufgenommen wurde.³³ Aufgrund der unterschiedlichen Clebsch-Gordon-Koeffizienten für die verschiedenen Zeemanübergänge und den damit einhergehenden Unterschieden in den Rabi-Frequenzen lässt sich mit einer einzelnen Pulslänge des Uhrenlasers keine einheitliche Anregungswahrscheinlichkeit für alle Komponenten erzeugen. Die Pulslänge wurde angepasst, um die maximale Anregungswahrscheinlichkeit in den $m_F = \pm 9/2$ -Komponenten zu erhalten. In dem gezeigten Spektrum sieht es daher so aus, als wären die Komponenten mit kleinem m_F weniger stark besetzt, obwohl dies nicht der Fall ist. Doch auch in den $m_F = \pm 9/2$ -Komponenten kann nur ein Bruchteil von 8,4 % des Ensembles angeregt werden, da sich ca. 90 % der Atome zu Beginn der Abfrage nicht im entsprechenden Ausgangsniveau befanden.

Für einen verbesserten Kontrast und zur Vermeidung von Linienverschiebungen durch benachbarte Zeeman-Komponenten (vgl. Abschnitt 5.3.4), kann das Ensemble spinpolarisiert werden. Durch optisches Pumpen mit zirkular polarisierten Photonen auf einem σ^+ - bzw. σ^- -Übergang werden alle Atome in denselben magnetischen Unterszustand ge-

³³Da das Magnetfeld am Ort der Atome nicht leicht gemessen werden kann, wurde zur Abschätzung des Magnetfeldes der Betrag Zeeman-Aufspaltung nach Formel 4.16 verwendet. Da der Spulenstrom bekannt ist, konnte damit das Magnetfeld abgeschätzt werden, welches die Spulen bei einem bestimmten Strom in Helmholtz-Anordnung erzeugen. Der aus dieser Messung bestimmte Wert ist in Abschnitt 3.3 gegeben.

bracht. Aufgrund seiner langen Lebensdauer eignet sich der $^1S_0\text{--}^3P_0$ Uhrenübergang nicht für diesen Prozess. Stattdessen kann der „Stirring“-Laser auf dem $^1S_0\text{--}^3P_1$ Übergang von $F = 9/2$ nach $F' = 9/2$ verwendet werden. Dieser operiert ebenfalls von $F = 9/2$ nach $F' = 9/2$, sodass die Zielzustände mit $m_F = \pm 9/2$ Zustände keine Photonen mehr streuen können, was die Fallenverluste durch die Spinpolarisation verringert.

Das Licht des „Stirring“-Lasers wird zirkular polarisiert entlang der Mittelachse der Quadrupolspulen eingestrahlt. Da dieser optische Zugang bereits für die magneto-optische Falle verwendet wird, ist ein kleiner Winkel von ca. 5° zwischen Magnetfeldachse und Wellenvektor des Lichts in diesem Aufbau unvermeidlich, was zu einer Erhöhung der Heizrate und einer verminderten Leistungsfähigkeit des Pumpprozesses führt, da durch den Winkel eine perfekte Zirkularpolarisation entlang der Magnetfeldrichtung unmöglich wird. Das Licht des „Stirring“-Lasers wird durch zwei polarisationserhaltende Glasfasern zur Vakuumkammer geführt, wo es mit gekreuzten Polarisationsrichtungen überlagert wird. Die zirkulare Polarisation wird durch eine Viertelwellenplatte erzeugt, die erst hinter dem letzten Umlenkspiegel positioniert ist, um den Einfluss von Doppelbrechung in den Spiegelschichten zu reduzieren. Die Auswahl der gewünschten m_F -Komponente ($m_F = \pm 9/2$) erfolgt durch mechanische Shutter, die sich vor den Glasfasern auf der Lasergrundplatte befinden. Auf diese Weise kann schnell, reproduzierbar und langzeitstabil zwischen der Spinpolarisation nach $m_F = +9/2$ bzw. $m_F = -9/2$ umgeschaltet werden.

Der Effekt der Spinpolarisation auf den Signal-Rausch-Abstand des Linienspektrums ist ebenfalls in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Anregungswahrscheinlichkeit des spinpolarisierten Ensembles ist für die beiden extremen Zustände jeweils rund 80 % während die Besetzung der unerwünschten Komponenten im Detektionsrauschen nicht mehr zu erkennen ist. Insgesamt kann aber nur rund die Hälfte der Atome in die extremen m_F Zustände gepumpt werden, da durch das Einstrahlen des Spinpolarisationslasers Atome aus der Falle verloren gehen, dennoch wird der Kontrast durch die Spinpolarisation erheblich verbessert.

4.6 Spektroskopie am Uhrenübergang

Eine notwendige Bedingung für eine optische Uhr ist es, den schmalbandigen Übergang beobachten zu können. Als wichtiges Zwischenergebnis wird häufig das Linienspektrum

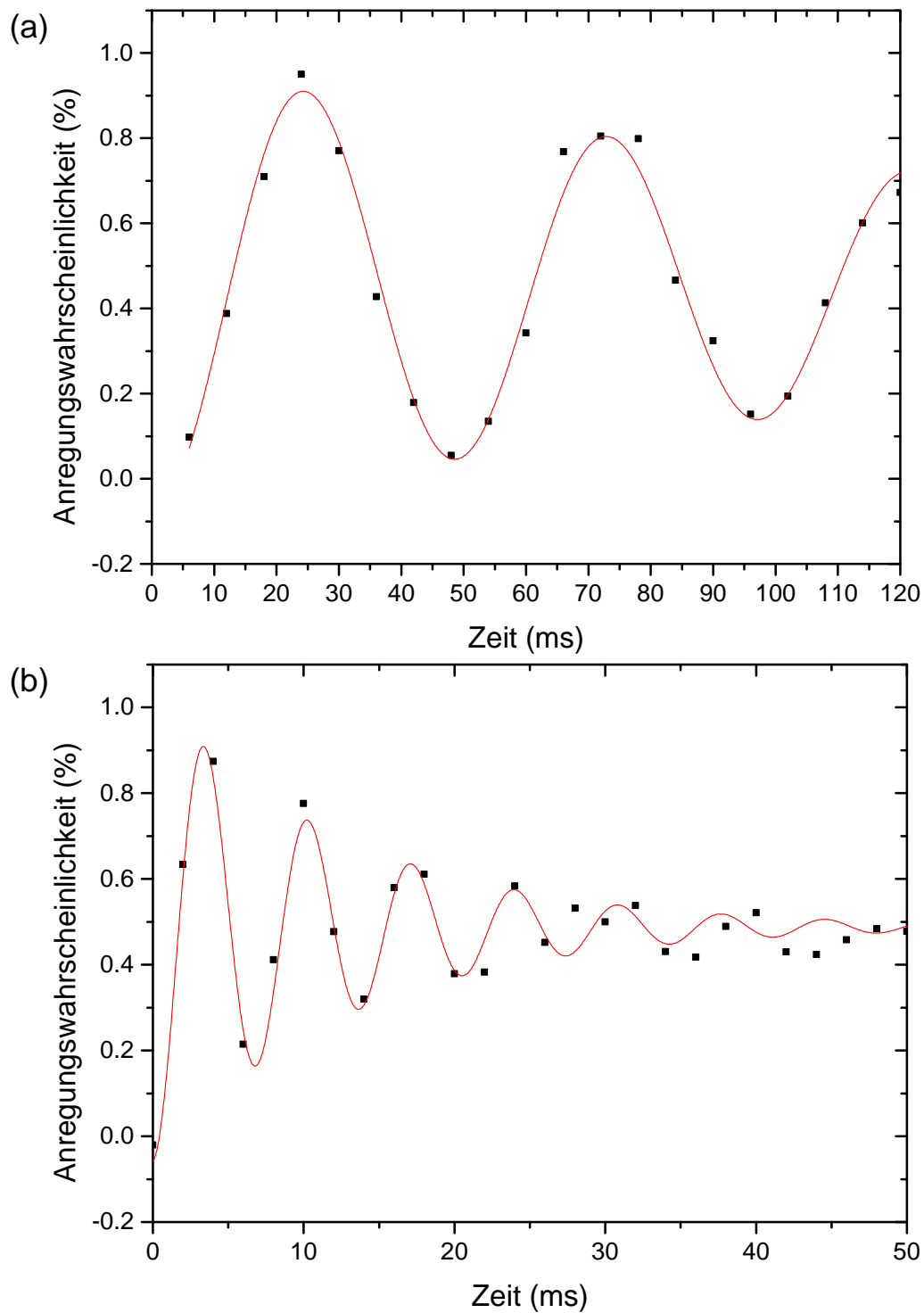


Abbildung 4.9: Rabi-Oszillationen in einem spinpolarisierten Ensemble von ^{87}Sr . Die Uhrenlaserintensität wurde für (b) im Vergleich zu (a) um einen Faktor von ca. 63 (18 dB) erhöht, die daraus resultierende Zeit für einen π -Puls ist um ein 8-faches geringer.

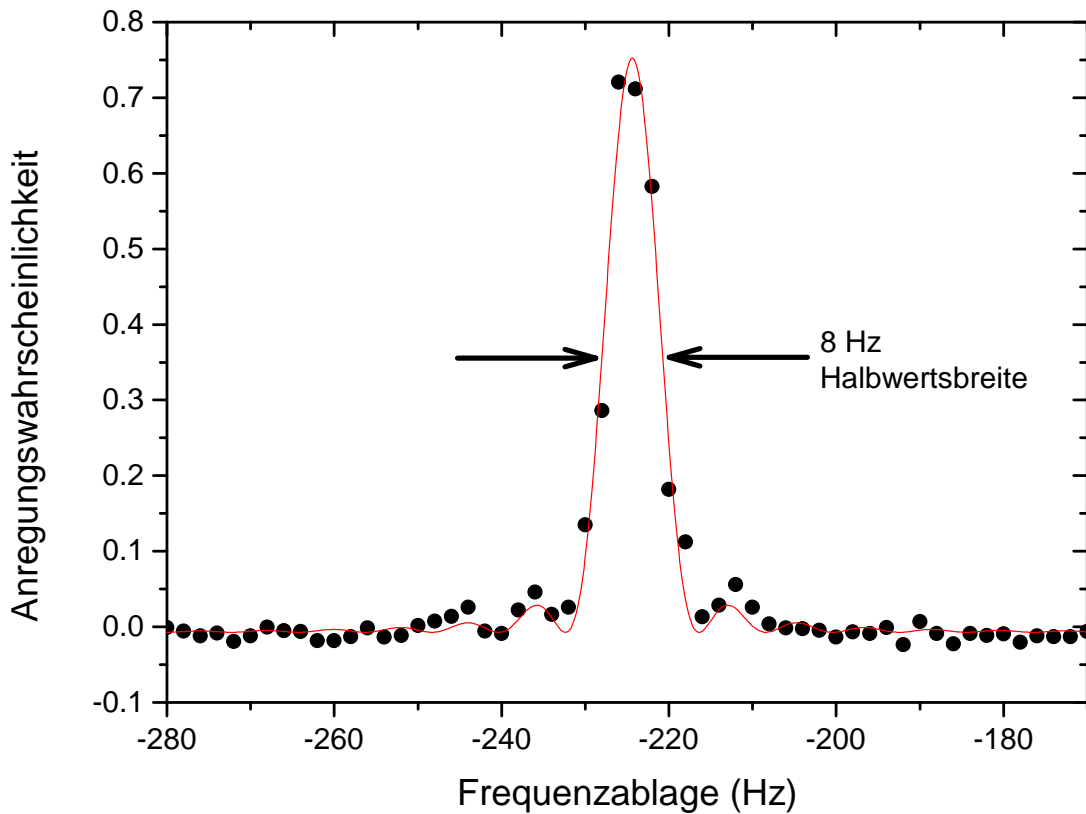


Abbildung 4.10: Rabi-Spektroskopie an ^{87}Sr . Die schwarzen Kreise stellen die gemessene Anregungswahrscheinlichkeit dar. Es wurde keine Mittlung durchgeführt, das Aufnehmen dieses Spektrums dauerte weniger als eine Minute. Die rote Linie stellt eine Anpassung gemäß der bei kohärenter Anregung erwarteten Linienform dar. Die Linienbreite ist in guter Übereinstimmung mit dem Fourier-Limit. Die Pulszeit beträgt 120 ms, was einem Fourier-Limit von 7 Hz entspricht.

präsentiert, welches Informationen darüber enthält, ob eine kohärente Anregung des Ensembles vorliegt. Dafür wird der Trägerübergang im Seitenbandspektrum (Abbildung 4.7) verwendet, welches, wie oben beschrieben wurde, nicht mehr durch Doppler- oder Rückstoßeffect beeinflusst ist. Die Linienbreite und der erreichbare Kontrast bieten eine Abschätzung darüber, welche Stabilität für die optische Uhr erwartet werden kann. Zudem kann das Linienspektrum als diagnostisches Werkzeug dienen, um systematische Frequenzverschiebungen zu untersuchen, die zum Beispiel durch benachbarte Spektrallinien entstehen können oder um, wie in Abschnitt 4.4.3 bereits beschrieben wurde, die Temperatur der Atome im optischen Gitter zu bestimmen. Ergänzend zum Linienspektrum, bei dem die Frequenz des Uhrenlasers bei einer festgelegten Pulslänge variiert wird, geben Rabi-Oszillationen Aufschluss über Dephasierungsprozesse. Bei der Messung von

Rabi-Oszillationen wird die Frequenz des Uhrenlasers konstant gehalten, wohingegen die Interaktionszeit variiert wird.

Die Anregung des $^1S_0\text{-}^3P_0$ Übergangs mittels des Uhrenlasers kann durch die Lösung des wohlbekannten Rabi-Problems für ein Zweiniveausystem beschrieben werden, welches in vielen Lehrbüchern behandelt wird [Met99, All87]. Die Anregungswahrscheinlichkeit $P_e(n, \delta, t)$ für einen Rechteckpuls der Verstimmung δ und der Abfragezeit t ist gegeben durch [Bla09]

$$P_e(n, \delta, t) = \frac{\Omega_n^2}{\Omega_n^2 + \delta^2} \sin^2 \left[\pi t \sqrt{\Omega_n^2 + \delta^2} \right], \quad (4.17)$$

wobei mit Ω_n die Rabi-Frequenz im Schwingungszustand $|n\rangle$ bezeichnet ist (per Definition wird der Vibrationszustand auf dem Träger nicht verändert, sodass Anfangs- und Endzustand identisch sind). Diese Formel beschreibt sowohl das Linienspektrum als auch die Rabi-Oszillationen bei Veränderung des zugehörigen Parameters δ bzw. t .

Die Rabi-Frequenz Ω_n hängt dabei von ungestörten Rabi-Frequenz Ω_0 und den Lamb-Dicke-Parametern η_i in den drei Raumrichtungen ab [Bla09, Win79].

$$\Omega_n = \Omega_0 \langle n | e^{ik \cdot r} | n \rangle = \Omega_0 \prod_{i=x,y,z} e^{-\eta_i/2} L_{n_i}(\eta_i^2) \quad (4.18)$$

Dabei wird mit L_{n_i} das Laguerre-Polynom des Grades n_i bezeichnet. Die verschiedenen Vibrationsniveaus im Gitterpotential erfahren also unterschiedliche Rabi-Frequenzen, sodass für ein Ensemble mit Besetzung in vielen n , die Modulationstiefe nach einigen Oszillationen abnimmt, da die verschiedenen Komponenten dephasieren. Die experimentell beobachteten Rabi-Oszillationen zeigen qualitativ ein solches Verhalten, wie in Abbildung 4.9 ersichtlich ist.

Man erkennt, dass die unten gezeigte schnellere Rabi-Oszillation nach wenigen Zyklen stark an Kontrast verliert, obwohl aus der oben gezeigten Kurve deutlich wird, dass die Kohärenzzeit des Lasers ausreicht, um kohärente Oszillationen bis hin zu 120 ms zu erreichen. Die in Abschnitt 4.4.3 gemessene Temperatur des atomaren Ensembles ist die wahrscheinlichste Ursache dieses Verhaltens. Eine weitere Ursache für einen mit der Anzahl der Rabi-Zyklen skalierenden Dekohärenzeffekt ist eine Inhomogenität der Uhrenlaserintensität über das Ensemble. Beide Ursachen sind beim derzeitigen Stand nicht als kritisch anzusehen, da sich die Temperatur durch weitere Verbesserung der 689-nm-Kühl-

laser verbunden mit einer weiteren Justage der MOT weiter senken lassen sollte, während die Inhomogenität der Uhrenlaseranregung durch einen größeren Waistradius des Uhrenlasers (siehe Abbildung 4.6) vermindert werden kann. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist dies jedoch nicht notwendig, da auch mit dem aktuellen Aufbau eine hohe Anregungswahrscheinlichkeit für einen π -Puls erreicht werden kann.

Das für die Stabilität der Uhr wichtigere Limit stellt die oben erwähnte Kohärenzzeit des Uhrenlasers dar. Man sieht aus dem oberen Graphen in Abbildung 4.9, dass sich bis hin zu einer Zeit von 120 ms eine kohärente Anregung erreichen lässt. Eine längere Anregungszeit führt zu stochastischen Anregungswahrscheinlichkeiten von ca. 50 %, dies ist konsistent mit der durch Laservergleiche ermittelten Stabilität und Linienbreite des transportablen Uhrenlasers. Die günstigste Situation für den Uhrenbetrieb entsteht, wenn die Rabi-Frequenz durch Verminderung der Uhrenlaserintensität soweit erhöht wird, dass die Anregung der Atome gerade noch während der Kohärenzzeit des Lasers erfolgt. In dieser Situation lässt sich die steilste Diskriminatorflanke im Frequenzraum erzeugen und somit die höchste Stabilität der Uhr erreichen. In Gleichung 4.17 entspricht das der Bedingung, dass für $\delta = 0$ und die Zeit t_π das Argument der Sinusfunktion $\Omega_n t_\pi = \frac{1}{2}$ ist. Abbildung 4.10 zeigt ein solches Linienspektrum, dessen Halbwertsbreite durch das sogenannte Fourier-Limit gegeben ist. Das Fourier-Limit ist durch die Abfragezeit t_π für die Rabi-Spektroskopie als $\Delta\nu_{\text{Fourier}} \approx 0,79/t_\pi$ gegeben [Dic88, Fal12]. Der numerische Faktor resultiert aus der konkreten Lösung des Rabi-Problems für den hier betrachteten Fall einer Anregung mit einem Laserpuls konstanter Intensität.

Aus den in diesem Abschnitt gezeigten Messungen wird deutlich, dass eine kohärente Abfrage des Strontium-Ensembles an der transportablen Gitteruhr möglich ist. Besonders wichtig sind hier die hohen erreichbare Anregungswahrscheinlichkeit von rund 80 % und die fourierlimitierte Linienbreite von 8 Hz. Bei diesen Resultaten handelt es sich nicht um einmalig erreichte Bestwerte, sondern um über viele Messtage zuverlässig reproduzierbare Ergebnisse. Dies ist die Grundlage für die in Kapitel 5 vorgestellten Messungen, für die der Uhrenlaser auf die Frequenz des 1S_0 - 3P_0 Übergangs stabilisiert wurde.

Kapitel 5

Stabilität und Genauigkeit

Im vorangegangenen Kapitel wurden die mit dem transportablen Aufbau erreichten Ergebnisse zur Laserkühlung sowie die vorbereitende Spektroskopie am Uhrenübergang von ^{87}Sr beschrieben. In diesem Kapitel werden die ersten Messungen vorgestellt, die zur Charakterisierung der Uhr vorgenommen wurden. Dazu gehört insbesondere das Stabilisieren des Uhrenlasers auf die atomare Übergangsfrequenz und die Messung der Stabilität der transportablen Uhr gegen die stationäre Strontium-Uhr als stabile Referenz. Weiterhin wird ein erstes vorläufiges Unsicherheitsbudget aufgestellt, das zum aktuellen Zeitpunkt noch durch die Frequenzunsicherheit des Gitterlasers limitiert ist. In zukünftigen Messungen wird dieser Unsicherheitsbeitrag leicht durch eine Frequenzstabilisierung des Gitterlasers auf einen ULE-Resonator (siehe Abschnitt 3.1) zu reduzieren sein, allerdings konnte dies im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht mehr durchgeführt werden. Dennoch lässt sich aus den hier vorgestellten Messungen von Stabilität und Frequenz der transportablen Uhr ersehen, dass sich das vorgestellte Experiment als optische Uhr betreiben und charakterisieren lässt. Weiterhin können bereits Abschätzungen über die verbleibenden Unsicherheitsbeiträge gegeben werden. Dabei weist insbesondere die Betrachtung der Schwarzkörperverschiebung darauf hin, dass sich mit dem vorliegenden System die angestrebte Unsicherheit von 1×10^{-17} erreichen lassen wird.

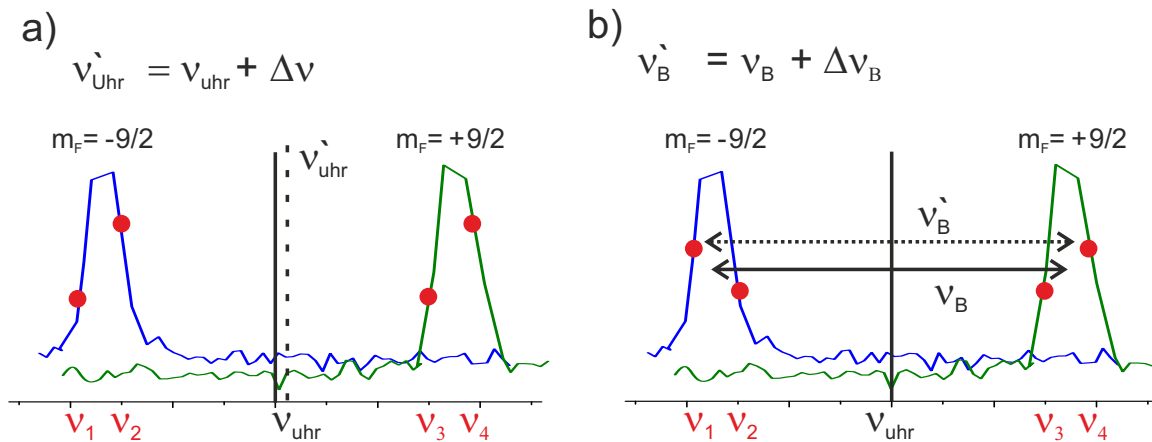


Abbildung 5.1: Veranschaulichung des Stabilisierungsschemas. Die roten Punkte stellen die während des Stabilisierens gemessenen Anregungswahrscheinlichkeiten für die vier abgefragten Frequenzwerte dar. Die blaue/grüne Krive stehen für das (während der Stabilisierung nicht sichtbare) vollständige Linienspektrum der jeweiligen Zeeman-Komponenten. Der Sollzustand für die Stabilisierung ist eine gleiche Anregungswahrscheinlichkeit (von ca. 50 %) für die vier abgefragten Frequenzen ν_i . In Teil a) wird eine Frequenzablage detektiert, da die Abfragepunkte für beide Zeeman-Komponenten symmetrisch verschoben sind. In Teil b) ist die Abweichung der Abfragepunkte spiegelsymmetrisch, sodass die angenommene Magnetfeldaufspaltung ν_B korrigiert wird.

5.1 Stabilisieren des Uhrenlasers

In einer optischen Uhr wird die Frequenz des Uhrenlasers auf eine atomare Referenz stabilisiert. An dieser Stelle wird die konkrete Umsetzung der Stabilisierungsroutine kurz vorgestellt. Sie orientiert sich in den wesentlichen Punkten am stationären Strontium-Experiment in unserer Arbeitsgruppe. Das neu in LABVIEW implementierte Experimentsteuerungsprogramm, welches für diese Aufgabe zum Einsatz kam, wurde in Abschnitt 3.5 bereits beschrieben.

Die Bestimmung der Frequenzablage zwischen Uhrenlaser und atomarer Resonanz erfolgt in wenigen Experimentzyklen, in denen die Anregungswahrscheinlichkeit für eine einzelne Frequenz des Uhrenlasers bestimmt wird. Dafür werden die Punkte mit maximaler Sensitivität auf Frequenzänderungen des Lasers auf der Flanke der Linie bei ca. 50 % Anregungswahrscheinlichkeit abgefragt. Die Anregungswahrscheinlichkeit wird unabhängig von der Atomzahl im optischen Gitter gemessen, indem bei der Detektion nach

Einstrahlung des Uhrenlasers zunächst der Grundzustandsanteil der Atome durch Fluoreszenz auf dem $^1S_0-^1P_1$ -Übergang nachgewiesen wird. Anschließend werden die Rückpumpplaser (679 nm und 707 nm) verwendet, um die im angeregten Zustand verbleibende Besetzung zurück in den Grundzustand zu transferieren und dort zu detektieren. Zur Bestimmung der Frequenz einer einzelnen Spektrallinie werden zwei Punkte auf beiden Seiten des Linienmaximums abgefragt. Die Frequenz des Uhrenlasers wird so gesteuert, dass beide Abfragepunkte (im Mittel) die selbe Anregungswahrscheinlichkeit besitzen. Solange die Abfragepunkte sich auf den Flanken der Linie befinden, ist die Bestimmung des Linienzentrums daher unabhängig von der maximalen Anregungswahrscheinlichkeit und der Linienbreite. Sie ist somit unempfindlich für symmetrische Linienverbreiterungen oder Abweichungen zwischen angenommener und realer Linienbreite. Die Linienbreite FWHM kann daher vor der Stabilisierung gemessen und dann während der Stabilisierung als konstant angenommen werden.

