

DIPLOMARBEIT

am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn an der Universität Rostock

Aufbau einer tageslichtfähigen Nachweisbank für ein Rayleigh-Lidar

von Hägar Holste

Abstract: The aim of this work was the realization of a new optical bench for a Lidar to perform daylight measurements. Special emphasis was placed on properties of an etalon as a spectral filter and its implementation. Due to Rayleigh-scattering of sunlight by atmospheric particles the background during daylight increases by about six orders of magnitude. In order to measure temperatures at daylight it is necessary to reduce the background with a combination of different techniques. In addition to a narrowband interference filter an adjustable etalon is used. At first the transmission curve of the etalon as well as its spectral stability and the adjustability were confirmed under laboratory conditions.

As the spectral width of the etalon is in the same order of magnitude as the Rayleighsignal from the atmosphere, the etalon-transmission is dependent on the air temperature. Due to this fact temperatures measured with an etalon differ from those measured without etalon. This temperature-deviation is shown in a simulation of lidar-measurements. A correction of that deviation was realized successfully. First measurements of temperatures during the night were approved with reference data from a seperate Lidar. Daylight measurements showed the expected reduction of background light with an etalon and a smaller field of view of the telescope.

Postal address: Schloss-Str. 6 18225 Kühlungsborn Germany IAP Kühlungsborn Mai 2007 IAP Nr. 20/2007 ISSN 1615-8083



Aufbau einer tageslichtfähigen Nachweisbank für ein Rayleigh-Lidar

von Hägar Holste

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit vom Fachbereich Physik an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock angenommen.

Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Lübken (Universität Rostock) Dr. M. Gerding (Universität Rostock)

verteidigt am: 10. Mai 2007

Zusammenfassung: Das Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines Nachweiszweiges für Lidarmessungen bei Tageslicht. Die Eigenschaften eines Etalons als spektraler Filter und dessen Einbau in den neuen Nachweiszweig waren dabei von zentraler Bedeutung. Bei Tageslicht ist der durch die Streuung des Sonnenlichts an den Luftteilchen in der Atmosphäre hervorgerufene Untergrund um etwa sechs Größenordnungen stärker als bei Nacht. Für Temperaturmessungen am Tag ist zur Unterdrückung des Untergrundes eine Kombination verschiedener Techniken notwendig. Zusätzlich zu einem schmalbandigen Interferenzfilter wird ein durchstimmbares Etalon eingesetzt. Unter Laborbedingungen ergab sich zunächst eine nahezu perfekte Filterkurve nach den Angaben des Herstellers. Die spektrale Stabilität sowie Durchstimmbarkeit wurden ebenfalls erfolgreich getestet. Da sich die Halbwertsbreite des Etalons nicht stark von der des Rayleigh-Signals aus der Atmosphäre unterscheidet, ist die temperaturabhängige Transmission des Etalons nicht vernachlässigbar. Mit der Simulation einer Lidar-Messung mit Etalon wurde der Einfluss des Etalons auf gemessene Temperaturen untersucht. Die Korrektur des entstehenden Fehlers wurde erfolgreich durchgeführt. In ersten Messungen bei Nacht konnte die Funktionsfähigkeit des neuen Nachweiszweiges mit Etalon mit einem Referenzkanal nachgewiesen werden. Erste Messungen bei Tag zeigten die erwartete Blockung des Untergrundes zum einen durch das Etalon und zum anderen durch eine Sichtfeldverkleinerung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einf	Einführung 1					
	1.1	Die Atmosphäre					
	1.2	Temperaturmessmethoden					
	1.3	Motivation					
2	Gru	ndlagen 9					
	2.1	Lidargleichung					
	2.2	Streumechanismen 11					
		2.2.1 Rayleigh-Streuung 12					
		2.2.2 Vibrations-Raman-Streuung					
		2.2.3 Resonanz-Streuung					
		2.2.4 Mie-Streuung					
	2.3	Hydrostatische Integration					
	2.4	Dopplerverbreiterung					
	2.5	Der Untergrund					
		2.5.1 Quellen des Untergrundes					
		2.5.2 Untergrundabzug und Rauschen					
3	Das RMR-Lidar am IAP Kühlungsborn 21						
	3.1	Sendeeinheit					
		3.1.1 Aufbau					
		3.1.2 Wellenlängendrift					
	3.2	Empfangseinheit					
		3.2.1 Rayleigh-Empfangs-Kanäle					
		3.2.2 Weitere Empfangs-Kanäle					
4	Der	neue Tageslicht-Kanal 27					
	4.1	Teleskop und Glasfaser					
	4.2	Einkopplung in den Nachweiszweig					
	4.3	Interferenzfilter und Etalon					
	4.4	Detektoren					
	4.5	Zählelektronik und Mess-PC					

5	Das	Fabry-Perot-Etalon	35			
	5.1	Theorie	35			
	5.2	Technische Realisierung	39			
	5.3	Eigenschaften des eingesetzten Etalons	41			
	5.4	Etalon-Einfluss auf die Temperaturmessung	46			
	5.5	Korrektur des Etalon-Einflusses auf die Temperatur	52			
	5.6	Dimensionierung eines zweiten Etalons	54			
6	Mes	sungen in der Atmosphäre	57			
	6.1	Nachtmessungen	57			
		6.1.1 Nachtmessungen ohne Etalon	57			
		6.1.2 Nachtmessung mit Etalon	59			
	6.2	Untergrund-Blockung	60			
		6.2.1 Messung der Blockung des Etalons	60			
		6.2.2 Blockung durch Sichtfeldverkleinerung	62			
	6.3	Temperaturmessung am Tag	63			
7	Ausl	blick	67			
	7.1	Weitere Sichtfeldverkleinerung	67			
	7.2	Verbessertes Seeding	67			
	7.3	Doppel-Etalon-System	68			
	7.4	Polarisationsfilter	68			
	7.5	Zusammenfassung	69			
Α	Lase	er en	71			
Abbildungsverzeichnis						
Literaturverzeichnis						

1 Einführung

1.1 Die Atmosphäre

Seit mehr als 100 Jahren vollzieht das Klima der Erde eine starke Wandlung. Mit Beginn der Industrialisierung im 19. Jahrhundert erhöhten die Menschen den Anteil an Treibhausgasen in der Atmosphäre um teilweise mehr als 50%. Der nach dem neuesten IPCC-Report (IPCC für Intergovernmental Panel On Climate Change) dadurch hervorgerufene anthropogene Treibhauseffekt lässt die Temperatur an der Erdoberfläche ansteigen, was unter anderem einen Anstieg der Meeresspiegel zur Folge hat [*Alley et al.*, 2007]. Für das Verständnis von Ursachen und Eigenschaften der Klimaveränderung im globalen Rahmen ist die Erforschung der gesamten Atmosphäre von entscheidender Bedeutung.

Wichtige physikalische Größen und Eigenschaften, wie zum Beispiel Druck, Dichte und chemische Zusammensetzung, korrelieren stark mit der Temperatur und können daher mit ihrer Hilfe untersucht und erklärt werden. Eine mögliche Einteilung der Atmosphäre in Schichten (Sphären) kann anhand des Temperaturgradienten vorgenommen werden. Es werden Tropo-, Strato-, Meso- und Thermosphäre unterschieden (s. Abbildung 1.1).



Abbildung 1.1: Temperaturprofile für Januar und Juli in Kühlungsborn, 12°O 54°N, nach MSIS-E-90 und die jeweilige Einteilung der Atmosphäre anhand des Temperaturgradienten [*Hedin*, 1991]



Abbildung 1.2: Leuchtende Nachtwolke (NLC), vom IAP Kühlungsborn aus am 25.07.2006 aufgenommen. Foto: Michael Priester

Die Temperaturen im Sommer unterscheiden sich von denen im Winter, wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist. Die Zeitskalen für Änderungen können jedoch auch sehr kurz sein und im Bereich von einigen Minuten bis zu einigen Stunden liegen. Phänomene, die mit Hilfe dieser kurzskaligen Änderungen untersucht werden können, sind unter anderem die Ausbreitung von Schwerewellen und die Bildung von so genannten leuchtenden Nachtwolken (im Weiteren NLC, englisch *noctilucent clouds*) [*Backhouse*, 1885; *Gadsden und Schröder*, 1989]. Diese kommen in polaren Breiten und vereinzelt in mittleren Breiten vor. Sie entstehen unter bestimmten Voraussetzungen im Sommer an der Mesopause, wo die niedrigsten Temperaturen der Erdatmosphäre mit teilweise unter 150 °C auftreten. Abbildung 1.2 zeigt eine NLC, welche im Sommer 2006 in Kühlungsborn aufgenommen wurde.

Gezeiten und Schwerewellen spielen eine Schlüsselrolle im Verständnis der Prozesse der freien Atmosphäre. Durch sie werden Energie und Impuls über große Entfernungen transportiert und damit die Dynamik ebenso wie die Temperaturstruktur der Atmosphäre stark beeinflusst. Einige Ergebnisse zur Ausbreitung von Schwerewellen in der Atmosphäre zeigen unter anderem *Rauthe et al.* [2006]. Die in der Troposphäre angeregten Wellen bewirken Temperaturänderungen von bis zu 25 K, die untersuchten Periodendauern betragen 1 - 8 h. Das Lidar ist die einzige Technik, mit der diese Wellen quasi-permanent und in einem weiten Höhenbereich beobachtet werden können [*Rauthe et al.*, 2006].

1.2 Temperaturmessmethoden

Es gibt unterschiedliche Methoden, Temperaturen in der Atmosphäre zu messen. Je nach Zweck der Messung existieren für den Bereich der Mesosphäre verschiedene Möglichkeiten der Bestimmung von Temperaturen, welche je nach zeitlicher und räumlicher Auflösung Vor- und Nachteile haben.

Temperaturen werden aktiv gemessen, wenn elektromagnetische Strahlung vom Messinstrument ausgesendet wird. Aktive Messungen von Temperaturen bieten das LIDAR (Light Detection and Ranging) und das RADAR (Radio Detection and Ranging). Das Lidar besitzt im Vergleich zu den im Folgenden genannten Methoden (außer Höhenforschungsraketen) eine hohe sowohl vertikale als auch zeitliche Auflösung. Über einen großen Bereich bis in 105 km Höhe beträgt die vertikale Auflösung weniger als einen Kilometer und die zeitliche Auflösung liegt unter einer Stunde. Allerdings ist das Lidar stark von der Untergrund-Strahlung der Sonne abhängig und kann nur bei klarem Wetter betrieben werden.

Es gibt unterschiedliche Typen von Lidars, von denen in dieser Arbeit das Resonanz-Lidar und das Rayleigh-Lidar vorgestellt werden. Einerseits können Temperaturen direkt aus den dopplerverbreiterten Spektrallinien bestimmter Atome gemessen werden. Das Resonanz-Lidar tastet eine Resonanzlinie eines Atoms ab, aus deren Breite die Temperatur bestimmt werden kann. Diese Methode ist allerdings auf Höhenbereiche beschränkt, in denen die Resonanzlinien der Atome bei Frequenzen im sichtbaren Bereich oder des nahen Infrarotbereichs liegen, da die Atmosphäre UV-Licht absorbiert. Atome, die so untersucht werden, sind vor allem Metallatome, welche typischerweise zwischen 80 und 100 km Höhe vorkommen und die Folge von verdampfendem kosmischem Material sind.

Für Bereiche unterhalb dieser Metallschichten wird das so genannte Rayleigh-Mie-Raman-Lidar (im Weiteren RMR-Lidar) eingesetzt, wobei hier nur das Rayleigh-Lidar beschrieben wird. Das vom Laser ausgesandte Licht wird in der Atmosphäre von den Luftmolekülen gestreut. Wenn keine Aerosole vorhanden sind, ist beim Rayleigh-Lidar die Intensität des gestreuten Signals proportional zur Dichte der Luft. Daher kann aus dem empfangenen Signal ein Dichteprofil erstellt werden, aus dem sich mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung ein Temperaturprofil berechnen lässt. Für diese Berechnung ist eine Starttemperatur notwendig. Diese kann aus einer Referenzatmosphäre oder einer anderen Temperaturmessung entnommen werden.

Beim Radar werden zum Beispiel Meteorspuren und deren Zerfall beobachtet. Meteore bilden beim Eintritt in die Atmosphäre ein Plasma, dessen geladene Teilchen sich durch Diffusion ausbreiten. Aus dem mit Hilfe des Radars bestimmten Diffusionskoeffizienten lassen sich Temperaturen berechnen. Die Vorteile der Radar-Messungen liegen in der Unabhängigkeit von Wetterbedingungen und dem Einsatz bei Tag und Nacht, wodurch kontinuierliche Messungen möglich sind. Der Nachteil ist allerdings eine geringe zeitliche Auflösung im Bereich von einigen Stunden bis einigen Tagen (vgl. *Hocking et al.* [2004]). Die Genauigkeit der mit einem Radar bestimmten Temperaturen ist mit über 10 K wesentlich geringer als bei einem Lidar. Für alle Radarmessungen gilt, dass in den Höhen der so genannten Radar-Lücke zwischen 30 und 60 km nicht gemessen werden kann.

Satelliten messen vorrangig passiv, also ohne eigene elektromagnetische Strahlung auszusenden. Dabei wird mit Spektrometern die emittierte oder gestreute Strahlung der Atmosphäre quantitativ erfasst. Zum einen kann senkrecht auf die Erde geschaut werden (Nadir-Modus), zum anderen tangential (Limb-Modus). Im ersten Fall ist die horizontale Auflösung, im zweiten die vertikale Auflösung größer. Mit Hilfe der von bestimmten Molekülen der Atmosphäre ausgehenden Strahlung lassen sich Temperaturen berechnen. Die vertikale Auflösung von Temperaturprofilen, die mit Satelliten bestimmt werden, liegt im Bereich von mehreren Kilometern bis zu 30 km, die horizontale Auflösung kann 100 km nicht unterschreiten. Die zeitliche Auflösung ist durch die Umlaufzeit der Satelliten begrenzt.

Eine bessere vertikale Auflösung über einen sehr großen Höhenbereich bieten Messungen mit Hilfe von Höhenforschungsraketen. Diese können Dichteprofile bis in über 100 km Höhe aufnehmen, aus denen Temperaturen berechnet werden. Aufgrund der hohen Kosten und des hohen personellen Aufwands sind allerdings nur punktuelle Messungen möglich.

