

**Ein schmalbandiges
Halbleiter-Lasersystem
für Quanteninformationsverarbeitung
und Spektroskopie**

MASTERARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades

MASTER OF SCIENCE

eingereicht an der

FAKULTÄT FÜR
MATHEMATIK, INFORMATIK UND PHYSIK
DER LEOPOLD-FRANZENS UNIVERSITÄT INNSBRUCK,

betreut durch Univ.-Prof. Dr. Rainer Blatt
Institut für Experimentalphysik

eingereicht von
LUKAS POSTLER

SEPTEMBER 2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Anwendungen eines schmalbandigen Lasersystems	3
3	Diodenlaser	6
3.1	Funktionsweise	6
3.2	Linienbreite und äußere Einflüsse	15
3.3	Optischer Verstärker	18
4	Laserstabilisierung	19
4.1	Optische Resonatoren als Frequenzreferenz	19
4.1.1	Aufbau und Funktion eines Fabry-Perot-Interferometers	19
4.1.2	Charakterisierung von optischen Resonatoren	25
4.1.3	Äußere Einflüsse auf die Frequenzreferenz	27
4.2	Erzeugung eines Fehlersignals	28
4.2.1	Flankenstabilisierung	29
4.2.2	Spitzenstabilisierung	29
4.2.3	Pound-Drever-Hall-Verfahren	32
4.3	Methoden der Rückkopplung	36
4.3.1	Rückführung auf ein optisches Gitter	36
4.3.2	Rückkopplung auf den Laserdiodenstrom	36
4.3.3	Stabilisierung mittels Rauschunterdrückung	37
4.4	Charakterisierung von stabilisierten Lasersystemen	38
4.4.1	Schwebungsmessung mit stabilem Referenzlaser	38
4.4.2	Linienbreite	39
4.4.3	Allan-Varianz	41
5	Aufbau des Lasersystems im SQIP-Experiment	44
5.1	Stabilisierungsschema	44
5.2	Diodenlaser mit optischem Verstärker	44
5.3	Vorstabilisierungsresonator	47
5.3.1	Mechanischer Aufbau	47
5.3.2	Optischer Aufbau	50

5.3.3	PID-Regler zur Vorstabilisierung	51
5.4	Faserrauschunterdrückung	54
5.5	Hoch-Finesse-Resonator	57
5.5.1	Mechanischer Aufbau	57
5.5.2	Optischer Aufbau	59
5.5.3	Regler zur Stabilisierung auf den Hoch-Finesse-Resonator	62
5.6	Driftkompensation für Vorstabilisierungsresonator	63
6	Evaluierung der Laserstabilisierung	65
6.1	Schwebung mit schmalbandigem Ti:Sa-Laser	65
6.2	Linienbreite	65
6.3	Allan-Varianz	71
7	Zusammenfassung	72
8	Appendix A - Driftkompensationsplatine	74
	Literaturverzeichnis	78

Kapitel 1

Einleitung

"Wir experimentieren nie mit nur *einem* Elektron oder Atom oder (kleinen) Molekül. In Gedankenexperimenten nehmen wir manchmal an, dass wir das tun; dies bringt absolut irrwitzige Konsequenzen mit sich..."[1]. Die Türe zu dieser Einteilchenwelt, die Erwin Schrödinger 1952 noch nicht zugänglich war, wurde in den letzten 60 Jahren durch zahlreiche technologische Fortschritte aufgestoßen. Eine dieser Entwicklungen ist zweifelsfrei der Laser. Nicht nur aus Laboratorien, auch aus dem Alltag ist diese Lichtquelle nicht mehr wegzudenken. Insbesondere die Entwicklung des Diodenlasers [2, 3] machte Laser preisgünstig und kompakt. Neben der Anwendung in beispielsweise CD- und Blu-ray-Laufwerken oder zur Materialverarbeitung haben sich Diodenlaser auch in Laboratorien fest etabliert.

Schmalbandige Lasersysteme finden in vielen Gebieten der Forschung Anwendung und sind oft Grundlage für Experimente der hochpräzisen Metrologie, wie zum Beispiel mit optischen Uhren in [4–6], Experimenten zur Detektion von Gravitationswellen [7] und in Experimenten zur Überprüfung der Relativitätstheorie [8]. Lasersysteme mit einer Linienbreite unter 40 mHz Linienbreite wurden bereits realisiert [9]. Zumeist basieren diese Experimente auf der Frequenzstabilisierung des Lasers auf ein Fabry-Perot-Interferometer nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren. [10, 11].

Auch in der Quanteninformationsverarbeitung finden schmalbandige Lasersysteme Anwendung. Ein äußerst erfolgreicher Zugang zu einem funktionierenden Quantencomputer ist die Informationsverarbeitung mit Ionen [12, 13], welche unter Verwendung von Paul-Fallen gefangen werden [14]. Dabei sind meist mehrere Lasersysteme zur Präparation, Manipulation und Detektion von Zuständen der gefangenen Ionen vonnöten. Insbesondere für Zwei-Niveau-Systeme, deren Übergangsfrequenz im optischen Bereich liegt, ist ein schmalbandiges Lasersystem zur kohärenten Manipulation des Qubit-Übergangs erforderlich. Liegt die Kohärenzzeit des Lasers im Bereich von 100 ms beziehungsweise die Linienbreite bei ca. 3 Hz, so ist die Leistungsfähigkeit der Quanteninformationsverarbeitung nicht durch das Lasersystem limitiert. [15].

In dieser Arbeit werden der Aufbau und die Stabilisierung eines Halbleiter-Lasersystems zur Quanteninformationsverarbeitung diskutiert und beschrieben. Das Experiment, in welchem das System Einsatz findet, besteht aus einer Oberflächen-Paul-Falle in einem Kryostaten. In dieser Arbeit wird das Experiment mit dem Akronym SQIP (Scalable Quantum Information Processing) bezeichnet. Im folgenden Kapitel wird die Anwendung des aufgebauten, schmalbandigen Lasersystems besprochen. Darauffolgend finden sich zwei Kapitel über den Laser selbst und dessen Stabilisierung. Im fünften Kapitel werden der konkret verwendete Aufbau beschrieben und dessen Besonderheiten diskutiert. Abschließend werden die Evaluierung der Leistungsfähigkeit des Lasersystems diskutiert und eine Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben.

Kapitel 2

Anwendungen eines schmalbandigen Lasersystems

Die Möglichkeit der Frequenzstabilisierung von Lasern eröffnet ein weites Feld von Anwendungen. Man spricht von einem schmalbandigen Lasersystem, wenn die Linienbreite unter 1 kHz liegt. Das Verhältnis zwischen Trägerfrequenz und Bandbreite ist damit hoch und ein derartiger Laser kann zur Zeitmessung eingesetzt werden. Die Frequenz eines stabilisierten Lasersystems ist auf kurzen Zeitskalen stabil, jedoch verursachen Umwelteinflüsse, wie zum Beispiel Temperaturänderungen des Systems Driften auf Zeitskalen im Bereich von Stunden bis Tagen. Die Langzeitstabilität kann durch Vergleich der Laserfrequenz mit einer stabilen Referenzfrequenz, beispielsweise von Atome oder Ionen, erreicht werden. Eine Möglichkeit, stabile Referenzfrequenzen zu ermöglichen, besteht darin, Atome in einem optischen Gitter zu fangen und damit die Wechselwirkung mit anderen Atomen zu reduzieren. Ludlow *et al.* realisierten 2008 eine auf Strontium-Atomen basierende Uhr mit einer relativen Frequenzunsicherheit von 10^{-16} [16]. Die Unsicherheit dieser optischen Strontium-Atomuhr konnte weiter reduziert werden, sodass sie 2015 eine Frequenzunsicherheit von $2 \cdot 10^{-18}$ aufweist [17]. Somit erreichen optische und damit auf Lasern basierende Uhren im Vergleich mit anderen Technologien aktuell die höchste Präzision. Uhren mit Übergangsfrequenzen im optischen Bereich könnten in Zukunft zur Errechnung der koordinierten Weltzeit beitragen. Diese ist derzeit durch Cäsium-Fontänen-Uhren mit einer relativen Frequenzunsicherheit von 10^{-16} definiert [18–20]. Cäsium-Uhren nutzen einen Übergang im Radiofrequenzbereich als Referenz.

Neben atomaren optischen Uhren besteht die Möglichkeit, einen internen Übergang eines gefangenen Ions als Referenz zur Erlangung der notwendigen Langzeitstabilität zu verwenden. Dabei werden einzelne Ionen in Paul-Fallen gefangen und mit Hilfe von Lasern manipuliert. Mögliche Kandidaten als Frequenzreferenz sind unter anderem die Spezies $^{199}\text{Hg}^+$ [4], $^{88}\text{Sr}^+$ [6] und $^{27}\text{Al}^+$ [5]. Bei letzterem muss aufgrund der fehlenden geschlossenen Übergänge für Kühlung und Zustandsdetektion ein weiteres Ion einer anderen Spezies in derselben Falle gefangen werden [5]. Wechselwirkung zwischen den beiden Atomen ermöglicht es, das Al-Ion mitführend zu kühlen und den internen Zustand des Al-Ions zu bestimmen. Die genannten Spezies eignen sich

besonderes als Frequenzreferenz, da sie schmale und gegenüber Umwelteinflüssen wenig empfindliche Übergänge aufweisen. Auch mit auf Ionen basierenden Uhren konnten Unsicherheiten im Bereich von 10^{-18} erreicht werden [5].

Neben Uhren finden sich auch in der Quanteninformationsverarbeitung (Quantum Information Processing - QIP) Anwendungen für ein schmalbandiges Lasersystem. Für einen Quantencomputer existieren Algorithmen zur Faktorisierung großer Zahlen [21] oder zum Durchsuchen von unsortierten Datenbanken [22]. Die kleinste Einheit eines Quantencomputers heißt, analog zum Bit der klassischen Informationsverarbeitung, Quantenbit oder auch Qubit. Ein Qubit ist ein Zweizustandssystem, welches in einen beliebigen Anfangszustand präpariert und zur Ausführung von Quantenalgorithmen manipuliert und ausgelesen werden kann. Welche weiteren Kriterien erfüllt sein müssen, um einen Quantencomputer realisieren zu können, wurde in [23] zusammengefasst. Quanteninformationsverarbeitung wurde bisher in verschiedenen physikalischen Systemen implementiert. Unter anderem zählen dazu die Realisierung mittels Kernspinresonanz [24], supraleitenden Qubits [25] oder gefangenen Ionen [26]. Im Folgenden werde ich näher auf die Realisierung von QIP basierend auf gespeicherten Ionen und die konkreten Anwendungen des schmalbandigen Lasersystems eingehen.

In der Forschungsgruppe von Prof. Rainer Blatt, in welcher ich im Rahmen dieser Masterarbeit gearbeitet habe, werden mehrere Experimente mit gefangenen $^{40}\text{Ca}^+$ -Ionen betrieben. Zur Präparation, Manipulation und Zustandsdetektion dieser Ionen sind mehrere Lasersysteme notwendig. Auf physikalischer Ebene stehen im Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$ (siehe Abbildung 2.1) weit mehr als die für die theoretische Beschreibung eines Qubits verwendeten zwei Niveaus zur Verfügung. Neben dem Qubit-Übergang zwischen $S_{1/2}$ ($m_s = -1/2$) = $|1\rangle$ und $D_{5/2}$ ($m_s = 1/2$) = $|0\rangle$ existiert ein weiterer Übergang zwischen $S_{1/2}$ und $P_{1/2}$. Dieser Übergang, bei einer Wellenlänge von 397 nm, wird zum Kühlen des Ions und zur Zustandsdetektion des Qubits verwendet. Befindet sich das Ion im Zustand $|0\rangle$ und der Detektionslaser wird eingestrahlt, so kann das Ion nicht angeregt werden und es bleibt dunkel. Ist das Ion jedoch im Zustand $|1\rangle$ wenn der Detektionslaser eingestrahlt wird, so fluoresziert das Ion. Es wird in den Zustand $P_{1/2}$ angeregt und fällt nach wenigen ns unter Emission eines Photons zurück in den Grundzustand. Abgesehen vom Grundzustand kann das Ion auch in den Zustand $D_{3/2}$ zerfallen. In diesem Zustand würde es nicht mehr für weitere Streuprozesse zur Kühlung und Detektion zugänglich sein. Es wird ein Rückpumpulaser bei einer Wellenlänge von 866 nm eingestrahlt, um einen geschlossenen Kreislauf wiederherzustellen. Wird das Ion im langlebigen Zustand $|0\rangle$ nachgewiesen, so kann es unter Einstrahlung eines Laser mit einer Wellenlänge von 854 nm über den Zustand $P_{3/2}$ in den Grundzustand zurückgepumpt werden.

Der Qubit-Übergang $|0\rangle - |1\rangle$ ist ein elektrischer Quadrupolübergang und hat ohne Zeeman-Aufspaltung eine Übergangsfrequenz von $411042129776393(1)$ Hz [27] und eine Lebensdauer von $1,168(7)$ s [28]. Die Kohärenzzeit ist jedoch nicht durch den Übergang selbst, sondern hauptsächlich durch Magnetfeldfluktuationen auf ca. 100 ms [15] limitiert. Verlangt man, dass der schmalbandige Laser mit einer Wellenlänge von 729 nm, welcher zur Manipulation des Qubits verwendet wird, nicht limitierend wirkt, so ist eine Kohärenzzeit des Lasers >100 ms nötig. Bei einem Lorentz-förmigen Spektrum muss die Linienbreite $<3,18$ Hz liegen, um eine Kohärenzzeit >100 ms zu erhalten [29].

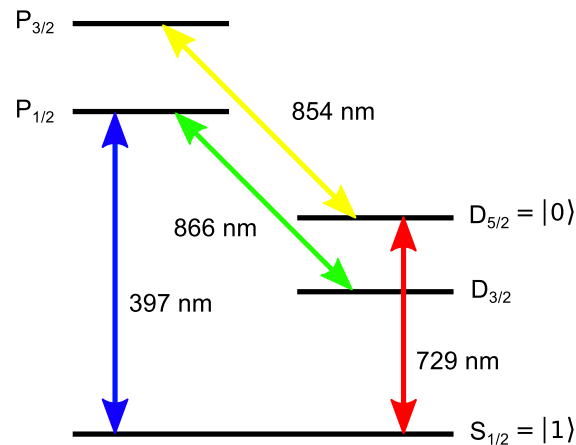


Abbildung 2.1: Termschema von $^{40}\text{Ca}^+$. Der Qubit-Übergang liegt bei einer Wellenlänge von 729 nm, zur Kühlung und Zustandsdetektion der Ionen wird ein Laser bei 397 nm verwendet. Die beiden verbleibenden Laser bei 866 nm und 854 nm dienen als Rückpumper aus den langlebigen Zuständen $D_{3/2}$ und $D_{5/2}$.

Neben Anforderungen an die Linienbreite bestehen auch Bedingungen an die maximale Driftrate der Laserfrequenz und die abgegebene Leistung. Nachfolgend sind alle drei Mindestanforderungen zusammengefasst.

- Die **Linienbreite** des Lasers soll **<3 Hz** sein, um eine Kohärenzzeit >100 ms zu erhalten und nicht durch den Laser limitiert zu sein.
- Die **Driftrate** der Frequenz soll unter **1 Hz/s** liegen. Dadurch wird sichergestellt, dass sich die Laserfrequenz auf der Zeitskala von wenigen Tagen nicht mehr als 1 MHz gegenüber der Übergangsfrequenz verschiebt.
- Die **Ausgangsleistung** des stabilisierten Lasers soll mindestens **400 mW** betragen, um eine ausreichend schnelle Manipulation der Qubits zu ermöglichen.

Kapitel 3

Diodenlaser

In den letzten Jahren haben Diodenlaser in vielen Anwendungsgebieten andere Lasertypen ersetzt. Einerseits ist dies darauf zurückzuführen, dass immer größere Frequenzbereiche abgedeckt werden können, andererseits stellen sie eine kompakte und kostengünstige Alternative dar. Auch Reparaturen beziehungsweise der Austausch einzelner Komponenten können mit geringem Aufwand durchgeführt werden. Stetige Verbesserung der Stabilität ermöglichen den Einsatz von Diodenlasern in Anwendungen, in denen Laser mit Linienbreiten im Hz-Regime erforderlich sind.

3.1 Funktionsweise

Grundprinzip eines Lasers

Grundsätzlich besteht ein Laser aus drei Komponenten: Dem **aktiven Medium**, welches elektromagnetische Strahlung verstärken kann, dem **Pumpmechanismus**, welcher für eine nicht-thermische Besetzung der Energieniveaus im aktiven Medium sorgt, und einem **Resonator**, welcher im aktiven Medium nur wenige Moden des elektromagnetischen Feldes zulässt, und somit in diesen Moden die Strahlungsdichte erhöht. Das Zusammenspiel dieser Komponenten ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

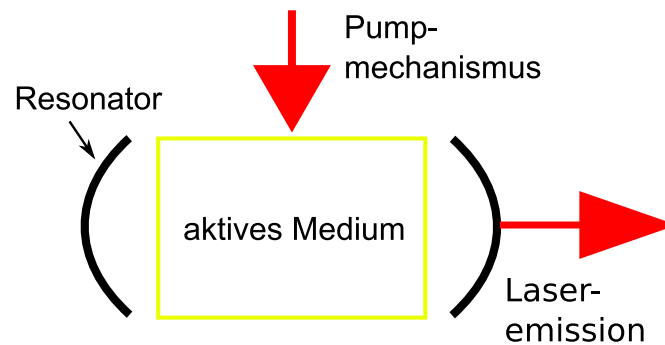


Abbildung 3.1: Grundlegende Komponenten eines Lasers: aktives Medium, Pumpmechanismus und Resonator.

Das einfachste System, an dem die Funktionsweise eines Lasers erklärt werden kann, ist ein Zwei-Niveau-System mit den Energien E_1 und E_2 sowie den Besetzungszahlen N_1 bzw. N_2 . Weiters haben die beiden Zustände die statistischen Gewichte g_1 und g_2 . In Abbildung 3.2 sind die drei verschiedenen Prozesse, welche Besetzung zwischen den Niveaus transferieren können, dargestellt:

1. Absorption

Ein Teilchen, welches sich im unteren der beiden Energiezustände befindet, geht unter Vernichtung eines Photons mit der Energie $h\nu = E_2 - E_1$ in den oberen Energiezustand über. Dabei sind h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des Photons. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess ist durch $P_A = B_{12}\rho(\nu)$ gegeben, wobei B_{12} der Einsteinsche Koeffizient der Absorption und $\rho(\nu)$ die frequenzabhängige Energiedichte des elektromagnetischen Feldes ist.

2. Induzierte Emission

Ein Photon interagiert mit einem Teilchen im angeregten Energiezustand. Unter Aussendung eines Photons in jene Mode, in der sich das primäre Photon befindet, wird das Teilchen in den Grundzustand übergehen. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dieses Prozesses ist durch $P_I = B_{21}\rho(\nu)$ gegeben. Dabei ist B_{21} der Einsteinsche Koeffizient der stimulierten Emission.

3. Spontane Emission

Ein Teilchen im angeregten Zustand kann auch spontan unter Wechselwirkung mit Strahlungsfeld des Vakuums in den Grundzustand übergehen. Dabei wird ein Photon mit der Energie $h\nu = E_2 - E_1$ erzeugt. Dieser Prozess hängt lediglich vom betrachteten Teilchen ab und geschieht mit der Wahrscheinlichkeit $P_S = A_{21}$, wobei A_{21} der Einsteinsche Koeffizient der spontanen Emission ist.

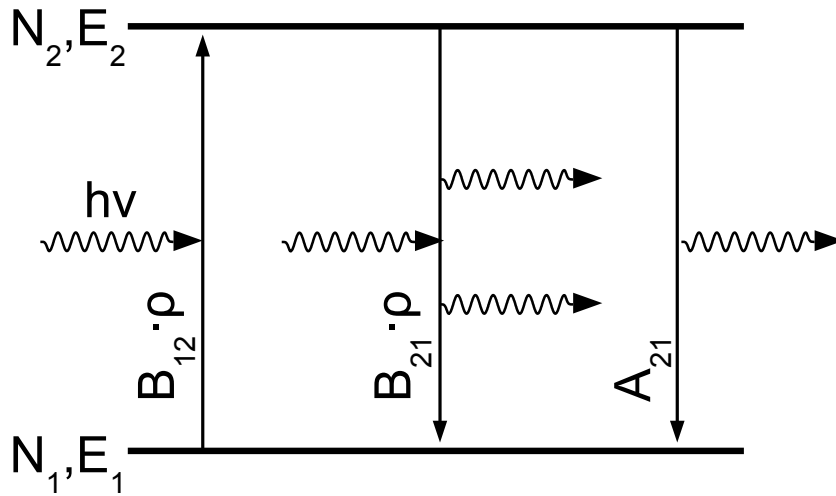


Abbildung 3.2: Drei Übergangsmöglichkeiten zwischen den Energieniveaus E_1 und E_2 mit Besetzung N_1 und N_2 . Links sind die Absorption, in der Mitte die induzierte Emission und rechts die spontane Emission dargestellt.

Die drei Einsteinschen Koeffizienten stehen dabei in folgendem Zusammenhang [30]:

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21} \quad (3.1a)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi \cdot h\nu^3}{c^3} B_{21}. \quad (3.1b)$$

Somit ist die Wahrscheinlichkeit für induzierte Emission P_I größer als die Wahrscheinlichkeit für spontane Emission P_S wenn gilt, dass [30]

$$\rho(\nu) > \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu. \quad (3.2)$$

Ist die Strahlungsdichte im aktiven Medium ausreichend hoch, so überwiegt die stimulierte gegenüber der spontanen Emission. Man spricht in diesem Fall von Lasertätigkeit. Entscheidend ist somit die Entwicklung der Intensität beim Durchlaufen des aktiven Mediums. Es gilt [30]:

$$I(\nu, z) = I(\nu, z = 0) \cdot e^{-\alpha(\nu)z} \quad \text{mit} \quad \alpha(\nu) = [N_1 - \left(\frac{g_1}{g_2}\right)N_2]\sigma(\nu). \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnet $\sigma(\nu)$ den optischen Absorptionsquerschnitt und z die im aktiven Medium zurückgelegte Strecke. Aus Gleichung 3.3 ist ersichtlich, dass eine Erhöhung der Intensität und damit der Strahlungsdichte nur auftritt, wenn $\alpha < 0$ ist. Mit zunehmender Länge des aktiven Mediums kann auch die Intensität exponentiell erhöht werden. Alternativ zu einem längeren aktiven Medium kann ein Resonator, bestehend aus zwei Spiegeln, um das aktive Medium angeordnet werden. Das Licht wird damit zwischen den Spiegeln hin und her reflektiert und erfährt somit zahlreiche Durchläufe durch das aktive Medium. Jedoch treten an den Spiegeln Verluste auf, was dazu führt, dass die Nettoverstärkung G pro Umlauf im Resonator durch [30]

$$G = \frac{I}{I_0} = e^{-2\alpha(\nu)L - \gamma(\nu)} \quad (3.4)$$

gegeben ist. Dabei sind I_0 die Intensität zu Beginn des Umlaufs, L der Abstand der Resonatorspiegel und $\gamma(\nu) = -\ln\left(\frac{I(\nu)}{I_0}\right)_{\text{passiv}}$ der natürliche Logarithmus der relativen Verluste des Resonators ohne aktivem Medium pro Umlauf. Die Verluste sind frequenzabhängig, da sich durch die vorgegebenen Randbedingungen im Resonator nur Stehwellen mit bestimmten Frequenzen ausbilden können (siehe Kapitel 4.1). Die Strahlungsdichte konzentriert sich in diesen Moden. Setzt man nun α aus Gleichung 3.3 in Gleichung 3.4 ein, so erhält man für eine Verstärkung > 1 folgende Bedingung [30]:

$$\Delta N = N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1 > \Delta N_S = \frac{\gamma(\nu)}{2\sigma(\nu)L}. \quad (3.5)$$

Ist der Unterschied der Besetzungen der Energieniveaus ΔN größer als 0, liegt Besetzungsinversion vor. Liegt er auch über der Schwellwert-Inversion ΔN_S , so tritt eine Erhöhung der Intensität beim Durchlaufen des mit dem aktiven Medium gefüllten Resonators auf.

Der Pumpmechanismus sorgt nun dafür, dass diese Besetzungsinversion erreicht wird. Er führt Besetzung vom Energieniveau E_1 in das Energieniveau E_2 über. Ist die Schwellwert-Inversion erreicht, so reicht bereits ein beliebig kleines Signal, wie zum Beispiel ein spontan emittiertes Photon im aktiven Medium, für ein exponentielles Ansteigen der Intensität. Der Anstieg der Intensität verstärkt nun auch das Auftreten von induzierter Emission. Besetzung wird somit vermehrt von E_2 nach E_1 transferiert. Die Intensität steigt solange an bis $\Delta N = \Delta N_S$ und ein Gleichgewichtszustand erreicht ist. Die Anzahl der vom Pumpmechanismus pro Zeiteinheit vom unteren in den oberen Zustand transportierten Teilchen gibt die vom Laser abgegebene Leistung vor. Ein Pumpmechanismus zur Erzeugung einer Besetzungsinversion kann jedoch mit einem Zwei-Niveau-System nicht erreicht werden. Würde man Photon mit der Energie $h\nu$ einstrahlen, um mittels Absorption die Besetzung N_2 zu erhöhen, so würde mit zunehmender Besetzung N_2 auch die stimulierte Emission ansteigen. Im Grenzfall für gegen unendlich strebende Energiedichte $\rho(\nu)$ ließe sich maximal eine gleichmäßige Verteilung der Besetzung auf beide Zustände erreichen. Es sind somit mindestens drei Niveaus notwendig um eine Besetzungsinversion zu erreichen. In Abbildung 3.3 sind schematische Darstellungen eines Drei- und eines Vier-Niveau-Systems zu sehen. Der Pumpmechanismus befördert Population vom Grundzu-

stand in den kurzlebigen Zustand mit der Energie E_3 , von wo die Atome über einen strahlungslosen Übergang in den oberen Zustand des Laserübergangs zerfallen. Ist der untere Zustand des Laserübergangs auch der Grundzustand, so spricht man von einem Drei-Niveau-Laser. Da sich in diesem Fall im thermischen Gleichgewicht bei Raumtemperatur nahezu alle Atome im Grundzustand befinden, muss ungefähr die Hälfte der Atome über den Zustand 3 in den Zustand 2 gepumpt werden, um Besetzungsinversion zu erhalten. Bei einem Vier-Niveau-Laser liegt der untere Zustand des Laserübergangs hingegen über dem Grundzustand mit der Energie E_0 . Ist die Energiedifferenz $E_1 - E_0$ groß gegenüber $k_B T$, mit der Boltzmann-Konstanten k_B und der Umgebungstemperatur T , so ist die Besetzung des Zustands 1 verschwindend klein [31]. Es reicht eine geringe Anzahl von Atomen im Zustand 2 aus, um eine Besetzungsinversion zu erreichen. Somit ist beim Vier-Niveau-Laser eine wesentlich kleiner Pumpleistung ausreichend, um eine Besetzungsinversion zu erreichen.

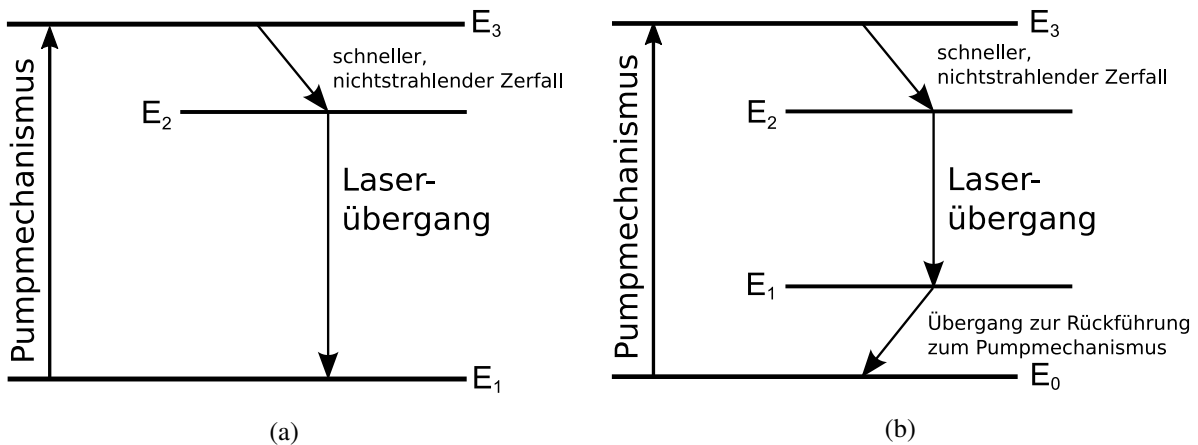


Abbildung 3.3: Drei- (a)) und Vier-Niveau-System zur Erzeugung einer Besetzungsinversion. Der Pumpmechanismus fördert Besetzung von Grundzustandsniveau in den Zustand mit der Energie E_3 . Von diesem Zustand zerfällt die Besetzung über einen schnellen, nichtstrahlenden Übergang in den Zustand mit der Energie E_2 . a) Über den Laserübergang wird die Besetzung in den Grundzustand zurückgeführt. b) Nach Rückkehr in den unteren Zustand des Laserübergangs zerfällt die Population über einen schnellen Übergang in den Grundzustand.

Umsetzung beim Diodenlaser

Eine Möglichkeit ein aktives Medium zu erzeugen ist es, Schichten von Materialien mit einer Leitfähigkeit zwischen $10^4 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ und $10^{-9} \frac{\text{S}}{\text{m}}$ aneinander zu bringen. Diese Materialien werden als Halbleiter bezeichnet. In die Kristallstruktur eines Halbleiters können Atome einer anderen Spezies eingebracht werden. Dieser Vorgang wird Dotierung genannt. Werden in einen vierwertigen Halbleiter fünfwertige Atome (Donatoren) eingebracht, so wird das fünfte Valenzelektron zur Ausbildung der Kristallstruktur nicht benötigt und besetzt einen Zustand dicht unter dem ansonsten leeren Leitungsband. Der Halbleiter ist n-dotiert. Wird hingegen ein dreiwertiges Element (Akzeptor) eingebracht, so entsteht ein neuer, leerer Zustand knapp über dem Valenzband des Halbleiters. Der Halbleiter ist p-dotiert. Bringt man einen n- und einen p-dotierten Halb-

leiter zusammen, so liegt an der Grenzschicht ein pn-Übergang vor. Diese Grenzschicht ist das aktive Medium eines Diodenlasers.

Durch Dotierung kann die Leitungsfähigkeit von Halbleitern massiv verändert werden, da beispielsweise schon bei Raumtemperatur in einem n-dotierten Halbleiter eine Anregung eines Elektrons aus dem neugeschaffenen Zustand in das Leitungsband stattfinden kann. Es wird ein freies Elektron erzeugt, welches für die Leitfähigkeit verantwortlich ist. Umgekehrt kann ein Elektron aus dem Valenzband eines p-dotierten Halbleiters in einen neu geschaffenen Zustand angeregt werden. Dabei hinterlässt es einen freien Zustand im Valenzband, welcher Loch genannt wird. Der Halbleiter ist dann ebenfalls leitend. Dabei können die Löcher als positive Ladungen in dem Kristallverbund beschrieben werden, welche Strom entlang der technischen Stromrichtung durch den Kristall leiten.