Der Einfluss des linearen Zeeman-Effektes lässt sich direkt bei der Stabilisierung vermeiden, sodass externe Magnetfelder auf die Genauigkeit der Uhr keinen Einfluss haben. Dies vereinfacht den Versuchsaufbau erheblich, da kein besonderer Aufwand betrieben werden muss, um zum Beispiel das Erdmagnetfeld, Streufelder elektrischer Geräte oder magnetisierbarer Materialien abzuschirmen. Das Stabilisierungsschema basiert auf einer differentiellen Messung der beiden extremen Zeeman-Komponenten ($m_F = -9/2$, $m_F = +9/2$). Die Uhrenlaserfrequenz wird dabei auf den Mittelwert der beiden Unterezustände stabilisiert. Die zur Stabilisierung notwendigen vier Abfragepunkte sind relativ zur Zentralwellenlänge ν_{uhr} durch

$$\nu_{i=1,\dots,4} = \nu_{\text{uhr}} \pm \nu_B/2 \pm \text{FWHM}/2 \quad (5.1)$$

gegeben. Die Magnetfeldaufspaltung ν_B kann sich durch äußere Einflüsse ändern, wobei die Änderungen über längere Messzeiten größer werden können als die abgefragte Linienbreite. Die angenommene Magnetfeldaufspaltung wird deshalb durch eine weitere Stabilisierungsschleife an das zeitlich variable Magnetfeld angepasst, damit die Stabilisierungspunkte sich weiter auf den Flanken der Linien befinden. Die Stabilisierung für Magnetfeldaufspaltung ν_B und Uhrenlaserfrequenz ν_{uhr} erfolgt auf Grundlage der Anregungswahrscheinlichkeiten für die in Gleichung 5.1 beschriebenen vier Frequenzwerte. Die Vorzeichen für die Berechnung der Frequenzablage werden dabei so gewählt, dass der

für beide Zeeman-Komponenten symmetrische Anteil korrigiert wird, während bei einem spiegelsymmetrischen Anteil die angenommene Magnetfeldaufspaltung ν_B verändert wird (siehe Abbildung 5.1). Da die Linienform der Rabi-Abfrage bekannt ist, kann aus den vier Messpunkten der exakte Frequenzunterschied zwischen Laser und Atomen berechnet werden. In der Praxis wird ein Faktor $G \approx 0,8$ für die Korrektur der Frequenz eingefügt, um ein Schwingen der Regelung zu verhindern und den Einfluss des Detektionsrauschens zu verringern.

Die Frequenzänderungen, die zum gezielten Abfragen der einzelnen Linienflanken notwendig sind, werden durch einen akusto-optischen Modulator erzeugt, der ausschließlich das Licht beeinflusst, das zum Experiment gesendet wird. Die Korrektur der Frequenzablage zwischen dem Uhrenlaser und dessen Referenzresonator erfolgt hingegen durch einen AOM, der die Frequenz des Uhrenlasers insgesamt ändert. Das auf den Mittelwert der beiden m_F -Komponenten stabilisierte Licht bleibt so von den Frequenzsprüngen unbeeinflusst und realisiert stets die zeemanverschiebungsfreie Übergangsfrequenz. Uhrenvergleiche lassen sich daher einfach und robust durch Zählung der Uhrenlaserfrequenz durchführen.

Die in Abschnitt 2.3 bereits erwähnte Frequenz-Drift des Uhrenlasers führt zu einem systematischen Frequenzunterschied zwischen den stets in der gleichen Reihenfolge abgefragten Stabilisierungspunkten. Eine proportionale Korrektur des gemessenen Frequenzunterschiedes in jedem Stabilisierungszyklus ist daher allein nicht ausreichend, um den Uhrenlaser ohne Frequenzversatz auf den atomaren Übergang zu stabilisieren. Eine zweite Regelschleife, die sogenannte Driftkorrektur, wird daher dazu verwendet die längerfristigen Frequenzänderungen des Resonators zu kompensieren. Dies geschieht durch eine lineare Änderung der Radiofrequenz, die die Differenzfrequenz zwischen dem Uhrenlaser und dessen Resonator festlegt. Diese (nahezu) kontinuierliche Frequenzrampe wird durch einen DDS realisiert, der vom Stabilisierungsprogramm nach jedem Stabilisierungszyklus eine aktualisierte Driftrate erhält. Deren Betrag wird ermittelt, indem ein kleiner Anteil der Frequenzkorrektur in jedem Zyklus in eine Driftrate umgerechnet und der Driftratenkorrektur hinzugefügt wird. Daraus ergibt sich eine längere Zeitkonstante dieser Stabilisierung, sodass sich zeitlich unkorrelierte Fluktuationen herausmitteln, während die für viele Zyklen identischen Frequenzdrifts kompensiert werden. Damit dieses Schema erfolgreich angewendet werden kann, muss der Frequenzverlauf des Uhrenlasers ausreichend linear sein, da die Driftratenkompensation schnelle Änderungen nicht ausgleichen kann. Die

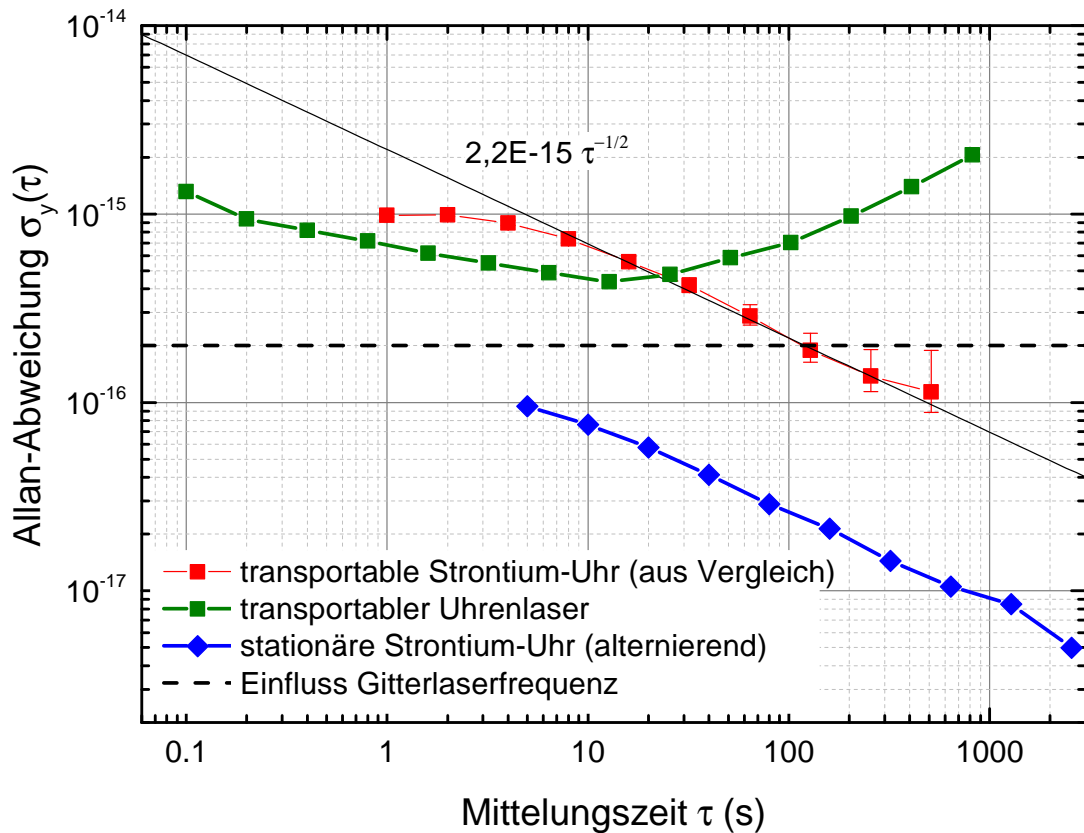


Abbildung 5.2: Allan-Varianz einer Vergleichsmessung zwischen der transportablen Uhr und dem stationären System. Zum Vergleich ist auch die Stabilität der stationären Strontium-Uhr dargestellt, die aus einer alternierenden Stabilisierung [Fal14] abgeschätzt wurde. Die grüne Kurve zeigt die Stabilität des transportablen Uhrenlasers ohne Stabilisierung auf die atomare Resonanz. Die gestrichelte Linie markiert die Stabilität, bei der ein Einfluss von Frequenzschwankungen des Gitterlasers zu erwarten ist.

verbleibende Unsicherheit, die aus der nichtlinearen Drift des Uhrenlasers entsteht, wird in [Fal11] abgeschätzt. Diese Abschätzung wird in Abschnitt 5.3.4 angewendet, um den Unsicherheitsbeitrag durch Stabilisierungsfehler für die hier beschriebene erste Messung mit der transportablen Uhr zu ermitteln.

5.2 Charakterisierung der Stabilität

Die Stabilität der transportablen Uhr konnte direkt durch Vergleich mit der stationären Strontium-Uhr gemessen werden. Sie ist die einzige an der PTB vorhandene Referenz, de-

ren relative Frequenzstabilität für Mittelungszeiten von einigen hundert Sekunden höher ist, als die neu aufgebaute transportable Strontium-Uhr. Für den Vergleich wurden beide Systeme unabhängig voneinander auf die ^{87}Sr -Frequenz stabilisiert. Zwischen den beiden Uhrenlasern wurde ein Schwebungssignal bei 80 MHz generiert und mit einem kommerziellen Frequenzzähler mit einer Mittelungszeit von einer Sekunde ausgewertet. Die Differenzfrequenz wird durch unterschiedliche Wahl der AOM-Beugungsordnungen in den beiden Uhrenlasersystemen erreicht. Anders als für den Vergleich von optischen Uhren, die auf verschiedenen Elementen basieren und daher Frequenzunterschiede von hunderten THz aufweisen, war für diese Messung kein Frequenzkamm erforderlich.

Es wurde eine Reihe von Vergleichsmessungen vorgenommen, die in Abschnitt 5.4.1 noch ausführlicher beschrieben werden. Hier wird die in Abbildung 5.2 dargestellte Allan-Standardabweichung der längsten durchgeführten Vergleichsmessung über etwa 23 Minuten diskutiert. Sie zeigt deutlich das von einer optischen Uhr zu erwartende Mittelungsverhalten für weißes Frequenzrauschen. Zur gemessenen Instabilität von $2,2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ trägt die stationäre Uhr nicht bei, da ihre Instabilität mit $3 \times 10^{-16} \sqrt{s/\tau}$ um fast eine Größenordnung geringer ist als die der Messung. Dies wurde in einem Selbsttest des stationären Systems unter Verwendung einer sogenannten alternierenden Stabilisierung [Deg05,Fal14] abgeschätzt. Die bessere Stabilität resultiert aus der Verwendung eines stabileren, aber nicht transportablen Uhrenlasers [Häf15], der im stationären System zum Einsatz kommt (vgl. Abschnitt 2.3).

Die gemessene Allan-Abweichung in Abbildung 5.2 gibt daher die Instabilität des transportablen Aufbaus wieder. Die Zykluszeit der transportablen Uhr betrug 0,825 Sekunden, sodass nach dem in Abschnitt 5.1 beschriebenen Schema alle 3,3 Sekunden (nach vier Abfragezyklen) eine Korrektur der Uhrenlaserfrequenz vorgenommen wurde. Die ersten Punkte der Allan-Deviation zeigen daher noch kein weißes Frequenzrauschen, wie es für eine Uhr zu erwarten wäre, und folgen daher nicht einem $1/\sqrt{\tau}$ -Verhalten. Der Betrag des Rauschens setzt sich zusammen aus dem Rauschen des unstabilisierten Uhrenlasers von 7×10^{-16} und einen Rauschbeitrag der durch die Eingriffe der Regelschleife entsteht. Ab dem Wert für 8 Sekunden greift die Regelung, Frequenzfluktuationen des Lasers werden unterdrückt und die Instabilität der Uhr folgt einem $1/\sqrt{\tau}$ -Verlauf. Die Instabilität der Uhr ist für Mittelungszeiten von mehr als 30 Sekunden deutlich geringer als die intrinsische Instabilität des Uhrenlasers. Es zeigt sich also, dass die Regelung auf die Strontiumatome erwartungsgemäß funktioniert. Nach 500 Sekunden Mittelungszeit

wird eine Instabilität von 1×10^{-16} erreicht und damit die Instabilität des Uhrenlasers für diese Mittelungszeit um fast eine Größenordnung reduziert.

Für längere Mittelungszeiten von einigen hundert Sekunden ist die Stabilität der transportablen Uhr im Moment noch durch die Frequenzfluktuationen des Gitterlasers limitiert. Da zum Zeitpunkt der Messung weder eine Intensitäts- noch eine Frequenzregelung für den Gitterlaser vorhanden war, konnte eine präzise Messung der magischen Wellenlänge (vgl. Abschnitt 4.4.1) in diesem Stadium des Experimentes nicht durchgeführt werden. Damit die magische Wellenlänge näherungsweise erreicht werden konnte, wurde das Schwebungssignal zwischen den Gitterlasern des stationären und des transportablen Systems auf einem Spektrum-Analysator betrachtet. Der transportablen Laser konnte so manuell auf die Frequenz eingestellt werden, die beim stationären Experiment als magische Wellenlänge identifiziert wurde. Allerdings unterlag die Frequenz des Gitterlasers im transportablen Aufbau aufgrund der fehlenden Stabilisierung Schwankungen von bis zu 50 MHz auf der Zeitskala von einigen hundert Sekunden. Es ist daher zu erwarten, dass die Stabilität der Uhr bei einer Gittertiefe von $100 E_{\text{recoil}}$ auf dem Niveau von 2×10^{-16} durch die Frequenzschwankungen des Gitterlasers beschränkt bleibt, wenn man die in Abschnitt 5.3.3 gegebenen Koeffizienten für die AC-Stark-Verschiebung durch den Gitterlaser berücksichtigt. Es war daher zum Zeitpunkt der ersten Charakterisierung nicht sinnvoll, längere Messungen durchzuführen.

Der Gitterlaser der transportablen Uhr war nicht exakt auf die magische Wellenlänge eingestellt: einerseits aufgrund der oben erwähnten Frequenzschwankungen von bis zu 50 MHz und andererseits aufgrund der Polarisationsabhängigkeit der magischen Wellenlänge (siehe Abschnitt 5.3.3), die zu leicht unterschiedlichen magischen Wellenlängen für beide Systeme führen kann. Schwankungen in der Intensität des Gitterlasers haben daher einen Einfluss auf die Uhrenfrequenz. Die beobachteten Schwankungen der Gitterintensität lagen bei maximal 5 % und sind hauptsächlich auf thermische Effekte in der polarisationserhaltenden Glasfaser zurückzuführen. Sie limitieren die Stabilität erst auf dem Niveau von 1×10^{-17} , wenn die Abweichung von der magischen Wellenlänge rund 50 MHz beträgt.

Trotz des noch nicht vollständig implementierten Aufbaus zeigt sich bereits das hohe Potential der Gitteruhr, die bereits in diesem Stadium eine hohe Stabilität erreicht. Ins-

besondere wird aus dieser ersten Charakterisierung auch ersichtlich, dass der neu erstellte Aufbau als optische Uhr funktionstüchtig ist.

5.3 Vorläufiges Unsicherheitsbudget

An dieser Stelle wird eine erste Version eines Unsicherheitsbudgets für das transportable System gegeben, eine Übersicht befindet sich in Tabelle 5.1. Die zu berücksichtigenden Effekte sind für alle Strontium-Uhren sehr ähnlich, wobei mit steigender Genauigkeit eine wachsende Zahl von Effekten berücksichtigt werden muss. Beiträge wie Zeeman-Effekt, DC-Stark-Effekt und Schwarzkörperverschiebung sind im Unsicherheitsbudget aller modernen Uhren enthalten. Es wurden in den letzten Jahrzehnten in einigen Arbeitsgruppen weltweit derartige Unsicherheitsabschätzungen durchgeführt, sodass ein hohes Maß an Vertrauen in die Vollständigkeit der Liste auf dem derzeitigen Niveau besteht. Die exzellente Übereinstimmung der verschiedenen Strontiumsysteme, die bisher mit Cesiumuhren verglichen wurden, bestätigt dies. Die hier gegebene vorläufige Fehlerabschätzung folge ich im Wesentlichen den Publikationen [Fal14, Fal11]. Ein weiterer Gesichtspunkt sind zudem die Limitierungen dieses Aufbaus, die dessen Potential für die nähere Zukunft bestimmen.

5.3.1 Frequenzverschiebung durch Schwarzkörperstrahlung

Die thermische Hintergrundstrahlung bei Raumtemperatur verursacht für Strontium eine relative Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs von rund 5×10^{-15} . Es wird daher bei Raumtemperatur eine Korrektur der gemessenen Frequenz notwendig, deren relative Genauigkeit in den besten Systemen derzeit in der Größenordnung von 10^{-3} liegt. Die Unsicherheit der Korrektur setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: einerseits der Unkenntnis des Strahlungsfeldes, welches durch die Temperatur der Umgebung erzeugt wird, und andererseits der atomaren Reaktion auf dieses Strahlungsfeld.

Die Reaktion der Frequenz des 1S_0 - 3P_0 Uhrenübergangs auf thermische Hintergrundstrahlung der Temperatur T ist eine Größe, die nur von atomaren Eigenschaften abhängt. Sie muss daher weltweit nur einmal bestimmt werden, um sämtliche Strontium-Systeme korrigieren zu können. Dabei kann die Frequenzverschiebung des Übergangs für Schwarzkörperstrahlung bei Zimmertemperatur durch den Beitrag der statischen Polarisierbar-

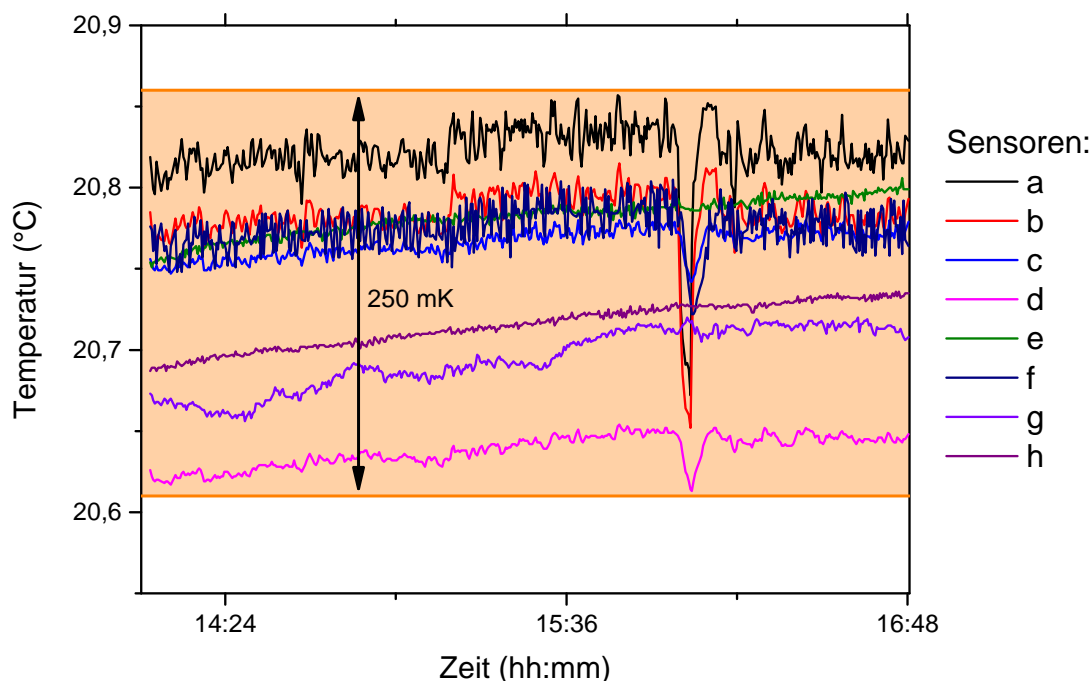


Abbildung 5.3: Temperaturgradienten während einer laufenden Stabilisierung. Messwerte von acht unabhängigen Pt100-Tempersensoren an verschiedenen Stellen an der Vakuumkammer. Das kurze Absinken der Temperatur um ca. 16:00 wurde durch kurzzeitiges Ausschalten des Versuchs zum Ändern von Parametern verursacht. Der gemessene Temperaturgradient bleibt während der gesamten Zeit innerhalb eines Intervalls von 250 mK. Die Sensoren sind an folgenden Positionen angebracht (vgl. Abbildung 3.6): a) obere Spule Zentrum b) untere Spule Zentrum c) Untere Spule im Rand d) obere Spule im Rand e) im Vakuum bei Zeeman-Abbremsler f) im Vakuum Innenseite unteres Fenster g) außen mit Indium angebracht bei 22:30 h) außen mit Indium angebracht bei 15:00.

keit des Atoms und eine sogenannte dynamische Korrektur beschrieben werden. Dies ist möglich, da die Übergangsfrequenzen im Strontiumatom wesentlich höherfrequent sind als die in der thermischen Hintergrundstrahlung enthaltenen Frequenzen. Die Ausnahme bildet der $5s4d\ ^3D_1-^3P_0$ Übergang im Triplettssystem, der eine Übergangsfrequenz von 115 THz besitzt, sodass die dynamische Polarisierbarkeit des 3P_0 -Zustandes im Bereich der thermischen Strahlung zwischen 3 THz und 67 THz signifikant von einer Konstanten abweicht. Dieser Einfluss wird in der dynamischen Korrektur zusammengefasst, die bei Zimmertemperatur etwa 5 % des statischen Wertes beträgt. Die Frequenzverschiebung

kann durch folgende Gleichung beschrieben werden [Mid12a]:

$$\Delta\nu(T) = \Delta\nu_{\text{stat}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^4 + \Delta\nu_{\text{dyn}} \left[\left(\frac{T}{T_0} \right)^6 + \mathcal{O} \left(\frac{T}{T_0} \right)^8 \right], \quad (5.2)$$

wobei $\Delta\nu_{\text{stat}} = -2.130186(60)$ Hz, $\Delta\nu_{\text{dyn}} = -148.7(7)$ mHz und $T_0 = 300$ K gelten. Der statische Anteil der Korrektur ist proportional zur Gesamtenergie, die in der thermischen Hintergrundstrahlung enthalten ist, und skaliert daher mit T^4 . Er entspricht der Auswirkung eines statischen elektrischen Feldes, die mit hoher Genauigkeit bestimmt wurde [Mid12a, Saf13]. Die hohe Genauigkeit basiert auf einer Messung der statischen Polarisierbarkeitsdifferenz zwischen den beiden Uhreniveaus, welche mithilfe eines Plattenkondensators durchgeführt wurde [Mid13]. Für diesen Versuch wurden Strontiumatome in einem aus einer Glaskeramik angefertigten Kondensator abgefragt, dessen Plattenabstand mit einer relativen Genauigkeit von 8×10^{-6} bekannt war. An die Kondensatorplatten wurde eine sehr genau bekannte Spannung von 700 Volt angelegt, um die statische Polarisierbarkeit zu untersuchen. Die genaue Kenntnis der Polarisierbarkeitsdifferenz konnte weiterhin in die Berechnung der Frequenzabhängigkeit der dynamischen Polarisierbarkeit im Bereich der thermischen Strahlung einfließen und deren Genauigkeit verbessern. Die genaueste Bestimmung der dynamischen Korrektur, die erst kürzlich veröffentlicht wurde [Nic15], basiert auf Atomstrukturberechnungen [Saf13], in die neben der statischen Polarisierbarkeit auch eine verbesserte Messung der Lebensdauer des 3D_1 -Zustandes berücksichtigt, die in der selben Veröffentlichung experimentell bestimmt wurde. Die dynamische Polarisierbarkeitsdifferenz wurde von Ushijima et al. [Ush15] in einem komplementären Ansatz durch den Vergleich zweier Strontiumsysteme ermittelt, von denen eines auf eine Temperatur von 95 K gekühlt wurde. Die erreichte Unsicherheit für den dynamischen Anteil ist mit $\Delta\nu_{\text{dyn}} = -148,0(26)$ mHz etwas höher als der oben gegebene Wert, dennoch stärkt die gute Übereinstimmung verschiedener Methoden das Vertrauen in die Richtigkeit der Polarisierbarkeitsbestimmung.

