Optimierung und Charakterisierung einer transportablen optischen Gitteruhr mit Ytterbium

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

Gregor Mura

aus Heydebreck-Cosel (Polen)

Düsseldorf, August 2015

Aus dem Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent:	Prof. Dr. Axel Görlitz
Koreferent:	Prof. Dr. Georg Pretzler
Tag der mündlichen Prüfung:	18. September 2015

Meiner Familie.

"Das Selberbauen einer Uhr ist eine wunderbare Angelegenheit."

> aus: Uhren bauen leicht gemacht von Karl Christian Schlenker

Verlagsgesellschaft Rudolf Müller GmbH Köln-Braunsfeld 1984

Zusammenfassung

Die hier vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Optimierung und Charakterisierung einer transportablen, optischen Gitteruhr mit Ytterbium. Aufbauend auf die Arbeiten von T. Franzen [1] und C. Abou Jaoudeh [2] wurden zahlreiche Optimierungen an der Apparatur vorgenommen, die eine erhöhte Stabilität des Gesamtsystems gewährleisten sollen. Diese Stabilität soll nicht nur bei der Charakterisierung des Systems helfen, sondern auch einen Transport der Apparatur an das Instituto Nationale di Ricerca Metrologica (INRIM) in Turin (Italien) im Zuge der Ziele des *Space Optical Clocks 2* (SOC2) Projekts erlauben.

Zum Erreichen der mechanischen Stabilität (siehe Kap. 3) wurden alle Lasersysteme erneuert bzw. verbessert (den Uhrenlaser ausgeschlossen, da dieser von der AG Schiller betrieben wurde und der Uhrenlaser selbst nicht Teil dieser Arbeit ist). So wurde der blaue Laseraufbau für die erste Kühlstufe (399 nm) durch ein komplett neues, faserbasiertes System ersetzt, welches auf einer Grundfläche von 45×45 cm² aufgebaut ist und alle relevanten Strahlen (Abbremserstrahl, Strahl für die magneto-optische-Falle (MOT), Spektroskopiestrahl) per optischer Faser bereitstellt. Für die zweite Kühlstufe (556 nm), bisher realisiert durch die Frequenzverdopplung infraroten Lichts mit Hilfe eines PPLN Wellenleiterkristalls, stellt im Rahmen des SOC2 Projekts ein Industriepartner (MenloSystems GmbH) ein Lasersystem in einem 19" Rack zur Verfügung, das direkt fasergekoppelt Licht bei einer Wellenlänge von 556 nm liefert. Das Lasersystem für das optische Gitter (759 nm) erfuhr eine komplette Überarbeitung im Hinblick auf eine erhöhte Stabilität und Simplizität der Master-Slave-Konfiguration und eine Faserkopplung des Gitterlaserstrahls. Zur Verbesserung der Detektions wurde zudem ein neues Lasersystem hinzugefügt. Das neue Lasersystem besteht aus einer fasergekoppelten DFB-Laserdiode mit einer Wellenlänge von 1388 nm und wurde von der AG Schiller zur Verfügung gestellt. Mit Hilfe dieses Lasers ist es möglich, die Atome aus dem angeregten Uhrenzustand ${}^{3}P_{0}$ über den ${}^{3}D_{1}$ Zustand in den Grundzustand zu überführen und eine Detektion der angeregten Atome zu ermöglichen. Diese Neuerung erlaubt die Darstellung eines direkten Signals (dargestellte Atome wurden vom Uhrenlaser angeregt) und nicht, wie bisher in den Arbeiten von T. Franzen [1] und C. Abou Jaoudeh 2 beschrieben, über Verluste in der detektierten Atomzahl (Darstellung des Uhrenübergangs durch Verluste in der Atomzahl).

Der Umbau der Vakuumkammer stellt einen weiteren Optimierungsschritt dar. Zuerst ist der in den Arbeiten von T. Franzen [1] und C. Abou Jaoudeh [2] verwendete Resonatoraufbau für das optische Gitter ausgetauscht worden. Nach den Schwierigkeiten und Erkenntnissen mit dem alten Resonatoraufbau [3] ist im Rahmen von zwei weiteren Arbeiten eine neue Version von B. Rauf [4] aufgebaut und von J. Schmitt [5] charakterisiert worden und ersetzt jetzt die alte Version. Um das Vakuum in der Hauptkammer zu verbessern, ist neben den bestehenden Ionenpumpen eine Titan-Sublimationspumpe installiert worden, die den Druck um eine weitere Potenz in den 10^{-10} mbar Bereich senken konnte.

Im Zuge der Umbaumaßnahmen an der Vakuumkammer wurde die Spektroskopiezelle von der Hauptkammer getrennt und eine eigenständige Spektroskopie aufbaut. Neben der Tatsache, dass sich der Spektroskopieofen jetzt auch ohne das Öffnen der Hauptkammer nachfüllen lässt, wurde eine neuartige Spetroskopiemethode entwickelt, mit der es möglich ist, durch Überlagerung der beiden Spektroskopiestrahlen für die erste und die zweite Kühlstufe (399 nm und 556 nm), beide Lasersysteme auf ein Fluoreszenzsignal zu stabilisieren (siehe Kap. 3.4).

Weitere Verbesserungen der machanischen Stabilität betrafen den Austausch aller kritischen optomechanischen Komponenten durch stabilere Versionen und Vereinfachung der Strahlführungswege.

Zur Optimierung der Detektion der Atome und dadurch der Spektroskopie des Uhrenübergangs wurde das alte Abbildungssystem ersetzt. In dem neuen Abbildungssystem wird die bisher verwendete Kamera (ABS UK1117) durch eine Ascent Apogee A340 ersetzt, welche eine bessere Quanteneffizienz bei der der Detektion einer Wellenlänge von 399 nm liefert. Durch die Benutzung eines *Lenstube* mit angeschlossenem Filterrad konnte zusätzlich eine Verbesserung der Streulichtunterdrückung erreicht werden.

Neben den weitreichenden Optimierungsmaßnahmen widmet sich die Arbeit der Charakterisierung des Systems. Zuerst wurde der neue Resonator bezüglich umlaufender Leistung, bester Ladestrategie und der Lebensdauer der Atome untersucht. Dabei konnte festgestellt werden, dass die Lebensdauer der Atome im optischen Gitter im Vergleich zu den beiden vorangegangenen Arbeiten um einen Faktor 4 länger ist, wodurch auch Messzyklen mit einem Einsatz des Rückpumpers ermöglicht werden. Bevor die Messung einiger Systematiken erfolgen konnte, musste erneut die Spektroskopie des Uhrenübergangs durchgeführt werden. Ein Vergleich mit früheren Arbeiten [1,2] zeigt deutliche Verbesserungen des Signals. Hauptsächlich ist das auf den Rückpumper zurückzuführen, da dieser Laser die Detektion selbst schwacher Signale erlaubt, die sonst im Rauschen der alten Detektionsmethode (Verluste in der Atomzahl) untergingen. So ist es letztendlich möglich gewesen, den Uhrenübergang mit einer Halbwertsbreite von ca. 10 Hz zu spektroskopieren, ein Wert der mit den gemessenen Breiten anderer Gruppen (National Institute of Standards and Technology - NIST [6,7], Korea Research Institute of Standards and Science - KRISS [8]) konkurrieren kann.

Ein Ziel des SOC2 Projekts, in dem mehrere optische Gitteruhren aufgebaut wurden, war der Vergleich der in dieser Arbeit beschriebenen, transportablen Ytterbium Gitteruhr mit der am INRIM aufgebauten stationären Ytterbium Gitteruhr. Durch einen fest angesetzten Termin für den Transport, blieb für die Charakterisierung des Systems eine Zeit von etwa zwei Wochen. Trotz der kurzen Zeitspanne konnte die optische Gitteruhr bezüglich einiger Systematiken hin untersucht werden (siehe Kap. 6). So konnte die Messung der magischen Wellenlänge vorgenommen werden, die im Rahmen der Messunsicherheit mit Messungen anderer Arbeitsgruppen übereinstimmt, der Zeeman- und der DC Stark Effekt untersucht, sowie eine Stabilitätsmessung durchgeführt werden.

Während die Messung des Zeeman-Effekts Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen bestätigte, konnte aufgrund der momentanen Stabilität des Gesamtsystem keine genaue Aussage zu dem DC Stark Effekt getroffen werden. Weitere Untersuchungen wären hierfür notwendig, ließen sich aber in der kurzen verbliebenen Zeit vor dem Transport nach Turin nicht mehr realisieren.

Die Allan Deviation der Differenz zweier voneinander unabhängiger Stabilisierungen auf den atomaren Übergang zeigte eine Stabilität von 2×10^{-15} nach 1500 s für das System. Schließlich konnte mit Hilfe der eigenen Ergebnisse, den Ergebnissen anderer Arbeiten [6,7] und theoretischer Berechnungen eine Abschätzung der Genauigkeit des hier vorgestellten Systems durchgeführt werden.

Nach der Charakterisierung des Systems wurde ein weiteres wichtiges Ziel des SOC2 Projektes erreicht: der Transport des gesamten Systems zum INRIM nach Turin (der Transport des Uhrenlasers wurde durch die AG Schiller durchgeführt). So konnte nicht nur gezeigt werden, dass die Apparatur sich transportieren lässt, sondern dass die einzelnen Systeme auch stabil und robust genug sind, um einen solchen Transport unbeschadet zu überstehen. Bereits zwei Tage nach dem Wiederaufbau der Apparatur wurde eine ausreichend kalte grüne MOT realisiert, die ein Laden der Atome in das optische Gitter ermöglicht. Mittlerweile konnte die erneute Spektroskopie des Uhrenübergangs mit einer Halbwertsbreite von 630 Hz erfolgreich durchgeführt werden.

Summary

This thesis deals with the improvement and the characterization of a transportable optical lattice clock with ytterbium. Building on results of former theses from T. Franzen [1] and C. Abou Jadoudeh [2] numerous improvements were needed to increase the overall stability of the whole apparatus. The improved stability should lead to a more accurate characterization of the system and a better mobility. Finally, the apparatus should be transported to the Instituto Nationale di Ricerca Metrologica (INRIM) in Torino (Italy) in the course of the Space Optical Clocks 2 (SOC2) project.

In order to optimize the mechanical stability all lasersystems (excluding the clock laser which is operated by the group of Prof. Schiller and is not part of this thesis) were improved or exchanged. The blue laser system for the first cooling stage (399 nm) was replaced by a new fiberbased system which provides all necessary laserbeams (slower, MOT and spectroscopy) on a 45×45 cm² breadboard. An industrial partner (*MenloSystems GmbH*) provides a 19" rack based fibercoupled lasersystem at 556 nm for the second cooling stage (556 nm), realized so far by frequency doubling of infrared light using a PPLN waveguide. The lattice laser system (759 nm) was upgraded resulting in a higher stability and simplicity of the new fibercoupled system. A new lasersystem was added to the setup to improve the detection of the atoms. This new lasersystem consists of a fibercoupled DFB laserdiode with a wavelength of 1388 nm and is provided by the group of Prof. Schiller. This repumper transfers the atoms from the excited clock state (${}^{3}P_{0}$) over the ${}^{3}D_{1}$ state into the ground state allowing a direct detection of the excited atoms. This innovation leads to a direct signal (all detected atoms were excited by the clock laser) instead of an indirect signal (detection of a loss in the atom number) described in former theses [1,2].

The next step was the modification of the vacuum chamber. First, the resonator, building the optical lattice in the former theses [1,2], was replaced. After the conclusions about the old resonator [1] a new one was build [4] and characterized [5]. Additionally, a titanium sublimation pump was added to the main chamber to decrease the vacuum to the 10^{-10} mbar level.

During the replacements the spectroscopy cell was removed from the main chamber and a new stand-alone spectroscopy cell was developed. Besides the fact that the spectroscopy oven may now be filled without opening the whole chamber, a novel spectroscopy method was developed. Trough overlapping the spectroscopy beams for the first and second cooling stage (399 nm and 556 nm) it is possible to stabilize both lasersystems to one fluorescence signal (see ch. 3.4). Concerning further improvements all critical optomechanics were replaced and the beam control was simplified.

To optimize the spectroscopy of the clock transition the old imaging system was exchanged. The old CCD camera (ABS UH1117) was replaced by a Ascent Apogee A340 which has a better quantum efficiency at 399 nm. The use of a lenstube with a connected filter wheel reduces stray light.

Besides extensive optimization of the apparatus, the system was characterized in the scope of this thesis. First, the new resonator buildig the optical lattice was characterized regarding to circulating power, best loading strategy and the lifetime of the atoms. The measured lifetime is 4 times higher regarding to former theses [1, 2] and allows measuring cycles including the use of the repumper. Prior to a characterization of some systematics the spectroscopy of the clock transition was performed. The comparison with former theses [1, 2] shows a highly improved signal due to the use of the repumper. Finally, a full width at half maximum (FWHM) of about 10 Hz for the clock transition was measured which is comparable with results of other groups working with an ytterbium lattice clock (National Institute of Standards and Technology- NIST [6,7], Korea Research Institute of Standards and Science - KRISS [8]).

One goal of the SOC2 project was the comparison of the transportable ytterbium optical lattice clock (this thesis) with the stationary ytterbium optical lattice clock at INRIM. Because of a fixed date for the transport of our system there was only a time frame of about two weeks to perform most of the measurements. Despite this short time frame it was possible to characterize our system regarding to some systematics (see ch. 6). During this characterization the *magic wavelength* was measured which is comparable with results of other groups, the zeeman and DC Stark effect was proven and a stability measurement of the system was performed.

While the results of the measurement of the Zeeman effect confirmed the conclusions of other groups, an exact evidence regarding the DC Stark effect cannot be given. The stability of the whole system did not allowed an accurate measurement and should be performed again. The Allan deviation of the difference between two independent stabilisations on the atomic transition shows a stability of 2×10^{-15} after 1500 s integration time for the system. Finally, an estimation of the whole system was realized using own results, results other groups [6,7] and theoretical predictions.

After the characterization an important goal of the SOC2 project was realized: the transport of the whole system to INRIM in Torino (transport of the clock laser system was performed by the group of Prof. Schiller). This demonstrated that the apparatus is transportable and that the system is capable of withstanding such a transport. Already two days after unpacking the green MOT worked comparable to the results in Düsseldorf concerning temperature and density. Meanwhile the spectroscopy of the clock transition was performed with a FWHM of about 630 Hz.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung				ix
Su	Summary x			
1 Einleitung			1	
	1.1	Definit	ion der Sekunde und Atomuhren	1
	1.2	Optisc	he Uhren und der Frequenzkamm	2
	1.3	Anwen	dungen hochpräziser Uhren	5
	1.4	Transp	oortable Uhren und das <i>Space Optical Clocks 2</i> Projekt	6
	1.5	Ytterb	ium und das Spin 1/2-Isotop $\ldots \ldots \ldots$	8
	1.6	Kapite	lübersicht	9
2	Gru	ndlage	en einer optischen Gitteruhr	11
	2.1	Kühler	und Fangen von Atomen	11
	2.2	Das El	ement Ytterbium	14
	2.3	Kernsp	oin abhängige Effekte	15
		2.3.1	Mischung der Zustände	16
		2.3.2	Magnetfeldabhängigkeit	17
		2.3.3	Vektor- und Tensor-Frequenzverschiebung	18
	2.4	Optisc	he Gitter	19
		2.4.1	Das Potential eines optischen Gitters	20
		2.4.2	Lamb-Dicke-Regime und Anharmonizität der Falle	21
		2.4.3	Doppler- und rückstoßfreie Spektroskopie	22
		2.4.4	Weitere bewegungsabhängige Effekte und Tunneln	24
		2.4.5	Mehrdimensionale Gitter	24
	2.5	System	natische Effekte	25
		2.5.1	AC Stark Effekt	25
		2.5.2	Gitterlichtinduzierte Frequenzverschiebung	26
		2.5.3	Frequenzverschiebung durch den Uhrenlaser	27
		2.5.4	Frequenzverschiebung durch Schwarzkörperstrahlung	28
		2.5.5	Dichteverschiebung	29

3 Experimenteller Aufbau einer transportablen optischen Uhr		erimenteller Aufbau einer transportablen optischen Uhr	31
	3.1	Die Vakuumkammer	31
	3.2	Das blaue Lasersystem	33
		3.2.1 Aufbau des Master-Lasers	33
		3.2.2 Slave-Laser für MOT- und Abbremserstrahl	36
		3.2.3 Aufbau des gesamten Systems	37
	3.3	Das grüne Lasersystem	40
	3.4	Zwei Farben Spektroskopie	41
	3.5	Das Gitterlasersystem	44
	3.6	Der Uhrenlaser	46
	3.7	Der Rückpumplaser	47
	3.8	Strahlengänge im Experiment	48
		3.8.1 Strahlüberlagerung der MOT-Laser	48
		3.8.2 Abbremserstrahl	5(
		3.8.3 Strahlengänge des Gitterlasers, Uhrenlasers und Rückpumpers	51
	3.9	Der Resonator für das optische Gitter	53
		3.9.1 Aufbau des Resonators	53
		3.9.2 Stabilisierung des optischen Gitters	54
	3.10	Abbildungssysteme	56
	3.11	Kontrollprogramm	58
	3.12	Kennzahlen des Systems	58
4	Cha	rakterisierung des optischen Gitters	61
	4.1	Umlaufende Leistung im optischen Gitter	61
	4.2	Ladestrategien	63
		4.2.1 Konstante Gitterleistung	63
		4.2.2 Erhöhte Gitterleistung	65
		4.2.3 Wahl der Ladestrategie	67
	4.3	Lebensdauer der Atome im optischen Gitter	67
5	Spe	ktroskopie des Uhrenübergangs	69
	5.1	Strategien zur Spektroskopie des Uhrenübergangs	69
	5.2	Die <i>chopped MOT</i> Methode - Spektroskopie an freien Atomen	70
	5.3	Methoden der Spektroskopie des Uhrenübergangs im optischen Gitter	72
		5.3.1 <i>chopped lattice</i> Methode	72
		5.3.2 Spektroskopie im optischen Gitter	73
	5.4	Verbesserte Spektroskopie des Uhrenübergangs unter Einsatz des Rückpum-	
	0.1	pers	75
6	Ch^{2}	rakterisierung des Uhrenübergangs	70
0	6.1	Vom Gitterlicht induzierte Frequenzverschiebung - Messung der magischen	10
		Wellenlänge	79
	6.2	Zeeman Verschiebung	81

		DC Stark Verschiebung	83 84 86 88		
7	Tra	nsport nach Turin und erste Ergebnisse	91		
	7.1	Charakterisierung der Düsseldorfer Apparatur	91		
	7.2	Vorbereitung für den Transport	92		
	7.3	Transport nach Turin	93		
	7.4	Aufbau der Apparatur am INRIM	94		
	7.5	Wiederinbetriebnahme der Apparatur am INRIM	95		
	7.6	Erneute Charakterisierung und Uhrenvergleich	96		
8	Aus	blick	97		
	8.1	Optimierung der Spektroskopie	97		
	8.2	Erneute Charakterisierung der Apparatur	98		
	8.3	Ziel des Projekts und weiterführende Messungen	99		
\mathbf{A}	Ken	nzahlen der Ytterbium Gitteruhr	101		
	A.1	Blauer Master-Laser	101		
	A.2	Blauer Abbremser-Slave	101		
	A.3	Blauer MOT-Slave	101		
	A.4	Grünes Lasersystem	102		
	A.5	Gitterlasersystem	102		
	A.6	Uhrenlaser	102		
	A.7	Repumper	102		
	A.8	Vakuumsystem	102		
Literaturverzeichnis 103					
Da	Danksagung				
\mathbf{Er}	Erklärung				

Kapitel 1 Einleitung

Diese Arbeit stellt den Aufbau und die Charakterisierung einer transportablen optischen Gitteruhr basierend auf dem Element Ytterbium vor. Mit der Entwicklung des Frequenzkamms [9, 10] und der damit verbundenen Möglichkeit optische Frequenzen messen zu können, begann die Forschung neue Zeitstandards auf der Basis optischer Übergänge zu entwickeln. Ytterbium ist nur ein Element mit dem eine optische Uhr realisiert werden kann [11], bietet aber mit dem Isotop ¹⁷¹Yb, das einen Kernspin von I = 1/2 besitzt, die einfachste Konfiguration für eine optische Uhr, die auf einem Element mit Kernspin basiert. Bevor im diesem Kapitel die Vorteile einer transportablen Apparatur und eines Spin-1/2-Systems erläutert werden, beschäftigt sich der Anfang mit den Prinzipien einer optischen Uhr, den Unterschieden zwischen Ionen- und Gitteruhren und erklärt das Space Optical Clocks 2 (kurz: SOC2) Projekt, in dessen Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde.

1.1 Definition der Sekunde und Atomuhren

Die Messung der Zeit befasst den Menschen seit Jahrtausenden und gipfelte letztendlich in der Definition der Sekunde im Jahre 1967 über die Frequenz des Übergangs zwischen den Hyperfeinzuständen des Grundzustands von ¹³³Cäsium [12,13]. Diese Frequenz oszilliert im Bereich der Mikrowellen und ermöglicht dadurch eine sehr genaue Messung der Zeit. Die genauesten Frequenzstandards, verteilt weltweit an nationalen Instituten, zur Bestimmung der Internationalen Atomzeit (TAI), arbeiten momentan mit einer Unsicherheit im Bereich 10^{-16} [14–20], was einem Fehler von einer Sekunde auf 100 Millionen Jahre entspricht.

Die Genauigkeit dieser Uhren wird hauptsächlich von zwei Faktoren bestimmt: Erstens von der Güte der Resonanz und zweitens von dem Signal-Rausch-Verhältnis (S/N vom englischen signal-to-noise ratio), welches auch als Schrotrauschen bezeichnet wird. Die Güte $Q = \nu_0/\Delta\nu$ gibt das Verhältnis zwischen der Mittenfrequenz (ν_0) und der Breite der Resonanz ($\Delta\nu$) wider. Cäsiumuhren mit einer Linienbreite von 1 Hz weisen eine Güte von $Q = 10^{10}$ auf. Wird unter kontrollierten Bedingungen gearbeitet, kann davon ausgegangen werden, dass das S/N stark von der betrachteten Atomanzahl abhängt (S/N= $\sqrt{N_{Atom}}$). Damit ist beispielsweise für eine Anzahl von 10⁶ Atomen das S/N=1000 und das Produkt aus Güte und S/N, welches die Genauigkeit angibt, ist im Bereich von 10^{13} . Damit kann bereits nach einer Messung die Frequenz auf 13 Stellen genau bestimmt werden, was durch das Mitteln über viele weitere Messungen weiter verbessert werden kann. Die Analyse und Kompensation systematischer Fehler kann die Genauigkeit weiter erhöhen.

Die Genauigkeit heutiger Atomuhren verdankt die Forschung zu einem großen Teil der Entwicklung der Laserkühlung [21–23] und der damit einhergehenden Möglichkeit Atome zu verlangsamen, um höhere Abfragezeiten zu erreichen und die Dopplerverschiebung zu minimieren. Diese neuen Erkenntnisse wurden schnell für Atomuhren nutzbar gemacht [24–26] und mündeten in der Entwicklung der Cäsium-Fontänen-Uhren, die den heutigen Standard für Atomuhren darstellen [27].

Nach über 50 Jahren Forschung an Atomuhren und einer enormen Entwicklung der Genauigkeit durch immer bessere Messungen und durch ein besseres Verständnis der systematischen Fehler erreichen die Atomuhren ihr natürliches Limit. Auf der Suche nach Möglichkeiten noch genauere Uhren zu entwickeln, fällt die Güte Q ins Auge. Durch eine Vergrößerung der Güte kann theoretisch eine Verbesserung der Genauigkeit erreicht werden. Da eine höhere Güte mit Cäsiumuhren nicht erreicht werden kann, müssen andere Systeme hoher Oszillationsfrequenz und niedriger Linienbreite untersucht werden.

1.2 Optische Uhren und der Frequenzkamm

Hohe Oszillationsfrequenzen und schmale Linienbreiten bieten beispielsweise optische Übergänge an. Bis vor ca. 15 Jahren hatten diese Übergänge aber einen entscheidenden Nachteil: Die hohe Frequenz im Bereich von einigen hundert Terrahertz konnte im Vergleich zu den Cäsium Atomuhren mit Frequenzen im Mikrowellenbereich nicht direkt elektronisch, sondern nur über Umwege gemessen werden [28–32].

Der Frequenzkamm

Die Entwicklung des optischen Frequenzkamms [33–36], für den 2005 den Nobelpreis für Physik überreicht wurde [9, 10], hob diesen Nachteil auf. Das Kernstück des Frequenzkamms bildet ein gepulster Laser, der mit seinen fs-Pulsen im Frequenzraum eine sogenannte Kammstruktur (schmalbandige Nadeln, deren Abstand über die Repetitionsrate f_{Rep} definiert ist) erzeugt, mit der unbekannte (Laser-)Frequenzen verglichen und damit gemessen werden können (siehe Abb. 1.1).

Diese Kammnadeln beginnen üblicherweise nicht bei einer Frequenz von 0 Hz, sondern sind um eine (positive oder negative) Offsetfrequenz f_0 verschoben. Die Frequenz f_n der einzelnen Kammnadeln wird durch

$$f_n = f_0 + n \cdot f_{Rep} \tag{1.1}$$

beschrieben, wobei n für die n-te Kammnadel steht. Die Repetitionsrate f_{Rep} liegt üblicherweise zwischen einigen 10 MHz bis in den GHz-Bereich, sodass ein Schwebungssignal

zwischen einer der Kammnadeln und einem unbekannten Signal direkt mittels Elektronik erfasst werden kann, um die unbekannte Frequenz zu messen. Das unbekannte optische Signal besitzt somit die Frequenz

$$f_{optisch} = f_0 + n \cdot f_{Rep} \pm f_{Schwebung}.$$
 (1.2)



Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Kammnadeln im Frequenzraum. Die Frequenz f_n der n-ten Kammnadel lässt sich über die Offsetfrequenz f_0 und der Repetitionsrate f_{Rep} berechnen.

Während für die Messung des Indices n z.B. ein Wellenlängenmessgerät eingesetzt werden kann, ist die Bestimmung von f_0 aufwändiger. Zur Messung der Offsetfrequenz muss der Frequenzbereich des Kamms mindestens eine Oktave umfassen, was in der Regel durch eine photonische Kristall-Faser realisiert wird, die das Kammspektrum verbreitern kann [37].

Diese direkte Messmethode optischer Frequenzen, ermöglicht durch die Entwicklung des Frequenzkamms, führte zu einer verstärkten Forschung im Bereich der optischen Atomuhren. So konnte nicht nur die Frequenz der Uhren gemessen werden, Vergleiche zweier Uhren wurden ebenfalls ermöglicht. Dabei muss die Frequenz der beiden Uhren nicht zwingend gleich sein, durch die Messung der Frequenz mit unterschiedlichen Nadeln eines Kamms kann trotzdem ein Vergleich durchgeführt werden.

Die optische Uhr

Die grundsätzliche Arbeitsweise einer optischen Uhr ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Die Frequenz eines Lasers wird mit Hilfe eines Akusto-Optischen Modulators (AOM) auf einen schmalen atomaren Übergang eingestellt, die Anregung des Atoms/der Atome detektiert und bei Bedarf die AOM Frequenz korrigiert, um den Laser weiterhin auf der Resonanz zu halten. Zusätzlich ist der Laser für eine hohe Kurzzeitstabilität auf einen Resonator hoher Finesse und sehr konstanter Länge stabilisiert. Meist besteht dieser Resonator aus ULE (*ultra-low-expansion*) Glas, ist temperaturstabilisiert und zusätzlich im Vakuum aufgebaut. Der letzte Schritt ist die Messung der Frequenz des Lasers und das geschieht mit dem Frequenzkamm und der Gleichung 1.2, zu der die AOM-Frequenz f_{AOM} addiert wird.



Abbildung 1.2: Prinzip einer optischen Uhr. Ein Laser wird mit Hilfe eines AOMs in Resonanz mit einem atomaren Übergang gehalten. Die Anregung des/der Atoms/Atome wird detektiert und die AOM Frequenz gegebenenfalls korrigiert. Ein ULE-Resonator stabilisiert den Laser auf kurzen Zeitskalen. Die Frequenz des Laser kann anschließend mit einem Frequenzkamm und der Formel 1.2 bestimmt werden.

Eine optische Atomuhr lässt sich auf zwei verschiedene Arten realisieren: als Ionenuhr und als optische Gitteruhr [38–41]. Weltweit eingesetzt und erforscht werden beide Systeme, die unterschiedliche Vor- und Nachteile besitzen.

Ionenuhren arbeiten üblicherweise mit einem einzigen elektrisch geladenen Atom, welches in einem Hochfrequenz-Feld gefangen und in seinen Bewegungsgrundzustand gekühlt wird [42–48]. Mögliche Kandidaten für eine auf Ionen basierende optische Uhr sind Al⁺, Ca⁺, Sr⁺, Yb⁺, Hg⁺, Ba⁺ und In⁺, wobei für die meisten Ionenuhren bereits Absolutfrequenzmessungen unterschiedlicher Gruppen und Genauigkeit durchgeführt wurden [47, 49–57]. Auch wenn Ionen nahezu unbegrenzt lange in der Falle gehalten werden können, so ist die Anzahl der gleichzeitig nutzbaren Ionen durch die Coulomb-Wechselwirkung und der damit auftretenden Fehler auf eins beschränkt. Der hohen Güte Q der optischen Übergänge in Ionen steht dadurch ein S/N von eins gegenüber. Dennoch erreichen Ionenuhren bei einer einzelnen Messung bereits Genauigkeiten im Bereich von 10¹⁴ und sind dadurch genauer als Cäsiumuhren [58, 59].

Im Gegensatz zu den Ionenuhren arbeiten optische Gitteruhren nicht mit einem einzelnen geladenen Atom sondern mit einem Ensemble von Neutralatomen, gefangen in einem optischen Potential [1, 2, 11, 60–63]. Dieses optische Potential formt eine stehende Welle, die als "optisches Gitter" bekannt ist und in der Atome effizient gefangen werden können. Die damit einhergehende Störung der Übergangsfrequenz durch die hohe Leistung des optischen Gitters kann durch die richtige Wahl der Laserfrequenz kompensiert werden. Operiert der Gitterlaser bei der sogenanten magischen Wellenlänge, werden Grundzustand und angeregter Zustand gleichermaßen gestört, sodass in der Summe keine Frequenzverschiebung des Übergangs stattfindet [11,60,64,65]. Ähnlich wie Ionen bieten Neutralatome optische Übergänge hoher Güte an [63,66,67]. Der Vorteil gegenüber Ionenuhren beruht daher auf der Tatsache, dass etwa 10⁶ Atome gleichzeitig abgefragt werden können, was zu einem S/N von 1000 führt. Dadurch werden theoretisch Genauigkeiten im Bereich von 10^{17} ermöglicht. Leider ist die Detektion des Übergangs ein destruktiver Vorgang, sodass nach einem Zyklus erneut Atome in das optische Gitter geladen werden müssen.

Zu den Kandidaten für optische Gitteruhren zählen neben der am häufigsten untersuchten Atomsorte Sr auch Yb, Hg, Ca und Mg [40, 41]. Absolutfrequenzmessungen wurden bereits für alle Kandidaten durchgeführt [8,61,63,68–95], zwei Systeme stechen dabei aber besonders hervor: ⁸⁷Sr und ¹⁷¹Yb. Obwohl Ionenuhren bisher führend in der Kategorie der Genauigkeit waren [47, 48] und Gitteruhren trotz Übergängen gleicher Güte und einem erhöhten S/N nicht an die Genauigkeit von Ionenuhren heranreichten, konnten in letzter Zeit mit den beiden oben genannten Isotopen von Strontium und Ytterbium zwei Erfolge erreicht werden. Zum Einen konnte mit ¹⁷¹Yb die zur Zeit stabilste Gitteruhr entwickelt werden (Instabilität: $1,6 \times 10^{-18}$ [96]), zum Anderen konnte mit ⁸⁷Sr die genauste optische Uhr realisiert worden (Ungenauigkeit: 2×10^{-18} [83]), deren Stabilität jedoch aktuell nicht ganz mit der Ytterbiumuhr mithalten kann (Instabilität: 3×10^{-18} [97]).

1.3 Anwendungen hochpräziser Uhren

Die Genauigkeit optischer Uhren wurde mit der Zeit immer besser und hat die Cäsiumuhren bereits überholt. Doch wozu wird eine solche Genauigkeit gebraucht? Das GPS-Signal allein (ohne einer zusätzlichen hochstabilen Referenz) kann jedem eine Zeitreferenz mit einer Ungenauigkeit im Bereich von bis zu 10^{-13} bereitstellen [98], doch optische Uhren übertreffen diese Genauigkeit bereits um fünf Größenordnungen. Warum sich der Aufwand der Entwicklung optischer Uhren mit einer Ungenauigkeit von 10^{-16} und besser lohnen kann, und wofür optische Uhren eingesetzt werden, sollen folgende Beispiele zeigen.

Test von Naturkonstanten

Sind Naturkonstanten wirklich "konstant", wie der Name schon besagt? Um das herauszufinden und Theorien über die Konstanz zu widerlegen/bestätigen, werden immer genauere Zeitreferenzen benötigt [99–102]. Daher können optische Uhren zum Test der Feinstrukturkonstante α und dem Proton-Elektron-Massenverhältnis μ eingesetzt werden [47, 103–105]. So hängt sowohl α als auch μ von dem Frequenzverhältnis von optischer Uhr zur Cäsiumuhr ab.

Einsteins Äquivalenzprinzip

Das Äquivalenzprinzip besagt, dass das örtliche Gravitationspotential die atomare Resonanzfrequenz stört [106], aber vom Ort und der Atomsorte unabhängig ist. Diese lokale Positionsinvarianz [107, 108] kann mit Hilfe optischer Uhren untersucht werden [109, 110]. Dabei können sowohl zwei Uhren unterschiedlicher Atomsorte auf der Erde eingesetzt werden (die elliptische Bahn der Erde um die Sonne reicht als Positions- sowie Gravitationsänderung aus), als auch der Vergleich von Uhren auf einem Satelliten mit Uhren auf der Erde. Weiterhin kann dadurch die Gravitationsrotverschiebung [106, 111] mit zwei Uhren auf verschiedenen Orbits oder einer stationären Uhr und einer Uhr auf einem stark exzentrischen Orbit im Weltraum [109] untersucht werden.

Die Vermessung des Gravitationsfelds der Erde könnte durch den Einsatz optischer Uhren ebenfalls an Genauigkeit gewinnen. So wurde bereits ein Unterschied von weniger als einem Meter Höhe auf der Erde detektiert [112]. Mit einer Referenzuhr auf einem Satelliten [113] und transportablen Uhren [47] wäre die Möglichkeit geschaffen, das Gravitationsfeld mit einer höheren Genauigkeit zu vermessen.

Definition von SI-Einheiten

Die SI-Einheit Sekunde ist definiert über einen Übergang im Cäsiumatom und der damit verbundenen Genauigkeit. Bei dem Vergleich von optischen Uhren wurde zwar bereits eine höhere Genauigkeit erzielt, die Definition bezieht sich aber weiterhin auf den Übergang im Cäsiumatom. Möglicherweise wird eines Tages die Definition der Sekunde zu einem optischen Übergang hin geändert, sodass die heutigen Cäsiumstandards weltweit durch Systeme, die den gewählten optischen Übergang benutzen, ersetzt werden müssten [114].

Die Neudefinition der Sekunde hätte einen direkten Einfluss auf eine weitere SI-Einheit: der Meter. Die seit 1983 gültige Definition des Meters ist die Länge der Strecke, die das Licht im Vakuum in $1/c \approx 3$ ns zurücklegt [115]. Da die Definition des Meters direkt mit der Definition der Sekunde zusammenhängt, kann ohne eine Cäsiumuhr der Meter nicht gemessen werden.

Mittlerweile hat aber das Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) einige optische Übergangsfrequenzen als Zweitstandards zugelassen. Darunter befinden sich u.a. neben den Ionen ${}^{27}\text{Al}^+$ und ${}^{199}\text{Hg}^+$ die beiden Neutralatomisotope ${}^{171}\text{Yb}$ und ${}^{87}\text{Sr}$ [116].

1.4 Transportable Uhren und das Space Optical Clocks 2 Projekt

Heutige Frequenzstandards sind stationäre Systeme, die weltweit verteilt in Laboren von Universitäten und staatlichen Metrologieinsituten entwickelt und aufgebaut wurden. Soll die Stabilität oder Genauigkeit einer Uhr gemessen werden, braucht es einen zweiten hochpräzisen Standard zum Vergleich. Das kann beispielsweise durch einen über GPS stabilisierten Maser geschehen, sodass maximal die Genauigkeit des Masers gemessen werden kann, oder der Vergleich findet mit einer zweiten Uhr statt. So können zwei gleiche Uhren miteinander verglichen werden [84] oder verschiedene, die sich am gleichen Institut befinden [95].

Für Messungen zweier Uhren an verschiedenen Instituten kommen in der Regel zwei Möglichkeiten in Frage: der Vergleich mit Hilfe einer optischen Faser [76, 117] oder mit Hilfe einer Satellitenübertragung [82]. Beide Wege sind aufwendig und garantieren speziell bei der Satellitenübertragung auch nicht höchste Genauigkeiten. Weiterhin können selbst durch die Verbindung unterschiedlicher Uhren mit Hilfe von Faser- oder Satellitentechnik einige oben genannte Anwendungen nicht realisiert werden. Speziell, wenn in die Richtung von optischen Uhren im Weltall [109] gedacht wird, muss über die Transportabilität von optischen Uhren nachgedacht werden.

Kurz nach der Definition der Sekunde im Jahr 1967 fand ein Experiment zur speziellen Relativitätstheorie statt. 1971 führten J. C. Hafele und R. E. Keating ein Experiment zur Zeitdilatation durch, für das vier Cäsiumuhren an Bord eines Flugzeugs rund um die Erde geflogen wurden, um anschließend mit Frequenzstandards auf dem Boden verglichen zu werden [118]. Während zu dieser Zeit transportable Uhren benötigt wurden, kann dieses Expemeriment mittlerweile auch stationär mit Uhren höherer Genauigkeit durchgeführt werden [112].

Nichtsdestotrotz ist die Entwicklung transportabler hochpräziser Uhren wichtig für viele Anwendungen. Zur genaueren Analyse fundamentaler Fragestellungenund Hypothesen der Physik ist das Atomic Clock Ensemble in Space Programm (kurz: ACES) entstanden. Die Kerne des Moduls sind zwei unterschiedliche Frequenzstandards: die Cäsiumuhr PHARAO (Projet d'horloge atomique par refroidissement d'atomes en orbite) und der Wasserstoff-Maser SHM (Space Hydrogen Maser) [119, 120]. Beide Systeme werden bereits seit Jahren getestet und optimiert. So kann mit einem Gewicht von lediglich 35 kg für den SHM eine Langzeitstabilität im Bereich von 1.5×10^{-15} erreicht werden [121], während PHARAO bereits Mikrogravitation auf Parabelflügen ausgesetzt wurde [122] und voraussichtlich 2016 zur ISS transportiert werden soll.

