

Aufbau eines frequenzstabilisierten Masterlasers für Transfercavities

Bachelorarbeit von

Pascal Pruy

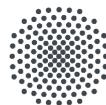
Matrikelnummer: 3222623

01. August 2019

Prüfer: Prof. Dr. Tilman Pfau

5. Physikalisches Institut

Universität Stuttgart



University of Stuttgart
Germany

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich,

- dass ich diese Arbeit eigenständig verfasst habe,
- dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutze und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe,
- dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist,
- dass das elektronische Exemplar mit den anderen Exemplaren übereinstimmt.

Pascal Pruy, Stuttgart den 01. August 2019

Die heutige Atomphysik ist ohne die Frequenzstabilisierung von Lasern nicht mehr vorzustellen. Jedes größere Experiment arbeitet damit Atome mittels eines Lasers in einen anderen Zustand zu verschieben und von diesem aus bestimmte Parameter zu messen. Beispielsweise Experimente in denen mit Bose-Einstein-Kondensaten gearbeitet wird, könnten ohne sehr frequenzstabil laufende Laser niemals stattfinden, da die Teilchen nicht weit genug gekühlt werden könnten, um ein Bose-Einstein-Kondensat zu erzeugen. Deshalb war es meine Aufgabe, einen frequenzstabilisierten Masterlaser aufzubauen, der mittels Transfercavities andere Laser frequenzstabilisieren kann. Dazu wurde der Masterlaser in eine ULE-cavity gekoppelt und das Transmissionssignal mittels „side-of-fringe“ Stabilisierung und einem PID-controller stabilisiert. Anschließend wurde die Stabilität des Masterlaser mittels des verzögerten Selbst-Heterodyn Verfahren bestimmt. Für die Zukunft des Projekts ist geplant, die Stabilisierung über das Pound-Drever-Hall-Verfahren durchzuführen. Außerdem sollen die Transfercavities aufgebaut werden, sodass andere Laser stabilisiert werden können. Zusätzlich sollen auf der ULE noch drei andere Laser stabilisiert werden.

Modern atomic physics is hard to imagine without frequency stabilizing of lasers. Every major experiment uses lasers to change the state of atoms and measure specific parameter of these new states. This process of changing the states of atoms would be really difficult to measure if frequency stabilizing of lasers wouldn't exist, because the frequency fluctuations of the laser would inhibit the change of population into a new state. That's why my task was to setup a frequency stabilized master laser, which stabilizes other lasers via transfer cavities. For this purpose the master laser was coupled into an ULE-cavity and the transmission signal was stabilized by side-of-fringe locking and a PID-controller. The stability of the master laser was measured via the delayed self-heterodyne method. In the future it is planned to stabilize the master laser via the Pound-Drever-Hall method instead of the side-of-fringe locking. Furthermore it's planned to build the transfer cavities and stabilize other lasers with the help of them. Additionally three more lasers are supposed to be coupled into the ULE.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	2
2	Theorie	4
2.1	Überblick	4
2.2	Spektroskopie	4
2.2.1	Absorptionsspektroskopie	5
2.2.2	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	5
2.3	Fabry-Pérot-Interferometer	7
2.4	Frequenzstabilisierung eines Lasers	9
2.5	Messen der Stabilität eines Lasers	10
3	Experimenteller Aufbau	12
3.1	Überblick	12
3.2	Design des optischen Tisches	12
3.3	Geplanter Bereich	13
3.4	Beamshaping	13
3.5	Absolute Wellenlängenreferenz	13
3.6	ULE Aufbau	14
3.7	Stabilitätsmessung	14
4	Messungen	16
4.1	Wellenlängenbestimmung	16
4.1.1	Überblick	16
4.1.2	Absorptionsspektroskopie	16
4.1.3	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	17
4.2	Aufbau der ULE	19
4.2.1	Überblick	19
4.2.2	ULE	19
4.2.3	EOM	22
4.3	Stabilisierung und Stabilitätsmessung	24
4.3.1	Überblick	24
4.3.2	Stabilisierung des Masterlasers	24
4.3.3	Stabilitätsmessung	27
5	Zusammenfassung und Aussichten	32

1 Motivation

Die Frequenzstabilisierung von Lasern ist ein wichtiges Werkzeug in vielen Bereichen der Physik. Dazu zählen Atomphysik, Molekülphysik, Festkörperphysik und viele mehr, welche Laser als Lichtquelle verwenden. Sie sorgt dafür, dass die Frequenz des emittierten Lichts stabil bleibt, was eine grundlegende Anforderung moderner Experimente der Atomphysik ist. Ohne die Frequenzstabilisierung wären Ultra Kalte Atome oder Bose-Einstein-Kondensate nicht möglich, da die Frequenzstabilisierung von Lasern erst eine hohe Effizienz des kontinuierlichen Treibens eines bestimmten Übergangs in Atomen oder Molekülen ermöglicht. Das liegt daran, dass die Linienbreite, die maximale Abweichung von der gewünschten Frequenz die durch Fluktuationen entsteht, eines frequenzstabilisierten Lasers viel kleiner ist als die Linienbreite eines nicht frequenzstabilisierten Lasers. Die genaue Linienbreite eines Lasers lässt sich ohne Messung nicht sagen, da diese von der Umgebung und vor allem von dem verwendeten Laser abhängig ist. Die Laser von TOPTICA haben ohne Stabilisierung eine Linienbreite von einige MHz bis GHz, mit Stabilisierung allerdings eine Linienbreite im kHz bis sogar unter Hz Bereich [1]. In [2] ist ein anderes Beispiel beschrieben, indem Ga-LaAs Laser von einer Linienbreite von 20 MHz auf 20 kHz stabilisiert wurde. Die gewünschte Frequenz wird bei einem stabilisierten Laser öfter getroffen, als bei einem nicht frequenzstabilisierten Laser, was dafür sorgt, dass der Übergang zwischen zwei Zuständen eines Atoms oder Moleküls wahrscheinlicher wird und somit mehr in den zweiten Zustand gepumpt wird. Dabei ist es wichtig, dass die Wahrscheinlichkeit groß ist, dass ein Atom in einen angeregten Zustand übergeht, da die einige angeregten Zustände kleine Lebensdauer in den angeregten Zuständen besitzen und somit durch spontane Emission in einen anderen, energetisch niedrigeren Zustand wechseln.

Ein Beispiel das ohne frequenzstabilisierte Laser nicht möglich gewesen wäre, ist die Einzelphotonenquelle [3]. Sie basiert auf der Anregung von Rubidiumatomen mittels dreier Laser, sodass am Ende einzelne Photonen der Wellenlänge 780 nm entstehen. Wie in Abbildung 2A in [3] zu sehen, werden die Rubidiumatome als Erstes von dem $5^2S_{1/2}$ Grundzustand in den $5^2P_{1/2}$ Zustand angeregt und von da aus in den $40^2S_{1/2}$ Rydbergzustand. Danach werden die Rubidiumatome über einen weiteren Laser in den $5^2P_{3/2}$ Zustand verschoben, von dem aus die Atome wieder in den Grundzustand übergehen und der Kreislauf von neuem beginnt, sofern die Rubidiumatome nicht schon vorher durch spontane Emission in den Grundzustand übergegangen sind. Es werden also drei Laser benötigt, um den $5^2P_{3/2}$ Zustand zu erreichen. Deshalb ist es extrem wichtig, stabilisierte Laser zu besitzen, die es schaffen die Atome effektiv in die verschiedenen Level anzuregen, sodass die Atome weiter angeregt werden können, bevor sie durch stimulierte Emission in den Grundzustand landen. Deshalb werden die Laser der zweiten Version dieses Experiment über den in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau stabilisiert.

Ein anderes Beispiel, in dem die Stabilisierung der Laser über den in dieser Arbeit geschilderten Aufbau stattfindet, ist [4], in dem ein Sensor zur Detektierung von NO mithilfe von Rydberganregungen beschrieben wird. Einfach ausgedrückt werden die NO Moleküle über drei Laser in den Rydbergzustand angehoben, in welchem sie durch Stöße mit dem Hintergrundgas ionisieren. Die Ionisierung führt dazu, dass freie Elektronen und Ionen entstehen, welche über Elektroden gemessen werden können. Auch hier ist die Stabilisierung der Laser

von enormer Wichtigkeit, da das Experiment sehr davon abhängt, dass sich möglichst viele NO Moleküle in dem Rydbergzustand befinden und ionisieren, da ansonsten kein Strom an den Elektroden gemessen werden kann.

Noch wichtiger ist die Frequenzstabilisierung der Laser bei Experimenten mit kalten Atomen, da ohne die frequenzstabilisierten Laser die Atome den Kreislauf des Kühlens nicht oft genug durchlaufen können und tiefe Temperaturen nicht erreicht werden können. Ein Beispiel hierfür ist [5], indem die Streuung von Lithium mit dessen Ionen untersucht wird im Ultra kalten Bereich.

Um die Stabilisierung durchzuführen gibt es unterschiedliche Methoden, wobei für alle gängigen eine Cavity oder eine Referenzzelle als Hilfsmittel benötigt wird, da die Spektren dieser für diesen Zweck gut nutzbar sind. Eine weit verbreitete Methode zur Laserstabilisierung ist die Pound-Drever-Hall Stabilisierung, welche die Ableitung der reflektierten Strahlung zum Stabilisieren benutzt [6] und unter anderem in der Gravitationswellen Detektierung verwendet wird. Hierbei ist zu beachten, dass die Stabilisierung davon abhängt, wie gut die verwendete Cavity ist bzw. wie groß ihre Finesse ist. Die Pound-Drever-Hall Stabilisierung ist fundamental nur von der Leistung der Seitenbänder an der Resonanzfrequenz, welche die Ableitung erzeugen, und von dem Schrotrauschen begrenzt.

Eine andere Möglichkeit zur Frequenzstabilisierung von Lasern, die eine Referenzzelle nutzt, ist das DAVLL [7]. Für die Stabilisierung wird das Transmissionssignal einer mit Atomgas gefüllte Referenzzelle genutzt. Das Transmissionssignal wird mittels einer $\frac{\lambda}{4}$ -Platte und einem Strahlteilerwürfel auf zwei Photodioden aufgeteilt und deren Differenz beobachtet. Wird die mit Atomgas gefüllte Referenzzelle mit einem Magnetfeld durchsetzt, verschiebt sich der Nullpunkt der beiden Peaks, in entgegengesetzte Richtungen und die Differenz nimmt eine Form an, die gut zum Frequenzstabilisieren eines Lasers genutzt werden kann. Dieses Verfahren ist von der Stabilität her vergleichbar mit der Pound-Drever-Hall Methode, allerdings sind beide relativ aufwändig zum implementieren.

Eine andere, einfachere Methode zum Frequenzstabilisieren von Lasern ist die „side-of-fringe“ Stabilisierung die entweder über eine Cavity oder eine mit Atomgas gefüllte Referenzzelle erfolgen kann, näheres dazu in Kapitel 2.4.

2 Theorie

2.1 Überblick

Zuerst soll geklärt werden, wie die einzelnen im Experiment vorkommenden Geräte bzw. Methoden funktionieren. Als erstes wird die Spektroskopie und die dopplerfreie Spektroskopie erklärt. Danach soll auf das Fabry-Pérot-Interferometer eingegangen werden und zuletzt auf das Stabilisieren von Lasern und wie die Stabilisierung charakterisiert werden kann.

2.2 Spektroskopie

Die Spektroskopie bezeichnet im Allgemeinen die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie in Abhängigkeit eines Parameters wie z.B. der Wellenlänge oder der Frequenz [9]. Besonders wichtig ist heutzutage die Laserspektroskopie, welche Laser als Lichtquelle verwenden. Der Laser ist für die meisten Spektroskopiearten die ideale Lichtquelle, da dieser monochromatisch ist, eine hohe, konstante Leistung besitzt und dessen Wellenlänge kontinuierlich veränderlich ist [10]. Allerdings sind nicht alle Laser durchstimmbar, vor allem ältere Lasersysteme wie CO₂ Laser oder HeNe Laser sind nicht durchstimmbar. Moderne Lasersysteme sind dazu meistens in der Lage und besitzen ein breites Spektrum an Wellenlängen. Grundlegend kann die Spektroskopie in drei Arten aufgeteilt werden, der Reflektion, der Emission und der Transmission [11], [12].

Bei der Reflektion werden Licht oder kleine Teilchen wie Elektronen, auf die zu untersuchende Probe gestrahlt und die Reflektion oder Streuung davon betrachtet. Diese wird für Oberflächenuntersuchungen an Festkörpern verwendet, Beispiele dafür sind die Raman-Spektroskopie und die Ellipsometrie [11].

Die Emission, oft auch als Fluoreszenz bezeichnet, wobei Fluoreszenz meistens nur auf die Anregung einer bestimmten Linie bezogen wird und Emission auf die Anregung eines ganzes Spektrums [11], nutzt unter anderem, die Emission von Photonen, wenn diese beim Übergang eines Atoms oder Moleküls, von einem energetisch höheren Zustand in einen energetisch tieferen Zustand entstehen [11]. Benutzt wird diese Methode zum Beispiel bei der Bestimmung eines Fluoreszenzspektrum in der Molekülphysik [13]. Eine andere Spektroskopie mit Emission ist die Photoelektronenspektroskopie, die auf dem äußeren Photoeffekt basiert [12]. In der Photoelektronenspektroskopie werden durch kurzwellige Strahlung, z.B. Röntgenstrahlung, die Elektronen aus der Elektronenschalen gelöst und aus der Probe emittiert. Je energiereicher die Strahlung, desto tiefer liegende Elektronen können emittiert werden.

