

Aufbau eines Spektrumanalyzers zur genauen Bestimmung der relativen Frequenz und des Spektrums gepulster Laser in Echtzeit

Antje Schaarschmidt
geboren am 13.08.1976 in Erlabrunn
Matrikel-Nr.: 906502

Bachelorarbeit
im Rahmen des Bachelorstudiengangs Laser- und Optotechnologien
Fachhochschule Jena
Fachbereich SciTec



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

Hochschulbetreuer: Prof. Dr. H. Bergner
betrieblicher Mentor: Dr. J. Höffner

Ausgabetermin: 09. August 2006
Abgabetermin: 05. Oktober 2006

Sein und Wissen ist ein uferloses Meer: Je weiter wir vordringen, umso unermesslicher dehnt sich aus, was noch vor uns liegt; jeder Triumph des Wissens schließt hundert Bekenntnisse des Nichtwissens in sich.

Isaac Newton

meinem Opa
Hans Weber

Autorreferat

Ein in der Entwicklung befindliches komplexes mobiles Eisen-Lidar soll zukünftig weltweit erstmalig Temperaturmessungen am Tage in der Atmosphäre im Höhenbereich von 35-105 km ermöglichen. Das Eisen-Lidar geht aus einem containerisierten Kalium-Lidar hervor. Dieses Entwicklungsvorhaben bedarf vieler Veränderungen und Neuentwicklungen. So ist es z.B. notwendig, den Untergrund der Messungen, das Tageslicht, zu minimieren. Des Weiteren ist eine sehr hohe Qualität der ausgesendeten Laserpulse zu garantieren. Dies macht erst präzise Messungen möglich. Um den genannten Höhenbereich von 35-105 km mit einem Instrument abzudecken, müssen zwei unterschiedliche Streumechanismen simultan ausgewertet werden. Bis etwa 80 km wird Rayleighstreuung für Temperaturmessungen genutzt. Ab dieser Höhe ist die Teilchenanzahl so gering, dass kein auswertbares Rayleigh-Signal zurückgestreut wird. Ab hier nutzt man Resonanzstreuung. Die Temperaturbestimmung aus Resonanzstreuung ist wesentlich schwieriger als bei Rayleigh-Streuung. Die Temperatur wird hierbei aus der Halbwertsbreite des dopplerverbreiterten Resonanzsignal eines Übergangs von Eisen bestimmt. Bei 1 K Temperaturunterschied unterscheiden sich die Halbwertsbreiten um ca. 1 MHz, was etwa einem Promille der Linienbreite entspricht.

Für die Erfassung und Überprüfung des Spektrums des Alexandritlasers bei jedem einzelnen Laserpuls wurde in dieser Arbeit ein verbesserter Spektrumanalyzer entwickelt. Dieser ermöglicht relative Frequenzbestimmungen von ca. 1 MHz und Aussagen über das Spektrum der ausgesendeten Laserpulse. Zur Frequenzbestimmung nutzt man einen Referenzlaser, der zusätzlich in den Spektrumanalyzer eingekoppelt wird. Dieser Referenzlaser ist auf einen in der Frequenz genau bekannten Peak des dopplerfreien Spektrums der Rubidium D_2 -Linie stabilisiert. Für die Stabilisierung wird das Pound-Drever-Hall Verfahren verwendet. Durch den Einsatz der Pound-Drever-Hall Stabilisierung werden Frequenzstabilitäten der emittierten Laserstrahlung von $\ll 1$ MHz erreicht. Mit Hilfe der Referenz können auch Aussagen über die Stabilität und Genauigkeit des Spektrumanalyzers getroffen werden. Die gewonnenen Messergebnisse zeigen, dass der Spektrumanalyzer über einen großen Frequenzbereich (ca. 7000 MHz) alle aus der Theorie bekannten Frequenzwerte des Absorptionsspektrums der D_2 -Linie des Isotopengemischs aus ^{85}Rb und ^{87}Rb mit einer Genauigkeit von ca. 1 MHz reproduzieren kann. Damit sind Frequenzmessungen für jeden einzelnen Laserpuls mit der für Temperaturmessung notwendigen Genauigkeit über kleine und große Frequenzintervalle durchführbar.

Anzahl der Seiten:	61
Anzahl der Abbildungen:	38
Anzahl der Tabellen:	7
Anzahl der ausgewählten Literaturstellen:	27

Inhaltsverzeichnis

Kurzzeichenverzeichnis	II
Abkürzungsverzeichnis	III
1 Einleitung	1
1.1 Die Atmosphäre	1
1.2 Temperatur-Messverfahren	3
2 Lidar	7
2.1 Allgemeiner Aufbau und Funktionsprinzip	7
2.2 Lidar-Gleichung	8
2.3 Temperaturbestimmung mittels Lidar	10
2.3.1 Streuprozesse	10
2.3.2 Temperaturbestimmungsverfahren	12
2.4 Mobiles Eisen-Temperatur-Lidar	13
3 Frequenzmessung mittels Referenz - Versuchsaufbau	17
3.1 Grundlagen	17
3.1.1 Fabry-Perot-Etalon	17
3.1.2 Sättigungsspektroskopie	20
3.1.3 Pound-Drever-Hall Verfahren	26
3.2 Versuchsaufbau	28
3.2.1 Frequenznormal	29
3.2.2 Spektrumanalyzer	36
4 Messungen und Ergebnisse	41
4.1 Frequenzstabilisierung mittels PDH-Verfahren	41
4.2 Frequenzmessung mit Spektrumanalyzer	42
4.2.1 Absorptionsspektrum von Rubidium	43
4.2.2 Diskussion	53
Literaturverzeichnis	55
Abbildungsverzeichnis	57
Tabellenverzeichnis	59
Danksagung	61

Kurzzeichenverzeichnis

Kurzzeichen	Bezeichnung	Einheit
A	Fläche	$[\text{m}^2]$
A_v	Auflösungsvermögen	
c	Lichtgeschwindigkeit	$[\text{m s}^{-1}]$
D	Konstante in Lidargleichung	$[\text{K}]$
d	Plattenabstand	$[\text{m}]$
d_K	Kristalldicke	$[\text{m}]$
E	elektrisches Feld	$[\text{V m}^{-1}]$
E_0	Amplitude des elektrischen Feldes	$[\text{V m}^{-1}]$
e	Elementarladung	$[\text{A s}]$
\mathcal{F}_D	Defekt-Finesse	
\mathcal{F}_G	Gesamt-Finesse	
\mathcal{F}_R	Reflexionsfinesse	
F_K	Finesse-Koeffizient	
f	Brennweite	$[\text{m}]$
f_o	Oszillatorstärke	
G	geometrische Faktor	$[\text{m}^{-2}]$
g	Erdbeschleunigung	$[\text{m s}^{-2}]$
g_l	Gitterkonstante	$[\text{m}]$
I	Intensität	$[\text{W m}^{-2}]$
I_0	Ausgangsintensität	$[\text{W m}^{-2}]$
K	Kerr-Konstante	
K_I	Instrumentenfaktor	$[\text{W m}]$
k	Boltzmann-Konstante	$[\text{J K}^{-1}]$
l	Kristalllänge	$[\text{m}]$
M	Phasenmodulationsindex	
M_A	Molmasse	$[\text{g mol}^{-1}]$
m	Ordnungszahl	
m_{Atom}	Atommasse	$[\text{kg}]$
m_e	Ruhemasse des Elektrons	$[\text{kg}]$
m_M	Molekülmasse	$[\text{kg}]$
N_A	Avogadro-Konstante	$[\text{mol}^{-1}]$
n	Brechzahl	
n_T	höhenabhängige Teilchendichte	$[\text{m}^{-3}]$
N	Teilchendichte	$[\text{m}^{-3}]$

o	Überlapp-Funktion	
q	geometrischer Faktor der Abstrahlung	
r	Höhe	[m]
T	Temperatur	[K]
T_A	Transmission	
t	Zeit	[s]
U	Spannung	[V]
U_L	Untergrund	[W m ⁻²]
z	Höhe	[m]
α	Absorptionskoeffizient	
α_E	Extinktion	
β	Rückstreukoeffizient	[m ⁻¹ sr ⁻¹]
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante	[As V ⁻¹ m ⁻¹]
δ	Intervalllänge	[s]
δ_n	Absorptiom	
η	Effizienz der Nachweisbank	
λ	Wellenlänge	[nm]
ν	Frequenz	[Hz]
σ	differentielle Rückstreuquerschnitt	[m ² sr ⁻¹]
τ	Transmissionsgrad	
τ_{max}	Transmissionsmaximum	
τ_{Rb}	Lebensdauer	[s]
ϕ	Phasenverschiebung	
Ω	Raumwinkel	[sr]
ω	Kreisfrequenz	[Hz]

Abkürzungsverzeichnis

A/D	Analog-/Digitalwandler
APD	Avalanche Photo Diode
COSPAR	Comittee on Space Research
CoSy	Compact Saturation Spectroscopy
CIRA	COSPAR International Reference Atmosphere
cw	continuous wave
Fe-Lidar	Eisen-Lidar
FET	Feldeffekttransistor
FSR	Free Spectral Range
FWHM	Full Width at Half Maximum
GPS	Global Positioning System
K-Lidar	Kalium-Lidar
Lidar	Light Detection and Ranging
PDH	Pound-Drever-Hall
PID	Proportional-Integral-Differential
Radar	Radio Detection And Ranging
RMR	Rayleigh/Mie/Raman

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Die Atmosphäre

Infolge der Erdanziehungskraft entweicht die Atmosphäre nicht in den Weltraum. Sie dreht sich zusammen mit der Erde und umschließt die Erde wie eine Hülle. Die Atmosphäre besteht hauptsächlich aus Stickstoff (ca.78%), Sauerstoff (ca.21%) und Argon (ca.1%).

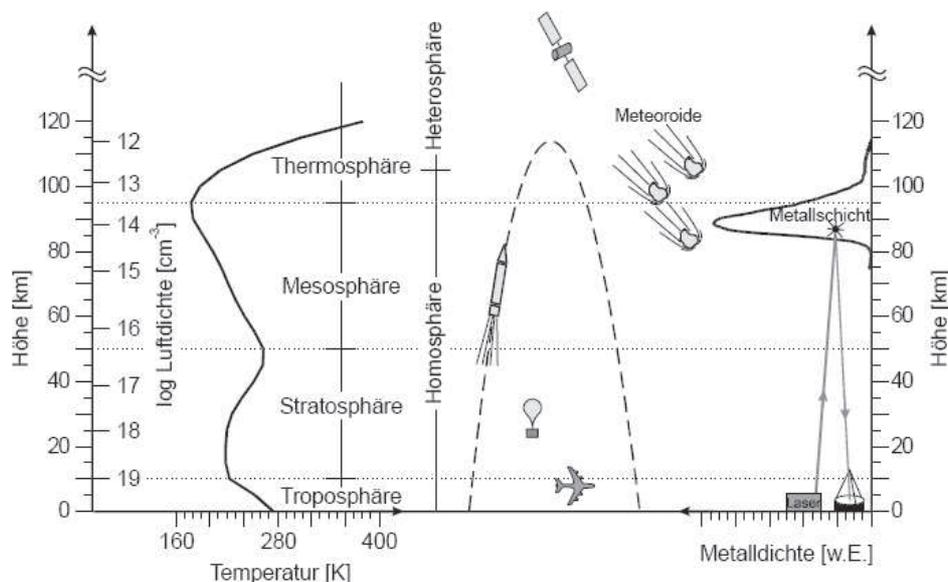


Abbildung 1.1: Die Einteilung der Atmosphäre nach Temperatur und Durchmischung. Die Temperaturen und die Luftdichte sind der Standardatmosphäre CIRA 86 als Jahresmittelwerte für 50°N entnommen [1]. Im rechten Teil der Abbildung sind die unterschiedlichen Messmöglichkeiten für unterschiedliche Parameter der Atmosphäre dargestellt.

Auf Grund turbulenter Durchmischung ist die Zusammensetzung bis etwa 105 km konstant. Der Bereich wird deshalb auch Homosphäre genannt (siehe Abbildung 1.1). In dem darüber liegenden Gebiet, der Heterosphäre, tritt hauptsächlich diffusionsbedingte Entmischung auf. Der Übergang zwischen beiden Bereichen wird als Turbopause bezeichnet. Es gibt unterschiedliche Einteilungsmöglichkeiten der Atmosphäre. Neben

der schon erwähnten Unterscheidung nach der Zusammensetzung, teilt man häufig die Atmosphäre nach der Art der Temperaturänderung (Temperaturgradienten) ein. Man unterscheidet Troposphäre, Stratosphäre, Mesosphäre und Thermosphäre (Abbildung 1.1). Die Übergangsgebiete werden entsprechend Tropopause, Stratopause und Mesopause bezeichnet.

Die physikalischen Eigenschaften der Atmosphäre verändern sich örtlich und zeitlich. Die atmosphärischen Vorgänge sind von der Wechselwirkung vieler Faktoren bestimmt. Diese Komplexität ist keinesfalls schon verstanden. Insbesondere die Frage nach dem Einfluss des Menschen auf die Atmosphäre und die daraus resultierenden Veränderungen ist noch nicht ausreichend beantwortet.

Die genaue Kenntnis der vertikalen Temperaturveränderungen ist für viele Fragestellungen wesentlich. So beeinflusst die Temperatur die Bewegung der Luftmassen, die Chemie der Luftbestandteile und die Bildung von Wolken. Insbesondere spielt die Bewegung der Luftmassen in Form von Gezeiten¹- und Schwerewellen² für das Verständnis der Atmosphärenprozesse eine wichtige Rolle. Bis heute ist die mittlere Temperatur der Mesopause (um ca. 90 km) weitgehend unbekannt. Dynamische Prozesse in der Mesopausenregion führen zu extrem kalten Temperaturen im Sommer, während im Winter recht warme Temperaturen beobachtet werden [2]. Durch die extrem kalten Temperaturen im Sommer in der Mesopause bilden sich in den mittleren bis polaren Breiten der nördlichen Hemisphäre so genannte Nachtleuchtende Wolken (NLC - engl. *noctilucent clouds*). Diese kann man auch, wie die Aufnahme vom 29.06.2006 (Abbildung 1.2) zeigt, in Norddeutschland beobachten. Genaue Temperaturmessungen sind entscheidend zum Verständnis der Bildung von NLCs [3; 4].



Abbildung 1.2: NLC über Kühlungsborn am 29.06.2006 (2:22 Uhr MEZ)

¹Gezeitenwellen sind großskalige, globale Wellen mit ausgeprägter horizontaler und vertikaler Struktur im Wind, in der Temperatur, im Druck und in der Teilchendichte. Die Periodendauer liegt bei ca. 6, 12 und 24 Stunden.

²Schwerewellen entstehen, wenn eine stabile Luftschicht eine vertikale Auslenkung z.B. durch ein Gebirge erfährt. Es tritt eine Wechselwirkung zwischen Auftriebs- und Schwerkraft auf.

1.2 Temperatur-Messverfahren

Zeitlich und örtlich durchgängige Temperaturmessungen der Atmosphäre sind keineswegs trivial. Es gibt hierfür unterschiedliche Verfahren. Im rechten Teil der Abbildung 1.1 sind einige Messverfahren mit ihrer maximalen Reichweite skizziert. Im Folgenden werden diese Möglichkeiten der Temperaturbestimmung kurz beschrieben.

Radiosonden sind ballongetragene Instrumente zur Bestimmung von Temperatur, Luftdichte und Luftfeuchtigkeit. Aus der Trajektorie³ der Radiosonde kann der horizontale Wind bestimmt werden. Die Daten, die der Messfühler aufnimmt, werden per Funk an eine Bodenstation gesendet. Die Position wird per Radar oder GPS (**G**lobal **P**ositioning **S**ystem) bestimmt. Radiosonden reichen bis zu einer Höhe von 35 km. Ein großer Nachteil liegt darin, dass mit Radiosonden keine kontinuierlichen Temperaturmessungen für langfristige, klimatische Untersuchungen durchgeführt werden können.

Raketen ermöglichen hochauflösende Messungen. Sie tragen ihre Nutzlasten in große Höhen (95-125 km). Die Bestimmung der Temperatur erfolgt über die indirekte Ermittlung aus der Luftdichte, die mittels Ionisationsmanometer oder Massenspektrometer gemessen wird [5]. Als Nutzlast kommen bei Raketen auch so genannte Fallende Kugeln zum Einsatz. Diese aus Aluminium bestehenden Ballons werden in großer Höhe von der Rakete ausgestoßen und deren Positionen während des freien Falls mit einem Radar verfolgt. Die teuren Raketenflüge ergeben nur ein einziges Temperaturprofil. Daher sind sie für zeitlich aufgelöste Messungen nicht nutzbar.

Satelliten nutzen unterschiedliche Möglichkeiten der Temperaturbestimmung. Diese sind z.B. aus der Infrarot- und Mikrowellenabstrahlung der Atmosphäre oder Okkultationsmessungen⁴ bekannter Lichtquellen, wie Sonne und Sterne. Modernen GPS-Satelliten messen über ihre gegenseitig ausgesendeten und empfangenen Signale die unterschiedlichen Brechungsindizes, um Rückschlüsse auf die Temperatur zu erhalten. Allerdings ist die Auflösung der Messdaten viel geringer als bei bodengestützten Untersuchungen wie Lidar-Messungen. Da die Satelliten nicht geostationär sind, sind Temperaturbestimmungen an einem fest definierten Ort nicht möglich und im Bereich der Mesopausenregion sehr ungenau.

Zur kontinuierlichen Beobachtung der Temperatur vom Boden aus werden Radar- und Lidar-Messmethoden eingesetzt. Abhängig von der verwendeten Wellenlänge und des Streuprozesses sind diese jedoch auf einen bestimmten Höhenbereich eingeschränkt.

Radar steht für **R**adio **D**etection **A**nd **R**anging (dt. *Entdeckung und Entfernungsmessung mittels Funkwelle*). Es sendet elektromagnetische Wellen im Mikrowellenbereich aus. Diese werden an Objekten, z.B. Meteorspuren reflektiert und als Echos detektiert. Temperaturmessungen im Bereich der Mesopause werden mit einem so genannten Meteor-Radar bestimmt. Dieser beobachtet die zeitlichen Veränderungen von Meteorspuren und gewinnt daraus entsprechende Informationen für die Temperaturbestimmung [6]. Jedoch erlaubt die geringe Anzahl der Meteore nur Temperaturprofile

³Als Trajektorie wird hier die Bahn der Radiosonde bezeichnet.

⁴Die Okkultation ist eine zeitweilige Bedeckung eines Gestirns durch ein anderes.

bestenfalls gemittelt über mehrere Tage. Außerdem sind die Messungen vergleichsweise ungenau [7; 8]. Im Gegensatz zum Lidar benötigen die Messungen keine klaren Wetterverhältnisse.

Ein **Lidar** basiert auf einem ähnlichen Funktionsprinzip wie das Radar, nutzt aber Lichtwellenlängen. Durch Streuung an Teilchen in der Atmosphäre gelangt ein geringer Teil der ausgesendeten Laserstrahlintensität zurück. Das Signal wird detektiert und ausgewertet. Die Temperaturbestimmung erfolgt mit Hilfe der gemessenen Daten. Je nach genutztem Streumechanismus ist die Reichweite des Lidars eingeschränkt. Rayleigh-Streuung z.B. kann bei einem noch so leistungsstarken Laser nur bis zu einer Höhe von 90 km genutzt werden [9]. Unterhalb von 35 km wird das Signal durch Wasserdampf und Aerosole negativ beeinflusst. Bis zu 35 km können wiederum auswertbare Daten durch Rotation-Raman-Streuung gemessen werden. Größere Höhen sind wegen des geringen Rückstreuquerschnittes nicht möglich. Oberhalb einer Höhe von ca. 80 km nutzt man Resonanzstreuung an Metallatomen. Die Metallschicht entsteht durch den Eintrag von täglich 110t kosmischen Staubs in die Atmosphäre [10]. Dieser besteht neben Nicht-Metallen wie Kohlenstoff vor allem aus Silicium und Eisen. Weitere Bestandteile sind unter anderem Natrium, Kalium, Magnesium und Calcium.

Das Problem der begrenzten Höhenabdeckung kann nur durch die gleichzeitige Kombination mehrerer Messverfahren gelöst werden. Als weltweit einzigartiges System ist es am IAP-Standort Kühlungsborn möglich, durch simultanen Betrieb zweier Lidars, Rayleigh/Mie/Raman-Lidar (RMR-Lidar) und Kalium-Lidar (K-Lidar), nachts Temperaturen von 1 bis 105 km mit hoher Genauigkeit kontinuierlich zu messen [11; 12]. Das bedeutet, dass simultan die Höhenbereiche der Entstehung, Ausbreitung, Filterung und Brechung der Schwellen erfasst werden können. Dabei werden drei unterschiedliche Messverfahren genutzt. Abbildung 1.3 zeigt ein solches Temperaturprofil. Das Profil ist aus Messungen des K-Lidars (rot: Resonanzstreuung) und des RMR-Lidars (grün: Rayleigh-Kanal, schwarz: Rotation-Raman-Kanal) zusammengesetzt. Für das Rayleigh-Signal wird der Startwert aus der Messung des K-Lidars (siehe auch Kapitel 2.3.2) verwendet und nicht aus einer Referenzatmosphäre (hier: CIRA 86⁵). Deutlich sind hierbei die Temperaturabweichungen zwischen der Referenz-

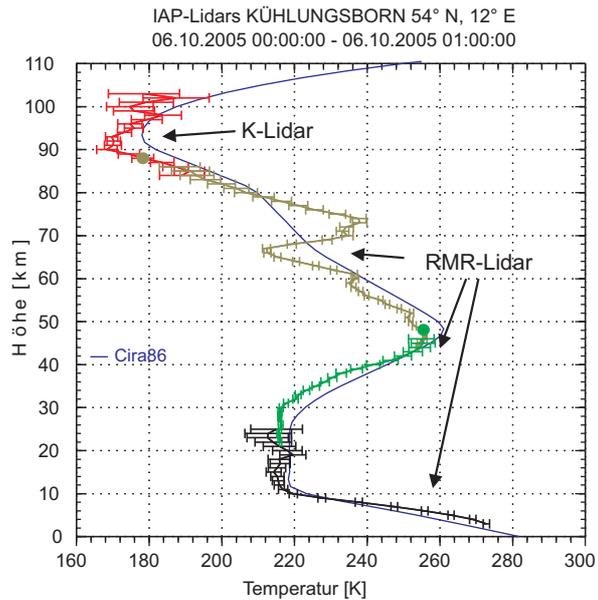


Abbildung 1.3: Durchgehendes Temperaturprofil aus Lidarmessungen vom 06.10.2005 nach einer Stunde Integrationszeit. Das Profil ist aus einzelnen Messungen des K-Lidars und des RMR-Lidars zusammengesetzt.

⁵CIRA 86: COSPAR (Comittee on Space Research) International Reference Atmosphere [1]

atmosphäre (blau) und dem Messprofil zu erkennen.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Spektrumanalyzers ist in einem mobilen Eisen-Lidar (Fe-Lidar) integriert. Dieses in der Entwicklung befindliche Lidar soll als einzelnes Instrument tageslichtfähige Messungen in 35 bis 105 km Höhe ermöglichen. Solche Messungen sind bisher undurchführbar. Diese Zielstellung für das neue Lidar erfordert viele neue Entwicklungen. Kleine Sichtfelder unterdrücken den Tageslicht-hintergrund. Die Filterkurven der spektralen Filter im Empfangszweig müssen präzise bekannt sein. Schließlich bedarf die Weiterentwicklung einer komplexen Software. Grundlage für erfolgreiche Messungen ist die genaue Kenntnis der Frequenz und des Spektrums der ausgesendeten Laserpulse. Für diese Realisierung ist der Aufbau eines Spektrumanalyzers notwendig.

Kapitel 2 gibt eine Einführung in Lidarmessungen. Beginnend mit der Beschreibung des allgemeinen Aufbaus und der mathematischen Grundlage (Lidargleichung) folgt die Erklärung der Temperaturbestimmungsverfahren mittels Lidar. Das Fe-Lidar, dessen Bestandteil der Spektrumanalyser ist, wird ebenfalls betrachtet.

Der Spektrumanalyser, als Instrument für die Messung der relativen Frequenz, ist der Schwerpunkt von **Kapitel 3**. Im Rahmen dieser Arbeit habe ich ein solches System, bestehend aus Frequenznormal und Spektrumanalyser einschließlich einer Frequenzstabilisierung mit Pound-Drever-Hall Verfahren und einer dopplerfreien Spektroskopie, aufgebaut und ausgewertet. Die näheren Details meines Aufbaus sind Inhalt des Kapitels 3. Hierbei werden zuerst physikalische Grundlagen der einzelnen Komponenten beschrieben, um anschließend den Versuchsaufbau mit Frequenznormal und Spektrumanalyser zu erklären.

