

# **Frequenzvariable Phasenstabilisierung eines Diodenlasers auf einen optischen Frequenzkamm**

Lukas Ahlheit

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

August 2017

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
2. Gutachter: Dr. Wolfgang Alt

# Danksagung

---

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Dieter Meschede für das Ermöglichen dieser Bachelorarbeit bedanken.

Bei meinen Betreuern Dr. Deepak Pandey und Tobias Macha möchte ich mich für die umfangreiche Betreuung in der gesamten Arbeitszeit bedanken. Beide führten mich gut in die Thematik und die Arbeitsgruppe ein. Darüber hinaus verbrachten sie viel Zeit damit, mir im Labor zu helfen und standen mir beim Erstellen der Bachelorarbeit und der Präsentationsvorbereitung mit Rat und Tat zur Seite.

Des Weiteren danke ich Dr. Wolfgang Alt für die zahlreichen Diskussionsrunden im Labor und der gesamten Arbeitsgruppe für die schöne und lehrreiche Zeit.

Mein besonderer Dank richtet sich an Maximilian Ammenwerth, da wir gemeinsam an diesem Bachelorarbeitsprojekt gearbeitet haben. Mir hat die Zusammenarbeit sehr viel Spaß gemacht, sei es nun im Labor oder bei der Dokumentation des Erreichten.

Zuletzt danke ich meinen Eltern für die finanzielle und mentale Unterstützung während meiner gesamten Studienzeit.



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1 Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1 Interferenzfilterlaser . . . . .	3
1.2 Optischer Frequenzkamm . . . . .	6
<b>2 Aufbau</b>	<b>7</b>
2.1 Optischer Aufbau . . . . .	7
2.2 Elektronischer Aufbau . . . . .	12
<b>3 Stabilisierung eines Lasers auf einen Frequenzkamm</b>	<b>15</b>
3.1 Spektrum des Schwebungssignals . . . . .	15
3.2 Frequenz- und Phasenstabilisierung . . . . .	17
<b>4 Schema zur Frequenzanpassung des phasenstabilisierten Lasers</b>	<b>19</b>
4.1 Freiheitsgrade der Frequenzanpassung . . . . .	19
4.2 Verschiebung des Stabilisierungspunktes zwischen Kammzinken . . . . .	20
4.3 Wavemetermessung . . . . .	22
4.4 Stabilitätsuntersuchung mit Hilfe des Fehlersignals . . . . .	24
4.5 Vergleich mit weiteren Schemata . . . . .	26
<b>5 Kontrolle der Laserfrequenz über einen mbed-Controller</b>	<b>29</b>
5.1 Spannungskontrollierter optischer Oszillator . . . . .	29
5.2 Integrator . . . . .	30
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>33</b>
<b>A Abkürzungen</b>	<b>37</b>



# Einleitung

---

Mit der Erfindung des Lasers wurden der Physik, und speziell der Atomphysik, völlig neue Möglichkeiten eröffnet. Mit Hilfe von Lasern können Experimente und Messungen auf kleinsten Größenskalen mit einzelnen Atomen, Ionen und Photonen durchgeführt werden. Für solche Messungen werden sehr stabile und präzise Laser benötigt. Man kann die Frequenz eines Lasers stabilisieren, indem man sie mit einer Referenz vergleicht und Abweichungen mit einer geeigneten Rückkopplung entgegenwirkt. Eine besonders stabile Referenz ist ein optischer Frequenzkamm, der sich durch ein breites Frequenzspektrum auszeichnet und für dessen Erfindung 2005 der Nobelpreis in Physik verliehen wurde [1].

Ein Ziel unserer Arbeitsgruppe ist das Abspeichern kurzer Photonenpulse in einem atomaren Ensemble, wobei die Atom-Licht-Wechselwirkung durch einen Faserresonator verstärkt wird. Für die Speicherung ist es nötig, dass die Resonatorlänge, und damit die Resonanzfrequenz des Resonators, extrem stabil bleibt. Die Resonanzfrequenz soll zudem noch veränderbar sein, sodass die Abspeicherung in Abhängigkeit der Frequenzverstimmung der Photonen untersucht werden kann. Dafür ist eine möglichst hohe Verstimmungsrate wünschenswert, da die Atome nur begrenzte Zeit in einer dreidimensionalen Dipolfalle gehalten werden können, um mit den selben Atomen mehrere Messungen durchführen zu können.

Der Resonator für das eigentliche Experiment wird aktuell über eine Kette aus drei Lasern und einem Transferresonator stabilisiert. Als stabile Referenz für die gesamte Kette dient eine spektroskopische Quelle, deren Transmissionsspektrum wohl definiert ist. Mit Hilfe dieser Quelle wird ein Laser, im Folgenden Probenlaser genannt, in seiner Frequenz stabilisiert. Die Spektrallinien der Spektroskopie sind ca. 4,8 THz von den im Experimentresonator benötigten Resonanzfrequenzen entfernt. Dadurch ist es nicht möglich, den Experimentresonator direkt auf den Probenlaser zu stabilisieren. Deshalb wird über das Pound-Drever-Hall (PDH) Verfahren [2] der Transferresonator auf den Probenlaser stabilisiert. Anschließend wird ein Laser 1, ebenfalls mittels des PDH Verfahrens, auf diesen Transferresonator stabilisiert. Auf den Laser 1 wird ein Laser 2 durch das Frequenz-Offset Verfahren, ähnlich dem Verfahren in [3], stabilisiert. Die Frequenz von Laser 2 kann dadurch, innerhalb der Stabilisierung, um ca. 800 MHz angepasst werden. Diese Anpassungsbandbreite wird durch die modensprungfreien Bereiche der Laser und durch den verwendeten spannungsvariablen Oszillator (VCO) im Frequenz-Offset Verfahren limitiert. Anschließend wird über das PDH Verfahren der Experimentresonator auf Laser 2 stabilisiert.

Mit Hilfe der gesamten Kette des Versuchsaufbaus wird die Stabilität der Spektroskopie ausgenutzt, um den Resonator im eigentlichen Experiment zu stabilisieren. Da fünf Stabilisierungen verwendet werden, gibt es eine Vielzahl an Störungsquellen, wodurch die Kette unterbrochen werden kann. Im schlimmsten Fall wird der Probenlaser nicht richtig stabilisiert. Dadurch müsste die gesamte darauffolgende Kette neu eingestellt werden.

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, eine neue Stabilisierungskette aufzubauen, die zuverlässiger arbeitet und die Frequenz über einen größeren Bereich anpassen kann. Dafür wird ein zusätzlicher Laser 3 auf einen optischen Frequenzkamm stabilisiert. Diese zwei Komponenten ersetzen Laser 1, Laser 2 sowie den Transferresonator. Die Stabilisierung des Experimentresonators wird aufgrund der Unabhängigkeit

zwischen Frequenzkamm und Spektroskopie nicht durch Störungen des Probenlasers beeinflusst. Mit dem neuen Aufbau muss lediglich der Probenlaser auf die Spektroskopie erneut stabilisiert werden, falls die Stabilisierung des Probenlasers unterbrochen wird. Außerdem hat der neue Aufbau den Vorteil, dass die Frequenzanpassung nicht mehr von zwei modensprungfreien Bereichen abhängig ist.

Die Umsetzung der Frequenzstabilisierung und das Schema der Laserfrequenzanpassung werden in dieser Arbeit beschrieben.

## Grundlagen

### 1.1 Interferenzfilterlaser

Ein Laser sendet einen Lichtstrahl mit hoher Intensität, großer Kohärenzlänge und einer bestimmt Frequenz aus. Halbleiterdioden können als Quelle einer solchen Laserstrahlung dienen. Dafür wird im einfachsten Fall das Licht der Diode innerhalb der Diode hin und her reflektiert. Dieses regt stimulierte Emission an. Dabei bilden die Grenzschichten zwischen Halbleitermaterial und Umgebung einen optischen Resonator. Ist die Weglänge  $L$  im Resonator ein vielfaches der halben Wellenlänge  $\lambda$  des eingestrahnten Lichts dann bilden sich stehende Wellen aus. Die Gleichung (1.1) zeigt diesen Zusammenhang.

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (1.1)$$

Die Linienbreite solcher Laserdioden ist vergleichsweise groß und beträgt 20 – 50 MHz [4]. Dies ist der extrem kurzen Resonatorlänge geschuldet. Außerdem lassen sich Halbleiterdioden mit internem Resonator nur geringfügig verstimmen. Da die Laserfrequenz durch den Bandlückenabstand im Halbleiter bestimmt wird, ist die Laserfrequenz einer Diode materialspezifisch und damit nicht anpassbar. Durch Temperatur und Diodenstrom kann die in der Diode resonante Wellenlänge um  $\pm 10$  nm angepasst werden [4].

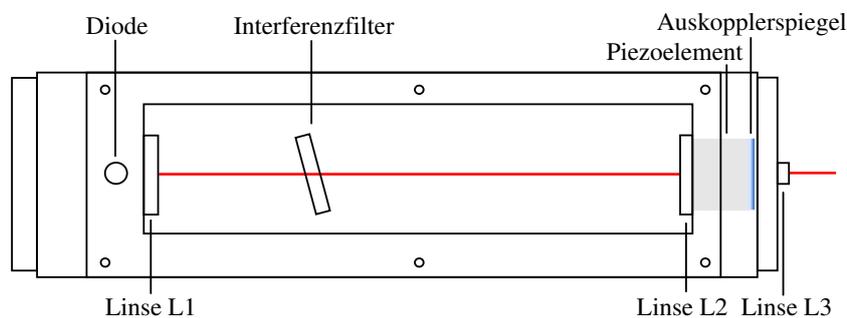


Abbildung 1.1: Schematische Zeichnung eines IFL. Innerhalb des Gehäuses sitzen die Linsen L1, L2 und L3, welche für den Strahlverlauf in- und außerhalb des Lasers verantwortlich sind. Über den Interferenzfilter und die Position des Auskopplerspiegels kann die Resonanzfrequenz des externen Resonators zwischen Diode und Auskopplerspiegel eingestellt werden.

Eine verbesserte Möglichkeit einen Laser zu bauen stellt der IFL dar. Für diese Art von Laser wird eine einseitig entspiegelte Diode in einen externen Resonator eingesetzt. Dieser externe Resonator wird verwendet um die Laserfrequenz  $f_{laser}$  festzulegen. Die Laserfrequenz wird zum Teil über die optische Weglänge des Resonators nach Gleichung (1.1) bestimmt. In einer Diode ohne externen Resonator kann die Laserfrequenz die gleiche sein wie in einem IFL, obwohl ihre Resonatorlänge  $L$  deutlich geringer ist. Das liegt daran, dass sich in einem IFL höhere Moden  $n$  ausbilden. Für eine stabile Laserfrequenz ist es wichtig, da jeweils nur eine Mode im Resonator angeregt werden. Der Resonator wird aus der rückseitigen Beschichtung der Diode und dem Auskopplerspiegel gebildet. Zur Verdeutlichung dieser Anordnung ist ein IFL in Abbildung 1.1 skizziert. Der Auskopplerspiegel reflektiert einen Teil zurück in die Diode. In der Diode entsteht durch stimulierte Emission die Laserstrahlung. An der reflektierenden Seite des Auskopplerspiegels ist ein Piezoelement befestigt, welches durch Anlegen einer Spannung die Position des Spiegels verschieben kann. Die resonante Frequenz des Resonators kann somit nach Gleichung (1.1) angepasst werden.

Die Besonderheit eines Interferenzfilterlasers ist der Interferenzfilter im Resonator. Mit Hilfe des Filters kann ebenfalls die Laserfrequenz  $f_{laser}$  eingestellt werden. Dieser transmittiert Strahlung einer bestimmten Frequenz aufgrund der verstärkenden Überlagerung der mehrfach im Filter reflektierten Strahlen. Dies ist mit Interferenz an einem Etalon zu vergleichen, wobei es sich im Falle des Interferenzfilters um ein Etalon mit hoher Finesse handelt. Rechnet man die vom Interferenzfilter transmittierte Frequenz in Wellenlängen um, ergibt sich Gleichung (1.2). Dabei steht  $\lambda_{\theta=0}$  für die Wellenlänge die der Filter transmittiert, wenn der Strahl senkrecht auf den Filter trifft. Der effektive Brechungsindex  $n_{eff}^2$  ist materialspezifisch. Über den Einfallswinkel  $\theta$  der Strahlung auf den Filter lässt sich nun die transmittierte Wellenlänge, und damit Frequenz, einstellen [5].

$$\lambda_{\theta} = \lambda_{\theta=0} \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n_{eff}^2}} \quad (1.2)$$

Durch Drehen des Interferenzfilters kann die transmittierte Wellenlänge angepasst werden. Aufgrund von geometrischen Gegebenheiten kann die Resonanzwellenlänge allerdings nur um ca. 10 nm angepasst werden.

Die Linienbreite eines IFL liegt typischerweise im Bereich von 100 kHz. Dies ist eine deutlichere Verbesserung zu Laserdioden mit internem Resonator. Ein Nachteil von Interferenzfilterlasern ist die vergleichsweise niedrige Ausgangsleistung [5].

Mit den Linsen L1 und L2 wird sichergestellt, dass der Strahl kollimiert auf den Interferenzfilter trifft und dort Interferenz stattfindet. Die Linse L3 kollimiert den Ausgangsstrahl. Dies ist nötig damit der Laser in eine Faser eingekoppelt werden kann.

### 1.1.1 Umbau eines Interferenzfilterlasers

Für das Umrüsten auf 770 nm wird eine neue Laserdiode<sup>1</sup> sowie ein geeigneter Filter verwendet. 770 nm entsprechen einer optischen Laserfrequenz von  $f_{laser} = 389.34$  THz.

In dieser Arbeit wird ein Filter<sup>2</sup> verwendet der bei 0° Ausrichtung 780 nm transmittiert. In den IFL wird er in einem Winkel von  $\theta \approx 40^\circ$  eingesetzt, damit der Laser bei 770 nm arbeitet. Aufgrund des steilen Winkels kann es zum sogenannten 'Clipping' am Interferenzfilterhalter kommen. Dies bezeichnet das teilweise Blocken des Laserstrahls durch den Filterhalter, wodurch die Laserleistung verringert wird.

---

<sup>1</sup> EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000

<sup>2</sup> Der Interferenzfilter von ATFilms hat eine zentrale Wellenlänge von 780 nm und transmittiert 95 % der einfallenden Intensität.

Zur Neuausrichtung der Linsen entfernt man zunächst die Linsen L2, L3, den Piezo und den Auskopplerspiegel. Anschließend wird der Strahl mehrmals über den optischen Tisch hin und her geschickt und L1 so positioniert, dass der Strahldurchmesser konstant ist. Außerdem muss der Strahl parallel zur Tischoberfläche verlaufen. Daraufhin muss der Resonator eingestellt werden, wofür die interne Fotodiode verwendet wird. Zuvor werden L2, das Piezoelement und der Auskopplerspiegel wieder eingesetzt. Der Diodenstrom wird so eingestellt, dass die Diode anfängt Laserstrahlung auszusenden. Dieser Strom wird als Schwellstrom bezeichnet. Der Diodenstrom wird nun mit einer Rampe um diese Schwelle moduliert. Durch Ausrichten der Position von L2 senkrecht zum Strahl wird versucht den Schwellenstrom möglichst weit zu verringern. Das Minimum der Schwelle ist erreicht, wenn die Linsen so ausgerichtet sind, dass das Maximum an Licht vom Auskopplerspiegel zurück in die Diode reflektiert wird. Dadurch findet verstärkt stimulierte Emission bei geringeren Diodenströmen statt und aus der Diode wird bei geringeren Strömen bereits eine Laserdiode.

Zur Steuerung des Lasers wird ein Lasercontroller verwendet, welcher den Diodenstrom und die interne Temperaturkontrolle des Lasers steuert. Die Diodenstromkontrolle ist für die Stabilisation des Lasers notwendig und wird in Abschnitt 3.2 behandelt. Die Temperatur wird innerhalb des Laserresonators mit Hilfe von drei Peltierelementen kontrolliert und gesteuert.

### 1.1.2 Charakterisierung des umgebauten IFL

Zur Charakterisierung des IFL werden verschiedene Messreihen aufgenommen. Die aufgenommenen Datenkurven sind in Abbildung 1.2 a) dargestellt. Einerseits die Laserfrequenz  $f_{laser}$  (orange) für verschiedene Diodenströme  $I_{LD}$ . Andererseits die Ausgangsleistung des Lasers (schwarz) für verschiedene Diodenströme  $I_{LD}$ . Aus der Auftragung der Ausgangsleistung  $P$  ergibt sich eine Leistungszunahme pro Ampere von  $0,74 \frac{W}{A}$ .