Werden ein n- und ein p-dotierter Halbleiter aneinander gebracht, so rekombinieren an der Grenzschicht Löcher und freie Elektronen unter Aussendung von Photonen solange, bis das sich dadurch aufgebaute elektrische Feld eine weitere Rekombination von Elektronen und Löchern verhindert und sich ein Gleichgewicht einstellt. In Abbildung 3.4 a) ist diese Gleichgewichtssituation dargestellt. Wird nun an den pn-Übergang eine Spannung in Durchlassrichtung angelegt, so ist es für die freien Elektronen weiter möglich in den p-Halbleiter einzudringen und dort mit Löchern zu rekombinieren (siehe Abbildung 3.4 b). Der getriebene pn-Übergang stellt somit ein System mit Besetzungsinversion dar. Der Laserübergang findet dabei zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband statt. Die Laserfrequenz wird durch den Energieabstand zwischen den Bändern, der Bandlücke, bestimmt. Werden mehrere chemische Elemente für den Aufbau des Halbleiters verwendet, so kann über deren Mischungsverhältnis die Bandlücke in einem gewissen Bereich eingestellt werden. Der Laserübergang hat in diesem Fall eine Linienbreite in der Größenordnung von tausenden GHz [32], da es sich um einen Übergang zwischen zwei Bandstrukturen handelt, welche aus vielen energetisch nahe beieinander liegenden Zuständen aufgebaut sind. Es bildet sich somit ein breites Verstärkungsprofil. Durch Erhöhung des Stromes und somit der pro Zeit in den oberen Zustand gepumpten Elektronen erhöht sich auch die abgegebene Leistung. Die graphische Darstellung der Lichtleistung gegen den Strom wird Kennlinie genannt. Für Ströme unter der Laserschwelle steigt die Leistung durch vermehrte spontane Emission nur langsam an, an der Laserschwelle tritt ein Knick in der Kennlinie auf und die Steigung wird größer. Die Kennlinie ist linear, bis sich der pn-Übergang auf eine kritische Temperatur erwärmt und wird dann flacher. Bei sehr hohen Strömen sinkt die Lichtleistung mit steigendem Pumpstrom sogar wieder [33]. Typischerweise liegt die maximale Lichtleistung bei Ein-Moden-Diodenlasern bei einigen zehn mW.

Eine Laserdiode ist ein einige hundert Mikrometer großer Kristall. Die Endflächen des Kristalls sind planparallel und bilden daher einen Resonator (siehe Abbildung 3.5). Der Abstand zwischen den Eigenzuständen des Resonators, welche als Moden bezeichnet werden, liegt im Bereich von 100 GHz. Somit liegen mehrere Moden innerhalb des Verstärkungsprofils des pn-Übergangs und der Laser läuft auf mehreren Moden gleichzeitig. Weiters können durch Veränderung der Betriebsparameter wie beispielsweise der Temperatur die Resonatormoden im Frequenzraum verschoben werden. Diese Verschiebung führt dazu, dass bei Veränderung der Temperatur verschiedene Resonatormoden ins Zentrum des Verstärkungsprofils geschoben werden.

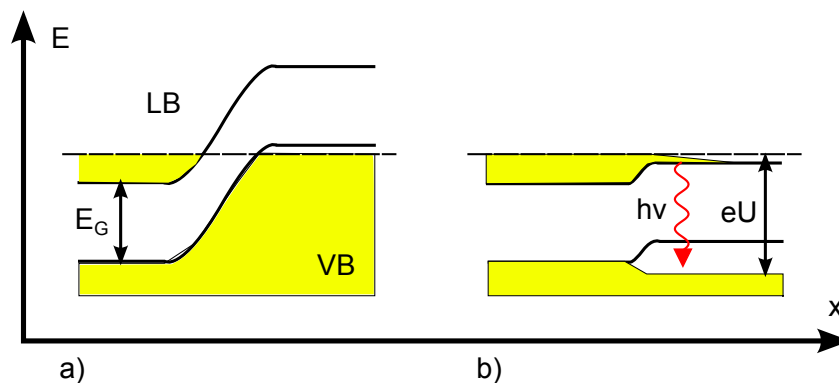


Abbildung 3.4: pn-Übergang mit Bandlückenenergie E_G zwischen Leitungsband (LB) und Valenzband (VB) a) ohne externe Spannung und b) mit angelegter Spannung U in Durchlassrichtung. In a) hat sich ein Gleichgewicht zwischen Diffusion der Ladungsträger und elektrischem Feld ausgebildet. Es ist keine Rekombination mehr möglich. In b) wird die Rekombination aufrecht erhalten. Die Bandlückenenergie E_G zwischen Leitungsband und Valenzband bestimmt die Frequenz ν der bei der Rekombination ausgesandten Photonen.

Der Laser springt von einer Mode auf die nächste, es kommt zu Sprüngen der Wellenlänge.

Mit Hilfe von frequenzselektiven Elementen kann ein gleichzeitiges Anschwingen mehrerer Resonatormoden verhindert werden. Es kann zum Beispiel ein Gitter nach der Diode angebracht werden, welches in Abhängigkeit der Wellenlänge Licht in die Diode zurückreflektiert. Dies hat zwei Effekte:

1. *Wellenlängenabhängige optische Rückkopplung:*

Das Gitter reflektiert nur einen Teil des Spektrums in die Diode zurück. Dadurch werden die Verluste für Wellenlängen außerhalb des reflektierten Teils groß und es ist kein Laserbetrieb bei diesen Wellenlängen möglich. Die Vorderseite der Diode wird meist mit einer antireflektiven Beschichtung versehen, um die optische Rückkopplung durch das Gitter zu verstärken.

2. *Aufbau eines externen Resonators:*

Das Gitter bildet mit der hinteren Facette der Laserdiode einen Resonator. Nur bei Wellenlängen, welche durch diesen Resonator unterstützt werden, ist Laserbetrieb möglich. Diodenlaser, die dieses Prinzip nutzen, werden ECDLs (External Cavity Diode Lasers) genannt.

Eine mögliche Realisierung dieser Methode ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Das von der Laserdiode emittierte Licht wird zuerst durch eine Linse kollimiert, bevor es auf ein optisches Gitter, dessen Oberfläche sägezahnförmigen Erhebungen (siehe Abbildung 3.7) aufweist, trifft. Diese

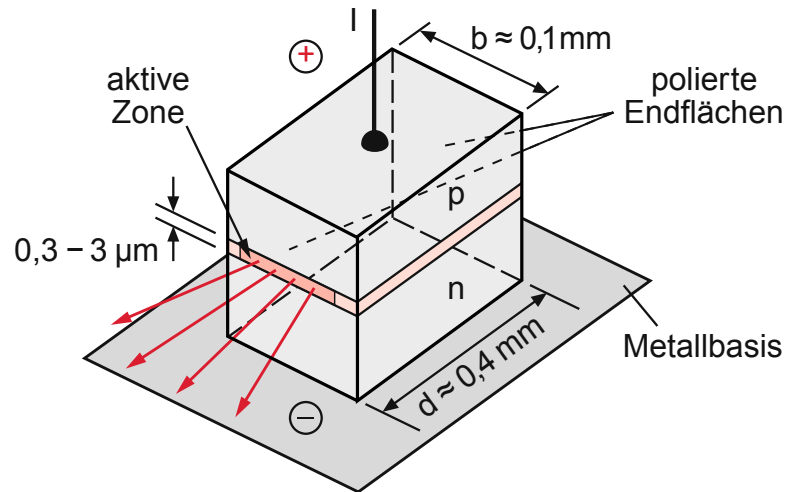


Abbildung 3.5: Laserdiode bestehend aus einem pn-Übergang mit polierten Endflächen, welche den Resonator bilden. Zwischen Oberseite und Unterseite wird eine Spannung angelegt, welche in der aktiven Zone Rekombinationen von Löchern und freien Elektronen ermöglicht. Bild entnommen aus [30].

Gitter werden als Blazegitter bezeichnet. Fällt Licht auf diese gezackte Oberfläche, so ergeben sich Interferenzeffekte zwischen den an verschiedenen Gitterpunkten reflektierten Strahlen. Ist der Phasenunterschied ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge, so ergibt sich konstruktive Interferenz. Somit muss folgende Bedingung erfüllt sein [30]:

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m \cdot \lambda. \quad (3.6)$$

Dabei ist α der Einfallswinkel des Lichts gegenüber der Gitternormalen, β der Ausfallswinkel, d der Gitterabstand und m die Beugungsordnung des vom Gitter reflektierten Lichts. Wird die erste Ordnung in die Diode zurückreflektiert, während Licht in der nullten Ordnung als Nutzlicht verwendet wird, so spricht von der Littrow-Konfiguration. Für den Rückkopplungsstrahl gilt somit: $\alpha = \beta$ und $m = 1$. Wird nun α durch Drehung des Spiegels, beispielsweise durch Anlegen einer Spannung an einen Piezokristall, verändert, so verändert sich auch die Wellenlänge λ , bei der Rückkopplung in die Diode möglich ist.

Die spektrale Zusammensetzung des reflektierten Strahls der Intensität I_R ist von der einfallenden Intensität I_E , der Zahl der beleuchteten Gitterfurchen N und der Reflektivität R des Gitters abhängig [30]:

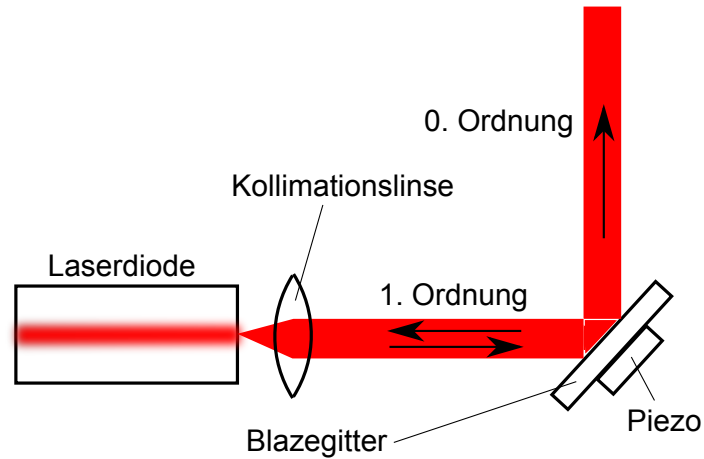


Abbildung 3.6: Laserdiode im Littrow-Aufbau. Das emittierte Licht wird kollimiert und an einem Gitter reflektiert. Die erste Ordnung wird als optische Rückkopplung in die Diode zurück reflektiert, in der nullten Beugungsordnung befindet sich das Nutzlicht.

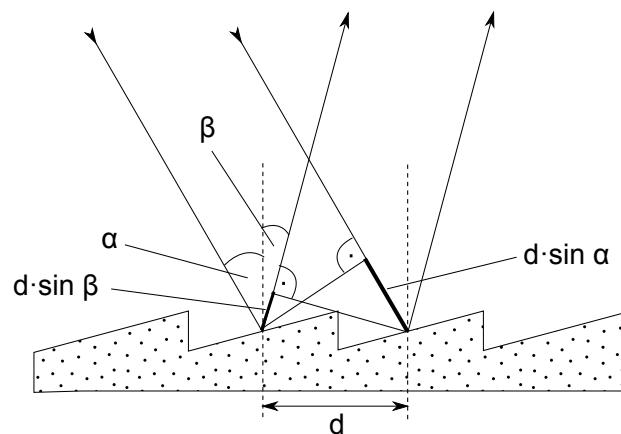


Abbildung 3.7: Blazegitter mit Gitterabstand d . Es tritt konstruktive Interferenz auf, wenn der Phasenunterschied zwischen an benachbarten Gitterpunkten reflektierten Strahlen ein ganzes Vielfaches der Wellenlänge ist: $d(\sin \alpha + \sin \beta) = m \cdot \lambda$.

$$I_R = I_E R \frac{\sin^2(N\Phi/2)}{\sin^2(\Phi/2)} \quad \text{mit} \quad \Phi = \frac{4\pi d}{\lambda} \sin \alpha. \quad (3.7)$$

Mit Hilfe des Gitters kann somit erreicht werden, dass lediglich eine Mode in der Laserdiode eine ausreichende Verstärkung erfährt, um mehrheitlich induziert zu emittieren. In Abbildung 3.8 ist zu sehen, dass lediglich eine Mode eine Verstärkung >1 erfährt. Nur auf dieser Mode kann Laserbetrieb erreicht werden.

3.2 Linienbreite und äußere Einflüsse

Intrinsische Linienbreite

Bereits 2 Jahre vor der erstmaligen experimentellen Realisierung eines Lasers im Jahre 1960 (gepulster Betrieb [34] beziehungsweise Dauerstrichlaser [35]) publizierten Schawlow und Townes ein fundamentales Limit für die Linienbreite Δf eines Lasers [36]. Allgemein gilt für die Linienbreite [31]:

$$\Delta f = \frac{\pi h f (\Delta f_{Res})^2}{P} \cdot \frac{N_2}{\Delta N_S}. \quad (3.8)$$

Sowohl Resonatoreigenschaften wie die Linienbreite Δf_{Res} als auch Eigenschaften des aktiven Mediums wie die Schwellwert-Inversion $\Delta N_S = (N_2 - N_1)_S$ und die Laserfrequenz f bestimmen das Emissionsspektrum. Weiters geht die emittierte Leistung P ein. Da $\frac{N_2}{\Delta N_S} \geq 1$ ergibt sich für das Schawlow-Townes Limit:

$$\Delta f \geq \frac{\pi h f (\Delta f_{Res})^2}{P}. \quad (3.9)$$

Dieses Limit wird durch spontane Emission in die Lasermode hervorgerufen. Dies führt zu Phasenfluktuationen des Laserlichtes und somit zu einer Linienverbreiterung.

Für einen Diodenlaser im Littrow-Aufbau mit einer Resonatorlinienbreite von 1 GHz, einer Frequenz von 411 THz und einer Leistung von 40 mW ergibt sich ein Schawlow-Townes Limit von ca. 20 Hz. Handelsübliche Diodenlaser haben hingegen eine Linienbreite von einigen hundert kHz. 1982 publizierte Henry eine Erklärung für ein gegenüber dem Schawlow-Townes Limit stark verbreitertes Spektrum in Diodenlasern [37]. Spontane Emission am pn-Übergang führt zu Intensitätsfluktuationen, welche wiederum den Brechungsindex im Halbleiter beeinflussen. Dadurch ergeben sich zusätzliche Phasenfluktuationen, welche zu einer Linienverbreiterung füh-

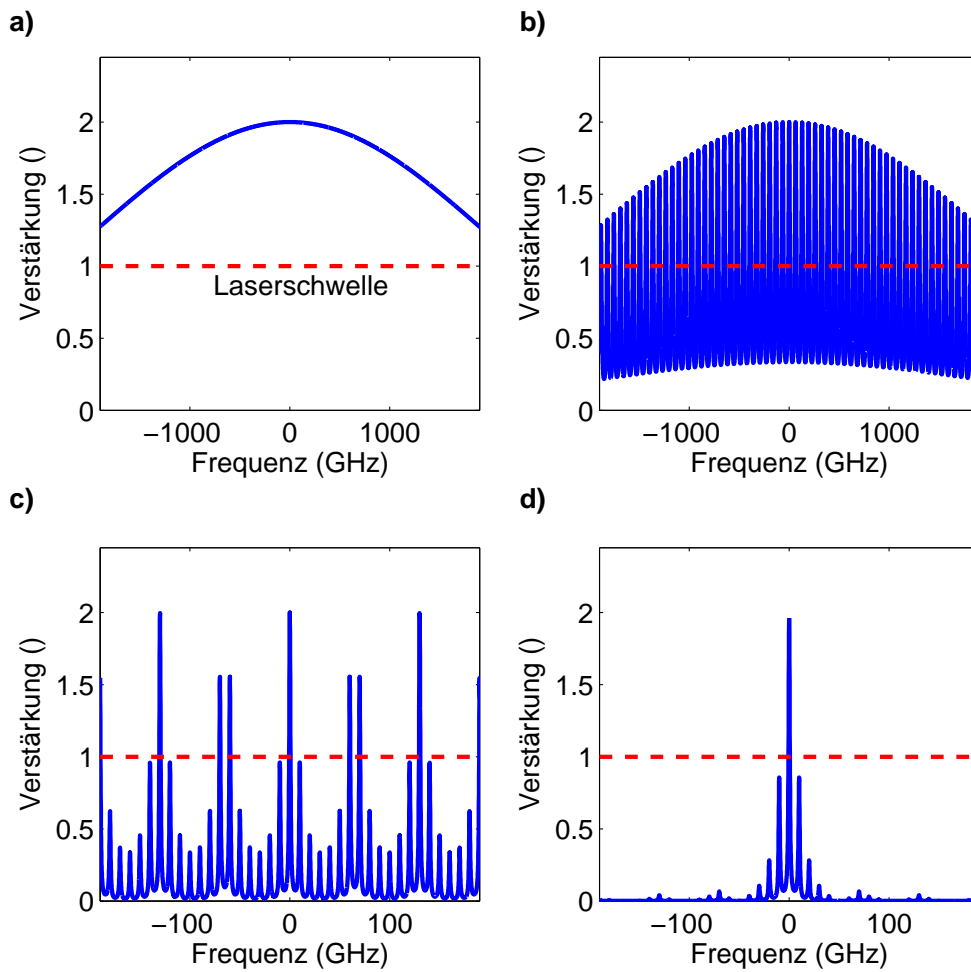


Abbildung 3.8: Verstärkung in der Laserdiode. a) reines Verstärkungsprofil des pn-Übergangs, b) mögliche Lasermoden nach Berücksichtigung der Facetten der Laserdiode als Resonator, c) durch das Gitter und die hintere Facette der Diode gebildeter Resonator schränkt die möglichen Laserfrequenzen weiter ein, d) mit Hilfe des Gitters kann der Laser in den Ein-Moden-Betrieb gebracht werden.

ren. Diese können mit dem Henry-Faktor α beschrieben werden. Typischerweise liegt dieser Faktor zwischen 4 und 7 [38]. Somit ergibt sich ein Linienbreitenlimit von:

$$\Delta f \geq \frac{\pi h f (\Delta f_{Res})^2}{P} (1 + \alpha^2). \quad (3.10)$$

Temperaturschwankungen

Wie bereits in Kapitel 3.1 erwähnt, führt eine Temperaturänderung an der Laserdiode zu einer Verschiebung des Verstärkungsprofils gegenüber den Resonatormoden und kann dadurch zu einem Modensprung führen. Eine Temperaturstabilisierung der Laserdiode ist somit notwendig. Eine häufig genutzte Umsetzung besteht dabei aus einem Peltier-Element [39], welches zwischen der Diode und einer Wärmesenke angebracht wird. Dieser Aufbau ermöglicht es, ohne jegliche Adaption, dem System sowohl Wärme zu entziehen als auch Wärme zuzuführen.

Mechanische Vibrationen und Akustik

Insbesondere bei ECDLs tragen auch Vibrationen zur Verbreiterung der Linienbreite bei. Aufgrund des gegenüber den Diodenabmessungen großen Abstandes der Spiegel des externen Resonators koppeln Schwingungen vermehrt ein. Folgende Gegenmaßnahmen können zur Unterdrückung dieses Effekts getroffen werden:

1. *Vibrationsunanfällige Konstruktion*

Bei der Konstruktion von stabilen Diodenlasern wird darauf geachtet, Vibration der Dioden gegenüber dem Gitter möglichst zu vermeiden. Die Vorrichtung, an welcher diese Elemente montiert sind, wird teilweise aus einem Stück, meist Aluminium, gefräst. Durch diese steife Konstruktion können sich die optischen Elemente nicht mehr relativ zueinander bewegen. Es bleibt damit nicht nur der Abstand zwischen Diode und Gitter konstant, sondern auch die Moden des Lasers verschieben sich im Frequenzraum nicht.

2. *Dämpfung auftretender Vibrationen*

Optische Tische, auf welchen Lasersysteme aufgebaut werden, sind meist gedämpft. Die mehrere hundert Kilo schwere Tischplatte 'schwebt' auf einem Druckluftpolster und ist stark gedämpft montiert. Vibrationen, welche vom Boden auf den Tisch übergehen, erreichen nur gedämpft die Oberfläche auf der sich Laser und andere optische Elemente befinden.

Sowohl Akustik als auch Laborgerätschaften (Pumpen, Ventilatoren, etc.) können diese Vibrationen verursachen. Typischerweise erstreckt sich die Frequenz solcher mechanischen Einflüsse

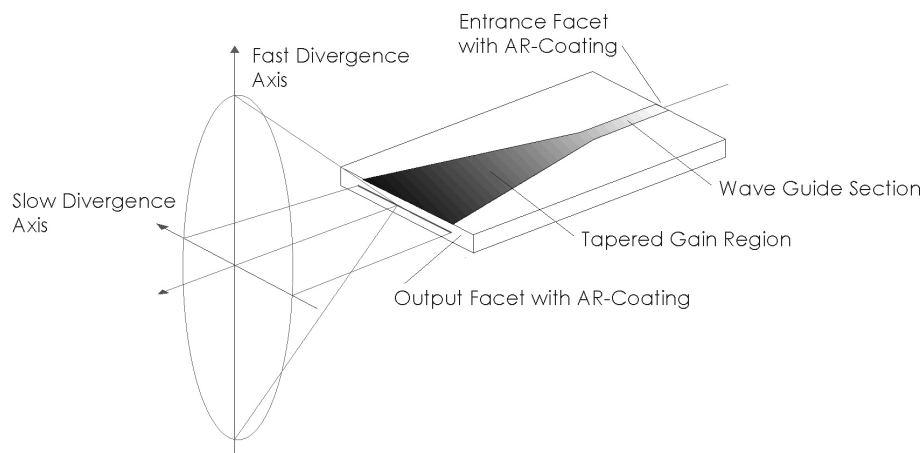


Abbildung 3.9: Halbleiter-basierte optische Verstärker mit trapezförmiger Verstärkungsregion. Beide Facetten des Halbleiters sind mit einer antireflektiven Beschichtung versehen. Die Verstärkungsregion wird entlang der Längsachse der Diode breiter, um die Intensität bei steigender Lichtleistung konstant zu halten und somit die Ausgangsfacette nicht zu beschädigen. Nach der Eingangsfacette folgt ein Wellenleiterabschnitt, an dessen Eigenmode das zu verstärkende Licht angepasst werden muss. Bild entnommen aus [32].

bis zu einigen zehn kHz.

3.3 Optischer Verstärker

Wie bereits in Kapitel 3.1 erwähnt, ist die optische Ausgangsleistung von Laserdioden auf einige 10 mW limitiert. Einerseits ist die maximale Leistung durch thermische Effekte am pn-Übergang, andererseits auch durch die maximale Intensität an der Ausgangsfacette der Laserdiode begrenzt. Insbesondere bei Dioden, welche Aluminium enthalten, kommt es bei zu hoher Intensität zu spontanen Beschädigungen der Facette, was zum totalen Ausfall des Bauteils führen kann [33]. Wird mehr Lichtleistung benötigt, so kann dies mit einem optischen Verstärker erreicht werden. Bereits Anfang der 1990er Jahre wurden so Lichtleistungen im Bereich einiger Watt erreicht [40, 41].

Eine mögliche Realisierung eines Verstärkers ist der halbleiter-basierte optische Verstärker mit trapezförmiger Verstärkungsregion (Tapered Amplifier - TA). Prinzipiell ist dieser Verstärker wie eine herkömmliche Laserdiode aufgebaut, allerdings verbreitert sich die aktive Region entlang der Längsrichtung des Bauteils (siehe Abbildung 3.9). Dadurch wird die Intensität in der Diode bei steigender Lichtleistung konstant gehalten. Zur Unterdrückung von eigenständiger Lasertätigkeit des Verstärkers sind die Endflächen mit einer antireflektiven Beschichtung versehen. TAs erhalten sowohl die räumliche als auch die zeitliche Kohärenz in hohem Maße und ermöglichen gute Strahlprofile am Ausgang. Der TA wird mit Laserlicht aus einer Diode gespeist und verstärkt dieses auf das 10- bis 1000-fache.

Kapitel 4

Laserstabilisierung

4.1 Optische Resonatoren als Frequenzreferenz

Wie auch ihre mechanischen oder elektrischen Pendanten ermöglichen optische Resonatoren durch Anregung von ihren Eigenmoden hohe Intensitäten bei relativ niedrigen Einspeisungsleistungen. Diese Eigenschaft macht man sich bei der Erhöhung der induzierten gegenüber der spontanen Emission in Lasern zunutze. Eine andere Anwendung optischer Resonatoren ist die Nutzung als Frequenzreferenz. Voraussetzung dafür ist, dass der Resonator unempfindlich gegenüber Umwelteinflüssen ist. In diesem Kapitel sollen die Voraussetzungen und Möglichkeiten dieser Anwendung besprochen werden.

4.1.1 Aufbau und Funktion eines Fabry-Perot-Interferometers

Ein Resonator welcher aus zwei ebenen, parallelen Spiegeln besteht, wird als Fabry-Perot-Interferometer (FPI) bezeichnet. Es soll nun berechnet werden, welcher Anteil des Lichtes reflektiert beziehungsweise transmittiert wird, wenn Licht mit der Kreisfrequenz ω auf den Resonator eingestrahlt wird. Die komplexen Amplituden des einfallenden, des reflektierten und des transmittierten elektromagnetischen Feldes werden mit E_I , E_R und E_T bezeichnet. Reflexionen finden an den Spiegeln M1 und M2 mit den Transmissionskoeffizienten t_1 , t_2 und den Reflexionskoeffizienten r_1 , r_2 statt (siehe Abbildung 4.1).

Die gesamte Feldstärke des transmittierten elektromagnetischen Feldes ergibt sich aus der Summe der Teilstrahlen, welche verschieden oft zwischen den Spiegeln hin und her geworfen werden. Zu beachten ist dabei die relative Phase der Teilstrahlen. Es ergibt sich folgende geometrische Reihe [42]:

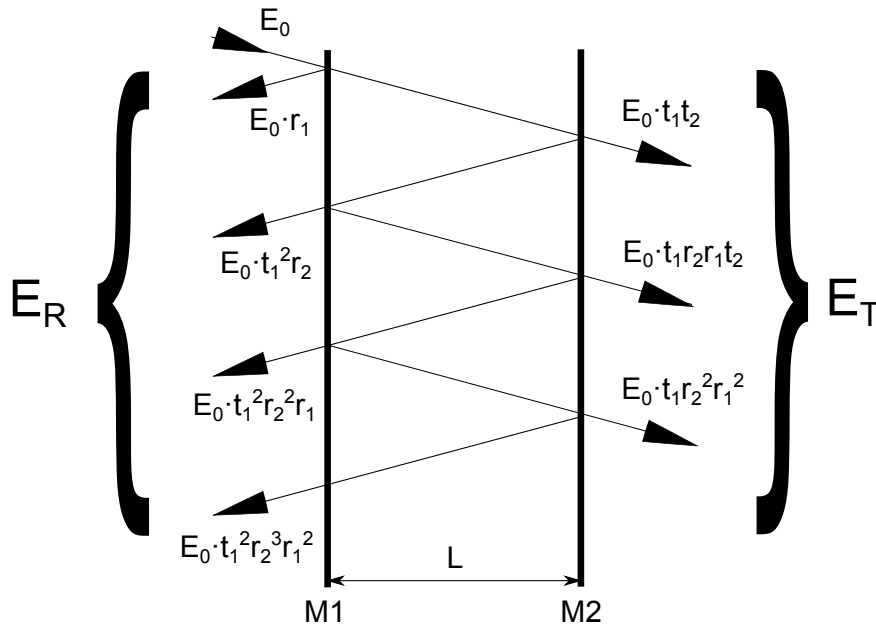


Abbildung 4.1: FPI bestehend aus zwei planparallelen Spiegeln M1 und M2 mit den Transmissionskoeffizienten t_1 , t_2 und den Reflexionskoeffizienten r_1 , r_2 . Die gesamte transmittierte bzw. reflektierte Feldstärke ergibt sich aus der Überlagerung aller Teilstrahlen.

$$E_T = E_I t_1 t_2 e^{-\frac{i\omega L}{c}} \left[1 + r_1 r_2 e^{-\frac{i\omega 2L}{c}} + r_1^2 r_2^2 e^{-\frac{i\omega 4L}{c}} + \dots \right] = E_I \frac{t_1 t_2 e^{-\frac{i\omega L}{c}}}{1 - r_1 r_2 e^{-\frac{i\omega 2L}{c}}}. \quad (4.1)$$

Somit ergibt sich für die transmittierte Intensität $I_T = E_T E_T^*$ [42]:

$$I_T = E_I^2 \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + r_1^2 r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos\left(\frac{\omega 2L}{c}\right)}. \quad (4.2)$$

Analog zu Gleichung 4.1 ergibt sich für die reflektierte Feldstärke [42]:

$$E_R = E_I r_1 - E_I \frac{t_1^2 r_2 e^{-\frac{i\omega 2L}{c}}}{1 - r_1 r_2 e^{-\frac{i\omega 2L}{c}}}. \quad (4.3)$$

Ein Spezialfall des FPI ist das verlustfreie, symmetrische FPI. Das heißt, dass beide Spiegel den gleichen Reflexionskoeffizienten $r_1 = r_2 = r$ haben und keine elektromagnetische Strahlung absorbieren, folglich gilt $r^2 + t^2 = 1$. In diesem Fall verschwindet der reflektierte Anteil auf Resonanz unabhängig von der Reflektivität der Spiegel komplett. Die auf die einfallende Intensität normierte Reflektivität $R = |F|^2 = \left| \frac{E_R}{E_I} \right|^2$ und die Phase zwischen einfallender und reflektier-

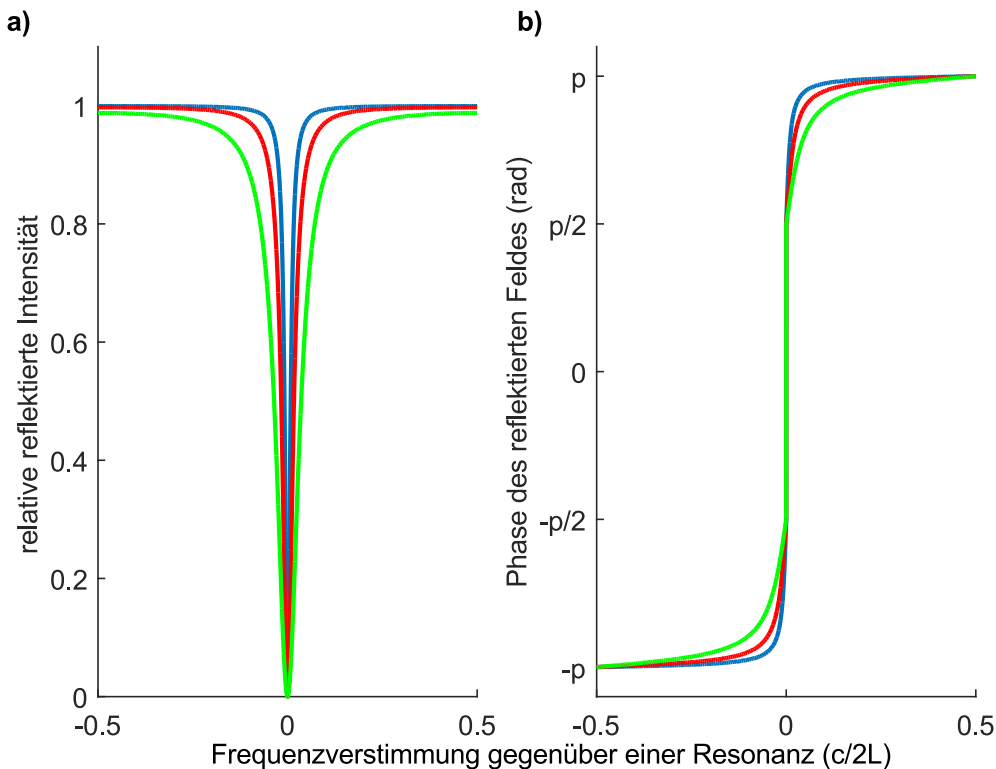


Abbildung 4.2: Relative reflektierte Intensität [a)] und Phase [b)] des reflektierten Feldes bezüglich des einfallenden Feldes in Abhängigkeit der Frequenz für verschiedene Reflektivitäten der Spiegel. $r^2 = 0,95$ in blau, $r^2 = 0,9$ in rot und $r^2 = 0,8$ in grün.

ter elektromagnetischer Welle ϕ_R für das verlustfrei, symmetrische FPI sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Radiale Moden

Der nachfolgende Abschnitt orientiert sich an den Ausführungen in Referenz 30.