1.3 Motivation

Am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik (im Weiteren IAP) in Kühlungsborn gibt es zwei verschiedene Lidarsysteme mit verschiedenen Temperatur-Messverfahren für unterschiedliche Höhen, welche sich so ergänzen, dass durchgehende Temperaturprofile von 0 bis 105 km kontinuierlich erstellt werden können [*Rauthe et al.*, 2005; *Gerding et al.*, 2006; *Alpers et al.*, 2004]. Dabei liefert das Resonanz-Lidar die notwendigen Starttemperaturen für die Rayleigh-Temperaturberechnung.

Abbildung 1.3 zeigt ein Beispiel für ein durchgehendes Temperaturprofil. Die Einzelprofile, aus denen es sich zusammensetzt, sind farblich gekennzeichnet. Die Übereinstimmung der Temperaturen, die durch verschiedene Messverfahren ermittelt wurden, ist in den Höhen um 84 und 46 km Höhe gut zu erkennen, ebenso sind Schwerewellensignaturen zwischen 40 und 60 km und oberhalb von 80 km ersichtlich.

Schwerewellen entstehen in der Troposphäre unter anderem durch Windscherungen und breiten sich sowohl horizontal als auch vertikal durch die Stratosphäre und Mesosphäre bis in die Thermosphäre aus. In Abhängigkeit von Phasenlage und Amplitude kommt es dabei in bestimmten Höhen zu Filterung und Brechung dieser Wellen und dadurch zur Deposition von Energie und Impuls. Die vertikal durchgehenden Temperaturprofile erlauben es, bei der Beobachtung von Schwerewellen deren Entstehung, Ausbreitung, Filterung und Brechung simultan zu



Abbildung 1.3: Zusammengesetztes Temperaturprofil von Lidarmessungen am IAP Kühlungsborn vom 23.03.2006 23:30:00 - 00:30:00 UT. Es setzt sich zusammen aus Messungen des Kalium-Lidars (rot) und des RMR-Lidars (dunkelgrün: Rayleigh-Kanal Mesosphäre; hellgrün: Rayleigh-Kanal Stratosphäre; schwarz: Rotations-Raman-Kanal).

erfassen.

Die vertikalen Skalen von Schwerewellen reichen von einigen Metern bis zu mehreren Kilometern. Mit einer Auflösung von etwa einem Kilometer deckt das Lidar einen für die Dynamik der Atmosphäre wichtigen Bereich ab und kann dabei kontinuierlich messen.

Abbildung 1.4 zeigt eine Messung vom Februar 2003 über fünf Tage, die durch Kombination der verschiedenen Lidar-Systeme erstellt werden konnte. Die schwarzen Punktlinien markieren dabei den Übergang der Systeme. Um die Schwerewellen zu verdeutlichen, wurde das mittlere Temperaturprofil subtrahiert. In den ersten vier Nächten sind deutliche Schwerewellensignaturen mit abwärts gerichteter Phasenausbreitung zu erkennen, während die Strukturen in der fünften Nacht nicht mehr so deutlich sind.

Mit dem RMR-Lidar kann nur bei Dunkelheit vollständig gemessen werden, wohingegen das Resonanz-Lidar bereits tageslichtfähig ist. Für eine Analyse der Schwerewellen und Gezeiten sind mehrtägige Zeitreihen wünschenswert, wie sie bislang nur mit dem Resonanz-Lidar möglich sind. Aus diesem Grund wurden bisher auch nur für den Bereich der Kalium-Schicht Gezeitenanalysen durchge-



Abbildung 1.4: Abweichungen der Temperatur vom 24-Stunden-Mittelwert für den Zeitraum 22.-27. Februar 2003 am IAP Kühlungsborn. Die schwarzen Punktlinien markieren die Übergänge der Lidar-Messmethoden: 1-22 km Rotations-Raman-Kanal; 22-83 km Rayleigh-Kanäle; 83-105 km Kalium-Lidar.

führt (z.B. Fricke-Begemann und Höffner [2004]).

Im Winter sind mit dem RMR-Lidar bei Dunkelheit zwar Messungen von bis zu 14 Stunden Dauer möglich, im Sommer gibt es jedoch Nächte, in denen nicht mehr als vier Stunden gemessen werden kann. Scheint die Sonne, so steigt das Untergrund-Signal, welches durch Rayleigh- und Mie-Streuung des Sonnenlichts an Luftmolekülen und Aerosolen entsteht, um bis zu sechs Größenordnungen an. Zum einen können jedoch die sehr empfindlichen Detektoren eine so große Menge an Photonen nicht verarbeiten, und zum anderen wäre es aufgrund des niedrigen Signal-Rausch-Verhältnisses sehr schwierig, das zu messende Signal vom hohen Untergrund zu unterscheiden.

Die für die Tageslichtfähigkeit notwendige Unterdrückung des Untergrundes ist erreichbar durch folgende Maßnahmen:

- Reduzierung des Sichtfeldes des Empfangsteleskops, um den beobachteten Teil des hellen Himmels zu reduzieren,
- spektrale Filterung des empfangenen Signals durch schmale optische Filter,
- Unterdrückung des depolarisierten Sonnenlichts gegenüber dem polarisierten Laserlicht durch Einsatz eines Polarisationsfilters.

In Abbildung 1.5 sind die Möglichkeiten zur Unterdrückung des Tageslichtes eingezeichnet. Eine Verkleinerung des Sichtfeldes von $800 \,\mu$ rad auf $50 \,\mu$ rad sorgt für eine Unterdrückung von etwa 1:256. Der Einbau eines Etalons beziehungsweise zweier Etalons sorgt für einen zusätzlichen Faktor 20 beziehungsweise 50 in der Blockung des Untergrundes (s. Abschnitt 5.6). Ein Polarisator kann weitere 50% Unterdrückung erreichen. Mit dem Ausbau der bestehenden Systeme am IAP Kühlungsborn sollen durchgehende Temperaturprofile von 30 bis 105 km kontinuierlich gemessen werden. Dies wäre weltweit einmalig.

Der Aufbau und die Justage eines neuen Nachweiszweiges für Tageslicht-Messungen sind Gegenstand dieser Arbeit. Dabei werden die Eigenschaften des als spektraler Filter dienenden Etalons zunächst im Labor untersucht. Weiterhin wird der Einfluss eines solch schmalbandigen Filters auf das Rayleigh-Signal und damit die gemessenen Temperaturen betrachtet. Mit dem Etalon im Nachweiszweig werden Messungen der Untergrund-Unterdrückung sowie der Temperaturen am Tag durchgeführt. Die optimale Dimensionierung eines zweiten Etalons wird berechnet.



Abbildung 1.5: Typisches Rayleigh-Signal nach 4000 Laserpulsen als Zählrate pro 200 m bei Nacht und nach Untergrundabzug. Weiterhin eingezeichnet ist die erwartete Zählrate des Untergrundes bei Tag mit den verschiedenen Maßnahmen zur Unterdrückung, welche von rechts nach links jeweils zusätzlich wirken. Mit dem Rauschniveau wird das statistische Rauschen nach dem Abzug des Untergrundes bezeichnet (s. Abschnitt 2.5.2).

2 Grundlagen

Jedes Lidar setzt sich aus einer Sendeeinheit und einem Empfangsteil zusammen. Die Sendeeinheit besteht aus einem leistungsstarken Laser, welcher kurze Lichtpulse aussendet.

Das Licht wird von den Luftmolekülen der Atmosphäre zurückgestreut, von einem Teleskop empfangen und in eine Glasfaser fokussiert. Durch sie gelangen die Photonen in den Nachweiszweig. Dort kann das Licht nach gewünschten Wellenlängen selektiert und die Photonen anschließend von empfindlichen Detektoren gezählt werden. Diese geben die Zählraten in Form von Spannungspulsen aus, welche wiederum von elektronischen Zählern zeitaufgelöst registriert werden. Für jeden Lichtpuls werden diese Daten von einem Mess-PC ausgelesen und zur Auswertung gespeichert. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau des RMR-Lidars am IAP Kühlungsborn.

Aus der Laufzeit der Photonen lässt sich die Höhe bestimmen, in der sie gestreut wurden. Für jeden Laserpuls ergibt sich so ein Höhenprofil des gestreuten Signals. Je nach genutztem Streuprozess kann die Temperatur auf unterschiedliche Weise aus den erhaltenen Daten berechnet werden.



Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des RMR-Lidars am IAP Kühlungsborn. Zeichnung: Monika Rauthe

2.1 Lidargleichung

Die von der Elektronik des Empfangszweiges registrierte Zählrate hängt von verschiedenen atmosphärischen Größen sowie gerätespezifischen Parametern ab. Sie wird durch die so genannte Lidargleichung beschrieben:

$$I(\lambda, z_i) = I_0(\lambda) \,\beta(\lambda, z_i) \,dz \,\eta(\lambda) \,T^2(\lambda, z_i) \,\frac{A}{4\pi \,z_i^2} \,o(z_i) + U_z.$$
(2.1)

Die einzelnen Größen der Gleichung sind in der folgenden Tabelle dargestellt.

- I_0 Intensität der vom Laser emittierten Pulse.
- $\beta(\lambda, z_i)$ Gesamter Volumenrückstreukoeffizient. Dieser setzt sich aus den einzelnen Rückstreukoeffizienten für Rayleigh-, Mie-, Raman- und Resonanz- Streuung zusammen:

$$\beta(\lambda, z_i) = \beta_{Ray}(\lambda, z_i) + \beta_{Mie}(\lambda, z_i) + \beta_{Ram}(\lambda, z_i) + \beta_{Res}(\lambda, z_i).$$

Die Resonanz-Streuung wird für Temperaturmessungen mit dem Resonanz-Lidar ausgenutzt, sie ist für das RMR-Lidar jedoch ohne Bedeutung, da es nicht auf einer Resonanzwellenlänge arbeitet. Die Mie-Streuung spielt nur für Atmosphärenschichten eine Rolle, in denen Aerosole vorhanden sind. Dies ist typischerweise unterhalb von 40 km der Fall [*Bingen et al.*, 2004]. Bei der Auswertung der Messdaten wird dies berücksichtigt und korrigiert. Im Höhenbereich zwischen 40 km und 90 km sind keine Aerosole vorhanden, wobei NLC die Ausnahme bilden. Dort können Rayleigh-Temperaturen nicht berechnet werden. Die Raman-Streuung ist ein inelastischer Prozess und spielt daher ebenso keine Rolle beim Rayleigh-Lidar.

Der Rückstreukoeffizient reduziert sich in dem Fall also auf $\beta(\lambda, z_i) = \beta_{Ray}(\lambda, z_i).$

- dz Größe eines Höhenintervalls. Bei den Lidars am IAP werden die an Luftmolekülen gestreuten Photonen in der Regel Höhenintervallen von dz = 200 m zugeordnet. Damit werden die einfallenden Photonen in Zeitintervallen von je $\delta t = 1,334 \,\mu$ s als Zählraten gespeichert. Die Höhe z_i ergibt sich mit der Lichtgeschwindigkeit $c \, zu \, z_i = i \, 2c \, \delta t$. Dabei gibt i die Nummer des jeweiligen Höhenintervalls an.
- $\eta(\lambda)$ Gerätekonstante. Diese beschreibt die Eigenschaften des Empfangszweiges, wie zum Beispiel Verluste an optischen Oberflächen und die Quanteneffizienz der Detektoren.

- $T^2(\lambda, z_i)$ Transmission der Atmosphäre. Licht, welches die Atmosphäre durchläuft, wird durch Streuung abgeschwächt. Vom Laser bis zum Empfangsteleskop durchläuft ein Laserpuls die Atmosphäre zweimal, daher geht die Transmission T quadratisch ein. Mit zunehmender Höhe nimmt die Extinktion aufgrund abnehmender Luftdichte ebenfalls ab. Oberhalb von 30 km gilt für Wellenlängen im Sichtbaren näherungsweise $T(\lambda, z_i) = 1$.
- A Fläche des Teleskops. Mit $A/(4\pi z_i^2)$ wird aus Sicht des Streuzentrums der Raumwinkel angegeben, der die Teleskopfläche einschließt. Die Intensität des vom Teleskop empfangenen Lichts nimmt daher quadratisch mit der Höhe des Streuzentrums ab.
- $o(z_i)$ Überlapp-Funktion. Zum einen ist der Laserstrahl nicht immer koaxial zum Sichtfeld des Empfangsteleskops, zum anderen kann das Nahfeld mit dem Teleskop nicht richtig abgebildet werden. Der Überlapp zwischen Empfangs- und Sende-Keule berücksichtigt dadurch entstehende Effekte.
- U_z Untergrund-Zählrate. Zusätzliches (höhenunabhängiges) Signal, welches durch Licht aus der Atmosphäre (Sonne, Mond), künstliche Beleuchtung oder durch Rauschen der Detektoren und Zähler zustande kommt.

2.2 Streumechanismen

Den für die Berechnung von Temperaturen entscheidenden Term in der Lidargleichung stellt der Volumenrückstreukoeffizient $\beta(\lambda, z_i)$ dar. Er setzt sich zusammen aus dem differentiellen Rückstreukoeffizienten $\frac{d\sigma_k}{d\Omega}(\lambda)$ und der Teilchenzahldichte $n_k(z_i)$, wobei der Index k die Teilchensorte und Ω den Winkel der Rückstreuung bezeichnet:

$$\beta(\lambda, z_i) = \sum_k \frac{d\sigma_k}{d\Omega}(\lambda) \, n_k(z_i). \tag{2.2}$$

Nach Young [1981] wird bei molekularer Streuung zwischen Rayleigh-Streuung und Vibrations-Raman-Streuung unterschieden. Die Rayleigh-Streuung wiederum kann in Rotations-Raman-Streuung und Cabannes-Streuung unterteilt werden.

Im quantenphysikalischen Bild wird bei der Streuung ein Photon absorbiert, wodurch ein Elektron des Moleküls oder Atoms in einen virtuellen oder reellen Zustand höherer Energie übergeht. Bei der anschließenden Relaxation wird wieder ein Photon abgegeben. Die Energie des abgegebenen Photons hängt davon ab, in welchen energetischen Zustand das Elektron zurück fällt, es kann in den Ausgangszustand oder in einen davon verschiedenen Zustand relaxieren.