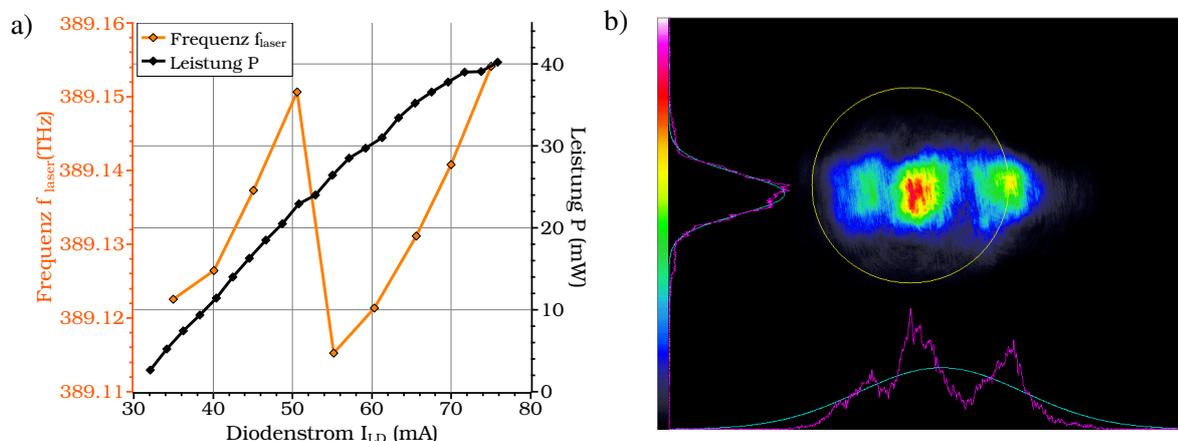


Abbildung 1.2: Charakterisierung des IFL. a) Messung der Laserfrequenz  $f_{laser}$  (orange) und der Ausgangsleistung  $P$  (schwarz) bei verschiedenen Diodenströmen  $I_{LD}$ . Für die Leistungsmessung ergibt sich eine Steigung von  $0,74 \frac{W}{A}$ . b) Mit einem Shack-Hartmann Sensor [6] aufgenommenes Strahlprofil des Interferenzfilterlasers. Der Strahldurchmesser entspricht in  $x$ -Richtung (horizontal)  $1,9$  mm und in  $y$ -Richtung (vertikal)  $0,8$  mm.

Als weitere Charakterisierung dient die Vermessung des Strahlprofils. Für den Strahldurchmesser in  $x$ -Richtung (horizontal) sind  $1,9$  mm und in  $y$ -Richtung (vertikal)  $0,8$  mm bestimmt worden. Die Strahlintensität sollte idealerweise ein elliptisches Gaußprofil aufweisen. Diese Eigenschaft wird zum Beispiel beim Faserkoppeln des Lasers entscheidend. Ein Gaußprofil kann besser in eine Faser eingekoppelt werden als ein Intensitätsprofil mit mehreren Spitzen. Aufgrund von mehreren Spitzen im Intensitätsprofil

konnte für den umgebauten IFL, siehe Abbildung 1.2 b), nur eine maximale Einkoppleffizienz von 55 % erreicht werden.

## 1.2 Optischer Frequenzkamm

Ein optischer Frequenzkamm ist ein Laser dessen Frequenzkomponenten im Spektrum in regelmäßigen Abständen zueinander liegen und einen gemeinsamen Versatz zu null besitzen. Ein solches Spektrum ist im unteren Teil von Abbildung 1.3 schematisch dargestellt. Die Wiederholungsrate der Zinken wird als  $f_{REP}$ <sup>3</sup> bezeichnet und deren gemeinsamer Frequenzversatz als  $f_{CEO}$ <sup>4</sup>. Eine Möglichkeit einen Frequenzkamm zu erzeugen, ist es einen femtosekundengepulsten modenstabilisierten Laser zu verwenden [7]. Solch ein Laser sendet Pulse in zeitlichen Abständen von  $T = \frac{1}{f_{REP}}$  aus. Die Pulsrate wird durch die Lichtlaufzeit der Trägerwelle innerhalb des Resonators definiert.

$$T = \frac{L}{v_g} \quad (1.3)$$

Dabei ist  $v_g$  die Gruppengeschwindigkeit der Trägerwelle und  $L$  die Länge des Laserresonators.

Bei einem modenstabilisierten Laser bilden sich eine Vielzahl an Schwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen aus, den sogenannten Moden, die in ihrer Phase zueinander stabilisiert werden. Durch Interferenz bilden sich daraus die kurzen Laserpulse, wie sie im oberen Teil in Abbildung 1.3 dargestellt sind. Die Trägerwelle innerhalb einem Puls ist zum Vorherigen in seiner Phase um  $\Delta\phi$  verschoben. Dieser Phasenunterschied ist stabil und bildet, durch eine Fouriertransformation, im Spektrum die  $f_{CEO}$ . Die vielen Frequenzkomponenten des Kamms werden im Folgenden als Zinken bezeichnet. Die Frequenz einer Kammzinke  $n$  lässt sich über Gleichung (1.4) berechnen [7, 8].

$$f_{kamm} = f_{CEO} + n \cdot f_{REP} \quad (1.4)$$

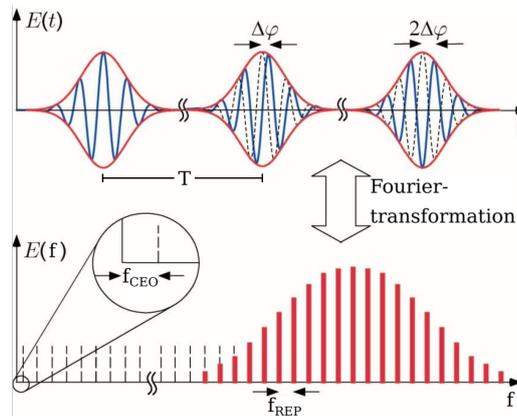


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Pulse im Zeitbereich und des Frequenzkammspektrums. Die Frequenzkomponenten haben einen Abstand von  $f_{REP}$  zueinander, welcher durch die Pulsrate  $\frac{1}{T}$  bestimmt wird. Diese wiederum wird durch die Lichtlaufzeit im Laserresonator festgelegt. Die aufeinander folgenden Kammzinken besitzen einen gemeinsamen Frequenzversatz von  $f_{CEO}$ , da die Trägerwelle in einem Puls einen konstanten Phasenversatz von  $\Delta\phi$  im Vergleich zur Trägerwelle im vorherigen Puls aufweist. Bild aus [7] entnommen und bearbeitet.

<sup>3</sup> Die Abkürzung REP steht für die Wiederholungsrate der Kammzinken (engl.: *repetition rate*).

<sup>4</sup> Die Abkürzung CEO steht für Träger-Einhüllende-Phase (engl.: *carrier envelope offset*).

## Aufbau

In diesem Abschnitt wird der optische und elektronische Aufbau dargestellt. Genauer wird dabei auf Akusto-Optische Modulatoren, die Schwebung zwischen einem Laser und einem Frequenzkamm sowie dem verwendeten mbed-Controller eingegangen.

### 2.1 Optischer Aufbau

Der rein optische Aufbau ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

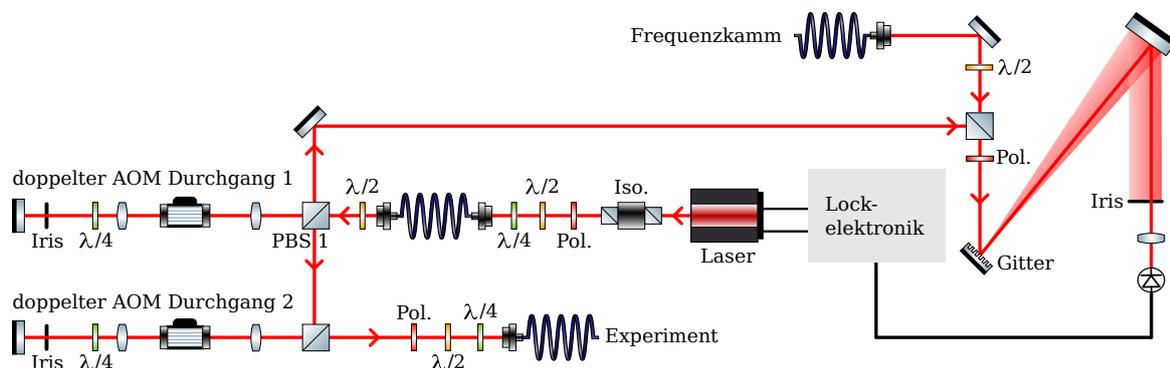


Abbildung 2.1: optischer Aufbau; Ein fasergekoppelter Laser wird in einen Rückkopplungs- und einen Experimentzweig aufgeteilt. In Beiden durchläuft der Strahl doppelt einen AOM, welcher die Frequenz des Strahls, je nach angelegter Radiofrequenz, verschiebt. Im Rückkopplungs- und Experimentzweig wird ein Schwebungssignal des vom AOM 1 verschobenen Laserstrahls und dem Frequenzkamm erzeugt und auf einer Fotodiode aufgenommen.

Als erstes durchläuft der Laserstrahl einen Faraday-Isolator, bestehend aus zwei polarisierenden Strahlteiler (engl.: *polarizing beam splitter*) (PBS) und in deren Mitte ein Faraday-Rotator [9]. Der Faraday-Rotator dreht die Polarisation des einfallenden Strahls um  $45^\circ$ . Allerdings macht er die Polarisationsdrehung eines zurück reflektierten allerdings nicht wieder rückgängig, sondern erhöht diese erneut. Da die zwei PBS um  $45^\circ$  zueinander gekippt sind, wird ein rückreflektierter Strahl am vorderen PBS geblockt.

Anschließend wird der Laser in eine Faser eingekoppelt, um den Aufbau auch mit anderen Lasern nutzen zu können. Vor dem Faserkoppeln muss sichergestellt sein, dass die Polarisation des Strahls eindeutig ist. Ansonsten kann es dazu kommen, dass die Polarisation nach dem Austreten aus der Faser schwankt. Die Schwankung der Polarisation verursacht Leistungsschwankung im transmittierten und reflektierten

Strahl des PBS . Nach dem Polarisator wird eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte verwendet, um mit der Strahlpolarisation eine der ausgezeichneten Achsen der Faser zu treffen. Dadurch ist es möglich die Einkoppeleffizienz zu maximieren. Beim Faserkoppeln tritt der Effekt auf, dass die lineare Strahlpolarisation minimal elliptisch wird. Dieser Effekt kann kompensiert werden, indem die Polarisation vor dem Einkoppeln absichtlich elliptisch gemacht wird und die Polarisation in der Faser dann linear ist. Hierfür verwendet man eine  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte.

Nachdem der Strahl aus der Faser austritt, wird er an einem PBS in den Rückkopplungsweig und den Experimentzweig aufgeteilt. Durch die  $\frac{\lambda}{2}$ -Platte kann die Leistungsaufteilung in den zwei Zweigen angepasst werden. In beiden Zweigen durchläuft der Strahl jeweils doppelt einen Akusto-Optischen Modulator (AOM), dessen Prinzip und Funktion in Abschnitt 2.1.1 erläutert wird.

Hat der Strahl den AOM 1 doppelt durchlaufen, hat sich aufgrund der  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte seine Polarisation um  $90^\circ$  gedreht. Das bedeutet der rücklaufende Strahl wird am PBS 1 reflektiert. Danach wird er im Rückkopplungsweig mit dem Frequenzkamm überlagert und erzeugt ein Schwebungssignal. Dies geschieht indem der Laser an einem PBS reflektiert und der Frequenzkamm transmittiert wird. Daraufhin liegen Laser und Kamm übereinander. Es kommt noch nicht zu einer Schwebung, da die Polarisationen der zwei Strahlen nicht identisch sind. Das Prinzip einer Schwebung ist in Abschnitt 2.1.2 erklärt. Durch einen Polarisator werden Laser und Kamm aufeinander projiziert und über den Winkel des Polarisators kann das Intensitätsverhältnis der zwei Strahlen angepasst werden. Der Laser erzeugt an dieser Stelle mit jeder Kammzinke ein Schwebungssignal. Der überlagerte Strahl wird anschließend auf ein Gitter<sup>1</sup> geschickt, um die Kammzinken ihrer Frequenz nach aufzuspalten. Warum dies nötig ist wird in Abschnitt 2.1.2 erklärt. Das erzeugte Schwebungssignal wird anschließend auf eine Fotodiode<sup>2</sup> geschickt, welche eine intensitätsabhängige Spannung ausgibt. Das Fotodiodensignal wird genutzt um über zwei Regelkreise ein Rückkopplungssignal auf den Laser zu geben und diesen in seiner Frequenz und Phase stabil zu halten. Die hierfür genutzte Elektronik wird in Abschnitt 2.2 erklärt.

Im Experimentzweig wird der Laser ebenfalls doppelt durch einen AOM geschickt. Dieser Strahl wird anschließend fasergekoppelt und im Experiment der Arbeitsgruppe zur Stabilisierung eines Resonators verwendet. Dieser Strahl wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Experimentstrahl bezeichnet und seine Frequenz als  $f_{experiment}$ .

### 2.1.1 Akusto-Optischer Modulator

Ein AOM ist ein optisches Bauteil, um die Frequenz oder Intensität eines Laserstrahls zu verändern. Innerhalb des AOM befindet sich ein Kristall mit angeschlossenem Piezoelement, welches Radiofrequenzwellen in den Kristall sendet. Die an das Piezoelement angelegten Radiofrequenzen werden von einem AOM-Treiber<sup>3</sup> generiert. Dieser besteht aus einem spannungskontrollierten Oszillator (VCO) und einem spannungsvariablen Abschwächer (VVA). Über den VVA kann die Radiofrequenzstärke kontrolliert werden, wodurch später im Experiment eine Intensitätstabilisierung des Laserstrahls reguliert wird. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird nur noch über den AOM-Treiber als VCO gesprochen, da dieser für die Frequenzverschiebung im AOM verantwortlich ist. Die vom VCO generierte Radiofrequenz wird verstärkt<sup>4</sup> an den AOM angeschlossen. Diese bilden durch Dichteveränderungen im AOM-Kristall ein Gitter an dem der einfallende Strahl gebeugt wird.

---

<sup>1</sup> 1800/mm

<sup>2</sup> Thorlabs PDA10A-EC

<sup>3</sup> MOD.DRF.150-250.1 $\mu$ s von AA Opto Electronic

<sup>4</sup> Die Radiofrequenz wird durch einen ZHL-1-2WX-S+ von Mini Circuits verstärkt.

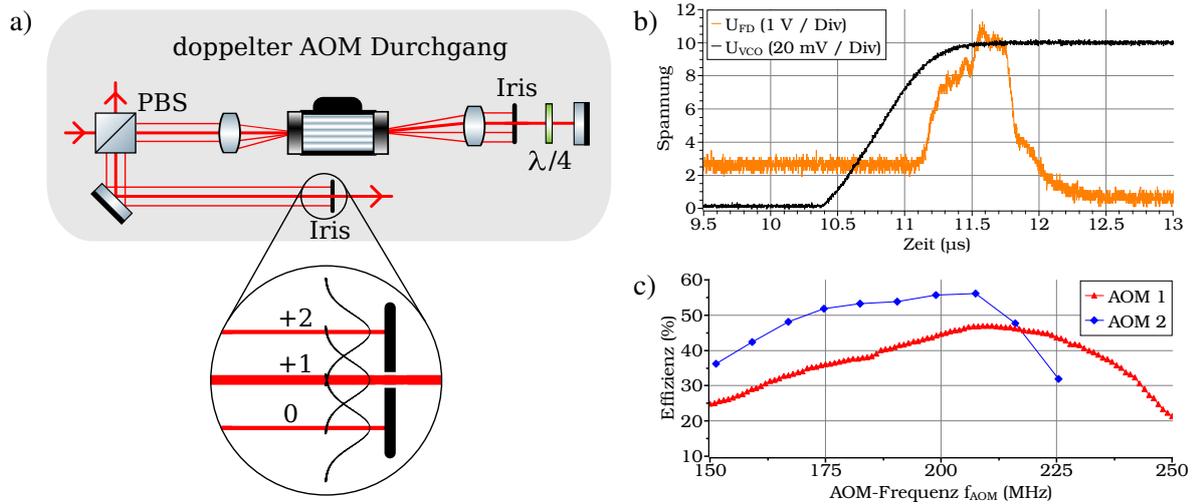


Abbildung 2.2: a) Skizze eines doppelten AOM Durchgangs. Der Strahl wird am AOM gebeugt und erfährt eine Frequenzverschiebung. Der Ausgangsstrahl tritt parallel zum Eingangsstrahl aus und wird, aufgrund der Polarisationsdrehung durch die  $\frac{1}{4}$ -Platte, am PBS reflektiert. Die Strahlprofile der benachbarten Ordnungen überlappen sich an der zweiten Iris mit der ersten Ordnung, da die Strahlen ein gaußförmiges Strahlprofil besitzen, und erzeugen mit dieser ein Schwebungssignal dessen Frequenz der AOM-Frequenz  $f_{AOM}$  entspricht. b) Messung der an den VCO gesendete Spannung  $U_{VCO}$  (schwarz), welcher die AOM-Frequenz generiert, und der Fotodiodenspannungsänderung  $U_{FD}$  (orange), wobei nur der Laser auf die Fotodiode trifft. Die VCO-Kontrollspannung ändert sich von 0 V auf 10 V, wodurch die am AOM angelegte Radiofrequenz von 150 auf 250 MHz ändert. Aufgrund der frequenzabhängigen Effizienzkurve des AOM ändert sich die Fotodiodenspannung. c) Effizienzmessung des AOM 1 im Rückkopplungszweig (rot) und des AOM 2 (blau) im Experimentzweig, die auf die Eingangsleistung bezogen ist. Die Effizienz von AOM 2 fällt bei  $f_{AOM} > 200$  MHz ab, da der verwendete VCO nur Frequenzen bis 200 MHz ausgeben kann.