Die letzte Methode ist die Transmission. Hierbei wird das durch eine Probe transmittierte Licht aufgenommen. Eng damit verbunden ist die Absorptionsspektroskopie, welche beschreibt, wie viel Strahlung absorbiert wird, aber gleich gemessen wird [11]. Diese Methode wird benutzt um bestimmte Übergänge von Atomen oder Molekülen zu untersuchen, z.B. bei der Absorptionsspektroskopie, bei der geschaut wird wie viel Licht bei einer bestimmten Wellenlänge verloren geht oder der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie, die nach dem

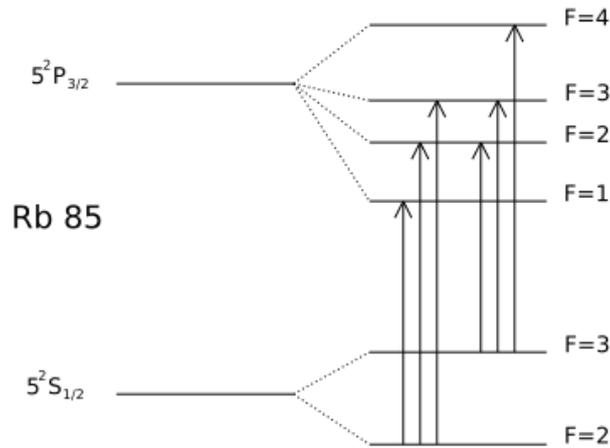
selben Prinzip funktioniert, allerdings eine deutlich höhere Auflösung besitzt [14]. Genauer dazu in den folgenden Kapiteln. Die Absorptionsspektroskopie lässt sich mittels Resonanzen durchführen wie z.B. bei der NMR-Spektroskopie aufgezeigt wird oder der Elektromagnetenresonanz [12].

2.2.1 Absorptionsspektroskopie

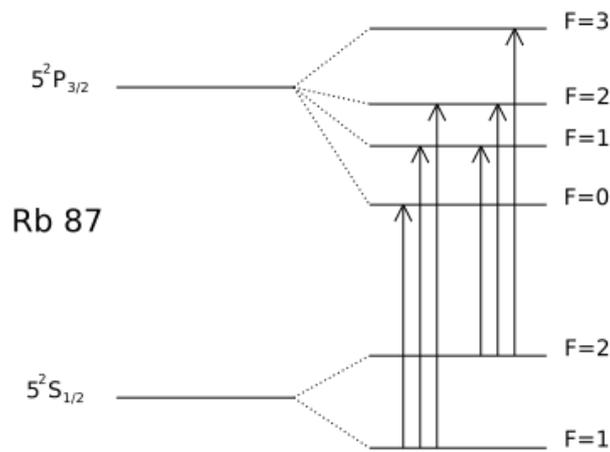
Die Absorptionsspektroskopie ist ein nützliches Werkzeug zur Bestimmung von atomaren Übergängen. In dieser Arbeit wurde sie zur Bestimmung des Grundzustandsspektrums von Rubidium benutzt. Das Rubidium wird von seinem Grundzustand dem $5^2S_{1/2}$ Zustand in den zweiten angeregten Zustand dem $5^2P_{3/2}$ angeregt. Dieser Übergang ist auch als D2-Linie bekannt [15], [16]. Der schematische Übergang von Rubidium 85 ist in Abbildung 1a zu sehen, der von Rubidium 87 in Abbildung 1b. Die unterschiedlichen F-Quantenzahlen sind durch die unterschiedlichen Kernspins der beiden Rubidiumisotope zu erklären. Die F-Quantenzahl setzt sich aus dem Kernspin und dem Spin der Elektronen zusammen. Rb 85 hat einen Kernspin von $I=5/2$ [15] und einen Spin von $S=1/2$ was in den beiden F-Quantenzahlen $F=3$ und $F=2$ resultiert. Rb 87 hat einen Kernspin von $I=3/2$ [16] und denselben Spin wie Rb 85, woraus die F-Quantenzahlen $F=2$ und $F=1$ resultieren. Dabei wird für jedes Rubidiumatom, welches angeregt wird, ein Photon absorbiert, welches dadurch nicht messbar ist. Daraus folgt ein Spektrum, welches bei den Frequenzen, bei denen die Photonen absorbiert werden, ein Transmissionsminimum entsteht, näher diskutiert in Kapitel 4.1.2 und zu sehen in Abbildung 6. Um die Übergänge zu messen, wird in der Realität ein Diodenlaser der Wellenlänge 780 nm in Littrow-Konfiguration verwendet und durch eine mit Rubidium gefüllte Zelle gestrahlt. Da natürliches Rubidium aus zwei Isotopen besteht, Rubidium 85 und Rubidium 87 und diese beide leicht verschobene Anregungsenergien besitzen, sieht man bei der Transmission durch die Rubidiumzelle vier Minima, sofern um 780 nm herum gescannt wird. Scannen bedeutet, dass die Frequenz beziehungsweise die Wellenlänge kontinuierlich variiert wird. Genauer ist die benötigte Wellenlänge um die Anregung von Rubidium 85 und Rubidium 87 zu treiben, bei 780,241 nm [15], [16], wobei weitere Nachkommastellen einen Unterschied der beiden Wellenlängen aufzeigen würden. Soll die Messung eine noch höhere Auflösung besitzen, unter anderem um die HFS genauer aufzulösen, wird die dopplerfreie Sättigungsspektroskopie verwendet.

2.2.2 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Der Aufbau der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie ist in Abbildung 4 als hell brauner Bereich zu sehen und der Aufbau und die Methode basieren auf [17]. Ein Laserstrahl wird vor einer Dampfzelle in einen „pump“ und einen „probe“ Strahl aufgeteilt. Diese werden beide durch die Dampfzelle geschickt, allerdings in Gegenrichtung und so, dass sie einen möglichst großen Überlapp besitzen. Der „pump“ Strahl hat hierbei deutlich mehr Leistung als der „probe“ Strahl und letztere wird mit einer Photodiode gemessen. Der hierfür benutzte Laser muss scannen können, da ansonsten der geschilderte Aufbau nicht funktioniert.



(a) Anregungsschema von Rubidium 85.



(b) Anregungsschema von Rubidium 87.

Abbildung 1: Anregungsschema der zwei verwendeten Rubidiumisotopen.

Da nun der Aufbau klar ist, soll im folgenden genauer erläutert werden, wie die dopplerrfreie Sättigungsspektroskopie funktioniert. Der Grund warum Absorptionsspektroskopie nicht ausreicht, um die Lamb-Dips sichtbar zu machen, ist die Doppler-Verbreiterung. Diese tritt auf, da die Atome die Laserfrequenz durch den Dopplereffekt, analog zum klassischen Fall, wie z.B. der bewegten Schallquelle, verschoben spüren, wie in Gleichung 2.1 zu sehen ist

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{v_L}{c} \right). \quad (2.1)$$

Hier ist ω die Kreisfrequenz die das Atom spürt, ω_0 die Ruhfrequenz des Lasers, v_L die Geschwindigkeit der Atome parallel zum Laserstrahl und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Es ist zu sehen, dass nur die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Laserstrahl wichtig ist und das Vorzeichen der Geschwindigkeit entscheidet, ob die Frequenz rot oder blau verschoben wird. Ist $v_L > 0$ wird der Laser rotverschoben, ist $v_L < 0$ wird der Laser blauverschoben.

Folgende Rechnungen basieren auf [14]. Es soll angenommen werden, dass die Atome sich

in ihrem Ruhesystem befinden und nur Laserstrahlung der Kreisfrequenz ω_0 absorbieren. Demnach absorbieren Atome nur die Frequenz mit Geschwindigkeit v_L , die der Gleichung

$$\frac{\delta}{\omega_r} = \frac{v_L}{c} \quad (2.2)$$

gehörchen, wobei $\delta = \omega_0 - \omega_r$ die Verstimmung des Lasers durch den Doppler-Effekt entspricht und ω_r die Resonanzfrequenz der Atome ist. v_L und c sind das Selbe wie in Gleichung 2.1. Die Geschwindigkeitsverteilung der Rubidiumteilchen in einem Gas, so wie es in der Rubidiumzelle vorliegt, ist eine Boltzmannverteilung und durch

$$f(v_L)dv_L = \sqrt{\frac{M}{\pi 2k_B T}} \exp\left(-\frac{Mv_L^2}{2k_B T}\right)dv_L = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v_L^2}{u^2}\right)dv_L \quad (2.3)$$

gegeben, wobei $f(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung der gasförmigen Rubidiumteilchen, M die molare Masse von Rubidium, k_B die Boltzmann Konstante und T die Temperatur der Rubidiumteilchen ist. $u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$ ist eine Substitution die alle Konstanten zusammenfasst. Wird in Gleichung 2.3 Gleichung 2.2 eingesetzt erhält man die dopplerverbreiterte Absorption des Rubidiumgases

$$a(\omega_r) = \frac{c}{u\omega_r\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{c^2}{u^2} \left(\frac{\omega_0 - \omega_r}{\omega_r}\right)^2\right]. \quad (2.4)$$

Es ist an Gleichung 2.4 zu erkennen, dass die Dopplerverbreiterung gaußförmig ist [14], im Gegensatz zu den natürlichen Linienverläufen von Atomen die lorentzförmig sind. Bei der dopplerverfreien Sättigungsspektroskopie wird die Dopplerverbreiterung verringert, in dem der Laser in einen „pump“ und einen „probe“ Strahl aufgeteilt wird. Beide Strahlen sind nur mit Atomen gleichzeitig auf Resonanz für deren Bewegung $v_L = 0$ gilt, woraus folgt, dass die Strahlen auf die selbe Atomgruppe wirkt [17]. Da der „pump“ Strahl mehr Leistung als der „probe“ Strahl besitzt, wird der Großteil der Atome durch den „pump“ Strahl angeregt. Der „probe“ Strahl kann somit auf seinem Weg durch die Zelle seltener absorbiert werden und es ergeben sich an den Resonanzstellen der Atome Transmissionsmaxima, die als Lamb-Dips bekannt sind. Ein anderer Fall, bei dem Transmissionsmaxima auftreten, sind die Crossover Dips. Hier sind die v_L der Atome genau so groß, dass die Rotverschiebung des „pump“ Strahl dieselbe Resonanz anregt wie die Blauverschiebung des „probe“ Strahl und umgekehrt. Die Atome der Geschwindigkeitsklasse v_L absorbieren wieder zum Großteil den „pump“ Strahl, was dazu führt, dass der „probe“ seltener absorbiert wird von den Atomen der Geschwindigkeitsklasse $-v_L$ und somit ein Transmissionsmaxima entsteht. Sind die beiden Strahlen nicht resonant, haben diesen keinen Einfluss aufeinander, da sie mit anderen Geschwindigkeitsklassen interagieren.

2.3 Fabry-Pérot-Interferometer

Das Fabry-Pérot-Interferometer, von nun an kurz FPI, besteht im einfachsten Fall aus zwei teildurchlässigen planparallelen Spiegeln, welche sich gegenüber stehen und einen bestimmten Abstand besitzen [18]. Laserlicht transmittiert durch den ersten Spiegel und ist dann

im FPI. Im FPI wird daraufhin ein Teil transmittiert und ein Teil reflektiert, wie viel genau transmittiert bzw. reflektiert wird hängt von den Spiegeln ab. Der transmittierte Anteil interferiert mit den anderen Strahlen, die nach weiteren Reflektionen aus dem FPI austreten und dadurch einen Gangunterschied aufweisen. Bei festen Spiegeln werden nur bestimmte Frequenzen unter bestimmten Einfallswinkeln transmittiert.

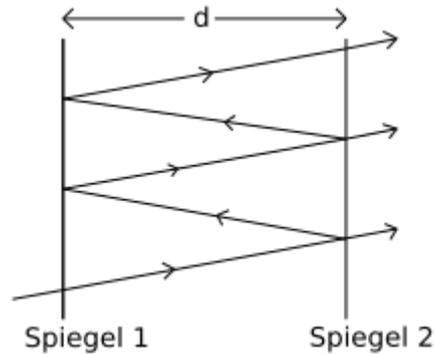


Abbildung 2: Schematischer Verlauf der Laserstrahlen beim Einfall in ein FPI der Länge d unter einem Winkel.

Das hat zur Folge, dass ein rundes Interferenzmuster entsteht, was in Abbildung 2 veranschaulicht wurde. Das typische Transmissionsbild des FPI bei Betrieb durch einen Laser ist in Abbildung 3 zu sehen. Die Peaks sind äquidistant voneinander entfernt und besitzen die selbe Amplitude, wobei im realen Fall meistens noch Nebenmaxima zu sehen sind, welche durch die Interferenz weiterer Moden im FPI entstehen und nicht über Änderung des Aufbaus unterdrückt werden können.