Anschließend führte ich Messungen und Auswertungen bezüglich Frequenzstabilität und Reproduzierbarkeit von Frequenzmessungen durch. In **Kapitel 4** werden die einzelnen Messverfahren des Versuchsaufbaus erläutert und die Ergebnisse dargelegt, wobei die Diskussion die Arbeit zusammenfasst.

Kapitel 2

Lidar

2.1 Allgemeiner Aufbau und Funktionsprinzip

Lidar steht für **L**ight **D**etection and **R**anging (dt. *Entdeckung und Entfernungsmessung mittels Licht*). Bei dieser Technik setzt man für Messungen einen Laser und Detektoren zum Nachweis ein.

Das Lidar wird entsprechend der Aufgaben in zwei Bereiche unterteilt: Sendeeinheit und Empfangseinheit mit Nachweiszweig. Der Laser sendet kurze Laserpulse hoher Energie aus (siehe auch Abbildung 2.1). Diese werden an Teilchen in der Atmosphäre durch unterschiedliche Streumechanismen, z.B. Rayleigh- und Resonanzstreuung (siehe Kapitel 2.3) gestreut. Das unter einem Streuwinkel von 180° zurückgestreute Licht wird von einem Teleskop aufgefangen, im Fokus des Parabolspiegels gebündelt und an die optische Nachweisbank über Glasfaserkabel weitergeleitet. In bestimmten Zeitintervallen (entspricht bestimmten Höhenbereichen der Atmosphäre) nach dem Laserpuls werden die ankommenden Photonen in der Nachweisbank gezählt. Zum Einsatz kommen hierbei empfindliche Detektoren, wie Photomultiplier und APDs¹, mit denen es möglich ist, einzelne Photonen zu messen. Da das Teleskop Licht aus dem gesamten Spektrum sammelt, erfolgt vor der Photonenzählung eine Filterung der gewünschten Wellenlängen. Die Auswertung der Zählraten erfolgt mit einer Messsoftware. Der Name des Streumechanismus, der bei der Auswertung der Daten Berücksichtigung findet, geht häufig in die Bezeichnung des Lidars ein. So gibt es z.B. Doppler-Lidar (Resonanzstreuung) und Rayleigh-Lidar (Rayleighstreuung).

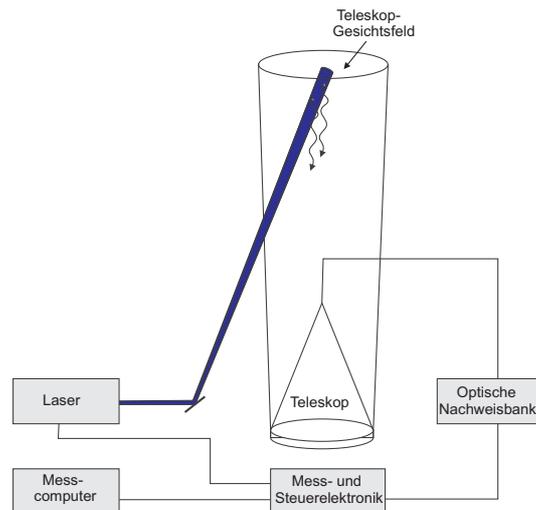


Abbildung 2.1: grob vereinfachtes Funktionsschema eines Lidars

¹APD: Avalanche Photo Diode

2.2 Lidar-Gleichung

Bei einer Lidar-Messung wird das Licht, das sich aus dem zurückgestreuten Licht der Laserpulse und dem Untergrund zusammensetzt, detektiert. Der Untergrund wird z.B. durch Tageslicht gebildet. Das vom Lidar empfangene Signal $I(\lambda, r_i)$ kann in einer Gleichung beschrieben werden [13]. In diese fließen die technischen charakteristischen Werte des Instruments $K_I(\lambda)$, die höhenabhängige Messgeometrie $G(r_i)$, der Rückstreuoeffizient $\beta(\lambda, r_i)$, die wellenlängenabhängige Transmission des Lichtes $T_A(\lambda, r_i)$ und der Untergrund ($U_L(r_i)$) ein.

$$I(\lambda, r_i) = K_I(\lambda) G(r_i) \beta(\lambda, r_i) T_A(\lambda, r_i) + U_L(r_i) \quad (2.1)$$

Die einzelnen Komponenten der Gleichung 2.1 werden folgend näher betrachtet.

$K_I(\lambda)$

Dieser "Instrumentenfaktor" bestimmt sich mit $I_0(\lambda)$ als Intensität der emittierten Laserpulse, A als effektive Oberfläche des Empfangspegels, $\eta(\lambda)$ als Effizienz der Nachweisbank² und Δr als Höhenauflösung zu

$$K_I(\lambda) = I_0 A \eta(\lambda) \Delta r. \quad (2.2)$$

Die Höhenauflösung errechnet sich aus der Intervalllänge δ , in der die Photonen als Zählraten gespeichert werden. In dieser Zeit werden rückgestreute Photonen von den Höhen $r_2 = \frac{1}{2} c (t - \delta)$ (c Lichtgeschwindigkeit, t Zeit) bis $r_1 = \frac{1}{2} c t$ detektiert. Dies entspricht dann bei $\delta = 1,334 \mu\text{s}$ $\Delta r = r_1 - r_2 = \frac{c\delta}{2} = 200 \text{ m}$ (siehe Abbildung 2.2).

$G(r_i)$

Der geometrische Faktor $G(r_i)$ enthält die so genannte Überlapp-Funktion $o(r_i)$. Sie begründet sich aus der Tatsache, dass sich der Laserstrahl nicht mit dem Gesichtsfeld des Teleskopes deckt. Erst ab einer Höhe von 20 km ist beim Fe-Lidar $o(r_i) = 1$, d.h. Lage des Laserstrahls und Gesichtsfelds stimmen überein. Die Streuung von Photonen geschieht in alle Raumrichtungen. Die detektierte Intensität auf der Teleskopfläche, die ein Teil einer Kugel bildet, nimmt dabei um das Quadrat mit der Entfernung zum Streuzentrum ab ($\frac{1}{r_i^2}$). Zusammengefasst ergibt sich der geometrische Faktor.

$$G(r_i) = \frac{o(r_i)}{r_i^2} \quad (2.3)$$

²Hier sind die Verluste an den Glasfasern, optischen Oberflächen, Wellenlängenfiltern und die Quanteneffizienz der Detektoren enthalten.

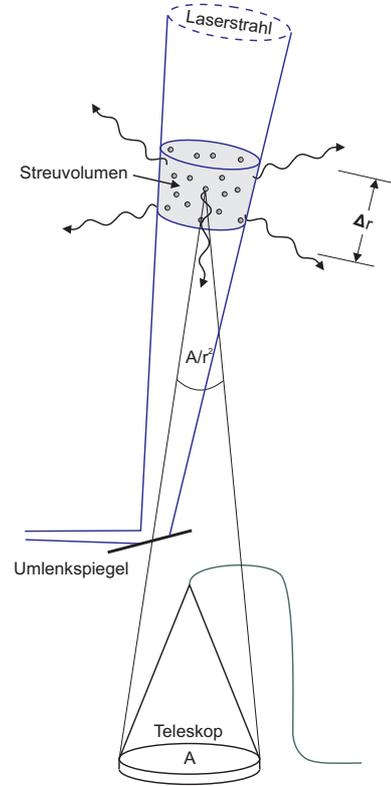


Abbildung 2.2: Der Großteil des ausgesendeten Lichtes geht für die Messung verloren. Nur ein kleiner Teil wird durch das Teleskop aufgefangen.

$\beta(\lambda, r_i)$

Der Rückstreukoeffizient $\beta(\lambda, r_i)$ gibt eine Aussage über die Stärke des Lidar-Signals. Er setzt sich aus den Volumen-Rückstreukoeffizienten der Rayleigh-, Mie-³ und Resonanzstreuung zusammen. Dieser ist der bestimmende Faktor für die Temperaturmessung. Im Kapitel 2.3 erfolgt aus diesem Grund eine ausführliche Betrachtung der für das Fe-Lidar genutzten Rayleigh- und Resonanzstreuung.

$T_A(\lambda, r_i)$

Auf dem Weg vom Lidar zum Streuzentrum und zurück geht ein Teil des Lichts durch Extinction (enthält Absorption und Streuung) verloren. Mit Hilfe einer speziellen Form des Lambert-Bouguer-Beer'schen Gesetz fließt der Ausdruck

$$T_A(\lambda, r_i) = e^{-2 \int_0^{r_i} \alpha_K(\lambda, r) dr} \quad (2.4)$$

in die Gleichung 2.1 ein. Hierbei ist $\alpha_K(\lambda, r)$ der Extinktion-Koeffizient.

$U_L(r_i)$

Der Summand $U_L(r_i)$ resultiert aus dem elektronischen Rauschen der Detektoren und Zähler und wesentlicher aus der Hintergrundstrahlung, die z.B. das Tageslicht enthält.

Werden die einzelnen Faktoren in der Gleichung 2.1 durch ihre Berechnungsvorschriften (Gleichung 2.2 bis 2.4) ersetzt, erhält man die Lidar-Gleichung (Gleichung 2.5).

$$I(\lambda, r_i) = I_0 A \eta(\lambda) \Delta r \frac{o(r_i)}{r^2} \beta(\lambda, r_i) e^{-2 \int_0^{r_i} \alpha_K(\lambda, r) dr} + U_L(r_i) \quad (2.5)$$

³Die elastische Streuung von Licht an Teilchen, deren Durchmesser größer ist als die einfallende Wellenlänge bezeichnet man als *Miestreuung*. Sie tritt typischerweise in Höhen bis 35 km und bei ca. 84 km (NLC) auf.

2.3 Temperaturbestimmung mittels Lidar

2.3.1 Streuprozesse

Die Streuung von Photonen stellt die Grundlage der Temperaturbestimmung mittels Lidar dar. Beim Fe-Lidar sind Rayleigh- und Resonanzstreuung die genutzten Rückstreuungsprozesse. Beide Prozesse vermindern die Intensität des einfallenden Laserstrahls ohne eine Frequenzänderung hervorzurufen (elastische Streuung). Der Volumen-Rückstreuungskoeffizient $\beta(r, \lambda)$ beschreibt, wie viel Licht zurückgestreut wird. Die Richtungsangabe erfolgt über den Raumwinkel relativ zum einfallenden Licht ($\Omega = 180^\circ$). Für die Charakterisierung des Rückstreuungskoeffizienten besteht folgender Zusammenhang:

$$\beta(r, \lambda) = \sum_i N_i(r) \sigma_i(\Omega = 180^\circ, \lambda). \quad (2.6)$$

$N_i(r)$ steht für die jeweiligen Teilchendichte der Sorte i im Abstand r vom Lidar-Instrument. Der differentielle Rückstreuquerschnitt $\sigma_i(\Omega = 180^\circ, \lambda) = \frac{d\sigma_{i,rueck}}{d\Omega}$ ist die wirksame Fläche der Teilchen, die sich dem einfallenden Photon pro infinitesimale Raumwinkeleinheit bietet. Dieser ist für jedes Teilchen unterschiedlich. Bei der Rayleighstreuung gehen bei der Summation zur Berechnung des Rückstreuungskoeffizienten hauptsächlich Sauerstoff und Stickstoff ein, da diese überwiegend in der Luft vorhanden sind. Bei der Resonanzstreuung wird nur eine bestimmte Wellenlänge bei einer bestimmten Teilchensorte betrachtet. Aus diesem Grund erfolgt hier keine Summation.

Resonanzstreuung

Ist die Frequenz des einfallenden Lichtes resonant mit einer Eigenfrequenz des angeregten Teilchens, kommt es zur Resonanzstreuung. Der differentielle Rückstreuquerschnitt für die Resonanzstreuung an Atomen ohne Hyperfeinstruktur und vernachlässigbarer natürlicher Linienbreite ist nach [14] wie folgt charakterisiert:

$$\sigma_{Res}(\Omega, \lambda) = \lambda_0^2 q(\Omega) f_o \frac{e^2}{16\pi \epsilon_0 m_e c^2} \sqrt{\frac{D}{\pi T}} e^{-D(\lambda - \lambda_0)^2 / T} \quad (2.7)$$

mit

$$D = \frac{c^2 m_{Atom}}{2k}. \quad (2.8)$$

Die in den Gleichungen 2.7 und 2.8 verwendeten Größen sind in der Tabelle 2.1 definiert. Die Linienform der Funktion 2.7, die durch den optischen Doppler-Effekt verbreitert ist, entspricht einem Gauß-Profil. Eine nähere Betrachtung zeigt, dass die natürliche Linienbreite der dopplerverschobenen Teilchen nicht vernachlässigt werden kann, wodurch sich aus dem Gauß-Profil ein Voigt-Profil⁴ bildet. Stoßverbreiterung spielt bedingt durch den niedrigen Druck in der Atmosphäre im Höhenbereich der Mesopause

⁴Die Faltung des Gauß-Profiles mit dem Lorentz-Profil der natürlichen Linienbreite ergibt ein Voigt-Profil.

	Bezeichnung	Wert
e	Elementarladung [As]	$1,6021829 \cdot 10^{-19}$
m_e	Ruhemasse des Elektrons [kg]	$9,109534 \cdot 10^{-31}$
k	Boltzmann-Konstante [JK ⁻¹]	$1,380622 \cdot 10^{-23}$
c	Lichtgeschwindigkeit [ms ⁻¹]	$2,99792485 \cdot 10^8$
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante [AsV ⁻¹ m ⁻¹]	$8,854187818 \cdot 10^{-12}$
Ω	Raumwinkel [sr]	
f_o	Oszillatorstärke	
T	Temperatur [K]	
$q(\Omega)$	Geometrischer Faktor der Abstrahlung	
λ_0	Zentralwellenlänge des Übergangs [nm]	

Tabelle 2.1: Einzelne Größen des differentiellen Rückstreuquerschnittes (siehe Gleichung 2.7 und Gleichung 2.8).

(80-105 km) keine wesentliche Rolle. Bei einer Temperatur von 200 K und einer Halbwertsbreite (FWHM⁵) von 1093 MHz ergibt sich ein maximaler Rückstreuquerschnitt für Eisen nach [15] von

$$\sigma_{Res}(\Omega = 180^\circ, \lambda = 386 \text{ nm}) \approx 3,88 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2 \text{ sr}^{-1} \quad (2.9)$$

(siehe auch Abbildung 2.3). Im Experiment spielen noch andere Faktoren eine Rolle, die die Form des rückgestreuten Signals beeinflussen. So müssen unter anderem die gesamten Instrumenteneffekte, wie z.B. die Laserbandbreite, berücksichtigt werden.

Rayleighstreuung

Ist die Größe des Teilchen klein gegen die Wellenlänge des einfallenden Lichtes, spricht man von Rayleighstreuung. Der differentielle Rückstreuquerschnitt für Luft lässt sich nach [16] wie folgt berechnen:

$$\sigma_{Ray}(\Omega, \lambda) = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{2 N_s^2 \lambda^4} (1 + \cos^2 \Omega). \quad (2.10)$$

Dabei ist N_s die volumenbezogene Teilchenzahl bei Standardbedingungen. Der Brechungsindex n ist eine von der Temperatur, der Wellenlänge und des Drucks abhängige Größe. Zur Vereinfachung wird bei der folgenden Berechnung der Brechungsindex für Luft $n = 1,000292$ angenommen. Mit der Bedingung $N_s = 2,547 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich für die vom Fe-Lidar emittierte Wellenlänge:

$$\sigma(\Omega = 180^\circ, \lambda = 386 \text{ nm}) \approx 2,3 \cdot 10^{-31} \text{ m}^2 \text{ sr}^{-1}. \quad (2.11)$$

Wie diese Abschätzung zeigt, ist der Resonanzrückstreuquerschnitt von Eisen ca. 13 Größenordnungen größer als der von Rayleighstreuung. Dadurch ist es auch möglich, in Höhen oberhalb von 80 km Messungen mittels Lidar unter Ausnutzung der Resonanzstreuung durchzuführen.

⁵Full Width at Half Maximum

2.3.2 Temperaturbestimmungsverfahren

Temperaturberechnung aus der Dichte

Die Teilchendichte nimmt mit steigender Höhe der Atmosphäre ab. Mit dieser geht eine Temperaturveränderung einher. Mittels Lidar und unter Ausnutzung der Rayleighstreuung kann ein relatives Dichteprofil $n_T(z)$ gemessen werden [17]. Für die Bestimmung der absoluten Temperatur $T(z)$ besteht folgender mathematischer Zusammenhang:

$$T(z_i) = \frac{1}{n_T(z_i)} \left(n_T(z_0) T(z_0) - \frac{m_M}{k} \int_{z_0}^{z_i} g(z) n_T(z) dz \right). \quad (2.12)$$

Die Molekülmasse m_M besitzt bis in eine Höhe von ca. 100 km einen einheitlichen Wert ($m_M = \frac{M_A}{N_A} = \frac{28,97 \text{ g mol}^{-1}}{6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}} = 4,81 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$ [18]), da die Zusammensetzung der Teilchen annähernd konstant bleibt. Der Faktor k steht für die Boltzmann-Konstante. Weiterhin findet die von der Höhe abhängige Erdbeschleunigung $g(z)$ Berücksichtigung. Die Startwerte $n_T(z_0)$ und $T(z_0)$ werden aus simultanen Resonanzmessungen entnommen. Um ein überproportionales Anwachsen von Anfangsfehlern in Gleichung 2.12 zu vermeiden, werden die Anfangswerte in großer Höhe gewählt und abwärts integriert ($z_0 > z_i$). Das Integral gewinnt mit sinkender Höhe bedingt durch den exponentiellen Dichtezuwachs an Gewicht. Dadurch werden die absoluten Fehler der Startwerte durch die Differenz mit dem Integral schnell ausgeglichen.

Temperaturberechnung aus dem Resonanzsignal

Mit dem Fe-Lidar wird die spektrale Form der Eisenresonanzlinie gemessen. Die Ausmessung erfolgt durch Scannen des Lasers über die Resonanzlinie. Die Form und die Halbwertsbreite des rückgestreuten Signals ist charakteristisch für eine Temperatur. Da sich die Metallatome im Höhenbereich der Mesopause im thermischen Gleichgewicht zur Umgebung befinden, entspricht die Fe-Temperatur der Atmosphärentemperatur am jeweiligen Ort. Eisen tritt hauptsächlich (zu 91,7%) als Isotop ^{56}Fe in der Atmosphäre auf. Durch die Bewegung der Eisenatome kommt es zu einer Frequenzverschiebung. Bewegt sich ein Eisenatom mit einer Geschwindigkeit $v \ll c$ (c Lichtgeschwindigkeit) relativ zum Lidar, berechnet sich die veränderte Frequenz ν_i (Doppler-Verschiebung) wie folgt:

$$\nu_i = \nu \left(1 \pm \frac{v}{c} \right). \quad (2.13)$$

Bedingt durch das thermische Gleichgewicht der Eisenteilchen unterliegen sie der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung. Jedes Eisenatom hat eine andere Geschwindigkeit und damit eine andere Resonanzfrequenz. Abbildung 2.3 zeigt den resultierenden Rückstreuquerschnitt $\sigma_{Res}(\omega = 180^\circ, \lambda)$. Diese Form wird durch den Einfluss der neben dem Isotop ^{56}Fe vorkommenden Isotope verändert [15].

Da die Halbwertsbreite der Resonanzlinien temperaturabhängig ist, wird aus diesem funktionalen Zusammenhang die Temperatur aus dem rückgestreuten Signal bestimmt. Abbildung 2.3 zeigt für drei unterschiedliche Temperaturen das rückgestreute Signal. Deutlich ist eine Veränderung der Halbwertsbreite der jeweiligen Signale zu erkennen. Die Halbwertsbreite vergrößert sich mit steigender Temperatur. Bei 1 K Temperaturunterschied beträgt die Halbwertsbreitendifferenz nur noch ca. 1 MHz. Um Temperaturmessungen mit einem Fehler kleiner als ± 1 K zu erreichen, muss der Resonanzübergang

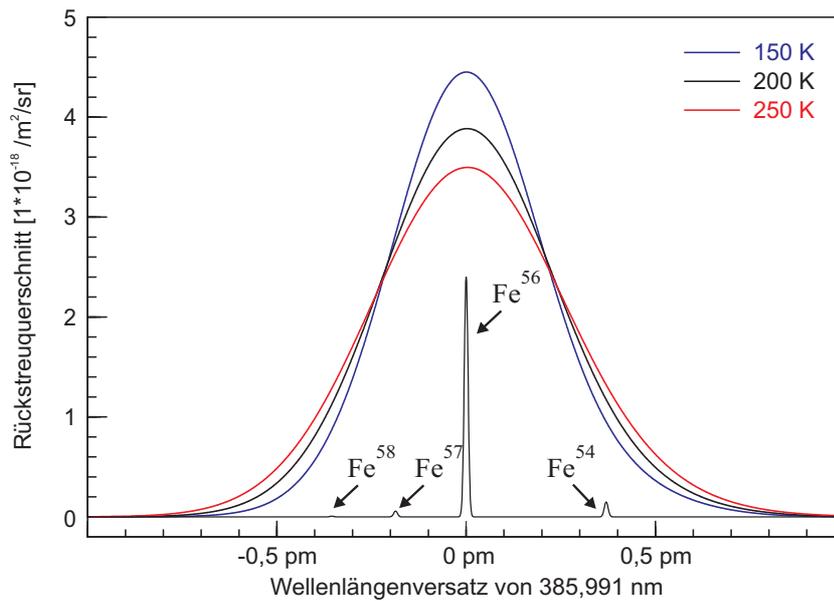


Abbildung 2.3: Die Form und die Halbwertsbreite des rückgestreuten Resonanzsignal an Fe-Atome geben eine Aussage über die Temperatur. Je geringer die Temperatur, desto schmaler und höher wird das rückgestreute Signal. Neben der dopplerverbreiterten Linie sind die einzelnen Resonanzlinien der verschiedenen Eisenisotope dargestellt.

sehr genau gemessen werden. Daraus leiten sich hohen Anforderungen an Laserparameter, Frequenzmessung und Intensitätsmessung. Der Einfluss der Atmosphäre muss ebenfalls berücksichtigt werden. Für diese Arbeit ist die Frequenzmessung relevant. Wie schon erwähnt, ist eine für die Temperaturbestimmung genaue Kenntnis der relativen Frequenz der ausgesendeten Pulse zwingend. Daraus ergeben sich zusätzlich hohe Anforderungen an den Spektrumanalyzer, um die Frequenz relativ zu einem Frequenznormal exakt und in Echtzeit zu bestimmen.

2.4 Mobiles Eisen-Temperatur-Lidar

Neben den stationären Lidars, die im Gebäude des Instituts aufgebaut sind, betreibt das IAP ein mobiles Lidar. Dieses in einem 20 ft Standardcontainer untergebrachte Instrument ist das einzige mobile Doppler-Lidar weltweit. Dadurch ist es möglich, Temperaturprofile global zu erstellen.

Standorte seit 1994 waren neben Kühlungsborn, Juliusruh auf Rügen, Teide Observatorium auf Teneriffa und SvalSat Station, Longyearbyen (Spitzbergen). Auf eine längere Forschungsreise ging das Instrument 1996 auf dem deutschen Forschungsschiff „Polarstern“. Während der Fahrt wurde mit Hilfe des K-Lidars Mesopause-Temperaturen von Kapstadt (Südafrika) über die Antarktis und Punta Arenas (Chile) nach Bremerhaven gemessen. Weltweite Beobachtungen von Temperaturprofilen sind wichtige Bestandteile der Erforschung von globalen Atmosphärenphänomenen.



Abbildung 2.4: Das in einem 20 ft Container untergebrachte mobile Fe-Lidar steht momentan wegen Entwicklungsarbeiten am IAP in Kühlungsborn.

Aufbau und Messprinzip

Das Eisen-Temperatur-Lidar ist, wie Abbildung 2.5 verdeutlicht, aus einer Sendeeinheit und einer Empfangseinheit aufgebaut. Die Sendeeinheit umfasst einen gepulsten Hochleistungslaser, einen Seedlaser, einen Frequenzverdoppler, einen Spektrumanalyzer und ein Aufweitungsteleskop.