Daran entstehen, wie für ein Gitter typisch, mehrere Ordnungen  $\pm a$  und verschieben die Laserfrequenz um  $f_{AOM}$  nach Gleichung (2.1). Als negative Ordnungen  $-a$  bezeichnet man die Ordnungen die in Richtung des Piezoelements abgelenkt werden.

$$f_{out} = f_{in} \pm a \cdot f_{AOM} \quad (2.1)$$

Sowohl der AOM 1 im Rückkopplungszweig, als auch der AOM 2 im Experimentzweig, werden in erster Ordnung und doppeltem Durchgang verwendet. Bei dieser Konfiguration, siehe Abbildung 2.2 a), wird der vom AOM gebeugte Strahl in den AOM zurück reflektiert. Durch diese Anordnung wird die Frequenz des eintreffenden Strahls um die zweifache AOM-Frequenz  $f_{AOM}$  verändert, siehe Gleichung (2.2).

$$f_{out} = f_{in} + a \cdot 2 \cdot f_{AOM} \quad (2.2)$$

Die hier verwendeten AOM<sup>5</sup> können mit  $f_{AOM} = 150 - 250$  MHz betrieben werden und verschieben die Laserfrequenz  $f_{laser}$  im Doppeldurchgang um 300 bis 500 MHz. Dies entspricht einer Bandbreite von 200 MHz durch die die Laserfrequenz mit den AOM relativ verschoben werden kann. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird von der AOM-Frequenz  $f_{AOM}$  zwischen 150 und 250 gesprochen. Im Bezug auf die Laserfrequenzanpassung muss bedacht werden, dass der AOM doppelt durchlaufen wird und die Laserfrequenz somit eine doppelte Frequenzänderung erfährt.

<sup>5</sup> AA Opto Electronic MT200-B100A0,5-800

Der Vorteil eines doppelten Durchgangs ist, dass der Winkel zwischen dem ein- und ausfallenden Strahl  $0^\circ$  ist. Dies ist unabhängig von Veränderungen der AOM-Frequenz  $f_{AOM}$ . Bei einer höheren  $f_{AOM}$  erhöht sich der Beugungswinkel des Lichts. Es verschieben sich die Strahlen der Ordnungen bei einfachem Durchgang. Die Rückreflexion wird um den gleichen Winkel zurück abgelenkt, weshalb der Ein- und Ausgangsstrahl parallel verlaufen.

Von den Ausgangsstrahlen der AOMs werden nur die ersten Ordnungen verwendet. Daher müssen alle anderen Ordnungen durch eine Iris geblockt werden. Hierbei kommt es zu einer so genannten Modenüberlappung. Diese Überlappung entsteht, da die Strahlen ein gaußförmiges Intensitätsprofil besitzen und ein kleiner Teil der benachbarten Strahlen neben der ersten Ordnung durch die Iris gelangen. Dieser Überlapp ist in Abbildung 2.2 a) dargestellt. Durch Anpassen der Iris kann die Intensität der nullten und der zweiten Ordnung im Strahl der ersten Ordnung minimiert werden. Dabei kann die Intensität in der ersten Ordnung annähernd konstant gehalten werden.

Es gibt zwei charakteristische Zeiten für einen Aufbau mit einem AOM. Die Erste ist die sogenannte Reaktionszeit, welche die Zeit beschreibt die eine Änderung in der Radiofrequenz  $f_{AOM}$  benötigt um den vom Laserstrahl durchleuchteten Bereich im AOM-Kristall zu erreichen. Zur Verdeutlichung ist die Anordnung in Abbildung 2.3 dargestellt. Zur Vermessung dieser Zeit wird die an den AOM angelegte Radiofrequenz von 150 auf 250 MHz erhöht. Dies entspricht einer Spannungsänderung am VCO von 0 auf 10 V. Gleichzeitig wird die Laserintensität auf der Fotodiode gemessen, wofür der Kamm geblockt worden ist. In Abbildung 2.2 b) sind die aufgenommenen Messkurven der VCO-Kontrollspannung  $U_{AOM}$  (schwarz) und der Fotodiodenspannung  $U_{FD}$  (orange) dargestellt. Der zeitliche Versatz dieser zwei Kurven entspricht der Reaktionszeit.

Die zweite charakteristische Zeit ist die Anstiegszeit. Das ist die Zeit die eine Schwingung im Kristall braucht um sich über den Bereich auszubreiten den der Laserstrahl durchleuchtet. Sie folgt direkt auf die Reaktionszeit und vergeht während die Fotodiodenspannung von 10 % auf 90 % ansteigt. Nach dieser Zeit hat der gesamte Laserstrahl die Änderung des Gitters im Kristall erfahren. Diese beiden Zeiten sind wichtig für die Regelbandbreite des gesamten Rückkopplungskreises, da sie eine Limitierung darstellen, wie schnell die Laserfrequenz angepasst werden kann.

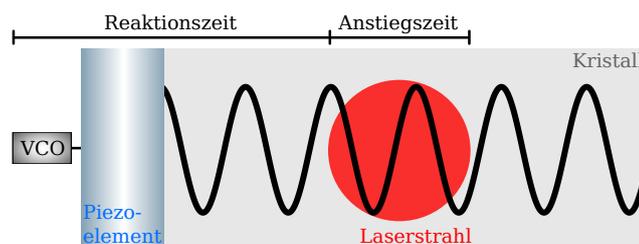


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnung des AOM-Kristalls mit angeschlossenerm Piezoelement, welcher mit einer Radiofrequenz betrieben wird, wodurch im Kristall ein Gitter aus Dichteveränderungen erzeugt wird an dem der Laserstrahl gebeugt wird. Die Reaktionszeit beschreibt die Dauer die vergeht bis eine Änderung der Frequenz im VCO vom Laserstrahl das erste Mal registriert wird. Die darauf folgende Anstiegszeit vergeht während sich das Gitter in dem Bereich ändert der von dem Laserstrahl durchleuchtet wird.

*Sala et. al.* [10] stabilisierten ebenfalls einen Laser auf einen optischen Frequenzkamm und nutzten einen AOM der die Laserfrequenz in erster Ordnung erhöht. Sie erreichten eine Reaktionszeit von 1414 ns und eine Anstiegszeit von 528 ns. Die in dieser Arbeit gemessene Reaktionszeit liegt bei  $(730 \pm 5)$  ns. Die geringere Reaktionszeit ist dadurch erreicht worden, dass der Strahl näher am Piezoelement durch

den AOM-Kristall hindurchläuft. Im Aufbau dieser Arbeit ist die Anstiegszeit als  $(710 \pm 10)$  ns bestimmt worden. In [10] ist der Strahldurchmesser im AOM geringer, wodurch die Anstiegszeit geringer ist. Der Strahl darf nicht vollständig fokussiert sein, da in diesem Fall keine parallelen Strahlen mehr angenommen werden könnten und die Beugung im AOM-Kristall unsauber wird.

Die Anstiegszeit hat die größere Bedeutung für diese Arbeit, denn sie stellt eine Begrenzung für die Rate der Laserfrequenzänderung dar, da der AOM innerhalb des Rückkopplungskreises aufgebaut ist.

Die Effizienzkurve des AOM 1 (rot) und AOM 2 (blau) ist in Abbildung 2.2 c) dargestellt. Man kann den Verlauf der gemessene AOM 1-Effizienzkurve in der Fotodiodenspannung aus b) wiedererkennen. Für den AOM 2 ist anzumerken, dass der verwendete VCO nur bis 200 MHz arbeitet und für Frequenzen darüber hinaus nicht ausgelegt ist. Dies erklärt den Effizienzabfall von AOM 2 oberhalb von 200 MHz.

Durch die AOMs ist es möglich, die Laserfrequenz im stabilisierten Zustand zu variieren. Das Stabilisieren eines Lasers wird in Abschnitt 3.2 erläutert und die Notwendigkeit für eine Frequenzverschiebung des Laserlichts innerhalb des stabilisierten Zustandes wird in Abschnitt 4 dargelegt.

### 2.1.2 Schwebung des Frequenzkamms mit dem Laser

Der für diese Arbeit verwendete Frequenzkamm<sup>6</sup> wurde von Menlo Systems hergestellt und besitzt eine Wiederholungsrate von  $f_{REP} = 250$  MHz und einen Versatz zur null von  $f_{CEO} = 35$  MHz. Diese zwei Frequenzen sind in Abschnitt 1.2 eingeführt worden. Aufgrund der Wiederholungsrate von 250 MHz ergeben sich die gewollten Schwebungssignale mit dem IFL zwischen 0 und 125 MHz.

Unter einer Schwebung zweier Laserstrahlen versteht man es zwei Strahlen in Superposition zueinander zu bringen. Die Wellen überlagern sich und es ergibt sich für die Schwebungsfrequenz nach Gleichung (2.3) die Summe und die Differenz der beiden Strahlfrequenzen. Die Laserstrahlen schwingen mit optische Frequenzen von der Größenordnung einiger hundert THz. Nur die Differenz der Schwebungsfrequenzen kann vermessen werden, da für optische Frequenzen keine geeigneten Messverfahren vorhanden sind. Aus den zwei elektromagnetischen Wellen  $E_{Laser} = E_1 \cdot \cos(f_1 t)$  und  $E_{Kamm} = E_2 \cdot \cos(f_2 t)$  ergibt sich durch die Überlagerung die Welle  $E_{schweb}$  mit der Schwebungsfrequenz der beiden Strahlen  $f_{schweb} = f_1 - f_2$ .

$$I_{schweb} = |E_{schweb}^2| = E_1 E_2 \cdot \cos[(f_1 - f_2) \cdot t] + \cos[(f_1 + f_2) \cdot t] \quad (2.3)$$

Zur Verdeutlichung der unterschiedlichen Schwebungssignale, die bei einer Schwebung mit einem Frequenzkamm entstehen, sind drei Schwebungen eines Lasers mit einem Frequenzkamm in Abbildung 2.4 dargestellt. In Abbildung 2.4 a) sind die Frequenzkammzinken (schwarz) und der Laser (rot) in einem Spektrum skizziert. Die Zinken besitzen einen Abstand von 250 MHz zueinander. Die Schwebungen finden mit jeweils unterschiedlichen Kammzinken statt und erzeugen die Frequenzen  $f_1$ ,  $f_2$  und  $f_3$ . Wie in Abbildung 2.4 b) skizziert, gibt es genau eine Schwebungsfrequenz zwischen 0 und 125 MHz, eine weitere im Bereich von 125 bis 250 MHz und noch weitere darüber hinaus. Für diese Arbeit ist nur die Schwebungsfrequenz  $f_{schweb}$  zwischen 0 und 125 MHz wichtig, da diese für das Stabilisieren des Lasers, siehe Kapitel 3, genutzt wird. Dabei wird für die Laserfrequenzanpassung ausgenutzt, dass diese  $f_{schweb}$  mit jeder Kammzinke erzeugt werden kann. Die Schwebung zwischen 125 MHz und 250 MHz wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit als Spiegelschwebung  $f_{spiegel}$  bezeichnet. Sie zeichnet sich dadurch aus, dass sie sich mit dem entgegengesetzten Vorzeichen zur Schwebung ändert. Bei einer steigenden Schwebungsfrequenz  $f_{schweb}$  sinkt  $f_{spiegel}$  und umgekehrt. Diese Polarität der Rückkopplung

<sup>6</sup> FC1500-250-U LN

ist im Abschnitt 3.2 näher erläutert.

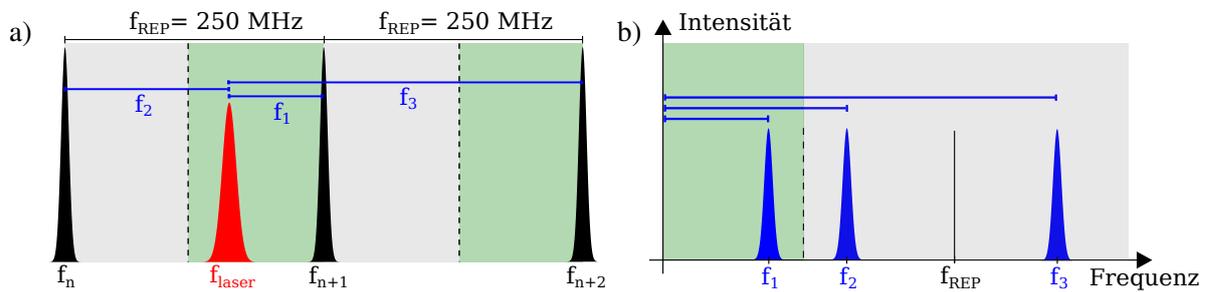


Abbildung 2.4: Skizzen der Schwebung zwischen einem IFL und einem Frequenzkamm; a) Zwischen den Frequenzkammzinken (schwarz) und dem Laser (rot) entstehen die Schwebungsfrequenzen  $f_1$ ,  $f_2$  und  $f_3$ . b) Solange die Laserfrequenz innerhalb des Frequenzkammpektrums liegt gibt es eine Kammzinke mit der eine Schwebungsfrequenz  $f_{schweb}$  zwischen 0 und 125 MHz entsteht. Diese Schwebung wird für das Stabilisieren der Lasers genutzt. Alle höheren Schwebungsfrequenzen sind für diese Arbeit nicht von Interesse und werden im Spektrum mit Hilfe von Filtern, siehe Abschnitt 3.1, unterdrückt.

Auf der Fotodiode soll das Schwebungssignal des Lasers mit der nächsten Kammzinke gemessen werden. Dafür ist es nötig den Kammstrahl an einem Gitter aufzuspalten. Ohne eine solche Frequenzauflösung würde der gesamte Kammstrahl auf die Fotodiode treffen und, aufgrund seiner Intensität, diese in Sättigung bringen. Desweiteren tritt Schrotrauschen auf wodurch das Signal-zu-Rausch Verhältnis (*engl.: signal-to-noise ratio*) (SNR) auf der Fotodiode verschlechtert wird. Dies kann ebenfalls verbessert werden, indem weniger Kammlicht auf die Fotodiode trifft.

Die Aufspaltung des Kamms kann vor und nach dem Fasereinkoppeln stattfinden. Vor der Faser hat es den Vorteil das man Probleme bezüglich der chromatische Aberration am Fasereinkoppler umgehen kann. Die Fasereinkoppler sind meist nicht für so einen großen Frequenzbereich ausgelegt, wie ihn der Kamm besitzt. Die Schwierigkeit dieser Methode ist das Faserkoppeln des aufgespaltenen Kamms. Es muss die Kammkomponente eingekoppelt werden mit der der IFL eine Schwebungsfrequenz zwischen 0 und 125 MHz erzeugen kann. Wird der Kamm zuerst fasergekoppelt, dann muss er anschließend frequenzabhängig an einem Gitter aufgespalten werden.

Es wurden beide Methoden untersucht. Die aufgenommenen Messergebnisse ergaben keinen deutlichen SNR-Unterschied der Schwebungssignale auf der Fotodiode.

Eine Iris blockt alle Frequenzkammkomponenten die nach dem Aufspalten nicht in der Nähe des Laserstrahl liegen.

## 2.2 Elektronischer Aufbau

Der Laserstrahl und der aufgespaltene Frequenzkamm werden durch eine Linse auf eine Fotodiode fokussiert. Anschließend wird die Fotodiodenspannung durch einen DC-Block, verschiedene Filter und Verstärker geschickt. In diesem Abschnitt wird zuerst auf die verwendete Elektronik, siehe Abbildung 2.5, eingegangen und anschließend der mbed-Controller zur Steuerung des Aufbaus vorgestellt.

Nach Filterung, welche in Abschnitt 3.1 erläutert wird, und Verstärkung<sup>7</sup> des Fotodiodensignals wird es an einem Signalteiler aufgeteilt. Ein Teil wird direkt auf einen Spektrumanalysator gegeben, um das Radiospektrum der Schwebung zu messen. Der andere Ausgang des Signalteilers ist an einen von zwei Anschlüssen eines PFD angeschlossen. Am zweiten Eingang des PFD liegt eine Radiofrequenz

<sup>7</sup> Für die Verstärkung des Fotodiodensignals werden zwei ZFL-500HLN+ von Mini Circuit verwendet.