2.2.1 Rayleigh-Streuung

Bei der Rayleigh-Streuung handelt es sich um die Kombination von Cabannesund Rotations-Raman- Streuung. Der differentielle Streuquerschnitt der Cabannes-Streuung ist wesentlich größer als bei der Rotations-Raman-Streuung. Er beträgt bei einer Wellenlänge von 532 nm für Luft $\frac{d\sigma^{Cab}}{d\Omega} = 5,96 \cdot 10^{-32} \text{ m}^2/\text{sr}$ gegenüber $\frac{d\sigma^{Rot}}{\Omega} = 0,152 \cdot 10^{-32}/\text{ m}^2/\text{sr}$ für Rotations-Raman-Streuung. Deren Anteil an der Rayleigh-Streuung beträgt demnach nur etwa 2,5% [*She*, 2001] und spielt daher für die so genannten Rayleigh-Kanäle des RMR-Lidars am IAP fast keine Rolle, wenn er nicht ohnehin außerhalb der Filterbandbreite liegt.

Zu beachten ist weiterhin, dass der differentielle Streuquerschnitt bei der Rayleigh-Streuung von der Wellenlänge des Lichts abhängt, es gilt $\frac{d\sigma_k}{d\Omega}(\lambda) \sim 1/\lambda^4$. Daher ist bei Lidaruntersuchungen anhand von Rayleigh-Streuung die Wellenlänge als Kompromiss aus technischer Realisierung eines leistungsstarken Lasers sowie großem differentiellen Streuquerschnitt (also kleiner Wellenlänge) zu wählen. Als weitere Einschränkung sind die Detektoren zu nennen, welche meistens eine geringere Quanteneffizienz im UV-Bereich besitzen.

Cabannes-Streuung

Bei der Cabannes-Streuung handelt es sich um einen elastischen Streuprozess. Ein Elektron wird durch Absorption eines Photons auf ein virtuelles Energieniveau gehoben. Bei der Relaxation fällt das Elektron auf das Ausgangsniveau zurück. Die Wellenlängen der absorbierten sowie emittierten Photonen sind also gleich.

Rotations-Raman-Streuung

Bei der Rotations-Raman-Streuung relaxiert das angeregte Elektron nicht in den Ausgangszustand, sondern in einen Zustand mit veränderter Rotationsquantenzahl. Für eingestrahltes Licht einer bestimmten Wellenlänge wird die Wellenlänge des emittierten Photons um den Betrag des Rotationsniveaus verschoben. Es handelt sich hierbei also um einen inelastischen Streuprozess.

Da die Energien der Rotationsniveaus temperaturabhängig sind, ist darauf zu achten, dass die spektralen Filter des Lidars so dimensioniert sind, dass sich der Anteil der Rotations-Raman-Streuung an der Rayleigh-Streuung nicht verändert. In Abbildung 2.2 ist das Rotations-Raman-Spektrum für Stickstoff und Sauerstoff bei einer Temperatur von 250 K dargestellt. Bei hinreichend schmalen spektralen Filtern, wie beim Rayleigh-Lidar des IAP Kühlungsborn verwendet, wird der Anteil der Rotations-Raman-Streuung an der Rayleigh-Streuung komplett unterdrückt. Aus historischen Gründen wird dennoch weiterhin von einem Rayleigh-Lidar und nicht von einem Cabannes-Lidar gesprochen.



Abbildung 2.2: Berechnetes Rotations-Raman-Spektrum nach Alpers et al. [2004]. Die vollen Halbwertsbreiten der eingezeichneten Interferenzfilter betragen 0,5 nm.

Rayleigh-Lidar

Bei einem Rayleigh-Lidar wird die Eigenschaft der Rayleigh-Streuung ausgenutzt, dass die Intensität des gestreuten Signals direkt proportional zur Dichte der Luft ist. Daher ergibt sich aus der Messung mit dem Rayleigh-Lidar zunächst ein vertikales Dichteprofil der Atmosphäre.

Aus diesem lässt sich dann mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung das Temperaturprofil berechnen. Die Temperatur wird daher indirekt gemessen. Für die korrekte Bestimmung ist ein Temperatur-Startwert notwendig. Dieser kann einer Referenzatmosphäre entnommen oder mit einem anderen Instrument gemessen werden. Da am IAP Kühlungsborn simultan Messungen mit einem Resonanz-Lidar durchgeführt werden, kann der Startwert aus dem damit erhaltenen Temperaturprofil verwendet werden. Dieser ist mit einem erheblich kleineren Fehler behaftet als ein entsprechender Wert einer Referenzatmosphäre, welche ausschließlich ein klimatologisches Mittel liefert. Aufgrund von Schwerewellen können die Abweichungen einer Referenzatmosphäre von den realen Temperaturen bis zu 30 K betragen, wie Abbildung 2.3 zeigt.

2.2.2 Vibrations-Raman-Streuung

Bei der Vibrations-Raman-Streuung handelt es sich wie bei der Rotations-Raman-Streuung um einen inelastischen Prozess. Bei der Relaxation fällt das Elektron in einen Zustand mit veränderter Vibrationsquantenzahl zurück. Die Wellenlängenänderungen liegen abhängig vom streuenden Molekül zwischen 20 und 100 nm. Der differentielle Streuquerschnitt ist mit $\frac{d\sigma^{Vib}}{d\Omega} = 5,22 \cdot 10^{-35} \text{m}^2/\text{sr}$ etwa zwei Größenordnungen kleiner als bei der Rotations-Raman-Streuung [*She*, 2001]. Dieser Streuprozess ist unabhängig von Aerosolvorkommen und kann zur Aerosol-Korrektur von Rayleigh-Signalen verwendet werden (s. Abschnitt 3.2.2).

2.2.3 Resonanz-Streuung

Bei der Resonanz-Streuung entspricht die Energie des einfallenden Lichts der Anregungsenergie eines Elektrons im Atom. Dieses geht also in eine Elektronenschale mit höherer Energie über und erreicht damit ein reelles Energieniveau. Bei der Relaxation in den stabilen Ausgangszustand wird ein Photon abgegeben, das die gleiche Energie besitzt, wie das eingestrahlte Licht. Der differentielle Streuquerschnitt ist bei der Resonanz-Streuung mit beispielsweise $\frac{d\sigma^{Res}}{d\Omega} = 7.6 \cdot 10^{-17} \text{ m}^2/\text{sr}$ für Kalium um 15 Größenordnungen höher als bei der Cabannes-Streuung. Daher sind Lidar-Messungen, die die Resonanzstreuung ausnutzen, bis in sehr große Höhen möglich [von Zahn und Höffner, 1996].

Resonanz-Lidar

Bei einem Resonanz-Lidar werden Temperaturen absolut gemessen. Dabei werden Resonanzübergänge mit bekannten Energien eines in der Atmosphäre vorkommenden Elements mit dem Laser abgetastet. Je nach vorherrschender Temperatur in der entsprechenden Luftschicht ist die Resonanz-Linie unterschiedlich stark dopplerverbreitert. Aus der mit dem Lidar gemessenen Dopplerbreite lässt sich die Temperatur bestimmen.

Bei den von dieser Art Lidar beobachteten Elementen handelt es sich um Metallatome, welche durch kosmischen Staub in Höhenbereichen zwischen 80 und 105 km abgelagert werden. Am IAP Kühlungsborn befindet sich ein stationäres Kalium-Lidar sowie ein transportables Eisen-Lidar. Die technische Herausforderung eines Resonanz-Lidars besteht hauptsächlich in der notwendigen hohen spektralen Auflösung, die zum Abtasten atomarer Linien notwendig ist. Bei dem untersuchten atomaren Übergang von Kalium handelt es sich um die K-D₁-Linie bei 770 nm. Diese wird mit einer Genauigkeit von 20 MHz, also weniger als 0,04 pm, untersucht [von Zahn und Höffner, 1996].

2.2.4 Mie-Streuung

Mit der Mie-Streuung wird die Wechselwirkung von Licht mit Teilchen beschrieben, deren Ausmaße etwa der Wellenlänge des Lichts entsprechen oder größer sind. Dieses sind in der Atmosphäre so genannte Aerosole, welche jedoch nur in Höhen bis maximal 40 km vorkommen. Die Ausnahme stellen NLC dar, welche in Höhen von 80 bis 86 km auftreten.

2.3 Hydrostatische Integration

Mit Hilfe der so genannten hydrostatischen Integration kann aus einem gemessenen Dichteprofil ein Temperaturprofil abgeleitet werden. In den zeitlichen und räumlichen Skalen, mit denen Temperaturen am IAP Kühlungsborn berechnet werden, kann ein hydrostatisches Gleichgewicht in der Atmosphäre angenommen werden. Erst auf wesentlich kleineren Skalen von einigen Metern gilt dieses nicht mehr (Turbulenz). Im Falle eines hydrostatischen Gleichgewichts lässt sich mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g(z) \qquad \text{bzw.} \qquad p_0 - p(z) = \int_{z_0}^z \rho(z) \cdot g(z) \cdot dz \qquad (2.3)$$

aus einem Dichteprofil das Temperatur
profil berechnen. Dabei ist z_0 die größte Höhe und p_0 der dazu gehörige Druck, das Integral wird also von oben nach unten berechnet.

Für den untersuchten Höhenbereich kann angenommen werden, dass das Mischungsverhältnis der Konstituenten der Luft mit der Höhe konstant ist. Die Dichte $\rho(z)$ kann damit durch die mittlere (höhenunabhängige) Molekülmasse \overline{m} sowie die Teilchenzahldichte n(z) ersetzt werden. Der Druck p(z) wird unter Anwendung der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase durch die Teilchenzahldichte n(z), die Boltzmannkonstante k_B und die Temperatur T(z) ausgedrückt:

$$\rho(z) = \overline{m} \cdot n(z) \qquad p(z) = n(z) \cdot k_B \cdot T(z). \qquad (2.4)$$

Damit ergibt sich eine Gleichung, mit der aus einem vorhandenen Dichteprofil ein Temperaturprofil berechnet werden kann:

$$T(z) = \frac{1}{n(z)} \left(n_0 \cdot T_0 - \frac{\overline{m}}{k_B} \int_{z_0}^z n(z) \cdot g(z) \cdot dz \right).$$
(2.5)

 T_0 ist dabei die notwendige Starttemperatur.

Aufgrund der direkten Proportionalität zwischen der Teilchenzahldichte und dem Lidar-Signal ist es möglich, die Temperaturen direkt mit den gemessenen Zählraten zu berechnen. Es werden keine absoluten, sondern nur relative Werte benötigt, da sich die Temperaturen aus Dichte-Quotienten berechnen.

Wird das Temperaturprofil von oben nach unten berechnet, wächst der rechte Term in Gleichung 2.5 nach wenigen Höhenkanälen über den linken. Der Einfluss der Starttemperatur und damit auch der ihres Fehlers wird so sehr schnell kleiner. Der Grund hierfür ist die geringe Dichte n_0 und die exponentielle Zunahme der Dichte mit abnehmender Höhe. In Abbildung 2.3 ist beispielhaft ein Temperaturprofil mit verschiedenen Starttemperaturen dargestellt. Der Einfluss der Starttemperatur nimmt kontinuierlich ab und ist nach 18 km kleiner als der statistische Fehler der Messung. Gleichzeitig wird deutlich, wie groß der Fehler





Abbildung 2.3: Rayleigh-Temperaturprofil, das mit verschiedenen Starttemperaturen (als Punkte eingezeichnet) berechnet wurde. Mit der Starttemperatur des gleichzeitig messenden Resonanz-Lidars (rot) bzw. der Referenzatmosphäre CIRA-86 (grau) ergeben sich unterschiedliche Temperaturprofile (hellgrün bzw. dunkelgrün) [Gerding et al., 2006].

2.4 Dopplerverbreiterung

Bei allen genannten Streumechanismen kommt es durch die thermische Bewegung der Teilchen zur so genannten Dopplerverbreiterung. Diese wird zur Temperaturberechnung beim Resonanz-Lidar ausgenutzt. Für das RMR-Lidar muss sie berücksichtigt werden.

Bewegt sich ein Teilchen mit der Eigengeschwindigkeit v_z vom Lidar weg oder darauf zu, so ist die emittierte Wellenlänge im Vergleich zur einfallenden Wellenlänge λ_0 aufgrund des Doppler-Effekts um $\delta\lambda_D$ verschoben. Ist die Geschwindigkeit der Teilchen nicht zu groß, gilt für die Verschiebung:

$$\delta\lambda_D = \lambda_0 \left(1 + \frac{v_z}{c} \right). \tag{2.6}$$

Die thermische Geschwindigkeit der Teilchen ist unterschiedlich groß. Aufgrund ihrer großen Anzahl folgt die Geschwindigkeitsverteilung $n_v(v_z)$ einer MaxwellBoltzmann-Verteilung:

$$n_v(v_z) dv_z = \frac{n}{v_w \sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{-v_z^2}{v_w^2}\right) dv_z.$$
(2.7)

Dabei ist $n_v(v_z)$ die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen die Geschwindigkeit v_z besitzt. Durch die Temperatur *T* wird die Geschwindigkeit mit der höchsten Wahrscheinlichkeit mit $v_w = \sqrt{2kT/M}$ gegeben. Die mittlere Molekülmasse von Luft ist $M = 4.81 \cdot 10^{-23}$ g.

Die Geschwindigkeit v_z in der Maxwell-Boltzmann-Verteilung kann durch die Gleichung 2.6 ausgedrückt werden. Gleichzeitig ist die Teilchenzahldichte n proportional zur absorbierten beziehungsweise emittierten Strahlung. Damit ergibt sich für das Intensitätsprofil einer doppler-verbreiterten Linie eine Gauss-Kurve [Demtröder, 1993]

$$I(\lambda) = I(\lambda_0) exp\left[-\left(\frac{(\lambda - \lambda_0)\sqrt{4ln(2)}}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right].$$
 (2.8)

Die Halbwertsbreite $\Delta \lambda_D$ der dopplerverbreiterten Linien ist dann

$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{M}}.$$
(2.9)

Werte für die Halbwertsbreite $\Delta \lambda_D$ des Dopplerspektrums liegen bei einigen pm.

Sowohl bei der Rayleigh-Streuung als auch bei der Resonanz-Streuung in den betrachteten Höhen spielt die Dopplerverbreiterung die entscheidende Rolle im Vergleich mit anderen Mechanismen, durch die spektrale Linien verbreitert werden. So beträgt die mittlere freie Weglänge der Luftteilchen in den betrachteten Höhen mehr als 0,1 mm. Mit Geschwindigkeiten von einigen 100 m/s beträgt die Zeit zwischen zwei Stößen über eine Mikrosekunde. Die Lebensdauer der angeregten Zustände liegt einige Größenordnungen darunter. Die so genannte Stoßverbreiterung spektraler Linien, welche auf Wechselwirkung von Molekülen während des Streuprozesses beruht, hat aus diesem Grund keinen Einfluss auf die Linienbreite. Ebenso ist die natürliche Linienbreite mit weniger als 0,03 pm wesentlich geringer als die Verbreiterung durch den Doppler-Effekt.