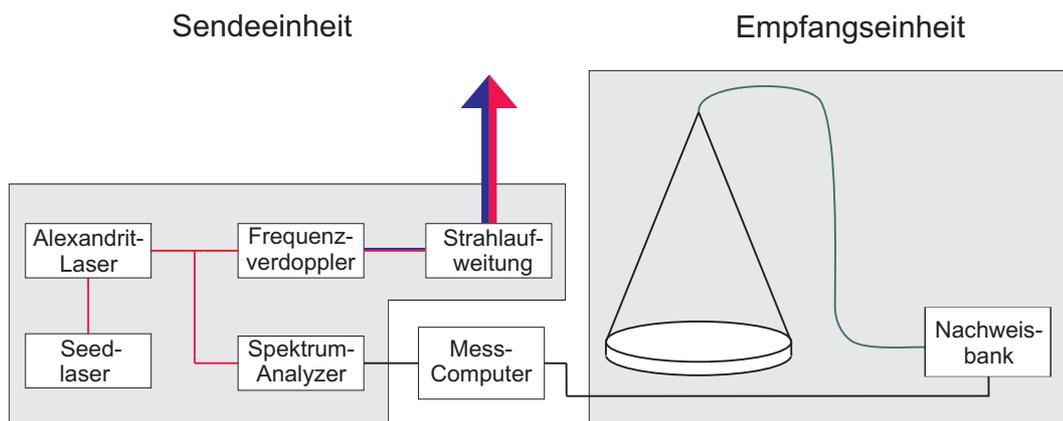


Abbildung 2.5: Der Aufbau des Eisen-Temperatur-Lidars kann in zwei Einheiten beschrieben werden: der Sende- und der Empfangseinheit.

Das Herzstück des Lidars ist ein mittels Diodenlaser geseedeter Alexandrit-Ringlaser, den man zu der Gruppe der vibronischen Festkörperlaser zählt. Alexandrit als aktives Lasermedium steht für chromdotiertes Chrysoberyl ($\text{BeAl}_2\text{O}_2:\text{Cr}^{3+}$). Der Laser

lässt sich von 710-820 nm [19] durchstimmen. Das optische Pumpen erfolgt über Blitzlampen (Pumpfrequenz 38 Hz). Jeweils zwei Blitzlampen sind parallel zum Kristall in doppelt-elliptischen Pumpkammern eingeschlossen. Zwei hintereinander geschaltete Pumpkammern ermöglichen eine Pulsenergie bis zu 150 mJ bei einer Pulslänge, erzeugt durch einen Q-Switch, von ca. 250 ns. Um die emittierte Laserfrequenz zu kontrollieren und eine hohe spektrale Reinheit zu erreichen, wird die gewünschte Frequenz geseedet. Ein schmalbandiger Diodenlaser (DL 100 Fa. Toptica⁶) dient als Seedquelle. Dabei wird die emittierte Seedwellenlänge während des Messbetriebes mittels eines im Diodenlaser integrierten Gitters bis zu 3 pm kontinuierlich durchgestimmt. Das Verändern der Frequenz ist für das Scannen der Eisen-Resonanzlinie notwendig. Der Seedlaser wird in den Resonator eingekoppelt und beeinflusst dort den Laserprozess. Ein Piezo-gesteuerter Spiegel regelt die Resonatorlänge für die Anpassung der Seedfrequenz an einen longitudinalen Mode des Ringlaserresonators („ramp and fire“). Für die Temperaturbestimmung ist es notwendig, dass der emittierte Laserstrahl extrem schmalbandig ist. Weiterhin ist die Kenntnis der relativen Frequenz im Vergleich zu einem bekannten Frequenznormal des ausgesendeten Laserpulses erforderlich. Die absolute Bestimmung der Wellenlänge erfolgt anhand der Messung der Resonanzlinie. Mit Hilfe des Spektrumanalyzers, Gegenstand dieser Arbeit, werden die Pulse im Betrieb in Echtzeit analysiert und überwacht.

Das Eisen-Temperatur-Lidar geht aus einem Kalium-Temperatur-Lidar hervor. Das Instrument wurde so spezifiziert, dass neben Resonanzstreuung auch Rayleigh-Streuung ausgewertet werden kann. Dadurch wird es möglich, Temperaturen zwischen 50 und 105 km zu messen. Um auf die Eisenresonanzlinie von 386 nm zu gelangen, wurde hinter dem Alexandrit-Laser ein Frequenzverdopplungskristall installiert [15]. Der Alexandrit-Laser sendet gleichzeitig Licht mit einer Wellenlänge von 772 nm und 386 nm aus.

Um die Strahldivergenz gering zu halten, wird der Laserstrahlquerschnitt mit einem Aufweitungsteleskop von 3 mm auf 30 mm vergrößert. Für die Detektion der rückgestreuten Photonen wird eine Empfangseinheit bestehend aus Teleskop und optischer Nachweisbank verwendet. Separat im Container abgetrennt befindet sich ein Parabolspiegel mit 80 cm Durchmesser und einer Brennweite von 190 cm. Über eine im Brennpunkt befindliche Glasfaser wird das aufgefangene Licht zur optischen Nachweisbank geleitet. Mit Hilfe einer Zähllektronik wird in bestimmten Zeitintervallen nach dem Laserpuls die Photonenzahl bestimmt. Die Zeitintervalle entsprechen gewissen Höhenbereichen. Ein vorgeschalteter Chopper blockt das rückgestreute Licht unterhalb von 30 km Höhe ab, um eine Übersteuerung der empfindlichen Empfangselektronik zu verhindern. Die Aufzeichnung der Daten erfolgt über einen Mess-Computer.

Bedingt durch die Emission von zwei Laserwellenlängen (386 nm und 772 nm) wird es mit diesem Lidar weltweit erstmals möglich, Temperaturen in einem Höhenbereich der Atmosphäre von 50 bis 105 km simultan zu messen. In der folgenden Abbildung 2.6 ist ein typisches Rohdatenprofil eines Resonanz-Lidars dargestellt. Bis in eine Höhe von 30 km wird das zurückgestreute Signal mit Hilfe eines Choppers geblockt. Dieses Signal aus der unteren Atmosphäre ist für die verwendeten APDs und Photomultiplier zu intensiv. Zwischen 30 und 80 km ist das Rayleigh-Signal zu sehen. Da dieses Signal abhängig von der Dichte der Teilchen ist, nimmt es mit steigender Höhe exponentiell ab. Zusätzlich verringert sich die Signalstärke bedingt durch die $\frac{1}{r^2}$ -Abhängigkeit zwischen Streuzentrum und Lidar. Wie in Kapitel 2.3.2 erläutert, benötigt man für die

⁶www.toptica.com

Temperaturbestimmung mittels Rayleighstreuung einen Startwert. Dieser wird normalerweise einer Referenzatmosphäre (z.B. CIRA 86) entnommen mit entsprechend negativen Einflüssen auf die Messergebnisse. Im Falle des Fe-Lidars wird der Startwert aus der simultanen Messung des Resonanzsignals bestimmt.

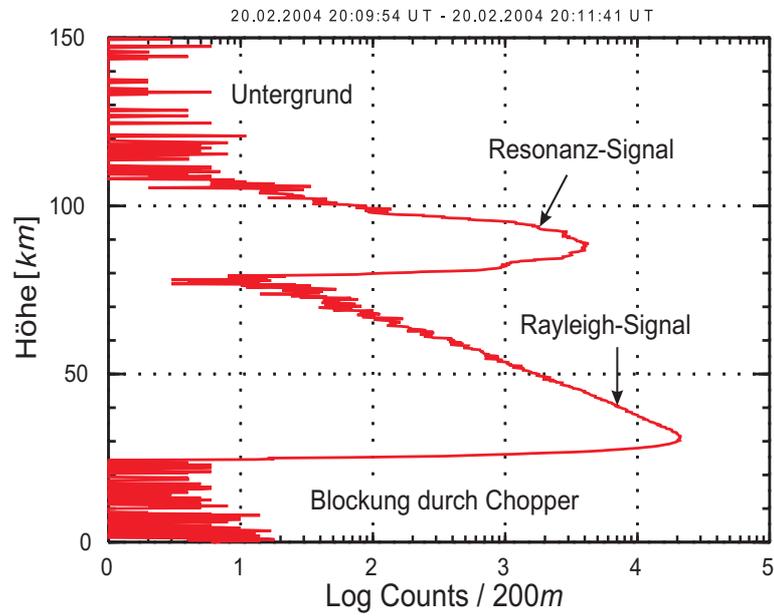


Abbildung 2.6: Lidar-Rohdaten-Profil des Fe-Lidars: Das mit einer Höhenauflösung von 200 m über 2 Minuten (entspricht 4000 Laserpulse) integrierte Signal ist dargestellt.

Kapitel 3

Frequenzmessung mittels Referenz - Versuchsaufbau

Die Temperaturbestimmung mittels Resonanzstreuung an Eisenatomen im Höhenbereich 80 - 105 km bedarf, wie im Kapitel 2.3.2. erwähnt, einer exakten Bestimmung der relativen Frequenz der einzelnen Pulse des Alexandrit-Ringlasers in Echtzeit. Die Genauigkeit der relativen Frequenzbestimmung muss dabei bei ca. 1 MHz liegen. Die Aufgabe im Rahmen dieser Arbeit war die Entwicklung eines verbesserten Spektrumanalyzers zur Bestimmung des Spektrums der einzelnen Laserpulse des Alexandrit-Ringlasers in der genannten Genauigkeit. Neben der Bestimmung der Wellenlänge sollen gleichzeitig qualitative Aussagen über das single mode Verhalten, die Breitbandemission und das Lorentz-Profil des emittierten Laserstrahls getroffen werden. Durch Selektion der Laserpulse in Echtzeit wird die Qualität der Messung verbessert. Dies ermöglicht auch erst eine Justage des Lasers für Messungen. Die Bestimmung der Wellenlänge in der gewünschten Genauigkeit ist mit einem Absolutmessgerät nicht möglich. Deshalb bedient man sich einer Referenz, die sehr genau bekannt sein muss. Diese Referenz bildet das atomare Resonanzspektrum von Rubidium. Mittels Sättigungsspektroskopie wird das Resonanzsignal mit den einzelnen Strukturen aufgelöst und die Wellenlänge des für die Sättigungsspektroskopie verwendeten Referenzlasers auf einen Peak der Struktur abgestimmt. Um die Frequenzstabilität des Lasers auf dieser Wellenlänge zu gewährleisten, erfolgt eine Regelung mittels eines speziellen Lock-Verfahrens, das so genannte Pound-Drever-Hall Verfahren (PDH-Verfahren). Dieser stabilisierte und in der Frequenz genau bekannte Referenzlaser wird neben dem Alexandrit-Laser in den Spektrumanalyser eingekoppelt, dessen Hauptbestandteil ein Fabry-Perot-Etalon bildet. Hier erfolgt mit Hilfe einer am Institut entwickelten, umfangreichen Software die Bestimmung des Spektrums und daraus die Frequenzablage. Im Folgenden wird, bevor der eigentliche Versuchsaufbau beschrieben wird, auf die Grundlagen des Fabry-Perot-Etalons, des PDH-Verfahrens und der Sättigungsspektroskopie eingegangen.

3.1 Grundlagen

3.1.1 Fabry-Perot-Etalon

Ein Fabry-Perot-Etalon besteht im Wesentlichen aus zwei zueinander senkrecht im Abstand d feststehenden planparallelen Platten, die an den Innenseiten mit einer Reflexionsschicht versehen sind. Das Prinzip beruht auf Vielstrahlinterferenz. Der einfal-

lende Strahl (Einfallswinkel β) wird durch Mehrfachreflexionen in einzelne Teilstrahlen aufgeteilt (siehe Abbildung 3.1). Viele Teilwellen, die durch Reflexion an den hochreflektiven Schichten entstehen, interferieren in der Brennebene der Sammellinse (hier Bildschirm). Die Abbildung 3.1 enthält die Annahme, dass die Brechungsindizes vor, zwischen und nach dem Etalon gleich sind.

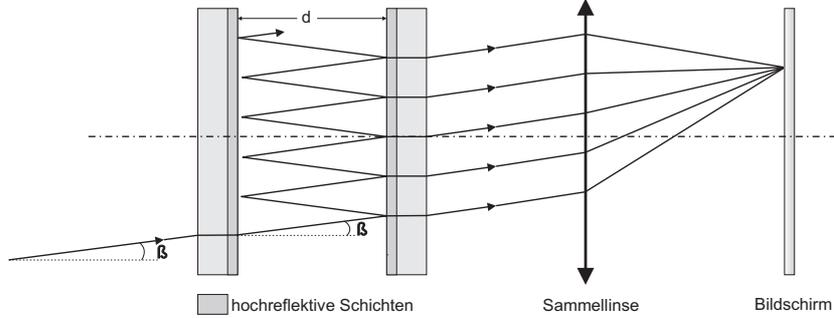


Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau beschreibt Vielstrahlinterferenz durch zwei planparallele Platten (Fabry-Perot-Etalon).

Die Transmission wird maximal, wenn alle durchgehenden Strahlen konstruktiv interferieren. Dies ist gegeben, wenn der optische Gangunterschied Δs ein Vielfaches der Wellenlänge λ ist. Für das Medium mit dem Brechungsindex n innerhalb der Platten, dem Einfallswinkel β und dem Plattenabstand d gilt für den Gangunterschied:

$$\Delta s = 2n d \cos\beta = m \lambda. \quad (3.1)$$

Der spektrale Transmissionsgrad $\tau(\lambda)$ des Fabry-Perot-Etalons bestimmt sich aus der Airy-Formel

$$\tau(\lambda) = \frac{\tau_{max}}{1 + F_K \sin^2(\delta/2)} \quad (3.2)$$

mit dem Finesse-Koeffizienten F_K

$$F_K = \frac{4\rho}{(1 - \rho)^2} \quad \text{und} \quad \delta = \frac{4\pi}{\lambda} d n \cos\beta, \quad (3.3)$$

sowie dem Transmissionsmaximum τ_{max}

$$\tau_{max} = \left(\frac{1 - \rho - \alpha}{1 - \rho} \right)^2 \quad (3.4)$$

mit dem Absorptionskoeffizienten α und dem Reflexionsgrad ρ . Je höher der Reflexionsgrad, desto ausgeprägter und schmaler werden die Maxima der spektralen Transmission. Diese Betrachtungen gelten nur für ein ideales Etalon bei einfallendem parallel und unendlich ausgedehntem Lichtbündel.

Nach den Strahlparametern wie Einfallswinkel, Strahldurchmesser und Intensitätsverteilung des Lichtbündels unterscheiden sich die Anwendungen des Etalons. Verwendet man paralleles Licht, so arbeitet das Etalon als spektraler Filter. Dies findet Anwendung im Nachweiszweig des Lidars, wo das rückgestreute Signal gefiltert wird. Fällt

das Lichtbündel divergent auf das Etalon, so bildet sich, bedingt durch Gleichung 3.1, ein System schmaler, konzentrischer Ringe, die beim Fahren der Wellenlänge aus dem Zentrum „quellen“ oder „verschwinden“.

Um zwei Wellenlängen noch unterscheiden zu können, definiert man (vereinfacht) den Mindestabstand zwischen zwei gemessenen Intensitätsmaxima in der Größenordnung der Halbwertsbreite der einzelnen Maxima. Das Auflösungsvermögen A_v eines realen Fabry-Perot-Etalons kann nach [20] bestimmt werden durch

$$A_v = \frac{\lambda}{\lambda_{min}} = m \mathcal{F}_G, \quad (3.5)$$

wobei \mathcal{F}_G als Gesamt-Finesse bezeichnet wird und m die Ordnungszahl darstellt. Die Gesamt-Finesse ist das Verhältnis aus dem freien Spektralbereich (FSR) und der Halbwertsbreite der Linien ($FWHM$).

$$\mathcal{F}_G = \frac{FSR}{FWHM} \quad (3.6)$$

Der freie Spektralbereich ist der Abstand zwischen zwei aufeinander folgenden Transmissionsmaxima (siehe Abbildung 3.2).

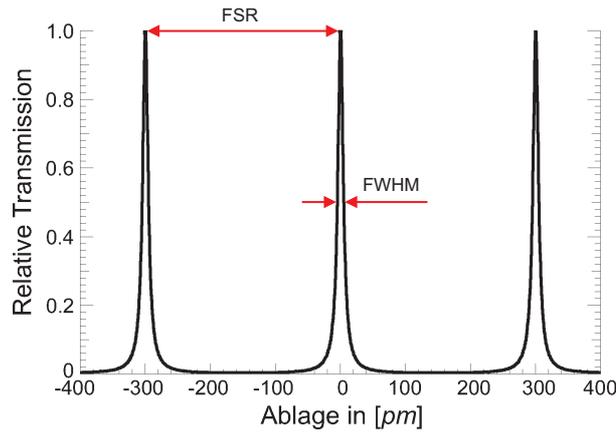


Abbildung 3.2: Der Abstand zwischen den Transmissionsmaxima entspricht dem freien Spektralbereich (FSR). Die Breite der Airy-Funktionen bei einer relativen Transmission von 0,5 wird als $FWHM$ (Full Width at Half Maximum) bezeichnet.

Für einen Einfallswinkel von $\beta = 0^\circ$ (Annahme bleibt auch für die nächsten Betrachtungen) bestimmt sich der freie Spektralbereich zu

$$FSR_\lambda = \Delta\lambda_{FSR} = \lambda_m - \lambda_{m+1} = 2nd \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{m+1} \right) = \frac{2nd}{m(m+1)}. \quad (3.7)$$

Mit der Näherung $\lambda_m - \lambda_{m+1} \ll \lambda_m$ ergibt sich für den Wellenlängen- bzw. Frequenzbereich [21]:

$$FSR_\lambda = \Delta\lambda_{FSR} \approx \frac{\lambda^2}{2nd} \quad \text{und} \quad FSR_\nu = \Delta\nu_{FSR} \approx \frac{c}{2nd}. \quad (3.8)$$

Ein hochwertiges Fabry-Perot-Etalon sollte ein großes Verhältnis zwischen freiem Spektralbereich und Auflösung (nach der genannten Definition entspricht dies der Halbwertsbreite $FWHM$ der Transmissionsmaxima) besitzen. Die Gesamt-Finesse ist des-

halb ein Maß für die Güte. Diese ist nur annähernd über den Reflexionsgrad der Platten bestimmt.

$$\mathcal{F}_R = \frac{\pi\sqrt{\rho}}{1-\rho} \quad (3.9)$$

Die so genannte Reflexions-Finesse \mathcal{F}_R ist jedoch eine rein theoretische Größe, da in der Realität Abweichungen von der Parallelität (z.B. Dejustage) der zueinander stehenden Platten und Abweichungen (z.B. Rauigkeiten, Plattenkrümmung) von deren Idealoberfläche existieren. Dies führt zu zusätzlichen Verbreiterungen der Maxima und verschlechtert den Kontrast. In der Defekt-Finesse \mathcal{F}_D werden solche zusätzlichen Einflussfaktoren berücksichtigt. Zusammenfassend gilt dann

$$\mathcal{F}_G = \frac{FSR}{FWHM} \approx \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{1}{\mathcal{F}_R}\right)^2 + \left(\frac{1}{\mathcal{F}_D}\right)^2}}. \quad (3.10)$$

3.1.2 Sättigungsspektroskopie

Für die Bestimmung der Frequenzablage mittels Etalon benötigt man einen hochstabilisierten Laser, der als Standardnormal dient. Die Frequenz des Lasers muss sehr genau bekannt sein. Hier liegt es nahe, eine Referenz zu nehmen, die sich nicht ändert. In diesem Fall nutzt man Atomübergänge. So beruht zum Beispiel die Messung der Zeit gegenwärtig auf einer speziellen Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des Cäsiumatoms. Die Genauigkeit beträgt hierbei $\frac{\delta\nu}{\nu} < 10^{-14}$. Um jedoch solche Genauigkeiten zu erreichen, müssen Mechanismen, die das Spektrum verbreitern, wie z.B. der Dopplereffekt, unterdrückt werden. Sättigungsspektroskopie ist dafür ein nichtlineares gängiges Verfahren.

Prinzip Für dieses spektroskopische Verfahren wird die Sättigung inhomogener verbreiteter Absorptionsübergänge genutzt. Die Linienverbreiterung beruht hierbei auf dem Dopplereffekt. Die Verbreiterung der Absorptionslinien bestimmt sich wie folgt [22]:

$$\Delta\nu_D = 7,16 \cdot 10^{-7} \frac{c}{\lambda_0} \sqrt{\frac{T}{M_A}}. \quad (3.11)$$

Für den ^{87}Rb D_2 -Übergang ergibt sich bei einer Temperatur von $T = 300\text{ K}$, mit der Molmasse von Rubidium $M_A \approx 87u$, der Lichtgeschwindigkeit c und der Wellenlänge $\lambda_0 \approx 780\text{ nm}$ etwa 500 MHz. Im Vergleich dazu beträgt die Halbwertsbreite der natürlichen Linienbreite $\Delta\nu_n$ von Rubidium mit einer Lebensdauer von $\tau_{\text{Rb}} = 26,24\text{ ns}$ ungefähr 6 MHz. Die Halbwertsbreite der natürlichen Linienbreite bestimmt sich aus folgendem Zusammenhang:

$$\Delta\nu_n = \frac{1}{\tau_{\text{Rb}} 2\pi}. \quad (3.12)$$

Um die jeweiligen Atomübergänge anzuregen, erfordert das Verfahren einen quasimonochromatischen, verstimmbaren Laser. Befinden sich die Atome im thermodynamischen Gleichgewicht, so unterliegen sie der Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung. In welchem Maße die Atome absorbieren, hängt von deren Geschwindigkeit relativ zur einfallenden Lichtwelle ab. 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 $\omega = \omega_0(1 + \frac{v_z}{c})$ erfüllen. Dies gilt für Atome, die sich auf den Laser zu bewegen. Für Atome, die sich mit gleicher Geschwindigkeit entgegengesetzt bewegen, können nur solche angeregt werden, deren Geschwindigkeitskomponente $v = -v_z$ ist. Atome, die sich bezüglich der Laserstrahlrichtung in Ruhe befinden, erreichen die maximale Anregungsrate, wenn die atomare Übergangsfrequenz mit der Laserfrequenz übereinstimmt. Die Besetzungsdichte des absorbierenden Energieniveaus verringert sich entsprechend. Im Spektrum bildet sich an dieser Stelle ein so genanntes „Bennet-Loch“. Analytische bzw. experimentelle Methoden zeigen aber, dass allein durch Scannen des Laser über die dopplerverbreiterte atomare Linie das „Lochbrennen“ nicht nachgewiesen werden kann. In diesem Fall wird die Absorptionslinie nur um einen Faktor gleichmäßig geschwächt. Durch die Verwendung zweier Laser, einem Pump- und einem schwachen Probelaser, kann jedoch dieses Problem gelöst werden. Der Pumpstrahl verändert die Besetzungsverteilung. Der Probestrahl wird gegenläufig durch die Probe geführt. Entspricht die Frequenz des Lasers nicht der Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs, dann wechselwirken beide Strahlen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsklassen. Ist die Frequenz jedoch resonant mit dem atomaren Übergang, dann wechselwirken beide Strahlen mit der gleichen Geschwindigkeitsklasse. Die Anzahl der Atome, die in den angeregten Zustand durch den Probestrahl gebracht werden können, ist jetzt reduziert, da sich bereits durch den Pumpstrahl viele Atome im höheren Niveau befinden. Der Effekt, der sich im Absorptionsspektrum an der entsprechenden Stelle ($\omega = \omega_0$) als Senke zeigt, bezeichnet man auch als Lamb-Dip. Dieser wird nun bedingt durch die höhere Transmission des Probestrahls detektiert. Das für diese Arbeit verwendete CoSy¹ ist eine Sättigungsspektroskopie in kompakter Bauform.

Laserspektroskopie mit Rubidium

Die Referenz für die Stabilisierung des Laserstrahls bildet das Absorptionsspektrum von Rubidium². Mit Hilfe der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Sättigungsspektroskopie ist es möglich, das Absorptionsspektrum von Rubidium für solche Anwendungen detektierbar zu machen. Für die Stabilisierung wird während der Temperaturmessungen ein besonders gut identifizierbarer Peak des Absorptionsspektrums genutzt.