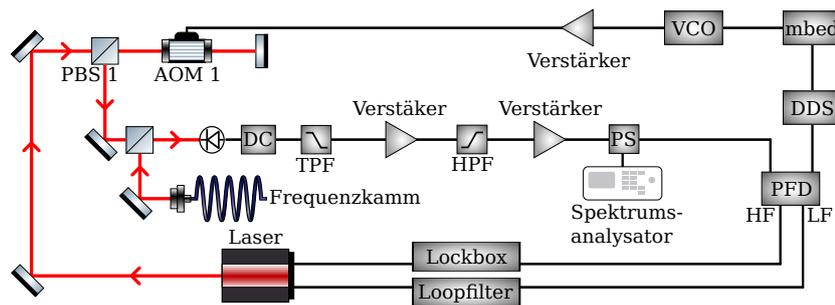


Abbildung 2.5: Das auf der Fotodiode aufgenommene Schwebungssignal wird verstärkt und durch eine Reihe von Filtern geformt. Das Signal, welches zum Vergleich mit einem DDS in den PFD geschickt wird, wird auf einem Spektrumanalysator aufgenommen. Ein mbed-Controller steuert den VCO, der den AOM 1 betreibt, und den DDS, dessen Frequenz mit der Schwebungsfrequenz im PFD verglichen wird. Die vom PFD generierten Fehlersignale werden zusammen mit einer Lockbox und einem Loopfilter verwendet um die Spannung des Piezoelementes im Laserresonator und den Laserdiodenstrom zu steuern.

an, die von einem DDS erzeugt wird. Diese wird im weiteren Verlauf der Arbeit als Referenzfrequenz  $f_{ref}$  bezeichnet. Der in dieser Arbeit verwendete DDS<sup>8</sup> kann Frequenz bis 160 MHz generieren. Der PFD vergleicht die beiden Frequenzen miteinander und gibt eine Spannung aus. Der PFD digitalisiert die Eingangssignale und in einem Phasen-Frequenz Detektorchip<sup>9</sup> werden die Frequenzen und Phasen miteinander verglichen.

Der PFD gibt eine Gleichspannung aus, wenn die zwei angeschlossenen Frequenzen unterschiedlichen sind. Das Vorzeichen dieser Spannung ist davon abhängig welche der beiden Frequenzen höher ist. Ist die Frequenz der beiden Eingangssignale gleich und sie unterscheiden sich nur durch einen Phasenversatz, dann wird dieser Phasenversatz in einem Tastgrad der Ausgangsspannung übersetzt. Das so generierte Fehlersignal wird an zwei Ausgängen, dem Hochfrequenz (*engl.: high frequency*) (HF) und dem Tieffrequenz (*engl.: low frequency*) (LF) Ausgang, ausgegeben. Der LF-Ausgang entspricht dem tiefpassgefilterten HF-Ausgang. Weitere Informationen zu dem hier verwendeten PFD und dessen Arbeitsweise ist in [11] zu finden.

Das Fehlersignal des LF-Ausgangs wird zuerst in eine Lockbox geschickt, welche den Proportional- und Integrationsanteil eines Regelkreises einstellt [12]. Der Ausgang der Lockbox wird an das Piezoelement im Laserresonator als negative Rückkopplung angeschlossen. Frequenzabweichungen zwischen der Schwebungsfrequenz  $f_{schweb}$  und dem DDS-Referenzsignal  $f_{ref}$  werden so korrigiert. Die Geschwindigkeit mit der, über das Piezoelement, Frequenzabweichungen korrigiert werden können ist begrenzt. Grund dafür ist, dass das Piezoelement sich verformt und diese Verformung nicht beliebig schnell ausgeführt wird.

Das nicht tiefpassgefilterte HF-Signal dient als Fehlersignal für die Strommodulation der Laserdiode. Die Modulation des Diodenstroms wird über einen Loopfilter geregelt. Dieser arbeitet als ein Phasenschiebeglied und stabilisiert durch die Strommodulation den Laser in seiner Phase. Im Detail wird auf die Stabilisation des Lasers in Abschnitt 3.2 eingegangen.

<sup>8</sup> Analog Devices AD9954

<sup>9</sup> ON Semiconductor MC100EP140

**mbed-Controller** Der DDS, welcher die Referenzfrequenz  $f_{ref}$  generiert, wird über eine serielle Schnittstelle durch einen Microcontroller<sup>10</sup> von NXP Semiconductors gesteuert. Dies ist ein ARM Cortex-M3 basierter Microcontroller, welcher im weiteren Verlauf dieser Arbeit als mbed-Controller<sup>11</sup> bezeichnet wird. Der DDS kann in verschiedenen Modi betrieben werden. Im normalen Betrieb können verschiedene Profile mit Frequenzen belegt und im laufenden Betrieb zwischen diesen Frequenz gewechselt werden. Dabei gibt der DDS jeweils eine feste Frequenz aus. Es ist ebenfalls möglich in diesen Profilen vorprogrammierte Frequenzrampen aus dem RAM des DDS auszuführen.

Neben der seriellen Schnittstelle zur Steuerung der Referenzfrequenz besitzt der mbed-Controller einen internen Digital zu Analog Konvertierer (engl.: *digital-to-analog converter*) (DAC). Dessen ausgegebene Spannung wird verstärkt, sodass 0 bis 10 V ausgegeben werden. Über diese wird der VCO gesteuert, welcher die Frequenzen für den AOM generiert. So kann die Frequenzverschiebung durch den AOM per mbed verändert werden.

Der mbed-Controller wird über den Onlinecompiler von *mbed*<sup>12</sup> programmiert und die Programme per USB aufgespielt. Gesteuert werden kann der mbed über eine serielle Schnittstelle und dem Terminalprogramm *HTerm*<sup>13</sup>. Mit Hilfe des Terminals können im mbed programmierte Funktionen aufgerufen werden, die dann die entsprechenden Ausgänge ansteuern.

Der mbed-Controller besitzt mehrere Eingänge für analoge Spannungen. Der mbed-Controller kann über diese analogen Spannungen gesteuert werden, sobald dies in der Software aktiviert worden ist. Dafür ist in sogenannten Transferfunktionen definiert, was bei Anlegen einer Spannung ausgeführt werden soll. Diese können beliebig angepasst werden und für die Laserfrequenzanpassung verwendet werden, wie in Kapitel 5 erklärt.

---

<sup>10</sup> LPC1768

<sup>11</sup> Ein in die weitere Elektronik eingebetteter (engl.: *embedded*) Controller.

<sup>12</sup> Website des Onlinecompilers: <https://developer.mbed.org/compiler/>

<sup>13</sup> Website des Terminalprogramms: <http://www.der-hammer.info/terminal/>

---

## Stabilisierung eines Lasers auf einen Frequenzkamm

---

Der erste Abschnitt dieses Kapitels befasst sich mit dem Schwebungsspektrum zwischen Laser und Frequenzkamm. Es wird erläutert welche Frequenzkomponenten im Schwebungsspektrum vorhanden sind und welche Komponenten für das Stabilisieren des Lasers genutzt werden. Anschließend wird erläutert wie die ungewollten Frequenzkomponenten mit Filtern unterdrückt werden.

Auf die Frequenz- und Phasenstabilisierung wird im zweiten Abschnitt dieses Kapitels eingegangen. Die Stabilisierung ist notwendig, damit im Experiment die Resonatorlänge konstant ist.

### 3.1 Spektrum des Schwebungssignals

Die erzeugte Schwebung zwischen Laser und Kamm trifft nach der Gitteraufspaltung auf die Fotodiode, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben. Die Fotodiodenspannung wird anschließend als erstes durch einen DC-Block geschickt, da für das Spektrum nur der Wechselspannungsanteil entscheidend ist und der PFD bei seinem Vergleich von zwei Frequenzen sensitiv auf Nulldurchgänge der Spannung ist.

Das für diesen Aufbau relevante Schwebungssignal des Lasers mit einer Frequenzkammzinke liegt immer zwischen 0 MHz und 125 MHz, wie in Abschnitt 2.1.2 bereits erläutert. Höhere Schwebungsfrequenzen sind für das in dieser Arbeit verwendete Schema zur Frequenzanpassung störend und müssen unterdrückt werden.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde ein Tiefpassfilter verwendet, der seinen 3dB-Punkt bei 80 MHz hat. Dieser Punkt beschreibt die Frequenz, an der das Eingangssignal um die Hälfte abgeschwächt worden ist. Mit Hilfe dieses Filters sollte die Spiegelschwebung  $f_{spiegel}$  und die Kammwiederholungsrate  $f_{rep}$  unterdrückt werden. Dies war bei niedrigen Schwebungsfrequenzen  $f_{schweb}$  gegeben. Allerdings war die Unterdrückung zu schwach, wenn sich Schwebungsfrequenz  $f_{schweb}$  und Spiegelschwebungsfrequenz  $f_{spiegel}$  bei 125 MHz annäherten. Dadurch konnte der Laser nur bei  $f_{ref} < 100$  MHz stabilisiert werden.

Das Spektrum mit diesem 80 MHz Tiefpassfilter ist in Abbildung 3.1 a) dargestellt. Mit diesem Filter wurde ein SNR zwischen Schwebungsfrequenzspitze und dem Rauschuntergrund der Fotodiode von 20 dB gemessen. Das SNR zwischen den Spitze von  $f_{schweb}$  und  $f_{spiegel}$  war teilweise deutlich geringer. Die Stabilisierung war mit diesem Filter nicht bei jeder Referenzfrequenz  $f_{ref}$  möglich, da der PFD keine klaren Nulldurchgänge der Schwebungsfrequenz erkennen konnte. Die untere Grenze von  $f_{ref}$ , bei der eine Stabilisierung möglich ist, liegt bei 40 MHz und ist durch die Frequenzabhängigkeit des PFD begrenzt [11].

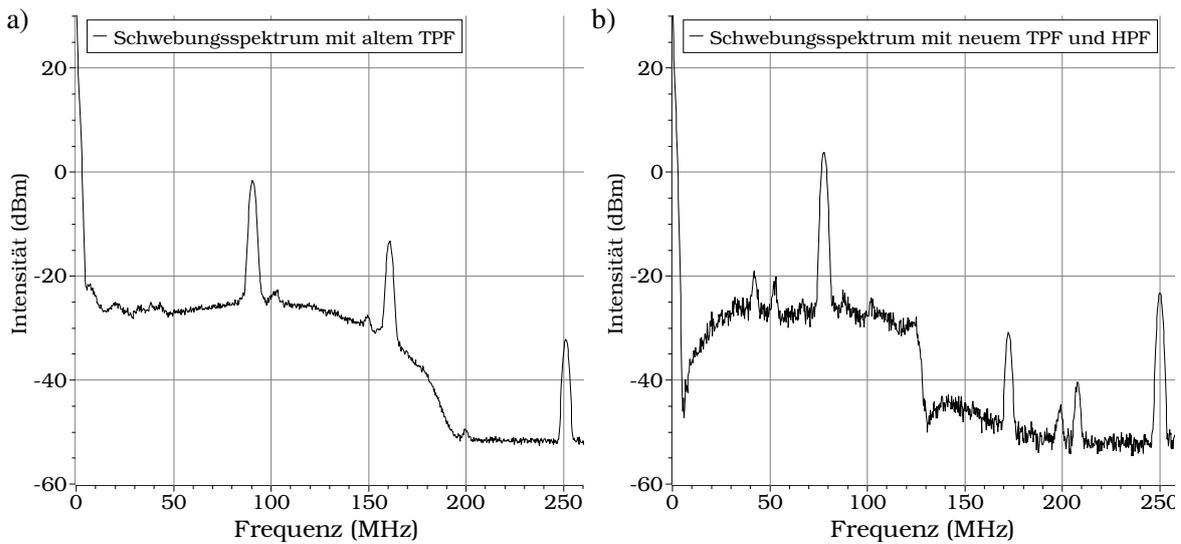


Abbildung 3.1: Vergleich der Schwebungsspektren; a) Das alte Schwebungsspektrum mit einem Tiefpassfilter erster Ordnung, der eine Grenzfrequenz von 80 MHz besitzt. Bei 90 MHz ist die Schwebungsfrequenz  $f_{schweb}$  und bei 160 MHz die Spiegelschwebung  $f_{spiegel}$  dargestellt. Die Spiegelschwebungsspitze ist um ca. 10 dB durch den Tiefpassfilter unterdrückt. b) Das Schwebungsspektrum mit den neu entworfenen Filtern. Die Spiegelschwebung ist um ca. 15 dB stärker unterdrückt durch den neuen Tiefpassfilter. In diesem Spektrum sind weitere Spitze erkennbar, die auf den multimodalen Betrieb des Lasers zurückzuführen sind.

Zur Vergrößerung des Bereichs in dem eine Laserstabilisierung möglich ist wird ein Tiefpassfilter sowie ein Hochpassfilter verwendet. Der Tiefpass, in Abbildung 3.2 a) skizziert, besteht aus fünf LC-Gliedern und hat seinen 3dB-Punkt bei 72 MHz. Aufgrund des Hintereinanderschaltens steigt die Abschwächung erst bei ungefähr 120 MHz stark an. Das Abschwächungsverhalten dieses Filter kann in Abbildung 3.1 b) nachvollzogen werden. Dort ist ebenfalls das Abschwächverhalten des Hochpassfilters erster Ordnung zu erkennen. Die Schaltskizze dieses Filters ist in Abbildung 3.2 b) dargestellt und es ergibt sich ein 3dB-Punkt bei 28 MHz.

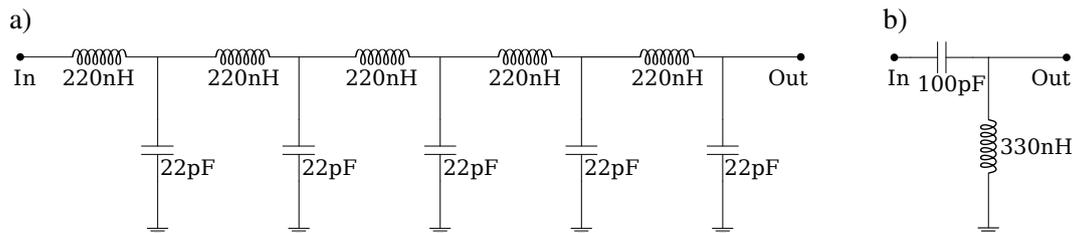


Abbildung 3.2: a) Der nach dieser Schaltskizze entworfene Tiefpassfilter besteht aus fünf LC-Gliedern. Der 3dB-Punkt des Filters ist bei 72 MHz. Durch die Aneinanderreihung der fünf LC-Glieder ergibt sich ein starker Abfall bei 120 MHz. Dieses Verhalten ist am Spektrum in Abbildung 3.1 b) zu sehen. b) Der einfache LC-Hochpassfilter, zur Unterdrückung von Frequenzen unterhalb von 28 MHz, wurde nach dem hier dargestellten Design entworfen.

Beide Filter wurden im Laufe der Arbeit entworfen und angefertigt. Durch die verbauten Komponenten und die Verschaltung des Filters im Aufbau, siehe Abbildung 2.1, ist eine Impedanzanpassung von 50Ω gewährleistet.

Die Abbildung 3.1 b) zeigt ein Schwebungsspektrum mit eingebautem Tief- und Hochpassfilter. Die Frequenzkomponente der Spiegelschwebung  $f_{spiegel} = 170$  MHz ist um 30 dB im Vergleich zur Schwebungsfrequenz  $f_{schweb} = 80$  MHz unterdrückt, sodass sie unterhalb des Rauschuntergrundes der Fotodiode

liegt. Im Vergleich der beiden Filterkonfigurationen zeigt sich, dass der neue Tiefpassfilter  $f_{spiegel}$  um ca. 15 dB stärker unterdrückt als der vorherige. Dadurch hat sich die maximale Referenzfrequenz, bei der der Laser stabilisiert werden kann, von 100 auf 115 MHz erhöht. Die minimale Referenzfrequenz, bei der eine Phasenstabilisierung möglich war, hat sich nicht verändert.

Die Abschwächung durch den Tiefpass ist bei kleineren Frequenzen als 120 MHz nicht konstant, sondern weist Bereich stärkerer und geringerer Abschwächung auf. Diese sind im Spektrum in Abbildung 3.1 b) in Ansätzen zu erkennen. In den Tälern war es nicht möglich den Laser zu stabilisieren, da auf dem Schwebungssignal im Zeitbereich eine 2 MHz Störung vorhanden war. Deren Ursprung ist noch ungeklärt und muss weiter untersucht werden. Mit eingebautem Hochpassfilter ist es möglich, den Laser auch in diesen Bereichen geringerer Signalstärke zu stabilisieren.

## 3.2 Frequenz- und Phasenstabilisierung

Wie in Abschnitt 2.1.2 erwähnt, dient der DDS als Referenzfrequenz  $f_{ref}$  mit der die Schwebungssignalfrequenz  $f_{schweb}$  im PFD verglichen wird. Bei einer festen  $f_{ref}$  wird durch Rückkopplung auf den Laser versucht die Schwebungsfrequenz zu stabilisieren, sodass  $f_{schweb} = f_{ref}$  gilt. Dies wird im weiteren Verlauf der Arbeit als *Stabilisierungspunkt* bezeichnet. Im verwendeten Aufbau liegt der Stabilisierungspunkt immer in einem Bereich von 0-125 MHz unterhalb einer Frequenzkammzinke. Dieser Bereich ist in Abbildung 3.3 in grün dargestellt.