Damit die Schwarzkörperverschiebung nach Formel 5.2 korrigiert werden kann, ist es erforderlich, das Strahlungsfeld am Ort der Atome zu kennen. Dabei ist der komplette Raumwinkel zu berücksichtigen, aus dem Strahlung das atomare Ensemble erreichen kann. Aufgrund der hohen Reflektivität von Metalloberflächen im Spektralbereich der thermischen Strahlung sind Reflexionen innerhalb der Vakuumkammer zu berücksichtigen. Ein

komplettes Modell der thermischen Strahlung in der Vakuumkammer hängt daher in komplexer Weise von Temperaturverteilung, Geometrie und Reflektivität der Vakuumkammer ab und kann nur schwer durch unabhängige Messungen überprüft werden. Es wurde daher in dieser Arbeit ein einfacherer, aber robusterer Ansatz gewählt, um den Einfluss der Temperaturstrahlung abzuschätzen. Die Abschätzung beruht auf der Annahme, dass das Spektrum der Temperaturstrahlung durch eine Planck'sche Verteilung bei einer Temperatur beschrieben werden kann, die zwischen dem wärmsten und dem kältesten Punkt der Vakuumkammer liegt. Ist das Temperaturintervall bekannt, kann man eine Wahrscheinlichkeitsdichte annehmen, die innerhalb des Intervalls konstant ist und außerhalb des Intervalls Null wird. Da die Konvention zur Abschätzung von systematischen (Typ-B) Fehlern vorsieht, $1\text{-}\sigma$ -Werte für die Unsicherheiten anzugeben, wäre der Fehler mit der Angabe des gesamten Intervalls überschätzt. Der Korrekturfaktor, der die hundertprozentige Wahrscheinlichkeit, die effektive Temperatur zwischen Minimum und Maximum zu finden, auf den $1\text{-}\sigma$ -Wert reduziert, beträgt $\frac{1}{\sqrt{12}}$. Diese Art der Behandlung ist im „Guide to the expression of uncertainty in measurement“ (GUM) beschrieben, der vom BIPM herausgegeben wird [GUM95]. Die Aufgabe der Temperaturbestimmung beschränkt sich damit darauf, den wärmsten und den kältesten Punkt der Vakuumkammer zu bestimmen. Sind diese bekannt, reichen prinzipiell zwei Sensoren an den entsprechenden Positionen aus, um die Schwarzkörperverschiebung zu messen.

Wir verwenden in unserem Versuch acht Pt100-Platinwiderstandssensoren, um dieses Temperaturintervall zu bestimmen. Die Sensoren sind an verschiedenen Positionen der Vakuumkammer und daran befindlichen Komponenten angebracht. Die Quadrupolspulen, in denen elektrische Leistung dissipiert wird, sind mit jeweils zwei Sensoren ausgestattet. Außerdem wurde mit einer Wärmebildkamera die Validität unseres thermischen Modells der Spulen getestet (vgl. Abschnitt 3.3). Weitere Sensoren befinden sich außen auf der Vakuumkammer sowie innerhalb der Vakuumkammer. In Kapitel 3 über den experimentellen Aufbau, insbesondere in Abschnitt 3.2 und 3.3, finden sich detaillierte Angaben zu den Messpositionen. Die Temperaturdaten werden während einer Messung in regelmäßigem Abstand (bisher meist dreimal pro Minute) ausgelesen und abgespeichert. In Abbildung 5.3 ist eine solche Zeitspur über mehrere Stunden dargestellt. Sie wurde aufgenommen, während das Experiment in Betrieb war und der Uhrenlaser auf die Atome stabilisiert wurde.

Die Abschätzung der Temperatur-Unsicherheit ergibt sich aus den in Abbildung 5.3

gezeigten Temperaturdaten. Der Mittelwert der Temperatur beträgt $293,89(95)$ K, was mit Gleichung 5.2 einer Frequenzverschiebung von $-2,0932(29)$ Hz entspricht, die korrigiert werden muss. Die Unsicherheit der Temperaturbestimmung ergibt sich aus der gemessenen Temperaturspanne zuzüglich der Unsicherheit der beiden zur Spanne beitragenden Pt100-Sensoren von je 40 mK bei Raumtemperatur. Die Unsicherheit, mit der die repräsentative Temperatur angegeben werden kann, beträgt daher $\Delta T = 330 \text{ mK} / \sqrt{12} = 95 \text{ mK}$. Die Unsicherheit der beiden Korrekturfaktoren für statische und dynamische Korrektur wird berücksichtigt, trägt aber nicht wesentlich zur Gesamtunsicherheit bei. Der Anteil der Schwarzkörperstrahlung an der Unsicherheit der Uhr beträgt damit insgesamt $6,7 \times 10^{-18}$. Damit ist der relative Unsicherheitsbeitrag durch die Schwarzkörperverschiebung auf dem Niveau der derzeit besten Strontium-Uhren weltweit. Bisher haben meines Wissens nur zwei Systeme eine geringere Unsicherheit in der Schwarzkörperverschiebung erreicht [Nic15,Ush15]. Dieser Wert ist ein wichtiger Benchmark, da für eine nachträgliche Verminderung von Temperaturgradienten an einem nicht darauf optimierten Experiment in der Regel große Änderungen nötig sind, die einem Neuaufbau des Systems gleichkommen. Es ist zu erwarten, dass es auch in diesem Aufbau, wie in den meisten Strontium-Uhren, möglich sein wird die Gesamtunsicherheit auf das Niveau der Schwarzkörperverschiebung zu verringern.

Bisher ist die Temperaturverteilung noch von der Klimatisierung des Labors abhängig, in dem sich die Apparatur befindet. In Zukunft könnten kleinere Gradienten und eine höhere Toleranz gegenüber Schwankungen der Umgebungstemperatur erreicht werden, wenn um die Vakuumkammer herum eine zusätzliche Abschirmung implementiert wird. Dies ist möglich, da die Wärmeentwicklung in den Spulen direkt durch das Kühlwasser entfernt wird und daher nicht zu erwarten ist, dass die Abschirmung einen Wärmestau verursacht. Es könnte daher gelingen den Unsicherheitsbeitrag durch die Schwarzkörperverschiebung noch weiter zu reduzieren.

5.3.2 Schwarzkörperstrahlung des Ofens

Der Beitrag des Evaporationsofens zur Schwarzkörperverschiebung muss gesondert betrachtet werden, da er nicht in der Abschätzung in Abschnitt 5.3.1 enthalten ist. Aufgrund der Temperatur des Ofens von 770 K und der starken Temperaturabhängigkeit der Verschiebung ist es nicht trivial, den Einfluss der Ofenstrahlung genau zu modellieren.

Es kann nicht davon ausgegangen werden, dass Reflexionen an den Metalloberflächen auf der Innenseite der Vakuumkammer zu vernachlässigen sind. In [Mid11] wurde ein Modell entwickelt, in dem die Vakuumkammer als ein kugelförmiger Resonator genähert wird, in den durch die Lochblende, welche die Ofenkammer von der Hauptkammer trennt, Strahlung eingekoppelt wird. In diesem Modell wird davon ausgegangen, dass die thermische Strahlung des Ofens im Rohr des Zeeman-Abbremsers wie in einem Wellenleiter geführt wird. Obwohl diese Abschätzung nur eine obere Grenze für den realen Fall darstellt, ist es ohne eine genaue Kenntnis der winkelabhängigen Reflektivität der Abbremserrohrs nicht möglich, eine genauere Abschätzung zu geben. Das Modell führt aufgrund des geringen Volumens der Vakuumkammer im transportablen Aufbau zu einer hohen relativen Frequenzunsicherheit von $1,1 \times 10^{-16}$.

Wie bereits in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, lässt sich die direkte Sichtachse zwischen Ofen und Lochblende durch einen mechanischen Shutter während der Uhrenabfrage blockieren. In diesem Fall wird also bereits die Einkopplung der Strahlung in das Rohr in Richtung der Vakuumkammer verhindert. Der Einfluss der Ofenstrahlung ist dementsprechend auf dem Niveau der angestrebten Genauigkeit zu vernachlässigen, wenn der mechanische Shutter verwendet wird.

5.3.3 Gittereffekte

Die Unsicherheitsbeiträge durch den Gitterlaser nehmen im Unsicherheitsbudget optischer Gitteruhren einen wichtigen Platz ein, da die Atome in den Feldmaxima der optischen Stehwelle gefangen werden und daher einen großen Einfluss des Gitterlasers erfahren. Wie bereits in Abschnitt 4.4.1 beschrieben wurde, lässt sich der Einfluss der dynamischen Polarisierbarkeit durch die Verwendung eines Gitters bei einer magischen Wellenlänge minimieren. Allerdings müssen zusätzlich auch subtilere Effekte berücksichtigt werden, wenn eine Genauigkeit auf dem Niveau von 10^{-17} und darunter angestrebt wird [Wes10b]. Zu den bekannten Effekten gehören die schon in Gleichung 4.6 enthaltene Hyperpolarisierbarkeit durch Zweiphotonenprozesse, Frequenzverschiebungen durch magnetische Dipol-(M1) und elektrische Quadrupolübergänge (E2), sowie nicht skalare Anteile in der Dipolwechselwirkung für ^{87}Sr .

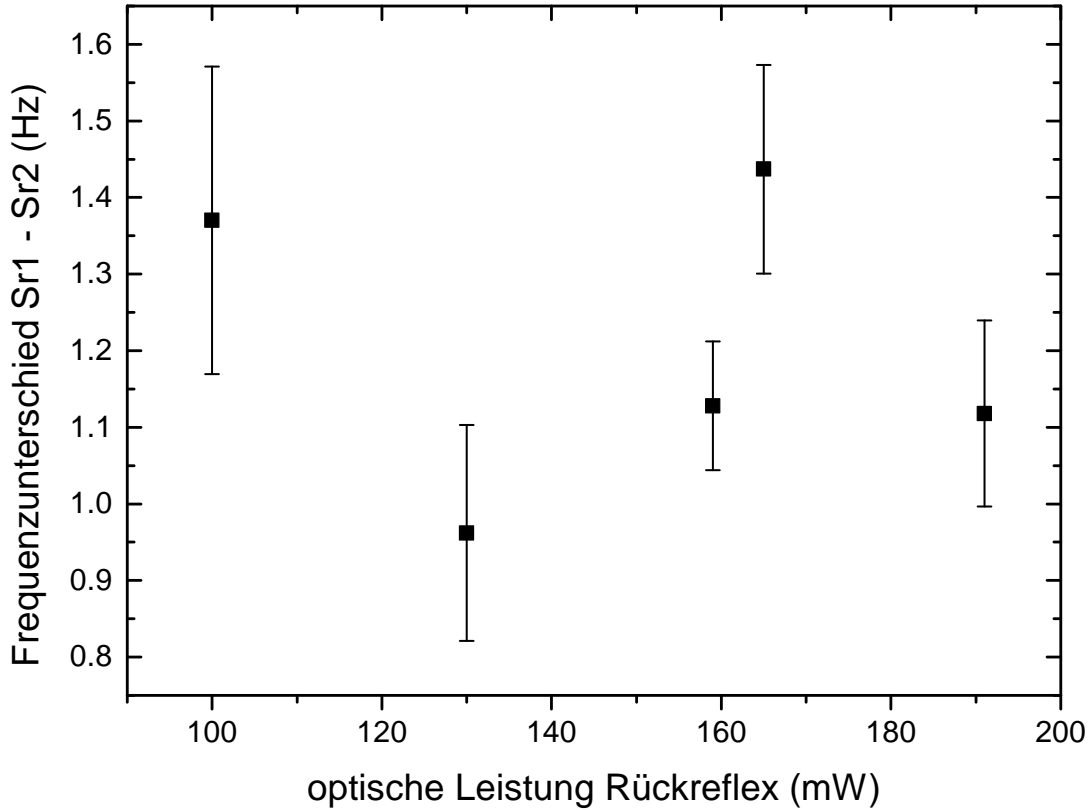


Abbildung 5.4: Frequenzvergleich zwischen dem transportablen Aufbau und der stationären Gitteruhr bei Variation der Gittertiefe des transportablen Experiments.

Die nicht skalaren Anteile hängen von der Polarisation des Gitterlichts relativ zur Quantisierungsachse der Atome ab, welche durch das Spektroskopie-Magnetfeld gegeben ist. Man unterscheidet zwischen der vektoriellen und der tensoriellen Komponente. Für einen gegebenen $|F, m_F\rangle$ Zustand kann die Frequenzverschiebung folgendermaßen ausgedrückt werden [Wes11]:

$$\Delta\nu^{E1} = (\Delta\kappa^s + \Delta\kappa^v\xi m_F \vec{e}_k \cdot \vec{e}_B + \Delta\kappa^t\beta)U_0 . \quad (5.3)$$

Dabei ist $\beta = (3|\vec{\epsilon} \cdot \vec{e}_B|^2 - 1) [3m_F^2 - F(F + 1)]$, ξ gibt den Grad der Zirkularität des Lichts an, es verschwindet für linear polarisiertes Licht und hat den Betrag Eins für zirkulare Polarisation. Die Vektoren $\vec{e}_k, \vec{e}_B, \vec{\epsilon}$ sind die Einheitsvektoren entlang des Wellenvektors, entlang des Magnetfeldes, sowie der komplexe Polarisationsvektor. U_0 beschreibt die Gittertiefe in Einheiten der Rückstoßenergie E_{recoil} . Dabei ist $E_{\text{recoil}} = \frac{h^2}{2M\lambda^2}$ die Energie, die

ein Atom der Masse M bei Absorption eines Photons der Gitterwellenlänge λ aufnimmt.

Der Koeffizient für die vektorielle Verschiebung beträgt $|\Delta\kappa^v| = 0,22(5)\text{Hz}/E_r$ [Wes11]. Dieser Effekt besitzt für die beiden abgefragten m_F -Komponenten entgegengesetztes Vorzeichen, sodass er sich wie ein zusätzliches Magnetfeld entlang der Quantisierungsachse auswirkt. Die Mittenfrequenz des in Abschnitt 5.1 beschriebenen Stabilisierungsschemas wird daher nicht verändert, sodass in erster Ordnung kein zusätzlicher Unsicherheitsbeitrag entsteht. Allerdings führt die Vektorverschiebung zu einem Fehler in der Bestimmung des Magnetfeldes, der die Korrektur des quadratischen Zeeman-Effektes beeinflusst, wie in Abschnitt 5.3.4 deutlich wird. Eine genaue Bestimmung der Vektorverschiebung lässt sich zum Beispiel durch Messung der Abhängigkeit der angenommenen Magnetfeldaufspaltung von der Gittertiefe erhalten. Diese Messung wurde bisher noch nicht durchgeführt, allerdings wurde darauf geachtet, dass die Vektorverschiebung durch eine lineare Polarisation des Gitters stark unterdrückt ist.

Die tensorielle Verschiebung ist proportional zu m_F^2 und im allgemeinen von Null verschieden. Der Verschiebungskoeffizient ist $\Delta\kappa^t = -0,0577(23)\text{mHz}/E_r$. Bei einer konstanten Polarisation des Gitters ist sie nicht von der skalaren Verschiebung zu unterscheiden, da die Abhängigkeit von der Gittertiefe für die zur Stabilisierung verwendeten Zeeman-Übergänge identisch ist. Die nicht verschwindende Tensorverschiebung kann aber durch die Wahl einer von der magischen Wellenlänge leicht verschiedene Wellenlänge kompensiert werden, für die die Summe $\Delta\kappa^s + \Delta\kappa^t\beta$ Null wird. Es ergibt sich eine effektive magische Wellenlänge, die von der Polarisation des Gitterlasers abhängig ist und daher zum Beispiel durch Doppelbrechung an den Vakuumfenstern oder Änderungen in der Magnetfeldrichtung verändert werden kann. Diese Empfindlichkeit auf Polarisationsänderungen kann minimiert werden, indem Polarisationsvektor und Magnetfeld parallel ausgerichtet werden, um lediglich eine quadratische Abhängigkeit vom Winkel zu erhalten. Die Abweichung von der magischen Gitterfrequenz ohne Berücksichtigung der Tensorverschiebung beträgt je nach Polarisation zwischen -268 MHz und $+134$ MHz [Le 13].

Die Frequenz des Gitterlasers konnte, wie bereits in Abschnitt 5.2 erläutert wurde, für die ersten Messungen mit der transportablen Gitteruhr noch nicht stabilisiert werden. Die Unsicherheit wird daher durch die Unkenntnis der Frequenz des Gitterlasers dominiert. Der Unsicherheitsbeitrag, der für die Vergleichsmessung erreicht wurde, kann aus den bekannten Gitterparametern und der Frequenzunsicherheit des Gitterlasers

abgeschätzt werden. Die Gittertiefe wurde mithilfe des in Abschnitt 4.4.3 dargestellten Seitenbandspektrums bestimmt. Zu diesem Zweck wurde die in Gleichung 4.13 gegebene Abhängigkeit zwischen Seitenbandfrequenz und Potentialtiefe genutzt. Als Maß für die optische Leistung wurde der Anteil des Gitterlasers gemessen, welcher vom Experiment zurück in die LMA-Glasfaser gekoppelt wurde (siehe Abbildung 4.6). Es wird daher nur der Teil des Lichts gemessen, der sich in der gleichen räumlichen Mode bewegt wie der einlaufende Strahl und daher zum Gitterpotential beiträgt.

Die Gittertiefe betrug für die Messung $103 \times E_{\text{recoil}}$. Die Frequenzabweichung des Lasers von der magischen Wellenlänge betrug weniger als 50 MHz relativ zum stationären Strontium-System, dessen Gitterfrequenz über ein Wellenlängenmessgerät auf 30 MHz genau auf die magische Wellenlänge eingestellt war. Aufgrund der oben erläuterten Polarisationsabhängigkeit ist eine Abweichung der magischen Wellenlänge zwischen den beiden Experimenten möglich. Die Polarisationsrichtung des Gitterlasers im transportablen Aufbau wurde geometrisch so eingestellt, dass Magnetfeld und Polarisationsvektor parallel stehen. Dies entspricht der Konfiguration des stationären Aufbaus, sodass der Unterschied der magischen Wellenlängen auf dem derzeitigen Niveau vernachlässigbar ist.

Die Gesamtunsicherheit der Gitterfrequenz führt damit auf eine Unsicherheit der Uhrenlaserfrequenz von 123 mHz, was einer relativen Unsicherheit von 3×10^{-16} entspricht. Für die Berechnung wurde ein Wert von $20 \mu\text{Hz}/\text{MHz}/E_{\text{recoil}}$ für die Frequenzänderung der Uhrenübergangs pro Gittertiefe E_r in Einheiten der Rückstoßenergie und Gitterverstimmung (gemessen in MHz) angenommen. Dieser Wert entstammt einer Messung der magischen Wellenlänge an unserer stationären Strontium-Uhr und ist in die Auswertung zu [Fal14] eingeflossen. Tatsächlich finden sich in der Literatur wenige genaue Vergleichswerte für die Steigung der Anpassungsgraden, die zur Bestimmung der magischen Wellenlänge verwendet wird.³⁴

Neben dieser Abschätzung wurde auch eine vorläufige experimentelle Untersuchung durchgeführt, indem die Gittertiefe im transportablen Experiment variiert wurde, während die stationäre Strontium-Uhr als stabile Referenz diente. Die Frequenzverschiebung ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Es wurde wiederum die optische Leistung am Faraday-Isolator

³⁴Publizierte oder in unserer Gruppe gemessene Werte sind:

8(2) $\text{Hz}/\text{nm}/E_{\text{recoil}}$ ($\approx 17 \mu\text{Hz}/\text{MHz}/E_{\text{recoil}}$) [Boy07a],
 9 $\text{Hz}/\text{nm}/E_{\text{recoil}}$ [Le 07],
 13 $\mu\text{Hz}/\text{MHz}/E_{\text{recoil}}$ [Fal11],
 20 $\mu\text{Hz}/\text{MHz}/E_{\text{recoil}}$ [Fal14].

des optischen Gitteraufbaus als Maß für die Gittertiefe verwendet. Der Dynamikbereich, in dem die Gitterleistung eingestellt werden konnte, ist durch die maximal verfügbare Laserleistung sowie durch eine starke Abnahme der Atomzahlen in der Falle für eine zu geringe Falltiefe limitiert. Durch eine lineare Anpassung an die Messpunkte ergibt eine Steigung von $-7,9 \times 10^{-5}$ Hz/mW mit einem Standardfehler von 0,00353 Hz/mW. Bei der für die ersten Vergleiche verwendeten Gittertiefe ergibt sich aus der Unsicherheit der Steigung eine absolute Gesamtunsicherheit von 0,58 Hz, was einer relativen Frequenzunsicherheit von $1,35 \times 10^{-15}$ entspricht.

5.3.4 Sonstige Effekte

Es ist zu erwarten, dass die Gesamtunsicherheit der bisher vorgenommene Vergleichsmessung durch den in Abschnitt 5.3.3 beschriebenen Beitrag in der Größenordnung von 1×10^{-15} gegeben ist. Alle weiteren bekannten Effekte sind auch bei konservativ abgeschätzten Bedingungen mindestens um eine Größenordnung kleiner. Es ist daher auch ohne eine detaillierte experimentelle Evaluation dieser Effekte, welche bisher noch nicht durchgeführt wurde, praktisch unmöglich, dass diese Frequenzverschiebungen auf dem derzeitigen Stand zur Gesamtunsicherheit beitragen. Um ein solides Unsicherheitsbudget aufstellen zu können, wird es aber notwendig sein, diese Beiträge mit einem stabilisierten Gitterlaser systematisch zu evaluieren. An dieser Stelle werden die einzelnen Einträge im Unsicherheitsbudget kurz beschrieben.

Zeeman-Effekt: Durch das in Abschnitt 5.1 beschriebene Stabilisierungsschema trägt der lineare Zeeman-Effekt wegen der wechselnden Abfrage der Zeeman-Komponenten aufgrund der Mittelung über die beiden Komponenten nicht zur Uhrenfrequenz bei. Da die Magnetfeldaufspaltung fortlaufend gemessen wird und der Koeffizient des quadratischen Zeeman-Effekts bekannt ist, lässt sich die quadratische Zeeman-Verschiebung ebenfalls korrigieren. Da der Koeffizient nur von atomaren Eigenschaften abhängt, kann er ohne weitere Anpassungen vom stationären Strontium-Experiment übernommen werden. Er beträgt in relativen Einheiten $-5,59(4) \times 10^{-22}/\nu_B^2$, sodass sich für die Zeeman-Aufspaltung von $\nu_B = 454,2$ Hz eine Korrektur von $11,5 \times 10^{-17}$ ergibt.