Im vorhergehenden Abschnitt über das FPI wurde angenommen, dass die Spiegel unendlich groß sind und sich somit die räumliche Feldverteilung im Resonator nach einem Umlauf für ebene Wellen reproduziert. Somit werden ebene Wellen als stationäre Lösungen dieses idealisierten FPI bezeichnet. In realen optischen Resonatoren ist diese Annahme jedoch oft nicht gerechtfertigt, der Abstand ist sogar meist wesentlich größer als der Durchmesser der Spiegel. In diesem Fall tritt Beugung an den Spiegeln auf, was zu Beugungsverlusten führt. Da diese Beugungsverluste im Zentrum der Spiegel geringer als am Rand der Spiegel sind, können ebene Wellen keine stationären Lösungen solcher Resonatoren sein. In Referenz 43 wurden stationäre Lösungen für beugungsverlustbehaftete Resonatoren mit ebenen Spiegeln gefunden. Gekrümmte Spiegel refokussieren die Welle bei jedem Umlauf, wodurch Beugungsverluste re-

duziert werden. Im Allgemeinen gibt es für dieses Problem keine analytischen Lösungen. Für die Annahme eines kleinen Radius der Feldverteilung gegenüber dem Spiegelabstand und für einen Spiegelabstand gleich dem Krümmungsradius der Spiegel wurde eine Lösung erstmalig in Referenz 44 angegeben. Diese spezielle Spiegelanordnung wird konfokaler Resonator genannt. Legt man den Koordinatenursprung ins Zentrum des Resonators, wobei die z -Achse entlang der Resonatorachse ausgerichtet ist, so ist die Feldverteilung in einer Ebene mit $z = \text{const.}$ gegeben durch [44]:

$$A_{m,n}(x, y, z) = C_{mn} H_m(\tilde{x}) H_n(\tilde{y}) e^{-\frac{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2}{4}} e^{-i\phi(x,y,z)}$$

mit

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= \frac{\sqrt{2}x}{w} \dots \text{normierte x-Koordinate} \\ \tilde{y} &= \frac{\sqrt{2}y}{w} \dots \text{normierte y-Koordinate} \\ w^2(z) &= \lambda \frac{d}{2\pi} \left[1 + \frac{2z^2}{d} \right] \dots \text{Maß für den Strahlradius} \\ \phi(x, y, z) &\dots \text{Phase} \\ d &\dots \text{Spiegelabstand} \\ b &\dots \text{Krümmungsradius der Spiegel} \\ H_m &\dots \text{Hermite-Polynom m-ter Ordnung.} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Dabei gilt für die Phase

$$\phi(x, y, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{b}{2} \left(1 + \left(\frac{2z}{d} \right)^2 \right) + \frac{(x^2 + y^2) \frac{2z}{d}}{b \left(1 + \left(\frac{2z}{d} \right)^2 \right)} \right] - (1 + m + n) \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \frac{1 - \frac{2z}{d}}{1 + \frac{2z}{d}} \right]. \tag{4.5}$$

Diese Resonatormoden werden auch TEM_{mn} -Moden genannt, wobei m und n die Anzahl der Knoten in der Feldstärke der Moden in x - bzw. y -Richtung angeben. Die Feldverteilung verschiedener ausgewählter TEM_{mn} -Moden ist Abbildung 4.3 dargestellt. Eine Sonderrolle nimmt die TEM_{00} -Mode ein, welche auch Fundamentalmode genannt wird. Das Intensitätsprofil dieser Mode ist in der Ebene normal zur Resonatorachse durch eine Gauß-Kurve gegeben. Jener radiale Abstand vom Zentrum des Resonators, bei welchem die Intensität auf $\frac{1}{e^2}$ des Wertes im Zentrum abgesunken ist, heißt Strahlradius. Der minimale Radius bei $z = 0$ heißt Strahltaille und ist durch $w_0 = \sqrt{\lambda \frac{d}{2\pi}}$ gegeben.

Die Feldverteilung in Resonatoren, welche von der konfokalen Konfiguration abweichen, kann folgendermaßen ermittelt werden: Es muss zum gewünschten Resonator der äquivalente konfokale Resonator gefunden werden. Die Wellenfronten des äquivalenten konfokalen Resonators würden genau auf den Spiegeln des zu berechnenden Resonators liegen. Äquivalente Resonatoren haben die gleiche Feldverteilung und somit die gleiche räumliche Modenstruktur. Ist also

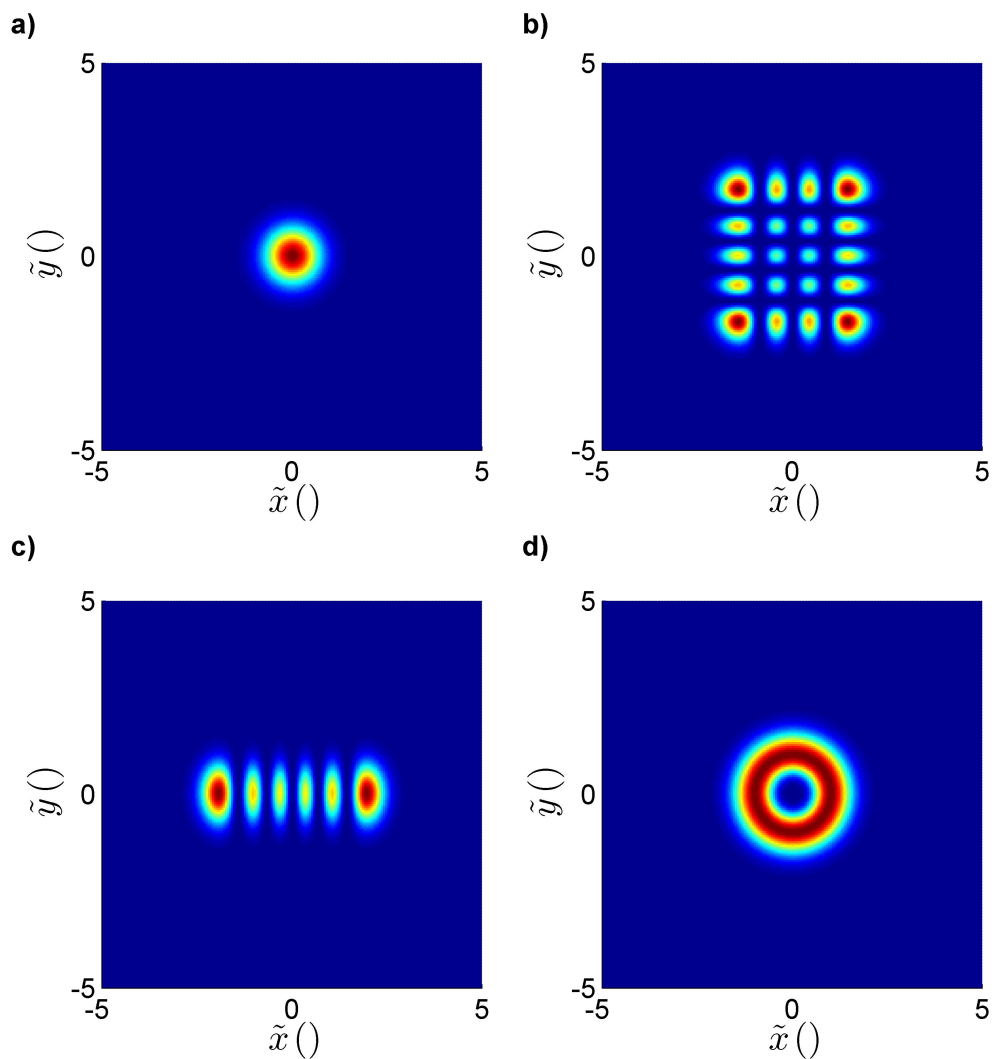


Abbildung 4.3: Die Intensität als Falschfarbendarstellung gegen den normierten Abstand von der Resonatorlängsachse in x- bzw. y-Richtung dargestellt. a) TEM_{00} -Mode, b) TEM_{34} -Mode, c) TEM_{50} -Mode, d) Superposition aus TEM_{20} -Mode, TEM_{02} -Mode und TEM_{11} -Mode.

der äquivalente konfokale Resonator gefunden, so ist auch die Feldverteilung im gewünschten Resonator bekannt.

Die Eigenfrequenzen der verschiedenen Moden in einem Resonator können unter Ausnutzung der Bedingung, dass das elektromagnetische Feld am Ort des Spiegels einen Phasenfaktor $e^{i\phi} \stackrel{!}{=} 1$ haben muss, berechnet werden. Aus der Phase in Gleichung 4.4 in Kombination mit der eben genannten Beziehung können nun die Frequenzen der TEM_{mn} -Moden bestimmt werden. Für einen konfokalen Resonator ergibt sich somit [30]:

$$\nu = \frac{c}{2d} \left[q + \frac{1}{2}(m + n + 1) \right]. \quad (4.6)$$

Dabei sind q , m und n ganze Zahlen. In diesem Spektrum tritt nicht nur für verschiedene TEM_{mn} -Moden mit gleicher Summe aus m und n Entartung auf, sondern auch verschieden axiale Moden (unterschiedliches q) können entartet sein. Dafür muss die Bedingung $q_1 - q_2 \stackrel{!}{=} (m_2 + n_2) - (m_1 + n_1)$ erfüllt sein.

Ist der Resonator nicht konfokal, fällt also der Krümmungsradius nicht mit dem Abstand der Spiegel zusammen, so wird diese Entartung aufgehoben und es ergibt sich [30]:

$$\nu = \frac{c}{2d} \left\{ q + \frac{1}{2}(m + n + 1) \left[1 + \frac{4}{\pi} \arctan \frac{d - b}{d + b} \right] \right\}. \quad (4.7)$$

Eine eindeutige Zuordnung zwischen Frequenz und Mode ist nur möglich, wenn der Resonator nicht konfokal ist. Daher wird ein Referenzresonator meist nicht in konfokaler Konfiguration betrieben.

Stabilität von Resonatoren

Ein Resonator ist genau dann stabil, wenn sich die Feldverteilung im Inneren nach einem Umlauf bis auf einen konstanten Faktor, welcher die Verluste des Resonators beschreibt, reproduziert. Nimmt man einen Gaußstrahl im Resonator an, so gilt für dessen Fleckgröße πw_i^2 auf dem Spiegel M_i [30]:

$$\pi w_1^2 = \lambda d \sqrt{\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)}} \quad , \quad \pi w_2^2 = \lambda d \sqrt{\frac{g_1}{g_2(1 - g_1 g_2)}}. \quad (4.8)$$

Dabei sind die Parameter $g_i = 1 - \frac{d}{b_i}$ rein geometrischer Natur und vom Abstand und Krümmungsradius der Spiegel abhängig. Damit die Fleckgrößen aus Gleichung 4.8 endlich bleiben und somit der Resonator stabil ist, müssen die Parameter g_i folgende Bedingung erfüllen:

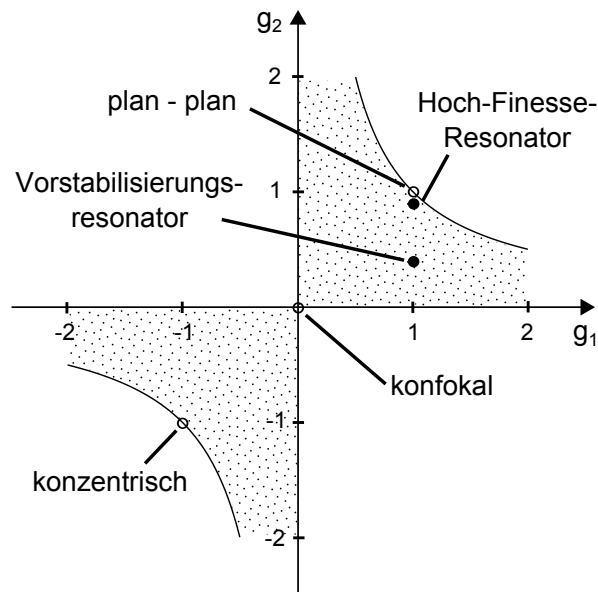


Abbildung 4.4: Resonatorparameter g_1 und g_2 gegeneinander aufgetragen. Resonatoren deren Parameter in der gepunkteten Fläche liegen sind stabil. Mit vollen schwarzen Punkten sind die in dieser Masterarbeit verwendeten Resonatoren (siehe Kapitel 5.3 und 5.5) eingezeichnet.

$$0 \leq g_1 g_2 < 1 \quad \text{oder} \quad g_1 = g_2 = 0. \quad (4.9)$$

In Abbildung 4.4 sind jene Parameterbereiche für g_1 und g_2 schattiert, in welchen der Resonator stabil ist.

4.1.2 Charakterisierung von optischen Resonatoren

In diesem Abschnitt werden wichtige Kennzahlen, welche zur Charakterisierung und Beschreibung von Resonatoren herangezogen werden, erklärt. Diese Auflistung ist keineswegs komplett, jedoch werden Begriffe, welche in dieser Arbeit von Bedeutung sind, erläutert.

Freier Spektralbereich

Als freier Spektralbereich (free spectral range - FSR) wird der Frequenzabstand zwischen zwei Fundamentalmoden eines Resonators bezeichnet. Aus Gleichung 4.7 ist ersichtlich, dass für den Frequenzabstand $\Delta\nu_{FSR}$ gilt:

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2d} = \frac{c_0}{2nd}. \quad (4.10)$$

Hierbei bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit im Medium zwischen den Resonatorspiegeln, c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n den Brechungsindex im Medium zwischen den Spiegeln.

Anschaulich kann der FSR folgendermaßen interpretiert werden: der Resonator bildet Randbedingungen an das elektromagnetische Feld. An den Spiegeloberflächen müssen sich Knoten des Feldes befinden. Somit ergeben sich für die m -te bzw. $(m + 1)$ -te Mode folgende Randbedingungen:

$$d = m \frac{\lambda}{2} \quad \text{bzw.} \quad d = (m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (4.11)$$

Die zu den Wellenlängen, welche diese Bedingungen erfüllen, gehörigen Frequenzen sind daher $\nu_m = m \frac{c}{2d}$ und $\nu_{m+1} = (m + 1) \frac{c}{2d}$. Der Frequenzabstand dazwischen und somit der FSR ergibt sich daher zu $\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2d}$.

Alternativ kann der FSR als inverse Laufzeit des Lichtes im Resonator angesehen werden, da die zurückgelegte optische Weglänge pro Umlauf $2d$ mit der Geschwindigkeit $c = \frac{c_0}{n}$ zurückgelegt wird.

Bei der Verwendung eines Resonators als Frequenzreferenz spielt der FSR eine entscheidende Rolle. Da die Lage der Moden im Frequenzraum bei der Herstellung eines Resonators nicht bestimmt werden kann, liegt die gewünschte Frequenz, bei welcher der Laser oszillieren soll, im schlimmsten Fall genau zwischen zwei Fundamentalmoden. Es muss eine Möglichkeit geschaffen werden, die Frequenz des Nutzlichtes um mindestens einen halben FSR verstimmen zu können. Mit Hilfe eines akustooptischen Modulators mit ausreichender Bandbreite kann das Nutzlicht gegenüber dem Licht, welches zum Resonator geführt wird, verschoben werden. Alternativ kann auch die Länge des Resonators verändert werden. Dazu wird zumeist einer der beiden Spiegel auf einem piezoelektrischen Kristall montiert. Wird nun eine Spannung an den Kristall angelegt, so ändert sich dessen Länge und damit auch die Länge des Resonators. Dies hat zur Folge, dass die Moden im Frequenzraum verschoben werden.

Linienbreite

Eine weitere Kenngröße von Resonatoren ist die Linienbreite der Transmissionslinien. Meist wird diese als *volle Breite bei halber Höhe* (siehe Abbildung 4.5) angegeben. In Gleichung 4.2 ist die Form einer Transmissionslinie des FPI angegeben. In der Nähe der Resonanz ($\omega \ll \frac{2L}{c}$) gilt folgende Näherung: $\cos \frac{\omega 2L}{c} \approx 1 - \frac{4\omega^2 L^2}{c^2}$. Dadurch ergibt sich für einen symmetrischen Resonator ($r_1 = r_2$) eine Lorentz-Kurve mit einer vollen Breite bei halber Höhe von [42]

$$\delta\nu = \frac{\delta\omega}{2\pi} = \frac{1 - r^2}{\pi r} \frac{c}{2L} = \frac{1 - R}{\pi\sqrt{R}} \frac{c}{2L}. \quad (4.12)$$

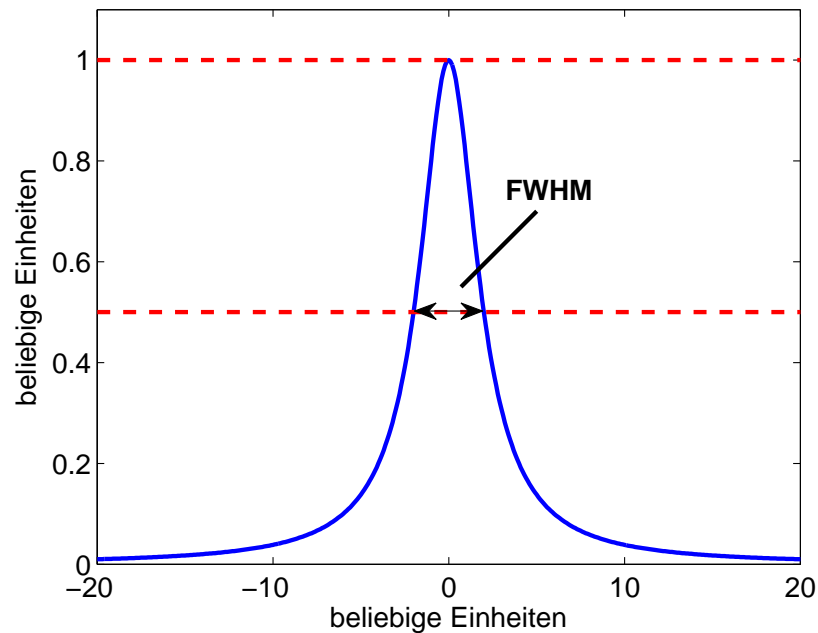


Abbildung 4.5: Veranschaulichung des Begriffs *volle Breite bei halber Höhe* (engl. full width at half maximum FWHM).

Finesse

Betrachtet man Gleichung 4.12 so ist zu sehen, dass die Linienbreite und der FSR eines Resonators durch einen Faktor, welcher lediglich durch die Reflektivität der Spiegel gegeben ist, verbunden sind. Dieser Faktor wird Finesse \mathcal{F} genannt:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\delta\nu}. \quad (4.13)$$

Die Finesse ist eine sehr geläufige Kennzahl für optische Resonatoren, da sie lediglich von der Qualität der Spiegel, nicht jedoch von der konkreten Geometrie des Resonators abhängt. Mit qualitativ hochwertigen Spiegeln sind im optischen Wellenlängenbereich Finessen von mehreren hunderttausend möglich. Mit einem Haushaltsspiegel (meist aus Aluminium mit $R \approx 0.9$) lässt sich eine Finesse von ca. 30 erreichen. Anschaulich kann die Finesse als die mittlere Zahl der Umläufe eines Photons im Resonator angesehen werden.

4.1.3 Äußere Einflüsse auf die Frequenzreferenz

Wird ein optischer Resonator als Frequenzreferenz verwendet, so muss sichergestellt werden, dass äußere Einflüsse die Referenzfrequenz in möglichst geringem Maße verändern.

Laserintensität

Da die Spiegel nicht ideal und damit verlustfrei sind, wird ein Teil der auftreffenden Lichtleistung im Spiegel und dabei besonders in der hochreflektiven Beschichtung absorbiert. Der absorbierte Anteil liegt dabei bei hochwertigen Spiegeln im ppm-Bereich. Wird eine Lichtleistung im mW-Bereich eingestrahlt, so ist die absorbierte Leistung zwar sehr gering, reicht aber aus, um die Spiegel lokal zu erwärmen. Diese Erwärmung führt zu einer Längenausdehnung und damit zu einer Veränderung der Referenzfrequenz. Dieser Effekt kann minimiert werden, indem das auf den Resonator eingestrahlte Licht intensitätsstabilisiert wird. Weiters kann die Intensität verringert werden, um die Fluktuationen zu verringern. Die relativen Schwankungen der Intensität bleiben zwar unverändert, absolut gesehen sinkt jedoch die Schwankungsamplitude. Somit werden auch die Temperaturfluktuationen reduziert.

Temperaturschwankungen

Auch Änderungen der Umgebungstemperatur haben direkten Einfluss auf die Resonatorfrequenz. Optische Resonatoren werden deshalb aktiv temperaturstabilisiert. Zusätzlich wird durch thermische Abschirmung von der Umgebung ein passives Tiefpassverhalten erzeugt. Schnelle Temperaturänderung wie sie im Labor, beispielsweise durch Einschalten von Gerätschaften oder die Anwesenheit von Personen im Labor, auftreten können, werden dadurch unterdrückt.

Mechanische Vibrationen

Auch mechanische Vibrationen können die Moden im Frequenzraum verschieben. Sowohl aktive als auch passive Maßnahmen zur Unterdrückung dieses Effekts sind möglich. Einerseits wird die Geometrie des Resonators so ausgelegt, dass Vibrationen die Länge und damit die Referenzfrequenz in einem möglichst geringen Ausmaß ändern. Andererseits wird der Resonator an einem möglichst vibrationsfreien Ort installiert. Der optische Resonator kann auf einem optischen Tisch oder einer Stabilisationsplattform montiert werden. Optische Tische beinhalten Dämpfungselemente welche Vibrationen und Schwingungen unterdrücken (siehe Kapitel 3.2). Die Stabilisationsplattform hingegen misst die Lage der Oberfläche und gleicht Vibrationen aktiv durch Ansteuerung von Piezo-Aktuatoren aus.

4.2 Erzeugung eines Fehlersignals

Im vorherigen Kapitel wurde die Verwendung eines optischen Resonators als Frequenzreferenz diskutiert. Der nächste Schritt auf dem Weg zu einem stabilisierten Laser ist die Erzeugung eines Fehlersignals mit Hilfe der Referenz. Das Fehlersignal gibt die Lage der Laserfrequenz

gegenüber der Referenzfrequenz an. Es muss eine ungerade Funktion sein, um nicht nur den Betrag der Frequenzabweichung, sondern auch deren Vorzeichen zu kennen. Im folgenden Abschnitt werden verschiedene Methoden zur Erzeugung eines geeigneten Fehlersignals erklärt und verglichen.

4.2.1 Flankenstabilisierung

Die Flankenstabilisierung ist die wohl einfachste und intuitivste Methode zur Erzeugung eines Fehlersignals. Wie in Abbildung 4.6 b) zu sehen ist, wird die durch einen Resonator transmittierte Lichtleistung mittels einer Photodiode gemessen. Der Sollwert der Frequenz wird auf eine Flanke des Lorentz-förmigen Transmissionssignals gelegt. Weicht nun die aktuelle Laserfrequenz vom Sollwert ab, so kann dies als Änderung der Spannung an der Photodiode gemessen werden. Durch Subtraktion eines Sollwerts kann der Stabilisierungspunkt eingestellt werden. Aus Abbildung 4.6 a) ist ersichtlich, dass sich ein möglichst steiles Fehlersignal ergibt, wenn etwa auf die halbe Intensität verglichen mit dem Maximum stabilisiert wird. Ein Nachteil dieser Stabilisierungsmethode ist die Abhängigkeit des Fehlersignals von der Intensität. Steigt die vom Laser abgegebene Lichtleistung, so kann dies nicht von einer Frequenzabweichung unterschieden werden. Effektiv werden dadurch Intensitätsschwankungen auf die Laserfrequenz aufmoduliert. Dieses Problem kann umgangen werden, indem der Offset des Stabilisierungspunktes optisch generiert wird. Das heißt, dass ein Teil des Lichtes am Weg zum Resonator abgezweigt wird und auf einer Photodiode detektiert wird. Das Signal dieser Photodiode wird als Offset verwendet. Dieser variiert nun in genau dem selben Maße wie das Signal der Photodiode, welche für die Stabilisierung verwendet wird. Somit verändert sich die Frequenz, auf welche stabilisiert wird, nicht mit der Intensität. Ein weiteres Problem der Flankenstabilisierung ist, dass es nur in etwa im Frequenzbereich einer Linienbreite des Transmissionssignals ein geeignetes Fehlersignal erzeugen kann. Springt die Frequenz des Lasers beispielsweise über das Maximum der Transmission hinweg und das Photodiodensignal sinkt unter den Sollwert, so kehrt sich das Vorzeichen des Fehlersignals um und der Laser kann nicht mehr stabilisiert werden. Der Einfangbereich entspricht somit ca. der Linienbreite des Resonators. Besonders für Resonatoren mit hoher Finesse bzw. schmaler Linienbreite wirkt sich dieser Umstand negativ aus. Weiters wird die Bandbreite dieser Stabilisierungsmethode durch das Abklingverhalten des Resonators limitiert. Ändert sich die Frequenz des Lasers ausreichend schnell, so kann dies in der Transmission nicht beobachtet werden. Der optische Resonator speichert die Information über die Laserfrequenz für eine gewisse von der Finesse abhängige Zeit, da das Licht im Resonator hin und her reflektiert wird. Der Resonator zeigt somit ein Tiefpassverhalten.

4.2.2 Spitzenstabilisierung

Bei der Spitzenstabilisierung soll die Laserfrequenz auf die Resonanz des optischen Resonators stabilisiert werden. Dabei ergibt sich das Problem, dass bei einem Abweichen der Laserfrequenz vom Sollwert die transmittierte Intensität sinkt bzw. die reflektierte Intensität steigt, aber

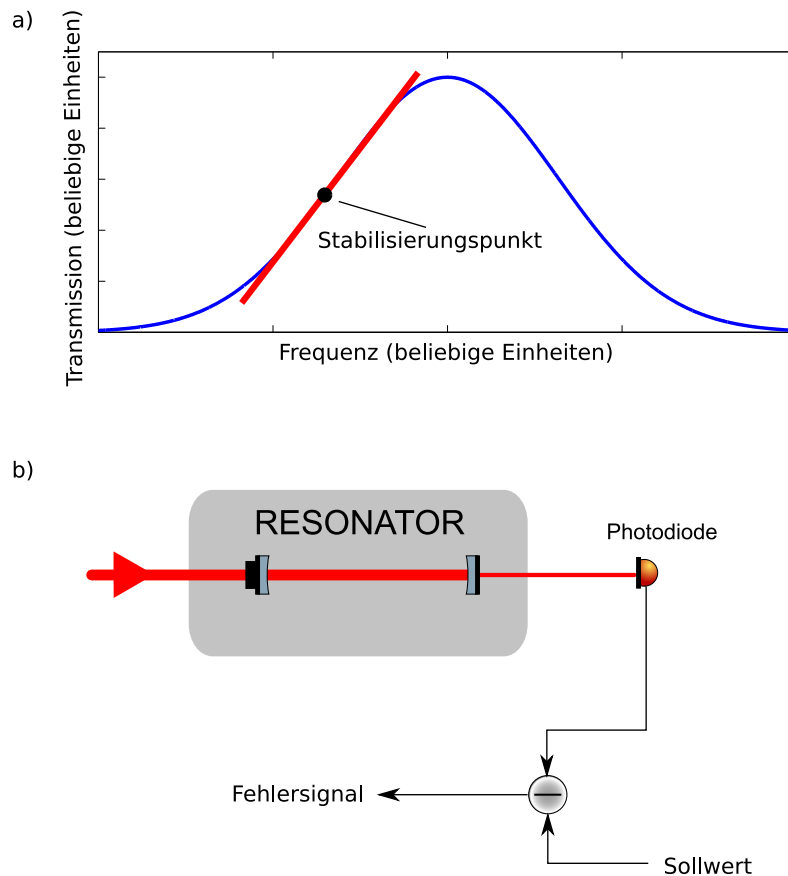


Abbildung 4.6: a) Intensität der Transmission gegen die Frequenz aufgetragen. Der Laser soll auf den Stabilisierungspunkt stabilisiert werden. Weicht die Frequenz von der Sollfrequenz ab, so ändert sich die transmittierte Intensität. In rot ist eine lineare Regression des Intensitätsverlaufs im Stabilisierungspunkt zu sehen. b) Optischer Aufbau zur Flankenstabilisierung. Die transmittierte Intensität wird mit einer Photodiode gemessen. Von dem Signal der Photodiode wird der Sollwert abgezogen, um das Fehlersignal zu erhalten.

diese Intensitätsänderung keine Auskunft gibt, ob die Frequenz über oder unter der Sollfrequenz liegt. Eine Möglichkeit zur Erzeugung eines um die Resonanz ungeraden Fehlersignals ist die Bildung der Ableitung der Transmissions- bzw. Reflexionskurve. Dies kann dadurch erreicht werden, dass die Frequenz des auf den Resonator eingestrahlt Lichtes moduliert wird. Misst man nun die reflektierte Intensität mit einer Photodiode, so variiert das Photodiodensignal mit der Modulationsfrequenz. Ist die aktuelle Laserfrequenz höher als die Referenzfrequenz, so sind das Modulationssignal und das Photodiodensignal in Phase. Liegt die Laserfrequenz jedoch unter der Resonanzfrequenz, so sind die beiden Signale gegenphasig. Genau auf Resonanz ruft eine kleine Frequenzänderung, beispielsweise durch die Modulation, keine Änderung der reflektierten Intensität hervor (siehe Abbildung 4.7 a)). Zur quantitativen Beschreibung dieser Methode wird statt Frequenzmodulation meist Phasenmodulation des Lichtes verwendet. Phasenmodulation ist einerseits leicht experimentell mit einem elektrooptischen Modulator realisierbar, andererseits vereinfacht sich die Mathematik der Beschreibung. Für das einfallende Feld E_I gilt somit [45]:

$$E_I = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))} \approx E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}]. \quad (4.14)$$

Dabei ist β ein Maß für Stärke der Modulation und wird Modulationstiefe genannt. J_n bezeichnet die Besselfunktion n -ter Ordnung. Ω ist jene Frequenz, mit der das einfallende Licht moduliert wird. Für $\Omega \ll \frac{\Delta\nu_{FSR}}{\mathcal{F}}$ erhält man als Fehlersignal die Ableitung der Resonanzkurve (siehe Abbildung 4.7 b) und c)). Die Näherung in Gleichung 4.14 gilt für kleine Modulationstiefen $\beta < 1$. Durch die Modulation treten Seitenbänder auf, welche um die Modulationsfrequenz verschoben sind. Für die reflektierte Leistung, welche mit einer Photodiode detektiert wird, gilt [45]:

$$\begin{aligned} P_R = & P_C |F(\omega)|^2 + P_S (|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2) \\ & + 2\sqrt{P_C P_S} \{ \text{Re} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F(\omega)^* F(\omega - \Omega)] \cos(\Omega t) \\ & + \text{Im} [F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F(\omega)^* F(\omega - \Omega)] \sin(\Omega t) \} + \mathcal{O}(2\Omega). \end{aligned} \quad (4.15)$$

$P_C = J_0(\beta)^2 |E_0|^2$ bzw. $P_S = J_1(\beta)^2 |E_0|^2$ sind die Lichtleistungen bei der Trägerfrequenz bzw. in den Seitenbändern. Der Quotient aus reflektiertem zu eingestrahlt Feld wird mit $F = \frac{E_R}{E_I}$ bezeichnet. Für kleine Modulationsfrequenzen ist der Term

$$F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F(\omega)^* F(\omega - \Omega),$$

welcher die Phase des reflektierten Feldes enthält, rein reell. Dieser Term kann aus dem Photodiodensignal extrahiert werden, indem das Signal mit dem Modulationssignal elektronisch gemischt wird. Mischen entspricht dabei einer Multiplikation der Signale, wodurch Gleichspannungssignale und Terme, welche mit der doppelten Modulationsfrequenz oszillieren, entstehen.