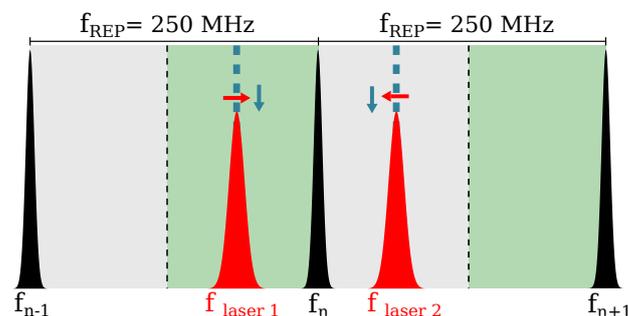


Abbildung 3.3: Die Rückkopplung auf den Laser (rot) besitzt eine Polarität. Das Schwebungssignal des Lasers 1 (rot)  $f_{schweb} = f_n - f_{laser1}$  wird auf eine Referenzfrequenz  $f_{ref}$  stabilisiert. Dadurch hat der Laser einen festen Abstand zur Kammzinke  $f_n$ . Verringert man den Abstand zur Kammzinke  $f_n$ , indem  $f_{ref}$  verringert wird, dann korrigiert die Rückkopplung den Laser in seiner Frequenz nach oben. Dies ist an den Pfeilen über der Spitze von Laser 1 verdeutlicht. Im grauen Bereich über der Kammzinke erzeugt Laser 2 ebenfalls eine Schwebung mit  $f_{schweb} = f_n - f_{laser2}$ . Bei dieser wird die Laserfrequenz allerdings verringert, wenn  $f_{ref}$  verringert wird.

In diesen grün markierten Bereichen erhöht sich die Laserfrequenz  $f_{laser}$ , sobald die Referenzfrequenz  $f_{ref}$  verringert wird. Der gewollte Abstand der Laserfrequenz  $f_{laser}$  zu einer Kammzinkenfrequenz  $f_n$  verkleinert sich und da die Laserfrequenz unter der Kammzinke liegt bewegt er sich in seiner Frequenz nach oben. Die Änderungsrichtung der Laserfrequenz ist in den grauen Bereichen genau andersherum. Hier verringert sich die Laserfrequenz sobald die Referenzfrequenz verringert wird, da die Laserfrequenz über der Kammzinke liegt, wie an den über den entsprechenden Spitzen dargestellten Pfeilen schematisch verdeutlicht ist. Die Frequenz des Schwebungssignals ist stets die absolute Differenz der Laserfrequenz von der nächsten Kammzinkenfrequenz  $f_n$ . Aus diesem Grund kann die Messelektronik nicht erkennen in welchem der Bereiche sich die Laserfrequenz befindet. Somit muss die Stabilisierung

auf einen der Bereiche begrenzt werden.

Eine Frequenzstabilisierung findet über eine Rückkopplung auf das Piezoelement im Laserresonator statt. Der LF-Ausgang des PFD wird in eine Lockbox geschickt. Diese ist ein Regler mit einem Proportional- und einem Integrationsanteil, auch PI-Regler genannt. Der Proportionalteil sorgt dafür, dass Ausschläge im Fehlersignal direkt als eine Rückkopplung auf das Piezoelement wirken. Der Integrationsanteil sorgt durch zeitliche Integration für ein Einschwingen des Regelkreises. Der Regelkreis arbeitet mit negativer Rückkopplung, durch welche Frequenzänderungen entgegengewirkt werden. Über das Piezoelement kann nur die Frequenzstabilisierung stattfinden, da das Piezoelement eine begrenzte Bandbreite besitzt.

Die Phase der Laserfrequenz wird durch einen weiteren Regelkreis stabilisiert. In diesem Regelkreis wird der HF-Ausgang des PFD in einen Loopfilter geschickt. Dieser steuert die Diodenstrommodulation, um Phasenabweichungen zwischen  $f_{ref}$  und  $f_{schweb}$ , vorausgesetzt diese sind identisch, auszugleichen. Der Loopfilter basiert auf dem Prinzip des Lead-Filters, welcher die Phase des Eingangssignals um  $0^\circ$  bis  $90^\circ$  verschiebt. Dadurch kann die Totzeit, die Zeit die zwischen Auftreten und Korrektur einer Störung vergeht, verkleinert werden.

Das Spektrum eines in seiner Frequenz und Phase stabilisierten Lasers ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Der Stabilisierungspunkt ist auf 90 MHz eingestellt. Die Frequenzkomponente bei 90 MHz ist im Rahmen der Auflösung des verwendeten Spektrumsanalysators<sup>1</sup>, als Deltaspitze zu erkennen. Die sogenannten Seitenbänder stellen die korrigierbaren Phasenabweichungen dar und sind die zwei kleineren Frequenzbeiträge neben der Deltaspitze. Aus dem Abstand der Deltaspitze zu den Seitenbändern lässt sich für die Stabilisierung eine Regelbandbreite von  $\approx 1,1$  MHz feststellen. Die Frequenzspitzen bei 88,0 MHz und 93,1 MHz entsprechen den Sendefrequenzen von WDR 5 und WDR 3, die von der Messelektronik registriert werden.

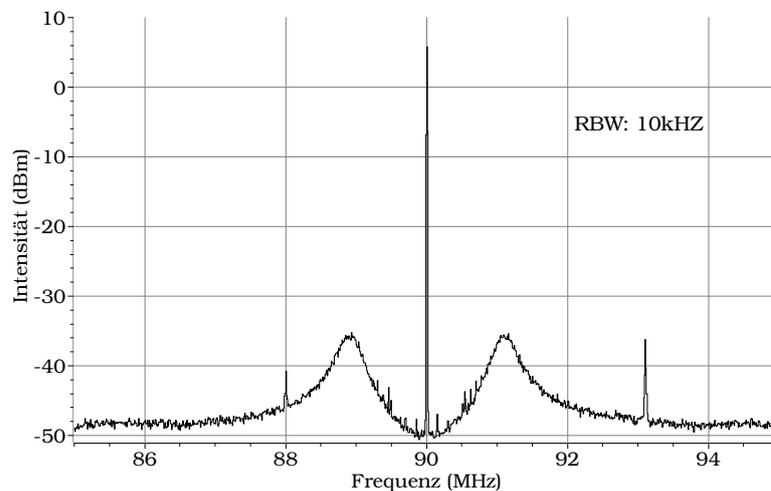


Abbildung 3.4: Spektrum des phasenstabilisierten IFL bei einer Referenzfrequenz  $f_{ref}$  von 90 MHz. Die Daten sind über 10 Messungen gemittelt worden. Der Abstand der Seitenbänder zur Deltaspitze beträgt 1,1 MHz und charakterisiert die Bandbreite des Regelkreises.

Eine Untersuchung der Frequenz- und Phasenstabilität des IFL ist in [11] durchgeführt worden.

<sup>1</sup> Keysight N9010A EXA

---

## Schema zur Frequenzanpassung des phasenstabilisierten Lasers

---

Dieser Abschnitt erläutert das Schema, mit dessen Hilfe die Frequenz eines auf den Frequenzkamm phasenstabilisierten Lasers kontinuierlich verändert werden kann. Bei diesem *Scannen* der Laserfrequenz muss sich der Stabilisierungspunkt von einem zum nächsten Frequenzkammzinken ändern, um während des Scannen weiterhin eine Schwebungsfrequenz zwischen 0 und 125 MHz beizubehalten. Das kontinuierliche Ändern der Laserfrequenz wird im Experiment dazu verwendet, um die Resonatorlänge zu verändern. Das Besondere dabei ist, dass die Laserfrequenz sich bei den Scans reproduzierbar verändert. Das bedeutet, dass die Laserfrequenz, die vor dem Scan stabilisiert ist, exakt der gewollten Änderung folgt und somit auch während dem Scan „stabilisiert“ ist.

Zum Schluss wird das verwendete Schema mit zwei weiteren Schemata zur Laserfrequenzanpassung verglichen.

### 4.1 Freiheitsgrade der Frequenzanpassung

Für das Ändern der Laserfrequenz gibt es zwei Freiheitsgrade. Einerseits die Anpassung der Referenzfrequenz  $f_{ref}$  und andererseits die Frequenzverschiebung mit  $f_{AOM}$  durch AOM 1.

#### 4.1.1 Änderung der Laserfrequenz mit Hilfe der Referenz

Die Laserfrequenz kann im stabilisierten Zustand erhöht bzw. verringert werden, indem  $f_{ref}$  entsprechend geändert wird. In dieser Arbeit wird der Laser von links an einen Frequenzkammzinken stabilisiert, wie bereits im Abschnitt 3.2 erklärt. Das bedeutet, dass der Schwebungsfrequenzbereich (0-125 MHz) links von den Kammzinken liegt. Während der Frequenzanpassung liegt der Stabilisierungspunkt zu jedem Zeitpunkt in diesem Bereich. In der Abbildung 4.1 a) ist dieser Bereich in grün dargestellt. Im grauen Bereich, rechts von den Kammzinken, ist eine Stabilisierung nicht möglich, da die Rückkopplung in diesem Bereich Frequenzabweichungen verstärkt anstatt auszugleichen. Der AOM 1 verschiebt die Laserfrequenz  $f_{laser}$  (orange), während des Scannen mit der Referenz, um konstante 500 MHz. In Abbildung 4.1 a) ist die AOM-Verschiebung (roter Pfeil) nur qualitativ eingezeichnet. Der Laser ist stabilisiert, sodass  $f_1 = f_{ref1}$  gilt. Verringert man nun die DDS-Referenzfrequenz um  $\Delta f_{ref}$  (türkiser Pfeil), dann stellt der Regelkreis eine Abweichung zwischen Schwebungsfrequenz  $f_1$  und Stabilisierungspunkt  $f_{ref}$  fest. Der Regelkreis korrigiert die Laserfrequenz um  $\Delta f_{laser}$  nach oben, damit  $f_2 = f_{ref}$  gilt. Der Laser

wird mit einem kleineren Frequenzunterschied zum Frequenzkammzinken stabilisiert.

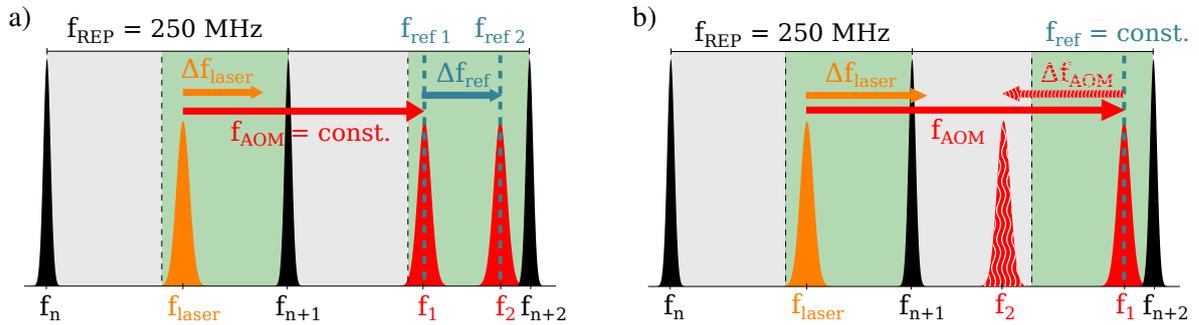


Abbildung 4.1: a) Frequenzanpassung durch Referenz; Zwischen den Frequenzkammzinken (schwarz) sind die Bereiche gekennzeichnet in denen der Laser stabilisiert (grün) bzw. nicht stabilisiert (grau) werden kann. Die konstante, qualitative AOM-Verschiebung (roter Pfeil) ändert die Laserfrequenz  $f_{laser}$  (orange) zu  $f_1$ . Dort wird der Laser auf  $f_{n+2} - f_1 = f_{ref}$  stabilisiert. Durch eine Verschiebung des Stabilisierungspunktes um  $\Delta f_{ref}$  näher an die Kammzinke  $f_{n+2}$  heran, korrigiert der Regelkreis die Laserfrequenz um  $\Delta f_{laser}$  nach oben, sodass die Schwebungsfrequenz auf  $f_{ref2}$  stabilisiert wird. b) Frequenzanpassung durch AOM 1; Die Laserfrequenz  $f_{laser}$  wird durch AOM 1 um 500 MHz auf  $f_1$  erhöht, bevor sie mit der Kammzinkenfrequenz  $f_{n+2}$  eine Schwebung erzeugt und die Schwebungsfrequenz auf  $f_{ref}$  stabilisiert wird. Durch eine Verringerung der AOM-Frequenzverschiebung um  $\Delta f_{AOM}$  weicht die vom AOM verschobene Laserfrequenz  $f_2$  von  $f_{ref}$  ab. Der Regelkreis erhöht daraufhin die Laserfrequenz  $f_{laser}$ , damit die Schwebung  $f_{n+2} - f_2$  zu  $f_{ref}$  korrigiert und dort stabilisiert wird.

#### 4.1.2 Änderung der Laserfrequenz mit Hilfe des AOM 1

Der zweite Freiheitsgrad ist die Frequenzverschiebung durch AOM 1 um  $f_{AOM}$ . Dieser wird verwendet, um bei einem konstanten Stabilisierungspunkt  $f_{ref}$ , die Laserfrequenz über die grauen Bereiche in Abbildung 4.1 b) zu scannen. Der AOM 1 ist im Rückkopplungsarm, siehe Abbildung 2.1, eingebaut und somit Teil des Regelkreises. Dadurch werden Änderungen der Laserfrequenz  $f_{laser}$  (orange) durch den AOM 1 ebenfalls vom PFD erkannt und durch den Regelkreis korrigiert. Die Änderung der Laserfrequenz durch AOM 1 ist in Abbildung 4.1 b) schematisch dargestellt. Der AOM 1 verschiebt die Laserfrequenz  $f_{laser}$  (orange) immer um 300 bis 500 MHz. Dies ist mit dem roten Pfeil nach rechts angedeutet, wobei die Verschiebung auch hier nur qualitativ ist. Innerhalb dieses Bereichs kann mit dem AOM gescannt werden. Zuerst verschiebt der AOM die Laserfrequenz um 500 MHz zur Schwebungsfrequenz  $f_1$ . Anschließend wird die Frequenzverschiebung durch den AOM um  $\Delta f_{AOM}$  (roter gestrichelter Pfeil) verringert, wodurch sich Schwebungsfrequenz zu  $f_2$  ändert. Der Regelkreis korrigiert anschließend die Laserfrequenz um  $\Delta f_{laser}$  nach oben, sodass  $f_2 = f_{ref}$  wieder erfüllt ist. So wird die Laserfrequenz erhöht bis der AOM seinen minimalen Wert von 300 MHz erreicht hat.

Während der Laserfrequenzanpassung mit Hilfe des AOM 1 bleibt der Laser in seinem stabilisierten Zustand. Das bedeutet, dass der Laser beim Scannen exakt der vorgegebenen Frequenzänderung folgt und sicher gestellt ist, dass die Frequenzänderung reproduzierbar bleibt.

## 4.2 Verschiebung des Stabilisierungspunktes zwischen Kammzinken

Mit der Verschiebung des Stabilisierungspunktes ist der Sprung des Stabilisierungspunktes von einem zum benachbarten Kammzinken gemeint.

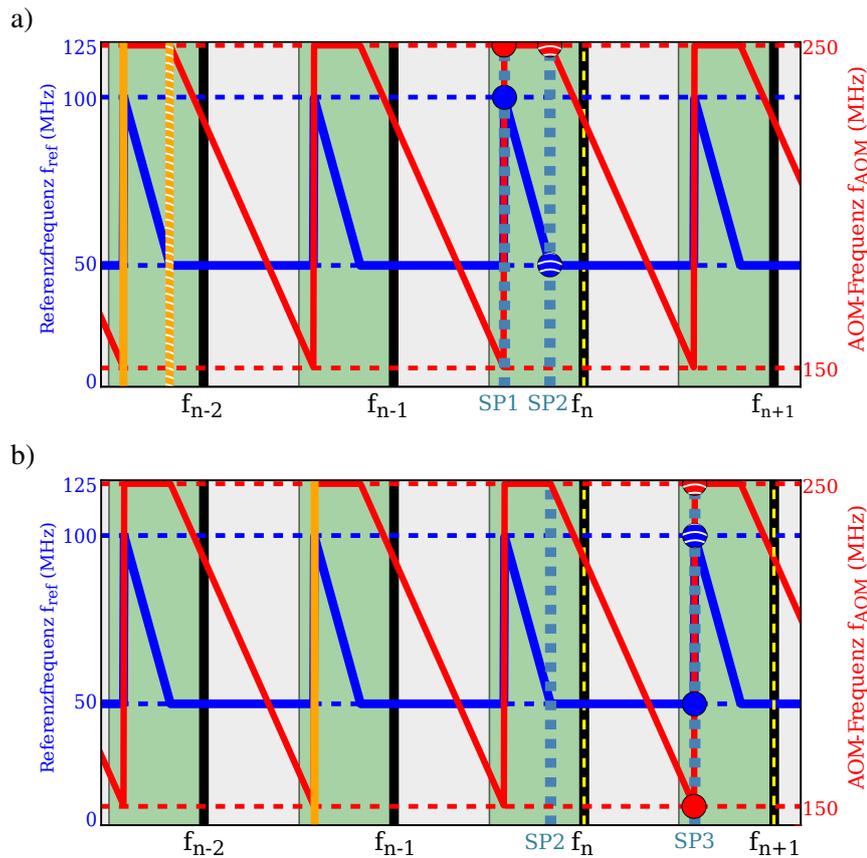


Abbildung 4.2: Schema eines Laserfrequenzanpassung mit einem Sprung des Stabilisierungspunktes. Zwischen den Kammzinken (schwarz) sind die Bereiche eingezeichnet, in denen die Laserstabilisierung möglich (grün) bzw. nicht möglich (grau) ist. Der Verlauf der Referenzfrequenz  $f_{ref}$  (blau) und der AOM-Frequenz  $f_{AOM}$  (rot) sind als Kurven eingezeichnet. Die aktuellen Frequenzwerte von Referenz und AOM an. Als türkis gestrichelte Senkrechte ist die Position des Stabilisierungspunktes SP eingezeichnet. In orange ist der Laser dargestellt. In a) und b) sind jeweils zwei Situationen abgebildet. Die zeitlich spätere Situation, bzw. Einstellungen, sind durch weiße Streifen gekennzeichnet. a) Der Laser ist an SP 1 stabilisiert und  $f_{ref}$  und  $f_{AOM}$  sind an ihrem jeweiligen Maximum. Nach dem Scannen mit der Referenz ist  $f_{ref}$  an seinem Minimum und  $f_{AOM}$  ist noch am Maximum. Der Laser wurde ebenfalls gescannt. Von Bild a) nach Bild b) wurde mit dem AOM gescannt. Dies ist daran zu erkennen, dass dieser seine minimale Frequenz ausgibt. Der Stabilisierungspunkt hat sich nicht verschoben, dafür aber der Laser um die zweifache  $f_{AOM}$ -Änderung. Anschließend werden  $f_{ref}$  und  $f_{AOM}$  auf ihre Maxima gesetzt und der Stabilisierungspunkt springt von Zinke  $f_n$  zu  $f_{n+1}$  zu SP 3. Durch den Sprung ändert sich die Laserfrequenz  $f_{laser}$  nicht.