Eine mögliche Fehlerquelle der Messung stellt die Vektorverschiebung durch das Gitter dar, welche in Gleichung 5.3 beschrieben wurde. Da die Vektorverschiebung als ein zusätz-

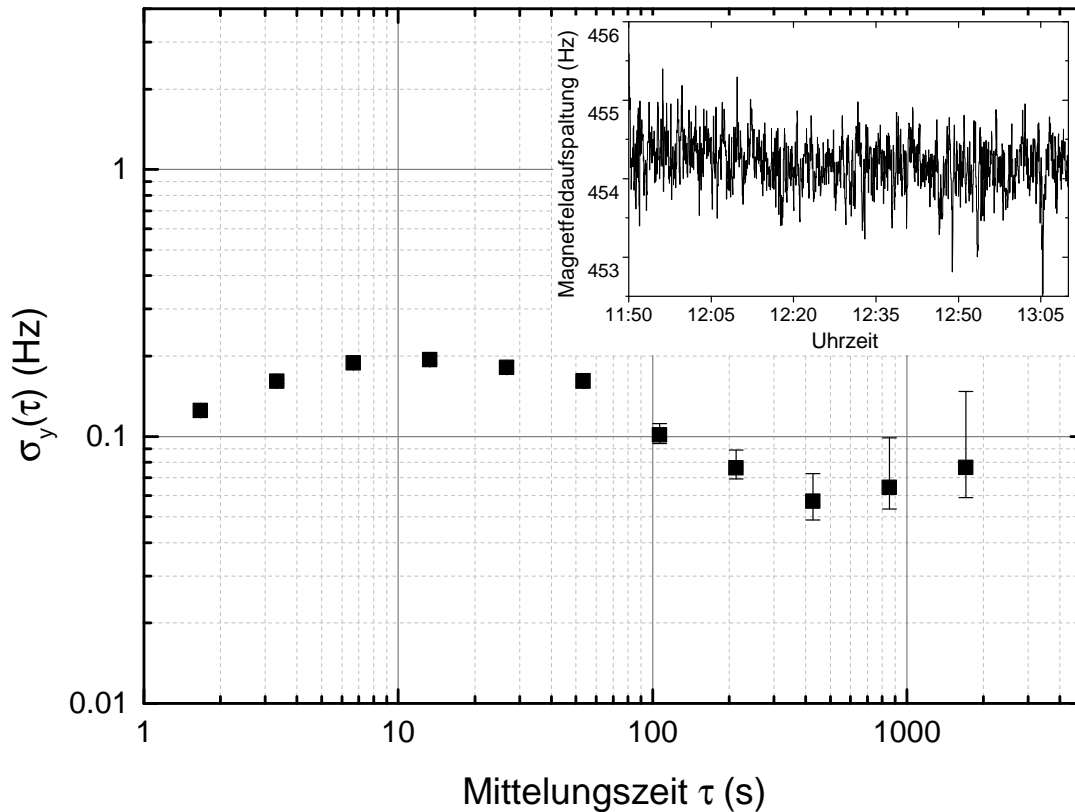


Abbildung 5.5: Stabilität der Magnetfeldaufspaltung während der Stabilisierung auf die atomare Resonanz. Es wurde die Allan-Standardabweichung des in klein gezeigten Verlaufs der Magnetfeldaufspaltung gezeigt, die während einer Stabilisierung aufgezeichnet wurde. Die Stabilität der Magnetfeldaufspaltung ist für Mittelungszeiten 2000 Sekunden unterhalb von 0,1 Hz, sodass eine zeitunabhängige Korrektur der quadratischen Zeemanverschiebung möglich ist.

liches Magnetfeld interpretiert wird, führt dies zu einem Fehler in der Magnetfeldbestimmung und damit zu einer falschen Korrektur des quadratischen Zeemaneffekts. Aufgrund der oben beschriebenen Unterdrückung der Vektorverschiebung durch die lineare Polarisation des Gitters entsteht nur ein kleiner Fehler. Die Unsicherheit in der Bestimmung der Aufspaltung durch den linearen Zeemaneffekt kann konservativ mit 5% abgeschätzt werden, was zu einer Unsicherheit von $1,2 \times 10^{-17}$ führt. Diese Unsicherheit lässt sich leicht weiter reduzieren, indem die Vektorverschiebung gemessen wird (vgl. 5.3.3) oder eine kleinere Magnetfeldaufspaltung für den Uhrenbetrieb eingestellt wird. Die in Abbildung 5.5 dargestellte zeitliche Stabilität des Magnetfeldes erlaubt eine zeitunabhängige Korrektur des quadratischen Zeemaneffekts.

DC-Stark-Effekt: Es ist bekannt, dass sich auf isolierenden Oberflächen elektrische Ladungen ansammeln und zu einer nicht zu vernachlässigenden DC-Stark-Verschiebung des Uhrenübergangs führen können [Lod12]. Die Oberflächen, die sich am dichtesten am Ort der Atome befinden, sind die Oberflächen der Vakuumfenster. Sie sind daher, wie in Abschnitt 3.2 erläutert wurde, mit einer leitfähigen Beschichtung versehen, sodass Oberflächenladungen schnell abfließen. Geht man von einer Oberflächenladung von weniger als 0,1 Volt aus, so ergibt sich durch den Abstand der Fenster von 54 mm ein Feld von 37 mV/cm, welches einer fraktionalen Frequenzverschiebung von weniger als 10^{-19} entspricht [Mid12b].

AC-Stark-Effekt durch den Uhrenlaser: Das zur Abfrage verwendete Licht des Uhrenlasers erzeugt eine AC-Stark Verschiebung des Uhrenübergangs. Der Betrag der Verschiebung hängt von der eingestrahnten Intensität ab, welche wiederum durch die natürliche Linienbreite des Übergangs und die angestrebte Rabi-Frequenz vorgegeben wird. Die Anregung von ^{87}Sr erfordert aufgrund der natürlichen Linienbreite des Uhrenübergangs nur sehr wenig optische Intensität, sodass die Frequenzverschiebung durch den Uhrenlaser nur zu geringen Frequenzverschiebungen führt. Die Sensitivität beträgt 13(2) Hz/(W cm⁻²) [Bai07]. Dieser Wert wurde an ^{88}Sr gemessen, da hier schmale Linienbreiten mit höheren Uhrenlaserintensitäten erzeugt werden und somit ein stärkeres Signal zur Bestimmung der Verschiebung vorliegt. Die Intensität des Uhrenlasers lässt sich am leichtesten und genauesten anhand der Rabi-Frequenz bestimmen. Die verwendete π -Puls-Zeit von 120 ms führt unter Berücksichtigung der Lebensdauer des 3P_0 -Zustandes von 152(2) Sekunden [Boy07c] zu einer relativen Frequenzverschiebung von weniger als 5×10^{-18} , die hier als Unsicherheit verwendet wird. Da die Abfragezeit durch die Kohärenzeigenschaften des Lasers limitiert ist, kann dieser Beitrag durch Verwendung eines stabileren Uhrenlasers reduziert werden.

Unstabilisierte Faserstrecke: Änderungen in der optischen Weglänge im Strahlengang des Uhrenlasers erzeugen einen Dopplereffekt. Weglängenänderungen, die für die Abfrage der Atome und dem zum Vergleich verwendeten Frequenzzähler nicht identisch sind, führen daher zu einem Fehler in der Frequenzmessung. Kleine Änderungen in der optischen Weglänge sind ausreichend, um eine nicht zu vernachlässigende Verschiebung zu erzeugen. Zum Beispiel erzeugt eine Weglängenänderung von 698 nm (eine optischen Wellenlänge) pro Sekunde eine Verschiebung von 1 Hz, bzw. in relativen Einheiten 2×10^{-15} .

Die angestrebte Genauigkeit liegt mehr als zwei Größenordnungen tiefer, sodass bereits Längenänderungen von wenigen Nanometer pro Sekunde zu vermeiden sind. Mögliche Gründe für derartige Änderungen der optischen Weglänge sind optische Glasfasern, deren Brechungsindex temperaturabhängig ist, oder akusto-optische Modulatoren, welche beim Schalten Aufwärmprozessen unterliegen, durch die ebenfalls die optische Weglänge im Kristall verändert wird. Störungen durch akustische Schwingungen der Optomechanik führen im Allgemeinen nicht zu einer systematischen Frequenzverschiebung. Sie werden durch die Mittelung über viele Schwingungsperioden schnell unterdrückt. Experimentsynchrone Schwingungen oder langsame Drifts durch Temperaturänderungen können aber zu systematischen Effekten führen. Aus diesem Grund wird üblicherweise eine aktive Stabilisierung der optischen Weglänge implementiert [Fal12], wie bereits in 3.6.1 beschrieben wurde. Die Stabilisierung war für die bisherige Messung nicht aktiviert, es ist daher schwer eine Unsicherheit anzugeben. Da mit dem selben Lasersystem am stationären Strontium-Experiment in einem extremen Fall eine Frequenzverschiebung von 1×10^{-16} beobachtet wurde, kann an dieser Stelle eine Unsicherheit von 3×10^{-16} abgeschätzt werden. Sobald die Faserlängenstabilisierung aktiviert ist, lässt sich dieser Unsicherheitsbeitrag auf weniger als 10^{-17} reduzieren [Fal14].

Stabilisierungsfehler: In Abschnitt 5.1 wurde erläutert, dass nichtlineare Frequenzdrifts des Uhrenlasers zu Stabilisierungsfehlern führen können. Eine Abschätzung für die Größe des Fehlers ist in [Fal11] gegeben. Danach kann der Stabilisierungsfehler mit der maximal beobachteten nichtlinearen Frequenzänderung $\ddot{\nu}_{\text{res}}$ und der Zeit zwischen zwei Korrekturen der Uhrenlaserfrequenz τ_{zyklus} abgeschätzt werden:

$$\Delta\nu_{\text{stab}} = \ddot{\nu}_{\text{res}} \frac{\tau_{\text{zyklus}}^2}{\beta}. \quad (5.4)$$

Der Faktor β beschreibt die Stärke der Rückkopplungsschleife für die Driftkorrektur, wenn die Korrektur der Driftrate $\beta \Delta\nu / \tau_{\text{zyklus}}$ beträgt, wobei mit $\Delta\nu$ die Frequenzkorrektur durch die primäre Stabilisierung gemeint ist. In den hier vorliegenden Messungen betrug die höchste beobachtete Nichtlinearität in der Frequenzänderung $0,1 \text{ mHz/s}^2$, was zu einer relativen Frequenzunsicherheit von $1,5 \times 10^{-16}$ führt. Dieser Wert kann in Zukunft durch eine geeignetere Wahl des Faktors β und durch einen von Störungen besser isolierten Standort des Uhrenlaserresonators weiter reduziert werden.

Linienverschiebungen durch benachbarte Niveaus: Sind außer den zur Stabilisierung verwendeten Zeeman-Unterkomponenten ($m_F = +9/2$ und $m_F = -9/2$) noch andere Unterkomponenten besetzt, so können auch Atome angeregt werden, die sich zu Beginn der Abfrage in den benachbarten Zuständen befanden. Die Flanke dieser Spektrallinien stellt bei inkohärenter Anregung einen asymmetrischen Untergrund für die gewünschte Linie dar, was zur Verschiebung des Linienmittelpunktes führt. Der Frequenzunterschied der benachbarten Zeeman-Zustände betrug während der Uhrenabfrage 50 Hz und ist daher nur ca. 6 mal größer als die Fourier-Linienbreite. Um Linienverschiebungen zu verhindern, wird daher die Besetzung aus anderen als den Zeeman-Zuständen mit $m_F = +9/2$ bzw. $m_F = -9/2$ bestmöglich entfernt. Neben den inkohärenten Linienverschiebungen können auch kohärente Linienverschiebungen auftreten. Enthält der Uhrenlaser in der durch das Magnetfeld vorgegebenen Quantisierungsachse nicht nur linear polarisiertes Licht, so werden die $m_F = 9/2$ Niveaus auch an die $m_F = 7/2$ Zustände gekoppelt. In einem Λ -förmigen Anregungsschema können π -Übergänge und σ -Übergänge kohärent getrieben werden. Dieser Effekt kann durch numerische Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung abgeschätzt werden [Fal14].

Wie in Abschnitt 4.5 beschrieben ist, wird die Besetzung der störenden Zeeman-Komponenten durch die Spin-Polarisation des Ensembles in die Zustände mit $m_F = +9/2$ bzw. $m_F = -9/2$ transferiert. Dennoch verbleibt, zum Beispiel durch nicht ideale Zirkularpolarisation, ein gewisser Teil der Besetzung in anderen Zuständen (vorwiegend in den $m_F = +7/2$ -Zuständen). Um diese Besetzung weiter zu reduzieren, wurde vor dem eigentlichen Uhrenpuls ein kurzer π -Puls mit dem Uhrenlaser eingefügt, wie es auch in anderen Experimenten [Fal14] üblich ist. Für die durchgeführte Messung hatte dieser eine fourierlimitierte Linienbreite (vgl. Gleichung 4.6) von 66 Hz. Dieser Puls wurde bei einem erhöhten Spektroskopie-Magnetfeld von ca. 1,7 mT durchgeführt, sodass die Gesamtaufspaltung zwischen den extremen Zeeman-Komponenten rund 16,6 kHz betrug. Die Aufspaltung zwischen den benachbarten Zeeman-Komponenten beträgt in dieser Konfiguration mit 1,8 kHz und ist damit etwa 30 mal größer als die Linienbreite. Die Anregungswahrscheinlichkeit der $m_F = 7/2$ -Komponente ist daher verglichen mit dem Uhrenpuls deutlich reduziert. Die im Grundzustand verbleibende Besetzung wird durch kurzes Einschalten des Detektionsstrahls aus dem Gitter entfernt. Die Uhrenabfrage erfolgt dann ausgehend von angeregtem Zustand in den Grundzustand, diese Situation ist aber aufgrund der vernachlässigbaren Spontanemission völlig analog zu dem Fall der Anregung

vom Grund- in den angeregten Zustand.

Tunneln zwischen den Gitterplätzen: Durch Tunnelprozesse zwischen den Gitterplätzen wird die Lokalisierung der Atome an den Gitterplätzen teilweise aufgehoben, was zu einer Frequenzverschiebung bei der Abfrage führt. Dieser Effekt lässt sich durch eine Bandstruktur analog zur Festkörperphysik beschreiben [Lem05]. Die Breite der einzelnen Bänder für die verschiedenen Vibrationsniveaus kann als Maß für die systematischen Frequenzverschiebungen gegeben werden, die aus der Bandstruktur entstehen können. Da die Tunnelprozesse resonant überhöht werden, wenn die Energie der Vibrationsniveaus in benachbarten Gittertöpfen identisch ist, kann die Tunnelrate stark reduzierte werden, indem diese Entartung aufgehoben wird. Dies geschieht durch die unterschiedliche Höhe der Gitterplätze im Schwerfeld der Erde, die in Gleichung 4.11 beschrieben wurde. Zusätzlich zu dieser Unterdrückung wurde ein tiefes Gitter von ca. $100 E_{\text{recoil}}$ verwendet, sodass dieser Effekt hier zu vernachlässigen ist.

Stoßverschiebung durch Hintergrundgas: Durch Kollisionen von Atomen des Hintergrundgases mit kalten Strontiumatomen können einerseits Atome aus der Falle verloren gehen und damit die Fallenlebensdauer verringert werden. Andererseits kommt es auch, wie in [Gib13] beschrieben wird, zu einer Frequenzverschiebung. Mit der beobachteten Gitterlebensdauer von ca. 1 Sekunde kann als obere Grenze für diese Verschiebung ein Wert von 2×10^{-17} abgeschätzt werden.

Stoßverschiebung durch kalte Stöße: Jeder der Gitterplätze wird von einer Anzahl von Strontiumatomen besetzt, sodass Frequenzverschiebungen durch Stöße zwischen den kalten Strontiumatomen auftreten können [Swa11, Nic12]. Dieser Effekt kann experimentell untersucht werden, indem Messungen mit unterschiedlichen Atomzahlen verglichen werden [Fal14]. Diese Messung wurde für das transportable System noch nicht durchgeführt. Aus einem Vergleich des Fallenvolumens und der Atomzahl mit dem stationären Experiment kann aber eine obere Grenze für die Stoßverschiebung abgeschätzt werden. Es kann angenommen werden, dass die Atomzahl im transportablen Aufbau die des stationären Systems nicht wesentlich übersteigt, da die Signalstärke der Fluoreszenzdetektion bei Verwendung einer sehr ähnlichen Detektionsoptik nicht größer ist als die des stationären Systems. Das Fallenvolumen im transportablen Experiment ist praktisch gleich mit dem des stationären Aufbaus, da der Gitterwaist gleich ist. Zudem ist im transportablen Aufbau die Temperatur der Atome höher, sodass höhere radiale Vibrationsniveaus

(siehe Abschnitt 4.4.3) besetzt sind, was zu einer reduzierten Dichte führt. Im stationären Aufbau wurden $2 \mu\text{K}$ gemessen, während im transportablen System bisher nur $8 \mu\text{K}$ erreicht wurden. Da die Stoßverschiebung im stationären System weniger als 10^{-17} beträgt, wird als konservative obere Grenze für das transportable System 1×10^{-16} angenommen.

Lichtverschiebung durch Präparations-Laser: Da die Frequenz der Präparations-Laser dicht bei atomaren Resonanzen liegt, kann auch eine sehr geringe Intensität eines dieser Strahlen zu störenden AC-Stark-Verschiebungen des Uhrenübergangs führen. Die Strahlen müssen daher zur Uhrenabfrage vollständig abgeschaltet werden. Zusätzlich zum Schalten der Strahlen mit akusto-optischen Modulatoren werden mechanische Shutter eingesetzt (vgl. Abschnitt 3.1). Da solche Shutter bewegliche Teile enthalten, die für eine endliche Anzahl von Zyklen ausgelegt sind, muss ihre Funktionalität geprüft werden. Kurz vor dem Frequenzvergleich wurden daher die Schaltzeiten aller Shutter mit einer Photodiode getestet und insbesondere sichergestellt, dass sich die Shutter wirklich schließen. Eine AC-Stark-Verschiebung durch nicht abgeschaltete Laserstrahlen ist daher auszuschließen.

Gravitations-Rotverschiebung: Beide Uhren befanden sich während des Vergleichs in benachbarten Labors innerhalb des selben Gebäudes. Beide sind auf optischen Tischen ähnlicher Höhe aufgebaut. Die Höhendifferenz zwischen den beiden Uhren lässt sich daher im Prinzip leicht auf weniger als einen Zentimeter genau bestimmen, was einer Unsicherheit in der Rotverschiebung von 1×10^{-18} entspricht. Da dieser Beitrag für den vorläufigen Vergleich gegen andere Beiträge vernachlässigbar war, wurde hier die Höhendifferenz nicht direkt bestimmt, sondern als Null angenommen und eine konservative Abschätzung des Fehlers im Höhenunterschied mit 10 cm entsprechend 1×10^{-17} gegeben.

5.4 Frequenzdifferenz der beiden Strontium-Uhren

Das wesentliche Ziel des vorgestellten Vergleichs der transportablen Strontium-Uhr mit dem stationären System war es, die Stabilität der transportablen Uhr nachzuweisen, wie in Abschnitt 5.2 dargelegt wurde. Für einen wirklich ernstzunehmenden Uhrenvergleich wäre es notwendig, das in Abschnitt 5.3 beschriebene Unsicherheitsbudget vollständig zu evaluieren. Da aber bei dem Vergleich auch die Differenz der Absolutfrequenzen beider Uhren gemessen wird, wurde selbstverständlich auch dieses Resultat ausgewertet. Die

Effekt	Korrektur (10^{-16})	Unsicherheit (10^{-16})
Frequenz Gitter	0	13.0
AC-Stark Uhrenlaser	0	0.05
BBR-Raumtemperatur	48.8	0.07
BBR-Ofen	0	1.1
quadratischer Zeeman-Effekt	1.2	0.12
Linienverschiebungen	0	0.07
Stabilisierungsfehler	0	1.5
unstabilisierte Faserstrecke	0	3.0
Stoßverschiebung durch kalte Stöße	0	1.0
total	50.0	13.5

Tabelle 5.1: Vorläufiges Unsicherheitsbudget in tabellarischer Form

Vergleichsmessung ist ein strikter Test des Systems, da das richtige Ergebnis der Messung bekannt ist: Der Frequenzunterschied der beiden Strontium-Uhren muss im Rahmen der Unsicherheit mit Null verträglich sein, wenn beide Systeme während der Messung regulär funktioniert haben und die Abschätzung der Unsicherheiten korrekt ist.

5.4.1 Ergebnis

Insgesamt wurden elf kontinuierliche Datensätze an zwei verschiedenen Tagen aufgenommen. Jede der Messungen ist zwischen 5 und 23 Minuten lang, die Stabilitätskurve des längsten der durchgeführten Vergleiche wurde bereits in Abbildung 5.2 gezeigt. Für die einzelnen Messungen wurden Parameter verändert, wie zum Beispiel die in Abbildung 5.4 dargestellte Änderung der Gittertiefe, sowie eine Variation des Schemas zur Unterdrückung von Linienverschiebungen (siehe „Linienverschiebungen durch benachbarte Niveaus“ in Abschnitt 5.3.4). Allerdings hatte keine der vorgenommenen Änderungen auf dem Niveau von 1×10^{-15} einen signifikanten Einfluss auf den Frequenzunterschied der beiden Uhren. Dies ist konsistent mit der in Abschnitt 5.3.4 gegebenen Abschätzung der Unsicherheitsbeiträge.

Die Übereinstimmung der Uhren im Rahmen der systematischen Unsicherheit von $1,3 \times 10^{-15}$ (vgl. Tabelle 5.1) ist für alle Messungen gegeben, die am 01.08.2014 durchgeführt wurden. Wie in Abbildung 5.6 ersichtlich wird, weisen allerdings die Messpunkte

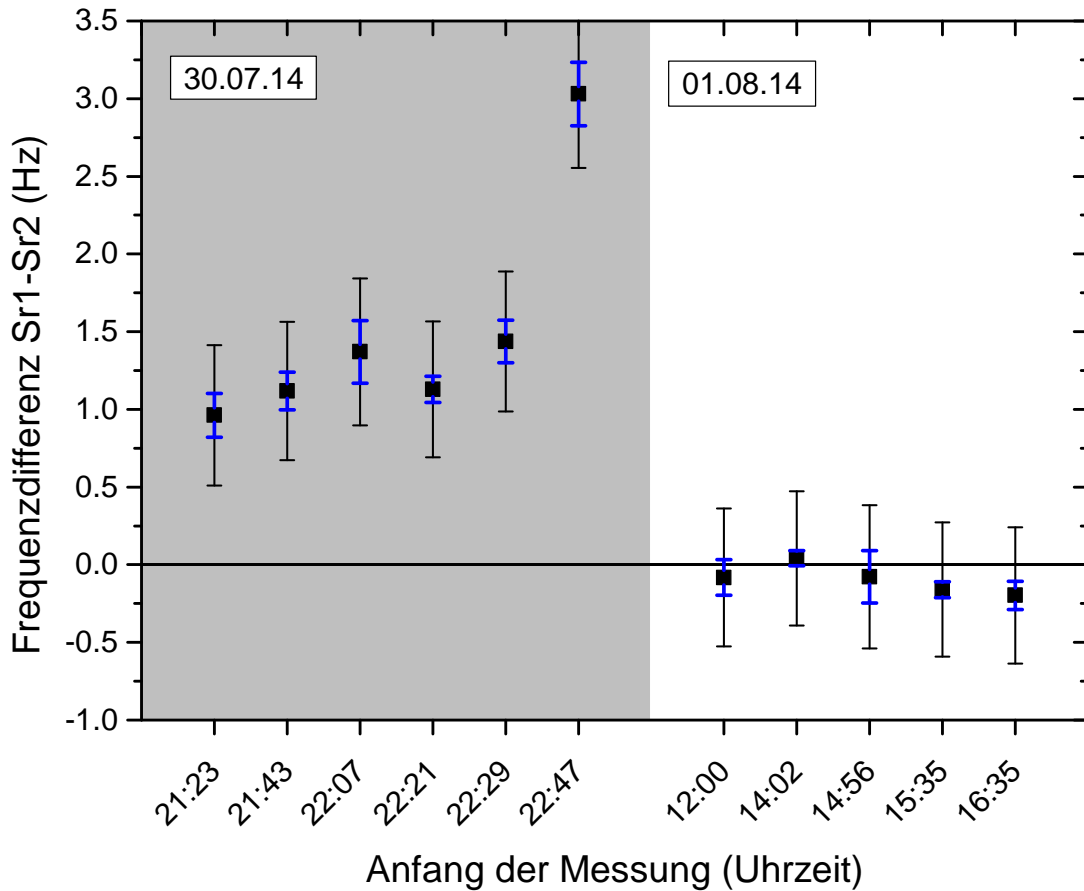


Abbildung 5.6: Frequenzdifferenz zwischen der stationären Strontium-Uhr (Sr1) und dem transportablen System (Sr2) für insgesamt elf Messungen an zwei verschiedenen Tagen. Die blauen Fehlerbalken zeigen die statistische Unsicherheit, der jeweiligen Messung während die schwarzen Fehlerbalken die Gesamtunsicherheit der Messung darstellen, die durch die in Abschnitt 5.3 beschriebene systematische Unsicherheit des transportablen Systems dominiert sind.

des 30.07.2014 eine Frequenzverschiebung der beiden Uhren von mehr als der doppelten systematischen Unsicherheit auf.

Diese Abweichung lässt sich innerhalb des in Abschnitt 5.3 gegebenen vorläufigen, aber auch konservativ abgeschätzten Unsicherheitsbudgets nicht zufriedenstellend erklären. Außer dem Unsicherheitsbeitrag durch den Gitterlaser sind alle Effekte mindestens zehnfach kleiner als die gemessene Differenz. Es wären daher extreme und unrealistische Annahmen notwendig, um eine derart große Verschiebung zu erklären. Auch für den größten Unsicherheitsbeitrag durch die Frequenz des Gitterlasers müsste dessen Frequenz 500 MHz von der magischen Wellenlänge abweichen, um eine 1 Hz-Verschiebung des Uhrenüber-

gangs zu erklären (siehe Abschnitt 5.3.3). Diese Abweichung wäre mit dem benutzen kommerziellen Wellenlängenmessgerät mit einer absoluten Genauigkeit von besser als 200 MHz leicht zu detektieren gewesen.³⁵ Da aber zusätzlich zum Wellenlängenmessgerät auch die optische Schwebung zwischen stationärem und transportablen Gitterlaser betrachtet wurde, ist eine solche Abweichung auszuschließen.

