

Aufbau und Untersuchung eines stabilisierten Lasersystems für die Bose-Einstein-Kondensation

Schriftliche Hausarbeit
im Rahmen der Ersten Staatsprüfung
für das Lehramt der Sekundarstufe I und II

dem
Staatlichen Prüfungsamt Köln
vorgelegt von

Stefan Marenbach

Berichterstatter: Prof. Dr. D. Meschede

Bonn 2001

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	4
2. Der Halbleiterlaser	6
2.1. Funktionsprinzip eines Diodenlasers	6
2.1.1. Erzeugung von Strahlung beim Diodenlaser.....	7
2.1.2. Der Laser-Resonator	8
2.2. Eigenschaften eines Diodenlasers	8
3. Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers	11
3.1. Frequenzstabilisierung durch einen externen Resonator.....	11
3.2. Die Sättigungsspektroskopie	13
3.2.1. Eigenschaften von Rubidium	13
3.2.2. Aufbau und Funktionsweise einer Sättigungsspektroskopie.....	14
3.2.3. Aktive Frequenzstabilisierung mittels der Sättigungsspektroskopie	16
3.3. Das DAVLL	18
3.3.1. Aufbau und Funktionsweise eines DAVLL	18
3.3.2. Aktive Frequenzstabilisierung mittels eines DAVLL	20
4. Der Laseraufbau des BEC-Experimentes	22
4.1. Die benutzten Diodenlaser	22
4.2. Die verwendeten DAVLL-Aufbauten	24

5. Das magnetisch abgeschirmte und temperaturstabilisierte DAVLL	26
5.1. Anforderungen an die Konstruktion.....	26
5.2. Entwurf der Weicheisentonne	27
5.2.1. Konstruktionsmerkmale und Materialien.....	27
5.2.2. Die Abmessungen der Tonne und Magnetfeldberechnung	28
5.3. Konstruktionszeichnungen	32
5.4. Temperaturstabilisierung.....	33
5.5. Zusammenbau der Konstruktion	35
5.6. Zusätzliche Frequenzstabilisierung durch Beeinflussung des Laserstroms	36
5.7. Untersuchung der Temperaturstabilität der Weicheisentonne	38
5.8. Untersuchung der Frequenzstabilität der DAVLL- stabilisierten Diodenlaser	39
5.8.1. Driftmessung in Abhängigkeit der DAVLL-Temperaturen.....	42
5.8.2. Driftmessung bei konstanter DAVLL-Temperatur	45
6. Zusammenfassung	49
Literaturverzeichnis	50
Danksagung	53

1. Einleitung

Seit Beobachtung der Lasertätigkeit bei Halbleitern 1962 wurde auf dem Gebiet der Halbleiterlaser viel geforscht und eine Vielzahl technologischer Fortschritte erzielt.

Das außerordentlich kleine Volumen eines Laserkristalls im Bereich einiger hundertstel mm^3 ermöglicht den Bau extrem kompakter Laser. Weitere Vorteile sind der hohe Wirkungsgrad, die in gewissen Grenzen mögliche Durchstimbarkeit der Frequenz des emittierten Laserlichtes und die immer geringer werdenden Herstellungskosten.

Aufgrund dieser Eigenschaften hat der Halbleiterlaser eine große Bedeutung erlangt und ist heutzutage praktisch allgegenwärtig geworden, sei es in Laserpointern, CD-Playern oder Laserdruckern.

Aber auch in vielen Forschungsanwendungen sind Halbleiterlaser anzutreffen. So werden sie in vielen wissenschaftlichen Experimenten im Bereich der Atomphysik und Quantenoptik verwendet und sind auch fester Bestandteil des BEC-Experiments am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn.

Die Abkürzung BEC steht für „Bose-Einstein-Condensation“, ein quantenphysikalisches Phänomen, dessen Existenz 1924 von Albert Einstein theoretisch gezeigt und 1995 erstmals durch Anderson et al. [And95] experimentell bewiesen wurde.

Als Bose-Einstein-Kondensation bezeichnet man einen besonderen Phasenübergang, den Atome eines idealen Bose-Gases bei einer bestimmten Temperatur nahe dem absoluten Nullpunkt ($-273,15^\circ\text{C}$) erfahren. Bei einem idealen Bose-Gas handelt es sich um ein Gas wechselwirkungsfreier Teilchen mit ganzzahligem Gesamtspin. Das Besondere an dem Phasenübergang ist nun, daß er ein rein quantenstatistisches Phänomen ist und nicht auf interatomaren Wechselwirkungen beruht.

Da sich im Bose-Einstein-Kondensat alle Atome im gleichen Quantenzustand befinden, bilden sie eine kohärente atomare Wolke, welche durch eine einzige makroskopische Wellenfunktion beschrieben werden kann.

Die besonderen Eigenschaften von Bose-Einstein-Kondensat machen eine Vielzahl neuer quantenphysikalischer Experimente denkbar; die Möglichkeit, Bose-Einstein-Kondensate

experimentell zu erzeugen, eröffnet somit ein bedeutsames Forschungsgebiet (Physik-Nobelpreis 2001), [Press01].

Der entscheidende Durchbruch auf dem Weg zu BEC war die Entwicklung der Laserkühlung, mit deren Hilfe Atome von 300 K auf bis zu 10 μK gekühlt werden können. Alle Mechanismen der Laserkühlung beruhen auf starker Wechselwirkung zwischen Atom und nahresonantem Lichtfeld.

Am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn wird am Aufbau eines Experimentes zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensat gearbeitet. Wie schon im Experiment von Anderson et. Al. 1995, sollen ^{87}Rb -Atome bei einer Temperatur $<1 \mu\text{K}$ zur Bose-Einstein-Kondensation gebracht werden. Dazu werden Atome in magnetooptischen Atomfallen gespeichert und mit Hilfe mehrerer unterschiedlicher Techniken gekühlt (für Details siehe [Ket93]).

Für die Realisierung der magnetooptischen Atomfallen und der Laserkühlung werden Halbleiterlaser eingesetzt, mit denen das für die Laserkühlung notwendige nahresonante Lichtfeld erzeugt werden kann.

An diese Laser werden besondere Anforderungen gestellt. So müssen die Schwankungen der Laserfrequenz für einen optimalen Betrieb der magnetooptischen Atomfallen deutlich kleiner sein als die natürliche Linienbreite der verwendeten atomaren Spezies.

Die benötigte Wellenlänge befindet sich im Bereich der Rubidium- D_2 -Linie, also bei 780,1 nm, dies entspricht einer Frequenz von $3,85 \cdot 10^8$ MHz. Die natürliche Linienbreite beträgt 5,6 MHz. Demnach dürfen etwaige Schwankungen der Laserfrequenz maximal ein millionstel Prozent betragen.

Eine solche Genauigkeit ist bei Halbleiterlasern nur durch besondere Methoden zur aktiven Stabilisierung der Laserfrequenz zu erreichen.

An unserem BEC-Experiment werden die verwendeten Laser durch „DAVLL“-Aufbauten stabilisiert. Die Abkürzung steht für „Dichroic Atomic Vapor Laser Lock“, es handelt sich dabei um eine von mehreren möglichen Methoden zur Frequenzstabilisierung von Halbleiterlasern; Details hierzu werden im Verlauf dieser Arbeit näher erläutert.

Die vor Beginn dieser Arbeit verwendeten DAVLL-Aufbauten wiesen im praktischen Betrieb einige Nachteile auf, insbesondere konnte die geforderte Frequenzkonstanz nicht erreicht werden, da über einen Zeitraum von einigen Stunden die Frequenz der Laser um mehr als 20 MHz driftete.

Im Rahmen dieser Arbeit sind die bestehenden DAVLL-Aufbauten geeignet modifiziert worden, um diesen Problemen zu begegnen.

2. Der Halbleiterlaser

Seit 1962 ist es möglich, Laser herzustellen, deren aktives Medium ein Halbleiterkristall ist. Als Halbleitermaterialien finden Verbindungen vom Typ $A_{III}B_V$ (so z. B. GaAs, GaInP, GaAlAs u.a.) und $A_{IV}B_{VI}$ (so z. B. PbS, PbSSe, PbTe u.a.) Verwendung (Die Indizes III, IV, V und VI kennzeichnen die Hauptgruppe im periodischen System der Elemente) [Pau99].

Die ersten Halbleiterlaser basierten auf GaAs und emittierten im infraroten Spektralbereich bei einer Wellenlänge von 840 nm. Im Laufe der Zeit wurden eine Vielzahl technologischer Probleme überwunden; ein großes Problem war zum Beispiel, daß die ersten Halbleiterlaser nur bei sehr tiefen Temperaturen (um -200°C) betrieben werden konnten. Heutzutage ist ein Betrieb bei Raumtemperatur möglich; des weiteren sind Größe und Herstellungskosten stetig verringert worden, während die optische Leistung und Effizienz kontinuierlich gesteigert wurden. Abhängig vom Basismaterial lassen sich heute Halbleiterlaser herstellen, deren Emissionswellenlänge große Bereiche des sichtbaren und infraroten Spektralbereichs abdeckt.

2.1. Funktionsprinzip eines Diodenlasers

Die Laserstrahlung in Halbleiterlasern ist eine Folge der Rekombination von Elektronen (im Leitungsband der Halbleiter) mit Löchern (im Valenzband). Bei den Energieniveaus von Halbleiterlasern handelt es sich somit im Gegensatz zu denen anderer Lasertypen nicht um diskrete Zustände, sondern um kontinuierliche Verteilungen. Je nach Art der Erzeugung der Elektronen-Loch-Paare und damit der Anregung der Rekombinationsübergänge unterscheidet man verschiedene Typen von Halbleiterlasern. Der gebräuchlichste Typ ist der Injektionslaser, welcher auch Diodenlaser genannt wird; Abbildung 1 zeigt seinen schematischen Aufbau.

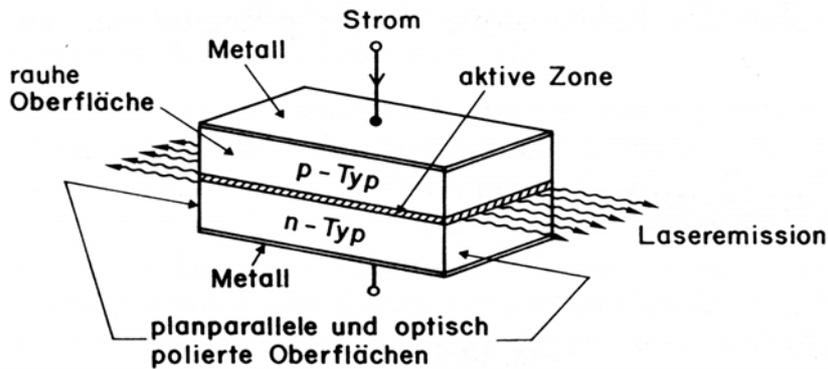


Abbildung 1: Prinzipieller schematischer Aufbau eines p-n-Diodenlasers (Abmessungen typisch $300\mu\text{m} \times 100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$), nach [Sze81]

2.1.1. Erzeugung von Strahlung beim Diodenlaser

Beim Diodenlaser erfolgt die Erzeugung von Strahlung nach dem Prinzip der Lumineszenzdiode: Durch zusätzliche Dotierung des Halbleitermaterial mit Elektronendonatoren und -akzeptoren wird ein p-n-Übergang gebildet. Legt man nun an diese p-n-Diode eine Spannung an, wird die zur Erzeugung von Laserstrahlung nötige Besetzungsinversion erreicht, bei der sich sowohl Elektronen im Leitungsband wie auch Löcher im Valenzband befinden. Damit ist die Voraussetzung für Rekombinationsprozesse geschaffen. Es existiert nur eine schmale Zone um den p-n-Übergang, die sowohl Elektronen als auch Löcher enthält; die Laseremission ist somit auf diese schmale Zone beschränkt.

Die Strahlung dieser Rekombinationsprozesse kann ihren Ursprung in spontaner und stimulierter Emission haben. Die für Laserlicht charakteristische Kohärenz der Strahlung ist nur zu gewährleisten, wenn die stimulierte Emission gegenüber der spontanen Emission überwiegt. Die abgestrahlte Energie aufgrund stimulierter Prozesse ist proportional zur einfallenden Lichtenergie derselben Frequenz. Voraussetzung für die zur Aussendung von Laserlicht notwendige Strahlungsverstärkung ist das Vorhandensein von Besetzungsinversion im Halbleiter. Um den Anteil von kohärentem Licht aus stimulierten Prozessen zu erhöhen, verwendet man einen Resonator, in welchem stimulierende Photonen auf die Elektronen im Leitungsband des Halbleiters einwirken können.

2.1.2. Der Laser-Resonator

Beim Diodenlaser übernimmt der Halbleiterkristall die Funktion des Resonators; aufgrund des großen Brechungsindex n des Halbleitermaterials (so ist für GaAs $n=3,6$) übernehmen die planparallelen Endflächen des Kristalls die Funktion teildurchlässiger Resonatorspiegel. Die Reflexion an den Endflächen beträgt ca. 30 %, es wird also auch der Austritt des Laserlichts ermöglicht. Da dies nur an einer Seite des Laserkristalls erwünscht ist, ist die rückseitige Endfläche im Allgemeinen zusätzlich hochreflektierend verspiegelt. Die 30 % Reflexion an der vorderseitigen Endfläche reicht beim Halbleiterlaser aus, weil hier im Gegensatz zu herkömmlichen Lasertypen wie dem Gaslaser die Verstärkung sehr hoch ist. Im Resonator bilden sich stehende Wellen mit folgender Bedingung aus:

$$L = m \cdot \frac{\lambda}{2n} \quad (1)$$

Hier bezeichnet L die Resonatorlänge, λ die Wellenlänge, n den Brechungsindex und m positive, ganzzahlige Werte.

Die Bedingung kann innerhalb des Verstärkungsprofils von verschiedenen m -Werten erfüllt werden; jede stehende Welle mit anderem Wert m wird als longitudinaler Mode bezeichnet.

2.2. Eigenschaften eines Diodenlasers

Die vom Diodenlaser abgegebene Rekombinationsstrahlung kann durch Messung der optischen Leistung nachgewiesen werden. Sie hängt von der Dichte der Elektronen und Löcher in der aktiven Zone ab. Der Strom, der für die Besetzungsinversion verantwortlich ist, wirkt sich damit direkt auf die optische Leistung aus. Die gemessene optische Leistung ist bei niedrigem Strom hauptsächlich auf spontane Emissionsprozesse zurückzuführen.

Der Strom, bei dem die Resonatorverluste, also die Verringerung der Strahlungsintensität aufgrund der Auskoppelseite des Resonators, gerade kompensiert werden, wird Schwellenstrom genannt. Beim Überschreiten dieses Schwellenstroms steigt die stimulierte Emission stark an, was sich in einem verstärkten Anwachsen der optischen Leistung nachweisen lässt.

Bei steigender Temperatur ändert sich die Besetzungswahrscheinlichkeit des Valenz- bzw. Leitungsbandes, was einen steigenden Schwellenstrom zur Folge hat; somit erreicht man bei höherer Temperatur erst mit größerem Strom die gleiche optische Leistung.

Des Weiteren hat die Halbleitertemperatur einen maßgeblichen Einfluß auf die emittierte Laserfrequenz. Durch die Temperaturabhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit ändert sich das spektrale Verstärkungsprofil für die emittierte Strahlung. Zudem ändert sich mit der Temperatur der Brechungsindex und die Ausdehnung des Laserkristalls, damit verschiebt sich die Eigenresonanz des Resonators und folglich auch die Eigenfrequenz der longitudinalen Moden.

Das Maximum des Verstärkungsprofils verschiebt sich bei Temperaturänderung viel stärker als die Eigenfrequenz der longitudinalen Moden. Somit wird beim Verändern der Temperatur ein benachbarter Mode eine höhere Verstärkung erfahren und die Laseroszillation auf diesen Mode springen („mode jumping“). Infolgedessen verschiebt sich die Wellenlänge des emittierten Lichtes bei Temperaturänderung nicht kontinuierlich, sondern es treten Sprünge auf. Dabei kann es auch passieren, daß der Laser auf mehreren Moden gleichzeitig arbeitet. Die beschriebenen Sachverhalte sind zur Veranschaulichung in Abbildung 2 dargestellt.