Die Phase zwischen dem Photodiodensignal und dem Modulationssignal spielt eine entscheidende Rolle. Eines der beiden Signale muss um 90° phasenverschoben werden, da sonst das Gleichspannungssignal, an welchem wir interessiert sind, verloren geht. Der schnell oszillierende Term wird mit einem elektronischen Tiefpassfilter unterdrückt. Nach Durchgang durch den Mixer und den Tiefpassfilter, welche den phaseninformationstragenden Teil des Photodiodensignals herausfiltern, erhalten wir das Fehlersignal, welches folgende Form hat [45]:

$$\epsilon = 2\sqrt{P_C P_S} \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega. \quad (4.16)$$

Der Fangbereich dieser Regelung liegt nun bei der Linienbreite des Resonators. Dieses Fehlersignal ist in erster Näherung nicht intensitätsabhängig. Lediglich die Steigung des Fehlersignals auf Resonanz ändert sich, nicht jedoch dessen Nulldurchgang und somit der Sollwert.

4.2.3 Pound-Drever-Hall-Verfahren

Das Pound-Drever-Hall-Verfahren (kurz PDH-Verfahren) ist der Spitzenstabilisierung sehr ähnlich. Einziger Unterschied ist die Erhöhung der Modulationsfrequenz. Wird nun also die Modulationsfrequenz erhöht, sodass $\Omega \gg \frac{\Delta\nu_{FSR}}{F}$, so wird $F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F(\omega)^*F(\omega - \Omega)$ rein imaginär, da $F(\omega - \Omega) = F(\omega + \Omega) = -1$. Die Seitenbänder sind soweit vom Träger entfernt, dass sie stets reflektiert werden, sobald die Trägerfrequenz in der Nähe der Resonanz liegt. Somit muss im Idealfall die Phase zwischen dem Modulationssignal und dem Photodiodensignal nicht verschoben werden, um ein Fehlersignal zu erhalten. In der Realität entstehen jedoch immer Laufzeitunterschiede zwischen diesen beiden Signalen, wodurch eine Verschiebung der Phase dennoch nötig wird. In der Anwendung wird dies meist so realisiert, dass die Phase solange verschoben wird, bis das Fehlersignal die gewünschte Form hat. Das Fehlersignal nimmt somit folgende Form an [45]:

$$\epsilon = -2\sqrt{P_C P_S} \text{Im} [F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F(\omega)^*F(\omega - \Omega)]. \quad (4.17)$$

Unter der Annahme, dass die Laserfrequenz nur um $\delta\omega \ll \Delta\nu_{FSR}$ von der Resonanz abweicht, ergibt sich für das Fehlersignal [45]:

$$\epsilon \approx -\frac{4}{\pi} \sqrt{P_C P_S} \frac{\delta\omega}{\delta\nu}, \quad (4.18)$$

wobei mit $\delta\nu$ die Linienbreite des Resonators bezeichnet wird. Je kleiner die Linienbreite des Resonators ist, desto steiler ist das Fehlersignal um die Resonanz. Eine kleine Abweichung der Frequenz von der Resonanz hat somit einen größeren Ausschlag im Fehlersignal zur Folge und kann besser ausgeregelt werden.

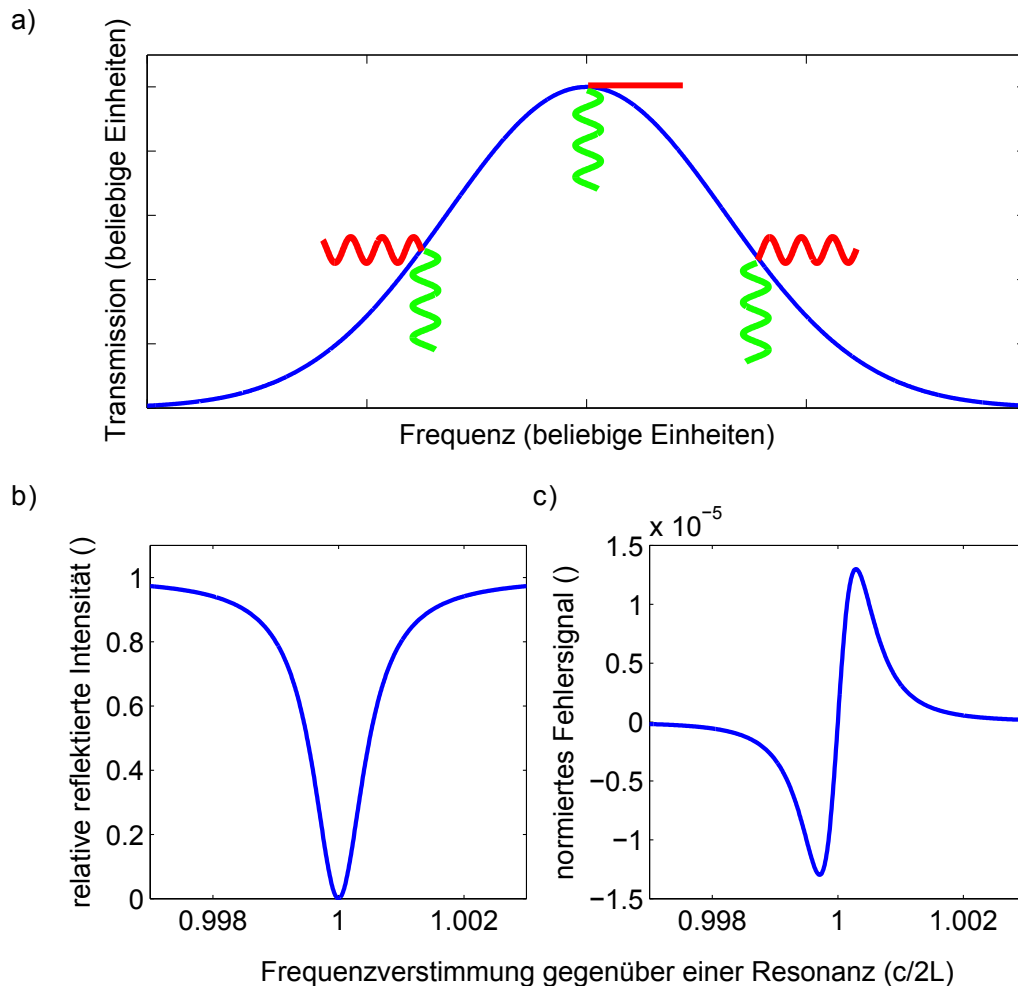


Abbildung 4.7: a) Auswirkungen der Frequenzmodulation anhand einer beliebigen, in diesem Fall Gauß-förmigen, frequenzabhängigen Funktion. In grün ist der Verlauf der Frequenz dargestellt, in rot ist die Reaktion der frequenzabhängigen Größe zu sehen. Ist die Steigung der Funktion positiv, so sind Modulation und Reaktion in Phase. Für eine negative Steigung sind sie gegenphasig. In einem lokalen Maximum oder Minimum erhält man für eine beliebig kleine Modulation keine Reaktion. b) Reflektierte Intensität eines Resonators auf die eingestrahlte Intensität normiert. Die Frequenzachse ist in Einheiten des FSR angegeben. Die Finesse des Resonators beträgt 1000. c) Normiertes Fehlersignal $\frac{\epsilon}{2\sqrt{P_C P_S}}$ zur Spitzenstabilisierung gegen die Frequenz in Einheiten des FSR angegeben. Die Finesse beträgt 1000 und die Modulationsfrequenz $\Omega = 5 \cdot 10^{-4} \Delta\nu_{FSR}$.

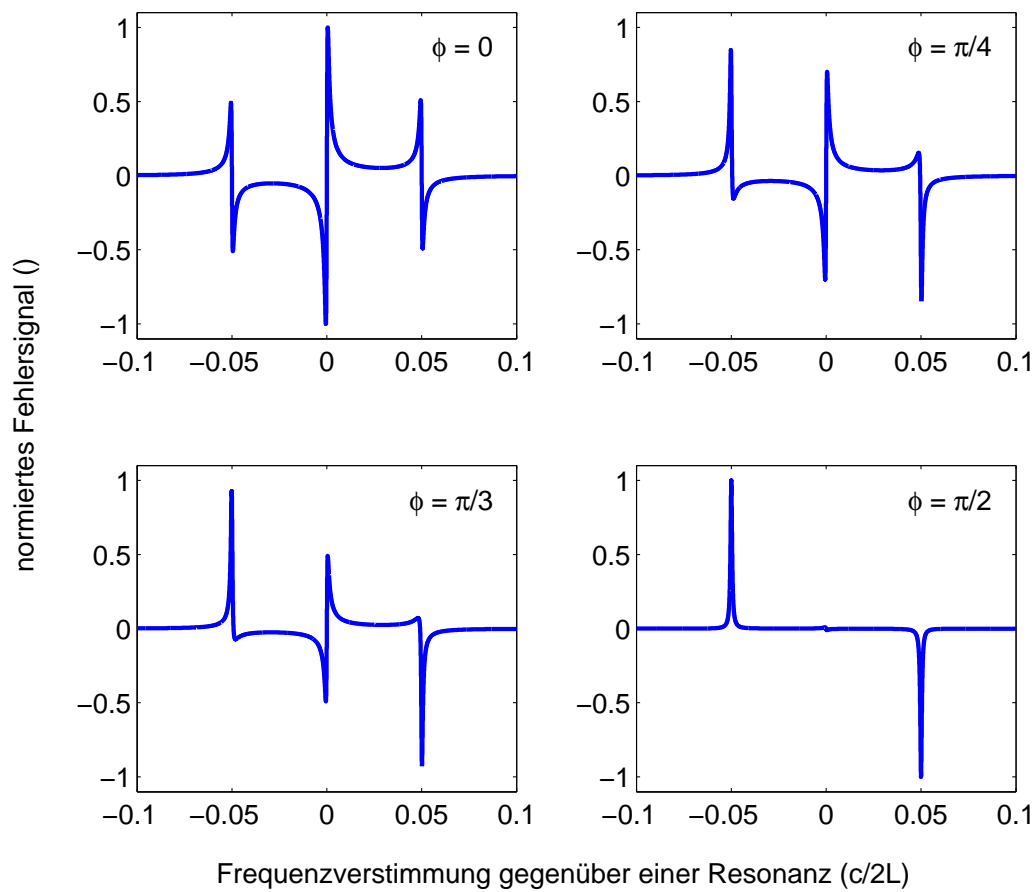


Abbildung 4.8: Normiertes Fehlersignal $\frac{\epsilon}{2\sqrt{P_C P_S}}$ nach dem PDH-Verfahren gegen die Frequenz in Einheiten des FSR angegeben. Die Finesse beträgt 1000 und die Modulationsfrequenz $\Omega = 5 \cdot 10^{-2} \Delta\nu_{FSR}$. Die Phase ϕ zwischen dem Photodiodensignal und dem Modulationssignal variiert zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$.

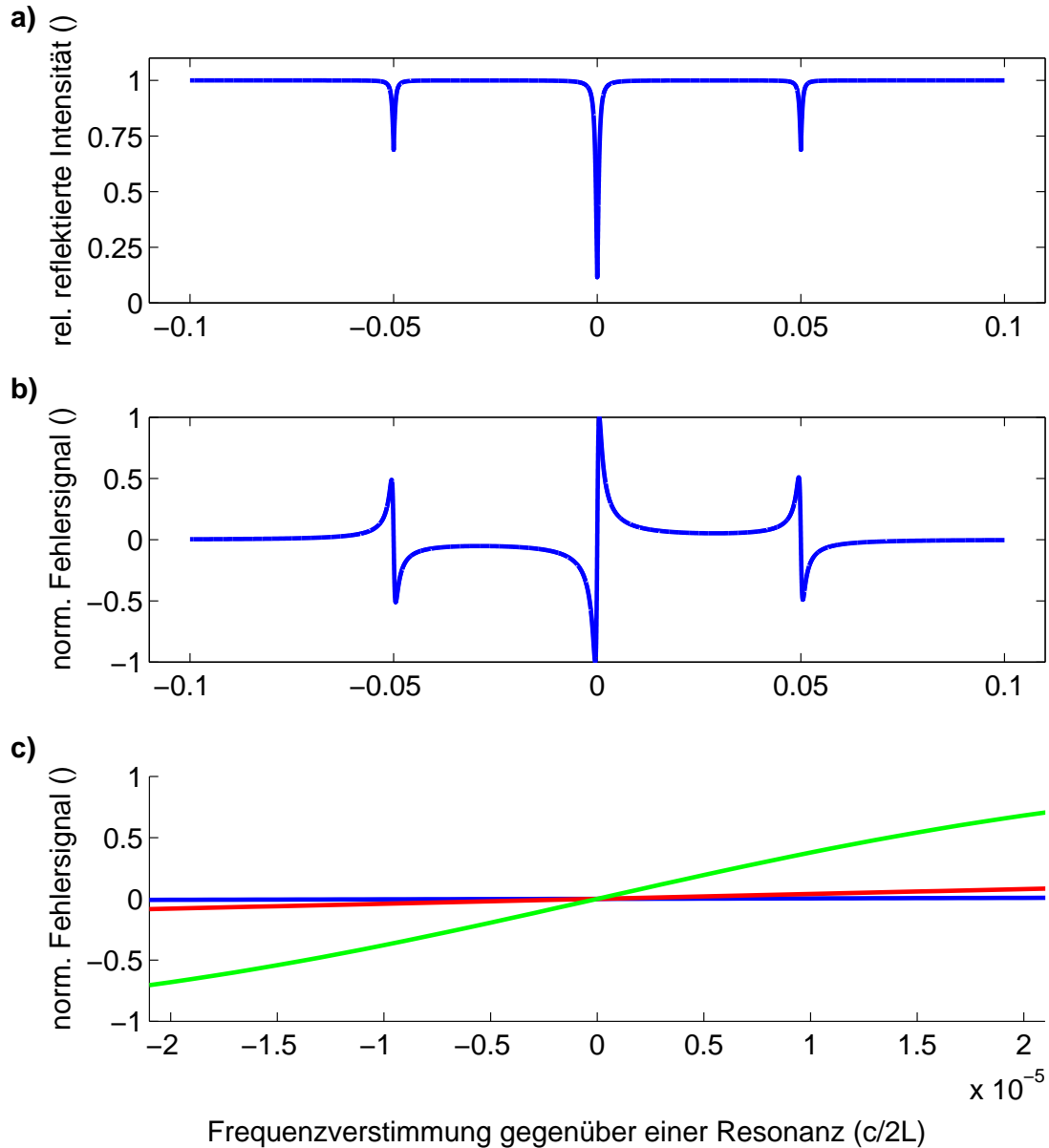


Abbildung 4.9: a) Reflektierte Intensität eines Resonators auf die eingestrahlte Intensität normiert. Die Frequenzachse ist in Einheiten des FSR angegeben. Die Finesse des Resonators beträgt 1000. b) Normiertes Fehlersignal $\frac{\epsilon}{2\sqrt{P_C P_S}}$ nach dem PDH-Verfahren gegen die Frequenz in Einheiten des FSR angegeben. Die Finesse beträgt 1000 und die Modulationsfrequenz $\Omega = 5 \cdot 10^{-2} \Delta\nu_{FSR}$. c) Normiertes Fehlersignal für verschiedene Finessen des Resonators aufgetragen. Die Finesse beträgt 100 (blau), 1000 (rot) und 10000 (grün).

Der Fangbereich wird durch Anwendung des PDH-Verfahrens auf den Frequenzbereich, welchen die beiden Seitenbänder aufspannen, erweitert. Ein weiterer Vorteil dieser Technik ist, dass die Regelungsbandbreite erhöht wird. Das Fehlersignal wird aus dem reflektierten Anteil des Lichtes gebildet, das heißt, es sind Anteile der nicht resonanten Seitenbänder, welche direkt am ersten Spiegel reflektiert werden, und Anteile der Trägerfrequenz, welche aus dem Inneren des Resonators nach außen dringen. Springt nun die Phase des einfallenden Lichtes, so kann das an den reflektierten Seitenbändern sofort detektiert werden, während das aus dem Resonator dringende Licht die über die Zeitkonstante des Resonators gemittelte Phase hat und als Referenz dient. Der Laser wird somit auf ein Zeitmittel seiner eigenen Frequenz stabilisiert.

4.3 Methoden der Rückkopplung

In den Abschnitten 4.1 und 4.2 wurden der optische Resonator als Frequenzreferenz und die Generierung eines Fehlersignals besprochen. Das Fehlersignal kann nun auf das zu regelnde System, in diesem Fall den Laser, rückgeführt werden. Damit ist der Regelkreis geschlossen. Im Folgenden werden verschiedene Methoden der Rückkopplung für einen Diodenlaser besprochen. Dabei kommen oft, wie auch in dem in dieser Arbeit besprochenen System, mehrere Methoden in Kombination zum Einsatz.

4.3.1 Rückführung auf ein optisches Gitter

Wie bereits im Kapitel 3.1 besprochen, bietet das optische Gitter die Möglichkeit, die Wellenlänge des Lasers zu verändern. Meist wird das optische Gitter dafür auf einem piezoelektrischen Kristall montiert, um dessen Position durch Anlegen einer Spannung verändern zu können. Da diese Form der Rückkopplung mechanisch ist, ist auch die Bandbreite typischerweise auf einige kHz limitiert. In einer Laserdiode treten jedoch Rauschprozesse, wie beispielsweise Rauschen auf dem Laserdiodenstrom oder auch Akustik, auf, welche mit Hilfe einer Rückkopplung auf ein optisches Gitter nicht ausgeregelt werden können. Ein Vorteil dieser Rückkopplungsmethode ist jedoch der weite Regelbereich. Dadurch eignet sich diese Rückführungskonfiguration besonders zum Ausregeln langsamer Driften. Beispiele für derartige langsame Frequenzänderungen sind Driften des piezoelektrischen Kristalls selbst, Fluktuationen der Umgebungstemperatur, aber auch Regelabweichungen der Temperaturstabilisierung der Laserdiode (siehe Abbildung 4.10).

4.3.2 Rückkopplung auf den Laserdiodenstrom

Eine weitere Methode der Rückkopplung besteht darin, den Strom welcher durch die Laserdiode fließt, zu modulieren. Dadurch verändern sich der Brechungsindex in der Laserdiode und somit

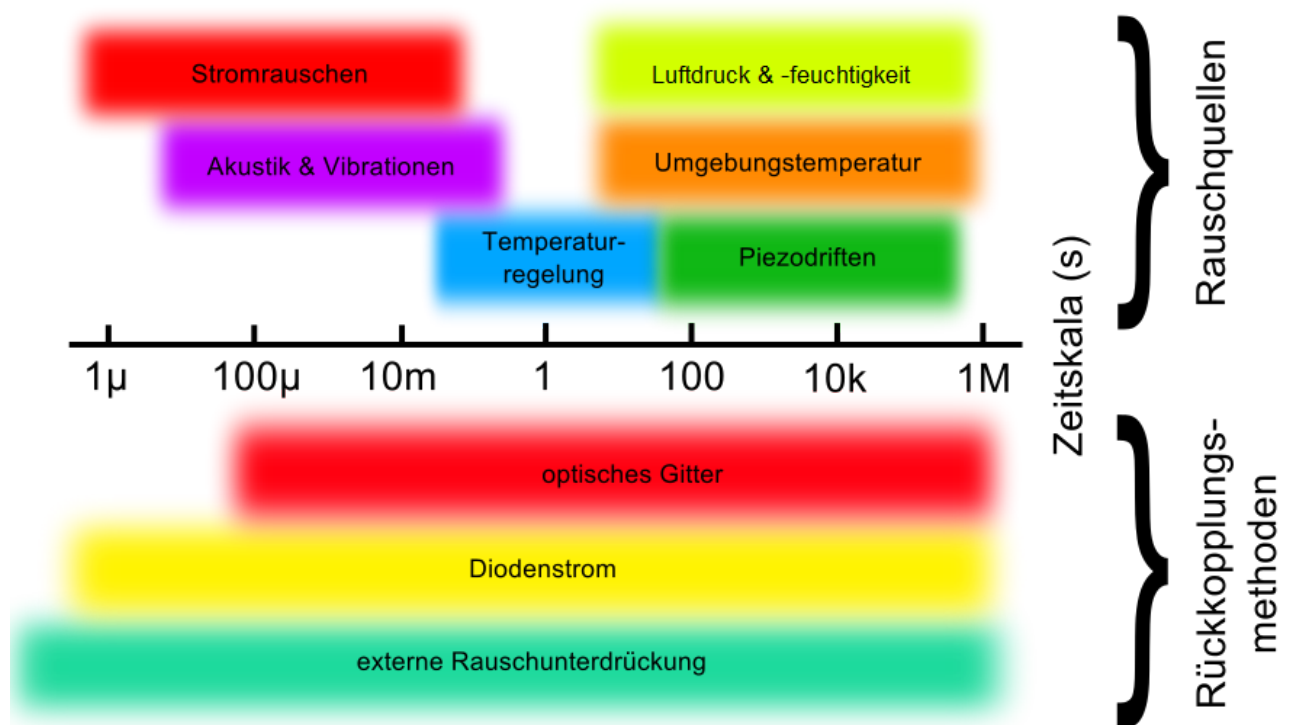


Abbildung 4.10: Rauschquellen und Rückkopplungsmethoden gegen Zeitskala aufgetragen.

die optische Weglänge. Dies führt zu einer Verschiebung der Resonanzen des Laserdiodenresonators und somit zu einer Wellenlängenänderung. Eine mögliche Realisierung dieser Rückkopplungsmethode ist es, einen Feldeffekttransistor (FET) parallel zur Laserdiode zu schalten. Je nach Spannung, welche am Gate-Kontakt des Transistors anliegt, fließt mehr oder weniger Strom über den FET. Der FET zieht somit in Form eines Bypasses einen regelbaren Strom von der Laserdiode ab. Die Regelungsbandbreite ist durch die Laserdiode selbst gegeben und liegt bei einigen zehn MHz [46].

4.3.3 Stabilisierung mittels Rauschunterdrückung

Im Gegensatz zu den beiden zuvor beschriebenen Rückkopplungsmethoden wird das Fehlersignal bei der Rauschunterdrückung nicht auf den Diodenlaser selbst zurückgeführt, sondern auf ein externes Element. Dabei kann es sich um einen elektro-optischen Modulator (EOM) oder auch einen akusto-optischen Modulator (AOM) handeln. Je nach verwendetem optischen Element beträgt die Bandbreite einige MHz (AOM) beziehungsweise sogar einige hundert MHz (EOM). Anschaulich kann man sich diese Rückkopplungsmethode folgendermaßen vorstellen: Mit Hilfe eines Resonators wird die aktuelle Phasen- bzw. Frequenzabweichung vom Sollwert gemessen. Diese Information wird auf das zur Rauschunterdrückung verwendete Element weitergeleitet, welches die genau gegenteilige Phasen- bzw. Frequenzverschiebung auf das zu stabilisierende Licht aufprägt.

4.4 Charakterisierung von stabilisierten Lasersystemen

Bei der Charakterisierung von Oszillatoren gilt es den zeitlichen Verlauf der Frequenz bzw. Phase zu bestimmen. Das Signal eines Oszillators, mit der Amplitude A_0 ,

$$A(t) = A_0 \cdot \sin(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (4.19)$$

oszilliert mit der Trägerfrequenz ω_0 . Dabei fluktuiert die Phase $\phi(t)$. Im folgenden Abschnitt wird erklärt, wie die zeitabhängige Frequenz eines Laseroszillators gemessen werden kann und welche Informationen über den Oszillator aus solchen Messungen gewonnen werden können.

4.4.1 Schwebungsmessung mit stabilem Referenzlaser

Die Frequenz eines Lasers im optischen Wellenlängenbereich liegt bei einigen hundert THz. Derartig hohe Frequenzen sind elektronisch nicht direkt messbar. Mit Hilfe einer Schwebungsmessung sind indirekt Messungen in diesem Frequenzbereich dennoch möglich, indem die Differenzfrequenz zwischen zwei optischen Frequenzen gemessen wird. Dazu werden zwei Laser L1 und L2 überlagert und mit einer Photodiode detektiert. Die Photodiode gibt ein Spannungssignal $U(t)$ aus, welches mit einem Verstärkungsfaktor G proportional zur durch Überlagerung der beiden Feldstärken erzeugten Intensität ist:

$$U(t) = G \left\{ I_1(t) + I_2(t) + 2\sqrt{I_1(t)I_2(t)} \cos[(\omega_1(t) - \omega_2(t))t] \right\}. \quad (4.20)$$

Dabei bezeichnen I_1 und I_2 die Intensitäten der beiden Laser. Terme, welche mit der Summe der einzelnen Laserfrequenzen ω_1 und ω_2 oszillieren, können mit einer Photodiode nicht beobachtet werden. Werden die Laserfrequenzen so gewählt, dass ihre Differenz niedriger als die Bandbreite der Photodiode ist, so kann diese resultierende Schwebung detektiert werden.

Wird das Signal der Photodiode mit einem Spektrumanalysator untersucht, so erhält man die spektrale Leistungsdichte der Schwebungsmessung im Trägerfrequenzraum $S_T(\nu - \nu_0)$, wobei ν_0 die Trägerfrequenz ist. Diese ist mit der spektralen Leistungsdichte im Fourier-Frequenzraum des Phasenrauschens $S_{F,\phi}$ folgendermaßen verbunden [42]:

$$S_T(\nu - \nu_0) = I \int_{-\infty}^{\infty} e^{-[i2\pi(\nu - \nu_0)\tau]} e^{-\int_0^{\infty} S_{F,\phi}(f)[1 - \cos(2\pi f\tau)]df} d\tau. \quad (4.21)$$

$S_{F,\phi}$ wiederum ist eng mit der Autokorrelationsfunktion [42]

Tabelle 4.1: Verschiedene Rauschprozesse und deren Auswirkung auf die spektrale Leistungsdichte mit den Proportionalitätsfaktoren h_α .

$\frac{S_{F,\nu}}{\nu_0}$	Rauschtyp
$h_{-2}f^{-2}$	Zufallsbewegung des Frequenzrauschens
$h_{-1}f^{-1}$	Flackerrauschen der Frequenz
h_0	weißes Frequenzrauschen
h_1f	Flackerrauschen der Phase
h_2f^2	weißes Phasenrauschen

$$R_\nu(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \Delta\nu(t + \tau) \Delta\nu(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} S_{F,\nu}(f) e^{i2\pi f\tau} df \quad (4.22)$$

$$\text{mit} \quad S_{F,\nu}(f) = f^2 S_{F,\phi}(f)$$

verbunden. Verschiedene Rauschprozesse äußern sich in unterschiedlichen Frequenzabhängigkeiten der spektralen Leistungsdichte. In Tabelle 4.1 sind Rauschprozesse und deren zugehörige spektrale Rauschdichte aufgelistet.

4.4.2 Linienbreite

Der Verlauf der spektralen Leistungsdichte $S_{F,\phi}$ hat entscheidenden Einfluss auf die Form und Breite des Laserspektrums. Nimmt man weißes Frequenzrauschen, und somit $S_{F,\phi} = \frac{\nu_0^2 h_0}{f^2}$, an, so ergibt sich für die spektrale Leistungsdichte im Trägerfrequenzraum nach Gleichung 4.21

$$S_T(\nu - \nu_0) = 2I \frac{h_0 \pi^2 \nu_0^2}{h_0^2 \pi^4 \nu_0^4 + 4\pi^2 (\nu - \nu_0)^2}. \quad (4.23)$$

Das Spektrum eines Lasers, welcher ausschließlich durch weißes Frequenzrauschen verbreitert wird, ist Lorentz-förmig. In einem realen Versuchsaufbau tritt jedoch nicht nur weißes Frequenzrauschen auf. In Referenz 47 wird die spektrale Leistungsdichte für Diodenlaser untersucht, wobei neben weißem Frequenzrauschen auch andere Rauschprozesse bei niedrigen Frequenzen beitragen. Dies ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Die Form der spektralen Leistungsdichte im Trägerfrequenzraum wird durch die Frequenz f_c , ab welcher weißes Rauschen vorherrscht, bestimmt. Das Verhältnis aus spektraler Leistungsdichte im Fourierraum an der Stelle f_c und f_c selbst ist ausschlaggebend dafür, ob eine Gauß-förmige oder Lorentz-förmige Linie vorliegt. Es gilt [42]:

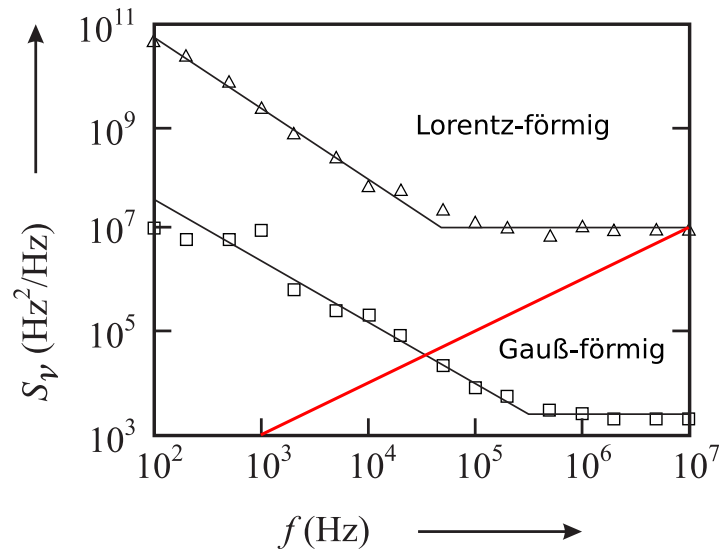


Abbildung 4.11: Spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen eines Diodenlasers gegen die Frequenz im Fourierraum aufgetragen. Die dreieckigen Markierungen sind Messdaten für einen Laser ohne optische Rückkopplung, die quadratischen Markierungen sind Daten für einen Laser mit optischem Gitter. Bei niedrigen Frequenzen unter 80 kHz bzw. 200 kHz ist ein $\frac{1}{f}$ -Verhalten zu sehen, darüber setzt weißes Frequenzrauschen ein. Liegt der Punkt ab welchem weißes Rauschen auftritt über der roten Gerade, so ergibt sich im Trägerfrequenzraum eine Lorentz-förmige Kurve. Liegt er darunter, ist die Linie Gauß-förmig. Abgeändert nach Referenz 47.

$$\frac{S_{F,\nu}(f_c)}{f_c} \gg 1 \quad \Rightarrow \quad S_T \text{ Lorentz-förmig} \quad (4.24)$$

$$\frac{S_{F,\nu}(f_c)}{f_c} \ll 1 \quad \Rightarrow \quad S_T \text{ Gauß-förmig.} \quad (4.25)$$

Der Diodenlaser ohne optische Rückkopplung aus Abbildung 4.11 hat somit ein lorentzförmiges Spektrum, wohingegen der Diodenlaser mit optischer Rückkopplung durch ein Gitter ein gaußförmiges Spektrum aufweist. Diese Gaußkurve entsteht durch statistische Fluktuationen der Zentrumsfrequenz im Trägerfrequenzraum einer wesentlich schmaleren Lorentzkurve.

