



Westsächsische Hochschule Zwickau
University of Applied Sciences



Aufbau und Integration einer Sättigungsspektroskopie am IAP Eisen-Lidar

Florian Rudek
geboren am 30.05.1988 in Zwickau

Bachelorarbeit
im Rahmen des Bachelorstudiengangs Physikalische Technologien
Westsächsische Hochschule Zwickau

erstellt am
Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik
Schlossstrasse 6
D-18225 Kühlungborn

Betreuer: Prof. Dr. habil. Peter Hartmann
(Westsächsische Hochschule Zwickau)
Dr. Jens Lautenbach
(Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik, Kühlungborn)

Ausgabedatum: 12. Dezember 2011
Abgabedatum: 06. Februar 2012

Autorenreferat

Für die Betrachtung atmosphärischer Vorgänge ist ein geeignetes Messsystem notwendig. Eine Möglichkeit bietet die Lidar-Technik (**L**ight **D**etection and **R**anging). Mit ihrer Hilfe ist es möglich, die Atmosphäre vom Boden aus bis in eine Höhe von ca. 105 km zu studieren, um Temperatur, Teilchendichte und Windgeschwindigkeiten zu erfassen. Dazu wird ein Laserpuls in die Atmosphäre entsandt, der an Partikeln gestreut wird. Das rückgestreute Signal kann am Boden detektiert und ausgewertet werden. Um den gesamten Höhenbereich abzudecken, werden verschiedene Streumechanismen in unterschiedlichen Höhen genutzt. Bis zu einer Höhe von 80–90 km kommt das Rayleigh-Mie-Raman-Lidar zum Einsatz. Darüber (ca. 80–105 km) ein Metallresonanz-Lidar. Die Erfahrungen mit dem mobilen Lidar-Container haben gezeigt, dass der Wechsel des Resonanzübergangs von Kalium zu Eisen viele Vorteile für das Metallresonanz-Lidar bringt. Aus diesem Grund soll nun auch am Standort Kühlungsborn das bestehende Kalium-Lidar zu einem Eisen-Lidar umgebaut werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Integration einer Sättigungsspektroskopie für das neue System. Die Sättigungsspektroskopie wird als absolute Wellenlängenreferenz benötigt. Zur Stabilisierung des Referenzlasers wird das Verfahren nach Pound-Drever-Hall verwendet, das die Firma Toptica Photonics AG in Kooperation mit dem Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn technisch umgesetzt hat. Die Kenntnis der Wellenlänge ist für alle lidargestützten Messungen von erheblicher Bedeutung. Die Messung der Temperatur erfolgt mit einem Instrument, das mit der Wellenlängenreferenz kalibriert wird. Die Bestimmung der vertikalen Windgeschwindigkeit erfolgt direkt aus der Verschiebung der Wellenlänge. Je genauer die Referenz ist, desto exaktere Messwerte können erzielt werden, da sich die Referenzwellenlänge direkt auf das Messergebnis auswirkt. Mit der Wellenlängenstabilisierung ist es möglich, die Wellenlänge des Referenzlasers auf besser als 100 kHz bzw. 10^{-16} m konstant zu halten.

Anzahl der Seiten:	44
Anzahl der Tabellen:	5
Anzahl der Abbildungen:	27

Danksagung

Ich danke Professor Hartmann, der mir den Hinweis gegeben hat, das Praktikum am IAP in Kühlungsborn durchzuführen. Mein Dank gilt außerdem allen Mitarbeitern des IAP, die mir Hilfsbereit und Tatkräftig zur Seite standen und mich so herzlich aufgenommen haben.

Besonders möchte ich mich bei Jens L. und Josef bedanken, die mir meine unzähligen Fragen stets beantwortet und mein Interesse für die Lasermesstechnik und die Atmosphäre geweckt haben. Danke.

Auch bin ich Jens H. sehr dankbar für die Korrektur und die Hilfe bei allen Problemen mit LaTeX.

Bei Menschen die einem in jeder Situation zur Seite stehen und immer da sind, wenn sie gebraucht werden, bedanken wir uns viel zu selten. Weil wir sie als selbstverständlich ansehen. Darum möchte ich diese Zeilen nutzen, um meiner Familie und meinen Freunden zu danken. Danke für alle die unzähligen schönen Momente.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Die Atmosphäre	1
1.2	Temperaturmessverfahren	2
2	Lidar	5
2.1	Allgemeiner Aufbau und Funktion	5
2.2	Lidar-Gleichung	6
2.3	Streumechanismen	9
2.4	Temperaturmessung mit Lidar	10
3	Allgemeine Grundlagen zum Versuchsaufbau	13
3.1	Anforderungen	13
3.2	Grundlagen	13
3.2.1	Sättigungsspektroskopie	14
3.2.2	Laser und Lasersteuerung	22
3.2.3	Konfokales Etalon	25
3.2.4	Spektrumanalyser	27
4	Messungen und Ergebnisse	29
4.1	Stabilisierung mit PDH und Lock-In	30
4.1.1	Stabilisierung mit PDH	33
4.1.2	Stabilisierung mit Lock-In-Verfahren	35
4.1.3	Vergleich der Verfahren	37
4.2	Konfokales Etalon	39
4.3	Überlegungen zu Verbesserungsmöglichkeiten	40
5	Zusammenfassung	41
	Literatur	43

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einteilung der Atmosphäre	2
2.1	Lidar-Prinzip	5
2.2	Temperaturprofil des Metallresonanz- und des RMR-Lidars	9
2.3	Rückstreucurve-Eisen	12
3.1	Prinzipaufbau der Sättigungsspektroskopie	14
3.2	Prinzipdarstellung-Sättigungsspektroskopie	15
3.3	Technischer Aufbau des CoSY's	15
3.4	Termschema ^{87}Rb	20
3.5	Termschema ^{85}Rb	21
3.6	Isotopenverschiebung von ^{87}Rb und ^{85}Rb	21
3.7	Rb-Sättigungsspektroskopie	22
3.8	Technischer Aufbau DL 100L	23
3.9	Lasersteuerungsmodul	24
3.10	Schema eines konfokalen Etalons	25
3.11	Transmissionsfunktion des Etalons	26
3.12	Plot Spektrumanalyser-Software	28
4.1	Aufbau der Sättigungsspektroskopie	29
4.2	Darstellung der Digilock-Software	30
4.3	Vergleich FET mit Bias-T	31
4.4	Erste Serie des Rubidiumabsorptionssignals	32
4.5	Rubidiumabsorptionssignal	33
4.6	Ideales Fehlersignal, PDH	34
4.7	Gemessenes Fehlersignal, PDH	35
4.8	Ideales Fehlersignal, Lock-In	36
4.9	Gemessenes Fehlersignal, Lock-In	36
4.10	Vergleich der Verfahren PDH und Lock-In	37
4.11	Aufschwingen des Lock-In Fehlersignals	38

Tabellenverzeichnis

2.1	Definitionen	8
3.1	Absorptionswellenlänge von Rubidium	17
3.2	Quantenzahlen des Valenzelektrons von Rubidium	18
3.3	Gesamtdrehimpuls des Valenzelektrons von Rubidium	19
4.1	Regelkonstanten	38

1 Einführung

Dieses Kapitel soll einen kleinen einleitenden Einblick in die Atmosphäre geben. Weiter enthält es eine kurze, nicht vollständige Auswahl der möglichen Messverfahren zur Temperaturbestimmung in der Atmosphäre.

1.1 Die Atmosphäre

Die gasförmige Hülle der Erde wird als Atmosphäre bezeichnet. Sie ist es, die das Leben auf unserem Planeten ermöglicht. Die Erdatmosphäre besteht zu ca. 78 % Stickstoff, 21 % Sauerstoff und 1 % anderen Spurengase wie Argon, Neon und Kohlenstoffdioxid. Bis zu einer Höhe von ca. 105 km ist ihre Zusammensetzung weitestgehend konstant und wird als Homosphäre bzw. über 105 km als Heterosphäre bezeichnet. Die Ursache des stofflichen Gleichgewichtes liegt in der turbulenten Durchmischung der unteren Schichten. Die Schichten in der Atmosphäre (Abbildung 1.1) lassen sich nach ihrem mittleren vertikalen Temperaturverlauf einteilen und werden als Tropo-, Strato-, Meso- und Thermosphäre bezeichnet.

Das Verstehen der globalen Änderung des Klimas wird immer wichtiger. Die ablaufenden atmosphärischen Prozesse unterliegen einer ständigen Variation. Die Ursache ist die Wechselwirkung vieler Vorgänge, die auf den zeitlich und örtlich veränderten physikalischen Eigenschaften der Atmosphäre beruhen. Darum ist es notwendig genaue Kenntnisse zu sammeln, um natürliche und anthropogene Einflüsse zu verstehen.

Für viele atmosphärische Fragestellungen ist es notwendig, die Änderung im vertikalen Temperaturverlauf zu kennen. Die Bewegung der Luftmassen und ihre Zusammensetzung ist entscheidend von der Temperatur abhängig. So stellte sich heraus, dass der vertikale Temperaturverlauf saisonalen Schwankungen unterliegt (Abbildung 1.1). Eine weitere wichtige Kenngröße ist die vertikale Windgeschwindigkeit. Mit ihrer Hilfe ist es möglich Gezeiten- und Schwerewellen zu charakterisieren. Diese liefert wichtige Hinweise zu den ablaufenden Prozessen.

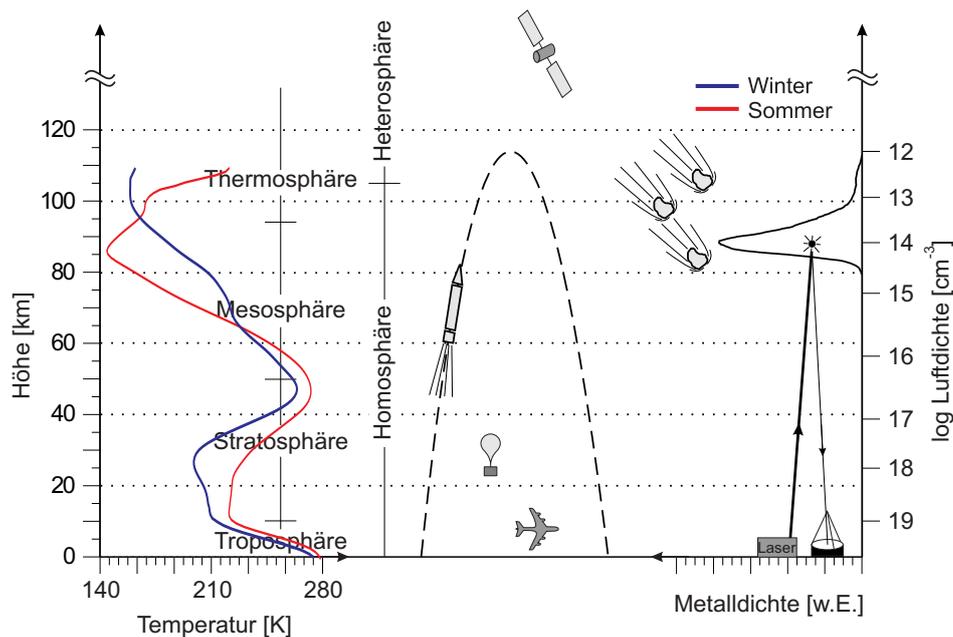


Abbildung 1.1: Die Einteilung der Atmosphäre nach atmosphärischen Schichten, Luftdichte und Temperatur. Die Luftdichte ist der Standardatmosphäre CIRA 86 als Jahresmittelwerte für 50°N entnommen [Fleming et al., 1990]. Die mittleren Temperaturprofile für Winter und Sommer wurden aus den Lidarmessungen über Kühlungsborn der Jahre 2002 bis 2006 gebildet. Weiter sind verschiedene Messmöglichkeiten für Luftdichte und Temperatur auf der rechten Seite der Abbildung dargestellt [Gerding, 2000].

1.2 Temperaturmessverfahren

Die Wahl des richtigen Messverfahrens ist nicht trivial. Das System muss der geforderten Messdauer und dem Höhenbereich angepasst sein. In Abbildung 1.1 sind im rechten Teil einige Messmethoden abgebildet. Ausgewählte Messmethoden werden nachfolgend kurz erläutert.

Meteorologische Ballone tragen Radiosonden in einen Höhenbereich von bis zu 35 km, um Luftdichte, Luftfeuchtigkeit, Windgeschwindigkeit und Temperatur zu erfassen. Die Daten werden entweder per Funk an eine Bodenstation gesendet oder im Messgerät selbst aufgezeichnet und später ausgewertet. Ein Problem solcher Messungen sind, dass ihre Bahn vom aktuellen Wind abhängt und nicht beeinflussbar ist. Außerdem lassen sich nur zeitlich begrenzte Messungen von einigen Stunden durchführen.

Raketen sind für große Höhen einsetzbar. Ein einfaches Verfahren nutzt Fallende Kugeln. Diese sind für einen Bereich von 35–95 km einsetzbar [Lübken et al., 1999]. Die Rakete transportiert eine aufblasbare Kugel in die untere Thermosphäre. Hier wird sie vom Raketenkörper

entkoppelt und fällt in wenigen Minuten bis in die Stratosphäre. Dabei wird die Flugbahn am Boden von einem Bahnverfolgungsradar aufgezeichnet. Aus der Fallgeschwindigkeit kann der Luftdruck und die Temperatur in der Mesosphäre bzw. der oberen Stratosphäre sowie der Horizontalwind errechnet werden. Aktive Raketen, die Messsysteme tragen, sind viel aufwändiger und teurer, erreichen aber auch größere Höhen. Die Messdaten geben Aufschluss über die aktuellen Zustände in der Atmosphäre. Da Raketenmessungen nur eine Momentaufnahme liefern, können keine Langzeitmessungen durchgeführt werden. Ein weiterer Nachteil ist, dass Raketen nicht von überall aus gestartet werden können.

Radar steht für **R**adiowave **D**etection and **R**anging. Messwerte werden aus einem Laufzeitunterschied von ausgesandtem und empfangenem Signal gewonnen. Über die Intensität des rückgestreuten Signals lassen sich Rückschlüsse auf die physikalischen Eigenschaften der Schicht schließen aus der sie kommen. Ein Meteor-Radar z. B. nutzt die Ionisationsspur, die ein Meteor beim Verglühen in die Erdatmosphäre hinterlässt. Daraus können verschiedene atmosphärische und astronomische Parameter abgeleitet werden. So kann man u. a. die Temperatur in ca. 90 km Höhe messen [Hocking, 1999]. Der Nachteil des Meteor-Radar ist, dass die Messung nicht sehr genau ist. Außerdem ist es auf die Spuren von Meteoriten angewiesen. Das bedeutet, dass keine kontinuierlichen Messungen möglich sind. Es lassen sich viel mehr nur Mittelwerte erstellen. Der Vorteil ist, dass ein Radar-System wetterunabhängig, also auch bei Bewölkung arbeiten kann.

Lidar basiert auf dem gleichen Prinzip wie ein Radar-System, nur dass keine Radiowellen im Mikrowellenbereich ausgesendet werden, sondern Lichtimpulse. Das Akronym Lidar steht für **L**ight **D**etection and **R**anging. Dabei nutzt es den Laufzeitunterschied zwischen ausgesandtem und empfangenem Signal. Ein Laserpuls wird in die Atmosphäre abgestrahlt und an den verschiedenen Teilchen gestreut. Dabei wird ein geringer Teil wieder zum Boden rückgestreut und detektiert. Die genutzten Streumechanismen (vgl. Abschnitt 2.3, Seite 9) bestimmen den Höhenbereich der Messung. So wird z. B. in Kühlungsborn Miestreuung an Aerosolen gemessen die bis zu einer Höhe von ca. 34 km auftreten. Eine Ausnahme stellen die NLC's¹ dar. Diese Eiswolken treten im Sommer in einer Höhe von ca. 83 km über Kühlungsborn auf [Lübken et al., 2008] und lassen sich nur schwer identifizieren. Rayleighstreuung kann nur in Abwesenheit von Aerosolen bis ca. 90 km gemessen werden [Alpers et al., 1999]. Durch kosmischen Eintrag in die Atmosphäre bilden sich Metallschichten. Mit Hilfe dieser Schichten wird die Metallresonanzstreuung zur Temperaturmessung in Höhen von 80–105 km nutzbar. Nur die Kombination der einzelnen Verfahren der unterschiedlichen Streuprozesse ermöglicht es den gesamten Höhenbereich von 1 bis 105 km abzudecken. Die in dieser Arbeit durchgeführten Entwicklungen befassen sich mit dem zurzeit entwickelten Eisen-Resonanzlidar, das verbesser-

¹ noctilucent clouds - Leuchtende Nachtwolken

te Messungen am Tag mit höherer Genauigkeit erlaubt. Dafür wurde am IAP-Kühlungsborn² extra ein Messsystem entwickelt, das den Betrieb von zwei Lidars (Rayleigh-, Mie-, Raman-Lidar und Metallresonanz-Lidar) gleichzeitig ermöglicht [Gerding *et al.*, 2008]. Lidars decken bei der Erfassung geophysikalisch relevanten Parameter einen Bereich ab, der zum größten Teil mit keiner anderen Technik erfasst wird. Jedenfalls nicht mit vergleichbarer Genauigkeit.

² Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik

2 Lidar

Dieses Kapitel beschreibt den allgemeinen Aufbau eines Lidars. Außerdem werden verschiedene Streumechanismen sowie die technischen und theoretischen Grundlagen der Temperaturmessung in der Atmosphäre näher erläutert.

2.1 Allgemeiner Aufbau und Funktion

Ein Lidar-System (Prinzipdarstellung siehe Abbildung 2.1) besteht immer aus einer Sendeeinheit, einer Empfangseinheit und der dazugehörigen Regel- und Analysetechnik, der sog. Nachweisbank. Im nachfolgenden Text wird dabei speziell nur auf das Eisen-Resonanzlidar eingegangen.

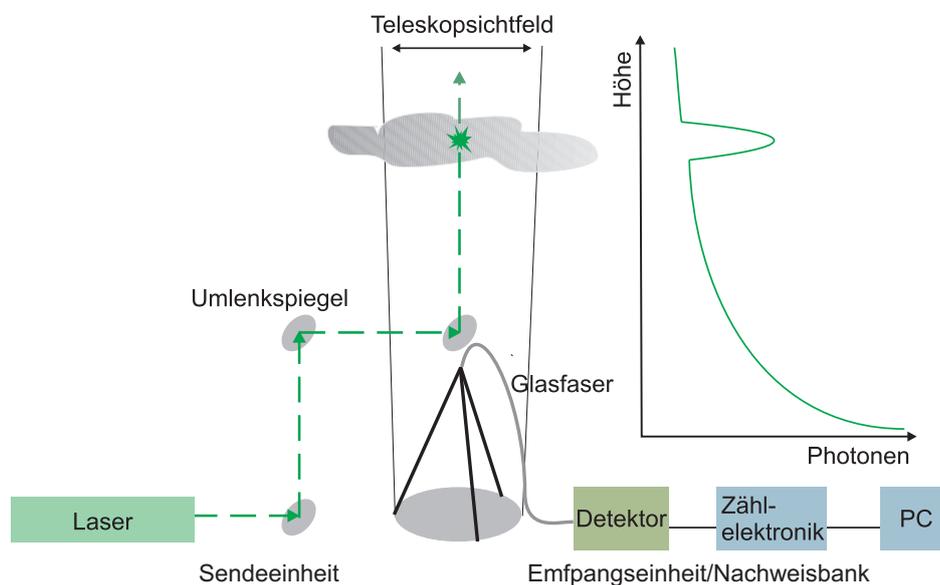


Abbildung 2.1: Vereinfachte Darstellung des Lidar-Prinzips mit Sendee-, Empfangs- und Nachweisbank, sowie einem schematischen Rohdatenprofil [Rauthe, 2008].

Zur Sendeeinheit des hier beschriebenen Metallresonanzlidars gehören ein gepulster Alexandrit-Ringlaser. Die Wellenlänge des Leistungslasers (Alexandrit-Ringlaser) wird mit einem Seed-Lasers eingestellt. Das Seeding dient hauptsächlich dem Single-Mode-Betrieb des Lasers. Ein großer Vorteil ist es, dass mit Hilfe des Seed-Laser die Wellenlänge des Leistungslasers auf die Resonanzwellenlänge einer atmosphärischen Metallschicht eingestellt werden kann. Weiterer Bestandteil der Sendeeinheit ist die Strahlformung, die den Laserstrahl aufweitet und über Spiegel in die Atmosphäre emittiert. Ein Spektrumanalyser überprüft jeden Laserpuls des Leistungslasers auf Single-Mode-Betrieb und die emittierte Wellenlänge.

Die Empfangseinheit besteht aus einem Teleskop und einer darüber befindlichen CCD¹-Kamera, die zur Strahlstabilisierung dient. Das Teleskop sammelt die rückgestreuten Photonen und fokussiert diese in eine Glasfaser, die zur Nachweisbank führt. Auf der Nachweisbank werden die Photonen einzeln mit Hilfe von hochempfindlichen Detektoren wie z. B. PMT's² oder APD's³ einzeln gezählt. Damit nur Photonen der richtigen Wellenlänge und nicht alle einfallenden gezählt werden, wird das Signal auf der Nachweisbank mit hohem Aufwand spektral gefiltert. In der Zähl elektronik wird ein TTL-Signal⁴ erzeugt. Ein Mess-PC nimmt die Auswertung des Signals vor.

Bei zu hohen Intensitäten können die Detektoren aufgrund ihrer Totzeit nicht alle ankommenden Photonen zählen. Ein weiteres Problem ist der schnelle Signalanstieg (innerhalb weniger μs), der durch die rückgestreuten Signale der unteren Atmosphäre entsteht. In diesem Fall arbeitet der Detektor nicht linear. Weitere Nichtlinearitäten entstehen durch Totzeit, Schwingungen und Memoryeffekte der Detektoren. Die Signaldynamik entspricht ca. acht bis neun Größenordnungen. Daher muss das Signal an die Eigenschaften der Detektoren angepasst werden. Das ist z. B. mit einem mechanischen Chopper möglich. Das rückgestreute Signal wird unterhalb von 25 km durch den Chopper geblockt.

2.2 Lidar-Gleichung

Das Lidar misst die aus der Atmosphäre rückgestreuten Intensitäten je Höhenintervall. Um diese Signale auswerten zu können, muss für das komplette System die Lidar-Gleichung aufgestellt werden. In ihr sind die verschiedenen Geräteparameter (wie z. B. Laserintensität und Detektoreffizienz) und atmosphärische Größen (wie Untergrund und Streuvolumen) enthalten. Die Intensität des rückgestreuten Signals aus der Mesosphäre ist so gering, dass das Signal über 4000 Laserpulse ($\approx 130\text{ s}$) integriert werden muss. Bei anderen Signalen z. B.

1 Charge Coupled Device

2 Photomultiplier Tube

3 Avalanche Photo Diode

4 Transistor-Transistor-Logik

2.2 Lidar-Gleichung

Spuren eines Meteors würden 10 Pulse reichen. Pro Puls werden ca. 10^{17} Photonen ausgesandt, von denen nach der Streuung in der Mesosphäre nur $0,1 \frac{\text{Photon}}{\text{km}}$ am Boden detektiert wird. In der Regeln arbeiten die Lidars am IAP-Kühlungsborn mit einer Höhenauflösung von $dz = 200 \text{ m}$ was einem Zeitintervall von $t=1,334 \mu\text{s}$ (Höhenintegration) entspricht. Es wird also pro Höhenintervall und ausgesandtem Puls nur 0,02 Photonen detektiert. Vom Lidar aus betrachtet ist dabei die Höhe z_i des Intervalls durch den Zusammenhang:

$$z_i = 2c i t \quad (2.1)$$

gegeben. Wobei i für die Nummer des jeweiligen Intervalls steht und c die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Die Intensität, die von einem Detektor im i -ten Intervall gemessen wird, lässt sich in Form der linearen Lidargleichung, die nur unter stark vereinfachten Bedingungen gilt, darstellen.

$$I(\lambda, z_i) = I_0(\lambda) \beta(\lambda, z_i) dz \eta(\lambda) T^2(\lambda, z_i) \frac{A}{z_i^2} o(z_i) + U(z_i) \quad (2.2)$$

Die Terme der Gleichung werden in der Tabelle 2.1 auf Seite 8 genau bezeichnet.

Tabelle 2.1: Definitionen: Erläuterung der Terme aus der Lidar-Gleichung

$I_0(\lambda)$	Intensität der emittierten Laserpulse
$\beta(\lambda, z_i)$	Gesamter Volumen-Rückstreukoeffizient. Dieser setzt sich zusammen aus den Volumen-Rückstreukoeffizienten der einzelnen Streumechanismen: $\beta(\lambda, z_i) = \beta_{Ray}(\lambda, z_i) + \beta_{Mie}(\lambda, z_i) + \beta_{Res}(\lambda, z_i)$
$\eta(\lambda)$	Effizienz der Nachweisbank. Dies schließt Verluste in den Glasfasern und an optischen Oberflächen mit ein und berücksichtigt die Tatsache, dass die Detektoren selbst nur eine gewisse Quantenausbeute kleiner als eins aufweisen.
$T^2(\lambda, z_i)$	Transmission der Atmosphäre. Auf dem Weg des Laserpulses zwischen dem Lidar und dem Luftpaket in der Höhe z_i kommt es zu Extinktion durch Absorption und Streuung. Die Transmission geht quadratisch ein, da die empfangenen Photonen die Luftsäule zweimal durchlaufen. Jedoch ist die Extinktion in großen Höhen gering, so dass $T(\lambda, z_i > 30\text{km}) = 1$ gut erfüllt ist und Transmissionsverluste ab 30 km vernachlässigbar sind.
A	Effektive Oberfläche des Empfangsspiegels
$o(z_i)$	Überlapp-Funktion. Da es sich um ein System handelt, bei dem der Laserstrahl nicht ganz koaxial zu dem Empfangsspiegel ist, liegt der Strahl erst oberhalb von ca. 20 km komplett innerhalb des Gesichtsfeldes des Spiegels. Zudem besitzt das Empfangsteleskop ein gewisses Nahfeld, das nicht richtig abgebildet wird. Diese beiden Effekte werden durch die Überlapp-Funktion berücksichtigt.
$U(z_i)$	Untergrundintensität. Diese resultiert aus dem elektronischen Rauschen der Detektoren und Zähler, sowie natürlich aus dem Licht, das z. B. bei Tageslicht einfällt.

2.3 Streumechanismen

Das vom Lidar-System abgestrahlte Licht wird an Teilchen der Atmosphäre rückgestreut. Man unterscheidet die verschiedenen Streuprozesse in Abhängigkeit von der Größe des Teilchens an dem das Licht zurück geworfen wird und ob es sich dabei um einen elastischen (es tritt keine Wellenlängenänderung zwischen absorbiertem und emittiertem Photon auf) oder inelastischen Stoß handelt. Zu den elastischen Stößen gehören unter anderem die Mie-/Aerosol-, Rayleigh- und Resonanzstreuung. Die Ramanstreuung zählt zu den inelastischen Stößen bei denen eine Wellenlängenänderung auftritt. Abbildung 2.2 zeigt die verschiedenen Messhöhen der einzelnen Streuprozesse.

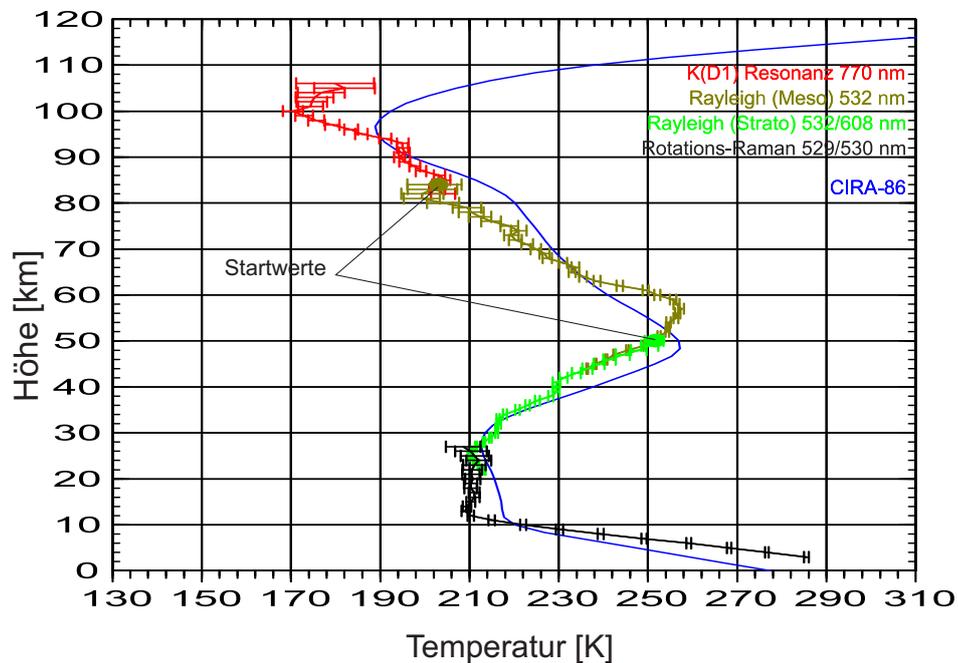


Abbildung 2.2: Kombiniertes Temperaturprofil aus Kalium- und RMR-Lidar in Kühlungsborn vom 12./13. November 2011 mit 10 Stunden Messdauer. Die Punkte stellen die Startwerte für die Berechnung der Temperatur aus der Rayleighstreuung dar. Das gemessene Temperaturprofil entspricht annähernd der CIRA-86 Standardatmosphäre.

Mie-/Aerosolstreuung geschieht an den flüssigen oder festen Bestandteilen der Atmosphäre. Die Größe der Teilchen liegt dabei im Bereich der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes, wobei der Streuquerschnitt und die Winkelverteilung stark von der Form und Größe der Teilchen abhängen [Mishchenko und Sassen, 1998]. Für sehr kleine Teilchen (kleiner als

100 nm) nähert sich der Mie-Wirkungsquerschnitt dem Rayleigh-Wirkungsquerschnitt an.

Rayleighstreuung tritt nur an Objekten auf, die viel kleiner sind als die eingestrahlte Wellenlänge des Lichtes. Nach [Young, 1981] besteht sie aus Cabannes- und Ramanstreuung. Es handelt sich hauptsächlich um eine Molekülstreuung. Der Wirkungsquerschnitt ist umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge ($\sigma \sim \lambda^{-4}$) das bedeutet je kleiner die Wellenlänge ist, desto effektiver wird die Rayleighstreuung. Blaues Licht wird also viel stärker gestreut als rotes (Ursache für das Abendrot).

Bei der **Resonanzstreuung** entspricht die Frequenz des eingestrahlten Lichtes genau der Eigenfrequenz des angeregten Atoms. Ein Elektron wird auf ein reelles Niveau gehoben und relaxiert dann wieder in den Grundzustand zurück. Dabei wird ein Photon gleicher Frequenz emittiert. Die Metall-Resonanzstreuung ist der einzige Streumechanismus der in einem Höhenbereich von 80 bis 105 km wegen der dort vorkommenden Metallschichten nutzbar ist. Dabei kann der Wirkungsquerschnitt um 15 Größenordnungen höher als bei der Rayleighstreuung liegen. Resonanzstreuung wird daher zu Untersuchungen in der Mesosphäre genutzt. Hierfür reicht die geringe Konzentration an Metallatomen die durch Meteore in die Atmosphäre gelangen aus. Die Resonanzstreuung ist stark wellenlängenabhängig. Darum ist es möglich sie von anderen Streuprozessen zu unterscheiden.

Ramanstreuung lässt sich in Rotations-Ramanstreuung und Vibrations-Ramanstreuung unterscheiden. Wenn ein Elektron durch ein einfallendes Photon angeregt wird, ändert sich die Rotations-Quantenzahl bzw. die Vibrations-Quantenzahl. Die Wellenlängenänderung der Ramanstreuung ist abhängig vom einfallenden Photon sowie dem streuenden Molekül.

2.4 Temperaturmessung mit Lidar

Es gibt unterschiedliche Verfahren die Temperatur in der Atmosphäre zu bestimmen. Eine Möglichkeit ist die **Temperaturberechnung aus der Rayleighstreuung**. Mit steigender Höhe nimmt die Teilchendichte exponentiell ab. Unter Ausnutzung der reinen Rayleighrückstreuung ($30 \text{ km} < z < 90 \text{ km}$) kann mit einem Lidar ein relatives Dichteprofil $n(z)$ gemessen werden [Hauchecorne und Chanin, 1980]. Für die Berechnung der absoluten Temperatur $T(z)$ besteht folgender mathematischer Zusammenhang:

$$T(z_i) = \frac{1}{n(z_i)} \left(n(z_0) T(z_0) - \frac{M}{k_B} \int_{z_0}^{z_i} g(z) n(z) dz \right) \quad (2.3)$$

Da sich die Zusammensetzung wegen der turbulenten Durchmischung in der Homosphäre bis ca. 105 km nicht ändert, wird die mittlere Molare Masse mit $M = 28,97 \text{ g mol}^{-1}$ [Wallace und Hobbs, 1977] angegeben. Bei dem Faktor k_B handelt es sich um die Boltzmann-Konstante

($k_B = 1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K). Die Erdbeschleunigung $g(z)$ geht ebenso wie die Startwerte $n(z_0)$ und $T(z_0)$, die aus einer Referenzatmosphäre oder aus einer Simultanmessung eines Resonanzlidars (siehe Abbildung 2.2) stammen, mit in die Gleichung ein. In Abbildung 2.2 sind auch die Fehlerbalken des berechneten Wertes aufgetragen. Dabei sieht man, dass die Fehler von oben nach unten immer kleiner werden. Die Ursache liegt im exponentiellen Dichtezuwachs in der Atmosphäre. Mit zunehmender Höhe verringert sich die Dichte. Der integrierte Anteil der Gleichung gewinnt mit abnehmender Höhe immer mehr an Gewicht, was eine Eigenstabilisierung der Temperaturberechnung zur Folge hat.