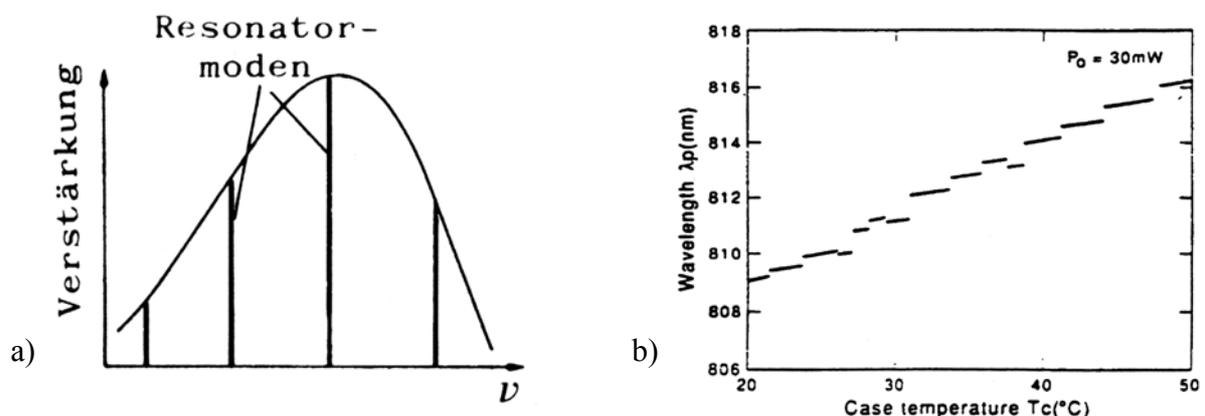


Abbildung 2: a) Longitudinale Moden innerhalb des Verstärkungsprofils, nach [Kneu91]
 b) Modensprünge eines Diodenlasers beim Ändern der Halbleitertemperatur, nach [Wie91]

Da eine Änderung des Diodenstroms immer eine Temperatur- und Brechungsindexänderung des Halbleiterkristalls zur Folge hat, treten auch beim Ändern des Stromes Frequenzänderungen und Modensprünge auf. Der Diodenstrom wirkt sich somit nicht nur auf die optische Leistung, sondern auch auf die Wellenlänge des emittierten Laserlichtes aus.

Die emittierte Wellenlänge eines Diodenlasers ist somit über die Temperatur und den Diodenstrom in gewissen Grenzen abstimmbare; durch die auftretenden Modensprünge kann dies jedoch nicht über große Bereiche kontinuierlich erfolgen.

3. Frequenzstabilisierung eines Diodenlasers

In vielen Anwendungen wird großer Wert auf eine möglichst stabile Frequenz des emittierten Halbleiter-Laserlichtes gelegt. Aufgrund der oben beschriebenen Temperatur- und Diodenstromabhängigkeit der Frequenz muß für einen frequenzstabilen Betrieb der Diodenstrom und die Halbleitertemperatur möglichst konstant gehalten werden.

Typischerweise stabilisiert man die Temperatur auf $\pm 1\text{mK}$ und den Strom auf $\pm 1\mu\text{A}$. Will man die Laserfrequenz auf einige MHz genau stabilisieren, reicht diese Maßnahme jedoch nicht aus. Dies kommt zum einen dadurch, daß der Temperatur- und Stromstabilisierung Grenzen gesetzt sind und der relativ kleine Halbleiterkristall-Resonator sehr empfindlich auf Temperaturschwankungen reagiert. Zum anderen ist ein frequenzstabiler Betrieb nur möglich, wenn der Laser ausschließlich auf einem Mode arbeitet; dieser Einmoden-Betrieb ist aber ohne zusätzliche Stabilisierungsmaßnahmen im Allgemeinen nicht zu erreichen.

3.1. Frequenzstabilisierung durch einen externen Resonator

Eine Möglichkeit der Stabilisierung ist der Aufbau eines externen Resonators, der frequenzselektive Elemente enthält. Ein solcher Resonator läßt sich zum Beispiel durch einen Laser-aufbau in der sogenannten Littrow-Anordnung realisieren, Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau.

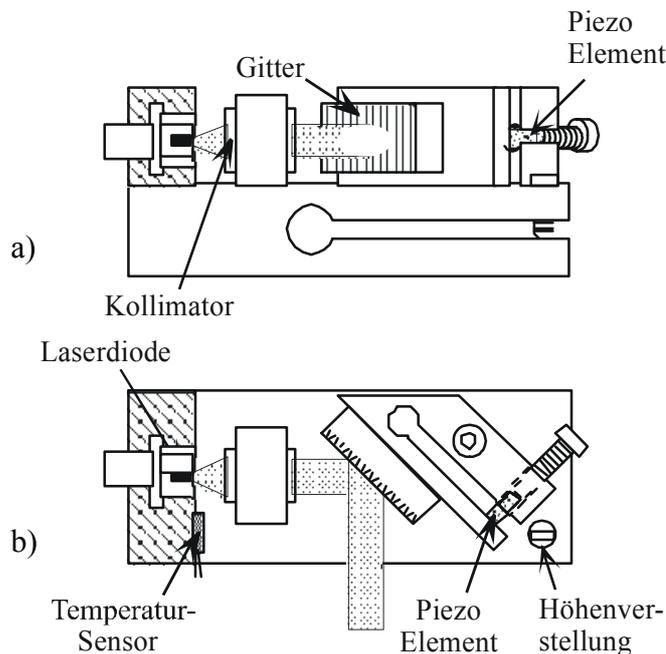


Abbildung 3: Schematischer Aufbau eines Diodenlasers mit Reflexionsgitter in Littrow-Anordnung, nach [Scha99], a) Ansicht von der Seite, b) Ansicht von oben

Der aus der Laserdiode austretende kollimierte Laserstrahl trifft unter einem Winkel von ca. 45° (abhängig von λ und der Gitterkonstante) auf ein optisches Reflexionsgitter, welches die Reflexion 0. Ordnung aus dem Gehäuse herausführt und die Reflexion -1 . Ordnung in die Diode zurückreflektiert. Dadurch entsteht ein externer Resonator zwischen Laserdiodenrückwand und Gitter, der außerdem eine zusätzliche wellenselektive Eigenschaft besitzt. Für die Ausbildung einer stehenden Welle muß nämlich nicht nur die Bedingung (1) erfüllt sein, sondern das Gitter reflektiert abhängig vom Winkel Θ zwischen Gitter und optischer Achse nur Licht derjenigen Wellenlänge λ in die Diode zurück, welche folgende Bedingung erfüllt:

$$2 \cdot d \cdot \cos \Theta = n \cdot \lambda \quad (\text{mit } d = \text{Gitterkonstante und } n = \text{Ordnung, hier } -1)$$

Die Wellenlänge der genau in die Diode treffenden Rückreflexion hängt damit empfindlich von der Stellung des Gitters ab. In der Diode wird daraufhin der entsprechende Mode mit dieser (oder nahe dieser) Wellenlänge verstärkt. So ist bei geeigneter Wahl der Parameter

Strom, Temperatur und Gitterstellung ein Einmoden-Betrieb der Laserdiode mit deutlich schmalere Linienbreite als ohne Gitter möglich [Wie91].

Um die unvermeidbaren Schwankungen der Temperatur und des Laserstroms über einen längeren Zeitraum ausgleichen zu können, muß die Gitterstellung aktiv geregelt werden.

Die Gitterstellung wird über ein Feingewinde vorjustiert und kann durch ein Piezoelement präzise elektrisch variiert werden.

Die aktive Regelung der Gitterstellung kann von einem elektronischen Regelkreis übernommen werden. Dieser benötigt jedoch ein Fehlersignal, welches durch den Vergleich der abgegebenen Lichtfrequenz mit einer externen Referenzfrequenz erzeugt werden kann.

In der Praxis kann ein solches Fehlersignal auf verschiedene Art und Weise gewonnen werden. Da die im Folgenden vorgestellten Maßnahmen alle auf spektroskopischen Methoden beruhen, soll zunächst kurz auf die Eigenschaften von Rubidium eingegangen werden. Bei Rubidium handelt es sich um ein Alkalimetall, welches atomare Übergänge im Wellenlängenbereich von 780 nm besitzt. Diese Übergänge können mittels spektroskopischer Methoden als externe Wellenlängenreferenz zur Laserstabilisierung verwendet werden.

In dem vorliegenden Experiment zur Bose-Einstein-Kondensation werden Halbleiterlaser auf diese Weise genau auf diejenigen Frequenzen stabilisiert, welche benötigt werden, um die für das Experiment notwendige Laserkühlung von Rubidium durchzuführen (sogenannter „Kühlübergang“ und „Rückpumpübergang“).

3.2. Die Sättigungsspektroskopie

3.2.1. Eigenschaften von Rubidium

Ein großer Teil atomphysikalischer Experimente mit Laserkühlung wird an Alkalimetallen durchgeführt. Sie besitzen aufgrund ihrer Elektronenkonfiguration ein einzelnes Leuchtelektron und damit einfache Termschemata. Daher kann man sie in bestimmten Fällen näherungsweise als Zweiniveau-Systeme betrachten.

Bei Rubidium handelt es sich um ein solches Alkalimetall; es besitzt eine Schmelztemperatur von $38,9^\circ\text{C}$. In der Natur kommen zwei Isotope vor, ^{85}Rb (zu 72%) und ^{87}Rb (zu 28%).

Rubidium besitzt eine D_1 - und eine D_2 - Linie; Abbildung 4 zeigt das Termschema der für unser Experiment relevanten D_2 -Linie.

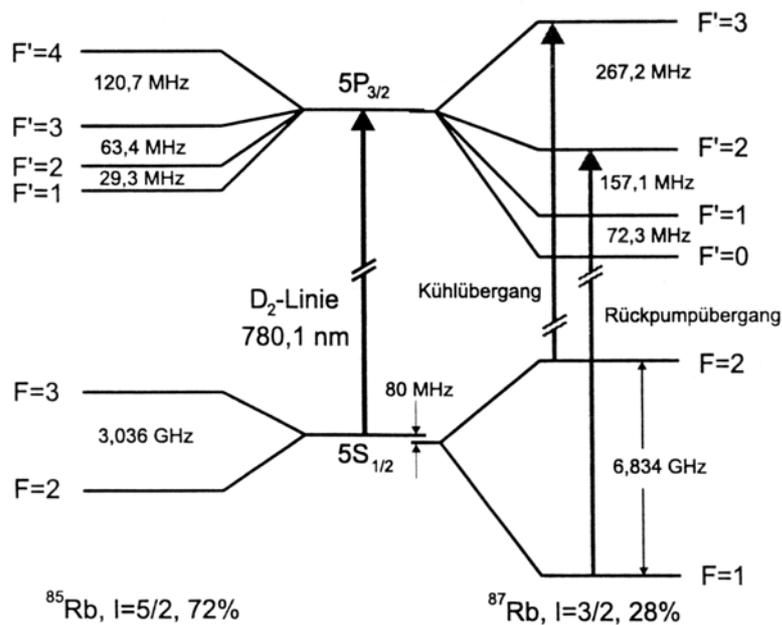


Abbildung 4: Termschema der Rubidium-D₂-Linie, nach [She89]

Für das BEC-Experiment sind insbesondere die Hyperfeinübergänge $F=2 \rightarrow F'=3$ und $F=1 \rightarrow F'=2$ von ^{87}Rb relevant.

Im Folgenden soll beschrieben werden, wie sich mit Hilfe spektroskopischer Methoden Diodenlaser auf Frequenzen im Bereich dieser Übergänge stabilisieren lassen.

3.2.2. Aufbau und Funktionsweise einer Sättigungsspektroskopie

Abbildung 5 zeigt beispielhaft den schematischen Aufbau einer Sättigungsspektroskopie von Rubidium zum Zwecke der Frequenzstabilisierung.

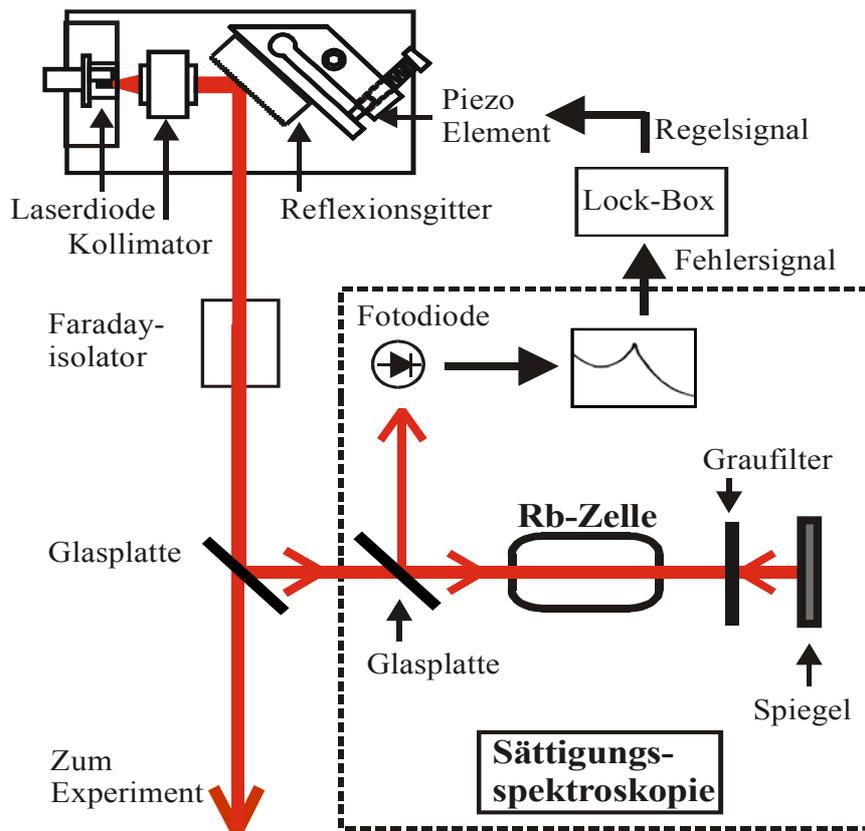


Abbildung 5: Aufbau einer Sättigungsspektroskopie zur Laser-Frequenzstabilisierung

Der Lichtstrahl des Diodenlasers durchläuft zunächst einen Faraday-Isolator, der eine Rückreflexion von Licht in die Laserdiode verhindert und damit die Diode vor Zerstörung und unerwünschter Rückkopplung schützt. Ein Teil des Laserstrahls wird durch eine Glasplatte aus dem Strahlengang ausgekoppelt und als sogenannter Pumpstrahl durch eine Glaszelle mit Rubidiumdampf geführt. Nach dem Durchgang durch die Zelle wird der Strahl abgeschwächt und zurückreflektiert. Als sogenannter Probestrahl durchläuft er die Zelle in entgegengesetzter Richtung, wird danach aus dem Strahlengang ausgekoppelt und von einer Fotodiode detektiert. Moduliert man nun die Frequenz des emittierten Laserlichtes indem man auf den Piezo, welcher die Stellung des Reflexionsgitters steuert, ein Dreiecksignal gibt, so erhält man an der Fotodiode das typische Signal einer Sättigungsspektroskopie. Abbildung 6 zeigt am Beispiel ^{87}Rb ein solches Signal des Übergangs $F=2 \rightarrow F'=1, 2, 3$, der D_2 -Linie ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$).

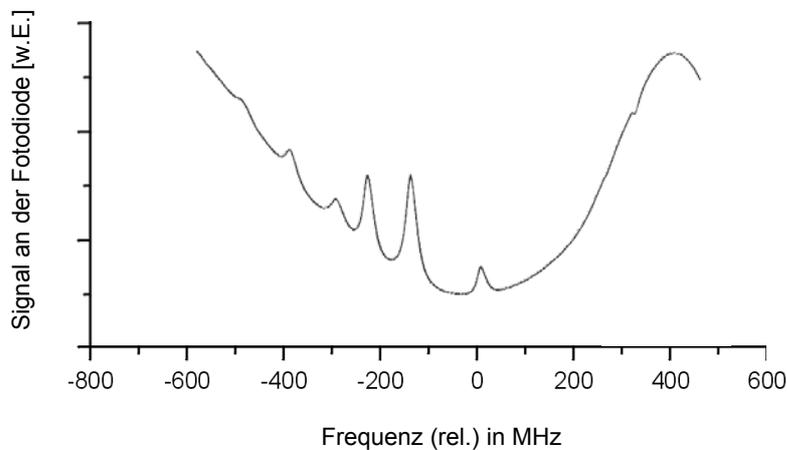


Abbildung 6: Sättigungsspektrum von ^{87}Rb , Nullpunkt der Frequenzachse kennzeichnet den Übergang $F=2 \rightarrow F'=3$ der D_2 -Linie

Man erkennt das breite Dopplerprofil und darin die für die Sättigungsspektroskopie typischen linienförmigen Einbrüche (Sättigungsresonanzen), welche die Hyperfeinstruktur von Rubidium sichtbar machen. Eine Sättigungsresonanz tritt immer dann auf, wenn Pump- und Probestrahl (welche in entgegengesetzter Richtung durch die Glaszelle laufen) mit Atomen der gleichen Geschwindigkeitsklasse wechselwirken (Für Details vgl. [Dem93]).