Es ist daher anzunehmen, dass eine technische Fehlerquelle vorlag und das System während der ersten Vergleichsmessung nicht wie gewünscht funktioniert hat. Es ist bei experimentellen Arbeiten üblich und auch notwendig Resultate zu verwerfen, die unter unkontrollierten Bedingungen entstanden sind. Ein einfaches Beispiel wäre hier ein nicht eingeschaltetes Gerät oder eine erst später erkannte Fehlfunktion einer beteiligten Komponente. Werden allerdings Messdaten verworfen, weil der erhaltene Wert von bestimmten Erwartungen abweicht, so führt das zu falschen Ergebnissen. Ein interessantes Beispiel hierfür ist die Historie der Bestimmung der Elementarladung, die in [Fey85] dargestellt ist. Es muss daher ein vom Ergebnis der Messung unabhängiges Kriterium existieren, nach dem die Daten selektiert werden können. In Abschnitt 5.4.2 werden einige Anhaltspunkte diskutiert, die auf eine Fehlfunktion der Uhr hindeuten und auch als unabhängige Kriterien gelten können. Da diese aber aufgrund der zeitlichen Vorgaben dieser Doktorarbeit noch nicht untersucht werden konnten und daher nur (wenn auch starke) Vermutungen darstellen, können die in diesem Abschnitt beschriebenen von den Erwartungen abweichenden Ergebnisse bisher noch nicht endgültig verworfen werden.

5.4.2 Mögliche Fehlerquellen

Obwohl es nicht gelungen ist, die unerwartete Frequenzverschiebung während des ersten der beiden Messtage eindeutig zu erklären, gibt es einige Hinweise auf mögliche Ursachen. Einen Anhaltspunkt dafür bietet die Allan-Standardabweichung der einzelnen Messungen. Wie in Abbildung 5.7 gezeigt wird, existiert eine deutliche Korrelation zwischen Mittelungsverhalten und gemessenem Frequenzunterschied. Dabei ist die gemessene Frequenzabweichung proportional zum ersten Punkt der Allan-Abweichung. Für die Messungen

³⁵Die absolute Genauigkeit des Wellenlängenmessgeräts (Firma: High-Finesse, Modell: WS-6) beträgt 200 MHz. Allerdings ist die Reproduzierbarkeit der Messungen im Zeitraum einiger Tage im temperaturstabilisierten Labor noch wesentlich höher. Das verwendete Gerät wurde häufig mit der bekannten Frequenz des Uhrenlasers verglichen, ohne dass Abweichungen von der angegebenen Genauigkeit festgestellt wurden.

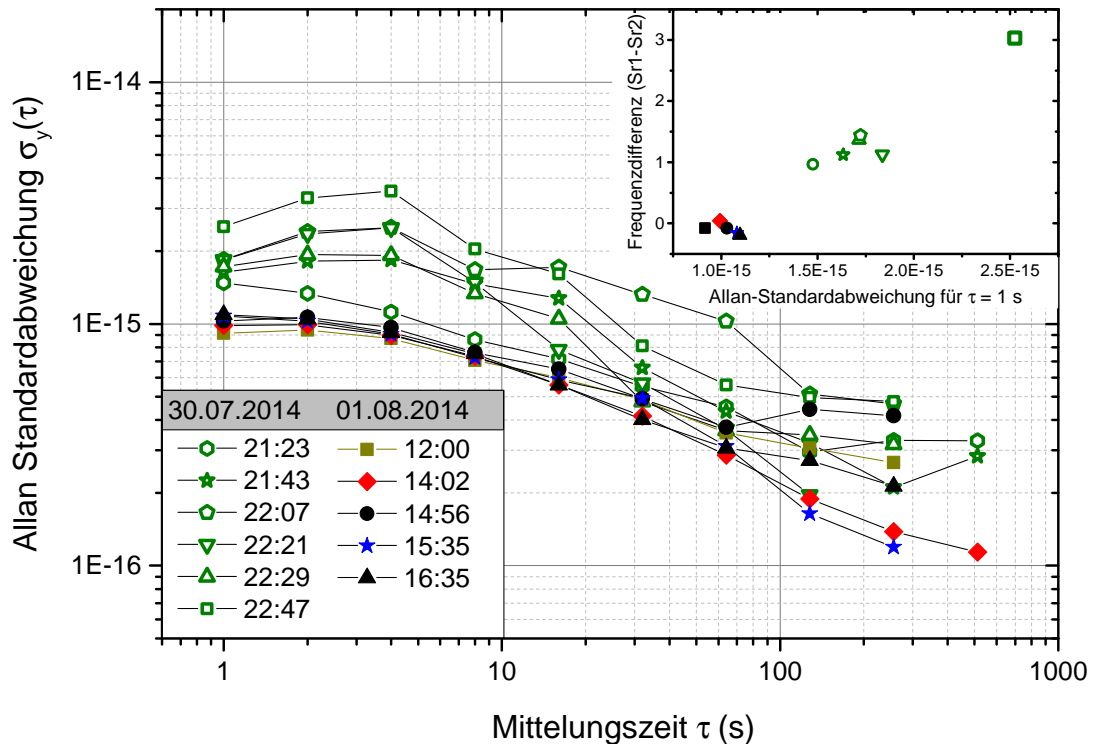


Abbildung 5.7: Allan-Standardabweichungen für alle durchgeführten Vergleichsmessungen. Es ist deutlich, dass die Stabilität für die am 30.07.2014 durchgeführten Messungen eine stärkere Streuung aufweist als die vom 01.08.2014. Insbesondere unterliegt bereits der Wert für 1 Sekunde, welcher wesentlich von der Stabilität des Uhrenlasers beeinflusst wird, starken Schwankungen. Das Inset zeigt eine deutliche Korrelation zwischen dem ersten Punkt der Allan-Abweichung und dem beobachteten Frequenzunterschied der beiden Uhren. Die Ursache für die Frequenzablage liegt daher mit hoher Wahrscheinlichkeit beim Uhrenlaser.

mit der stärksten Abweichung zwischen den beiden Uhren war in der durch die Experimentsteuerung protokollierten Anregungswahrscheinlichkeit für die vier in Abschnitt 5.1 beschriebenen Abfragepunkte ein stark erhöhtes Rauschen sichtbar. Da dies nicht für alle Messungen erkennbar war, konnte dieses Signal aber nicht verwendet werden, um die Fehlfunktion des Systems eindeutig zu identifizieren. Die Stabilität der Messung bietet aber eine vom Frequenzunterschied weitgehend unabhängige Messgröße, die zur Detektion derartiger Fehler herangezogen werden könnte.

Die wahrscheinlichste Fehlerursache sind Probleme mit dem Uhrenlaser. Möglich wäre, dass Nebenmoden des Lasers zu einem unerwünschten und empfindlich vom Laserstrom abhängigen „Dreckeffekt“ geführt haben, der nicht reproduzierbar ist. Eine andere

Möglichkeit der Erklärung ist ein Einfluss der Spulenschaltung auf die Stabilisierung der Resonatorleistung. Diese Intensitätsregelung der im Resonator umlaufenden Leistung ist notwendig, um die Frequenz des Referenzresonators für den Uhrenlaser auf dem Niveau von 5×10^{-16} stabil zu halten. Dazu wird die vom Resonator transmittierte Leistung mit einer Photodiode gemessen und die vom Uhrenlaser zum Resonator gesendete Leistung angepasst, um die Transmission konstant zu halten. Der Grund für die Leistungsabhängigkeit besteht in der Dissipation von Licht auf den Resonatorspiegeln und der damit verbundenen Erwärmung. Die Abhängigkeit beträgt etwa $50 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ mit einer Zeitkonstante von $\tau = 300 \text{ ms}$. Wir haben während der Stabilisierungsmessung beobachtet, dass beim Ausschalten der Quadrupolspulen eine Störung des Photodiodensignals auftritt. Die Störung hängt vermutlich von elektro-magnetischer Einstreuung in ein schlecht geschirmtes Kabel ab und kann von Tag zu Tag schwanken. Das Störsignal kann dazu führen, dass die resonatorinterne Leistung falsch gemessen wird, sodass die Regelung eine reale Intensitätsänderung erzeugt, um die vermeintlich geänderte Intensität auszugleichen. Die Störung dauert nur etwa $1 \mu\text{s}$ und tritt etwa 150 ms vor dem Uhrenpuls auf. Es ist daher unwahrscheinlich, dass bei der Abfrage der Atome ein Effekt der Störung auftritt. Da aber die Frequenz des Uhrenlasers kontinuierlich relativ zum zweiten Uhrenlaser gezählt wird, ist es möglich, dass die Störung an dieser Stelle zu einer falschen Messung führt. Um den in Abbildung 5.6 gezeigten Frequenzunterschied von ca. 1 Hz zu erklären, müsste die Lichtphase sich durch die Störung um 2π ändern. Da der Frequenzzähler nur über 1 Sekunde gemittelte Werte abspeichert, lässt sich im Nachhinein an den Daten nicht feststellen, ob dieser Fehler aufgetreten ist. Für zukünftige Messungen sollte dieser Effekt durch bessere Abschirmung beseitigt werden. Auch kann eine systematische Änderung der Zykluszeit durch Einfügen zusätzlicher Totzeiten verwendet werden, um derartige Einflüsse zu untersuchen.

Es kann davon ausgegangen werden, dass sich die Ursache der in Abschnitt 5.4.1 dargelegte Diskrepanz im Lauf der weiteren Evaluation des Systems finden und eliminieren lässt. Die Diskrepanz zwischen den beiden Uhren an einem der beiden Messtage ist im Moment noch kein Grund zur Beunruhigung. Sie kann durch die noch unvollständige experimentelle Erfahrung mit dem transportablen System erklärt werden. Es zeigt sich hier lediglich, dass es wichtig ist, ein endgültiges und belastbares Unsicherheitsbudget der transportablen Uhr zu erstellen. Dafür müssen, wie in Abschnitt 5.3.4 beschrieben wurde, noch weitere Messungen durchgeführt werden. Dabei ist es nicht allein wichtig,

die genannten physikalischen Effekte zu evaluieren, deren Größenordnung sich, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben wurde, auch ohne weitere Messungen abschätzen lässt, sondern auch mögliche technische Fehlerquellen auszuschließen. Zwar wurden alle Komponenten des Experiments einzeln so gut wie möglich getestet, doch kann es durch die Komplexität des Gesamtaufbaus durchaus zu Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Teilen kommen, die sich durch nur experimentell finden und eliminieren lassen. Dafür ist es notwendig, alle frequenzbeeinflussenden Komponenten wiederholt auf (möglicherweise subtile) technische Fehler zu prüfen.

5.5 Diskussion der bisher erreichten Ergebnisse

Durch die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse wurde demonstriert, dass sich das neu aufgebaute Uhrenexperiment als optische Uhr mit ^{87}Sr betreiben lässt. Dass es möglich war, den Uhrenlaser auf die atomare Resonanz zu stabilisieren, zeigt insbesondere, dass alle Laserkühlungs- und Präparationsschritte mit guter Reproduzierbarkeit ausgeführt werden können. Das ist eine wichtige Voraussetzung für die zukünftige Evaluation eines endgültigen Unsicherheitbudgets auf dem angestrebten Genauigkeitsniveau und für alle weiteren Messungen.

Die Instabilität der Uhr wurde gegen eine unabhängigen Referenz gemessen und ist mit $2,2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ bereits jetzt hervorragend. Speziell da dieses Ergebnis mit einem transportablen Uhrenlaser-Resonator von 12 cm Länge erreicht werden konnte, ohne dass ein high-end Resonator (wie z.B. der in [Häf15] vorgestellte Aufbau) verwendet wurde. Wichtig für die exzellente Stabilität ist auch die hohe Einfang- und Kühleffizienz der transportablen Uhr, die kurze Experimentzyklen von deutlich weniger als einer Sekunde erlaubt. Aufgrund des Prinzips der Gitteruhr und der simultanen Abfrage eines Ensembles von mehreren tausend Atomen, ist die Stabilität des Systems besser als die Stabilität der besten Einzelionenuhren (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Die Genauigkeit der Uhr wurde bisher noch nicht auf dem Niveau ihres vollen Potentials evaluiert. Doch auch eine Unsicherheit von $1,3 \times 10^{-15}$ ist ein bemerkenswertes Ergebnis. Im Bereich der transportablen Frequenzstandards hat meiner Kenntnis nach nur die mobile Cesium-Fontainenuhr des LNE-SYRTE eine kleinere Unsicherheit. Weiterhin bestehen gute Aussichten, durch kleine Änderungen und weitere Messungen schnell bessere

Ergebnisse zu erhalten (siehe Kapitel 6). Das Limit für das System ist in absehbarer Zeit durch die Unsicherheit der Schwarzkörperstrahlung gegeben; wie in Abschnitt 5.3.1 liegt es für den Aufbau derzeit bei 7×10^{-18} .

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine transportable Strontium-Gitteruhr neu aufgebaut. Es wurde ein Vakuumsystem geplant und realisiert, das den Anforderungen an eine optische Gitteruhr genügt, die auf dem Niveau der besten optischen Uhren weltweit operieren kann. Die wichtigsten Eckpunkte des Aufbaus werden hier zusammengefasst. Weiterhin wird ein Ausblick auf die Möglichkeiten gegeben, die sich mit der transportablen Uhr eröffnen.

Die transportable Uhr

Bei der Planung der Uhr wurden die für die Genauigkeit essentiellen Punkte besonders berücksichtigt. Dazu gehört insbesondere das thermische Management, zum Beispiel durch effiziente Kühlung der Magnetfeldspulen zur Vermeidung von Temperaturgradienten auf der Vakuumkammer. Weiterhin wurde das Magnetfeld für den Zeeman-Abbremsler durch eine neu entwickelte Anordnung von Permanentmagneten erzeugt, sodass der Zeeman-Abbremsler nicht zur Erwärmung der Vakuumkammer beiträgt. Die Magnetfeldanordnung wurde für ein longitudinales Magnetfeld optimiert, sodass die Leistung des Kühllasers sich, anders als bei vielen anderen Abbremslern aus Permanentmagneten, vollständig nutzen lässt. Das Feld wurde zudem so optimiert, dass es sich bei kleiner Laserverstimmung betreiben lässt und nur geringe Streufelder in Richtung der magneto-optischen Falle erzeugt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Laser- bzw. Laserverteilungssysteme aufgebaut, die zur Kühlung und Abfrage der Atome im optischen Gitter notwendig sind. Dabei wurden kommerzielle Laserköpfe auf kompakten Lasermodulen integriert. Diese dienen zur Aufteilung der Laserstrahlen auf verschiedene Glasfasern, zum Schalten und Frequenzverschieben der Strahlen dienen. Die Frequenz der zur Laser wurde mit Hilfe optischer Resonatoren stabilisiert, um die Laserkühlung von Strontium zu ermöglichen.

Die Apparatur wurde erfolgreich zum Einfangen und Kühlen der Atome verwendet. Es wurde gezeigt, dass der Zeeman-Abbremsler in der Lage ist, den für den Uhrenbetrieb notwendigen Fluss an kalten Atomen zu erzeugen und damit eine hohe Repetitionsrate für das Experiment zu ermöglichen. Das für Strontium häufig verwendete zweistufige Kühlechema mit magneto-optischen Fallen bei 461 nm und 689 nm konnte sowohl für ^{88}Sr als auch für ^{87}Sr effizient umgesetzt werden. Atome wurden bei $8,5 \mu\text{K}$ in ein optisches Gitter bei der magischen Wellenlänge geladen, wo eine kohärente Abfrage des Uhrenübergangs im Lamb-Dicke-Regime durchgeführt werden konnte.

Der Uhrenlaser wurde auf die atomare Resonanz stabilisiert und eine Stabilität der Uhr von $2,2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ nachgewiesen. Eine vorläufige Abschätzung der Unsicherheit ergibt als systematische Gesamtunsicherheit 1×10^{-15} , da der Gitterlaser für die Messung noch nicht in seiner Frequenz stabilisiert werden konnte und daher Abweichungen von der magischen Wellenlänge entstehen konnten, die etwa 50 MHz betragen. Durch Stabilisierung der Gitterlaserfrequenz mit einem ULE-Resonator wird sich eine Frequenzdrift von weniger als 100 kHz pro Tag erreichen lassen, sodass die magische Wellenlänge mit hoher Genauigkeit eingestellt werden kann.

Ergebnisse – Genauigkeit und Stabilität

Die bisher erreichte Unsicherheit von 1×10^{-15} , die schon nach Mittelungszeiten von weniger als 10 Sekunden realisiert wird, ist ein herausragendes Ergebnis insbesondere für ein transportables System. Der genaueste transportable Frequenzstandard ist meines Wissens zurzeit die mobile Cesium-Fontainenuhr des LNE-SYRTE [Gué12] mit einer systematischen Unsicherheit von 7×10^{-16} , die nach vielen Stunden Mittelungszeit erreicht werden. Da die Strontiumfrequenz eine sekundäre Repräsentation der Sekunde [BIP15] mit einer Unsicherheit von ebenfalls 1×10^{-15} darstellt, könnte das transportable System schon

jetzt dazu verwendet werden, die SI-Sekunde mit einer Unsicherheit von $1,4 \times 10^{-15}$ zu realisieren. Dies ist genauer als die Realisierung der Sekunde in den meisten Ländern der Erde. Kommerziell erhältliche Caesium-Stahluhren oder Rubidium-Gaszellenuhren [Mic12] sind um einige Größenordnungen weniger genau.

Die mit dem hier vorgestellten System erreichte Instabilität von $2,2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$ ist besser als die Instabilität sämtlicher Mikrowellenuhren und übertrifft selbst die stabilsten optischen Ionenuhren. Zum Vergleich: Das fundamentale Quantenprojektionsrauschlimit einer Yb^+ -Einzelionenuhr mit einer Übergangsfrequenz von 642 THz, die mit dem besten heute verfügbaren Laser mit einer Linienbreite von 1,5 Hz abgefragt wird, ist etwa $2 \times 10^{-15} \sqrt{s/\tau}$. Allerdings ist der hierfür benötigte Uhrenlaser ein schweres und fragiles Laborsystem, das nicht für den transportablen Einsatz geeignet ist. Durch das Prinzip der Gitteruhr ist es möglich, diese Stabilität mit einem transportablen Lasersystem zu erreichen, dessen Instabilität etwa fünffach höher ist. Im Laborbetrieb ist es für die Evaluierung der Unsicherheit zudem möglich, für die transportable Uhr die Stabilität eines nicht transportablen Lasers zu nutzen, sodass eine Instabilität von $2 \times 10^{-16} \sqrt{s/\tau}$ erreichbar ist. Unsicherheitsbeiträge der transportablen Uhr ließen sich dann mithilfe des stationären System innerhalb von 100 Sekunden auf dem Niveau von wenigen 10^{-17} evaluieren. Durch eine korrelierte Abfrage zwischen beiden Systemen kann der Dick-Effekt eliminiert werden [Lod10, Tak11], was zu einer weiteren wesentlichen Verbesserung der Stabilität der Messung führen würde. Im transportablen Betrieb ließe sich die Stabilität der Uhr durch einen verbesserten Resonator für den Uhrenlaser noch weiter erhöhen. Kristalline Spiegelschichten [Col13a] oder moderate Verlängerung des Uhrenlaser-Resonators scheinen hier gangbare Wege zu sein.

Nächste Schritte

Bezüglich der Genauigkeit sind weitere Verbesserungen des Systems leicht zu erreichen. Allein durch Frequenzstabilisierung des Gitterlasers lässt sich die Unsicherheit der transportablen Uhr um eine Größenordnung auf das Niveau von 10^{-16} reduzieren. Weitere Messungen und kleinere Optimierungsschritte sind notwendig, um die Gesamtunsicherheit noch weiter zu reduzieren. Die wichtigsten dieser Punkte sind:

- Evaluierung der Gittereffekte und Messung der magischen Wellenlänge. Insbesondere mögliche, durch das Spektrum des verwendeten Gitterlasers erzeugte Frequenzverschiebungen, müssen ausgeschlossen werden.
- Einschalten der Servosteuerung für den Shutter zum Blockieren der Schwarzkörperstrahlung des Ofens
- Wahl eines geringeren Magentfeldes für die Abfrage zum Verringern des quadratischen Zeeman-Effekts
- Messung der Besetzung anderer m_F -Komponenten und eventueller Anpassung der Zustandspräparation
- Stabilisierung der Faserstrecke zwischen Uhrenlaser und Experiment³⁶
- Messung der Stoßverschiebung durch kalte Stöße

Sobald diese Liste nicht allzu aufwendiger Messungen und Verbesserungen abgearbeitet ist, sollte es möglich sein, eine die systematische Unsicherheit auf das Niveau der Unsicherheit durch die Schwarzkörperstrahlung von 7×10^{-18} zu reduzieren. Da diese Unsicherheit durch die Temperaturgradienten in der Vakuumkammer limitiert ist, kann wahrscheinlich sogar eine weitere Verbesserung erreicht werden. Dafür kann eine einfache thermische Isolation um die Vakuumkammer herum aufgebaut werden. Da die im System dissipierte Leistung schon jetzt praktisch vollständig vom Kühlwasser der Spulen abgeführt wird, kann diese Maßnahme durchgeführt werden, ohne dass eine Überhitzung des Systems durch den Wegfall der Luftzirkulation zu befürchten ist. Eine weitere Möglichkeit ist der Einbau eines Temperatursensors, der sich im Vakuum an die Position der Atome bringen lässt, wie zum Beispiel in [Blo14] beschrieben wird. In Verbindung mit Raytracing-Simulationen lässt sich damit das von den Atomen wahrgenommene Strahlungsfeld besser charakterisieren. Mit dieser Methode ließe sich die Unsicherheit bis auf $1,4 \times 10^{-18}$ reduzieren, wo sie derzeit für Strontium-Uhren bei Raumtemperatur durch die Unsicherheit der dynamischen Korrektur der Schwarzkörperverschiebung limitiert ist [Nic15].

Das Vorbereiten des Systems für einen Transport ist einer der nächsten Schritte, die erfolgen sollen. Dafür ist geplant, die Uhr in einen klimatisierten Laborcontainer mit den

³⁶Eine solche Stabilisierung ist mit dem verwendeten Uhrenlaser schon implementiert worden [Fal12]. Sie wurde aber bisher noch nicht verwendet, da hierfür das Austauschen des Rückreflex-Spiegels für das optische Gitter notwendig gewesen wäre. Dieser Spiegel wurde inzwischen ausgetauscht.

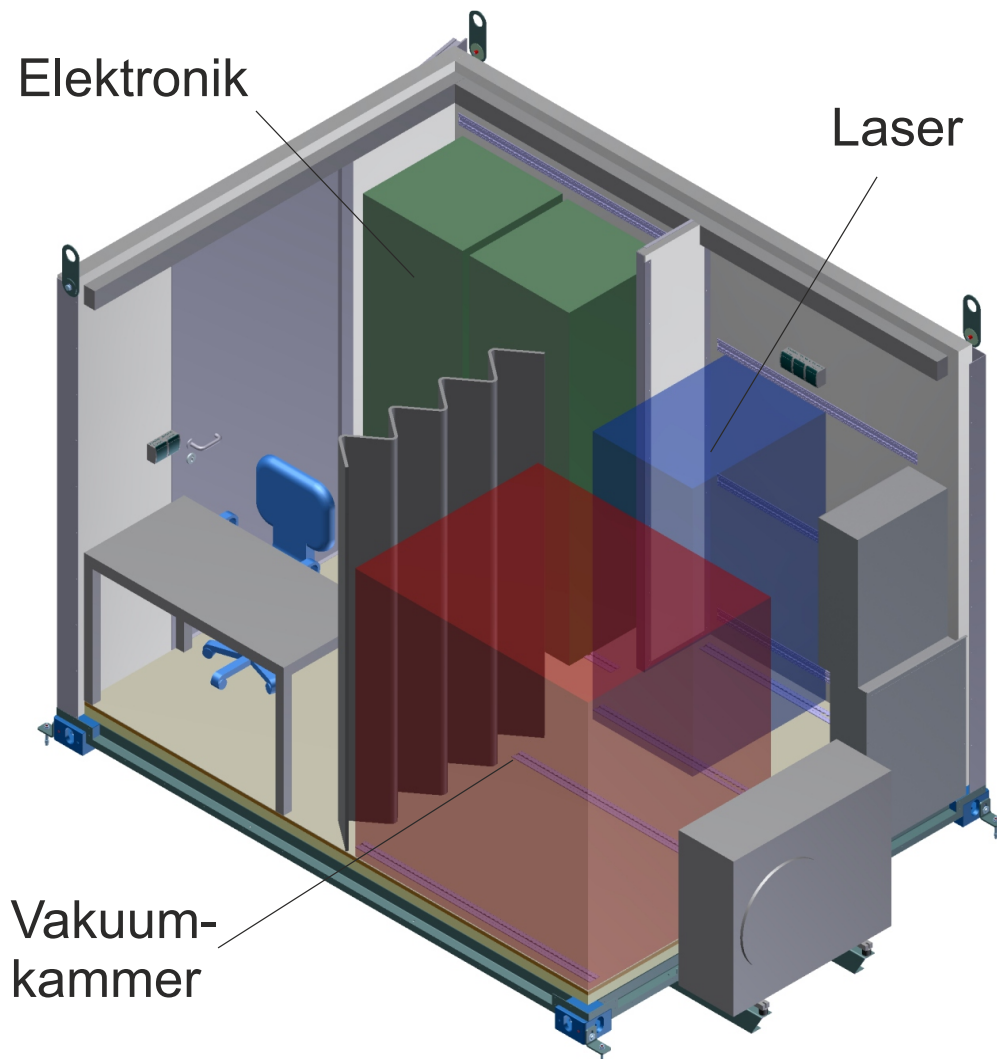


Abbildung 6.1: Zeichnung des Messcontainers, der zum Transport und Betrieb der Uhr vorgesehen ist. Der Container ist durch eine Schiebewand in zwei Bereiche unterteilt, die jeweils ein eigenes Klimamodul besitzen. Im Türbereich finden zwei 19-Zoll-Elektronikschränke und die Experimentsteuerung Platz. Im abgetrennten hinteren Bereich ist Platz für das Vakuumsystem (im rot eingefärbten Volumen) und den Wagen mit den Lasermodulen (in blau).