Unterhalb einer Höhe von ca. 30 km kann die Rayleighstreuung wegen der vorhandenen Aerosole nicht mehr zur Temperaturmessung genutzt werden. Um jedoch weitere Temperaturmessungen durchführen zu können eignet sich die **Rotations-Ramanstreuung**, die die inelastische Änderung der Rotationsquantenzahl von Sauerstoff- und Stickstoffmolekülen zur Messung nutzt.

Eine weitere Möglichkeit, und für diese Arbeit von Bedeutung, ist die **Temperaturberechnung aus der Dopplerresonanzstreuung**. Dabei wird die thermische Dopplerverbreiterung und Dopplerverschiebung bei der Resonanzstreuung an Metallatomen (hauptsächlich Kalium, Natrium und Eisen) in der Mesosphäre genutzt. Die Dopplerverbreiterung und -verschiebung sind die bestimmenden Größen für die Linienbreite. Eine Methode zur Untersuchung der Natriumschicht wurde bereits 1985 von [Fricke und von Zahn, 1985] entwickelt. Bei diesem Verfahren wird mit einem schmalbandigen Laser die Natriumschicht zur Erstellung eines genauen Temperaturprofils untersucht. Am IAP wurde 1996 das Kalium-Lidar von [von Zahn und Höffner, 1996] entwickelt, das noch bis zur Fertigstellung des Eisen-Lidars zu Messungen in Kühlungsborn dient. Mit dem Kalium-Lidar wurden zahlreiche Neuerungen eingeführt, die durch die Entwicklung des Eisen-Lidars weiter verbessert werden. Die Tageslichtfähigkeit und die Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses sind nur einige Beispiele. Das mobile Eisen-Lidar wurde zwischen 2003 und 2008 aufgebaut und ist im Moment in Davis, Antarktis, 69° S, 78° O stationiert. Für alle der aufgezählten Lidar-Systeme gilt, dass die Metallatome in thermischem Gleichgewicht mit ihrer Umgebung stehen. Bedingt durch die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung hat jedes Atom eine andere Resonanzfrequenz. Somit ist die Halbwertsbreite der Resonanzlinie temperaturabhängig (siehe Abbildung 2.3). Die Anzahl der Atome n ergibt sich in Abhängigkeit von der Frequenz ν zu:

$$n(\nu)d\nu = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\rho d\nu}{\delta\nu_D} \exp\left(-\left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_0}{\rho\nu_D}\right)^2\right) \quad (2.4)$$

mit der Halbwertsbreite

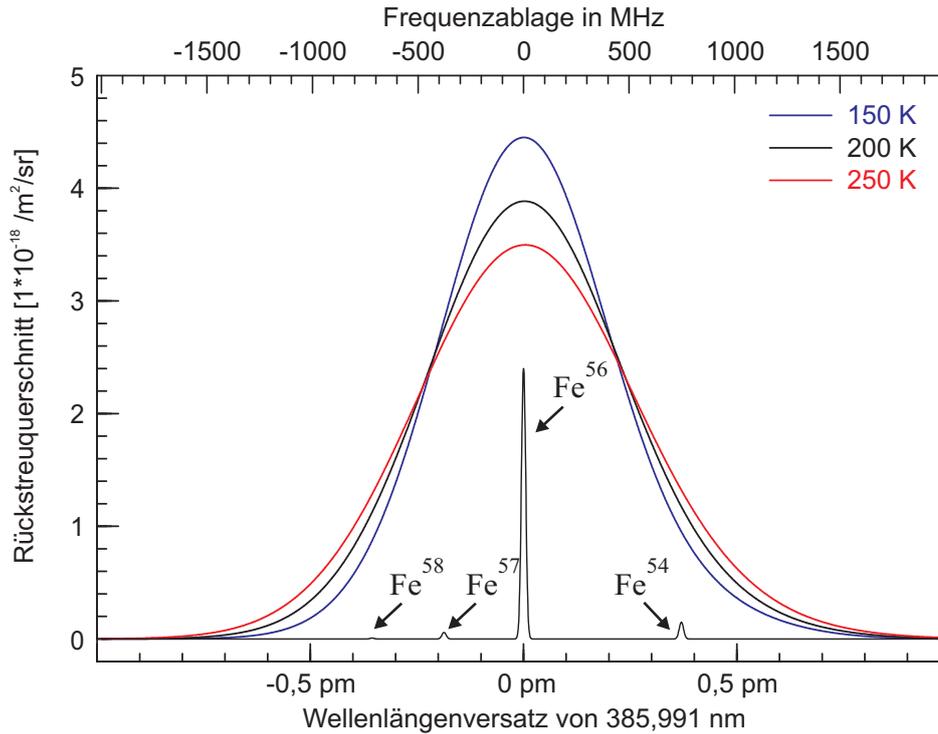


Abbildung 2.3: Der theoretisch bestimmte effektive Rückstreuquerschnitt des Eisen-Resonanzübergangs für drei typische Temperaturen (150, 200 und 250 K). Die verschiedenen Isotope sind mit einer Bandbreite von 20 MHz dargestellt. Ein Wellenlängenversatz von 1 pm entspricht 2017 MHz. Entnommen aus [Lautenbach und Höffner, 2004].

$$\delta\nu_D = \sqrt{8\ln 2 \frac{k_B T}{mc^2}} \nu_0, \quad (2.5)$$

wobei T die Temperatur der Atome und damit der Atmosphäre, m die Atommasse und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Aus Gleichung (2.5) ergibt sich, dass die Dopplerbreite proportional zu \sqrt{T} ist. Dies wird bei der Bestimmung der Temperaturen ausgenutzt. Die Änderung der Halbwertsbreite in Abhängigkeit der Temperatur ist temperaturabhängig. Bei ca. 200 K ändert sich die Halbwertsbreite der Eisenresonanzlinie um ca. 1 MHz (0,5 fm) pro Kelvin Temperaturänderung. Die Halbwertsbreite der Eisenresonanzlinie für die dopplerverbreiterte Kurve bei 200 K beträgt ca. 1093 MHz bzw. 0,54 pm. Dabei wird nur die Breite und nicht die Lage der dopplerverbreiterten Linie benötigt. Je genauer man die Frequenzänderung bestimmen kann desto genauer wird die Temperaturmessung.

3 Allgemeine Grundlagen zum Versuchsaufbau

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften des aufgebauten Systems näher erläutert. Dabei wird auf die theoretischen Grundlagen der Sättigungsspektroskopie sowie auf die verwendeten Systeme für Sättigungsspektroskopie, Laserstrahlerzeugung, das konfokale Etalon und den Spektrumanalysier eingegangen.

3.1 Anforderungen

Die Sättigungsspektroskopie wird als hoch genaue Wellenlängenreferenz für den gepulsten Laser eingesetzt. Das ist für die Messung des Metallresonanzsignals und die Kalibrierung des Spektrumanalysers zur Temperaturmessung wichtig. Weiter wird die Referenz für die Stabilisierung eines konfokalen Etalons benötigt. So kann man die thermische Drift des konfokalen Etalons korrigieren, das für Aerosolmessungen von der Stratosphäre bis zur Mesosphäre genutzt wird. Für andere atmosphärische Messungen wie z. B. der vertikalen Windgeschwindigkeit, ist die Kenntnis der absoluten Wellenlänge unerlässlich.

3.2 Grundlagen

In der Abbildung 3.1 wird der für diese Arbeit erstellte Aufbau der Sättigungsspektroskopie gezeigt. Hauptbestandteile sind das CoSY¹ und die Kerrzelle. Das CoSY beinhaltet die Rubidiumdampfzelle in der die eigentliche Sättigungsspektroskopie abläuft. Die Kerrzelle wird als optischer Shutter genutzt. Dazu wird die Kerrzelle mit der Pulsfrequenz des Alexandrit-Lasers synchronisiert. Weitere Bestandteile sind verschiedene Strahlteiler und Umlenkspiegel, die an die Wellenlänge angepasst sind. Sowie Faserkoppler und Glasfasern um zwischen Freistrahloptik und Glasfaseroptik zu wechseln.

¹ Compact Saturation Spectroscopy

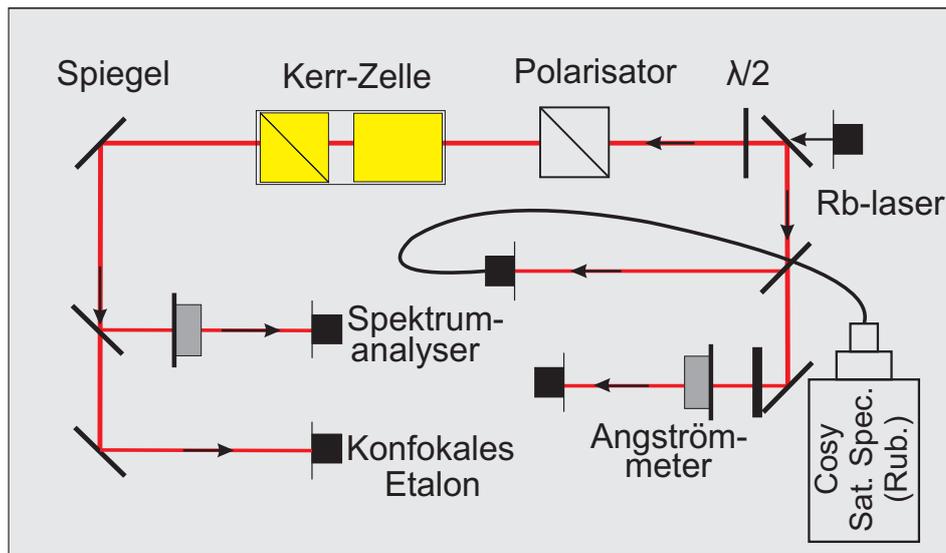


Abbildung 3.1: Das Bild zeigt den prinzipiellen Aufbau der Sättigungsspektroskopie zur Frequenzstabilisierung am IAP, bestehend aus den einzelnen Komponenten. Optionale Abschwächer sind vor dem Angströmmeter und dem Spektrumanalyser möglich.

3.2.1 Sättigungsspektroskopie

Die Sättigungsspektroskopie nutzt einen atomaren Übergang als Bezugspunkt, um die Änderung der Dopplerbreite der Resonanzstreuung zu vermessen. Da sich der Übergang nicht ändert, kann er als hoch genaue Referenz verwendet werden. Dabei ermöglicht die Sättigungsspektroskopie auch Übergänge aufzulösen, die ohne Kühlung nahe des absoluten Nullpunktes bei einfacher Absorptionsspektroskopie durch die Dopplerverbreiterung zusammenfallen würden. Lange Zeit wurden die charakteristischen Frequenzen von Atomübergängen zur Taktgebung bei der Zeitmessung genutzt. Mit dem Rubidiumatomübergang, der eine Arbeitsfrequenz von ca. 6 GHz hat, kann eine Genauigkeit von bis zu $\frac{\delta\sigma}{\sigma} < 10^{-13}$ erreicht werden. Um jedoch eine derart hohe Auflösung zu ermöglichen, müssen viele das Spektrum verbreiternde oder beeinflussende Mechanismen wie z. B. der Dopplereffekt unterdrückt werden. Sättigungsspektroskopie ist eine den Dopplereffekt überwindende Technik und zugleich ein Beispiel für eine nichtlineare optische Spektroskopie. Der prinzipielle Aufbau der Sättigungsspektroskopie ist in Abbildung 3.2 bzw. der technische Aufbau in Abbildung 3.3 dargestellt.

Für die Anregung des jeweiligen Atomübergangs wird ein nahezu monochromatischer, verstimmbarer Laser benötigt. Ob und in welchem Maße die Atome absorbieren hängt von ihrer Geschwindigkeit relativ zur einfallenden Lichtwelle ab. Wenn sich die Atome im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, unterliegen sie der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeits-

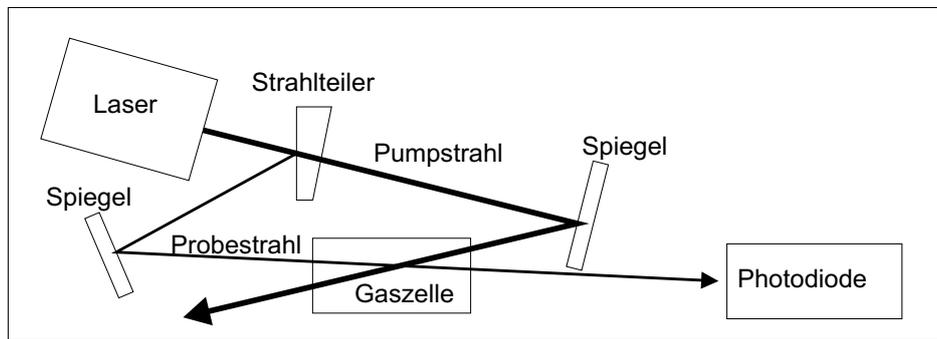


Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau einer Sättigungsspektroskopie nach [Demtröder, 2000].

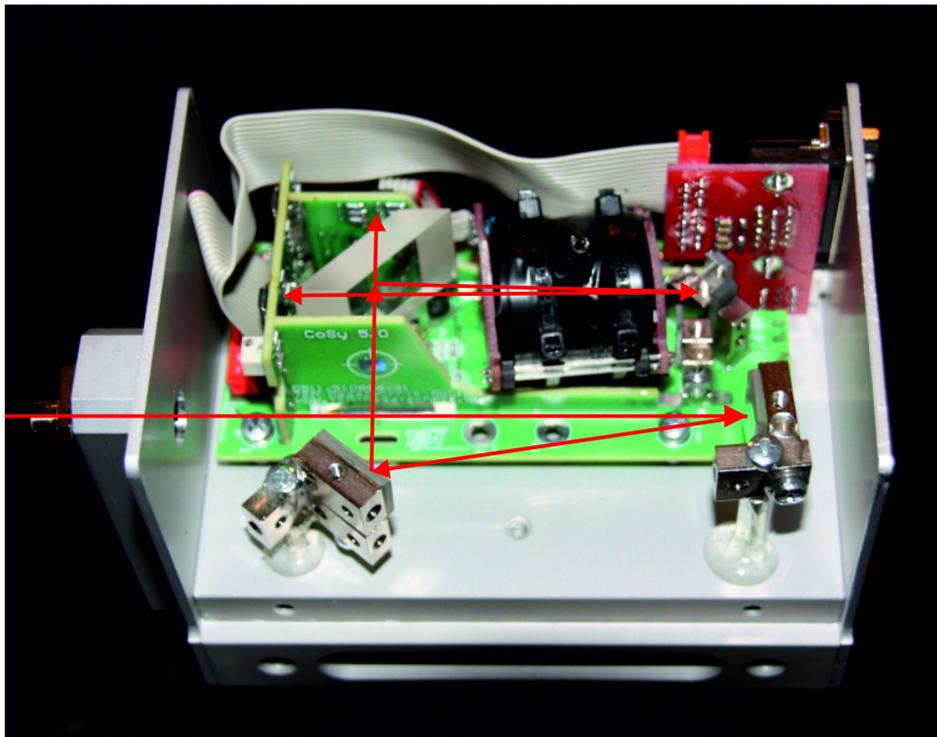


Abbildung 3.3: Geöffnetes Gehäuse des CoSY's. Der Strahlverlauf ist rot eingezeichnet. Die Rubidiumdampfzelle ist mittig platziert.

verteilung. Ist die Frequenz $\omega = 2\pi\nu$ der Laserstrahlung nicht genau auf die Resonanzfrequenz $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ der Atome abgestimmt, wird der Laserstrahl nur von den Atomen absorbiert, deren Geschwindigkeitskomponente $v = v_z$ die Doppler-Bedingung $\omega = \omega_0(1 + \frac{v_z}{c})$ erfüllt.