3.2.3. Aktive Frequenzstabilisierung mittels der Sättigungsspektroskopie

An den Flanken dieser Sättigungsresonanzen hat der Graph eine hohe Steigung, d.h. die Spannung an der Fotodiode ändert sich stark mit Veränderung der Laserfrequenz. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, eine dieser Flanken zur Erzeugung eines Fehlersignals zur Frequenzstabilisierung auszunutzen.

In der Praxis wird diese Aufgabe von einer sogenannten „Lock-Box“ übernommen; sie steuert die Gitterstellung des Lasers in Abhängigkeit der von der Fotodiode abgegebenen Spannung. Man wählt diejenige Sättigungsresonanz aus, deren Flanke im gewünschten Frequenzbereich liegt. Mittels einer Offsetspannung, die auf den das Reflexionsgitters steuernden Piezo gegeben wird, bringt man die Laserfrequenz auf einen Punkt im Bereich dieser Flanke.

Entfernt sich die Laserfrequenz von diesem Punkt, erhöht bzw. senkt sich die Spannung an der Fotodiode aufgrund der steilen Flanke der Resonanz.

Ein in der Lock-Box integrierter PI-Regler wirkt Spannungsänderungen an der Fotodiode durch Verändern der Gitterstellung entgegen und versucht somit, das Fehlersignal immer auf dem definierten Punkt zu halten (technische Details hierzu finden sich in [Wie91], [Mac92]).

Ein Driften der Laserfrequenz wird so durch die aktive Regelung des Gitters verhindert.

Die oben beschriebene Methode zur Laserstabilisierung weist einige entscheidende Nachteile auf:

- a) Das Fehlersignal wird aus dem Signal einer einzigen Fotodiode gewonnen. Deren Ausgangsspannung ändert sich jedoch nicht nur mit der Frequenz des Lasers, sondern auch mit dessen optischer Leistung. Diese ist jedoch keinesfalls konstant, sondern verändert sich mit dem Strom und der Temperatur der Laserdiode. Zudem wird die optische Leistung an der Fotodiode von vielen weiteren Faktoren wie zum Beispiel der Justierung des optischen Aufbaus beeinflusst. Jegliche Driften dieser Faktoren verschieben den Nullpunkt des Fehlersignals und damit die Sollfrequenz der Regelschaltung, was die Korrektur mit einer weiteren Photodiode (Referenzphotodiode) nötig macht.
- b) Oft möchte man den Laser genau auf die Frequenz eines Hyperfeinübergangs stabilisieren. Diese Frequenz entspricht aber genau dem Peak der jeweiligen Sättigungsresonanz und ist damit nicht als Frequenz-Sollwert geeignet. Ohne zusätzliche Maßnahmen kann der Laser also nur auf benachbarte Frequenzen stabilisiert werden.
- c) Der Frequenzbereich der Sättigungsresonanz-Flanken ist sehr klein (Größenordnung ca. 30 MHz), daraus resultiert ein sehr kleiner „Einfangbereich“ der Regelschaltung. Kleinste Störungen, so zum Beispiel Erschütterungen des optischen Aufbaus, bringen die Laserfrequenz außerhalb dieses Einfangbereiches und machen damit ein erneutes manuelles Abstimmen auf die richtige Flanke notwendig.
- d) Um den Einfangbereich zumindest erträglich groß zu erhalten, muß als Sollwert des Regelkreises ein Punkt möglichst nahe der Mitte einer Flanke gewählt werden. Dies schränkt die freie Wahl der Sollfrequenz stark ein.

Nachteil a) und b) der obigen Auflistung kann vermieden werden, wenn statt der Sättigungsspektroskopie die sogenannte Polarisationspektroskopie zum Einsatz kommt (eine detaillierte Beschreibung der Polarisationspektroskopie findet sich in [Dem93]).

Ein Verfahren, welches keines der oben genannten Nachteile besitzt, soll im Folgenden beschrieben werden.

3.3. Das DAVLL

3.3.1. Aufbau und Funktionsweise eines DAVLL

Eine weitere Methode zur Laserstabilisierung ist das DAVLL (Dichroic Atomic Vapor Laser Lock); Abbildung 7 zeigt den schematischen Aufbau [Cor98] [Yas00] [Bev01].

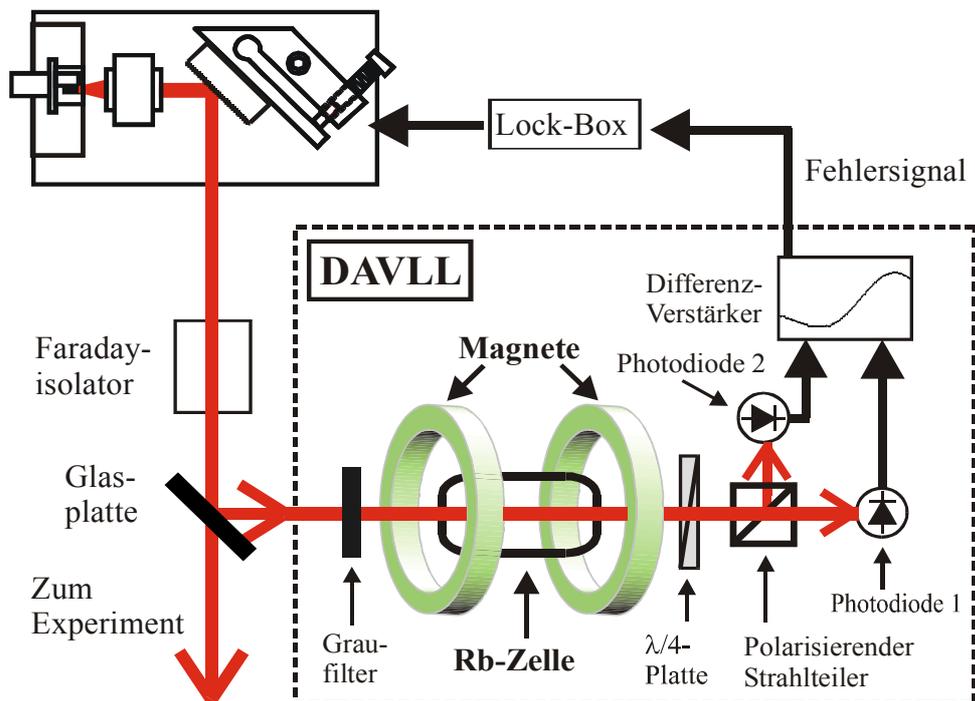


Abbildung 7: Aufbau eines DAVLL zur Laser-Frequenzstabilisierung

Der durch den Faraday-Isolator linear polarisierte Laserstrahl durchläuft bei dieser Methode die Glaszelle mit Rubidiumdampf nur einmal und wird hinter der Zelle durch eine $\lambda/4$ -Platte mit nachgeschaltetem polarisierendem Strahlteiler in einen σ^+ - und einen σ^- -Anteil aufgespalten. Beide Komponenten werden getrennt durch zwei Fotodioden detektiert. Mit Hilfe eines nachgeschalteten Differenzverstärkers wird die Differenz der beiden Fotodioden-Ausgangssignale gebildet. Dieses Differenzsignal wird auf den Eingang der Lock-Box gegeben.

Die Glaszelle steht bei diesem Aufbau im (ca. 100 Gauß starken) Magnetfeld zweier Ringmagneten, die vor und hinter der Zelle platziert sind. Die Funktionsweise des DAVLL-Aufbaus erklärt sich wie folgt:

Hinter dem Faraday-Isolator liegt linear polarisiertes Laserlicht vor; linear polarisiertes Licht kann man als Überlagerung von σ^+ - und σ^- -Licht betrachten. Der Lichtstrahl durchläuft die mit Rubidiumdampf gefüllte Glaszelle; ist er mit einem optischen Übergang der Rb-Atome in der Zelle resonant, so werden diese angeregt, und bei σ^+ -Licht (σ^- -Licht) unterliegen sie der Auswahlregel $\Delta m_F = +1$ ($\Delta m_F = -1$).

Durch das Magnetfeld ist die Entartung der m_F -Unterzustände aufgehoben (Zeeman-Effekt). Die Abbildung 8 zeigt schematisch die differentielle Zeeman-Aufspaltung der m_F -Unterzustände und die möglichen Übergänge für zirkular polarisiertes Licht von $F=2 \rightarrow F'=3$.

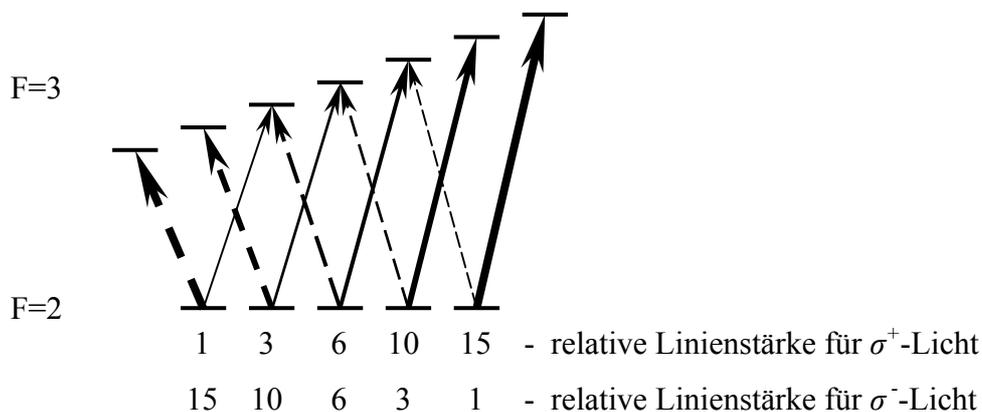


Abbildung 8: Schematische Darstellung der differentiellen Zeeman-Aufspaltung von Rubidium mit den möglichen Übergängen für zirkular polarisiertes Licht von $F=2 \rightarrow F'=3$

Die von σ^+ -Licht anregbaren Übergänge sind mit durchgezogenen Pfeilen dargestellt, gestrichelte Pfeile kennzeichnen die von σ^- -Licht anregbaren Übergänge. Die relative Linienstärke ist nicht für alle Übergänge gleich, dies ist in der Abbildung durch unterschiedlich starke Pfeile gekennzeichnet. Bei genauer Betrachtung der Linienstärken fällt auf, daß von σ^+ -Licht im Mittel eher die energiereicheren, von σ^- -Licht dagegen eher die energieärmeren Zustände angeregt werden; die Doppler-Profile für die Absorption der beiden Komponenten sind deshalb auf der Frequenzachse leicht gegeneinander verschoben (siehe Abbildung 9).

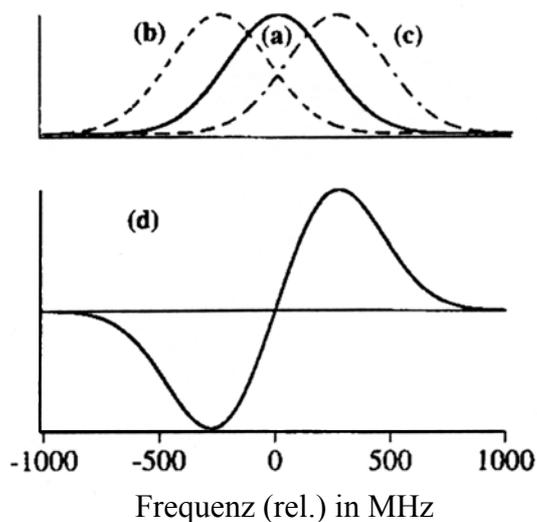


Abbildung 9: Absorption von zirkular polarisiertem Licht in einer Rubidiumdampfzelle, nach [Cor98]
 a) Eine dopplerverbreiterte Absorptionsstruktur von Rb in Abwesenheit eines Magnetfeldes
 b) Die gleiche Struktur bei Anwesenheit eines Magnetfeldes von ca. 100 Gauß
 c) Wie b), nur mit Licht entgegengesetzter Polarisation
 d) Die Differenz zwischen c) und b)

3.3.2. Aktive Frequenzstabilisierung mittels eines DAVLL

Bildet man die Differenz beider Dopplerprofile, so erhält man eine dispersive Struktur; Abbildung 9d) zeigt ein Beispiel für ein solches Differenzsignal, aufgenommen bei einem Magnetfeld von ca. 100 Gauß. Die steile Flanke dieses Signals kann nun als Fehlersignal für die Steuerung des Reflexionsgitters verwendet werden.

Ein Vorteil dieser Methode ist, daß durch die Differenzbildung Schwankungen der optischen Leistung an den Fotodioden auf das Fehlersignal keinen Einfluß haben, da sie auf beiden Fotodioden das gleiche Vorzeichen haben und sich damit bei der Differenzbildung zu Null addieren.

Betrachtet man die Frequenzachse in Abbildung 9d), so wird ein weiterer Vorteil der DAVLL-Methode deutlich: Der Frequenzbereich der dispersiven Flanke und damit der Einfangbereich des Regelkreises liegt hier bei ca. 500 MHz. Er übersteigt also den Einfangbereich der vorher beschriebenen Methode um über eine Größenordnung. Gleichzeitig ist der Anstieg der Flanke vergleichbar mit dem einer Sättigungsresonanz, da die Dopplerberge des Differenzsignals zwar verhältnismäßig weit auseinander liegen, aber auch vergleichsweise sehr hoch sind. Der große Einfangbereich des Regelkreises macht den DAVLL-stabilisierten Laser sehr robust gegenüber Umgebungseinflüssen.

Die DAVLL-Methode ist damit eine mit geringem Aufwand zu realisierende Methode, die keine der in Kapitel 3.2.3. aufgeführten Nachteile besitzt.

Aufgrund des großen Einfangbereiches kann der Sollwert der Regelschaltung und damit die gewünschte Aufgangsfrequenz in einem recht großen Bereich um den atomare Übergang justiert werden. Ein Nachteil ist dabei jedoch die Tatsache, daß man ohne zusätzliche Maßnahmen die absolute Frequenz des eingestellten Sollwertes nur mit einer durch Doppler-Verbreiterung limitierten Genauigkeit bestimmen kann.

4. Der Laseraufbau des BEC-Experimentes

4.1. Die benutzten Diodenlaser

In dem Versuchsaufbau unseres BEC-Experimentes kommen insgesamt vier Diodenlasersysteme zum Einsatz; dabei handelt es sich zweimal um den Typ DL 100 der Firma TUI-Optics, einen „tapered amplifier“ der Firma TUI-Optics und einen Eigenbau. Alle 5 Modelle sind gitterstabilisierte Diodenlaser, aufgebaut in Littrow-Anordnung.

Drei der Lasersysteme werden direkt für das Experiment benötigt, sie sind mit einem DAVLL frequenzstabilisiert. Der vierte Laser dient als Referenzlaser („Master-Laser“); die Frequenz dieses Lasers wird mittels Sättigungsspektroskopie mit einer Genauigkeit von 1 MHz bestimmt. Da, wie schon oben beschrieben, die genauen Frequenzen der abstimmbaren DAVLL-Sollwerte nicht ohne weiteres bekannt sind, wird der Masterlaser als Vergleichsreferenz benutzt. Dazu wird das Gitter des Masterlasers mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie so abgestimmt, daß der Laser mit der Frequenz einer Hyperfeinstrukturlinie emittiert.

Dies geschieht manuell, indem man wieder ein Dreiecksignal auf dessen Reflexionsgitter legt (sogenannter Scan-Betrieb) und sich auf dem Oszilloskop das Signal der Spektroskopie anzeigen läßt. Durch Verändern von Offset und Steigung der Dreiecksrampe kann man den Scanbereich um eine gewünschte Hyperfeinstrukturlinie immer weiter einengen. Dies geschieht, bis schließlich der Laser nur noch mit der Frequenz der gewählten Hyperfeinstrukturlinie emittiert. Die Laserfrequenz driftet natürlich mit der Zeit, besitzt aber kurzzeitig einen bekannten Wert.