Wie Lithium, Natrium, Kalium, Cäsium und Francium gehört Rubidium zu der Gruppe der Alkalimetalle. Im Periodensystem der Elemente findet man Rubidium in der ersten Hauptgruppe. Dies bedeutet auch, dass Rubidium nur ein Valenzelektron besitzt und dadurch sehr reaktionsfreudig ist. Aus diesem Grund kommt Rubidium in der Natur nicht elementar vor. In dieser Arbeit wird das natürlich vorkommende stabile Isotopenmisch aus ⁸⁵Rb und ⁸⁷Rb verwendet. Die Anteile liegen bei 72,2% und 27,8%. Die 37 Elektronen des Rubidiums sind auf folgende Konfiguration verteilt:

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

Die angegebenen Schalen sind bis auf die fünfte Schale abgeschlossen. Die Quantenzahlen des im Grundzustand befindlichen Valenzelektrons sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

¹Compact Saturation Spectroscopy

²Rubidium ist von dem lateinischen Wort *rubidus* „tiefrot“ abgeleitet. Die Bezeichnung erhielt dieses Element aufgrund der dunkelroten Farbe seiner Spektrallinien.

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

Tabelle 3.1: Quantenzahlen des Valenzelektrons von Rubidium

Die Quantenzahlen sagen unter anderem aus, dass sich das Elektron auf der Schale mit dem Symbol O ($n = 5$) befindet und sich im s-Orbital ($l = 0$) bewegt.

Feinstruktur Bei Anregung im Resonanzfall zeigt das Rubidiumatom ein Feinstruktur-Duplett. Die Feinstruktur ist das Ergebnis der Wechselwirkung des Spin- und Bahndrehimpulses des Valenzelektrons im Rubidiumatom. Der Gesamtdrehimpuls (\mathbf{J}) bestimmt sich durch die vektorielle Addition des Spin- (\mathbf{S}) und Bahndrehimpulses (\mathbf{L}):

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (3.13)$$

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

$$|\mathbf{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar. \quad (3.14)$$

Bedingt durch die räumliche Quantelung der Vektoren \mathbf{L} und \mathbf{S} können diese nur bestimmte Orientierungen besitzen. Aus diesem Grund kann die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses nur bestimmte Werte annehmen. Diese sind durch die quantenmechanische Regel, der Clebsch-Gordan-Reihe, wie folgt gegeben:

$$J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|, \quad (3.15)$$

wobei sich dieser Wert nur um eins ändert.

Für den Grundzustand des Valenzelektrons ergibt sich wegen $5s^1$ $L = l_1 = 0$ und $S = s_1 = \frac{1}{2}$, wobei die Kleinbuchstaben mit Index den einzelnen Bahndreh- (l_1) und Spindrehimpuls (s_1) des einen Valenzelektrons angeben. Daraus bestimmt sich der Gesamtdrehimpuls zu $J = \frac{1}{2}$.

Bei Anregung des Rubidiumatoms wird das Außenelektron in das p-Orbital gehoben. Dadurch verändert sich der Drehimpuls zu $L = l_1 = 1$. Bedingt durch die Clebsch-Gordan-Reihe ergeben sich zwei mögliche Werte für den Gesamtdrehimpuls $J = \frac{1}{2}$ oder $J = \frac{3}{2}$. Die Quantenzahlen für das angeregte Rubidiumatom sind nun:

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

Tabelle 3.2: Quantenzahlen des angeregten Valenzelektrons von Rubidium

Die D-Linie, die sich aus dem Übergang von $L = 0 \rightarrow L = 1$ ergibt, wird in zwei Komponenten geteilt D_1 - ($5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{1}{2}}$) und D_2 -Linie ($5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}$). Die in den Klammern verwendeten Termsymbole setzen sich wie folgt zusammen:

- Die erste Zahl entspricht der Hauptquantenzahl des Valenzelektrons.
- Der Buchstabe bezeichnet den Gesamtdrehimpuls. Wobei die Buchstabensymbole nach dem gleichen Schema wie bei den Bezeichnungen der Orbitale (s,p,d,f,g...) festgelegt sind.

L:	0	1	2	3	4	...
	S	P	D	F	G	...

- Der Exponent gibt die Multiplizität des Terms an. Man versteht darunter den Wert $2S + 1$. S ist hierbei der Gesamtspin der Außenelektronen. Mit $S = \frac{1}{2}$ berechnet sich die Multiplizität zu 2.
- Der Index bezeichnet den Gesamtdrehimpuls J .

Die Feinstrukturaufspaltung ist so groß, dass die Übergänge separat behandelt werden können. In dieser Arbeit wird nur der Übergang der D_2 -Linie: $5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}}$ betrachtet. Die Resonanzwellenlänge (Vakuum) liegt bei $\lambda = 780,241$ nm. Die für den D_1 -Übergang notwendige Wellenlänge ($\lambda = 794,979$ nm) kann mit dem verwendeten Diodenlaser (DL 100 L) nicht erzeugt werden.

Hyperfeinstruktur Neben der Wechselwirkung zwischen den Elektronen tritt auch die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten der Elektronen und des Atomkerns auf. Dies führt zur Entstehung der Hyperfeinstruktur der Spektraltermen. Im Vergleich zu der Feinstrukturaufspaltung sind diese Linienaufspaltungen minimal (etwa $\frac{1}{1000}$ der Feinstruktur). Der Gesamtdrehimpuls des Atoms setzt sich aus dem Kerndrehimpuls \mathbf{I} und dem Gesamtdrehimpuls der Elektronen zusammen.

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (3.16)$$

Wie schon beim Gesamtdrehimpuls der Elektronen kann \mathbf{F} nur bestimmte Werte annehmen.

$$F = J + I, J + I - 1, \dots, |J - I| \quad (3.17)$$

Die beiden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb besitzen unterschiedliche Kerndrehimpulse (Kernspins). Für den Grundzustand von ^{87}Rb ergibt sich mit $J = \frac{1}{2}$ und einem Kerndrehimpuls von $I_{(^{87}\text{Rb})} = \frac{3}{2}$ ein Gesamtdrehimpuls des Atoms von $F = 1$ oder $F = 2$. Im angeregten Zustand sind für die D_2 -Linie die Werte 0, 1, 2 oder 3 möglich. Das ^{85}Rb Isotop hat einen Kerndrehimpuls von $I_{(^{85}\text{Rb})} = \frac{5}{2}$. Daraus ergibt sich für den Grundzustand $F = 2$ oder $F = 3$ und für den angeregten Zustand $F = 1, F = 2, F = 3$ oder $F = 4$. In den Abbildungen 3.4 und 3.5 sind die Hyperfeinstrukturen des ^{87}Rb - und ^{85}Rb D_2 -Übergangs dargestellt. Die beiden Rubidium-Isotope unterscheiden sich in ihrer Neutronenzahl. Dadurch tritt noch ein zusätzlicher Verschiebungseffekt in der Lage der Fein- und Hyperfeinstrukturlinien auf. Diese Isotopieverschiebung liegt in der Größenordnung der Hyperfeinstrukturaufspaltung. Zwischen ^{85}Rb und ^{87}Rb ist die Isotopieverschiebung 77,992 MHz [23].

cross-over Resonanzen Bei Rubidium befinden sich innerhalb der Dopplerbreite bedingt durch die Hyperfeinstrukturaufspaltung mehrere Übergänge mit gemeinsamen unterem Niveau (siehe Abbildung 3.3). Betrachtet man nun zwei benachbarte Resonanzen (ω_1, ω_2) , so ergibt sich bei einer Laserfrequenz von $\omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ein zusätzlicher Lamb-Dip (cross-over). Dieser ergibt sich durch die Wechselwirkung dieser Übergänge (ω_1, ω_2) mit der Atomklasse, für die gilt:

$$\omega_1 - kv_z = \omega_2 + kv_z. \quad (3.18)$$

Das bedeutet, dass der Pumpstrahl Atome mit einer Geschwindigkeitskomponente von $-v_z$ auf das Niveau von ω_1 und der gegenläufige Strahl die gleichen Atome, die in seinem System die Geschwindigkeitskomponente $+v_z$ besitzen, auf das Niveau von ω_2 anregen kann. Dadurch verringert sich die Anzahl der Atome, die durch den Probestrahl angeregt werden können.

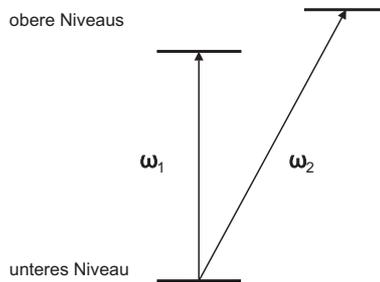


Abbildung 3.3: Die beiden oberen Niveaus entstehen durch die Anregung des unteren Niveaus mit zwei unterschiedlichen Frequenzen ω_1, ω_2 .

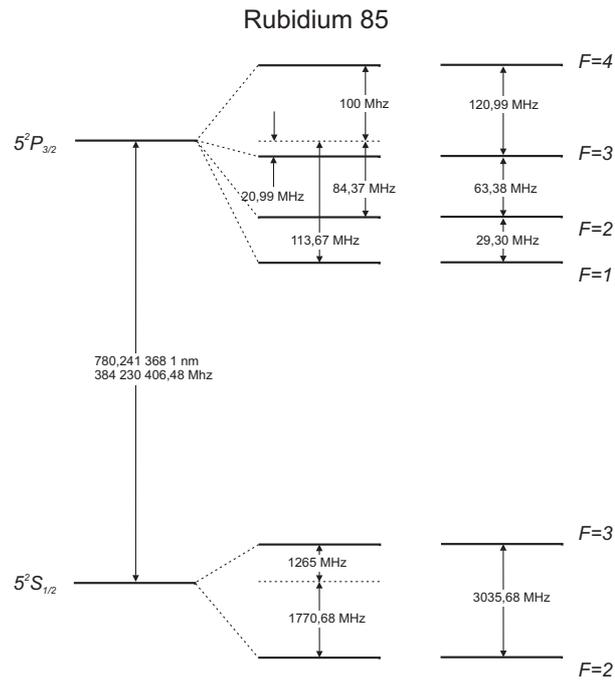


Abbildung 3.4: Das Termschema der ^{85}Rb D_2 -Linie mit den einzelnen Energieniveaus der Hyperfeinstruktur. Die Werte sind aus [23] entnommen.

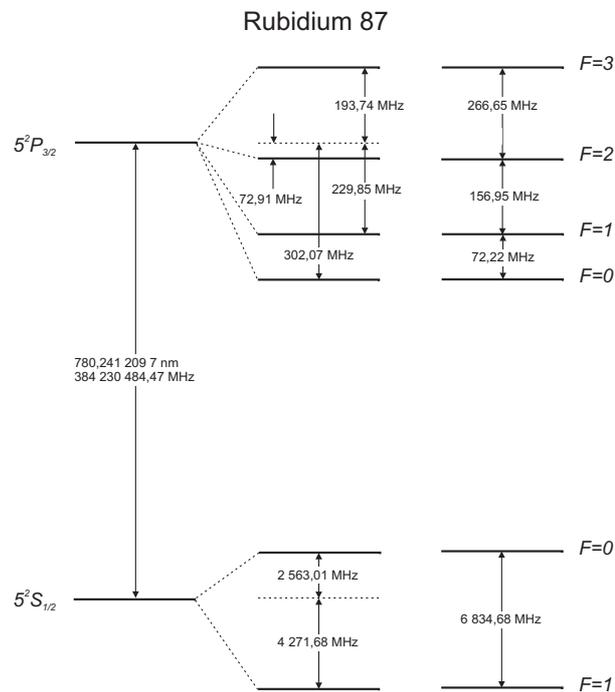


Abbildung 3.5: Das Termschema der ^{87}Rb D_2 -Linie mit den einzelnen Energieniveaus der Hyperfeinstruktur. Die Werte des angeregten Zustandes sind aus [24] und des Grundzustandes aus [25] entnommen.

3.1.3 Pound-Drever-Hall Verfahren

Der gitterstabilisierte Diodenlaser besitzt eine Bandbreite von 1-2 MHz. Die Laserfrequenz unterliegt zeitlichen Veränderungen. So beeinflussen unter anderem Veränderungen des Resonators, Stöße und hochfrequente Störungen die emittierte Frequenz. Solche Störungen sind durch einen verbesserten technischen Aufbau kaum zu unterdrücken. Hierfür scheint der Aufbau eines Regelkreises geeigneter. Das Pound-Drever-Hall Verfahren (kurz PDH Verfahren) geht dieser Herangehensweise nach. Für die Regelung wird ein Fehlersignal erzeugt, das eine steile Kennlinie und eine hohe Linearität aufweist. Mit Hilfe dieses Fehlersignals und einem in dieser Arbeit verwendeten Proportional-Integral-Differential Regler (PID-Regler) wird die Frequenz des emittierten Lichtes stabilisiert. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der hochfrequenten schnellen Regelfrequenz, die es ermöglicht akustische und elektrische Störungen auszuregeln.

Um das Fehlersignal zu erhalten, wird das Laserlicht moduliert. Durch die Modulation wird die emittierte Laserstrahlfrequenz, die als Trägerfrequenz bezeichnet wird, verändert. Bei der PDH Technik wird das Laserlichtfeld durch die Modulation (Modulationsfrequenz ω_m) des Injektionsstromes variiert [26]. Das modulierte ausgesendete elektrische Feld $E(t)$ des Lasers wird wie folgt beschrieben:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + M \sin(\omega_m t)). \quad (3.19)$$

In die komplexe Schreibweise übertragen, ergibt sich:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t + M \sin(\omega_m t))} + k.k.. \quad (3.20)$$

Dabei entspricht E_0 der Amplitude des elektrischen Feldes, ω_0 der Träger(kreis)frequenz, ω_m der Modulations(kreis)frequenz und $k.k.$ dem konjugiert komplexen Anteil. Die Größe M ist der Phasenmodulationsindex. Darunter versteht man das Verhältnis aus Modulationsamplitude $\Delta\omega$ bzw. Phasenhub und der Modulationsfrequenz ω_m .

$$M = \frac{\Delta\omega}{\omega_m} \quad (3.21)$$

Die Beschreibung des elektrischen Feldes $E(t)$ lässt sich nach Besselfunktionen n -ter Ordnung $J_n(M)$ entwickeln.

$$E(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(M) e^{i(\omega_0 + n\omega_m)t} + k.k.. \quad (3.22)$$

Wählt man den Modulationsindex $M < 1$, so dass $J_0(M) \approx 1$, $J_{\pm 1} = \pm \frac{M}{2}$, $J_{\pm 2, \pm 3, \dots}(M) \approx 0$, dann verändert sich Gleichung 3.22 zu

$$E(t) \approx \frac{E_0}{2} [e^{i\omega_0 t} - \frac{M}{2} e^{i(\omega_0 - \omega_m)t} + \frac{M}{2} e^{i(\omega_0 + \omega_m)t}] + k.k.. \quad (3.23)$$

Der erste Schwingungsterm mit der Trägerfrequenz ω_o wird als Träger, die beiden folgenden Terme als unteres und oberes Seitenband mit den Seitenbandfrequenzen $\omega_0 \pm \omega_m$ bezeichnet. Vom Prinzip entspricht Gleichung 3.23 einer Schwebung. Der modulierte Laserstrahl besteht aus einem starken Träger und zwei schwächeren Seitenbänder, die in der Intensität gleich sind, jedoch unterschiedliche Vorzeichen besitzen.

Das von der Laserdiode emittierte elektrische Feld durchläuft ein Referenzmedium (in dieser Arbeit eine Rubidium-Dampfzelle). Dadurch erweitert sich Gleichung 3.22 um den Transmissionskoeffizienten

$$T_n = e^{-\delta_n - i\phi_n}. \quad (3.24)$$

Dieser beinhaltet zum einen die Absorption δ_n , zum anderen die Phasenverschiebung ϕ_n durch das Referenzmedium. Das elektrische Feld hat nun folgendes Aussehen:

$$E_T(t) = \frac{E_0}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(M) T_n e^{i(\omega_0 + n\omega_m)t} + k.k.. \quad (3.25)$$

Ein Photodetektor mit einer Bandbreite höher als die Modulationsfrequenz ω_m bildet den zeitlichen Mittelwert des transmittierten elektrischen Feldes. Die detektierte Intensität enthält alle Frequenzen mit dem Gleichspannungsanteil und die Modulationsfrequenz. Sie ist zum Betragsquadrat des komplexen elektrischen Feldes proportional.

$$I_T(t) = \frac{c\epsilon_0}{2} |E_T(t)|^2 \quad (3.26)$$

Der Proportionalitätsfaktor bildet sich aus der Lichtgeschwindigkeit c und der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 .

Mit den Annahmen, dass die Absorption und die Phasenverschiebung nur leicht variiert und der Modulationsindex sehr klein ist, kann die gemessene Intensität berechnet werden zu

$$I_T(t) \approx e^{-2\delta_0} M [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) \cos(\omega_m t) + (\phi_1 + \phi_{-1} - 2\phi_0) \sin(\omega_m t)]. \quad (3.27)$$

Gleichung 3.27 enthält die Absorptionsanteile und die Phasenverschiebung. Der Modulationsanteil wird durch Mischen mit $\sin(\omega_m t)$ herausgefiltert.

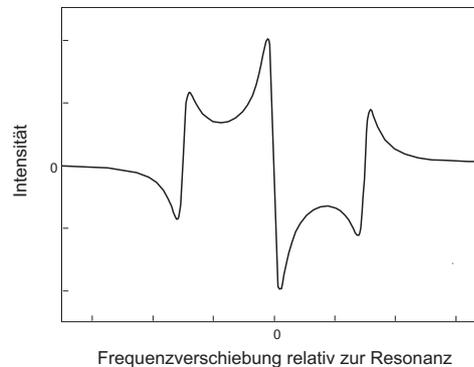


Abbildung 3.6: Pound-Drever-Hall Fehlersignal (Skizze)

Das so erhaltene Signal entspricht dem PDH-Fehlersignal. Abbildung 3.6 zeigt ein skizziertes PDH-Fehlersignal. Die berechnete Intensität ist über die die Frequenzverschiebung aufgetragen. Die steile Flanke um $\Delta\omega = 0$ besitzt einen linearen Verlauf. Bedingt durch die proportionale Abweichung zum Sollwert und die hohe Steigung um $\Delta\omega = 0$ eignet sich das PDH-Signal gut für eine Regelung. Aufgrund der hochfrequenten Modulation kann die Regelung extrem schnell erfolgen, so dass hochfrequente Störungen, wie z.B. Vibrationen, ausgeregelt werden können.

3.2 Versuchsaufbau

Das System für die Bestimmung der Frequenzablage des gepulsten Alexandritlasers besteht aus dem Spektrumanalyzer und einer als Vergleichsnorm dienenden Referenz. Diese Referenz wird durch einen hochstabilisierten Diodenlaser gebildet. Wie in der Abbildung 3.7 farblich hervorgehoben, lässt sich der Aufbau des Messsystems in zwei Bereiche aufteilen:

- Frequenznormal Rubidium und
- Spektrumanalyzer.

Diese Komponenten sind nicht nur in der schematischen Darstellung, sondern auch vor Ort, d.h. im Container getrennt.

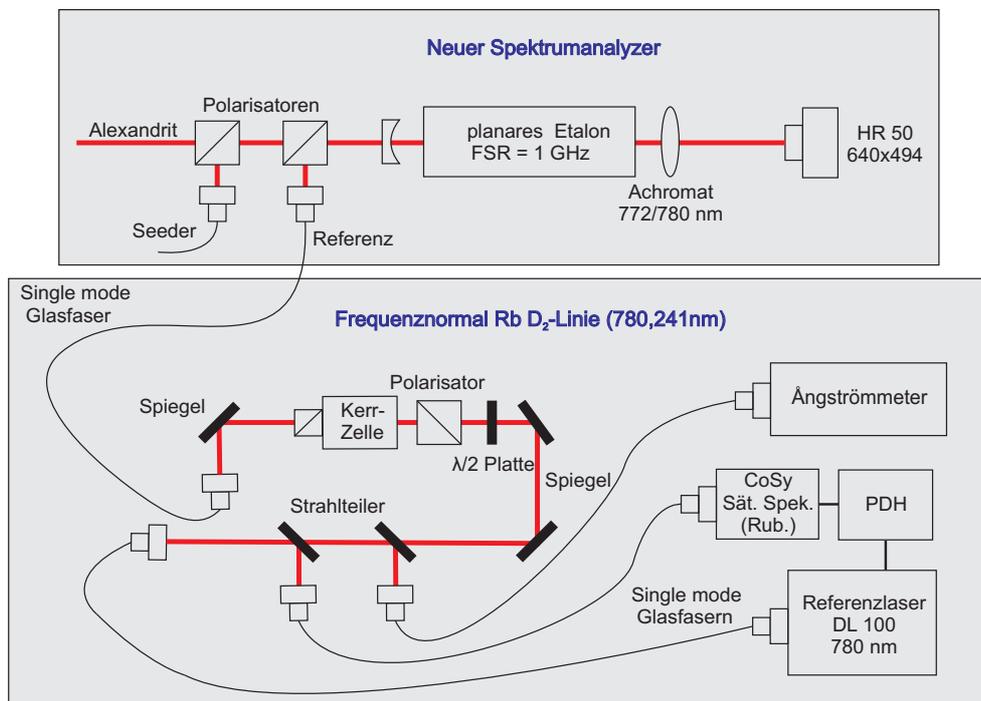


Abbildung 3.7: Die Bestimmung der Frequenzablage fordert neben dem Spektrumanalyzer ein Frequenznormal. Der hochstabilisierte Laserstrahl, der als Referenz dient, wird neben dem Alexandrit-Laserstrahl, dessen relative Frequenz zu bestimmen ist, in den Spektrumanalyzer eingekoppelt.

3.2.1 Frequenznormal

Als Laser für die Referenz wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser DL 100 L von der Firma Toptica³ verwendet. Der emittierte Laserstrahl wird durch optische Komponenten (Glasfaser, Glasfasereinkoppler) in eine optische Bank geführt (siehe Abbildung 3.8).

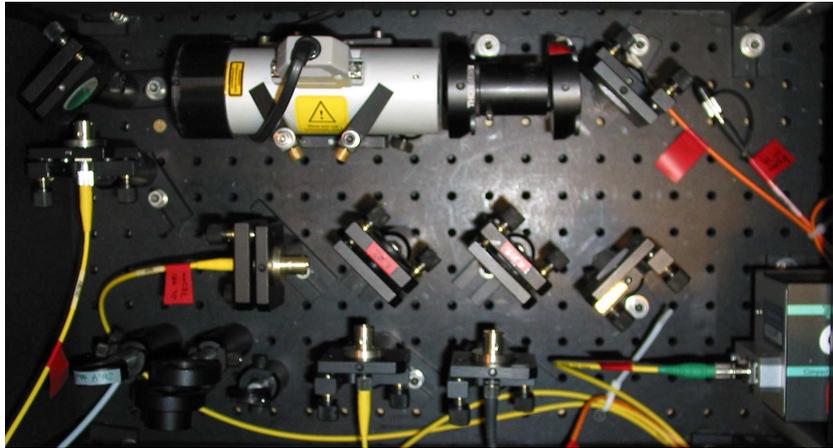


Abbildung 3.8: Die Positionen der einzelnen Komponenten des Frequenznormals entsprechen denen in der schematischen Zeichnung der Abbildung 3.7. Das CoSy ist nur teilweise am rechten Rand zu erkennen. Ängströmmeter und Diodenlaser sind auf dem Foto nicht zu sehen.

Mittels Strahlteiler erfolgt eine Aufteilung des Laserstrahls entsprechend der für die jeweiligen Komponenten benötigten Intensitäten. Ein Teil wird für die Sättigungsspektroskopie, ein zweiter Teil für die grobe⁴ Bestimmung der Laserstrahlwellenlänge mittels des Ängströmmeters „Wavelength Meter WS/8 UV Ultimate Precision“ von der Firma HighFinesse⁵ verwendet. Für die Strahlführung, die bedingt durch die Enge des Raumes gegeben ist, werden hochreflektive Spiegel verwendet. Der stabilisierte Laser unterliegt einer schaltbaren Einkopplung in den Spektrumanalyzer. Die Kerrzelle ermöglicht eine schnelle schaltbare Unterdrückung der Transmission von linear polarisiertem Licht. In dem von der Laserdiode emittierten Licht sind Anteile nichtpolarisierten Lichtes vorhanden. Deshalb wird für das Filtern ein Polarisator eingesetzt. Da die Kerrzelle in ihrer Position schwer zu verändern ist, wird die passende Polarisationsrichtung des Lichtes für die Einkopplung in die Kerrzelle mit Hilfe einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte ermöglicht. Über ein Gasfaserkabel und Polarisatoren gelangt das nun linear polarisierte Licht zum Spektrumanalyzer. Im Folgenden wird auf die einzelnen Komponenten und deren Funktionsprinzip eingegangen.