Es ergibt sich bei einer Temperatur von $T = 300\text{ K}$, mit der Molmasse von Rubidium $M \approx 87\text{ u}$, der Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge $\lambda_0 \approx 780\text{ nm}$ etwa 500 MHz dopplerverbreiterte Linienbreite. Im Vergleich dazu beträgt die Halbwertsbreite der natürlichen Linienbreite $\Delta\nu_n$ von Rubidium mit einer Lebensdauer von $\tau = 26,24\text{ ns}$ ungefähr 6 MHz. Die Halbwertsbreite bestimmt sich aus folgendem Zusammenhang:

$$\Delta\nu_n = \frac{1}{\tau 2\pi} . \quad (3.1)$$

Die Verbreiterung der Absorptionslinien bestimmt sich wie folgt [Demtröder, 2000]:

$$\Delta\nu_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \frac{c}{\lambda_0} \sqrt{\frac{T}{M}} . \quad (3.2)$$

Es können also nur Atome angeregt werden, die sich mit gleicher Geschwindigkeit $v = |v_z|$ zur Laserstrahlrichtung bewegen. Dagegen erreichen Atome, die sich in Ruhe, in Bezug auf die Laserstrahlrichtung befinden, ihre größtmögliche Anregungsrate wenn die Laserfrequenz mit der atomaren Übergangsfrequenz korrespondiert. Ein Elektron wird durch die Absorption in ein anderes Energieniveau gehoben. Im Spektrum entsteht ein so genanntes Bennet-Loch². Nur durch die Anordnung mit zwei Strahlen (siehe Abb. 3.2) lässt sich dieser Vorgang experimentell darstellen. Der Pumpstrahl verändert die Besetzungsverteilung in der Absorptionzelle. Der Probestrahl wird gegenläufig dazu eingestrahlt. Kommt es zu keiner Senke im Absorptionsspektrum wechselwirken die beiden Strahlen nicht mit der gleichen Geschwindigkeitsklasse von Atomen. Zeigt sich hingegen eine Senke, ein sogenannter Lamb-Dip, ist die Laserfrequenz resonant mit dem Atomübergang. Es können also durch den Probestrahl nur noch eine verringerte Anzahl von Atomen in den angeregten Zustand gebracht werden, da der Pumpstrahl bereits Atome angeregt hat. Der Lamb-Dip kann nun durch die höhere Transmission des Probestrahls detektiert werden.

In dieser Arbeit wurde als Sättigungsspektroskopie das CoSY der Firma Toptica verwendet. Es kommt ein Isotopengemisch aus ^{87}Rb (27,2%) und ^{85}Rb (72,8%) in der Gaszelle zum Einsatz. Das Alkalimetall Rubidium steht in der ersten Hauptgruppe im Periodensystem der Elemente, was bedeutet, das Rubidium über nur ein Valenzelektron verfügt. Damit ist es ein sehr reaktives Element. Aus diesem Grund kommt es in der Natur nur als Verbindung vor. Rubidium verfügt über 37 Elektronen, die wie folgt verteilt sind:

² lokales Minimum in der Besetzungsinversion

3.2 Grundlagen

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^1 4s^2 4p^6 5s^1 .$$

Für die am IAP-Kühlungsborn aufgebaute Sättigungsspektroskopie wird der D-2-Übergang bei 780,241 nm genutzt, wie aus Tabelle 3.1 [*Toptica – CoSY*, 2011] zu erkennen ist. Da diese Wellenlänge am nächsten an der eigentlichen Wellenlänge des Alexandrit-Ringlasers (772 nm) liegt.

Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird der 5P-Zustand in einen $P_{1/2}$ - und einen $P_{3/2}$ -Zustand aufgespalten. Diese **Feinstruktur** entsteht durch die Rotation des Elektrons um den Atomkern, und dem damit verbundenem Magnetfeld. Der Gesamtdrehimpuls (\mathbf{J}) der Elektronenhülle bestimmt sich durch Spin- (\mathbf{S}) und Bahndrehimpuls (\mathbf{L}) zu:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (3.3)$$

Der Betrag ergibt sich mit \hbar als Planck'sches Wirkungsquantum zu:

$$|\mathbf{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar. \quad (3.4)$$

Dabei führt die Kopplung von \mathbf{L} und \mathbf{S} zu verschiedenen Feinstrukturkomponenten, die sich nur in ihrer Quantenzahl J unterscheiden. Da die Quantenzahl aber bestimmten quantenmechanischen Regeln unterliegt, kann sie nur einzelne Werte annehmen, die nach der Clebsch-Gordon-Reihe zulässig sind:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S| , \quad (3.5)$$

Für das Valenzelektron von Rubidium ergeben sich durch $5s^1$ für den Bahndrehimpuls $L = 0$ und für den Spindrehimpuls $S = \frac{1}{2}$. Der Gesamtdrehimpuls nach Gl.(3.3) ist für das nicht angeregte Elektron $J = \frac{1}{2}$. Für das angeregte Valenzelektron von Rubidium ergeben sich zwei Möglichkeiten (siehe Tabelle 3.2). Es bilden sich nun zwei Übergänge aus, die D-Linien. Bei dem D-1-Übergang geht ein Elektron vom $5^2S_{1/2}$ -Grundzustand in das $5^2P_{1/2}$ -Niveau und im D-2-Übergang vom $5^2S_{1/2}$ -Grundzustand in das $5^2P_{3/2}$ -Niveau über.

Tabelle 3.1: Wellenlänge bei dem die D-1- bzw. D-2-Linie von Rubidium angeregt werden kann. Entnommen aus [*Toptica – CoSY*, 2011]

Element	Linie	Wellenlänge im Vakuum	Frequenz
Rubidium (^{87}Rb)	D-1 ($5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$)	794, 978 nm	377, 107 THz
Rubidium (^{87}Rb)	D-2 ($5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$)	780, 241 nm	384, 230 THz

Tabelle 3.2: Quantenzahlen des Valenzelektrons von Rubidium

Quantenzahl	Bezeichnung	Ruhezustand	angeregter Zustand
n	Hauptquantenzahl	5	5
l	Bahndrehimpuls-Quantenzahl	0	1
m_l	Quantenzahl der z-Komponente des Bahndrehimpulses	0	-1 oder 0 oder +1
s	Spinquantenzahl	1/2	1/2
m_s	Quantenzahl der z-Komponente des Spins	+1/2 oder -1/2	+1/2 oder -1/2
j	Gesamtdrehimpuls des Elektrons	1/2	1/2 oder 3/2

Die D-1-Linie findet in dieser Arbeit keine Betrachtung, da sich der D-2-Übergang mit 780,241 nm näher an der zu messenden Wellenlänge des Alexandrit-Ringlasers (772 nm) befindet und der Referenzlaser (DL-100 L Laser von der Firma Toptica; siehe 3.2.2) nicht die benötigte Wellenlänge bereitstellen könnte.

Neben der Feinstruktur, die aus der Wechselwirkung des Elektronenspins und der Bahnbewegung um den Atomkern entsteht, gibt es noch eine weitere Aufspaltung. Die **Hyperfeinstruktur**, Ursache ist der Kernspin, also die Rotation des Kerns um sich selbst. Analog dem Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle setzt sich der Gesamtdrehimpuls des Atoms nun aus dem Kernspin (\mathbf{I}) und dem Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle (\mathbf{J}) zu:

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (3.6)$$

zusammen. Wobei \mathbf{I} als:

$$|\mathbf{I}| = \sqrt{I(I+1)}\hbar \quad (3.7)$$

definiert ist. Der Gesamtdrehimpuls des Atoms \mathbf{F} kann genau wie \mathbf{J} nur feste Werte annehmen.

$$F = J + I, J + I - 1, \dots, |J - I| \quad (3.8)$$

Da sich die beiden Rubidiumisotope in ihrer Neutronenanzahl unterscheiden, weisen sie auch einen unterschiedlichen Kernspin auf. Die möglichen Gesamtdrehimpulse (\mathbf{F}) sind in Tabelle 3.3 dargestellt.

Die Hyperfeinstrukturaufspaltung von Rubidium ist in Abbildung 3.4 und 3.5 dargestellt. Sie ist im Vergleich zur Feinstrukturaufspaltung ca. 1000-mal kleiner und deswegen auch nicht im dopplerverbreiterten Signal sichtbar. Es kommt durch das Gemisch aus ^{87}Rb und ^{85}Rb zu einer Isotopenverschiebung, die in Abbildung 3.6 zu sehen ist.

Wenn man nun die Isotopenverschiebung aus Abbildung 3.6 mit der Abbildung 3.7 vergleicht, erkennt man welcher der dopplerverbreiterten Peaks zu welchem Isotop und wel-

Tabelle 3.3: Gesamtdrehimpuls des Valenzelektrons von Rubidium

	^{87}Rb	^{85}Rb
Kerndrehimpuls	$I = \frac{3}{2}$	$I = \frac{5}{2}$
Gesamtdrehimpuls im Grundzustand	$F = 1; 2$	$F = 2; 3$
Gesamtdrehimpuls im angeregten Zustand	$F = 0; 1; 2; 3$	$F = 1; 2; 3; 4$

chem Niveau gehört. In der roten Kurve in Abb. 3.7 sind die Hyperfeinstrukturpeaks aus der dopplerefreien Sättigungsspektroskopie zu sehen. Es ergeben sich für jedes der vier $5^2S_{\frac{1}{2}}$ -Niveaus drei erlaubte Übergänge bei denen die Bedingung $\Delta F = \pm 1; 0$ nicht verletzt ist und zusätzlich je drei cross-over-Resonanzen. Aus diesem Grund besteht jede Serie aus sechs Hyperfeinpeaks.

Cross-over-Resonanzen treten in Atomen mit mehreren Übergängen durch die Überlagerung von verschiedenen Geschwindigkeitsklassen auf. Der Probe- bzw. Pumpstrahl wird von mehr als nur einer Klasse absorbiert. Dies führt zu zusätzlichen Peaks in der Hyperfeinstruktur.

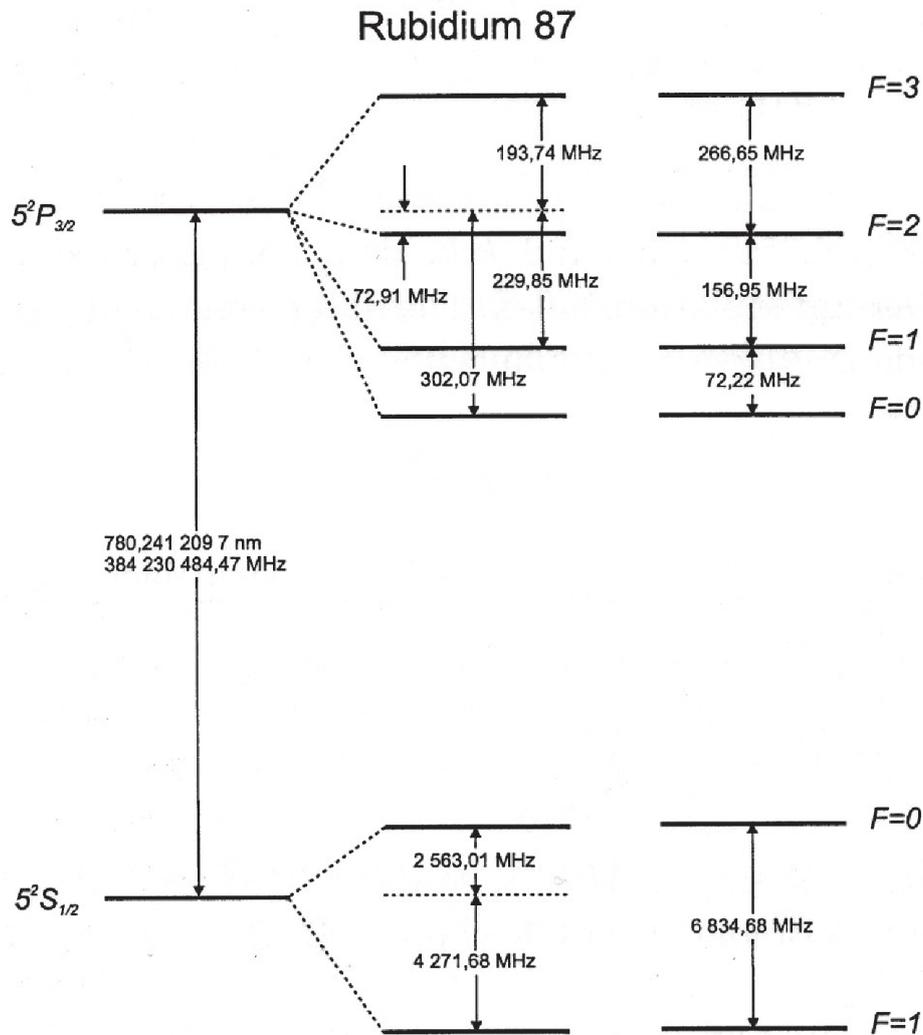


Abbildung 3.4: Termschema der ^{87}Rb D-2-Linie mit den einzelnen Energieniveaus der Hyperfeinstruktur. Die Werte des angeregten Zustandes der D-2-Linie sind aus [Ye *et al.*, 1996] und des Grundzustandes aus [Bize *et al.*, 1999] entnommen.

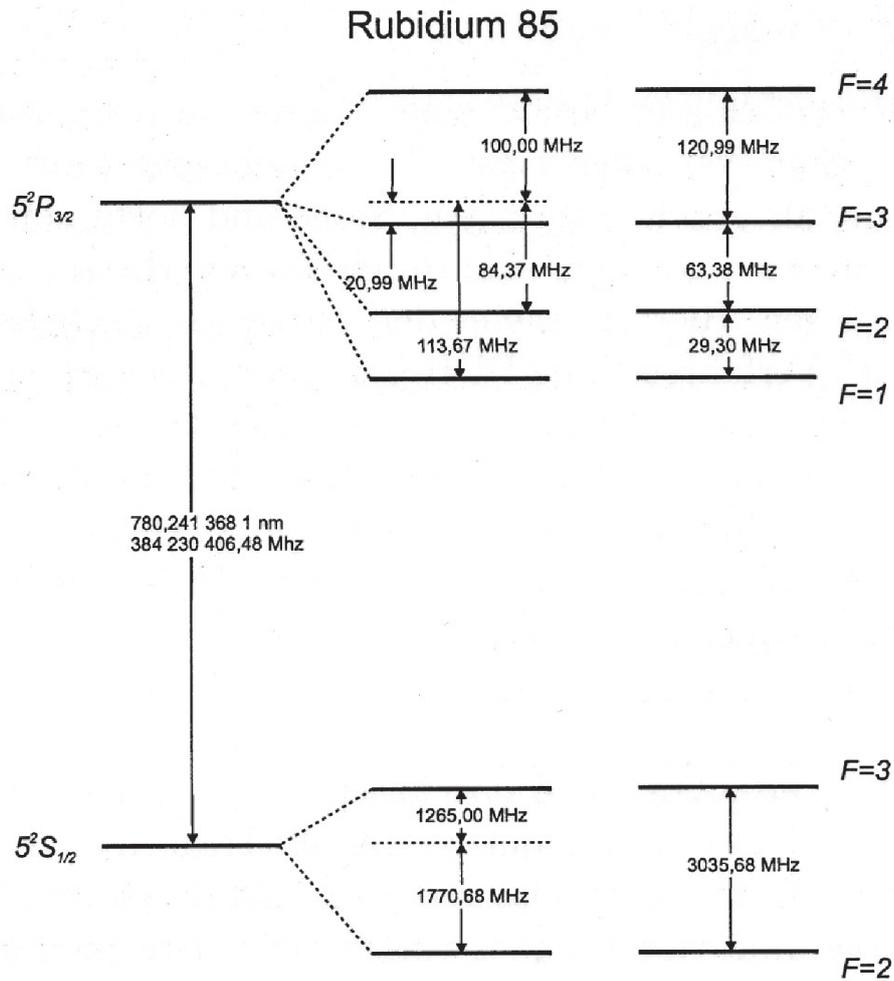


Abbildung 3.5: Termschema der ^{85}Rb D-2-Linie mit den einzelnen Energieniveaus der Hyperfeinstruktur nach [Banerjee et al., 2003].

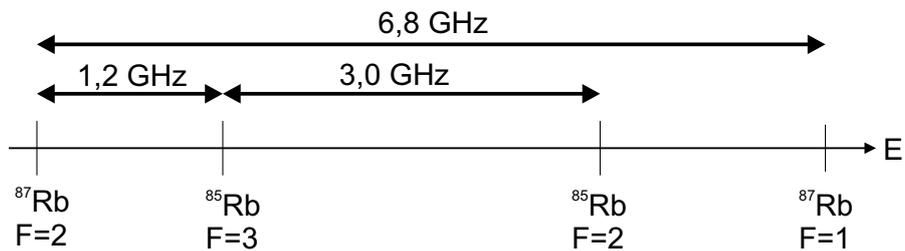


Abbildung 3.6: Isotopenverschiebung von ^{87}Rb und ^{85}Rb die aus Abbildung 3.4 und 3.5 abgeleitet wurde.