Nun wird die Frequenz des Masterlasers mit der eines zum Experiment gehörenden, DAVLL-stabilisierten Lasers verglichen. In der Praxis wird dies dadurch realisiert, daß man von beiden Lasern einen schwachen Strahl auskoppelt und beide Strahlen auf einer schnellen Fotodiode überlagert; die Abbildung 10 zeigt den schematischen Aufbau.

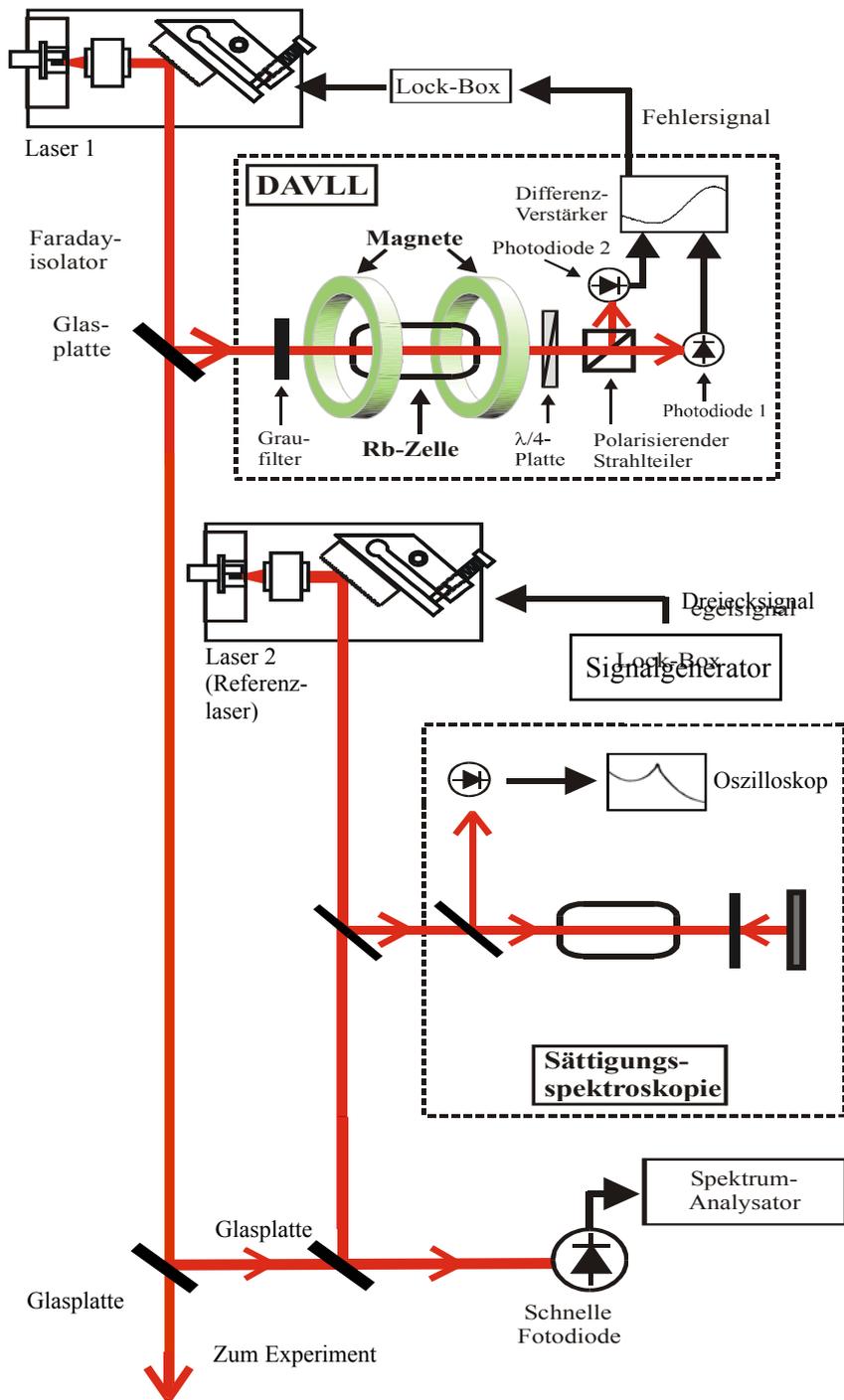


Abbildung 10: Frequenzvergleich eines für das BEC-Experiment benötigten Diodenlasers mit einem Referenzlaser; die Differenzfrequenz beider Laser ist auf dem Spektrumanalysator direkt ablesbar

Sind die Frequenzen beider Laser verschieden, bildet sich eine optische Schwebung und damit ein Signal an der Fotodiode, dessen Frequenz genau der Differenz beider Laserfrequenzen entspricht. Dieses Vergleichssignal (Beat-Signal) wird auf einem Spektrumanalysator angezeigt und man kann nun den Sollwert des DAVLL auf die Frequenz einstellen, die der gewünschten Differenzfrequenz beider Laser entspricht.

Dies wird nacheinander mit jedem der drei Laser des Experimentes gemacht und damit alle Laser auf eine definierte Frequenz abgestimmt und stabilisiert.

4.2. Die verwendeten DAVLL-Aufbauten

Die verwendeten DAVLL entsprachen vor Beginn dieser Arbeit weitgehend dem in Kapitel 3.3.1. skizzierten Aufbau.

Im praktischen Betrieb zeigt dieser Aufbau jedoch einige Schwächen, die den Wunsch nach Verbesserungen aufkommen lassen. Im Einzelnen treten folgende Probleme auf:

- a) Durch die offene Magnetfeldkonstruktion (die Ringmagnete sind offen vor und hinter der Glaszelle auf dem Tisch montiert) herrscht in der Umgebung der DAVLL-Magnete ein störend hohes magnetisches Streufeld.
- b) Temperaturschwankungen im Labor verändern den Sollwert des Regelkreises. Eine Langzeitmessung der Beatfrequenz zweier DAVLL-stabilsierter Laser über einen Zeitraum von 26 Stunden zeigt die Abbildung 11. Parallel zur Beatfrequenz wurde die Temperatur in unmittelbarer Nähe eines der (räumlich voneinander getrennt aufgestellten) DAVLL-Aufbauten aufgenommen. Zu sehen ist eine deutliche Korrelation zwischen Temperatur und Beatfrequenz. Ein Grund dafür könnte in der Temperaturabhängigkeit der Permanentmagneten-Feldstärken liegen; des weiteren ist nicht auszuschließen, daß die Fenster der Glaszelle temperaturabhängig-doppelbrechende Eigenschaften besitzen.
- c) Durch die getrennte Montage der einzelnen Baugruppen (wie Magnete, Glaszelle, $\lambda/4$ -Platte) ist ein Verändern des optischen Aufbaus zeitaufwendig, da alles einzeln neu montiert und justiert werden muß. Wünschenswert wäre eine kompakte Einheit, die möglichst viele zum DAVLL gehörenden Baugruppen enthält und sich als Ganzes montieren läßt.

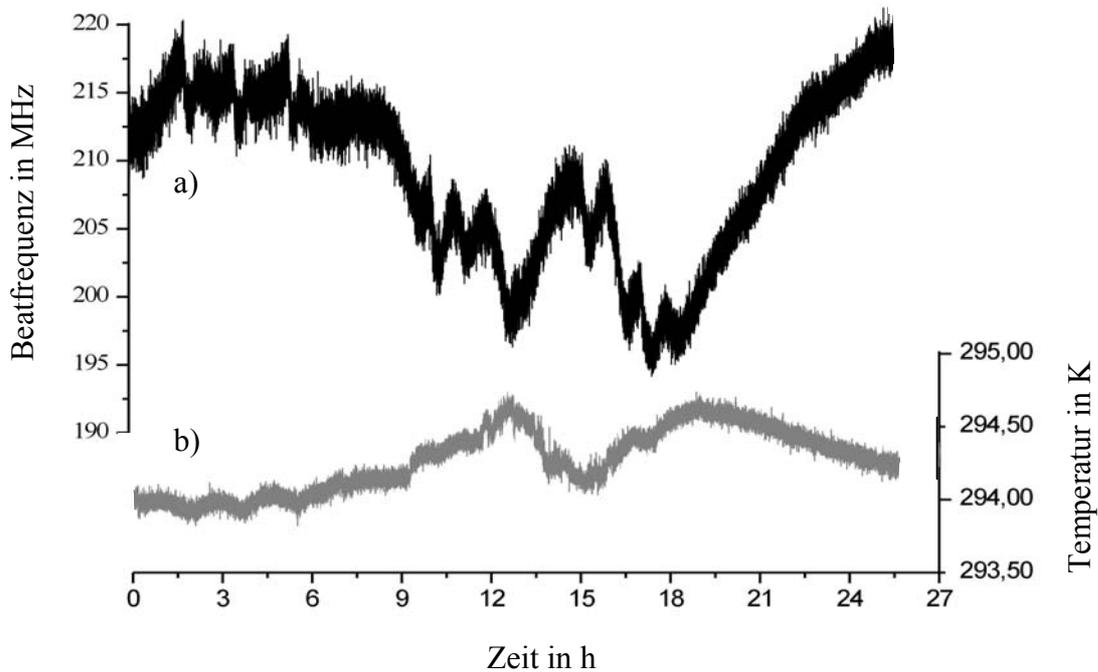


Abbildung 11: Langzeit-Beatmessung zweier DAVLL-stabilisierter Laser (alter Aufbau)
 a) Beatfrequenz beider Laser
 b) Temperatur in unmittelbarer Nähe eines der DAVLL-Aufbauten

Ein möglicher Lösungsansatz zu a) ist eine magnetische Abschirmung aus weichmagnetischem Material, die den Bereich Ringmagneten und Zelle komplett umschließen muß. Eine vergleichsweise einfache Realisierung einer solchen Abschirmung ist eine geschlossene Tonne aus Weicheisen, in deren Innenraum Glaszelle und Ringmagnete plaziert sind. Bringt man diese Tonne mittels temperaturgeregelter Heizung auf eine konstante, von der Umgebung unabhängige Temperatur, so stellt dies einen Lösungsansatz zu Problem b) dar. Schließlich kann Problem c) dadurch begegnet werden, daß man möglichst viele weitere Baugruppen in die Konstruktion mit integriert.

5. Das magnetisch abgeschirmte und temperaturstabilisierte DAVLL

Wie im vorigen Kapitel aufgezeigt, sollten mittels einer temperaturstabilisierten magnetischen Abschirmung von Magneten und Zelle einige Probleme des alten DAVLL-Aufbaus zu beseitigen sein.

Die Entwicklung einer solchen Konstruktion soll im Folgenden beschrieben werden.

5.1. Anforderungen an die Konstruktion

Die oben beschriebene Konstruktion muß vielfältigen Anforderungen gerecht werden. So soll sie das Magnetfeld, welches die Ringmagneten umgibt, nach außen hin deutlich abschwächen; gleichzeitig soll im Bereich der Glaszelle ein möglichst homogenes Feld herrschen, damit alle Atome in der Zelle eine ähnliche Zeeman-Aufspaltung erfahren und sich eine kontrastreiche dispersive Struktur ergibt. Das Magnetfeld im Bereich der Zelle sollte entsprechend Untersuchungen in [Krü98] im Bereich von etwa 100-200 Gauß liegen.

Auf diese Parameter kann man durch geeignete Wahl des Materials von Tonne und Magneten Einfluß nehmen; des weiteren spielen die Abmessungen der Tonne und der Magnete eine wichtige Rolle. Allerdings sollten die Ausmaße aus praktischen Gründen so kompakt wie möglich ausfallen.

Schließlich muß die im Inneren der Tonne plazierte Zelle an einem Punkt ihrer Glaswand eine niedrigere Temperatur als die übrige Konstruktion besitzen (Kältepunkt), um so einen definierten Kondensationspunkt zu schaffen. Rubidium besitzt eine Schmelztemperatur von $38,9^{\circ}\text{C}$; in der Glaszelle herrscht somit bei Raumtemperatur ein Gleichgewicht zwischen festem und gasförmigen Rubidium. Ohne definierten Kältepunkt besteht die Gefahr, daß sich bei einem eventuellen Abkühlen der Konstruktion Rubidium an den Fenstern niederschlägt und so den Strahlengang behindert.

5.2. Entwurf der Weicheisentonne

5.2.1. Konstruktionsmerkmale und Materialien

Unter Berücksichtigung der oben beschriebenen Anforderungen sieht der Konstruktionsentwurf wie folgt aus (Abbildung 12 zeigt die entsprechende Skizze).

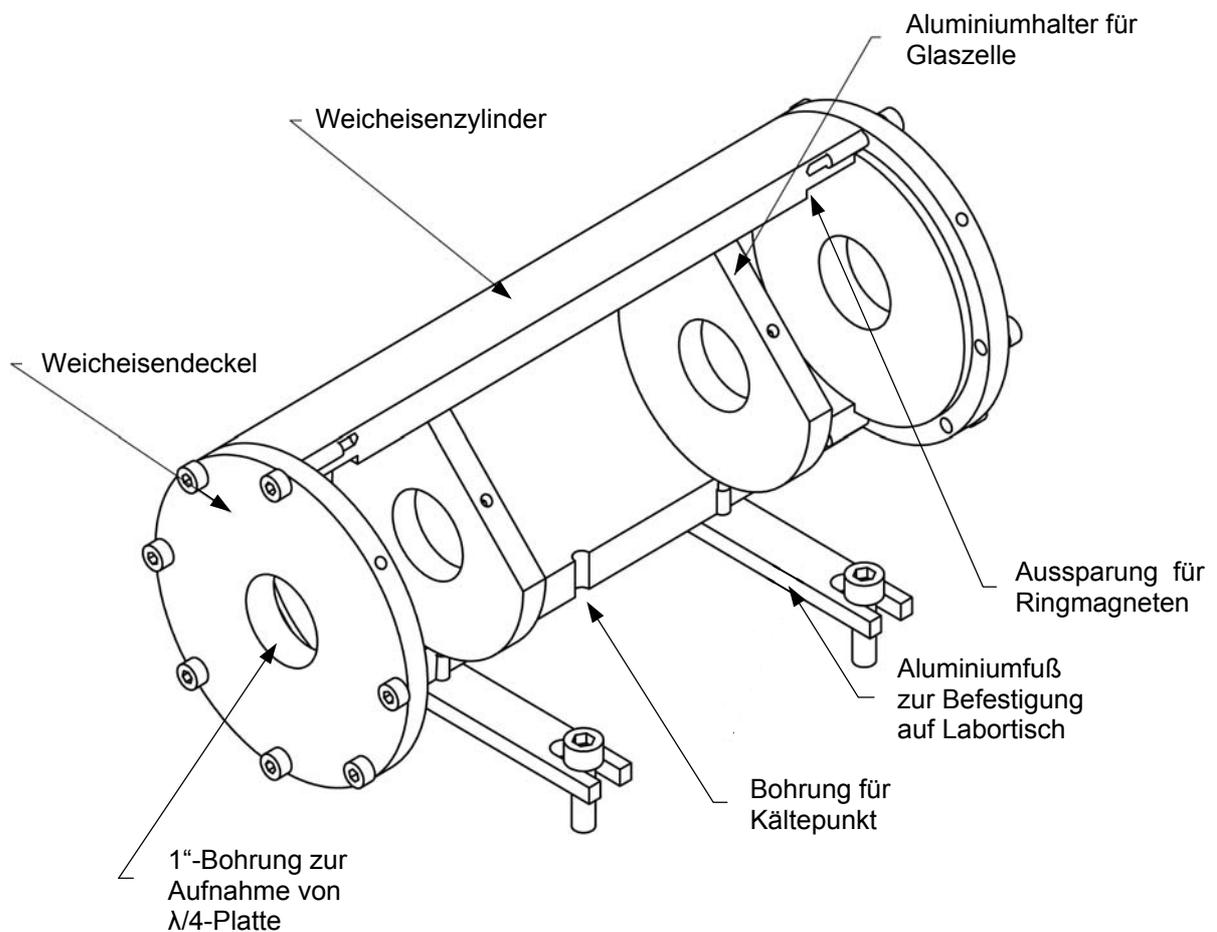


Abbildung 12: Konstruktionsentwurf einer Weicheisentonne, welche zur magnetischen Abschirmung und Temperaturstabilisierung eines DAVLL-Aufbaus dienen soll

Kernstück ist ein Zylinder aus Weicheisen (in der Skizze halb aufgeschnitten dargestellt), dessen Enden mit Scheiben aus Weicheisen verschlossen sind. Um einen möglichst guten magnetischen Fluß innerhalb des Eisens zu bewirken, ist an den Enden des Zylinders eine innenliegende Aussparung vorgesehen, in die ein Teil des Deckel eingepaßt ist. Die Deckel werden mittels jeweils 7 Schrauben fest mit dem Zylinder verbunden.