Zu beachten ist, dass die Dopplerverschiebung bei der Rayleigh-Streuung zweimal auftritt, bei der Absorption und bei der Emission des Photons. Daher muss in diesem Fall die Halbwertsbreite $\Delta \lambda_D$ mit dem Faktor zwei multipliziert werden.

2.5 Der Untergrund

2.5.1 Quellen des Untergrundes

Bei jeder Lidar-Messung existiert ein höhenunabhängiger Untergrund. Dies kann zum einen zusätzliches, nicht mit dem Laser synchronisiertes Licht sein, welches auf die Detektoren trifft. Zum anderen weisen die Detektoren eine so genannte Dunkelzählrate auf. Das bedeutet, dass selbst bei absoluter Dunkelheit zufällige Elektronenflüsse auftreten, die den von Photonen ausgelösten Strömen gleichen. Bei Lichteinfall sind die so entstehenden Zählereignisse nicht von denen der gewünschten Photonen zu unterscheiden. Die Dunkelzählrate ist temperaturabhängig, weshalb die Detektoren gekühlt werden.

Des Weiteren kommt es bei den Detektoren zum so genannten Nachleuchten. Dabei fällt die Zählrate bei hoher Belastung nicht sofort mit dem Signal auf Null. Die technisch möglichen Zählraten sollten aus diesem Grund nicht bis an deren Grenze ausgereizt werden.

Eine weitaus stärkere Quelle des Untergrundes ist Strahlung aus der Atmosphäre. Bei Nacht sorgen Mondlicht und künstliches Licht für eine zusätzliche Zählrate, jedoch beeinflusst dies die Messung nicht signifikant, da nur wenige Photonen pro 200 m und 4000 Laserpulse auftreten. In Abbildung 2.4 ist der mit einem aktuellen Nachweiszweig des RMR-Lidars gemessene Untergrund zusätzlich mit dem Sonnenstand dargestellt. Das Signal wurde auf den Untergrund des Rayleigh-Kanals für die Mesosphäre normiert. Mit Sonnenaufgang steigt der höhenunabhängige Untergrund schnell um bis zu sechs Größenordnungen (ohne Graufilter) an und macht Messungen von Temperaturen in Höhen über 40 km unmöglich.



Abbildung 2.4: Untergrund während der Nacht und bei Tag, mit dem RMR-Lidar am IAP Kühlungsborn gemessen. Zusätzlich eingezeichnet ist der Sonnenstand (gestrichelt).



Abbildung 2.5: Solares Spektrum für Luft für Wellenlängen zwischen 532 nm und 533 nm nach *Delbouille et al.* [1973], normiert

Die Sonne strahlt über einen weiten spektralen Bereich mit hoher Intensität Licht ab. Es handelt sich dabei näherungsweise um das Spektrum eines Schwarzkörper-Strahlers mit einer Temperatur von etwa 5800 K. In einigen Bereichen des Spektrums treten allerdings Einbrüche auf, welche zumeist in der Sonne entstehen. In der Photosphäre der Sonne vorkommende Atome sorgen durch Absorption bestimmter Wellenlängen für die so genannten Fraunhofer-Linien im Spektrum. In Abbildung 2.5 ist das Sonnenspektrum zwischen 532 und 533 nm dargestellt. Es weist einige Absorptionslinien auf, bei deren Wellenlängen die Intensität um bis zu einem Faktor neun abnimmt. Dies kann genutzt werden, wenn die Wellenlänge des Lidars in einem solchen Minimum liegt, da in diesem Fall der Untergrund geringer ist. Die spektralen Filter müssen schmal genug sein, um den (höheren) Untergrund außerhalb eines Fraunhofer-Minimums zu blocken (s. Kapitel 7). Die Halbwertsbreiten der in Frage kommenden Fraunhofer-Linien bei 532,111 nm und 532,206 nm betragen jeweils etwa 8 pm.

2.5.2 Untergrundabzug und Rauschen

Um die Temperaturen nicht fehlerhaft zu berechnen, muss der zeitunabhängige, konstante Untergrund vom gemessenen Signal abgezogen werden. Nach Gleichung 2.5 werden Temperaturen anhand von Dichte-Quotienten berechnet. Würde in jeder Höhe ein konstanter Wert zur Dichte n(z) addiert, so würden sich die Quotienten verändern und falsche Temperaturen zur Folge haben.

Um den Einfluss auf die Messung der Rayleigh-Streuung zu beseitigen, wird daher der Untergrund während der Messung permanent mitbestimmt und anschließend vom gemessenen Signal abgezogen. Die Zähler messen in der Zeit zwischen den Laserpulsen, wenn kein Messsignal mehr zu erwarten ist. Die Höhenkanäle reichen dadurch bis 200 km. Im Bereich zwischen 120 und 200 km hat das Rayleigh-Signal keinen Einfluss mehr. Bei der Auswertung wird das Untergrundsignal über diesen Bereich gemittelt und in allen Höhen von der Zählrate abgezogen.

Nach dem Abzug des Untergrundes verbleibt ein Rauschen, welches in jeder statistischen Messung vorkommt. Diese Messung unterliegt einer Poisson-Verteilung. Dann gilt für die Standardabweichung $\sigma = \sqrt{n}$, wobei *n* die Zählrate ist. Steigt also der Untergrund, so nimmt auch das Rauschen zu und das Signal-Rausch-Verhältnis wird kleiner (und damit schlechter). Bei einem mittleren Untergrund von 10⁶ Photonen pro 200 m und 4000 Laserpulsen ergibt sich ein Rauschen von $\sigma = 1000$, welches etwa dem Signal in 50 km Höhe entspricht. Um also Temperaturen bis in 90 km Höhe bestimmen zu können, muss der Untergrund bei Tageslicht auf ein Niveau von unter 10 Photonen pro 200 m und 4000 Laserpulsen reduziert werden (s. Abbildung 1.5).

3 Das RMR-Lidar am IAP Kühlungsborn

Das am IAP enwickelte RMR-Lidar ist seit Juni 1997 in Betrieb [Alpers et al., 1999]. Anfangs noch unter anderem für die Messung von Aerosol-Eigenschaften eingesetzt, dient es heute hauptsächlich der Untersuchung von Temperaturen zwischen 1 und etwa 90 km Höhe. Zusammen mit dem Kalium-Resonanz-Lidar bietet es die einmalige Möglichkeit, nachts durchgehende Temperaturprofile bis etwa 105 km Höhe mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung zu messen [Alpers et al., 2004].

3.1 Sendeeinheit

3.1.1 Aufbau

Die Sendeeinheit des RMR-Lidars am IAP in Kühlungsborn ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Sie besteht im Wesentlichen aus einem Nd:YAG-Laser (Nd:YAG für Neodym dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat), welcher Licht der Wellenlänge 1064,14 nm emittiert. Das Termschema des Nd:YAG-Kristalls ist in Anhang A dargestellt. Durch so genanntes Seeding wird der Nd:YAG-Laser auf der gewünschten Wellenlänge gehalten. Dabei wird das Licht eines spektral sehr schmalbandigen Lasers in den Resonator des Nd:YAG-Lasers eingekoppelt, wodurch dieser im Single-Mode-Betrieb läuft. Beim Seeder-Laser handelt es sich um einen Dioden-gepumpten, monolithischen Nd:YVO₄-Laser (Nd:YVO₄ für Neodym-dotiertes Yttrium-Orthovanadat).

Optisch gepumpt wird der Nd:YAG-Laser durch vier Blitzlampen mit einer Frequenz von 30 Hz. Die so entstehenden Laserpulse werden durch eine Güteschaltung hinsichtlich ihrer Dauer und Maximalintensität optimiert. Das bedeutet, dass die Güte und damit Verluste im Resonator gesteuert werden können. Mit einer geringen Güte findet keine Laseraktivität statt. Nach dem Einschalten einer Blitzlampe dauert es etwa $225 \,\mu$ s, bis die Besetzungsinversion ihren maximalen Wert erreicht hat. Erst dann wird die Güte für etwa $5 \,\mu$ s erhöht und die hohe Besetzungsinversion sorgt für einen kurzen Laserpuls mit sehr hoher Intensität.

Aufgrund der hohen Intensität der Pulse ist es möglich, nichtlineare optische Effekte zur Erzeugung zusätzlicher Wellenlängen auszunutzen. In einigen Kristallen werden durch die so genannte Doppelbrechung die erste Harmonische und die



Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Sendeeinheit des RMR-Lidars am IAP Kühlungsborn. Quelle: Dokumentation RMR-Lidar

zweite Harmonische der ursprünglichen Frequenz erzeugt. Der Nd:YAG-Laser am IAP liefert so mit Hilfe zweier KD*P-Kristalle (KD*P für Kaliumdeuterophosphat) drei Wellenlängen. Diese sind mit den zugehörigen Pulslängen und Pulsenergien in der folgenden Tabelle dargestellt:

Wellenlänge	$1064~\mathrm{nm}$	532 nm	$355~\mathrm{nm}$
Pulslänge	18 ns	12 ns	9 ns
Pulsenergie	$500 \mathrm{~mJ}$	400 mJ	200 mJ
Pulsleistung	$28 \ \mathrm{MW}$	$33 \ \mathrm{MW}$	$22 \ \mathrm{MW}$

Das Licht des Lasers wird zunächst über zwei piezo-gesteuerte Spiegel gelenkt, bevor der Durchmesser des Strahls mit Hilfe eines Aufweitungsteleskops (im Weiteren AWT) um den Faktor zehn vergrößert wird. Dies dient der Verringerung der Divergenz des Laserstrahls, denn für Durchmesser d und Divergenz div eines Gaußschen Lichtbündels gilt folgende Beziehung:

$$\frac{div_1}{d_2} = \frac{div_2}{d_1}.\tag{3.1}$$

Damit nimmt bei einer Aufweitung um den Faktor zehn die Divergenz um diesen Faktor ab. Die Divergenz des Laserstrahls wird vom Hersteller mit dem Wert $div_{Laser} < 0.5$ mrad für den vollen Winkel angegeben. Nach dem Aufweitungsteleskop sollte die Divergenz demnach bei etwa $div_{AWT} \approx 50 \,\mu$ rad liegen. Hinzu kommt noch zusätzliche Divergenz, die vom Aufweitungsteleskop selber verursacht wird. Ein exakter Wert für die gesamte Divergenz konnte bisher nicht bestimmt werden, da diese Messung in der Atmosphäre mit Glasfasern unterschiedlicher Kerndurchmesser durchgeführt werden muss. Diese sind noch nicht vorhanden.

Unmittelbar vor dem AWT wird etwa ein Prozent des Lichts mit einem Strahlteiler ausgekoppelt. Ein Teil davon dient der Strahlstabilisierung, welche dafür sorgt, dass die räumliche Lage des Lichtstrahls zwischen Laser und AWT konstant bleibt. Der ausgekoppelte Teilstrahl wird mit einer CCD-Kamera erfasst und über einen PC werden nach der Analyse des Kamera-Signals die beiden piezogesteuerten Spiegel nachgefahren. Diese Stabilisierung erfolgt mit einer Frequenz von etwa 15 Hz.

Um die Lichtpulse des Lasers direkt über einem der Empfangs-Teleskope senkrecht in die Atmosphäre zu leiten, werden die Pulse über drei Spiegel umgelenkt. Eines der Teleskope dient als Stabilisierung des Laserstrahls in der Atmosphäre. Mit einer darauf angebrachten CCD-Kamera wird die Lage des Laserstrahls in der Atmosphäre registriert und mit einem PC ausgewertet. Dieser steuert über Schrittmotoren den dritten Umlenkspiegel so, dass die Lage des Laserstrahls zu dem Teleskop und damit auch zu den anderen Teleskopen gleich bleibt. Am Tag ist das Licht des Laserstrahls für die Kamera ohne zusätzliche spektrale Filterung nicht vom Untergrund des Sonnenlichts zu unterscheiden. Daher funktioniert diese Strahlstabilisierung nur nachts.

3.1.2 Wellenlängendrift

Die Stabilisierung des Lasers durch einen Seederlaser hängt von der Stabilität des Seederlasers ab. Bei dem in dieser Arbeit eingesetzten Seederlaser ist neben einer Temperaturstabilisierung keine weitere Stabilisierung der Wellenlänge implementiert. Die Temperaturstabilisierung ist jedoch unzureichend und die Wellenlänge des Seederlasers unterliegt einer Drift. Für herkömmeliche Nachtmessungen noch ohne Bedeutung, muss diese Drift für die Verwendung eines spektralen Filters wie dem Fabry-Perot-Etalon mit einer Halbwertsbreite von wenigen Pikometern bekannt sein. Bei einer Drift um die Halbwertsbreite des Filters sinkt dessen Transmission bereits um 50%.

Da unbekannt ist, wie sich die Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers über mehrere Stunden verhält, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine permanente Wellenlängenmessung des Lasers eingerichtet. Zu diesem Zweck wird ein Teil des Lichts, welches zur Strahlstabilisierung verwendet wird, mit einem Strahlteiler ausgekoppelt und mit einem Kollimator auf eine Glasfaser fokussiert. Diese leitet das Licht zu einem Wellenlängenmeter (HighFinesse WM Ångström WS Ultimate MC4) weiter, mit dem sich die Wellenlänge einzelner Laserpulse mit einer Genauigkeit von etwa 0,03 pm messen lässt.

In Abbildung 3.2 sind drei dieser Messungen über einen Zeitraum von bis zu 8,5 h dargestellt. Der Zeitpunkt Null entspricht dem Einschalten des Lasers. Nach dem Einschalten nimmt die Wellenlänge innerhalb der ersten fünf Stunden



Abbildung 3.2: Zentrale Laser-Wellenlänge des RMR-Lidars über einen Zeitraum von 8,5 Stunden nach dem Einschalten: Messungen vom 30.03.2007 (grün), 01.04.2007 (blau) und 02.04.2007 (violett). Eine Verschiebung von 0 pm entspricht einer Wellenlänge von 532,2275 nm im Vakuum.

um etwa 2,5 pm ab. Ab der fünften Stunde ist sie auf weniger als 0,5 pm stabil bei einem Wert von 532,225 nm für Vakuum.