In Abbildung 4.2 ist ein gesamter Scanvorgang, inklusive Sprung, in *Python* simuliert und dargestellt worden. Auf der linken y-Achse ist die Referenzfrequenz  $f_{ref}$  aufgetragen. Deren Verlauf während des Scannens ist als blaue Kurve eingezeichnet. Auf der rechten y-Achse ist die AOM-Frequenz  $f_{AOM}$  aufgetragen und der Verlauf in rot eingezeichnet. Die im Folgenden diskutierten und hervorgehobenen Werte der Referenz- und AOM-Frequenz sind als blauer und roter Punkt markiert. Als Ausgangslage wird die Situation aus Abbildung 4.2 a) angenommen, mit dem Stabilisierungspunkt SP 1 und  $f_{ref}$  und  $f_{AOM}$  an ihren maximalen Stellwerten. Außerdem wird der Laser auf die Kammzinke  $f_n$ , welche gelb markiert ist, stabilisiert. Anschließend wird mit der Referenz, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, gescannt. Nach diesem Scan wird der Laser an SP 2 stabilisiert. Die gestrichelten Punkte zeigen die neuen Werte

von  $f_{ref}$  und  $f_{AOM}$  an. Links im Bild ist dargestellt, wie sich die Laserfrequenz (orange) um den mit der Referenz gescannten Frequenzbetrag ändert.

Abbildung b) zeigt die Situation nach dem Scan mit dem AOM. Die Referenz (blauer Punkt) ist nach wie vor an ihrem unteren Stellwert. Die AOM-Frequenz hat sich um 100 MHz verringert und den Laser um 200 MHz gescannt, da der Laser um die doppelte AOM-Frequenz verschoben wird. Die AOM-Frequenz (roter Punkt) liegt ebenfalls an ihrem Minimum. Wichtig ist, dass sich der Stabilisierungspunkt (türkis) während dem Scannen mit dem AOM nicht verschoben hat und immer noch an Position SP 2 ist. Der Laser ist ebenfalls noch auf Kammzinke  $f_n$  stabilisiert. Um weiter scannen zu können, muss der Laser auf die Kammzinke  $f_{n+1}$  stabilisiert werden. Dafür werden Referenz und AOM an ihre Ausgangswerte zurück gesetzt. Das Setzen der Referenzfrequenz auf ihr Maximum sorgt dafür, dass der Laser wieder im maximalen Abstand zur nächsten Kammzinke stabilisiert wird. Um anzuzeigen, dass der Laser auf eine neue Kammzinke stabilisiert wird, wechselt die gelbe Markierung auf Kammzinke  $f_{n+1}$ . Damit hat sich der Stabilisierungspunkt zu Position SP 3 verschoben. Die Schwebungsfrequenz  $f_{schweb}$  wird nun aus dem Laser und der Kammzinke  $f_{n+1}$  gebildet. Die Laserfrequenz  $f_{laser}$  bleibt bei dem Sprung konstant und der AOM verschiebt diese erneut um 500 MHz.

Als Beispiel kann mit der Referenz um 50 MHz und dem AOM 1 um 200 MHz gescannt werden. Damit wird die Laserfrequenz um 250 MHz erhöht, was nach Gleichung (4.1) eine Änderung des Stabilisierungspunktes ermöglicht. Da nur dann gewährleistet ist, dass der Laser seine Frequenz beim Sprung des Stabilisierungspunktes beibehält.

$$\Delta f_{ref} + 2 \cdot \Delta f_{AOM} = 250 \text{ MHz} \quad (4.1)$$

$\Delta f_{AOM}$  geht in dieser Formel mit einem Faktor 2 ein, da der Laser den AOM 1 doppelt durchläuft.

Damit experimentell überprüft werden kann das sich die Laserfrequenz beim Stabilisierungspunktsprung nicht ändert, werden Wavemetermessungen verschiedener Scans durchgeführt. Diese Messungen sind im folgenden Abschnitt 4.3 beschrieben.

### 4.3 Wavemetermessung

Frequenzanpassungen des Lasers können mit Hilfe einer Wavemetermessung aufgezeichnet werden. Ein Wavemeter misst die Wellenlänge bzw. Frequenz eines Laserstrahls mit Hilfe eines Interferometers. Die absolute Auflösung des Wavemeters<sup>1</sup> sind 50 MHz, dennoch kann es relative Änderungen von 5 MHz darstellen. Dadurch ist es geeignet um die Frequenzänderung der Laserfrequenz während des Scannen und dem Sprung zu messen. In Abbildung 4.3 sind zwei dieser Wavemetermessungen dargestellt.

In Abbildung a) ist die Messung der Laserfrequenzabweichung von 386,800866 THz über eine Zeit von 18 Minuten dargestellt. In dieser Zeit wurde die Laserfrequenz um 1 GHz angepasst. Die Zeiten zwischen den einzelnen Scans variieren, da die Scans manuell gestartet wurden. Zuerst wurde die Laserfrequenz um 50 MHz mit Hilfe der Referenzfrequenz erhöht. Anschließend wurden mit Hilfe des AOM nur 189 MHz gescannt. Daraus resultiert eine Laserfrequenzänderung beim Ändern des Stabilisierungspunktes, da Gleichung (4.1) nicht erfüllt ist. Die Gleichung ist mit Absicht nicht erfüllt worden, damit der Laserfrequenzsprung auf dem Wavemeter sichtbar ist. Dieser ist an der markierten Stelle durchgeführt worden. Insgesamt wurde dieser Scanvorgang vier mal durchgeführt und jedesmal wurde die Laserfrequenz um 250 MHz erhöht.

---

<sup>1</sup> High Finesse WS7

In Abbildung 4.3 b) ist eine erneute Wavemetermessung dargestellt. Hier wurde mit der Referenz 70 MHz und mit dem AOM, nach Gleichung (4.1), 180 MHz gescannt. Dadurch trat beim Ändern des Stabilisierungspunktes kein Frequenzsprung des Lasers mehr auf. Um zu verdeutlichen, dass der Sprung durchgeführt wurde, ist anschließend erneut mit der Referenz gescannt worden. Dies war nur möglich, da die Referenzfrequenz  $f_{ref}$  nach dem Sprung auf ihren maximalen Stellwert zurückgesetzt wurde. Der Sprung wurde soweit optimiert, dass Gleichung (4.1) erfüllt war und keine Frequenzänderung im Rahmen der Wavemeterauflösung sichtbar war.

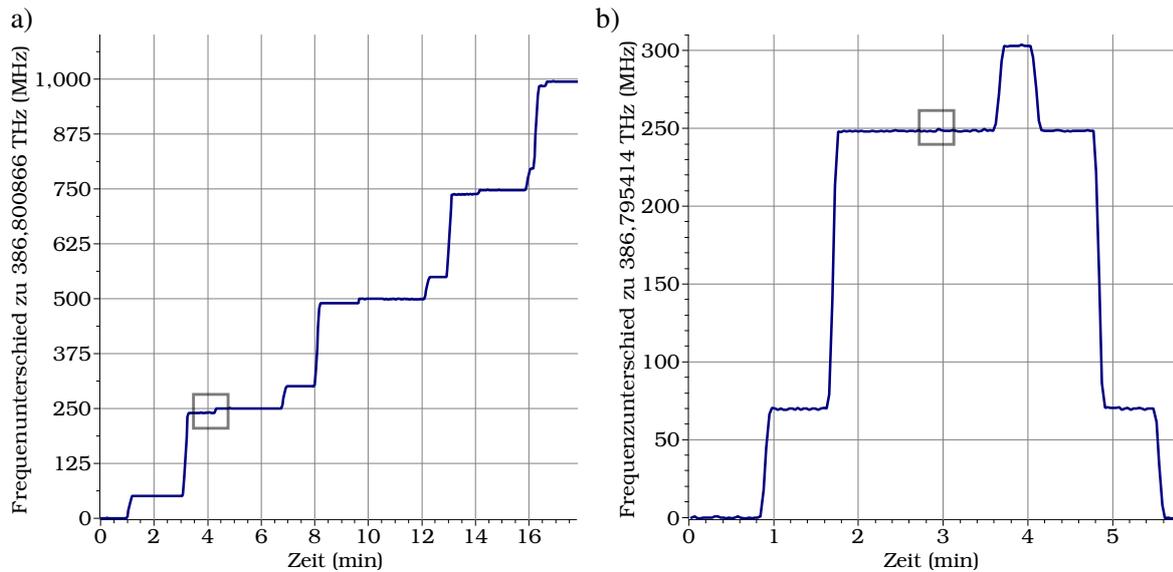


Abbildung 4.3: Wavemetermessung zweier Laserfrequenzanpassungen; a) Die Laserfrequenz wurde als erstes mit Hilfe der Referenz um 50 MHz verändert. Anschließend wurde der AOM 1 verwendet, um die Laserfrequenz nur um 189 MHz zu ändern. Die gesamte Änderung sind somit keine 250 MHz, wodurch die Laserfrequenz sich beim Zurücksetzen von  $f_{ref}$  und  $f_{AOM}$  sprunghaft ändert. Dadurch ist die erfolgreiche Ausführung des Sprungs auf dem Wavemeter sichtbar, siehe kleiner grauer Kasten bei ca. 4 min. Über die gesamte Messung hinweg wurde der Stabilisierungspunkt zwischen vier verschiedenen Kammzinken verschoben und der stabilisierte Laser um 1 GHz in seiner Frequenz angepasst. b) In dieser Messung sollte der Laser keinen Frequenzsprung beim Zurücksetzen von  $f_{ref}$  und  $f_{AOM}$  erfahren. Dafür wurde mit der Referenz um 70 MHz und dem AOM um 180 MHz gescannt. Innerhalb der Wavemeterauflösung, von 5 MHz, hat der Laser seine Frequenz beim Sprung nicht geändert.

**Langzeitmessung** Um die Langzeitstabilität des frequenz- und phasenstabilisierten Lasers zu überprüfen, wurde ebenfalls eine Wavemetermessung durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Der Laser lief für 110 Minuten ohne Stabilisierung und driftete innerhalb dieser Zeit um 70 MHz. Es sind auch Frequenzschwankungen auf kleineren Skalen sichtbar, welche durch Temperaturänderungen im Laborraum verursacht werden. Die restliche Zeit wurde der Laser in seiner Frequenz und Phase stabilisiert. Die dabei eventuell auftretenden Frequenzinstabilitäten können vom Wavemeter nicht aufgelöst werden. Die Frequenz- und Phasenstabilität kann durch Betrachten des Fehlersignals der Regelschleife untersucht werden.

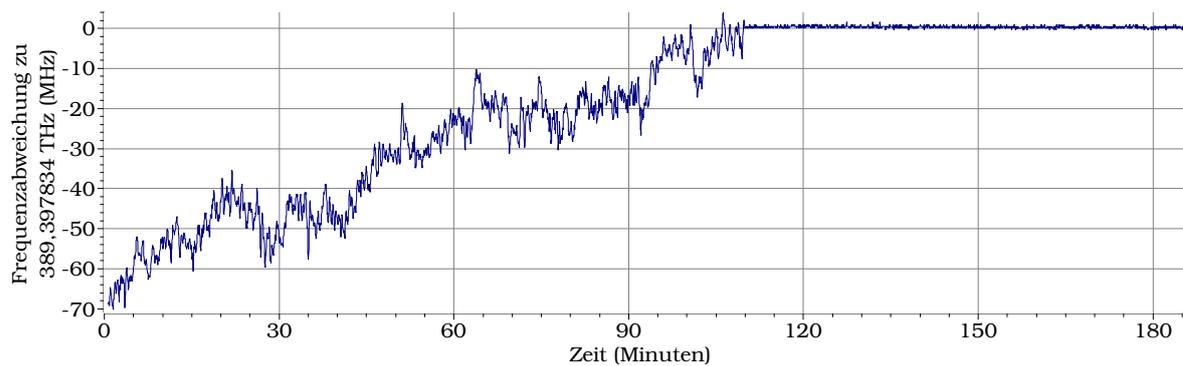


Abbildung 4.4: Diese Wavemetermessung zeigt die Laserfrequenz über drei Stunden hinweg. Die erste Hälfte lief der Laser frei und driftete aufgrund von Temperaturänderungen im Laborraum. Anschließend wurde er in seiner Frequenz und Phase stabilisiert und die Frequenz ist innerhalb der Wavemeterauflösung, von 5 MHz, stabil.

#### 4.4 Stabilitätsuntersuchung mit Hilfe des Fehlersignals

Eine Kopie des Fehlersignals wird über den Monitorausgang der Lockbox ausgegeben. Es enthält Informationen über die Frequenz- und Phasenstabilität des Lasers. Der PFD kann Spannungen zwischen  $\pm 0,1$  V ausgeben. Je näher die Spannung um die Null liegt, desto stabiler ist der Laser in seiner Frequenz und Phase. Ist die Frequenz zwischen Referenz und Schwebung unterschiedlich dann sättigt der PFD oben oder unten, abhängig davon welche Frequenz größer ist. Sind die Frequenzen identisch, dann vergleicht der PFD die Phasen und zeigt dies durch das Fehlersignal an. Phasenunterschiede innerhalb von  $8\%$  von  $2\pi$  können zwischen der oberen und unteren Sättigung angezeigt werden. Größere Phasenunterschiede resultieren ebenfalls in der Sättigung des Fehlersignals [11].

In Abbildung 4.5 a) ist das Fehlersignal dargestellt, während der Laser stabilisiert wird. Bei dieser Aufnahme wurde die Referenzfrequenz vom DDS und die AOM-Frequenz durch den mbed-Controller erzeugt. Die Kontrolle des AOM über einen mbed-Controller wird in Kapitel 5 näher erklärt. Die deutlichen Ausschläge in 1 ms Abständen stören die Stabilisierung des Lasers. Sie zeigen an dass die Laserfrequenz von einer Komponente des Aufbaus eine 1 kHz Störung erfährt. Zur Untersuchung wodurch diese Störung erzeugt wird, wurden der DDS und der mbed-Controller durch zwei Funktionsgeneratoren (FG) ersetzt. Diese stellen 50 MHz als Referenzfrequenz und 200 MHz zum Betreiben des AOM bereit. Mit dieser Konfiguration wurde das Fehlersignal aus Abbildung 4.5 b) aufgezeichnet. In dieser Aufzeichnung sind die Ausschläge verschwunden und es tritt eine kleinere 3 kHz Oszillation auf. Das weist daraufhin, dass das 1 kHz Rauschen vermutlich mit dem verwendeten mbed-Controller in Verbindung steht. Die 3 kHz Oszillation wird anscheinend durch Resonanzen im Piezoelement des Lasers verursacht, da dessen Bandbreite in dieser Größenordnung liegt.