In eine weitere, breitere Aussparung, ebenfalls an den beiden Enden des Zylinders, sollen die ringförmigen Magneten eingesetzt werden. In der Mitte der Konstruktion soll die Glaszelle mit Hilfe ringförmiger Aluminiumhalter fixiert werden (sie sollen in der Praxis abweichend von der Skizze mittig in einem Abstand von ca. 3 cm eingesetzt werden und so die 5 cm lange Glaszelle umschließen; die Glaszelle wird innerhalb der Halter mittels Madenschrauben befestigt).

Eine Bohrung an der Unterseite der Zylinderwand bietet die Möglichkeit, mit Hilfe eines Metallstiftes, welcher von außen auf die Glaszelle drückt und wärmeleitend mit dem Labortisch verbunden ist, einen Kondensationspunkt zu schaffen.

Die Deckel besitzen mittig Bohrungen, durch die der Laserstahl geführt werden kann. Die Bohrungen besitzen 1“ Durchmesser, um eine entsprechend gefaßte $\lambda/4$ -Platte und evtl. einen Strahlabschwächer direkt in die Bohrung einzusetzen und mit einer Madenschraube zu fixieren.

Schließlich sind angeschraubte Aluminiumfüße vorgesehen, die eine Befestigung der Tonne auf dem Labortisch ermöglichen.

Als Material für Zylinder und Deckel bietet sich weicher Baustahl der Bezeichnung „St 37“ oder „St 52“ an, der ausreichend gute weichmagnetische Eigenschaften bei geeignet hoher Sättigungsfeldstärke und günstigem Preis bietet; für die im Rahmen dieser Arbeit gefertigten Tonnen findet St 52-Stahl Verwendung.

5.2.2. Die Abmessungen der Tonne und Magnetfeldberechnung

Nachdem die Tonne alle konstruktiven Merkmale besitzt, um die gestellten Anforderungen zu erfüllen, ist der nächste Schritt die Festlegung der Abmessungen. Eine wichtige in Kapitel 5.1. gestellte Forderung ist ein möglichst homogenes Magnetfeld im Bereich der Glaszelle. Auf diese Homogenität hat natürlich die Länge des Zylinders und damit der Abstand der Magneten ebenso eine Auswirkung wie der Magnetdurchmesser und das Verhältnis Innen-/Außendurchmesser der Magneten. All diese Parameter bestimmen auch die absolute

magnetische Feldstärke im Bereich der Zelle, welche, wie in Kapitel 5.1 gefordert, ca. 100-200 Gauß betragen soll.

Um die oben beschriebenen Parameter zu optimieren, soll der Verlauf der magnetischen Flußdichte \vec{B} innerhalb der Tonne für unterschiedliche Abmessungen berechnet werden.

Die Flußdichte \vec{B} berechnet sich aus dem Vektorpotential \vec{A} gemäß der Formel:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

In unserem Fall handelt es sich um ein statisches Problem. Deshalb ist es möglich, ein skalares magnetisches Potential Φ zu definieren mit [Jack62]:

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\Phi$$

und:

$$\Delta\Phi = 0$$

Formal ist unser Problem äquivalent zum klassischen elektrostatischen Problem einer gegebenen Ladungsverteilung und einem dazu gesuchten elektrischen Feld \vec{E} .

Es ist also möglich und sinnvoll, unseren Fall wie ein elektrostatisches Problem zu behandeln, denn zum Lösen eines solchen Problems sind viele Methoden bekannt.

Konkret heißt das für unseren Fall: Gegeben ist eine Oberflächenladungsdichte durch:

$$\sigma = \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_r \quad (H_r = \text{Remanenzfeld})$$

Dabei gehen wir näherungsweise für das Metall der Tonne von einer unendlich großen Permeabilität μ_r aus (die Permeabilität des verwendeten Stahls beträgt $\mu_r \approx 4000$); in der elektrostatischen Analogie entspricht dies einem idealen Leiter.

Für das Feld in der Tonne gelten folgende Randbedingungen: Am Magneten handelt es sich aufgrund des bekannten Feldes um eine Neumann-Bedingung [Jack62]; am Metall um eine Dirichlet-Bedingung [Jack62], denn aus der Annahme $\mu_r \rightarrow \infty$ folgt die Konstanz des Potentials.

Das Paper [Ric94] zeigt nun eine effiziente numerische Methode auf, um ein selbstkonsistentes Feld zu den obigen Randbedingungen zu finden. Auf diese Art und Weise kann der Verlauf der magnetischen Flußdichte \vec{B} innerhalb der Tonne für unterschiedliche Abmessungen berechnet werden.

Als Berechnungsgrundlage dienen ferner die Remanenz unterschiedlicher Magnetwerkstoffe, die [Fahr99] entnommen werden.

Tendenziell zeigt sich, daß große Abstände, große Außen- und kleine Innendurchmesser der Magneten einen positiven Einfluß auf die Homogenität des Magnetfelds im Bereich der Zelle haben.

Große Abstände der Magneten widersprechen allerdings der Forderung nach kompakten Abmessungen genauso wie große Magnetdurchmesser. Zudem sollte aus praktischen Gründen der Radius der Tonne die im Laboraufbau übliche Strahlhöhe von 5 cm nicht überschreiten.

Bei der Wahl von Außen- und Innendurchmesser der Ringmagnete ist man außerdem auf die von den Magnetherstellern angebotenen Standarttypen beschränkt, da eine Maßanfertigung den finanziellen Rahmen sprengen würde.

Es gilt somit, einen geeigneten Kompromiß zu finden. Für einen Magnet-Außenradius von 72 mm bei einem Abstand der Magneten von 160 mm sind die zu erwartenden Außenmaße der Tonne für den Laboraufbau noch gerade vertretbar. Die Firma Fahrenkemper bietet Ringmagneten aus Barium-Ferrit mit einem Außendurchmesser von 72 mm, einem Innendurchmesser von 32 mm und einer Höhe von 15 mm an. Abbildung 13 zeigt den berechneten Feldlinienverlauf innerhalb der Tonne unter Verwendung dieser Magnete.

Im Bereich der Rubidium-Glaszelle berechnet sich die magnetische Flußdichte zu einem akzeptablen Mittelwert von 157 Gauß mit einer maximalen Abweichung von 26 Gauß.

Erfreulich ist, daß eine ausreichend hohe Feldstärke ohne die Verwendung teurer Seltenerd-Permanentmagnete erreicht werden kann.

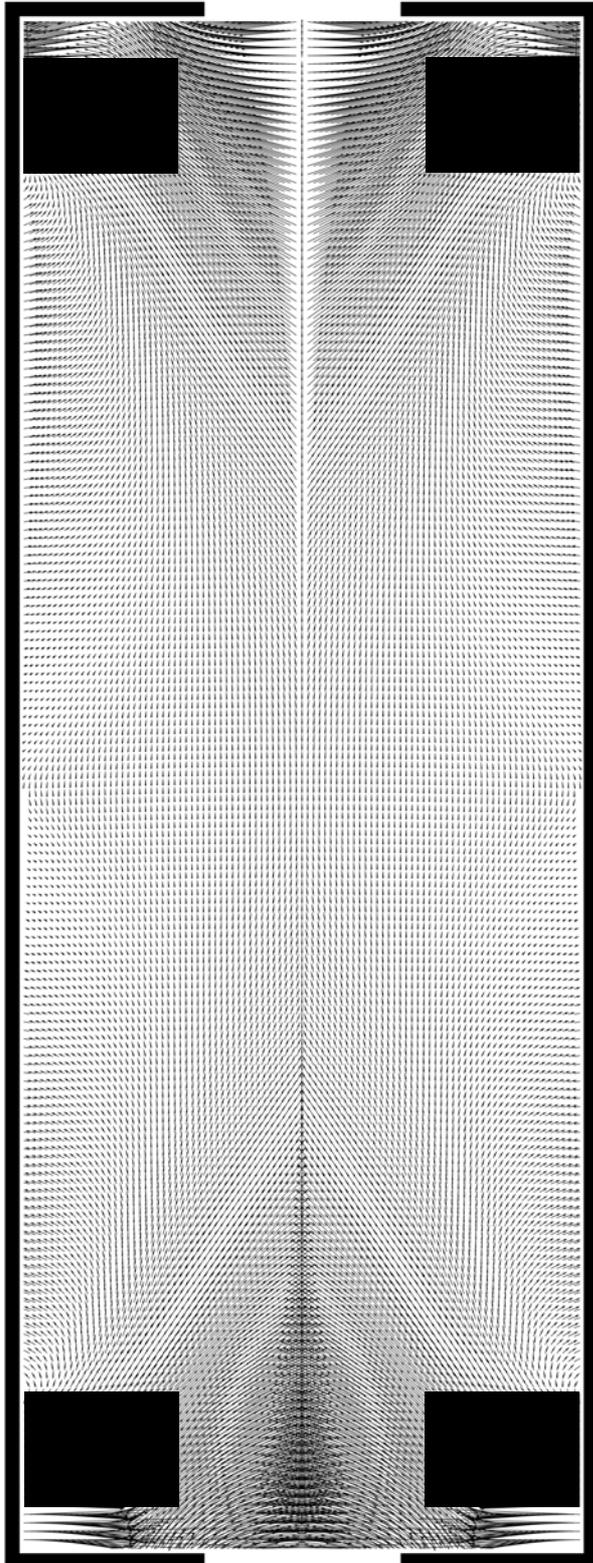


Abbildung 13:

Die Abbildung zeigt den Verlauf der magnetischen Feldlinien innerhalb der Tonne. Die Feldlinien werden durch Pfeile dargestellt, deren Länge der Magnetfeldstärke und deren Ausrichtung der Ausrichtung des Magnetfeldes am jeweiligen Punkt entspricht.

5.3. Konstruktionszeichnungen

Unter Berücksichtigung der oben beschriebenen Konstruktionsmerkmale und Abmessungen können die endgültigen Konstruktionszeichnungen erstellt werden. Diese zeigt Abbildung 14-15.

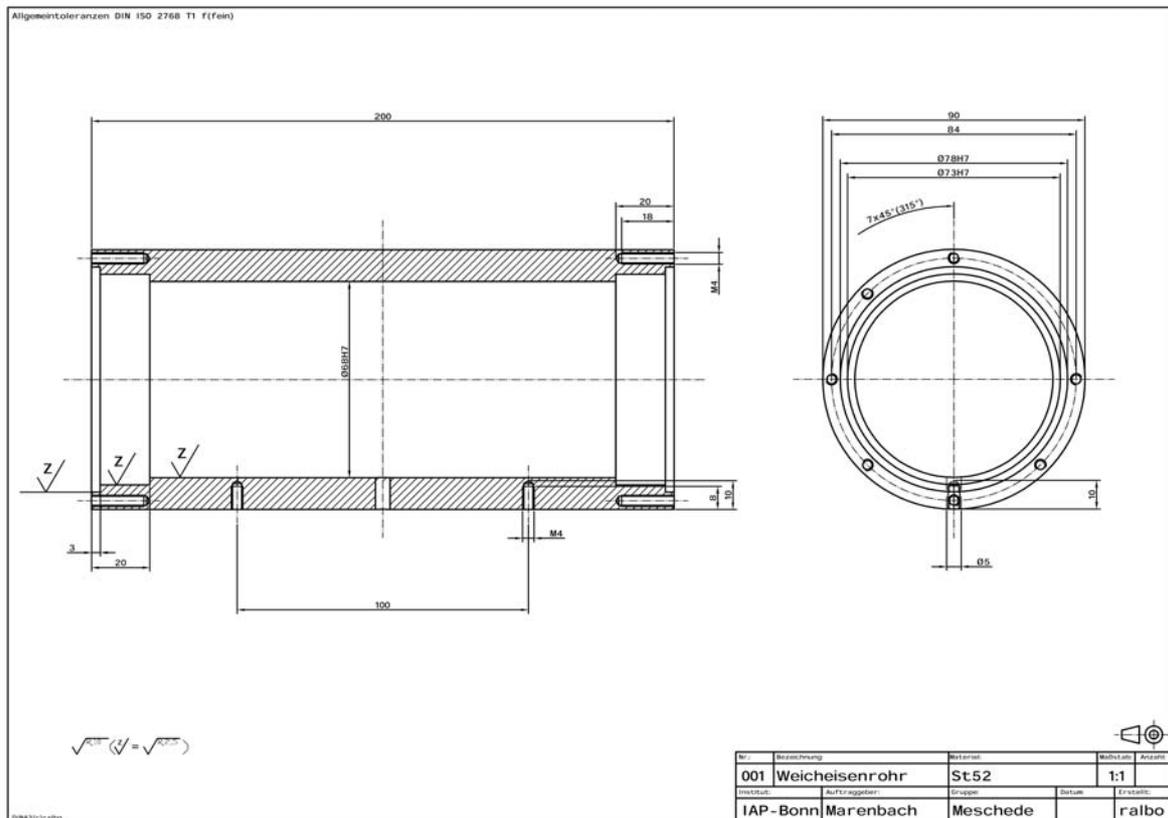


Abbildung 14: Konstruktionszeichnung des Weicheisenzylinders mit Maßangaben

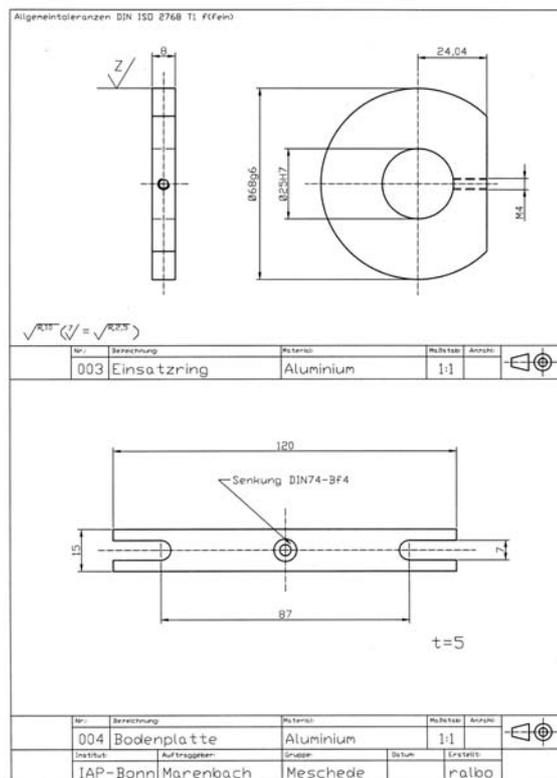
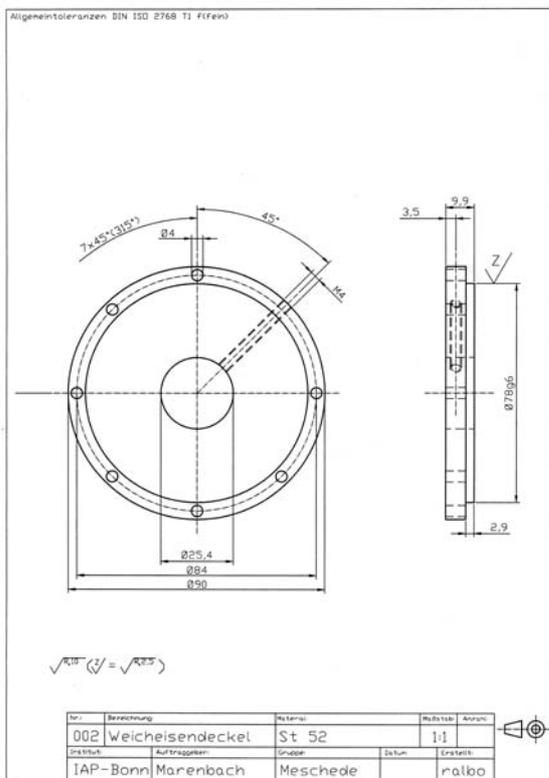


Abbildung 15: Konstruktionszeichnungen der Weicheisendeckel, Glaszellen-Aluminiumhalter und Aluminiumfüße mit Maßangaben

5.4. Temperaturstabilisierung

Um der Anforderung nach möglichst geringen Temperaturschwankungen im Bereich der Magnete und der Zelle nachzukommen, bietet es sich an, die komplette Tonne auf eine stabile Temperatur zu bringen. Die einfachste Realisierungsmöglichkeit besteht darin, die Tonne auf einige Grade über die höchste anzunehmende Umgebungstemperatur zu erwärmen und auf diese Temperatur mittels einer elektronischen Regelschaltung zu stabilisieren. In unserem Fall liegt diese Temperatur bei ca. 308 K und damit etwa 10 K über der mittleren Labortemperatur.