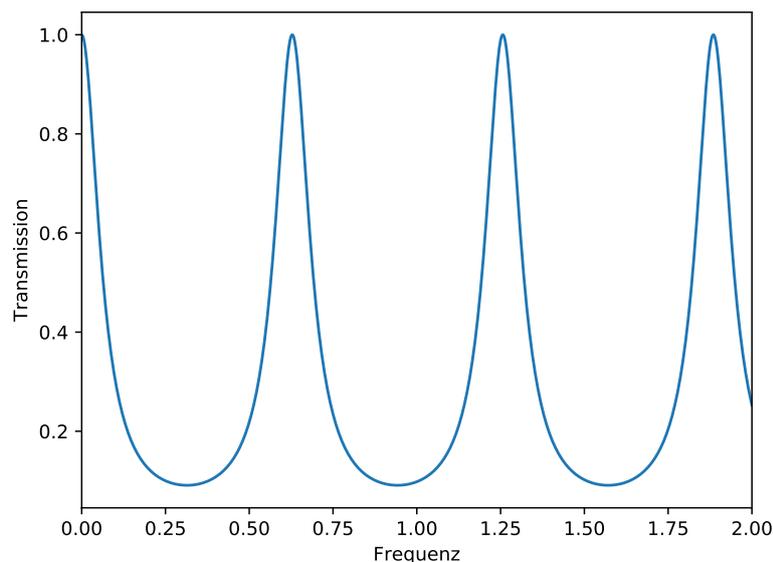


Abbildung 3: Typisches Transmissionspektrum auf einer Photodiode nach einem FPI, durch Betrieb eines Lasers.

Das FPI wird durch zwei Größen charakterisiert, durch die Finesse \mathcal{F} und den freien Spektralbereich ν_F . Die Herleitung beider Größen sind in [19] gegeben. Die Finesse lässt sich durch

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - |r_1 r_2|}, \quad (2.5)$$

berechnen, wobei r_1 der Amplitudenreflexionsgrad des ersten Spiegels ist und r_2 das Gleiche des zweiten Spiegels. Sie ist ein Parameter zur Bestimmung der Qualität des FPI, genauer genommen gibt sie das Verhältnis von freiem Spektralem Bereich zu der Halbwertsbreite des Cavity Peaks an und liegt im Allgemeinen in der Größenordnung von 30 [20]. Der freie Spektralbereich eines Vakuum gefüllten FPI ist durch die Formel

$$\nu_F = \frac{c}{2d} \quad (2.6)$$

gegeben, wobei c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, d der Abstand der Spiegel des FPI, in Abbildung 2 zu sehen, und ν_F der freie Spektrale Bereich ist. Er ist durch den Aufbau des FPI bestimmt und lässt sich während der Benutzung variieren, sofern die Spiegel des FPI beweglich gelagert werden. Die Bewegung der Spiegel erfolgt z.B. durch sogenannte Piezo-Treiber, deren Auslenkung und somit der Abstand der Spiegel durch die angelegte elektrische Spannung gesteuert werden kann.

Wichtig für den Aufbau sind die FPI, da ich eine sogenannte ULE-cavity verwende, was für „Ultra Low Expansion“ steht. Diese ist ein besonders genaues FPI, welches in meinem Fall einen freien Spektralen Bereich von $\nu_F = 1,5$ GHz und eine Finesse von ungefähr $\mathcal{F} = 15000$ besitzt. Dies wird dadurch erreicht, dass der erste Spiegel der ULE konkav in Richtung des zweiten Spiegel ist, anstatt planar. Die Brennweite der Linse, als auch der Abstand von Linse zum planaren Spiegel, muss dazu so ausgewählt werden, dass der Strahl auf den planaren Spiegel fokussiert wird [21].

2.4 Frequenzstabilisierung eines Lasers

Die Frequenzstabilisierung (von nun an kurz: Stabilisierung) eines Lasers wird benutzt, wenn die Frequenz eines Lasers besonders stabil bleiben soll, da diese aufgrund von Stromstärke- und Temperaturfluktuationen driftet. Hierfür gibt es verschiedene Methoden, diejenige die in dieser Arbeit benutzt wurde, ist die „side-of-fringe“ Stabilisierung [1]. Nötig dafür ist ein funktionierender Feedback-loop, was bedeutet, dass das Lasersignal, welches an der ULE gemessen wird, über einen PID-controller, welcher die Stabilisierung durchführt, wieder an den Laser gegeben wird und dessen Parameter anpasst, in diesem Fall die Stromstärke der Laserdiode. Ein PID-controller ist ein elektronischer Regler, der ein einkommendes Signal auf Null reguliert, indem er die Parameter des zu stabilisierenden Geräts anpasst [22], genaueres in Kapitel 4.3.2. Das Grundprinzip der „side-of-fringe“ Stabilisierung basiert darauf, dass bei einer Flanke eines Cavity Peaks jeder Frequenz eine Intensität zugeordnet werden kann. Dieses Verhalten wird bei der „side-of-fringe“ Stabilisierung ausgenutzt, da hierbei der PID versucht immer konstant bei einer Intensität in der Mitte der Flanke zu sein, was zu einer stabilen Frequenz führt. Der Mittelpunkt der Flanke wird verwendet, da die Flanke als lineare Steigung approximiert werden kann, im Vergleich dazu kann die Spitze des Peaks

quadratisch approximiert werden, woraus resultiert das kleine Änderungen in der Frequenz eine große Intensitätsänderung hervorruft. Bei der Flanke führt eine kleine Änderung der Frequenz durch ihre lineare Approximation nur zu einer kleinen Änderung der Intensität, was ein Vorteil gegenüber der Spitze ist. Nachteil an dieser Methode im Allgemeinen ist, dass Intensitätsfluktuationen des Lasers die Frequenz verändern, ohne dass die Stabilisierung darauf reagieren kann.

2.5 Messen der Stabilität eines Lasers

Die ausführliche Beschreibung der Funktionsweise des Aufbaus zur Messung der Stabilität ist in [23] zu finden. Es wird das Selbst-Heterodyn-Verfahren verwendet, das auf Intensitätsmodulation durch Phasen- bzw. Frequenzveränderungen basiert. Dazu wird der zu untersuchende Laser in zwei Strahlen aufgespalten und der eine Teilstrahl verzögert. Anschließend werden beide Strahlen wieder zusammengeführt. Die Verzögerung sollte so groß sein, dass die Strahlen nicht mehr korreliert sind, also größer als die Kohärenzzeit ist. Die Kohärenzzeit gibt das maximale Zeitintervall an, in dem der Gangunterschied zweier Strahlen weniger als π beträgt [10]. Mit Zusammenführen der Strahlen entsteht durch Interferenz ein Schwebungssignal, welches mit einer Fourier-Transformation ausgewertet werden kann. Hier lässt sich eine Linienbreite bestimmen, welche ein Maß für die Stabilität ist. Je breiter, desto instabiler die Stabilisierung. Eine zusätzliche Verbesserung die noch gemacht wurde, ist der Einbau eines AOM. Dieser wurde eingebaut um das entstehende Schwebungssignal auf der Frequenzachse von der Null weg zu verschieben, da bei $f = 0$ immer eine schlechte „Signal-to-noise ratio“ zu beobachten ist.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Überblick

In diesem Kapitel soll der Versuchsaufbau und die verwendeten Techniken erklärt werden. Zusätzlich wird noch gezeigt was in der Zukunft für das Projekt geplant ist.

3.2 Design des optischen Tisches

Das Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines stabilisierten Masterlasers, welcher zur Stabilisierung anderer Laser über Transfercavities, benutzt werden kann. Dafür stand ein ganzer optischer Tisch zur Verfügung. Zunächst habe ich einen Plan für den ganzen Tisch erstellt, dieser ist in Abbildung 4 zu sehen.

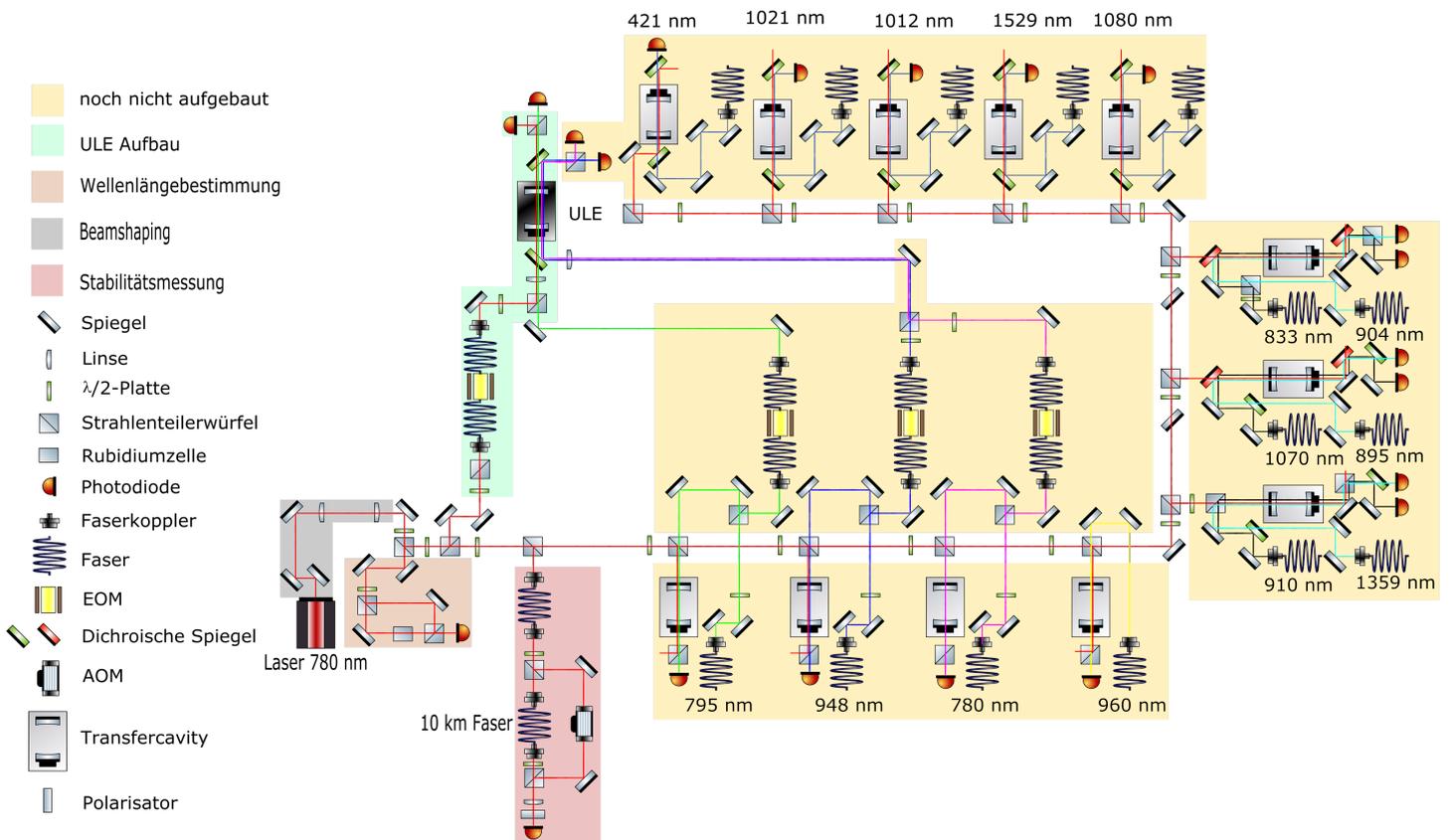


Abbildung 4: Schematischer Aufbau der aufgebauten Optiken auf dem zur Verfügung stehenden optischen Tisch.

Alle verwendeten Teile bis auf die 10 km Faser sind auf die Wellenlänge 780 nm optimiert. Der Masterlaser ist ein DL pro 780 von TOPTICA Photonics AG Version 03, produziert in Gräfelfing, mit einer Standard Wellenlänge von 780,24 nm, einer maximalen Leistung von

83,6 mW und einem Tuning-Bereich von 758,8 nm bis 795,6 nm.

3.3 Geplanter Bereich

Der gelbe Bereich in Abbildung 4 ist nur geplant und konnte bisher nicht aufgebaut werden, da die Spiegel für die Transfercavities noch nicht geliefert wurden und diese somit noch nicht aufgebaut werden konnten. Es wird vorgesehen, in diesem Bereich alle Laser die stabilisiert werden sollen mittels Transfercavities zu stabilisieren. Dabei gibt der 780 nm Masterlaser ein Referenzsignal auf die Transfercavity, an dem die anderen Laser stabilisiert werden können. Der 795 nm, der 948 nm Laser und ein weiterer 780 nm Laser sollen ebenfalls in die ULE gekoppelt werden.

3.4 Beamshaping

Der Beamshaping Bereich besteht aus drei Spiegeln und zwei Zylinderlinsen mit einer Brennweite von 150 mm und einem Abstand von 20,2 cm. Die Spiegel werden zum Umlenken des Strahles benutzt, das gilt auch für alle nachfolgende Spiegel. Dieser Bereich dient dazu, die Mode des Lasers möglichst gaußförmig zu machen. Moden sind die Profile des Laserstrahls, die konstant sind auch wenn der Laserstrahl vergrößert werden sollte [19]. Diese werden dadurch die Hermite-Gauß-Funktion beschrieben, die Gaußmode ist hierbei der fundamentale Fall. Ihr Profil sieht punktförmig aus und die Intensitätsverteilung ist gaußförmig, daher der Name.