Wird die Linienbreite und -form des zu charakterisierenden Lasers mit Hilfe einer Schwebungsmessung aufgenommen, so muss noch ein weiterer Aspekt in Betracht gezogen werden. Zu S_T , welches durch spektrale Analyse des Photodiodensignals gewonnen werden kann, tragen beide Laser bei. Das gemessene Signal kann nur dem zu analysierenden Laser zugeordnet werden, wenn der Referenzlaser, mit welchem die Schwebung erzeugt wird, eine wesentlich schmalere Linienbreite hat. Ist dies nicht der Fall, so tragen beide Laser zur Linienbreite bei. Dabei gilt [48]:

$$S_{T,ges} = S_{T,1} * S_{T,2}, \quad (4.26)$$

wobei $S_{T,ges}$ die gesamte spektrale Leistungsdichte im Trägerfrequenzraum aus der Schwebung beider Laser mit den spektrale Leistungsdichten $S_{T,1}$ und $S_{T,2}$ ist. Das Symbol $*$ steht für die Faltung.

Sind die beiden Leistungsdichten Gauß-förmig mit den Breiten $\sigma_{FWHM,1}$ und $\sigma_{FWHM,2}$, so ergibt sich für die gesamte spektrale Leistungsdichte im Trägerfrequenzraum eine Gaußkurve mit einer Breite von:

$$\sigma_{FWHM,ges} = \sqrt{\sigma_{FWHM,1}^2 + \sigma_{FWHM,2}^2}. \quad \iff \quad \text{Gauß-förmige Leistungsdichten} \quad (4.27)$$

Auch lorentzförmige Kurven werden durch Faltung wieder in eine Lorentzkurve überführt, allerdings können dabei die beiden Breiten der Kurven addiert werden:

$$\sigma_{FWHM,ges} = \sigma_{FWHM,1} + \sigma_{FWHM,2}. \quad \iff \quad \text{Lorentz-förmige Leistungsdichten} \quad (4.28)$$

4.4.3 Allan-Varianz

Neben der Linienform und -breite ist auch der zeitliche Verlauf der zentralen Trägerfrequenz der Linie interessant. Die naheliegendste Möglichkeit, eine derartige Messung durchzuführen, ist mit einem Frequenzzähler. Dieser zählt die Anzahl der Nulldurchgänge des Schwebungssignals mit positiver Flanke in einer bestimmten Zeit und errechnet daraus die Frequenz. Dabei wird die aktuelle Frequenz $\nu(t)$ über die Messzeit τ gemittelt. Aus dem kontinuierlichen Frequenzsignal $\nu(t)$ wird somit ein diskretes Signal $\bar{\nu}_i$. Oftmals wird statt der Frequenz die normierte Frequenz

$$y(t) = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt} \quad \text{mit} \quad \nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} [2\pi\nu_0 t + \phi(t)] \quad (4.29)$$

verwendet.

Betrachtet man nun zwei benachbarte Messpunkte $\bar{y}_i = \frac{1}{\tau} \int_{(i-1)\tau}^{i\tau} y(t) dt$ und \bar{y}_{i+1} , so sieht man, dass diese in den meisten Fällen für einen realen Oszillator nicht völlig unabhängig voneinander, sondern korreliert sind (siehe Abbildung 4.12). Dies bedeutet, dass eine Angabe der Standardabweichung von $y(t)$ nur bedingt Sinn macht. Die Standardabweichung kann beispielsweise bei Vorhandensein von Driften sogar divergieren. Ein wesentlich aussagekräftigeres statistisches Maß für korrelierte Frequenzmesswerte ist deshalb durch [42]

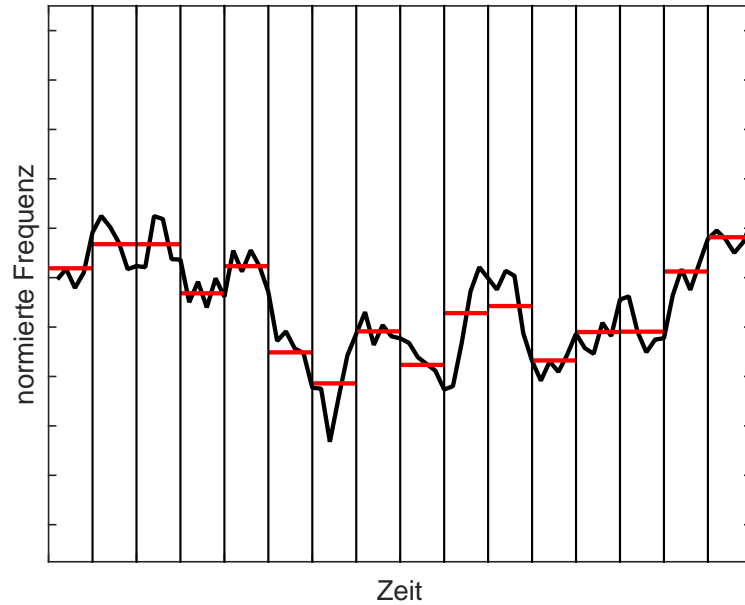


Abbildung 4.12: Die normierte Frequenz $y(t)$ gegen die Zeit aufgetragen. In rot sind Messwerte zu sehen, welche man erhält, wenn man die Frequenzmessung mit einer Messdauer τ durchführt.

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=1}^2 \left[\bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \bar{y}_j \right]^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{n+1} - \bar{y}_n)^2 \rangle \quad (4.30)$$

gegeben Dabei ist n eine ganze Zahl, die so weit läuft, dass alle Frequenzmesswerte abgedeckt sind. σ_y^2 wird Allan-Varianz genannt. Zur Charakterisierung von Oszillatoren wird die Allan-Varianz für verschiedene Messzeiten gegen τ dargestellt. Unterschiedliche statistische aber auch deterministische Frequenzfluktuationen haben charakteristische Auswirkungen auf die Allan-Varianz. Eine lineare Drift der Frequenz mit einer Steigung von k ergibt eine Allan-Varianz von $\sigma_y^2(\tau) = \frac{k}{\sqrt{2}}\tau$. Eine harmonische Modulation der Oszillatorfrequenz $y(t) = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \sin(s\pi f_m t)$ mit der Frequenz f_m schlägt sich in der Allan-Varianz folgendermaßen nieder [42]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \frac{\sin^2(\pi f_m \tau)}{\pi f_m \tau}. \quad (4.31)$$

Für Messzeiten $\tau = n \frac{1}{f_m}$ mit einer natürlichen Zahl n bewirkt diese Modulation somit keine Änderung der Allan-Varianz. Dabei wird über eine eine oder mehrere komplette Perioden der Störung gemessen und der Mittelwert der Störung verschwindet.

Auch verschiedenen Rauschprozessen kann ein charakteristischer Einfluss auf die Allan-Varianz

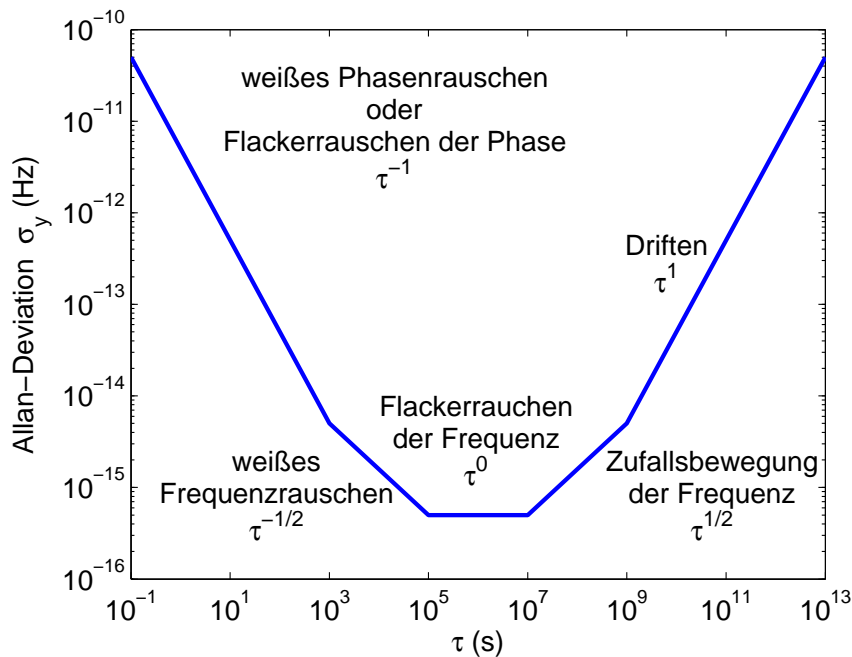


Abbildung 4.13: Allan-Deviation σ_y aufgetragen gegen die Mittelungszeit τ . Verschiedene Rauschtypen der Frequenz führen zu unterschiedlichen Steigungen des linearen Verlaufs von σ_y in einem doppellogarithmischen Graphen.

zugeordnet werden. Eine Übersicht für mehrere Rauscharten ist in Tabelle 4.2 und Abbildung 4.13 zu finden.

Tabelle 4.2: Verschiedene Rauschprozesse und deren Auswirkung auf die Allan-Varianz mit den Proportionalitätsfaktoren h_α . Für Flackerrauschen der Phase und weißes Phasenrauschen hängt der Einfluss auf die Allan-Varianz vom Tiefpassverhalten des Messaufbaus ab. Die angegebenen Werte gelten für $2\pi f_h \tau \gg 1$ [42].

$\sigma_y^2(\tau)$	Rauschtyp
$\frac{2\pi^2 h_{-2}}{3} \tau$	Zufallsbewegung des Frequenzrauschens
$2h_{-1} \ln(2)$	Flackerrauschen der Frequenz
$\frac{h_0}{2} \tau^{-1}$	weißes Frequenzrauschen
$\frac{h_1 [1.038 + 3 \ln(2\pi f_h \tau)]}{4\pi^2} \tau^{-2}$	Flackerrauschen der Phase
$\frac{3h_2 f_h}{4\pi^2} \tau^{-2}$	weißes Phasenrauschen

Kapitel 5

Aufbau des Lasersystems im SQIP-Experiment

Im folgenden Kapitel wird die konkrete Umsetzung einer Laserstabilisierung in das Linienbreiten-Regime einiger Hz im SQIP-Experiment beschrieben. Insbesondere werden die verwendeten Gerätschaften und deren Aufbau genauer erklärt.

5.1 Stabilisierungsschema

Zur Stabilisierung des Diodenlasers wird in diesem Experiment ein zweistufiges Stabilisierungsverfahren gewählt. Mit Hilfe des Vorstabilisierungsresonators wird die Linienbreite des Lasers in den niedrigen kHz-Bereich gebracht, bevor der Laser mit Hilfe des Stabilisierung-AOMs, welcher zur Rauschunterdrückung dient, auf den Hoch-Finesse-Resonator stabilisiert wird. Das schmalbandige Laserlicht wird mit einem optischen Verstärker verstärkt, bevor es zum Experiment gelangt. Durchläuft Licht eine Glasfaser, so bringt diese zusätzliches Rauschen ein, welches kompensiert werden muss, wenn man eine Linienbreite von einigen wenigen Hz erreichen will.

In den nachfolgenden Abschnitten wird auf die einzelnen Blöcke aus Abbildung 5.1 im Detail eingegangen.

5.2 Diodenlaser mit optischem Verstärker

Der verwendete Laser ist ein kommerzielles Diodenlasersystem *TA pro* von Toptica bei einer Wellenlänge von 729 nm. Es handelt sich dabei um einen ECDL mit optischem Verstärker. Stan-

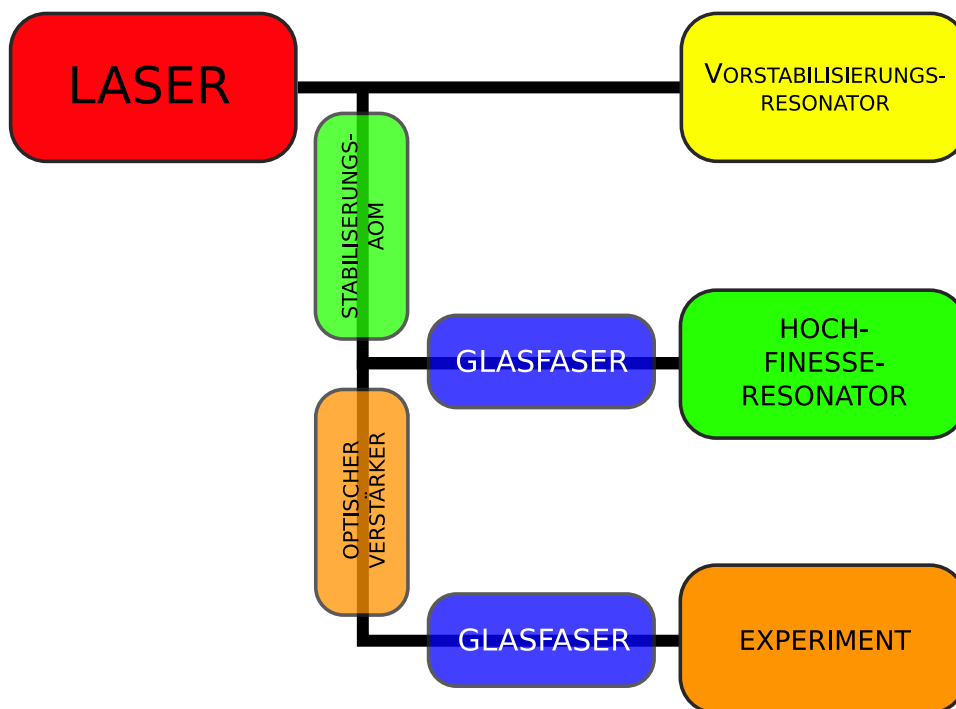


Abbildung 5.1: Schematische Abbildung des Aufbaus, welcher im SQIP-Experiment zur Stabilisierung des Lasers verwendet wird. Der Diodenlaser (roter Block) emittiert Licht, dessen Linienbreite mittels des Vorstabilisierungsresonators (gelber Block) in das einstellige kHz-Regime gebracht wird. Die Komponenten der Stabilisierung auf den Hoch-Finesse-Resonator (grüne Blöcke) erlauben dann eine weitere Reduktion der Linienbreite. Eine Faserrauschunterdrückung verhindert eine Frequenzverbreiterung des Lichtes beim Durchlaufen von Glasfasern (blaue Blöcke). Nach der Stabilisierung wird das Licht verstärkt und zum Experiment geführt (orange Blöcke).

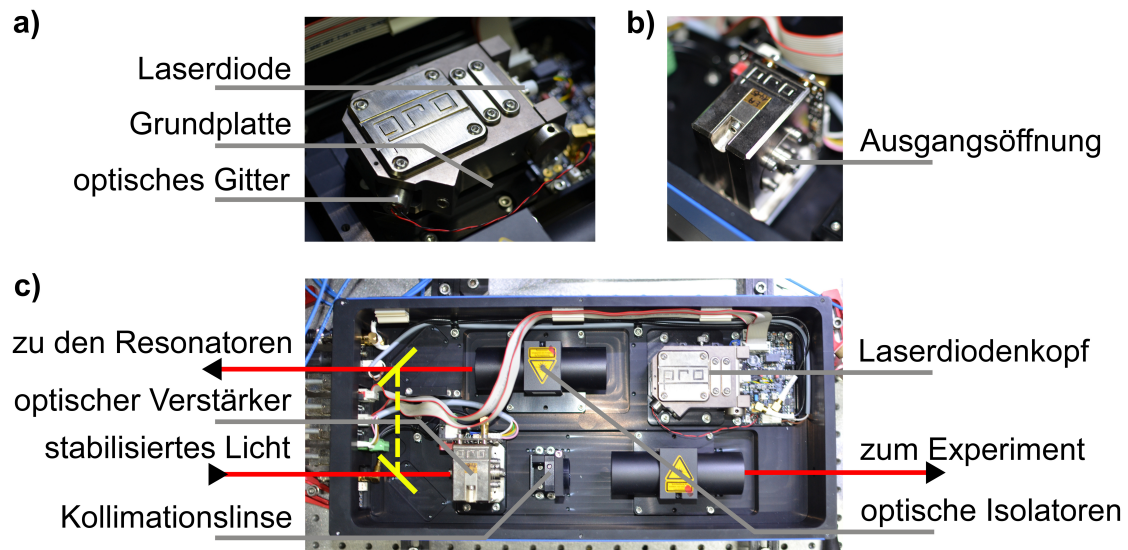


Abbildung 5.2: a) Toptica TA pro Laserdiodenkopf. Der Laserdiodenkopf ist mittels eines Peltier-Elements zur Temperaturstabilisierung mit der Grundplatte verbunden. Rechts im Hintergrund ist die Ansteuerungselektronik zu sehen. b) Optischer Verstärker. An der Rückseite befindet sich die Öffnung, durch die der Verstärker gespeist wird. An der Austrittsöffnung verlässt das verstärkte Licht das Bauteil. c) Gesamtaufbau aus Laserdiode und Verstärker. Ungewollte optische Rückkopplung werden verhindert, indem am Ausgang der Diode und des Verstärkers jeweils ein optischer Isolator installiert wird. Das Licht der Laserdiode wird stabilisiert und dann zurück in das Lasergehäuse geschickt, wo es verstärkt wird. Der Strahl wird kollimiert und zum Experiment geführt.

dardmäßig wird das Licht direkt über zwei Spiegel zum Verstärker geführt. In Abbildung 5.2 c) sind die dafür notwendigen Spiegel und der resultierende Strahlengang in gelb dargestellt. Der Aufbau im SQIP-Experiment ist jedoch modifiziert. Die beiden Spiegel wurden entfernt und das Licht wird direkt nach der Laserdiode aus dem Gehäuse des Lasers herausgeführt und stabilisiert. Nach der Stabilisierung wird es im TA verstärkt und zum Experiment geführt. Diese Modifikation soll eine höhere Leistung des stabilisierten Lichtes ermöglichen, da die Leistung nach dem Verstärker nicht linear mit dem eingespeisten Licht ansteigt, sondern eine Sättigung aufweist. Wird das Licht also vor dem Verstärken stabilisiert, so sinkt zwar die Einspeisungsleistung, dies senkt jedoch die Ausgangsleistung aufgrund der Sättigung in einem vernachlässigbaren Ausmaß.

In Abbildung 5.3 ist die Leistungs-Strom-Kennlinie der Laserdiode zu sehen. Die Laserschwelle liegt laut dieser Messung bei $I_S = (27,0 \pm 0,3) \text{ mA}$. Laut Hersteller lag die Laserschwelle bei Auslieferung bei 29 mA. Weiters ist eine Leistungs-Strom-Kennlinie des TA zu sehen. Die maximal gemessene Leistung liegt bei 426 mW^1 . Bei Auslieferung lag dieser Wert bei 415 mW. Allerdings wurde bei den beiden Messungen nicht das selbe Leistungsmessgerät verwendet, was eine zuverlässige Kontrolle der angegebenen Parameter erschwert. Die Messwerte der optischen Leistung mit verschiedenen Leistungsmessgeräten unterscheiden sich stark. Eine

¹Gemessen mit Thor Labs PM100D mit Sensorkopf S130C.

Vergleichsmessung mit zwei verschiedenen Leistungsmessgeräten ergab folgende Messwerte: $P_1 = 485 \text{ mW}^2$ und $P_1 = 613 \text{ mW}^3$. Der Fehler der oben angeführten Messung liegt somit im Bereich von 50 mW.

5.3 Vorstabilisierungsresonator

In diesem Kapitel wird der gelbe Block aus Abbildung 5.1, der Resonator zu Vorstabilisierung, näher beschrieben. Insbesondere wird auf die mechanischen und optischen Eigenschaften des Resonators eingegangen und die Elektronik zur Stabilisierung besprochen.

5.3.1 Mechanischer Aufbau

Das Herzstück des Vorstabilisierungsresonators ist ein zylindrischer Abstandshalter aus ULE (Ultra Low Expansion Titanium-Silicatglas von Corning) mit einer Länge von 15 cm. Dieser Zylinder ist auf der linken Seite von Abbildung 5.4 neben den beiden Metallzylindern zu sehen. In diesem Abstandshalter befinden sich entlang der Zylinderachse vier Bohrungen. Dies ermöglicht eine Stabilisierung von vier Lasern auf den selben Resonator. Damit sinken sowohl die Kosten als auch der Platzbedarf. Abgesehen von dem hier behandelten 729 nm-Lasersystem werden 3 weitere Laser stabilisiert. Bei diesen ist eine angepeilte Linienbreite im kHz-Regime ausreichend. Eine Linienbreite von mindestens einigen kHz ist sogar notwendig, um mit den Rückpump Lasern alle Zeeman-Niveaus der Ca-Atome gleichzeitig ansprechen zu können. Somit ist kein weiterer Stabilisierungsschritt mehr notwendig. An den Endflächen des Zylinders sind über den Bohrungslochern die Spiegel, welche den Resonator bilden, aufgeklebt. Auf einer Seite befinden sich zwischen Abstandshalter und Spiegel noch Piezo-Ringe, welche eine Verschiebung der Resonatormoden und damit der Wellenlänge des stabilisierten Lichts ermöglichen. Diese piezoelektrischen Kristalle sind in einer speziellen Anordnung angebracht, welche in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Durch diese Anordnung wird die temperaturabhängige Längenänderung minimal gehalten.

Der ULE-Zylinder wird in einen Schild geschoben, welcher zur Abschirmung gegenüber thermischer Strahlung dient. Zwischen den Einkerbungen im Abstandshalter und den Schild werden kleine Kunststoffzylinder aus Viton geschoben. Sie dienen zur Fixierung des ULE-Blocks bei minimaler thermischer Kopplung und dämpfen Vibration. Das Schild wiederum wird mit Viton-Kugeln in die Vakuumkammer geklemmt (siehe Abbildung 5.4). Die Vakuumkammer ist umgeben von einem Aluminiumwürfel, Styropor und Kunststoffplatten. Zur Temperaturstabilisierung des Resonators kann der Aluminiumwürfel mittels Peltier-Elementen gekühlt bzw. geheizt werden.

²Gemessen mit Thor Labs PM100D mit Sensorkopf S130C.

³Gemessen mit Newport 1916-R

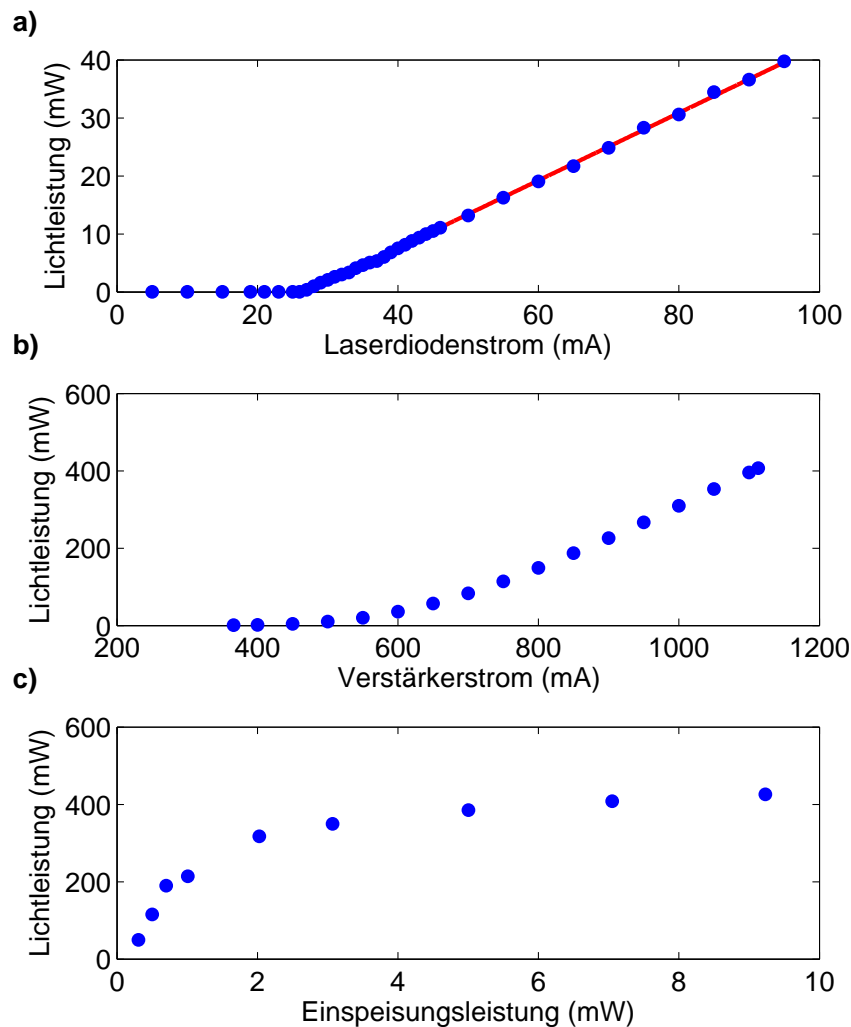


Abbildung 5.3: ECDL-Charakterisierung: a) Die von der Laserdiode produzierte Lichtleistung aufgetragen gegen den Laserdiodenstrom. Die Ausgangsleistung wird dabei nach einem optischen Isolator gemessen. Aus der linearen Regression errechnet sich der Laserschwelstrom zu $I_S = (27, 0 \pm 0, 3)$ mA. b) Lichtleistung nach dem optischen Verstärker und einem optischen Isolator gegen den durch den Verstärker fließenden Strom aufgetragen. Die Einspeiseleistung in den Verstärker beträgt 12 mW. c) Lichtleistung nach dem optischen Verstärker und einem optischen Isolator gegen Einspeiseleistung aufgetragen. Der Verstärkerstrom beträgt 1111 mA.

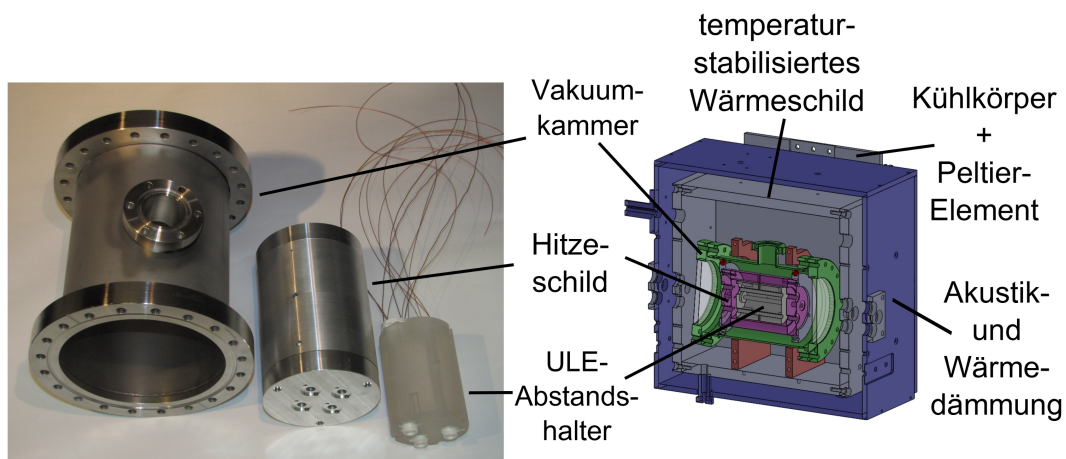


Abbildung 5.4: Mechanischer Aufbau des Vorstabilisierungsresonators. Beschreibung der Komponenten im rechten Bild von innen nach außen: ULE-Abstandshalter (grau), Hitzeschild (lila) mit Viton-Kugeln (rot) zur Befestigung, Vakuummutter (grün), temperaturstabilisierte Aluminiumbox (grau), Styropor im Zwischenraum zwischen Aluminium und Kunststoffbox (violett). Der an der Rückseite angebrachte Kühlkörper ist über Peltier-Elemente mit der Aluminiumbox verbunden.

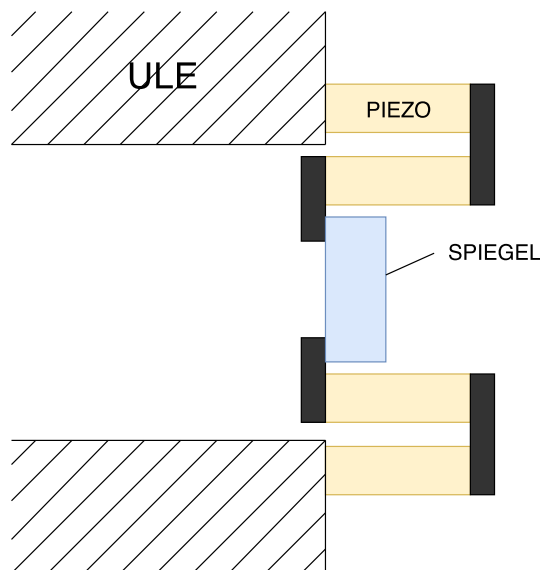


Abbildung 5.5: Anbringung der Spiegel am ULE-Abstandshalter des Vorstabilisierungsresonators mit zwei ringförmigen, piezoelektrischen Kristallen. Zu sehen ist ein Schnitt entlang der Zylinderlängsachse durch eine der vier Bohrungen. Ein Piezo würde bei Ausdehnung den Resonator verlängern, der andere hingegen verkürzt den Resonator bei einer temperaturbedingten Ausdehnung. Dadurch kompensieren sich die Längenausdehnungen der Kristalle in erster Ordnung.

Der gesamte Resonatoraufbau ist auf einem optischen Tisch montiert. Dadurch wird die Einkopplung von Vibrationen über den Boden reduziert.

5.3.2 Optischer Aufbau

Eine Glasfaser zwischen dem Laser und dem Resonator sorgt für ein Gauß-förmiges Strahlprofil. Der Überlapp zwischen dem einfallenden Strahl und der TEM_{00} -Mode ist damit größer und es wird eine höhere Einkopplungseffizienz erreicht. Mittels einem $\frac{\lambda}{2}$ -Blättchen und einem polarisierenden Strahlteiler, welcher mit PBS in Abbildung 5.6 gekennzeichnet ist, wird ein Teil des Lichtes für den Hoch-Finesse-Resonator und den optischen Verstärker abgezweigt.

Zur Erzeugung der Seitenbänder bei einer Frequenz von 19.93 MHz für die Stabilisierung wird ein EOM⁴ verwendet. Für eine ausreichende Modulationstiefe ist eine Wechselspannung mit einer Spitzen-Spitzen-Spannung im Bereich von 100 V nötig. Mittels direkter digitaler Synthese (engl. Direct Digital Synthesis, DDS) wird die Treiberfrequenz des EOMs erzeugt, welche mit einem elektrischen Resonator verstärkt wird.

Mit einem nicht-polarisierenden Strahlteiler wird die Hälfte des Lichtes zu einem Wellenlängenmessgerät abgezweigt. Weiters hat der Strahlteiler die Aufgabe, die vom Resonator reflektierte Welle auf eine Photodiode zu lenken. Der Wellenmesser erlaubt eine Bestimmung der Wellenlänge mit einer Genauigkeit von einigen 10 MHz. Der durch den nicht-polarisierenden Strahlteiler transmittierte Anteil des Lichtes wird durch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Blättchen zum Resonator geführt. Dieses Wellenblättchen ist notwendig, da die Resonatorspiegel durch beim Aufkleben entstehende mechanische Spannungen doppelbrechend sind. Dies führt dazu, dass der Resonator für verschiedene Polarisierungen unterschiedliche optische Weglängen und damit Resonanzfrequenzen aufweist. Diese unterscheiden sich nur um einige zehn kHz. Wird die Polarisation so gewählt, dass nur Überlapp mit einer dieser Moden besteht, so kann sichergestellt werden, dass der Laser stets auf dieselbe Mode stabilisiert ist.