DL 100 L (Diodenlaser 100 Long Baseplate)

Der DL 100 L [27] ist ein durchstimmbarer Halbleiterlaser mit einer Maximalleistung von 150 mW im cw⁶-Betrieb. Die emittierte Wellenlänge der Laserdiode liegt bei

³www.toptica.com

⁴Diese Wellenlängenbestimmung erleichtert das Auffinden des Resonanzsignals des Rubidiums mittels Sättigungsspektroskopie.

⁵www.highfinesse.de

⁶continuous wave

780 nm, wobei die freilaufende Laserdiode eine Bandweite von ungefähr 10 MHz aufweist. Abbildung 3.9 zeigt den kompakten Aufbau des DL 100 L mit Gitter und Isolator.

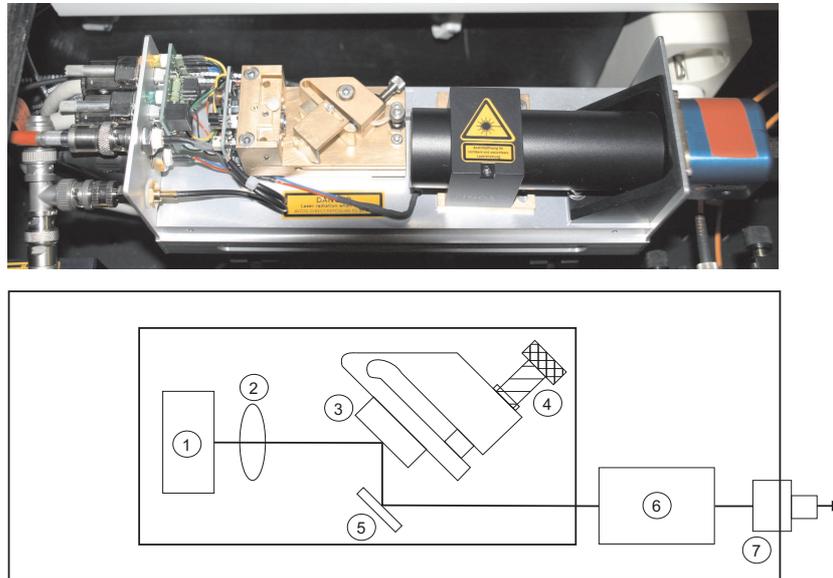


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau des DL 100 L, Komponenten: 1 Laserdiode, 2 Kollimator, 3 Gitter, 4 Mikrometerschraube für die grobe Wellenlängeneinstellung, 5 Spiegel, 6 Isolator, 7 Glasfaserkopppler; obere Abbildung: fotografische Aufnahme

Mit Hilfe eines integrierten Peltier-Elementes kann der Laser aktiv in der Temperatur stabilisiert bzw. verändert werden. Durch die Veränderung der Temperatur oder des Injektionsstromes, kann die emittierte Frequenz des Laserlichtes geringfügig variiert werden. Jedoch können solche Einstellungen zu Moden-Sprüngen führen. Diese bewirken, dass die gewünschte Laserfrequenz nicht entsprechend eingestellt werden kann. Um dieses Problem zu verringern, erfolgt eine Giterrückkopplung in Littrow-Anordnung. Das Licht, das aus der Laserdiode austritt, wird durch eine Linse kollimiert und an dem Gitter reflektiert. Dieses verwendete Reflexionsgitter mit einer Gitterkonstante von 556 nm bzw. 1800 Linien pro mm selektiert durch Beugung Wellenlängenbereiche. Des Weiteren ermöglicht die Lage und die Littrow-Anordnung des Gitters eine Rückreflexion der ersten Beugungsordnung über den Kollimator in die Laserdiode. Dies führt zu einer Intensitätsverstärkung der entsprechenden Wellenlänge (externer Resonator). Weiterhin wird die Littrow-Anordnung genutzt, um die Frequenz des Lasers in einem für die Laserdiode charakteristischen Wertebereich zu verändern. Dabei stehen für die Bewegung des Gitters zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Zum einen kann mit Hilfe der am Aufbau des Gitters befindlichen Mikrometerschraube die Wellenlänge lt. Datenblatt zwischen 779,8 nm und 788,3 nm variiert werden, zum anderen ermöglicht ein integrierter Piezo eine Feinabstimmung der Wellenlänge von mehr als 10 GHz. In dem Diodenlaserkopf ist neben der Laserdiode ein Isolator (60 dB) integriert. Eine Rückreflexion des Laserstrahls in die Laserdiode ist somit ausgeschlossen. Jedoch verliert der Laserstrahl beim Durchgang durch den Isolator etwa 20% seiner Leistung. Die Leistung verringert sich bedingt durch die Einkopplung in eine Glasfaser über ein Glasfaserkopppler noch mal um einen Faktor von 0,6. Letztendlich beträgt die emittierte Leistung des Lasers nach Austritt aus der Glasfaser etwa 80 mW. Weiterhin beinhaltet der Aufbau

einen so genannten BIAS-T Modulator und ein FET-Stromkontroller. Das Bias-T Modul ermöglicht eine Modulation des Lasers von 20 MHz über die direkte Beeinflussung des Injektionsstromes der Diode. Eine weitere Frequenzmodulation mit einer Bandbreite von 5 MHz erfolgt mit dem zusätzlichen FET⁷-Eingang. Eine Beschreibung der Anwendung dieser beiden Module gibt der Abschnitt PDD 110 und PID-Regler.

Steuereinheit

Für die Verwendung des Lasers als Referenz müssen entsprechende Parameter, die die emittierte Wellenlänge beeinflussen, zueinander abgestimmt werden. Hierfür dient eine modular aufgebaute Steuereinheit (Abbildung 3.10). Folgende Komponenten beinhaltet die Lasersteuerung:

- Monitor DC 100,
- Diodenstromsteuerung DCC 110,
- Temperatursteuerung DTC 110,
- Gittersteuerung SC 110,
- Regulator PID 110 und
- Pound-Drever Detektor PDD 110.

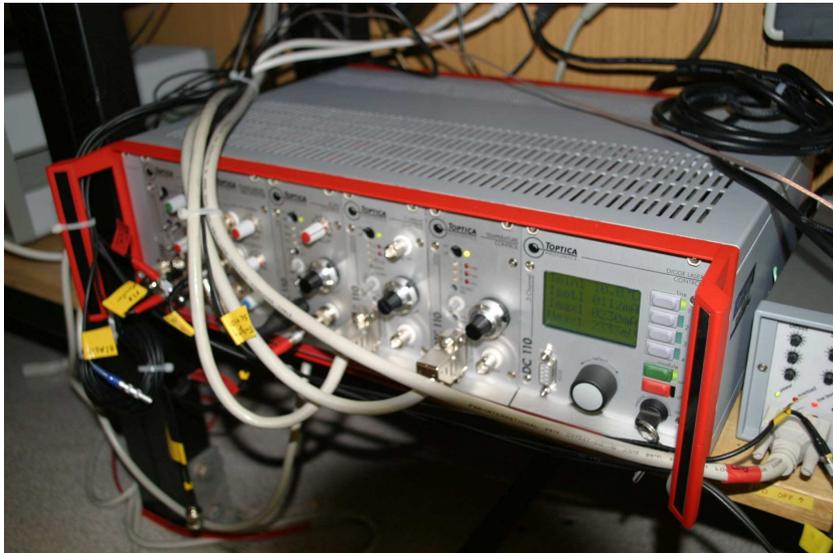


Abbildung 3.10: Steuereinheit des DL 100 L: die einzelnen Module (Diodenstromsteuerung DCC 110, Temperatursteuerung DTC 110, Gittersteuerung SC 110, Regulator PID 110, Pound-Drever Detektor PDD 110) sind in dem Anschlussgehäuse integriert

⁷Feldeffekttransistor

DCC 110 und DTC 110 Schwankungen des Injektionsstromes und variierende Umgebungstemperaturen führen zu Änderungen des Brechungsindex innerhalb des Halbleitermaterials. Dadurch treten Frequenzänderungen des emittierten Lichtes auf. Um einen hochstabilisierten Laser zu gewährleisten, ist eine hochstabile Strom- und Temperatursteuerung unabdingbar. Mit den beiden entsprechenden Modulen DCC 110 und DTC 110 werden die Temperatur und der Injektionsstrom eingestellt und geregelt. Festgelegte Maximalwerte verhindern eine Beschädigung der Laserdiode.

SC 110 Die Grundlage der Laserspektroskopie ist ein Laser, dessen Frequenzen die atomare Linie des jeweiligen Elements (hier Rubidium) scannt. Um diese Frequenzen zu erhalten, wird das als Resonatorkomponente integrierte Gitter gekippt. Durch die Veränderung des Littrow-Winkels des Gitters

$$\sin \alpha = \frac{m\lambda}{2g_i} \quad (3.28)$$

mit α als Winkel zwischen Gitternormalen und einfallenden Strahl, g_i als Gitterkonstante und m als Beugungsordnung wird der Laser auf eine andere Frequenz gezwungen. Abbildung 3.11 verdeutlicht das Prinzip.

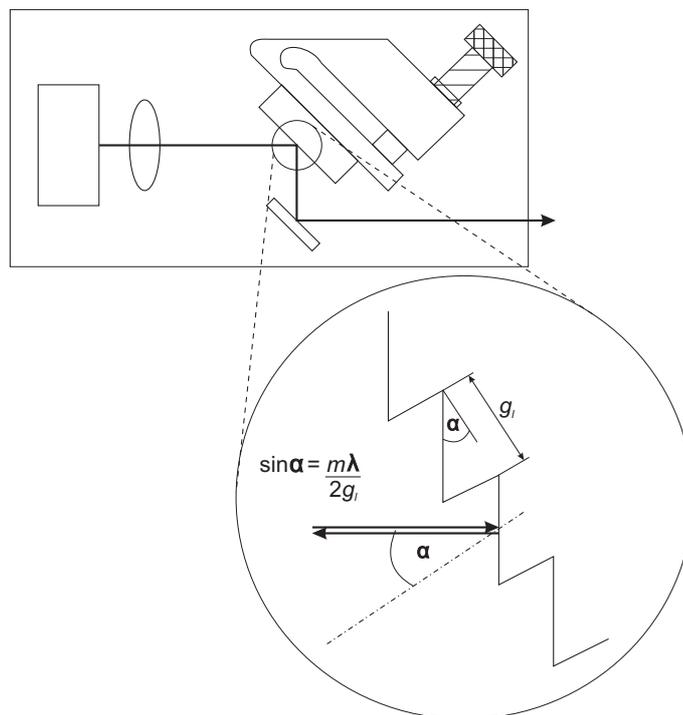


Abbildung 3.11: Zusammenhang des Littrow-Winkels α mit den Richtungen des einfallenden und des gebeugten Strahls an einem Gitter in Littrow-Anordnung

Die Gitterstellung verändert sich durch den am Gitteraufbau befindlichen Piezo, der durch die Gittersteuerung SC 110 gesteuert wird. Generell sind modenfreie Frequenzände-

rungen um etwa 10 GHz möglich. Die emittierte Wellenlänge der gitterstabilisierten Laserdiode hängt ab von

- dem Verstärkungsprofil der frei laufenden Laserdiode,
- dem internen Resonator, bestehend aus den Endflächen der Laserdiode und
- dem externen Resonator, bestehend aus einer Endfläche der Laserdiode und des Gitters.

Der letztgenannte Punkt kann durch das Verstellen des Gitters beeinflusst werden. Um aber auch Modensprünge zu unterdrücken, kann der interne Resonator durch die Variation des Stromes und somit der Brechungsindex an der Laserdiode verändert werden. Die „feed forward“-Anwendung, die den Diodenstrom linear mit der Piezospaltung abstimmt, verbessert modensprungfreies Fahren der Frequenz.

PDD 110 und PID-Regler Das PDD 110 Modul wird für die Erzeugung des Fehlersignals als Grundlage für das Stabilisieren der Laserfrequenz genutzt. Die Modulation erfolgt über einen so genannten Bias-T⁸ mit einer Modulationsfrequenz von $\omega_m = 20$ MHz. Der modulierte Laserstrahl durchläuft die Rubidium-Dampfzelle im Co-Sy (siehe folgenden Abschnitt). Das nun durch die Sättigungsspektroskopie bzw. durch das CoSy erzeugte Signal wird über drei interne Photodioden detektiert, elektronisch aufbereitet und mit dem Modulationssignal gemischt, um dieses aus dem empfangenen Signal zu filtern.

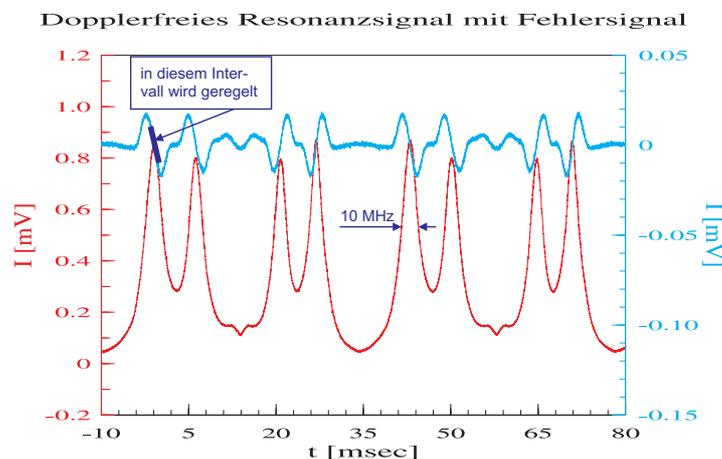


Abbildung 3.12: Das PDH-Fehlersignal (blaue Linie) besitzt bei der Resonanzfrequenz einer Hyperfeinstrukturlinie des Rubidiums (rote Linie) einen Nulldurchgang. Deutlich ist hierbei der lokale, lineare Zusammenhang zwischen Fehlersignal und Frequenzdifferenz zu erkennen. Die sichtbare Linienbreite beträgt ca. 10 MHz.

⁸Der Begriff Bias-T setzt sich zum einen aus dem englischen Wort „Bias“ (dt. Vorspannung) und zum anderen aus der bildlichen Beschreibung der Schaltung, die oft T-förmige Struktur besitzt, zusammen. Bei dieser Schaltung wird das Modulationssignal (AC mit der Modulationsfrequenz ω_m) mit dem Trägersignal (DC, Injektionsstrom für Laserdiode) verknüpft.

Das so erzeugte Fehlersignal (mathematische Erklärung siehe Kapitel 3.1.3.) kann dem PID-Regler zugeführt werden. Dieser betätigt eine entsprechende Stellgröße und stabilisiert somit die Laserfrequenz auf den Null-Durchgang des Fehlersignals. Zur Regulierung wird mittels Piezo die Gitterstellung und somit die Resonatorlänge entsprechend verändert. Die Geschwindigkeit der Gittersteuerung liegt bei maximal 1 kHz. Zur Aussteuerung der hochfrequenten Anteile wird eine FET-Stromsteuerung mit einer Frequenz von 100 kHz verwendet (zusätzlicher hochfrequenter P-Regler⁹). Dieses Modul verändert für die Regelung den Injektionsstrom der Laserdiode.

CoSy (Compact Saturation Spectroscopy)

Prinzip Um den experimentellen Aufbau mit dem Pump- und Probestrahllaser, wie in Kapitel 3.1.2. beschrieben, zu realisieren, wird der in das CoSy über einen Adapter eingekoppelte Laserstrahl durch einen Strahlteiler getrennt und über Spiegel entsprechend geführt. Innerhalb dieser optischen Komponenten befindet sich die absorbierende Substanz, hier Rubidium aus einer Isotopenmischung von ^{85}Rb und ^{87}Rb . Das Rubidium ist in einer Glaszelle eingeschlossen (Abbildung 3.13).

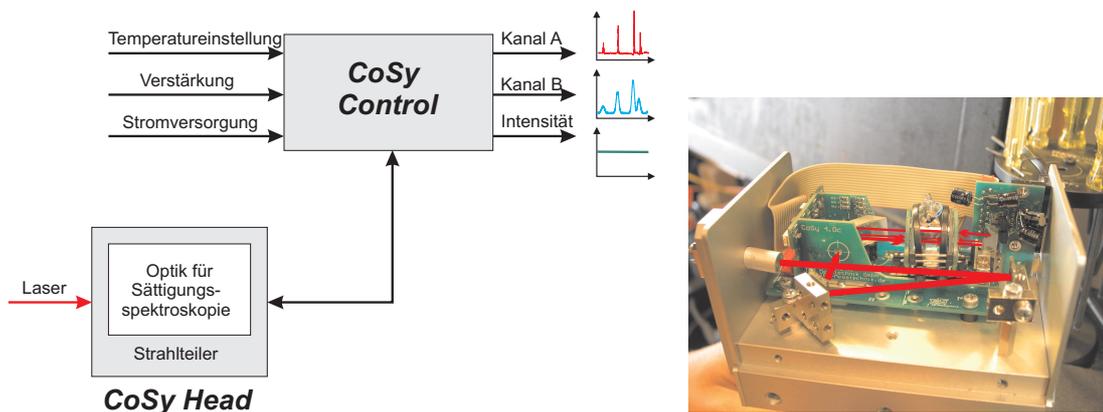


Abbildung 3.13: Das in zwei Komponenten geteilte CoSy besitzt als Herzstück eine Rubidium-Dampfzelle (siehe Foto). In der linken Abbildung ist das CoSy mit CoSy Head und CoSy Control schematisch dargestellt. Das Foto zeigt den internen technischen Aufbau des CoSy Heads. Der Laserstrahlverlauf durch das CoSy ist in rot markiert.

Die Ausgangsintensität und die Absorption der Laserstrahlen durch Rubidium wird über Photodioden, die im CoSy Messkopf (auch CoSy Head) integriert sind, gemessen. Diese leiten das Signal für die elektronische Bearbeitung an das CoSy Kontroll- und Steuermodul (CoSy Control) weiter. Außerdem sind in diesem Modul Ausgänge und Einstellungsmöglichkeiten für Temperatur- und Signalverstärkung integriert. Das Signal des Ausgangs A entspricht der dopplerverbreiterten Absorptionslinie des Rubidiums und Ausgang B der dopplerverbreiterten Absorptionslinie mit Hyperfeinstruktur. Weiterhin wird die Intensität des verwendeten Laserstrahls gemessen.

Abbildung 3.14 zeigt digitalisierte Bilder der Kanäle A und B an einem Oszilloskop. Die linke Abbildung beinhaltet zum einen das dopplerverbreiterte Signal ohne und

⁹Proportional-Regler

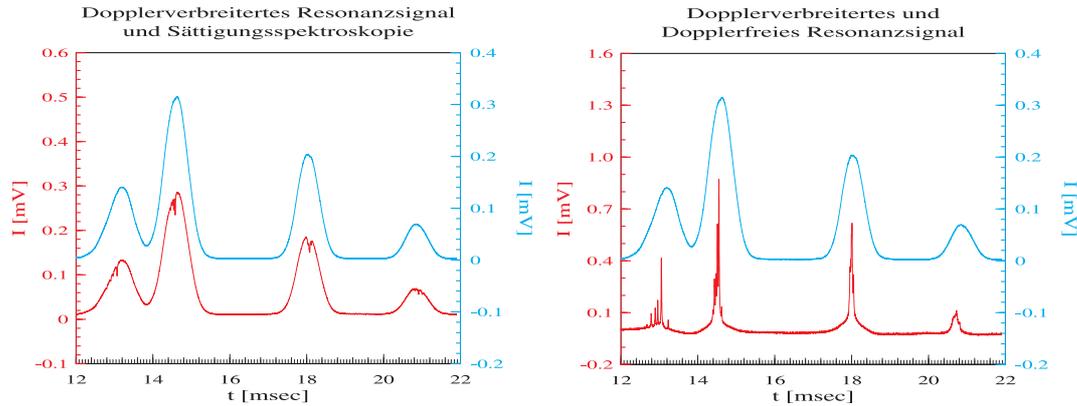


Abbildung 3.14: Um die Hyperfeinstrukturen und die cross-over Resonanzen des Rubidiums sichtbar zu machen, wird zuerst das dopplerverbreiterte Resonanzsignal (linke Abbildung: blau) und das Signal aus der Sättigungsspektroskopie (linke Abbildung: rot) erzeugt. Durch Signalverarbeitung erfolgt ein Abzug des dopplerverbreiterten Untergrundes (rechte Abbildung: blau) und die Hyperfeinstrukturen mit crossover-Resonanzen sind deutlich zu erkennen (rechte Abbildung: rot).

zum anderen das dopplerverbreiterte mit Hyperfeinststeuerung und cross-over Resonanzen. Nach entsprechender Signalverarbeitung in der CoSy Kontroll- und Steuereinheit erhält man, wie die rechte Abbildung zeigt, das dopplerfreie Signal. Hier sind die Hyperfeinstrukturen und die cross-over Resonanzen deutlich aufgelöst.

Ångströmmeter

Mit Hilfe der Sättigungsspektroskopie ist es möglich, das Resonanzsignal des Rubidiums über ein Oszilloskop sichtbar zu machen. Die Voraussetzung ist ein Laser, dessen emittierte Frequenz nahe der Resonanzfrequenz des Rubidiums liegt. Um diese Frequenz schnell zu finden, ist eine direkte absolute Frequenzbestimmung hilfreich. In dieser Arbeit wird dafür ein Ångströmmeter der Firma Highfinesse verwendet. Das Messprinzip beruht hierbei auf Interferenzen gleicher Dicke bzw. Fizeau-Streifen. Um die Frequenz recht genau zu bestimmen, werden mehrere Fizeau-Keile nacheinander angeordnet. Laut Datenblatt der Firma Highfinesse erreicht man mit dem Ångströmmeter „Wavelength Meter WS/8 Ultimate Precision“ Genauigkeiten in der Frequenzbestimmung zwischen 10 und 30 MHz. Jedoch zeigen Experimente, dass das Ångströmmeter stark driftet. Aus diesem Grund und auf Grund der mangelnden Auflösung ist dieses Messgerät für die Absolutbestimmung der Wellenlänge über einen längeren Zeitraum nicht geeignet und dient deshalb nur zum schnellen Auffinden der Frequenz.

Kerrzelle

Für die relative Frequenzbestimmung des Alexandritlaser zum Referenzlaser ist es notwendig, die beiden Laserstrahlen nicht gleichzeitig in den Spektrumanalyzer einzukoppeln. Um die beiden Laserstrahlen mit einer hohen Geschwindigkeit abwechselnd zu schalten, wird eine Kerrzelle verwendet. Die eingesetzte Kerrzelle ist ein Intensitäts-

modulator LM 0202 P von LINOS¹⁰. Die Funktionsweise basiert auf dem quadratisch-elektrooptischen Kerreffekt. Dieser bewirkt, dass beim Anlegen einer Spannung ein z.B. isotroper Kristall doppelbrechend wird. Die Brechzahl des Kristalls verändert sich für die Schwingungsrichtung des Laserstrahls parallel zum anliegenden elektrischen Feld (außerordentlicher Strahl) in n_{ao} und senkrecht zum elektrischen Feld (ordentlicher Strahl) in n_o . Die Differenz beider Brechzahlen verhält sich proportional zum Quadrat des elektrischen Feldes E . Der Proportionalitätsfaktor setzt sich aus der Kerr-Konstante K und der Wellenlänge des Laserstrahls λ zusammen:

$$n_{ao} - n_e = K \lambda E^2. \quad (3.29)$$

Die Phasenverschiebung, die sich zwischen ordentlichen und außerordentlichen Strahl nach Austritt aus dem Kristall bildet, beträgt:

$$\delta = \frac{2\pi K U^2 l}{d_K^2}. \quad (3.30)$$

Mit l (Kristalllänge) und d_K (Kristalldicke) ist die Dimension des Kristalls angegeben. Bei einer Phasenverschiebung von 180° kommt es zu einer Drehung der Schwingungsebene des Laserstrahls von 90° . Die Phasenverschiebung ist gerade dann 180° , wenn die so genannte Halbwellenspannung $U_{\frac{\lambda}{2}}$ ¹¹ anliegt. Da dieser Effekt fast trägheitslos eintritt, sind hohe Schaltfrequenzen (hier ca. 100 MHz) möglich. Bei dem verwendeten Aufbau (siehe Abbildung 3.7) von Polarisator, Kerrzelle plus integriertem Polarisator, der als Analysator benutzt wird, gelingt eine fast völlige Blockung des Lichtes (Herstellerangabe: 250:1). Da die Kerrzelle, wie schon in Kapitel 3.2.1. erwähnt, schwer in ihrer Lage zu drehen ist, wird eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte verwendet, um die entsprechende Polarisationsrichtung des Laserstrahls zu erreichen. Der vor der Kerrzelle aufgebaute Polarisator gewährleistet nahezu 100 % polarisiertes Licht, das für eine schaltbare Unterdrückung mittels Kerrzelle notwendig ist. Die Spannungsversorgung erfolgt mit einem digitalen Impulsverstärker LIV 20 ebenfalls von der Firma LINOS.