3.5 Absolute Wellenlängenreferenz

Eine absolute Wellenlängenreferenz ist für jedes Experiment wichtig, da es nötig ist, genau zu wissen bei welcher Wellenlänge sich der verwendete Laser befindet, da Messgeräte nur bestimmt genau und möglicherweise fehlerbehaftet sind.

Der Bereich zur Wellenlängenbestimmung besteht aus zwei Strahlteilerwürfeln, einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, einer heizbaren Rubidiumzelle, einer Photodiode und vier Spiegeln. Die Rubidiumzelle wird über eine Scheibenheizung geheizt, um die optische Dichte des Rubidiumgases zu erhöhen und damit die Stärke der Absorption anzupassen. Das Rubidium wurde genutzt um eine absolute Wellenlänge Referenz zu besitzen, da natürliches Rubidium bei 780,24 nm einen Übergang vom $5^2S_{1/2}$ Grundzustand in den $5^2P_{3/2}$ Zustand besitzt, auch D2-Übergang genannt, der sehr gut bekannt und ausgemessen ist. Dieser Übergang zeichnet sich durch vier Absorptionspeaks aus, die durch Absorptionsspektroskopie sichtbar gemacht werden können, zu sehen in Abbildung 6. Der obere Strahlteilerwürfel ist für die dopplerfreie Spektroskopie zum Aufteilen in „pump“ und „probe“ Strahl. Der zweite Strahlteilerwürfel ist für die Überlagerung der eben genannten Strahlen. Die Photodiode wird, zur Verminderung von äußeren Einflüssen, z.B. Raumlicht, mit einem Bandpassfilter ausgestattet. Dieser

Bandpassfilter lässt von 770 nm bis 790 nm alle Lichtwellen durch, blockiert aber die Restlichen.

3.6 ULE Aufbau

Der ULE Aufbau besteht aus drei normalen Spiegeln, zwei Dichroischen Spiegeln, drei Strahlteilerwürfel, zwei Faserkoppler, zwei Fasern, einem EOM, zwei $\frac{\lambda}{2}$ -Platten, einer Linse, einer Photodiode und der ULE. Der EOM ist der PM785 produziert von JENOPTIK Optical Systems GmbH in Jena. entwickelt wurde der EOM für eine Wellenlänge von 785 nm, da diese sowohl 780 nm als auch 795 nm funktionieren sollten. Die Fasern des EOM sind an diesem festverbunden und polarisationserhaltend. Der Strahlteilerwürfel, der vor dem EOM steht, ist zum Einstellen der richtigen Polarisation für den EOM und lässt sich um die Achse des Laserstrahls drehen. Der Auskoppler besitzt eine Brennweite von 8 mm, der Einkoppler besitzt eine Brennweite von 6,24 mm. Die vor dem Strahlteilerwürfel stehende $\frac{\lambda}{2}$ -Platte wird zur Optimierung der in die Faser gehenden Leistung benutzt. Vor der ULE steht eine Linse mit einer Brennweite von 500 mm, deren Fokus auf dem konkaven Spiegel der ULE liegt. Der Strahlenteiler vor der ULE dient zur Überlagerung des 780 nm und des 795 nm Strahls. Der Dichroische Spiegel vor der ULE dient zur Überlagerung von dem 780 nm und 795 nm Laser mit dem 948 nm Laser. Der Dichroische Spiegel hinter der ULE macht das Gegenteil zu dem Vorherigen, er trennt den 780 nm und 795 nm Laser von dem 948 nm Laser. Der Strahlenteiler hinter der ULE trennt den 780 nm Laser vom 795 nm Laser. Die Photodiode zum Messen des Signal der ULE vom 780 nm Laser, wird mit einem Bandpassfilter, dessen Bandpass 780 ± 10 nm beträgt, ausgestattet. Der Aufbau der ULE wurde nicht verändert. Sie wird auf eine Temperatur von $35,0$ °C aktiv stabilisiert und ist mit Styropor isoliert.

3.7 Stabilitätsmessung

Die Stabilitätsmessung erfolgt mit einem Aufbau, welcher in [23] genauer erklärt wird. Wie der Laser stabilisiert wird, soll später behandelt werden. Der Aufbau besteht aus einer Faser mit Koppler die zu dem Aufbau hinführt. Hier wurde eine Multimode Faser benutzt, da es keine Ansprüche an diese gab. Nachdem der Strahl ausgekoppelt wird, wird er mithilfe eines Strahlteilerwürfels und einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, in zwei Strahlen aufgeteilt. Einer der Strahlen geht durch einen AOM hindurch auf den zweiten Strahlteilerwürfel, der andere Strahl geht durch die 10 km Faser auf den gleichen Strahlteilerwürfel, sodass sich beide Strahlen überlagern. Da die 10 km Faser eine Singlemode Faser ist, wird eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte nach dieser benötigt um die Polarisationsdrehung zu kompensieren. Ein Nachteil dabei war, dass die Faser nicht für eine Wellenlänge von 780 nm optimiert ist, sondern für 1359 nm und dadurch ein Abfall an Leistung von circa 31,5 dBm gemessen werden konnte. Nach dem Strahlteilerwürfel folgt noch eine Linse mit einer Brennweite von 200 mm, welche die Strahlen auf die folgende Photodiode fokussiert. Zusätzlich steht vor der Photodiode ein um die Strahlenachse rotierbarer Strahlteilerwürfel, welcher als einstellbarer Polarisator dient. Dieser wird dazu genutzt, um die Anteile des AOM-Strahls und des Faser-Strahls zu regulieren.

Da die Polarisierung beider Strahlen senkrecht aufeinander steht, da der Faser-Strahl durch den Strahlteilerwürfel transmittiert und der AOM-Strahl am Strahlteilerwürfel reflektiert wird, lassen sich die Anteile der beiden Strahlen durch Rotieren des Strahlteilerwürfel um die Achse des Laserstrahls regulieren. Die Photodiode wird mit dem selben Bandpassfilter ausgestattet wie die Bisherigen.

4 Messungen

4.1 Wellenlängenbestimmung

4.1.1 Überblick

Da der Laser zunächst verstellt war, musste dieser auf die richtige Wellenlänge eingestellt werden. Als absolute Wellenlängenreferenz wurde der Rubidium Übergang von dem $5^2S_{1/2}$ in den $5^2P_{3/2}$ Zustand benutzt, da dieser in dem Wellenlängenbereich liegt und gut vermessen ist. Der Übergang wurde einmal mit Absorptionsspektroskopie und einmal mit dopplerfreien Sättigungsspektroskopie aufgenommen.

4.1.2 Absorptionsspektroskopie

Die Absorptionsspektroskopie wurde mittels dem in Abbildung 5 skizzierten Aufbau durchgeführt. Da die Dopplerfrei Sättigungsspektroskopie nach der Absorptionsspektroskopie durchgeführt wurde, wurde der Aufbau nach der Absorptionsspektroskopie durch zwei Strahlteilerwürfel und eine $\lambda/2$ -Platte erweitert. Die Referenzzelle ist mit natürlich zusammengesetztem Rubidium gefüllt, besteht somit zu 72,17 % aus Rubidium 85 und zu 27,83 % aus Rubidium 87 [24]. Der Laser wurde so gelenkt, dass dieser durch die Zelle transmittiert, auf die dahinter stehende Photodiode. Das sich daraus ergebende Spektrum ist in Abbildung 6 zu sehen.

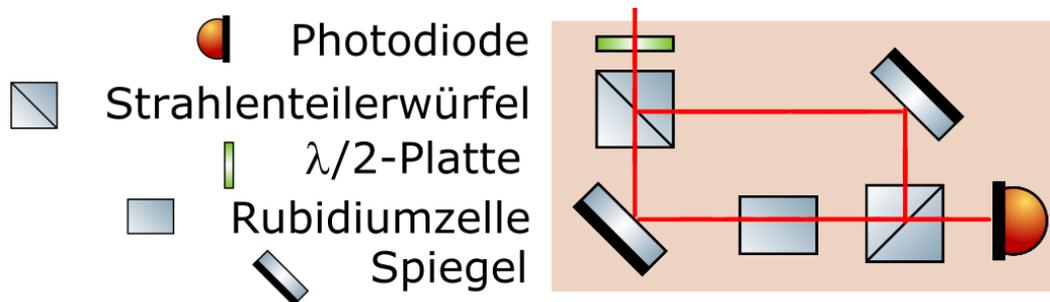


Abbildung 5: Vergrößertes Bild des schematischen Aufbaus der Wellenlängenbestimmung.

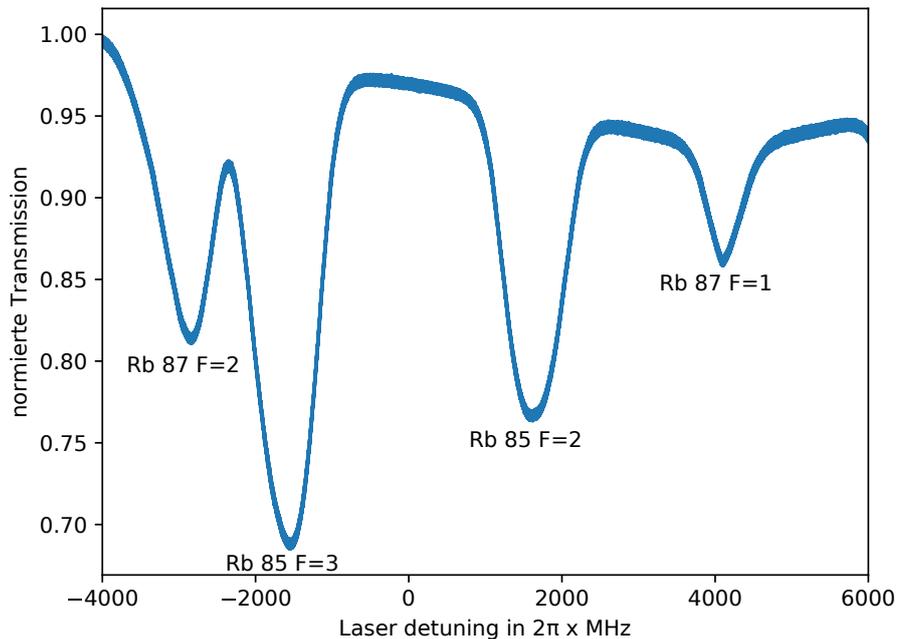


Abbildung 6: Spektrum des Rubidiumübergangs mit Absorptionsspektroskopie.

Es sind insgesamt vier Peaks zu sehen, wobei zwei Peaks vom Rubidium 85 stammen und die anderen zwei vom Rubidium 87. Dies sind die Absorptionspeaks die typisch für natürliches Rubidium sind und als absolute Wellenlängenreferenz dienen.

4.1.3 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Um eine noch genauere absolute Wellenlängenreferenz zu besitzen, wurde die dopplerfrei Sättigungsspektroskopie durchgeführt. Dazu wurde das Setup wie bereits erwähnt durch zwei Strahlteilerwürfel und eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, wie in Abbildung 5 zu sehen ist, erweitert. Die Strahlteilerwürfel werden so eingebaut, dass sich die beiden Strahlen beim Durchgang durch die Rubidiumzelle genau überdecken. Die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte diente dazu die Leistung des „pump“ und des „probe“ Strahl zu regulieren. Der „pump“ Strahl hat in dem Aufbau eine Leistung von 1 mW, der „probe“ Strahl eine Leistung von 0,1 mW. Zusätzlich musste ein Widerstand vor das Oszilloskop als Abschlusswiderstand geschaltet werden, da durch diesen die Bandbreite vergrößert werden kann, so dass die Lamb-Dips zu sehen sind. Das dopplerfreie Spektrum ist in Abbildung 7 zu sehen.

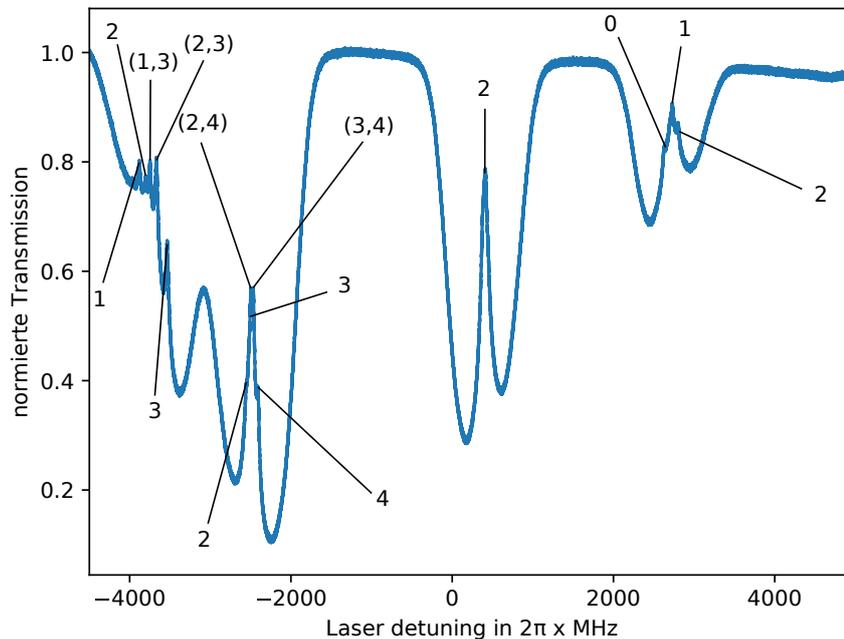


Abbildung 7: Dopplerfreies Sättigungsspektrum von natürlich zusammengesetztem Rubidium mit eingezeichneten Hyperfeinübergängen. Eine einzelne Zahl bedeutet, dass der Lamb-Dip von dem Hyperfeinübergang kommt. Zwei Zahlen in einer Klammer bedeutet, dass das ein Crossover Dip dieser beider Übergänge ist. Beim Rb 85 $F=2$ Übergang ist es nicht sicher, welcher Dip es ist, der angegebene ist nur eine Vermutung.