Beiden ist aber eins gemeinsam: sie bedienen sich nicht optischer Übergänge. Eine weiter erhöhte Präzision kann nur mit optischen Übergängen erreicht werden, sodass die Entwicklung transportabler optischer Systeme (als erster Schritt in Richtung optischer Uhren im Weltraum) erfolgen muss. Im Rahmen des Seventh Framework Programme der EU beschäftigt sich das Space Optical Clocks 2 Projekt (kurz: SOC2) mit der Entwicklung transportabler optischer Uhren [123]. Dabei werden auf Basis von Sr und Yb zwei optische Uhren aufgebaut und optimiert, die anschließend mit zwei stationären Uhren aus anderen Projekten verglichen werden sollen. Als Nachfolger des im Jahr 2010 beendeten Space Optical Clocks Projekts [124] (kurz: SOC) werden im Rahmen von SOC2 alle Systeme in Bezug auf Größe, Gewicht und Robustheit optimiert, um einen Transport der beiden transportablen optischen Uhren gewährleisten zu können. Insgesamt 16 Institute und Industriepartner befassen sich mit dieser Aufgabe. So sind auch im Hinblick auf Weltraumtauglichkeit Strahlungstests an Subsystemen geplant. Die Entwicklungszentren der einzelnen Uhren sind im Folgenden aufgelistet:

- transportable Strontiumuhr: University of Birmingham, England
- stationäre Strontiumuhr: Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Braunschweig, Deutschland (PTB)
- transportable Ytterbiumuhr: Heinrich-Heine-Universität in Düsseldorf, Deutschland (HHUD)
- stationäre Ytterbiumuhr: Instituto Nationale di Ricerca Metrologica in Turin, Italien (INRIM)

Neben den beiden transportablen Systemen aus Düsseldorf [125] und Birmingham [126, 127] wurden bisher nur zwei weitere transportable Systeme in der Literatur beschrieben. Eine transportable Strontiumuhr, die an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig entwickelt wurde [128] und eine mobile Al⁺ Ionenuhr am *National Institute of Standards & Technology* (kurz: NIST) in den USA [129].

Damit betreibt das SOC2 Projekt Pionierarbeit auf dem Feld transportabler optischer Uhren und legt mit der Entwicklung kompakter Demonstratoren den Grundstein für weitere Forschung, die zur ersten optischen Gitteruhr im Weltraum führen kann.

1.5 Ytterbium und das Spin 1/2-Isotop

Wie oben bereits erwähnt, existieren verschiedenste Elemente, mit denen sich eine optische Uhr realisieren lässt. Das SOC2 Projekt fokussiert sich dabei auf die beiden Neutralatome Strontium und Ytterbium, für die bereits 2003 (Sr) bzw. 2004 (Yb) postuliert wurde, dass sich eine optische Gitteruhr mit diesen Elementen realisieren lässt [11, 60]. Da die Gruppe an der Heinrich-Heine-Universität in Düsseldorf bereits in einem länger bestehenden Molekül-Experiment [130–135] Erfahrung mit dem Kühlen und Fangen von Ytterbium sammeln konnte, lag es nahe, die transportable Ytterbiumuhr in Düsseldorf zu entwickeln. Die besonderen Eigenschaften von Ytterbium sollen nun im Folgenden beschrieben werden.

Die Uhrenzustände einer optischen Gitteruhr sind der Grundzustand ${}^{1}S_{0}$ und der angeregte Uhrenzustand ${}^{3}P_{0}$. Dieser doppelt verbotene Übergang hat eine sehr lange Lebensdauer, was einer sehr schmalen Linienbreite (und damit hoher Güte Q) entspricht, und damit ideal für die Realisierung einer optischen Uhr geeignet ist. Für Bosonen (Isotope mit Kernspin I = 0) wurde die Lebensdauer mit einigen tausend Jahren berechnet [136], eine Tatsache die unpraktisch für die Realisierung einer optischen Uhr ist, da der Übergang zu schmal ist, um effizient angeregt zu werden. Anders verhalten sich Fermionen (Isotope mit Kernspin $I \neq 0$). Die Hyperfeinwechselwirkung stört den angeregten Zustand und vermischt diesen mit anderen nahen Zuständen, sodass die Lebensdauer des angeregten Zustands auf einige 10 s sinkt [137,138]. Neben einer sehr schmalen Linie sollte die relative Häufigkeit eines Isotops entsprechend hoch sein, um effizient experimentieren zu können.

Ytterbium vereint beide Eigenschaften. Die fermionischen Isotope ¹⁷¹Yb und ¹⁷³Yb haben mit einer relativen Häufigkeit von von 14,3% und 16,1% ein hohe Häufigkeit (zum

Vergleich: höhste ralative Häufigkeit bei 174 Yb mit 31,8%) und die Linienbreite des Uhrenübergangs ist ausreichend schmal, um als geeignet für den Uhrenbetrieb zu gelten [11].

Fermionen bieten zwar die Möglichkeit einer direkten Spektroskopie des Uhrenübergangs an, haben aber auch Nachteile. Grund- und angeregter Zustand besitzen 2I + 1Unterzustände, wobei jeder Zustand eine eigene Abhängigkeit bezüglich des Magnetfeldes aufgrund des Zeeman-Effekts aufweist. Das führt zu $2I + 1 \pi$ -Übergängen ($\Delta m_f = 0$) und $4I \sigma$ -Übergängen ($\Delta m_f = \pm 1$) für ein fermionisches Isotop. Weiterhin kann es zu einer Abhängigkeit von der Polarisation des Gitterlasers (Vektor- und Tensorverschiebung) kommen, da der Gesamtdrehimpuls des Grundzustands J nicht mehr komplett Null ist und dadurch eine sphärische Asymmetrie auftritt.

Mit einem Kernspin von I = 1/2 bietet das Isotop ¹⁷¹Yb zwei Besonderheiten an. Zuerst bedeutet dieser kleinstmögliche Kernspin, dass es lediglich zwei π - und zwei σ -Übergänge gibt und dadurch die Korrektur des Zeeman-Effekts sowie ein mögliches optisches Pumpen vereinfacht wird. Außerdem konnte gezeigt werden, dass die Tensorverschiebung für I = 1/2verschwindet [11]. Dadurch stellt Ytterbium (speziell das Isotop ¹⁷¹Yb) eine interessante Wahl für eine optische Gitteruhr dar und wurde als ein Kandidat des SOC2 Projekts ausgewählt.

1.6 Kapitelübersicht

Nach der Einführung optischer Gitteruhren in diesem Kapitel wird in **Kapitel 2** näher auf die Grundlagen optischer Gitteruhren basierend auf Ytterbium eingegangen. So beginnt das Kapitel mit einem kurzen Überblick über das Kühlen und Fangen von Atomen, bevor das Element Ytterbium mit den wichtigsten Übergängen vorgestellt wird und die Vor- und Nachteile von Bosonen/Fermionen erklärt werden, gefolgt von einer Erklärung, warum diese schmalen Übergänge möglich sind. Das restliche Kapitel ist zweigeteilt: der erste Teil widmet sich dem optischen Gitter, welches essentiell für die Realisierung ist, während der zweite Teil verschiedene Verschiebungsmechanismen auflistet, die die Frequenz des Uhrenübergangs stören.

Der experimentelle Aufbau wird in **Kapitel 3** erklärt. Dazu gehören nicht nur die Vakuumkammer, sondern auch sämtliche Lasersysteme und deren Stabilisierung, Strahlengänge, das optische Gitter sowie Abbildungssysteme und die Experimentsteuerung. Das komplette System wurde hinsichtlich der geforderten Transportabilität optimiert. Dafür wurde die vorherige Apparatur [1,2] komplett verbessert/erneuert, um gewährleisten zu können, dass das System stabil genug ist, um schnellstmöglich an einem anderen Ort wieder in Betrieb genommen zu werden.

Ein sehr wichtiger Baustein im gesamten System ist, der in die Vakuumkammer eingebaute Resonator, der das optische Gitter bildet. Während in Kapitel 3 der mechanische Aufbau diskutiert und gezeigt wurde, zeigt **Kapitel 4** die Charakterisierung des optischen Gitters. So wird die umlaufende Leistung gemessen, Ladestrategien vorgestellt und als wichtigster Parameter die Lebensdauer der Atome im optischen Gitter bestimmt.

Sind die Atome im optischen Gitter gefangen, kann die Spektroskopie des Uhrenüber-

gangs durchgeführt werden. Methoden dieser Spektroskopie werden in **Kapitel 5** erläutert. Zur Verbesserung des Kontrastes und direkten Messung der Atome im angeregten Zustand wird zusätzlich der Einsatz eines Rückpumperlasers beschrieben, der die Atome aus dem angeregten Uhrenzustand in den Grundzustand überführt.

In Kapitel 2 werden einige Verschiebungsmechanismen auf die Mittenfrequenz des Uhrenübergangs aufgezählt. Wie stark die einzelnen Störungen auf den Uhrenübergang wirken und wie sie zur Unsicherheit der Bestimmung der Mittenfrequenz beitragen, wird in **Kapitel 6** gezeigt.

Nach der Charakterisierung des Uhrenübergangs in Düsseldorf, beschäftigt sich **Kapitel** 7 mit dem Transport zum INRIM nach Turin. Bildlich dargestellt sind die einzelnen Schritte des Transports bis zur erneuten Spektroskopie des Uhrenübergangs in Turin.

Abschließend findet sich in **Kapitel 8** ein Ausblick über weitere Schritte, die noch durchzuführen sind, bevor abschließend ein Vergleich der beiden Uhren in Turin durchgeführt werden kann. So konnten durch die Charakterisierung der Apparatur in Düsseldorf bereits einige Stellen für Verbesserungen ausfindig gemacht werden, die die Genauigkeit und Stabilität des Systems erhöhen sollten.

Kapitel 2 Grundlagen einer optischen Gitteruhr

In diesem Kapitel werden die wichtigsten physikalischen Grundlagen für den Betrieb einer optischen Gitteruhr vorgestellt. Auf eine kurze Zusammenfassung über das Kühlen und Fangen von Atomen [131, 139], folgt eine detailliertere Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten Atomsorte Ytterbium [1, 6, 7, 131]. Die für die Kühlung und die Uhrenlinienspektroskopie wichtigen, aber verbotenen ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$ - und ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$ -Übergänge werden genauso besprochen, wie die Unterschiede zwischen der Verwendung von Bosonen und Fermionen (der Fokus liegt dabei auf dem in dieser Arbeit verwendeten fermionischen Isotop ${}^{171}Yb$).

Das restliche Kapitel ist in zwei Teile geteilt. Im ersten Teil wird die Funktionsweise der optischen Gitter erklärt, der zweite Teil beschäftigt sich mit den Verschiebungsmechanismen, die beim Betrieb einer optischen Gitteruhr auftreten (können) und die Mittenfrequenz des Uhrenübergangs stören. Dabei wird auch erläutert, wie stark der Effekt dieser Störungen ist und wie die Störungen ausgeschlossen werden können [1,6,7].

2.1 Kühlen und Fangen von Atomen

Der erste Schritt zu einer optischen Gitteruhr ist das Präparieren eines ultrakalten Atomensembles, das anschließend in ein optisches Gitter überführt wird, in dem eine (nahezu) störungsfreie Spektroskopie am Uhrenübergang möglich ist. Die Theorie der Techniken zum Kühlen und Fangen von Atomen ist ausführlich in [139] beschrieben und die Praxis bereits seit Jahren in der Arbeitsgruppe von Prof. Görlitz an der HHUD etabliert [130–135, 140].

Für das Verständnis der Funktionsweise einer optischen Gitteruhr ist die Realisierung einer *magneto-optischen Falle* kurz MOT (für *magneto-optical trap*) wichtig, wenn auch nicht das Hauptziel dieser Arbeit. Der folgende Abschnitt beruft sich hauptsächlich auf die Quellen [1,131,139] und skizziert die Theorie, die hinter einer MOT steckt.

Allgemein führen Absorptions- und Reemissionsprozesse von Photonen zu einem Impulsübertrag von $\hbar \vec{k}$ mit $\vec{k} = 2\pi/\lambda$. Ein gerichteter Laserstrahl, als ebene Lichtwelle betrachtet, führt deswegen zu einem gerichteten Impulsübertrag, da bei den ungerichteten Reemissionsprozessen der Rückstoß auf das Atom im zeitlichen Mittel aufgrund der Vielzahl, der für das Abbremsen und Kühlen erforderlichen Absorptions- und Reemissionsprozesse, verschwindet. Die daraus resultierende Spontankraft

$$\vec{F}_{Sp} = \hbar \vec{k} \Gamma_{sc} \tag{2.1}$$

setzt sich aus dem Impulsübertrag pro Zyklus und der Streurate [139]

$$\Gamma_{sc} = \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\gamma)^2}$$
(2.2)

zusammen und zeigt in die Richtung des Laserstrahls. Dabei ist γ die Übergangsbreite, δ die Verstimmung, I die Intensität des Lichtfeldes und I_s die Sättigungsintensität mit

$$I_s = \frac{\pi h c \gamma}{3\lambda^3}.\tag{2.3}$$

Diese Kraft stellt die Basis für eine Atomstrahlabbremsung und damit die MOT dar. Ausführliche Erläuterungen zu der Spontankraft finden sich beispielsweise in den Quellen [139, 141].

Verläuft ein rotverstimmter Laserstrahl in entgegengesetzter Richtung zu den Atomen, wird aufgrund des Dopplereffekts die Frequenz des Lasers aus Sicht der Atome zur Resonanz hin verschoben und die Atome damit abgebremst. Die Verschiebung der Laserfrequenz aufgrund des Dopplereffekts ist von der Geschwindigkeit der Atome abhängig, sodass der Einfluss auf abgebremste Atome graduell abnimmt. Für ein effektives Abbremsen von einem Atomstrahl aus einem Ofen, sind zwei Möglichkeiten denkbar:

- die Laserfrequenz zeitlich ändern [139]
- ein sich räumlich veränderndes Magnetfeld entlang des Atomstrahles erzeugen [130]

Das gängige Mittel ist ein sich räumlich veränderndes Magnetfeld entlang des Atomstrahles, was zusammen mit dem Laserstrahl auch als Zeeman-Abbremser bezeichnet wird. Details zu der Berechnung und Realisierung des sich räumlich verändernden Magnetfeldes, welches in diesem Experiment zum Einsatz kommt, finden sich in den Quellen [130, 140].

Der Abbremsvorgang verlangsamt alle Atome im gleichen Maße, sodass die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Atome ihre Form behält, aber zu kleineren Geschwindigkeiten hin verschoben wird [142]. Werden Atome gekühlt, ändert sich auch die Breite der Verteilung, sodass die Atome insgesamt nicht nur gebremst werden, sondern zusätzlich am Ende des Kühlprozesses eine annähernd gleiche Endgeschwindigkeit besitzen. Solch eine Kühlung kann mithilfe von sechs paarweise gegenläufig ausgerichteten Laserstrahlen erreicht werden und wird optische Melasse genannt [143–145]. Die in einer optischen Melasse minimal erreichbare Temperatur ist von der Übergangsbreite abhängig und wird als Dopplertemperatur bezeichnet:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_b}.\tag{2.4}$$

Die Dopplertemperatur resultiert auf der Tatsache, dass zwar jeder Absorptionsprozess einen Kühlvorgang bedeutet, jede Emission die Atome aber wieder heizt. Aus dem Gleichgewicht zwischen Kühl- und Heizvorgang berechnet sich die Dopplertemperatur [139]. Unmittelbar daraus lässt sich folgern, dass für tiefe Temperaturen entsprechend schmale Übergänge benutzt werden müssen.

Die Kraft in der optischen Melasse besitzt **nur** eine geschwindigkeitsabhängige Komponente und Atome, die das Zentrum dieser Kraft verlassen, gehen verloren. Deswegen kann hier nur von einem *Kühlen*, aber nicht von einem *Fangen* gesprochen werden. Für das Fangen der Atome muss die Kraft auch eine ortsabhängige Komponente aufweisen, die auf das Fallenzentrum gerichtet ist. Diese Kraft lässt sich durch ein magnetisches Feld erzeugen, welches durch zwei Spulen in einer Anti-Helmholtz-Konfiguration realisiert werden kann.

Im Falle eines $J = 0 \rightarrow J = 1$ Übergangs spaltet das Magnetfeld die drei Zeeman-Niveaus auf, sodass mit geeignet gewählten σ^{\pm} -polarisierten gegenläufigen Laserstrahlen die Zeeman-Unterzustände $\Delta m = \pm 1$ getrieben werden können. Dadurch werden alle Atome, die das Zentrum verlassen, wieder zurück in das Fallenzentrum gedrückt (siehe Abb. 2.1).



Abbildung 2.1: Schematisch dargestelltes Funktionsprinzip einer MOT in 1dimensionaler Richtung. Atome die das Zentrum verlassen, werden aufgrund der Zeemanaufspaltung in Resonanz mit dem entgegenkommenden Laserstrahl gebracht und wieder zum Zentrum gedrückt. Entnommen aus [1]

Die resultierende Kraft, die in einer MOT auf die Atome wirkt, setzt sich somit aus einer geschwindigkeits- und ortsabhängigen Komponente zusammen und kann mit

$$\vec{F}_{MOT} = -\beta \vec{v} - \kappa \vec{r} \tag{2.5}$$

zusammengefasst werden [139]. Die Herleitung und weitere Details zu der resultierenden Kraft und speziell zu dem Dämpfungskoeffizienten β sowie der Federkonstante κ finden sich in [139] für Details zu einer MOT können zusätzlich auch die Quellen [131, 146–148] bemüht werden.

2.2 Das Element Ytterbium

Ytterbium als ein Metall der seltenen Erden mit der Ordnungszahl Z = 70 besitzt sieben stabile Isotope, davon sind fünf bosonisch sowie zwei fermionisch mit einem unterschiedlichen Kernspin von $I_{171} = 1/2$ und $I_{173} = 3/2$ (siehe Tabelle 2.1).

Isotop	rel. Häufigkeit	Kernspin I
¹⁶⁸ Yb	$0,\!13\%$	0
¹⁷⁰ Yb	$3{,}05\%$	0
¹⁷¹ Yb	14,3%	1/2
¹⁷² Yb	21,9%	0
¹⁷³ Yb	16,1%	3/2
¹⁷⁴ Yb	31,8%	0
¹⁷⁶ Yb	$12{,}7\%$	0

Tabelle 2.1: Übersicht der stabilen Isotope von Ytterbium. [149]

Mit zwei Valenzelektronen in der abgeschlossenen s-Unterschale zeigt Ytterbium eine Energielevelstruktur ähnlich derjenigen von Erdalkaliatomen mit getrennten Singlet- und Tripletzuständen. Dadurch besitzt Ytterbium schmale Übergänge, die für das Kühlen in den µK-Bereich sowie als Uhrenübergang genutzt werden können (siehe Abb. 2.2).



Abbildung 2.2: Überblick über die für eine optische Gitteruhr wichtigen Ytterbiumübergänge.

Zum Kühlen von Ytterbium eignen sich zwei Übergänge, die in Abbildung 2.2 mit "blaue MOT" und "grüne MOT" bezeichnet sind. Für den Zeemanabbremser und als erste Kühlstufe wird der mit einer Breite von $2\pi \times 28$ MHz ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$ Übergang verwendet. Die große Breite lässt ein schnelles Kühlen zu, besitzt allerdings ein Dopplerlimit von 0,7 mK und ist für ein effizientes Überführen der Atome in ein optisches Gitter zu hoch. Diese Temperatur (im realen Experiment liegt sie bei einigen mK) kann zwar durch Polarisationsgradientenkühlung bis in den µK-Bereich gesenkt werden [130, 150], dies gilt aber nur für Fermionen und kleine Atomzahlen.

Weiterhin bietet der angeregte Zustand ${}^{1}P_{1}$ der blauen MOT einen Verlustkanal über die ${}^{3}D_{J}$ in die ${}^{3}P_{J}$ -Zustände mit einer Zerfallsrate von $6.5 \,\mathrm{s}^{-1}$ [151,152], sodass Rückpumper eingesetzt werden können, um die Anzahl der gefangenen Atome und die Lebenszeit der MOT zu vergrößern [151,153]. Im Falle von Ytterbium wäre es notwendig zwei weitere Lasersysteme zu integrieren, die den Verlustkanal schließen. Dadurch würde sich die Komplexität des Gesamtsystems jedoch erheblich erhöhen, ohne signifikant höhere Atomzahlen für die blaue MOT auf kurzen Zeitskalen zu erreichen [151]. Denn im Uhrenbetrieb wird die Zyklusdauer möglichst kurz gehalten (<1 s), sodass die beiden Rückpumper kaum einen Effekt ausüben würden.

Die zweite Kühlstufe ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$ (auch "grüne MOT" genannt) verringert die Temperatur der Atome aufgrund einer recht schmalen Breite von $2\pi \times 180$ kHz und einem Dopplerlimit von 4 µK auf einige 10 µK. Die typischerweise erreichten Temperatur von 20-30 µK erlauben ein Überführen der Atome in ein optisches Gitter. Ein weiterer Vorteil dieses Überganges ist, dass er für das optische Pumpen benutzt werden kann.

Der für einen Uhrenbetrieb wichtigste Übergang ist der doppelt verbotene Übergang ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$ mit einer Frequenz von 518 295 836 590 865,0(5) Hz [7] (in Abb. 2.2 als "Uhrenübergang" bezeichnet). Mit einer berechneten natürlichen Linienbreite von 10 mHz für 171 Yb [11] eignet sich dieser Übergang hervorragend, um eine optische Gitteruhr mit Ytterbium zu realisieren. Zusätzlich kann bei den Fermionen aufgrund einer Hyperfeinwechselwirkung zwischen den beiden Zuständen ${}^{3}P_{0}$ und ${}^{1}P_{1}$ der Uhrenübergang direkt spektroskopiert werden [11], was bei den Bosonen nur über einen Umweg möglich ist [6].

2.3 Kernspin abhängige Effekte

Isotope mit einer geraden Massenzahl (Bosonen) besitzen keinen Kernspin, sodass, wie oben erwähnt, keine *natürliche* Möglichkeit besteht, den Uhrenübergang anzuregen und deshalb ein zusätzliches Magnetfeld angelegt werden muss, um diesen Übergang zu ermöglichen. Darüber hinaus verhindert der fehlende Kernspin eine Zeemanaufspaltung des Uhrenübergangs und es besteht keine Abhängigkeit des Uhrenübergangs gegenüber der Polarisation des optischen Gitters [6, 154, 155].

Für Isotope mit einer ungeraden Massenzahl und damit einem Kernspin (Fermionen) gelten andere Gesetze. Der vorhandene Kernspin stört die elektronischen Wellenfunktionen durch die Hyerfeinwechselwirkung, sodass nicht nur der Uhrenübergang direkt spektroskopiert werden kann, sondern auch eine Zeemanaufspaltung sowie eine Abhängigkeit gegenüber der Gitterpolarisation existiert.

In dieser Arbeit wurde mit dem fermionischen Isotop ¹⁷¹Yb gearbeitet, sodass im Folgenden die durch den Kernspin verursachten Effekte kurz dargestellt werden.

2.3.1 Mischung der Zustände

Nicht nur die direkte Spektroskopie des Uhrenübergangs wird durch eine Mischung von Zuständen ermöglicht, sondern auch der Übergang der grünen MOT. Für ein zwei Elektronen System können die vier echten Zustände einer ns np Konfiguration als Erweiterung reiner Spin-Bahn-Kopplungs Zustände wie folgt beschrieben werden [156–158]:

$$|{}^{3}P_{0}\rangle = |{}^{3}P_{0}^{0}\rangle$$

$$|{}^{3}P_{1}\rangle = \alpha |{}^{3}P_{1}^{0}\rangle + \beta |{}^{1}P_{1}^{0}\rangle$$

$$|{}^{3}P_{2}\rangle = |{}^{3}P_{2}^{0}\rangle$$

$$|{}^{1}P_{1}\rangle = \alpha |{}^{1}P_{1}^{0}\rangle - \beta |{}^{3}P_{1}^{0}\rangle.$$

(2.6)

Sind die Lebensdauern der Zustände und Energien bekannt, lassen sich die Mischkoeffizienten α und β mit

$$\frac{\alpha^2}{\beta^2} = \frac{\tau_{(^3P_1)}}{\tau_{(^1P_1)}} \left(\frac{E_{(^3P_1)}}{E_{(^1P_1)}}\right)^2 \tag{2.7}$$

und der Beziehung $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ für Ytterbium zu $|\alpha| = 0,996$ und $|\beta| = 0,125$ berechnen. Damit zerfällt der ${}^{3}P_{1}$ -Zustand (angeregter Zustand der grünen MOT) in den ${}^{1}S_{0}$ -Zustand über ein Vermischen mit dem ${}^{1}P_{1}$ -Zustand und erlaubt den grünen MOT Übergang. Mit zunehmender Masse des Atoms wird der Übergang größer. So ist die Übergangsbreite für Magnesium nur 31 Hz [93], für Ytterbium 182 kHz und Quecksilber 1,3 MHz [159].

Besitzen Isotope einen Kernspin I (Fermionen), erzeugt die Hyperfeinwechselwirkung eine zusätzliche Vermischung von Zuständen, die den gleichen Gesamtdrehimpuls F besitzen. Dadurch wird der angeregte Uhrenzustand ${}^{3}P_{0}$ mit den Zuständen ${}^{3}P_{1,2}$ und ${}^{1}P_{1}$ vermischt [158]:

$$|{}^{3}P_{0}\rangle = |{}^{3}P_{0}^{0}\rangle + \alpha_{0}|{}^{3}P^{1}\rangle + \beta_{0}|{}^{1}P^{1}\rangle + \gamma_{0}|{}^{3}P_{2}^{0}\rangle.$$
(2.8)

Die Mischungs-Koeffizienten α_0 , β_0 und γ_0 der Hyperfeinwechselwirkung beziehen sich auf die Hyperfeinaufspaltung in den P Zuständen, der Feinstrukturaufspaltung in den ³PZuständen und den Kopplungskoeffizienten α und β [156, 157]. Eine genauere Definition findet sich in [158].

Diese Mischung, verursacht durch die Hyperfeinwechselwirkung, erlaubt einen Übergang über den ${}^{1}P_{1}^{0}$ Zustand mit einer Lebenszeit, die mit

$$\tau^{^{3}P_{0}} = \left(\frac{\lambda^{^{3}P_{0}-^{1}S_{0}}}{\lambda^{^{3}P_{1}-^{1}S_{0}}}\right)^{^{3}} \frac{\beta^{2}}{(\alpha_{0}\beta + \beta_{0}\alpha)^{2}} \tau^{^{3}P_{1}}$$
(2.9)

berechnet werden kann [158]. Die Berechnung der Lebenszeit des ${}^{3}P_{0}$ Zustands erfolgt mit einzelnen Koeffizienten α , α_{0} , β und β_{0} , der Lebensdauer des ${}^{3}P_{1}$ Zustands und den Wellenlängen λ der ${}^{3}P_{1}$ und ${}^{3}P_{0}$ Zustände vom Grundzustand aus. Für Ytterbium konnte so eine Lebensdauer von 20 s für 171 Yb und 23 s für 173 Yb entsprechend einer Linienbreite von ~10 mHz berechnet werden [11]. Diese Linienbreite erlaubt die genaue Spektroskopie am Uhrenübergang, ohne dass spontane Zerfälle in den Grundzustand diese limitieren würden. Gleichzeitig ist die Linie breit genug, um auch mit wenig Leistung den Übergang effizient anregen zu können.

2.3.2 Magnetfeldabhängigkeit

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, führt ein fehlender Kernspin zur Abwesenheit von Zeeman-Verschiebungen erster Ordnung. Mit einem Kernspin I erfahren Grund- und angeregter Zustand eine Aufspaltung mit 2I + 1 Unterzuständen. Für das am häufigsten untersuchte Isotop ⁸⁷Sr mit einem Kernspin von I = 9/2 ergeben sich dadurch 10 Unterzustände mit insgesamt 28 möglichen Übergängen (10 π -Übergänge mit $\Delta m_F = 0$ und 18 σ -Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$) [158].

Im Gegensatz dazu besitzt Ytterbium mit ¹⁷¹Yb ein Isotop mit dem niedrigst möglichen Kernspin von I = 1/2, sodass einzig vier Übergänge möglich sind (zwei π - und zwei σ -Übergänge), die in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt sind.



Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Zeeman-Aufspaltung von Grundund angeregtem Zustand bei Anwesenheit eines Magnetfeldes für ¹⁷¹Yb. Aufgrund des kleinstmöglichen Kernspins von I = 1/2 besitzt ¹⁷¹Yb nur zwei π - und zwei σ -Übergänge.

Sowohl der Kernspin selbst als auch die Mischung der Zustände über die Hyperfeinwechselwirkung können einen Zeeman-Effekt bewirken. Während das Grundzustand ${}^{1}S_{0}$ nur von dem Kernspin-Effekt abhängig ist, bewirken beide Effekte eine Verschiebung im angeregten Zustand ${}^{3}P_{0}$, sodass die Zeemanverschiebung durch

$$\delta E_B = -(g_I + g_{HFW})I_z \mu_B B_z \tag{2.10}$$

mit dem Bohr´schen Magneton μ_B und dem Magnetfeld *B* in z-Richtung beschrieben werden kann [158]. Nach [160] ist für ¹⁷¹Yb

$$g_I = 0.4919\mu_N/(I\mu_B) \simeq 5.4 \times 10^{-4}$$
 (2.11)

mit dem Kernmagneton μ_N , der von dem Verhältnis aus Elektronen- zu Protonenmasse abhängt. Der Faktor $g_{HFW} \simeq -2.9 \times 10^{-4}$ wurde auf die gleiche Weise berechnet [11], aber bereits bei Strontium stellte sich heraus, dass das Vorzeichen im Experiment in die andere Richtung zeigte [60, 158].

Der experimentell gemesse Wert $g_{HFW} = \pm 2.73(10) \times 10^{-4}$ stimmt von der Größe her mit dem theoretischen Wert überein, zeigt aber tatsächlich in die andere Richtung [7]. Daraus folgt eine Verschiebung von ~ $\pm 190 \text{ Hz/G}$ für die π -Übergänge und ~ $\pm 940 \text{ Hz/G}$ für die σ -Übergänge [7].

Für eine möglichst störungsfreie Spektroskopie des Uhrenübergangs für ¹⁷¹Yb ergeben sich dadurch zwei Möglichkeiten:

- Magnetische Abschirmung der Atome oder Kompensation des Restmagnetfeldes
- Anlegen eines kleinen Magnetfeldes und Mitteln über zwei Übergänge gegensätzlicher Abhängigkeit [8,62,72]

Wird über zwei Übergänge gegensätzlicher Abhängigkeit gemittelt, wird eine Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung erzeugt, die ebenfalls in die Ungenauigkeit der optischen Gitteruhr einfließt und betrachtet werden muss [8,63].

2.3.3 Vektor- und Tensor-Frequenzverschiebung

Der dritte vom Kernspin abhängiger Effekt ist eine Frequenzverschiebung in Abhängigkeit des Kernspin-Zustands m_F . Diese Vektor- und Tensor-Polarisierbarkeit kann mit dem Potential des optischen Gitters interagieren und polarisationsabhängige Frequenzverschiebungen verursachen.

Die Tensorverschiebung lässt sich nach [158] mit

$$\delta E_T = \kappa_T U_0 (3m_F^2 - (F+1)) \tag{2.12}$$

ausdrücken, während die Tensorverschiebung für einen Kernspin I = 1/2 mit F = 1/2, wie es in dem Isotop¹⁷¹Yb der Fall ist, verschwindet [11]. Damit ist ein Vorteil des Spin-1/2 Systems in¹⁷¹Yb gezeigt, da die Systematik einer Tensorverschiebung nicht mit eingerechnet werden muss [11, 158, 161].
Im Gegensatz zu der Tensorverschiebung kann die Vektorverschiebung nicht per se ausgeschlossen werden, ist aber nur vorhanden, wenn die Polarisation des optischen Gitters eine elliptische Komponente aufweist. Die Frequenzverschiebung verursacht durch die Tensorverschiebung ist nach [11]:

$$\Delta \nu_V = -\frac{m_F}{2F} A \alpha_V \left(\frac{1}{2}\mathcal{E}\right)^2. \tag{2.13}$$

Dabei steht α_V für die Vektor-Polarisierbarkeit bei der magischen Wellenlänge, A ist der Faktor der Elliptizität (A = 1 für komplett zirkulare Polarisation und A = 0 für komplett lineare Polarisation) und \mathcal{E} für das elektrische Feld des optischen Gitters. Mit einer für Ytterbium berechneten Vektor-Polarisierbarkeit $\alpha_V \simeq -0.1$ a.u. [11] und einer Fallentiefe von 1 MHz ist die Frequenzverschiebung verursacht durch die Vektorverschiebung $\Delta \nu_V \simeq$ 300 Hz bei komplett zirkularer Polarisation [7].

Eine genaue experimentelle Untersuchung des Effekts wurde von N. D. Lemke vorgenommen [7]. Dabei wurde die Vektorverschiebung von dem Abstand der beiden π -Übergänge für verschiedene Einstellwinkel einer Viertelwellenplatte abgeleitet. Berechnet wurde eine Verschiebung von $\Delta \nu_{vs} \sim \pm 0.4$ Hz für eine nicht komplett lineare Polarisation (A = 0,1) und einem Magnetfeld von $B \simeq 1$ G [7]. Dabei wurde angenommen, dass die vorwiegend lineare Polarisation des Gitterstrahls durch eine Doppelbrechung an den Fenstern eine leichte $(A \leq 0,1)$ elliptische Komponente erhält und das Magnetfeld von B = 1 G senkrecht zum optischen Gitter orientiert ist.

In unserem Fall können zusätzlich zum Fenster der Umlenkspiegel am Resonator innerhalb der Vakuumkammer sowie die gewinkelte Glasplatte zur Strahlumlenkung auf eine Photodiode zur Stabilisierung des Gitterlasers auf den Resonator einen Einfluss auf die Polarisation des Gitterstrahls haben. Ein Magnetfeld im Bereich von $B \simeq 1$ G kann analog zu [7] angelegt werden, die Unwissenheit über die genaue Polarisation des Gitterstrahles bleibt allerdings bestehen. Wird dennoch davon ausgegangen, dass die Elliptizität des Gitterstrahls A = 0,1 ist, liegt die Verschiebung im Bereich von $7,7 \times 10^{-16}$. Das Mitteln über beide π - oder σ -Zustände kann den Effekt aber kompensieren [7].

2.4 Optische Gitter

Für den Betrieb einer präzisen optischen Gitteruhr muss dafür Sorge getragen werden, dass die atomaren Zustände nicht durch äußere Felder gestört werden, andererseits existieren weitere Freiheitsgrade, die bei der Spektroskopie am Uhrenübergang störend wirken könnten.

Um beispielsweise bewegungsabhängige Störeffekte sowohl auf die Linienbreite als auch auf die Frequenz zu unterdrücken, empfiehlt sich ein enger Einschluss der Atome. Üblicherweise werden die Atome hierfür nach der zweiten Kühlphase in ein periodisches optisches Potential, ein sogenanntes optischen Gitter, überführt [162] (siehe Abb. 2.4).



Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines eindimensionalen optischen Gitters. Entlang der stehenden Welle eines fokussierten Laserstrahls bilden sich pfannkuchenartige Potentiale, in denen Atome effizient gehalten werden können.

2.4.1 Das Potential eines optischen Gitters

Das optische Gitter bewirkt einen Energiebeitrag basierend auf dem AC Stark Effekt (Kap. 2.5.1) von

$$\delta E \propto \operatorname{Re}(\alpha) I \tag{2.14}$$

mit der Stärke des Lichtfeldes I und dem Realteil der atomaren Polarisierbarkeit α . Die Intensitätsverteilung eines optischen Gitters berechnet sich aus der Interferenz gegenläufiger Strahlen gleicher Wellenlänge und Polarisation und ist gegeben durch [162]

$$I(r,z) = \frac{2P}{\pi\omega^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right)$$
(2.15)

mit der optischen Leistung P, der Zylinderkoordinate r und dem von der axialen Koordinate z abhängigen $1/e^2$ -Radius

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}.$$
(2.16)

Der Radius $\omega(z)$ berechnet sich durch den minimalen Strahlradius ω_0 und der Rayleigh-Länge $z_R = \pi \omega_0^2 / \lambda$. Die Energieniveaus eines Atoms in einem oszillierenden elektrischen Feld (z.B. einem Lichtfeld) werden vom AC Stark Effekt beeinflusst, sodass sich ein räumlich veränderndes Potential

$$U(\vec{r}) = -1\frac{1}{2\epsilon_0 c} \operatorname{Re}(\alpha) I(\vec{r})$$
(2.17)

bildet [11, 162]. Im vereinfachten Fall eines 2-Level-Atoms ist die atomare Polarisierbarkeit α positiv (negativ) für rot-(blau-)verstimmte Lichtfelder, sodass Intensitätsmaxima Potentialmaxima (-minima) entsprechen. Die attraktive (repulsive) Wechselwirkung mit den Atomen zieht diese an (stößt sie ab). Unseren Fall betrachtend (α positiv), bedeutet das einen starken Einschluss der Atome entlang der Strahlachse mit einer Periodizität von der halben Wellenlänge des Gitterlasers. In radialer Richtung ist der Einschluss aufgrund des Profils eines Gauß-Strahls hingegen schwach.

Die obige kurze Beschreibung reicht vollkommen aus, um das grobe Prinzip eines optischen Gitters zu verstehen. Die Atom-Licht-Wechselwirkung wird in [139,163,164] genauer betrachtet, während in [162] optische Fallen für Neutralatome ausführlich diskutiert werden.

2.4.2 Lamb-Dicke-Regime und Anharmonizität der Falle

Nachdem oben das Fallenpotential beschrieben wurde, müssen noch die Mechanismen besprochen werden, mit denen sich bewegungsabhängige Effekte unterdrücken lassen. In der Nähe eines Potentialminimums kann das Potential in einem Potentialtopf eines optischen Gitters mit Hilfe einer harmonischen Falle beschrieben werden, deren Energieabstand der Vibrationsniveaus in axialer Richtung durch

$$\hbar\omega_{ho} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda_L} \sqrt{\frac{2U_0}{M}} \tag{2.18}$$

gegeben sind, wobe
iMdie atomare Masse ist [162]. Solange dieser Abstand viel größer ist als die Rückstoßenergie

$$E_r = \frac{(\hbar\omega_p)^2}{2Mc^2} = \hbar\omega_r, \qquad (2.19)$$

lässt die Streuung eines Photons mit der Frequen
z ω_p den Bewegungszustand des Atoms unverändert. Die Wurzel dieser Größen

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega_r}{\omega_{ho}}} \tag{2.20}$$

ist als der Lamb-Dicke-Parameter bekannt und für $\eta \ll 1$ wird von dem Lamb-Dicke-Regime gesprochen [165]. In diesem Regime äußert sich die Dopplerverschiebung erster Ordnung nur durch das Erscheinen diskreter Seitenbänder, während die Rückstoßenergie durch die Gitterstrahlen absorbiert wird [7,166].