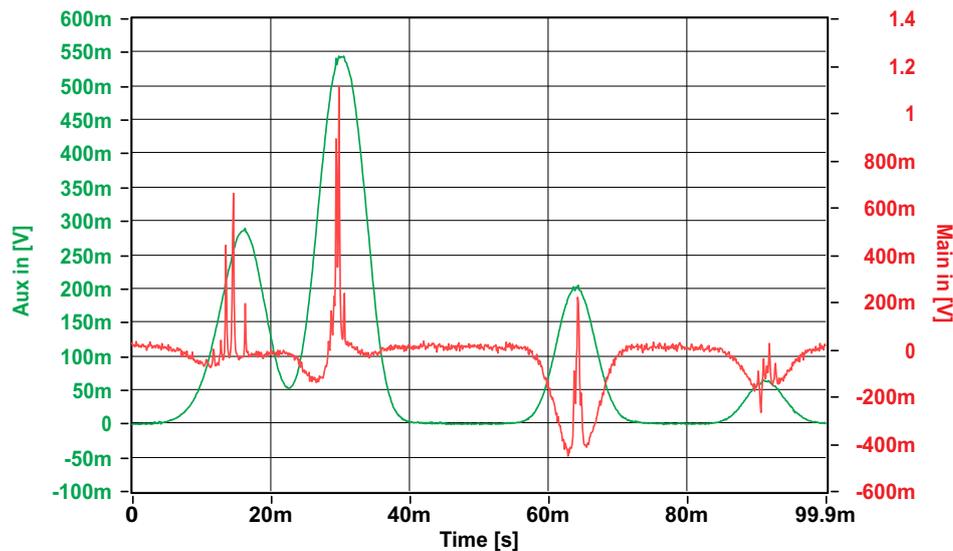


Abbildung 3.7: Zu sehen die vier dopplerverbreiterten (grün) und die vier dopplerfreien (rot) Serien der Rubidium-Sättigungsspektroskopie. Gut ist auch die individuelle Hyperfeinstruktur zu erkennen. Jede Serie der Hyperfeinstruktur besteht aus sechs Peaks.

3.2.2 Laser und Lasersteuerung

Wie das CoSY stammt auch der verwendete Laser von der Firma Toptica. Hierbei handelt es sich um einen gitterstabilisierten DL100 L Diodenlaser [Toptica – DL100, 2010]. Die durchstimmbare Diode verfügt über eine optische Leistung von ca. 120 mW. In Abbildung 3.8 ist der Aufbau des Diodenlasers zu sehen.

Die Laserdiode kann Licht der Wellenlänge von ca. 779,6 nm bis 785,3 nm [Toptica – DL100, 2010] erzeugen. Die benötigte Wellenlänge kann aktiv über Temperatur, Stromstärke und Ausrichtung des Beugungsgitters gesteuert werden. Aus diesem Grund ist die Laserdiode auf ein Peltier-Element montiert. Das Gehäuse verfügt über die Möglichkeit es in einen Kreislauf zur Temperaturstabilisierung einzubinden. Durch die am IAP-Kühlungsborn vorhandenen klimatisierten Laborräume und den Laseraufbau aus Invar³ und einem Beugungsgitter aus Zerodur⁴ wird lediglich das Peltier-Element zur Temperaturregulierung genutzt.

Die für die Sättigungsspektroskopie benötigte Wellenlänge liegt bei ca. 780,241 nm. Um den Laser in seinem Spektrum zu stabilisieren verfügt er über ein Beugungsgitter. Mit Hilfe dieses Gitters wird der Modensprung freie Bereich auf ca. 28 GHz bzw. ≈ 57 pm ausgedehnt. Das Prinzip der Littrow-Anordnung beruht auf der Gitterrückkopplung. Das im DL100 L

³ Eisen-Nickel-Legierung mit sehr kleinem Wärmeausdehnungskoeffizient

⁴ Glaskeramik der Schott AG mit sehr geringem Wärmeausdehnungskoeffizient

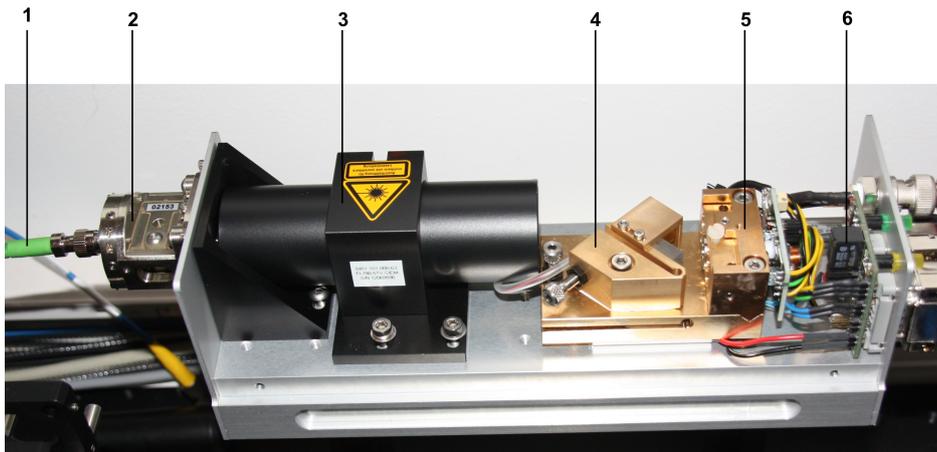


Abbildung 3.8: DL 100 L Diodenlaser der Firma Toptica; 1 Glasfaser, 2 FiberDock, 3 optischer Isolator, 4 Gitter, 5 Laserdiode und 6 Steuereinheit.

zum Einsatz kommenden Gitter hat eine Gitterkonstante $d = 556 \text{ nm}$ bzw. $1800 \frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$. Der Littrow-Winkel α ist mit Beugungsordnung k durch Gleichung (3.9) gegeben.

$$\sin\alpha = \frac{k\lambda}{2d} \quad (3.9)$$

Durch das Beugungsgitter wird die erste Beugungsordnung wieder in den Resonator der Diode rückreflektiert. Über die Drehung des Gitters kann die Wellenlänge, die reflektiert wird, gesteuert werden. Es kommt zu einer Intensitätsverstärkung (externer Resonator) der gewünschten Frequenz. Da das Beugungsgitter über einen Piezokristall verfügt, kann es auch aktiv geregelt werden. Das bedeutet, wenn die Laserdiode ihre Frequenz ändert kann über eine externe Steuerung die emittierte Wellenlänge konstant gehalten werden.

Die optische Leistung der Diode von 120 mW lässt sich wegen der Verluste im Aufbau des Lasersystems nicht nutzen. Beim Durchgang durch den optischen Isolator, das Einkoppeln mit dem FiberDock und in der Glasfaser entstehen Verluste die ca. der Hälfte der ursprünglichen Laserleistung entsprechen. So steht als reine Laserleistung ca. 50–60 mW zur Verfügung. Das ist für die Sättigungsspektroskopie jedoch mehr als ausreichend. Hierfür werden mindestens 1 bis maximal 5 mW benötigt. Mit Hilfe eines geschickten Versuchsaufbau wird die Leistung, die in das CoSY eingekoppelt wird, auf den benötigten Wert angepasst.

Da der Laser als Referenz für die absolute Wellenlänge und zur Stabilisierung des konfokalen Etalons dient, müssen die Schwankungen in der Wellenlänge durch elektronische Maßnahmen verringert bzw. unterbunden werden. Für die Spektroskopieanwendung ist ein hoch genauer Referenzlaser gefordert. Dementsprechend müssen die Steuereinheiten den Anforderungen

ebenfalls gerecht werden. Die von der Firma Toptica dazugehörige Elektronik (siehe Abb. 3.9) besteht aus den Modulen:



Abbildung 3.9: Die Abbildung zeigt die Elektronik zur Lasersteuerung und -stabilisierung.

- **Diodenstromsteuerung**, über das DCC110 lässt sich der Diodenstrom steuern. Mit dem DCC110 kann der Injektionsstrom schnell variiert werden. Dafür verfügt das Modul über einen Feedforward zum SC110 das den Piezokristall des Beugungsgitters steuert. Damit ist es möglich den internen Resonator an den externen anzupassen und somit die emittierte Wellenlänge konstant zu halten.
- **Temperatursteuerung**, das DTC110 regelt das Peltier-Element, das die Temperatur der Laserdiode bestimmt. Die Temperaturregelung ist für den Drift des Lasers und wie beim DCC110 für den internen Resonator von erheblicher Bedeutung.
- **Gittersteuerung**, der SC110 steuert den Piezokristall, der den Winkel des Gitters und damit die reflektierte Wellenlänge beeinflusst. Der Piezokristall kann mit einer Frequenz von bis zu 1 kHz angesteuert werden um niederfrequente Störungen zu eliminieren.
- **Monitoreinheit**, das DC100 ist zur Überprüfung der eingestellten Werte konzipiert, damit nicht extra ein externes Anzeigegerät angeschlossen werden muss. Es gibt Anschluss über aktuelle und maximal eingestellte Temperatur- und Stromwerte.
- **Digilock 110**, ermöglicht es über komplexe Regelfunktionen hochfrequente Störungen, die auf den Laser wirken, ausregeln zu lassen. Das Digilock enthält zwei PID-Regler, einen Analogregler, einen Funktionsgenerator und einen Phasencomparator. Die Fehlersignale zum Regeln für das PDH- und Lock-In-Modul werden direkt im Digilock erzeugt.

3.2.3 Konfokales Etalon

Das für das Eisen-Lidar verwendete konfokale⁵ Etalon dient der spektralen Filterung des rückgestreuten Signals aus der Atmosphäre. Der spektrale Bereich wird dabei soweit eingeschränkt, dass es möglich wird die Mierückstreuung an Eisteilchen und anderen Partikeln in der Mesosphäre von der Rayleighstreuung zu trennen und zu messen. Nur wenn es gelingt den Miepeak aus dem Rayleighsignal zu filtern, ist man in der Lage NLC's zu identifizieren.

In Abbildung 3.10 ist der prinzipielle Aufbau eines konfokalen Etalons dargestellt. Es besteht aus zwei konfokal gekrümmten Spiegeln, die mit einer hochreflektierenden ($> 99,9\%$) Schicht versehen sind. Ihr Abstand zueinander ist für das Interferenzmuster entscheidend.

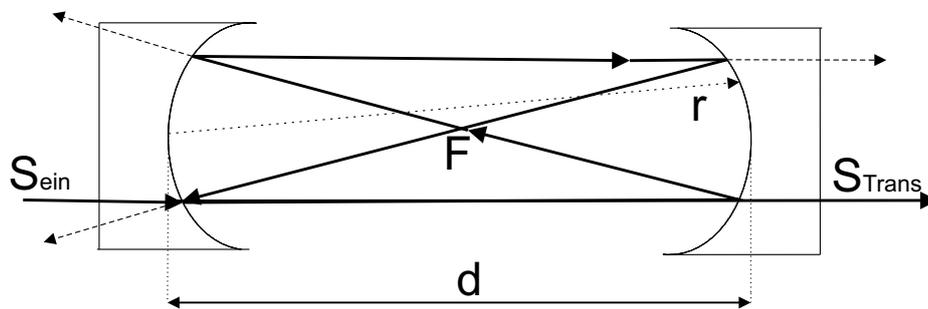


Abbildung 3.10: Prinzipieller Aufbau eines konfokalen Etalons.

Wenn auf der optischen Achse bzw. in ihrer Nähe ein monochromatischer Lichtstrahl in das Fabry-Perot-Interferometer eingestrahlt wird, bildet sich im Etalon durch partielle Reflexion eine Überlagerung vieler Strahlen aus. Wenn der Abstand der beiden sphärischen Spiegel konfokal ist, entsteht nach der vierten Reflexion ein paraxialer Strahl. Es kommt zu einer Vielstrahlinterferenz auf der Detektoroberfläche. Bei realen Systemen bildet sich selbst noch dann ein Interferenzmuster aus, wenn die umlaufenden Strahlen sich nicht perfekt überlagern sondern sich nur in der Strahltaile schneiden. Das Etalon weist eine kammartige Transmission auf. In Abbildung 3.11 ist das periodische Interferenzmuster eines konfokalen Etalons dargestellt. Mit dem Spiegelabstand werden die transmittierten Frequenzen eingestellt. Nur Wellenlängen, die die Resonanzbedingung erfüllen, interferieren konstruktiv und können durch das Etalon transmittieren. Nur wenn $\lambda = \frac{d}{n}$ erfüllt ist, wird das konfokale Etalon für diese Laserstrahlen transparent. Andere Spektralbereiche werden nahezu vollständig ausgelöscht. Der freie Spektralbereich FSR zwischen zwei Transmissionsmaxima ist durch Gleichung (3.10) gegeben.

⁵ selber Brennpunkt

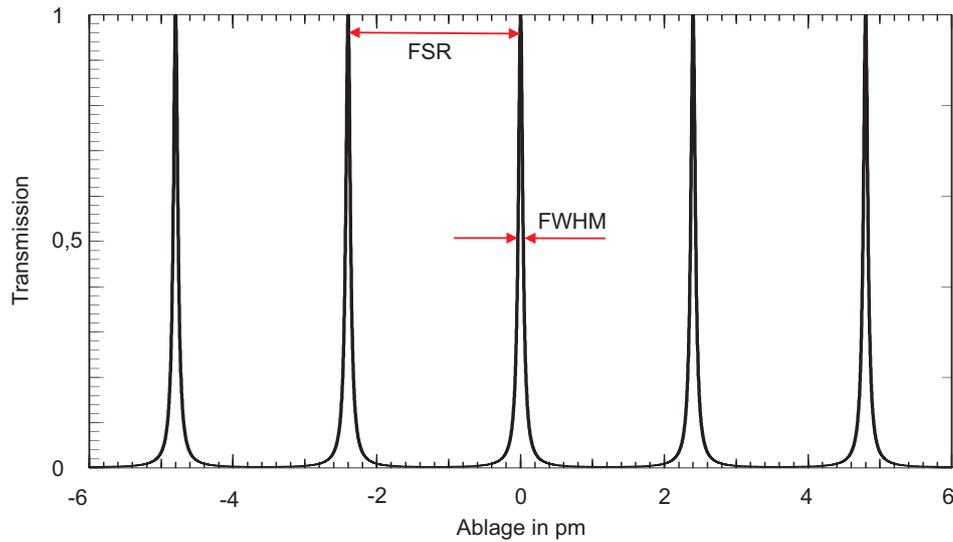


Abbildung 3.11: Beispielhafte Darstellung der Transmissionsfunktion eines konfokalen Etalons mit $FSR = 2,2 \text{ pm}$ und $FWHM = 200 \text{ fm}$.

$$FSR = c / (4nd) \quad (3.10)$$

Dabei steht c für die Lichtgeschwindigkeit, n für den Brechungsindex zwischen den beiden Spiegeln und d für den Abstand der Spiegel. Weiterhin gilt: $d = r = 2f$.

Der Transmissionsgrad ist größer als 10% [*Toptica - FPI100*, 2011] und wird mit:

$$T = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a}{1-R} \right)^2 \quad (3.11)$$

angegeben, a ist die Summe aus Verlusten durch Absorption und Streuung.

Ein planares Etalon kann aufgrund der geforderten Werte nicht verwendet werden. Es wäre zu groß. Ein weiterer Vorteil des konfokalen Aufbaus ist, dass er gegenüber Spiegelverschiebungen (thermische Drift, mechanische Störungen) toleranter als der planare Aufbau ist. Dieser Umstand erleichtert die Justage erheblich. Das am IAP-Kühlungsborn verwendete konfokale Etalon weist einen freien Spektralbereich von ca. 1 GHz bzw. 2,034 pm bei einer Wellenlänge von ca. 780 nm auf. Dabei handelt es sich um die Standardausführung mit Aluminiumgehäuse und handelsüblichen Optiken. Die spektrale Auflösung A ist mit

$$A = \frac{FSR}{F} \quad (3.12)$$

gegeben. F gibt die Finesse des Etalons an und ist als:

$$F = \frac{FSR}{FWHM} \approx \frac{\pi R}{1 - R^2} \quad (3.13)$$

definiert. Wobei für hoch reflektierende Spiegel die Näherung im zweiten Teil der Gleichung (3.13) gilt. Die spektrale Auflösung bzw. die Finesse ist also nur von der Reflektivität der Spiegel abhängig, diese ist aber nur bis zu einem bestimmten Grad möglich, da sie von der Beschichtungs- bzw. Poliertechnik abhängt. Auch sinkt mit steigender Reflektion die Transmission des Etalons. Der vom Hersteller angegebene Wert $F \approx 750$ bedeutet, dass das am IAP-Kühlungsborn betriebene konfokale Etalon eine spektrale Auflösung von besser als $A = 1,33$ MHz hat.

Zur aktiven Steuerung des Spiegelabstandes ist ein Piezokristall verbaut. Damit ist es möglich einen Spiegel im Bereich der Wellenlänge zu verschieben. Dies ist notwendig um die Temperaturdrift und mechanische Vibrationen auszugleichen. Das Etalon hat eine Temperaturempfindlichkeit von $7 \frac{\mu\text{m}}{\text{K}}$. Der Piezokristall ist in der Lage, Längenänderungen bis ca. $6 \mu\text{m}$ [*Toptica – FPI100*, 2011] ausregeln zu können. Um Schwankungen so klein wie möglich zu halten ist wie im DL100 L Laser auch, eine Temperatursteuerung verbaut. Das konfokale Etalon steht ebenfalls in einem klimatisierten Labor, in dem die Temperaturschwankungen kleiner $\pm 0,5$ K sind.