Um ein Driften der stabilisierten Laserfrequenz auf einen wünschenswerten Bereich < 2 MHz zu begrenzen, muß gemäß Abbildung 11 die Temperatur der Tonne auf $1/10$ K stabil sein.

Zur elektronischen Temperaturstabilisierung bietet sich der im Labor vielfach verwendete „Standart-Temperaturcontroller“ an. Dieser besteht aus einem PI-Regler, welcher einen Ausgangstrom (in unserem Falle: Heizstrom) in Abhängigkeit eines (mittels angeschlossenen Temperaturfühlers) gemessenen Temperatur-Istwertes zu regeln vermag.

Das Heizen der Tonne kann mit Hilfe eines Heizstrom-durchflossenen Widerstandsdrahtes geschehen, der außen auf den Metallzylinder gewickelt wird.

Die Ausgangsstufe des Temperaturcontrollers kann bei einer Spannung von 5 V einen maximalen Strom von ca. 3 A liefern, d.h. die maximal mögliche Heizleistung beträgt $P = U \cdot I = 15 \text{ W}$. Da die zu erreichende Solltemperatur nur wenig über Zimmertemperatur liegt, bietet sich normaler Kupferlackdraht als Heizdraht an, dessen Isolierschicht bis ca. 100 °C beständig ist. Der niedrige ohmsche Widerstand von Kupfer ist hierbei kein Nachteil, da ja mit relativ niedriger Spannung von maximal 5 V geheizt werden soll. Neben der für unsere Zwecke ausreichend temperaturfesten Lackisolierung ist die bei der benötigten geringen Drahtstärke hohe Biegsamkeit vorteilhaft.

Damit die (aufgrund des Heizstroms entstehenden) störenden Magnetfelder nach außen hin minimiert werden, wird der Draht zweiadrig verzwirbelt und in den benachbarten Adern gegenläufig von Strom durchflossen.

Um die zur Verfügung stehende Heizleistung optimal auszunutzen, sollte der Heizdraht einen ohmschen Widerstand von etwa $R = U / I = 1,7 \Omega$ besitzen. Aus diesem Grund ist Kupferlackdraht mit einem Durchmesser von 0,315 mm geeignet, der bei Zimmertemperatur einen Gleichstromwiderstand von 0,22 Ω/m besitzt. Von diesem Draht sind ca. 7,5 m notwendig, um den gewünschten Gesamtwiderstand zu erreichen; das entspricht 3,75 m verdrehter Doppelleitung, was ca. 13,3 Wicklungen um den Metallzylinder von 9 cm Durchmesser ergibt.

Die Masse der Tonne beträgt ca. 10 kg. Um die vergleichsweise hohe thermische Masse trotz der relativ kleinen zur Verfügung stehenden Heizleistung auf die Solltemperatur von 308 K zu stabilisieren, müssen einige Maßnahmen ergriffen werden. So ist es nötig, die Zeitkonstante des von der PI-Regelschaltung verwendeten Integrators anzupassen. Aus der experimentellen Ermittlung der Zeitkonstante ergibt sich ein optimalen Wert von ca. 10 Sekunden. Außerdem wird die gesamte Tonne nach außen hin thermisch isoliert, dies kann mittels eines handelsüblichen Heizungsrohr-Isoliermantels geschehen. Die Isolierung verhindert eine hohe Abgabe von Heizleistung an die Umgebung und hält damit gleichzeitig äußere Temperaturschwankungen in gewissen Grenzen von der Tonne fern.

5.5. Zusammenbau der Konstruktion

Gemäß den obigen Überlegungen wird nun die Tonne aus den Metallteilen zusammengebaut, die entsprechend der Konstruktionszeichnung in Abbildung 14-15 gefertigt sind.

Der erste Schritt ist das Anbringen des Temperaturgebers an der Außenwand des Metallzylinders; er wird unter Verwendung von Wärmeleitpaste mit Epoxydharz-Kleber in der Nähe eines der Magneten befestigt.

Dann erfolgt das Aufwickeln des vorher verdrehten Heiz-Doppeldrahtes auf die Zylinderwand; durch strammes Aufwickeln wird ein guter thermischer Kontakt mit der Metallwand hergestellt und danach der Draht mit Klebeband und einem aufgespritzten Klarlack fixiert. Deckel und innere Zylinderwand werden ebenfalls mit Klarlack besprüht, um eine Korrosion des Stahls zu verhindern.

Danach wird die Glaszelle innerhalb der zwei dafür vorgesehenen Aluminiumhalter mit Hilfe von Kunststoffschrauben arretiert. Es hat sich gezeigt, daß eine schräge Halterung der Zelle innerhalb des Zylinders von Vorteil ist, um durch rücklaufende Laserstrahlreflexe Sättigungsspektroskopieähnliche Effekte zu vermeiden. Dies wird durch geeignetes Ausfräsen der Innenlöcher der Aluminiumhalter erreicht.

Halter und Zelle werden gemeinsam in die Mitte des Metallzylinders gebracht und die Halter mittels Epoxydharz mit der Zylinderwand verklebt. Jetzt werden die Ringmagnete von beiden Seiten in die entsprechenden Aussparungen eingesetzt und die Deckel mit dem Zylinder verschraubt. Zwischen Deckel und Magneten sorgen jeweils kleine Stücke aus Hartschaumstoff für einen festen Sitz der Magnetringe.

Nun wird die Schaumstoffisolation um die Tonne gelegt und mit Klebeband befestigt; in den Schaumstoff werden drei Löcher zu Anbringung der Aluminiumfüße und des Kältepunkts gebohrt.

Die Aluminiumfüße werden durch den Schaumstoff hindurch mittels Kunststoffschrauben thermisch isoliert mit der Tonne verschraubt.

Als Kältepunkt dient eine Messingschraube mit angelötetem Kupferblech, welche durch die entsprechende Bohrung von außen ins Zylinderinnere geführt wird und einen Punkt der Glaszellen-Außenwand berührt.

Durch eine geeignete Kunststoffführung wird die Schraube von dem Metall des Zylinders thermisch isoliert, an der Glaszelle sorgt Wärmeleitpaste für einen guten thermischen Kontakt.

Schließlich wird an einer Seite der Tonne die $\lambda/4$ -Platte in der Innenbohrung des Deckels mittels Madenschraube befestigt; an der anderen Seite findet der benötigte Graufilter seinen Platz.

5.6. Zusätzliche Frequenzstabilisierung durch Beeinflussung des Laserstroms

Wie schon beschrieben steuert das am Ausgang der Lock-Box bereitgestellte Regelsignal über den Piezokristall die Gitterstellung des jeweiligen Lasers und wirkt somit Frequenzfluktuationen entgegen. Durch die Trägheit der Anordnung können jedoch nur Schwankungen bis zu einer Grenzfrequenz von ca. 1 kHz ausgeregelt werden.

Um auch höherfrequente Schwankungen der Laserfrequenz zu kompensieren, bietet es sich an, zusätzlich den Strom der Laserdiode zu modulieren, welcher ja ebenfalls die Ausgangsfrequenz der Laserdiode mitbestimmt. Es existiert ein spezieller Modulationseingang der Laser-Stromstabilisierung; hier angelegte Spannungen verändern direkt den Laserstrom. Die maximal mögliche Modulationsfrequenz beträgt 100 kHz und wird bestimmt durch die Laserelektronik.

Um eine gegenseitige Beeinflussung auszuschließen, sollte der Laserstrom jedoch nur mit demjenigen Anteil des Regelsignals moduliert werden, der oberhalb der Grenzfrequenz der Anordnung Piezo/Reflexionsgitter liegt. Es wird also eine elektronische Schaltung benötigt, die einen Hochpaß mit einer Grenzfrequenz von ca. 1 kHz bietet. Zusätzlich sollte für eine optimale Anpassung die Amplitude des Signals regelbar sein; da das Ausgangssignal der Lock-Box eventuell das falsche Vorzeichen besitzt, ist ein Phasenumkehrschalter nötig. Die entsprechende Schaltung zeigt die Abbildung 16.

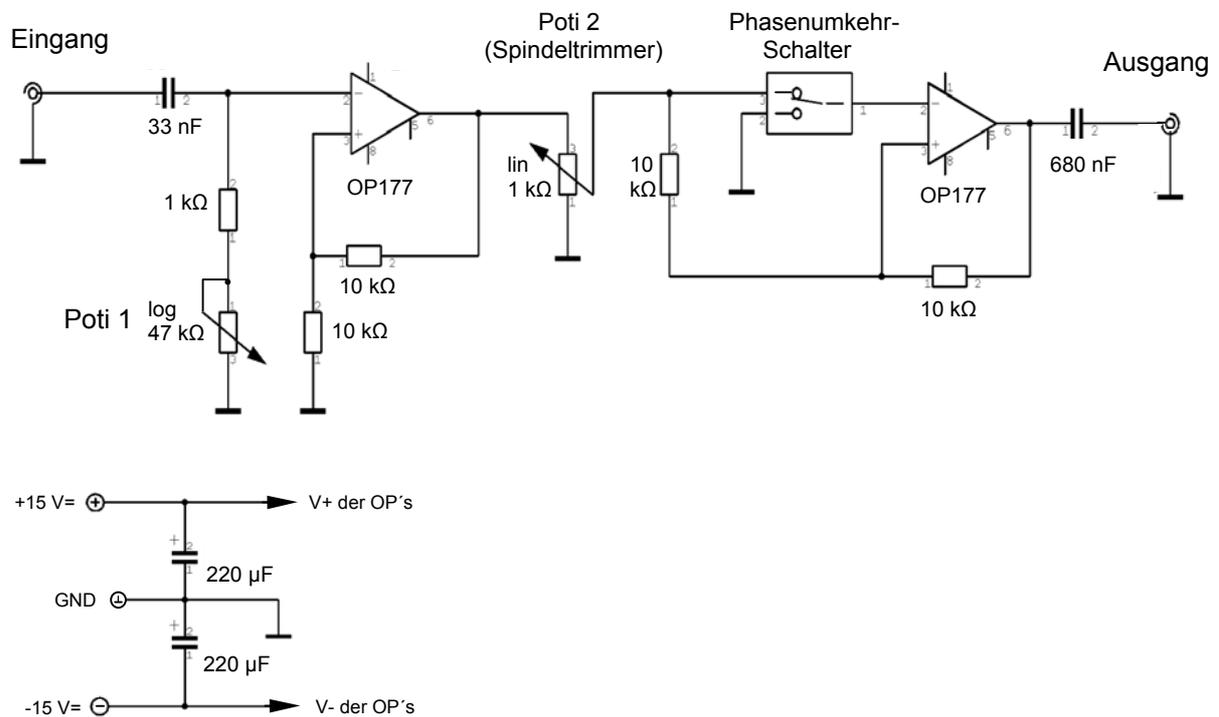


Abbildung 16: Hochpaß-Schaltung zur Steuerung des Laserstrom-Modulationseingangs mit dem Ausgangssignal der Lock Box

Die Schaltung besteht aus einem variablen Hochpaß 1. Ordnung. Mit Poti 1 läßt sich die Grenzfrequenz im Bereich von 100 Hz bis 5 kHz variieren; Poti 2 erlaubt eine genaue Einstellung der Signalamplitude.

In der Praxis wird die Schaltung zwischen den Ausgang des Photodioden-Differenzverstärkers und den Modulationseingang der Laserdioden-Stromstabilisierung eingeschleift. Dazu wird das Ausgangssignal des Differenzverstärkers mittels eines T-Stücks parallel auf den Eingang der Lock-Box und den Eingang der Hochpaß-Schaltung gegeben.

Im frequenzstabilisierten Betrieb des betreffenden Lasers wird nun das Fehlersignal der Fotodioden am Ausgang des Differenzverstärkers mit dem Oszilloskop betrachtet. Durch geeignetes Einstellen von Phasenlage, Grenzfrequenz und Ausgangsamplitude der Hochpaß-Schaltung können nun schnelle Schwankungen des Fehlersignals unterdrückt werden. Dabei zeigt sich, daß es sinnvoll ist, die Grenzfrequenz unterhalb von 1 kHz zu wählen, da auch

Störungen unter 1 kHz nur teilweise durch den Piezo ausgeregelt werden können. Optimale Ergebnisse ließen sich in unserem Falle mit einer Grenzfrequenz von ca. 200 Hz erzielen.

5.7. Untersuchung der Temperaturstabilität der Weicheisentonne

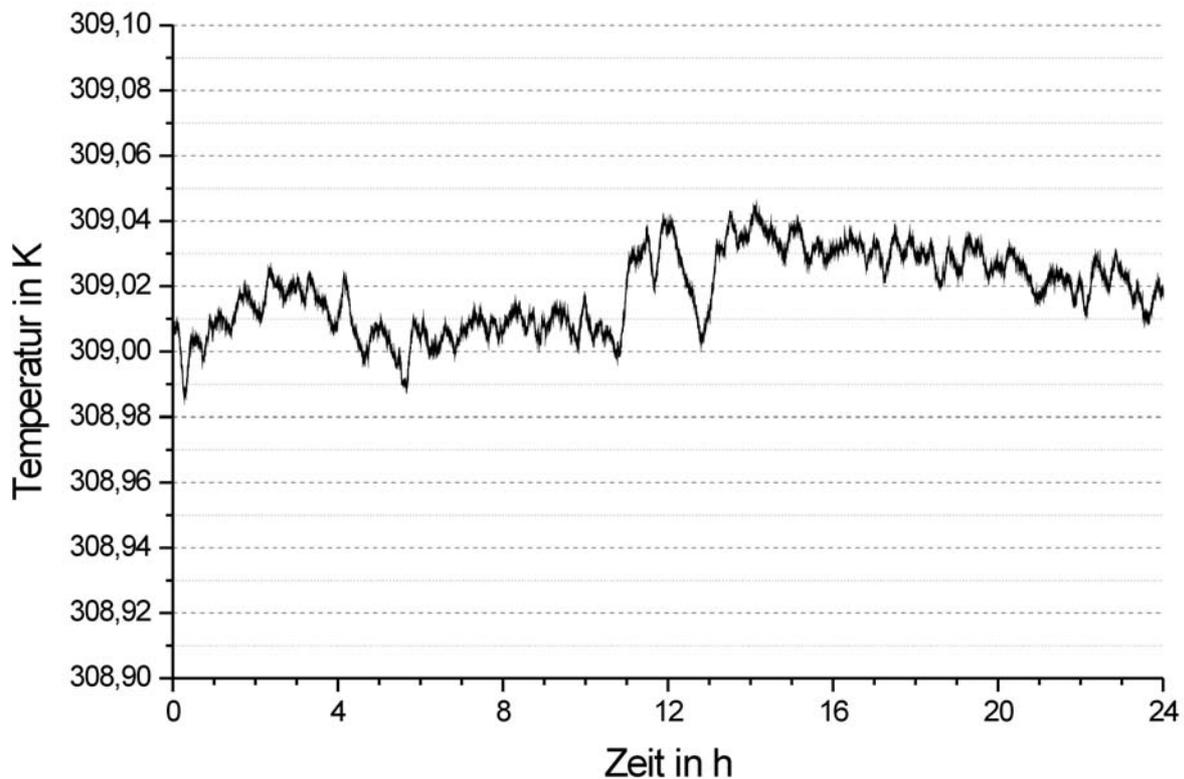


Abbildung 17: Temperatur der Weicheisentonne über einen Zeitraum von 24 h im temperaturstabilisierten Betrieb, der Ausschnitt zeigt einen Temperaturbereich von 0,2 K

Zur Messung und Optimierung der Temperaturstabilität werden Heizdraht und Temperaturfühler der Konstruktion an den Temperaturcontroller angeschlossen und der Regler eingeschaltet. An der Tonne wird ein zusätzlicher Temperaturfühler angebracht, mit dem die Temperatur der Konstruktion gemessen werden kann. Auf diese Art und Weise wird über einen längeren Zeitraum eine Temperaturkurve aufgenommen. Durch entsprechende Justierung von P- und I- Anteil des Reglers wird die Stabilität der Temperatur optimiert.

Das Ergebnis ist in Abbildung 17 zu sehen, welche die stabilisierte Temperatur der Tonne über einen Zeitraum von 24 Stunden zeigt.