Die Hyperfeinstrukturübergänge lassen sich über die Dipolwahlregel der Hyperfeinstruktur bestimmen. Diese lautet $\Delta F = 0, \pm 1$, wobei der Übergang $F=0 \Rightarrow F'=0$ nicht erlaubt ist [25]. Die Crossover Dips entstehen, wenn zwei Lamb-Dips, aus dem selben Grundzustand kommen und deren Frequenz sich um weniger als die Dopplerverbreiterung unterscheiden. Der Mechanismus der Crossover Dips ist, dass der „pump“ Strahl mit einer Gruppe Atome mit der Geschwindigkeit v_L und $-v_L$ interagiert und diese den Laser blau- bzw. rot verschoben sehen. Mit dem „probe“ Strahl passiert das Gleiche, nur ändern sich die Vorzeichen im Vergleich zum „pump“ Strahl. Das hat zur Folge, dass bei einer Frequenz beide Strahlen mit Atomen einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse auf Resonanz sind und dadurch bei

$$f_c = \frac{f_1 + f_2}{2} \quad (4.1)$$

ein zusätzlicher Dip auftritt. Das passiert, da der „pump“ Strahl durch seine Blauverschiebung die Atome pumpt, die der „probe“ Strahl durch seine Rotverschiebung pumpen würde und der letztere nun ungehindert durch die Rubidiumzelle transmittieren kann, wodurch ein Transmissionsmaxima entsteht [17].

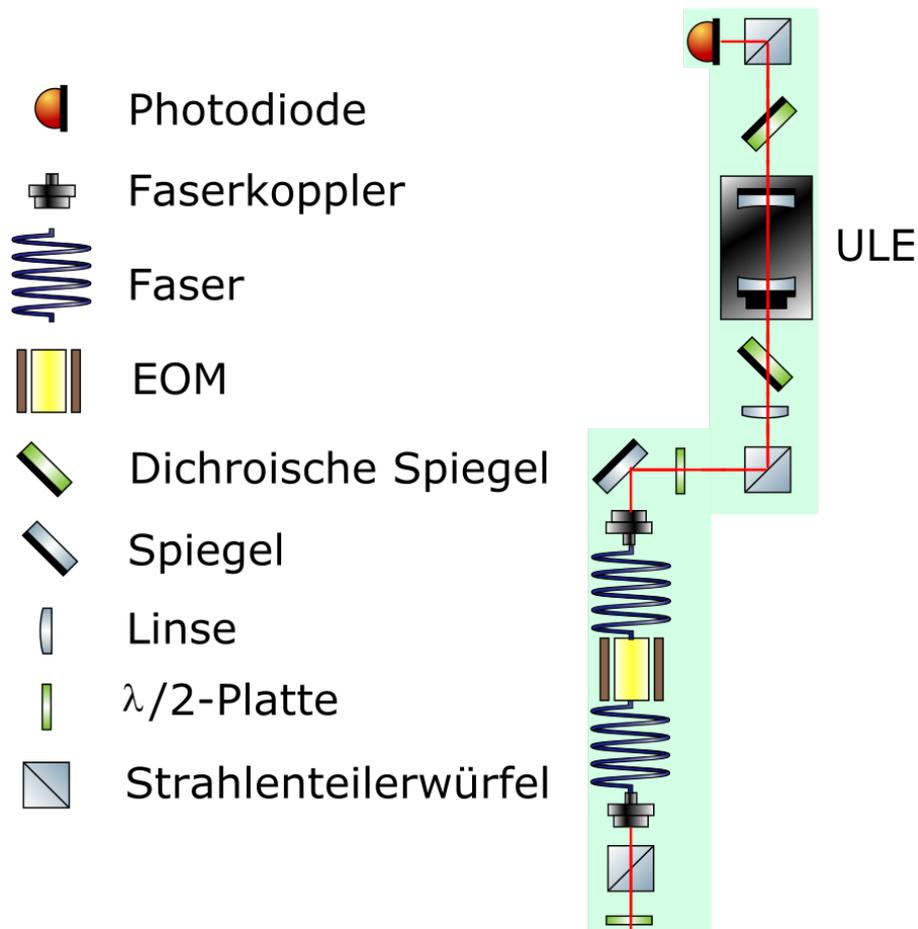


Abbildung 8: Vergrößertes Bild des schematischen Aufbaus der ULE.

4.2 Aufbau der ULE

4.2.1 Überblick

Der Masterlaser wird in einen EOM gekoppelt und von diesem aus in die ULE gekoppelt. Dieses Signal wird danach optimiert, dass die Signale abgesehen von der nullten Ordnung möglichst weit unterdrückt werden. Anschließend wird der EOM angeschlossen und charakterisiert.

4.2.2 ULE

Da die ULE schon vorher benutzt wurde und ein noch funktionierender Aufbau zum Überlagern der Strahlen existierte, wurde dieser übernommen. Der Aufbau ist in Abbildung 8 zu sehen. Zuerst wurde der Masterlaser über Fasern auf den EOM gegeben. Dabei musste darauf geachtet werden, dass die Fasern Polarisationserhaltend zu koppeln sind und somit die Polarisation in einer bestimmten Richtung sein muss, damit der EOM funktioniert. Aus dem EOM führte eine weitere Faser heraus, welche ausgekoppelt wurde. Die Auskoppelin-

se wurde so gewählt, dass der Strahl den perfekten Durchmesser für die ULE besitzt. Der Durchmesser lässt sich über den „mode-field-diameter“, der Brennweite des Auskopplers und der Wellenlänge berechnen zu 1,89 mm. Der Dichroische Spiegel wurde so gewählt, dass der 948 nm Laser reflektiert und die anderen transmittiert werden.

Zwischendurch stand zwischen der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und dem Strahlteilerwürfel eine $\frac{\lambda}{4}$ -Platte, ein Strahlteilerwürfel und eine zusätzliche Photodiode. Diese wurden benutzt um die Reflektion der ULE aufzunehmen, um mit dieser die Stabilisierung durchzuführen. Da der Aufbau allerdings durch den Einbau der $\frac{\lambda}{4}$ -Platte große Verluste hatte, wurde die Stabilisierung mit der Transmission der ULE durchgeführt. Die $\frac{\lambda}{4}$ -Platte verändert die Polarisation des Masterlasers so, dass die Reflektion der ULE auf die zweite Photodiode reflektiert werden kann. Dies hat zur Folge, dass beim restlichen Verlauf des Masterlasers die Polarisation nicht linear, sondern elliptisch ist und bei Durchgängen durch Strahlteilerwürfel immer Leistung verloren geht.

Um auf die ULE zu koppeln wurde wie folgt vorgegangen. Als erstes wurde danach geschaut, dass die Reflektion der ULE exakt gleich wie der Laser verläuft. Dazu wurde an zwei Stellen, vor dem Dichroischen Spiegel und am Auskoppler, nachgeschaut, wie die Reflektion mit dem Laser überlappt und dann entsprechend nachjustiert. Die beiden Punkte wurden gewählt, da sie den größten Abstand besitzen und relativ gut erreichbar waren. Es wurde am Spiegel und am Auskoppler solange nachjustiert, bis es nicht mehr möglich war, die Genauigkeit zu verbessern. Anschließend wurde die Photodiode mit einer USB-Kamera ausgetauscht, um die Transmission durch die ULE zu beobachten. Dabei wurde die ULE weiter angepasst, indem versucht wurde, das Bild der Kamera zu einem kreisförmigen Punkt zu optimieren. In der Realität ließ sich das mit dem Masterlaser nicht einstellen, es waren immer Störungen mit dabei. In Abbildung 9 ist ein Foto zu sehen, in dem die Transmission der ULE erkennbar ist.

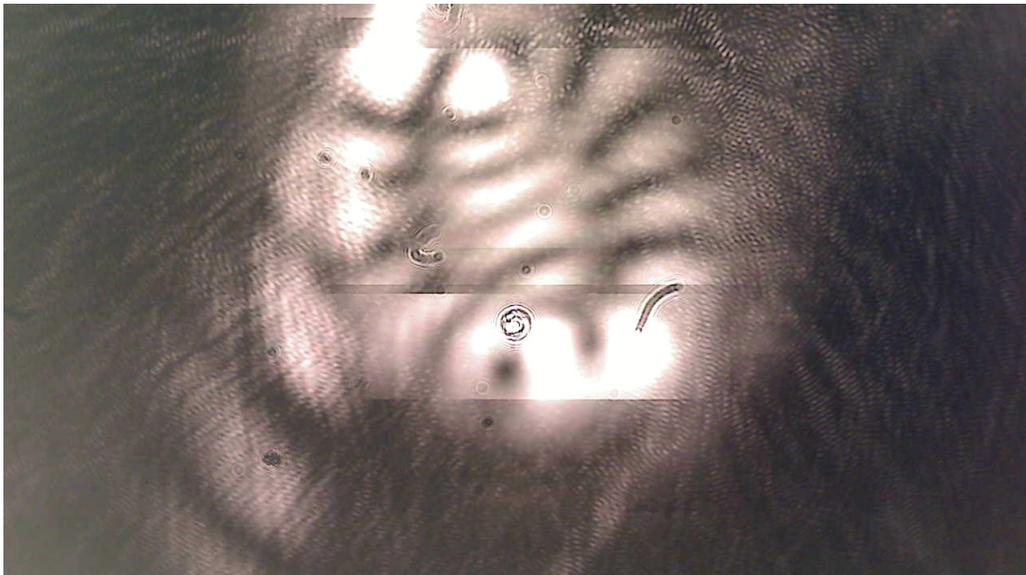


Abbildung 9: Foto der Transmission der ULE, aufgenommen mit einer USB-Kamera. Es sind Bildartefakte zu erkennen, die vermutlich auf die verschmutzte Linse der Kamera zurückzuführen sind.

Eine wichtige Anmerkung ist, dass das Foto nach dem Aufbau der Frequenzstabilisierung aufgenommen wurde und somit durch das Rauschen, das im nächsten Kapitel besprochen wird, beeinflusst wurde.

Wie in Abbildung 9 zu sehen, ist das ankommende Transmissionssignal annähernd punktförmig. Die Störungen kommen einerseits davon, dass es nicht möglich ist, mit der ULE nur die Gaußmode zu selektieren, andererseits wurde das Bild nach der Stabilisierung des Masterlasers aufgenommen, bei deren Prozess die ULE ebenfalls etwas verstellt wurde, sodass scheinbar möglichst gutes Signal zur Stabilisierung ergibt. Falls man sich das Signal in Videoform anschaut, ist festzustellen, dass das Bild sich periodisch zeitlich verändert. Das liegt daran, dass der Laser scannt, die Frequenz des Lasers sich mit der Zeit verändert und sich dadurch die Transmission der ULE ändert.

Anschließend wurde das Transmissionssignal der ULE mit einer Photodiode aufgenommen und mit einem Oszilloskop untersucht. Als erstes wird versucht, mittels des Spiegels und dem Auskoppler das Signal der ULE so einzustellen, dass einzelne Peaks zu erkennen sind. Danach wird versucht, den Peak nullter Ordnung zu finden. Sobald dieser identifiziert wurde, kann begonnen werden, die anderen Ordnungen zu unterdrücken. Dazu werden der Spiegel und der Auskoppler systematisch nachgestellt, bis ein optimales Ergebnis erzielt wurde. Bei mir ließen sich die Peaks größerer Ordnungen nicht komplett unterdrücken, vor allem der in Abbildung 10 sichtbare Peak bei ungefähr 0 GHz, konnte nicht vollständig unterdrückt werden.