3.2.4 Spektrumanalyser

Der Spektrumanalyser dient der relativen Frequenzmessung und qualitativen Beurteilung der ausgestrahlten Laserwellenlänge. Seit 1992 wird der Spektrumanalyser am IAP-Kühlungsborn stetig weiterentwickelt. Ursprünglich war er nur zur Beurteilung des Spektrums des Alexandrit-Ringlasers konzipiert, bis sich herausstellte, dass auch eine Frequenzmessung möglich ist. Der Spektrumanalyser soll analog des mobilen Lidars am Standort Kühlungsborn umgebaut werden. Für die Frequenzmessung wird ein Teil der Laserstrahlung des Alexandrit-Ringlasers und des Referenzlasers eingekoppelt. Da die Wellenlänge des Referenzlasers bekannt ist, dient sie als Bezugspunkt für die Frequenzmessung des Alexandrit-Ringlasers. Dem Spektrumanalyser ist nur die Bestimmung der Frequenzablage zwischen den beiden eingestrahnten Signalen möglich. Dieser Frequenzversatz ist für die Messung der atmosphärischen Temperatur erforderlich. Dazu wird der Spektrumanalyser kontinuierlich mit dem Signal des Referenzlasers kalibriert, um sicher zu stellen, dass die gemessenen Werte mit den realen Absolutwerten übereinstimmen. Das Rubidiumspektrum bietet mit ca. 6,8 GHz Breite (siehe Abbildung 3.6, Seite 21) genug Referenzpunkte für eine exakte Kalibrierung. Der Spektrumanalyser besteht im wesentlichen aus einem Fabry-Perot-Interferometer mit planparallelen Platten, die in einem Abstand von ca. 15 cm angeordnet sind. Ursprünglich wurde dieser

Abstand mittels Temperaturstabilisierung und Piezokristallen konstant gehalten. Der freie spektrale Bereich betrug $FSR = 1$ GHz und das spektrale Auflösungsvermögen ca. $A = 20$ MHz. Nach Gleichung (3.12) ergibt sich eine Finesse von $F = 50$. Jedoch sind die Piezokristalle zur Zeit defekt, so dass der Plattenabstand nicht mehr korrigiert werden kann. Druckänderungen verursachen über das Jahr gesehen einen Drift. Die Finesse beträgt im Moment ca. $F = 25$. Mit einer Kamera werden die Interferenzringe der Laserstrahlung aufgenommen. Dieses Muster wird mit Hilfe einer am IAP-Kühlungsborn entwickelten Software ausgewertet. Die Software vergleicht die Frequenzablage zwischen den beiden Laserstrahlen. Da die Referenzfrequenz aus der Sättigungsspektroskopie bekannt ist kann man auf die Frequenzen der Pulse aus dem Alexandrit-Ringlaser schließen. Um aus der Interferenzringablage die Frequenzablage zu bestimmen, werden die Durchmesser der einzelnen Ringe für beide Laser ermittelt. Der Radius entspricht dem Abstand der Transmissionsmaxima. Dabei werden mögliche Störungen in den Ringen durch Aufintegration der Ringflächen jedes Pulses verringert.

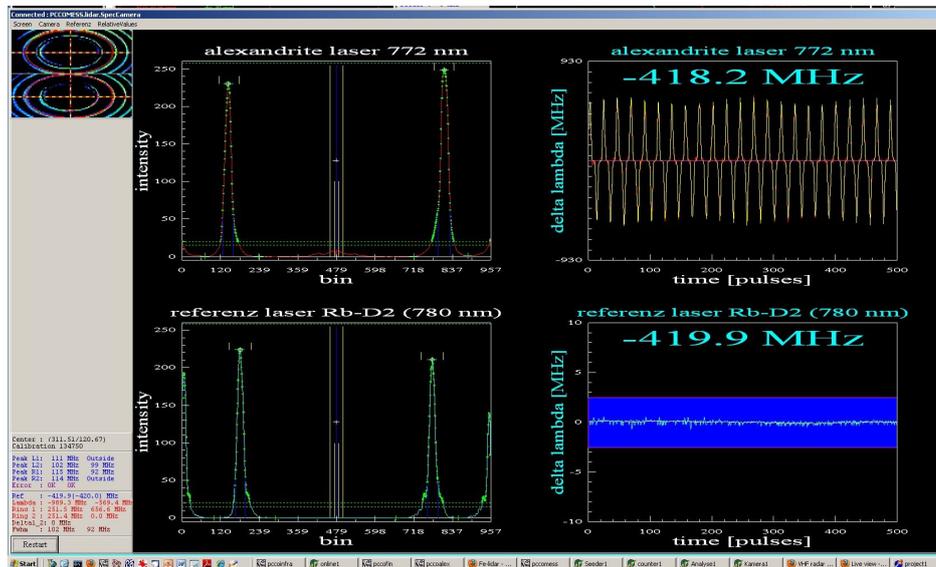


Abbildung 3.12: Plot der Software des Spektrumanalyzers aus dem mobilen Fe-Lidar. Dargestellt sind die Strahlprofile des Alexandrit-Ringlasers und des Referenzlasers, sowie die Wellenlängenschwankungen in den einzelnen Laserstrahlen.

Ein Plot der Spektrumanalyser-Software ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Alle für die Auswertung der genauen Wellenlänge benötigten Daten sind enthalten. Die Aufnahme stammt aus dem mobilen Fe-Lidar-Container. In Kühlungsborn wird der Spektrumanalyser nur für das Kalium-Lidar verwendet. Da die Software und noch einige andere Geräteparameter erst an das neue Eisen-Lidar angepasst werden müssen.

4 Messungen und Ergebnisse

Mit dem vollständig aufgebauten System (siehe Abbildung 4.1) wurde die erste Justage durchgeführt. Vom Hersteller war das Beugungsgitter des Diodenlasers grob auf die benötigte Wellenlänge eingestellt. Die Feinjustage erfolgte durch Suchen des Rubidium-Absorptionssignals, dass nur bei der korrekten Wellenlänge auftritt (780,241 nm). Mit Hilfe der Variation von Temperatur und Injektionsstrom wurde ein geeigneter Arbeitspunkt gesucht. Beim Aus- und wieder Einschalten des Lasers kam es teilweise zu Modensprüngen. Dies ist ein Indiz dafür, dass der ideale Arbeitspunkt noch nicht erreicht wurde. Im Laufe der Zeit wurde das System optimiert.

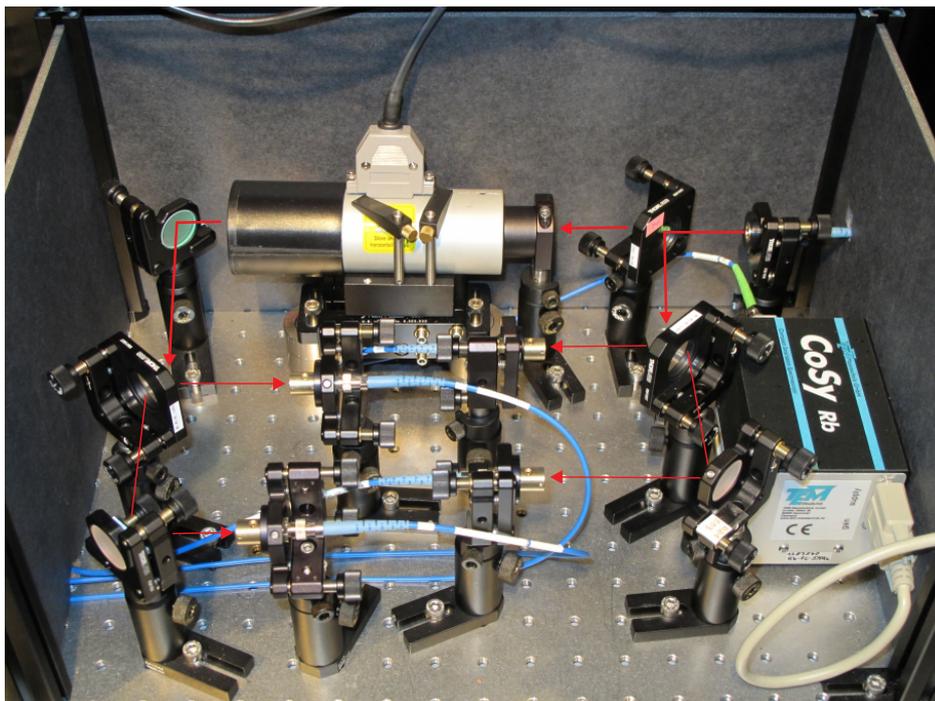


Abbildung 4.1: Das Bild zeigt den fertigen Aufbau der Sättigungsspektroskopie zur Frequenzstabilisierung, bestehend aus den einzelnen Komponenten. Der Verlauf des Laserstrahls wird durch die roten Pfeile hervorgehoben.

4.1 Stabilisierung mit PDH und Lock-In

Mit dem Digilock und der dazugehörigen Software ist es möglich, den Laser auf unterschiedliche Weise zu stabilisieren. Es gibt eine Leistungs- und eine Frequenzstabilisierung. Da in dieser Arbeit die Bestimmung der absoluten Frequenz der emittierten Laserpulse von großer Bedeutung ist wird die Leistungsstabilisierung nicht betrachtet. Die Softwareoberfläche ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Mit dem Digilock kann der DL100 L Laser mit Hilfe von Regelkreisen stabilisiert werden. Die Laserdiode besitzt eine Bandbreite von 0,1–1 MHz pro Sekunde. Diese entsteht durch mechanische und akustische Störungen, die sich auf den Laserresonator auswirken, aber auch durch hochfrequente Störungen, die elektronischen Ursprungs sind.

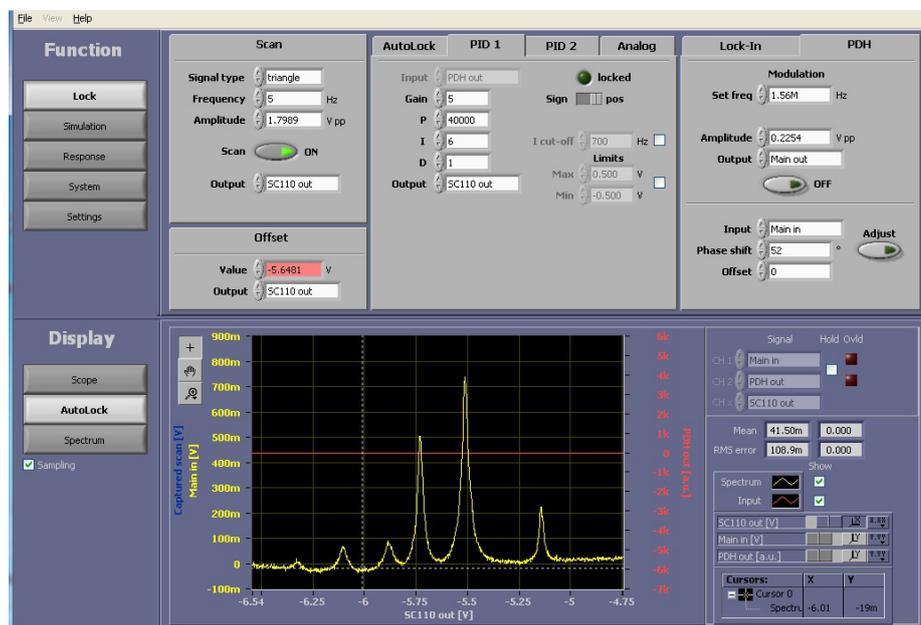


Abbildung 4.2: Plot der Digilock-Software mit den verschiedenen Einstellmöglichkeiten. Im oberen Teil des Bildes befinden sich die Variation des Scancontrollers SC110, die Steuereinheit für den Lock und der Generator für das Fehlersignal. Im unteren Teil ist ein 2-Kanal-Oszilloskop implementiert, das alle Signale des Digilocks ausgeben kann.

Im oberen Teil der Abbildung 4.2 sind verschiedene Reiter zu sehen. Das Scan-Modul ist für die Steuerung des SC110 zuständig. Es lassen sich die Frequenz und die Amplitude der Änderung des Piezokristalls, der das Beugungsgitter bewegt, steuern. Das mittlere Modul ist eine Regeleinheit. Es bezieht ein Fehlersignal, das im Digilock erzeugt wird. Der PID1-Regler¹

¹ Proportional-Integral-Differential-Regler

ist für die Steuerung des Beugungsgitters zuständig. Da der Piezokristall maximal mit 1 kHz angesteuert werden kann, wird er für die Ausregelung mechanischer Schwingungen und von tiefen Schallwellen genutzt. Der PID2-Regler wirkt sich auf den Injektionsstrom der Laserdiode aus. Dazu verfügt der Laser über einen FET-Current-Control-Eingang. Mittels eines Bypasses kann der Injektionsstrom unabhängig vom eigentlichen Strom variiert werden. Damit ist es möglich Störfrequenzen von bis zu einigen MHz entgegenzuwirken. Der Analogregler, der nicht verwendet wird, besteht aus einem schnellen P-Regler [Toptica – Digilock 110, 2009] mit einer sehr hohen Bandbreite. Es ist möglich mit dem Analogregler den Bias-T der Laserdiode zu steuern. Dieser kann Störungen, die mehrere 100 MHz haben ausgleichen. Bei Nutzung des Bias-T wird die Frequenzmodulation direkt auf den Injektionsstrom gelegt und nicht mit Hilfe eines Bypasses aufmoduliert. Jedoch arbeitet die Bias-T-Steuerung nur bei Störfrequenzen größer 100 kHz effektiv. Somit entsteht eine Lücke im Regelkreis, der Bereich von 1–100 kHz würde bei Verwendung von Bias-T und Piezokristall nicht geregelt werden (siehe Abbildung 4.3). In dieser Spanne sind jedoch die meisten Störungen zu erwarten (Schallwellen, Schwingungen des Choppers und andere Vibrationen). Darum wird die Regelung mit dem Piezokristall und der FET-Current-Control genutzt.

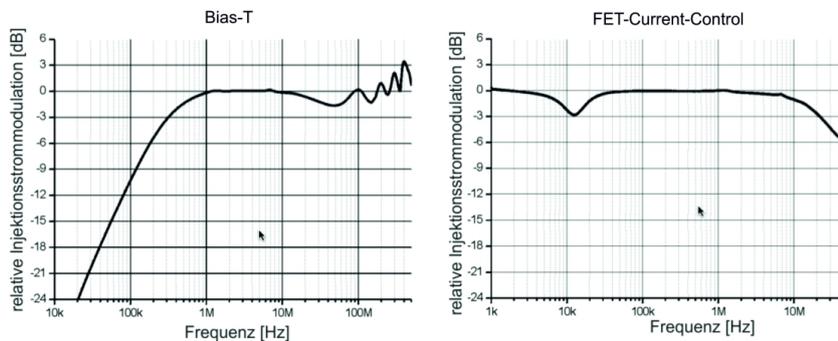


Abbildung 4.3: Darstellung der beiden Regelverhalten in Abhängigkeit der Frequenz. Links für den Bias-T-Regler und rechts für den FET-Current-Control-Regler aus [Toptica – DL100, 2010].

Der rechte Teil in Abbildung 4.2 (Lock-In und PDH²) dient zur Erzeugung des für die Regelung benötigten Fehlersignals. Dabei können zwei verschiedene Verfahren angewendet werden: Lock-In und PDH. Das 2-Kanal-Oszilloskop im unteren Teil der Grafik dient der Darstellung. Es können Signale von ± 2 V dargestellt werden. Damit ist es für die Anzeige

2 Pound-Drever-Hall

der Sättigungsspektroskopie geeignet. Über weitere Software (VNC³) kann das ganze System ferngesteuert werden.

In Abbildung 4.4 ist das Absorptionssignal der ersten Serie zu sehen. Der größte Peak wird zu Stabilisierung genutzt. Die Hyperfeinstrukturpeaks des $F = 2$ Übergangs von ^{87}Rb haben ca. 6 MHz Halbwertsbreite. Die Stabilisierung nutzt nur die Spitze des größten Peaks, die eine viel geringere Breite aufweist. So kann der Laser auf ca. 1/100 der Halbwertsbreite ($\approx 0,2$ fm bzw. ≈ 100 kHz) gehalten werden. Je besser die Regelung funktioniert desto geringer sind die Frequenzschwankungen.