Mit dem vorhandenen Seederlaser muss im Rahmen dieser Arbeit für Messungen mit Etalon dessen Zentralwellenlänge in den ersten fünf Stunden nach dem Einschalten des Lasers nachjustiert werden. Bei längeren Messungen ist die Wellenlänge des Lasers stabil und eine weitere Justage des Etalons ist nicht notwendig. Um auf eine Justage des Etalons während einer Messung komplett verzichten zu können, ist ein auf 0,1 pm genau stabilisierter Seederlaser notwendig, dessen Einbau nicht Gegenstand dieser Arbeit ist.

3.2 Empfangseinheit

Der Empfangsteil eines Lidars besteht aus einem Teleskop und der Nachweisbank. Beim Teleskop des RMR-Lidars am IAP handelt es sich um einen konkaven Parabolspiegel, in dessen Brennpunkt der Kern einer Glasfaser platziert ist. Licht aus der Atmosphäre, welches auf die Spiegelfläche trifft, wird so auf den Kern der Glasfaser fokussiert. Durch diese Glasfaser wird das Licht zur Nachweisbank geleitet, wo die Photonen in verschiedenen Nachweiszweigen gezählt werden. Abbildung 3.3 zeigt den Aufbau der am IAP Kühlungsborn vorhandenen Nachweiszweige.

In der Nachweisbank befindet sich hinter den Glasfasern ein mechanischer

Chopper. Dieser sorgt dafür, dass Licht aus niedrigen Höhen, welches eine für die Detektoren zu hohe Intensität besitzt, abgeblockt wird. Es handelt sich dabei um ein Flügelrad mit vier Flügeln, welches sich mit einer Frequenz von etwa 6750 Hz dreht. Um die so genannte Chopperkante, also die Höhe ab der das Signal geblockt wird, konstant zu halten, wird der Laser durch den Chopper getriggert. Das Trigger-Signal wird durch eine Lichtschranke ausgelöst.

Die Funktionsweise der verschiedenen Nachweiszweige ist im Wesentlichen gleich. Das Licht, welches aus der Glasfaser kommt, wird zunächst mit einer Linse parallelisiert und kann mit Hilfe dichroitischer Strahlteiler nach Rayleigh/Mie- und Raman-Wellenlängen selektiert werden. Unerwünschtes Licht wird durch einen Interferenzfilter unterdrückt, bevor eine weitere Linse das parallele Licht auf die Fläche eines Detektors fokussiert. Je nach Atmosphäreneigenschaften während einer Messung ist das Signal unterschiedlich stark. Um die Detektoren vor zu hohen Intensitäten zu schützen, können mit Hilfe motorisierter Filterräder zusätzliche Abschwächer (Graufilter) in den Lichtweg gefahren werden.

Die weitere Beschreibung gilt für den Temperatur-Messmodus. Zu anderen Messmodi kann die Verwendung der einzelnen Nachweiszweige davon abweichen.

3.2.1 Rayleigh-Empfangs-Kanäle

Als Rayleigh-Kanäle werden die beiden Kanäle der Wellenlänge 532 nm für die Stratosphäre und die Mesosphäre bezeichnet. Aus dem Rayleigh-Signal des Mesosphären-Kanals werden die Temperaturen für den Höhenbereich von 90 - 45 km berechnet, unterhalb von 50 km wird mit dem Stratosphären-Kanal gemessen. Die beiden Kanäle haben also einen vertikalen Überlapp von fünf Kilometern, weshalb der höhere Rayleigh-Kanal den Startwert für den niedrigen Rayleigh-Kanal liefert.

Als technische Besonderheit wird im Mesosphären-Kanal ein High-Sensitive-Photomultiplier (Hamamatsu H7421-40) verwendet, welcher für 532 nm eine Quanteneffizienz von 27% besitzt und damit effektiver ist als herkömmliche Photomultiplier mit einer Quanteneffizienz von 16%.

Beim im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Tageslichtzweig handelt es sich ebenfalls um einen Rayleigh-Kanal.

3.2.2 Weitere Empfangs-Kanäle

Neben den Rayleigh-Kanälen für 532 nm existieren noch verschiedene weitere Nachweiszweige. So dient der Kanal im UV bei der Wellenlänge von 355 nm der exakten Bestimmung und Kontrolle der Totzeit des Detektors des hohen Rayleigh-Kanals bei 532 nm [*Alpers et al.*, 2004].

Um den Einfluss von Aerosolen unterhalb von 40 km auf die Messung des Rayleigh-Signals zu korrigieren, wird zusätzlich bei 608 nm das Vibrations-Raman-Signal von Stickstoff (N_2) detektiert. Dieses Signal ist proportional zur Molekül-



Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Nachweiszweige des RMR-Lidars am IAP Kühlungsborn. Quelle: Dokumentation RMR-Lidar

dichte, während mit dem Rayleigh-Kanal die Summe der elastischen Streuung an Molekülen und Aerosolen gemessen wird. Aus dem Verhältnis von N_2 -Raman-Signal und Rayleigh-Signal wird das Nachtmittel für die Aerosol-Rückstreuung gebildet und das Rayleigh-Signal damit korrigiert.

Unterhalb von 20 km spielt die Extinktion von Strahlung eine nicht mehr zu vernachlässigende Bedeutung und Temperaturen können nicht mehr korrekt aus einem Rayleigh-Signal bestimmt werden. Um dennoch Temperaturprofile bis herunter zu einem Kilometer Höhe zu erhalten, wird die Rotations-Raman-Streuung bei 529,1 nm und 530,4 nm detektiert. Das Verhältnis dieser Kanäle ist proportional zur Temperatur im entsprechenden Höhenkanal [*Vaughan et al.*, 1993]. Die Methode ist unabhängig von der Extinktion, welche beide Kanäle gleichermaßen beeinflusst.

Noch in der Testphase für die Messung der reinen Temperaturvariation ist der so genannte XLow-Kanal, welcher die elastische Streuung in Höhen über 11 km misst.

4 Der neue Tageslicht-Kanal

Für zukünftige Tageslichtmessungen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Nachweiszweig aufgebaut. Dabei wurden außerdem die Eigenschaften von Glasfasern unterschiedlicher Durchmesser und des verwendeten Teleskops untersucht.

In diesem Abschnitt werden die Komponenten des neuen Empfangszweigs und deren Aufbau beschrieben. Die besondere Herausforderung besteht in einer Justage, welche für den Einsatz eines Etalons im Nachweiszweig erforderlich ist. Auf das Etalon und dessen Eigenschaften wird in Kapitel 5 genauer eingegangen. Abbildung 4.1 zeigt den neu entwickelten Nachweiszweig, in Abbildung 4.3 ist der schematische Aufbau dargestellt.



Abbildung 4.1: Neu aufgebauter Tageslicht-Kanal des RMR-Lidars mit Lichteinkopplung von rechts durch die Glasfaser

4.1 Teleskop und Glasfaser

Der Durchmesser des im Teleskop verwendeten Spiegels beträgt d = 80 cm bei einer Brennweite von f = 3,26 m. Durch ein starres Kohlefaser-Gestell ist die Halterung für die Glasfaser über dem Spiegel angebracht. Mit Hilfe von Piezo-Motoren kann die Position der Faser im Fokus des Spiegels mit der benötigten Genauigkeit eingestellt werden.

Um das gesamte auf die Spiegelfläche treffende Licht mit der Faser zu erfassen, muss das Sichtfeld der Glasfaser die gesamte Empfangsfläche des Teleskops einschließen (s. Abbildung 4.2). Der halbe Öffnungswinkel α der Faser ist durch die Numerische Apertur NA_F gegeben mit

$$NA_F = \sin \alpha. \tag{4.1}$$

Aus den Maßen des Spiegels ergibt sich für die Numerische Apertur

$$NA_{Sp} = \sin \alpha \approx \tan \alpha = \frac{d}{2f} \approx 0.12. = NA_F$$

Für die hier durchgeführten Messungen werden deswegen Stufenindex-Glasfasern mit $NA_F = 0.12$ verwendet.



Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des Teleskops und wichtige Kenngrößen

Der Kerndurchmesser der Faser d_{Faser} bestimmt zusammen mit der Brennweite des Spiegels f dessen Sichtfeld FOV (englisch für Field Of View) (s. Abbildung 4.2):

$$FOV = \frac{d_{Faser}}{f}$$

Damit wird der Grenzwinkel bezeichnet, unter dem einfallendes Licht aus der Atmosphäre auf den Kern der Glasfaser fokussiert wird. Das Sichtfeld muss groß genug sein, um das vom Laser in der Atmosphäre ausgeleuchtete Gebiet zu erfassen und dabei gleichzeitig minimiert werden, um eine geringe Untergrund-Strahlung zu erhalten. Diese ändert sich in demselben Maße, wie das in der Atmosphäre vom Teleskop erfasste Gebiet.

Ist der Laserstrahl genau über dem Teleskop platziert, so sollte dessen Sichtfeld genau den Winkel einschließen, der durch die Divergenz des Strahls gegeben ist. In dem Fall überlappen Sende- und Empfangs-Keule des Lidars.

Das verwendete Teleskop ist um etwa drei Meter zum Laserstrahl versetzt und muss daher verkippt werden, um den Strahl zu erfassen. Aus diesem Grund und weil die Laserdivergenz nicht exakt bekannt ist, muss die optimale Größe des Sichtfeldes experimentell bestimmt werden.

Bei Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden Fasern mit Durchmessern von $600 \,\mu\text{m}$ sowie $400 \,\mu\text{m}$ verwendet. Damit berechnet sich ein Teleskop-Sichtfeld von $FOV(600) = 186 \,\mu\text{rad}$ beziehungsweise $FOV(400) = 124 \,\mu\text{rad}$.



Abbildung 4.3: Schemazeichnung des neu aufgebauten Tageslicht-Kanals des RMR-Lidars

4.2 Einkopplung in den Nachweiszweig

Bei der Einkopplung des aus der Faser tretenden Lichts in die Nachweisbank kann für den neuen Tageslichtkanal auf den mechanischen Chopper verzichtet werden, da die Blockung direkt am Detektor gesteuert wird (s. Abschnitt 4.4).

Für die Halterung der Faser und der ersten Linse dient ein Käfigsystem (s. Abbildung 4.1). Dadurch wird gewährleistet, dass sich der Kern der Faser ebenso auf der optischen Achse befindet wie die Parallelisierungslinse. Des Weiteren kann letztere auf der optischen Achse verschoben werden, ohne dabei zu verkippen. Um die Faser so zu justieren, dass der austretende Lichtstrahl zentriert auf der optischen Achse verläuft, kann der Winkel des kinematisch gelagerten Faserhalters mit Mikrometerschrauben verändert werden.

Zur Parallelisierung des aus der Faser austretenden Lichts muss eine Sammellinse in der Entfernung ihrer Brennweite vor der Faser platziert werden. Die Wahl von Brennweite und Durchmesser der Linse unterliegt mehreren Einschränkungen. Die Randbedingungen gibt das Etalon vor. Dessen optimale Eigenschaften sind nach Angaben des Herstellers bis zu einer ausgeleuchteten Apertur (Strahldurchmesser) von 25 mm (oder darunter) gegeben. Gleichzeitig ist die Restdivergenz des Strahlenbündels zu minimieren, wie in Kapitel 5 näher erläutert wird. Diese ist um so geringer, je schwächer die Oberflächenkrümmung der Linse beziehungsweise je größer die Brennweite ist. Eine größere Brennweite bewirkt jedoch einen größeren Strahldurchmesser, was die optimalen Eigenschaften des Etalons herabsetzt.

Mit dem gegebenen Austrittswinkel des Lichts aus der Faser und dem maximalen Durchmesser $d_2 = 25 \text{ mm}$ des parallelen Lichtbündels hinter der Linse lässt sich die maximale Brennweite f_{max} berechnen. Der halbe Austrittswinkel α des Lichts aus der Faser lässt sich mit der gegebenen Numerischen Apertur NA_F berechnen und beträgt $\alpha = 6,89^{\circ}$. Dann gilt für die Brennweite

$$\tan \alpha = \frac{d_2/2}{f_{max}} \qquad \Rightarrow \qquad f_{max} = \frac{12.5 \text{ mm}}{\tan(6.89^\circ)} = 103 \text{ mm}$$

Für den neuen Nachweiszweig wird eine achromatische Bikonvexlinse der Firma Melles Griot mit der Bezeichnung LAG 0124 verwendet. Die Brennweite dieser Linse beträgt $f_L = 100$ mm. Es ergibt sich ein Strahldurchmesser von $d_2 = 24,17$ mm hinter der Linse.

Für die Eigenschaften des Etalons ist es wichtig, die Restdivergenz des Lichtstrahls zu kennen. Diese ist mit dem Durchmesser der Lichtquelle sowie dem des Strahls nach dem Aufweiten gegeben. Die Lichtquelle im Nachweiszweig ist die Fläche des Glasfaserkerns, welche einen Durchmesser d_1 von 600 μ m beziehungsweise 400 μ m hat. Die Divergenz div_{R2} des Strahls nach der Aufweitung lässt sich mit Gleichung 3.1 berechnen. Die Divergenz des aus der Faser austretenden Strahls ist durch den Austrittswinkel von $div_{R1} = 6,89^{\circ} = 0,12$ mrad gegeben. Die Restdivergenz div_{R2} ist also:

 $div_{R2}(600 \,\mu\text{m}) = 3 \,\text{mrad}$ bzw. $div_{R2}(400 \,\mu\text{m}) = 2 \,\text{mrad}.$

Ein weiterer Grund für einen nach Möglichkeit geringen Durchmesser der Glasfaser ist durch die geringe Größe der Detektorfläche gegeben. Die Fokussierung des Lichts auf diese Fläche wird wesentlich vereinfacht, wenn die ursprüngliche Lichtquelle, also der Glasfaserkern, einen geringen Durchmesser hat (s. Abschnitt 4.4).

Es ist zu beachten, dass der Kerndurchmesser der Glasfaser zusammen mit der Spiegelbrennweite das Sichtfeld des Empfangsteleskops bestimmt. Dieses muss so groß sein, dass das vom Laser in der Atmosphäre ausgeleuchtete Gebiet komplett erfasst wird (s. Abschnitt 4.1). Für minimalen Untergrund, geringe Restdivergenz im Nachweiszweig sowie die Fokussierung auf die Detektorfläche hingegen ist der minimal mögliche Kerndurchmesser zu wählen.