3.2.2 Spektrumanalyzer

Der Spektrumanalyzer (Abbildung 3.15) ist ein wichtiger Bestandteil der Sendeeinheit des Fe-Lidars. Ein geringer Teil der emittierten Laserstrahlung des Alexandritlasers und der Referenzlaser wird in diesen eingekoppelt. Zwischen den Pulsen des Alexandritlasers erfolgt durch den Spektrumanalyzer die Bestimmung der Frequenzablage des Alexandritlasers zum Referenzlaser. Der Spektrumanalyzer besteht im Wesentlichen aus einem temperaturstabilisierten Fabry-Perot-Etalon, dessen Plattenabstand durch Piezos auf ca. 15 cm konstant gehalten wird. Der freie spektrale Bereich beträgt $\Delta\lambda_{FSR} = 1$ GHz. Bei der verwendeten Wellenlänge des Frequenznormals von $\lambda = 780,241$ nm entspricht das 2 pm. Das Auflösungsvermögen liegt bei maximal 20 MHz. Daraus bestimmt sich die Finesse des Etalons zu $\mathcal{F} = 50$. Zurzeit funktioniert jedoch die Stabilisierung mittels der Piezos nicht mehr optimal. Deshalb stehen die Platten nicht senkrecht und das Fabry-Perot-Etalon erreicht momentan nur noch ein Auflösungsvermögen von ca. 90 MHz. Um divergentes Licht für das Etalon zu gewährleisten, passiert der Laserstrahl vor Eintritt in das Etalon eine plankonkave Linse mit einer Brennweite von

¹⁰www.linos.com

¹¹Die Bezeichnung kommt daher, dass diese Phasenverschiebung von 180° , die zur Drehung der Schwingungsebene um 90° führt, einer Halbwellenlänge entspricht.

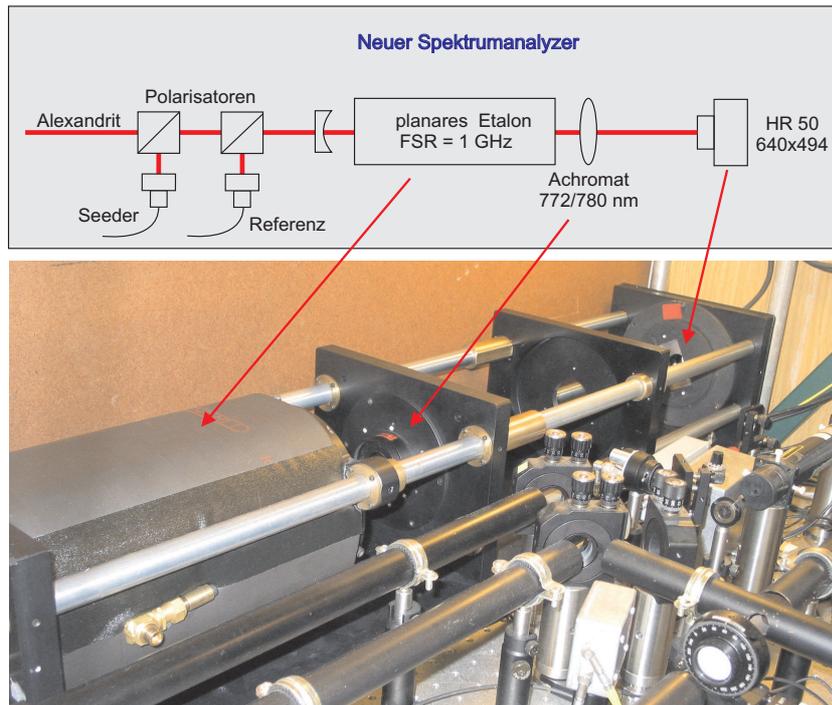


Abbildung 3.15: In der oberen Abbildung ist der umgebaute Spektrumanalyzer schematisch dargestellt. Die roten Pfeile markieren die Position der einzelnen Teile in der unteren Abbildung.

$f = -150$ mm. Aufgrund der relativ hohen Intensitäten des Laserstrahl, ist die Linse mit der planen Fläche als Eintrittsfläche für den Laser positioniert. Dadurch ist das Risiko der Zerstörung durch den Rückreflex an der Linse verringert. Die Interferenzringe werden über einen Achromaten mit einer Brennweite von $f = 600$ mm auf eine XC-HR 50 Kamera von SONY¹² abgebildet. Das Auslesen der Interferenzringe erfolgt mit Hilfe eines Framegrabbers und entsprechender Software in ein am Institut entwickeltes Programm. Zwischen zwei Pulsen des Alexandritlasers erfolgt nicht nur das nacheinander folgende Auslesen der Interferenzringe des Alexandritlasers und des Referenzlasers, sondern auch das Bestimmen der Frequenzablage und die Auswertung des Spektrums. Diese Schritte müssen innerhalb von 26 ms gewährleistet sein. Um Zeit beim Digitalisieren der Bilder der Interferenzringe zu sparen, wird das Binning-Verfahren genutzt. Dabei werden in vertikale Richtung zwei Pixelzeilen zu einer zusammengefasst. Dadurch erhöht sich die Ausleserate von maximal 60 auf 120 Hz. Jedoch erhält man statt der Kreisform der Interferenzringe eine elliptische Form. Dies wird in der Auswertung berücksichtigt. Abbildung 3.16 zeigt die grafische Oberfläche der Software für die Frequenzauswertung. Die linken oberen Felder zeigen die Interferenzringe zum einen für den Alexandrit- und zum anderen für den Referenzlaser. Durch das Binning entsteht die elliptische Form der Ringe. Die zwei rechten Diagramme verdeutlichen die Interferenzringensysteme aufgetragen als Intensität zur Position. Die gewonnenen Informationen (Frequenz, Halbwertsbreite, Frequenzablage) können im linken unteren Feld abgelesen werden.

¹²www.sony.de

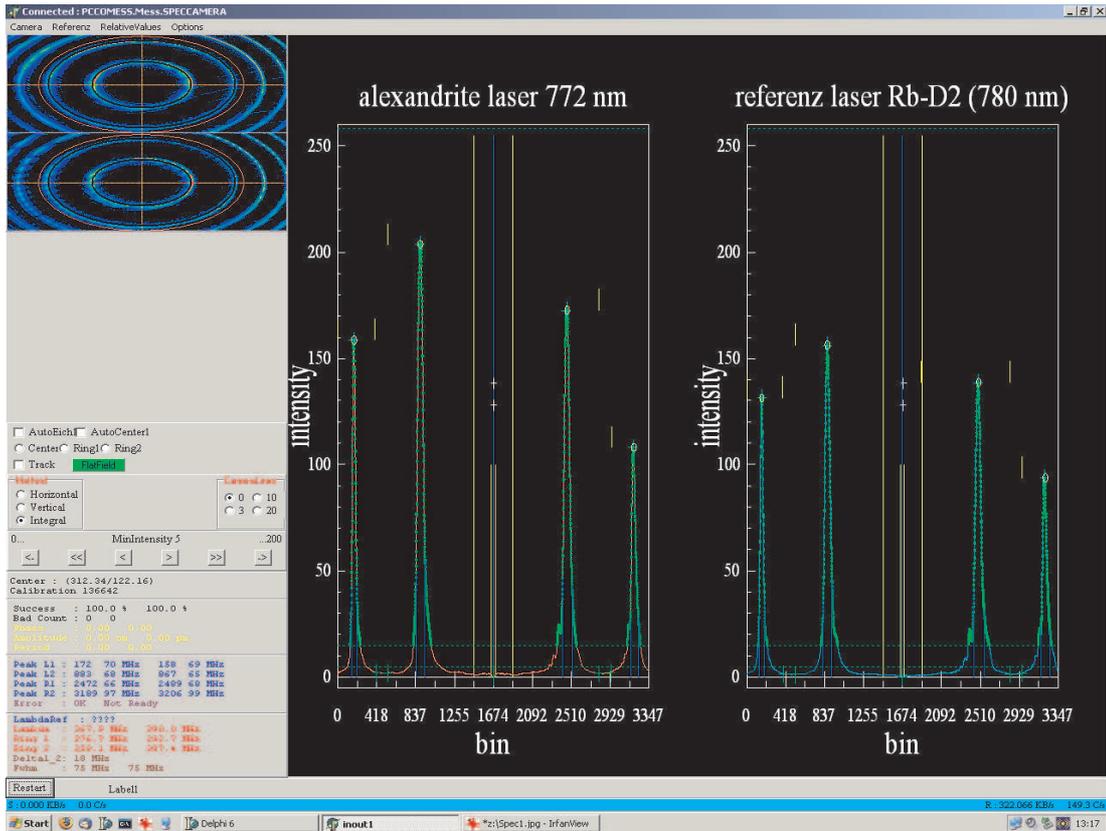


Abbildung 3.16: Bildschirmoberfläche des Auswerteprogramms für den Spektrumanalyser. Die beiden linken oberen Felder zeigen die Kamerabilder der Interferenzringsysteme des Alexandrit-Laser- und des Referenzlaserstrahls. Rechts sind die Intensitäten über den Radius nach erfolgter Ringintegration gezeigt. In dem linken unteren Teil kann man grundlegende Auswertedaten ablesen.

Um aus der Interferenzringabbildung die Frequenzablage zu bestimmen, werden die Radien der einzelnen Interferenzringe für beide Laser ermittelt. Der Radius entspricht dem Abstand zwischen den Maxima der Transmission (siehe Abbildung 3.16: blaue Kreuze mit gelbem Kreis auf den Peaks der Transmissionsmaxima). Der mathematische Zusammenhang wird nachfolgend kurz beschrieben. Die gemachten Näherungen für die Berechnungen liefern, wie später gezeigt wird, eine ausreichende Genauigkeit. Für die Bestimmung der Frequenzablage nimmt man den Ansatz aus Gleichung 3.1

$$\cos \beta = \frac{1}{2nd} \lambda_{rel}. \quad (3.31)$$

Die Reihenentwicklung vom Kosinus-Term wird nach der zweiten Stelle abgebrochen, so dass sich für den Kosinus

$$\cos \beta \approx 1 - \frac{\beta^2}{2} \quad (3.32)$$

ergibt. Bei $\beta = 0$, das im Interferenzringsystem dem Kreismittelpunkt entspricht, wird die Nulllage auf der Kamera festgelegt. Aus diesem Grund reicht es aus, Gleichung 3.32 relativ zu betrachten.

$$\cos \beta \approx 1 - \frac{\beta^2}{2} \rightarrow \cos \beta \approx -\frac{\beta^2}{2} \quad (3.33)$$

Der Zusammenhang $\tan \beta = \frac{r}{f}$ (r Radius Interferenzring, f Brennweite Sammellinse), der sich aus der Strahlenoptik (siehe Abbildung 3.17) ergibt, ist für kleine Winkel $\beta \approx \frac{r}{f}$. Daraus bestimmt sich nach Einsetzen in Gleichung 3.33 und gleichsetzen mit Gleichung 3.31 die Beziehung

$$r^2 \approx -\frac{f^2}{nd} \lambda_{rel} \rightarrow r^2 \approx a \lambda_{rel} = a \frac{c}{\nu_{rel}}. \quad (3.34)$$

Mit Hilfe der Gleichung 3.34 bestimmt sich die relative Frequenz. Die Frequenzablage erhält man durch die Differenzbildung der relativen Frequenzen der beiden Laser.

Der beschriebenen Spektrumanalyzer geht aus einem alten Spektrumanalyzer hervor. Dieser war eine Komplettlösung der Firma Hovemere Ltd.¹³ von 1992. Für den neuen Aufbau wurde das Fabry-Perot-Etalon mit den integrierten Piezos und Gehäuse wieder verwendet. Die anderen Komponenten wurden verändert. Als erstes erfolgte der Austausch des Linsensystems für die Abbildung auf die Kamera. Das alte Linsensystem bestand aus einer Kombination aus einer bikonvexen Linse mit einem Durchmesser von 2 Zoll und einer bikonkaven Linse mit einem Durchmesser von 0,5 Zoll. Dieses System besaß eine schlechte Abbildungsqualität. Insbesondere war der Durchmesser der Zerstreuungslinse zu klein. Große Abbildungsfehler waren die Folge. Der neu eingesetzte Achromat mit seiner großen Brennweite ($f = 600$ mm) minimiert diese Fehler.

Weiterhin wurde anstatt der eindimensionalen Zeilenkamera eine zweidimensionale XC-HR 50 Kamera eingebaut. Die neue Kamera hat wesentliche Vorteile. Die Dimension der Bildfläche der XC-HR 50 mit 4,9 mm x 3,7 mm ist bezüglich Abbildungsfehler¹⁴ günstiger als die Dimension der alten Zeilenkamera mit 14,0 mm x 1 mm. Zudem wird bei der Auswertung der Interferenzringe bei der Zeilenkamera nur ein kleiner Ausschnitt berücksichtigt. Störungen im Interferenzmuster können nicht ausgeglichen werden. Die Lage der Kamera muss exakt auf die optische Achse angepasst sein. Bei der zweidimensionalen Kamera können für die Auswertung die vollständigen Ringe des Interferenzbildes herangezogen werden. Hierbei integriert man über den Interferenzring. Dadurch wirken sich Störungen in den Interferenzringen weniger aus. Weiterhin fließen mehr Messpunkte in die Ermittlung der Position der Maxima und damit in die Bestimmung der Frequenz ein.

Deutlich ist dieser Zusammenhang in der Abbildung 3.18 zu erkennen. Das in einer Zeile ausgewertete Interferenzmuster beinhaltet viel weniger gemessene Punkte (linke Abbildung: grüne Punkte) als zweidimensional ausgewertet (rechte Abbildung: grüne Punkte). Die Genauigkeit der Bestimmung der Frequenz ist bei einer zweidimensionalen

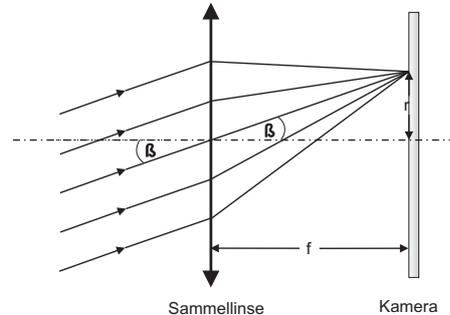


Abbildung 3.17: Parallelstrahlen vom Etalon werden in der Brennebene der Linse (Position der Kamera) abgebildet.

¹³www.hovemere.com

¹⁴Erfolgt die Abbildung nahe der optischen Achse (paraxial), sind die Abbildungsfehler wesentlich verringert.

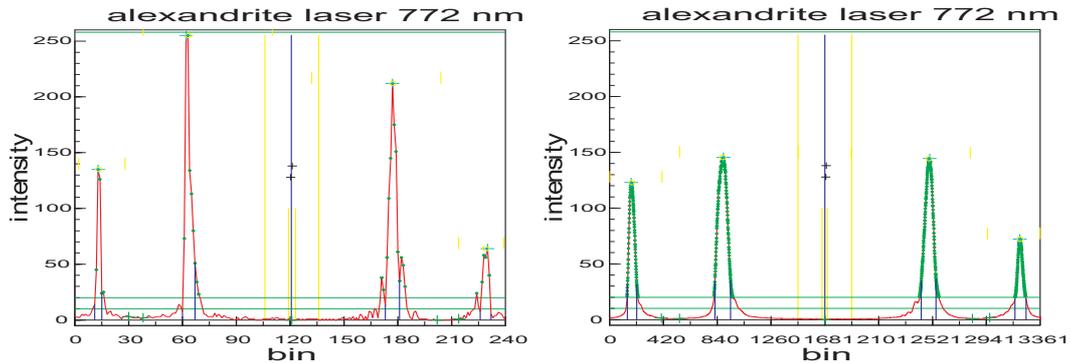


Abbildung 3.18: Die Bestimmungen der Schnittdarstellungen eines Interferenzringsystem erfolgt mit unterschiedlichen Verfahren. Die linke Abbildung ist die Auswertung einer Zeile auf der Kamera, die rechte die Auswertung des zweidimensionalen Bildes. Die Abszisse ist in bin-Einheiten aufgeteilt. Dies ist ein im Programm intern festgelegtes Maß.

Kamera wesentlich höher, die Radiusbestimmung erheblich genauer. In die Interferenzringbestimmung gehen bei der zweidimensionalen Kamera statistisch hunderte von Zeilen ein, bei der eindimensionalen Kamera nur eine Zeile. Abbildung 3.19 verdeutlicht, dass mit einer zweidimensionalen Kamera (rechte Abbildung) noch ein Interferenzringssystem zu sehen ist, während bei der Zeilenkamera (linke Abbildung) schon nichts mehr zu erkennen ist.

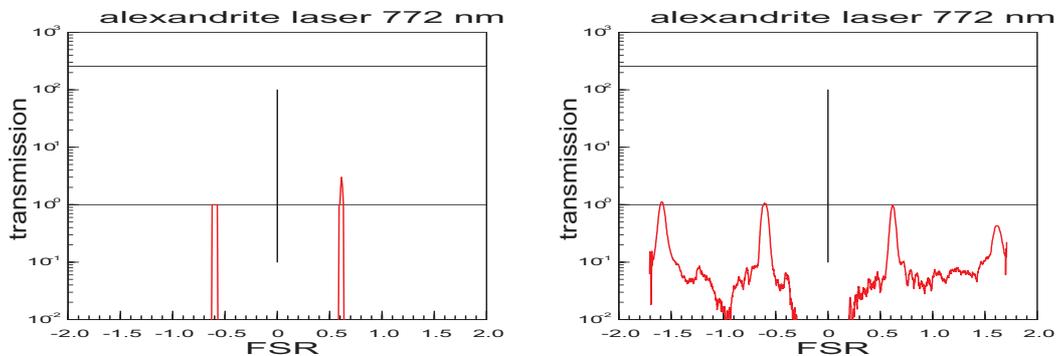


Abbildung 3.19: Mit der zweidimensionalen Kamera (rechte Abbildung) lässt sich das Interferenzringsystem wesentlich besser bestimmen, als bei der eindimensionalen Kamera (linke Abbildung). Da der Logarithmus von 0 nicht definiert ist, liegen alle 0-Werte bei $-\infty$. Grafisch ergeben sich die senkrechten Linien in der linken Abbildung.

Kapitel 4

Messungen und Ergebnisse

Nachdem der Aufbau des Systems (Frequenznormal, Spektrumanalyzer) stand, wurden erste Messungen durchgeführt. Die Messungen erfolgten in mehreren Schritten. Zuerst wurde überprüft, ob das PDH-Verfahren funktioniert. Danach wurde mit Hilfe des stabilisierten Lasers Messungen an dem im Aufbau verbesserten Spektrumanalyzers durchgeführt. Später erfolgten Messungen bezüglich des Spektrums von Rubidium. Hierbei bestand die Fragestellung, inwieweit die Resonanzlinien des Absorptionsspektrums von Rubidium, dessen theoretische Werte genau bekannt sind, mit Hilfe des Spektrumanalyzers reproduzierbar sind.

4.1 Frequenzstabilisierung mittels PDH-Verfahren

Der Laser zeigt prinzipiell Schwankungen in der Frequenz der emittierten Strahlung. Um eine für die Anwendung benötigte Frequenzstabilität zu gewährleisten, kann der Laser mit Hilfe des PDH-Verfahrens stabilisiert werden. Die Grundlage einer solchen Frequenzstabilisierung bildet das Absorptionsspektrum des Rubidiums. Die Einstellungen an der Gittersteuerung SC 110 des Diodenlasers werden so vorgenommen, dass die emittierte Laserstrahlung genau einer Frequenz eines ausgewählten Peaks des Spektrums des Rubidiumatoms entspricht. In der linken Darstellung der Abbildung 4.1 ist ein Peak (rote Linie) mit dem passenden PDH-Fehlersignal (blaue Linie) gezeigt. Deutlich ist der Nulldurchgang des Fehlersignals, dessen Position der Lage des Peaks entspricht, zu erkennen. Bei der Aktivierung des PID-Reglers „springt“ die Frequenz auf den Peak und wird stabil in dieser Position gehalten. Der rechte Teil der Abbildung 4.1 stellt das stabilisierte Signal mit dem auf Null konstant stehenden Fehlersignal dar. Die Laserfrequenz ist nun auf einen Peak des Spektrums von Rubidium stabilisiert. Die Halbwertsbreite eines solchen Peaks liegt bei etwa 10 MHz. Anhand des Fehlersignals ist ersichtlich, dass die Regelung der Laserfrequenz genauer ist als 10 MHz. Mit Hilfe einer Hochfrequenzregelung kann eine weitere Verbesserung in der Stabilisierung erreicht werden. Abbildung 4.2 zeigt, wie sich die zusätzliche Hochfrequenzregelung auf das Signal auswirkt. In der linken Abbildung besitzt das stabilisierte Signal (gelb) hochfrequente Störungen (Frequenzen oberhalb 1 kHz). Die Regelungsfrequenz des Gitters des Diodenlasers ist mit 1 kHz nicht schnell genug, um solche Störungen auszuregulieren. Hier kann zusätzlich mit einem FET-Eingang die Regelung über den Diodenstrom erfolgen. Die Größenordnung der Regelfrequenz liegt hier bei 100 kHz. Das Signal besitzt nun deutlich weniger Störungen, wie die rechte Abbildung zeigt. Die Stabilität der emittier-

ten Frequenz des Diodenlasers liegt nun unter 1 MHz. Die anschließenden Messungen mit dem Spektrumanalyzer überprüfen, wieweit wiederholte Messungen diese Frequenz reproduzieren. Dadurch können Aussagen über die Qualität des Spektrumanalyzers getroffen werden.

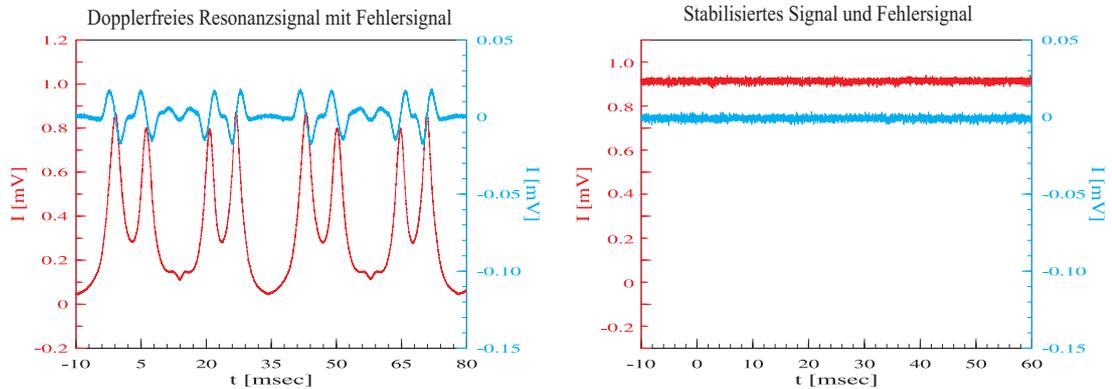


Abbildung 4.1: Die linke Abbildung zeigt eine Hyperfeinstrukturlinie des Rubidiums mit PDH-Fehlersignal. Der Regler „zieht“ die Laserfrequenz anhand des PDH-Fehlersignals auf den gewählten Peak (rechte Abbildung). Das Fehlersignal bleibt konstant bei Null.

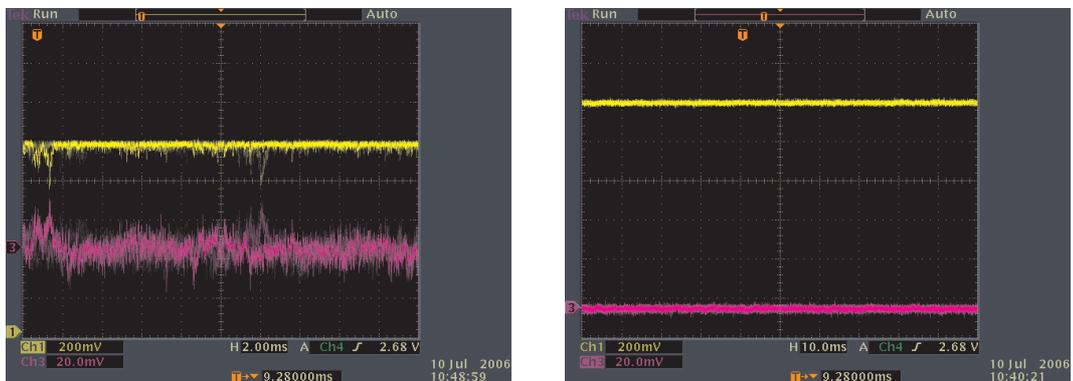


Abbildung 4.2: Die Oszilloskop-Bilder zeigen, dass die hochfrequenten Anteile (linke Abbildung) nach dem Zuschalten der FET-Stromsteuerung deutlich ausgeregelt werden (rechte Abbildung). Das stabilisierte Signal ist gelb dargestellt, das Fehlersignal pink.