Darüber hinaus kann das Fehlersignal des Regelkreises dazu verwendet werden, die Stabilität während des Stabilisierungspunktsprungs sicher zu stellen, da das Fehlersignal Frequenz und Phaseninformationen enthält. Bei ersten Untersuchungen des Sprungs, trat eine deutliche Sättigung des Fehlersignals auf. Die Sättigung war auf einen zeitlichen Versatz, in der Größenordnung von  $10 \mu\text{s}$ , beim Zurücksetzen der DDS- und AOM-Frequenzen zurück zu führen. Die Problematik hierbei bestand darin, dass der mbed den DDS und den AOM nur nacheinander ansteuern kann. Daraufhin wurde der RAM des DDS verwendet, um den Frequenzsprung vorzuprogrammieren. Ein bestimmter Teil des RAM wurde mit der aktuellen Frequenz beschrieben und der andere Teil mit der Frequenz nach dem Sprung. Für das Zurücksetzen wurde im mbed zuerst das Auslesen des RAM am DDS aktiviert und anschließend die analoge Spannung

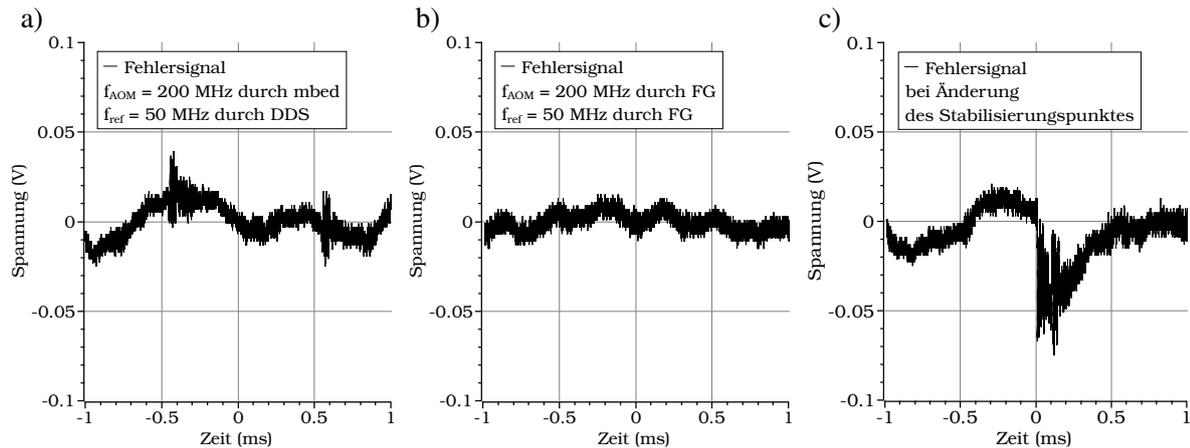


Abbildung 4.5: Fehlersignale in unterschiedlichen Experimentkonfigurationen a) Aufzeichnung des Fehlersignals, während der Laser in seiner Frequenz und Phase stabilisiert wird. Die Referenzfrequenz wird durch den DDS generiert und die AOM-Frequenz wird mit Hilfe des mbed-Controllers gesteuert. b) Fehlersignal während der Laser stabilisiert wird und  $f_{ref}$  und  $f_{AOM}$  durch Funktionsgeneratoren (FG) erzeugt werden. Vermutlich wird das Rauschen aus a) demnach durch den mbed-Controller verursacht. c) Fehlersignal während eines optimierten Stabilisierungspunktsprungs.

für den AOM geändert. Durch Anpassen des Verhältnisses der beschriebenen RAM-Anteile konnte das Zurücksetzen soweit synchronisiert werden, dass das Fehlersignal nur noch für 1-2  $\mu$ s sättigte.

Dieses Problem wurde weiter untersucht, indem das Schwebungsspektrum auf einem Oszilloskop angeschaut wurde. Das Schwebungssignal wies für 3  $\mu$ s keine Schwingungen mehr auf, nachdem die Referenz- und AOM-Frequenz zurückgesetzt worden sind. Dadurch war es dem Regelkreis nicht möglich den Laser zu stabilisieren und das Fehlersignal sättigte. Um dies zu verhindern, wurde im RAM des DDS eine Frequenzrampe programmiert, sodass das Fehlersignal nicht mehr sättigte. Diese Programmierung und Optimierung ist im Detail in [11] beschrieben. Ein Fehlersignal nach der Optimierung und damit ohne Sättigung ist in Abbildung 4.5 c) dargestellt.

Der Grund für das Verschwinden der Schwingung des Schwebungssignals ist vermutlich der DAC des mbed-Controllers. Dieser gibt die Kontrollspannung für den VCO aus durch den der AOM betrieben wird. Der DAC kann keine instantane Frequenzänderung durchführen, sondern besitzt eine Anstiegszeit. Durch diese Anstiegszeit wird die Laserintensität auf der Fotodiode aufgrund der frequenzabhängigen Effizienzkurve des AOM, siehe Abbildung 2.2 c), verändert. Diese Gleichspannungsänderung passiert den DC-Block nach der Fotodiode, da es als eine schnelle Frequenz aufgefasst wird. Die nachgeschalteten Verstärker sättigen vermutlich, da sie die schnelle Änderung der Eingangsspannung nicht vertragen. Dadurch erscheint keine Schwebungsschwingung auf dem Oszilloskop und der PFD kann ohne diese keine sinnvolle Rückkopplung auf den Laser geben.

## 4.5 Vergleich mit weiteren Schemata

Der Vergleich zwischen verschiedenen Frequenzänderungsschemata kann einerseits über die erreichten Änderungsraten und über die verwendeten Komponenten gezogen werden. Für den im Rahmen dieser Arbeit erstellte Aufbau wurden maximale Raten von  $(481 \pm 5) \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$  gemessen. Dafür wurden ein DDS als Referenz und zwei AOM verwendet. Der zweite AOM, siehe AOM 2 in Abbildung 2.1, wird für eine Intensitätstabilisierung des zum Experiment laufenden Laserstrahls benötigt. Dieser besitzt die Frequenz  $f_{\text{experiment}}$ .

### 4.5.1 AOM außerhalb des Regelkreises

Es ist möglich den Laserstrahl zum Experiment, mit den gleichen Eigenschaften wie im Rahmen dieser Arbeit gefordert, mit einem AOM weniger im Aufbau zu erzeugen. Dafür wird AOM 1 aus dem Aufbau entfernt und der Laser im Rückkopplungskreis nur mit Hilfe der Referenz in seiner Frequenz angepasst. Die Frequenz im Experimentzweig  $f_{\text{experiment}}$  wird durch den AOM 2 verändert, die Frequenz des Lasers selbst ändert sich dabei nicht. Im Gegensatz dazu wird, im in dieser Arbeit verwendeten Schema, die Laserfrequenz direkt durch den AOM 1 erhöht.

Für eine Verdeutlichung der Frequenzanpassung durch AOM 2 ist Abbildung 4.6 a) eine Simulation mit einem *Python*-Skript dargestellt. Darin zeigt die rote Kurve den Verlauf der AOM-Frequenz. Diese muss erhöht werden, damit der Laser in seiner Frequenz nach oben verschoben wird. Die Markierungen ohne weiße Striche stellen die Einstellungen nach dem Anpassen durch den AOM 2 dar. Die mit den Strichen stellen die Einstellungen nach dem Verschieben des Stabilisierungspunktes SP (türkis) dar. In diesem Schema werden ebenfalls die Referenzfrequenz  $f_{\text{ref}}$  und die AOM-Frequenz  $f_{\text{AOM}}$  zurückgesetzt. Die Laserfrequenz  $f_{\text{laser}}$  (orange) hat sich beim Zurücksetzen geändert. Im Gegensatz dazu hat sich die Frequenz des Experimentstrahls  $f_{\text{experiment}}$  (lila) nicht geändert. Dieser plötzliche Sprung in der Laserfrequenz ist ein Nachteil des Schemas. Die schnelle Laserfrequenzänderung wird mit Hilfe von Kondensatoren realisiert. Diese Kondensatoren sind an die Strommodulation der Diode<sup>2</sup> angeschlossen und entladen sich sobald  $f_{\text{ref}}$  und  $f_{\text{AOM}}$  zurückgesetzt werden. Dadurch ändert der Laser sprunghaft seine Frequenz. Die Experimentfrequenz  $f_{\text{experiment}}$  bleibt so trotz zurücksetzen von  $f_{\text{ref}}$  und  $f_{\text{AOM}}$  konstant. Dadurch wird der Laser auf die nächste Kammzinke stabilisiert.

Ein Nachteil dieses Versuchsaufbaus ist, dass der Laser selbst in seiner Frequenz einen Sprung erfährt. Die Veränderung der Lasereigenschaften während des Sprungs sind eventuell nicht reproduzierbar. Diese Unsicherheit kann durch einen AOM im Rückkopplungskreis umgangen werden, wie im Rahmen dieser Arbeit angewendet.

### 4.5.2 Nutzung der Polarität des Regelkreises

Im Stabilisierungsschema, des im Rahmen dieser Arbeit erstellten Aufbaus, ist der Stabilisierungspunkt immer links von der Kammzinke zu der der Laser stabilisiert wird. Das bedeutet, dass die Polarität der Rückkopplung, siehe Abschnitt 3.2, sich nicht ändert. Die Polarität der Rückkopplung kann aber ausgenutzt werden, um den Laser ohne einen AOM, über mehrere Kammzinken hinweg zu stabilisieren.

Ein solches Prinzip ist von *T. Fordell et. al.* genutzt worden [13]. Aus dessen Veröffentlichung stammt die Abbildung 4.6 b) (bearbeitet). Darin sind die zwei Seiten einer Kammzinke als grau und weiß hinterlegte Bereiche dargestellt. Soll sich die Laserfrequenz erhöhen, muss auf einer Seite der Kammzinke die Referenz erhöht und auf der anderen verringert werden. Die blaue Kurve stellt den Verlauf

---

<sup>2</sup> Wie in Abbildung 1.2 a) dargestellt, ist die Laserfrequenz vom Diodenstrom abhängig.

der Referenzfrequenz dar. In der Nähe der Kammzinken und in der Mitte zwischen den Kammzinken muss die Polarität der Rückkopplung angepasst werden, damit die Laserfrequenz weiterhin erhöht werden kann. Dafür werden Kondensatoren aufgeladen und in den Polaritätswechselzonen entladen. Die Entladung wird auf die Strommodulation der Laserdiode geleitet, wodurch dieser einen Sprung in seiner Frequenz macht. An solch einem Punkt wird der Laser innerhalb von  $200 \mu\text{s}$  auf die neue Kammzinke stabilisiert [13].

In der Arbeit von *Fordell u. a.* wird ein Frequenzkamm mit einer Wiederholungsrate von  $f_{rep} = 100$  MHz verwendet. Der stabilisierte Laser kann nur 80 MHz pro Kammzinke gescannt werden, da ein gewisser Bereich um die Kammzinken und deren Mitten nicht zum Stabilisieren geeignet ist. In diesen kritischen Bereichen kann der Regelkreis die Frequenzunterschiede nicht ordnungsgemäß identifizieren und korrigieren. Mit einem Frequenzkamm mit höherer  $f_{REP}$  kann der Bereich vergrößert werden, sodass der Laser in einem 230 MHz breiten Bereich stabilisiert werden kann. Durch Verwendung eines zusätzlichen AOM können die unstabilisierten Bereiche überbrückt werden.

Im Gegensatz dazu kann mit der in dieser Arbeit aufgebauten Konfiguration der Laser über die vollen 250 MHz zwischen den Kammzinken stabilisiert und angepasst werden. Der Grund dafür ist, dass der AOM den Stabilisierungspunkt nicht verschiebt, aber dennoch die Laserfrequenz ändert.

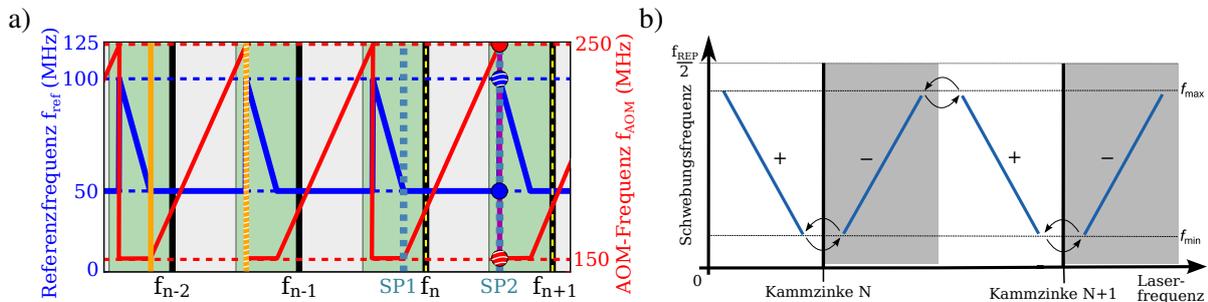


Abbildung 4.6: a) In diesem Schema wird die Laserfrequenz mit einem AOM außerhalb des Regelkreises geändert. Wie im Schema dieser Arbeit, wird zuerst die Referenzfrequenz verringert um die Laserfrequenz (orange) zu erhöhen. Anschließend wird die Laserfrequenz mit dem AOM erhöht. Dadurch ändert sich nicht die Laserfrequenz selbst, sondern nur die Frequenz des Experimentstrahl. Die Situation nach diesen Frequenzänderungen ist in der Abbildung dargestellt. Die Referenz ist an ihrem Minimum, siehe blauer Punkt und der AOM an seinem Maximum (roter Punkt). Ändert sich nun die Kammzinke zu der der Laser stabilisiert wird, dann bleibt die Experimentfrequenz (lila) konstant. Allerdings ändert sich die Laserfrequenz zu der gestrichelten orangenen Position. Dieser *Sprung* der Laserfrequenz ist der Nachteil dieses Schemas. b) Die Polarität der Rückkopplung kann sich für das Laserfrequenzändern zu nutze gemacht werden. Dabei wird der Laser nicht nur von links, sondern auch von rechts, an die Kammzinken stabilisiert. Diese zwei Bereiche sind in der Grafik grau und weiß hinterlegt. Die blaue Kurve zeigt die Schwebungsfrequenz. Bild aus [13] entnommen und bearbeitet.

### 4.5.3 Vergleich von Frequenzänderungsraten

Ein Charakteristika solcher Frequenzänderungsschemata ist die maximale Rate mit der die Laserfrequenz geändert werden kann.

Das gleiche Schema wie in dieser Arbeit wird von *W. Gunton et. al.* [14] verwendet. Dabei werden Frequenzänderungsraten von  $200 \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$  erreicht. Die erreichte Änderungsrate bezieht sich auf eine Frequenzänderung inklusiv Stabilisierungspunktsprüngen.

Für den im Rahmen dieser Arbeit erstellte Aufbau wurden maximale Raten von  $(481 \pm 5) \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$  gemessen. Diese Rate ist limitiert durch die Implementierung des Scanschemas in den mbed-Controller. Auf dessen Verwendung und die Optimierung des Scans wird im Kapitel 5 näher eingegangen.

Ein anderes Schema wird von *J. Biesheuvel et. al.* [15] verwendet. Dabei wird als Referenz für den Laser ein externes Fabry-Perot Interferometer genutzt. Mit Hilfe dieses Schemas wurden Raten von  $500 \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$  erreicht.

---

## Kontrolle der Laserfrequenz über einen mbed-Controller

---

In diesem Kapitel wird erklärt wie die angesprochenen Scans aus Kapitel 4 mit Hilfe eines mbed-Controllers gesteuert werden können. Der mbed-Controller ist bereits in Abschnitt 2.2 eingeführt worden. Dieser soll im Experiment dazu verwendet werden die Resonatorlänge so anzupassen, dass der Resonator für Photonen bestimmter Frequenz resonant wird. Dort soll die Resonatorlänge dann stabilisiert werden.

**Befehlseingabe** Der mbed-Controller kann über das Terminalprogramm HTerm, siehe Abschnitt 2.2, gesteuert werden. So können implementierte Programme mit Konsolenbefehlen ausgeführt werden. Einerseits können die Referenz- und AOM-Frequenz unabhängig voneinander gesetzt werden. Andererseits kann ein Scan über den mbed-Controller gestartet werden, durch den die Laserfrequenz um einen eingegebenen Betrag geändert wird. Dabei weiß das mbed-Programm selbst, wie es zum Beispiel 250 MHz scannen muss. Es wird zuerst mit der Referenz und anschließend dem AOM gescannt. Zum Schluss wird einen Sprung des Stabilisierungspunktes durchgeführt.

**Transferfunktion** Wie bereits in Abschnitt 2.2 erklärt, kann der mbed-Controller über eine analoge Eingangsspannung gesteuert werden. Dafür werden sogenannte Transferfunktionen definiert. Diese Transferfunktionen beschreiben den Zusammenhang zwischen einer Eingangsspannung und einer Aktion die der mbed-Controller ausführen soll. So kann die Spannung in eine Frequenzänderung, siehe Abschnitt 5.1, oder in eine Frequenzänderungsrate, siehe 5.2, übersetzt werden. Als Transferfunktion kann jede mögliche Funktion implementiert werden.

### 5.1 Spannungskontrollierter optischer Oszillator

Eine mögliche Transferfunktion übersetzt die analoge Eingangsspannung  $U_{in}$  in eine Frequenz. Die Transferfunktion ist in Abbildung 5.1 a) dargestellt. Die Eingangsspannung  $U_{in}$  darf 3,3 V nicht übersteigen, da sonst der mbed-Controller beschädigt werden kann. Dazu wurde eine Überspannungsschutzdiode eingebaut, die Spannungen oberhalb von 1,5 V begrenzt. Bei aktivieren dieses Modus wird die aktuelle Laserfrequenz als Startfrequenz gesetzt. In Abhängigkeit von der angelegten Spannung  $U_{in}$  wird nun die Frequenz um einen in der Transferfunktion definierten Betrag geändert. Liegen 1.5 V an, wird der Laser einmalig um 250 MHz gescannt. Der Laser geht auf die Startfrequenz zurück, sobald die Spannung erneut auf 0,75 V eingestellt wird.