4.3 Interferenzfilter und Etalon

Als spektraler Filter dient ein Fabry-Perot-Etalon in Kombination mit einem Interferenzfilter. Auf Funktionsweise und Eigenschaften des Etalons wird in Kapitel 5 eingegangen.

Beim Interferenzfilter handelt es sich um dünne teilreflektierende Schichten, welche auf Glassubstrat aufgebracht sind. Durch Vielstrahlinterferenz entstehen so schmale Transmissionsmaxima. Unerwünschte Wellenlängen außerhalb des zentralen Transmissionsmaximums werden mit Hilfe dielektrischer Schichten unterdrückt. Diese lassen je nach spektraler Breite die Maximaltransmission sinken, weshalb die Bandbreite eines Interferenzfilters nicht beliebig schmal gewählt werden kann.

Beim verwendeten Interferenzfilter handelt es sich um einen so genannten Zwei-Kavitäts-Interferenzfilter. Das heißt, dass jeweils zwei reflektierende Schichten auf dem Substrat aufgebracht sind, wodurch die Flanken der Transmissionskurve


Abbildung 4.4: Vom Hersteller (Barr Associates, Inc.) gemessene Transmissionskurve des verwendeten Interferenzfilters

steiler werden und die Blockung außerhalb der Transmission sehr hoch ist. Die Halbwertsbreite beträgt 130 pm, die maximale Transmission liegt bei 77%. In Abbildung 4.4 ist die Transmissionskurve des verwendeten Interferenzfilters dargestellt.



Abbildung 4.5: Etalon-Gehäuse, auf Fünf-Achsen-Tisch montiert

Die zentrale Wellenlänge von 532,09 nm gilt für senkrechten Einfall des Lichts und kann durch Verkippen des Interferenzfilters zu längeren Wellenlängen hin verschoben werden. Im Nachweiszweig ist der Interferenzfilter daher mit einem Kipphalter montiert.

Der Einsatz eines Fabry-Perot-Etalons stellt hohe Anforderungen an dessen Einbau und Justage. Um die spektrale Stabilität zu gewährleisten, ist das Etalon in ein druckdichtes Gehäuse aus Edelstahl eingebaut (s. Abbildung 4.5), welches im Auftrag des IAP gefertigt wurde. Die Fenster des Gehäuses besitzen eine Entspiegelung für die gewünschte Wellenlänge und weisen für 532 nm eine Reflektivität von R < 0,002 auf. Der Durchmesser der Fenster beträgt 27 mm und ist damit etwas größer als die optimal ausgeleuchtete Fläche des Etalons selber.

Direkt an das Gehäuse angeschweißt ist ein Faltenbalgventil, welches nach Angaben des Herstellers eine maximale Leckrate von $4 \cdot 10^{-9}$ cm³/s aufweist. Über eine Perfusor-Leitung kann mit einer handelsüblichen Spritze aus der Medizin-Technik der Druck im Innern des Gehäuses über einen Bereich von mehreren Hundert Hektopascal variiert werden. Des Weiteren sind im Gehäuse Heizschlangen und Temperaturfühler installiert, durch welche die Temperatur mit einem Temperatur-Controller auf besser als 0,1 K genau stabil gehalten werden kann. Der Zusammenhang zwischen Druck- sowie Temperaturänderung und der Lage der Transmissionswellenlänge ist in Abschnitt 5.2 dargestellt.

Im Nachweiszweig ist das Etalon auf einem so genannten Fünf-Achsen-Tisch montiert. Damit sind Translations- und Rotations-Bewegungen mit einer Genauigkeit von wenigen Mikrometern möglich. Für die ersten Messungen ist das Gehäuse mit einem Magnetfuß auf dem Fünf-Achsen-Tisch befestigt, um ein schnelles Aus- und Einbauen ohne Neujustage zu ermöglichen.

Ein auf weniger als 0,1 pm stabiler CW-Laser mit einer Halbwertsbreite von wenigen Femtometern wird zur Justage verwendet. Über eine Single-mode-Faser wird dessen Licht entweder über den Spiegel des Teleskops oder direkt in dessen Glasfaser eingekoppelt und so zur Nachweisbank geleitet. Durch die direkte Einkopplung ist die Intensität des Lichts in der Nachweisbank sehr hoch, was eine Justage des Etalons mit dem Auge vereinfacht. Die Einkopplung über das Teleskop hingegen simuliert die Eigenschaften bei einer Lidar-Messung und erfordert den Einsatz elektronischer Detektoren.

4.4 Detektoren

Bei Tageslichtmessungen nimmt die Intensität des Signals aufgrund der zusätzlichen spektralen Filter im Vergleich zur Nacht ab, weshalb die Detektoren noch empfindlicher sein müssen. Im neuen Tageslichtkanal werden so genannte Lawinendioden verwendet (im Weiteren APD für Avalanche (englisch: Lawine) Photo Diode) (s. Abbildung 4.6, links). Diese weisen im Gegensatz zu den Photomultipliern eine höhere Quanteneffizienz auf. Sie liegt für 532 nm bei etwa 60% und ist damit mehr als doppelt so groß wie beim High-Sensitive-Photomulitiplier des Mesosophärenkanals (s. Abbildung 4.6, rechts).

Die Detektorfläche einer APD besteht aus einer Halbleiterschicht mit einem p-n-Übergang, an welchem eine Spannung von 5 V anliegt. Trifft ein Photon mit ausreichender Energie auf diese Schicht, wird dort ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Aufgrund der angelegten Spannung wird das Elektron-Loch-Paar im jeweiligen Band stark beschleunigt und erzeugt durch Stöße weitere Elektron-Loch-Paare. Die so entstehende lawinenartige Zunahme von Ladungsträgern bewirkt einen ausreichend starken Strompuls, der detektiert werden kann. Für jedes Zähl-Ereignis gibt die APD einen so genannten TTL-Puls ab, welcher von



Abbildung 4.6: Links: APD im Nachweiszweig (Lichteinfall von rechts). Rechts: Vom Hersteller (EG&G Optoelectronics) angegebene Quanteneffizienz der verwendeten APD

der Zählelektronik sehr einfach verarbeitet werden kann.

Aus technischen Gründen ist die Detektorfläche der verwendeten APD für Einzelphotonenzählung (EG&G, Typ SPCM-AQR-14) sehr klein. Sie beträgt im Durchmesser 175 μ m. Der Grund dafür ist, dass mit zunehmender Fläche die Kapazität des Halbleiters steigt, was die zeitliche Auflösung verschlechtern würde. Des Weiteren wäre die Dunkelzählrate höher.

Ein weiteres Problem ist die starke Wärmeentwicklung im Betrieb. Die Dunkelzählrate hängt stark von der Temperatur ab. Bei hohen Zählraten über etwa 200 kHz zeigen die APDs nichtlineare Eigenschaften, die das Signal beeinträchtigen. Wegen der pulsartigen Belastung im Betrieb ist der Untergrund nicht konstant, sondern schwingt aufgrund der sich verändernden Dunkelzählrate. Um die entstehende Wärme abzuleiten, ist die APD mit einem passiven Kühlkörper verbunden.

Die kleine Detektorfläche stellt eine Herausforderung bezüglich der Justage dar. APD und Kühlkörper sind daher auf einem Fünf-Achsen-Tisch montiert, mit welchem sich die Lage der APD auf einige Mikrometer genau einstellen lässt. Die APD wird in den Fokus zweier Linsen justiert, welche das parallele Licht hinter dem Etalon bündeln. Diese sind fest in der Nachweisbank angebracht.

Um das Licht auf einen genügend kleinen Brennfleck (Detektorfläche) zu fokussieren, ist eine sehr kleine Brennweite notwendig. Die leuchtende Fläche des Glasfaserkerns mit einem Durchmesser von $600 \,\mu\text{m}$ beziehungsweise $400 \,\mu\text{m}$ muss nach der Parallelisierung auf einen Durchmesser von nur $175 \,\mu\text{m}$ abgebildet werden. In einem Linsen-System verhalten sich Gegenstandsgröße und Bildgröße so zueinander wie die entsprechenden Brennweiten [*Bergmann und Schaefer*, 1987]. Das Verhältnis von Bildgröße und Gegenstandsgröße beträgt $175 \,\mu\text{m}/600 \,\mu\text{m} = 0.29$. Bei einer Brennweite der ersten Linse von 100 mm muss die Brennweite der zweiten Linse also 29 mm unterschreiten.

Je kleiner die Brennweite einer Linse ist, umso größer werden bei Fokussierung

die Winkel der Strahlen zur optischen Achse. Bei sphärischen Linsen tritt dann ein Linsenfehler, die so genannte sphärische Aberration, auf [*Gerthsen et al.*, 1989]. Achsferne Strahlen werden dabei im Vergleich zu achsnahen Strahlen zu stark gebrochen und der Fokus der Linse verwischt. Um das Problem zu beheben, werden so genannte asphärische Kondensorlinsen verwendet. Im neuen Nachweiszweig sind zwei dieser Linsen direkt hintereinander angeordnet, um eine besonders kurze Brennweite von etwa 20 mm zu erreichen.

Vor dem Etalon kann ein Strahlteiler platziert werden, der 20% des auftreffenden Lichts reflektiert. Dieses Licht wird mit einer Linse auf einen Photomultiplier fokussiert. Das Signal dieses Detektors kann als Referenz benutzt werden, um die Transmission des Etalons direkt während der Messung zu ermitteln.

Beide Detektor-Typen weisen eine so genannte Totzeit auf. Diese charakterisiert die Zeitspanne, in der nach einem Zählereignis ein zweites Ereignis vom Detektor nicht registriert werden kann. Tritt nach einem Zählereignis innerhalb der Totzeit ein zweites Photon auf den Detektor, so wird dieses also nicht mitgezählt und die gemessene Zählrate ist niedriger als die reale Zählrate. Bei der hier verwendeten APD beträgt die Totzeit nach Angaben des Herstellers 44,6 ns, für den Photomultiplier ist der Wert wesentlich geringer. Für hohe Zählraten ist beim Lidar eine Totzeitkorrektur notwendig, um aus der zu niedrig erscheinenden Zählrate nicht falsche Temperaturen zu berechnen.

Für die APD kann auf einen mechanischen Chopper verzichtet werden, da sie durch einen so genannten Gating-Puls gesteuert wird. Nur für die Dauer dieses Spannungspulses ist die APD eingeschaltet. Bei ausgeschalteter APD kann diese nicht überlastet und somit beschädigt werden.

4.5 Zählelektronik und Mess-PC

Sowohl die TTL-Pulse der APD als auch die Pulse des Photomultipliers werden mit einer am IAP entwickelten Elektronik erfasst. Für die APD des neuen Tageslichtkanals wurde eine eigene Elektronik entwickelt. Diese fasst die Zählraten in Zeitintervallen von 334 ns zusammen. Das entspricht einer Höhenauflösung in der Atmosphäre von 50 m. Mit insgesamt 4096 Höhenkanälen wird das Signal bis zu einer Höhe von 205 km aufgenommen.

Direkt in der Sendeeinheit hinter dem Laser befindet sich eine zur Zählelektronik gehörende Photodiode. Diese misst den Zeitpunkt der Emission des Laserpulses, damit die Laufzeiten der Pulse korrekt bestimmt werden.

Nach jedem Laserpuls werden die Zähler vom Mess-PC ausgelesen. Mit dem am IAP entwickelten Messprogramm werden wahlweise 1000 oder 4000 Pulse zusammenaddiert und gespeichert. Die Photonen werden jeweils in Höhenkanälen von 50 m oder 200 m gespeichert.

5 Das Fabry-Perot-Etalon

Für die Unterdrückung des Tageslichts sind sehr gute spektrale Filter notwendig. Ein Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 130 pm reicht für Nachtmessungen vollkommen aus. Die für Tageslicht notwendige Halbwertsbreite von wenigen Pikometern ist mit einem Interferenzfilter jedoch nicht erreichbar, da dessen Transmission in diesem Fall viel zu gering wäre. Daher wird ein Fabry-Perot-Etalon in Kombination mit einem Interferenzfilter eingesetzt. Ein Fabry-Perot-Etalon ist technisch schwierig zu realisieren und stellt hohe Anforderungen an die Justage. Bei richtiger Handhabung kann es jedoch eine hohe Transmission bei einer sehr geringen Halbwertsbreite liefern. Im folgenden Kapitel werden die Funktionsweise und Eigenschaften eines Etalons erläutert. Der Einfluss des spektral schmalbandigen Filters auf die Temperaturmessung wird genauer untersucht.

5.1 Theorie

Ein Etalon ist ein spektraler Filter, bei welchem durch Vielstrahl-Interferenz schmale Transmissionsmaxima entstehen. Es handelt sich um zwei teilreflektierende Spiegel, welche in einem Abstand d zueinander angeordnet sind. Licht, welches zwischen die Spiegel gelangt, wird dort mehrfach reflektiert. Bei bestimmten Frequenzen des zwischen den Spiegeln hin- und herlaufenden Lichts bilden sich durch Resonanz Maxima der Intensität. Der Frequenzabstand dieser Resonanzfrequenzen wird durch so genannte Moden festgelegt, wobei zwischen transversalen und longitudinalen Moden unterschieden wird. Die transversalen Moden werden durch die Krümmung der Spiegel festgelegt. Je schwächer die Krümmung ist, desto geringer ist der Frequenzabstand transversaler Moden. Um voneinander abweichende Resonanzfrequenzen verschiedener transversaler Moden auszuschließen, handelt es sich bei dem in dieser Arbeit verwendeten Filter um ein Fabry-Perot-Etalon, welches aus planen Spiegeln besteht. So werden die Resonanzfrequenzen allein durch die longitudinalen Moden und damit den Abstand d der Spiegel sowie den Brechungsindex des Mediums zwischen den Spiegeln festgelegt.

Der Brechungsindex des Materials zwischen den Spiegeln sei n. Es wird für den Idealfall angenommen, dass sowohl bei Reflexion als auch bei Transmission keine Verluste auftreten. An jedem einzelnen Spiegel wird das Verhältnis der Feldstärke des transmittierten zur einlaufenden Welle mit t bezeichnet, und das Verhältnis der reflektierten zur einlaufenden mit r. Für die Reflektions- und



Abbildung 5.1: Strahlengang bei einem Etalon. Der einlaufende Lichtstrahl u_0 wird an den teilreflektierenden Platten transmittiert (Strahlen u_i) oder reflektiert (Strahlen v_i). Der dargestellte Einfallswinkel ist zeichnerisch bedingt.