4.2 Frequenzmessung mit Spektrumanalyzer

Für den Vergleich zwischen stabilisiertem und frei laufendem Diodenlaser, wird der Laserstrahl zum einen stabilisiert zum anderen frei laufend in den Spektrumanalyzer eingekoppelt. Die ausgelesenen Interferenzringsysteme werden mit Hilfe der im Kapitel 3.2.2 beschriebenen Software ausgewertet. Die in der Abbildung 4.3 dargestellten Diagramme stellen die Frequenzdifferenzen, bestimmt aus den einzelnen Interferenzringsystemen, zwischen den ausgelesenen Bildern dar. Der zeitliche Jitter spiegelt so-

wohl die Stabilität als auch die erreichbare Messgenauigkeit des Spektrumanalyzers wider. Der frei laufende Laser, d.h. ohne Frequenzstabilisierung, besitzt einen Jitter von ungefähr ± 1 MHz (FWHM). Die Drift innerhalb weniger Sekunden ist deutlich unter 1 MHz (FWHM). Mit der Hochfrequenzregelung erreicht man Frequenzstabilitäten der emittierten Laserstrahlung von $\ll 1$ MHz. Diese Ergebnisse machen deutlich, dass die Frequenz weit besser als 1 MHz mit dem Spektrumanalyzer bestimmt werden kann.

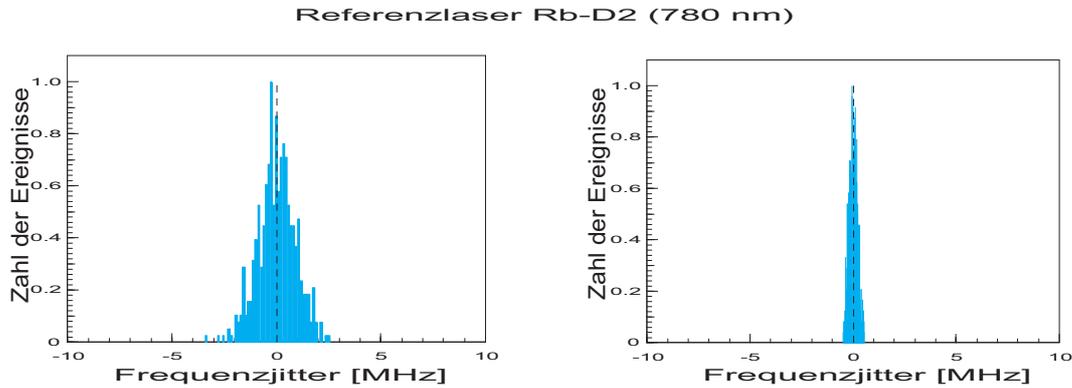


Abbildung 4.3: Die linke Abbildung zeigt den Jitter der Laserstrahlung des nicht stabilisierten Diodenlasers. Die rechte Abbildung zeigt den mittels PDH-Verfahren stabilisierten Laser. Dabei werden nacheinander folgenden Bilder der Interferenzringsysteme ausgewertet und die Differenz aufgetragen als Anzahl der Ereignisse.

4.2.1 Absorptionsspektrum von Rubidium

Die vorangegangenen Messungen zeigen, dass beieinander liegende Frequenzen unter 1 MHz stabil gehalten und reproduzierbar gemessen werden können. Jedoch erlauben diese Messungen keine Aussage über die Genauigkeit der Frequenzablagebestimmung des Spektrumanalyzers. Für diese Fragestellung wird das Resonanzspektrum von Rubidium verwendet. Das Spektrum des Isotopengemischs von ^{85}Rb und ^{87}Rb erstreckt sich über einen weiten Frequenzbereich (ca. 7000 MHz). So können Aussagen über die Messgenauigkeit des Spektrumanalyzers über große und kleine Frequenzintervalle gemacht werden.

Für die Messdurchführung wird der Diodenlaser ins CoSy und in den Spektrumanalyzer gleichzeitig eingekoppelt. Die Frequenz und die Amplitude des Laserscans (Gitter des Diodenlasers) wird so eingestellt, dass das komplette Frequenzspektrum von Rubidium erfasst wird. Das Intensitätssignal der Sättigungsspektroskopie (Kanal A) wird mit einem Analog-/Digitalwandler (kurz: A/D-Wandler) verbunden. Mit Hilfe der am Institut entwickelten Messsoftware werden gleichzeitig das Interferenzringsystem der Frequenz des Diodenlasers aus dem Spektrumanalyzer und die zugehörige Intensität aus dem A/D-Wandler ausgelesen und ausgewertet. Es erfolgt ein mehrmaliger Scan über das gesamte Absorptionsspektrum. Abbildung 4.4 zeigt schematisch den Messaufbau.

Ein in Borland Delphi geschriebenes Programm dient zur Messauswertung. Hier werden die aufgenommenen Daten (ca. 100.000 Messungen) eingelesen. Der Untergrund wird mit einem „Running Mean“-Filter¹ gedrückt. Die roten Punkte in der Abbildung

¹Bei einem „Running Mean“-Filter wird jeder Messwert durch den Mittelwert der benachbarten

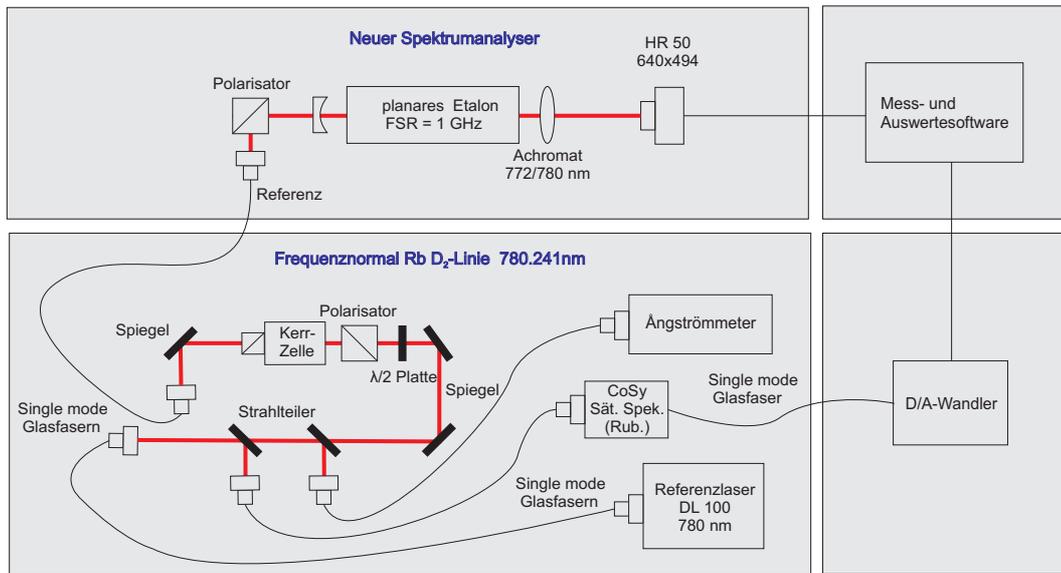


Abbildung 4.4: Mit Hilfe dieses Messaufbaus werden die Intensitäten des Absorptionsspektrum des Isotopengemisches von ^{85}Rb und ^{87}Rb gemessen. Zeitgleich erfolgt die Bestimmung der Frequenz des Lasers über den Spektrumanalyser.

4.5 entsprechen den eingelesenen digitalisierten Daten, wobei diese schon um den Untergrund mit dem „Running Mean“-Filter korrigiert sind. Zusätzlich werden die Peaks des Absorptionsspektrums mit einem Hanning-Filter² geglättet. Die blaue Linie in Abbildung 4.5 stellt den geglätteten Intensitätsverlauf über das Absorptionsspektrum des Rubidiums dar. In den vier Serien des Isotopengemisches von ^{85}Rb und ^{87}Rb (Abbildungen 4.6, 4.7, 4.8, 4.9) sind die Maxima durch grüne Kreuze markiert. Die Lage der Maxima repräsentiert die Frequenzablage des Absorptionsspektrums von Rubidium. Die gemessenen Werte werden mit dem aus der Literatur bekannten Werte verglichen. Die Differenz zeigt, wie genau die Frequenzmessung mit dem Spektrumanalyser erfolgt.

D_2 -Linie ^{85}Rb

Für die nähere Betrachtung werden die einzelnen Isotope herangezogen. Das Absorptionsspektrum der D_2 -Linie für ^{85}Rb besitzt durch die Hyperfeinstrukturaufspaltung zwei Serien. Diese sind in den Abbildungen 4.6 und 4.7 dargestellt.

Die gemessenen Werte der Frequenzablage des Absorptionsspektrums werden den theoretischen Werten in der Tabelle 4.2 gegenübergestellt. Dabei sind nur die Werte aufgelistet, die auch tatsächlich bestimmt wurden. Keine Vergleiche konnten zu den Übergängen $F = 3 \rightarrow F' = 4$ und $F = 2 \rightarrow F' = 1$ gemacht werden. Der Übergang $F = 3 \rightarrow F' = 4$ besitzt zu geringe Intensität. In der Serie des Übergangs $F = 2 \rightarrow F'$ sind die einzelnen Peaks stark ineinander gefaltet. Der Peak des Übergangs $F = 2 \rightarrow F' = 1$ ist aufgrund der Faltung und seiner geringen Intensität nicht bestimmbar. Generell finden nur Übergänge Berücksichtigung, die nach den Auswahlregeln optisch erlaubt sind.

Werte ersetzt.

²Der Hanning-Filter unterscheidet sich zum „Running Mean“-Filter in der Wichtung. Beim Hanning-Filter hat der Wert in der Mitte das größte Gewicht. Beim „Running Mean“-Filter besitzt jeder Wert, der in die Mittelwertbildung einfließt, das gleiche Gewicht.

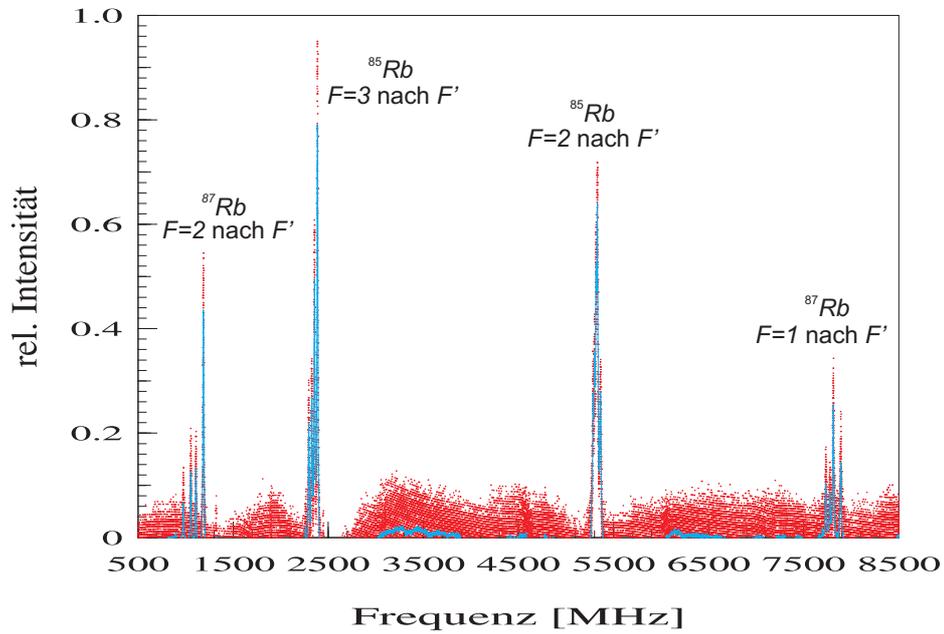


Abbildung 4.5: Das gesamte Absorptionsspektrum des Isotopengemisches von ^{85}Rb und ^{87}Rb erstreckt sich über ca. 7000 MHz.

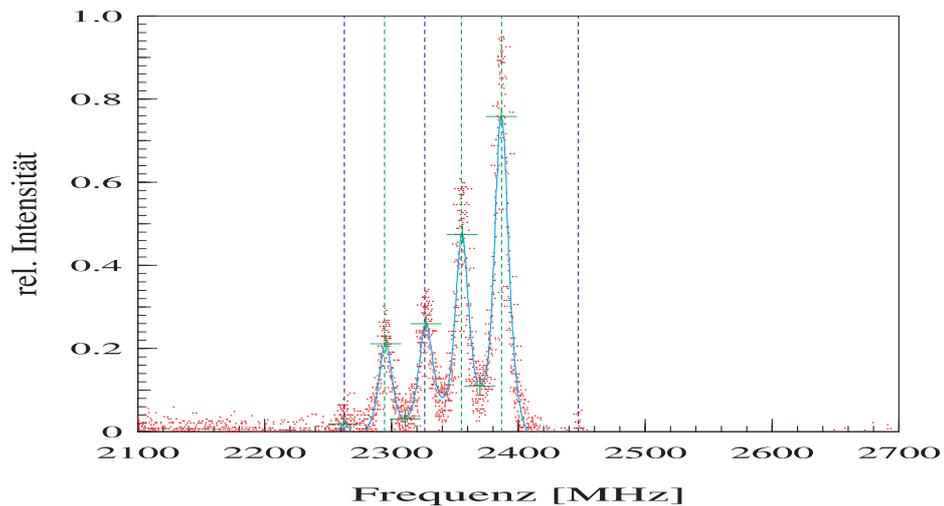


Abbildung 4.6: Dargestellt ist das Absorptionsspektrum von ^{85}Rb für die D_2 -Linie mit dem Übergang $F = 3$ nach F' . Die blau gestrichelte Linie markiert die theoretische Position der Hyperfeinstruktur, die grün gestrichelte Linie die theoretische Position der cross-over Resonanzen.

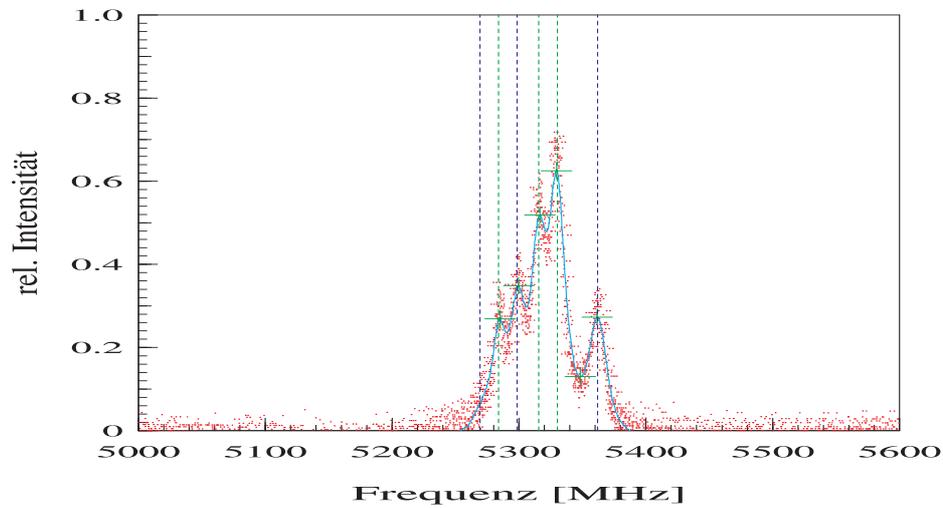


Abbildung 4.7: Dargestellt ist das Absorptionsspektrum von ^{85}Rb für die D_2 -Linie mit dem Übergang $F = 2$ nach F' . Die blau gestrichelte Linie markiert die theoretische Position der Hyperfeinstruktur, die grün gestrichelte Linie die theoretische Position der cross-over Resonanzen.

Die deutlichsten Peaks in dem Absorptionsspektrum sind die cross-over Resonanzen. Sie bestimmen sich durch die Mittelwertbildung der Frequenzablage zweier Hyperfeinstrukturen der Serie. Dabei finden alle Kombinationen einer Serie Anwendung. In der Tabelle 4.1 sind sie für die Übergänge $F = 3 \rightarrow F'$, $F = 2 \rightarrow F'$ aufgelistet und fließen in die Tabelle 4.2.

Abgesehen von zwei Peaks besitzen die Hyperfeinstrukturen und die cross-over Resonanzen eine Abweichung vom theoretischen Wert unter 1 MHz. Die größeren Differenzen entstanden bei Peaks in der stark ineinander gefalteten Serie.

Übergang	theoretische Frequenzablage ^{85}Rb in MHz	cross-over Resonanz in MHz
$F = 3 \rightarrow F'$		
$F = 3 \rightarrow F' = 2$ cross-over $F = 3 \rightarrow F' = 3$	2262.84 2326.22	2294.53
$F = 3 \rightarrow F' = 2$ cross-over $F = 3 \rightarrow F' = 4$	2262.84 2447.21	2355.03
$F = 3 \rightarrow F' = 3$ cross-over $F = 3 \rightarrow F' = 4$	2326.22 2447.21	2386.72
$F = 2 \rightarrow F'$		
$F = 2 \rightarrow F' = 1$ cross-over $F = 2 \rightarrow F' = 2$	5269.22 5298.52	5283.87
$F = 2 \rightarrow F' = 1$ cross-over $F = 2 \rightarrow F' = 3$	5269.22 5361.66	5315.56
$F = 2 \rightarrow F' = 2$ cross-over $F = 2 \rightarrow F' = 3$	5298.52 5361.90	5330.21

Tabelle 4.1: Die cross-over Resonanzen in den Serien der D_2 -Übergänge für ^{85}Rb werden durch die Mittelwertbildung der einzelnen Kombinationen der Hyperfeinstrukturen in den einzelnen Serien bestimmt. Die Wahl des Nullpunktes für die theoretischen Frequenzablagen erfolgt auf Grund des Spektrumanalyzers. Die jeweiligen Frequenzablagen der Hyperfeinstrukturen sind aus [23] entnommen.

Übergang	gemessene Frequenzablage ^{85}Rb in MHz	theoretische Frequenzablage ^{85}Rb in MHz	Frequenz- differenz in MHz	Intensitäts- stärke normiert
$F = 3 \rightarrow F'$				
$F = 3 \rightarrow F' = 2$	2262.25	2262.84	-0.59	0.02
cross-over	2295.49	2294.53	+0.96	0.21
$F = 3 \rightarrow F' = 3$	2327.10	2326.22	+0.88	0.26
cross-over	2355.91	2355.03	+0.89	0.48
cross-over	2386.52	2386.72	-0.20	0.76
$F = 2 \rightarrow F'$				
cross-over	5285.13	5283.87	+1.26	0.27
$F = 2 \rightarrow F' = 2$	5299.63	5298.52	+1.11	0.35
cross-over	5316.52	5315.56	+0.96	0.52
cross-over	5329.66	5330.21	-0.55	0.63
$F = 2 \rightarrow F' = 3$	5361.66	5361.90	-0.24	0.27

Tabelle 4.2: Die gemessenen Frequenzablagen der D_2 -Übergänge für ^{85}Rb werden mit den theoretischen verglichen. Die Wahl des Nullpunktes für die theoretischen Frequenzablagen erfolgt auf Grund des Spektrumanalyzers. Die jeweiligen Frequenzablagen der Hyperfeinstrukturen sind aus [23] entnommen.

D_2 -Linie ^{87}Rb

In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind die Serien des Rubidiumisotopes ^{87}Rb gezeigt. Diese Peaks sind eindeutig aufgelöst. Dies wirkt sich auch auf die Ergebnisse aus. Die Abweichungen der gemessenen Werte zu den theoretischen sind geringer als bei ^{85}Rb . Jedoch sind auch wieder hier Peaks vorhanden, die aufgrund zu geringer Intensität nicht genau genug bestimmt werden können. Dies betrifft die Übergänge $F = 2 \rightarrow F' = 1$, $F = 1 \rightarrow F' = 0$ und die cross-over Resonanzen zwischen $F = 1 \rightarrow F' = 0$ und $F = 1 \rightarrow F' = 1$.

In der Tabelle 4.3 sind adäquat zu ^{85}Rb die Berechnungen der cross-over Resonanzen und in Tabelle 4.4 die Gegenüberstellung der gemessenen und theoretischen Werte der Frequenzablage des Absorptionsspektrums von ^{87}Rb aufgelistet.

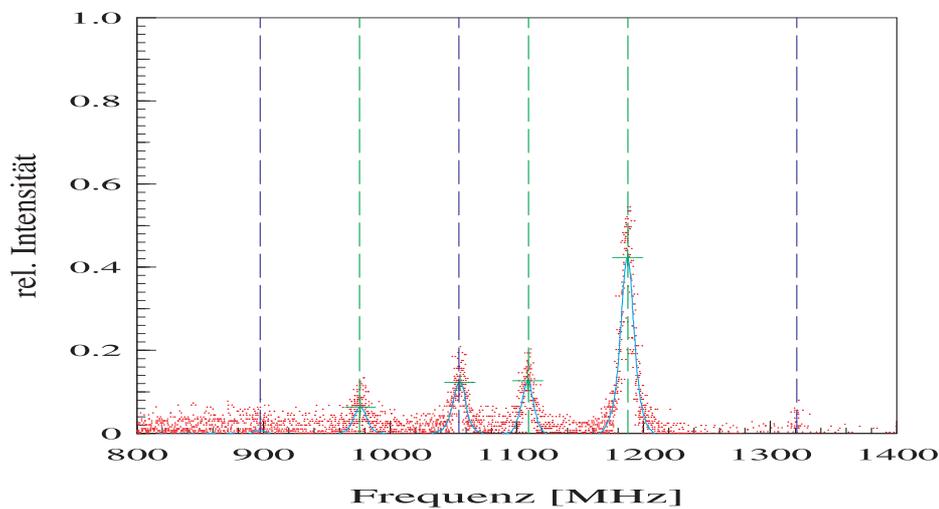


Abbildung 4.8: Dargestellt ist das Absorptionsspektrum von ^{87}Rb für die D_2 -Linie mit dem Übergang $F = 2$ nach F' . Die blau gestrichelte Linie markiert die theoretische Position der Hyperfeinstruktur, die grün gestrichelte Linie die theoretische Position der cross-over Resonanzen.

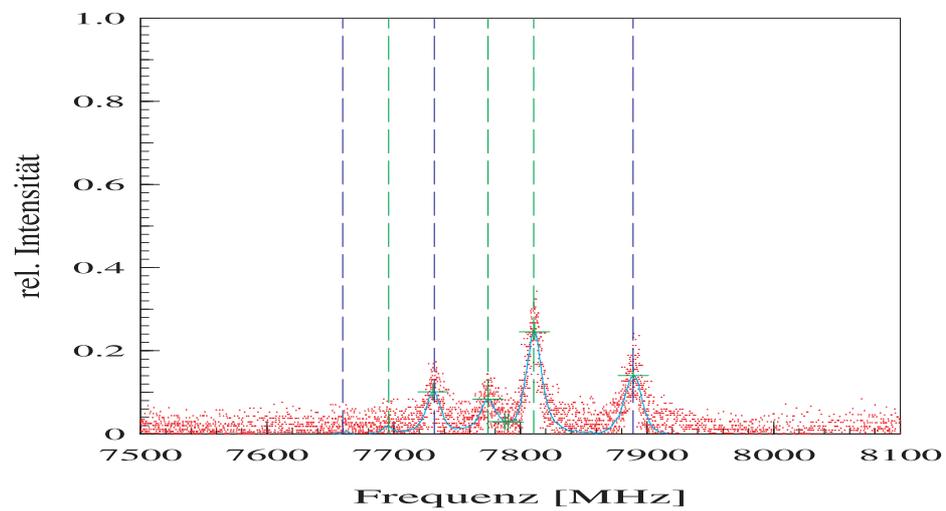


Abbildung 4.9: Dargestellt ist das Absorptionsspektrum von ^{87}Rb für die D_2 -Linie mit dem Übergang $F = 1$ nach F' . Die blau gestrichelte Linie markiert die theoretische Position der Hyperfeinstruktur, die grün gestrichelte Linie die theoretische Position der cross-over Resonanzen.