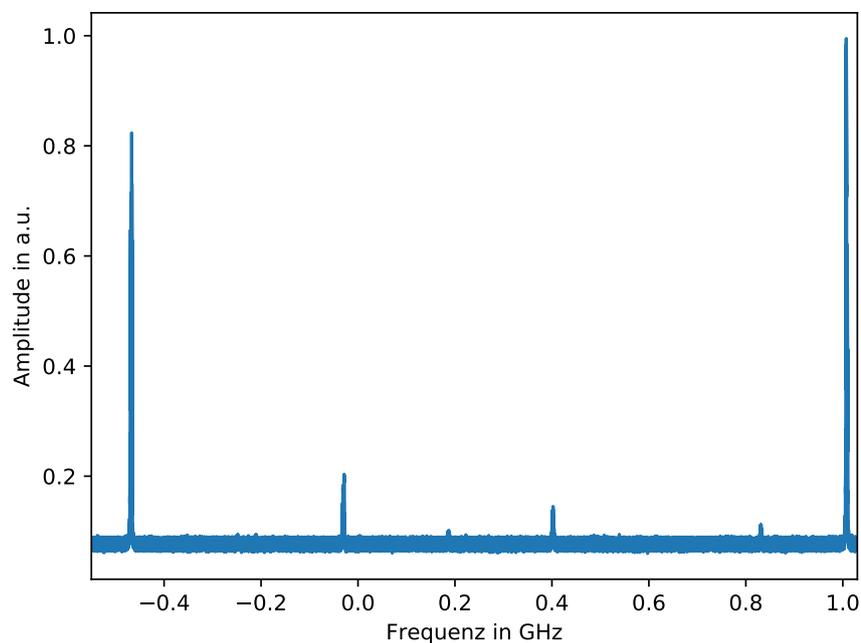


Abbildung 10: Transmissionssignal der ULE. Die zwei großen äußeren Peaks sind beide Peaks der nullten Ordnung. Die unterschiedliche Höhe ist darauf zurückzuführen, dass die Signale der ULE nicht zeitlich konstant waren und sehr geschwankt haben.

Da das Oszilloskop das Signal der ULE nicht konstant anzeigen konnte, war eine optimale Einstellung dieser schwierig. Die zeitliche Instabilität könnte an Leistungsfluktuationen des Masterlasers oder an einer zu geringen Bandbreite der Photodioden liegen.

4.2.3 EOM

Da die Stabilisierung in Zukunft mit Pound-Drever-Hall stattfinden soll, wurde ein EOM vor die ULE gebaut. Dieser sollte die für die Stabilisierung nötige Seitenbänder erzeugen. Da dieser schon gekoppelt war, musste nur ein Frequenzgenerator an den EOM angeschlossen werden, um den EOM zu betreiben. An dem Frequenzgenerator wurde eine Sinusspannung mit einer Frequenz von 50 MHz angeschlossen. Als „optimale Parameter“ wurde eine Amplitude von $4,0 V_{p-p}$ bestimmt und der Offset wurde auf 0 V eingestellt, da dieser durch die AC-Kopplung des EOM keinen Einfluss auf die Modulation hat. Das sich ergebende Bild sind Seitenbänder, die einen Abstand von 50 MHz zu den Peaks benachbarter Ordnungen besitzen und mit zunehmender Spannung am EOM größer werden. Diese sind symmetrisch um die ULE Peaks verteilt. In Abbildung 11 ist der ULE-Peak nullter Ordnung zu sehen.

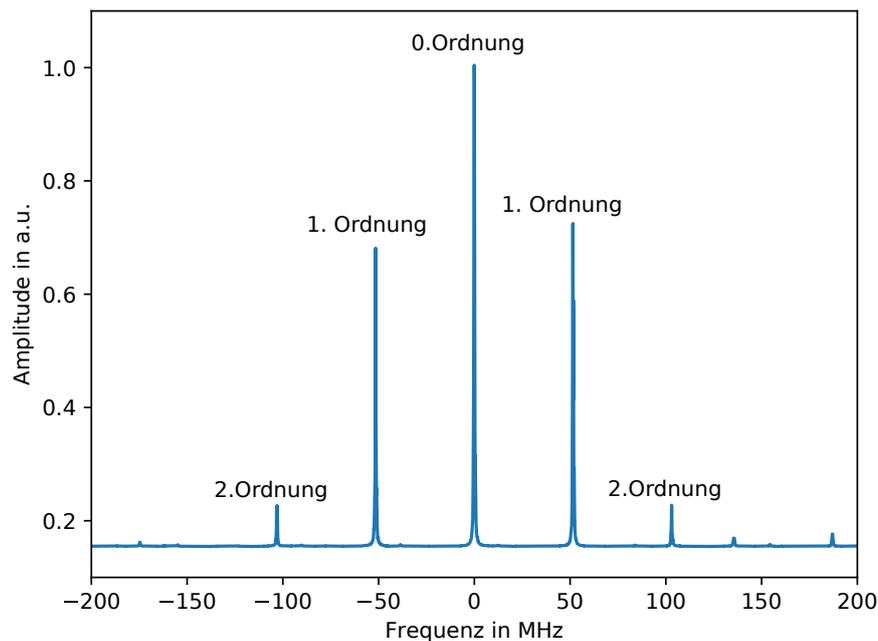


Abbildung 11: Signal des EOM um die nullte Ordnung der ULE. Die Spannung, die für dieses Bild eingestellt wurde, beträgt $4,0 V_{p-p}$.

Anschließend wurde versucht, die Halbwellenspannung zu bestimmen. Dazu wird ausgenutzt, dass bei der Halbwellenspannung eine Polarisationsdrehung von 90° stattfindet. Somit sollte an dem Stahlteilerwürfel die ganze Leistung abfallen und folglich auf der ULE kein Signal erkennbar sein. Dieser Fall ist bei mir nicht eingetreten, egal wie viel Spannung an den EOM angelegt wurde. Die Leistung, die in die ULE gekoppelt wurde, war durchge-

hend konstant. Das Einzige was sich geändert hat, waren die Amplituden der Seitenbänder. Diese wurden mit zunehmender Spannung, wie erwartet, größer. Der Grund, warum die Polarisationsdrehung nicht stattgefunden hat, ist unbekannt. Ein technischer Defekt des EOM ist unwahrscheinlich, da dieser ansonsten korrekt funktioniert hat. Dass die Polarisation der Faser nicht korrekt gekoppelt war, ist auch auszuschließen, da der EOM mit falsch gekoppelter Polarisation das Signal nicht modulieren kann, was allerdings funktioniert und in Abbildung 11 zu sehen ist.

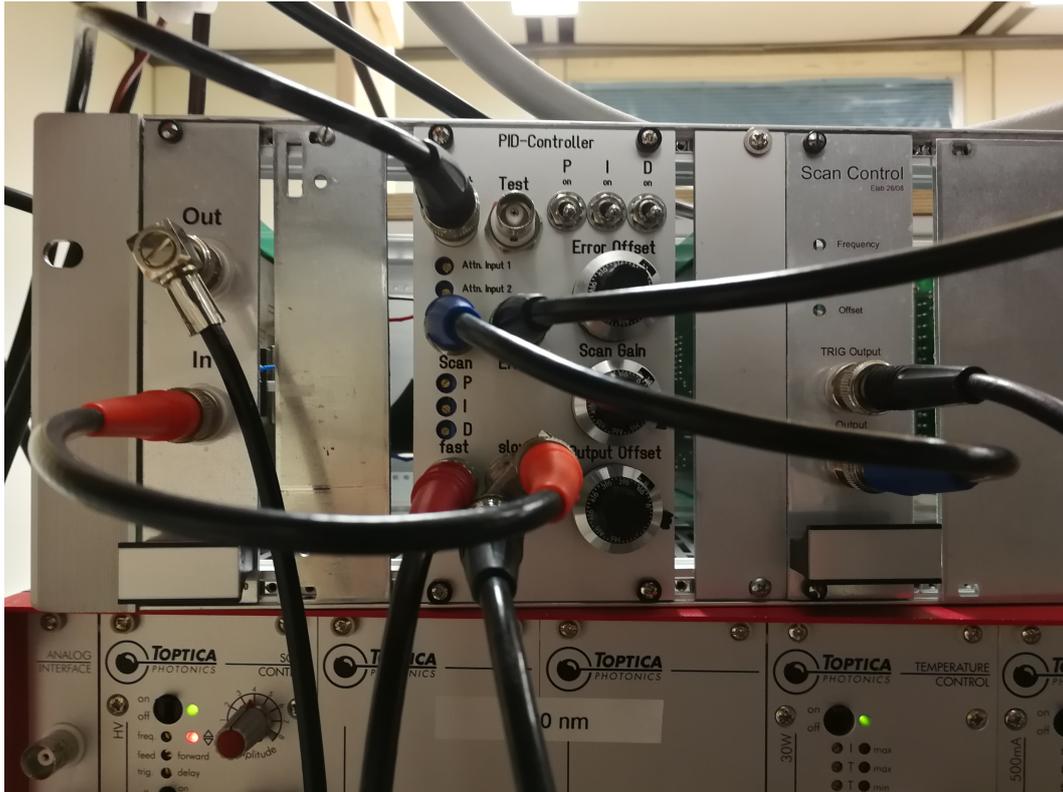


Abbildung 12: Bild des PID-controller, Scan-Moduls und wie diese verkabelt sind. Rechts ist das Scan-Modul und in der Mitte der PID-controller zu sehen. Links ist das Modul zu sehen, das das Signal des Fast Output so umwandelt, dass der Laser es verwenden kann.

4.3 Stabilisierung und Stabilitätsmessung

4.3.1 Überblick

Der Masterlaser wird über die „side-of-fringe“ Stabilisierung stabilisiert. Der verantwortliche Prozess dafür wird über einen PID-controller gesteuert. Die darauffolgende Stabilitätsmessung wird über das Selbst-Heterodyn Verfahren durchgeführt, dazu wird der in [23] beschriebene Aufbau verwendet.

4.3.2 Stabilisierung des Masterlasers

Der Masterlaser wird über die „side-of-fringe“ Stabilisierung stabilisiert. Dazu wird ein extra Scan-Modul und ein PID-controller benötigt. Der verwendete PID und dessen Aufbau ist in Abbildung 12 zu sehen. Das Scan-Modul gibt eine Dreiecksspannung und als Trigger eine Rechtecksspannung aus, wobei die Frequenz, die Amplitude und der Offset dieser veränderbar sind.

Der PID-controller ist ein Regler, welcher seinen Output an den Input anpasst und somit Veränderungen der Frequenz verhindert. Dazu wird ein Errorwert eingestellt, den der PID-

controller immer versucht zu erreichen, in diesem Fall Null. Das macht er mit drei Methoden [22], der „Proportional“ Methode, der „Integral“ Methode und der „Derivative“ Methode, welche alle den Input anders verarbeiten und den Output beeinflussen. Der „Proportional“ Anteil arbeitet über einen Proportional Faktor, der auf die Korrektur hinzu multipliziert wird und gegenwärtige Fehler reduziert. Der „Integral“ Anteil integriert den Input auf und passt dementsprechend den Output an, dieser korrigiert also vergangene Fehler. Der „Derivative“ Anteil extrapoliert den Input und versucht so, zukünftige Fehler zu korrigieren. Diese Anteile sind alle variabel und müssen je nach System eingestellt werden.

Der verwendete PID hat, wie in Abbildung 12 zu sehen, folgende Anschlüsse Input, Test, Scan, Error, Fast und Slow. Auf den Input, der obere linke Anschluss des PID-controller, wird das Signal gegeben, das stabilisiert werden soll, in meinem Fall das Signal der ULE. Der Test Output wurde nicht benutzt und soll auch nicht weiter erklärt werden. Auf den Scan, der mittlere linke Anschluss, wird das Signal geschickt, das den Scan des Lasers treibt, in diesem Fall der Output des Scan-Moduls. Der Error Output, der mittlere rechte Anschluss, gibt das Errorsignal des PID aus. Das Errorsignal ist die Differenz zwischen Errorwert und wirklichem Signal, das am Input ankommt [26]. Dieses wird auf ein Oszilloskop gegeben und nach diesem werden die Parameter angepasst. Der Fast bzw. Slow Output geben den Output, der auf den Masterlaser gegeben wird. Der einzige Unterschied ist, dass der Slow Output nur für niedrige Frequenzen verwendet werden kann. Der Fast Output wird direkt an den DC Modulation Input des Laser angeschlossen. Der Slow Output wird auf zwei Kabel aufgeteilt. Der eine geht auf das ein zusätzliches Modul, das den Output so umwandelt, dass das Laser Steuergerät mit dem Signal arbeiten kann. Der andere wird auf das Oszilloskop gegeben, auf dem auch schon das Errorsignal ist. Zusätzlich besitzt der verwendete PID-controller drei Potentiometer zur Veränderung des Error Offset, des Scan Gains und des Output Offset. Der Error Offset verändert den Errorwert, der Scan Gain verändert die Amplitude des Dreiecksignals des Scan und der Outputoffset verändert den Offset des Fast und Slow Output.

Die Stabilisierung eines Lasers mit der „side-of-fringe“ Stabilisierung kann nur funktionieren, wenn die „Signal-to-noise ratio“ hoch genug ist, dass der PID-controller das Signal vom Rauschen unterscheiden kann. Sind die Peaks der Cavity nicht über 100 mV, funktioniert die „side-of-fringe“ Stabilisierung im Allgemeinen nicht, da der PID nicht richtig mit dem Signal arbeiten kann.