Transmissions-Koeffizienten gilt dann $R = r^2$ und $T = t^2$ sowie R + T = 1.

Eine zwischen den Spiegeln hin- und herlaufende Lichtwelle erfüllt die Resonanzbedingung dann, wenn gilt:

$$2nd = k\lambda \quad \text{mit} \quad k \in \mathbb{N}.$$
 (5.1)

Zur Herleitung der genauen Transmissionsfunktion eines Etalons wird angenommen, dass wie in Abbildung 5.1 von links eine Lichtwelle in die Anordnung eingestrahlt wird. Der Einfallswinkel ist dabei 0° und nicht wie in der Grafik aus zeichnerischen Gründen dargestellt. Die Feldstärken der reflektierten Teilstrahlen werden mit v_i , die der transmittierten mit u_i (mit $i \neq 0$) bezeichnet. Die Summe der Teilstrahlen bildet jeweils den reflektierten Strahl v oder den transmittierten Strahl u.

Daraus lassen sich die relative Leistungsreflektion \mathcal{R} sowie die relative Leistungstransmission \mathcal{T} als Quadrate der Feldstärken bilden:

$$\mathcal{R} = |v/u_0|^2 \qquad \mathcal{T} = |u/u_0|^2.$$

In die Feldstärken der Teilwellen geht neben den Spiegelkoeffizienten noch der Phasenwinkel ϕ aufgrund der Laufstrecke zwischen den Spiegeln ein:

$$\phi = 2\pi \cdot \frac{2nd}{\lambda}.\tag{5.2}$$

Für die relative Leistungstransmission ergibt sich nach Aufsummieren der Teil-



Abbildung 5.2: Transmissionsfunktion eines idealen Etalons bzw. Airy-Funktion mit FSR=120 pm und FWHM=4 pm

wellen u_i und Vereinfachen eine Transmissionsfunktion \mathcal{T} :

$$u_1 = u_0 tt \qquad u_2 = u_0 ttrr \cdot e^{i\phi} = u_1 r^2 \cdot e^{i\phi} = u_1 R \cdot e^{i\phi} \qquad u = \sum_{i=1}^{\infty} u_i$$

$$\mathcal{T} = \left| \frac{u}{u_0} \right|^2 = \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad \text{mit} \quad F = \frac{4R}{(1 - R)^2}.$$
 (5.3)

In Abbildung 5.2 ist diese so genannte Airy-Funktion dargestellt. Der Abstand zwischen zwei Maxima der Airy-Funktion wird als Freier Spektralbereich (im Folgenden FSR für free spectral range) bezeichnet. Dieser lässt sich berechnen, wenn für den Phasenwinkel (s. Gleichung 5.2) $\phi = 2\pi$ angenommen wird. Es ergibt sich für den FSR ein fester Frequenzabstand

$$\nu = \frac{c}{2nd} = FSR. \tag{5.4}$$

Für kleine Wellenlängen im Vergleich zum Spiegelabstand kann auch auf der Wellenlängenskala angenommen werden, dass die Resonanzen äquidistant liegen.

Die Halbwertsbreite FWHM der Transmissionsmaxima kann mit Hilfe der Reflexionsfinesse \mathcal{F}_R ausgedrückt werden. Sie ist wie folgt definiert:

$$\mathcal{F}_R = \frac{\pi}{2}\sqrt{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}.$$
(5.5)

Die Airy-Funktion fällt auf den halben Funktionswert, wenn sich der Nenner in Gleichung 5.3 verdoppelt, also wenn gilt:

$$F\sin^2(\phi/2) = 1 \qquad \Rightarrow \qquad \phi = 2\arcsin\frac{\pi}{2\mathcal{F}}.$$
 (5.6)

Die volle Halbwertsbreite FWHM ist hiervon das doppelte. Mit zunehmender Reflektivität R steigt auch die Finesse \mathcal{F}_R , wodurch die Halbwertsbreite FWHMabnimmt (s. Gleichung 5.6).

Bildet man das Verhältnis von FSR und FWHM, so ergibt sich für große Reflexionsfinesse ($\mathcal{F}_R \gg \pi/2$) folgende Regel:

$$\frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} = \mathcal{F}_R.$$
(5.7)

Der FSR ist durch den Abstand der Spiegel gegeben, FWHM durch die Finesse. Diese wiederum ist nur im Idealfall allein durch die Reflektivität der Spiegel bestimmt. Bei realen Bedingungen spielen Fehler der Spiegel-Oberflächen ebenso eine Rolle wie die Divergenz des einfallenden Lichts. Neben der bereits bekannten Reflexionsfinesse \mathcal{F}_R müssen in der Realität daher auch die Defektfinesse \mathcal{F}_D und die Raumwinkelfinesse \mathcal{F}_{Ω} beachtet werden.

Oberflächendefekte der Etalon-Platten nehmen am Rand des Etalons zu, weshalb dieses nicht ganz ausgeleuchtet werden sollte (s. Abschnitt 4.2). Vom Hersteller wird in der Regel die Qualität der Platten in der Form angegeben, dass sie einen Wert λ/q über einen bestimmten Durchmesser nicht unterschreitet. Der Wert q kann dabei für verschiedene Arten von Defekten, wie zum Beispiel Rauigkeit oder Nicht-Parallelität der Platten angegeben werden. Oft wird eine minimale Defektfinesse angegeben, ohne die Art der Defekte genauer zu spezifizieren.

Die Divergenz des einfallenden Lichts wird mit der so genannten Raumwinkelfinesse $\mathcal{F}_{\Omega} = \frac{\lambda}{d \cdot (\Delta \Omega)^2}$ berücksichtigt (s. Abschnitt 5.3). Dabei steht *d* für den Plattenabstand und $\Delta \Omega$ für die Divergenz des beleuchtenden Strahls. Der Winkel wird von der Strahlachse aus gemessen. Die Raumwinkelfinesse ist um so größer, je geringer die Divergenz des einfallenden Lichts ist. Diese muss also minimiert werden (s. Abschnitt 4.2).

Die Gesamtfinesse \mathcal{F}_{Ges} ergibt sich zu

$$\frac{1}{\mathcal{F}_{Ges}^2} = \sum_i \frac{1}{\mathcal{F}_i^2}.$$
(5.8)

Im Idealfall ist die Transmission des Etalons $\mathcal{T}_{max} = 1$, wie aus Gleichung 5.3 und in Abbildung 5.2 zu erkennen ist. In der Realität absorbieren die Platten eines Etalons einen Teil des Lichts mit einem Absorptionskoeffizienten A und es gilt R+T+A=1. Für die maximale Transmission eines Etalons folgt [Vaughan, 1989]:

$$T_{max} = \left(1 - \frac{A}{1 - R}\right)^2.$$

5.2 Technische Realisierung

Die technische Umsetzung eines Etalons kann auf verschiedene Art und Weise geschehen. Für Lidar-Zwecke werden zwei Arten von Etalons eingesetzt. Das Festkörper-Etalon, welches aus einem Glasstück besteht, dessen gegenüberliegende Flächen verspiegelt werden und das Luftspalt-Etalon. Dieses besteht aus zwei Glasplatten, die durch so genannte Spacer in einem festen Abstand gehalten werden. Die an den Luftspalt zwischen den Platten angrenzenden Flächen werden verspiegelt, die anderen entspiegelt.

Für das Etalon im Nachweiszweig des RMR-Lidars ist ein sehr geringer Plattenabstand d notwendig, um den gewünschten FSR zu erhalten. Dieser soll so groß sein, dass mit einem Interferenzfilter unerwünschte Maxima der Transmissionsfunktion des Etalons unterdrückt werden. Technisch ist es nicht möglich, ein geeignetes Festkörper-Etalon herzustellen, da die Beschichtung der Grenzflächen deren Oberflächenqualität zu stark herabsetzen würde.

Aus diesem Grund handelt es sich beim im RMR-Lidar in Kühlungsborn eingesetzten Etalon um ein Luftspalt-Etalon. Mit dem Abstand der Etalon-Platten wird der gewünschte FSR bei gegebener Wellenlänge erreicht, wie in Gleichung 5.4 zu sehen ist. Die genaue Position des gewünschten Transmissionsmaximums kann nach Gleichung 5.1 durch eine Variation von n oder d erhalten werden. Im ungünstigsten Fall muss das Transmissionsmaximum um einen halben FSRverschoben werden, um auf der Wellenlänge des Lasers zu liegen.

Die einfachste Möglichkeit, die Lage des Transmissionspeaks zu verschieben, ist ein Verkippen des Etalons. Dadurch wird der Weg des Lichts zwischen den Etalonplatten länger und die Resonanzbedingung aus Gleichung 5.4 ist für eine andere Wellenlänge erfüllt. Mit einer Verkippung nimmt allerdings auch die Transmission sofort ab, weshalb diese Möglichkeit normalerweise nicht in Betracht gezogen wird.

Eine technisch sehr aufwändige Methode ist die Befestigung der Etalonplatten an Piezo-Aktuatoren. Diese können den Abstand der Platten mit einer gewünschten Genauigkeit von weniger als einem Nanometer einstellen, weshalb die Methode in einzelnen Lidars zum Einsatz kommt. Neben den hohen Kosten bringt die Piezo-Steuerung noch andere Nachteile. So reagieren die Piezo-Kristalle sehr empfindlich auf Spannungsschwankungen, die zu Schwingungen führen. Zudem treten Kriechbewegungen an den Kristallen auf, welche ausgeregelt werden müssen.

Wie aus Formel 5.4 zu erkennen ist, hängt der FSR und damit die Lage der Transmissionsmaxima vom Brechungsindex n des Materials zwischen den Etalonplatten ab. Dieser kann durch Änderung der Zustandsgrößen des enthaltenen Gases verändert werden. Der Brechungsindex von Luft hängt folgendermaßen von Temperatur T und Druck P ab [Kovalev und Eichinger, 2004]:

$$(n-1) = (n_S - 1) \frac{1 + 0,00367 T_S}{1 + 0,00367 T} \frac{P}{P_S}.$$
(5.9)

Die Größen mit dem Index S bezeichnen die Werte unter Standardbedingungen $P_S = 1013,25$ hPa und $T_S = 288,15$ K.

Werden jetzt Druck beziehungsweise Temperatur variiert, während der jeweils andere Wert unter Standardbedingungen konstant bleibt, so ergibt sich eine Verschiebung der Zentralwellenlänge wie in Abbildung 5.3. Es ist zu erkennen, dass eine sinnvolle Temperaturänderung nicht ausreicht, um ein Transmissionsmaximum um einen halben FSR von 60 pm zu verschieben. Es bedarf einer Temperaturänderung von etwa 100 K, um eine Verschiebung von weniger als 30 pm zu erreichen. Hingegen ändert sich die Zentralwellenlänge um 60 pm bereits bei einer Druckänderung um 500 hPa, es gilt: $\frac{\Delta\lambda}{\Delta p} \approx 0,154 \text{ pm/hPa}$. Zur Feinabstimmung der Wellenlänge ist die Temperatur aufgrund der geringen Empfindlichkeit sehr gut geeignet, es gilt: $\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \approx 0,28 \text{ pm/K}$. Es ist zu beachten, dass die durch die Temperaturänderung hervorgerufene Ausdehnung des Gehäuses einen größeren Effekt auf die Lage der Zentralwellenlänge hat. Der Grund dafür ist die Volumen- und damit die Druckänderung im Gehäuse.



Abbildung 5.3: Links: Verschiebung des Transmissionsmaximums eines Etalon bei sich veränderndem Druck des Gases zwischen den Etalonplatten. Rechts: Verschiebung des Transmissionsmaximums eines Etalons bei sich verändernder Temperatur des Gases zwischen den Etalonplatten

5.3 Eigenschaften des eingesetzten Etalons

Für den Einsatz im neuen Tageslicht-Kanal des RMR-Lidars wurde ein Fabry-Perot-Etalon von der britischen Firma SLS Optics Ltd gekauft. Um im Nachweiszweig mit dem Etalon arbeiten zu können, wurden dessen Eigenschaften zunächst in Labormessungen charakterisiert.

Für eine Wellenlänge von 532 nm wurde das Etalon mit folgenden Spezifikationen gefertigt:

Spacer-Abstand in mm	$1,\!179\pm0,\!001$
Freie Apertur in mm	> 40
Reflektivität an der Innenseite	0,91
Absorption	< 0,0025
Freier Spektralbereich in pm	120

Die Spacer sind aus Zerodur gefertigt, welches einen sehr niedrigen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha = 2 \cdot 10^{-8} K^{-1}$ besitzt. Mit einem gegebenen Absorptionskoeffizienten A beträgt die maximale Transmission des Etalons $T_{max} = [1 - A/(1 - R)]^2 = 97\%$.

Das Gehäuse des Etalons besteht aus rostfreiem Edelstahl mit einem Ausdehnungskoeffizienten von $18 \cdot 10^{-6} K^{-1}$. Um den Einfluss der Ausdehnung des Gehäuses durch Temperaturänderungen auf die zentrale Wellenlänge zu untersuchen, werden frühere Versuche mit einem Aluminium-Gehäuse betrachtet. Der Ausdehnungskoeffizient dieses Materials ist mit $23 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ größer als der von Edelstahl. Die Versuche zeigen, dass sich die Lage des Transmissionsmaximums bei verschlossenem beziehungsweise geöffnetem Gehäuse um 3,3 $\frac{\mathrm{pm}}{\mathrm{K}}$ beziehungsweise $-0.5 \frac{\text{pm}}{\text{K}}$ verschiebt [Keller, 2006]. Im zweiten Fall ist der Druck im Gehäuse der konstante Umgebungsdruck, im ersten Fall verändert sich der Druck durch die Ausdehnung des Gehäuses. Aufgrund des geringeren Ausdehungskoeffizienten beim Edelstahl-Gehäuse ist zu erwarten, dass die Verschiebung der Wellenlänge mit der Temperaturänderung des Gehäuses noch geringer ausfällt. Weiter unten ist dargestellt, wie sich eine Temperaturänderung mit geschlossenem Stahl-Gehäuse beim hier eingesetzten Etalon auswirkt. Während der ersten Lidar-Messungen konnte die Feinabstimmung des Etalons über die Temperatur noch nicht durchgeführt werden, da die Drift der Laser-Wellenlänge während der Messungen zu stark ist (s. Abschnitt 3.1.2).