2.4.3 Doppler- und rückstoßfreie Spektroskopie

Die Spektroskopie an einem atomaren Übergang kann wahlweise an freien Atomen (z.B. Atomstrahl, Gaszelle, etc.) geschehen oder an gefangenen Atomen (z.B. in einem optischen Gitter). Im Folgenden wird die Spektroskopie an freien sowie an gefangenen Atomen beschrieben.

Spektroskopie an freien Atomen

Bei der Spektroskopie an freien Atomen sind zwei Effekte dominierend: die Rückstoß- und die Dopplerverbreiterung. Da die Dopplerverbreiterung viel größer ist als die Rückstoßverbreiterung, wird in allererster Linie diese zu unterdrücken versucht. Um den Dopplereffekt bei der Spektroskopie an freien Atomen zu minimieren, sind einige Techniken bekannt. Die bekannteste Technik ist die Sättigungsspektroskopie, bei der zwei antiparallele Laserstrahlen verschiedene Geschwindigkeitsklassen der Atome ansprechen und so den Dopplereffekt aufheben [167]. Als Methode zur Laserstabilisierung geeignet, ist sie für die Spektroskopie an dem Uhrenübergang nicht effektiv genug.

Die zweite Möglichkeit besteht in der Kühlung der Atome, um den Dopplereffekt zu minimieren (siehe Kap. 2.1). Für Temperaturen von $\sim 10 \,\mu\text{K}$ werden aufgrund des restlichen Dopplereffekts Übergangsbreiten von $\sim 100 \,\text{kHz}$ erreicht. Dies sind Werte, die für eine präzise Spektroskopie an sehr schmalen Übergängen ungeignet sind.

Spektroskopie an gefangenen Atomen

Ist ein Atom in einem Lamb-Dicke-Regime gefangen (siehe Kap. 2.4.2), erfährt das Atom weder eine Rückstoß- noch eine Dopplerverschiebung. Es bilden sich lediglich Seitenbänder, die von den Fallenparametern abhängen [165].



Abbildung 2.5: Trägerfrequenz und Bewegungsseitenbänder spektroskopiert mit dem Vorgänger der in dieser Arbeit verwendeten Apparatur [1].

In dem sehr engen Einschluss des Atoms (halbe Laserwellenlänge) oszilliert das Atom sehr schnell hin und her, sodass die durchschnittliche Geschwindigkeit des Atoms Null ist und der Dopplereffekt unterdrückt wird. Gleichzeitig ist der durchschnittliche Rückstoßeffekt von dem Lichtfeld auf das Atom Null, weil das Atom ständig seine Richtung ändert. Der Impuls des Lichtfeldes geht allerdings nicht verloren, sondern wird auf die Kraft übertragen, die das Atom einschließt [6]. Deshalb besteht das Absorptionsspektrum des Atoms aus einer Trägerfrequenz mit Seitenbändern bei der Bewegungsfrequenz des Atoms (siehe Abb. 2.5).

Mit seinen Bewegungsenergien, eingeschlossen in einer quantisierten Energie der Falle, kann das Atom zwei Arten von Übergängen durchführen. Wechselt das Atom seinen externen Quantenzustand, aber nicht seine Vibrationsquantenzahl n, führt das zu einem Trägerfrequenz-Übergang. Werden sowohl Quantenzustand als auch Vibrationsquantenzahl n gewechselt, kommt es zu Seitenband-Übergängen (siehe Abb. 2.6).



Abbildung 2.6: Schematische Darstellung möglicher Übergänge eines eingeschlossenen Atoms. Der schwarze Pfeil zeigt den Trägerfrequenz-Übergang, der rote (blaue) Pfeil zeigt den Übergäng des ersten roten (blauen) Seitenbandes.

Der Seitenbandabstand in einem optischen Gitter ist durch die Fallenfrequenz gegeben und erlaubt dadurch die Bestimmung der Fallentiefe (siehe Gl. 2.17). Die Stärke des roten (blauen) Seitenbandes ist proportional zu $\eta \langle n \rangle$ $(\eta \langle n + 1 \rangle)$ mit der Vibrationshauptquantenzahl $\langle n \rangle$ [168] und erlaubt die Berechnung der Temperatur der Atome im optischen Gitter [169].

Bisher wurde von einem harmonischen Potential ausgegangen, was allerdings nicht sehr physikalisch ist. Das Potential eines optischen Gitters hat in Wahrheit eine \cos^2 Form, sodass für höhere Energien ein schwächerer Einschluss existiert, als für eine harmonische Annahme. Das führt zu einer Verkleinerung des Vibrationszustandsabstandes bei einer Vergrößerung von n, was zu mehr gebundenen Zuständen führt, als mit dem Modell eines harmonischen Oszillators vorhergesagt werden kann. Die Fallenanharmonizität und die Variation der Falle in lateraler Richtung führt zu einem Verwischen der Seitenbänder in Richtung des Trägers (siehe Abb. 2.5), da sowohl Atome in höheren Bewegungszuständen als auch Atome verschoben zur Strahlachse kleinere Fallenfrequenzen sehen [169]. Glücklicherweise bleiben die Seitenbänder getrennt vom Träger, sodass das Verschmieren keinen Einfluss auf den Uhrenbetrieb hat.

2.4.4 Weitere bewegungsabhängige Effekte und Tunneln

Selbst wenn sich der Bewegungszustand der Atome innerhalb eines Fallenpotentials nicht ändern kann, so kann dennoch ein Tunnelprozess zu einem benachbarten Fallenpotential auftreten. Da die Energielevel der benachbarten Potentiale eines horizontalen optischen Gitters resonant zueinander sind, wird dieser Effekt noch zusätzlich verstärkt. Nach [170] ist der Hamiltonian für Atome, die in einem eindimensionalen optischen Gitter gefangen sind, gegeben durch:

$$\mathcal{H}_{ext} = \frac{\hbar^2 \hat{\kappa}^2}{2M} + \frac{U_0}{2} (1 - \cos 2k_l \hat{z})$$
(2.21)

mit dem Wellenzahlvektor k_l und den Eigenzuständen $|n,q\rangle$, wobei n den Bandindex repräsentiert und q den Quasiimpuls darstellt. Durch die Seitenbänder erfährt der Übergang zusätzlich eine Verschiebung und/oder Verbreiterung abhängig vom Bewegungszustand der Atome. Zur Unterdrückung muss das Fallenpotential ausreichend tief gewählt werden, um die Bandbreite unter die erstrebte Genauigkeit zu verkleinern [170]. Ein höheres Fallenpotential führt indes aber zu einer Vergrößerung anderer gitterabhängiger Verschiebungen. Deswegen ist die einfachste Lösung, die Entartung zwischen den Zuständen benachbarter Fallenpotentiale aufzuheben. In einem vertikal ausgerichteten Gitter sorgt allein die Gravitationskraft für eine ausreichende Verschiebung (Energieverschiebung $\Delta = mg\lambda/2h \simeq 1,6$ kHz mit der Gravitationskonstante g) und führt zu einer Veränderung des Hamiltonians bei einem Winkel θ des Gitters zur Vertikalen [170]:

$$\mathcal{H}_{ext} = \frac{\hbar^2 \hat{\kappa}^2}{2M} + \frac{U_0}{2} (1 - \cos 2k_l \hat{z}) + mg\hat{z}\cos\theta.$$

$$(2.22)$$

Die Eigenzustände sind nun lokalisierte Wannier-Stark-Zustände, sodass ein etwaiges Tunneln stark unterdrückt wird.

2.4.5 Mehrdimensionale Gitter

Bisher wurde nur von einem eindimensionalen Gitter ausgegangen, bei dem nur in axialer Richtung ein starker Einschluss auftritt. Um die Vorteile des Lamb-Dicke-Regimes ausnutzen zu können, ist eine genaue Überlagerung zwischen Uhrenlaserstrahl und Gitterlaserstrahl notwendig. Weiterhin werden viele Atome pro Fallenpotential eingeschlossen, was zu einer möglicherweise großen Kollisionsverschiebung führen kann [7]. Durch das Kreuzen mehrerer Laserstrahlen kann auch ein zwei- oder dreidimensionales optisches Gitter erzeugt werden. Dadurch bilden sich andere Fallenpotentiale , in denen weniger Atome gleichzeitig an einem Ort eingeschlossen sind, als im eindimensionalen Fall (siehe Abb. 2.7).



Abbildung 2.7: Schematische Darstellung eines zweidimensionalen und eines dreidimensionalen optischen Gitters (links) mit den dazugehörigen Potentialen (rechts).

Für Bosonen kann eine solche Geometrie durchaus sinnvoll erscheinen, da es keine andere Möglichkeit gibt, Kollisionsverschiebungen zu unterdrücken. Aber im Falle von Fermionen, bei denen diese Möglichkeit existiert (siehe Kap. 2.5.5), bleibt eine dreidimensionale Geometrie für ein optisches Gitter uninteressant, da es geometrisch unmöglich ist in drei Dimensionen ein Stehwellenlichtfeld mit räumlich konstanter Polarisation zu erzeugen. Für weiterführende Informationen und eine genaue Betrachtung zweidimensionaler optischer Gitter seien die Quellen [7, 171–174] empfohlen.

2.5 Systematische Effekte

Das optische Gitter bietet viele Vorteile bei der Unterdrückung einiger Verschiebungseffekte und stellt das Mittel der Wahl dar, um Atome möglichst störungsfrei einzufangen. Und genau dieses "möglichst" bringt trotz der Möglichkeit eines engen Einschlusses der Atome einige relevante Verschiebungsmechanismen mit sich, die hier im Folgenden neben weiteren systematischen Effekten (z.B. der Schwarzkörperstrahlung) erläutert werden.

2.5.1 AC Stark Effekt

Der AC Stark Effekt Effekt, verantwortlich für die Bildung des Fallenpotentials (Formel 2.17), übt eine Frequenzverschiebung auf den Uhrenübergang aus. In Analogie zum Zeeman-Effekt spaltet der AC Stark Effekt bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes die atomaren Spektrallinien auf. Für einen gegebenen Zustand beträgt die vom AC Stark Effekt hervorgerufene Verschiebung nach [175]

$$\delta E^{Stark} = -\alpha(\omega_L) \left(\frac{\epsilon_L}{2}\right)^2 - \alpha'(\omega_L) \left(\frac{\epsilon_L}{2}\right)^4 + \mathcal{O}(\epsilon_L^6)$$
(2.23)

mit den Proportionalitätskonstanten α und α' , sowie der Amplitude des elektrischen Feldes ϵ_L und der Kreisfrequenz des Lichtfeldes ω_L . Die Polarisierbarkeit α_a eines Zustandes a ist mit

$$\alpha_a(\omega) = \sum_b \frac{|\langle a|\vec{D} \cdot \hat{\epsilon}|b\rangle|^2}{E_b - E_a - \omega} + \sum_b \frac{|\langle a|\vec{D} \cdot \hat{\epsilon}|b\rangle|^2}{E_b - E_a + \omega}$$
(2.24)

die Summe über alle Zustände b, die vom Zustand a aus über einen erlaubten Übergang erreicht werden können [175]. Diese beiden Gleichungen erlauben die Berechnung der Potentialtiefe für den Grund- und den angeregten Zustand und eine Abschätzung der dadurch entstehenden Frequenzverschiebung für den Uhrenübergang.

2.5.2 Gitterlichtinduzierte Frequenzverschiebung

Die offensichtlichste und größte Störquelle ist das optische Gitter selbst. Eine hohe Intensität, die für einen geeigneten Einschluss erzeugt werden muss, hat auch einen ebenso hohen Einfluss auf den Uhrenübergang. Der Effekt vom optischen Gitter ausgehend kann in zwei Komponenten unterteilt werden:

- Effekt erster Ordnung: Porarisierbarkeit α
- Effekt zweiter Ordnung: Hyperpolarisierbarkeit α'

Haben Grund- und angeregter Zustand die gleiche Polarisierbarkeit α , verschwindet der Effekt erster Ordnung und damit die Verschiebung. Diese magische Wellenlänge [64] ist durch die komplizierte Level-Struktur in Atomen der seltenen Erden schwer zu berechnen [11, 176]. Die für Ytterbium berechnete Polarisierbarkeit des Grund- und angeregten Zustandes in Abhängigkeit der Gitterwellenlänge ist in Abbildung 2.8 gezeigt. Die markierten Kreuzungspunkte entsprechen dabei möglichen magischen Wellenlängen für ein optisches Gitter.

Erste experimentelle Messungen der magischen Wellenlänge für Ytterbium wurden für das Isotop ¹⁷⁴Yb durchgeführt [6,65] und mit $\nu_{magic,174} = 394\,799\,475(35)\,\text{MHz}$ (oder $\lambda_{magic,174} \approx 759,3537\,\text{nm}$) gemessen. Gleichzeitig wurde auch die Sensitivität der Verschiebung bestimmt und mit $-22(1)\,\text{mHz}/\text{GHz} \cdot E_r$ angegeben.

Um die *magische Wellenlänge* für das Isotop ¹⁷¹Yb zu bestimmen, muss die kleine Frequenzverschiebung zwischen ¹⁷⁴Yb und ¹⁷¹Yb mit eingerechnet werden. Wird die Messung analog zu ¹⁷⁴Yb durchgeführt, beträgt die *magische Wellenlänge* für ¹⁷¹ $\nu_{magic,171} =$

394 798 329(10) MHz (oder $\lambda_{magic,171} \approx 759,3559 \text{ nm}$) [7,63]. Damit beträgt die Isotopenverschiebung $\nu_{magic}^{174} - \nu_{magic}^{171} = 1146(36) \text{ MHz}.$

Der Verschiebungskoeffizient zweiter Ordnung α' , auch Hyperpolarisierbarkeit genannt, ist in erster Linie viel kleiner als der Effekt erster Ordnung und verhält sich quadratisch zur Intensität. Wie mehrere Arbeit zeigen [11, 60, 177–179], ist dieser Effekt sehr klein, außer für den Fall, dass die magische Wellenlänge in der Nähe von zwei-Photonen-Resonanzen liegt.



Abbildung 2.8: Polarisierbarkeit des Grund- und des angeregten Zustandes in Abhängigkeit der Gitterfrequenz in atomaren Einheiten. Die markierten Kreuzungspunkte deuten dabei auf mögliche magische Wellenlängen hin. Entnommen aus [176].

Während beispielsweise bei Strontium die nächste zwei-Photonen-Resonanz 5 nm von der magischen Wellenlänge entfernt liegt und der Effekt der Hyperpolarisierbarkeit sehr klein ist [180], liegt bei Ytterbium die nächste zwei-Photonen-Resonanz lediglich 0,35 pm entfernt. Um den Effekt zu messen, muss die Wellenlänge des optischen Gitters in die Nähe der Resonanz gebracht und der Uhrenübergang vermessen werden.

Z. Barber hat diese Messungen bereits während seiner Doktorarbeit [6] durchgeführt und die Ergebnisse publiziert [65]. Kurz zusammengefasst, existiert eine magische Polarisation des Gitterstrahls, bei der der Effekt der Hyperpolarisierbarkeit komplett unterdrückt werden kann [178]. Zusätzlich kann der störende Effekt der Hyperpolarisierbarkeit durch den Gebrauch von schwachen Fallen aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Intensität recht klein gehalten werden, sodass sich die Ungenauigkeit, hervorgerufen durch die Hyperpolarisierbarkeit, für ein 200 E_r Gitter mit 1 × 10¹⁷ angeben lässt [7].

2.5.3 Frequenzverschiebung durch den Uhrenlaser

Neben einer Frequenzverschiebung durch den sehr starken Gitterlaserstrahl erfährt der Übergang eine Verschiebung durch den Uhrenlaser. Die Intensität des Uhrenlasers ist um

einige Größenordnungen kleiner als die des Gitterlasers, allerdings liegt die Frequenz viel näher an der Resonanz atomarer Übergänge, was wiederum zu einer Vergrößerung der Verschiebung führt. Die Verschiebung kann analog zur Gittertiefe 2.17 berechnet werden und ergibt eine Sensitivität von $17 \,\mathrm{mHz}/\frac{\mathrm{mW}}{\mathrm{cm}^2}$ [6].

Der von uns verwendete Resonator für das optischen Gitter (siehe Kap. 3.9) besitzt im Fokus einen Strahlradius von 77 µm. Überlagert der Uhrenlaserstrahl perfekt den Resonatorstrahl im Fokus und wird er mit einer typischen Leistung von 40 nW bei einer Ungenauigkeit von 4 nW betrieben (keine Leistungsstabilisierung des Uhrenlaserstrahls), entspricht das einer Strahlungsintensität von 0,215 mW/cm² mit einer Ungenauigkeit von 0,0215 mW/cm². Somit kommt es zu einer tatsächlichen Verschiebung des Uhrenübergangs, hervorgerufen durch die Intensität des Uhrenlasers, von 3,65 mHz mit einer Ungenauigkeit von 0,365 mHz. Damit befindet sich der Effekt der Verschiebung im Bereich von 7 × 10⁻¹⁸ mit einer Ungenauigkeit von 7 × 10⁻¹⁹.

2.5.4 Frequenzverschiebung durch Schwarzkörperstrahlung

Nicht nur die Laserstrahlen wirken frequenzverschiebend auf atomare Übergänge, auch die Umgebungsstrahlung kann zu der Gesamtungenauigkeit beitragen. Die Schwarzkörperstrahlung (BBR, von *Black Body Radiation*), die in Abhängigkeit von der Temperatur von allen Oberflächen emittiert wird, verschiebt durch die daraus resultierenden AC Stark und AC Zeeman Frequenzverschiebungen auch den atomaren Uhrenübergang.

Für die momentan am besten charakterisierten Uhren der Welt ist der Effekt durch die BBR die größte Quelle der Ungenauigkeit [62,63,77,83]. Nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz hat das Spektrum eines Schwarzkörpers bei 300 K einen Höchstwert bei 10 µm und das dadurch hervorgerufene elektrische Feld ist $(8,319 \text{ V/cm}^2)^2 \times (T(\text{K})/300)^4$ [181]. Verglichen mit einem Lichtfeld, hat die Schwarzkörperstrahlung eine Intensität von 92 mW/cm² und obwohl es bei dieser Wellenlänge keine Übergänge in Ytterbium gibt, ist die Verschiebung signifikant.

Für eine Temperatur von 300 K wurde für Ytterbium eine durch die BBR hervorgerufene Verschiebung von -1,34(13) Hz, entsprechend einer Ungenauigkeit von $2,5 \times 10^{-16}$, bestimmt [6]. Damit ist die theoretische Ungenauigkeit im Vergleich zu anderen optischen Standards sehr groß, was an der komplizierten Level-Strukur von Ytterbium liegt und an den damit verbundenen Schwierigkeiten der theoretischen Berechnung [176, 182, 183]. Die experimentelle Ungenauigkeit der BBR ist außerdem von der Umgebungstemperatur abhängig. Für kleine Änderungen der Temperatur (um eine Raumtemperatur von 300 K) ist die Frequenzverschiebung [6]

$$\Delta \nu_{BBR} = -1.34 \,\mathrm{Hz} \times (1 + 4\delta T/300). \tag{2.25}$$

Das bedeutet für eine temperaturstabilisierte Umgebung mit $\Delta T = 1 \text{ K}$ eine Verschiebung der Frequenz um 18 mHz bzw. 3.4×10^{-17} . Eine temperaturstabilisierte Umgebung für die Atome zu schaffen, ist ein schwieriges Unterfangen. Der größte Teil der Kammer besitzt zwar eine wohldefinierte Temperatur, allerdings sind verschiedene Materialien mit unterschiedlichen Emissionsraten verbaut. So müssen nicht nur die Fenster berücksichtigt werden, die einen Großteil der Kammer einnehmen, sondern auch der auf \sim 700 K geheizte Ofen, sowie in unserem Fall das im Vakuum verbaute optische Gitter, welches auf einem geheizten Flansch sitzt (siehe Kapitel 3.9).

Ohne weitere Analyse muss für unsere Apparatur ein Fehler von 2 Hz angenommen werden, was einer Ungenauigkeit von 4×10^{-15} entspricht.

2.5.5 Dichteverschiebung

Eine optische Uhr basierend auf Neutralatomen bietet gegenüber Atomuhren, die auf einzelnen Ionen basieren, den Vorteil über viele Atome mitteln zu können, um so die Genauigkeit zu erhöhen [40,41]. Da speziell in einem eindimensionalen optischen Gitter viele Atome in einem Potentialtopf zusammen gefangen sind, stellt sich die Frage, ob sich die Atome gegenseitig stören und dadurch den Uhrenübergang beeinflussen.

Bei ultrakalten Temperaturen ist die Energieverschiebung verursacht durch Kollisionen [86]

$$\delta E_{mf} = \frac{4\pi\hbar^2 a \cdot n \cdot g^{(2)}(0)}{M}$$
(2.26)

mit der s-Wellen Streulänge a, der Atomdichte n, der Atommassenzahl M und der zwei-Teilchen Korrelationsfunktion $g^{(2)}(0)$. Für unterscheidbare Teilchen oder Bosonen nimmt die Korrelationsfunktion Werte zwischen $1 \leq g^{(2)}(0) \leq 2$ an, wobei für ununterscheidbare Fermionen $g^{(2)}(0) = 0$ ist und somit s-Wellen Kollisionen verboten sind.

Verschiebungen durch p-Wellen Kollisionen konnten bereits beobachtet werden [184]. Diese Kollisionen können allerdings durch einen geeignet gewählten Anregungsanteil in den angeregten Uhrenzustand vermieden werden. Es konnte von A. D. Ludlow gezeigt werden, dass die Dichteverschiebung mit einer Ungenauigkeit im Bereich von 5×10^{-18} kontrolliert werden kann [185].

Eine geeignete Unterdrückung der Kollisionsverschiebung bei Bosonen erfolgt nur in einem dreidimensionalen optischen Gitter, wenn nur einzelne Atome pro Gitterpotential gefangen sind, außer die Wechselwirkung wird soweit erhöht, dass es zu einer Kollisionsblockade kommt [186].

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau einer transportablen optischen Uhr

Um einen Transport unbeschadet zu überstehen, muss ein transportables System robust und kompakt sein. Als Ziel für die transportable Ytterbium Gitteruhr wurde zu Beginn des SOC Projekts ein maximales Volumen von 2000 Litern festgelegt, welches alle optischen, optomechanischen sowie mechanischen Komponenten bis auf den Uhrenlaser selbst beinhalten soll [187]. Deswegen wurde als Basis ein 1×2 m² großer optischer Tisch gewählt, auf dem alle Komponenten Platz finden sollten, um das oben genannte Volumen nicht zu überschreiten. Zusätzlich besteht die Möglichkeit den optischen Tisch auf eigene Rollen abzusenken, um die Transportabilität des Systems zu gewährleisten.

Die Durchführung des Transports nach Turin war ein Teil dieser Arbeit, sodass sämtliche sämtliche Lasersysteme und Strahlführungswege, die in den vorangegangenen Arbeiten von T. Franzen [1] und C. Abou Jaoudeh [2] beschrieben wurden, im Hinblick auf bestmögliche Stabilität ersetzt, verändert und/oder optimiert wurden.

Ausgehend von der modifizierten Vakuumkammer werden in diesem Kapitel nacheinander die Lasersysteme vorgestellt, die für das Fangen, Präparieren, Halten und Abfragen der Atome benötigt werden. Auch wird erklärt, wie die einzelnen Laser stabilisiert werden, wie das optische Gitter im Detail funktioniert, es werden die Strahlführungswege veranschaulicht und die neue modulare Bauweise des kompletten Systems erläutert.

3.1 Die Vakuumkammer

Das Herzstück des Experimentes bildet die Vakuumkammer, in der zunächst ein (heißer) Strahl von Ytterbium Atomen erzeugt wird, die anschließend gebremst, gekühlt und schließlich im optischen Gitter gefangen werden, wo die Spektroskopie des Uhrenübergang stattfindet. Im Wesentlichen ist die Vakuumkammer identisch mit dem System aus [1, 2, 140], wurde aber an wichtigen Stellen modifiziert bzw. erweitert. Abbildung 3.1 zeigt eine Skizze der verwendeten Vakuumkammer.

Die Hauptkammer des System besteht aus einem großen Zylinder mit CF100 Zugängen

vorne und hinten. Seitlich sind im Abstand von 45° bis auf die horizontalen Zugänge CF35 Fenster angebracht. An einem horizontalen Zugang sind mittels einer CF16 Verbindung der 30 cm Zeeman-Abbremser, ein Atomstrahlshutter und der Atomstrahlofen angeschlossen. Auf der gegenüberliegenden Seite ist ein CF35 Kreuz angebracht, das den Anschluss mehrere Bauteile erlaubt. Das wichtigste Bauteil ist das für den optischen Zugang des Abbremserstrahls angebrachte Winkelstück mit einem CF35 Fenster und einem Silberspiegel im Gelenk. Durch die Verwendung eines Umlenkspiegels wird vermieden, dass das Fenster direkt vom Atomstrahl getroffen werden kann und somit nach und nach mit Ytterbium beschichtet wird, sodass der Abbremserstrahl nicht mehr durch das Fenster transmittieren kann.



Abbildung 3.1: Skizzierte Frontansicht der verwendeten Vakuumkammer. Alle wichtigen Teile des Systems sind markiert.

Weiterhin sind an dem Kreuz eine Ionenpumpe, eine Titan-Sublimationspumpe, eine Druckmessröhre und ein Ventil zum Abpumpen der Vakuumkammer angeschlossen. Eine zweite Ionenpumpe, ein zweites Ventil und eine zweite Druckmessröhre befinden sich zusätzlich im Bereich des Atomstrahlofens.

Das optische Gitter ist auf einem temperaturstabilisierten CF100 Flansch befestigt, der in der Mitte einen optischen Zugang mittels CF16 Fenster aufweist. Diese Komponente wird von hinten an die Hauptkammer angebracht. Vorne ist ein CF100 Fenster eingebaut, um einen großen optischen Zugang zu gewährleisten und auf einfachem Weg in den Resonator einkoppeln zu können.

Zudem sind vier Spulen an der Hauptkammer angebracht. Zwei davon (große MOT Spule und kleine MOT Spule) bilden das Spulenpaar, welches hauptsächlich für den Betrieb der MOT benötigt wird, während zusätzlich noch eine horizontale und vertikale Kompensationsspule angebracht ist, um Störfelder zu kompensieren oder auch um die MOT in allen drei Raumachsen schieben zu können, damit MOT und optisches Gitter überlagert werden können.

Im Vergleich zu der in [1,2,140] beschriebenen Vakuumkammer, wurden drei Änderungen vorgenommen. Zuerst wurde der Spektroskopieanbau entfernt und durch eine eigenständige Spektroskopie ersetzt (siehe Kap. 3.4). An das Kreuz mit den elektrischen Durchführungen wurde eine Titan-Sublimationspumpe angebracht, um den Druck in der Hauptkammer um eine weitere Potenz in den 10^{-10} mbar-Bereich zu bringen und als Hauptänderung wurde der Resonator [1,3] durch einen Neuen ersetzt [4,5] (siehe Kap. 3.9).

3.2 Das blaue Lasersystem

Das blaue Lasersystem in den Arbeiten von T. Franzen [1] und C. Abou Jaoudeh [2] erwies sich als nicht stabil genug für einen etwaigen Transport. Deswegen wurde auf einer Grundfläche von (45×45) cm² ein neues fasergekoppeltes Lasersytem aufgebaut, das sämtliche Laserstrahlen über optische Faser bereitstellen soll, die sowohl für den Betrieb des Zeeman-Abbremsers, der ersten Kühlstufe ("blaue MOT"; 399 nm), als auch für die Stabilisierung des Systems benötigt werden. Aufgebaut wurde das System in einer Master-Slave-Konfiguration, wobei ein Master-Laser genügend Leistung liefert, um zwei Slave-Laser per *injection locking* Methode zu stabilisieren.

3.2.1 Aufbau des Master-Lasers

Das wichtigste Bauteil des gesamten Systems ist der blaue Master-Laser. Ytterbium besitzt mit einer Wellenlänge von 398,91 nm für den ersten Kühlübergang eine durchaus unübliche Frequenz, die nicht gerade trivial generiert werden kann. Im Wesentlichen sind zwei Möglichkeiten gegeben:

- Frequenzverdopplung eines Lasers bei einer Wellenlänge von knapp 800 nm
- Die Stabilisierung einer Laserdiode auf die Wellenlänge von 398,91 nm

Die erste Version kommt für dieses Experiment nicht in Frage, da üblicherweise ein Ti:Sa-Laser bei ca. 800 nm benutzt wird, um mittels Frequenzverdopplung 398,91 nm zu erreichen [7,130,188]. Sowohl der Betrieb des Lasers als auch die Frequenzverdopplung sind anspruchsvolle Aufgaben, wobei die Größe dieses Systems eine entscheidende Rolle spielt, weshalb die zweite Variante gewählt wurde.

Laserdioden sind viel kleiner, der Aufbau dadurch kompakter, und lassen sich durch einfache Techniken auf eine bestimmte Wellenlänge stabilisieren. Die gängigste Methode ist die Stabilisierung der Laserdiode mit einem Reflexionsgitter in Littrow-Konfiguration, um sie schmalbandig zu machen und die Laserfrequenz durchstimmen zu können [189–191]. In dieser Konfiguration wird die 1. Beugungsordnung vom Reflexionsgitter zurück zur Laserdiode reflektiert, um die Laserdiode abhängig vom Winkel zwischen Reflexionsgitter und Laserstrahl auf die zurückreflektierte Wellenlänge zu stabilisieren, während die 0. Beugungsordnung als Ausgangsstrahl dient. In der einfachsten Version einer Littrow-Konfiguration (siehe Abb.3.2) ist die Richtung des Ausgangstrahls von der Justage des Reflexionsgitters abhängig. Ist eine erneute Justage der 1. Ordnung zur Laserdiode notwendig, ändert sich zwangsläufig auch die Richtung des Ausgangsstrahls.



Abbildung 3.2: Skizze einer Littrow-Konfiguration. Die 1. Beugungsordnung dient als Feedback für den Laser, die 0. Beugungsordnung dient als Ausgangsstrahl. Entnommen aus [192].

In der ersten Version des blauen Master-Lasers kam die oben beschriebene Version zum Einsatz [1, 2, 140]. Die Stabilität des Systems war allerdings unzureichend, da eine Neujustage der Wellenlänge und der Schwelle teils wöchentlich notwendig war und somit den Betrieb der Apparatur stark beeinträchtigte.

Eine weitere Methode die Emmissionswellenlänge einer Laserdiode zu bestimmen, ist der Aufbau mit einem Interferenzfilter als wellenlängenselektives optisches Element [193, 194] (siehe Abb. 3.3).



Abbildung 3.3: Skizze einer unter Verwendung eines Interferenzfilters stabilisierten Laserdiode. Der aus der Laserdiode emittierte Strahl wird erst kollimiert, durchläuft zur Wellenlängenselektion einen Interferenzfilter, wird auf einen Rückreflektor fokussiert und anschließend wieder kollimiert [194]. Ein Teil der Leistung wird am Rückreflektor zur Stabilisierung der Laserdiode zurückreflektiert.

Die Laserdiode wird zunächst kollimiert. Anschließend durchläuft der kollimierte Strahl einen Interferenzfilter, der nur eine bestimmte Wellenlänge durchlässt, wird dann auf einen Rückreflektor fokussiert, der einen Teil des Lichtes zurück zur Diode reflektiert, und schließend wieder kollimiert.

Durch die Fixierung aller Komponenten zeigt dieses System eine größere Stabilität als unser altes Design [1,2,140]. Außerdem ist die Ausgangsrichtung fest, selbst wenn bei der Justage der Interferenzfilter gedreht werden muss, um die richtige Wellenlänge zu finden. Das erleichtert das Monitoring während der Aufbaus. So bleiben die optischen Pfade z.B. zum Wellenlängenmessgerät, einem Resonator und/oder einem optischen Spektrumanalysator erhalten, auch wenn am Interferenzfilter gedreht wird, anders wie es der Fall bei einem Littrow-Aufbau wäre.

Um die Stabilität des neuen Lasersystems weiter zu verbessern, wurde auch eine neue Laserdiode verwendet. Die von uns gewählte Laserdiode (Nichia NDUA116T, 20 mW, Wellenlänge 390 nm bis 400 nm) hat eine Antireflexbeschichtung auf der Frontfacette und fängt im Gegensatz zu der zuvor benutzten Laserdiode (Toptica LD-0405-0030-1 [140]) nicht von sich aus an, Laserlicht zu emittieren. Dadurch entsteht keine Konkurrenz zwischen der von uns gewählten Mode (durch einen Interferenzfilter und einen Rückreflektor realisiert) und einer Mode, die sich innerhalb der Laserdiode bildet.

In unserem System sitzt die Laserdiode zusammen mit einer Kollimationslinse (Thorlabs C330TME-A) in einem kleinen Halter auf einem Peltierelement, sodass dieser Halter und die Laserdiode unabhängig vom restlichen Aufbau temperaturstabilisiert werden können (siehe Abb. 3.4).



Abbildung 3.4: Seitenansicht des blauen Master-Lasers ohne äußeres Gehäuse.

Dieser Halter sitzt zusammen mit den übrigen optischen Elementen auf einer länglichen Schiene, an dessen Seiten die zwei anderen Linsen (Thorlabs C260TMD-A) und der auf einem Piezoelement sitzende Rückreflektor (Edmund Optics #65-922) mit Hilfe von einem Zwei-Komponenten-Epoxidkleber befestigt sind. Der Interferenzfilter wird von oben aufgesetzt und kann mit Schrauben und/oder Kleber in seiner Position fixiert werden. Diese Schiene sitzt auf einem weiteren Peltierelement, mit dessen Hilfe die Temperatur der Schiene und damit des Interferenzfilters stabilisiert werden kann. Als Wärmesenke dient ein mit Wasser gekühlter Messingblock. Abbildung 3.5 zeigt das zusammengebaute System in einem Aluminium-Druckgussgehäuse (ROSE ALUFORM Gehäuse 04.08 12 08), welches sich dicht abschließen lässt.



Abbildung 3.5: Draufsicht auf den im äußeren Gehäuse fixierten blauen Master-Laser (im lasenden Zustand).

3.2.2 Slave-Laser für MOT- und Abbremserstrahl

Die Slave-Laser haben die Aufgabe, genug Leistung für den Abbremserstrahl und die MOT-Strahlen zur Verfügung zu stellen, da der Masterlaser nicht genug Leistung liefern kann. Der Aufbau ist dabei wesentlich einfacher als bei dem Masterlaser, da es für die Slave-Laser ausreichend ist, diese in der oben erwähnten kleinen Halterung mitsamt einer Kollimationslinse auf einen Stapel aus zwei Peltierelementen zu platzieren (siehe Abb. 3.6 (a)).

Der Grund für die Verwendung von zwei Peltierelementen ist, dass bei Raumtemperatur die Mittenwellenlänge der verwendeten Laserdioden (Mitsubishi ML320G2; MOT-Slave: 400 nm; Abbremser-Slave: 397,5 nm) weit von der gewünschten Wellenlänge von 399 nmentfernt liegt und diese stark geheizt bzw. gekühlt werden müssen (übliche Temperaturverschiebung bei GaN-Laserdioden: $1 \text{ nm}/15 \,^{\circ}$ C). Das untere Peltierelement wird mit einem festen Stromwert betrieben und bringt als Vorkühler/-heizer die Temperatur der Diode in die Nähe des gewünschten Wertes, während mit dem oberen Peltierelement die Temperatur auf einen voreingestellten Wert geregelt werden kann. Mit dieser Methode ist eine präzisere Temperatureinstellung möglich, als nur mit einem Peltierelement, da das kleinere Peltierelement nur mit einem sehr kleinen Strom betrieben werden muss. Beide Laser wurden auf die gleiche Wärmesenke, wie sie im Masterlaser eingesetzt wird, geklebt und in das gleiche Aluminium-Druckgussgehäuse (ROSE ALUFORM Gehäuse 04.08 12 08) eingebaut (siehe Abb. 3.6 (b)).



Abbildung 3.6: Skizze des Aufbaus der Slavelaser (a) und Foto des Slavelaseraufbaus mit optischen Isolatoren (b).

3.2.3 Aufbau des gesamten Systems

Die Grundidee hinter dem quadratischen Breadboard (Thorlabs MB4545/M) mit 45 cm Seitenlänge ist, ein kompaktes System zu entwickeln, auf dem sämtliche Laserstrahlen (Spektroskopie, Abbremser und MOT) über Faserkoppler zur Verfügung gestellt werden. Hierfür werden zwei Slave-Laser über einen Master-Laser injiziert, die Frequenzen der einzelnen Strahlen über Acusto-Optischen-Modulatoren (AOMs) gesteuert und die Strahlen über Faseranschlüsse für das Experiment zugänglich gemacht (siehe Abb. 3.7).

Die gewählte Strahlhöhe von 4 cm und die kompakte Bauweise erforderten die Herstellung selbstentwickelter Optomechanik in der universitätseigenen Zentralwerkstatt, da die gewählte Strahlhöhe mit Standardkomponenten zwar realisiert werden kann, diese aber den Aufbau auf einem Breadboard mit einer Seitenlänge von 45 cm verhindern. Ihrer Größe und Stabilität geschuldet fiel die Wahl der Spiegelhalter auf die halbzöllige PolarisTM-Serie der Firma Thorlabs (POLARIS-K05).

Ausgehend von dem Master-Laser wird der Laserstrahl über zwei Spiegel durch ein Galilei-Teleskop (Thorlabs BE02M-A) geleitet, um den Strahldurchmesser für die beiden AOMs anzupassen. Mit diesem Trick ist es unnötig vor und nach jedem AOM eine Linse aufzubauen, um die Effizienz des AOMs zu maximieren und anschließend den Strahl wieder zu kollimieren. Nach dem Teleskop durchläuft der Strahl einen Isolator (Thorlabs IO-5-405-LP; 32-42 dB Dämpfung) um Rückreflexe, die die Laserdiode stören könnten, zu unterdrücken und wird danach mit Hilfe von zwei polarisierenden Strahlteilern in drei Teilstrahlen aufgeteilt (siehe Abb. 3.7):

- Der erste Strahl (reflektiert am ersten Strahlteiler) wird über zwei Spiegel und durch ein Teleskop geleitet und injiziert den Abbremser-Slave.
- Der zweite Strahl (transmittiert vom ersten und reflektiert vom zweiten Strahlteiler) durch läuft einen AOM (Crystal Technology 3200-147; Frequenz: 230 MHz) zweifach und dient als Spetroskopiestrahl.
- Der dritte Strahl (transmittiert von beiden Strahlteilern) durchläuft ebenfalls einen AOM (Crystal Technologies 3200-147; Frequenz: 160-175 MHz) zweifach und injiziert den MOT-Slave.

Während der Ausgangsstrahl des Abbremser-Slaves ohne weitere Manipulation in Richtung Faserkopplung verläuft, ist im Pfad des MOT-Slaves noch ein weiterer AOM eingebaut. Dieser AOM (Gooch & Housego 3080-125; Frequenz: 80 MHz) ist für das schnelle Schalten des MOT-Laserstrahls zuständig.



Abbildung 3.7: Foto des blauen Breadboards mit sämtlichen Strahlläufen. Die wichtigsten Komponenten sind markiert oder entsprechend den Faserausgängen beschriftet. Zusätzlich finden sich an den AOMs die jeweiligen Arbeitsfrequenzen.