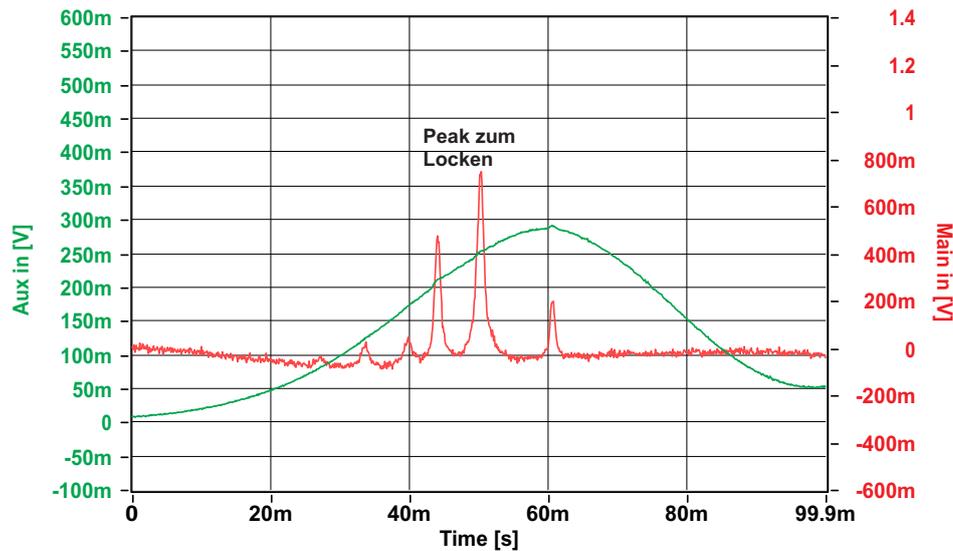


Abbildung 4.4: Hier ist die erste Serie des Absorptionsübergangs dargestellt. Die dopplerverbreiterte Kurve ist grün (Aux in) und die Hyperfeinstruktur rot (Main in). Der größte Peak wird für die Laserstabilisierung genutzt.

Das Alkalimetall Rubidium wird unter Normaldruck bei ca. 40 °C flüssig. In der Dampfzelle herrscht ein Unterdruck. So kann die genau benötigte Menge an Rubidium im CoSY mit einer einfachen Temperatursteuerung verdampft werden, um optimale Bedingungen für die Sättigungsspektroskopie zu ermöglichen. Der Signalverlauf der roten Kurve unterhalb der Nulllinie in Abbildung 4.5 entsteht weil die Einstellungen nicht optimal auf die eingestrahlte Leistung angepasst sind. Je nach dem wie viele Photonen in die Dampfzelle gelangen muss auch die Menge an Rubidiumatomen angepasst werden. Dafür kann die Temperatur der Rubidiumdampfzelle verändert werden. Je höher die Temperatur ist desto mehr Rubidiumatome befinden sich in der Gasphase. Da jedoch nur ein Peak der ersten Serie aus der doppler-

³ Virtual Network Computing

freien Hyperfeinstruktur benötigt wird, sind die Einstellungen nur auf dieses Maximum zu optimieren, das ist annähernd der Fall.

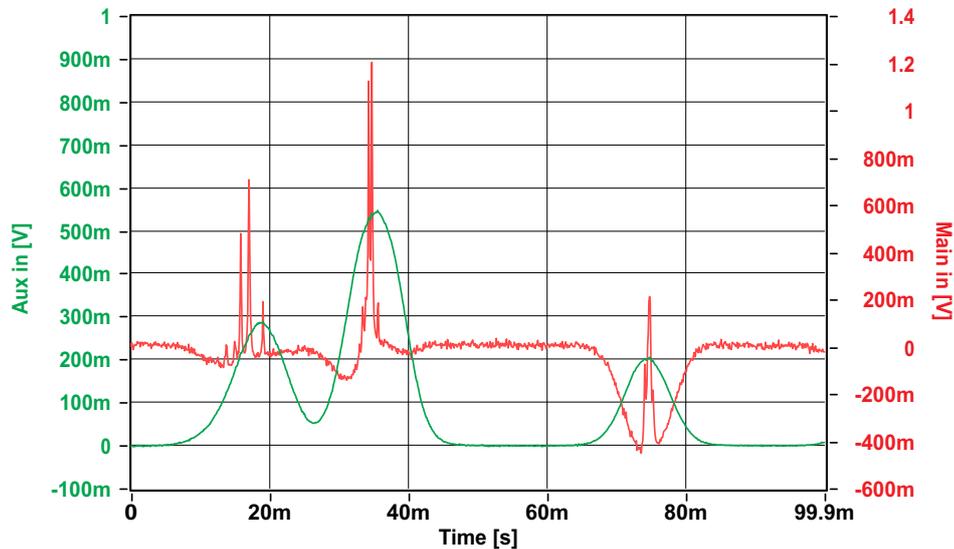


Abbildung 4.5: Hier sind die ersten drei Serien des Absorptionssignals dargestellt. Die dopplerverbreiterte Kurve ist grün und die Hyperfeinstruktur rot. Gut zu sehen ist das Absacken der roten Kurve bevor die Hyperfeinstruktur sich richtig ausbildet, vor allem in der zweiten und dritten Serie. Dieses Verhalten kommt von der nicht perfekten Einstellung des CoSY's.

4.1.1 Stabilisierung mit PDH

Bei der Laserstabilisierung nach **Pound-Drever-Hall (PDH)** wird dem Laserstrahl in der Laserdiode eine Hochfrequenz aufmoduliert (siehe Abb. 4.6). Wenn die eingemischte Frequenz groß genug ist, entstehen sichtbare Seitenbänder. Die Größe der Seitenbänder hängt von der Modulationsamplitude und ihrem Abstand von der Modulationsfrequenz ab.

Die Rubidium-Dampfzelle ist ein Medium mit anormalem Brechungsindex, es kommt zur phasenabhängigen Dispersion. Die drei einzelnen Frequenzen werden beim Durchgang durch die Zelle phasenverschoben und abgeschwächt. Die Photodiode ist nicht in der Lage die 383 THz der Lichtwelle zu messen. Es ist aber möglich, die Mischung der drei Frequenzen aufzulösen (Lichtwelle \pm Seitenbänder = aufmoduliertes Signal). Die Photodiode ist dann in der Lage die Modulation zu messen. Mit einem Phasendetektor wird nun die Modulationsfrequenz der Laserdiode mit der Schwebung auf der Photodiode verglichen. Aus dieser Vergleichsmessung ergibt sich das Fehlersignal wenn beide Frequenzen gleich sind (symmetrischer Peak, Seitenbänder verhalten sich identisch) ist der Wert des Fehlersignals 0. Kommt

es zu einer Verschiebung der Frequenz, verhalten sich die beiden Seitenbänder wegen des komplexen Brechungsindex verschieden. Die Regelung erfolgt durch die Seitenbänder. Das Fehlersignal ist $\neq 0$, es wird eine Regelung des Lasers vorgenommen. Wenn das Regelsignal sich um ca. $\pm 20\%$ vom Nulldurchgang ändert, entspricht die Signaländerung ca. 1–2% im Peak. Mit den PID-Reglern wird auf den Nulldurchgang des Fehlersignals stabilisiert, das entspricht dem Peakmaximum des Rubidiumabsorptionssignals. Durch die schnelle Regelung des PDH-Verfahrens können außer der langsamen Drift auch hochfrequente Störungen ausgeregelt werden. In Abbildung 4.6 ist ein ideales PDH-Fehlersignal dargestellt. Das in Abbildung 4.7 dargestellte PDH-Fehlersignal wurde mit Hilfe des Digilocks erzeugt. Gut zu sehen ist der steile Anstieg des Signals beim Peakmaximum.

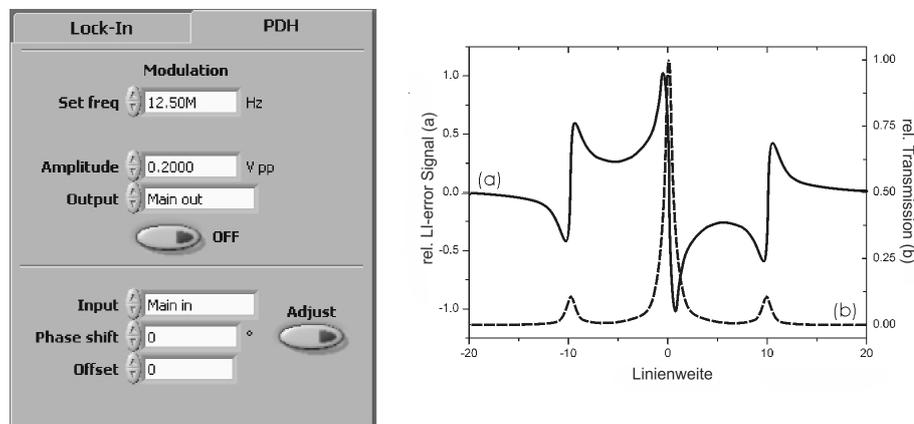


Abbildung 4.6: Links ist das PDH-Modul mit Beispielergebnissen zu sehen. Die Grafik rechts zeigt nach [Toptica – Digilock 110, 2009] eine einzelne ideale Resonanz, die mit dem PDH-Modul erzeugt wurde. Sichtbar sind auch die beiden aufmodulierten Seitenbänder.

Zur Erzeugung des Fehlersignals wurde das PDH-Signal mit 1,56 MHz aufmoduliert. Im Digilock wurde ein Tiefpass generiert der nur Signale < 2 MHz ungeschwächt passieren lässt. So kann das PDH-Signal ungehindert aufmoduliert werden aber Störfrequenzen über 2 MHz werden geblockt. Um ein ideales Fehlersignal zu erhalten wurde die Amplitude mit $0,2254 V_{pp}$ so gewählt, dass es nicht zu unnötigem Rauschen kommt aber ein steiler Anstieg existiert (siehe Abbildung 4.7). Die Phase kann per Hand eingestellt werden oder man nutzt die Automatikfunktion des Digilocks. Da der steilste Anstieg des Fehlersignals mit bloßem Auge schlecht zu erkennen ist wurde die Phase so verändert dass es zu einer Phasendrehung kommt. Der richtige Wert ist nun der Wert der Phasendrehung $(322^\circ) + 90^\circ = 52^\circ$. Der Mittelwert der automatisch bestimmten Phase stimmt mit diesem überein.

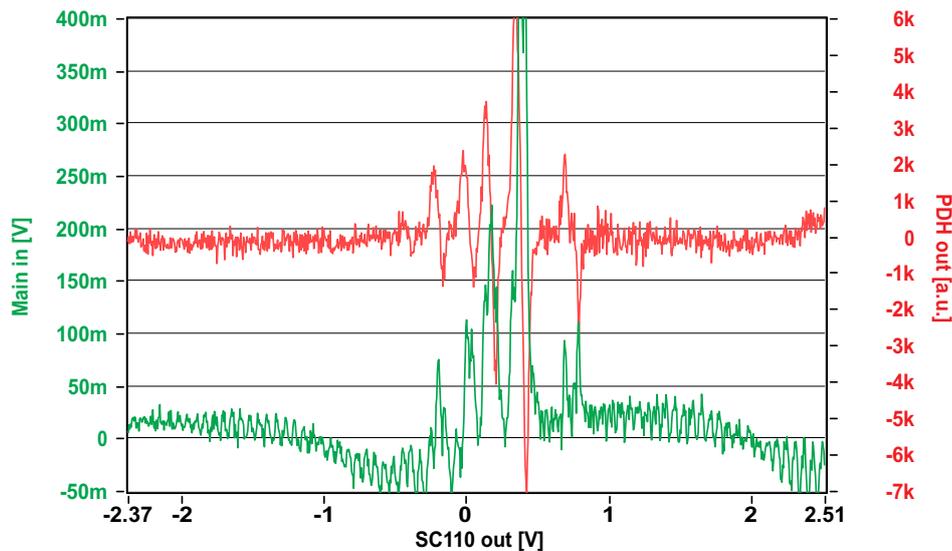


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt das vom Digilock erzeugte Fehlersignal (rot) nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren. Das Absorptionssignal ist grün dargestellt. Gut ist der steile Anstieg des Signals in jedem Peakmaximum zu erkennen.

4.1.2 Stabilisierung mit Lock-In-Verfahren

Bei der Laserstabilisierung mit dem **Lock-In-Verfahren** wird mit dem dopplerfreien Signal ein Fehlersignal mittels Frequenzmodulation erzeugt, siehe Abbildung 4.8 und Abbildung 4.9. Das Fehlersignal besitzt einen Nulldurchgang im Peakmaximum des zu regelnden Signals. Bei diesem Stabilisierungsverfahren vergleicht, ähnlich wie beim PDH, ein Phasendetektor das detektierte Signal mit der Modulationsfrequenz. Die genutzte Modulationsfrequenz ist klein gegen die Halbwertsbreite des Peaks. Im Normalfall entspricht das einer Frequenz die ca. $1/10$ der charakteristischen Linienbreite entspricht [Toptica – Digilock 110, 2009]. Im allgemeinen nutzt man zur Frequenzmodulation einen Chopper. Beste Ergebnisse zur Generierung des Fehlersignals wurden mit einer Modulationsfrequenz von 2,15 kHz und einer Signalamplitude von $1,8 mV_{pp}$ erzielt. Die Phase lag bei 340° .

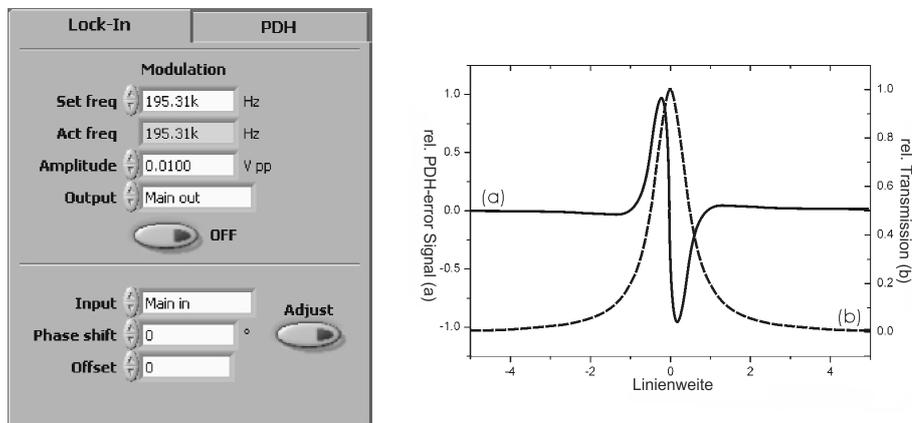


Abbildung 4.8: Links ist das Lock-In-Modul mit Beispielwerten gezeigt. Rechts ist eine schematische Darstellung einer idealen einzelnen Resonanz (erzeugt mit dem Lock-In-Modul) nach *Toptica – Digilock 110* [2009] zu sehen.

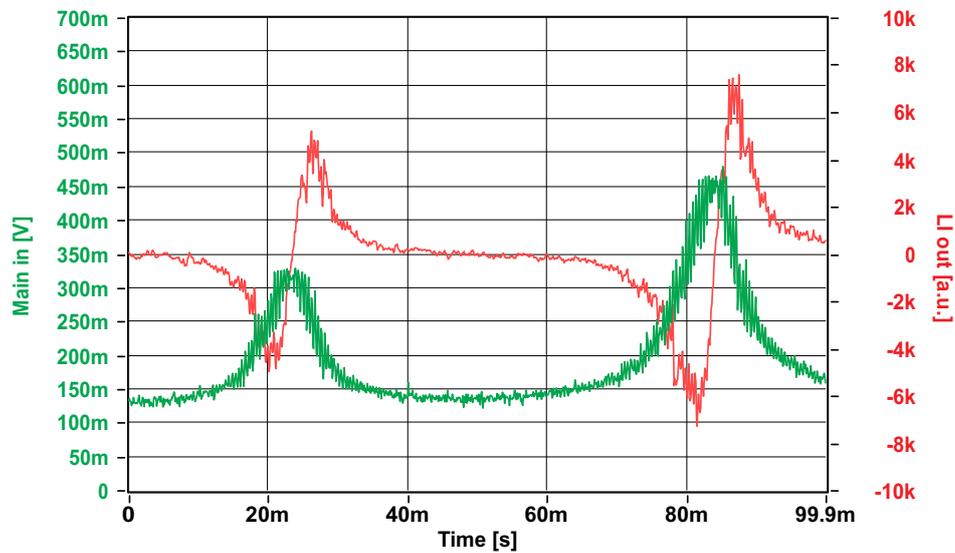


Abbildung 4.9: Die Abbildung zeigt das erzeugte Fehlersignal (rot) mit Lock-In-Verfahren. Zu sehen sind zwei Peaks aus der Hyperfeinstruktur der ersten Serie. Die Auswirkung der hohen Modulationsfrequenz sind am verbreiterten Absorptionssignal (grün) zu erkennen.

4.1.3 Vergleich der Verfahren

In der Abbildung 4.10 sind die beiden Stabilisierungsverfahren PDH und Lock-In in ihrer Leistungsfähigkeit dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass die Lock-In-Methode in beiden Fällen schlechter ist bzw. das Rauschen des Signals stärker ist. Damit wird die Stabilisierung ungenauer.