Neben dem vom Resonator reflektierten Licht wird auch die Transmission mit einer Photodiode detektiert. Die Transmission wird zusätzlich noch auf eine CCD-Kamera gelenkt. Somit ist es möglich zu sehen, welche radiale Mode im Resonator anschwingt. Die Stabilisierung des Lasers erfolgt dabei stets auf eine TEM_{00} -Mode, da diese den größten Überlapp mit dem einfallenden Strahl hat und deshalb die größte Transmission ermöglicht. Die reflektierte Intensität weist dann den größtmöglichen Kontrast zwischen stabilisierter und nicht resonanter Laserfrequenz auf.

Verstimmt man die Laserfrequenz über die Resonanz hinweg und nimmt dabei das Signal von PD_2 auf, so lassen sich drei Maxima in der Photodiodenspannung erkennen. Erhöhte Transmission ist zu jenen Zeitpunkten zu sehen, zu denen die Trägerfrequenz oder die Frequenz der Seitenbänder mit der Resonanzfrequenz übereinstimmt. Da der Frequenzabstand der beiden Seitenbänder bekannt ist, lässt sich die Zeitachse der Transmissionsmessung auf eine Frequenz kalibrieren. Dies ermöglicht eine Messung der Linienbreite und damit bei bekanntem freien

⁴Linos PM-C-BB

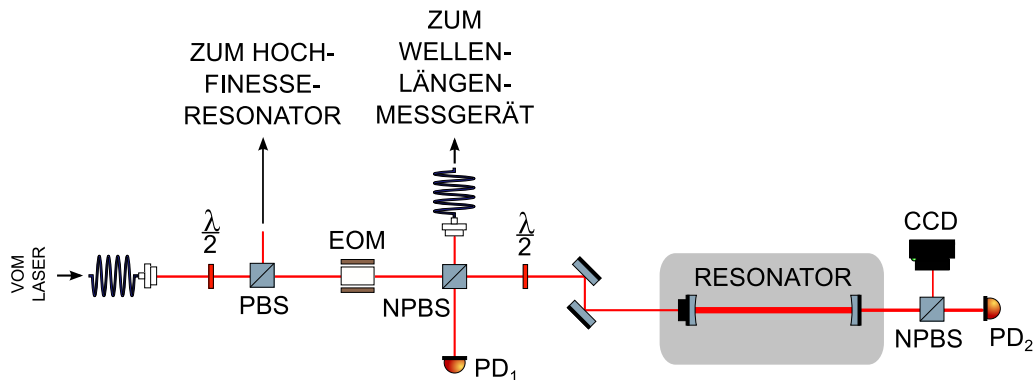


Abbildung 5.6: Optischer Aufbau des Vorstabilisierungsresonators. Verwendete Abkürzungen: *NPBS* nicht-polarisierender Strahlteiler, *PBS* polarisierender Strahlteiler, *PD₁* Photodiode zur Detektion der reflektierten Intensität, *PD₂* Photodiode zur Detektion der transmittierten Intensität [49].

Spektralbereich $\Delta\nu_{FSR} = 3 \text{ GHz}$ eine Bestimmung der Finesse des Resonators (siehe Gleichung 4.13). Laut der in Abbildung 5.7 zu sehenden Messung beträgt die Finesse des Vorstabilisierungsresonators $\mathcal{F} = (5391 \pm 4)$ bei einer Wellenlänge von 729 nm.

5.3.3 PID-Regler zur Vorstabilisierung

Das Signal aus *PD₁* in Abbildung 5.6, welche die vom Resonator reflektierte Intensität misst, wird in einem elektronischen Mischer⁵ mit einem Signal bei der Modulationsfrequenz gemischt. Dabei wird nicht das Modulationssignal verwendet, sondern eine zweite DDS eingesetzt. Es kann somit eine beliebige Phasendifferenz zwischen dem Modulationssignal und dem Photodiodensignal eingestellt werden. Die Phasendifferenz wird so eingestellt, dass das Fehlersignal jenem aus Abbildung 4.8 (links oben) möglichst gleich ist. Das gemessene Fehlersignal des Vorstabilisierungsresonators ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

Dieses Fehlersignal wird zum PID-Regler geführt. Für die Stabilisierung auf den Vorstabilisierungsresonator wird der *FALC 110* von Toptica verwendet. Dieser bietet die Möglichkeit, mit einem Fehlersignal zwei Rückkopplungsäste zu verwenden. Der in Abbildung 5.9 blau dargestellte Ast ermöglicht Rückkopplung auf das Gitter der Laserdiode, während der dunkelgelbe Pfeil die Rückkopplung auf den Laserdiodenstrom darstellt. Im Folgenden werden diese beiden Rückkopplungen besprochen.

⁵Mini-Circuits ZRPD-1

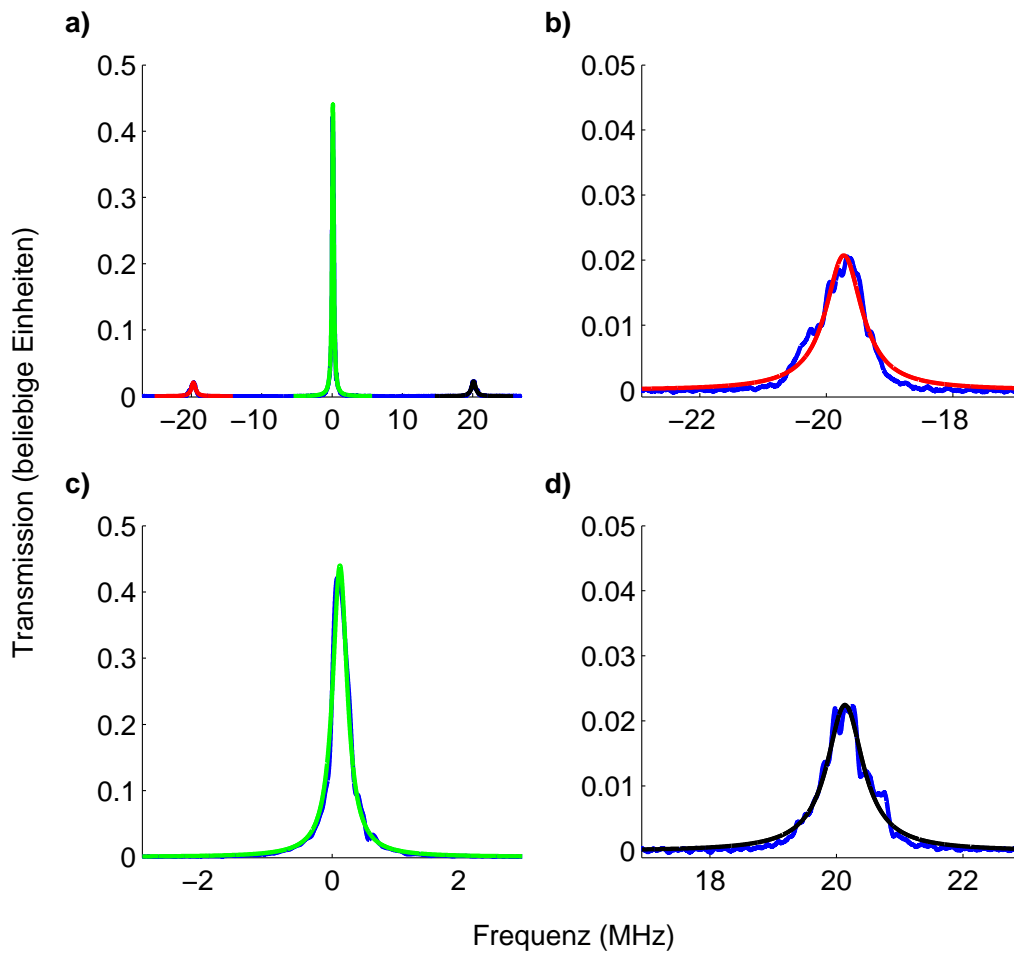


Abbildung 5.7: a) Laserfrequenz aufgetragen gegen die Transmission des Vorstabilisierungsresonators. Die Modulationsfrequenz beträgt 19.93 MHz. In den Farben rot, grün und schwarz sind Lorentz-Regressionen an die Transmissionsspitzen bei den Seitenbändern und der Trägerfrequenz dargestellt. Aus der Linienbreite der Transmissionsspitze bei der Trägerfrequenz von $(287,3 \pm 0,2)$ kHz ergibt sich eine Finesse von $\mathcal{F} = (5391 \pm 4)$. b) - d) Vergrößerte Ausschnitte der Darstellung aus a) um die Trägerfrequenz und Seitenbänder.

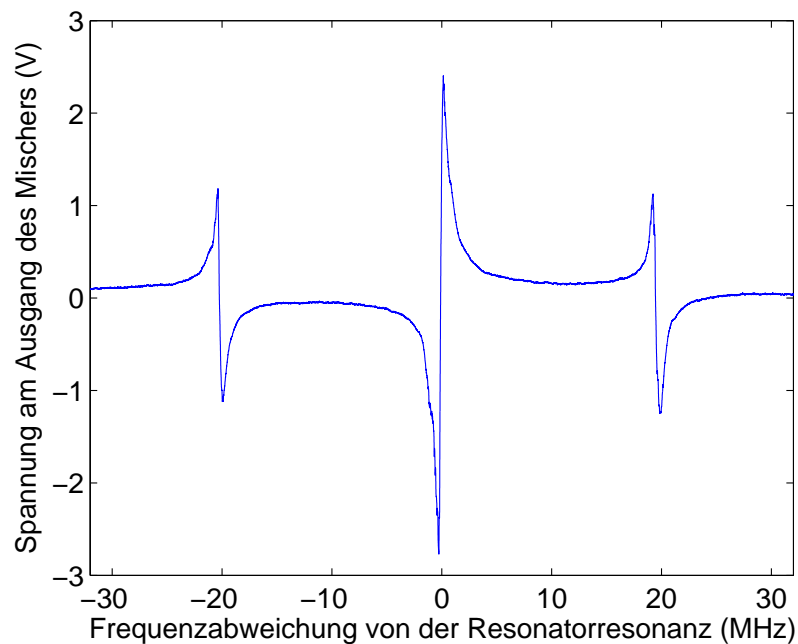


Abbildung 5.8: Heruntergemischtes Fehlersignal bei Verstimmung der Laserfrequenz über die Resonanz des Vorstabilisierungsresonators. Die Modulationsfrequenz beträgt 19.93 MHz.

Schnelle Rückkopplung auf den Laserdiodenstrom

Der schnelle Ast des *FALC 110* hat eine Bandbreite im Bereich von 10 MHz bei einer Phasenverzögerung von unter 45° und einen Niederspannungsausgang. Die Rückkopplung dieses Zweiges kann auf den Laserdiodenstrom erfolgen. Dabei wird der DC-Modulations-Eingang des *TA pro* genutzt, welcher einen parallel zur Diode verbauten Feldeffekttransistor anspricht. Der PID-Regler bietet drei verschieden schnelle Integratoren und einen Differentiator, um eine bestmögliche Optimierung auf das vorliegende System zu ermöglichen. Mit diesem Regelkreis können auch die schnellsten Rauschquellen im Diodenlasersystem, welche im niedrigen, einstelligen MHz-Bereich liegen, ausgeregelt werden [46].

Rückkopplung auf das Gitter des ECDL

Der zweite und langsamere Ast des *FALC 110* besteht aus einem Integrator, welcher Regelsignale an das Gitter des Diodenlasers ausgibt und eine sehr hohe DC-Verstärkung von 110 dB aufweist. Primäre Aufgabe dieses Regelkreises ist die Kompensation von Langzeitdriften. Die Bandbreite dieses Regelkreises ist durch den piezoelektrischen Kristall am Gitter auf einige kHz limitiert [46].

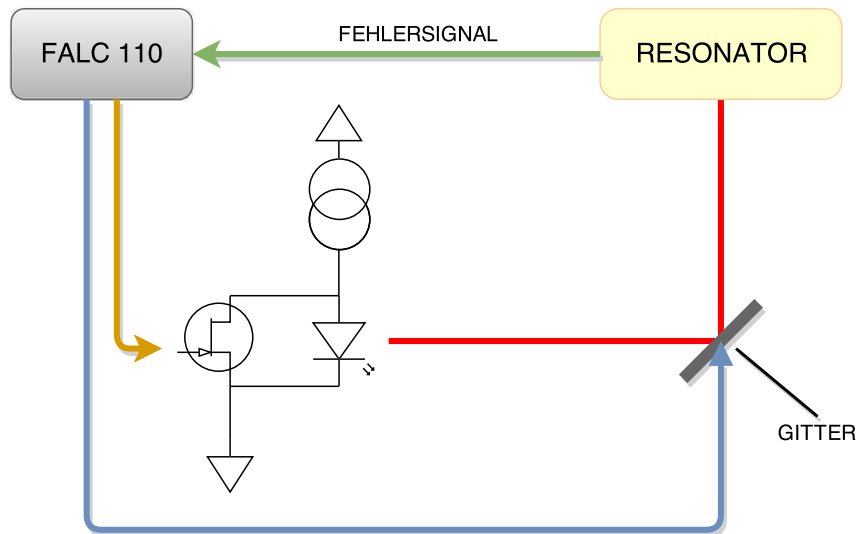


Abbildung 5.9: Schematischer Aufbau der Rückkopplungsäste zur Stabilisierung auf den Vorstabilisierungsresonator. Der in rot dargestellte Laserstrahl wird über das Gitter zum Resonator geführt. Dort wird das Fehlersignal generiert und am PID *FALC 110* verarbeitet. Schnelle (dunkelgelb dargestellt) und langsame Rückkopplung (blau) stabilisieren den Laser auf den Resonator.

5.4 Faserrauschunterdrückung

Glasfasern ermöglichen es, Licht flexibel und effizient über weite Strecken zu führen. Allerdings bewirken äußere Einflüsse wie Akustik, Vibrationen sowie Temperatur- und Druckschwankungen eine zeitlich veränderte optische Weglänge durch die Faser. Dies führt dazu, dass dem Licht, welches durch die Faser läuft, zusätzliches Phasenrauschen aufgeprägt wird. Die dadurch hervorgerufene Linienverbreiterung liegt je nach Länge der Faser und Umgebungsbedingungen bei ca. 1 kHz [50]. 1994 wurde von Long-Sheng Ma *et al.* [51] ein Schema zur Kompensation dieses Rauschens vorgeschlagen. Für die in dieser Arbeit beschriebene Faserrauschunterdrückung wird eine leicht abgeänderte Form dieses Aufbaus verwendet. Im Gegensatz zum Aufbau von Long-Sheng Ma *et al.* wird in dem hier eingesetzten Aufbau nur ein AOM verwendet.

Das Licht mit der Frequenz f_L , welches durch die Faser geführt werden soll, wird an einem nicht-polarisierenden Strahlteiler, meist ein unbeschichtetes Glasplättchen, aufgespalten. In Abbildung 5.10 ist dieses Plättchen mit NPBS beschriftet. Der reflektierte Anteil trifft normal auf einen Spiegel, wird am Strahlteiler transmittiert und erreicht die Photodiode PD_{beat} . Der transmittierte Teil hingegen durchläuft einen AOM, in dem die Frequenz um $f_{\text{AOM}} + f_{\text{REGLER}}$ verschoben wird. Anschließend wird in der Faser das Rauschen mit der Frequenz f_{RAUSCHEN} aufgeprägt. Am Ausgang der Faser wird ein unbeschichtetes Glasplättchen mit nicht parallelen Endflächen so montiert, dass der Reflex einer Seite in die Faser zurückgekoppelt wird. Dieses Licht durchläuft Faser, AOM und Strahlteiler erneut und trifft mit der Frequenz $f_L + 2(f_{\text{AOM}} +$

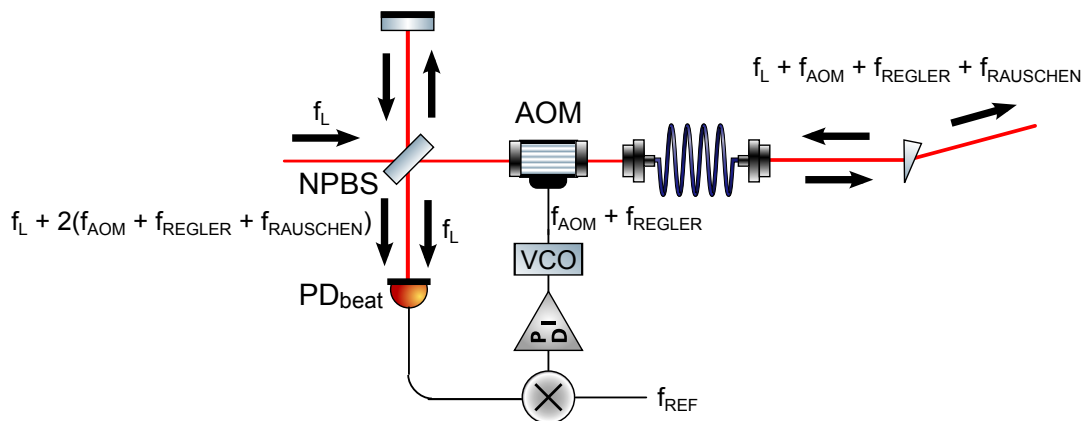


Abbildung 5.10: Schematische Skizze des Aufbaus zur Kompensation des Faserrauschens [49].

$f_{REGLER} + f_{RAUSCHEN}$) auf die Photodiode. Dabei wird angenommen, dass das Rauschen während der Zeit, in der die Faser zweimal durchlaufen wird, unverändert bleibt. Die Photodiode detektiert die Differenzfrequenz der beiden überlagerten Teilstrahlen. In einem Mischer erfolgt die Multiplikation mit einer stabilen Referenzfrequenz f_{REF} . Dieses Signal dient nun als Fehlersignal für einen PID-Regler, welcher über einen spannungsgesteuerten Oszillator den AOM treibt. Somit gilt:

$$f_{REF} = 2(f_{AOM} + f_{REGLER} + f_{RAUSCHEN}). \quad (5.1)$$

Das Licht am Ausgang der Faser hat somit stets die Frequenz $f_L + \frac{f_{REF}}{2}$, unabhängig vom Beitrag des Rauschens $f_{RAUSCHEN}$.

Die gesamte Schaltung zur Faserrauschunterdrückung ist auf einer Platine integriert. Sie beinhaltet den Mischer⁶, einen Tiefpassfilter, den PID-Regler sowie den spannungsgesteuerten Oszillator⁷. Die ausgegebene Radiofrequenz muss lediglich verstärkt werden, um die zum Treiben des AOM nötige Leistung zu erreichen.

Die in diesem Experiment verwendete Faser hat eine Länge von 20 m. Ist die Faserrauschkompensation ausgeschaltet, so ergibt sich an der Photodiode PD_{beat} ein Schwebungssignal mit einer Breite von (574 ± 1) Hz. Wird die Regelung aktiviert, so reduziert sich die gemessene Linienbreite der Schwebung auf (0.996 ± 0.001) Hz. In Abbildung 5.11 a) sind beide Messungen übereinander gelegt. Die blau dargestellte Messung wurde bei aktivierter Faserrauschunterdrückung aufgenommen, während die rot gestrichelte Kurve bei ausgeschalteter Regelung gemessen wurde. Darunter sind Detailbilder des zentralen Maximums für beide Zustände abgebildet. Allerdings ist diese Messung durch den verwendeten Spektrumanalysator limitiert. Typischerweise sind nach der Kompensation Linienbreiten im zweistelligen mHz-Bereich möglich

⁶Mini-Circuits SRA-1

⁷Vectron VS-500

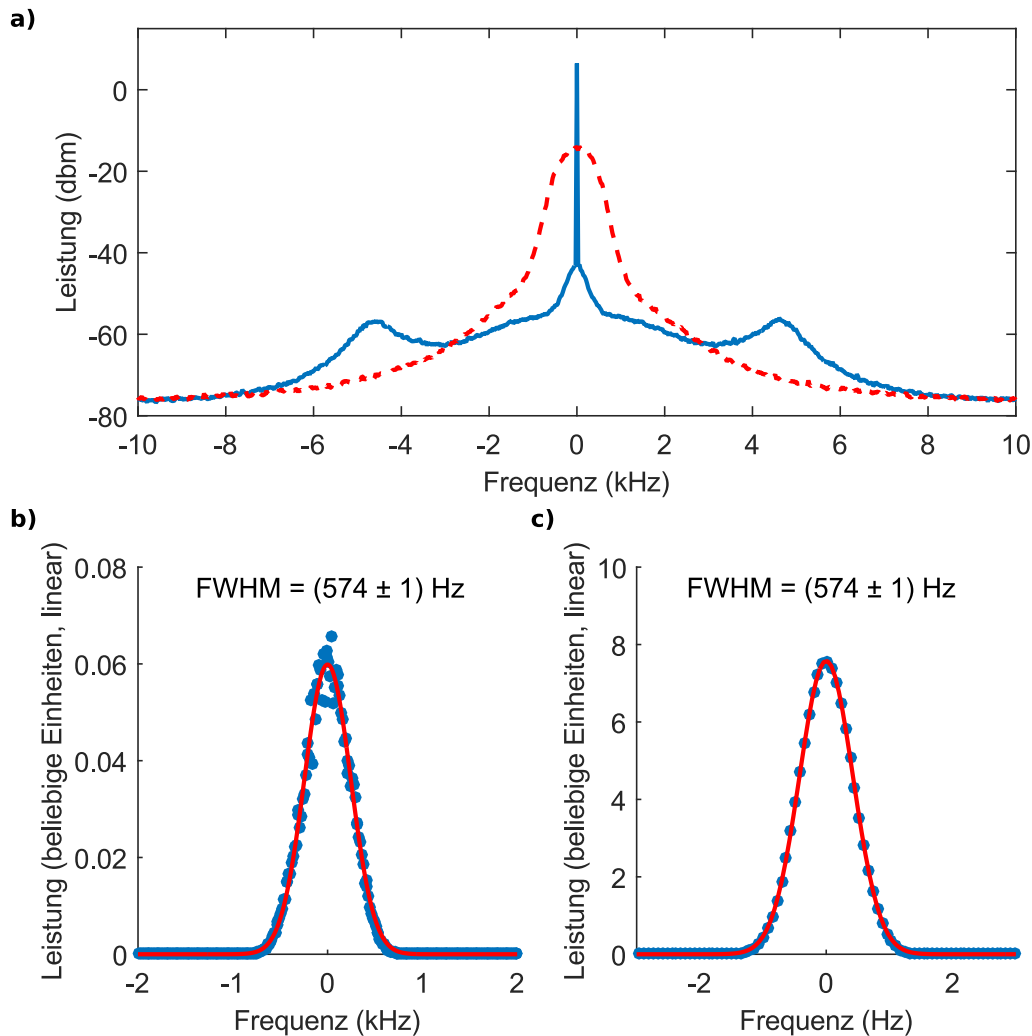


Abbildung 5.11: Spektrum des Schwebungssignals an Photodiode PD_{beat} (siehe Abbildung 5.10). a) Spektrum mit eingeschalteter (blau) und mit ausgeschalteter (rot gestrichelt) Faserrauschunterdrückung. Die Auflösung der Messung beträgt 10 Hz, es wird über 20 Messungen gemittelt. b) Spektrum bei ausgeschalteter Faserrauschunterdrückung. Die rot dargestellte Linie ist eine Gauß-förmige Regression mit einer Breite von (574 ± 1) Hz. Die Auflösung der Messung beträgt 10 Hz, es wird über 20 Messungen gemittelt. c) Spektrum bei eingeschalteter Faserrauschunterdrückung. Die rot dargestellte Linie ist eine Gauß-förmige Regression mit einer Breite von (0.996 ± 0.001) Hz. Es wird über 20 Messungen gemittelt und die Auflösung der Messung beträgt 1 Hz. Somit ist die Messung durch die Auflösung des Spektrumanalysators begrenzt.

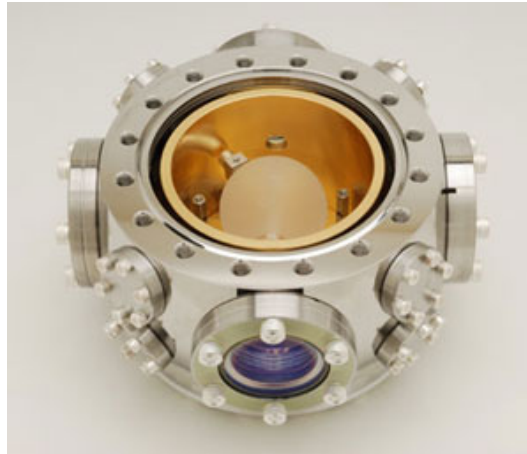


Abbildung 5.12: Hoch-Finesse-Resonator mit Vakuumkammer. Der sphärische ULE-Abstandshalter ist von einem goldbeschichteten Hitzeschild umgeben.

[9].

5.5 Hoch-Finesse-Resonator

In diesem Kapitel werden die grünen Blöcke aus Abbildung 5.1 näher beschrieben. Insbesondere wird auf die mechanischen und optischen Eigenschaften des Hoch-Finesse-Resonators eingegangen und die Elektronik zur Stabilisierung erläutert.

5.5.1 Mechanischer Aufbau

Der verwendete Hoch-Finesse-Resonator ist ein kommerziell erhältliches Produkt. Die Vakuumkammer *Vakuum Housing 6300* und der Abstandshalter werden von Stable Laser Systems produziert, während die Spiegel von Advanced Thin Films hergestellt werden. Es handelt sich dabei um einen sphärischen ULE-Abstandshalter mit einem Durchmesser von 5 cm. Auf diesen sind Quarzglas-Spiegel mit einer hochreflektiven Beschichtung aufgebracht. Der sphärische Abstandshalter wird an zwei gegenüberliegenden Punkten gehalten. Die Ausrichtung dieser Befestigungsachse zur optischen Resonatorachse ist dabei so gewählt, dass Vibrationen und die Kräfte zur Befestigung eine möglichst geringe Auswirkung auf die Länge des Resonators haben [52]. Der Abstandshalter ist umgeben von einem goldbeschichteten Hitzeschild auf welchem zwei Temperatursensoren angebracht sind. Dieses Schild ist über ein Peltier-Element mit der Grundplatte der Vakuumkammer verbunden. Damit kann die Temperatur des Hitzeschildes stabilisiert werden. Mit einer Ionengetterpumpe wird der Druck in der Vakuumkammer auf 10^{-8} mbar gehalten. Die Achse des Resonators ist gegenüber der Achse, auf welcher die Fenster der Vakuumkammer angebracht sind, verdreht, um ungewollte Etalon-Effekte zu verhindern.

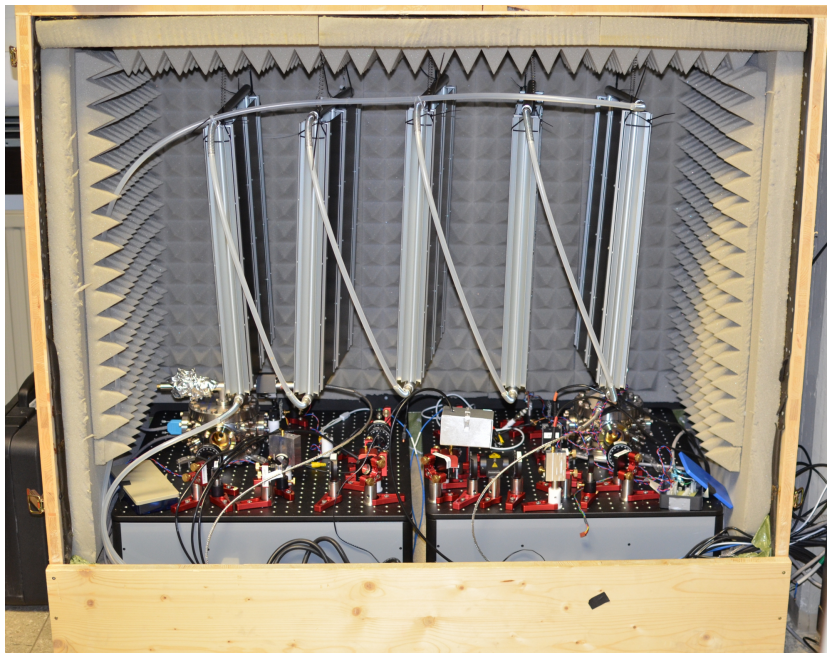


Abbildung 5.13: Hölzerne Box, in der der Hoch-Finesse-Resonator untergebracht ist. Die Wände sind mit Bleigummi und Pyramidenschaumstoff ausgekleidet. Am Boden befindet sich eine Sandschicht, durch welche die Kabel zur Vibrationsreduzierung geführt werden. Radiatoren zur Temperaturstabilisierung sind an der Decke angebracht. Auf einer aktiv vibrationsstabilisierten Plattform befindet sich die Vakuumkammer des Resonators.

Die Vakuumkammer ist zur Reduzierung äußerer Einflüsse in einer Box untergebracht (siehe Abbildung 5.13). Die Box besteht aus dreischichtigen, 20 mm starken Massivholzplatten. Innen sind die Platten mit Bleigummimatten ausgekleidet. Dieses zusätzliche Gewicht reduziert die Resonanzfrequenz des Aufbaus. Auf die Bleigummimatten werden Schichten aus glattem und Pyramiden-Schaumstoff aufgebracht. Dadurch werden stehende Akustik-Wellen im Inneren verhindert, welche in den Resonator einkoppeln könnten. Am Boden der Box befindet sich eine ca. 20 cm dicke Sandschicht. Durch diese Schicht werden die in die Box geführten Kabel gelegt. Vibrationen können so nicht über die Kabel auf die Optik gelangen, sondern werden im Sand abgebaut. Im Sand wird auch die Vibrationsisoliationsplattform⁸ platziert, welche die Vakuumkammer des Resonators und die restliche Optik tragen.

Eine Temperaturstabilisierung der Holzbox soll ein stabiles Umfeld mit Temperaturschwankungen im Bereich von $\pm 0,1$ °C gewährleisten, welches im Labor nicht gegeben ist. Die Temperaturmessung erfolgt an einem temperaturabhängigen Widerstand mit einem programmierbaren, digitalen Temperaturregler⁹. Der Regelkreis ist aus zwei Wasserkreisläufen aufgebaut. Wasser im inneren Kreis fließt durch die Radiatoren in der Box. Über Peltier-Elemente kann Wärme auf einen äußeren Wasserkreis abgegeben werden, welcher von der Umgebungsluft gekühlt wird (siehe Abbildung 5.14). Ein weiterer Kanal des Temperaturreglers stabilisiert die Temperatur des Hitzschildes in der Vakuumkammer.