Für beide Slave-Laserstrahlen wird jeweils ein kleiner Resonator verwendet, mit dem die Güte der Injektion überprüft werden kann. Für die Resonatoren wurden zwei Spiegel mit einer Reflektivität von 99% und einem Krümmungsradius von 100 mm auf einen Piezokristall und Abstandsringe geklebt, sodass der Resonator eine Gesamtlänge von 23,7 mm (Spiegelabstand: 17 mm) besitzt und mit Hilfe eines der Spiegel in einem Spiegelhalter befestigt ist (siehe Abb. 3.8). Hinter dem Resonator ist eine passive Photodiode (BPW34B) zur Messung der Transmission angebracht. Die Strahlen für die Resonatoren werden von den jeweiligen Hauptstrahlen mittels Strahlteilern (Thorlabs BP058) abgelenkt (siehe Abb. 3.7). Der Vorteil dieses Strahlteilers ist eine Dicke von 2 µm, durch die es weder einen parasitären zweiten Strahl wie bei üblichen Strahlteilern gibt, noch ein Parallelversatz des Laserstrahls auftritt.



Abbildung 3.8: Bild (a) und Schema (b) des Resonators zur Überwachung der Injektion. Etwa 8% des Hauptlaserstrahls werden von einem Strahlteiler in Richtung des Resonators abgelenkt und hinter dem Resonator von einer passiven Photodiode detektiert.

Das komplette Breadboard ist mit Seitenwänden aus Aluminium und einem Deckel aus Plexiglas bestückt, um ein abgeschlossenes System zu realisieren. In einer Seitenwand sind alle relevanten elektrischen Anschlüsse (Laser, Resonatoren, Photodioden, AOMs) und die Anschlüsse für die Wasserkühlung integriert, an einer Zweiten sind die vier Faseranschlüsse (Thorlabs FiberPort PAF-X-7-A) angebracht. Drei der vier Faseranschlüsse dienen dem Einkoppeln des Spektroskopie-, Abbremser- und MOT-Strahles. Der Vierte ist dafür gedacht, grünes Licht für die Spektroskopie in das blaue Breadboard einzukoppeln, mit dem blauen Spektroskopiestrahl zu überlagern und dann beide Strahlen in einer Faser zur Spektroskopiezelle zu leiten (siehe Kapitel 3.4).

Zur Übertragung der Laserstrahlen wurden polarisationserhaltende Fasern der Firma Thorlabs verwendet (P3-405BPM-FC-2 bzw. der Vorgänger P3-405PM-FC-2) mit denen eine Kopplungseffizienz von ca. 50 % erreicht werden konnte. So stehen für die Spektroskopie ~0,5 μ W (1 mW vor der Faser), ~9 mW (17 mW) für den Abbremserstrahl und ~15 mW (32 mW) für die MOT-Strahlen am Faserausgang zur Verfügung.

3.3 Das grüne Lasersystem

Im Rahmen des SOC2 Projekts wurde ein grünes Lasersystem von MenloSystems entwickelt und uns zur Verfügung gestellt, um das alte System [1, 2] zu ersetzen. Das alte System bestand aus einem kommerziellen Faserlaser (Koheras AdjustiK), der eine Toptica Laserdiode injizierte, um mit Hilfe von Frequenzverdopplung in einem PPLN Wellenleiter (HC Photonics) etwa 6-8 mW Leistung für das Experiment (Spektroskopie und MOT) zu generieren [1, 2, 195, 196].

Das neue System ist ein Ytterbium-dotierter Faserlaser, der direkt mit einem fasergekoppelten Frequenzverdopplungskristall verbunden ist und ca. 15 mW bei 556 nm am Ausgang einer Single-Mode-Faser bereitstellt (siehe Abb. 3.9). Die grobe Einstellung der Wellenlänge erfolgt über die Temperatur der Ytterbium-dotierten Faser, während für die Feineinstellung und zur Stabilisierung der Piezokristall im NKT Photonics BASIK Modul direkt angesteuert wird [197]. Eingebaut in ein 19" Rack bietet dieses System eine ausgezeichnete Stabilität und vereinfacht das bisher verwendete grüne Lasersystem erheblich.





Abbildung 3.9: Frontansicht des von MenloSystems bereitgestellten Lasersystems (a) und Skizze der Funktionsweise des Lasersystems (b) [197]. Ein NKT Photonics BASIK Modul wird mit zwei Pumpdioden verstärkt und durchläuft anschließend die Frequenzverdopplung, bevor das 556 nm Licht den Laser in einer Single-Mode-Faser verlässt.

3.4 Zwei Farben Spektroskopie

In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurden die beiden Hauptlasersysteme mit den Wellenlängen 399 nm und 556 nm, die für die Laserkühlung von Ytterbium benutzt werden, beschrieben. Beide Systeme haben bei konstanter Raumtemperatur eine gewisse Langzeitstabilität, müssen aber auf eine Frequenzgenauigkeit von >1 MHz stabilisiert werden, um im Experiment eingesetzt werden zu können.

Üblicherweise wird ein 399 nm System auf einen Atomstrahl [1,2,140] oder mit Hilfe einer Hohlraum-Kathoden-Lampe [6] stabilisiert, das 556 nm System hingegen kann ebenfalls auf einen Atomstrahl [1,2] oder einen sehr stabilen Resonator stabilisiert werden [6,7].

Wir haben uns entschieden, Spektroskopie an einem Atomstrahl zu betreiben und die Laser auf die Fluoreszenz zu stabilisieren. In der ersten Version der Vakuumkammer [1,2, 140] waren die Spektroskopiezellen im Bereich des Ofens in das Vakuumsystem integriert und übereinander angeordnet, sodass jede Farbe einzeln stabilisert werden konnte. Das brachte den Nachteil mit sich, dass für ein Nachfüllen des Spektroskopieofens, die ganze Kammer geöffnet werden musste, unabhängig davon ob der Atomstrahlofen noch komplett gefüllt war.

Um das Systems zu vereinfachen, wurde einerseits ein neues Spektroskopieverfahren (die sogenannte Zwei-Farben-Spektroskopie) entwickelt, andererseits eine neue Spektroskopiezelle entworfen, die ein von der Hauptkammer unabhängiges System darstellt (siehe Abb. 3.10).

Für das neu entwickelte Spetroskopieverfahren werden weiterhin die beiden MOT-Übergänge ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$ (blaue MOT) und ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$ (grüne MOT) spektroskopiert, es findet aber **nur** eine Detektion der blauen Fluoreszenz statt. Zu diesem Zweck wird das blaue und grüne Licht für die Spektroskopie im blauen Breadboard überlagert und in eine polarisationserhaltende optische Faser (Thorlabs P3-405BPM-FC-2) eingekoppelt. Das andere Ende der Faser ist mit einem Faserkoppler (Thorlabs FiberPort PAF-X-7-A) an der Spektroskopiezelle verbunden, der so eingestellt wird, dass der grüne Strahl kollimiert den Koppler verlässt und die Zelle mittig passiert. Der blaue Strahl zeigt dadurch eine leichte Divergenz, aber aufgrund der Linienbreite von $2\pi \times 28$ MHz für den ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$ Übergang ist die Empfindlichkeit aufgrund des Dopplereffekts gegenüber einer Fehlausrichtung zum Atomstrahl nicht signifikant groß (~1 MHz, was mit dem MOT AOM ausgeglichen werden kann).

Um die grüne Intensität in der Spektroskopiezelle zu erhöhen, befindet sich hinter der Zelle ein dichroitischer Spiegel, der mit einer hohen Reflektivität für das grüne Licht (und einer hohen Transmission für das blaue Licht) das grüne Licht reflektiert und dadurch die Lichtintensität am Ort der Atome verdoppelt (siehe Abb. 3.10).

Die eigentliche Stabilisierung erfolgt durch die sogenannte Lock-in Technik wobei die Laserfrequenz mit einem AOM moduliert wird. Vor dem Photomultiplier ist ein Bandpassfilter (Thorlabs FB400-10) angebracht, sodass, wie oben erwähnt, nur die blaue Fluoreszenz detektiert werden kann (siehe Abb. 3.11 (a)).

Wird mit dem blauen Laser über die Resonanz gescannt, generiert der blaue Lockin-Verstärker ein Fehlersignal, mit dem es möglich ist, den Laser auf diese Resonanz zu stabilisieren (siehe Abb. 3.11 (b)). Ist der blaue Laser stabilisiert und der grüne Laser wird über die Resonanz gescannt, kann im blauen Spektroskopiesignal ein Einbruch festgestellt werden.



Abbildung 3.10: Skizze der Draufsicht (a) und Bild (b) der Zwei-Farben-Spektroskopiezelle. Zur Kollimierung des Atomstrahls sind Ofen und Spektroskopiezelle durch ein 200 mm langes Rohr getrennt. Eingezeichnet sind alle eingebauten Blenden, mit denen der Atomstrahl kollimiert wird, sowie die Strahlführung (Atomstrahl und Laserstrahlen) und die Detektion der Fluoreszenz mit einem Photomultiplier (PMT) (a). In (b) ist der komplette Spektroskopieaufbau mit Atomstrahlofen, Spektroskopiezelle, Photomultiplier und Faserausgang (Thorlabs FiberPort PAF-X-7-A) mit angeschlossener optischer Faser (Thorlabs P3-405BPM-FC-2) zu sehen. Hinter der Zelle befindet sich ein Spiegel um grünes Licht zurück zu reflektieren.

Atome, die sich, durch grünes Licht angeregt, im ${}^{3}P_{1}$ Zustand befinden, können nicht mehr mit dem blauen Licht interagieren und erscheinen somit *unsichtbar* für den blauen Laser. Der blaue Strahl trifft somit auf weniger anregbare Atome und eine geringere Fluoreszenz ist die Folge.

Durch den detektierten Abfall der Fluoreszenz generiert der grüne Lock-in-Verstärker ein Fehlersignal mit dem der grüne Laser stabilisiert werden kann. Diese Technik funktioniert nur, wenn beide Lock-in-Verstärker mit verschiedenen Modulationsfrequenzen arbeiten (100 kHz für blau und 130 kHz für grün), um zu verhindern, dass ein Lock-in-Verstärker die Modulation des Anderen auf dem Fluoreszenzsignal detektiert und dadurch das Fehlersignal gestört wird.



Abbildung 3.11: Schema (a) und visuelle Veranschaulichung (b) der Stabilisierung der beiden MOT-Laser. Wird der blaue Laser gescannt, erkennt der blaue Lock-in-Verstärker (Lock-In-A) die Modulation auf dem Fluoreszenzsignal und generiert ein Fehlersignal mit dem sich der blaue Laser stabilisieren lässt (Stab. blau). Die Modulation wird von dem grünen Lock-in-Verstärker (Lock-In-B) nicht erkannt. Ist der blaue Laser stabilisiert und wird der grüne Laser über die Resonanz gescannt, erkennt der grüne Lock-in-Verstärker (Lock-In-B) die Modulationsfrequenz des grünen Laserstrahls und generiert ein Fehlersignal mit dem der grüne Laser stabilisiert werden kann (Stab. grün). Der blaue Laser bleibt währenddessen davon unbeeinträchtigt. Abbildung (a) mit freundlicher Genehmigung von Tobias Franzen.

Um die Stabilität der Zwei-Farben-Spektroskopie zu untersuchen, wurde die Stabilisierung des grünen Lasers, die aufgrund der Linienbreite des grünen Übergangs viel genauer arbeiten muss, mit einem ähnlichen, grünen Laserystem (Koheras Boostik BoY10PztS; PPLN Wellenleiter Kristall von MenloSystems GmbH, WH-0556-000-A-BC), welches in [135] zum Einsatz kam, getestet. Beide Lasersysteme besitzen einen Monitorausgang (siehe Abb. 3.9 und [135]), sodass die Messung eines Schwebungssignals schnell durchgeführt werden konnte.

Zum Test der Stabilität wurden beide Lasersystem unabhängig voneinander auf unterschiedliche Spektroskopiesignale stabilisiert und die Schwebungsfrequenz für über 800 s aufgenommen (siehe Abb. 3.12). Aus der Analyse der Schwebungsfrequenz lässt sich eine Standardabweichung von 150 kHz berechnen, die eine obere Grenze für die Frequenzstabilität unseres Lasersystems darstellt und ausreichend ist für den Betrieb der grünen MOT.



Abbildung 3.12: Schwebungsfrequenzmessung zwischen dem in dieser Arbeit verwendeten grünen Lasersystem und dem Lasersystem aus [135]. Für die Messung wurden die Lasersysteme unabhängig voneinander auf unterschiedliche Spektroskopiesignale stabilisiert und mit Hilfe der Monitorausgänge die Schwebungsfrequenz zwischen den beiden Systemen aufgenommen. Aus der Analyse folgt eine Standardabweichung von 150 kHz, was eine obere Grenze der Frequenzstabilität für die beiden Lasersysteme darstellt.

3.5 Das Gitterlasersystem

Ein weiteres wichtiges System ist der Gitterlaser. Zum Einen muss das System eine hohe Leistung bei kleinem Volumen liefern, um die Atome effizient im optischen Gitter fangen zu können und das Ziel eines kompakten Aufbaus zu erreichen, zum Anderen muss das System sowohl auf den Resonator (der das optische Gitter bildet; siehe Kap. 3.9) als auch auf eine bestimmte Wellenlänge stabilisiert werden können.

Auch hier wurde das bestehende System [1, 2] weiterentwickelt. Der bisherige Aufbau bestand aus einem DLpro der Firma Toptica als Master-Laser und einem Trapezverstärker (TA) der Firma M2K-Laser (TAL-0765-1000) als Slave-Laser, die zusammen ein MOPA-System (*Master Oscillator - Power Amplifier*) bildeten. Die beschriebene MOPA-Konfiguration blieb erhalten, wurde aber im Rahmen dieser Arbeit an mehreren Stellen verbessert.

3.5. Das Gitterlasersystem

Während es am Dlpro keine Änderungen gab, wurde der TA in ein komplett neues Gehäuse (ROSE 04.12 16 08) eingesetzt und die Strahlhöhe auf die des DLpro angepasst. In diesem Gehäuse befindet sich die Laserdiode zusammen mit zwei Kollimationslinsen und einer Zylinderlinse auf einer aus Messing bestehenden, wassergekühlten Wärmesenke (siehe Abb. 3.13). Zusätzlich sind in dem Gehäuse zwei Spiegel, ein 60 dB Isolator (Linos DLI 1 [198]) und ein Faserkoppler (Thorlabs FiberPort PAF-X-7-B) verbaut. In den Aluminiumring am Ausgang des Isolators kann bei Bedarf eine Halbwellenlängenplatte eingesetzt werden, um bei Bedarf die Polarisation des Laserstrahls anpassen zu können. Beide Lasersysteme (DLpro und TA im neuen Gehäuse) sind auf ein kleines Breadboard ($30 \times 45 \text{ cm}^2$; Thorlabs MB3045/M) montiert, sodass ein eigenständiges System aufgebaut werden konnte, welches unabhängig vom Standort mit Hilfe von optischen Fasern die Laserstrahlen für das Experiment bereitstellen kann.



Abbildung 3.13: Neues Design des Gitterlasersystems. Ein DLpro der Firma Toptica generiert ca. 40 mW Leistung, die von einem TA auf ca. 600 mW verstärkt wird. Der TA ist in einem neuen Gehäuse untergebracht, in dem sich die Laserdiode mit den Kollimationslinsen und einer Zylinderlinse auf einer aus Messing bestehenden, wassergekühlten Wärmesenke befinden. Zusätzlich ist in dem Gehäuse ein 60 dB Isolator und die Faserkopplung eingebaut.

Der vom DLpro erzeugte Laserstrahl mit einer Leistung von etwa 40 mW durchquert zuerst einen 60 dB Isolator (Linos DLI 1 [198]) und wird anschließend mit Hilfe von zwei Spiegeln in den TA eingekoppelt. Eine zusätzliche Modenanpassung ist nicht weiter erforderlich, da beim Ausrichten der rückseitigen Kollimationslinse des TAs darauf geachtet wurde, die Einkopplungeffizienz zu maximieren.

Zwischen diesen beiden Spiegeln befindet sich noch ein Strahlteiler, der ca. 10 % des Lichtes ablenkt, welches in eine Faser eingekoppelt wird. Dieses Licht dient zur Messung der Wellenlänge und als Fehlersignal für eine Wellenlängenstabilisierung mit Hilfe von einem Wellenlängenmessgerät (siehe Kap. 3.9.2). Der TA verstärkt anschließend das Licht des DLpro auf $\sim 600 \text{ mW}$. Nach dem Isolator können von den verbliebenen $\sim 400 \text{ mW}$ etwa 50 % in eine polarisationserhaltende optische Faser (Thorlabs P3-630PM-FC-2) eingekoppelt werden, sodass noch $\sim 200 \text{ mW}$ für das Experiment zur Verfügung stehen.

3.6 Der Uhrenlaser

Für die Spektroskopie an dem Uhrenübergang ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$ wird ein Laser mit einer Wellenlänge von 578 nm benötigt. Dieses Lasersystem muss nicht nur eine schmale Linienbreite besitzen, sondern auch sehr gut stabilisiert sein.

Ein solches Lasersystem für die transportable optische Gitteruhr mit Ytterbium wurde von der AG Schiller entwickelt [199] und hat schon bewiesen, dass es eine schmale Linienbreite von 1 Hz besitzt [200]. Dabei wurde der Uhrenlaser in Düsseldorf mit einem transportablen Uhrenlaser, der für eine optische Gitteruhr mit Strontium an der PTB in Braunschweig entwickelt wurde, verglichen.



Abbildung 3.14: Skizze des Uhrenlasersystems. Der Uhrenlaser selbst steht im Labor für Frequenzmetrologie und wird in zwei Etappen in unser Labor gebracht.

Der Aufbau des Uhrenlasers für die Yb Gitteruhr wurde bereits in [1,2] beschrieben und ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Ein DLpro der Firma Toptica bei einer Wellenlänge von 1156 nm wird frequenzverdoppelt und auf einen Resonator mit hoher Finesse stabilisiert [201]. Anders als in [1,2] beschrieben, wird das infrarote Licht nicht mehr mit Hilfe einer 300 m langen Faser aus dem Frequenzmetrologielabor direkt zu unserem Labor gebracht und frequenzverdoppelt.

Die Faser wurde in zwei Hälften geteilt, sodass das infrarote Licht über eine 150 m lange Faser zu einem Labor auf der Hälfte des Weges gebracht wird. Dort durchläuft es einen Verstärker (Innolume SOA-1220-60PM-18dB), wird mit Hilfe eines PPLN Kristalls (NTT electronics WH-0578-000-A-B-C) frequenzverdoppelt und anschließend über eine weitere 150 m lange Faser in unser Labor geführt. Beide Fasern sind nicht polarisationserhaltend, aber phasenstabilisiert.

In unserem Labor ist ein AOM (Crystal Technology 3200-147) für das Scannen der Frequenz verantwortlich (siehe Abb. 3.18) und wird mit einem RF Syntheziser (HP 8657) betrieben, der eine Auflösung von 1 Hz besitzt. Da bei dem Uhrenlasersystem die Frequenzgenauigkeit von entscheidender Bedeutung ist, sind alle Frequenzgeneratoren, die an dem System beteiligt sind (Frequenzmetrologielabor, Labor auf dem halben Weg, unser Labor) mit einer 10 MHz Referenz verbunden, die von einem Wasserstoff-Maser bereitgestellt wird. So kann garantiert werden, dass alle Frequenzen ausgehend von derselben Referenz generiert werden.

3.7 Der Rückpumplaser

Der in diesem Experiment eingesetzte Rückpumplaser, aufgebaut und zur Verfügung gestellt von der AG Schiller, besteht aus einer fasergekoppelten DFB Laserdiode mit einer Wellenlänge von 1388 nm (siehe Abb. 3.15 (a)) und kann die Atome aus dem ${}^{3}P_{0}$ - in den ${}^{3}D_{1}$ -Zustand überführen, sodass diese über den ${}^{3}P_{1}$ -Zustand in den Grundzustand zerfallen können (siehe Abb. 3.15 (b)).

Das übliche Detektionsverfahren mit blauem, resonanten Licht zeigt alle Atome an, die sich im Grundzustand befinden. Für die in Kapitel 5 besprochene Spektroskopie am Uhrenübergang (${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$) bedeutet das, dass nach einer Reduktion der Atomzahl gesucht wird, da die angeregten Atome, die sich im ${}^{3}P_{0}$ Zustand befinden, nicht mit dem blauen Laser angesprochen werden können. Da bei dieser Methode ein kleiner Atomzahlverlust nachgewiesen werden soll, führen experimentell bedingte Atomzahlfluktuationen zu einem starken Rauschen des Signals.

Um unabhängiger von diesen Fluktuationen zu werden, können mit einem Rückpumper die Atome aus dem angeregten Uhrenzustand ${}^{3}P_{0}$ zurück in den Grundzustand ${}^{1}S_{0}$ gepumpt werden, damit ein direkter Nachweis der angeregten Atome möglich ist. Dafür werden die Atome zuerst mit dem gelben Licht angeregt, die verbliebenen Atome im Grundzustand mit blauem resonanten Licht aus dem optischen Gitter entfernt, die Atome aus dem angeregten Zustand mit dem Rückpumper zurück in den Grundzustand überführt und anschließend direkt mit blauem, resonanten Licht detektiert (siehe Kap. 5.4).

Eine zusätzliche Wellenlängenstabilisierung des Rückpumpers ist nicht notwendig, da die DFB-Laserdiode eine sehr gute Langzeitstabilität aufweist und die Genauigkeit der Wellenlänge nicht allzu kritisch erscheint. Wurde die Wellenlänge einmal mit Hilfe eines Wellenlängenmessgerätes (Burleigh WA-1500) eingestellt, konnte tagelang gemessen werden, ohne dass eine Degradierung des Signals beobachtet werden konnte.



Abbildung 3.15: Rückpumplaser im Gehäuse eingebaut (a) und schematische Darstellung der Überführung der Atome im angeregten Uhrenzustand in den Grundzustand (b).

3.8 Strahlengänge im Experiment

Bisher wurden alle Lasersystem beschrieben, die für die Spektroskopie am Uhrenübergang benötigt werden (MOT-Laser, Gitterlaser, Uhrenlaser) oder das Signal verbessern (Rückpumper). Dieser Abschnitt widmet sich den Strahlengängen aller Lasersysteme, die zu den Atomen in die Mitte der Vakuumkammer geführt werden müssen, ohne sich gegenseitig zu blockieren. Grob gesehen, lassen sich die Strahlengänge in drei unterschiedliche Bereiche einteilen. Im ersten Bereich ist die Überlagerung der beiden MOT-Laserstrahlen direkt auf dem optischen Tisch realisiert, im zweiten Bereich ist der Abbremser-Strahl auf einem kleinen Breadboard direkt vor dem Eingangsfenster des Abbremser-Strahls aufgebaut und im dritten Bereich ist die Verwaltung der Strahlengänge von dem Gitterlaser, dem Uhrenlaser und dem Rückpumper auf einem Breadboad vor der Vakuumkammer organisiert. Dieses Kapitel dient zunächst nur der Beschreibung der Strahlengänge. Eine detaillierte Beschreibung der Stabilisierung des Gitterlasers befindet sich in Kapitel 3.9.2.

3.8.1 Strahlüberlagerung der MOT-Laser

Die Laserstrahlen für die blaue und die grüne MOT teilen sich dieselben Spiegel an der Vakuumkammer (siehe Abb. 3.1) und müssen dadurch vorher überlagert werden. Während für das blaue System alle frequenzverändernden Bauteile bereits auf dem blauen Breadboard verbaut sind (siehe Kap. 3.2) und nur noch ein mechanischer Shutter [202] außerhalb des Breadboards in den Pfad eingebaut werden muss, muss der grüne Laserstrahl noch für die Spektroskopie und die MOT aufgeteilt und in jedem Pfad ein AOM zur Frequenzsteuerung eingefügt werden (siehe Abb. 3.16).



Abbildung 3.16: Strahlüberlagerung von 399 nm und 556 nm. Während im blauen Pfad nur ein mechanischer Shutter [202] eingebaut ist, muss das grüne Licht in Spektroskopie- und MOT-Strahl aufgeteilt werden. Zusätzlich sind in den grünen Pfad AOMs zur Frequenzsteuerung und ein mechanischer Shutter [202] zum Blocken des MOT-Strahles eingebaut. Nachdem beide MOT-Strahlen auf einen $1/e^2$ Durchmesser von ca. 1 cm aufgeweitet wurden, werden sie an einem dichroitischen Spiegel, der Licht bei 399 nm transmittiert und bei 556 nm reflektiert, überlagert.

Für den grünen MOT-Strahl ist ebenfalls ein mechanischer Shutter [202] nach dem AOM eingebaut, der, wie im Falle des blauen Strahls, parasitäres Licht komplett blockt, welches auch bei ausgeschaltetem AOM in Richtung der Atome geführt werden könnte. Dieses parasitäre Licht kann die Atome im optischen Gitter stören (und damit die Spektroskopie am Uhrenübergang), da diese beispielsweise durch resonantes, blaues Licht aus dem Gitter geheizt werden können.

Für die Stabilisierung des grünen Lasers wird der Spektroskopiestrahl wieder in eine Faser eingekoppelt, zu dem blauen Breadboard geleitet und dort mit dem blauen Spektroskopiestrahl überlagert, bevor beide zur Spektroskopie geführt werden (siehe Kap. 3.4).

Die beiden MOT-Strahlen müssen noch auf einen $1/e^2$ Durchmesser von ca. 1 cm vergrößert werden, bevor diese an einem dichroitischen Spiegel, der Licht bei 399 nm transmittiert und bei 556 nm reflektiert, überlagert werden (siehe Abb. 3.16). Nach der Überlagerung werden die Strahlen mit Hilfe von zwei Polarisationsstrahlteilern in die drei MOT-Strahlen aufgeteilt und jeweils nach dem Durchlauf der Kammer mit einem Spiegel zurückreflektiert (siehe Abb. 3.1 für die beiden vertikalen MOT-Strahlen und 3.18 für den horizontalen MOT-Strahl).

3.8.2 Abbremserstrahl

Durch die Benutzung von optischen Fasern und der damit einhergehenden Vereinfachung des Gesamtsystems konnte der Strahlengang des Abbremserstrahls im Vergleich zu dem Aufbau in [1,2] wesentlich vereinfacht werden. Auf einem kleinen Breadboard (siehe Abb. 3.17) direkt angebracht vor dem Eingangsfenster des Abbremserstrahls (siehe Abb. 3.1) ist der Faserausgang für den Abbremserstrahl aufgebaut.



Abbildung 3.17: Strahlenweg des Abbremserstrahls. Auf einem kleinen Breadboard angebracht direkt vor dem Eingangsfenster des Abbremserstrahls durchläuft der Strahl einen mechanischer Shutter [202] sowie eine Halbwellenplatte zur Polarisationsanpassung und kann mit Hilfe von zwei Spiegeln entgegengesetzt zum Atomstrahl justiert werden.

Der Strahl durchläuft einen mechanischen Shutter [202] zum Blocken des Abbremser-Strahls, eine Halbwellenplatte zur Polarisationsanpassung und kann mit Hilfe von zwei Spiegeln entgegengesetzt zum Atomstrahl justiert werden. Für die Strahlgrößenanpassung dient ein Teleskop, welches aus dem Faserausgang mit beweglicher Linse (Thorlabs CFC-8X-A) und einer weiteren Linse gebildet wird.

3.8.3 Strahlengänge des Gitterlasers, Uhrenlasers und Rückpumpers

Für die optischen Pfade des Gitterlasers (759 nm), des Uhrenlasers (578 nm) und des Rückpumpers (1388 nm) wurde ein weiteres Breadboard (Thorlabs PBG51502) mit den Abmessungen $60 \times 30 \text{ cm}^2$ vor der Hauptkammer angebracht (siehe Abb. 3.18). Die Strahlenwege der drei Lasersysteme werden in den folgenden Abschnitten der Übersicht halber einzeln betrachtet.

Rückpumper

Der fasergekoppelte Rückpumper wird zuerst mit Hilfe eines Faserkollimators (Thorlabs CFC-8X-C) kollimiert. Der Strahl durchläuft dann ein 1:1 Teleskop, bestehend aus zwei Linsen mit einer Brennweite von jeweils 50 mm, zwischen denen ein mechanischer Shutter [202] steht. Anschließend wird der Strahl an dem horizontalen MOT-Strahl vorbei in die Kammer geleitet und mit der MOT überlagert.

Uhrenlaser

Der Uhrenlaserstrahl, mittels optischer Faser zu dem Experiment geführt, wird mit einem Faserkollimator (Thorlabs CFC-8X-A) kollimiert. Anschließend durchläuft der Strahl einen AOM und wird entgegengesetzt dem Gitterlaser mit Hilfe eines dichroitischen Spiegels, der 578 nm reflektiert und 759 nm transmittiert, durch den Resonator geleitet. Vor dem AOM ist ein 30:70 Strahlteiler eingebaut, der 30 % des Lichtes wieder zurück durch die Faser für die Phasenstabilisierung zurücksendet [203]. Hinter dem AOM befindet sich eine Irisblende, die alle Strahlen bis auf die -1. Ordnung hinter dem AOM blockt, und eine Linse für die Strahlanpassung des gelben Lasers.

Die Resonatorspiegel sind transmittierend für 578 nm und haben durch ihre konkave Krümmung einen Linseneffekt auf den Uhrenlaserstrahl. Um diesen Effekt zu unterdrücken und den gelben Laser auf den Durchmesser des roten Lasers anzupassen, wurde eine 250 mm Linse vor der Kammer installiert.

Gitterlaser

Anders als der Rückpumper, der keine aktive Wellenlängenstabilisierung braucht, und der Uhrenlaser, desssen Stabilisierung im Frequenzmetrologielabor geschieht, wird der Gitterlaser in unserem Labor auf das optische Gitter (siehe Kap. 3.9) stabilisiert. Das erfordert einen größeren Aufwand als der Aufbau von Uhrenlaser und Rückpumper auf dem Breadboard. Ausgehend von einem Faserkollimator (Thorlabs CFC-8X-B), durchläuft der Laserstrahl zuerst einen elektro-optischen Modulator (EOM) und ein 1:1,5 Teleskop zur Anpassung des Strahldurchmessers, in dessen Mitte ein AOM (Crystal Technology 3200-147) steht. Anschließend passiert der Strahl einen Strahlteiler und wird mit zwei Justierspiegeln in das optische Gitter eingekoppelt. Zur Modenanpassung ist nach den Justierspiegeln eine Linse platziert. Hinter dem Resonator befindet sich eine Photodiode, die das Transmissionssignal detektiert. Der reflektierte Strahl wird von dem Strahlteiler zur Detektion auf eine zweite Photodiode gelenkt (siehe Abb. 3.18).



Abbildung 3.18: Skizze (a) und Foto (b) des Aufbaus des Breadboards vor der Hauptkammer. In der Skizze sind alle wichtigen Pfade der Laserstrahlen eingezeichnet.

3.9 Der Resonator für das optische Gitter

Der Resonator für das optische Gitter ist das wichtigste Bauteil im gesamten Experiment. Für ein effizientes Laden der Atome in das optische Gitter ist ein großes Gittervolumen notwendig, verbunden mit einer entsprechend hohen Laserleistung. Im Hinblick auf ein transportables System verbietet es sich große, leistungsstarke Laser zu verwenden, weshalb wir in unserem Aufbau auf einen Resonator zur Leistungsüberhöhung setzen, der sich innerhalb der Hauptkammer befindet.

3.9.1 Aufbau des Resonators

Die Abbildung 3.19 zeigt ein Schema (a) sowie ein Foto (b) des in die Vakuumkammer eingebauten Resonatoraufbaus. Der Resonatoraufbau bietet zwei unterschiedliche Resonatoren mit Längen von 50 mm und 200 mm, die einen Strahlradius von 77 μ m bzw. 155 μ m und damit zwei unterschiedliche Volumina besitzen. Neben einer Funktion als eindimensionales, optisches Gitter, kann der Aufbau durch die in der Mitte gekreuzten Strahlen auch als zweidimensionales optisches Gitter eingesetzt werden.



Abbildung 3.19: Skizze (a) und Bild (b) des optischen Resonators. Der Aufbau bietet zwei Resonatoren mit den Längen 50 mm und 200 mm an, die einen Strahlradius im Fokus von 77 µm bzw. 155 µm besitzen.

Für die erste Version des Resonators wurde aufgrund des geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten INVAR 36 als Grundmaterial gewählt [1–3]. Diese Eisen-Nickel-Legierung besitzt allerdings eine negative Magnetostriktion [204], die im Experiment zu größeren Problemen führen kann. Werden die MOT-Spulen schnell geschaltet, ändert sich die Resonatorlänge und die Stabilisierung des Lasers kann diesen Sprung nicht kompensieren, sodass der Laser neu stabilisiert werden muss [1,2]. Für die zweite Version des Resonatoraufbaus wurden daher einige Veränderungen vorgenommen [4]. Anstelle von Invar 36 wurde der Edelstahl V4A verwendet, der zwar einen größeren Wärmeausdehnungskoeffizienten besitzt, aber nicht magnetisch ist und damit keine Magnetostriktion aufweist. Zudem wurde die Länge beider Resonatoren mit einer zusätzlichen Metallscheibe um 1 mm verkürzt. Dadurch wird eine bessere Trennung der transversalen Moden erreicht und die Auswahl der TEM₀₀-Mode erleichtert.

Die neu eingesetzten Spiegel besitzen eine Spezialbeschichtung, die die Wellenlängen 759 nm und 556 nm reflektiert und die Wellenlänge 578 nm transmittiert. Dadurch ist es möglich, Licht der zweiten Kühlstufe in den Resonator einzukoppeln, sodass in der blauen MOT die Position des Gitterstrahls sichtbar gemacht werden kann. Jeweils ein Spiegel beider Resonatoren ist auf einem Piezokristall positioniert, um aktiv mit der Länge des Resonators die Wellenlänge stabilisieren zu können (siehe Kap. 3.9.2).

Alle Bauteile wurden mit einem nicht ausgasenden, UV-aushärtenden Kleber (Norland83H) an den Grundkörper aus V4A-Stahl befestigt [4]. Bei dem Zusammenbau der Resonatoren wurde darauf geachtet, dass sich die Strahlen in der Mitte überlagern. Nach dem Zusammenbau des 200 mm Resonators wurden zwei, an den Ecken von einem 300 µm dicken Draht getrennte, Glasplättchen in der Mitte des Resonators platziert und das Transmissionssignal des 200 mm Resonators maximiert. Anschließend wurden die beiden Spiegel des 50 mm Resonators so ausgerichtet und fixiert, dass auch das Transmissionssignal des kürzeren Resonators maximmal war. Der gemessene Versatz der beiden Strahlen wurde zu 24 ± 4 µm bestimmt [4].

Ausgehend von früheren Ergebnissen mit dem 200 mm Resonator [1,2], wurde für die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen der 50 mm Resonator gewählt, um höhere Fallentiefen zu erreichen und somit die Möglichkeit zu haben, eine größere Anzahl an Atomen in dem optischen Gitter fangen zu können. Für den 50 mm Resonator wird das Licht von vorne durch das große Fenster der Hauptkammer eingestrahlt, das Licht des Uhrenlasers verläuft dabei gegenläufig zum Gitterlaser (siehe Abb. 3.18).

Vor dem Einsetzen in die Hauptkammer wurde noch die Möglichkeit genutzt, den Resonator in eine Kopie der Hauptkammer einzusetzen und zu charakterisieren [5]. Die Linienbreite des Resonators wurde dabei mit $\delta \nu = 2,6$ MHz gemessen, was zusammen mit einem freien Spektralbereich (FSR) von 3,06 GHz eine Finesse $\mathcal{F} = 1177$ ergibt. Alle weiteren Eigenschaften wie umlaufende Leistung, Fallentiefe und die Lebensdauer der Atome im optischen Gitter wurden in der Hauptkammer durchgeführt und werden in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

3.9.2 Stabilisierung des optischen Gitters

Damit ein Laser überhaupt in einen konfokalen Resonator eingekoppelt werden kann, muss die Gleichung

$$\nu = \frac{c}{4L} \tag{3.1}$$

erfüllt sein. Das bedeutet, dass die Frequenz ν zur Länge L des Resonators passen muss. Wird die Frequenz des Lasers gescannt, kann mit der Photodiode in Transmission das
charakteristische Spektrum eines Resonators aufgenommen werden [205]. Die Stabilisierung des Lasers auf den Resonator ist in Abbildung 3.20 dargestellt.



Abbildung 3.20: Schematische Darstellung der Resonatorstabilisierung. Der Resonator wird mit dem PDH-Verfahren auf den Resonator stabilisiert. Eine Leistungsstabilisierung erfolgt mit dem AOM und der Transmissionphotodiode, während mit Hilfe eines Wellenlängenmessgerätes (Burleigh WA-1500) und eines Piezos die Länge des Resonators und damit die Wellenlänge des optischen Gitters stabilisiert wird.

Zur Stabilisierung des Lasers auf den Resonator wird ein FPGA basierender PID-Regler (Toptica DigiLock) mit der Pound-Drever-Hall-Technik (PDH) [206] verwendet. Die benötigten Seitenbänder für die PDH-Stabilisierung werden mit dem EOM bei einer Frequenz von 12,5 MHz erzeugt und mit einer schnellen Photodiode (20 MHz) in Reflexion aufgenommen.

Der DigiLock erzeugt daraus ein Fehlersignal und kann mit Hilfe von zwei internen PID-Reglern (*proportional-integral-derivative controller*) den Laser stabilisieren. Einer der digitalen Regler regelt mit einer Bandbreite von ~1 MHz über den DC Modulationseingang des DLpro den Strom des Gitterlasers, während ein zusätzlicher proportionaler Teil, der mit analoger Elektronik realisiert und parallel zum ersten Regler angeschlossen ist, es erlaubt, Störungen jenseits der 1 MHz zu kompensieren (Bandbreite laut Hersteller: 21 MHz (3 dB, -200 ° Phase)). Diese komplette Regelung ist mit einem 1 kHz Hochpass bestückt, um nicht auf einen Langzeitdrift zu reagieren, der von dem zweiten PID-Regler kompensiert wird, der auf den Piezokristall des Reflexionsgitters wirkt.

Ist das Gitterlasersystem auf den Resonator stabilisiert, kann mit einem selbstgebauten

PID-Regler, der auf den AOM im Strahlengang wirkt, eine Leistungsstabilisierung erreicht werden. Die Leistung kann mit Hilfe des Kontrollprogramms (siehe Kap. 3.11) eingestellt werden, wobei das Signal der Transmissionsphotodiode durch einen Komparator mit einem Sollwert verglichen und mittels des AOM geregelt wird. Eine aktivierte Leistungsstabilisierung hat nicht nur zur Folge, dass die Leistung des Gitterlasers und damit die umlaufende Leistung im Resonator geregelt werden kann, es zeigte sich auch, dass der RMS-Fehler in der Stabilisierung des Lasers auf den Resonator um einen Faktor von etwa 2 gesenkt werden konnte.