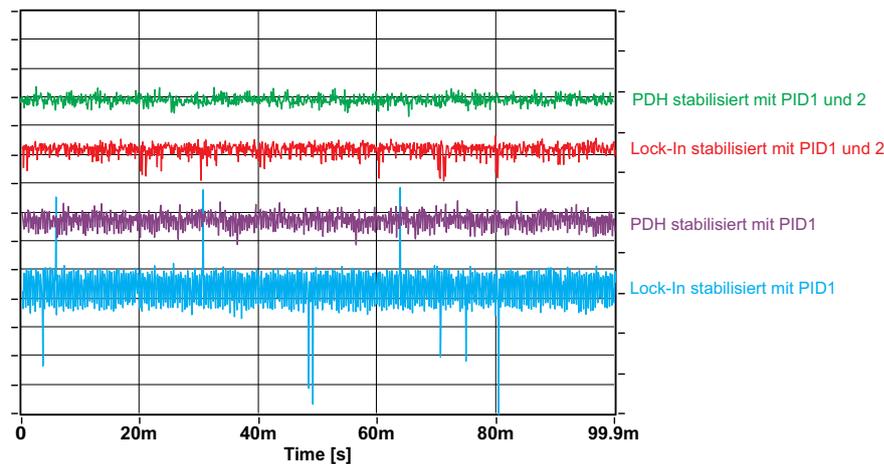


Abbildung 4.10: Die Darstellung zeigt die stabilisierten Kurven mit beiden Verfahren. Es wurde jeweils mit dem PID1-Regler der Piezokristall und mit dem PID2-Regler der Injektionsstrom der Laserdioden variiert. Der Linienabstand beträgt 50 mV.

Das exakte Einstellen der Lock-In-Parameter ist zeitaufwendiger als bei dem PDH-Verfahren. In Abbildung 4.9 ist das Fehlersignal sehr gut ausgeprägt. Dies bedarf einer hohen Modulationsfrequenz (> 2 kHz), die das Absorptionssignal unnötig verbreitert. Wenn die Frequenz kleiner gewählt wird dann verbessert sich das Absorptionssignal wieder, das Fehlersignal ist aufgrund seiner Schwingungen nicht mehr für den Lock geeignet (siehe Abb. 4.11).

Für die weitere Stabilisierung des Lasers wurde das PDH-Verfahren genutzt. Das PDH-Verfahren besitzt eine wesentlich höhere Regelbandbreite. Das hat zur Folge, dass ein viel größerer Bereich an störenden Frequenzen ausgeglichen werden kann. Da bei der Modulation des Signals im Gegensatz zur Lock-In-Methode keine Variation der Frequenz notwendig ist. So liefert die Stabilisierung im Versuchsaufbau mit dem PDH-Verfahren im Vergleich zum Lock-In schätzungsweise 50% genauere Ergebnisse.

Bei laufendem Betrieb kann sich das Verhältnis jedoch noch ändern. Ebenso bestätigen die Erfahrungen, die mit dem mobilen Eisen-Lidar gesammelt wurden, dass das PDH-Verfahren besser als der Lock-In zur Stabilisierung geeignet ist. Eine absolute Aussage über die Genauigkeit kann nicht getroffen werden. Der Laser wird in seiner Wellenlänge auf besser als

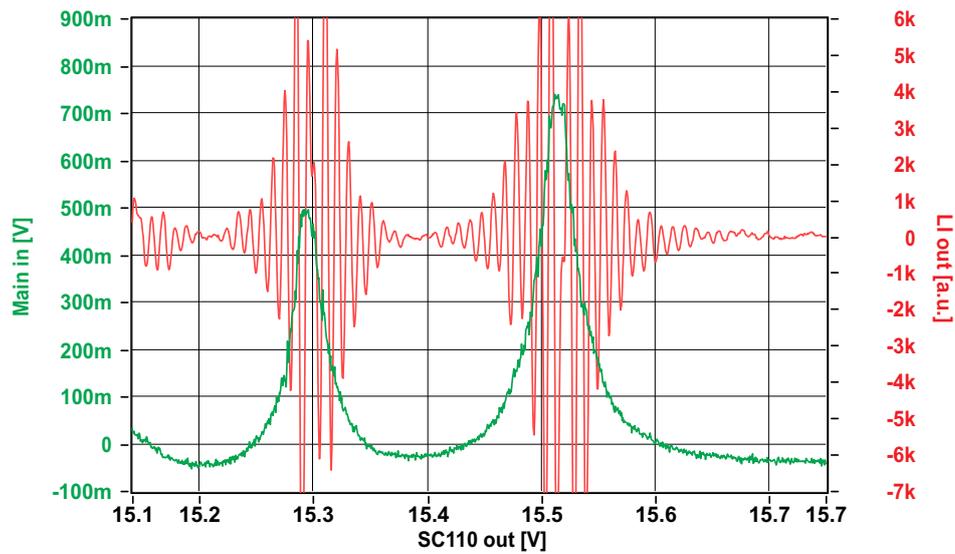


Abbildung 4.11: Die Darstellung zeigt das durch Verringerung der Regelamplitude das Absorptionssignal weniger rauscht. Im Gegenzug schwingt das Fehlersignal (rot) des Lock-In-Verfahrens so stark, dass es für den Lock ungeeignet ist.

100 kHz stabilisiert. Das bedeutet, die Wellenlänge ändert sich um weniger als 10^{-16} m. Für solche geringen Änderungen fehlt ein geeignetes Messsystem. Der Spektralanalyser wäre nur durch einen Umbau in der Lage auf ca. 10 kHz genau zu messen. Dabei können aber keine langfristigen Drifts erfasst werden. Jedoch kommt es nicht auf den exakten Wert an, sondern auf die Stabilität des gesamten Systems. Die Wellenlänge des Rubidiumübergangs ist nur auf 10^{-15} m bekannt, so dass die erzielte Wellenlängenstabilisierung die Anforderungen an die absolute Wellenlänge übertrifft. In der Tabelle 4.1 sind die verwendeten Regelkonstanten für die beiden PID-Regler eingetragen.

Tabelle 4.1: Regelkonstanten für die beiden verschiedenen Stabilisierungsverfahren.

	PDH-Verfahren		Lock-In	
	PID1	PID2	PID1	PID2
Gain	4	3	0,1	0,7
P-Anteil	98000	20000	60000	10000
I-Anteil	5	5	10	20
D-Anteil	0	0	0	1

Die hier beschriebene Kombination aus CoSY, Diodenlaser und PDH wurde ursprünglich vom IAP in Zusammenarbeit mit Toptica entwickelt, da es bei stark gestörter Umgebung wesentlich bessere Ergebnisse liefert als die Lock-In-Methode. Der Prototyp dieser Regelung befindet sich im mobilen Eisen-Lidar in der Antarktis im Einsatz.

4.2 Konfokales Etalon

Da das konfokale Etalon einer thermischen Drift unterliegt, ist es wichtig die Verschiebung des Plattenabstandes zu kennen. Nur so ist es möglich die spektrale Filterungsfunktion richtig zu nutzen. Eine Frequenzänderung des Signals wird als Änderung des vertikal Windes interpretiert. Das bedeutet, wenn sich das Signal nicht verschiebt aber die Drift des konfokalen Etalons nicht korrigiert wird, kommt es zu systematischen Fehlern bei Vertikalwind und Partikelmessungen. Für die Resonanzstreuung gilt die Näherung:

$$1 \text{ m/s} \hat{=} \frac{\nu}{c}. \quad (4.1)$$

Kommt es jedoch nicht zu Resonanzstreuung sondern zu Rayleigh- bzw. Miestreuung ändert sich die Gleichung (4.1) zu:

$$1 \text{ m/s} \hat{=} \frac{2\nu}{c}. \quad (4.2)$$

Bei der Messung der vertikalen Windgeschwindigkeit entspricht eine Änderung von 1 m/s einer Frequenzverschiebung von ca. $\Delta\nu = 1,3 \text{ MHz}$, bezogen auf die Messwellenlänge von 772 nm und Metallresonanzstreuung. Das bedeutet wenn der Laser auf $100 \text{ kHz} \pm 50 \text{ kHz}$ stabilisiert ist kann die Vertikalwindgeschwindigkeit in der atmosphärischen Metallschicht zu $0,1 \pm 0,04 \text{ m/s}$ bestimmt werden. Die Drift konnte nicht ermittelt werden, da das konfokale Etalon noch nicht auf die Sättigungsspektroskopie gelockt ist. Die Langzeitdrift sollte jedoch wesentlich geringer als die zu messenden Werte sein.

Der Piezokristall reagiert auf Spannungsänderungen von 0,1 mV und besitzt eine Spannungsabhängigkeit von $4 \mu\text{m}/100 \text{ V}$ somit werden Längenänderungen im pm-Bereich regelbar. Zurzeit wird ein Standardetalon der Firma Toptica verwendet. Dieses soll aber gegen eine Spezialanfertigung mit anders beschichteten Optiken und einem Gehäuse aus Invar getauscht werden. Das führt zu einer gesteigerten Transmission von 50% anstatt von 10% und geringer Temperaturabhängigkeit. Es erhöht sich dadurch die spektrale Auflösung von 1,33 MHz auf 7 MHz bzw. 30 MHz. Dafür steigt durch die gestiegene Transmission die Zählrate der Photonen. Wenn mehr Photonen gezählt werden können erhöht sich die statistische Genauigkeit des Lidar-Systems. Eine spektrale Breite von 30 MHz ist ideal um NLC's zu erkennen.

4.3 Überlegungen zu Verbesserungsmöglichkeiten

Verbesserungsmöglichkeiten des Systems liegen im Bereich der Dampfzelle, der Laserdiode sowie dem verwendeten konfokalen Etalon. Anstatt einer Rubidiumdampfzelle wäre es denkbar eine Cäsiumdampfzelle zu nutzen. So würde die Genauigkeit des Übergangs aufgrund der schmalen Linie von $\frac{\delta\sigma}{\sigma} < 10^{-13}$ auf $\frac{\delta\sigma}{\sigma} < 10^{-14}$ steigen. Eine Änderung des Absorptionsgases hätte auch eine Änderung der Wellenlänge zur Folge da ^{133}Cs bei 894,592 nm bzw. 852,347 nm seine Resonanzwellenlänge besitzt. Dafür würde eine andere, der Wellenlänge angepasste, Laserdiode für den Referenzlaser benötigt. Eine weitere Möglichkeit wäre das Tauschen der Laserdiode gegen eine schmalbandigere und frequenzstabilere. Im Moment sind solche Dioden, die die benötigten Eigenschaften aufweisen noch nicht verfügbar. Sobald diese Dioden entwickelt sind, könnte mit ihrer Hilfe auf die Wellenlängennachführung verzichtet und eine Regelung für die Leistungsstabilisierung aufgebaut werden. Die Marktreife solcher Dioden wird aber sicher noch einige Jahre in Anspruch nehmen. Weitere Verbesserungsmöglichkeiten liegen in der Wahl des konfokalen Etalons, wie in Kapitel 4.2 bereits beschrieben.

5 Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit von mir aufgebaute Sättigungsspektroskopie übertrifft die gestellten Anforderungen. Es ist möglich die Wellenlänge des Referenzlasers im Bereich von besser als 0,2 fm (100 kHz) konstant zu halten. Zur Stabilisierung hat sich das Verfahren nach Pound-Drever-Hall am geeignetsten erwiesen. Mit korrekt eingestellten Regelparametern (siehe Tabelle 4.1, Seite 38) ist die Stabilisierung in der Lage die Wellenlänge konstant zu halten. Die Regelung arbeitet so gut, dass weder kleine Stöße gegen das Lasergehäuse noch hochfrequenten Störungen, die durch mechanische Vibrationen z. B. des Choppers entstehen, sich nennenswert auf die Wellenlänge auswirken. Die Stabilisierung kann nur noch durch das Auftreten von starken elektrischen bzw. starken magnetischen Feldern gestört werden. Dabei kommt es zu einer Verschiebung der Hyperfeinstruktur (Stark-, Zeemaneffekt) des Rubidiums. Solche Felder sind in der Laborumgebung nicht zu erwarten. Auch hängt die Genauigkeit des Lasers von einigen Systemparametern wie der eingestellten Phase und dem Nullabgleich der Elektronik ab.

Die Dopplerresonanz-Streuung nutzt die Frequenzverschiebung des rückgestreuten Signals. Eine Änderung der Frequenz von 1 MHz $\hat{=}$ 1 K Temperaturänderung bei ca. 200 K. Mit dem stabilisierten Laser kann man die Frequenz auf 100 kHz genau bestimmen, was die Temperaturmessung auf ca. $\Delta T = 0,1$ K ermöglicht. Dabei ist nicht die Stabilität des Referenzlasers ausschlaggebend, sondern die höchst genaue Kalibrierung des Spektrumanalysers mit dem stabilisierten Referenzlaser. Es muss sicher gestellt sein, dass die Messung einer Frequenzverschiebung von 1000 MHz einer absoluten Verschiebung von 1000 MHz entspricht. Eine Änderung in der Frequenzmessung würde als Vertikalwind interpretiert. Darum ist es wichtig die Drift des konfokalen Etalons zu kennen. Denn 1 m/s Vertikalwind entspricht bei 772 nm einer Verschiebung von ca. 1,3 MHz. Da die Messung über mehrere Stunden geht, steigt die Genauigkeit noch weiter an. Endgültige Werte können aber erst getroffen werden, wenn das komplette Eisen-Lidar vollständig fertiggestellt ist. Im Moment befindet es sich noch in der Aufbauphase und nicht alle bestandteile des Lidar-Systems sind einsatzbereit.

Literaturverzeichnis

- Alpers, M., R. Eixmann, J. Höffner, T. Köpnick, und J. S. und U. von Zahn (1999), The rayleigh/mie/raman lidar at iap kühlungsborn, *J. Aerosol Sci.*, *30*(1), S637–S638.
- Banerjee, A., D. Das, und V. Natarajan (2003), Precise frequency measurements of atomic transitions by use of a rb-stabilized resonator, *Opt. Lett.*, *28*(17), 1579–1581, doi: 10.1364/OL.28.001579.
- Bize, S., Y. Sortais, M. S. Santos, C. Mandache, A. Clairon, und C. Salomon (1999), High-accuracy measurement of the 87 rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain, *EPL (Europhysics Letters)*, *45*(5), 558.
- Demtröder, W. (2000), *Experimentaphysik 3 – Atome, Moleküle und Festkörper*, 2 ed., Springer-Verlag.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, und M. Corney (1990), Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, *Adv. Space Res.*, *10*(12), 11–59.
- Fricke, K., und U. von Zahn (1985), Mesopause temperatures derived from probing the hyperfine structure of the D₂ resonance line of sodium by lidar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *47*, 499–512.
- Gerding, M. (2000), Untersuchung neutraler und ionisierter metallschichten in der oberen atmosphäre am beispiel von calcium, Doktorarbeit, Universität Rostock.
- Gerding, M., J. Höffner, J. Lautenbach, M. Rauthe, und F.-J. Lübken (2008), Seasonal variation of nocturnal temperatures between 1 and 105 km altitude at 54°N observed by Lidar, *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 7465–7482.
- Hauchecorne, A., und M. Chanin (1980), Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km, *Geophys. Res. Lett.*, *7*, 565–568.
- Hocking, W. K. (1999), Temperatures using radar-meteor decay times., *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 3297–3300.
- Lautenbach, J., und J. Höffner (2004), Scanning iron temperature lidar for mesopause temperature observation, *Appl. Optics*, *43*(23), 4559–4563.

- Lübken, F.-J., M. J. Jarvis, und G. O. L. Jones (1999), First in situ temperature measurements at the Antarctic summer mesopause, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 3581–3584.
- Lübken, F.-J., G. Baumgarten, J. Fiedler, M. Gerding, J. Höffner, und U. Berger (2008), Seasonal and latitudinal variation of noctilucent cloud altitudes, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L06801, doi:10.1029/2007GL032281.
- Mishchenko, M. I., und K. Sassen (1998), Depolarization of lidar returns by small ice crystals: An application to contrails, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 309–312.
- Rauthe, M. (2008), Lidarmessungen von Temperaturen und Schwerewellen zwischen 1-105 km über Kühlungsborn (54°N, 12°O), Doktorarbeit, Rostock University.
- Toptica – CoSY (2011), *CoSy User Manual – Compact Saturation Spectroscopy*, 1 ed., Toptica Photonics AG.
- Toptica – Digilock 110 (2009), *Feedback Controllyzer – Manual*, 1 ed., Toptica Photonics AG.
- Toptica – DL100 (2010), *DL100 Grating Stabilized Diode Laser Head Manual; Data Sheet DL100 L*, 1 ed., Toptica Photonics AG.
- Toptica – FPI100 (2011), *FPI 100 Fabry–Perot Interferometer – Manual*, 1 ed., Toptica Photonics AG.
- von Zahn, U., und J. Höffner (1996), Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 141–144.
- Wallace, J. M., und P. Hobbs (1977), *Atmospheric science – An introduction survey*, Academic Press.
- Ye, J., S. Swartz, P. Jungner, und J. L. Hall (1996), Hyperfine structure and absolute frequency of the 87rb 5p_{3/2} state, *Opt. Lett.*, *21*(16), 1280–1282, doi:10.1364/OL.21.001280.
- Young, A. T. (1981), Rayleigh scattering, *Appl. Optics*, *20*, 533–535.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommene Tabellen, Bilder u. a. sind unter Angabe der Herkunft kenntlich gemacht. Weiterhin versichere ich, dass diese Arbeit noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Kühlungsborn, 02. Februar 2012