⁸Accurion Halcyonics micro

⁹Stanford Research Systems PTC10

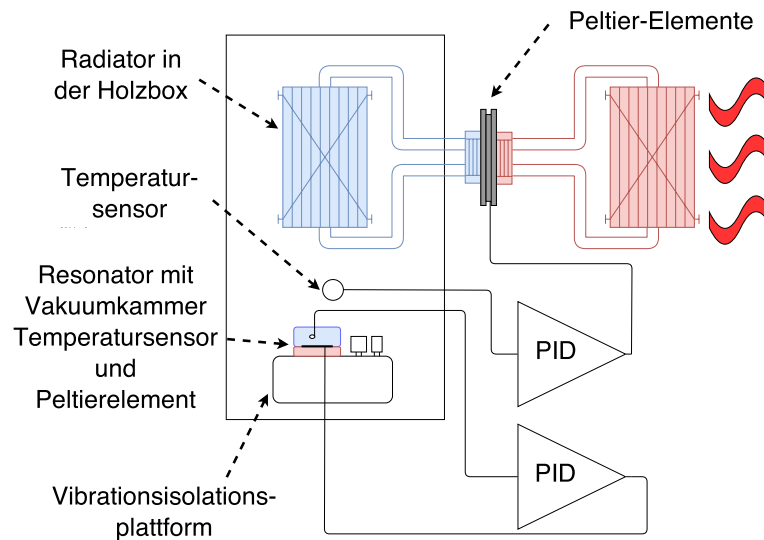


Abbildung 5.14: Schematische Skizze des Aufbaus der Temperaturstabilisierung des Hoch-Finesse-Resonators. Die Temperatur der Holzbox wird über Peltier-Elemente zwischen zwei Wasserkreisläufen geregelt. Der äußere Kreis gibt dabei die Wärme an die Umgebung ab. Die Temperatur des Hitzeschildes am Resonator wird über ein Peltier-Element zwischen Hitzeschild und Vakuummkammer geregelt.

Das ULE-Material des Abstandshalters hat einen temperaturabhängigen und verglichen mit normalem Quarzglas kleinen Wärmeausdehnungskoeffizienten. Es gibt eine Temperatur, bei der die Dichte des Materials am höchsten ist. Das heißt, dass an diesem optimalen Punkt die Länge des Materials in erster Näherung unabhängig von der Temperatur ist. Das bei der Herstellung angepeilte Ziel ist es, dass diese Temperatur in etwa bei Raumtemperatur liegt. Allerdings ist der Herstellungsprozess schwer zu kontrollieren, wodurch Abweichungen entstehen können. Weiters verschieben die Spiegel aus Quarzglas die optimale Temperatur. Sie liegt bei der Temperatur, bei der sich die Ausdehnung der Quarzglasspiegel und die Kontraktion des ULE-Abstandshalters kompensieren. Dieser Punkt kann gefunden werden, indem der Laser auf den Resonator bei verschiedenen Temperaturen stabilisiert wird und die Laserfrequenz mit Hilfe eines Referenzlasers oder bezüglich dem atomaren Übergang gemessen wird. Dabei ist darauf zu achten, dass nach einer Änderung der Temperatur so lange gewartet wird, bis das System im thermischen Gleichgewicht ist. Bei dem verwendeten Hoch-Finesse-Resonator liegt diese Wartezeit in etwa bei zwei Tagen. Aus der in Abbildung 5.15 dargestellten Messung ergibt sich eine optimale Temperatur von $T_{opt} = (-0,61 \pm 0,07) \text{ }^\circ\text{C}$.

5.5.2 Optischer Aufbau

Der optische Aufbau des Hoch-Finesse-Resonators ist dem des Vorstabilisierungsresonators aus Kapitel 5.3.2 sehr ähnlich. Allerdings befindet sich zusätzlich ein AOM vor dem Resonator.

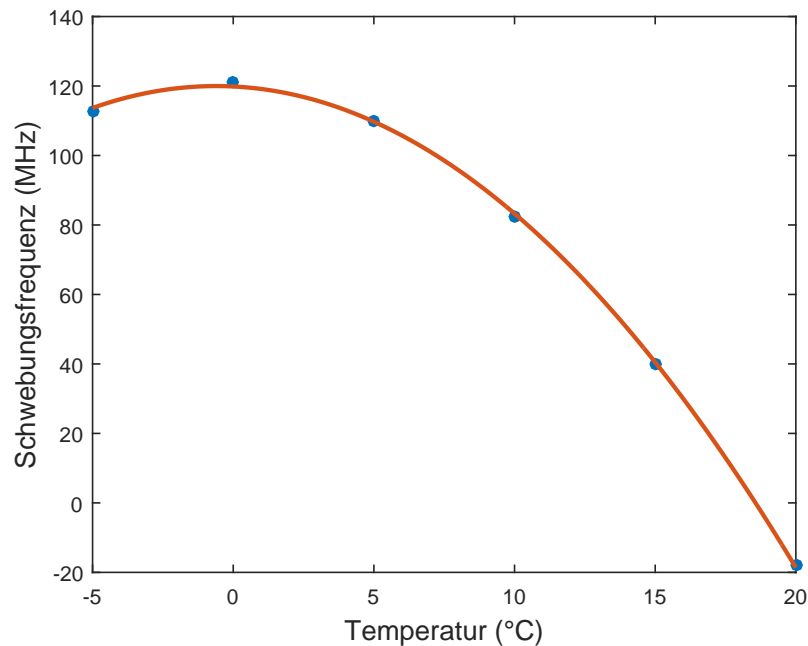


Abbildung 5.15: Frequenz der Schwebungsmessung mit einem stabilen Referenzlaser bei Veränderung der Temperatur des Hoch-Finesse-Resonators. Aus der quadratischen Regression ergibt sich für die Temperatur des Hoch-Finesse-Resonators einer optimaler Punkt von $T_{opt} = (-0,61 \pm 0,07)^\circ\text{C}$.

Dieser ist in Abbildung 5.16 ganz links zu sehen. Er fungiert bei der Stabilisation als Regелеlement und somit als Rauschunterdrücker. Der AOM ersetzt somit die Rückkopplung auf den Laserdiodenstrom und das optische Gitter bei der Stabilisierung auf den Vorstabilisierungsresonator. Weiters befindet sich vor dem EOM ein Glan-Thompson-Polarisator. Dieser sorgt mit einem hohen Extinktions-Verhältnis von 10^5 für eine hochreine, lineare Polarisation im EOM. Somit kann die Polarisation entlang einer der Hauptachsen des EOMs ausgerichtet werden. Dies verhindert Polarisationsmodulation und in Folge dessen nach dem polarisierenden Strahlteiler Amplitudenmodulation. Der EOM wird beim Hoch-Finesse-Resonator mit einer Frequenz von 17,98 Mhz getrieben.

Eine weitere Unterscheidung zum optischen Aufbau des Vorstabilisierungsresonator besteht in der Verwendung eines polarisierenden Strahlteilers zum Abgreifen der reflektierten Intensität. Dies ist möglich, da der Hoch-Finesse-Resonator keine doppelbrechenden Eigenschaften aufweist. Nach dem Strahlteiler befindet sich ein Viertelwellenplättchen, sodass das reflektierte Licht normal zum einfallenden polarisiert ist. Dadurch kann ein höherer Anteil der Reflexion auf die Photodiode gebracht werden.

Zur Bestimmung der Finesse des Resonators kann nicht mehr ein Verstimmen der Laserfrequenz über die Resonanz verwendet werden. Die Linienbreite des Lasers müsste deutlich niedriger sein als die des Resonators, um diese Methode anwenden zu können. In diesem Fall sind die Linienbreiten des vorstabilisierten Lasers und die des Resonators jedoch vergleichbar, im

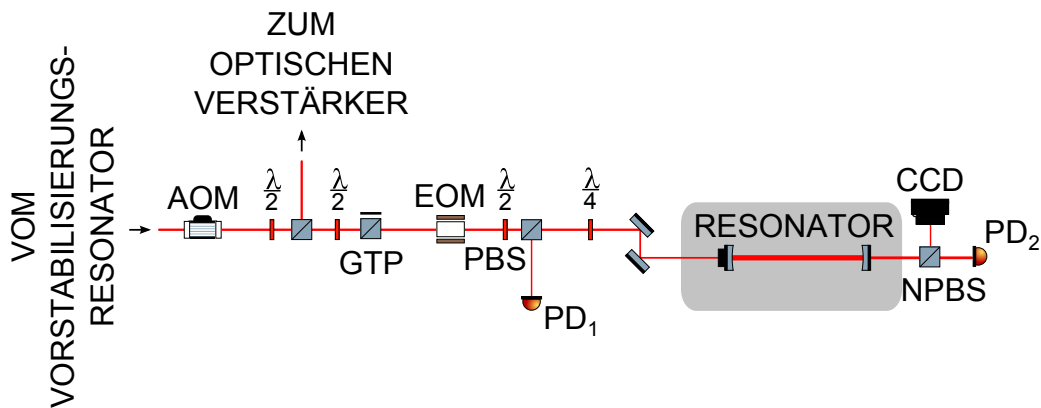


Abbildung 5.16: Optischer Aufbau des Hoch-Finesse-Resonators basierend auf einem Glan-Thompson-Polarisator *GTP*, einer Photodiode zur Detektion der reflektierten Intensität PD_1 und einer Photodiode zur Detektion der transmittierten Intensität PD_2 [49].

Bereich einiger kHz.

Eine alternative Methode zur Bestimmung der Finesse ist die Abklingzeit-Methode. Dafür wird der Laser auf den Hoch-Finesse-Resonator stabilisiert. Der Resonator ist mit Licht gefüllt, die Transmission ist auf dem maximalen Niveau. Wird der Laser abgeschaltet beziehungsweise der Strahl unterbrochen, so klingt die anfängliche Intensität I_0 exponentiell ab:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (5.2)$$

Die Zeitkonstante τ hängt unter Vernachlässigung von Verlusten im Resonator lediglich von der Geometrie des Resonators und der Reflektivität der Spiegel ab [53]:

$$\tau = -\frac{2d}{c \ln(R)} \approx \frac{d}{c(1-R)}. \quad (5.3)$$

Somit lässt sich aus der Zeitkonstante der abklingenden Intensität die Finesse des Resonators bestimmen.

Folgende technische Voraussetzungen müssen erfüllt sein, damit tatsächlich die Zeitkonstante des Resonators gemessen werden kann:

1. Die Grenzfrequenz der Photodiode, welche die transmittierte Intensität detektiert, muss ausreichend hoch sein. Ist dies nicht der Fall, so klingt die Spannung an der Photodiode langsamer ab als die Intensität und die Messung wird verfälscht.
2. Der Laser muss ausreichend schnell abgeschaltet werden. Dazu kann ein AOM im Strahlengang, dessen erste Beugungsordnung zum Resonator gesandt wird, verwendet werden.

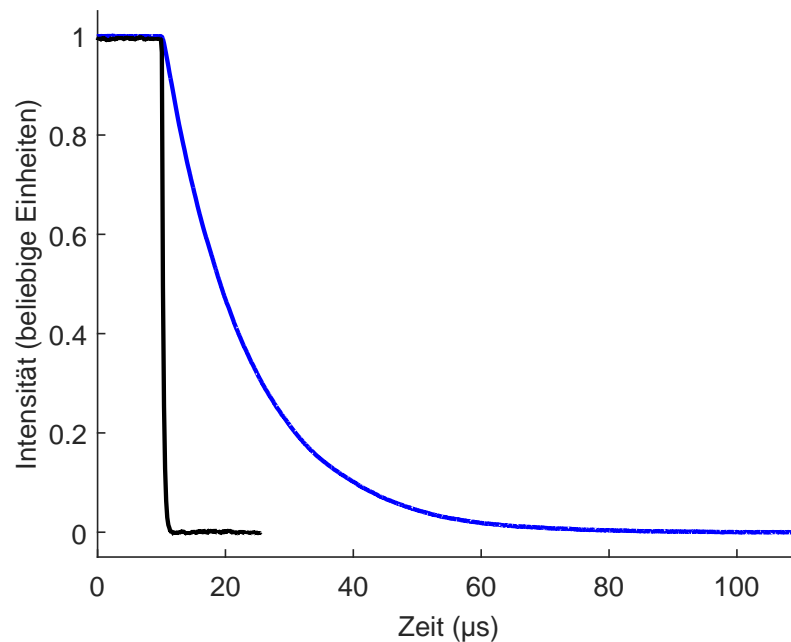


Abbildung 5.17: Messung der Finesse des Hoch-Finesse-Resonators mit der Abklingzeit-Methode. Es ist die Intensität auf einer Photodiode nach dem Resonator (blau) bzw. direkt nach dem AOM (schwarz), welcher zum Schalten des Lichtes verwendet wird, dargestellt. Die Zeitkonstanten τ der exponentiellen Regressionen $I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ betragen $\tau_{AOM} = (0,2462 \pm 0,0001) \mu\text{s}$ bzw. $\tau_{Resonator} = (12,8869 \pm 0,0003) \mu\text{s}$. Das Abschalten durch den AOM und die Photodiode sind ausreichend schnell um die Abklingzeit-Methode anwenden zu können.

Mit einem Radiofrequenz-Schalter kann die Radiofrequenz, welche den AOM treibt, sehr schnell abgeschaltet werden. Ohne treibende Radiofrequenz befindet sich die gesamte Leistung in der nullten Ordnung.

In Abbildung 5.17 ist die Messung der Abklingzeit des Hoch-Finesse-Resonators zu sehen. Die Abklingzeit der Intensität nach dem Resonator beträgt $\tau_{Resonator} = (12,8869 \pm 0,0003) \mu\text{s}$. Weiters wird mit der selben Photodiode die Abklingzeit direkt hinter dem AOM, welcher mit einem Radiofrequenz-Schalter abgeschaltet wird, gemessen. Sie beträgt $\tau_{AOM} = (0,2462 \pm 0,0001) \mu\text{s}$ und ist damit zwei Größenordnungen kleiner als $\tau_{Resonator}$. Die Voraussetzungen der Abklingzeit-Methode sind somit erfüllt. Die Finesse liegt damit bei $\mathcal{F} = 242742 \pm 6$.

5.5.3 Regler zur Stabilisierung auf den Hoch-Finesse-Resonator

Zur Stabilisierung wird der gleiche PID-Regler verwendet, welcher auch bei der Faserrauschunterdrückung Anwendung findet. Statt der Schwebung zwischen dem Licht vor der Faser und dem Licht, welches die Faser zweimal passiert hat, wird nun die Schwebung zwischen den re-

flektierten Seitenbändern und der Trägerfrequenz zur Generierung des Fehlersignals genutzt. Da die Modulationsfrequenz um eine Größenordnung kleiner ist als die Frequenz des Schwebungssignals bei der Faserrauschunterdrückung, wurde der Tiefpass nach dem Mischer angepasst. Die Grenzfrequenz liegt bei dem PID-Regler zur Stabilisierung auf den Hoch-Finesse-Resonator bei ca. 1 MHz. Der Frequenzbereich, welchen der spannungsgeregelte Oszillator ausgeben kann ist auf ca. 200 kHz limitiert. Weiters sind die PID-Parameter nur für einen Ausgabefrequenzbereich von einigen zehn kHz optimal. Idealerweise sollte der Rauschunterdrückungs-AOM mit einer Frequenz von 77,75 MHz getrieben werden, da dies die Hälfte der zentralen Frequenz des spannungsgeregelten Oszillators ist. Dieser läuft somit stets in der Nähe seiner zentralen Frequenz.

Driftet nun die Frequenz des Vorstabilisierungsresonators weiter als diesen limitierten Frequenzbereich des Regelkreises, so kann der Laser nicht mehr auf den Hoch-Finesse-Resonator stabilisiert werden. Deshalb wird im folgenden Kapitel eine Driftkompensierung für Driften des Vorstabilisierungsresonators beschrieben. Weiters wirken sich auch Driften des Hoch-Finesse-Resonators gleich auf die Regelung aus, diese sind jedoch um mehrere Größenordnungen kleiner.

5.6 Driftkompensation für Vorstabilisierungsresonator

Die Ausgabefrequenz des PID-Reglers zur Stabilisierung auf den Hoch-Finesse-Resonator soll in einem wenige kHz schmalen Bereich um 77,75 MHz gehalten werden. Damit diese kontrolliert werden kann, muss sie zuerst gemessen werden. Dazu wird ein bisher ungenutzter Ausgang an der Regler-Platine, welcher die doppelte AOM-Frequenz ausgibt, verwendet. Wir haben uns entschieden, die Driftkompensation mit einem FPGA (Field Programmable Gate Array) zu bewerkstelligen. Ein FPGA ermöglicht es, in einen integrierten Schaltkreis verschiedene Kombinationen von logischen Gattern zu programmieren, ohne eine Veränderung an der Hardware vorzunehmen. Da es sich bei einem FPGA um Digitaltechnik handelt, muss die zu messende Frequenz zuerst digitalisiert werden. Der Schaltplan und das Layout der dafür verwendeten Platine sind in Appendix A zu finden. Zuerst wird das harmonische Eingangssignal auf der Platine mit einem Komparator in ein Rechtecksignal verwandelt. Der FPGA zählt die Nulldurchgänge des Komparatorausgangs und misst 10 mal pro Sekunde die AOM-Frequenz. Je nach Abweichung vom Sollwert wird ein 16-bit pulswertenmoduliertes Signal angepasst und ausgegeben. Dieses wird im Anschluss mit einem Tiefpassfilter vierter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von ca. 10 Hz geglättet. Somit steht ein analoges Signal zwischen 0 und 5 V zur Verfügung, welches zur Kompensation von Driften verwendet werden kann. Dieses Signal wird mit einem Hochspannungsverstärker verstärkt und auf einen der piezoelektrischen Kristalle des Vorstabilisierungsresonators gegeben. Somit können bei richtiger Wahl des Vorzeichens und der Verstärkung des Hochspannungsverstärkers Driften des Vorstabilisierungsresonators kompensiert werden.

In Abbildung 5.18 ist eine Messung der Driften des Vorstabilisierungsresonators über einen

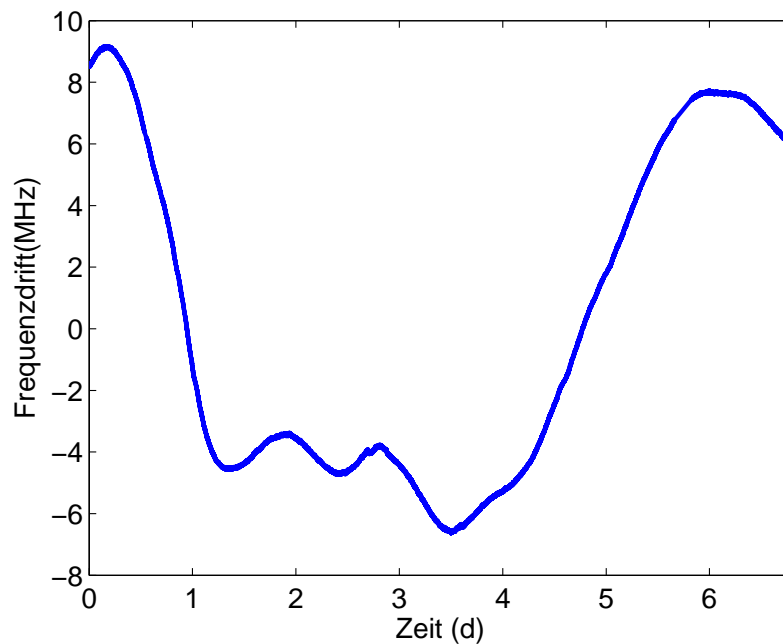


Abbildung 5.18: Frequenzdrift des Vorstabilisierungsresonators im Zeitraum vom 23.03.2015 bis zum 30.03.2015. Wochentags (Tage 1 bis 4) verschiebt sich die Frequenz deutlich gegenüber dem Wochenende (Tage 0 bzw. 4 bis 7). Dies ist auf eine Änderung der Temperatur im Labor zurückzuführen, wenn dieses in Betrieb ist beziehungsweise wenn sich Menschen im Labor aufhalten.

Zeitraum von ca. einer Woche zu sehen. Dazu wird die Spannung am Ausgang der Kompensationsplatine gemessen. Die gemessene Spannung kann anschließend in Frequenzeinheiten umgerechnet werden. Die dafür notwendige Kalibrierung wird durch Anlegen einer Spannung an den piezoelektrischen Kristall unter Messung der Frequenzverschiebung vorgenommen. In dieser Messung sind auch Driften des Hoch-Finesse-Resonators enthalten, welche jedoch nur einen vernachlässigbaren Beitrag leisten.

Kapitel 6

Evaluierung der Laserstabilisierung

6.1 Schwebung mit schmalbandigem Ti:Sa-Laser

Zur Evaluierung des stabilisierten Lasers stehen zwei schmalbandige Lasersysteme zur Verfügung. In beiden Fällen handelt es sich um Ti:Sa-Laser von Coherent, welche durch Pump laser der Modellfamilie Verdi von Coherent, gepumpt werden. Diese beiden Lasersysteme sind in Referenz 54 und 55 beschrieben. Das Lasersystem aus Referenz 54 befindet sich im Nachbarlabor. Licht wird durch eine 20 m lange Glasfaser mit Faserrauschunterdrückung in dieses Labor geleitet. Im Folgenden wird dieser Laser als *TiSa1* bezeichnet. Der Laser aus Referenz 55 befindet sich in einem Luftlinie ca. 250 m entfernten Gebäude des Instituts für Quantenoptik und Quanteninformation Innsbruck. Dieser Laser wird als *TiSa2* bezeichnet.

6.2 Linienbreite

Zur Bestimmung des Spektrums der Schwebungsmessung mit *TiSa1* wird das Signal der Photodiode zuerst verstärkt¹ bevor es mit einem Spektrumanalysator² analysiert wird. Vorerst wird das Spektrum untersucht, während der Laser lediglich auf den Vorstabilisierungsresonator stabilisiert ist. Das daraus resultierende Spektrum ist in Abbildung 6.1 zu sehen. In einem Frequenzabstand von ca. 1 MHz von der Trägerfrequenz sind breite Seitenbänder zu sehen. Diese werden durch die Stabilisierung hervorgerufen. Die Parameter des PID-Reglers werden so gewählt, dass diese Regelkreisseitenbänder nicht durch Aufschwingen des Reglers erhöht werden. Das Maximum ist etwa 45 db niedriger im Vergleich zum Maximum bei der Trägerfrequenz. Damit beträgt das Verhältnis der Leistungen bei den Maxima in etwa 30000. Eine möglichst starke Unterdrückung dieser Seitenbänder ist notwendig, um eine Anregung von Übergängen mit den

¹Mini-Circuits ZKL-1R5+

²Rohde & Schwarz FSV-3

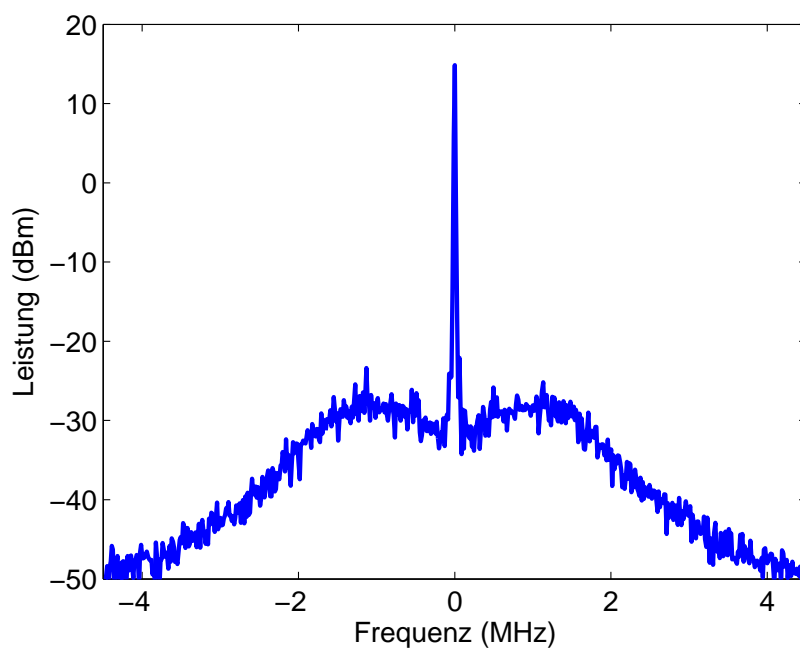


Abbildung 6.1: Spektrum der Schwebungsmessung zwischen *TiSa1* und dem Laser im SQIP-Labor. Letzterer ist dabei nur auf den Vorstabilisierungsresonator stabilisiert. Bei Frequenzen ca. 1 MHz unter und über der Trägerfrequenz sind durch die Regelung hervorgerufene Seitenbänder zu sehen. Die Messung hat eine Auflösung von 10 kHz und es wird über 20 Einzelmessungen gemittelt.

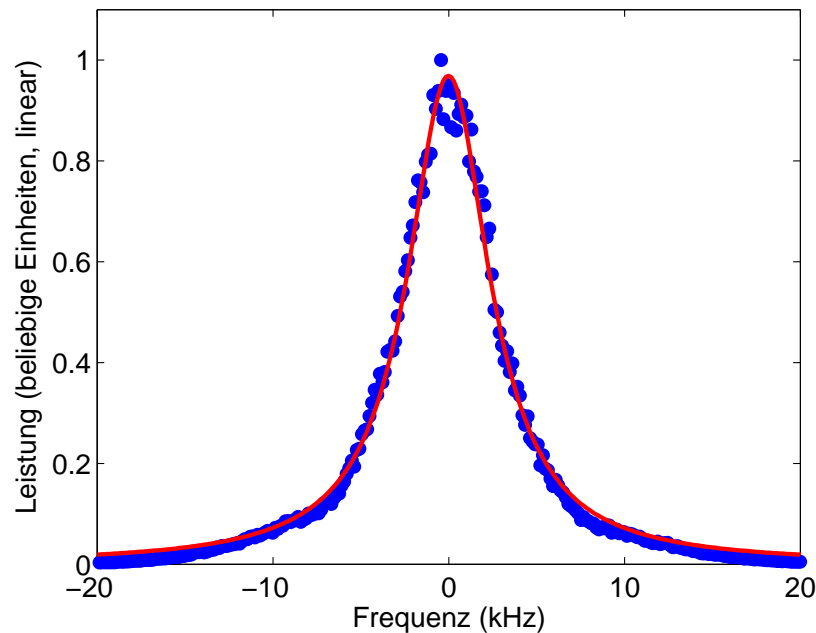


Abbildung 6.2: Spektrum der Schwebungsmessung zwischen *TiSa1* und dem Laser im SQIP-Labor. Letzterer ist dabei nur auf den Vorstabilisierungsresonator stabilisiert. Die Messung hat eine Auflösung von 100 Hz und es wird über 20 Einzelmessungen gemittelt. In rot ist eine Lorentz-förmige Regression mit einer Breite von $\Delta\nu_{FWHM} = (5.67 \pm 0.03)$ kHz zu sehen.

Seitenbändern des Lasers zu verhindern.

In Abbildung 6.2 ist das Spektrum mit höherer Auflösung rund um die Trägerfrequenz zu sehen. Die Breite des zentralen, Lorentz-förmigen Maximums beträgt $\Delta\nu_{FWHM} = (5.67 \pm 0.03)$ kHz. Mit Hilfe der Vorstabilisierung kann somit die Linienbreite des Lasers von ursprünglich einigen hundert kHz in den einstelligen kHz-Bereich reduziert werden.

Wird die Stabilisierung auf den Hoch-Finesse-Resonator aktiviert, so reduziert sich die Linienbreite weiter. Bei einer maximalen Auflösung von 1 Hz werden bei einer Linienbreite im niedrigen Hz-Bereich nur mehr sehr wenige Datenpunkte auf den Flanken der Linie aufgenommen. Dieses Problem kann umgangen werden, indem mehrere Einzelmessungen herangezogen werden. Die Messung in Abbildung 6.3 besteht aus fünf Einzelmessungen, deren Trägerfrequenz übereinandergelegt wird. Daraus ergibt sich für die lorentzförmige Regression eine Breite von $\Delta\nu_{FWHM} = (1,58 \pm 0.02)$ Hz. Da dies die Breite der Schwebung zwischen den beiden Lasern ist, tragen auch die Linienbreiten beider Laser zur Messung bei. Somit ist dieser Wert als obere Grenze der Linienbreite des SQIP-Lasers anzusehen. Nimmt man an, dass beide Laser gleichmäßig beitragen, so ergibt sich $\Delta\nu_{FWHM,sym} = (0,79 \pm 0.01)$ Hz.

Neben der kurzzeitigen Stabilität ist auch die Fluktuation der Laserfrequenz über einen längeren Zeitraum interessant. Zur Quantifizierung dieser Fluktuationen wird ein Frequenzmesser verwendet. In diesem Fall ist dieser selbst gebaut und basiert auf einem FPGA. Die dazu ver-

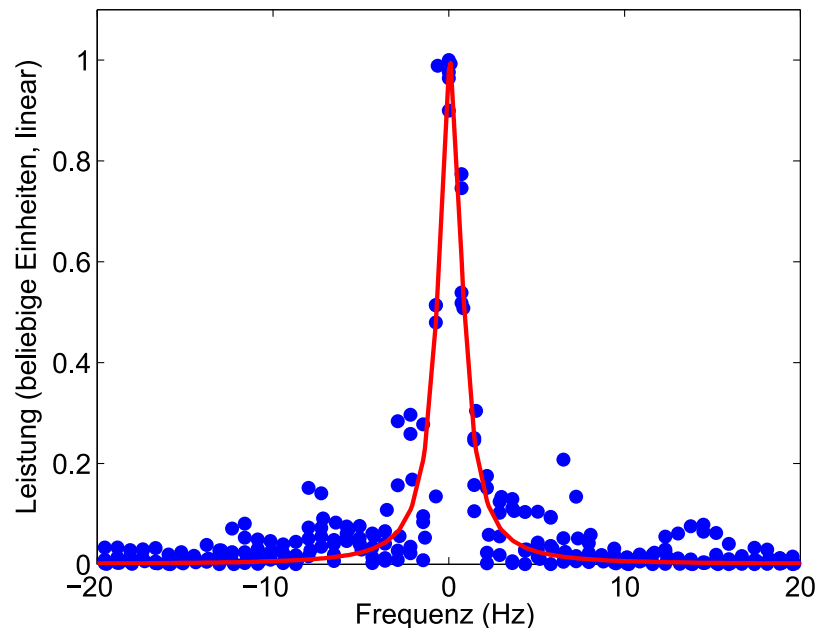


Abbildung 6.3: Spektrum der Schwebungsmessung zwischen *TiSa1* und dem auf den Hoch-Finesse-Resonator stabilisierten Laser im SQIP-Labor. Die Messung hat eine Auflösung von 1 Hz, eine Messdauer von 1 s und es wird über 5 Einzelmessungen gemittelt. In rot ist ein Lorentz-förmige Regression mit einer Breite von $\Delta\nu_{FWHM} = (1,58 \pm 0.02)$ Hz zu sehen.

wendete Elektronik ist die gleiche wie jene, welche in Abschnitt 5.6 bei der Driftkompensation des Vorstabilisierungsresonators zur Anwendung kommt. Der einzige Unterschied besteht in der Konfiguration des FPGAs. Anstatt ein pulsweitenmoduliertes Signal in Abhängigkeit der Frequenz auszugeben, wird die Möglichkeit geschaffen, die gemessene Frequenz PC-gestützt auszulesen. In Abbildung 6.4 sind Messungen der zeitabhängigen Schwebungsfrequenz zwischen dem SQIP-Laser und den beiden Referenzlasern *TiSa1* und *TiSa2* über knapp zweieinhalb Stunden zu sehen. Es wird jeweils eine lineare Drift von der Frequenz abgezogen. Wird ein Histogramm der driftbereinigten Frequenzverläufe gebildet, so kann die Linienbreite über den betrachteten Zeitraum ermittelt werden. Es ergeben sich folgende FWHM-Breiten aus Gauß-förmiger Regression:

Schwebung zwischen	FWHM-Breite
<i>TiSa2</i> und SQIP-Laser	$(48,4 \pm 6,7)$ Hz
<i>TiSa1</i> und SQIP-Laser	$(22,7 \pm 1,6)$ Hz
<i>TiSa1</i> und <i>TiSa2</i>	$(6,9 \pm 1,1)$ Hz

Da die drei Messungen nicht gleichzeitig durchgeführt werden konnten, kann die Linienbreite der drei Laser daraus nicht berechnet werden. Es zeigt sich auch, dass die Linienbreite des SQIP-Lasers nicht gleichbleibend ist. Bei der Schwebungsmessung mit *TiSa2* war die Stabi-

lisierung signifikant schlechter als bei der Messung mit *TiSa1*. Die Driftrate des SQIP-Lasers aus Abbildung 6.4 liegt mit 549,8 mHz/s in dem durch die Anforderung vorgegebenen Bereich. Diese Driftrate ist jedoch immer noch um etwa einen Faktor 10 höher verglichen mit ähnlichen Resonatoren. Dies liegt daran, dass die Temperatur in der Holzbox noch nicht ausreichend stabilisiert ist und somit Temperaturschwankungen im Labor bis zum Resonator vordringen. Weiters ist der hier verwendete Resonator erst zwei Jahre alt. Die Driftrate nimmt erfahrungsgemäß mit zunehmendem Alter des Resonators ab.