Die dritte Stabilisierung regelt die exakte Wellenlänge des optischen Gitters. Da der Laser auf den Resonator stabilisiert ist, ändert sich die Wellenlänge des Lasers mit jeder kleinen Änderung des Spiegelabstands. Ein weiterer PID-Regler regelt den Abstand zwischen den beiden Spiegeln des Resonators mit Hilfe des Piezokristalls, auf dem sich einer der Resonatorspiegel befindet. Das Fehlersignal wird von einem Wellenlängenmessgerät (Burleigh WA-1500) bereitgestellt. Ein Teil der Leistung des DLpro wird in eine Faser gekoppelt (siehe Abb. 3.13) und seine Wellenlänge mit einer Repetitionsrate von 1 Hz und einer Genauigkeit von 80 MHz für eine Wellenlänge von 759 nm gemessen. Im Messgerät selbst kann eine Soll-Wellenlänge definiert werden, sodass das Messgerät abhängig von der Größe der Abweichung über einen Analogausgang ein Fehlersignal liefert, welches an den PID-Regler angeschlossen ist.

3.10 Abbildungssysteme

Zur Detektion der Atome werden werden zwei CCD-Kameras eingesetzt. Einerseits soll eine effektive Detektion der Atome nach einem Uhrenpuls erreicht werden, andererseits ist es auch notwendig, live-Aufnahmen der blauen MOT oder Bilder der grünen MOT betrachten zu können. So hilft beispielsweise die live-Aufnahme der blauen MOT bei der Justage erheblich. Grundsätzliche werden drei Detektionsmethoden eingesetzt:

• Anblitzen der Atomwolke mit blauem, resonanten Licht ($\sim 1 \text{ ms}$):

Bei dieser Methode werden die Atome mit einem kurzen, resonanten Laserpuls der Wellenlänge 399 nm angeleuchtet und die Fluoreszenz der Atome detektiert. Das ist die schnellste Detektionsmethode und dadurch die Attraktivste für eine optische Uhr, da sehr kurze Zyklen erwünscht sind (Dick-Effekt [207]). Magnetfelder, die vorher heruntergefahren wurden, müssen nicht wieder hochgefahren werden. Weiterhin ist das Auswertungsprogramm auf diese Art der Detektion genormt, sodass die Atomzahlen nach der Auswertung der Kamerabilder direkt angezeigt werden können.

• Das Zurückfangen der Atome in einer blauen MOT ($\sim 50 \,\mathrm{ms}$):

Hierbei werden die Atome bei den Magnetfeldern und der Frequenz der blauen MOT für eine kurze Zeit zurückgefangen. Diese Methode erlaubt die Detektion schwacher Signale, bietet aber auch entscheidende Nachteile: Neben einer eher langen Detektionszeit von $\sim 50 \,\mathrm{ms}$ müssen die Magnetfelder, die für den Betrieb einer MOT benötigt, aber während der Spektroskopie am Uhrenübergang störend und dadurch abgeschaltet sind, wieder hochgefahren werden, was zusätzliche Zeit ($\sim 20 \text{ ms}$) in Anspruch nimmt.

• Das Zurückfangen der Atome in einer grünen MOT ($\sim 500 \,\mathrm{ms}$):

Diese Methode ist ähnlich zu der vorher genannten, allerdings mit mit dem Unterschied, dass die Detektion mit dem grünen Lasersystem und entsprechend den Magnetfeldern und Frequenz der grünen MOT geschieht. Für eine Detektion mit dieser Methode wird etwa die zehnfache Zeit im Vergleich zu dem Zurückfangen in einer blauen MOT benötigt, dafür kann aber eine exakte Positionsbestimmung der grünen MOT erreicht werden. Daher ist diese Methode wichtig, um die grüne MOT an die feste Position des optischen Gitters bewegen zu können.



Abbildung 3.21: Abbildungssysteme an der Hauptkammer. Eine Kamera (Ascent Apogee A340) (a) detektiert die Atomwolke von oben, während eine zweite Kamera (ABS UK1117) (b) die Atomwolke durch das große Fenster von vorne betrachtet. Die Montagepositionen der beiden Kameras an der Vakuumkammer sind in den Abbildungen 3.1 für (a) und 3.18 für (b) gezeigt.

Für den Betrieb einer optischen Uhr sind hohe Repetitionsraten und damit kurze Zyklen sehr wichtig, weshalb die Belichtung der Atome so kurz wie möglich sein sollte (Augenmerk auf blaue resonante Belichtung). Kurze Belichtungszeiten bedeuten gleichzeitig eine kleine Anzahl an Photonen, die von der Kamera detektiert werden sollen. Weil die Quanteneffizienz und das Rauschen der Kamera bei kleinen Intensitäten eine viel größere Rolle spielt, wurde im Vergleich zu früheren Arbeiten [1, 2, 195] das Abbildungssystem, welches die Atome in der Hauptkammer von oben betrachtet, ausgetauscht. Durch den Wechsel auf eine neue Kamera (Ascent Apogee A340) konnte die Empfindlichkeit um den Faktor 5 gesteigert werden. Durch den Einsatz eines *Lenstube* der Firma Thorlabs, der die Abbildungslinsen (100 mm Brennweite vor der Kamera und 150 mm Brennweite vor der Kammer) beherbergt, und eines Filterrads (siehe Abb. 3.21 (a)) konnte weiterhin die Abschirmung von Streulicht verbessert werden. Die im Filterrad eingesetzten Filter für die Belichtung mit blauem (Thorlabs FB400-40) bzw. grünem (Edmund Optics #69-202) Licht blocken alle anderen Wellenlängen, speziell aber das Licht des optischen Gitters bei 759 nm effektiv.

Für die Justage der MOT und die Detektion der Position des optischen Gitters in allen drei Raumrichtungen befindet sich eine zweite Kamera (ABS UK1117) auf dem Breadboard vor der Hauptkammer (siehe Abb. 3.21). Vor der Kamera stehen zwei Linsen mit Brennweiten von 150 mm, die die Atomwolke über einen Spiegel auf der Kamera abbilden.

3.11 Kontrollprogramm

Für die Experimentsteuerung ist ein Kontrollprogramm erforderlich, welches einen komplexen Zyklus berechnet, in dem zahlreiche Vorgänge zeitlich abgestimmt vom Computer kontrolliert gestartet werden können. Dazu müssen zu bestimmten Zeitpunkten die Ströme der Spulen geändert, AOM Frequenzen und Leistungen geregelt und Shutter geschaltet werden. Zu diesem Zweck wurde vor längerer Zeit ein Labview-Programm entwickelt [208] welches National Instruments Karten (PCI-6713 und PCI-DIO-32HS I/O) ansteuerte, um genau das zu bewerkstelligen [1,2].

Da dieses Freeware-Programm sehr komplex war und es, ohne an der Entwicklung beteiligt gewesen zu sein, nahezu unmöglich war, Änderungen an dem Programm vorzunehmen, wurde das Programm durch ein Anderes ersetzt. Das neue Programm heißt *Cicero Word Generator* und ist in [209] detailliert beschrieben. Mit Hilfe von *Cicero* lässt sich eine komplexe Sequenz erstellen und verwalten, die von dem Programm an die National Instruments Karten zur Experimentsteuerung geschickt wird. Für jeden neuen Zyklus werden alle Werte neu berechnet und an die Steuerungskarten verteilt. So ist es beispielsweise möglich eine Liste mit durchlaufenden Werten für bestimmte Variablen zu erstellen und ablaufen zu lassen oder aber auch eine Driftkompensation für den Uhrenlaser zu realisieren. Die Hauptansicht des Programms, welche eine Übersicht über die experimentelle Sequenz zeigt ist in Abbildung 3.22 zu sehen.

3.12 Kennzahlen des Systems

Zur besseren Übersicht befinden sich alle Kennzahlen des Systems zusammengefasst in Anhang 1.



Abbildung 3.22: Hauptansicht von Cicero Word Generator. Zu sehen ist die experimentelle Sequenz mit den angesteuerten Analog- und Digitalkanälen.

Kapitel 4 Charakterisierung des optischen Gitters

In diesem Kapitel wird das optische Gitter bezüglich seiner Eigenschaften charakterisiert. So werden mit der Messung der im Resonator umlaufenden Leistung die maximale Gittertiefe bestimmt, verschiedene Ladestrategien untersucht, um das effizienteste Überführen der Atome in das optische Gitter zu ermitteln und die Lebensdauer der Atome im Gitter bestimmt.

Von entscheidender Bedeutung ist nicht nur eine große Anzahl an Atomen im optischen Gitter, sondern auch eine lange Verweildauer, um die in Kapitel 5 beschriebenen Experimentzyklen zu realisieren.

4.1 Umlaufende Leistung im optischen Gitter

Wie in Kapitel 3.9 bereits beschrieben, wurde für das optische Gitter in unserer Versuchsanordnung ein Resonator zur Verstärkung der optischen Leistung in die Hauptkammer eingebaut, da auf Lasersysteme, die zwar viel Leistung besitzen, aber sehr groß sind, verzichtet werden sollte. Das System soll kompakt und transportabel bleiben, aber da nach Gleichung 2.17 die Potentialtiefe von der optischen Leistung abhängt, muss dafür Sorge getragen werden, dass auch genug Leistung zur Verfügung steht, um eine genügende Potentialtiefe zu erreichen.

Das verwendete MOPA-System, bestehend aus dem DLpro Master-Laser ($\sim 150 \text{ mA}$) und einem TA als Slave-Laser (2,7 A) bietet eine Maximalleistung von $\sim 120 \text{ mW}$ vor der Hauptkammer. Die tatsächliche umlaufende Leistung im Resonator kann mit der Gleichung

$$P_{umlaufend} = P_{gemessen} \cdot \underbrace{\frac{100\%}{97,89\%}}_{Kompensation} \cdot \underbrace{\frac{100\%}{0,13\%}}_{Kompensation} \underbrace{Kompensation}_{Resonatorspiegel}$$
(4.1)

bestimmt werden (schließlich findet im Resonator einer Überhöhung der Leistung statt). Zur Messung von $P_{gemessen}$ wird der Gitterlaser auf den Resonator stabilisiert und die Leistung vor der Transmissionsphotodiode gemessen (siehe Abb. 4.1).



Abbildung 4.1: Skizze des Messvorgangs für die umlaufende Leistung im optischen Gitter und die entsprechende Kalibrierung der Photodiode. An den optischen Elementen im Strahlengang sind die prozentualen Verluste eingetragen.

Die Leistung des Gitterlasers wird mit Hilfe eines AOMs geregelt. Da dessen Regler als Fehlersignal die Spannung der Transmissionphotodiode verwendet, kann bei dieser Messung gleichzeitig eine Kalibrierung der Photodiode vorgenommen werden. Für die Kalibrierung wurde mit Hilfe des AOMs die Leistung des Gitterlasers reguliert und dabei die angezeigte Spannung der Photodiode mit der umlaufen Leistung verglichen (siehe Abb. 4.1).



Abbildung 4.2: Kalibrierung der Photodiodenspannung zur umlaufenden Leistung im Resonator. Die maximale umlaufende Leistung von ca. 22 W ist begrenzt durch die Leistung des Gitterlasers sowie den Verlusten an den optischen Bauteilen im Strahlengang und der Einkoppeleffizienz in den Resonator.

Die maximale, im Resonator umlaufende Leistung ist durch die Ausgangsleistung des MOPA-Systems, die Verluste durch die verschiedenen optischen Elemente im Strahlengang (EOM, AOM, Kammerfenster) und die Einkoppeleffizienz in den Resonator auf ca. 22 W begrenzt, was einer Potentialtiefe von $\sim 1 \,\mathrm{mK}$ entspricht. Die erreichte Potentialtiefe von

 $\sim 1 \,\mathrm{mK}$ bei voller Leistung ist weit mehr als ausreichend, um Atome aus der grünen MOT bei einer Temperatur von 20-30 µK effizient in das optische Gitter zu laden.

4.2 Ladestrategien

Für das Überführen der Atome in das optische Gitter sind zwei Strategien möglich:

- Die Leistung (Gittertiefe) des Gitterlasers wird während des gesamten Experimentzyklus' (auch während der MOT-Ladephasen) konstant gehalten.
- Beginnend mit einer reduzierter Leistung (Gittertiefe) während der MOT-Ladephasen und Erhöhung der Leistung nach dem Ausschalten der grünen MOT.

Beide Strategien bieten Vor- und Nachteile und sollen in diesem Kapitel diskutiert werden. Allgemein betrachtet, führt eine hohe Leistung des optischen Resonators zu einer Verschiebung der Zustände. Wird das optische Gitter bei der magischen Wellenlänge betrieben, findet keine nominelle Verschiebung für den Uhrenübergang statt. Diese Wellenlänge des optischen Gitters ist aber nicht mehr magisch für die Kühlübergänge (blaue MOT: ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$; grüne MOT: ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$), sodass die effektive Resonanzfrequenz des Kühlübergangs reduziert wird und daher die Frequenz des grünen Kühllasers angepasst werden muss. Aufgrund der erheblich größeren Linienbreite spielt der Effekt während der blauen MOT-Phase keine Rolle.

4.2.1 Konstante Gitterleistung

Die erste Strategie, die hier betrachtet werden soll, ist die konstante Gitterleistung über den gesamten Zyklus. Für die Stabilisierung bedeutet das keinen großen Aufwand, da die Leistung einmal am Anfang gesetzt wird und auch genauso für den Rest der Sequenz bleibt. Eine vereinfachte Darstellung der Sequenz in ist Abbildung 4.3 zu sehen.



Abbildung 4.3: Vereinfachte Darstellung des Experimentzyklus ´ bei einer konstanten Gitterleistung.

Wie oben beschrieben, verschiebt die Leistung des optischen Gitters den zweiten Kühlübergang (${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$), sodass die anfangs gesetzte Frequenz für den 556 nm Laser nicht mehr dem Optimum entspricht und weniger Atome aus der blauen MOT in die grüne MOT überführt werden können. Die Atomzahl in Abhängigkeit der Gitterleistung bei einer fest eingestellten Frequenz für den 556 nm Laser ist in der Abbildung 4.4 dargestellt.

Die Anzahl der Atome wurde nach einer Verweildauer von 80 ms im optischen Gitter bestimmt. Zwei Effekte spielen in dieser Grafik eine Rolle: Einerseits wird der zweite Kühlübergang gestört, sodass mehr oder weniger Atome von der blauen in die grüne MOT überführt werden können, andererseits bedeutet eine größere Leistung des Gitterlasers eine höhere Potentialtiefe und dadurch mehr Atome, die gefangen werden können, solang die Temperatur der Atome in der Größenordnung der Gittertiefe liegt.



Abbildung 4.4: Normierte Atomzahl im Gitter aufgetragen gegen die umlaufende Leistung im Resonator. Die Leistung wurde am Anfang jedes Zyklus' gesetzt und konstant gehalten, die Frequenz des 556 nm Lasers hatte während des kompletten Versuches einen festen Wert.

Als Ergebnis lässt sich hier festhalten, dass bei der vorgegebenen Frequenz des 556 nm Lasers (Verstimmung zur Resonanzfrequenz 1,5 MHz) die optimale Gitterleistung bei ca. 10 W liegt und höhere Leistungen dazu führen, dass die grüne Frequenz zu sehr in Richtung Resonanz verschoben wird, sodass die Atomzahl wieder abnimmt. Natürlich kann die vorgegebene grüne Frequenz gerade für eine Gitterleistung von ca. 10 W am passendsten sein und es wäre angebracht die grüne Frequenz für höhere Leistung anzupassen und zu überprüfen, ob dadurch nicht mehr Atome im Gitter gefangen werden können.

Es stellte sich allerdings heraus, dass für höhere Leistungen des optischen Gitters (>15 W) keine Frequenz für den Kühllaser gefunden werden konnte, bei der es nicht zu starken Schwankungen in der Atomzahl kam. Ein Grund für die Schwankungen könnte sein, dass höhere Leistungen des Gitterlasers zu einem größeren RMS-Fehler der Gitterstabilisierung führen und sich die damit verbundenen Fluktuationen bei hohen umlaufenden Leistungen (Gittertiefen) negativ auf die zweite Kühlstufe auswirken.

4.2.2 Erhöhte Gitterleistung

Die vom Gitterlicht induzierte Verschiebung des zweiten Kühlübergangs kann mit Hilfe eines kleinen Tricks umgangen werden. Dafür wird der Laser bei kleiner Leistung auf den Resonator stabilisiert, die Leistung des Gitters beim Abschalten der grünen MOT bis zu einem bestimmten Wert erhöht und für den Rest der Sequenz gehalten. Skizze 4.5 zeigt eine vereinfachte Darstellung der entsprechenden experimentellen Sequenz.



Abbildung 4.5: Vereinfachte Darstellung der experimentellen Sequenz bei erhöhter Gitterleistung zum Zeitpunkt des Ausschaltens der grünen MOT.

Auch hier wurde die Atomzahl in Abhängigkeit der Gitterleistung untersucht (siehe Abb. 4.6). Der Startwert von 3 W war für jede Sequenz gleich und wurde innerhalb 1 ms auf den Endwert erhöht.



Abbildung 4.6: Normierte Atomzahl aufgetragen gegen die umlaufende Leistung im Resonator. Die Leistung betrug bei jeder Sequenz am Start 3W und wurde innerhalb von 1 ms bis zu dem auf der x-Achse aufgetragenen Wert erhöht.

Die Verweildauer der Atome im Gitter betrug im Gegensatz zum ersten Versuch 50 ms, was mit einem Wechsel der Detektionsmethode zu erklären ist. Da die Atomzahlen normiert

wurden, können beide Graphen dennoch miteinander verglichen werden. Im Gegensatz zur konstanten Gitterleistung spielt eine Verschiebung des zweiten Kühlübergangs keine Rolle mehr, da die Gitterleistung während der grünen MOT-Phase bei jedem Durchlauf identisch war. Die Analyse der Daten deutet einen Sättigungseffekt bei hohen Leistungen (>16 W) an. Werden ab einer umlaufenden Leistung von ca. 16 W alle Atome der grünen MOT, die sich im Volumen des optischen Gitters befinden (etwa 1×10^6 Atome und damit etwa 10% der Atome der grünen MOT), im Gitter gehalten, lässt sich der Effekt der Sättigung erklären.

Ein weiterer Aspekt, der für die Zahl der im optischen Gitter gefangenen Atome entscheidend ist, ist die Zeitdauer, in der die Gitterleistung auf ihren finalen Wert gerampt wird. Abbildung 4.7 zeigt die entsprechende Messreihe zur Abhängigkeit der Rampzeit. Für diese Messung wurde die Leistung von einem Startwert von 3 W auf die maximale Leistung von 22 W erhöht, die Anstiegszeit wurde von 0 ms bis 20 ms variiert und die Atomzahl nach einer Haltezeit von 80 ms im Gitter bestimmt. Das Ergebnis zeigt eine mit der Rampzeit abnehmende Atomzahl im optischen Gitter.



Abbildung 4.7: Normierte Atomzahl nach 80 ms im Gitter in Abhängigkeit der Anstiegszeit. Die Gitterleistung wurde von einem Startwert von 3 W auf einen Endwert von 22 W erhöht.

Die Tendenz, dass kurze Anstiegszeiten zu mehr gefangenen Atomen führen, lässt sich leicht erklären. Höherenergetische Atome haben bei hohen Anstiegszeiten länger Zeit, der Falle zu entkommen, bevor das Potential soweit erhöht wird, dass diese Atome ebenfalls gefangen werden können. Schließlich werden die grünen MOT-Strahlen und Magnetfelder nach der grünen MOT-Phase komplett ausgeschaltet und die Atome anfangs nur von einem schwachen Gitter festgehalten, bevor die Leistung erhöht wurde.

Durch das Hochrampen des Gitters wird den Atomen zwar auch Energie zugeführt, dieser Effekt spielt hier allerdings keine Rolle. Würde ein zu schnelles Rampen den Atomen soviel Energie zuführen, dass diese aus dem optischen Gitter entkommen könnten, müsste die Atomzahl für längere Rampzeiten kurzzeitig steigen, was sich in dieser Messung nicht zeigte.

4.2.3 Wahl der Ladestrategie

Alle Messungen, die in Kapitel 5 und 6 vorgenommen wurden, sind mit einer konstanten Gitterleistung von ca. 10 W durchgeführt worden. Die Wahl dieser Messmethode hatte verschiedene Gründe. Einerseits zeigte sich bei längeren Messdauern (>2 h), dass ein Rampen des Gitterpotentials teils zu stärkeren Schwankungen der Atomzahl führte und die Stabilisierung des Gitterlasers auf den Resonator häufiger versagte. Andererseits (auch wenn ein vom AOM ausgehender Effekt nicht auszuschließen ist) blieb für eine genaue Ursachenforschung dieses Problems nicht genug Zeit, da sämtliche weiterführenden Messungen (siehe speziell Kap. 6) innerhalb von zwei Wochen durchgeführt werden mussten, weil die gesamte Apparatur nach Turin gebracht werden sollte.

Es wurde also auf die einfachere Methode der konstanten Gitterleistung zurückgegriffen, was die Anforderungen an die Stabilisierung senkte und einen weniger fehleranfälligen Betrieb der Apparatur gewährleistete.

4.3 Lebensdauer der Atome im optischen Gitter

Der wichtigste Punkt bei der Charakterisierung ist die Lebensdauer der Atome im optischen Gitter. Schließlich müssen die Atome lange genug festgehalten werden, damit die Spektroskopie des Uhrenübergangs möglich ist. Für erweiterte Spektroskopieverfahren mit dem Rückpumper (siehe Kap. 5.4) vergeht sogar noch mehr Zeit (205 ms) bis ein Bild der Atome genommen wird, da nach dem Uhrenpuls erst der Grundzustand geleert wird und anschließend die Atome aus dem angeregten Uhrenzustand in den Grundzustand überführt werden.

Die Lebensdauer der Atome im vorherigen Systems wurde in [1, 2] mit $\tau \approx 100 \,\mathrm{ms}$ gemessen und machte eine effiziente Spektroskopie des Uhrenübergangs schwierig, speziell im Hinblick auf eine Normalisierung der Atomzahl. Durch die in Kapitel 3 erwähnten Änderungen an der Vakuumkammer (neuer Resonator für das optische Gitter und speziell durch den Einbau einer Titansublimationspumpe zur Verbesserung des Vakuums am Ort der Atome) wurde mit einer deutlich erhöhten Lebensdauer gerechnet. Erste Messungen der Lebensdauer mit der gewählten Ladestrategie sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

Wird die komplette Messsequenz betrachtet (Abb. 4.8 (a)), lässt sich eine Lebensdauer von $\sim 500 \text{ ms}$ berechnen. Werden Fluktuationen am Anfang der Messsequenz ausgeschlossen und die Berechnung der Lebensdauer ausgehend von einer Haltezeit der Atome im optischen Gitter von 500 ms durchgeführt (Abb. 4.8 (b)), kann mit 380 ms eine viermal höhere Lebensdauer im Vergleich zu den vorangegangenen Arbeiten [1,2] bestimmt werden.

Die erhoffte Steigerung der Lebensdauer wurde erreicht, allerdings ist ein direkter Vergleich zwischen den beiden optischen Gittern (alt und neu) nicht möglich, da sowohl das Gitterlasersystem getauscht (Einfluss der Leistungsstabilität auf die Lebensdauer) als auch das Vakuum (Einfluss von Stößen mit dem Hintergrundgas auf die Lebensdauer) verbessert wurde.



Abbildung 4.8: Berechnung der Lebensdauer der Atome im optischen Gitter für die komplette Messsequenz (a) und ab 500 ms Haltezeit (b). Im Vergleich zu [1, 2] konnte eine mindestens viermal höhere Lebensdauer gemessen werden. Die Leistung des optischen Gitters wurde konstant auf 10 W gehalten.

Weiterhin wurde in diesem Versuch der kürzere Resonator verwendet, während in [1,2] der längere Resonator zum Einsatz kam. Ob die Wahl des Resonators einen Einfluss auf die Lebensdauer der Atome im optischen Gitter hat, lässt sich momentan nicht untersuchen, da die Einkopplung in den langen Resonator nicht implementiert ist und keine direkt vergleichbaren Daten aufgenommen werden können.

Dennoch ist die Lebensdauer ausreichend, um eine effiziente Spektroskopie inklusive des Einsatzes des Rückpumpers durchzuführen.

Kapitel 5 Spektroskopie des Uhrenübergangs

Dieses Kapitel widmet sich der Spektroskopie an dem Uhrenübergang ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$ bei einer Frequenz von 518 295 836 590 865,0(5) Hz (~578 nm) [7]. Vorgestellt werden Techniken zum Finden des Übergangs sowie zur schrittweisen Minimierung der Linienbreite. Die Detektion einer sehr schmalen Linienbreite des Uhrenübergangs ist ohne den Einsatz des Rückpumpers sehr schwierig. Daher wird am Ende des Kapitels die Bedeutung des Rückpumpers für die Spektroskopie erklärt und die schmalsten Linien (gemessen einmal mit und einmal ohne Rückpumper) werden miteinander verglichen.

5.1 Strategien zur Spektroskopie des Uhrenübergangs

Bisher wurden verschiedene Techniken besprochen, um kalte Atome zu erzeugen und diese in einem optischen Gitter zu fangen. Ein weiteres Hauptziel dieser Arbeit, die Spektroskopie des Uhrenübergangs ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$ (siehe Abb. 5.1), wird im Folgenden erläutert.



Abbildung 5.1: Zusätzlicher Überblick über die für eine optische Uhr wichtigen Ytterbiumübergänge.

Durch die sehr schmale Breite dieses Übergangs sind Standardmethoden der Detektion (Fluoreszenz- und Absorptionsspektroskopie) ausgeschlossen, sodass die Atomzahl und nicht das Licht als Signal verwendet werden muss (*electron shelving* Technik [210–213]). Hierbei werden die Atome aus dem Grundzustand in einen langlebigen, metastabilen Zustand überführt und die Verluste im Grundzustand mit Hilfe einer starken Linie sichtbar gemacht. Praktischerweise dient bei Ytterbium der angeregte Uhrenzustand ³P₀ als langlebiger, metastabiler Zustand und die Detektion kann wahlweise mit dem ersten (399 nm) oder dem zweiten (556 nm) Kühlübergang durchgeführt werden.

Während mit dieser Technik eine indirekte Messung der Atome im angeregten Zustand erfolgt, kann über einen Umweg die genaue Anzahl der Atome bestimmt werden. Hierfür können die Atome mit einem Rückpumper bei 1388 nm aus dem ${}^{3}P_{0}$ Zustand in den kurzlebigen ${}^{3}D_{1}$ Zustand überführt werden. Sie zerfallen dann über den ${}^{3}P_{1}$ Zustand wieder in den Grundzustand. Wird vor dem Rückpumper-Puls der Grundzustand geleert, können die nun wieder im Grundzustand befindlichen Atome nach dem Rückpumper-Puls direkt dargestellt werden.

5.2 Die *chopped MOT* Methode - Spektroskopie an freien Atomen

Auch wenn die Frequenz des Uhrenübergangs grob bestimmt [160] und in vorherigen Arbeiten anderer Arbeitsgruppen genauer gemessen wurde [6,214] ist es dennoch sinnvoller zuerst nach einer verbreiterten Linie zu suchen. Zu diesem Zweck kann der Uhrenübergang wahlweise in der grünen MOT oder in sich frei ausbreitenden Atomen spektroskopiert werden.

Beide Methoden haben dabei Nachteile. Während in der grünen MOT aufgrund der Laser eine Stark Verschiebung von mehreren hundert kHz gemessen werden kann und somit die genaue Bestimmung der Mittenfrequenz schwer fällt, ist die Spektroskopie in sich frei ausbreitenden Atomen nach dem Ausschalten der Falle zeitlich sehr stark beschränkt. Um beide Vorteile (ausreichend Zeit für die Spektroskopie in der grünen MOT und eine minimierte Verschiebung der Mittenfrequenz bei sich frei ausbreitenden Atomen) zu kombinieren, wurde eine Methode angewandt, die angelehnt an [68] in früheren Arbeiten [1,2,6] zu einer ausreichend genauen Bestimmung der Mittenfrequenz des Uhrenübergangs führte.



Abbildung 5.2: Zyklus der chopped MOT Methode in [1, 2]. Nach der grünen MOT-Phase werden abwechselnd 500 µs Pulse von gelbem Licht bzw. der MOT-Strahlen eingeschaltet. Die Detektion der Atome wurde mit dem Licht für die zweite MOT-Phase bei 556 nm durchgeführt.

Diese chopped MOT genannte Methode versucht beide Vorteile zu kombinieren, indem nach der grünen MOT-Phase abwechselnd der Uhrenlaser und die MOT-Strahlen eingeschaltet werden (siehe Abb. 5.2). Während der Uhrenlaser eingeschaltet ist, können sich die Atome frei ausbreiten, da die MOT-Strahlen ausgeschaltet sind, und ein Teil der Atome kann in den oberen Uhrenzustand angeregt werden. Werden die MOT-Strahlen wieder eingeschaltet und der Uhrenlaser ausgeschaltet, kann die MOT rethermalisieren und das durch die Anregung entstandene Loch in der Geschwindigkeitsverteilung wieder auffüllen.

Angeregte Atome werden von den MOT-Strahlen nicht beeinflusst, zusätzlich aber durch die Gravitation beschleunigt. Dadurch verschiebt sich für die angeregten Atome die Resonanzfrequenz des Uhrenlasers und die Atome können sich aus der Fallenregion entfernen, bevor es eventuell zu einer stimulierten Emission kommen kann, die die Atome wieder in den Grundzustand überführt. Dieser Vorgang wird mehrere hundert Male wiederholt, sodass im Falle der Bestrahlung der Atome mit resonantem Licht auf dem Uhrenübergang mehr als 50 % der Atome aus der grünen MOT angeregt werden können. Das Messsignal ist die Fluoreszenz der grünen MOT nach der Pulssequenz, die ein Maß für die Zahl der nicht durch das Uhrenlicht angeregten Atome ist.



Abbildung 5.3: Dopplerverbreitertes Spektrum des Uhrenübergangs gemessen mit der chopped MOT Methode [1].

Abbildung 5.3 zeigt die Spektroskopie am Uhrenübergang mit Hilfe der *chopped MOT* Methode mit dem Vorgänger der in dieser Arbeit verwendeten Apparatur [1, 2]. Hierbei wurden 300 Zyklen mit jeweils für 500 µs eingeschaltetem Uhrenlaser bzw. eingeschalteten MOT-Strahlen durchgeführt. Wird die Frequenzverschiebung durch Rückstöße und die Dopplerverschiebung aufgrund der nahezu senkrecht zum Uhrenlaser fallenden Atome berücksichtigt (Benutzung des langen Resonators mit fast senkrechter Ausrichtung (siehe Abb. 3.19)), konnte gezeigt werden, dass die Mittenfrequenz des Übergangs im Rahmen der Messungenauigkeit mit den Werten früherer Publikationen [63,87] übereinstimmt.

5.3 Methoden der Spektroskopie des Uhrenübergangs im optischen Gitter

Nach der groben Positionbestimmung des Uhrenübergangs mit der oben vorgestellten Methode, kann die Spektroskopie des Uhrenübergangs im optischen Gitter vorgenommen werden, um sehr schmale Linienbreiten zu erreichen. Dafür sind im Grunde zwei Schritte erforderlich: Erstens müssen die Atome in das optische Gitter geladen und zweitens die Intensität des Uhrenlasers auf ein Minimum gesenkt werden. Kann davon ausgegangen werden, dass der Gitterlaser bei der *magischen Wellenlänge* operiert (siehe Kap. 3.9.2), können Linienbreiten um 10 Hz realisiert werden [6,7].

5.3.1 *chopped lattice* Methode

Schritt eins ist eine erneute Messung des Uhrenübergangs mit der *chopped MOT* Methode, allerdings mit eingeschaltetem optischen Gitter. Zur Unterscheidung der beiden Methoden wird diese Methode im Folgenden als *chopped lattice* Methode bezeichnet. Der Experiment-zyklus ist vergleichbar mit der *chopped MOT* Methode (siehe Abb. 5.2) und ist schematisch in Abbildung 5.4 dargestellt.



Leistung Gitterlaser konstant

Abbildung 5.4: Experimentzyklus der chopped lattice Methode. Im Gegensatz zur chopped MOT Methode ist das optische Gitter während des Zyklus' angeschaltet, die Pulszahl auf 400 erhöht und die Detektionsmethode auf blaues recapture imaging geändert.

Als Unterschied zu vorherigen Arbeiten [1, 2], in denen diese Methode bereits angewendet wurde, lässt sich festhalten, dass einerseits durch eine erhöhte Stabilität des Gesamtsystems die Anzahl der Pulse auf 400 gesteigert werden konnte und andererseits die Detektion nicht mit grünem sondern mit blauem Licht erfolgte.

Der Wechsel der Detektionsmethode erfolgte im Hinblick auf die Verwendung der Apparatur als optische Uhr, um mittels kurzer resonanter Pulse Atome detektieren zu können. Die Verwendung von resonantem Licht erlaubt einerseits die bessere direkte Darstellung der Atomzahl (durch vorherige Eichung der Kamera), andererseits ist die Anwesenheit eines Magnetfeldes während der Detektion nicht notwendig. Wird die Detektion durch Detektion der Fluoreszenz einer MOT mit verstimmtem blauen oder grünen Licht durchgeführt (sogenanntes *recapture imaging*), müssen die Magnetfelder wieder eingeschaltet werden, was zu einer Verkürzung der möglichen Interaktionszeit der Atome mit dem Uhrenlicht führt. Nichtsdestotrotz wurden die ersten Messungen durch die Detektion der Fluoreszenz einer blauen MOT durchgeführt (siehe Abb. 5.5). Bei einer Leistung von 50 µW für den Uhrenlaser und 400 Pulsen konnte sehr zuverlässig täglich die Position der Übergangs mit einer Breite von unter 3 kHz bestimmt werden.



Abbildung 5.5: Messung der Position des Uhrenübergangs mit der chopped lattice Methode und Darstellung der verbliebenen Atome durch Bestimmung der Fluoreszenz einer blauen MOT. Bei 400 Pulsen und einer Leistung von 50 μ W für den Uhrenlaser lässt sich eine Linienbreite von unter 3 kHz messen.

5.3.2 Spektroskopie im optischen Gitter

Zur weiteren Verkleinerung der Linienbreite wird direkt im optischen Gitter gemessen, was auf zwei Arten geschehen kann (siehe Abb. 5.6). Für die Erste bleibt das inhomogene Magnetfeld, welches sich aus den MOT-Spulen und der Abbremserspule bildet, eingeschaltet, bei der Zweiten wird das Magnetfeld nach der grünen MOT Phase heruntergefahren und erst zum Beginn eines neuen Zyklus´ wieder eingeschaltet. Nach dem Übergang der grüner MOT in das optische Gitter ist in beiden Fällen eine 50 ms lange Wartephase vor dem Uhrenpuls eingefügt. In dieser Wartephase werden alle Atome entfernt, die nicht im optischen Gitter gefangen sind. Zusätzlich nehmen die Atome im optischen Gitter während des Uhrenpulses kein Magnetfeld mehr wahr, welches von den MOT-Spulen erzeugt wird. Die Detektion erfolgt in beiden Fällen mit blauem, resonanten Licht und erlaubt die direkte Messung der Atomzahl.



Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Messzyklen bei der Spektroskopie des Uhrenübergangs im optischen Gitter. Während in (a) das Magnetfeld eingeschaltet bleibt, wird in (b) das Magnetfeld am Ende der grünen MOT-Phase heruntergefahren und erst wieder zum Beginn eines neuen Zyklus' eingeschaltet. Eine 50 ms lange Wartephase ist in beiden Fällen zwischen dem Ende der grünen MOT-Phase und dem Uhrenpuls eingefügt. Die Detektion erfolgt mit resonantem blauen Licht und erlaubt die direkte Darstellung der Atomzahl.

Im ersten Verfahren ist die erzielbare Linienbreite aufgrund der Zeeman-Verbreiterung durch das inhomogene Magnetfeld für die MOT limitiert. Bei ausgeschalteten MOT-Spulen ist das Restmagnetfeld am Ort der Atome im Wesentlichen homogen, die Linienbreite wird durch die Sättigungsverbreiterung limitiert und ist damit vor allem abhängig von der Intensität des Uhrenlaserlichts. Dieser Effekt ist in Abbildung 5.7 deutlich zu sehen. In beiden Fällen wurde für das optische Gitter mit einer umlaufenden Leistung von ca. 10 W gearbeitet, die Länge des Uhrenpulses betrug 150 ms und die Intensität des Uhrenlasers war $3 \,\mathrm{mW/cm^2}$.



Abbildung 5.7: Messung des Uhrenübergangs im optischen Gitter. Während in (a) die MOT-Magnetfelder noch eingeschaltet sind, wurden diese in (b) heruntergefahren und die Zeeman-Aufspaltung des Spin-1/2 Isotops ¹⁷¹Yb wurde sichtbar. Die rote Linie in (a) stellt einen Gauß 'schen Fit dar, während die rote Linie in (b) einen gleitenden Durchschnitt der Messwerte anzeigt, um die einzelnen Übergänge deutlicher sichtbar zu machen.

Bei eingeschaltetem Magnetfeld (Abb. 5.7 (a)) kann eine 600 Hz breite Linie gemessen werden. Wird aber das Magnetfeld ausgeschaltet (Abb. 5.7 (b)) zeigt sich die Zeeman-Aufspaltung des Spin-1/2-Isotops ¹⁷¹Yb aufgrund des homogenen Restmagnetfeldes. Die Linienbreite von ~200 Hz für die einzelnen Zeeman-Komponenten lässt sich durch eine weitere Reduktion der Intensität des Uhrenlasers verkleinern (siehe Abb. 5.9 (a)), dies führt aber aufgrund des schlechten S/N zu Schwierigkeiten bei der Dateninterpretation.

5.4 Verbesserte Spektroskopie des Uhrenübergangs unter Einsatz des Rückpumpers

Wie bereits oben erwähnt, wurde bisher der Uhrenübergang indirekt gemessen, also ein Verlust in der Gesamtatomzahl registriert. Ytterbium bietet aber durch seine Levelstruktur eine simple Möglichkeit, die Zahl der Atome, die durch den Uhrenlaser angeregt wird, direkt zu messen, ohne das Experiment unnötig zu verkomplizieren.

Wie in Abbildung 5.1 gezeigt, können Atome, die sich im langlebigen, angeregten Uhrenzustand ${}^{3}P_{0}$ befinden, mit Hilfe eines Rückpumpers über die kurzlebigen Zustände ${}^{3}D_{1}$

und ${}^{3}P_{1}$ schnell in den Grundzustand überführt werden. Im Grundzustand können dann die Atome, die sich zuvor im angeregten Uhrenzustand befunden haben, direkt dargestellt werden. Bevor die Atome mit Hilfe des Rückpumpers wieder in den Grundzustand überführt werden, müssen alle Atome, die durch den Uhrenlaser nicht angeregt wurden, entfernt werden. Dafür ist ein 5 ms langer Lichtpuls mit resonantem Licht auf dem ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}P_{1}$ Übergang ausreichend, der die Grundzustandsatome aus dem Gitter entfernt, während die Atome im angeregten Uhrenzustand nicht beeinflusst werden (siehe Abb. 5.8).