Dimensionen $3\text{ m} \times 2,5\text{ m} \times 2,3\text{ m}$ einzubauen. In Abbildung 6.1 ist dieser Messcontainer in einer dreidimensionalen Ansicht zu sehen. Der Container ist durch eine Schiebewand in zwei Bereiche unterteilt, sodass das in Kapitel 3 beschriebene Vakuumsystem und die Lasermodule räumlich von der Elektronik und dem Platz für den Experimentator getrennt wird. Durch diese Maßnahme soll die Temperaturstabilität für die kritischen Komponenten



Abbildung 6.2: Foto des Messcontainers für den mobilen Einsatz der transportablen Gitteruhr nach der Anlieferung auf dem Parkplatz des Paschen-Baus

ten erhöht werden, da die Abwärme im Wesentlichen durch die Elektronik erzeugt wird. Beide Bereiche verfügen über ein eigenes Klimagerät mit einer gemeinsamen Außenanlage zur Wärmeabfuhr. Für den Betrieb der Uhr mit hoher Stabilität ist es wahrscheinlich notwendig, den Uhrenlaser separat außerhalb des Containers unterzubringen, da Vibrationen des Gestells die Linienbreite des Lasers erhöhen können. Dies ist aber keine wesentliche Einschränkung, da die längenstabilisierten Glasfasern nahezu beliebig verlängert werden können. Ist kein vibrationsstabiler Stellplatz für den Uhrenlaser vorhanden, wird sich das System aber dennoch betreiben lassen. Der beschriebene Container steht bereits zur Verfügung (Abbildung 6.2), der Einbau der Uhr wird in den nächsten Monaten erfolgen.

Zukünftige Messungen

Mit den oben genannten Verbesserungen der Genauigkeit würde das System im weltweiten Vergleich einen Platz unter den zehn genauesten Frequenzstandards (inklusive Laborsys-

teme) einnehmen. Es wird also mit dem System durch paarweisen Vergleich möglich sein, zwei prinzipiell beliebig weit voneinander entfernte Labor-Uhren mit einer Genauigkeit jenseits der Realisierung der SI-Sekunde zu vergleichen. Es wäre zum Beispiel möglich, die hier vorgestellte Uhr nach Japan oder in die USA zu transportieren, wobei zunächst nur Messungen innerhalb von Europa geplant sind. Solche Frequenzverhältnismessungen stärken das Vertrauen in optische Uhren allgemein und sind eine wichtige Voraussetzung für eine Neudefinition der Sekunde. Darüber hinaus erweitern sie aber auch den experimentell erkundeten Bereich der Physik im Allgemeinen, sodass theoretische Modelle auf einem neuen Niveau getestet werden können. Durch Vergleiche zwischen optischen Uhren, die auf unterschiedlichen Elementen basieren, können beispielsweise strengere Grenzen für mögliche Variationen von Fundamentalkonstanten gesetzt werden. Damit kann die Suche nach Theorien jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik und der Allgemeinen Relativitätstheorie stärker fokussiert werden. Sollten sich zeitliche Veränderungen (zum Beispiel der Feinstrukturkonstante α) entdecken lassen, wäre das eine Entdeckung, die unser Verständnis der physikalischen Welt nachhaltig verändern würde.

In Verbindung mit optischen Faserlinks wird es möglich sein, chronometrische Nivellierung mit einer Genauigkeit von weniger als 10 cm durchzuführen. In Europa entsteht derzeit ein Frequenzübertragungs-Netzwerk mit Glasfasern, von dem schon weite Teile existieren, wie z.B. die Strecke Paris – Braunschweig. Entlang der Verbindungen entstehen Orte, an denen sich die transportable Uhr über eine große Entfernung mit den Uhren vergleichen lässt, die sich an den Enden der Verbindung befinden.

Eine Messung, die zeigen soll, dass chronometrische Nivellierung mit transportablen optischen Uhren schon heute umsetzbar ist, befindet sich in konkreter Vorbereitung. Dafür soll die in dieser Arbeit vorgestellte Uhr in das Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) gebracht werden und von dort aus über einen 100 km langen Faserlink mit einer stationären Ytterbium-Gitteruhr am INRIM in Turin verglichen werden. Die Messung ist für Ende 2015 geplant. Dies wäre das erste Mal, dass optische Uhren für eine Nivellierungsmessung eingesetzt werden. Das LSM befindet sich im Fréjus-Tunnel an der Grenze zwischen Frankreich und Italien. Der Höhenunterschied zwischen diesem Labor und dem INRIM beträgt ca. 1000 Meter, sodass die relative Gravitations-Rotverschiebung 10^{-13} beträgt. Dieser Effekt ist so groß, dass er sich schon beinahe mit kommerziellen Caesium-Strahluhren (z.B. Agilent 5071A, Genauigkeit: 5×10^{-13}) beobachten lässt.

Das Ziel dieser Messkampagne ist es, den Höhenunterschied mit einer Auflösung von weniger als 1 Meter zu bestimmen. Die Messung soll mit einer geodätischen Höhenbestimmung verglichen werden, die vom Institut für Erdmessung (IFE) durchgeführt wurde. Die Genauigkeit dieser Höhenbestimmung, die auf Satellitendaten in Verbindung mit lokalen g -Messungen basiert, ist höher als die angestrebte Genauigkeit der chronometrischen Nivellierung. Aus dem allgemeinen Höhenmessnetz gewonnene Daten waren aber nicht zuverlässig genug, um als Grundlage zur Überprüfung dieser Messung zu dienen – und das, obwohl diese chronometrische Nivellierung im Verhältnis zu den im Prinzip bereits möglichen Höhenauflösungen von 2 cm noch recht ungenau bleiben wird.

Setzt sich der derzeitige Trend in der Entwicklung optischer Uhren fort, könnten Uhrenvergleiche in 10 Jahren die beste Möglichkeit darstellen, um Höhendifferenzen zu messen. Insbesondere die Möglichkeit der direkten Bestimmung von Höhendifferenzen über größere Entfernungen ist eine interessante Perspektive, da sie das Aufrechterhalten von Höhennetzen massiv vereinfachen könnte. In Verbindung mit Frequenzvergleichen über Erdsatelliten wie der ACES-Mission wäre es sogar möglich, die Höhe eines beliebigen Punktes auf der Erde zu messen an den sich ein Ground-Terminal und die optische Uhr transportieren lassen. Dies könnte der Anfang einer neuen Art der Geodäsie sein, mit der sich wichtige Aufschlüsse über das System Erde gewinnen lassen, die für unser Leben in diesem System von großer Wichtigkeit sind. Die in dieser Arbeit aufgebaute Uhr hat das Potential ein Teil dieser Entwicklung zu werden.

Neudefinition der Sekunde

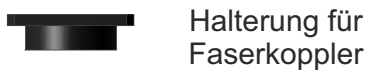
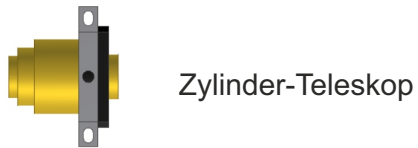
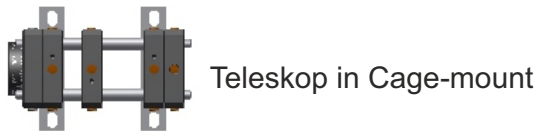
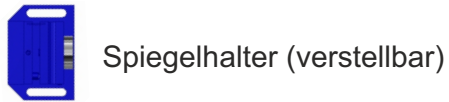
Es ist noch nicht abzusehen, wann eine Neudefinition der Sekunde erfolgen wird. Heute ist Strontium das Element, dessen Uhrenübergangsfrequenz am genauesten bekannt ist. Dies gilt für die geringsten abgeschätzten Unsicherheiten, für Absolutfrequenzmessungen in Hertz und für die Anzahl der unabhängigen Messungen in verschiedenen Gruppen. Ein wichtiger Faktor dafür ist die hohe Stabilität von Neutralatomuhren, die es ermöglicht, viele Messungen mit geringer statistischer Unsicherheit durchzuführen. Es ist aber möglich, dass die Neudefinition auf Grundlage von zukünftigen Systemen erfolgt, mit denen heute nur wenige oder noch keine Frequenzmessungen vorgenommen wurden. Aber unabhängig davon, welches Element für eine Neudefinition verwendet wird, können Vergleichsmessun-

gen mit Strontium-Uhren einen wichtigen Beitrag zur Evaluierung dieses Systems jenseits der Caesium-Sekunde liefern.

Das in dieser Arbeit aufgebaute Experiment ist ein kleiner Baustein in der seit Jahrzehnten schnell voranschreitenden Weiterentwicklung von Uhren. In dem Gebiet der Frequenzstandards, in dem Vergleichsmessungen zwischen Systemen ähnlicher Genauigkeit und Stabilität entscheidend sind, kann es trotzdem einen Beitrag leisten, um die Grundlage für eine Neudefinition zu legen.

Anhang A – Lasermodule

Bauteile



Toptica DL-Pro Laserkopf



AOM

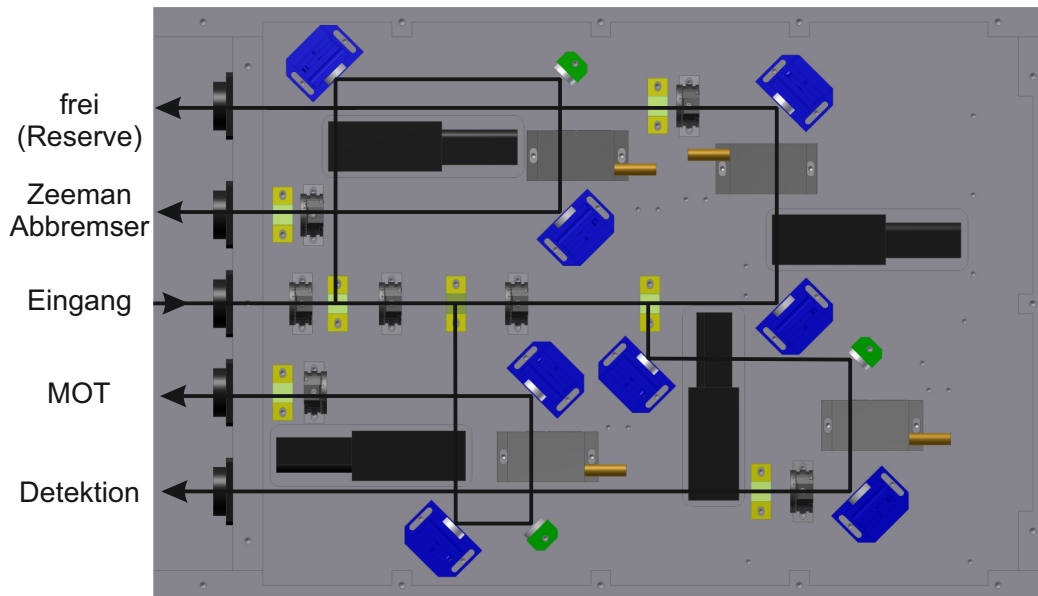


Faraday-Isolator 60dB

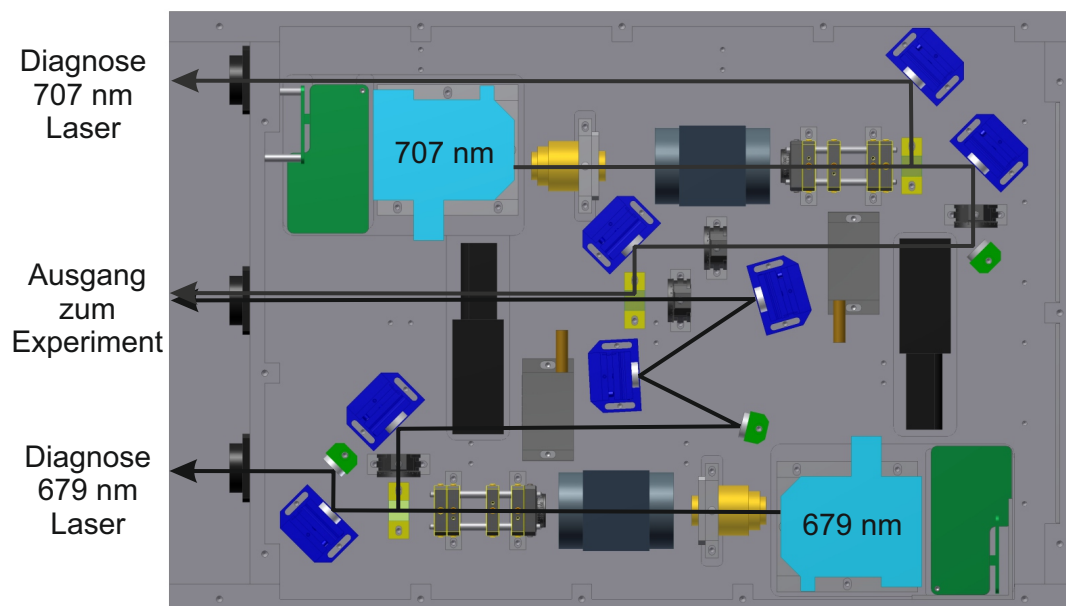


Faraday-Isolator 30dB

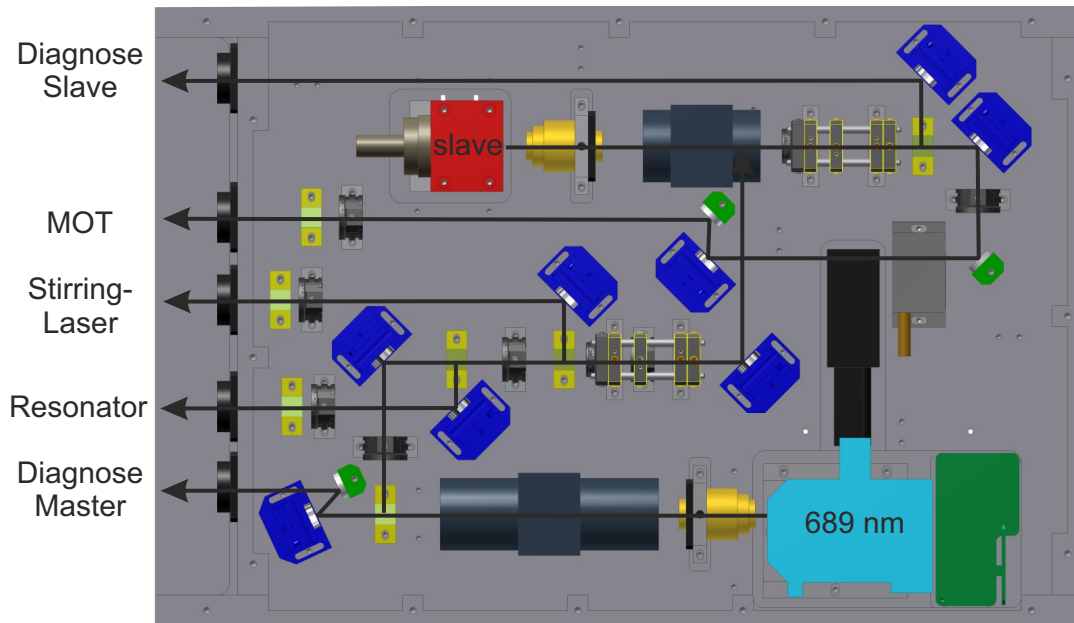
461 nm Kühlaser-Verteilung



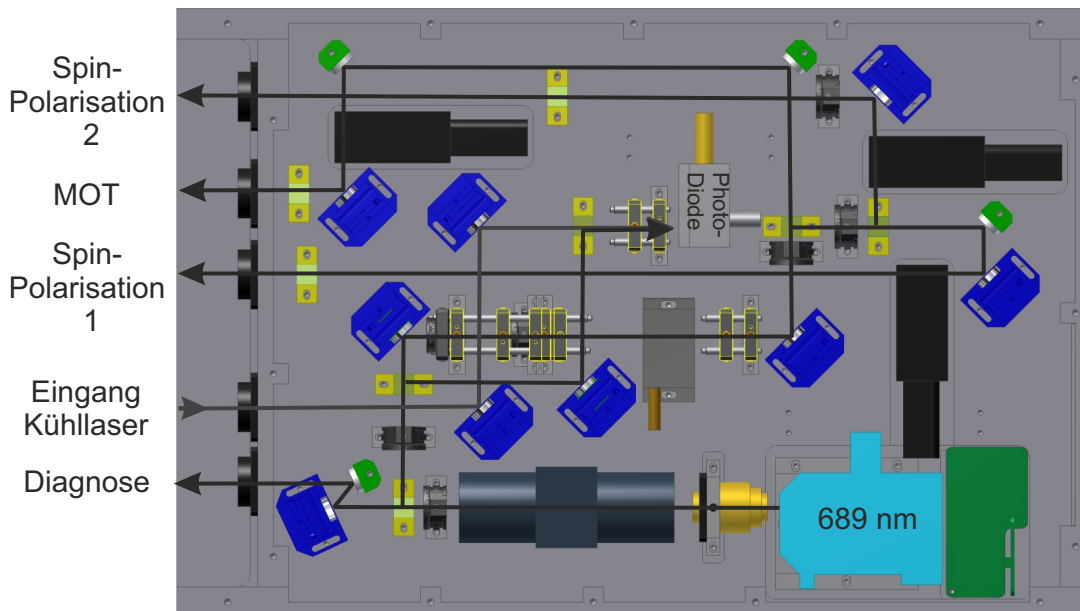
679 nm und 707 nm Rückpump-Laser



689 nm Kühllaser



689 nm Stirring-Laser



Anhang B – Vakuumkammer

Name des Fensters	Art des Fensters	Benutzung
12:00	CF 40	5-Fach-Kreuz für Vakuumpumpe
12:45 top	CF 16	nicht benutztes Fenster*
12:45 bottom	CF 16	elektrische Durchführung
13:30	CF 40	MOT-Auskoppler
14:15 top	CF 16	Rückpumplaser (679 nm/707 nm)
14:15 bottom	CF 16	nicht benutztes Fenster
15:00	CF 40	optisches Gitter (813 nm)
15:45 top	CF 16	Fluoreszenzstrahl (461 nm)
15:45 bottom	CF 16	nicht benutztes Fenster
16:30	CF 40	MOT Auskoppler
17:15 top	CF 16	nicht benutztes Fenster
17:15 bottom	CF 16	Vakuumrohr für Atomstrahl
18:00	CF 40	Linsen und Photodiode zur Fluoreszenzabbildung
18:45 top	CF 16	Blindflansch
18:45 bottom	CF 16	nicht benutztes Fenster
19:30	CF 40	MOT-Reflexionsoptik
20:15 top	CF 16	USB-Kamera für Diagnosezwecke
20:15 bottom	CF 16	Reflexionsspiegel für Rückpumplaser
21:00	CF 40	Reflexionsoptik für optisches Gitter
21:45 top	CF 16	nicht benutztes Fenster
21:45 bottom	CF 16	Rückreflexspiegel für Fluoreszenzstrahl
22:30	CF 40	MOT Reflexionsoptik
23:15 top	CF 16	Zeeman-Abbremsstrahl
23:15 bottom	CF 16	nicht benutztes Fenster*

Tabelle 6.1: Übersicht über den optischen Zugang zur Vakuumkammer. Die mit * gekennzeichneten CF-16-Vakuumfenster sind aus Platzgründen nicht mit Haltestiften ausgestattet.

Anhang C – Quellenangaben zu Abbildung 1.1

Jahr	Atom	Unsicherheit	Quelle
1983	Iod-stabilisierter He-Ne	$1,6 \times 10^{-10}$	[Jen83]
1992	H	$1,8 \times 10^{-11}$	[And92]
1996	Ca	1×10^{-12}	[Sch96]
1997	H	$3,4 \times 10^{-13}$	[Ude97]
2000	H	$1,8 \times 10^{-14}$	[Nie00]
2001	Hg ⁺	$9,5 \times 10^{-15}$	[Hol01]
2003	Hg ⁺	1×10^{-15}	[Biz03]
2004	Sr ⁺	$3,4 \times 10^{-15}$	[Mar04]
2006	Hg ⁺	$9,1 \times 10^{-16}$	[Osk06]
2008	Al ⁺	$2,3 \times 10^{-17}$	[Ros08]
2008	Hg ⁺	$1,9 \times 10^{-17}$	[Ros08]
2008	Sr	$1,5 \times 10^{-16}$	[Lud08a]
2009	Yb ⁺	$4,5 \times 10^{-16}$	[Tam09]
2009	Yb	$3,4 \times 10^{-16}$	[Lem09]
2010	Al ⁺	$8,6 \times 10^{-18}$	[Cho10a]
2011	Yb ⁺	7×10^{-17}	[Hun12b]
2012	Sr ⁺	2×10^{-17}	[Mad12]
2013	Sr	3×10^{-17}	[Fal14]
2014	Sr	6×10^{-18}	[Blo14]
2014	Yb ⁺	5×10^{-18}	PTB unpubliziert
2015	Sr	2×10^{-18}	[Nic15]

Tabelle 6.2: Referenzen zu den optischen Uhren in Abbildung 1.1. Die Referenzen für die Cs 133 Mikrowellenstandards finden sich in: [Jef02], [Wey01], [Bau03], [Wey02], [Jef02], [Jef05], [Par05,Par10], [Lev06], [Jef07], [Szy10], [Wey12], [Le 13]

Literaturverzeichnis

- [Aka14a] Daisuke Akamatsu, Hajime Inaba, Kazumoto Hosaka, Masami Yasuda, Atsushi Onae, Tomonari Suzuyama, Masaki Amemiya and Feng-Lei Hong, “Spectroscopy and frequency measurement of the ^{87}Sr clock transition by laser linewidth transfer using an optical frequency comb”, *Appl. Phys. Express* **7**, 012401 (2014).
- [Aka14b] Tomoya Akatsuka, Hitomi Ono, Keitaro Hayashida, Kuniya Araki, Masao Takamoto, Tetsushi Takano and Hidetoshi Katori, “30-km-long optical fiber link at 1397 nm for frequency comparison between distant strontium optical lattice clocks”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **53**, 032801 (2014).
- [All66] D. W. Allan, “Statistics of Atomic Frequency Standards”, *Proc. IEEE* **54**, 221 (1966).
- [All81] David W. Allan and James Barnes, “A Modified “Allan Variance” with Increased Oscillator Characterization Ability”, in , *Proceedings of the 35th Ann. Freq. Control Symposium* (Electronic Industries Association, Ft. Monmouth, NJ 07703, 1981) , S. 470–475 For corrections see [?].
- [All87] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, (Dover Publications Inc., New York, 1987) .
- [Ama13] Sana Amairi, Thomas Legero, Thomas Kessler, Uwe Sterr, Jannes B. Wübbena, Olaf Mandel and Piet O. Schmidt, “Reducing the effect of thermal noise in optical cavities”, *Appl. Phys. B* **113**, 233 (2013).
- [And92] T. Andrae, W. König, R. Wynands, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler, C. Zimmermann, D. Meschede and T. W. Hänsch, “Absolute frequency measurement of the hydrogen $1\text{S} - 2\text{S}$ transition and a new value of the Rydberg constant”, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1923 (1992).
- [Aud01] Claude Audoin and Bernard Guinot, *The Measurement of Time: Time, Frequency and the Atomic Clock*, (Cambridge University Press, Cambridge, New York, 2001) .