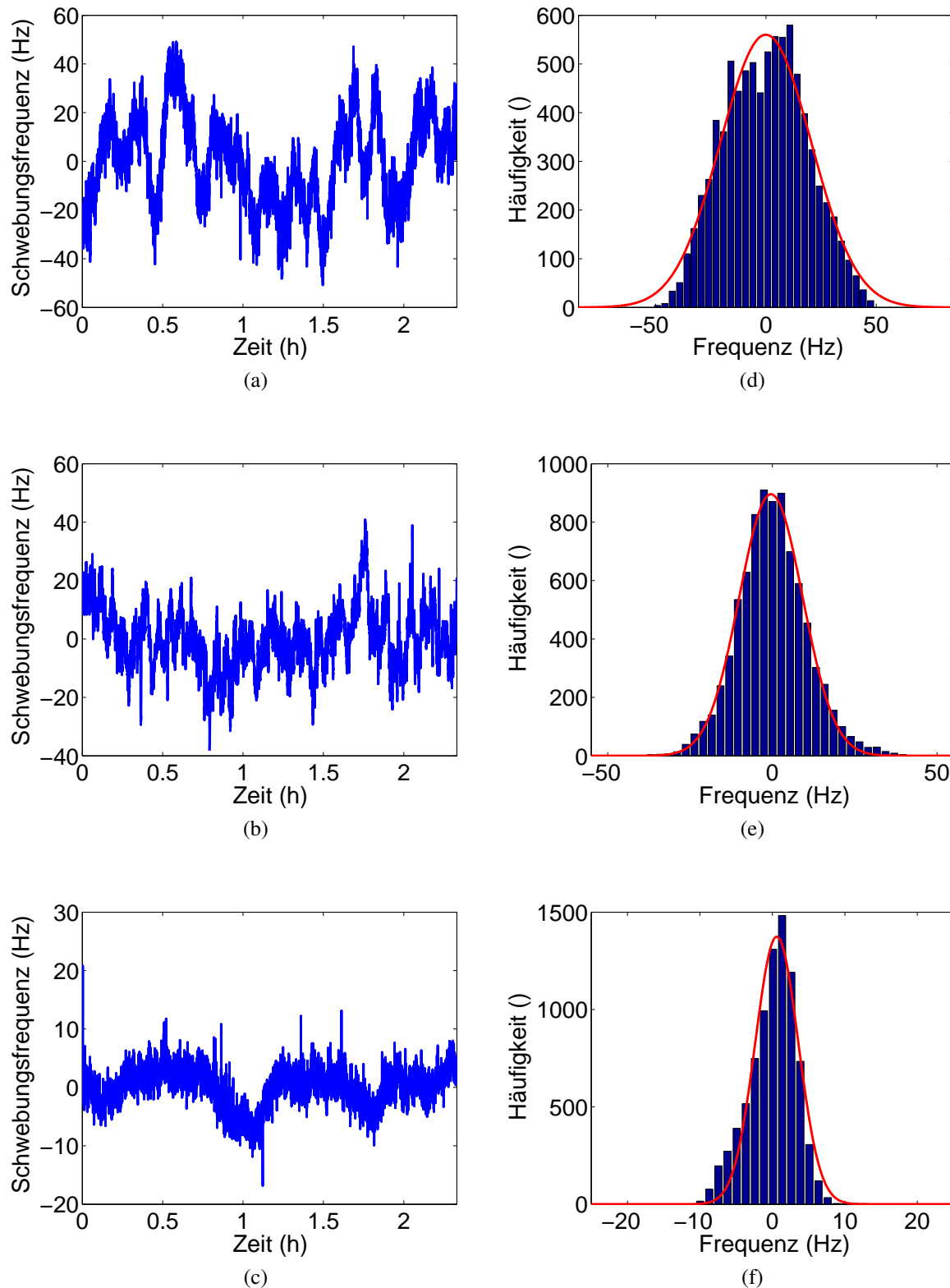


Abbildung 6.4: a) - c) Schwabungsfrequenz gegen die Zeit aufgetragen. a) Schwabung zwischen SQIP-Laser und *TiSa2*. Es ist eine lineare Drift von 27,7 mHz/s abgezogen. b) Schwabung zwischen SQIP-Laser und *TiSa1*. Es ist eine lineare Drift von 549,8 mHz/s abgezogen. c) Schwabung zwischen *TiSa1* und *TiSa2*. Es ist eine lineare Drift von 79,15 mHz/s abgezogen. d) - f) Histogramme der Messungen aus a) bis c) mit einer durch Gauß-förmige Regression ermittelten FWHM-Breite von d) $(48,4 \pm 6,7)$ Hz, e) $(22,7 \pm 1,6)$ Hz und f) $(6,9 \pm 1,1)$ Hz.

6.3 Allan-Varianz

Zur Ermittlung der Allan-Varianz $\sigma_y^2(\tau)$ und der Allan-Abweichung $\sigma_y(\tau)$ für Mittelungszeiten $\tau > 1$ s wird der Datensatz verwendet, welcher in Abbildung 6.4 b) zu sehen ist. Für Mittelungszeiten $1 \text{ ms} < \tau < 50 \text{ ms}$ hingegen wird eine andere Messung herangezogen. Für derart kurze Zeiten ist die Verwendung eines Frequenzmessers aufgrund der kurzen Messzeit schwierig. Deshalb wird für kürzere Messzeiten das Signal der Photodiode, welche die Schwebung detektiert, direkt gegen die Zeit aufgenommen. In Abschnitten mit einer Länge von 1 ms wird an das Photosignal ein Sinus angepasst. Somit ist eine Frequenzmessung mit einer Rate von 1000 Messungen pro Sekunde möglich. Die kombinierten Ergebnisse der beiden Messungen sind in Abbildung 6.5 zu sehen. Für Mittelungszeiten zwischen 50 ms und 1 s ist es mit diesen Messmethoden nicht möglich Messdaten aufzunehmen. Die Messmethode für kurze Messzeiten ist aufgrund der hohen Datenraten für längere Messungen nicht geeignet, während Messungen deutlich unter 1 s mit dem Frequenzzähler nicht zu bewerkstelligen sind. Die schwarze Linie in Abbildung 6.5 entspricht einem $\frac{1}{\tau}$ -Verhalten der Allan-Abweichung. Somit deutet der Verlauf der Allan-Abweichung für Mittelungszeiten bis 50 ms auf weißes Phasenrauschen auf diesen Zeitskalen hin.

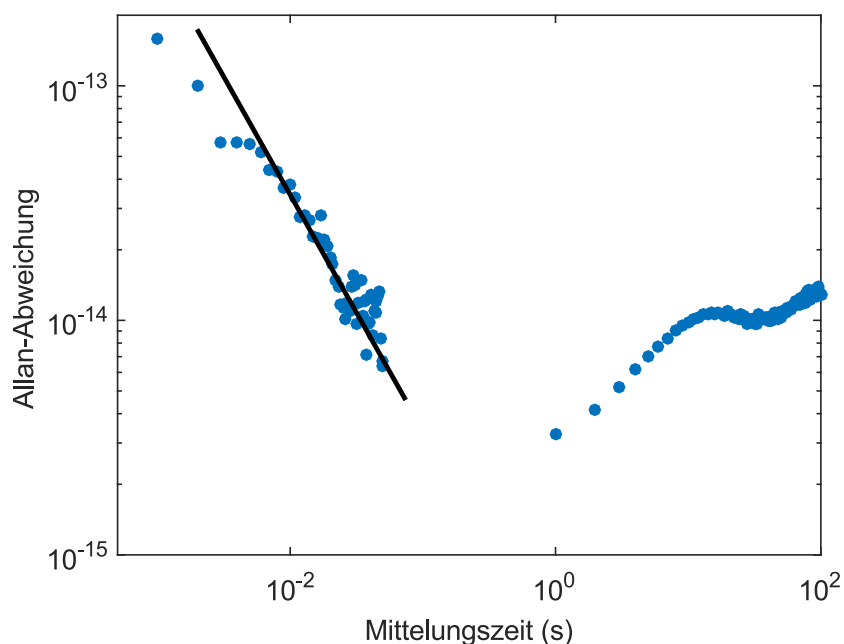


Abbildung 6.5: Allan-Abweichung gegen Mittelungszeit τ aufgetragen. Für Mittelungszeiten unter 0,1 s wird zur Ermittlung der Frequenz das Schwebungssignal direkt in Abhängigkeit der Zeit gemessen. In Abschnitten mit einer Länge von 1 ms wird ein Sinus angepasst, dessen Frequenz als Messwert dient. Für längere Mittelungszeiten wird die Schwebungsfrequenz mit einem Frequenzmesser ermittelt. In schwarz ist eine Linie mit einer Steigung von -1 im doppelt-logarithmischen Graphen zu sehen. Dies entspricht einer Abhängigkeit der Allan-Abweichung von der Mittelungszeit von $\frac{1}{\tau}$.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Diese Masterarbeit beschreibt den Aufbau und die Evaluierung eines Diodenlasersystems bei einer Wellenlänge von 729 nm, welches Anwendung in der Quanteninformationsverarbeitung am SQIP-Experiment finden soll. In Kapitel 2 wurden die Anforderung an das System herausgearbeitet:

- Linienbreite unter 3 Hz
- Driftrate unter 1 Hz/s
- Leistung über 400 mW.

Es wird eine zweistufige Stabilisierung nach dem Pound-Drever-Hall Verfahren verwendet. Der Aufbau mit zwei Resonatoren soll die Stabilisierung insensibler gegenüber äußeren Einflüssen im Labor machen. Mit Hilfe der Stabilisierung auf den Vorstabilisierungsresonator konnte die Linienbreite des Systems auf (5.67 ± 0.03) kHz reduziert werden. Dabei erfolgt die Rückführung des Fehlersignals sowohl auf das optische Gitter als auch auf den Strom des Diodenlasers. Die Resonanzfrequenz dieses Resonators ist Spitze-Spitze-Driften von ca. 20 MHz im Verlauf einer Woche unterworfen. Da diese durch die Stabilisierung auf den Hoch-Finesse-Resonator nicht kompensiert werden kann, wurde eine Driftkompensation für den Vorstabilisierungsresonator entworfen und aufgebaut. Diese misst die Driften des Vorstabilisierungsresonators und kompensiert diese durch Anlegen einer Spannung an einen piezoelektrischen Kristall, welcher die Länge des Vorstabilisierungsresonators ändert.

Im zweiten Stabilisierungsschritt wird der Laser auf einen Hoch-Finesse-Resonator stabilisiert. Die Rückkopplung des Fehlersignals erfolgt dabei auf einen AOM. Dieser unterdrückt durch entgegengesetzte Frequenzverschiebung das Frequenzrauschen des vorstabilisierten Lasers. Mit Hilfe einer Abklingzeit-Messung wurde die Finesse des Hoch-Finesse-Resonators zu $\mathcal{F} = 242742 \pm 6$ bestimmt. Zwischen Laser und Resonator befindet sich eine 20 m lange Glasfaser. Diese ruft Phasenrauschen des Lichtes hervor, welches kompensiert werden muss, wenn

die geforderte Linienbreite erreicht werden soll. Diese Kompensation wurde für diese, aber auch für eine Glasfaser zu einem stabilen Referenzlaser und zum Experiment durchgeführt. Aus einer Schwebungsmessung mit dem stabilen Referenzlaser *TiSa1* wurde die Linienbreite und die Driftrate des Lasers bestimmt. Es ergibt sich eine Linienbreite von $< (1,58 \pm 0.02)$ Hz und eine Driftrate von 549,8 mHz/s. Weiters wurde eine Ausgangslichtleistung von über 400 mW nach dem optischen Verstärker erreicht. Somit sind alle weiter oben aufgezählten Anforderungen erfüllt.

Neben einer Schwebungsmessung mit *TiSa1* wurde eine weitere Messung mit einem zweiten stabilen Referenzlaser *TiSa2* durchgeführt. Allerdings konnten nicht alle drei Laser gleichzeitig verglichen werden. Dies führte dazu, dass für die Linienbreite über ca. 2,5 h keine schlüssigen Ergebnisse aus den Schwebungsmessungen gewonnen werden konnten. Die Messungen deuten jedoch darauf hin, dass die Laserfrequenz des SQIP-Lasers noch zeitabhängigen Driften unterworfen und somit nicht konstant ist.

Die Kompensation der Driften des Hoch-Finesse-Resonators mit Hilfe einer langzeitstabilen Referenz ist noch ausständig. Derzeit werden am SQIP-Experiment die Vorbereitungen für das Fangen von Ionen getroffen. Der Übergang $S_{1/2} - D_{5/2}$ der ^{40}Ca -Ionen wird in Zukunft als Referenz für den Laser verwendet werden.

Kapitel 8

Appendix A - Driftkompensationsplatine

Diese Schaltung wurde mit der Vorgabe geplant, eine kostengünstige und flexible Lösung zur Driftkompensation des Vorstabilisierungsresonators zu bauen. Die Gesamtkosten der Platine inklusive Bestückung und FPGA liegen unter 100 Euro. Weiters kann die Schaltung durch die Programmierbarkeit des FRGAs flexibel eingesetzt werden. Im SQIP-Labor findet sie neben der Driftkompensation auch als Frequenzzähler Verwendung.

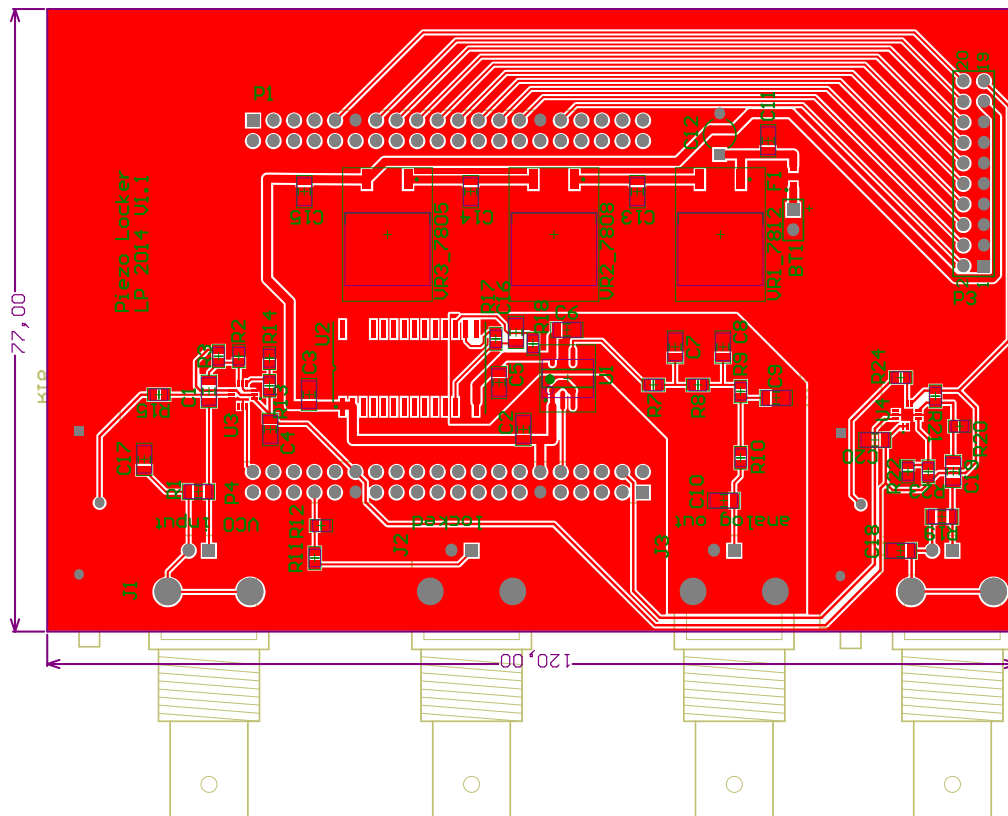


Abbildung 8.1: Layout der Platine zur Kompensation der Driften des Vorstabilisierungsresonators.

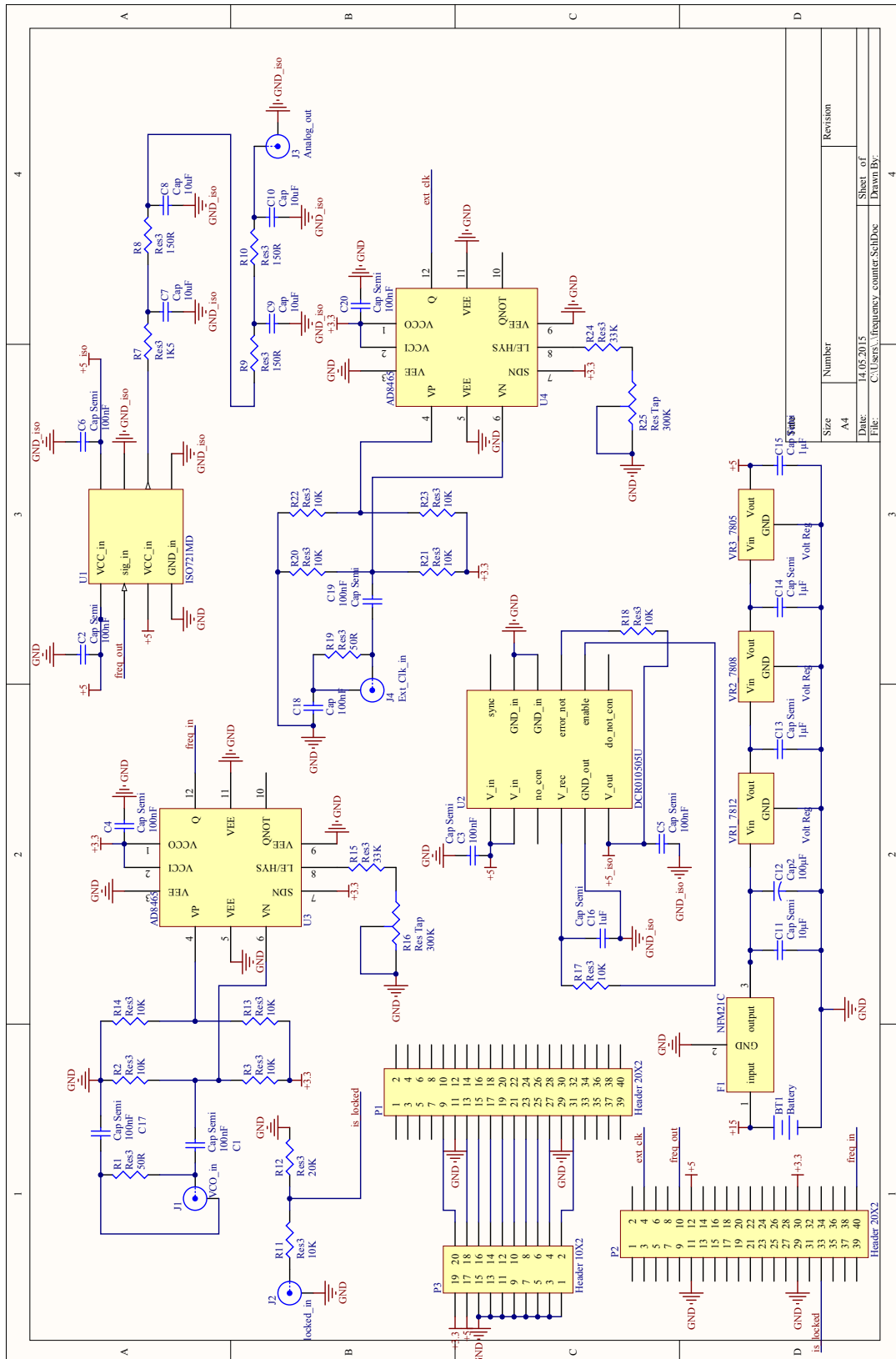


Abbildung 8.2: Schaltplan der Platine zur Kompensation der Driften des Vorstabilisierungsresonators.

In der linken oberen Ecke des Schaltplans in Abbildung 8.2 ist der Eingang J1 für die zu zählende Frequenz zu sehen. Mit C1 werden Gleichspannungsanteile abgezogen, bevor das Eingangssignal um 1,65 V verschoben wird. Dies ist notwendig, um die Spannung am Eingang des Komparators U3 stets zwischen GND und der Versorgungsspannung von 3,3 V zu halten. Nur dann kann eine zuverlässige Funktion des Komparators sichergestellt werden. Am Ausgang des Komparators (Pin 12) liegt nun ein Rechtecksignal mit der Frequenz des Eingangssignals an. Über P2 gelangt dieses Signal zum FPGA. Weiters erhält der FPGA über diese Schnittstelle noch die Signale *is_locked*¹ und *ext_clk*². Über die Schnittstelle P1 bezieht der FPGA die Massereferenz. P3 kann zur Nutzung weiterer Eingänge des FPGAs verwendet werden. Dies ermöglicht einen flexiblen Einsatz des Boards. Am unteren Ende des Schaltplans ist die Spannungsversorgung der Platine zu sehen. Das Bauteil U4 ist identisch zu U3 beschalten. U4 bereitet den Eingang für einen externen Takt zu einem Rechtecksignal für den FPGA auf. Das Bauteil U1 ist ein Digitalisolator. Er überträgt das Ausgabesignal des FPGA galvanisch getrennt zu einem Tiefpassfilter vierter Ordnung und in weiterer Folge zur Anschlussbuchse J3. Dieser Ausgang wird genutzt um die piezoelektrischen Kristalle zur Driftkompensation anzusteuern. U2 ist ein DC/DC-Wandler. Er stellt die von der restlichen Spannungsversorgung galvanisch getrennte 5 V-Versorgung für den Digitalisolator bereit.

¹TTL-Signal, welches angibt, ob der Laser auf den Hoch-Finesse-Resonator stabilisiert ist. Nur wenn hier 5 V anliegen wird die Driftkompensation aktiviert.

²Anschluss für einen externen Takt. Dieser kann verwendet werden wenn der interne Oszillator des FPGAs nicht ausreichend stabil ist.

Literaturverzeichnis

- [1] E. Schrödinger. Are There Quantum Jumps? Part II. *The British Journal for the Philosophy of science*, 3(11):233–242, 1952.
- [2] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent Light Emission From GaAs Junctions. *Physical Review Letters*, 9:366, 1962.
- [3] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr, and G. Lasher. Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions. *Applied Physics Letters*, 1(3):62–64, 1962.
- [4] U. Tanaka, S. Bize, C. E. Tanner, R. E. Drullinger, S. A. Diddams, L. Hollberg, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist. The $^{199}\text{Hg}^+$ single ion optical clock: recent progress. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 36(3):545, 2003.
- [5] C. W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband. Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al^+ Optical Clocks. *Physical Review Letters*, 104(7):070802, 2010.
- [6] H. S. Margolis, G. P. Barwood, G. Huang, H. A. Klein, S. N. Lea, K. Szymaniec, and P. Gill. Hertz-Level Measurement of the Optical Clock Frequency in a Single $^{88}\text{Sr}^+$ Ion. *Science*, 306(5700):1355–1358, 2004.
- [7] A. Abramovici, W. E. Althouse, R. W. P. Drever, Y. Gürsel, S. Kawamura, F. J. Raab, D. Shoemaker, L. Sievers, R. E. Spero, K. S. Thorne, et al. LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. *Science*, 256(5055):325–333, 1992.
- [8] C. Eisele, A. Y. Nevsky, and S. Schiller. Laboratory Test of the Isotropy of Light Propagation at the 10^{-17} Level. *Physical Review Letters*, 103(9):090401, 2009.
- [9] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen, and J. Ye. A sub-40-mHz-linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity. *Nature Photonics*, 6(10):687–692, 2012.
- [10] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, and H. Ward. Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator. *Applied Physics B*, 31(2):97–105, 1983.

- [11] R. V. Pound. Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators. *Review of Scientific Instruments*, 17(11):490–505, 1946.
- [12] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt. Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate. *Nature*, 422(6930):408–411, 2003.
- [13] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland. Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate. *Physical Review Letters*, 75(25):4714, 1995.
- [14] Wolfgang Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 62:531–540, 1990.
- [15] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich, and R. Blatt. 14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence. *Physical Review Letters*, 106:130506, 2011.
- [16] A. D. Ludlow, T. Zelevinsky, G. K. Campbell, S. Blatt, M. M. Boyd, M. H. G. de Miranda, M. J. Martin, J. W. Thomsen, S. M. Foreman, J. Ye, et al. Sr Lattice Clock at 1×10^{-16} Fractional Uncertainty by Remote Optical Evaluation with a Ca Clock. *Science*, 319(5871):1805–1808, 2008.
- [17] T. L. Nicholson, S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti, B. J. Bloom, R. L. McNally, W. Zhang, M. D. Barrett, M. S. Safronova, G. F. Strouse, et al. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty. *Nature Communications*, 6:6896, 2015.
- [18] T. P. Heavner, S. R. Jefferts, E. A. Donley, J. H. Shirley, and T. E. Parker. NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations. *Metrologia*, 42(5):411, 2005.
- [19] S. Weyers, U. Hübner, R. Schröder, C. Tamm, and A. Bauch. Uncertainty evaluation of the atomic caesium fountain CSF1 of the PTB. *Metrologia*, 38(4):343, 2001.
- [20] C. Vian, P. Rosenbusch, H. Marion, S. Bize, L. Cacciapuoti, S. Zhang, M. Abgrall, D. Chambon, I. Maksimovic, P. Laurent, et al. BNM-SYRTE Fountains: Recent Results. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 54(2):833–836, 2005.
- [21] P. W. Shor. Algorithms for Quantum Computation: Discrete Logarithms and Factoring. In *35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science, 1994 Proceedings*, pages 124–134. IEEE, 1994.
- [22] L. K. Grover. Quantum Mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Physical Review Letters*, 79(2):325, 1997.
- [23] D. P. DiVincenzo. The Physical Implementation of Quantum Computation. *Fortschritte der Physik*, 48(9-11):771–783, 2000.
- [24] L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood, and I. L. Chuang. Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature*, 414(6866):883–887, 2001.

- [25] J. H. Plantenberg, P. C. De Groot, C. J. P. M. Harmans, and J. E. Mooij. Demonstration of controlled-NOT quantum gates on a pair of superconducting quantum bits. *Nature*, 447(7146):836–839, 2007.
- [26] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt. Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate. *Nature*, 422(6930):408–411, 2003.
- [27] M. Chwalla, J. Benhelm, K. Kim, G. Kirchmair, T. Monz, M. Riebe, P. Schindler, A. S. Villar, W. Hänsel, C. F. Roos, R. Blatt, M. Abgrall, G. Santarelli, G. D. Rovera, and Ph. Laurent. Absolute Frequency Measurement of the $^{40}\text{Ca}^+$ $4s^2S_{1/2} - 3d^2D_{5/2}$ Clock Transition. *Physical Review Letters*, 102:023002, 2009.
- [28] P. A. Barton, C. J. S. Donald, D. M. Lucas, D. A. Stevens, A. M. Steane, and D. N. Stacey. Measurement of the lifetime of the $3d^2D_{5/2}$ state in $^{40}\text{Ca}^+$. *Physical Review A*, 62:032503, 2000.
- [29] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley-Interscience, 1991.
- [30] W. Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag, 1999.
- [31] H. J. Eichler and J. Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag, 2010.
- [32] Toptica Photonics AG, Lochhamer Schlag 19, D - 82166 Gräfelfing/München. *TA pro Tapered Amplifier System: Manual*, 2011.
- [33] D. Meschede. *Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics*. John Wiley & Sons, 2008.
- [34] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187:493, 1960.
- [35] A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott. Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. *Physical Review Letters*, 6:106–110, 1961.
- [36] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, 112:1940–1949, 1958.
- [37] C. H. Henry. Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2):259–264, 1982.
- [38] S. D. Saliba and R. E. Scholten. Linewidths below 100 kHz with external cavity diode lasers. *Applied optics*, 48(36):6961–6966, 2009.
- [39] H. Vogel. *Gehrtsen Physik*, 1999.
- [40] D. Mehuys, L. Goldberg, and D. F. Welch. 5.25-W CW Near-Diffraction-Limited Tapered-Stripe Semiconductor Optical Amplifier. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 5(10):1179–1182, 1993.

- [41] D. Mehuys, D. F. Welch, and L. Goldberg. 2.0-W CW, Diffraction-Limited Tapered Amplifier with Diode Injection. *Electronics Letters*, 28(21):1944–1946, 1992.
- [42] F. Riehle. *Frequency Standards: Basics and Applications*. John Wiley & Sons, 2006.
- [43] A. G. Fox and T. Li. Resonant Modes in a Maser Interferometer. *Bell System Technical Journal*, 40(2):453–488, 1961.
- [44] G. Boyd and J. P. Gordon. Confocal Multimode Resonator for Millimeter Through Optical Wavelength Masers. *Bell System Technical Journal*, 40(2):489–508, 1961.
- [45] E. D. Black. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69(1):79–87, 2001.
- [46] Toptica Photonics AG, Lochhamer Schlag 19, D - 82166 Gräfelfing/München. *DL pro Grating Stabilized Diode Laser Head: Manual*, 2011.
- [47] C. Koch. *Vierwellen-Mischung in Laserdioden*. Wirtschaftsverlag NW, Verlag für Neue Wissenschaft, 1994.
- [48] L. Papula. *Mathematische Formelsammlung: Für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer-Verlag, 2009.
- [49] A. Franzen. *ComponentLibrary*. Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License.
- [50] Y. Pang, J. J. Hamilton, and J. Richard. Frequency noise induced by fiber perturbations in a fiber-linked stabilized laser. *Applied optics*, 31(36):7532–7534, 1992.
- [51] L. Ma, P. Jungner, J. Ye, and J. L. Hall. Delivering the same optical frequency at two places: accurate cancellation of phase noise introduced by an optical fiber or other time-varying path. *Optics letters*, 19(21):1777–1779, 1994.
- [52] D. R. Leibbrandt, M. J. Thorpe, M. Notcutt, R. E. Drullinger, T. Rosenband, and James C. Bergquist. Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments. *Optics Express*, 19(4):3471–3482, 2011.
- [53] G. Berden, R. Peeters, and G. Meijer. Cavity ring-down spectroscopy: Experimental schemes and applications. *International Reviews in Physical Chemistry*, 19(4):565–607, 2000.
- [54] M. Chwalla. *Precision spectroscopy with $^{40}\text{Ca}^+$ ions in a Paul trap*. PhD thesis, University of Innsbruck, 2009.
- [55] G. Kirchmair. *Quantum non-demolition measurements and quantum simulation*. PhD thesis, University of Innsbruck, 2010.