Mit Hilfe dieser Transferfunktion wird aus dem Aufbau ein spannungskontrollierter optischer Oszillator, dessen Frequenz durch  $U_{in}$  variiert werden kann. In Abbildung 5.1 b) ist eine Wavemetermessung dargestellt, bei der der analoge Eingang des mbed-Controllers mit Dreiecksspannungen verschiedener Frequenz moduliert wird. Die Modulationen liegen im mHz-Bereich, damit die Laserfrequenzänderungen vom Wavemeter aufgezeichnet werden können. Zu Beginn lag eine Dreiecksspannung mit einer Frequenz von 20,8 mHz an. Die Laserfrequenz ändert sich um 140 MHz. Dies entspricht nach der verwendeten Transferfunktion einer angelegten Spannung  $U_{in}$  zwischen 0,54 V und 0,96 V.

## 5.2 Integrator

Durch die richtige Wahl der Transferfunktion kann der Aufbau auch als Integrator verwendet werden. Dafür ist eine Transferfunktion nötig, die die analoge Spannung  $U_{in}$  mit einer Frequenzänderungsrate  $\frac{df}{dt}$  verknüpft.

In Abbildung 5.2 a) ist eine solche Transferfunktion als Stufenfunktion realisiert worden. Die Stufenfunktion macht das Nutzen des Aufbaus komfortabler, da die Änderungsgeschwindigkeit leichter auf einen festen Wert eingestellt werden kann. Im Beispiel b) ist an den mbed-Controller eine Rechteckspannung mit einer Frequenz von 0,012 Hz angelegt. Dadurch ändert sich  $U_{in}$  periodisch von 0,3 V auf 1,2 V und über die Transferfunktion wird dies in eine Frequenzänderungsrate von  $\pm 10 \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$  umgesetzt. Diese zwei Einstellungen sind mit den orangen Linien in Abbildung 5.2 a) und b) angedeutet. In der Wavemetermessung in c) sieht man die Laserfrequenzänderung im Vergleich zur Frequenz, bei der das Programm gestartet wurde. Auf dem Wavemeter ist das Integral der Spannungsfunktion  $U_{in}$  aus b) zu sehen, was daraus resultiert, dass die angelegte Spannung in eine zeitliche Änderung der Laserfrequenz umgesetzt wird.

Dieser Modus kann später im Experiment besonders gut dazu verwendet werden die Resonatorlänge anzupassen, da hier beliebig lange in eine Richtung gescannt werden kann.

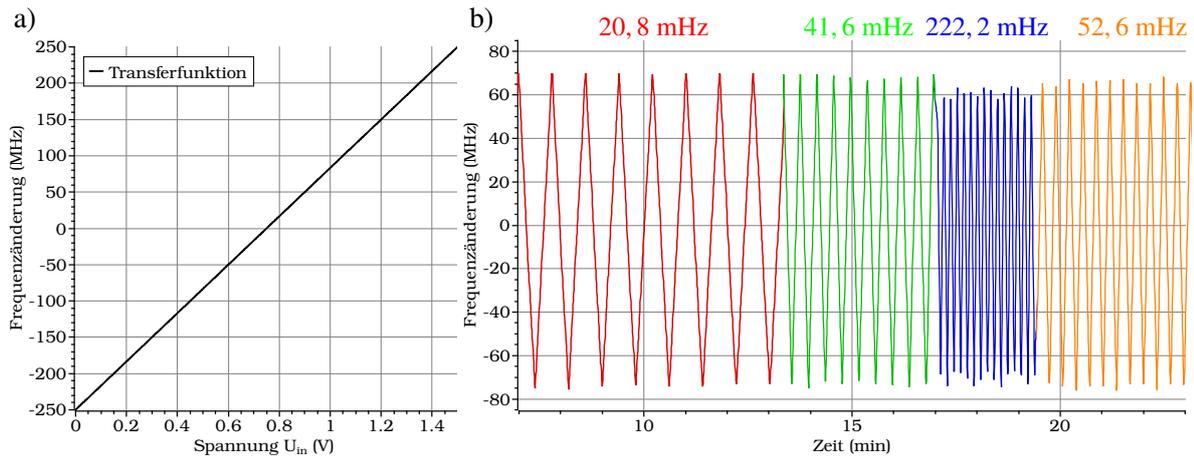


Abbildung 5.1: Spannungskontrollierter optischer Oszillator; a) Transferfunktion zur Übersetzung der angelegten Eingangsspannung  $U_{in}$  in eine direkte Frequenzänderung. Die Frequenzänderung bezieht sich auf die Frequenz die der Laser hat, sobald das Programm gestartet wird. b) Wavemetermessung der Frequenzänderung durch die Transferfunktion aus a). Es wurden Spannungssignale verschiedener Frequenz angelegt und die Laserfrequenz dementsprechend schnell verändert. Die Amplitude der Frequenzänderung ist abhängig von der Amplitude der Eingangsspannung  $U_{in}$ .

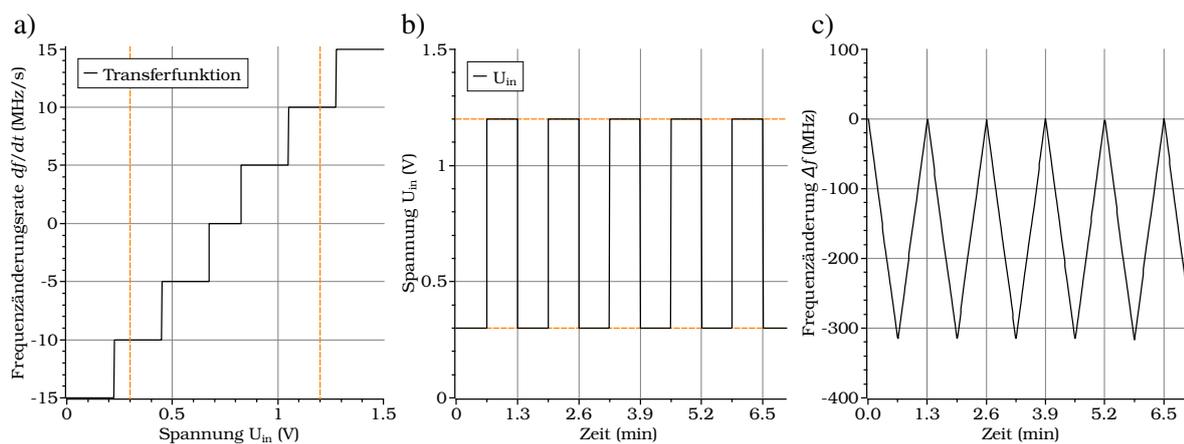


Abbildung 5.2: Integrator einer Eingangsspannung; a) Transferfunktion zur Übersetzung der angelegten Eingangsspannung  $U_{in}$  in eine Frequenzänderungsrate  $\frac{df}{dt}$ . Durch diese Transferfunktion wird der Laser bei einer konstanten Spannung mit einer festen Rate in seiner Frequenz geändert. b) Darstellung der an den analogen Eingang des mbed-Controllers angelegte Spannung  $U_{in}$ . Diese Rechteckspannung wird durch die Transferfunktion übersetzt. Daraus wird der Laser entsprechend mit einer bestimmten Rate in seiner Frequenz verändert. Die Änderung der Laserfrequenz ist in der Wavemeteraufnahme in c) dargestellt. Die Wavemeteraufnahme zeigt das Integral der angelegten Rechteckspannung.



---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Das Ziel dieser Arbeit war es, einen Interferenzfilterlaser zu stabilisieren und seine Frequenz im stabilisierten Zustand zu ändern. Hierzu wurden sowohl der Laser als auch der zugehörige optische Pfad aufgebaut. Für die Stabilisierung wurde ein optischer Frequenzkamm als Referenz verwendet. Um das als Fehlersignal genutzte Schwebungssignal zwischen Laser und Kamm nutzen zu können, wurde das Signal verstärkt an einen Phasen-Frequenz Detektor (PFD) gegeben und von dort über zwei getrennte Regelkreise verarbeitet. Innerhalb des PFD findet ein Vergleich der Schwebungsfrequenz mit einer Referenzfrequenz statt. Die Änderung der Referenzfrequenz bietet eine Möglichkeit, die Laserfrequenz anzupassen. Desweiteren stellt die Frequenzverschiebung durch einen AOM einen zweiten Freiheitsgrad für die Anpassung der Laserfrequenz dar. Für Frequenzänderungen von mehr als 250 MHz muss sich die Kammzinke ändern, zu der der Laser stabilisiert wird. Mit Hilfe eines mbed-Controllers werden die zwei Freiheitsgrade und die Änderung der Stabilisierungszinke über einen Computer steuerbar.

Die reine Frequenz- und Phasenstabilisierung ist im Rahmen dieser Arbeit erreicht und eine Regelbandbreite des Rückkopplungskreises von 1, 1 MHz gemessen worden. Ob die Stabilität auch während des Scannen der Laserfrequenz gegeben ist, muss weiter untersucht werden.

Dafür eignet sich die Zeit-Frequenz Analyse der Schwebung zwischen Laser und Kamm im Rückkopplungsweig. Als Vergleich dazu kann eine zweite Schwebung zwischen Laser und Kamm im Experimentzweig erzeugt werden und ebenfalls mittels Zeit-Frequenz Methode analysiert werden. Die Untersuchung dieses Signals kann weitere Aufschlüsse darüber liefern, wie stabil Frequenz und Phase, des im Experiment verwendeten Strahls, wirklich sind. In [11] ist eine Zeit-Frequenz Analyse beider Schwebungssignale durchgeführt worden.

Die maximal erreichte Laserfrequenzanpassung liegt bei 1 GHz. Innerhalb dieser Änderung hat sich die Stabilisierung zwischen vier verschiedenen Frequenzkammzinken verschoben. Die maximale Änderung ist durch den modensprungfreien Bereich des verwendeten Lasers limitiert. Für weitere Untersuchungen kann diese Messung mit einem Laser wiederholt werden, dessen modensprungfreier Bereich größer als 1 GHz ist.

Eine hohe Frequenzänderungsrate wirkt sich positiv auf die Gesamtdauer eines Experimentzyklus aus und erlaubt die Verweildauer der Atome in den optischen Dipolfallen für das eigentliche Experiment zu nutzen. Bisher sind Raten durch *W. Gunton et. al.* [14] von  $200 \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$ , mit dem gleichen Aufbau wie in dieser Arbeit, und durch *J. Biesheuvel et. al.* [15], mittels eines externen Fabry-Perot Interferometers, von  $500 \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$ , erreicht worden. Mit dem in dieser Arbeit erstellten Aufbau sind maximale Raten von

$481 \pm 5 \frac{\text{MHz}}{\text{s}}$  erreicht worden. Für das eigentliche Experiment wäre es von Vorteil, wenn man die Laserfrequenz um 300 MHz in 50 ms ändern könnte, was einer Rate von  $6 \frac{\text{GHz}}{\text{s}}$  entspricht. Dadurch könnten zwei Übergänge, zum Beispiel der  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  Übergang und der  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  Übergang von  $^{87}\text{Rb}$ , mit den selben Atomen untersucht werden, während sie in der Dipolfalle sitzen.

Die aktuelle Begrenzung für die Änderungsrate ist die Implementierung des Stabilisierungspunktsprungs in der mbed-Software. Es wird vor jedem Sprung der RAM des DDS neu programmiert. Das Scannen wäre deutlich effizienter, wenn die für den Sprung benötigte Rampe beim Starten eines Scans einmal berechnet und danach nur noch aus dem RAM gelesen würde.

Die Frequenzrampe im mbed ist bisher nötig, da das Zurücksetzen von Referenz- und AOM-Frequenz nicht gleichzeitig durchgeführt werden kann. Das Problem besteht darin, dass der mbed die serielle Schnittstelle zum DDS und die analoge Ausgangsspannung zum AOM nicht gleichzeitig ansteuern kann. Um das zu beheben, müsste der aktuelle DDS durch eine Version mit höherer Frequenzausgabe getauscht werden. Dadurch kann der DDS als Referenz und als AOM-Treiber verwendet werden. Dies würde die Synchronisation beim Sprung des Stabilisierungspunktes erheblich erleichtern, da der DDS seine zwei Ausgänge gleichzeitig ansteuern kann.

Ein weiterer Vorteil des DDS ist, dass dieser seine Frequenzen instantan ändern kann, im Unterschied zum analogen Ausgang des mbed-Controllers. Dessen Ausgangsspannung ändert sich mit einer gewissen Anstiegszeit, wodurch das Zurücksetzen nicht sprunghaft geschieht. Durch die kontinuierliche Spannungsänderung, ändert sich die an den AOM angeschlossene und von einem VCO erzeugte Radiofrequenz kontinuierlich. Die frequenzabhängige Effizienz des AOM ändert die auf die Fotodiode treffende Laserintensität. Die veränderte Fotodiodengleichspannung wird vom DC-Block nicht geblockt, da die Änderung als Wechselspannung aufgefasst wird. Die Spannungsänderung führt zu einer Sättigung der verwendeten Verstärker. Da das Schwebungssignal während dieser Sättigung keine Schwingungen aufweist, ist keine Rückkopplung auf den Laser möglich.

Der im Rahmen dieser Arbeit erstellte Aufbau kann, aufgrund der erreichten Laserstabilität, für das Stabilisieren des Experimentresonators verwendet werden. Um dies zu verifizieren und den Versuchsaufbau im Bezug auf die Frequenzanpassungsrate zu optimieren, sind weitere Untersuchungen nötig.

# Literatur

---

- [1] T. W. Hänsch, Hrsg., *Proposal for a universal optical frequency comb synthesizer*, 1997 (siehe S. 1).
- [2] R. W. P. Drever u. a., *Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator*, *Applied Physics B* **31** (1983) 97, ISSN: 1432-0649, URL: <https://doi.org/10.1007/BF00702605> (siehe S. 1).
- [3] U. Schünemann u. a., *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*, *Review of Scientific Instruments* **70** (1999) 242, URL: <https://doi.org/10.1063/1.1149573> (siehe S. 1).
- [4] C. E. Wieman und L. Hollberg., *Using diode lasers for atomic physics.*, *Review of Scientific Instruments* **61** (1991) 1 (siehe S. 3).
- [5] X. Baillard u. a., *Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers*, *Optics Communications* **266** (2006) 609, URL: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2006.05.011> (siehe S. 4).
- [6] Ben C Platt; Roland Shack, *History and Principles of Shack-Hartmann Wavefront Sensing*, *Journal of Refractive Surgery* **17** (2001) (siehe S. 5).
- [7] Menlo Systems GmbH, Munich, Germany, *FC1500-250-ULN User Manual*, (2016) (siehe S. 6).
- [8] J. Ye und S. T. Cundiff, Hrsg., *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications*, Kluwer Academic Publishers, 2005, URL: <https://doi.org/10.1007/b102450> (siehe S. 6).
- [9] S. Linden, *Optik und Wellenmechanik (physik311)*, Physikalisches Institut der Universität Bonn (WS 2015/2016) 113 (siehe S. 7).
- [10] T. Sala u. a., *Wide-bandwidth phase lock between a CW laser and a frequency comb based on a feed-forward configuration*, *Optics Letters* **37** (2012) 2592, URL: <https://doi.org/10.1364/ol.37.002592> (siehe S. 10, 11).
- [11] M. Ammenwerth, *Analysing a phase-frequency lock of a laser to an optical frequency comb*, Institut für Angewandte Physik; Universität Bonn (August 2017) (siehe S. 13, 15, 18, 24, 25, 33).
- [12] M. Araki, Hrsg., *PID Control* (siehe S. 13).
- [13] T. Fordell u. a., *Frequency-comb-referenced tunable diode laser spectroscopy and laser stabilization applied to laser cooling*, *Applied Optics* **53** (2014) 7476, URL: <https://doi.org/10.1364/ao.53.007476> (siehe S. 26, 27).
- [14] W. Gunton, M. Semczuk und K. W. Madison, *Method for independent and continuous tuning of N lasers phase-locked to the same frequency comb*, *Optics Letters* **40** (2015) 4372, URL: <https://doi.org/10.1364/ol.40.004372> (siehe S. 27, 33).

- [15] J. Biesheuvel u. a., *Widely tunable laser frequency offset lock with 30 GHz range and 5 THz offset*, Optics Express **21** (2013) 14008, URL: <https://doi.org/10.1364/oe.21.014008> (siehe S. 28, 33).

---

## Abkürzungen

---

<b>PDH</b>	Pound-Drever-Hall
<b>IFL</b>	Interferenzfilterlaser
<b>PBS</b>	polarisierender Strahlteiler ( <i>engl.: polarizing beam splitter</i> )
<b>AOM</b>	Akusto-Optischer Modulator
<b>VCO</b>	spannungskontrollierter Oszillator ( <i>engl.: voltage controlled oscillator</i> )
<b>VVA</b>	spannungsvariabler Abschwächer ( <i>engl.: voltage variable attenuator</i> )
<b>SNR</b>	Signal-zu-Rausch Verhältnis ( <i>engl.: signal-to-noise ratio</i> )
<b>PFD</b>	Phasen-Frequenz Detektor ( <i>engl.: phase-frequency detector</i> )
<b>DDS</b>	direkt digitaler Synthesizer ( <i>engl.: direkt digital synthesizer</i> )
<b>HF</b>	Hochfrequenz ( <i>engl.: high frequency</i> )
<b>LF</b>	Tieffrequenz ( <i>engl.: low frequency</i> )
<b>DAC</b>	Digital zu Analog Konvertierer ( <i>engl.: digital-to-analog converter</i> )