Die Graphik zeigt, daß die Temperatur in einem Zeitraum von 24 Stunden um weniger als 0,06 K schwankt. Damit wird die Regelung der gestellten Anforderung gerecht, die Temperatur auf 1/10 K genau zu stabilisieren.

Durch die geringe maximale Heizleistung dauert es allerdings ungefähr eine Stunde, bis die Tonne von Zimmertemperatur ausgehend in den temperaturstabilen Zustand gebracht wird.

Bei 308 K Solltemperatur wird dann im Mittel ca. 8 W Heizleistung benötigt, um den stabilisierten Zustand aufrecht zu erhalten.

5.8. Untersuchung der Frequenzstabilität der DAVLL-stabilisierten Diodenlaser

Durch die mittels aktiver Stabilisierung gesteigerte Temperaturkonstanz von Magneten und Rubidium-Glaszelle sollte ein deutlicher Gewinn an Frequenzstabilität der Diodenlaser möglich sein. Um dies zu untersuchen, muß ein mit oben beschriebener DAVLL-Konstruktion stabilisierter Laser auf seine Frequenzstabilität hin überprüft werden. Dabei kann grob zwischen Kurzzeitstabilität (Stabilität über den Zeitraum von einigen Minuten) und Langzeitstabilität (Stabilität über den Zeitraum einiger Stunden) unterschieden werden.

Da die Laserfrequenz nicht ohne Weiteres direkt in benötigter Genauigkeit gemessen werden kann, bietet sich wieder eine Messung der Differenzfrequenz zweier Laser (Beat-Messung) an. Zu diesem Zweck werden zwei unabhängige Diodenlaser mit dem neukonstruierten DAVLL frequenzstabilisiert, ihre Strahlen auf einer schnellen Fotodiode überlagert und die Frequenz der sich bildenden optischen Schwebung gemessen bzw. über einen langen Zeitraum verfolgt.

In der Praxis wird dazu das Ausgangssignal der schnellen Fotodiode auf einen Spektrumanalysator gegeben. Das angezeigte Frequenzspektrum weist einen Peak bei der Frequenz der optischen Schwebung (und damit der Differenzfrequenz beider Laser) auf.

Liest man nun die Frequenz dieses Peaks in regelmäßigen Abständen über einen langen Zeitraum aus, so läßt sich ein Driften der beiden Laser gegeneinander quantitativ untersuchen. Den entsprechenden Aufbau zeigt die Abbildung 18.

Aus dem Driften der Differenzfrequenz kann man auf das Driftverhalten der einzelnen Laser schließen.

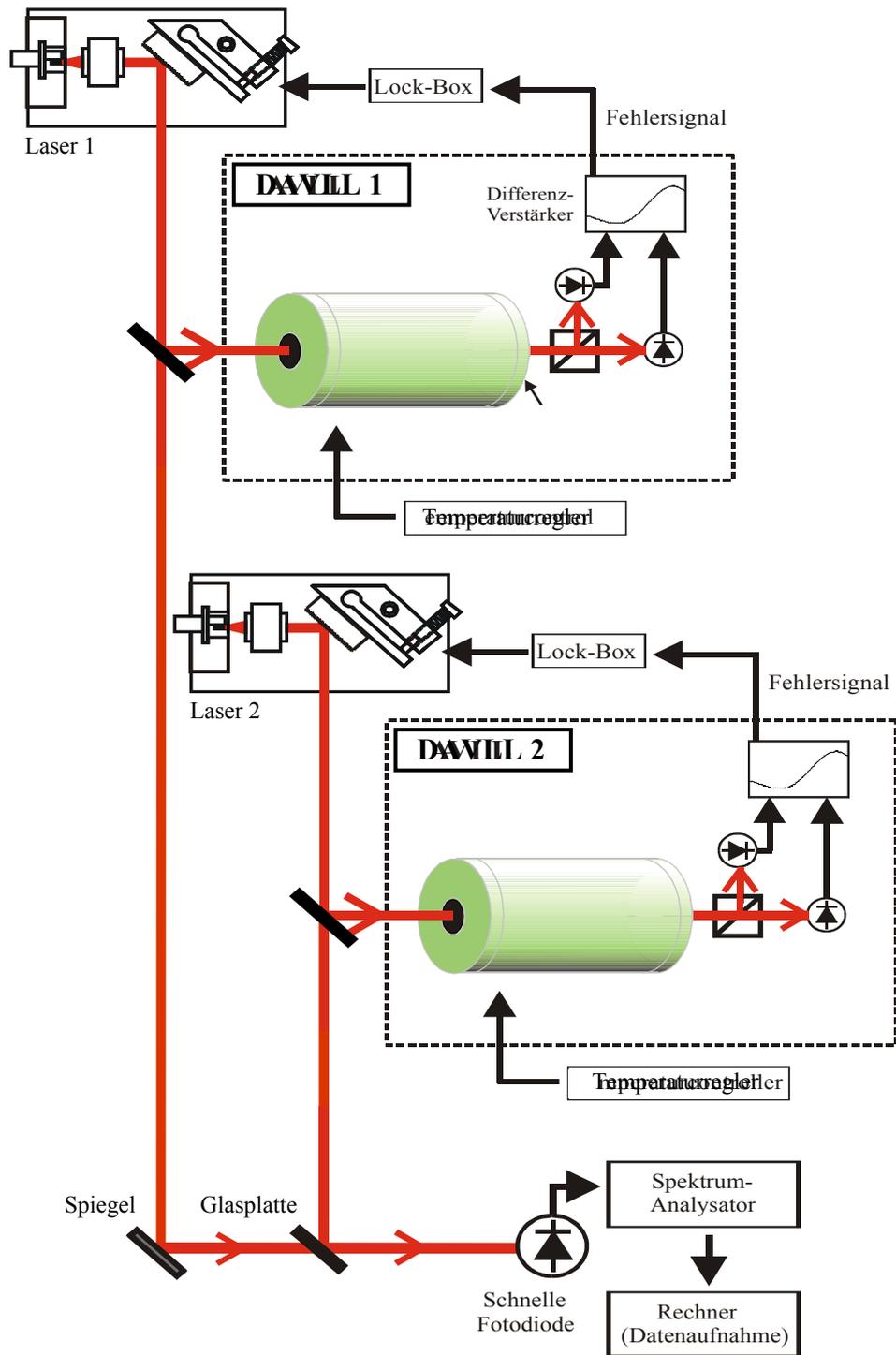


Abbildung 18: Frequenzvergleich zweier DAVLL-stabilisierter Laser zur Untersuchung ihrer Frequenzstabilität

Geht man davon aus, daß beide Laser mit δf_{Laser} um eine mittlere Frequenz \bar{f}_{Laser} driften, so gilt für Laser 1 zum Zeitpunkt t:

$$f(t)_{\text{Laser1}} = \bar{f}_{\text{Laser1}} + \delta f(t)_{\text{Laser1}}$$

Für Laser 2 gilt ebenso:

$$f(t)_{\text{Laser2}} = \bar{f}_{\text{Laser2}} + \delta f(t)_{\text{Laser2}}$$

Bildet man nun die Differenz $\nu(t)$ von beiden Lasern, so gilt:

$$\begin{aligned} \nu(t) &= f(t)_{\text{Laser1}} - f(t)_{\text{Laser2}} \\ \Rightarrow \nu(t) &= \bar{f}_{\text{Laser1}} - \bar{f}_{\text{Laser2}} + (\delta f(t)_{\text{Laser1}} - \delta f(t)_{\text{Laser2}}) \\ &:= \bar{\nu} + \delta \nu(t) \end{aligned}$$

Für $\delta \nu$ gilt unter der Annahme, daß beide Laser unkorreliert um ihre Frequenz fluktuieren, im Mittel :

$$\delta \nu^2 = \delta f^2_{\text{Laser1}} + \delta f^2_{\text{Laser2}}$$

Nimmt man nun an, daß beide Laser im Mittel gleich stark um ihre Frequenz fluktuieren, so gilt:

$$\delta \nu = \sqrt{2} \cdot \delta f_{\text{Laser1}}$$

In dem oben gezeigten Aufbau wird $\delta \nu$ gemessen, δf_{Laser1} berechnet sich demnach zu:

$$\delta f_{\text{Laser1}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \delta \nu \cong 0,71 \cdot \delta \nu$$

Die Annahme, daß beide Laser unkorreliert gleich stark um ihre Frequenz fluktuieren, ist in der Praxis natürlich nur eine Näherung.

Um obige Annahme möglichst gut zu erfüllen, dürfen die beiden Laser-Aufbauten nicht den gleichen Umgebungseinflüssen ausgesetzt sein. Letzteres wird in unserem Falle dadurch erreicht, daß sie an zwei verschiedenen Orten aufgestellt sind, an denen insbesondere leicht unterschiedliche Temperaturen herrschen.

5.8.1. Driftmessung in Abhängigkeit der DAVLL-Temperaturen

In Kapitel 4.2. wurde auf die Abhängigkeit der DAVLL-Sollfrequenz von Magnet- und evtl. auch Rubidium-Glaszellentemperatur hingewiesen. Diese Abhängigkeit soll nun näher untersucht werden. Durch die aktive Temperaturstabilisierung der DAVLL-Tonnen kann deren Temperatur kontrolliert verändert werden und die Auswirkung auf die Laserfrequenz überprüft werden.

Um zusätzlich ein Gefühl dafür zu bekommen, in wieweit die Doppelbrechung an den Fenstern der Rubidium-Glaszelle für die Temperaturabhängigkeit mitverantwortlich ist, wird das Kupferblech des Glaszellen-Kältepunkts zunächst durch eine 1 mm dicke Styroporplatte vom Labortisch thermisch isoliert. Erste Beat-Messungen unter Einsatz der neuen DAVLL-Aufbauten haben gezeigt, daß die Laserfrequenz bei isoliertem Kältepunkt deutlich stabiler ist als bei direktem Kontakt mit dem Labortisch. Der thermisch direkt mit dem Labortisch verbundene Kältepunkt kühlt durch den relativ großen Temperaturunterschied Tonne/Labortisch (etwa 10 K) die Glaszelle insgesamt ab und so bleibt die Temperaturstabilisierung für die Glaszelle teilweise wirkungslos. Bei einer thermischen Isolation des Kältepunktes nimmt die Glaszelle eher die stabilisierte Temperatur der Tonne an. Die Isolierung darf jedoch nicht zu stark sein, da sonst die Funktion des Kältepunktes außer Kraft gesetzt wird.

Um die Abhängigkeit der Laserfrequenz von der DAVLL-Temperatur zu messen, soll nun eine Beat-Messung zweier DAVLL-stabilsierter Laser durchgeführt werden.

Zunächst werden beide DAVLL-Tonnen temperaturstabilisiert, die DAVLL-Regelschleifen eingeschaltet und die Beat-Messung gestartet. Das verwendete Meßprogramm nimmt alle 5 Sekunden einen neuen Datensatz (bestehend aus Meßzeit, Temperatur DAVLL 1, Temperatur DAVLL 2 und Differenzfrequenz der Laser) auf.

Nach etwa 10 Minuten wird die Temperaturstabilisierung und damit die Heizung von DAVLL-Tonne 2 für einen Zeitraum von ca. 12 Minuten aus- und danach wieder eingeschaltet.

Die Ergebnisse der Messung zeigen die Abbildungen 19-20.

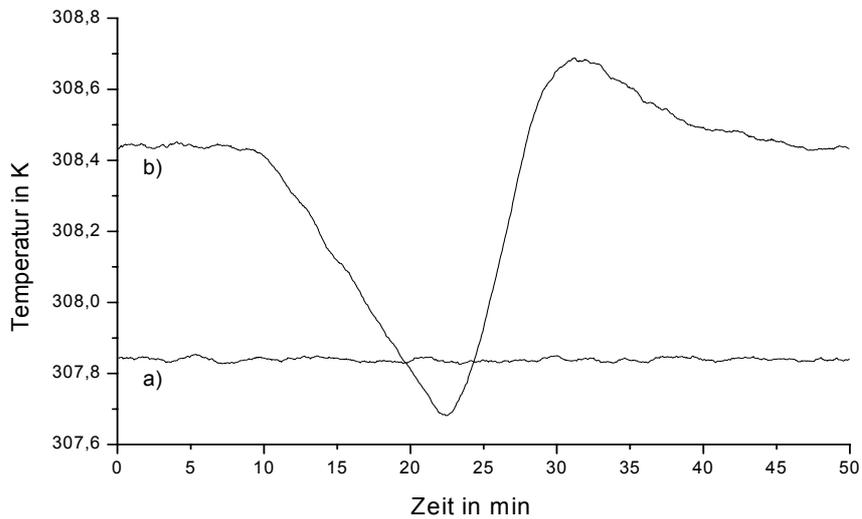


Abbildung 19: a) Temperaturverlauf von DAVLL-Tonne 1 (stabilisiert)
b) Temperaturverlauf von DAVLL-Tonne 2 (Temperaturstabilisierung / Heizung für einen Zeitraum von ca. 12 min ausgeschaltet)

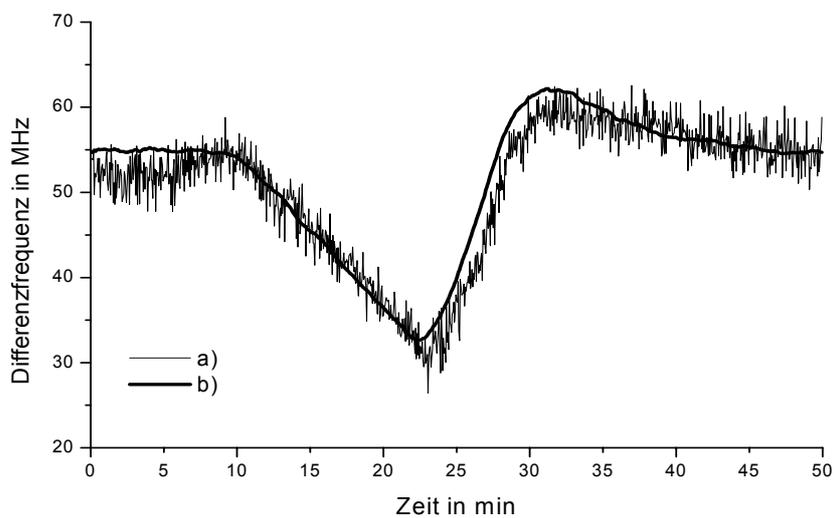


Abbildung 20: a) Messung der Differenzfrequenz beider Laser
b) Aus der Temperaturmessung reproduzierte Differenzfrequenz

Aus den Ergebnissen ist eine deutliche Korrelation zwischen der Temperatur von DAVLL-Tonne 2 und Differenzfrequenz der Laser zu erkennen.

Geht man vereinfacht von einer linearen Abhängigkeit aus, so kann man folgende Gleichung aufstellen:

$$\nu = \nu_0 + \frac{\delta\nu}{\delta T} \cdot \Delta T$$

Werte für ν (Differenzfrequenz beider Laser) und ΔT (Abweichung der DAVLL 2 -Temperatur vom entsprechenden Temperaturwert im stabilisierten Zustand) liefert die Messung. $\delta\nu/\delta T$ berechnet sich durch lineare Regression zu

$$\frac{\delta\nu}{\delta T} = 29,4 \pm 0,4 \text{ MHz/K}$$

In Abbildung 20 b) ist zusätzlich zur gemessenen Differenzfrequenz die aus der Temperaturmessung reproduzierte Differenzfrequenz (unter Verwendung der mittels linearer Regression ausgerechneten Parameter ν_0 und $\delta\nu/\delta T$) gegen die Zeit aufgetragen. Beide Graphen stimmen gut überein, welches (wie auch die relativ geringe Standardabweichung der linearen Regression) die Annahme der linearen Abhängigkeit bestätigt. Während der Aufheizphase sind beide Graphen leicht gegeneinander verschoben; dies deutet darauf hin, daß die Zelle und die Magneten der Tonnen-Temperaturänderung nur mit einer kurzen Zeitverzögerung folgen können.

Um den Einfluß der Zellenfenster-Doppelbrechung zu untersuchen, wird die gleiche Messung bei direktem thermischen Kontakt des Kältepunkt-Kupferbleches mit dem Labortisch durchgeführt. Sie liefert für $\delta\nu/\delta T$ den Wert

$$\frac{\delta\nu}{\delta T} = 40,6 \pm 0,5 \text{ MHz/K}$$

Der deutlich höhere Wert von 40,6 MHz kann evtl. dadurch erklärt werden, daß durch den direkten thermischen Kontakt der Glaszelle mit dem gegenüber der Tonne 10 K kälteren Labortisch die Zelle schneller abkühlt als das Metall der Tonne.