Abbildung 5.8: Messzyklus bei Einsatz des Rückpumpers bei 1388 nm. Nach dem Uhrenpuls wird mit Hilfe des blauen Lasers der Grundzustand geleert, bevor die Atome aus dem angeregten Uhrenzustand wieder in den Grundzustand überführt werden, um detektiert werden zu können.

Nach der Entleerung des Grundzustands überführt ein 50 ms langer Rückpumperpuls die Atome aus dem angeregten Uhrenzustand in den jetzt leeren Grundzustand. Die Detektion erfolgt wieder mit resonantem, blauen Licht. Die so detektierten Atome müssen aus dem angeregten Uhrenzustand kommen. Zur Überprüfung lässt sich dieser Zyklus ohne Uhren- und Rückpumperpuls durchführen, um festzustellen, ob die veranschlagten 5 ms ausreichend für die Entleerung des Grundzustands sind.

Mit dem Zyklus aus Abbildung 5.8 und einer Intensität von $0.2 \,\mathrm{mW/cm^2}$ für den Uhrenlaser konnte eine Linienbreite von ~10 Hz gemessen werden (siehe Abb. 5.9 (b)). Dabei wurde eine Komponente der Zeemanaufspaltung betrachtet, die von den anderen Linien aufgrund des ausreichend großen Restmagnetfeldes von ca. 1 G ausreichend getrennt wurde.

Der Einsatz des Rückpumpers erlaubt zwar die direkte Messung der Atome, die vom Uhrenlaser in den angeregten Zustand überführt wurden, das Signal unterliegt aber weiterhin Schwankungen in der Atomzahl in jeder Phase des Zyklus⁴. So summieren sich die Schwankungen beim Laden der blauen MOT, der grünen MOT und der Überführung der Atome in das optische Gitter, sodass die gemessenen Atomzahlen ebenfalls einer Schwankung unterliegen. Sinnvoll wäre eine Normierung der Atomzahl bei der der Rückpumper ebenfalls helfen kann. Bei der destruktiven Entleerung des Grundzustands kann gleichzeitig eine Aufnahme der Atome erfolgen, die mit einer zweiten Aufnahme am Ende des Zyklus' verglichen wird, sodass eine Normierung vorgenommen werden kann.



Abbildung 5.9: Vergleich der beiden Messmethoden mit und ohne Rückpumper bei einer hinsichtlich der Linienbreite optimierten Linie. Die Analyse des Übergangs bei schmalen Linienbreiten ohne den Einsatz des Rückpumpers wird durch das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich erschwert. Mit Hilfe des Rückpumpers können dagegen direkt die angeregten Atome abgebildet werden, sodass Linienbreiten von ca. 10 Hz spektroskopiert werden können.

Leider ist das verwendete Kameraprogramm nicht in der Lage die Bilder schnell genug auszulesen und zu verarbeiten (die verwendete Kamera aber schon), sodass an dieser Stelle ein schnelleres Ausleseprogramm entwickelt werden muss. Im Rahmen dieser Arbeit war es aber nicht mehr möglich, die Normierung zu testen, sodass dies ein Schritt für die Zukunft ist, die dieses Experiment ein gutes Stück weiterbringen würde.

Kapitel 6 Charakterisierung des Uhrenübergangs

Nach der Spektroskopie des Uhrenübergangs konnte eine Charakterisierung der Apparatur erfolgen. In diesem Kapitel werden einige im Kapitel 2 behandelte, systematische Effekte untersucht und deren Einfluss auf den Uhrenübergang quantifiziert. Weiterhin fand eine Untersuchung der Stabilität der Apparatur statt. Mit Hilfe eines von der AG Schiller zur Verfügung gestellten Frequenzkamms konnte die Stabilität des Uhrenlasers mit der Stabilisierung auf die atomare Referenz verglichen werden. Abschließend findet sich in diesem Kapitel eine Zusammenfassung der systematischen Effekte unserer optischen Gitteruhr. Da aufgrund des Transports der Apparatur nach Turin (siehe Kap. 7) effektiv nur zwei Wochen Messzeit zur Verfügung standen, mussten einige Systematiken mit den Ergebnissen aus den Arbeiten anderer Gruppen [6,7] oder theoretischen Berechnungen abgeschätzt werden.

6.1 Vom Gitterlicht induzierte Frequenzverschiebung -Messung der magischen Wellenlänge

In Kapitel 2.5.1 wurde schon diskutiert, dass eine wesentliche systematische Fehlerquelle bei der Spektroskopie des Uhrenübergangs die Lichtverschiebung der atomaren Zustände ist. Das stärkste dieser Felder ist das optische Gitter selbst, sodass es notwendig ist, die bereits erläuterte *magische Wellenlänge* (siehe Kap. 2.5.2), bei der die Verschiebung von Grundund angeregtem Zustand gleich groß ist, so genau wie möglich zu bestimmen. Ein weiterer vom Gitterlicht ausgehender Effekt, der sich negativ auf die Frequenz auswirken kann, ist die Vektor Stark Verschiebung. In Abhängigkeit von der Elliptizität des Gitterlasers kann eine Frequenzverschiebung stattfinden. Die Vektor Stark Verschiebung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht werden, sodass bereits in Kapitel 2.3.3 eine Abschätzung des Einflusses auf den Uhrenübergang vorgenommen wurde.

Messungen der *magischen Wellenlänge* wurden von Z. Barber [6] und N. D. Lemke [7] in ihren Doktorarbeiten bereits durchgeführt. Während Z. Barber sich auf das Isotop ¹⁷⁴Yb konzentrierte und die *magische Wellenlänge* mit einer Genauigkeit von 35 MHz zu 394 799 475(35) MHz bestimmte [6,65], konzentrierte sich N. D. Lemke auf das Isotop ¹⁷¹Yb, welches auch in der hier vorliegenden Arbeit verwendet wurde. Die erste Messung im Jahr 2008 [63] brachte als Ergebnis für die magische Wellenlänge 394798329(10) MHz, was verglichen mit der magischen Wellenlänge für ¹⁷⁴Yb eine Isotopenverschiebung von $\nu_{magic}^{174} - \nu_{magic}^{171} = 1146(36)$ MHz bedeutet [7]. In beiden Fällen wurde die magische Wellenlänge aus der (Frequenz-)Position des Uhrenübergangs als Funktion der Wellenlänge des Gitterlasers bestimmt.

Eine andere Herangehensweise, die von uns verwendet wurde, stellt die Betrachtung der Linienbreite des Uhrenübergangs als Funktion der Wellenlänge des optischen Gitters dar. Dabei wird die Frequenz des Gitterlasers variiert, die Breite des Uhrenübergangs gemessen und die Werte gegeneinander aufgetragen (siehe Abb. 6.1).



Abbildung 6.1: Bestimmung der magischen Wellenlänge durch Betrachtung der Breite des Uhrenübergangs für verschiedene Wellenlängen des Gitterlasers. Die magische Wellenlänge für das Isotop ¹⁷¹Yb konnte zu 759,3563(1) nm bzw. 394 798,144(50) GHz mit einem Fehler von 50 MHz bestimmt werden (die AOM Frequenz im Gitterlaserpfad wurde mit eingerechnet). Die Genauigkeit des zur Stabilisierung verwendeten Wellenlängenmessgeräts Burleigh WA-1500 beträgt $\pm 80 MHz$.

Für diese Messung wurde für vier unterschiedliche Wellenlängen des Gitterlasers die Übergangsbreite bestimmt. Die aktive Stabilisierung der Wellenlänge wurde mit einem Burleigh WA-1500 Wellenlängenmessgerät realisiert, das eine angegebene Genauigkeit von ± 80 MHz besitzt. Zusätzlich zu der gemessenen magischen Wellenlänge muss die Arbeitsfrequenz des AOMs im Gitterstrahl berücksichtigt werden, der für die Leistungsstabilisierung verantwortlich ist (siehe Abb. 3.20). Wird die Frequenz addiert, beträgt die magische Wellenlänge 759,3563(1) nm bzw. 394798,144(52) GHz mit einer vom Hersteller für das Wellenlängenmessgerät angegebenen Genauigkeit von ± 80 MHz und einem Fit-Fehler von $0,1 \,\mathrm{pm}$ bzw. 50 MHz. Während der Messung konnte die Stabilisierung die eingestellte Wellenlänge auf zwei Digits ($0,2 \,\mathrm{pm}$ bzw. 100 MHz) genau halten, sodass die abgeschätzte Gesamtunsicherheit $\pm 180 \,\mathrm{MHz}$ beträgt.

Damit liegt der von N. D. Lemke gemessene Wert für die magische Wellenlänge von 394798,319(8) GHz [7] im Fehlerbereich unserer Messung mit 394798,144(180) GHz. Mit diesem großen Fehler in der Messung der Gitterlaserfrequenz lässt sich eine Genauigkeit für den Uhrenübergang von etwa 4 Hz ($E_r = 1000$) voraussagen (siehe Kap. 2.4.2), was einer Ungenauigkeit im Bereich von 7×10^{-15} entspricht. Für eine genauere Messung muss die Wellenlänge des Gitterlasers z.B. mit einem Frequenzkamm stabilisiert und gemessen werden oder zumindest ein Hochfinesse-Resonator zur Stabilisierung zur Verfügung stehen.

6.2 Zeeman Verschiebung

Die Anwesenheit eines Magnetfeldes führt bei Isotopen mit einem Kernspin zu 2I + 1 energetisch aufgespaltenen Unterzuständen. Damit besitzt das Isotop⁸⁷Sr mit einem Kernspin von $I = 9/2 10 \pi$ - und 18 σ -Zustände [158], während¹⁷¹Yb mit einem Kernspin von I = 1/2lediglich zwei π - und zwei σ -Zustände aufweist (siehe Abb. 6.2).



Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Zeeman-Aufspaltung von Grundund angeregtem Zustand bei Anwesenheit eines Magnetfeldes für ¹⁷¹Yb. Aufgrund des kleinstmöglichen Kernspins von I = 1/2 besitzt ¹⁷¹Yb nur zwei π - und zwei σ -Übergänge.

Die theoretischen Werte für die Verschiebung der einzelnen Komponenten der ungeraden Isotope von Ytterbium wurden von Porsev et al. berechnet [11]. Da aber bereits für Strontium ein Vorzeichenfehler in der Verschiebung der äußeren Komponenten bemerkt wurde [60, 158], untersuchte N. D. Lemke die Zeeman-Aufspaltung in seiner Doktorarbeit genauer. Er stellte fest, dass ebenfalls ein Vorzeichenfehler bei der Berechnung der äußeren Komponenten in der Aufspaltung der Zeemankomponenten bei Ytterbium existiert [7].

Experimentell konnte von N. D. Lemke eine Verschiebung von ~ $\pm 190 \,\text{Hz/G}$ für die π - und ~ $\pm 940 \,\text{Hz/G}$ für die σ -Übergänge bestimmt werden [7]. Zur Kalibrierung unseres Magnetfelds und zur Untersuchung des Effekts wurde für drei verschiedene Ströme der großen MOT-Spule die Aufspaltung in unserer Apparatur untersucht (siehe Abb. 6.3).

Das Mitteln über die Übergangsfrequenz beider π - oder σ -Übergänge kann den linearen Zeeman Effekt eliminieren. Übrig bleibt der Effekt 2. Ordnung ($\Delta \nu = \beta B^2$), der nicht durch das Mitteln verschwindet. Dieser Effekt beruht auf der magnetisch induzierten Vermischung von Zuständen (hauptsächlich zwischen ${}^{3}P_{0}$ und ${}^{3}P_{1}$) [178]. Mit $\beta \simeq -0.06 \,\mathrm{Hz/G^{2}}$ für Ytterbium erzeugt ein Magnetfeld von 1 G (entsprechend unserem Restmagnetfeld bei komplett heruntergefahrenen Spulen) eine Verschiebung der Resonanzlinie des Uhrenübergangs im Bereich von 10^{-16} .



Abbildung 6.3: Die Abbildungen (a), (b) und (c) zeigen die Zeemanaufspaltung von ¹⁷¹Yb mit den möglichen Übergängen für drei unterschiedliche Ströme der großen MOT-Spule. In der Abbildung (d) ist die daraus resultierende Frequenzverschiebung der Zeemankomponenten zu sehen. Bei $I_{MOT-Spule} = 0$ konnten die π -Übergänge nicht genau genug aufgelöst werden. Die gemessene relative Frequenzverschiebung der π - und σ -Übergänge entspricht den in [7] bestimmten Werten von ~ $\pm 190 \text{ Hz/G}$ für die π - und ~ $\pm 940 \text{ Hz/G}$ für die σ -Übergänge.

6.3 DC Stark Verschiebung

Befinden sich elektrische Ladungen in der Nähe der geladenen Atome, bewirken diese eine DC Stark Verschiebung. Solche Ladungen können auf dielektrischen Schichten entstehen, wie sie für Antireflex- und Spiegelbeschichtungen verwendet werden.

Für Ytterbium kann die Verschiebung, hervorgerufen durch den DC Stark Effekt, durch

$$\nu_{DCStark} = -\frac{\alpha_{clock} \cdot E^2}{2} \tag{6.1}$$

mit $\alpha_{clock} = 36 \,\mathrm{kHz}(\mathrm{kV/cm})^2$ und einem elektrischen Feld E berechnet werden [7].

Die ersten Bauteile, die ins Auge fallen und solche Ladungen besitzen könnten, sind die Fenster der Vakuumkammer. Diese befinden sich allerdings mindestens 5 cm von den Atomen entfernt. Eine mögliche Frequenzverschiebung verursacht von Ladungen auf den Fenstern wurde für eine Ytterbium Gitteruhr von N. D. Lemke [7] bereits untersucht. Dabei wurde absichtlich ein starkes elektrisches Feld angelegt, die Richtung gedreht und ein Streufeld von etwa 0.1 V/cm beobachtet. Die Frequenzverschiebung für ein Streufeld von 0.1 V/cm berechnet sich mit der Gleichung 6.1 zu einer Frequenzverschiebung von 0.18 mHz entsprechend einem Effekt von 7×10^{-18} , was in dieser Apparatur nicht den begrenzenden Faktor darstellt.

Die Messungen einer anderen Gruppe am Syrte (Systèmes de Référence Temps-Espace, Paris) fallen viel schwerer ins Gewicht. Bei einer optischen Gitteruhr basierend auf Strontium wurde ein starker Effekt aufgrund von Streuladungen auf den Spiegeln des optischen Gitters gemessen [215]. Ähnlich wie in unserem Fall sind die Spiegel mit einem Abstand von 60 mm in das Vakuumsystem integriert (im Fall der Strontium-Apparatur bilden zwei Kammerfenster den Resonator). Daher lohnt sich ein genauer Blick, ob solche Streuladungen auch in unserem System eine Frequenzverschiebung verursachen.

Eine Möglichkeit, um Streuladungen von einer dielektrischen Schicht zu entfernen, ist die Bestrahlung mit UV-Licht. Der Einfluss von UV-Licht auf die Streuladungen auf dielektrischen Schichten wurde im Jahr 2010 im Falle eines Gravitationswellendetekors untersucht und es wurde festgestellt, dass das Bescheinen der Spiegel eben jene Ladungen von den dielektrischen Flächen entfernen kann [216]. Für die Strontiumuhr in [215] ließ sich durch das Beleuchten der dielektrischen Oberflächen für 30 s mit UV-Licht ein Effekt im Bereich von 10^{-14} im Vergleich zweier Strontiumuhren feststellen.

Ähnlich wie in [215], wurde unsere Kammer mit einer UV LED (Mittenwellenlänge 368 nm, Leistung 160 mW) für einige 10 Sekunden möglichst gleichmäßig ausgeleuchtet. Vor und nach der Bestrahlung mit der UV LED wurde jeweils sechs Mal die Position des Uhrenübergangs bestimmt (siehe Abb. 6.4).

Wird über die sechs Messungen vor und nach dem Einsatz des UV-Lichts gemittelt, zeigt sich ein Unterschied von ~ 5 Hz zwischen den beiden gemittelten Positionen, entsprechend einem Effekt im Bereich von 10^{-14} . Allerdings kann mit dieser einmaligen Messung, aufgrund der nicht ausreichenden Stabilität unserer Uhr, keine endgültige Aussage darüber getroffen werden, ob in unserer Apparatur ein DC Stark Effekt durch Ladungen auf den dielektrischen Spiegeln des Gitterresonators verursacht wird.



Abbildung 6.4: Messung zum DC Stark Effekt aufgrund von Ladungen auf den dielektrischen Resonatorspiegeln. Die Abbildung zeigt die relative Position des Übergangs gemessen vor und nach dem Bescheinen der Kammer mit UV-Licht mit dem etwaige Ladungen entfernt werden sollen. Zusätzlich eingetragen sind die Mittelwerte für die beiden Messungen. Aufgrund der vorhandenen Instabilität ist eine verlässliche Aussage nicht möglich.

6.4 Rabi-Oszillationen

Bei der Wechselwirkung eines Zweiniveau-Atoms mit einem klassischen Lichtfeld treten sogenannte Rabi-Oszillationen auf. Dabei oszilliert das Atom im Fall des Uhrenübergang in Ytterbium zwischen den beiden Zuständen mit der Rabi-Frequenz von

$$\Omega = 77 \,\mathrm{Hz}/\sqrt{\mathrm{mW/cm^2}} \tag{6.2}$$

in Abhängigkeit der Intensität I des Uhrenlasers [6, 139]. Für eine gegebene Belichtungsdauer kann durch die Wahl der Intensität eine maximale Anregungsrate (größter Kontrast) erreicht werden. In einem Ensemble von Atomen kommt es allerdings zu einer inhomogenen Anregung (z.B. aufgrund der räumlichen Inhomogenität des Anregungslichtfeldes oder einer nicht perfekten Justierung des Problasers). Diese Anregungs-Inhomogenität [169,217] führt zu einer Dephasierung der Rabi-Oszillationen für verschiedene Atome. Dadurch entsteht für eine genügend große Inhomogenität oder für einen ausreichend langen Spektroskopiepuls ein Mischverhältnis von 50/50 bei der Besetzung von dem Grund- und dem angeregtem Zustand.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle Messungen mit einem möglichst langen Spektroskopiepuls (100 ms) durchgeführt, um im inkohärenten Bereich bei einem Mischverhältnis von 50/50 zu arbeiten. Dadurch sollte eine Fluktuation der Atomzahl aufgrund sich ändernder Rabi-Oszillationen vermieden werden.

Aus der Analyse der Rabi-Oszillationen in Abbildung 6.5 können zwei Schlussfolgerungen gezogen werden. Erstens war der mit 100 ms veranschlagte Spektroskopiepuls lang genug, um im inkohärenten Bereich zu arbeiten, zweitens kann durch die Messung in Zukunft die Pulsdauer so angepasst werden, dass eine maximale Anregung stattfindet und mit maximalem Kontrast gearbeitet werden kann.



Abbildung 6.5: Die Abbildung zeigt die gemessenen Rabi-Oszillationen für zwei verschiedene Intensitäten des Uhrenlasers. Der maximalen Kontrast wird für $0.8 \,\mu$ W bei einer Belichtungszeit von 16 ms erreicht. Bei einer Intensität von $0.08 \,\mu$ W erhöht sich die Belichtungszeit auf 44 ms. Die Messung der Kohärenzzeit zeigt, dass bisher (100 ms Belichtungszeit) im inkohärenten Bereich gearbeitet wurde.

Für diese Messungen wurde der Uhrenlaser ohne aktive Leistungsstabilisierung auf eine vorher einmal bestimmte Resonanzfrequenz eingestellt und die Atomzahl für verschiedene Belichtungszeiten aufgenommen. Eine Kohärenzzeit von $35 \text{ ms} (0.8 \,\mu\text{W}$ Leistung) und $60 \text{ ms} (0.08 \,\mu\text{W}$ Leistung) zeigt, wie oben erwähnt, dass eine Pulslänge von 100 ms ausreicht, um im inkohärenten Bereich zu arbeiten. Für einen maximalen Kontrast muss bei einer Intensität von $0.8 \,\mu\text{W}$ mit einer Belichtungszeit von $16 \,\text{ms}$, bei $0.08 \,\mu\text{W}$ mit einer Belichtungszeit von $44 \,\text{ms}$ gearbeitet werden.

Die starken Schwankungen der Atomzahl bei den Messungen haben zwei Ursachen. Zum Einen ist die Intensität des Uhrenlasers nicht stabilisiert gewesen, sodass eine Intensitätsschwankung zu einer Änderung der Rabi-Frequenz führt, die wiederum eine unterschiedliche Anregungsrate für die Atome bedeutet. Zum Anderen wurde der Uhrenlaser nicht auf die Resonanzfrequenz stabilisiert, sodass eine mögliche Änderung der Frequenz selbst im Hz-Bereich zu einer Schwankung der angeregten Atome führt. Änderungen der Frequenz im Bereich von weniger Hz konnten bereits bei der Messung des DC Stark Effekts beobachtet werden (siehe Kap. 6.3).

Daher ist es notwendig, für spätere Messungen zumindest eine Leistungsstabilisierung für den Uhrenlaserstrahl zu implementieren.

6.5 Stabilität des Systems

Die Stabilität der Frequenzmessung ist ein entscheidender Faktor zur Beurteilung der Qualität einer optischen Atomuhr, der im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls untersucht wurde. Untersucht wurde daher die Stabilität des Uhrenlasers einerseits, andererseits die Stabilisierung auf die atomare Referenz.

Um die Stabilisierung auf die atomare Referenz zu überprüfen, wurde der Uhrenlaser auf den Uhrenübergang stabilisiert und untersucht, wie genau die Stabilisierung den Uhrenlaser auf der Resonanz halten kann. Zu diesem Zweck wurde eine einfache Frequenzstabilisierung im Kameraprogramm integriert, die an beiden Seiten des Uhrenübergangs die Atomzahl bestimmt und mit der Gleichung

$$\nu_{Fehler} = (Atomzahl_1 - Atomzahl_2) \cdot Stellwert \tag{6.3}$$

ein Fehlersignal ν_{Fehler} generiert, um die eingestellte Resonanzfrequenz (f_{Stab1,2}) anzupassen. Auf dieser Basis wurde in jedem Zyklus bei derselben Komponente der Zeemanaufspaltung (hier σ^-) für zwei unabhängige Stabilisierungen (Stabilisierung 1 und Stabilisierung 2) bei der Halbwertsbreite an beiden Seiten der Resonanz die Atomzahl der angeregten Atome bestimmt. Die Resonanzfrequenz wurde mit Hilfe eines AOM anschließend unabhängig voneinander angepasst (siehe Abb. 6.6).



Abbildung 6.6: Schema der Uhrenlaserstabilisierung. Pro Zyklus werden für zwei unabhängige Stabilisierungen (Stabilisierung 1 und Stabilisierung 2) Messwerte ermittelt. Mittels eines AOM wird die Frequenz für beide Stabilisierungen unabhängig voneinander nachgeregelt.

Für die Messung der Stabilität wurde der Uhrenlaser mit Hilfe der oben dargestellten Stabilisierungen auf die Resonanz stabilisiert und gleichzeitig die Frequenz mit einem Frequenzkamm gemessen. Während die Uhrenlaserfrequenz mit dem Frequenzkamm jede Sekunde aufgezeichnet werden konnte, konnten für die beiden Stabilisierungen die Werte lediglich alle 12s aufgenommen werden. Die Zeitdauer von 12s ergibt sich dadurch, dass eine einzelne Atomzahlbestimmung 3s dauert und insgesamt vier Messungen durchgeführt werden müssen, um für beide Stabilisierungen einen Regelwert zu erhalten. Der Vergleich zwischen Uhrenlaserfrequenz und Stabilisierungsfrequenz wurde durchgeführt, indem von der Uhrenlaserfrequenz ein gleitender Durchschnitt gebildet wurde und die Messzeitpunkte von Stabilisierung und Uhrenlasermessung interpoliert wurden.

Die Stabilität des Systems kann weiterhin durch den Vergleich der beiden Stabilisierungen (Stabilisierung 1 und Stabilisierung 2) untersucht werden [83,96]. Aus der Differenz der beiden Frequenzen f_{Stab1} und f_{Stab2} (siehe Abb. 6.6) kann auf die Stabilität der atomaren Referenz geschlossen werden.

Zur Analyse der Stabilität wurde die Allan Deviation [218, 219]

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{1}{2} \langle (\Delta y)^2 \rangle},\tag{6.4}$$

die die Quadratwurzel des Differenzunterschieds Δy der in einem Zeitfenster τ gemessenen Frequenzen darstellt, für alle drei oben genannten Fälle berechnet. Um die Abweichung von der Absolutfrequenz zu bestimmen, wurden die durch die Gleichung 6.4 berechneten Frequenzen durch die Absolutfrequenz geteilt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Während für die Messung der Uhrenlaserfrequenz zusammenhängende Daten von über 24000 s vorlagen, wurde für die Stabilisierungen auf die atomare Referenz der längste zusammenhängende Datensatz (~2000 s) verwendet, für den alle Laser des Systems und beide Stabilisierungen zuverlässig funktionierten.

Die Allan Deviation abzüglich eines linearen Drifts für den Uhrenlaser (schwarze Linie) zeigt für Integrationszeiten ab 60s die Stabilität des GPS-stabilisierten Masers (welcher dem Frequenzkamm als Referenz dient) und wird für lange Integrationszeiten aufgrund von nichtlinearen Drifts schlechter.

Die Stabilisierung des Uhrenlasers auf die atomare Referenz (blaue Linie) hingegen zeigt die Stabilität des Systems inklusive nicht kompensierter Magnetfeldeffekte. Im Gegensatz zu dem Uhrenlaser selbst, zeigt die Stabilisierung auf die atomare Referenz auch bei höheren Integrationszeiten (>500 s) noch die Stabilität des Masers. Obwohl aus dem oben genannten Grund keine Analyse für Zeiten >2000 s aus dem oben genannten Grund erfolgen konnte, ist das ein Beweis für das Funktionieren der optischen Uhr mit einer Genauigkeit von 1×10^{-14} nach einer Integrationszeit von 1000 s.

Interessant ist die Analyse der atomaren Referenz durch den Vergleich der beiden Stabilisierungen. Hierfür wird lediglich die Differenz zwischen den beiden Stabilisierungen betrachtet, die unabhängig von der Uhrenlaserfrequenz (solange der Uhrenlaser über einen Messzyklus hinweg stabil ist) und der Stabilität des Masers ist. Die Allan Deviation der Differenz (rote Linie) zeigt für kurze Integrationszeiten (10 s) eine Genauigkeit von 2×10^{-15} entsprechend 1 Hz. Dass sich die Genauigkeit erst verschlechtert und bei Integrationszeiten von >400 s wieder verbessert, liegt an den Stabilisierungen selbst. Diese sind zu schwach eingestellt, sodass sie auf kurzen Zeitskalen keinen positiven Effekt auf die Stabilität ausüben.



Abbildung 6.7: Allan Deviation für den Uhrenlaser, die Stabilisierung des Uhrenlasers auf die atomare Referenz (Stabilisierung 1) und den Vergleich beider Stabilisierungen (Differenz Stab. 1 und Stab. 2). Der Übersicht halber ist in (a) die Allan Deviation nur für die Stabilisierung 1 dargestellt, da sich beide Stabilisierung en stark überlagern (b). Während der Uhrenlaser selbst und die Stabilisierung des Uhrenlasers auf die atomare Referenz die Stabilität des Masers (Referenz für den Frequenzkamm) zeigen, kann mit der Differenz beider Stabilisierungen die Stabilität der atomaren Referenz untersucht werden. Die schwach eingestellten Stabilisierungen zeigen auf kurzen Integrationszeiten (<400 s) keine Wirkung auf die Stabilität, erst bei längeren Zeiten zeigt sich ein positiver Effekt.

Mit der Analyse der Differenz der beiden Stabilisierungen lässt sich eine Stabilität der Quelle von $>5 \times 10^{-15}$ für Integrationszeiten >100 sangeben, was einer Genauigkeit von 2,5 Hz entspricht. Eine Neueinstellung der Stabilisierung sowie die Analyse der Stabilität für längere Integrationszeiten sollten für das Gesamtsystem eine deutliche Verbesserung zeigen. Zudem muss über zwei Zeeman-Komponenten gegensätzlicher Abhängigkeit gemittelt werden, um den linearen Zeeman-Effekt komplett zu eliminieren.

6.6 Zusammenfassung der systematischen Effekte

Nicht alle systematischen Effekte konnten im Rahmen dieser Arbeit gemessen werden. So sind in der folgenden Zusammenfassung (siehe Tab. 6.1) einige Werte vertreten, die mit Hilfe theoretischer Berechnungen oder vorheriger Arbeiten anderer Gruppen [6,7] abgeschätzt wurden. Durch die Auflistung der Fehler bietet die Tabelle 6.1 einerseits einen Startpunkt

Effekt	Fehler	Ursache
Zeeman 1. Ordnung	$< 1 \mathrm{Hz}$	Mitteln über zwei m_F Übergän-
		ge sollte diesen Effekt kompen-
		sieren, Ungenauigkeit bei der Be-
		stimmung der Mittenfrequenz
Zeeman 2. Ordnung	$\sim 0.06 \mathrm{Hz}$	Bei Anwesenheit eines Magnetfel-
		des von $B = 1 \mathrm{G}$
Gitter skalare Stark Verschiebung	4 Hz	Für $E_r = 1000$ und eine Un-
		genauigkeit der Gitterwellenlänge
		von $180 \mathrm{MHz}$
Gitter Vektor Stark Verschiebung	$(0,5\mathrm{Hz})$	Für $B = 1 \mathrm{G}$ und eine Gitter-
		strahlpolarisation $A \simeq 0,1$, un-
		terdrückt durch das Mitteln über
		zwei m_F Übergänge
Gitter Tensor Stark Verschiebung	0 Hz	Keine Verschiebung für $I = 1/2$
Uhrenlicht Stark Verschiebung	$0,365\mathrm{mHz}$	$77 \mu\mathrm{m}$ Radius, $40(4) \mathrm{nW}$ Leistung
Schwarzkörperstrahlung	2 Hz	Abgeschätzt für eine Tempera-
		turumgebung von 300K inklusi-
		ve der Ungenauigkeit durch den
		Atomstrahl
DC Stark Verschiebung	$<\sim 5\mathrm{Hz}$	abgeschätzte Verschiebung durch
		einen UV-Puls von $\sim 1 \min$, ge-
		naue Verschiebung kann auf-
		grund der momentanen Instabili-
		tät nicht gemessen werden
Dichteverschiebung	$< 4 \mathrm{Hz}$	Verschiebung durch Stöße für po-
		larisierte $(<4 \text{ Hz})$ und unpolari-
		sierte (<2 Hz) Atome nach [185]

zum Vergleich mit Messungen in Turin und zeigt andererseits Bereiche auf, an denen noch weiter gearbeitet werden sollte, um die Genauigkeit weiter zu erhöhen.

Tabelle 6.1: Übersicht der systematischen Fehler der transportablen, optischen Ytterbium Gitteruhr. Einige systematische Fehler konnten nicht gemessen werden und wurden auf Basis theoretischer Berechnungen abgeschätzt.

Wie die Tabelle zeigt, lassen sich systematische Effekte, die von Magnetfeldern verursacht werden, gut kontrollieren. Dabei reicht das Mitteln über zwei m_F Übergänge meist aus, um den hervorgerufenen Effekt zu kompensieren. Andere Effekte haben allerdings eine größere Auswirkung. So bietet die momentane Stabilisierungsmethode für den Gitterlaser eine Genauigkeit von lediglich 180 MHz, entsprechend einer Ungenauigkeit von 4 Hz. Um diesen Effekt weiter zu reduzieren, kann mit einem schwächeren optischen Gitter gearbeitet oder die Stabilisierung des Gitterlasers verbessert werden. Durch eine Verbesserung der Genauigkeit auf 50 MHz würde die Ungenauigkeit bereits auf das Niveau von 1 Hz gesenkt werden.

Ein weiterer signifikanter Effekt ist die DC Stark Verschiebung, die durch Streuladungen auf dielektrischen Spiegeln innerhalb des Vakuums hervorgerufen werden kann und bereits in einer Strontium-Apparatur gezeigt wurde [215]. Aufgrund der Instabilität unserer Gitteruhr, konnte keine eindeutige Aussage über den DC Stark Effekt getroffen werden und ist daher in der Tabelle lediglich abgeschätzt dargestellt.

Zusammenfassend lässt sich durch die gemessenen bzw. abgeschätzten Werte in der obigen Tabelle für die transportable Ytterbium Gitteruhr eine Ungenauigkeit von 17,1 Hz berechnen, entsprechend einem Faktor von 3×10^{-14} .
Kapitel 7

Transport nach Turin und erste Ergebnisse

Ein Ziel des Kooperationsprojekts SOC2 war der Transport der Düsseldorfer Ytterbium Gitteruhr zum INRIM nach Turin, damit eine Vergleichsmessung mit der dort aufgebauten stationären Ytterbium Gitteruhr stattfinden kann [187]. Bis zu einem erfolgreichen Vergleich beider Uhren waren und sind aber noch einige Schritte notwendig, die in diesem Kapitel näher erläutert werden:

- Charakterisierung der Düsseldorfer Apparatur
- Vorbereitung für den Transport
- Transport nach Turin
- Aufbau der Apparatur am INRIM
- Wiederinbetriebnahme der Apparatur am INRIM
- Erneute Charakterisierung
- Vergleich der beiden optischen Uhren am INRIM

7.1 Charakterisierung der Düsseldorfer Apparatur

Die hier vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit der Optimierung und Charakterisierung der transportablen Ytterbium Gitteruhr. Während in Kapitel 3 alle Optimierungsschritte vorgestellt wurden, die einen Transport der Apparatur ermöglichen sollten, beschäftigten sich Kapitel 4, 5 und 6 mit der Charakterisierung des Systems. Leider war die Zeit für die Charakterisierung systematischer Effekte stark begrenzt (ca. zwei Wochen Messzeit). Trotzdem können die bereits in der kurzen Zeit erhaltenen Ergebnisse zu einer Verbesserung des Gesamtsystems in Turin beitragen. Speziell die Implementierung einer Normierung der Atomzahl und die Untersuchung der Rabi-Oszillationen sollte dabei helfen den Kontrast und das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich zu verbessern.

7.2 Vorbereitung für den Transport

Für die Vorbereitung des Transports wurde ein Zeitraum von einer (Arbeits-)Woche veranschlagt. Die vorher festgelegte Größe des optischen Tisches von $2 \times 1 \text{ m}^2$ und die kompakte Bauweise auf diesem, erleichterte die Vorbereitungen. Wie im Proposal [187] vorgesehen, sind alle Lasersysteme sowie die Vakuumkammer auf dem optischen Tisch montiert (den Uhrenlaser ausgenommen, dieser wurde unabhängig von unserer Apparatur von der AG Schiller aufgebaut und transportiert).



(a)

(b)



Abbildung 7.1: Einzelne Vorbereitungsschritte für den Transport der Düsseldorfer Apparatur. Bild (a) zeigt den optischen Tisch im Betrieb vor dem Abbau. Während auf (b) das Regal um den Tisch bereits entfernt wurde, zeigt (c) den optischen Tisch vor dem Aufzug und (d) zum Transport fertig vorbereitet und gesichert.

Sämtliche Elektronik (Lasertreiber, Regelungselektronik, etc.) wurde in zwei 19" Racks integriert, die wie der optische Tisch, auf Rollen gelagert sind und dadurch eine vereinfachte Bewegung der Komponenten erlauben. Die Computer zur Experimentsteuerung und

Datenaufnahme, Monitore und Kabel wurden für den Transport auf einer Europoolpalette platziert.

Zur Vereinfachung der Inbetriebnahme der Apparatur in Turin wurden zusätzlich sämtliche Kabel beschriftet, um Fehlverbindungen und damit einhergehende Fehlfunktionen des Systems zu unterbinden. In der Abbildung 7.1 sind einzelne Schritte der Transportvorbereitung gezeigt.

7.3 Transport nach Turin

Die größte Sorge bei der Durchführung des Transports war der Verlust des Vakuums sowohl in der Hauptkammer als auch in der Spektroskopiezelle (schließlich mussten die Ionenpumpen für den Transport ausgeschaltet werden). Ein Komplettverlust des Vakuums hätte bedeutet, dass die Kammern erneut mit Hilfe einer Turbopumpe abgepumpt werden müssten, bevor die Ionenpumpen wieder eingeschaltet werden könnten. Um wieder einen Druck von 10^{-10} mbar in der Hauptkammer zu erreichen, müsste die Kammer zusätzlich für mehrere Tage ausgeheizt werden (und dafür diverse Optomechanik für die Strahlführung abgebaut werden). Aus diesem Grund wurde der Transport des Uhrenlasersystems mit einer Notstromversorgung durchgeführt, die das Vakuum für den hochstabilen ULE-Resonator erhalten konnte.



Abbildung 7.2: Komplettes System eingeladen und gesichert im 3,5 t LKW.

Dieses System stand für unsere Apparatur nicht zur Verfügung. Erfahrungen mit Stromausfällen (speziell an Wochenenden) und der damit einhergehenden Stromunterbrechung für die Ionenpumpen zeigten keine nennenswerten Veränderungen des Drucks, sodass ein Komplettverlust des Vakuums während des Transports eher nicht wahrscheinlich, jedoch theoretisch durchaus möglich erschien.

Gesichert in einem kleinen 3,5 t LKW (siehe Abb. 7.2) wurde das System in zwei Etappen 1000 km weit zum INRIM nach Turin transportiert.

7.4 Aufbau der Apparatur am INRIM

Nach dem erfolgreichen Transport wurde sofort mit dem Aufbau der Apparatur begonnen, um die Ionenpumpen wieder an die Stromversorgung anzuschließen. Es zeigte sich, dass das Vakuum selbst den Transport nahezu unbeschadet überstanden hatte. Bereits 24 Stunden nach dem Wiedereinschalten der Ionenpumpen konnte der ursprüngliche Druck im Bereich von 10^{-10} mbar erreicht werden.



(a)

(b)

Abbildung 7.3: Optischer Tisch und beide 19" Racks nach dem Transport vor dem Labor am INRIM (a) und der optische Tisch an seinem neuen Platz (b). Hinter dem optischen Tisch befindet sich der Uhrenlaser, der separat transportiert wurde.

Da das System zwingend eine Wasserkühlung benötigt (blaues Breadboard, Gitterlaser, AOM Verstärker, Spulen allesamt wassergekühlt), war es nötig, für eine adäquate Wasserkühlung zu sorgen. Das Labor an der Düsseldorfer Universität bietet einen geregelten Kühlkreislauf mit 18 °C und einer Stabilität von $\Delta T = 1 \text{ K}/5 \text{ min}$, was ausreichend genug für den Betrieb der Apparatur ist.

Am INRIM selbst konnte nur eine Frischwasserleitung ohne jegliche Regelung zur Verfügung gestellt werden, sodass ein mobiler Chiller (Stabilität $\Delta T = 0.2 \text{ K}$) mit nach Turin gebracht wurde, der für eine ausreichend stabile Kühlwasserversorgung sorgen sollte. Nachdem der Standort im Labor für optischen Tisch und Computerarbeitsplätze geklärt war, konnte die Apparatur innerhalb eines Tages wieder soweit aufgebaut werden, das mit der Inbetriebnahme angefangen werden konnte. Die Abbildungen 7.3 (a) und (b) zeigen die Apparatur noch eingepackt vor dem Labor am INRIM und den optischen Tisch an seinem neuen Platz im Labor. Hinter der Apparatur befindet sich der Uhrenlaser.