Übergang	theoretische Frequenzablage ^{87}Rb in MHz	cross-over Resonanz in MHz
$F = 2 \rightarrow F'$		
$F = 2 \rightarrow F' = 1$ cross-over	897.34	975.81
$F = 2 \rightarrow F' = 2$	1054.28	
$F = 2 \rightarrow F' = 1$ cross-over	897.34	1109.14
$F = 2 \rightarrow F' = 3$	1320.93	
$F = 2 \rightarrow F' = 2$ cross-over	1054.28	1187.61
$F = 2 \rightarrow F' = 3$	1320.93	
$F = 1 \rightarrow F'$		
$F = 1 \rightarrow F' = 0$ cross-over	7659.80	7695.91
$F = 1 \rightarrow F' = 1$	7732.03	
$F = 1 \rightarrow F' = 0$ cross-over	7659.80	7774.38
$F = 1 \rightarrow F' = 2$	7888.97	
$F = 1 \rightarrow F' = 1$ cross-over	7732.03	7810.50
$F = 1 \rightarrow F' = 2$	7888.97	

Tabelle 4.3: Die cross-over Resonanzen in den Serien der D_2 -Übergänge für ^{87}Rb werden durch die Mittelwertbildung der einzelnen Kombinationen der Hyperfeinstrukturen in den einzelnen Serien bestimmt. Die Wahl des Nullpunktes für die theoretischen Frequenzablagen erfolgt auf Grund des Spektrumanalyzers. Die jeweiligen Frequenzablagen der Hyperfeinstrukturen sind aus [24] und [25] entnommen.

Übergang	gemessene Frequenzablage ^{87}Rb in MHz	theoretische Frequenzablage ^{87}Rb in MHz	Frequenz- differenz in MHz	Intensitäts- stärke normiert
$F = 2 \rightarrow F'$				
cross-over	976.34	975.81	+0.53	0.06
$F = 2 \rightarrow F' = 2$	1055.12	1054.28	+0.84	0.12
cross-over	1108.59	1109.14	-0.55	0.13
cross-over	1187.46	1187.61	-0.15	0.42
$F = 1 \rightarrow F'$				
$F = 1 \rightarrow F' = 1$	7730.98	7732.03	-1.05	0.10
cross-over	7774.37	7774.38	-0.01	0.09
cross-over	7811.09	7810.50	+0.60	0.25
$F = 1 \rightarrow F' = 2$	7889.08	7888.97	+0.12	0.14

Tabelle 4.4: Die gemessenen Frequenzablagen der D_2 -Übergänge für ^{87}Rb werden mit den theoretischen verglichen. Die Wahl des Nullpunktes für die theoretischen Frequenzablagen erfolgt auf Grund des Spektrumanalyzers. Die jeweiligen Frequenzablagen der Hyperfeinstrukturen sind aus [24] und [25] entnommen.

4.2.2 Diskussion

Die gewonnenen Messergebnisse zeigen, dass der Spektrumanalyzer über einen großen Frequenzbereich (ca. 7000 MHz) alle aus der Theorie bekannten Frequenzwerte des Absorptionsspektrums der D_2 -Linie des Isotopengemischs aus ^{85}Rb und ^{87}Rb mit einer Genauigkeit von ca. 1 MHz reproduzieren kann. Damit sind Frequenzmessungen für jeden einzelnen Laserpuls mit der für Temperaturmessung notwendigen Genauigkeit über kleine und große Frequenzintervalle durchführbar. Der beschriebene Messaufbau ist im Lidar-Container fest installiert. Dies ermöglicht in Zukunft wiederholbare Messungen zur Überprüfung der Genauigkeit der Frequenzbestimmung mittels Spektrumanalyzer und Sättigungsspektroskopie.

Durch den Einsatz der Pound-Drever-Hall Stabilisierung gelangen solch genaue Frequenzmessungen auch unter widrigen Umständen, wie mechanischen Vibrationen. Dadurch sind diese Messungen überhaupt erst während des Betriebes des gesamten Instrumentes durchführbar. Durch die Differenzmessung zu einem Referenzlaser genau bekannter Frequenz werden langsame Veränderung des Etalons erfasst, wodurch sich die Messgenauigkeit über längere Zeiträume weiter erhöht.

Zukünftig kann die Messung noch erheblich verbessert werden. Der eingesetzte 8 Bit A/D-Wandler kann nur Signale bis zu einer Spannung von 60 mV umwandeln. Die Intensitäten eines guten Signals aus der Sättigungsspektroskopie des CoSys betragen jedoch mehr als 1 V. Bei den hier durchgeführten Messungen musste daher das Signal künstlich verschlechtert werden. Ein erstes Ergebnis mit einem 12 Bit A/D-Wandler zeigt Abbildung 4.10. Dargestellt ist das Absorptionsspektrum von ^{85}Rb für die D_2 -Linie mit dem Übergang $F = 3$ nach F' . Der Vergleich zeigt deutlich die gesteigerte Qualität der Intensitätsmessung. Das Rauschen der Intensitätsmessung in der linken Abbildung ist wesentlich niedriger. Der Peak des Übergangs $F = 3 \rightarrow F' = 4$, der in der rechten Abbildung nur angedeutet ist, ist in der linken Abbildung sauber aufgelöst.

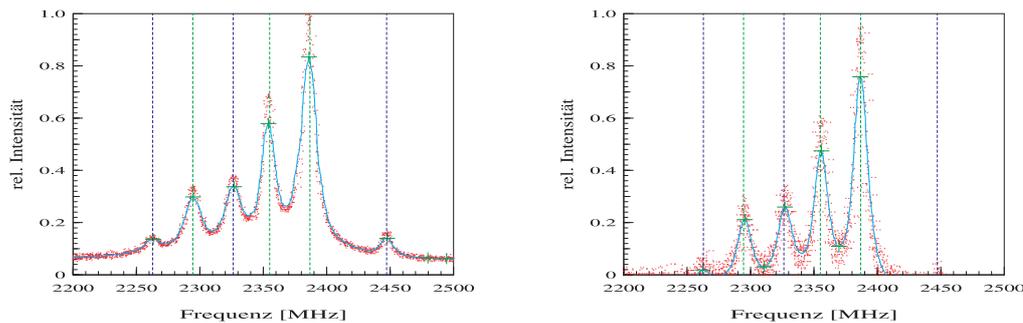


Abbildung 4.10: Dargestellt ist das Absorptionsspektrum von ^{85}Rb für die D_2 -Linie mit dem Übergang $F = 3$ nach F' . Die linke Serie wurde mit dem 12 Bit A/D-Wandler und die rechte Serie mit dem 8 Bit A/D-Wandler aufgenommen.

Weiterhin stehen die Platten des Etalon, wie schon im Kapitel 3.2.2 erwähnt, nicht optimal, da die Piezos, die die Parallelität der Platten regulieren, zur Zeit nicht funktionieren. Dadurch ist die Finesse um einen Faktor 4 reduziert, wodurch die Frequenzmessung in der Genauigkeit entsprechend verringert wird. Aus den genannten Aspekten könnte die Messung noch viel genauer verlaufen.

Die Analyse der Spektren des gepulsten Lasers in Echtzeit erlaubt eine zusätzliche Steigerung der Messgenauigkeit für Temperaturmessungen, da „schlechte“ Laserpulse ausselektiert werden können. Lasertypische Probleme, wie Breitbandemission, Multimode-Emission etc., die jederzeit auftreten können, werden direkt erfasst. Der Spektrumanalyzer schafft erst die Voraussetzung für eine Justage des Alexandritlasers. Trotz der gegen frühere Messungen geringeren Finesse verbessert der Einsatz der zweidimensionalen Kamera und die Verbesserungen in der Optik die Erfassung des Spektrums gegenüber früheren Messungen. Die mehrere hundertfach größere Messstatistik zusammen mit der Erfassung des gesamten Interferenzsystems erlauben wesentliche präzisere Aussagen über das Spektrum, wodurch die geringe Finesse mehr als ausgeglichen wird.

Literaturverzeichnis

- [1] FLEMING, E. L. ; CHANDRA, S. ; BARNETT, J. J. ; CORNEY, M.: Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude. In: *Adv. Space Res.* 10(12) (1990), S. 11–59
- [2] VON ZAHN, U. ; HÖFFNER, J. ; ESKA, V. ; ALPERS, M.: The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide? In: *Geophys. Res. Lett.* 23 (1996), S. 3231–3234
- [3] LÜBKEN, F.-J. ; FRICKE, K. H. ; LANGER, M.: Noctilucent clouds and the thermal structure near the Arctic mesopause in summer. In: *J. Geophys. Res.* 101 (1996), April, Nr. D5, S. 9489–9508
- [4] HÖFFNER, J. ; FRICKE-BEGEMANN, C. ; LÜBKEN, F.-J.: First observations of noctilucent clouds by lidar at Svalbard, 78° N. In: *Atmos. Chem. Phys.* 3 (2003), August, Nr. 4, S. 1101–1111
- [5] LÜBKEN, F.-J. ; VON ZAHN, U.: Simultaneous temperature measurements in the mesosphere and lower thermosphere during the MAC/EPSILON campaign. In: *Planet. Space Sci.* 37 (1989), S. 1303–1314
- [6] HOCKING, W.K.: Temperatures using radar-meteor decay times. In: *Geophys. Res. Lett.* 26 (1999), November, Nr. 21, S. 3297–3300
- [7] HALL, C.M. ; ASO, T. ; TSUTSUMI, M. ; HÖFFNER, J. ; SIGERNES, J.: Multi-instrument derivation of 90 km temperatures over Svalbard (78°N16°E). In: *Radio Sci.* 39 (2004)
- [8] HALL, C.M. ; ASO, T. ; TSUTSUMI, M. ; HÖFFNER, J. ; SIGERNES, J. ; HOLDSWORTH, D. A.: Neutral air temperatures at 90 km and 70°N and 78°N. In: *J. Geophys. Res.* 111 (2006)
- [9] VON ZAHN, U. ; VON COSSART, G. ; FIEDLER, J. ; FRICKE, K. H. ; NELKE, G. ; BAUMGARTEN, G. ; REES, D. ; HAUCHECORNE, A. ; ADOLFSSEN, K.: The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: objectives, configuration, and performance. In: *Ann. Geophys.* 18 (2000), S. 815–833
- [10] LOVE, S. G. ; BROWNLEE, D. E.: Heating and Thermal Transformation of Micrometeoroids Entering the Earth’s Atmosphere. In: *Icarus* 89 (1991), S. 26–43
- [11] GERDING, M. ; RAUTHE, M. ; HÖFFNER, J.: Temperature soundings from 1 to 105 km altitude by combination of co-located lidars, and its application for gravity wave examination. In: PAPPALARDO, G. (Hrsg.) ; AMODEO, A. (Hrsg.): *22nd International Laser Radar Conference, ESA SP-561*, 2004, S. 567–570

-
- [12] ALPERS, M. ; EIXMANN, R. ; FRICKE-BEGEMANN, C. ; GERDING, M. ; HÖFFNER, J.: Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and Rotational Raman Scattering. In: *Atmos. Chem. Phys.* 4 (2004), S. 793–800
- [13] WEITKAMP, C.: *Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. 1. Springer-Verlag, 2005
- [14] FRICKE, K.H. ; VON ZAHN, U.: Mesopause temperatures derived from probing the hyperfine structure of the D2 resonance line of sodium by lidar. In: *J. Atmos. Terr. Phys.* 47 (1985), S. 499–512
- [15] LAUTENBACH, J. ; HÖFFNER, J.: Scanning iron temperature lidar for mesopause temperature observation. In: *Appl. Optics* 43 (2004), Nr. 23, S. 4559–4563
- [16] KOVALEV, V.A. ; EICHINGER, W.E.: *Elastic Lidar: Theory, Practice and Analysis Methods*. 1. Wiley Interscience, 2004
- [17] CHANIN, M.L. ; HAUCHECORNE, A.: Lidar observations of gravity and tidal waves in the stratosphere and mesosphere. In: *J. Geophys. Res.* 86 (1981), S. 9715–9721
- [18] WALLACE, J.M. ; HOBBS, P.V.: *Atmospheric science - An introduction survey*. Academic Press, 1977
- [19] WALLING, J.C.: Tunable Paramagnetic-Ion Solid-State Lasers. In: *Topics in Applied Physics: Tunable Lasers*. Springer Verlag, 1987
- [20] PEDROTTI, F. ; PEDROTTI, L. ; BAUSCH, W. ; SCHMIDT, H.: *Optik für Ingenieure*. 1. Springer-Verlag, 2002
- [21] KÜHLKE, D.: *Optik: Grundlagen und Anwendungen*. 1. Verlag Harry Deutsch, 1998
- [22] DEMTRÖDER, W.: *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. 2. Springer-Verlag, 1991
- [23] BANERJEE, A. ; DAS, D. ; NATARAJAN, V.: Precise frequency measurement of atomic transitions by use of a Rb-stabilized resonator. In: *Opt. Lett.* 28 (2006), S. 1579–1581
- [24] YE, J. ; SWARTZ, S. ; JUNGNER, P. ; HALL, J.L.: Hyperfine structure and absolute frequency of the ^{87}Rb $5P_{\frac{3}{2}}$ state. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), S. 1280 ff.
- [25] BIZE, S. ; SORTAIS, Y. ; SANTOS, M.S. ; MANDACHE, C. ; CLAIRON, A. ; SALOMON, C.: High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain. In: *Opt. Lett.* 45 (1999), S. 558
- [26] BJORKLUND, G.C. ; LEVENSON, M.D.: Frequency Modulation (FM) Spectroscopy. In: *Appl. Phys. B* 32 (1983), S. 145
- [27] TOPTICA PHOTONICS AG: *DL 100: Diode Laser System Manual*, 2005

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einteilung der Atmosphäre	1
1.2	NLC Kühlungsborn am 29.06.2006	2
1.3	Temperaturprofil vom 06.10.2005	4
2.1	zur Lidar-Gleichung	7
2.2	zur Lidar-Gleichung	8
2.3	Resonanzlinie des Eisens unter Berücksichtigung der Fe-Isotope	13
2.4	Mobiles Fe-Lidar	14
2.5	Schematischer Aufbau des Eisen-Temperatur-Lidars	14
2.6	Rohdatenprofil des Fe-Lidars	16
3.1	Vielstrahlinterferenz bei einem Etalon	18
3.2	Freie Spektralbereich (FSR)	19
3.3	Niveau-System mit gemeinsamen unterem Niveau	24
3.4	Termschema der ^{85}Rb D_2 -Linie	25
3.5	Termschema der ^{87}Rb D_2 -Linie	25
3.6	Pound-Drever-Hall Fehlersignal	27
3.7	Spektrumanalyzer	28
3.8	Aufbau Frequenznormal	29
3.9	Diodenlaser DL 100 L	30
3.10	Steuereinheit des DL 100 L	31
3.11	Gitter in Littrow-Anordnung	32
3.12	PDH-Fehlersignal und Hyperfeinstrukturlinie des Rubidiums	33
3.13	Schematische Darstellung des CoSys	34
3.14	Hyperfeinstruktur und cross-over Resonanzen des Rubidiums	35
3.15	Spektrumanalyzer	37
3.16	Bildschirmoberfläche des Auswerteprogramms für den Spektrumanalyzer	38
3.17	Bildentstehung an einer Sammellinse	39
3.18	Frequenzspektrum aufgenommen mit Zeilenkamera XC-HR50	40
3.19	Logarithmische Darstellung des Frequenzspektrums	40
4.1	PDH-Fehlersignal und stabilisierte Laserfrequenz	42
4.2	Stabilisierung mit und ohne Hochfrequenz-Anteil	42
4.3	Jitter des Referenzlasers	43
4.4	Messaufbau für Rubidiumspektrum	44
4.5	Absorptionsspektrum des Isotopengemisches von ^{85}Rb und ^{87}Rb	45
4.6	D_2 -Linie von ^{85}Rb Übergang $F = 3$ nach F'	45
4.7	D_2 -Linie von ^{85}Rb Übergang $F = 2$ nach F'	46

4.8	D_2 -Linie von ^{87}Rb Übergang $F = 2$ nach F'	49
4.9	D_2 -Linie von ^{87}Rb Übergang $F = 1$ nach F'	50
4.10	Vergleich Resonanzspektrum A/D-Wandler 8 und 12 Bit	53

Tabellenverzeichnis

2.1	Einzelne Größen des differentiellen Rückstreuquerschnittes	11
3.1	Quantenzahlen des Valenzelektrons von Rubidium	22
3.2	Quantenzahlen des angeregten Valenzelektrons von Rubidium	23
4.1	cross-over Resonanzen der D_2 -Übergänge für ^{85}Rb	47
4.2	Frequenzablagen der D_2 -Übergänge für ^{85}Rb	48
4.3	cross-over Resonanzen der D_2 -Übergänge für ^{87}Rb	51
4.4	Frequenzablagen der D_2 -Übergänge für ^{87}Rb	52

Danksagung

Diese Arbeit ist der Abschluss meiner Bachelor-Ausbildung und der Beginn des aufbauenden Masterstudienganges. Im Laufe dieser Arbeit entwickelte sich für mich ein stetiges Interesse für die Messtechnik mit Laser. Den wesentlichen Anteil für diese wachsende Faszination und die Freude an der Aufgabenstellung hat Josef! Ich bedanke mich für seine endlose Mühe, geduldig jedes Detail zu erklären und meine Fragen geduldig zu beantworten!

Herr Prof. Dr. Lübken ermöglichte mir erst diese Arbeit am Institut. Vielen Dank! Vielen Dank auch an die Verwaltung!

Während meiner Zeit am Institut erhielt ich Unterstützung und Anregung für meine Arbeit von den „Lidaristen“. Insbesondere bedanke ich mich bei Jens, Michael P. sowie Michael G. und bei Monika (Danke für das intensive Korrekturlesen!).

Bei Frau von Rein bedanke ich mich für Ihre Mühe, mir jeden Fernleihwunsch so schnell wie möglich zu erfüllen!

Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Bergner für die Hochschulbetreuung meiner Arbeit.

Ich möchte die Worte des Dankes aber nicht nur an die Mitarbeiter des Instituts richten, sondern diese Zeilen auch nutzen, meiner Familie zu danken! Sie sind es, die mich immer begleiten und unterstützen, mir immer „den Rücken frei halten“ und für mich immer da sind! Es ist ein besonderes Geschenk, ein Teil solch einer Familie zu sein. Ohne sie hätte ich den Weg nicht so gehen können! Danke!

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben.

Kühlungsborn, den 28. September 2006

Thesen

Ein in der Entwicklung befindliches komplexes mobiles Eisen-Lidar soll zukünftig weltweit erstmalig Temperaturmessungen am Tage in der Atmosphäre im Höhenbereich von 35-105 km ermöglichen. Das Eisen-Lidar geht aus einem containerisierten Kalium-Lidar hervor. Dieses Entwicklungsvorhaben bedarf vieler Veränderungen und Neuentwicklungen. So ist es z.B. notwendig, den Untergrund der Messungen, das Tageslicht, zu minimieren. Des Weiteren ist eine sehr hohe Qualität der ausgesendeten Laserpulse zu garantieren. Dies macht erst präzise Messungen möglich. Um den genannten Höhenbereich von 35-105 km mit einem Instrument abzudecken, müssen zwei unterschiedliche Streumechanismen simultan ausgewertet werden. Bis etwa 80 km wird Rayleighstreuung für Temperaturmessungen genutzt. Ab dieser Höhe ist die Teilchenanzahl so gering, dass kein auswertbares Rayleigh-Signal zurückgestreut wird. Ab hier nutzt man Resonanzstreuung. Die Temperaturbestimmung aus Resonanzstreuung ist wesentlich schwieriger als bei Rayleigh-Streuung. Die Temperatur wird hierbei aus der Halbwertsbreite des dopplerverbreiterten Resonanzsignal eines Übergangs von Eisen bestimmt. Bei 1 K Temperaturunterschied unterscheiden sich die Halbwertsbreiten um ca. 1 MHz, was etwa einem Promille der Linienbreite entspricht.

Für die Erfassung und Überprüfung des Spektrums des Alexandritlasers bei jedem einzelnen Laserpuls wurde in dieser Arbeit ein verbesserter Spektrumanalyzer entwickelt. Zur Frequenzbestimmung nutzt man einen Referenzlaser, der zusätzlich in den Spektrumanalyzer eingekoppelt wird. Dieser Referenzlaser ist auf einen in der Frequenz genau bekannten Peak des dopplerfreien Spektrums der Rubidium D_2 -Linie stabilisiert. Für die Stabilisierung wird das Pound-Drever-Hall Verfahren verwendet.

1. Pound-Drever-Hall Verfahren

Das Pound-Drever-Hall Verfahren basiert auf einer hochfrequenten Modulation, die eine extrem schnelle Regelung ermöglicht. Der Einsatz dieser Stabilisierung zeigt, dass selbst hochfrequente Störungen, wie z.B. akustische und elektrische Störungen, mit einer Regelfrequenz von 100 kHz unterbunden werden. Dadurch wird eine Frequenzstabilität von $\ll 1$ MHz erreicht. Mit Hilfe des Pound-Drever-Hall Verfahrens sind genaue Temperaturmessungen überhaupt erst während des Betriebes des gesamten Instrumentes durchführbar.

2. Spektrumanalyzer

Für den neuen Aufbau des Spektrumanalyzers wurde das Fabry-Perot-Etalon mit integrierten Piezos und das Gehäuse des alten Spektrumanalyzers wieder verwendet. Ersetzt wurde das alte Linsensystem durch einen Achromaten. Dadurch verringern sich die Abbildungsfehler. Weiterhin wurde die alte Zeilenkamera durch eine zweidimensionale XC-HR 50 Kamera ersetzt. Die Bestimmung des Interferenzringsystems des eingekoppelten Lasers ist durch den Einsatz der neuen Kamera zweidimensional möglich. Auf Grund der mehrere hundertfach verbesserten Statistik ist die Frequenzbestimmung des Lasers erheblich genauer.

Mit Hilfe des Referenzlasers können Aussagen über die Stabilität und Genauigkeit des Spektrumanalyzers getroffen werden. Dieser ermöglicht relative Frequenzbestimmungen von ca. 1 MHz und Aussagen über das Spektrum der ausgesendeten Laserpulse. Die

Analyse der Spektren des gepulsten Lasers in Echtzeit erlaubt eine zusätzliche Steigerung der Messgenauigkeit für Temperaturmessungen, da „schlechte“ Laserpulse ausselektiert werden können. Lasertypische Probleme, wie Breitbandemission, Multimode-Emission etc., die jederzeit auftreten können, werden direkt erfasst. Der Spektrumanalyzer schafft erst die Voraussetzung für eine Justage des Alexandritlasers.

Durch die Differenzmessung zu einem Referenzlaser genau bekannter Frequenz werden langsame Veränderung des Etalons erfasst, wodurch sich die Messgenauigkeit über längere Zeiträume weiter erhöht.

3. Absorptionsspektrum von Rubidium

Um Aussagen über die Genauigkeit der Frequenzablagebestimmung des Spektrumanalyzers zu gewinnen, wurde das aus der Sättigungsspektroskopie gewonnene Resonanzspektrum von Rubidium verwendet. Die Messergebnisse zeigen, dass der Spektrumanalyzer über den großen Frequenzbereich von ca. 7000 MHz alle aus der Theorie bekannten Frequenzwerte des Absorptionsspektrums der D_2 -Linie des Isotopengemischs aus ^{85}Rb und ^{87}Rb mit einer Genauigkeit von ca. 1 MHz reproduziert. Damit sind Frequenzmessungen für jeden einzelnen Laserpuls mit der für Temperaturmessung notwendigen Genauigkeit über kleine und große Frequenzintervalle durchführbar.

4. Messaufbau für Kontrollmessungen

Der beschriebene Messaufbau ist in einem mobilen 20 ft Lidar-Container fest installiert. Dies ermöglicht in Zukunft wiederholbare Messungen zur Überprüfung der Genauigkeit der Frequenzbestimmung mittels Spektrumanalyzer und Sättigungsspektroskopie.

5. Verbesserungen

Zukünftig kann die Messung des Signals aus der Sättigungsspektroskopie noch erheblich verbessert werden. Mit Hilfe eines 12 Bit Analog-/Digitalwandlers anstatt des eingesetzten 8 Bit Analog/Digitalwandlers wird eine bessere Qualität der Intensitätsmessung erreicht. Neben genaueren Intensitätsmessungen werden dabei auch weitere Peaks aus dem Absorptionsspektrum von Rubidium aufgelöst.