Unter dieser Annahme kann geschlossen werden, daß die Doppelbrechung an den Fenstern der Glaszelle für die Temperaturabhängigkeit der Differenzfrequenz mitverantwortlich ist.

5.8.2. Driftmessung bei konstanter DAVLL-Temperatur

Um schließlich die Frequenzstabilität der stabilisierten Diodenlaser bei konstanten DAVLL-Temperaturen zu charakterisieren, wird die entsprechende Beat-Messung bei stabilisierter DAVLL-Temperatur durchgeführt. Dazu dient der am Anfang des Kapitels 5.8. beschriebene Aufbau; die Temperatur beider DAVLL-Tonnen wird auf ca. 308 K stabilisiert und eine Beat-Messung der beiden Laser über einen Zeitraum von ca. 4,5 Stunden gestartet. Es wird alle 5 Sekunden ein neuer Meßwert für die Differenzfrequenz aufgenommen.

Den dazugehörigen Graphen zeigt die Abbildung 21.

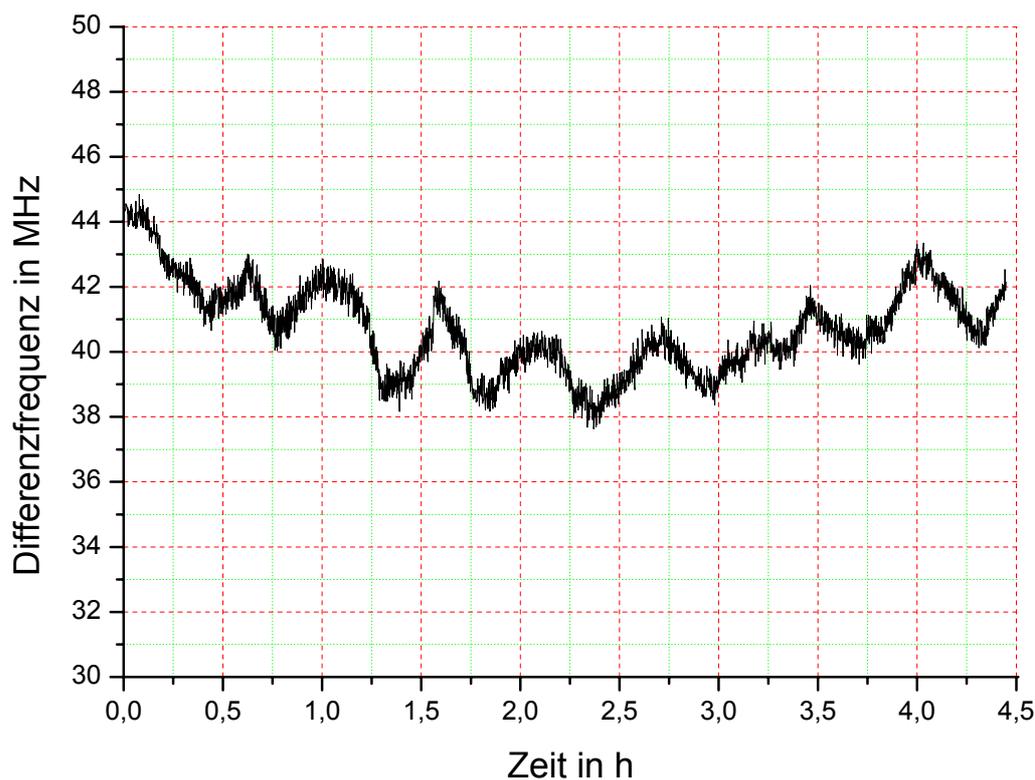


Abbildung 21: Beat-Messung zweier mit optimierten DAVLL stabilisierten Laser

Zu sehen ist eine typische Langzeitmessung mit guter Langzeitstabilität der Differenzfrequenz. Allerdings fällt eine periodische Struktur auf, für die sich zu diesem Zeitpunkt keine Erklärung findet.

An dieser Stelle soll nun eine genauere Charakterisierung der Laser-Frequenzstabilität erfolgen. Insbesondere ist dabei interessant, ob der stabilisierte Laser den durch das BEC-Experiment gestellten Anforderungen genügt, und ob die in dieser Arbeit vorgestellte Modifikation des DAVLL gegenüber dem früheren Aufbau die gewünschten Verbesserungen bewirkt.

Zur Charakterisierung der Frequenzstabilität eignen sich unterschiedliche Methoden, als eine wichtige soll hier die Allan-Varianz vorgestellt werden, welche ein universelles Maß für die Frequenzstabilität darstellt und insbesondere einen guten Überblick über Kurz- und Langzeitstabilität gibt. Die Allan-Varianz wurde 1966 von Allan et al. [All66] beschrieben und soll im Folgenden zur weiteren Auswertung der Messung benutzt werden.

Als Allan-Varianz bezeichnet man den unendlichen zeitlichen Mittelwert über die quadratische Abweichung zweier aufeinanderfolgender Mittelwerte der Frequenzfluktuationen. Da sich experimentell keine unendliche Meßreihe aufnehmen läßt, beschränkt man sich in der Praxis auf eine Mittelung über m endliche quadratische Abweichungen.

In unserem Fall berechnet sich die Allan-Varianz $\sigma^2(\tau)$ näherungsweise durch:

$$\sigma^2(\tau) \approx \frac{1}{m(\tau)} \sum_{k=1}^{m(\tau)} \frac{(\nu(t_k) - \nu(t_k + \tau))^2}{2}$$

Dabei bezeichnet ν den jeweilige Frequenz-Meßwert, t die zu den jeweiligen Frequenz-Meßwerten gehörige Meßzeit und τ die Mittelungszeit.

Abbildung 22 zeigt im Vergleich die gegen die Mittelungszeit aufgetragenen Allanvarianzen von Beat-Messungen mit altem und neuen DAVLL-Aufbau. Dabei ist Graph a) und b) aus Meßwerten der in Abbildung 11 dargestellten Messung berechnet (alter DAVLL-Aufbau), Graph c) zeigt die Allan-Varianz der unter Abbildung 21 vorgestellten Messung (neuer Aufbau).

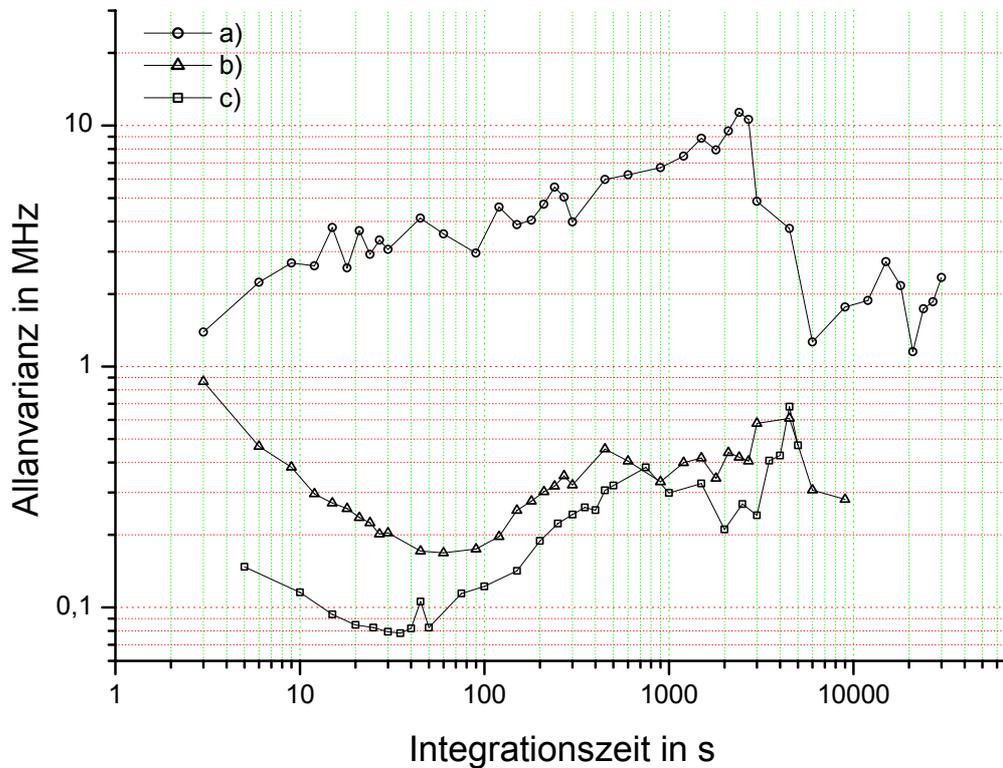


Abbildung 22: a) Allan-Varianz der Beat-Messung mit altem DAVLL-Aufbau (dazugehörige Beat-Messung siehe Abbildung 11)
 b) Wie a), jedoch nur die Allan Varianz der ersten 7 Stunden Meßzeit (Bereich mit relativ konstanter Temperatur)
 c) Allan-Varianz der Beat-Messung mit optimierten DAVLL

Wie man sieht sind die Allan-Varianzen der Beat-Messungen mit altem und neuem DAVLL-Aufbau so lange vergleichbar, wie bei altem Aufbau keine oder nur schwache Temperaturschwankungen im Raum auftreten (Graph b) und c)). Doch auch schon hier profitiert die Kurzzeitstabilität (bis zu einer Integrationszeit von ca. 10 min) von der Temperaturstabilisierung des neuen Aufbaus.

Verglichen mit der Allan-Varianz der *gesamten* Beat-Messung mit altem Aufbau (nach ca. 7 h waren die Lasersysteme stärkeren Temperaturschwankungen im Bereich von ca. 1 K ausgesetzt), ist die Allan-Varianz der Beat-Messung mit neuem Aufbau deutlich besser (Graph a) und c)).

Graph c) zeigt, daß bei einer Integrationszeit von einer Stunde die Schwankungen der Differenzfrequenz im Mittel unter 1 MHz liegen. Zudem ist wie oben gezeigt davon auszugehen, daß die mittleren Schwankungen der einzelnen an der Beat-Messung beteiligten Laser um den Faktor 1,4 schwächer als die mittleren Schwankungen ihrer Differenzfrequenz sind. Damit liegen die Schwankungen deutlich unter der für uns interessanten natürlichen Linienbreite von 5,6 MHz.

6. Zusammenfassung

Durch die Modifikation der DAVLL-Aufbauten ist eine deutliche Verbesserung der Frequenzstabilität aller am BEC-Experiment verwendeten Laser erreicht worden. Die neu konstruierten DAVLL-Systeme befinden sich im täglichen Einsatz und erlauben ein kontinuierliches Arbeiten am Experiment über den Zeitraum von mehr als einer Stunde, ohne in der Zeit die Frequenzen der Laser neu einstellen zu müssen.

Vorteilhaft ist außerdem, daß die Laser auch bei großen äußeren Störungen sicher in der Regelschleife bleiben. Zudem ist das magnetische Streufeld in der Umgebung der neuen DAVLL-Aufbauten wesentlich kleiner als vorher. Somit handelt es sich bei der entwickelten DAVLL-Konstruktion um ein kostengünstiges, leicht handhabbares und gut funktionierendes System.

Literaturverzeichnis

- [All66] D. W. ALLAN, *Statistics of Atomic Frequency Standards*, Proc. IEEE 54, 221, 1966
- [And95] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN, E. A. CORNELL, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science 269, S. 198-201, 1995
- [Bar71] J. A. BARNES et al., *Characterization of Frequency Stability*, IEEE Transactions on Instruments and Measurements, IM-20, 105, 1971
- [Bev01] N. BEVERINI, E. MACCIONI, P. MARSILI, A. RUFFINI, F. SORRENTINO, *Frequency stabilization of a diode laser on the Cs D₂ resonance line by the Zeeman effect in a vapor cell*, Appl. Phys. B, 2001
- [Cor98] K. L. CORWIN, Z. LU, C. F. HAND, R. J. EPSTEIN, C. E. WIEMAN, *Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor*, App. Opt. 37 (15), S. 3295, 1998
- [Dem93] W. DEMTRÖDER, *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1993
- [Fahr99] FAHRENKEMPER *Magnetsysteme*, Katalog Nr. 3, Juli 1999
- [Jack62] J. D. JACKSON, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., New York/London/Sydney, 1962

- [Ket93] W. KETTERLE, K. B. DAVIS, M. A. JOFFE, A. MARTIN, D. E. PRITCHARD, *High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. 70 (15), S. 2253-2256, 1993
- [Kneu91] F. K. KNEUBÜHL, M. W. SIGRIST, *Laser*, B. G. Teubner, 3. Überarbeitete Auflage, Stuttgart 1991
- [Krü98] J. M. W. KRÜGER, *A novel technique for frequency stabilising laser diodes*, University of Otago, 1998
- [Mac92] K. B. MACADAM, A. STEINBACH UND C. WIEMAN, *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb*, Am. J. Phys. 60 (12), S. 1098-1112, 1992
- [Mau98] C. MAUCH, *Aufbau und Diagnose eines roten abstimmbaren Diodenlasers*, Schriftliche Hausarbeit, Universität Bonn, 1998
- [Neu99] M. NEUFERT, *Eine Rb-Atomquelle für BEC-Experimente*, Schriftliche Hausarbeit, Universität Bonn, 1999
- [Pau99] H. PAUL (Hrsg.), *Lexikon der Optik*, Spektrum Verlag, Heidelberg/Berlin, 1999
- [Press01] Kungl. Vetenskapsakademien, Press Release, *The 2001 Nobel Prize in Physics*, <http://www.nobel.se>,
- [Ric94] L. RICCI, C. ZIMMERMANN, V. VULETIC, T. W. HÄNSCH, Generation of cylindrically symmetric magnetic fields with permanent magnets and μ -metal, Appl. Phys. B 59, S. 195, 1994
- [Scha99] H. SCHADWINKEL, *Die magnetooptische Falle als lichtgebundenes Atomgitter*, Dissertation, Universität Bonn, 1999

- [She89] B. SHEEHY, S.-Q. SHANG, R. WATTS, S. HATAMIAN, H. METCALF, *Diode-laser deceleration and collimation of a rubidium beam*, Opt. Soc. Am. B 6 (11), S. 2165-2170, 1989
- [Sze81] S. M. SZE, *Physiks of Semiconductor Devices*, 2nd ed., Wiley, New York 1981
- [Teets77] R. E. TEETS, F. V. KOWALSKI, W. T. HILL, T. W. HÄNSCH, *Laser Polarization Spectroscopy*, Proc. SPIE 113, S.80-87, 1977
- [Wie91] C. E. WIEMAN, L. HOLLBERG, *Using diode lasers for atomic physics*, Rev. Sci. Instrum. 62 (1), 1991
- [Yas00] V. V. YASHCHUK, D. BUDKER, J. R. DAVIS, *Laser frequency stabilization using linear magneto-optics*, Rev. Sci. Instrum. 71 (2), S. 341, 2000

Danksagung

Abschließend möchte ich noch all denen danken, die mich während der Zeit meiner Staatsexamensarbeit mit Rat und Tat unterstützt haben.

Prof. Meschede danke ich die Möglichkeit, an einem faszinierenden Experiment mitarbeiten zu dürfen und so viele neue Erfahrungen zu sammeln.

Ein ganz großes Dankeschön geht auch an das BEC-Team: Margit Dornseifer, Daniel Frese, Arno Rauschenbeutel und Torsten Herz. Durch die nette Atmosphäre und ihre tatkräftige Unterstützung hat mir die Arbeit in der Gruppe vom ersten Tag an viel Spaß gemacht.

Daniel Frese und Viktor Gomer danke ich zudem für ihr außerordentliches Maß an Hilfsbereitschaft und insbesondere für die mühevollen Durchsicht dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt auch Robert Wynands für seinen Rat bei physikalischen und technischen Problemen.

Außerdem danke ich der Feinmechanikwerkstatt und insbesondere Herrn Langen, der durch seinen außerordentlichen persönlichen Einsatz die rasche Fertigstellung der für die Arbeit benötigten Metallteile ermöglichte.

Zum Schluß möchte ich noch meinen Eltern danken, die mir in allen Lebenslagen zur Seite standen.

Ich versichere, daß ich diese schriftliche Hausarbeit einschließlich beigefügter Zeichnungen, Kartenskizzen und Darstellungen selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem einzelnen Fall unter Angabe der Quelle deutlich als Entlehnung kenntlich gemacht.