7.5 Wiederinbetriebnahme der Apparatur am INRIM

Nachdem der optische Tisch und die beiden 19" Racks an den vorgesehenen Platz aufgestellt wurden, konnte mit der Wiederinbetriebnahme des Systems begonnen werden. Bevor ein Test der Lasersysteme durchgeführt werden konnte, mussten vorher Dutzende Kabelverbindungen wieder hergestellt und vor allem die Wasserkühlung in Betrieb genommen werden.

Obwohl ein Schwerpunkt der Optimierung auf der Robustheit des Systems lag, konnte nicht gewährleistet werden, dass nach einem Transport über 1000 km, speziell aber durch das Handling des Systems innerhalb der Gebäude (HHU und INRIM), die Justage des Gesamtsystem erhalten blieb.



Abbildung 7.4: Der Uhrenübergang spektroskopiert mit der Düsseldorfer Apparatur am INRIM in Turin. Die momentane Breite von 630 Hz (vergleichbar mit Abb. 5.7 (a)) lässt sich durch die Anwesenheit des MOT-Magnetfeldes erklären, welches zum Beginn des Uhrenpulses die Atome beeinflusste.

Dadurch war es nötig, alle Strahlengänge zu kontrollieren und gegebenenfalls nachzujustieren, um wieder mit einer blauen MOT starten zu können. Während das blaue Breadboard nahezu ohne erneute Justage wieder betriebsbereit war, mussten die Strahlüberlagerung und speziell die MOT-Strahlen stärker nachjustiert werden. Insgesamt wurden etwa zwei Arbeitstage benötigt, um eine ausreichend kalte und dichte grüne MOT zu erhalten, um den Versuch starten zu können, die Atome aus der grünen MOT in das optische Gitter zu überführen. Mittlerweile konnte die Uhrenlinie im Gitter erneut spektroskopiert werden. Die Abbildung 7.4 zeigt den mit einer Halbwertsbreite von 630 Hz gemessenen Uhrenübergang mit der Düsseldorfer Apparatur am INRIM in Turin. Die Breite des Übergangs lässt sich durch die Anwesenheit eines inhomogenen Magnetfelds erklären, welches zum Beginn des Uhrenpulses die Atome beeinflusste. Damit ist die gemessene Linienbreite mit der in Abbildung 5.7 (a) vergleichbar.

7.6 Erneute Charakterisierung und Uhrenvergleich

Das momentane Augenmerk liegt auf der Reduktion der Linienbreite und sollte bald mit den in Düsseldorf gemessenen Halbwertsbreiten von ca. 10 Hz vergleichbar sein. Danach sollte eine erneute Charakterisierung mit einem anschließenden Uhrenvergleich stattfinden. Beides ist momentan noch in Planung, weswegen keine Ergebnisse vorliegen und deswegen an dieser Stelle auf den Ausblick in Kapitel 8 verwiesen werden muss.

Kapitel 8 Ausblick

In Rahmen der hier vorliegenden Arbeit konnte erstmals eine optische Gitteruhr erfolgreich transportiert und am Bestimmungsort wieder in Betrieb genommen werden. Um dieses Ziel zu erreichen, wurden zahlreiche Optimierungen an dem bestehenden System aus [1,2] vorgenommen. Durch eine Verbesserung des Drucks um eine Potenz in den 10^{-10} mbar Bereich mit dem zusätzlichen Einsatz einer Titansublimationspumpe in der Hauptkammer konnte die Lebensdauer der Atome im optischen Gitter um den Faktor 4 auf ~400 ms verlängert werden. Dadurch wurden längere Messzyklen ermöglicht, die den Einsatz des Rückpumpers erlaubten und damit die direkte Detektion der Atome im angeregten Uhrenzustand. Sämtliche Lasersysteme wurden im Zuge dieser Optimierungen im Hinblick auf Stabilität und Transportabilität erneuert bzw. angepasst, die Detektion der Atome durch den Einsatz eines neuen Abbildungssystems und einer neuen Kamera verbessert.

Alle Änderungen führten zu der Möglichkeit, das System zu charakterisieren. So konnte die magische Wellenlänge bestimmt, das Magnetfeld, welches von der großen MOT-Spule erzeugt wird, charakterisiert und die Stabilität des Systems bestimmt werden.

Dennoch bietet das System noch Raum für Verbesserungen. Durch die knapp bemessene Zeit von ca. zwei Wochen für die Charakterisierung konnten einige Ansatzpunkte für eine weitere Optimierung bestimmt werden. Der folgende Ausblick gibt eine Übersicht über die möglichen Optimierungen, zeigt welche Systematiken noch (genauer) untersucht werden sollten und benennt kommende Messungen, die am INRIM in Turin stattfinden sollen.

8.1 Optimierung der Spektroskopie

Durch die Charakterisierung einiger Systematiken konnten Ansatzpunkte für eine Verbesserung der Spektroskopie bestimmt werden. So ist die momentane Stabilisierung des Gitterlasers auf die *magische Wellenlänge* unzureichend. Eine damit verbundene Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Übergangsfrequenz von ± 4 Hz erschwert die Bestimmung anderer Systematiken wie z.B. der DC Stark Verschiebung.

Die Untersuchung der DC Stark Verschiebung in Kapitel 6.4 zeigte eine unzureichende Stabilität des Systems, sodass keine abschließende Aussage über den Einfluss gemacht werden konnte. Eine bessere Stabilisierung des Gitterlasers könnte die Messgenauigkeit verbessern und dadurch eine Aussage über den Einfluss der DC Stark Verschiebung erlauben.

Die Normierung der Atomzahl würde die Stabilisierung auf die atomare Resonanz verbessern, weil dadurch der Einfluss der Atomzahlfluktuationen größtmöglich eliminiert wird. Wie in Kapitel 5.4 erwähnt, kann beim Einsatz des Rückpumpers während der destruktiven Entleerung des Grundzustands ein Bild der Atome genommen werden, welches mit dem Bild am Ende des Zyklus' verglichen werden kann. Obwohl die Kamera zwei Bilder in so kurzem Abstand (50 ms) aufnehmen kann, ist das momentan verwendete *Labview*-basierte Programm nicht in der Lage, zwei Bilder in so kurzer Zeit zu verarbeiten. Um daher eine Normierung der Atome vornehmen zu können, muss das Programm entweder angepasst oder ersetzt werden. Der Prototyp eines auf *C*-basierten Ausleseprogramms existiert bereits, muss aber noch ergänzt (Stabilisierung auf die atomare Referenz) und im Experiment getestet werden.

Ein weiterer Punkt wurde in Kapitel 6.5 untersucht. Die Messung der Rabi-Oszillationen erlaubt die Anpassung der Dauer des Uhrenpulses und damit einhergehend einen verbesserten Kontrast bei der Spektroskopie des Uhrenübergangs, wenn kein Rückpumper eingesetzt wird. Bisher wurde mit einer langen Pulsdauer (100 ms) gearbeitet, um zu gewährleisten, dass im inkohärenten Regime gearbeitet wird (Mischverhältnis von Atomen im angeregtenbzw. Grundzustand von 50/50). Die Anpassung der Pulsdauer kann zu einem Verhältnis von 80/20 und besser führen [7] und dadurch den Kontrast entscheidend verbessern. Weiterhin kann mit der Messung der Rabi-Oszillationen die Überlagerung zwischen dem optischen Gitter und dem Uhrenlaserstrahl überprüft werden [7].

Wird bei maximalen Kontrast gearbeitet, können Schwankungen in der Uhrenlaserleistung zu stärkeren Fluktuationen in der Atomzahl führen als im inkohärenten Regime. Dadurch ist der Einsatz eine Leistungsstabilisierung notwendig und sollte in das Experiment implementiert werden.

8.2 Erneute Charakterisierung der Apparatur

Zum Vergleich der Apparatur vor und nach dem Transport sollte ein erneute Charakterisierung stattfinden. Nicht nur im Hinblick auf den Vergleich mit den in dieser Arbeit gemessenen Systematiken, sondern auch Messungen höherer Genauigkeit nach weiterer Optimierung des Systems.

So kann die DC Stark Verschiebung erneut untersucht werden, um den Einfluss auf den Uhrenübergang zu untersuchen. Stehen beide optischen Ytterbium Gitteruhren zur Verfügung, kann der Einfluss analog zu [215] bestimmt werden. Andernfalls sollte eine verbesserte Gitterlaserstabilisierung helfen, den Effekt (einen Einfluss vorausgesetzt) deutlicher sichtbar zu machen, als es in dieser Arbeit der Fall ist.

Die Stabilisierung auf den atomaren Übergang sollte von einer Normierung erheblich profitieren. Die in dieser Arbeit vorgestellte Messung zur Stabilität zeigt, dass die Stabilisierung zu schwach eingestellt war. Diese schwache Einstellung des Stellglieds ist den Atomzahlfluktuationen zuzuschreiben, deren Einfluss mit einer Normierung reduziert wird. Die momentan größte Ungenauigkeit für optische Gitteruhren stellt die Verschiebung durch die Schwarzkörperstrahlung dar. In dieser Arbeit wurde nur eine Abschätzung durchgeführt, sodass eine Messung des Einflusses durchgeführt werden sollte. Ein Einsatz des Atomstrahlshutters kann die im optischen Gitter gefangenen Atome von dem Ofen isolieren und dadurch möglicherweise die Ungenauigkeit im Bezug auf die Schwarzkörperstrahlung senken, muss aber wieder in Betrieb genommen werden. Zudem ist eine genaue Vermessung und Modelierung der thermischen Umgebung in der Vakuumkammer erforderlich.

8.3 Ziel des Projekts und weiterführende Messungen

Ein Ziel des SOC2 Projekts ist der Vergleich der transportablen Ytterbium Gitteruhr mit der stationären Ytterbium Gitteruhr am INRIM. Diese Messung würde Erkenntnisse über die Stabilität und Genauigkeit der beiden Ytterbium Gitteruhren liefern, und dabei helfen, die Systeme weiter zu verbessern. Sollte ein Vergleich der Systeme in nächster Zeit gelingen, wäre das der erste Vergleich einer transportablen mit einer stationären Uhr weltweit.

Weiterhin bietet die Apparatur selbst noch einige Möglichkeiten für weiterführende Messungen. So ist der zweidimensionale Resonator zu nennen, der in dieser Arbeit nicht verwendet wurde, aber interessante Messungen (z.B. zur Vektor Stark Verschiebung) ermöglicht. Auch kann die transportable Gitteruhr an andere Institute transportiert werden, um beispielsweise die Gravitationsrotverschiebung zu untersuchen.

Anhang A Kennzahlen der Ytterbium Gitteruhr

In diesem Anhang findet sich die Zusammenfassung der Kennzahlen des Systems. So soll eine Übersicht geschaffen werden, mit der sich eine schnelle Überprüfung des Systems durchführen lässt. Alle Temperaturen sind in Einheiten angegeben, die an den entsprechenden Reglern eingestellt werden können.

A.1 Blauer Master-Laser

- Ausgangsleistung gemessen vor dem Isolator: ~12 mW bei einem Strom von 47,5 mA und Temperaturen von ~11,5 k Ω für den Schlitten und ~9 k Ω für die Diode
- Injektion Slower-Slave: $\sim 1 \text{ mW}$
- Injektion MOT-Slave nach zweifachem Durchlauf des AOMs: ${\sim}0{,}4\,\mathrm{mW}$
- Leistung vor der Faser für die Spektroskopie: ${\sim}1\,\mathrm{mW}$
- Leistung nach der Faser für die Spektroskopie: ${\sim}0,5\,\mathrm{mW}$

A.2 Blauer Abbremser-Slave

- Ausgangsleistung gemessen vor der Faserkopplung: ${\sim}17\,\rm mW$ bei einem Strom von $80\,\rm mA$ und einer Temperatur von ${\sim}7,5\,\rm k\Omega$
- Leistung nach der Faser für den Abbremserstrahl: ${\sim}9\,\mathrm{mW}$

A.3 Blauer MOT-Slave

- Ausgangsleistung gemessen vor der Faserkopplung: ${\sim}32\,\rm mW$ bei einem Strom von $85\,\rm mA$ und einer Temperatur von ${\sim}15,3\,\rm k\Omega$
- Leistung nach der Faser: ${\sim}15\,\mathrm{mW}$

A.4 Grünes Lasersystem

- Seed Temperatur für $^{171}\mathrm{YB}:$ 41,880 °C
- Ausgangsleistung des grünen Lasers: ${\sim}15\,\mathrm{mW}$
- Leistung für die Spektroskopie: $\sim 3 \,\mathrm{mW}$ vor der Faser zum blauen Breadboard
- Leistung vor der Spektroskopiefaser: ${\sim}1\,\mathrm{mW}$
- Leistung nach der Spektroskopiefaser: ${\sim}0,\!33\,\mathrm{mW}$
- Leistung für die grüne MOT: ~6 mW (gemessen nach dem Überlagerungsspiegel)

A.5 Gitterlasersystem

- Ausgangsleistung des DLpro's vor dem Isolator: 43,2 mW (150 mA, 20,9 °C)
- Ausgangsleistung TA vor dem Isolator: $\sim 600 \text{ mW} (2,7 \text{ A}, 12,5 \text{ k}\Omega)$
- Leistung TA vor der Faser: $\sim 400 \,\mathrm{mW}$
- Leistung TA nach der Faser: $\sim 200 \,\mathrm{mW}$
- Leistung TA vor dem CF100 Fenster: $\sim 100 \,\mathrm{mW}$

A.6 Uhrenlaser

- gelbe Ausgangsleistung aus der Faser: $\sim 240 \,\mu W$
- Leistung nach dem AOM -1. Ordnung: $\sim 100 \,\mu W$

A.7 Repumper

- Soll-Wellenlänge: 1388,7613 nm (erreicht bei einem Strom von 55 mA und einer Temperatur von 26,677 °C; Temperatur kann variieren)
- Leistung

A.8 Vakuumsystem

- Druck in der Hauptkammer bei ausgeschaltetem Atomstrahlofen: $\sim 4 \times 10^{-10}$ mbar
- Druck am ausgeschaltetem Atomstrahlofen: $\sim 4 \times 10^{-10}\,\rm mbar$

Literaturverzeichnis

- [1] FRANZEN, Tobias: Spectroscopy of the clock transition in ytterbium. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2012
- [2] JAOUDEH, Charbel A.: Setup of a transportable Yb optical lattice clock, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2015
- [3] FRANZEN, Tobias: Aufbau eines eindimensionalen optischen Gitters für eine Ytterbium-Atomuhr. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Bachelorarbeit, 2010
- [4] RAUF, Benjamin: Aufbau eines optischen Resonators für ein optisches Gitters. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Bachelorarbeit, 2012
- [5] SCHMITT, Julian: Laserstabilisierung auf einen optischen Resonator. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Bachelorarbeit, 2013
- [6] BARBER, Zeb: Ytterbium Optical Lattice Clock, University of Colorado, Diss., 2007
- [7] LEMKE, N. D.: Optical Lattice Clock with Spin-1/2 Ytterbium Atoms, University of Colorado, Diss., 2012
- [8] YASUDA, M.; INABA, H.; KOHNO, T.; TANABE, T.; NAKAJIMA, Y.; HOSAKA, K.; AKAMATSU, D.; ONAE, A.; SUZUYAMA, T.; AMEMIYA, M.; HONG, F.-L.: Improved Absolute Frequency Measurement of the ¹⁷¹Yb Optical Lattice Clock towards a Candidate for the Redefinition of the Second. In: *Appplied Physics Express* 5 (2012), S. 102401
- HÄNSCH, T. W.: Nobel Lecture: Passion for precision. In: *Reviews of Modern Physics* 78 (2006), S. 1297–1309
- [10] HALL, J. L.: Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies. In: *Reviews of Modern Physics* 78 (2006), S. 1279–1295
- [11] PORSEV, S. G.; DEREVIANKO, A.; FORTSON, E. N.: Possibility of an optical clock using $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0^0$ transition in $^{171,173}Yb$ atoms held in an optical lattice. In: *Physical Review A* 69 (2004), S. 021403(R)

- [12] SI Brochure: The International System of Units (SI) [8th edition, 2006; updated in 2014]. http://www.bipm.org/en/publications/si-brochure/second.html
- [13] TERRIEN, J.: News from the International Bureau of Weights and Measures. In: Metrologia 4 (1968), S. 41–44
- [14] SZYMANIEC, K. ; PARK, S. E. ; MARRA, G. ; CHALUPCZAK, W.: First accuracy evaluation of the NPL-CsF2 primary frequency standard. In: *Metrologia* 47 (2010), S. 363
- [15] LI, R.; GIBBLE, K.; SZYMANIEC, K.: Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard: evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts. In: *Metrologia* 48 (2011), S. 283
- [16] HEAVNER, T. P. ; JEFFERTS, S. R. ; DONLEY, E. A. ; SHIRLEY, J. H. ; PARKER, T. E.: NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations. In: *Metrologia* 42 (2005), S. 411–422
- [17] HEAVNER, T. P.; PARKER, T. E.; SHIRLEY, J. H.; KUNZ, P. D.; JEFFERTS, S. R.: NIST F1 and F2. In: *PTTI Conference proceedings 2010* (2010), S. 457–463
- [18] HEAVNER, T. P. ; JEFFERTS, S. R. ; SHIRLEY, J. H. ; PARKER, T. E. ; DONLEY, E. A. ; ASHBY, N. ; BARLOW, S. E. ; LEVI, F. ; COSTANZO, G.: First Accuracy Evaluation of NIST-F2. In: *Metrologia* 51 (2014), S. 174–182
- [19] LEVI, F.; CALOSSO, C.; CALONICO, D.; LORINI, L.; BERTACCO, E. K.; GODONE, A.; COSTANZO, G. A.; MONGINO, B.; JEFFERTS, S. R.; HEAVNER, T. P.; DONLEY, E. A.: Cryogenic fountain development at NIST and INRIM: preliminary characterization. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 57 (2010), S. 600–605
- [20] GERGINOV, V. ; NEMITZ, N. ; WEYERS, S. ; SCHRÖDER, R. ; GRIEBSCH, D. ; WYNANDS, R.: Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2. In: *Metrologia* 47 (2010), S. 65
- [21] CHU, S.: Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles. In: Reviews of Modern Physics 70 (1998), S. 685
- [22] COHEN-TANNOUDJI, C. N.: Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons. In: *Reviews of Modern Physics* 70 (1998), S. 707
- [23] PHILLIPS, W. D.: Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. In: *Reviews of Modern Physics* 70 (1998), S. 721
- [24] SESKO, D. W.; WIEMAN, C. E.: Observation of the cesium clock transition in laser-cooled atoms. In: Optics Letters 14 (1989), S. 269–271

- [25] MONROE, C.; ROBINSON, H.; WIEMAN, C.: Observation of the cesium clock transition using laser-cooled atoms in a vapor cell. In: *Optics Letters* 16 (1991), S. 50–52
- [26] GIBBLE, K. ; CHU, S.: Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions. In: *Physical Review Letters* 70 (1993), S. 1771
- [27] WYNANDS, R.; WEYERS, S.: Atomic fountain clocks. In: Metrologia 42 (2005), S. S64
- [28] KOUROGI, M. ; NAKAGAWA, K. ; OHTSU, M.: Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement. In: *IEEE Journal* of Quantum Electronics 29 (1993), S. 2693–2701
- [29] NAKAGAWA, K. ; KOUROGI, M. ; OHTSU, M.: Proposal of a frequency-synthesis chain between the microwave and optical frequencies of the Ca intercombination line at 657 nm using diode lasers. In: *Applied Physics B* 57 (1993), S. 425–430
- [30] SCHNATZ, H.; LIPPHARDT, B.; HELMCKE, J.; RIEHLE, F.; ZINNER, G.: First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation. In: *Physical Review Letters* 76 (1996), Nr. 1, S. 18–21
- [31] BERNARD, J. E.; MADEJ, A. A.; MARMET, L.; WHITFORD, B. G.; SIEMSEN, K. J. ; CUNDY, S.: Cs-Based Frequency Measurement of a Single, Trapped Ion Transition in the Visible Region of the Spectrum. In: *Physical Review Letters* 82 (1999), Nr. 16, S. 3228–3231
- [32] NEVSKY, A.Yu.; HOLZWARTH, R.; REICHERT, J.; UDEM, Th.; HÄNSCH, T.W.; ZANTHIER, J. von; WALTHER, H.; SCHNATZ, H.; RIEHLE, F.; POKASOV, P.V.; SKVORTSOV, M.N.; BAGAYEV, S.N.: Frequency comparison and absolute frequency measurement of I2-stabilized lasers at 532 nm. In: *Optics Communications* 192 (2001), S. 263–272
- [33] UDEM, T.; REICHERT, J.; HOLZWARTH, R.; HÄNSCH, T. W.: Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser. In: *Optics Letters* 24 (1999), S. 881–883
- [34] REICHERT, J. ; HOLZWARTH, R. ; UDEM, T. ; HÄNSCH, T.W.: Measuring the frequency of light with mode-locked lasers. In: Optics Communications 172 (1999), S. 59–68
- [35] DIDDAMS, S. A.; JONES, D. J.; YE, J.; CUNDIFF, S. T.; HALL, J. L.; RANKA, J. K.; WINDELER, R. S.; HOLZWARTH, R.; UDEM, T.; HÄNSCH, T. W.: Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. In: *Physical Review Letters* 84(22) (2000), S. 5102–5105

- [36] HOLZWARTH, R.; UDEM, T.; HÄNSCH, T. W.; KNIGHT, J. C.; WADSWORTH, W. J.; RUSSELL, P. S. J.: Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy. In: *Physical Review Letters* 85 (2000), S. 2264
- [37] DUDLEY, J. M.; GENTY, G.; COEN, S.: Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. In: *Reviews of Modern Physics* 78 (2006), S. 1135
- [38] DIDDAMS, S. A. ; BERGQUIST, J. C. ; JEFFERTS, S. R. ; OATES, C. W.: Standards of Time and Frequency at the Outset of the 21st Century. In: *Science* 306 (2004), S. 1318–1324
- [39] GILL, P.: Optical frequency standards. In: Metrologia 42 (2005), S. S125
- [40] POLI, N.; OATES, C. W.; GILL, P.; TINO, G. M.: Optical atomic clocks. In: arXiv (2014(v2)), S. 1401.2378
- [41] LUDLOW, A. D.; BOYD, M. M.; YE, J.; PEIK, E.; SCHMIDT, P. O.: Optical Atomic Clocks. In: arXiv (2015(v2)), S. 1407.3493
- [42] BARWOOD, G. P. ; HUANG, G. ; KLEIN, H. A. ; GILL, P. ; CLARKE, R. B. M.: Subkilohertz comparison of the single-ion optical-clock ${}^{2}S_{1/2} - {}^{2}D_{5/2}$ transition in two ${}^{88}Sr^{+}$ traps. In: *Physical Review A* 59 (1999), S. R3178(R)
- [43] STENGER, J.; TAMM, C.; HAVERKAMP, N.; WEYERS, S.; TELLE, H. R.: Absolute frequency measurement of the 435.5-nm ¹⁷¹Yb⁺-clock transition with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser. In: *Optics Letters* 26 (2001), S. 1589–1591
- [44] DIDDAMS, S. A.; UDEM, T.; BERGQUIST, J. C.; CURTIS, E. A.; DRULLINGER, R. E.; HOLLBERG, L.; ITANO, W. M.; LEE, W. D.; OATES, C. W.; VOGEL, K. R.; WINELAND, D. J.: An Optical Clock Based on a Single Trapped ¹⁹⁹Hg⁺ Ion. In: *Science* 293 (2001), S. 825–828
- [45] OSKAY, W. H.; ITANO, W. M.; BERGQUIST, J. C.: Measurement of the ${}^{199}Hg^+$ 5d ${}^{9}6s^{22}d_{5/2}$ electric quadrupole moment and a constraint on the quadrupole shift. In: *Physical Review Letters* 94 (2005), S. 163001
- SCHMIDT, P. O.; ROSENBAND, T.; LANGER, C.; ITANO, W. M.; BERGQUIST, J. C.
 ; WINELAND, D. J.: Spectroscopy Using Quantum Logic. In: Science 309 (2005), S. 749–752
- [47] ROSENBAND, T. ; HUME, D. B. ; SCHMIDT, P. O. ; CHOU, C. W. ; BRUSCH, A. ; LORINI, L. ; OSKAY, W. H. ; DRULLINGER, R. E. ; FORTIER, T. M. ; STALNAKER, J. E. ; DIDDAMS, S. A. ; SWANN, W. C. ; NEWBURY, N. R. ; ITANO, W. M. ; WINELAND, D. J. ; BERGQUIST, J. C.: Frequency Ratio of Al⁺ and Hg⁺ Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place. In: *Science* 319 (2008), S. 1808–1812

- [48] CHOU, C. W.; HUME, D. B.; KOELEMEIJ, J. C. J.; WINELAND, D. J.; ROSENBAND,
 T.: Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al⁺ Optical Clocks. In: *Physical Review Letters* 104 (2010), S. 070802
- [49] CHWALLA, M. ; BENHELM, J. ; KIM, K. ; KIRCHMAIR, G. ; MONZ, T. ; RIEBE, M. ; SCHINDLER, P. ; VILLAR, A. S. ; HÄNSEL, W. ; ROOS, C. F. ; BLATT, R. ; ABGRALL, M. ; SANTARELLI, G. ; ROVERA, G. D. ; LAURENT, P.: Absolute Frequency Measurement of the 40 Ca⁺ $4s^2S_{1/2} - 3d^2D_{5/2}$ Clock Transition. In: *Physical Review Letters* 102 (2009), S. 023002
- [50] HUANG, Y.; CAO, J.; LIU, P.; LIANG, K.; OU, B.; GUAN, H.; HUANG, X.; LI, T. ; GAO, K.: Hertz-level measurement of the ${}^{40}\text{Ca}^+ 4s^2S_{1/2} - 3d^2D_{5/2}$ clock transition frequency with respect to the SI second through the Global Positioning System. In: *Physical Review A* 85 (2012), S. 030503(R)
- [51] MATSUBARA, K. ; HACHISU, H. ; LI, Y. ; NAGANO, S. ; LOCKE, C. ; NOGAMI, A. ; KAJITA, M. ; HAYASAKA, K. ; IDO, T. ; HOSOKAWA, M.: Direct comparison of a Ca⁺ single-ion clock against a Sr lattice clock to verify the absolute frequency measurement. In: *Optics Express* 20 (2012), S. 22034–22041
- [52] MARGOLIS, H. S.; BARWOOD, G. P.; HUANG, G.; KLEIN, H. A.; LEA, S. N.; SZYMANIEC, K.; GILL, P.: Hertz-level measurement of the optical clock frequency in a single ⁸⁸Sr⁺ ion. In: *Science* 306 (2004), S. 1355–1358
- [53] MADEJ, A. A.; DUBÉ, P.; ZHOU, Z.; BERNARD, J. E.; GERTSVOLF, M.: ⁸⁸Sr⁺ 445-THz Single-Ion Reference at the 10⁻¹⁷ Level via Control and Cancellation of Systematic Uncertainties and Its Measurement against the SI Second. In: *Physical Review Letters* 109 (2012), S. 203002
- [54] TAMM, C. ; HUNTEMANN, N. ; LIPPHARDT, B. ; GERGINOV, V. ; NEMITZ, N. ; KAZDA, M. ; WEYERS, S. ; PEIK, E.: Cs-based optical frequency measurement using cross-linked optical and microwave oscillators. In: *Physical Review A* 89 (2014), S. 023820
- [55] HUNTEMANN, N. ; OKHAPKIN, M. ; LIPPHARDT, B. ; WEYERS, S. ; TAMM, C. ; PEIK, E.: High-Accuracy Optical Clock Based on the Octupole Transition in ¹⁷¹Yb⁺. In: *Physical Review Letters* 108 (2012), S. 090801
- [56] KING, S. A.; GODUN, R. M.; WEBSTER, S. A.; MARGOLIS, H. S.; JOHNSON, L. A. M.; SZYMANIEC, K.; BAIRD, P. E. G.; GILL, P.: Absolute frequency measurement of the ²S_{1/2}-²F_{7/2} electric octupole transition in a single ion of ¹⁷¹Yb⁺ with 10⁻¹⁵ fractional uncertainty. In: New Journal of Physics 14 (2012), S. 013045
- [57] OSKAY, W. H. ; DIDDAMS, S. A. ; DONLEY, E. A. ; FORTIER, T. M. ; HEAVNER, T. P. ; HOLLBERG, L. ; ITANO, W. M. ; JEFFERTS, S. R. ; DELANEY, M. J. ; KIM,

K.; LEVI, F.; PARKER, T. E.; BERGQUIST, J. C.: Single-atom optical clock and high accuracy. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), S. 020801

- [58] RAFAC, R. J.; YOUNG, B. C.; BEALL, J. A.; ITANO, W. M.; WINELAND, D. J.; BERGQUIST, J. C.: Sub-dekahertz ultraviolet spectroscopy of ¹⁹⁹Hg⁺. In: Physical Review Letters 85 (2000), S. 2462–2465
- [59] ROSENBAND, T.; SCHMIDT, P. O.; HUME, D. B.; ITANO, W. M.; FORTIER, T. M.; STALNAKER, J. E.; KIM, K.; DIDDAMS, S. A.; KOELEMEIJ, J. C. J.; BERGQUIST, J. C.; WINELAND, D. J.: Observation of the ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$ clock transition in ${}^{27}\text{Al}^{+}$. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), S. 220801
- [60] KATORI, H.; TAKAMOTO, M.; PAL'CHIKOV, V. G.; OVSIANNIKOW, V. D.: Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap. In: *Physical Review Letters* 91 (2003), S. 173005
- [61] TAKAMOTO, M.; HONG, F.-L.; HIGASHI, R.; KATORI, H.: An optical lattice clock. In: Nature 435 (2005), S. 321–324
- [62] LUDLOW, A. D. ; ZELEVINSKY, T. ; CAMPBELL, G. K. ; BLATT, S. ; BOYD, M. M. ; MIRANDA, M. H. G. ; MARTIN, M. J. ; THOMSEN, J. W. ; FOREMAN, S. M. ; YE, J. ; FORTIER, T. M. ; STALNAKER, J. E. ; DIDDAMS, S. A. ; COQ, Y. L. ; BARBER, Z. W. ; POLI, N. ; LEMKE, N. D. ; BECK, K. M. ; OATES, C. W.: Sr lattice clock at 1x10(-16) fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock. In: *Science* 319 (2008), S. 1805
- [63] LEMKE, N. D.; LUDLOW, A. D.; BARBER, Z. W.; FORTIER, T. M.; DIDDAMS, S. A.; JIANG, Y.; JEFFERTS, S. R.; HEAVNER, T. P.; PARKER, T. E.; OATES, C. W.: Spin-1/2 Optical Lattice Clock. In: *Physical Review Letters* 103 (2009), S. 063001
- [64] YE, J.; KIMBLE, H.; KATORI, H.: Quantum state engineering and precision metrology using state-insensitive light traps. In: Science 320 (2008), S. 1734
- [65] BARBER, Z. W.; STALNAKER, J. E.; LEMKE, N. D.; POLI, N.; OATES, C. W.; FORTIER, T. M.; DIDDAMS, S. A.; HOLLBERG, L.; HOYT, C. W.; TAICHENACHEV, A. V.; YUDIN, V. I.: Optical Lattice Induced Light Shifts in an Yb Atomic Clock. In: *Physical Review Letters* 100 (2008), S. 103002
- [66] LUDLOW, A. D. ; HUANG, X. ; NOTCUTT, M. ; ZANON-WILLETTE, T. ; FOREMAN, S. M. ; BOYD, M. M. ; BLATT, S. ; YE, J.: Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1 × 10⁻¹⁵. In: Optics Letters 32 (2007), S. 641–643
- [67] JIANG, Y. Y. ; LUDLOW, A. D. ; LEMKE, N. D. ; FOX, R. W. ; SHERMAN, J. A. ; MA, L.-S. ; OATES, C. W.: Making optical atomic clocks more stable with 10⁻¹⁶-level laser stabilization. In: *Nature Photonics* 5 (2011), S. 158–161

- [68] COURTILLOT, I.; QUESSADA, A.; KOVACICH, R. P.; BRUSCH, A.; KOLKER, D. ; ZONDY, J.-J.; ROVERA, G. D.; LEMONDE, P.: Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms. In: *Physical Review A* 68 (2003), S. 030501(R)
- [69] COURTILLOT, I. ; QUESSADA-VIAL, A. ; BRUSCH, A. ; KOLKER, D. ; ROVERA, G. D. ; LEMONDE, P.: Accurate spectroscopy of Sr atoms. In: *The European Physical Journal D* 33 (2005), S. 161–171
- [70] LUDLOW, A. D.; M. M. BOYD, T. Z.; FOREMAN, S. M.; BLATT, S.; NOTCUTT, M.; IDO, T.; YE, J.: Systematic Study of the ⁸⁷Sr Clock Transition in an Optical Lattice. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), S. 033003
- [71] TARGAT, R. L.; BAILLARD, X.; FOUCHÉ, M.; BRUSCH, A.; TCHERBAKOFF, O.; ROVERA, G. D.; LEMONDE, P.: Accurate optical lattice clock with ⁸⁷Sr atoms. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), S. 130801
- [72] TAKAMOTO, M.; HONG, F.-L.; HIGASHI, R.; FUJI, Y.; IMEA, M.; KATORI, H.: Improved frequency measurement of a one-dimensional optical lattice clock with a spin-polarized fermionic ⁸⁷Sr isotope. In: Journal of the Japanese Society of Japan 75(10) (2006), S. 104302
- [73] BOYD, M. M.; LUDLOW, A. D.; FOREMAN, S. M.; BLATT, S.; IDO, T.; ZELE-VINSKY, T.; YE, J.: ⁸⁷Sr lattice clock with inaccuracy below 10⁻¹⁵. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), S. 083002
- [74] BAILLARD, X.; FOUCHÉ, M.; TARGAT, R. L.; WESTERGAARD, P. G.; LECALLIER, A.; CHAPELET, F.; ABGRALL, M.; ROVERA, G. D.; LAURENT, P.; ROSENBUSCH, P.; BIZE, S.; SANTARELLI, G.; CLAIRON, A.; LEMONDE, P.; GROSCHE, G.; LIPPHARDT, B.; SCHNATZ, H.: An optical lattice clock with spin-polarized ⁸⁷Sr atoms. In: *The European Physical Journal D* 48 (2007), S. 11–17
- [75] CAMPBELL, G. K.; LUDLOW, A. D.; BLATT, S.; THOMSEN, J. W.; MARTIN, M. J.; MIRANDA, M. H. G.; ZELEVINSKY, T.; BOYD, M. M.; YE, J.; DIDDAMS, S. A.; HEAVNER, T. P.; PARKER, T. E.; JEFFERTS, S. R.: The absolute frequency of the ⁸⁷Sr optical clock transition. In: *Metrologia* 45 (2008), S. 539
- [76] HONG, F.-L.; MUSHA, M.; TAKAMOTO, M.; INABA, H.; YANAGIMACHI, S.; TAKAMIZAWA, A.; WATABE, K.; IKEGAMI, T.; IMAE, M.; FUJII, Y.; AMEMIYA, M.; NAKAGAWA, K.; UEDA, K.; KATORI, H.: Measuring the frequency of a Sr optical lattice clock using a 120 km coherent optical transfer. In: *Optics Letters* 34 (2009), S. 692–694
- [77] FALKE, S.; SCHNATZ, H.; WINFRED, J. S. R. V.; MIDDELMANN, T.; VOGT, S.;
 WEYERS, S.; LIPPHARDT, B.; GROSCHE, G.; RIEHLE, F.; STERR, U.; LISDAT,
 C.: The ⁸⁷Sr optical frequency standard at PTB. In: *Metrologia* 48 (2011), S. 399

- [78] YAMAGUCHI, A.; SHIGA, N.; NAGANO, S.; LI, Y.; ISHIJIMA, H.; HACHISU, H.; KUMAGAI, M.; IDO, T.: Stability Transfer between Two Clock Lasers Operating at Different Wavelengths for Absolute Frequency Measurement of Clock Transition in ⁸⁷Sr. In: Applied Physics Express 5 (2012), S. 022701
- [79] TARGAT, R. L.; LORINI, L.; COQ, Y. L.; ZAWADA, M.; GUÉNA, J.; ABGRALL, M.; GUROV, M.; ROSENBUSCH, P.; ROVERA, D. G.; NAGÓRNY, B.; GARTMAN, R.; WESTERGAARD, P. G.; TOBAR, M. E.; LOURS, M.; SANTARELLI, G.; CLAIRON, A.; BIZE, S.; LAURENT, P.; LEMONDE, P.; LODEWYCK, J.: Experimental realization of an optical second with strontium lattice clocks. In: *Nature Communications* 4 (2013), S. 2109
- [80] FALKE, S.; LEMKE, N.; GREBING, C.; LIPPHARDT, B.; WEYERS, S.; GERGINOV, V.; HUNTEMANN, N.; HAGEMANN, C.; AL-MASOUDI, A.; HÄFNER, S.; VOGT, S. ; STERR, U.; LISDAT, C.: A strontium lattice clock with 3 × 10⁻¹⁷ inaccuracy and its frequency. In: New Journal of Physics 16 (2014), S. 073023
- [81] AKAMATSU, D. ; INABA, H. ; HOSAKA, K. ; YASUDA, M. ; ONAE, A. ; SUZUYAMA, T. ; AMEMIYA, M. ; HONG, F.-L.: Spectroscopy and frequency measurement of the ⁸⁷Sr clock transition by laser linewidth transfer using an optical frequency comb. In: *Applied Physics Express* 7 (2014), S. 012401
- [82] HACHISU, H.; FUJIEDA, M.; NAGANO, S.; GOTOH, T.; NOGAMI, A.; IDO, T. ; FALKE, S.; HUNTEMANN, N.; GREBING, C.; LIPPHARDT, B.; LISDAT, C.; PIESTER, D.: Direct comparison of optical lattice clocks with an intercontinental baseline of 9000 km. In: *Optics Letters* 39 (2014), S. 4072–4075
- [83] NICHOLSON, T. L.; CAMPBELL, S. L.; HUTSON, R. B.; MARTI, G. E.; BLOOM, B. J.; MCNALLY, R. L.; ZHANG, W.; BARRETT, M. D.; SAFRONOVA, M. S.; STROUSE, G. F.; TEW, W. L.; YE, J.: Systematic evaluation of an atomic clock at 2 × 10⁻¹⁸ total uncertainty. In: *Nature Communications* 6 (2015), S. 6896
- [84] BOBER, M.; MORZYNSKI, P.; CYGAN, A.; LISAK, D.; MASLOWSKI, P.; PRYMAC-ZEK, M.; WCISLO, P.; ABLEWSKI, P.; PIWINSKI, M.; WOJTEWICZ, S.; BIELSKA, K.; BARTOSZEK-BOBER, D.; TRAWINSKI, R. S.; ZAWADA, M.; CIURYLO, R.; ZA-CHOROWSKI, J.; PIOTROWSKI, M.; GAWLIK, W.; OZIMEK, F.; RADZEWICZ, C.: Strontium optical lattice clocks for practical realization of the metre and secondary representation of the second. In: *Measurement Science and Technology* 26 (2015), S. 075201
- [85] BAILLARD, X.; FOUCHÉ, M.; TARGAT, R. L.; WESTERGAARD, P. G.; LECALLIER, A.; COQ, Y. L.; ROVERA, G. D.; BIZE, S.; LEMONDE, P.: Accuracy evaluation of an optical lattice clock with bosonic atoms. In: *Optics Letters* 32 (2007), S. 1812
- [86] AKATSUKA, T. ; TAKAMOTO, M. ; KATORI, H.: Optical lattice clocks with noninteracting bosons and fermions. In: *Nature Physics* 4 (2008), S. 954