Um das Signal zu stabilisieren, wird das Signal der ULE auf den Input gegeben, der Scan Output des Scan Moduls auf den Scan Input des PID-controller, der Fast Output über das extra Modul auf den Laser und geschaut, ob der Error Output ein Signal erzeugt. Der Output wird mit einem Oszilloskop angeschaut, das auf den Trigger Output des Scan-Moduls getriggert ist. Das Errorsignal sollte die gleiche Form wie der ULE Output besitzen. Sollte das Errorsignal nicht die selbe Form besitzen, muss entweder die Amplitude des ULE-Signals vergrößert werden, bei mir wurde das durch eine Verstärkung durch die Photodiode erreicht, oder der Abschlusswiderstand an einem der Eingänge, mit einem externen, parallelgeschalteten Widerstand angepasst werden. Auf dem Errorsignal sollten nun die Peaks der ULE zu sehen sein. Nun wird ein Peak nullter Ordnung ausgesucht und der Error Offset so eingestellt, dass die Null in der Mitte eines Peaks ist. Der Oszilloskop Offset muss dazu auch Null sein. Anschließend werden der Scan Gain, der Output Offset und alle Parameter des Scan-Modules so angepasst, dass der Peak nullter Ordnung zu sehen ist. Die Dreieckss-

pannung des Scan soll allerdings so flach wie möglich sein. Dazu stellt man den Scan Gain und den Output Offset als erstes so mittig wie möglich ein und verändert die Parameter des Scan-Moduls, da deren Reichweite größer ist. Zum Feintuning werden dann der Scan Gain und der Output Offset benutzt. Letztendlich sollte ein Bild zu sehen sein, dass dem in Abbildung 13 ähnlich sieht.

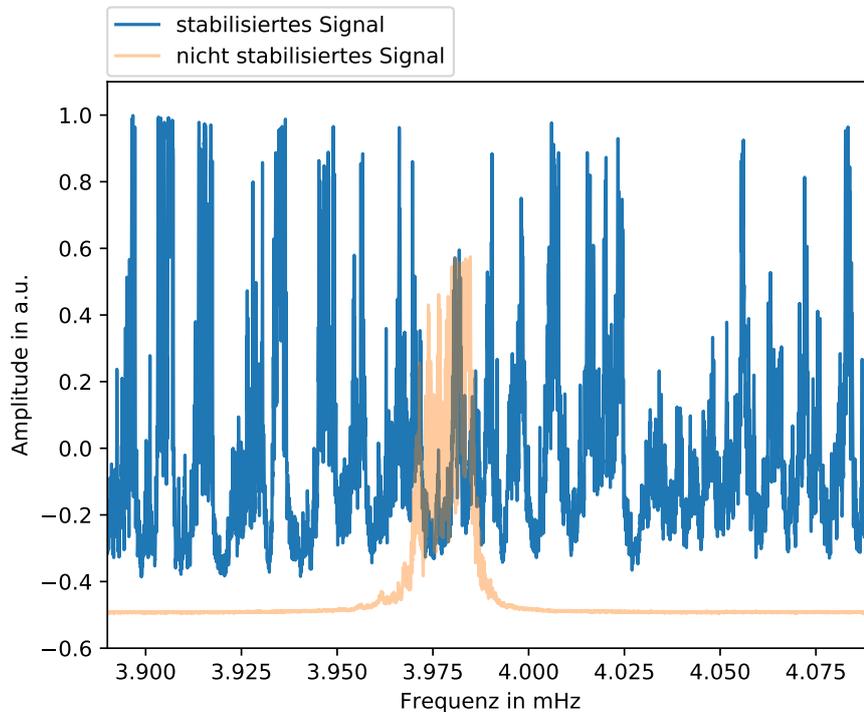


Abbildung 13: Bild des Errorsignals, das blaue Signal ist das Stabilisierte Errorsignal und das rote Signal ist das Errorsignal ohne Stabilisierung, also das Signal eines einzelnen ULE Peaks.

Das Rauschen, das in Abbildung 13 zu sehen ist, ist ab diesem Versuchsteil in jedem Bild wiederzufinden. Es kommt vermutlich vom Scan-Modul oder dem PID, da es bei dem Aufbau der ULE noch nicht beobachtet wurde. Falls das Stabilisieren des Lasers mit der „side-of-fringe“ Stabilisierung weiterhin durchgeführt werden soll, sollten der PID und das Scan Modul ausgetauscht werden und die Stabilisierung nachgebessert werden, da die Stabilisierung vermutlich noch verbessert werden kann.

Wird der PID angeschaltet, würde sich idealerweise eine glatte Gerade auf dem Nullpunkt des Errorsignals einstellen und auch so bleiben. Da dies aber nur der ideale Fall ist, wird das Errorsignal nicht so aussehen. Um den PID-controller einzustellen, müssen die P, I und D Anteile solange verändert werden, bis man ein gutes Signal bekommt. Ein gutes Signal sollte konstant Null sein. Wenn das Errorsignal direkt auf Null geht, besteht die Möglichkeit, dass der Masterlaser nicht korrekt stabilisiert ist. Das lässt sich überprüfen, indem der Strahlengang des Masterlaser zur ULE hin unterbrochen wird. Verändert sich dadurch das Signal nicht, ist der Laser nicht stabilisiert. Das war bei mir am Anfang der Fall, konnte allerdings durch ändern der P, I und D Anteile korrigiert werden. Das Errorsignal, das sich bei mir ergeben hat, als der Lock funktioniert hat, ist in Abbildung 13 als blaue Kurve zu

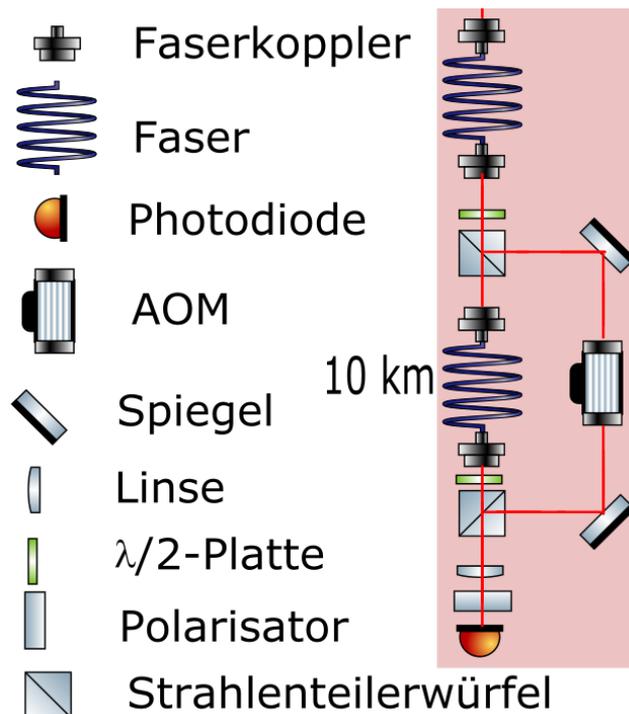


Abbildung 14: Vergrößertes Bild des schematischen Aufbaus der Stabilitätsmessung.

erkennen. Die stark rauschenden Werte sind durch das Rauschen des ULE Peaks zu erklären, da diese keine glatte Flanke besitzt, sondern sehr verrauscht ist. Das hat zur Folge, dass der PID-controller nicht gut auf die Flanke stabilisieren kann.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Stabilisieren des Lasers funktioniert hat, allerdings das Signal des Lasers wegen der verwendeten Elektronik, sehr verrauscht wurde. Dieses Rauschen ist auch außerhalb des Stabilisierens zu sehen und beeinträchtigt alle folgenden Messungen.

4.3.3 Stabilitätsmessung

Zur Quantifizierung der Stabilität des Masterlasers wird dessen Linienbreite über den [23] beschriebenen Aufbau bestimmt. Dieser ist in Abbildung 14 zu sehen. Dieser war schon fertig aufgebaut und musste nur nachjustiert werden. Probleme beim Aufbau gab es bei der 10 km Faser, da diese nicht für einen 780 nm Laser entworfen wurde und dem entsprechend eine sehr hohe Abschwächung des durch sie transmittierenden Lichts verursacht. Diese wurde auf -31,5 dB berechnet. Am Ende der Faser kamen ungefähr $0,7 \mu\text{W}$ Leistung heraus, was die Einstellung des Strahls schwierig machte. Die Justage des AOM verlief problemlos. Der Treiber wurde angeschlossen und die Frequenz konnte auf 80 MHz eingestellt werden. Zudem ließ sich die nullte Ordnung mit einer Irisblende ausblenden, sodass nur die erste Ordnung weiterverwendet wurde. Da nach der 10 km Faser nur sehr wenig Leistung rauskam und der AOM kaum Leistungsabfall hatte, wurde der Polarisator, anders als in [23] beschrieben nicht auf 45° eingestellt, sondern mehr in die Richtung der Faser. Es ist noch zu beachten, dass die beiden Strahlen auf der Photodiode miteinander interferieren, nicht davor, da

ansonsten keine Schwebung entsteht. Die Schwebung wurde mit einem Oszilloskop aufgenommen, wobei die Zeitskala des Oszilloskop so groß wie möglich eingestellt wurde, sodass möglichst viele Schwingungen zu sehen waren, vgl. Abbildung 16, die ausgewertet werden konnten. Das entstehende Schwebungssignal ist in Abbildung 15 als rote Kurve zu sehen.

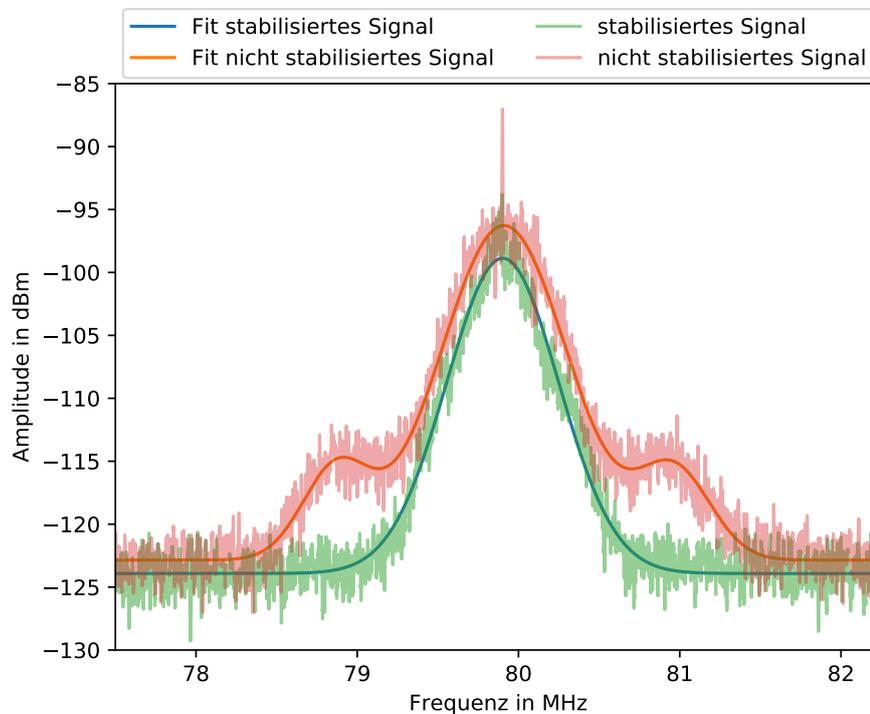


Abbildung 15: Schwebungssignal mit und ohne Stabilisierung inklusive Fits beider Signale. Die Messwerte wurden nachträglich mit einem Savitzky-Golay-Filter bearbeitet, um das Rauschen zu minimieren.

Zusätzlich sind in der Abbildung als grüne Kurve die Messwerte mit Stabilisierung zu sehen. Die beiden anderen Kurven sind jeweils Fits der Messwerte. Diese wurden mit einer Gaußkurve angefertigt, deren Gleichung folgendermaßen aussieht

$$G(x) = \frac{a}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-c)^2}{2w^2}\right) + b. \quad (4.2)$$

Wobei a die Amplitude der Kurve ist, c die Verschiebung in x -Richtung, w die Linienbreite der Gaußkurve und b ein Offset. Für den Fall ohne Stabilisierung wurde dieser Ansatz dreimal, mit jeweils anderen Konstanten und einem einzigen Offset addiert. Die Fitparameter sind in Tabelle 1 zu sehen.

Der Peak bei circa 80 MHz der roten Kurve kommt daher, dass der Treiber des AOM über ein Kabel mit diesem verbunden ist und dieses stark abstrahlt. Da die Photodiode ebenfalls über ein Kabel mit dem Oszilloskop verbunden ist, nimmt dieses das Signal auf und der Peak entsteht. Dieser war ursprünglich auch bei der grünen Kurve zu sehen, konnte allerdings durch den Filter entfernt werden. Es wurde versucht, während des Experiments, diesen Peak durch Entfernen der Photodioden von dem AOM Treiber zu unterdrücken. Das

Fitparameter	linkes Maximum der roten Kurve	mittleres Maximum der roten Kurve	rechtes Maximum der roten Kurve	Maximum der grünen Kurve
a in dBm	3,77	26,57	3,98	21,79
c in MHz	78,87	79,91	80,97	79,90
w in MHz	0,21	0,40	0,23	0,35
b in dBm	-122.86			-123,92

Tabelle 1: Auflistung aller Fitparameter, der in Abbildung 15 eingezeichneten Fits.

hat allerdings nicht funktioniert, da die Stromversorgung der Photodiode nur wenige Zentimeter vom AOM Treiber entfernt ist und dadurch immer etwas Einfluss auf die Photodiode entsteht. Um die Frequenzstabilisierung quantitativ zu untersuchen, wird die Linienbreite der beiden Kurven benötigt. Diese wird aus Tabelle 1 entnommen. Für den stabilisierten Fall beträgt die Linienbreite 0,35 MHz und für den nicht stabilisierten Fall wird die Linienbreite des mittleren Maxima benötigt. Diese ist 0,40 MHz. Es ist an den Ergebnissen zu sehen, dass die Linienbreite des stabilisierten Masterlasers kleiner ist als die Linienbreite des nicht stabilisierten Masterlasers und die Stabilisierung folglich funktioniert hat.