- [Bai06] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon and P. Rosenbusch, “Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers”, *Opt. Commun.* **266**, 609 (2006).
- [Bai07] Xavier Baillard, Mathilde Fouché, Rodolphe Le Targat, Philip G. Westergaard, Arnaud Lecallier, Yann Le Coq, Giovanni D. Rovera, Sebastien Bize and Pierre Lemonde, “Accuracy Evaluation of an Optical Lattice Clock with Bosonic Atoms”, *Opt. Lett.* **32**, 1812 (2007).
- [Bai08] X. Baillard, M. Fouché, R. Le Targat, P. G. Westergaard, A. Lecallier, F. Chapelet, M. Abgrall, G. D. Rovera, P. Laurent, P. Rosenbusch, S. Bize, G. Santarelli, A. Clairon, P. Lemonde, G. Grosche, B. Lipphardt and H. Schnatz, “An optical lattice clock with spin-polarized ^{87}Sr atoms”, *Eur. Phys. J. D* **48**, 11 (2008).
- [Bar71] J. A. Barnes, A. R. Chi, L. S. Cutler, D. J. Healey, D. B. Leeson, T. E. McGunigal, J. A. Mullan, W. L. Smith, R. L. Sydnor, R. F. C. Vessot and G. M. R. Winkler, “Characterization of Frequency Stability”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-20**, 105 (1971).
- [Bau03] Andreas Bauch, “Caesium atomic clocks: Function, performance and applications”, *Meas. Sci. Technol.* **14**, 1159 (2003).
- [Ben15] Erik Benkler, Christian Lisdat and Uwe Sterr, “On the relation between uncertainties of weighted frequency averages and the various types of Allan deviations”, arXiv:1504.00466 [physics.data-an] (2015).
- [Bin01] T. Binnewies, “Neuartige Kühlverfahren zur Erzeugung ultrakalter Ca-Atome”, PTB-Bericht PTB-Opt-65 Physikalisch–Technische Bundesanstalt Braunschweig 2001.
- [BIP15] BIPM, “<http://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies.html>”, (2015).
- [Biz03] S. Bize, S. A. Diddams, U. Tanaka, C. E. Tanner, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. E. Parker, T. P. Heavner, S. R. Jefferts, L. Hollberg, W. M. Itano and J. C. Bergquist, “Testing the Stability of Fundamental Constants with the $^{199}\text{Hg}^+$ Single-Ion Optical Clock”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 150802 (2003).
- [Bje85] Arne Bjerhammar, “On a relativistic geodesy”, *Bulletin Géodésique* **59**, 207 (1985).
- [Bla01] Eric D. Black, “An Introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization”, *Am. J. Phys.* **69**, 79 (2001).
- [Bla08] S. Blatt, A. D. Ludlow, G. K. Campbell, J. W. Thomsen, T. Zelevinsky, M. M. Boyd, J. Ye, X. Baillard, M. Fouché, R. Le Targat, A. Brusch, P. Lemonde, M.

- Takamoto, F.-L. Hong, H. Katori and V. V. Flambaum, “New Limits on Coupling of Fundamental Constants to Gravity Using ^{87}Sr Optical Lattice Clocks”, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 140801 (2008).
- [Bla09] S. Blatt, J. W. Thomsen, G. K. Campbell, A. D. Ludlow, M. D. Swallows, M. J. Martin, M. M. Boyd and J. Ye, “Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a one-dimensional optical lattice clock”, *Phys. Rev. A* **80**, 052703 (2009).
- [Blo12] Immanuel Bloch, Jean Dalibard and Sylvain Nascimbène, “Quantum simulations with ultracold quantum gases”, *Nature Physics* **8**, 267 (2012).
- [Blo14] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley and J. Ye, “An Optical Lattice Clock with Accuracy and Stability at the 10^{-18} Level”, *Nature* **506**, 71 (2014).
- [Boh12] Justin G. Bohnet, Zilong Chen, Joshua M. Weiner, Dominic Meiser, Murray J. Holland and James K. Thompson, “A steady-state superradiant laser with less than one intracavity photon”, *Nature* **484**, 78 (2012).
- [Bon15] Kai Bongs, Yeshpal Singh, Lyndsie Smith, Wei He, Ole Kock, Dariusz Świerad, Joshua Hughes, Stephan Schiller, Soroosh Alighanbari, Stefano Origlia, Stefan Vogt, Uwe Sterr, Christian Lisdat, Rodolphe Le Targat, Jérôme Lodewyck, David Holleville, Bertrand Venon, Sébastien Bize, Geoffrey P. Barwood, Patrick Gill, Ian R. Hill, Yuri B. Ovchinnikov, Nicola Poli, Guglielmo M. Tino, Jürgen Stuhler and Wilhelm Kaenders, “Development of a strontium optical lattice clock for the SOC mission on the ISS”, *Comptes Rendus Physique* page online April 2015 (2015).
- [Boy07a] Martin M. Boyd, *High Precision Spectroscopy of Strontium in an Optical Lattice: Towards a New Standard for Frequency and Time*, PhD thesis Graduate School of the University of Colorado 2007.
- [Boy07b] Martin M. Boyd, Andrew D. Ludlow, Sebastian Blatt, Seth M. Foreman, Tetsumiya Ido, Tanya Zelevinsky and Jun Ye, “ ^{87}Sr lattice clock with inaccuracy below 10^{-15} ”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 083002 (2007).
- [Boy07c] Martin M. Boyd, Tanya Zelevinsky, Andrew D. Ludlow, Sebastian Blatt, Thomas Zanon-Willette, Seth M. Foreman and Jun Ye, “Nuclear Spin Effects in Optical Lattice Clocks”, *Phys. Rev. A* **76**, 022510 (2007).
- [Cac09] L. Cacciapuoti and Ch. Salomon, “Space clocks and fundamental tests: The ACES experiment”, *Eur. Phys. J. Special Topics* **172**, 57 (2009).
- [Cal14] D. Calonico, E. K. Bertacco, C. E. Calosso, C. Clivati, G. A. Costanzo, M. Frittelli, A. Godone, A. Mura, N. Poli, D. V. Sutyryn, G. Tino, M. E. Zucco

- and F. Levi, “Coherent optical frequency transfer at 5×10^{-19} over a doubled 642 km fiber link”, arXiv:1404.0395v2 [physics.optics] (2014).
- [Cam08] Gretchen K. Campbell, Andrew D. Ludlow, Sebastian Blatt, Jan W. Thomsen, Michael J. Martin, Marcio H. G. de Miranda, Tanya Zelevinsky, Martin M. Boyd, Jun Ye, Scott A. Diddams, Thomas P. Heavner, Thomas E. Parker and Steven R. Jefferts, “The absolute frequency of the ^{87}Sr optical clock transition”, *Metrologia* **45**, 539 (2008).
- [Cas89] Y. Castin, H. Wallis and J. Dalibard, “Limit of Doppler cooling”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2046 (1989).
- [Che11a] P. Cheiney, O. Carraz, D. Bartoszek-Bober, S. Faure, F. Vermersch, C. M. Fabre, G. L. Gattobigio, T. Lahaye, D. Guéry-Odelin and R. Mathevet, “A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration”, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 063115 (2011).
- [Che11b] Zilong Chen, Justin G. Bohnet, Shannon R. Sankar, Jiayan Dai and James K. Thompson, “Conditional Spin Squeezing of a Large Ensemble via the Vacuum Rabi Splitting”, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 133601 (2011).
- [Cho10a] 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 (2010).
- [Cho10b] C. W. Chou, D. B. Hume, T. Rosenband and D. J. Wineland, “Optical Clocks and Relativity”, *Science* **329**, 1630 (2010).
- [Col13a] Garrett D. Cole, Wei Zhang, Michael J. Martin, Jun Ye and Markus Aspelmeyer, “Crystalline coatings for ultra-low-noise optical cavities”, in , *CLEO* (Optical Society of America, 2013) , S. JM2N.2.
- [Col13b] Garrett D. Cole, Wei Zhang, Michael J. Martin, Jun Ye and Markus Aspelmeyer, “Tenfold reduction of Brownian noise in optical interferometry”, *Nature Photonics* **7**, 644 (2013).
- [Dal89] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [Deg05] Carsten Degenhardt, Hardo Stoehr, Christian Lisdat, Guido Wilpers, Harald Schnatz, Burghard Lipphardt, Tatiana Nazarova, Paul-Eric Pottie, Uwe Sterr, Jürgen Helmcke and Fritz Riehle, “Calcium optical frequency standard with ultracold atoms: Approaching 10^{-15} relative uncertainty”, *Phys. Rev. A* **72**, 062111 (2005).

- [Del13] Pacôme Delva and Jérôme Lodewyck, “Atomic clocks: new prospects in metrology and geodesy”, *Acta Futura* **7**, 67 (2013) Proceedings of the Workshop ”Relativistic Positioning Systems and their Scientific Applications” held in Brdo near Kranj, Slovenia, 19-21 September 2012.
- [Der12] Andrei Derevianko, V. A. Dzuba and V. V. Flambaum, “Highly Charged Ions as a Basis of Optical Atomic Clockwork of Exceptional Accuracy”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 180801 (2012).
- [Dic88] G. John Dick, “Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards”, in , *Proceedings of 19th Annu. Precise Time and Time Interval Meeting, Redondo Beach, 1987* (U.S. Naval Observatory, Washington, DC, 1988) , S. 133–147.
- [Dro13] S. Droste, F. Ozimek, Th. Udem, K. Predehl, T. W. Hänsch, H. Schnatz, G. Grosche and R. Holzwarth, “Optical-Frequency Transfer over a Single-Span 1840 km Fiber Link”, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 110801 (2013).
- [Dro15] Stefan Droste, Christian Grebing, Julia Leute, Sebastian M. F. Raupach, Arthur Matveev, Theodor W. Hänsch, Andreas Bauch, Ronald Holzwarth and Gesine Grosche, “Characterization of a 450-km Baseline GPS Carrier-Phase Link using an Optical Fiber Link”, arXiv:1505.02144 [physics.ins-det] (2015).
- [Ein16] A. Einstein, “Die Grundlage der Allgemeinen Relativitätstheorie”, *Annalen der Physik* **IV 49**, 769 (1916).
- [Ess55] L. Essen and J. V. L. Parry, “An Atomic Standard of Frequency and Time Interval: A Caesium Resonator”, *Nature* **176**, 280 (1955).
- [Fal11] St. Falke, H. Schnatz, J. S. R. Vellore Winfred, Th. Middelmann, St. Vogt, S. Weyers, B. Lipphardt, G. Grosche, F. Riehle, U. Sterr and Ch. Lisdat, “The ⁸⁷Sr optical frequency standard at PTB”, *Metrologia* **48**, 399 (2011).
- [Fal12] Stephan Falke, Mattias Misera, Uwe Sterr and Christian Lisdat, “Delivering pulsed and phase stable light to atoms of an optical clock”, *Appl. Phys. B* **107**, 301 (2012).
- [Fal14] Stephan Falke, Nathan Lemke, Christian Grebing, Burghard Lipphardt, Stefan Weyers, Vladislav Gerginov, Nils Huntemann, Christian Hagemann, Ali Al-Masoudi, Sebastian Häfner, Stefan Vogt, Uwe Sterr and Christian Lisdat, “A strontium lattice clock with 3×10^{-17} inaccuracy and its frequency”, *New J. Phys.* **16**, 073023 (2014).
- [Fer12] M. C. Ferreira, M. D. Juli ao, C. J. A. P. Martins and A. M. R. V. L. Monteiro, “Probing unification scenarios with atomic clocks”, *Phys. Rev. D* **86**, 125025 (2012).

- [Fey85] Richard P. Feynman, in *Sie belieben wohl zu scherzen, Mr. Feynman*, (Piper, 1985).
- [For07] T. M. Fortier, N. Ashby, J. C. Bergquist, M. J. Delaney, S. A. Diddams, T. P. Heavner, L. Hollberg, W. M. Itano, S. R. Jefferts, K. Kim, F. Levi, L. Lorini, W. H. Oskay, T. E. Parker, J. Shirley and J. E. Stalnaker, “Precision Atomic Spectroscopy for Improved Limits on Variation of the Fine Structure Constant and Local Position Invariance”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 070801 (2007).
- [Fuj14] M. Fujieda, D. Piester, T. Gotoh, J. Becker, M. Aida and A. Bauch, “Carrier-phase two-way satellite frequency transfer over a very long baseline”, *Metrologia* **51**, 253 (2014).
- [Gib13] Kurt Gibble, “Scattering of Cold Atom Coherences by Hot Atoms: Frequency Shifts from Background Gas Collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 180802 (2013).
- [God14] R. M. Godun, P. B. R. Nisbet-Jones, J. M. Jones, S. A. King, L. A. M. Johnson, H. S. Margolis, K. Szymaniec, S. N. Lea, K. Bongs and P. Gill, “Frequency ratio of two optical clock transitions in $^{171}\text{Yb}^+$ and constraints on the time-variation of fundamental constants”, arXiv:1407.0164 [physics.atom-ph] (2014).
- [Gre02] Markus Greiner, Olaf Mandel, Tilman Esslinger, Theodor W. Hänsch and Immanuel Bloch, “Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms”, *Nature* **415**, 39 (2002).
- [Gri00] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller and Yurii B. Ovchinnikov, “Optical Dipole Traps for Neutral Atoms”, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95 (2000).
- [Gué12] J. Guéna, M. Abgrall, D. Rovera, Ph. Laurent, B. Chupin, M. Lours, G. Santarelli, P. Rosenbusch, M. E. Tobar, R. LI, K. Gibble, A. Clairon and S. Bize, “Progress in Atomic Fountains at LNE-SYRTE”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59**, 391 (2012).
- [Gui97] B. Guinot, “Application of general relativity to metrology”, *Metrologia* **34**, 261 (1997).
- [GUM95] “Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement”, ISO/TAG 4. Published by ISO, 1993 (corrected and reprinted, 1995) in the name of the BIPM, IEC, IFCC, ISO, UPAC, IUPAP and OIML 1995 ISBN number: 92-67-10188-9, 1995.
- [Hac14] H. Hachisu, M. Fujieda, S. Nagano, T. Gotoh, A. Nogami, T. Ido, St. Falke, N. Huntemann, C. Grebing, B. Lipphardt, Ch. Lisdat and D. Piester, “Direct comparison of optical lattice clocks with an intercontinental baseline of 9 000 km”, *Opt. Lett.* **39**, 4072 (2014).

- [Häf11] Sebastian Häfner, “Aufbau eines vibrationsunempfindlichen, transportablen Referenzresonators für einen Diodenlaser mit Sub-Hertz Linienbreite”, Master’s thesis Fachhochschule Jena 2011.
- [Häf15] Sebastian Häfner, Stephan Falke, Christian Grebing, Stefan Vogt, Thomas Legero, Mikko Merimaa, Christian Lisdat and Uwe Sterr, “ 8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity”, *Opt. Lett.* **40**, 2112 (2015).
- [Hag13a] Christian Hagemann, *Ultra-stable laser based on a cryogenic single-crystal silicon cavity*, PhD thesis Fakultät für Mathematik und Physik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover 2013.
- [Hag13b] Christian Hagemann, Christian Grebing, Thomas Kessler, Stephan Falke, Nathan Lemke, Christian Lisdat, Harald Schnatz, Fritz Riehle and Uwe Sterr, “Providing 10^{-16} short-term stability of a $1.5 \mu\text{m}$ laser to optical clocks”, *IE-EE Trans. Instrum. Meas.* **62**, 1556 (2013).
- [Hal76] J. L. Hall, Ch. J. Bordé and K. Uehara, “Direct optical resolution of the recoil effect using saturated absorption spectroscopy”, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1339 (1976).
- [Hal06] John L. Hall, “Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies”, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1279 (2006).
- [Hän06] Theodor W. Hänsch, “Nobel Lecture: Passion for precision”, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1297 (2006).
- [Hau13] M. Hauth, C. Freier, V. Schkolnik, A. Senger, M. Schmidt and A. Peters, “First gravity measurements using the mobile atom interferometer GAIN”, *Applied Physics B* **113**, 49 (2013).
- [Hec13] Gerald Hechenblaikner, Marc-Peter Hess, Marianna Vitelli and Jan Beck, “STE-QUEST Mission and System Design: Overview after completion of Phase-A”, arXiv:1310.0084v1 [physics.ins-det] (2013).
- [Her12] N. Herschbach, K. Pyka, J. Keller and T. E. Mehlstäubler, “Linear Paul trap design for an optical clock with Coulomb crystals”, *Appl. Phys. B* **107**, 891 (2012).
- [Heß11] M.P. Heß, L. Stringhetti, B. Hummelsberger, K. Hausner, R. Stalford, R. Nascia, L. Cacciapuoti, R. Much, S. Feltham, T. Vudali, B. Léger, F. Picard, D. Massonnet, P. Rochat, D. Goujon, W. Schäfer, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, P. Wolf, C. Salomon, I. Procházka, U. Schreiber and O. Montenbruck, “The ACES mission: System development and test status”, *Acta Astronautica* **69**, 929 (2011).

- [Hil12] Ian R. Hill, Yuri B. Ovchinnikov, Elizabeth M. Bridge, Anne E. Curtis, Sean Donnellan and Patrick Gill, “A Simple, Configurable, Permanent Magnet Zeeman Slower for Sr”, in , *European Frequency and Time Forum (EFTF), 2012* (2012) , S. 545–549.
- [Hin13] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppo, N. D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates and A. D. Ludlow, “An atomic clock with 10^{-18} instability”, *Science* **341**, 1215 (2013).
- [Hol01] Leo Hollberg, Chris W. Oates, E. Anne Curtis, Eugene N. Ivanov, Scott A. Diddams, Thomas Udem, Hugh G. Robinson, James C. Bergquist, Robert J. Rafac, Wayne M. Itano, Robert E. Drullinger and D. J. Wineland, “Optical Frequency Standards and Measurements”, *IEEE J. Quantum Electron.* **37**, 1502 (2001).
- [Hon09] F.-L. Hong, M. Musha, M. Takamoto, H. Inaba, S. Yanagimachi, A. Takami-zawa, K. Watabe, T. Ikegami, M. Imae, Y. Fujii, M. Amemiya, K. Nakagawa, K. Ueda and H. Katori, “Measuring the frequency of a Sr optical lattice clock using a 120 km coherent optical transfer”, *Opt. Lett.* **34**, 692 (2009).
- [Hun12a] N. Huntemann, B. Lipphardt, M. Okhapkin, Chr. Tamm, E. Peik, A. V. Tai-chenachev and V. I. Yudin, “A generalized Ramsey excitation scheme with suppressed light shift”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 213002 (2012).
- [Hun12b] N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, Chr. Tamm and E. Peik, “High-accuracy optical clock based on the octupole transition in $^{171}\text{Yb}^+$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 090801 (2012).
- [Hun14] N. Huntemann, B. Lipphardt, Chr. Tamm, V. Gerginov, S. Weyers and E. Peik, “Improved limit on a temporal variation of m_p/m_e from comparisons of Yb^+ and Cs atomic clocks”, arXiv:1407.4408v1 [physics.atom-ph] (2014).
- [Jef02] S. R. Jefferts, T. P. Heavner, J. Shirley and T. E. Parker, “Systematic Frequency Shifts and Quantum Projection Noise in NIST-F1”, in , *Frequency Standards and Metrology, Proceedings of the Sixth Symposium*, edited by P. Gill, (World Scientific, Singapore, 2002) , S. 72–79.
- [Jef05] S. R. Jefferts, J. H. Shirley, N. Ashby, E. A. Burt and G. J. Dick, “Power dependence of distributed cavity phase-induced frequency biases in atomic fountain frequency standards”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **52**, 2314 (2005).
- [Jef07] S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker and J. H. Shirley, in “NIST cesium fountains: current status and future prospects”, *Time and Frequency Metrology*, edited by R. Jason Jones, (SPIE, 2007) , S. 667309.

- [Jen83] D. A. Jennings, C. R. Pollock, F. R. Petersen, R. E. Drullinger, K. M. Evenson, J. S. Wells, J. L. Hall and H. P. Layer, “Direct frequency measurement of the I₂-stabilized He-Ne 473-THz (633-nm) laser”, *Opt. Lett.* **8**, 136 (1983).
- [Jul07] B. Julsgaard, A. Walther, S. Kröll and L. Rippe, “Understanding laser stabilization using spectral hole burning”, *Opt. Express* **15**, 11444 (2007).
- [Kat03] 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 (2003).
- [Kéf09] Fabien Kéfélian, Haifeng Jiang, Pierre Lemonde and Giorgio Santarelli, “Ultralow-frequency-noise stabilization of a laser by locking to an optical fiber-delay line”, *Opt. Lett.* **34**, 914 (2009).
- [Kes12a] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen and J. Ye, “A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity”, *Nature Photonics* **6**, 687 (2012).
- [Kes12b] T. Kessler, T. Legero and U. Sterr, “Thermal noise in optical cavities revisited”, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 178 (2012).
- [Keu05] J. Keupp, A. Douillet, T.E. Mehlstäubler, N. Rehbein, E.M. Rasel and W. Ertmer, “A high-resolution Ramsey-Bordé spectrometer for optical clocks based on cold Mg atoms”, *Eur. Phys. J. D* **36**, 289 (2005).
- [Kin12] Julian A. King, John K. Webb, Michael T. Murphy, Victor V. Flambaum, Robert F. Carswell, Matthew B. Bainbridge, Michael R. Wilczynska and F. Elliot Koch, “Spatial variation in the fine-structure constant – new results from VLT/UVES”, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422**, 3370 (2012).
- [Kuz98] A. Kuzmich, N. P. Bigelow and L. Mandel, “Atomic quantum non-demolition measurements and squeezing”, *Europhys. Lett.* **42**, 481 (1998).
- [Le 07] Rudolphe Le Targat, *Horloge à réseau optique au Strontium : une 2ème génération d’horloges à atomes froids*, PhD thesis École nationale supérieure des télécommunications - ENST (13/07/2007) 2007.
- [Le 13] R. Le Targat, L. Lorini, Y. Le Coq, M. Zawada, J. Guéna, M. Abgrall, M. Gurov, P. Rosenbusch, D. G. Rovera, B. Nagórny, R. Gartman, P. G. Westergaard, M. E. Tobar, M. Lours, G. Santarelli, A. Clairon, S. Bize, P. Laurent, P. Lemonde and J. Lodewyck, “Experimental realization of an optical second with strontium lattice clocks”, *Nature Com.* **4**, 2109 (2013).
- [Leg09a] T. Legero, Ch.Lisdat, J. S. R. Vellore Winfred, H. Schnatz, G. Grosche, F. Riehle and U. Sterr, “Clock Laser System for a Strontium Lattice Clock”, in , *Proceedings of the 7th Symposium Frequency Standards and Metrology*, edited

- by Lute Maleki, (World Scientific, 2009) , S. 427–431 Asimolar Conference Grounds, Pacific Grove, CA, USA, 5-11 October 2008.
- [Leg09b] Thomas Legero, Christian Lisdat, J. S. R. Vellore Winfred, Harald Schnatz, Gesine Grosche, Fritz Riehle and Uwe Sterr, “Interrogation laser for a strontium lattice clock”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58**, 1252 (2009).
- [Leg10] 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**, 914 (2010).
- [Lei11] David R. Leibrandt, 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**, 3471 (2011).
- [Lem05] Pierre Lemonde and Peter Wolf, “Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap”, *Phys. Rev. A* **72**, 033409 (2005).
- [Lem09] 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 (2009).
- [Lev06] F. Levi, D. Calonico, L. Lorini and A. Godone, “IEN-CsF1 primary frequency standard at INRIM: accuracy evaluation and TAI calibrations”, *Metrologia* **43**, 545 (2006).
- [Lod09] Jérôme Lodewyck, Philip G. Westergaard and Pierre Lemonde, “Nondestructive measurement of the transition probability in a Sr optical lattice clock”, *Phys. Rev. A* **79**, 061401(R) (2009).
- [Lod10] Jérôme Lodewyck, Philip G. Westergaard, Arnaud Lecallier, Luca Lorini and Pierre Lemonde, “Frequency stability of optical lattice clocks”, *New J. Phys.* **12**, 065026 (2010).
- [Lod12] J. Lodewyck, M. Zawada, L. Lorini¹, M. Gurov and Pierre Lemonde, “Observation and cancellation of a perturbing dc Stark shift in strontium optical lattice clocks”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59**, 411 (2012).
- [Lom01] Michael L. Lombardi, Lisa M. Nelson, Andrew N. Novick and Victor S. Zhang, “Time and Frequency Measurements Using the Global Positioning System (GPS)”, *Cal. Lab. Int. J. Metrology* page 26 (2001).
- [Lop10] Olivier Lopez, Adil Haboucha, Fabien Kéfélian, Haifeng Jiang, Bruno Chanteau, Vincent Roncin, Christian Chardonnet, Anne Amy-Klein and Giorgio Santarelli, “Cascaded multiplexed optical link on a telecommunication network for frequency dissemination”, *Opt. Express* **18**, 16849 (2010).