- [87] HOYT, C. W. ; BARBER, Z. W. ; OATES, C. W. ; FORTIER, T. M. ; DIDDAMS, S. A. ; HOLLBERG, L.: Observation and absolute frequency measurement of the ${}^{1}S_{0} {}^{3}P_{0}$ optical clock transition in neutral ytterbium. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), S. 083003
- [88] KOHNO, T.; YASUDA, M.; HOSAKA, K.; INABA, H.; NAKAJIMA, Y.; HONG, F.-L.: One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Fermionic ¹⁷¹Yb Isotope. In: Applied Physics Express 2 (2009), S. 072501
- [89] PARK, C. Y.; YU, D.-H.; LEE, W.-K.; PARK, S. E.; KIM, E. B.; LEE, S. K.; CHO, J. W.; YOON, T. H.; MUN, J.; PARK, S. J.; KWON, T. Y.; LEE, S.-B.: Absolute frequency measurement of ${}^{1}S_{0}(F = 1/2) {}^{3}P_{0}(F = 1/2)$ transition of 171 Yb atoms in a one-dimensional optical lattice at KRISS. In: *Metrologia* 50 (2013), S. 119
- [90] POLI, N.; BARBER, Z. W.; LEMKE, N. D.; OATES, C. W.; MA, L. S.; STALNAKER, J. E.; FORTIER, T. M.; DIDDAMS, S. A.; HOLLBERG, L.; BERGQUIST, J. C.; BRUSCH, A.; JEFFERTS, S.; HEAVNER, T.; PARKER, T.: Frequency evaluation of the double forbidden ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{0}$ transition in bosonic 174Yb. In: *Physical Review A* 77 (2008), S. 050501(R)
- [91] MCFERRAN, J. J.; YI, L.; MEJRI, S.; MANNO, S. D.; ZHANG, W.; GUÉNA, J.; COQ, Y. L.; BIZE, S.: Neutral Atom Frequency Reference in the Deep Ultraviolet with Fractional Uncertainty= 5.7 × 10⁻¹⁵. In: *Physical Review Letters* 108 (2012), S. 183004
- [92] YAMANAKA, K.; OHMAE, N.; USHIJIMA, I.; TAKAMOTO, M.; KATORI, H.: Frequency Ratio of ¹⁹⁹Hg and ⁸⁷Sr Optical Lattice Clocks beyond the SI Limit. In: *Physical Review Letters* 114 (2015), S. 230801
- [93] FRIEBE, J. ; PAPE, A. ; RIEDMANN, M. ; MOLDENHAUER, K. ; MEHLSTÄUBLER, T. ; REHBEIN, N. ; LISDAT, C. ; RASEL, E. M. ; ERTMER, W. ; SCHNATZ, H. ; LIPPHARDT, B. ; GROSCHE, G.: Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{3}P_{1}$. In: *Physical Review A* 78 (2008), S. 033830
- [94] WILPERS, G. ; OATES, C. W. ; HOLLBERG, L.: Improved uncertainty budget for optical frequency measurements with microkelvin neutral atoms: Results for a highstability ⁴⁰Ca optical frequency standard. In: Applied Physics B 85 (2006), S. 31–44
- [95] TAKAMOTO, M.; USHIJIMA, I.; DAS, M.; NEMITZ, N.; OHKUBO, T.; YAMANAKA, K.; OHMAE, N.; TAKANO, T.; AKATSUKA, T.; YAMAGUCHI, A.; KATORI, H.: Frequency ratios of Sr, Yb, and Hg based optical lattice clocks and their applications. In: Comptes Rendus Physique 16 (2015), S. 489–498
- [96] HINKLEY, N.; SHERMAN, J. A.; PHILLIPS, N. B.; SCHIOPPO, M.; LEMKE, N. D.; BELOY, K.; W. OATES, M. P.; LUDLOW, A. D.: An Atomic Clock with 10⁻¹⁸ Instability. In: Science 341 (2013), S. 1215–1218

- [97] BLOOM, B. J.; NICHOLSON, T. L.; WILLIAMS, J. R.; CAMPBELL, S. L.; BISHOF, M.; ZHANG, X.; ZHANG, W.; BROMLEY, S. L.; YE, J.: An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10⁻¹⁸ level. In: *Nature* 506 (2014), S. 71–75
- [98] LOMBARDI, M. A.; NOVICK, A. N.; ZHANG, V. S.: Characterizing the performance of GPS disciplined oscillators with respect to UTC(NIST). In: *Proc. Joint Mtg. IEEE Intl. Freq. Cont. Symp. and PTTI Mtg.* (2005), S. 677–684
- [99] MARCIANO, W. J.: Time Variation of the Fundamental "Constantsänd Kaluza-Klein Theories. In: *Physical Review Letters* 52 (1984), S. 489
- [100] BARROW, J. D.: Observational limits on the time evolution of extra spatial dimensions. In: *Physical Review D* 35 (1987), S. 1805
- [101] BERENGUT, J. C. ; FLAMBAUM, V. V.: Astronomical and laboratory searches for space-time variation of fundamental constants. In: *Journal of Physics: Conference Series* 264 (2011), S. 012010
- [102] DEREVIANKO, A.; POSPELOV, M.: Hunting for topological dark matter with atomic clocks. In: *Nature Physics* 10 (2014), S. 933–936
- [103] FORTIER, T. M.; ASHBY, N.; BERGQUIST, J. C.; DELANEY, M. J.; DIDDAMS, S. A. ; HEAVNER, T. P.; HOLLBERG, L.; ITANO, W. M.; JEFFERTS, S. R.; KIM, K.; LEVI, F.; LORINI, L.; OSKAY, W. H.; PARKER, T. E.; SHIRLEY, J.; STALNAKER, J. E.: Precision atomic spectroscopy for improved limits of variation of the fine structure constant and local position invariance. In: *Physical Review Letters* 98 (2007), S. 070801
- [104] BLATT, S. ; LUDLOW, A. D. ; CAMPBELL, G. K. ; THOMSEN, J. W. ; ZELEVINSKY, T. ; BOYD, M. M. ; YE, J. ; BAILLARD, X. ; FOUCHÉ, M. ; TARGAT, R. L. ; BRUSCH, A. ; LEMONDE, P. ; TAKAMOTO, M. ; HONG, F.-L. ; KATORI, H. ; FLAMBAUM, V. V.: New Limits on Coupling of Fundamental Constants to Gravity Using ⁸⁷Sr Optical Lattice Clocks. In: *Physical Review Letters* 100 (2008), S. 140801
- [105] HUNTEMANN, N.; TAMM, B. L.; GERGINOV, V.; WEYERS, S.; PEIK, E.: Improved Limit on a Temporal Variation of m_p/m_e from Comparisons of Yb⁺ and Cs Atomic Clocks. In: *Physical Review Letters* 113 (2014), S. 210802
- [106] MÜLLER, H.; PETERS, A.; CHU, S.: A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves. In: *Nature* 463 (2010), S. 926–929
- [107] BAUCH, A.; WEYERS, S.: New experimental limit on the validity of local position invariance. In: *Physical Review D* 65 (2002), S. 081101(R)
- [108] TOBAR, M. E.; WOLF, P.; BIZE, S.; SANTARELLI, G.; FLAMBAUM, V.: Testing local Lorentz and position invariance and variation of fundamental constants by

searching the derivative of the comparison frequency between a cryogenic sapphire oscillator and hydrogen maser. In: *Physical Review D* 81 (2010), S. 022003

- [109] SCHILLER, S. ; GÖRLITZ, A. ; NEVSKY, A. ; KOELEMEIJ, J. C. J. ; WICHT, A. ; GILL, P. ; KLEIN, H. A. ; MARGOLIS, H. S. ; MILETI, G. ; STERR, U. ; RIEHLE, F. ; PEIK, E. ; TAMM, C. ; ERTMER, W. ; RASEL, E. ; KLEIN, V. ; SALOMON, C. ; TINO, G. M. ; LEMONDE, P. ; HOLZWARTH, R. ; HÄNSCH, T. W.: Optical Clocks in Space. In: Nuclear Physics B - Proceedings Supplements 166 (2007), S. 300–302
- [110] SCHILLER, S. ; GÖRLITZ, A. ; NEVSKY, A. ; WICHT, A. ; LÄMMERZAHL, C. ; DITTUS, H.: Precision tests of General Relativity and of the Equivalence Principle using ultrastable optical clocks: a mission proposal. In: 39TH ESLAB Symposium on Trends in Space Science and Cosmic Vision 2020 588 (2005), S. 39–42
- [111] HOHENSEE, M. A.; CHU, S.; PETERS, A.; MÜLLER, H.: Equivalence Principle and Gravitational Redshift. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), S. 151102
- [112] CHOU, C. W.; HUME, D. B.; ROSENBAND, T.; WINELAND, D. J.: Optical Clocks and Relativity. In: Science 329 (2010), S. 1630–1633
- [113] TINO, G. M.; CACCIAPUOTI, L.; BONGS, K.; BORDÉ, C. J.; BOUYER, P.; DITTUS, H.; ERTMER, W.; GÖRLITZ, A.; INGUSCIO, M.; LANDRAGIN, A.; LEMONDE, P.
 ; LÄMMERZAHL, C.; PETERS, A.; RASEL, E.; REICHEL, J.; SALOMON, C.; SCHILLER, S.; SCHLEICH, W.; SENGSTOCK, K.; STERR, U.; WILKENS, M.: Atom interferometers and optical atomic clocks: New quantum sensors for fundamental physics experiments in space. In: Nuclear Physics B - Proceedings Supplements 166 (2007), S. 159–165
- [114] RADECKI, K.: Perspective for Using the Optical Frequency Standards in Realization of the Second. In: Journal of Telecommunications and Information Technology 3 (2009), S. 2
- [115] SI Brochure: The International System of Units (SI) [8th edition, 2006; updated in 2014]. http://www.bipm.org/en/publications/si-brochure/metre.html
- [116] RECOMMENDATION 1 (CI-2013): Updates to the list of standard frequencies. www. bipm.org/utils/en/pdf/CI-2013-1-EN.pdf. Version: 2013
- [117] PREDEHL, K.; GROSCHE, G.; RAUPACH, S. M. F.; DROSTE, S.; TERRA, O.; ALNIS, J.; LEGERO, T.; HÄNSCH, T. W.; UDEM, T.; HOLZWARTH, R.; SCHNATZ, H.: A 920-Kilometer Optical Fiber Link for Frequency Metrology at the 19th Decimal Place. In: *Science* 336 (2012), S. 441–444
- [118] HAFELE, J. C. ; KEATING, R. E.: Around-the-World Atomic Clocks: Predicted Relativistic Time Gains. In: Science 177 (1972), S. 166–168

- [119] CACCIAPUOTI, L.; DIMARCQ, N.; SANTARELLI, G.; LAURENT, P.; LEMONDE, P.; CLAIRON, A.; BERTHOUD, P.; JORNOD, A.; REINA, F.; FELTHAM, S.; SALO-MON, C.: Atomic Clock Ensemble in Space: Scientific Objectives and Mission Status. In: Proceedings of the Third International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space 166 (2007), S. 303–306
- [120] CACCIAPUOTI, L.; SALOMON, C.: Space clocks and fundamental tests: The ACES experiment. In: *The European Physical Journal Special Topics* 172 (2009), S. 57–68
- [121] ZIVANOV, S.; SCHWEDA, H.; GOUJON, D.; GRITTI, D.; PERRUCHOUD, G.: Physics package of the 35kg space active hydrogen maser for the ACES space mission of ESA. In: *IEEE International Frequency Control Symposium, 2007 Joint with the* 21st European Frequency and Time Forum. (2007), S. 637–641
- [122] LAURENT, P. ; LEMONDE, P. ; SIMON, E. ; SANTARELLI, G. ; CLAIRON, A. ; DI-MARCQ, N. ; PETIT, P. ; AUDOIN, C. ; SALOMON, C.: A cold atom clock in absence of gravity. In: *The European Physical Journal D* 3 (1998), S. 201–204
- [123] Towards Neutral-atom Space Optical Clocks: Development of highperformance transportable and breadboard optical clocks and advanced subsystems. http://www.exphy.uni-duesseldorf.de/optical_clock/soc2/ EU-FP7-Project-description-SOC2-%28263500%29-2011-01-18%20excerpt. pdf. Version: 2010
- [124] SCHILLER, S.; TINO, G. M.; BIZE, S.; STERR, U.; GÖRLITZ, A.; LISDAT, C.; SCHIOPPO, M.; POLI, N.; NEVSKY, A.; SALOMON, C.; MEMBERS the SOC t.: The Space Optical Clocks (SOC) Project: Final Report. http: //www.exphy.uni-duesseldorf.de/PDF/Space%200ptical%20Clocks%20Final% 20Report%20v11%20version%20for%20double-sided%20printing%20v3.pdf
- [125] MURA, G.; FRANZEN, T.; JAOUDEH, C. A.; GÖRLITZ, A.; LUCKMANN, H.; ERNSTING, I.; NEVSKY, A.; SCHILLER, S.; SOC2 TEAM the: A transportable optical lattice clock using ¹⁷¹Yb. In: Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium, EFTF/IFC (2013), S. 376–378
- [126] KOCK, Björn O.: Magneto-Optical Trapping of Strontium for use as a Mobile Frequency Reference, The University of Birmingham, Diss., 2013
- [127] SMITH, L.; ORIGLIA, S.; HUGHES, J.; HE, W.; KOCK, O.; SWIERAD, D.; SINGH, Y.; BONGS, K.; ALIGHANBARI, S.; SCHILLER, S.; VOGT, S.; STERR, U.; LISDAT, C.; TARGAT, R. L.; LODEWYCK, J.; HOLLEVILLE, D.; VENON, B.; BIZE, S.; BARWOOD, G. P.; GILL, P.; HILL, I. R.; OVCHINNIKOV, Y. B.; POLI, N.; TINO, G. M.; STUHLER, J.; KAENDERS, W.; SOC2 TEAM the: Recent results of the Space Optical Clock 2 EU project (SOC2). A compact, transportable optical lattice clock, 2015

- [128] POLI, N.; SCHIOPPO, M.; VOGT, S.; FALKE, S.; STERR, U.; LISDAT, C.; TINO, G. M.: A transportable strontium optical lattice clock. In: *Applied Physics B* 117 (2014), S. 1107–1116
- [129] BREWER, S. M.; CHEN, J. S.; LEIBRANDT, D. R.; CHOU, C. W.; WINELAND, D. J.; BERGQUIST, J. C.; ROSENBAND, T.: A high-accuracy mobile Al⁺ optical clock. In: *IEEE International Frequency Control Symposium (FCS)* (2014), S. 1
- [130] BATÄR, A.: Erzeugung und Charakerisierung ultrakalter Rubidium- und Ytterbiumatome - Auf dem Weg zu einem gemischten Quantengas, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2005
- [131] TASSY, Sven: Sympathetische K
 ühlung von Ytterbium mit Rubidium, Heinrich-Heine-Universit
 ät D
 üsseldorf, D
 iss., 2007
- [132] NEMITZ, Nils: Production and spectroscopy of ultracold YbRb* molecules, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2008
- [133] BAUMER, Florian: Isotope dependent interactions in a mixture of ultracold atoms, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2010
- [134] MÜNCHOW, Frank: 2-Photon-Photoassociation spectroscopy in a mixture of Ytterbium and Rubidium, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2012
- [135] BRUNI, Cristian: TBA, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2015
- [136] SANTRA, R. ; CHRIST, K. V. ; GREENE, C. H.: Properties of metastable alkalineearth-metal atoms calculated using an accurate effective core potential. In: *Physical Review A* 69 (2004), S. 042510
- [137] PORSEV, S. G. ; DEREVIANKO, A.: Hyperfine quenching of the metastable ${}^{3}P_{0,1}$ states in divalent atoms. In: *Physical Review A* 69 (2004), S. 042506
- [138] OVSYANNIKOV, V. D. ; PAL'CHIKOV, V. G. ; KATORI, H. ; TAKAMOTO, M.: Polarisation and dispersion properties of light shifts in ultrastable optical frequency standards. In: *Quantum Electronics* 36 (2006), S. 3
- [139] METCALF, Harold J.; STRATEN, Peter van d.: Laser Cooling and Trapping. Springer-Verlag, 1999
- [140] JAOUDEH, Charbel A.: A Magneto-Optical Trap for Atomic Ytterbium. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2008
- [141] ADAMS, C. S.; RIIS, E.: Laser cooling and trapping of neutral atoms. In: Prog. Quant. Electr. 21 (1997), S. 1–79
- [142] KROBOTH, S.: Laserkühlung von Ytterbiumatomen, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2002

- [143] LETT, P. D.; PHILLIPS, W. D.; ROLSTON, S. L.; TANNER, C. E.; WATTS, R. N.; WESTBROOK, C. I.: Optical molasses. In: *Journal of the Optical Society of America* B 6 (1989), S. 2084–2107
- [144] UNGER, P. J.; WEISS, D. S.; RIIS, E.; CHU, S.: Optical molasses and multilevel atoms: theory. In: Journal of the Optical Society of America B 6 (1989), S. 2058–2071
- [145] WEISS, D. S.; RIIS, E.; SHEVY, Y.; UNGAR, P. J.; CHU, S.: Optical molasses and multilevel atoms: experiment. In: *Journal of the Optical Society of America B* 6 (1989), S. 2072–2083
- [146] TOWNSEND, C. G.; EDWARDS, N. H.; COOPER, C. J.; ZETIE, K. P.; FOOT, C. J.; STEANE, A. M.; SZRIFTGISER, P.; PERRIN, H.; DALIBARD, J.: Phase-space density in the magneto-optical trap. In: *Physical Review A* 52 (1995), S. 1423
- [147] RAAB, E. L. ; PRENTISS, M. ; CABLE, A. ; CHU, S. ; PRITCHARD, D. E.: Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure. In: *Physical Review Letters* 59 (1987), S. 2631
- [148] COOPER, C. J.; HILLENBRAND, G.; RINK, J.; TOWNSEND, C. G.; ZETIE, K.; FOOT, C. J.: The Temperature of Atoms in a Magneto-optical Trap. In: *Europhysics Letters* 28 (1994), S. 397
- [149] SANSONETTI, J. E.; MARTIN, W. C.; YOUNG, S. L.: Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data. In: http://physics.nist.gov/Handbook (2009)
- [150] KOSTYLEV, N. ; IVANOV, E. ; TOBAR, M. E. ; MCFERRAN, J. J.: Sub-Doppler cooling of ytterbium with the ${}^{1}S_{0} {}^{1}P_{1}$ transition including 171 Yb (I=1/2). In: Journal of the Optical Society of America B 31 (2014), S. 1614–1620
- [151] CHO, J. W.; LEE, H.-G.; LEE, S.; AHN, J.; LEE, W.-K.; YU, D.-H.; LEE, S. K.; PARK, C. Y.: Optical repumping of triplet-P states enhances magneto-optical trapping of ytterbium atoms. In: *Physical Review A* 85 (2012), S. 035401
- [152] PORSEV, S. G.; RAKHLINA, Y. G.; KOZLOV, M. G.: Electric-dipole amplitudes, lifetimes, and polarizabilities of the low-lying levels of atomic ytterbium. In: *Physical Review A* 60 (1999), S. 2781
- [153] XU, X.; LOFTUS, T. H.; HALL, J. L.; GALLAGHER, A.; YE, J.: Cooling and trapping of atomic strontium. In: Journal of the Optical Society of America B 20 (2003), S. 968
- [154] TAICHENACHEV, A. V.; YUDIN, V. I.; OATES, C. W.; HOYT, C. W.; BARBER, Z. W.; HOLLBERG, L.: Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), S. 083001

- [155] BARBER, Z. W. ; HOYT, C. W. ; OATES, C. W. ; HOLLBERG, L. ; TAICHENACHEV, A. V. ; YUDIN, V. I.: Direct excitation of the forbidden clock transition in neutral ¹74Yb atoms confined to an optical lattice. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), S. 083002
- [156] BREIT, G.; WILLS, L. A.: Hyperfine Structure in Intermediate Coupling. In: *Physical Review* 44 (1933), S. 470
- [157] LURIO, A.; MANDEL, M.; NOVICK, R.: Second-Order Hyperfine and Zeeman Corrections for an (sl) Configuration. In: *Physical Review* 126 (1962), S. 1758
- [158] BOYD, M. M.; ZELEVINSKY, T.; LUDLOW, A. D.; BLATT, S.; ZANON-WILLETTE, T.; FOREMAN, S. M.; YE, J.: Nuclear spin effects in optical lattice clocks. In: *Physical Review A* 76 (2007), S. 022510
- [159] HACHISU, H.; MIYAGISHI, K.; PORSEV, S. G.; DEREVIANKO, A.; OVSIANNIKOV, V. D.; PAL'CHIKOV, V. G.; TAKAMOTO, M.; KATORI, H.: Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks. In: *Physical Review Letters* 100 (2008), S. 053001
- [160] RALCHENKO, Y.; JOU, F. C.; KELLEHER, D. E.; KRAMIDA, A. E.; MUSGROVE, A.; READER, J.; WIESE, W. L.; OLSEN, K.: NIST atomic spectra database. In: http://physics.nist.gov/asd3 (2007)
- [161] ANGEL, J. R. P.; SANDARS, P.G. H.: The Hyperfine Structure Stark Effect. I. Theory. In: Proceedings of the Royal Society A 305 (1968), S. 125
- [162] GRIMM, R.; WEIDEMÜLLER, M.; OVCHINNIKOV, Y.: Optical dipole traps for neutral atoms. In: Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics 42 (2000), S. 95–170
- [163] COHEN-TANNOUDJI, C.; DUPONT-ROC, J.; GRYNBERG, G.: Atom Photon Interactions: Basic Process and Applications. Wiley VCH GmbH & Co. KGaA, 2008
- [164] MEYSTRE, P.: Atom Optics. Springer-Verlag, 2001
- [165] DICKE, R. H.: The effect of collisions upon the doppler width of spectral lines. In: *Physical Review* 89(2) (1953), S. 472–473
- [166] MEISER, D.; YE, J.; HOLLAND, M. J.: Spin sqeezing in optical lattice clocks via lattice-based QND measurements. In: New Journal of Physics 10 (2008), S. 073014
- [167] HALL, J. L.; HOLLBERG, L.; BAER, T.; ROBINSON, H. G.: Optical heterodyne saturation spectroscopy. In: Applied Physics Letters 39 (1981), S. 680–682
- [168] WINELAND, D. J.; ITANO, W. M.: Laser cooling of atoms. In: Physical Review A 20(4) (1979), S. 1521–1540

- BLATT, S.; THOMSEN, J.; CAMPBELL, G.; LUDLOW, A.; SWALLOWS, M.; MARTIN, M.; BOYD, M.; YE, J.: Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a onedimensional optical lattice clock. In: *Physical Review A* 80 (2009), 052703. http: //dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.80.052703
- [170] LEMONDE, P. ; WOLF, P.: Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap. In: *Physical Review A* 72 (2005), S. 033409
- [171] SEBBY-STRABLEY, J. ; ANDERLINI, M. ; JESSEN, P. S. ; PORTO, J. V.: Lattice of double wells for manipulating pairs of cold atoms. In: *Physical Review A* 73 (2006), S. 033605
- [172] GREINER, M. ; BLOCH, I. ; MANDEL, O. ; HÄNSCH, T. W. ; ESSLINGER, T.: Exploring Phase Coherence in a 2D Lattice of Bose-Einstein Condensates. In: *Physical Review Letters* 87 (2001), S. 160405
- [173] HEMMERICH, A.; HÄNSCH, T. W.: Radiation pressure vortices in two crossed standing waves. In: *Physical Review Letters* 68 (1992), S. 1492
- [174] GRYNBERG, G. ; LOUNIS, B. ; VERKERK, P. ; COURTOIS, J.-Y. ; SALOMON, C.: Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials. In: *Physical Review Letters* 70 (1993), S. 2249
- [175] DEREVIANKO, A. ; KATORI, H.: Colloquium: Physics of optical lattice clocks. In: *Reviews of Modern Physics* 83 (2011), S. 331–347
- [176] DZUBA, V. A. ; DEREVIANKO, A.: Dynamic polarizabilities and related properties of clock states of the ytterbium atom. In: *Journal Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 43 (2010), S. 074011
- [177] DAVYDKIN, V. A. ; OVSIANNIKOV, V. D.: The hyperpolarizability of an excited atom. In: Journal of Physics B 19 (1985), S. 2071–2083
- [178] TAICHENACHEV, A. V. ; YUDIN, Y. I. ; OVSIANNIKOV, V. D. ; PAL'CHIKOV, V. G.: Optical lattice polarization effects an hyperpolarizability of atomic clock transitions. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), S. 173601
- [179] BRUSCH, A. ; TARGAT, R. L. ; BAILLARD, X. ; FOUCHÉ, M. ; LEMOND, P.: Hyperpolarizability effects in a Sr optical lattice clock. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), S. 103003
- [180] WESTERGAARD, P. G.; LODEWYCK, J.; LORINI, L.; LACALLIER, A.; BURT, E. A. ; ZAWADA, M.; MILLO, J.; LEMONDE, P.: Lattice-Induced Frequency Shifts in Sr Optical Lattice Clock and the 10⁻¹⁷ Level. In: *Physical Review Letters* 106 (2011), S. 210801

- [181] ITANO, W. M. ; LEWIS, L. L. ; WINELAND, D. J.: Shift of ${}^{2}S_{1/2}$ hyperfine splittings due to blackbody radiation. In: *Physical Review A* 25 (1982), S. 1233–1235
- [182] PORSEV, S. G.; DEREVIANKO, A.: Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and ists implications for optical lattice clocks. In: *Physical Review A* 74 (2006), S. 020502(R)
- [183] PORSEV, S. G.; LUDLOW, A. D.; BOYD, M. M.; YE, J.: Determination of Sr properties for a high-accuracy optical clock. In: *Physical Review A* 78 (2008), S. 032508
- [184] LEMKE, N.; STECHER, J. von; SHERMAN, J.; REY, A.; OATES, C.; LUDLOW, A.: p-Wave Cold Collisions in an Optical Latice Clock. In: *Physical Review Letters* 107 (2011), S. 103902
- [185] LUDLOW, A. D.; LEMKE, N. D.; SHERMAN, J. A.; OATES, C. W.; QUÉMÉNER, G.; STECHER, J. von; REY, A. M.: Cold-collision-shift cancellation and inelastic scattering in a Yb optical lattice clock. In: *Physical Review A* 84 (2011), S. 052724
- [186] SWALLOWS, M. D.; BISHOF, M.; LIN, Y.; BLATT, S.; MARTIN, M. J.; REY, A. M. ; YE, J.: Suppression of Collisional Shifts in a Strongly Interacting Lattice Clock. In: Science 331 (2011), S. 1043–1046
- [187] SCHILLER, S.: Towards Neutral-atom Space Optical Clocks: Development of high-performance transportable and breadboard optical clocks and advanced subsystems (SOC2). http://www.exphy.uni-duesseldorf.de/optical_clock/soc2/ EU-FP7-Project-description-SOC2-%28263500%29-2011-01-18%20excerpt.pdf
- [188] CALONICO, D.; LEVI, F.; LORINI, L.; COSTANZO, G.; ZOPPI, M.; PIZZOCARO, M.; MURA, A.; BERTACCO, E. K.; GODONE, A.: Yb optical lattice clock at INRIM. In: EFTF-2010 24th European Frequency and Time Forum (2010), S. 1–8
- [189] KERSCHBAUM, Franz ; MÜLLER, Isolde: Otto von Littrow and his spectograph. In: Astronomische Nachrichten 330 (2009), S. 574–577
- [190] RICCI, L.; WEIDEMÜLLER, M.; ESSLINGER, T.; HEMMERICH, A.; ZIMMERMANN, C.; VULETIC, V.; KÖNIG, W.; HÄNSCH, T.W.: A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. In: *Optics Communications* (1995), S. 541–549
- [191] HONG, W.: Design and Characterization of Littrow Configuration External Cavity Diode Laser. In: *California Institute of Technology*
- [192] MURA, G.: Entwicklung und Charakterisierung eines mikro-optisch integrierten ECDL für die Präzisionsspektroskopie am Rubidium, Humboldt-Universität zu Berlin, Diplomarbeit, 2010

- [193] BAILLARD, X.; GAUGUET, A.; BIZE, S.; LEMONDE, P.; LAURENT, Ph.; CLAIRON, A.; ROSENBUSCH, P.: Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. In: *Optics Communications* 266 (2006), S. 609–613
- [194] GILOWSKI, M.; SCHUBERT, C.; ZAISER, M.; HERR, W.; WÜBBENA, T.; WEND-RICH, T.; MÜLLER, T.; RASEL, E. M.; ERTMER, W.: Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms. In: *Optics Communications* 280 (2007), S. 443–447
- [195] ESAT, Taner: Charakterisierung einer ultrakalten Ytterbium-Quelle. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Bachelorarbeit, 2010
- [196] JAOUDEH, C. A.; BRUNI, C.; BAUMER, F.; GÖRLITZ, A.: A compact source of ultracold ytterbium for an optical lattice clock. In: Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International (2009), S. 756–759
- [197] GMBH, MenloSystems: Single Frequency Fiber Laser Source. Ver. 1.0.0, 24. Oktober 2012. – Datenblatt
- [198] WYNANDS, R.; DIEDRICH, F.; MESCHEDE, D.; TELLE, H. R.: A compact tuneable 60-dB Faraday optical isolator for the near infrared. In: *Review of Scientific Instruments* 63 (1992)
- [199] NEVSKY, A. Y.; BRESSEL, U.; ERNSTING, I.; EISELE, Ch.; OKHAPKIN, M.; SCHIL-LER, S.; GUBENKO, A.; LIVSHITS, D.; MIKHRIN, S.; KRESTNIKOV, I.; KOVSH, A.: A narrow-line-width external cavity quantum dot laser for high-resolution spectroscopy in the near-infrared and yellow spectral ranges. In: *Applied Physics B* 92 (2008), S. 501–507
- [200] VOGT, S. ; LISDAT, C. ; LEGERO, T. ; STERR, U. ; ERNSTING, I. ; NEVSKY, A. ; SCHILLER, S.: Demonstration of a transportable 1 Hz-linewidth laser. In: Applied Physics B 104 (2011), S. 1–5
- [201] WEBSTER, S. A.; OXBORROW, M.; GILL, P.: Vibration insensitive optical cavity. In: *Physical Review A* 75 (2007), S. 011801(R)
- [202] SINGER, K.; JOCHIM, S.; MUDRICH, M.; MOSK, A.; WEIDEMÜLLER, M.: Low-cost mechanical shutter for light beams. In: *Review of Scientific Instruments* 73 (2002), S. 4402–4404
- [203] MA, L.-S. ; JUNGER, P. ; YE, J. ; HALL, J. L.: Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancelation of phase noise introduced by an optical fiber or other time varying path. In: *Optics Letters* 19(21) (1994), S. 1777–1779
- [204] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D.: Introduction to Magnetic Materials, 2nd Edition. Wiley-IEEE Press, 2008

- [205] KOGELNIK, H.; LI, T.: Laser Beams and Resonators. In: Proceedings of the IEEE 54 (1966), S. 1312–1329
- [206] DREVER, R. W. P. ; HALL, J. L. ; KOWALSKI, F. V. ; HOUGH, J. ; FORD, G. M. ; MUNLEY, A. J. ; WARD, H.: Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. In: Applied Physics B 31 (1983), S. 97–105
- [207] QUESSADA, A.; KOVACICH, R. P.; COURTILLOT, I.; CLAIRON, A.; SANTARELLI, G.; LEMONDE, P.: The Dick effect for an optical frequency standard. In: *Journal of Physics B: Quantum and Semiclassical Optics* 5 (2003), S. S150
- [208] WERNER, J.: Observation of Feshbach resonances in an ultracold gas of ⁵2Cr, Universität Stuttgart, Diss., 2006
- [209] KESHET, A.; KETTERLE, W.: A Distributed GUI-based Computer Control System for Atomic Physics Experiments. In: arXiv:1208.2607 (2012)
- [210] BERGQUIST, J. C.; HULET, R. G.; ITANO, W. M.; WINELAND, D. J.: Observation of quantum jumps in a single atom. In: *Physical Review Letters* 57(14) (1986), S. 1699–1702
- [211] DEHMELT, H. G.: In: Bulletin of the American Physical Society 20 (1975), 60 S.
- [212] TANNOUDJI, C. ; DALIBARD, J.: Single-atom laser spectroscopy. Looking for dark periods in fluorescence light. In: *Europhysics Letters* 1 (1986), S. 441–448
- [213] GARRAWAY, B. M.; KIM, M. S.; KNIGHT, P. L.: Quantum jumps, atomic shelving and Monte Carlo fluorescence spectra. In: Optics Communications 117 (1995), S. 560–569
- [214] HONG, T. ; CRAMER, C. ; COOK, E. ; NAGOURNEY, W. ; FORTSON, E.N.: Studies of the ${}^{1}S_{0} {}^{3}P_{0}$ transition in atomic ytterbium for optical clocks and qubit arrays. In: *Optics Letters* 30 (2005), S. 2644–2646
- [215] LODEWYCK, J.; ZAWADA, M.; LORINI, L.; GUROV, M.; LEMOND, P.: Observation and cancellation of a perturbing dc stark shift in strontium optical lattice clocks. In: *Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, IEEE Transactions on* 59 (2012), S. 411–415
- [216] POLLACK, S. E.; TURNER, M. D.; SCHLAMMINGER, S.; HAGEDORN, C. A.; GUNDLACH, J. H.: Charge management for gravitational-wave observatories using UV LEDs. In: *Physical Review D* 81 (2010), S. 021101(R)
- [217] CAMPBELL, G. K.; BOYD, M. M.; THOMSEN, J. W.; MARTIN, M. J.; BLATT, S.; SWALLOWS, M. D.; NICHOLSON, T. L.; FORTIER, T.; OATES, C. W.; DIDDAMS, S. A.; LEMKE, N. D.; NAIDON, P.; JULIENNE, P.; YE, J.; LUDLOW, A. D.: Probing Interactions Between Ultracold Fermions. In: *Science* 324 (2009), S. 360–363

- [218] ALLAN, D. W.: Statistics of atomic frequency standards. In: Proceedings of IEEE 54 (1966), S. 221–230
- [219] BARNES, J. A.; CHI, A. R.; CUTLER, L. S.; HEALEY, D. J.; LEESON, D. B.; MCGUNIGAL, T. E.; MULLEN, J. A.; SMITH, W. L.; SYDNOR, R. L.; VESSOT, R. F. C.; WINKLER, M. R. G.: Characterization of Frequency Stability. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* IM-20 (1971), S. 105–120

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich im Laufe der vergangenen Jahre direkt oder indirekt unterstützt und dadurch einen erheblichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Axel Görlitz für die Möglichkeit, in seiner Arbeitsgruppe promovieren zu dürfen. Stets konnte er bei Problemen jeglicher Art eine Lösung anbieten und verstand es einen immer wieder aufs Neue zu motivieren. Auch wenn seine Zeit oft knapp bemessen war, hat er immer eine Möglichkeit gefunden im Labor zu helfen und das Experiment weiter voranzubringen.

Mein Dank gilt auch Prof. Georg Pretzler, der sich freundlicherweise nicht nur bereit erklärt hat als Mentor zu fungieren, sondern auch das Koreferat dieser Arbeit übernommen hat.

Bei Prof. Schiller und seiner Arbeitsgruppe möchte ich mich für den Aufbau und die Pflege des Uhrenlasers sowie des Frequenzkamms bedanken, ohne die meine Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Mein besonderer Dank gilt hier Sascha Nevsky, Ingo Ernsting und Heiko Luckmann, die entscheidend zum Erfolg meiner Arbeit beigetragen haben.

Während der gesamten Arbeit hatte ich das Vergnügen mit vielen Leuten im Labor zusammen zu arbeiten und die Zeit teilweise vertrödeln zu dürfen. Einigen davon möchte ich besonderen Dank aussprechen:

- Charbel Abou Jaoudeh, der nicht nur den Grundstein für dieses Experiment geliefert hat, in dem er im Rahmen seiner Masterarbeit und Dissertation die erste Version der Apparatur aufgebaut hat, sondern immer für jeden Spaß zu haben war. Seine Konstrukte aus Pappe und Klebeband bleiben unvergessen.
- Cristian Bruni, in den letzten Jahren nahezu alleiniger Kämpfer an der Molekülfront, konnte über jeden noch so schlechten Witz lachen und jeden damit anstecken. Viele, viele Kicker-, Darts- und Magneto-Darts-Duelle konnten die Stimmung im Laufe der Jahre immer wieder heben!
- Frank Münchow, der stets dafür gesorgt hat, das genug Bier konsumiert wurde und Grillen nicht nur einmal im Monat stattfinden durfte.

- Tobias Franzen, ohne ihn das Experiment nie so weit fortgeschritten wäre. Bereits mit seiner Bachelor- und Masterbeit mit dem Projekt beschäftigt, kümmerte er sich in der ersten Zeit seiner Promotion darum, dass ich nicht verwaise. Wenn es signaltechnische Probleme gab, konnte er diese immer lösen. Seine Motivation immer weiter zu machen und nie aufzugeben, war und ist bemerkenswert!
- Ralf Stephan müsste eigentlich ganz weit oben stehen. Ohne ihn läuft nichts! Er schafft es immer, aus einem elektronischen Problem ein Optisches zu machen, aber dennoch eine Lösung zu finden. Das er uns einige Monate im Stich gelassen hat, soll ihm an dieser Stelle verziehen werden.
- Simone Kipp, die vermutlich nicht wusste, worauf sie sich einließ, als sie in unserer Gruppe ihre Masterarbeit durchführen wollte, aber immer für gute Laune sorgte. Ich hoffe, wir haben dich nicht zu sehr geärgert.

Bedanken möchte ich mich natürlich auch bei meiner Familie, ohne die ich nie so weit gekommen wäre. Ihr seid immer eine Stütze für mich. Vielen Dank für die bisherige Unterstützung in meinem Leben.

Als letztes möchte ich meinen besonderen Dank an Susanne Weiß ausdrücken. Sie konnte mich immer wieder motivieren, zum Lachen bringen und ärgern. Ohne sie wäre es viel schwerer gewesen, diese Arbeit zu vollenden, denn durch das Korrekturlesen hat sie entschieden dazu beigetragen meine krude Wortwahl zu entwirren!

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Düsseldorf, August 2015

Gregor Mura