Wie genau diese Werte sind, ist schwierig abzuschätzen, da die Messwerte trotz Filter immer noch relativ stark verrauscht sind. Außerdem waren die gemessenen Spannungen der Interferenz sehr klein, was dazu führen kann, dass das Oszilloskop Veränderungen des Signals unter Umständen nicht wahrnehmen konnte.

Zusätzlich ist in Abbildung 16 noch ein Vergleich der auf der Photodioden ankommenden Leistungen zu sehen, bei denen der Unterschied von stabilisiert zu nicht stabilisiert gut erkennbar ist.

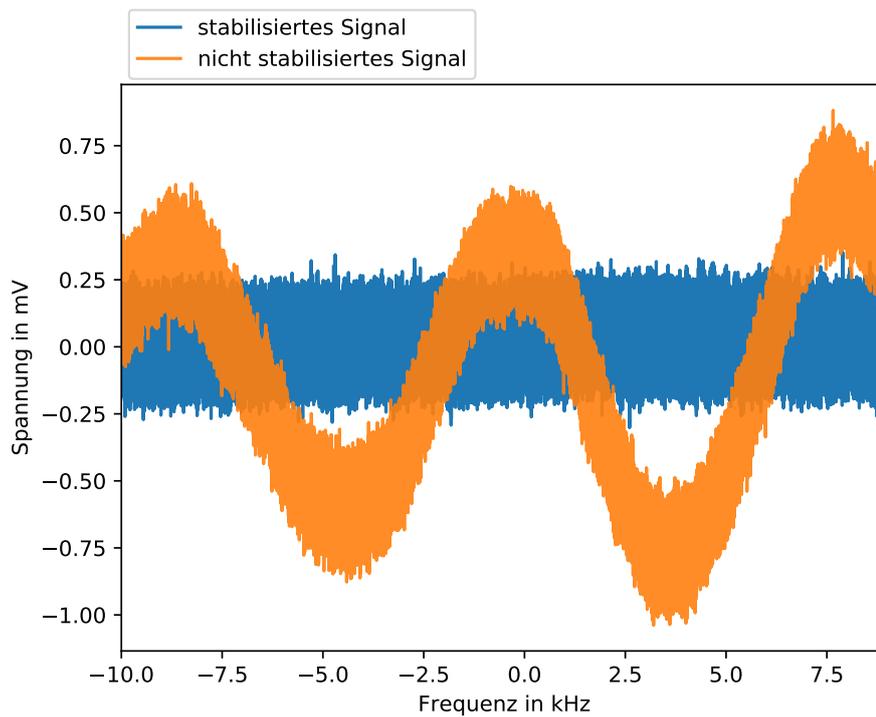


Abbildung 16: Spannungen der an der Photodiode ankommenden Strahlung, mit und ohne Stabilisierung.

Es ist zu sehen, dass die Amplitude im stabilisierten Zustand wesentlich konstanter ist als im unstabilisierten Zustand. Das kann daran liegen, dass der Laser, beim scannen, was der PID-controller konstant macht, auch ohne Stabilisierung, die Wellenlänge durch Variation des Diodenstroms ändert, was zu einer oszillierenden Ausgangsleistung führt. Wird der Laser stabilisiert, also auf einer Wellenlänge gehalten, wird die Stromstärke nicht mehr variiert und die Ausgangsleistung bleibt konstant. Das Rauschen ist immer noch zu sehen, dieses lässt sich allerdings nicht verhindern, da die Ursache dafür, die zur Stabilisierung verwendete Elektronik war. Ohne die Nutzung der Elektronik wurde das Rauschen nicht beobachtet, was darauf schließen lässt, dass das Rauschen von dieser stammt.

5 Zusammenfassung und Aussichten

Die Aufgabenstellung die mir gegeben wurde, war einen über Pound-Drever-Hall frequenzstabilisierten Masterlaser aufzubauen, durch welchen es möglich ist, über Transfercavities weitere Laser zu stabilisieren. Dazu wurde mir ein 780 nm Laser und eine ULE zur Verfügung gestellt. Zuerst wurde über eine absolute Wellenlängenreferenz sicher gestellt, dass der Laser auf die richtige Wellenlänge eingestellt ist. Dazu wurde Rubidium benutzt und der Übergang vom $5^2S_{1/2}$ Grundzustand in den $5^2P_{3/2}$ Zustand überprüft, da dieser Übergang bei der gesuchten Wellenlänge stattfindet. Die Ergebnisse dieses Teils sind in Abbildung 6 und 7 zu sehen. Die Spektren des Rubidium Übergang sind sehr gut zu erkennen. Die Lamb-Dips beim dopplerfreien Fall sind ebenfalls erkennbar.

Als nächstes wurde auf die ULE gekoppelt, dazu musste der Masterlaser zuerst durch einen EOM durch um letztendlich in die ULE eingekoppelt zu werden. Das Signal der ULE nach Optimierung ist in Abbildung 10 zu sehen. Die Nebenpeaks konnten dabei nicht komplett entfernt werden, wurden aber so weit wie möglich unterdrückt. Zusätzlich wurde der verwendete EOM charakterisiert. Es konnte festgestellt werden, dass dieser AC-gekoppelt ist. Die Halbwellenspannung konnte nicht bestimmt werden, da die Polarisation der Welle sich nach dem EOM nicht änderte, wenn die Spannung am EOM geändert wurde, der Grund dafür ist unbekannt.

Als nächstes wurde der Masterlaser stabilisiert. Dazu wurde das Signal der ULE auf einen PID-controller gegeben und der Masterlaser durch die „side-of-fringe“ Stabilisierung stabilisiert. Dabei ist eine neue, sehr große Fehlerquelle entstanden, der Output des Masterlasers wurde sehr verrauscht. Das Rauschen kam von der verwendeten Elektronik zum Stabilisieren des Masterlasers und betrifft alle nachfolgenden Messungen. Sollte der Aufbau weiterhin so stabilisiert werden, sollte die Elektronik ausgetauscht werden, was das Rauschen verringern könnte und eine bessere Stabilisierung ermöglicht. Das Errorsignal des PID-controller ist in Abbildung 13 zu sehen. Der PID konnte trotz des Rauschen den Laser stabilisieren. Somit blieb nur noch übrig die Stabilität des Lasers zu messen. Dies wurde mit dem Selbst-Heterodyn-Verfahren gemacht, wobei es einen schon fertigen Aufbau gab, der nur nachjustiert werden musste. Der zu untersuchende Laser wird in zwei Arme aufgespalten und einer von diesen wird verzögert, anschließend werden beide Arme wieder zusammengeführt. Bei mir wurde die Verzögerung durch eine 10 km lange Faser erreicht, wobei das Problem aufgetreten ist, dass die Faser nicht für 780 nm ausgelegt ist und somit enorme Verluste an dieser aufgetreten sind. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 15 und 16 zu sehen. Aus den Fits des Schwebungssignals lassen sich die Linienbreiten bestimmen, welche eine Aussage über die Stabilität des Masterlasers ermöglicht. Die Linienbreite des nicht stabilisierten Masterlaser beträgt 0,40 MHz, die des stabilisierten Masterlasers beträgt 0,35 MHz. Der stabilisierte Masterlaser läuft somit stabiler als der nicht stabilisierte Masterlaser und die Stabilisierung war erfolgreich.

In Zukunft wird der Masterlaser nicht mehr über die „side-of-fringe“ Stabilisierung stabilisiert, sondern über das Pound-Drever-Hall Verfahren, was die Stabilität des Masterlasers verbessern sollte. Der dafür nötige Platz vor der ULE wurde schon gemacht, da die dafür nötige Reflexion von der ULE, zwischenzeitlich schon beobachtet wurde. Dadurch sollte auch

das Rauschen verringert werden, dass seit der Verwendung des PID-controller beobachtet werden konnte und eine Fehlerquelle darstellt.

Der geplante Aufbau zur Stabilisierung anderer Laser mittels Transfercavities und dem Masterlaser, in Abbildung 4 als gelb markierter Bereich zu sehen, wird aufgebaut sobald die dafür benötigten Cavityspiegel angekommen sind und die Transfercavities aufgebaut werden können. Dieser Aufbau sollte dafür sorgen, dass alle Experimente deren Laser stabilisiert werden an Genauigkeit zunehmen. Zusätzlich sollen drei weitere Laser auf der ULE stabilisiert werden, da bei deren Wellenlängen die ULE ein gutes Transmissionsfenster besitzt. Diese Laser sind ein 795 nm Laser, ein 948 nm Laser und ein weiterer 780 nm Laser, der genaue Aufbau und die Trennung der Strahlen auf der ULE ist allerdings noch nicht klar, da drei Laser deren Wellenlänge sehr nahe beieinander liegen, nicht mit Strahlteilerwürfel trennbar sind.

Literatur

- [1] https://www.toptica.com/fileadmin/Editors_English/12_literature/05_HighFinesse/toptica_Diode_Laser_Locking_and_Linewidth_Narrowing.pdf, aufgerufen am 4.7.2019
- [2] B. Dahmani et al; Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback; OPTICS LETTERS Vol. 12 No. 11 November 1987
- [3] F. Ripka, H. Kübler, R. Löw, T. Pfau; A room temperature single-photon source based on strongly interacting Rydberg atoms, Science Vol 362, Issue 6413, 26 October 2018
- [4] J. Schmidt et al; Proof of concept for an optogalvanic gas sensor for NO based on Rydberg excitations; Appl. Phys. Lett. 113, 011113 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5024321>
- [5] T. Schmid et al; Rydberg Molecules for Ion-Atom Scattering in the Ultracold Regime; Phys. Rev. Lett. 120, 153401
- [6] Eric D. Black, An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization, American Association of Physics Teachers, 2001
- [7] A. Millett-Sikking et al; DAVLL lineshapes in atomic Rubidium; Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, Volume 40 Number 1
- [8] Proceedings Volume 10518, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XX; 1051813 (2018); <https://doi.org/10.1117/12.2288370>
- [9] <https://www.rp-photonics.com/spectroscopy.html>, aufgerufen am 02.07.2019
- [10] Wolfgang Demtröder; Laserspektroskopie 1 Grundlagen; 6. aktualisierte Auflage; Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2011
- [11] Ingolf V. Hertel, C.-P. Schulz; Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atome und Grundlagen ihrer Spektroskopie; 2. Auflage, Springer-Verlag GmbH Deutschland 2017
- [12] Ingolf V. Hertel, C.-P. Schulz; Atome, Moleküle und optische Physik 2: Moleküle und Photonen- Spektroskopie und Streuphysik; 1. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010
- [13] Hermann Haken, Hans C. Wolf Molekülphysik und Quantenchemie: Einführung in die experimentellen und theoretische Grundlagen, 5. Auflage Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [14] Christopher J. Foot; Atomic Physics; Oxford University Press 2005
- [15] Daniel A. Steck, "Rubidium 85 D Line Data," available online at <http://steck.us/alkalidata>(revision 2.1.5,13 January 2015)

- [16] Daniel A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data," available online at <http://steck.us/alkalidata>(revision 2.1.5,13 January 2015)
- [17] American Journal of Physics 64, 1432 (1996); doi: 10.1119/1.18457
- [18] https://www.rp-photonics.com/fabry_perot_interferometers.html aufgerufen am 03.07.2019
- [19] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich; Grundlagen der Photonik; 2., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage; 2008 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim
- [20] Eugene Hecht; Optics; International edition, fourth edition; 2002 Pearson Education, Inc. 1301 Sansome ST, San Francisco, CA 94111
- [21] Christoph Tresp; A Setup for Highly precise excitation and detection of rydberg atoms; Masterarbeit, 2012, 5. Physikalisches Institut Stuttgart
- [22] Mrs Khin Ei Ei Khine, Mrs Win Mote Mote Htwe, Mrs Yin Yin Mon; Simulation DC Motor Speed Control System by using PID Controller; International Journal of Trend in Scientific Research and Development volume 3 Issue 4 2019
- [23] Jonathan Balewski; Hochauflösende Photoassoziationsspektroskopie von Rydberg-Dimeren und Trimeren; Diplomarbeit, 2009, 5. Physikalisches Institut Stuttgart
- [24] K.J. Rosman, P.D.P. Taylor; Isotopic Compositions of the Elements 1997 (Technical Report); IUPAC
- [25] Hermann Haken, Hans C. Wolf; Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen; 7. Auflage Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2000
- [26] <http://www.ni.com/de-de/innovations/white-papers/06/pid-theory-explained.html>, aufgerufen am 16.07.2019