- [Lud08a] 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**, 1805 (2008).
- [Lud08b] Andrew D. Ludlow, *The Strontium Optical Lattice Clock: Optical Spectroscopy with Sub-Hertz Accuracy*, PhD thesis University of Colorado, Boulder 2008.
- [Ma94] 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 optical fiber or other time-varying path”, *Opt. Lett.* **19**, 1777 (1994).
- [Mad12] Alan A. Madej, Pierre Dubé, Zichao Zhu, John E. Bernard and Marina Gerts-volf, “ $^{88}\text{Sr}^+$ 445-THz Single Ion Reference at the 10^{-17} Level via Control and Cancellation of Systematic Uncertainties and its Measurement Against the SI Second”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 203002 (2012).
- [Mar04] 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**, 1355 (2004).
- [Mar13a] M. J. Martin, M. Bishof, M. D. Swallows, X. Zhang, C. Benko, J. von Stecher, A. V. Gorshkov, A. M. Rey and Jun Ye, “A quantum many-body spin system in an optical lattice clock”, *Science* **341**, 632 (2013).
- [Mar13b] Michael J. Martin, *Quantum Metrology and Many-Body Physics: Pushing the Frontier of the Optical Lattice Clock*, PhD thesis University of Colorado 2013.
- [Mat12] Kensuke Matsubara, Hidekazu Hachisu, Ying Li, Shigeo Nagano, Clayton Locke, Asahiko Nohgami, Masatoshi Kajita, Kazuhiro Hayasaka, Tetsuya Ido and Mizuhiko Hosokawa, “Direct comparison of a Ca^+ single-ion clock against a Sr lattice clock to verify the absolute frequency measurement”, *Opt. Express* **20**, 22034 (2012).
- [Meh03] T. E. Mehlstäubler, J. Keupp, A. Douillet, N. Rehbein, E. M. Rasel and W. Ertmer, “Modelling three-dimensional-quench cooling for alkaline-earth atoms”, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5**, S183 (2003).
- [Met99] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, (Springer, New York, Berlin, Heidelberg, 1999) .
- [Mic87] Albert A. Michelson and Edward M. Morley, “On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether”, *American Journal of Science - Third Series* **XXXIV**, 333 (1887).

- [Mic12] S Micalizio, C E Calosso, A Godone and F Levi, “Metrological characterization of the pulsed Rb clock with optical detection”, *Metrologia* **49**, 425 (2012).
- [Mid11] Th. Middelmann, Ch. Lisdat, St. Falke, J. S. R. Vellore Winfred, F. Riehle and U. Sterr, “Tackling the blackbody shift in a strontium optical lattice clock”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60**, 2550 (2011).
- [Mid12a] Thomas Middelmann, Stephan Falke, Christian Lisdat and Uwe Sterr, “High Accuracy Correction of Blackbody Radiation Shift in an Optical Lattice Clock”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 263004 (2012).
- [Mid12b] Thomas Middelmann, Stephan Falke, Christian Lisdat and Uwe Sterr, “Long range transport of ultra cold atoms in a far-detuned one-dimensional optical lattice”, *New J. Phys.* **14**, 073020 (13pp) (2012).
- [Mid13] Thomas Middelmann, *Bestimmung des Einflusses thermischer Strahlung auf eine optische Strontium-Gitteruhr*, PhD thesis Fakultät für Mathematik und Physik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover 2013.
- [Muk03] Takashi Mukaiyama, Hidetoshi Katori, Tetsuya Ido, Ying Li and Makoto Kuwata-Gonokami, “Recoil-Limited Laser Cooling of Sr Atoms near the Fermi Temperature”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 113002 (2003).
- [New07] Nathan R. Newbury and William C. Swann, “Low-noise fiber-laser frequency combs (Invited)”, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1756 (2007).
- [Nic12] T.L. Nicholson, M.J. Martin, J.R. Williams, B.J. Bloom, M. Bishof, M.D. Swallows, S.L. Campbell and J. Ye, “Comparison of Two Independent Sr Optical Clocks with 1×10^{-17} Stability at 10^3 s”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 230801 (2012).
- [Nic15] T.L. Nicholson, S.L. Campbell, R.B. Hutson, G.E. Marti, B.J. Bloom, R.L. McNally, W. Zhang, M.D. Barrett, M.S. Safronova, G.F. Strouse, W.L. Tew, and J. Ye, “ 2×10^{-18} total uncertainty in an atomic clock”, arXiv:1412.8261 [physics.atom-ph] (2015).
- [Nie95] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Faller, R. Hilt and F. Klopping, “A new generation of absolute gravimeters”, *Metrologia* **32**, 159 (1995).
- [Nie00] M. Niering, R. Holzwarth, J. Reichert, P. Pokasov, Th. Udem, M. Weitz, T. W. Hänsch, P. Lemonde, G. Santarelli, M. Abgrall, P. Laurent, C. Salomon and A. Clairon, “Measurement of the Hydrogen 1S – 2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).
- [Obl05] Daniel Oblack, Plamen G. Petrov, Carlos L. Garrido Alzar, Wolfgang Tittel, Anton K. Vershovski, Jens K. Mikkelsen, Jens L. Sørensen and Eugene S. Polzik,

- “Quantum-noise-limited interferometric measurement of atomic noise: Towards spin squeezing on the Cs clock transition”, *Phys. Rev. A* **71**, 043807 (2005).
- [Osk06] W. H. Oskay, S. A. Diddams, E. A. Donley, T. M. Fortier, T. P. Heavner, L. Hollberg, W. M. Itano, S. R. Jefferts, M. J. Delaney, K. Kim, F. Levi, T. E. Parker and J. C. Bergquist, “Single-Atom Optical Clock with High Accuracy”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 020801 (2006).
- [Ovc07] Yuri B. Ovchinnikov, “A Zeeman Slower based on magnetic dipoles”, *Opt. Commun.* **276**, 261 (2007).
- [Ovc11] Yuri B. Ovchinnikov, “Longitudinal Zeeman slowers based on permanent magnetic dipoles”, *Opt. Commun.* page in press (2011).
- [Pai11] Roland Pail, Helmut Goiginger, Wolf-Dieter Schuh, Eduard Höck, Jan Martin Brockmann, Thomas Fecher, Reinhard Mayrhofer, Ina Krasbutter and Torsten Mayer-Gürr, “GOCE-only gravity field model derived from 8 months of goce data”, in , *Proceedings 4th International GOCE User Workshop Frascati, Italy, ESA Publication SP-696*, edited by L. Ouwehand, (2011) http://www.iapg.bv.tum.de/medialab/1733001/1733002/p11_pail.pdf.
- [Pap12] Andre Pape, *Hochstabiler Lokaloszillator für einen optischen Magnesium-Frequenzstandard*, PhD thesis Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover 2012.
- [Par05] T E Parker, S R Jefferts, T P Heavner and E A Donley, “Operation of the NIST-F1 caesium fountain primary frequency standard with a maser ensemble, including the impact of frequency transfer noise”, *Metrologia* **42**, 423 (2005).
- [Par10] Thomas E Parker, “Long-term comparison of caesium fountain primary frequency standards”, *Metrologia* **47**, 1 (2010).
- [Pav03] Nikolaos K. Pavlis and Marc A. Weiss, “The relativistic redshift with 3×10^{-17} uncertainty at NIST, Boulder, Colorado, USA”, *Metrologia* **40**, 66 (2003).
- [Pei08] E. Peik, K. Zimmermann, M. Okhapkin and Chr. Tamm, “Prospects for a Nuclear Optical Frequency Standard based on Thorium-229”, arXiv:0812.3548v1 [physics.optics] Proceedings of the 7th Symposium on Frequency Standards and Metrology (2009) (2008).
- [Pet02] C. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein condensation in dilute gases*, (Cambridge University Press, 2002).
- [Phi82] W. D. Phillips and H. Metcalf, “Laser deceleration of an atomic beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).

- [Pol13] N. Poli, C. W. Oates, P. Gill and G. M. Tino, “Optical atomic clocks”, *Rivista del Nuovo Cimento* **36**, 555 (2013).
- [Pol14] N. Poli, M. Schioppo, S. Vogt, St. Falke, U. Sterr, Ch. Lisdat and G. M. Tino, “A transportable strontium optical lattice clock”, *Appl. Phys. B* **online** (2014).
- [Por06] Sergey G. Porsev and Andrei Derevianko, “Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks”, *Phys. Rev. A* **74**, 020502 (2006).
- [Pre12] K. Predehl, G. Grosche, S. M. F. Raupach, S. Droste, O. Terra, J. Alnis, Th. Legero, T. W. Hänsch, Th. Udem, R. Holzwarth and H. Schnatz, “A 920-Kilometer Optical Fiber Link for Frequency Metrology at the 19th Decimal Place”, *Science* **336**, 441 (2012).
- [Ram50] N. F. Ramsey, “A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields”, *Phys. Rev.* **78**, 695 (1950).
- [Rau14] S. M. F. Raupach, A. Koczwara and G. Grosche, “Optical frequency transfer via a 660 km underground fiber link using a remote Brillouin amplifier”, arXiv:1407.4907 [physics.optics] (2014).
- [Rau15] Sebastian M. F. Raupach, Andreas Koczwara and Gesine Grosche, “Brillouin amplification supports 1×10^{-20} accuracy in optical frequency transfer over 1400 km of underground fibre”, arXiv:1504.01567 [physics.optics] (2015).
- [Rei12] G. Reinaudi, C. B. Osborn, K. Bega and T. Zelevinsky, “Dynamically configurable and optimizable Zeeman slower using permanent magnets and servomotors”, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 729 (2012).
- [Ric95] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletić, W. König and T. W. Hänsch, “A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics”, *Opt. Commun.* **117**, 541 (1995).
- [Rie04] Fritz Riehle, *Frequency Standards: Basics and Applications*, (Wiley-VCH, Weinheim, 2004) .
- [Rie15] Fritz Riehle, “Towards a Re-definition of the Second Based on Optical Atomic Clocks”, arXiv1408.4989 (2015).
- [Ros08] 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**, 1808 (2008).

- [Rus24] H. N. Russell and F. A. Saunders, “New Regularities in the Spectra of the Alkaline Earths”, *Astrophys. J.* **61**, 38 (1924).
- [Saf13] M. S. Safronova, S. G. Porsev, U. I. Safronova, M. G. Kozlov and Charles W. Clark, “Blackbody radiation shift in the Sr optical atomic clock”, *Phys. Rev. A* **87**, 012509 (2013).
- [San98] Giorgio Santarelli, Claude Audoin, Ala’a Makdissi, Philippe Laurent, G. John Dick and André Clairon, “Frequency Stability Degradation of an Oscillator Slaved to a Periodically Interrogated Atomic Resonator”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **45**, 887 (1998).
- [San10] J. E. Sansonetti and G. Nave, “Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectrum of Neutral Strontium (Sr I)”, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **39**, 033103 (2010).
- [Sch36] A. Scheibe and U. Adelsberger, “Schwankungen der astronomischen Tageslänge und der astronomischen Zeitbestimmung nach den Quarzuhren der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt”, *Physikal. Zeitschrift* **37**, 185 (1936).
- [Sch50] A. Scheibe and U. Adelsberger, “Die Gangleistungen der PTR-Quarzuhren und die jährliche Schwankung der astronomischen Tageslänge”, *Z. Phys.* **127**, 416 (1950).
- [Sch96] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle and G. Zinner, “First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation”, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18 (1996).
- [Sch11] Marco Schioppo, *Development of a Transportable Strontium Optical Clock*, PhD thesis Università Degli Studi di Firenze Dipartimento di Fisica e Astronomia 2011.
- [Sch12] M. Schioppo, N. Poli, M. Prevedelli, St. Falke, Ch. Lisdat, U. Sterr and G. M. Tino, “A compact and efficient strontium oven for laser-cooling experiments”, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 103101 (2012).
- [Sch14] D. Schlippert, J. Hartwig, H. Albers, L. L. Richardson, C. Schubert, A. Roura, W. P. Schleich, W. Ertmer and E. M. Rasel, “Quantum Test of the Universality of Free Fall”, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 203002 (2014).
- [She12] J. A. Sherman, N. D. Lemke, N. Hinkley, M. Pizzocaro, R. W. Fox, A. D. Ludlow and C. W. Oates, “High accuracy measure of atomic polarizability in an optical lattice clock”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 153002 (2012).
- [Ste02] Jörn Stenger, Harald Schnatz, Christian Tamm and Harald R. Telle, “Ultra-Precise Measurement of Optical Frequency Ratios”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 073601 (2002).

- [Ste13] Simon Stellmer, Benjamin Pasquiou, Rudolf Grimm and Florian Schreck, “Laser cooling to quantum degeneracy”, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 263003 (2013).
- [STE14] STE-QUEST, “STE-QUEST Assessment Study Report (Yellow Book)”, Reference: ESA/SRE(2013)6. This is the Assessment Study Report (also known as the Yellow Book) for STE-QUEST - a candidate mission for the M3 launch opportunity in Cosmic Vision. (2014).
- [Sul90] D.B. Sullivan, D.W. Allan, D.A. Howe and F.L. Walls, “Characterization of Clocks and Oscillators”, NIST tech. note 1337 NIST U.S Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology 1990 online available at <http://tf.nist.gov/cgi-bin/showpubs.pl>.
- [Sve10] O. Svelto, *Principles of Lasers*, (Springer, 2010).
- [Swa11] Matthew D. Swallows, Michael Bishof, Yige Lin, Sebastian Blatt, Michael J. Martin, Ana Maria Rey and Jun Ye, “Suppression of collisional shifts in a strongly interacting lattice clock”, *Science* **331**, 1043 (2011).
- [Szy10] Krzysztof Szymaniec, Sang Eon Park, Giuseppe Marra and Witold Chalupczak, “First accuracy evaluation of the NPL-CsF2 primary frequency standard”, *Metrologia* **47**, 363 (2010).
- [Tai06] 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 (2006).
- [Tak11] Masao Takamoto, Tetsushi Takano and Hidetoshi Katori, “Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit”, *Nature Photonics* **5**, 288 (2011).
- [Tam09] Chr. Tamm, S. Weyers, B. Lipphardt and E. Peik, “Stray-field induced quadrupole shift and absolute frequency of the 688 THz $^{171}\text{Yb}^+$ single-ion optical frequency standard”, *Phys. Rev. A* **80**, 043403 (2009).
- [Tel02] Harald R. Telle, Burghard Lipphardt and Jörn Stenger, “Kerr-lens mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements”, *Appl. Phys. B* **74**, 1 (2002).
- [Tim12] Ludger Timmen, Olga Gitlein, Volker Klemann and Detlef Wolf, “Observing gravity change in the Fennoscandian uplift area with the Hanover absolute gravimeter”, *Pure and applied geophysics* **169**, 1331 (2012).
- [Tka03] E. V. Tkalya, “Properties of the optical transition in the ^{229}Th nucleus”, *Physics – Uspekhi* **46**, 315 (2003).

- [Ude97] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz and T. W. Hänsch, “Phase-Coherent Measurement of the Hydrogen 1S–2S Transition Frequency with an Optical Frequency Interval Divider Chain”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2646 (1997).
- [Ush15] Ichiro Ushijima, Masao Takamoto, Manoj Das, Takuya Ohkubo and Hidetoshi Katori, “Cryogenic optical lattice clocks”, *Nature Photonics* page online (2015).
- [Vel10] Joseph Sundar Raaaj Vellore Winfred, *Investigation of collisional losses and decoherence in a 1-D optical lattice clock with ^{88}Sr* , PhD thesis Fakultät für Mathematik und Physik der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover 2010.
- [Ver83] M. Vermeer, *Chronometric Levelling*, (Geodeettinen Laitos, Geodetiska Institutet, 1983).
- [Ves80] R. F. C. Vessot, M. W. Levine, E. M. Mattison, E. L. Blomberg, T. E. Hoffman, G. U. Nystrom, B. F. Farrel, R. Dechel, P. B. Eby, C. R. Baugher, J. W. Watts, D. L. Teuber and F. D. Wills, “Test of relativistic gravitation with a spaceborne hydrogen maser”, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2081 (1980).
- [Vog11] Stefan Vogt, Christian Lisdat, Thomas Legero, Uwe Sterr, Ingo Ernsting, Alexander Nevsky and Stephan Schiller, “Demonstration of a Transportable 1 Hz-Linewidth Laser”, *Appl. Phys. B* **104**, 741 (2011).
- [Web11] Stephen Webster and Patrick Gill, “Force-insensitive optical cavity”, *Opt. Lett.* **36**, 3572 (2011).
- [Wes10a] P. Westergaard, J. Lodewyck and Lemonde, “Minimizing the Dick effect in an optical lattice clock”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **57**, 623 (2010).
- [Wes10b] Philip Westergaard, *Horloge à réseau optique au Strontium : en quête de la performance ultime*, PhD thesis Ecole nationale supérieure des telecommunications 2010.
- [Wes11] P. G. Westergaard, J. Lodewyck, L. Lorini, A. Lecallier, E. A. Burt, M. Zawada, J. Millo and P. Lemonde, “Lattice-Induced Frequency Shifts in Sr Optical Lattice Clocks at the 10^{-17} Level”, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 210801 (2011).
- [Wey01] S. Weyers, U. Hübner, R. Schröder, Chr. Tamm and A. Bauch, “Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB”, *Metrologia* **38**, 343 (2001).
- [Wey02] S. Weyers, A. Bauch, R. Schröder and Chr. Tamm, “The Atomic Caesium Fountain CSF1 of PTB”, in , *Frequency Standards and Metrology, Proceedings*

of the Sixth Symposium, edited by P. Gill, (World Scientific, Singapore, 2002) , S. 64–71.

- [Wey12] S. Weyers, V. Gerginov, N. Nemitz, R. Li and K. Gibble, “Distributed cavity phase frequency shifts of the caesium fountain PTB-CSF2”, *Metrologia* **49**, 82 (2012).
- [Win79] D. J. Wineland and Wayne M. Itano, “Laser cooling of atoms”, *Phys. Rev. A* **20**, 1521 (1979).
- [Wol95] P. Wolf and G. Petit, “Relativistic theory for clock syntonization and the realization of geocentric coordinate times”, *Astron. Astrophys.* **304**, 653 (1995).
- [Yam12] Atsushi Yamaguchi, Nobuyasu Shiga, Shigeo Nagano, Ying Li, Hiroshi Ishijima, Hidekazu Hachisu, Motohiro Kumagai and Tetsuya Ido, “Stability Transfer between Two Clock Lasers Operating at Different Wavelengths for Absolute Frequency Measurement of Clock Transition in ^{87}Sr ”, *Appl. Phys. Express* **5**, 022701 (2012).
- [Yud10] V. I. Yudin, A. V. Taichenachev, C. W. Oates, Z. W. Barber, N. D. Lemke, A. D. Ludlow, U. Sterr, Ch. Lisdat and F. Riehle, “Hyper-Ramsey Spectroscopy of Optical Clock Transitions”, *Phys. Rev. A* **81**, 011804(R) (2010).
- [Zha14] W. Zhang, M. J. Martin, C. Benko, J. L. Hall, J. Ye, C. Hagemann, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, G. D. Cole and M. Aspelmeyer, “Reduction of residual amplitude modulation to 1×10^{-6} for frequency-modulation and laser stabilization”, *Opt. Lett.* **39**, 1980 (2014).



Lebenslauf

Stefan Vogt

Erst-Amme Straße 3
38114 Braunschweig

Telefon: 0531-592 4315
Mobil: 0176-27766349
Mail: stefan.vogt@ptb.de

Familienstand: ledig
Geburtsdatum: 09.12.1981
und -ort: in Rendsburg

Doktorarbeit:

Seit 2010 Doktorand an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, in der Arbeitsgruppe 4.32 „Quantenoptik mit kalten Atomen“

Studium:

August 2009 Abschluss des Physikstudiums mit Gesamtnote „sehr gut“

Juli 2008-
Juli 2009 Experimentelle Diplomarbeit am Institut für Laserphysik, Universität Hamburg, bei Prof. A. Hemmerich Titel: „Aufbau eines bichromatischen optischen Gitters“ (Note 1,0)

April 2005-
Juli 2008 Hauptstudium an der Universität Hamburg
Physikalisches Wahlfach: „Grundlagen und experimentelle Methoden der Quantenoptik“
Studienarbeit an einer Magnetooptischen Falle für Rubidium in der Gruppe von Prof. K. Sengstock

Oktober 2002 Beginn des Studiums der Physik (Diplom) an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Zivildienst:

September 2001-
Juni 2002 Zivildienst in einem integrativen Kindergarten in Eckernförde

Schulische Ausbildung:

September 1992-
Juli 2001 Jungmannngymnasium Eckernförde, Abschluss: Abitur (2,1)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ohne die Mitstreiter in unserem Fachbereich wäre es undenkbar gewesen, das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment zu realisieren. Mein besonderer Dank gilt:

- PD Dr. Christian Lisdat ich für die Möglichkeit meine Doktorarbeit in seiner Arbeitsgruppe anfertigen zu dürfen, für die gute Betreuung meiner Arbeit und viele interessante und lehrreiche Gespräche und nicht zuletzt für seine tatkräftige Hilfe im Labor nach dem Motto: „Häufig sind die Sachen ja gar nicht kaputt – man macht nur einfach was falsch.“
- Dr. Uwe Sterr für Hilfe mit Rat und Tat und für die Geduld mit der er seinen großen physikalischen Wissens- und Erfahrungsschatz zu jeder Tages- und Nachtzeit mit uns Doktoranden teilt. Außerdem für die Hilfe im Labor, insbesondere – aber keineswegs ausschließlich – beim Uhrenlasertransport nach Düsseldorf.
- Dr. Stephan Falke danke ich für seine unermüdliche Betreuung bei den kleinen und großen Fragen des Laboralltags und für seine große Tatkraft wenn z.B. ein 300 Kg schwerer Labortisch von A nach B transportiert werden sollte.
- Prof. Dr. Ernst Rasel für die Mentorengespräche und die Übernahme der Begutachtung meiner Arbeit
- Prof. Dr. Klemens Hammerer für die Übernahme des Prüfungsvorsitz
- André Uhde, der beim Aufbau der mechanischen Teile der Uhr besonderen Einsatz und Kreativität gezeigt hat. Insbesondere der Aufbau des Zeeman-Abbremsers – unter Einsatz von Leib und T-Shirt – sowie das Wickeln und Eingießen der Quadrupol-Spulen sollen hier nicht unerwähnt bleiben.
- Jörn Falke und Mandy Rindermann für ihren Einsatz bei der Herstellung mechanischer Komponenten
- Andreas Koczvara, Mattias Misera und Marion Wengel für den Elektronik-Support der für das Gelingen dieser Arbeit essenziell war. Die in unserer E-Werkstatt aufgebauten Geräte und wichtiger noch die erklärenden Hinweise und gemeinsame Problemlösungen waren eine große Hilfe.

-
- Sebastian Häfner, mit dem ich viel Zeit im Labor verbracht habe und mit dem ich viele Probleme zusammen gelöst habe. Diese Zusammenarbeit hat mir sehr geholfen.
 - Meinen Mitdoktoranden am stationären Strontium-Experiment Dr. Thomas Midelman und Ali Al-Masoudi für die gemeinsame Arbeit im Labor
 - Dem neuen Team am transportablen Strontium-Experiment Jacopo Grotti und Silvio Koller
 - Den anderen Doktoranden in unserem Fachbereich Dr. Max Kahmann, Dr. Oliver Appelt, Evgenij Pachomov und Dr. Christian Hageman für Leihgaben und anregende Diskussionen
 - Ilka Geisel Jan Mahnke und Prof. Dr. Karsten Klempt für die Kopie des FPGA-Programms ihrer Experimentsteuerung
 - Prof. Dr. Fritz Riehle, Dr. Gesine Grosche, Dr. Harald Schnatz, Dr. Erik Benkler, Dr. Thomas Kessler, Dr. Christian Grebing, Dr. Thomas Legero, Dr. Sebastian Raupach und Dr. Sören Dörscher für Diskussionen, Hilfestellungen und Leihgaben
 - Dr. Harald Schnatz für die Leitung des Fachbereichs und motivierende Mitarbeitergespräche
 - Prof. Dr. Stephan Schiller, Dr. Ingo Ernsting und Dr. Alexander Nevski für den erfolgreichen Uhrenlaservergleich und ihre Gastfreundschaft
 - Birgit Ohlendorf für die hervorragende Betreuung in administrativen Promotionsfragen
 - Brigit Voss für ihre Arbeit bei Bestellungen und sonstigen administrativen Angelegenheiten
 - Diether Ohland für den sicheren Transport des Uhrenlasers nach Florenz
 - Last but not least I want to thank Dr. Nicola Poli and Dr. Marco Schioppo for the very successful measurement campaign we did in Florence, for their hospitality and for driving me home to my hotel at 4 am at night after a long day of work in the lab.