Für die Auswertung der Lidar-Messungen ist es wichtig, die Filterkurve des Etalons genau zu kennen (s. Abschnitt 5.4). Dafür muss die Gesamtfinesse des Etalons im Betrieb bekannt sein. Während Reflexionsfinesse und Defektfinesse Geräteparameter sind, hängt die Raumwinkelfinesse zusätzlich von den Eigenschaften des einfallenden Lichts ab. Die Defektfinesse wird vom Hersteller mit $\mathcal{F}_D \geq 68$ angegeben, die Reflexionsfinesse ergibt sich mit einer angegebenen Reflektivität der Spiegel von R = 0.91 zu $\mathcal{F} = 33.7$.

Die Raumwinkelfinesse hängt von der Restdivergenz des eingestrahlten Lichts ab. Wird Licht nicht senkrecht, sondern unter einem Winkel α in das Etalon eingestrahlt, so ergibt sich ein verlängerter Weg zwischen den Spiegeln und für die Resonanzbedingung folgt

$$k\lambda = 2nd\cos\alpha.$$

Das Transmissionsmaximum verschiebt sich zu kürzeren Wellenlängen.

Außerhalb der zentralen Wellenlänge sollen alle Wellenlängen, welche mehr als die Halbwertsbreite des Transmissionspeaks von dieser abweichen, nicht transmittiert werden. Für eine zentrale Wellenlänge von 532 nm bei einer Halbwertsbreite von zwei Pikometern lässt sich der maximal erlaubte Winkel berechnen:

aus
$$k\lambda = 2nd$$
 und $k(\lambda + 2pm) = 2nd\cos(\alpha_{max})$

folgt
$$\alpha_{max} = \arccos\left(\frac{\lambda}{\lambda + 2\,\mathrm{pm}}\right) = \arccos\left(\frac{532\,\mathrm{nm}}{532\,\mathrm{nm} + 2\,\mathrm{pm}}\right) \approx 2.7\,\mathrm{mrad}.$$

Die Raumwinkelfinesse ergibt sich mit der Restdivergenz von 2,7 mrad zu $\mathcal{F}_{\Omega} = \frac{\lambda}{d \cdot (\Delta \Omega)^2} \approx 62$. Der Wert für die Gesamtfinesse ist demnach

$$\mathcal{F}_{Ges} = (\frac{1}{\mathcal{F}^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_D^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_\Omega^2})^{-1/2} \approx 27.1.$$

Sowohl Defektfinesse als auch Raumwinkelfinesse tragen zu etwa 10 % zur Gesamtfinesse bei. Um den Beitrag der Raumwinkelfinesse zur Gesamtfinesse noch kleiner zu halten, soll in Zukunft eine maximale Divergenz des Strahls von zwei Milliradiant nicht überschritten werden. In dem Fall beträgt die Raumwinkelfinesse $\mathcal{F}_{\Omega} = 113$ und hat demnach einen Beitrag zur Gesamtfinesse von weniger als 5%. Wie bereits in Abschnitt 4.2 dargestellt, ist die Restdivergenz im Nachweiszweig von der Wahl des Faserdurchmessers abhängig. Für die verwendeten Fasern beträgt die Restdivergenz $div_{R2} = 3 \operatorname{mrad}$ für 600 μ m Durchmesser beziehungsweise 2 mrad für 400 μ m Durchmesser (s. Abschnitt 4.2).

Mit einer Finesse von $\mathcal{F}_{Ges} = 27,1$ und dem Plattenabstand von d = 1,179 mm ergibt sich für den freien Spektralbereich FSR sowie die volle Halbwertsbreite FWHM für das eingesetzte Fabry-Perot-Etalon

$$FSR = 120,02 \text{ pm}$$
 $FWHM = 4,43 \text{ pm}.$

Für die korrekte Messung von Temperaturen ist es wichtig, die Transmissionskurve des verwendeten Etalons zu kennen. Unter idealen Bedingungen wird zunächst die Messung der Filterkurve im Labor durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abbildung 5.4 gezeigt.

Als Lichtquelle wird ein Laser mit einer Bandbreite von wenigen Femtometern



Abbildung 5.4: Schematischer Versuchsaufbau zur Messung der Filterkurve des Etalons

verwendet. Dessen Wellenlänge lässt sich mit Hilfe einer Temperatur-Steuerung über mehrere Pikometer variieren. Das Licht des Lasers wird in die optische Bank geleitet. Bei der dafür verwendeten Glasfaser handelt es sich um eine Single-Mode-Faser mit $3,5 \,\mu$ m Durchmesser. Dadurch ist die Restdivergenz des Lichts in der optischen Bank sehr gering.

Das Licht wird zunächst parallelisiert und einige Anteile durch Strahlteiler ausgekoppelt. Mit Linsen werden diese Anteile zur Bestimmung von Wellenlänge und Intensität auf ein Wellenlängenmeter sowie eine Photodiode fokussiert. Nachdem der Rest des Lichts durch das Etalon gelaufen ist, wird die Intensität wiederum mit einer Photodiode bestimmt. Sämtliche Messdaten (die Intensitäten vor und nach dem Etalon sowie die Laserwellenlänge) werden zeitsynchron mit dem Messrechner erfasst. Dadurch lässt sich die Transmission des Etalons als Quotient der Intensitäten der Wellenlänge des Lichts zuordnen.

In Abbildung 5.5 ist die gemessene Filterkurve dargestellt. Zusätzlich eingezeichnet ist eine Airy-Funktion mit der gleichen Halbwertsbreite. Die relative Abweichung der beiden Kurven voneinander liegt jedenfalls unter 0,1% über den gesamten Messbereich. Die Halbwertsbreite beträgt 3,6 pm bei einem Freien Spektralbereich von FSR = 120 pm. Die dazugehörige Finesse ist $\mathcal{F}_{Ges} = 33,6$.

Die vom Hersteller gemachten Angaben werden durch die hier durchgeführten Messungen bestätigt. Die Gesamtfinesse ist dabei sogar größer als zunächst berechnet (s. Abschnitt 5.3). Die Raumwinkelfinesse sollte bei der Labormessung sehr groß und damit vernachlässigbar sein, da die Divergenz aufgrund der verwendeten Glasfaser gering ist. Es ist anzunehmen, dass die vom Hersteller angegebene Defektfinesse überschritten wird und deren Einfluss auf die Gesamtfinesse sehr gering ist.



Abbildung 5.5: Im Labor gemessene Filterkurve des Etalons (rot) und theoretisch berechnete Filterkurve mit gleicher Halbwertsbreite (blau)

Für alle folgenden Berechnungen gilt eine Finesse von $\mathcal{F}_{Ges} = 32$. Es wird angenommen, dass mit einer Restdivergenz von etwa 2 mrad die Raumwinkelfinesse einen Beitrag von $\mathcal{F}_{\Omega} = 105$ zur gemessenen Gesamtfinesse von $\mathcal{F}_{Ges} = 33,6$ leistet.

Während einer Lidar-Messung kann sich neben der Laser-Wellenlänge (s. Abschnitt 3.1.2) auch die Lage des Transmissionsmaximums des Etalons durch Drift verändern (s. Abschnitt 5.2). Um diesen Effekt zu untersuchen, wird die Stabilität der zentralen Wellenlänge des Etalons über einen Zeitraum von zwei Tagen gemessen. Die Möglichkeiten zur Abstimmung des Etalons mit Hilfe der Temperatursteuerung des Gehäuses werden ebenfalls untersucht.

Die Lufttemperatur des Labors wird über den Zeitraum der Messung mit einer Klimaanlage konstant gehalten. Die Temperatur des Etalon-Gehäuses wird zunächst bei 27 °C einige Grad über der Raumtemperatur stabilisiert. Anschließend wird die Etalon-Temperatur um zwei Kelvin erhöht. Abbildung 5.6 zeigt, wie sich die Lage des Transmissionsmaximums bei einer Änderung der Temperatur verschiebt. Eine Änderung von zwei Kelvin bewirkt demnach eine Wellenlängenänderung von etwas weniger als zwei Pikometern. Dabei dauert es etwa 45 min, bis sich die Lage des Transmissionspeaks stabilisiert hat.

Die Messung der zentralen Wellenlänge mit Temperaturstabilisierung über zwei

Tage ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Da die Messung nicht automatisiert ist und um Störungen im Labor zu minimieren, ist die Anzahl der Messpunkte sehr gering. Die Zentralwellenlänge bleibt auf weniger als 0,2 pm, das heißt weniger als 6% der Etalon-Halbwersbreite stabil. Läuft der Laser stabil bei einer Wellenlänge, ist eine Messung über zwei Tage ohne zwischenzeitliche Justage des Etalons möglich, sofern sich der Druck im Gehäuse nicht ändert. Mit der wesentlich gleichmäßigeren Raumtemperatur bei der Nachweisbank sollte die Lage der Zentralwellenlänge noch stabiler sein.



Abbildung 5.6: Verschiebung des Transmissionsmaximums des Etalons bei einer Temperaturänderung von 27°C auf 29°C zum Zeitpunkt 0 min



Abbildung 5.7: Lage des Transmissionsmaximums des Etalons über 46 Stunden bei Stabilisierung der Temperatur

5.4 Etalon-Einfluss auf die Temperaturmessung

Im folgenden Abschnitt wird dargestellt, wie die Transmissionskurve des Etalons Einfluss auf die Temperaturmessung nimmt. Eine Simulation zeigt, wie stark Temperaturen voneinander abweichen, wenn sie mit oder ohne Etalon im Nachweiszweig gemessen werden. Des Weiteren wird der Einfluss einer Verschiebung der Filterkurve des Etalons zur Laserwellenlänge untersucht.

Wird das Licht eines schmalbandigen Lasers an den Molekülen der Atmosphäre gestreut, so ergibt sich ein dopplerverbreitertes Rückstreusignal (s. Abschnitt 2.4). Dessen Faltung mit dem lorentzförmigen Intensitätsprofil eines Lasers ergibt streng genommen ein Voigt-Profil [*Demtröder*, 1993]. Da die Halbwertsbreite des Lasers allerdings um etwa 10^3 kleiner als die der Doppler-Kurve ist, kann von einem gaußförmigem Doppler-Profil als Rückstreuspektrum ausgegangen werden. Für die Wellenlänge von 532 nm ist in Abbildung 5.8 das Rayleigh-Rückstreuspektrum zusammen mit dem Laserspektrum dargestellt.



Abbildung 5.8: Laserspektrum (Lorentzkurve, violett) im Vergleich zum Dopplerspektrum bei 250 K (Gaußkurve, blau)

Die Halbwertsbreite des gestreuten Signals hängt von der Temperatur T und der mittleren Molekülmasse M der Luftteilchen ab (s. Gleichung 2.9). Die Temperatur ist dabei nicht über die gesamte Höhe konstant. Die volle Halbwertsbreite des Rückstreuspektrums ist in Abhängigkeit von der Temperatur in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Halbwertsbreite $\Delta \lambda_D$ ist proportional zu \sqrt{T} .



Abbildung 5.9: Volle Halbwertsbreite des Dopplerspektrums in Abhängigkeit von der Temperatur

Das Etalon weist nicht für alle Wellenlängen des Rayleigh-Rückstreuspektrums die gleiche Transmission auf. Daher wird das Rayleigh-Signal in dessen Flügeln stärker geblockt als im Zentrum. Ändert sich nun die Temperatur und damit die Halbwertsbreite des Dopplerspektrums, so ändert sich auch die Gesamttransmission des Etalons. In Abbildung 5.10 ist für zwei Temperaturen das Rayleigh-Spektrum vor dem Etalon und hinter dem Etalon dargestellt, Abbildung 5.11 zeigt die Transmission in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei variiert die Transmission des Etalons von über 90 % bei 100 K bis zu weniger als 80 % bei 350 K.

Die von den Detektoren gemessene Zählrate während einer Lidar-Messung ist also für verschiedene Temperaturen unterschiedlich stark durch das Etalon beeinflusst, wodurch die gemessene Dichte von der realen Dichte abweicht. Nimmt von einem zum nächsten Höhenintervall die Temperatur in der Atmosphäre zu, dann nimmt die Dichte – durch das Etalon gemessen – stärker ab als in der Realität. Nach der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase (Gleichung 2.4) wird folglich die Temperatur in der entsprechenden Höhe als zu groß bestimmt (und umgekehrt).

Um den Fehler, der bei dieser Messung entstünde, abschätzen zu können, wurde eine Simulation der Messung mit Etalon durchgeführt. Die herkömmliche Berechnung der Temperaturen geschieht mit Hilfe einer am IAP entwickelten Software. Dabei werden die Rohdaten zunächst eingelesen und jeweils die Werte für eine Stunde aufintegriert. Anschließend durchlaufen die Rohdatenprofile die so genannte Signal-Korrektur, bei welcher unter anderem der schon in Abschnitt 2.5.2 erwähnte Untergrundabzug stattfindet. Des Weiteren wird eine höhenabhängige Glättung des Signals sowie eine Aerosol-Korrektur für niedrige Höhen durchgeführt [*Gerding et al.*, 2006; *Alpers et al.*, 2004]. Dann werden die Temperaturen anhand der hydrostatischen Integration berechnet (s. Abschnitt 2.3).



Abbildung 5.10: Rayleigh-Spektrum vor (rot) und nach (blau) dem Durchgang durch das Etalon (Airy-Funktion, schwarz). Die Transmission des Etalons ergibt sich als Verhältnis vom Rayleigh-Signal hinter dem Etalon zum Rayleigh-Signal vor dem Etalon. Links: Rayleigh-Spektrum für 150 K. Rechts: Dasselbe für 300 K



Abbildung 5.11: Transmission des Etalons für das Rayleigh-Signal bei verschiedenen Temperaturen

Die Simulation der Messung mit Etalon wird mit einem dafür geschriebenen Programm durchgeführt, dessen schematischer Aufbau in Abbildung 5.12 dargestellt ist. Zunächst werden die Temperaturprofile aus den vorhandenen Rohdaten wie im herkömmlichen Messprogramm berechnet. Jedem Temperaturwert lässt sich nun ein Wert für die Transmission durch das Etalon zuordnen (s. Abbildung 5.11). Dieser Wert wird nun mit den aufintegrierten Rohdaten multipliziert, wodurch simuliert wird, dass das Signal aus der Atmosphäre durch das Etalon im Nachweiszweig läuft. Anschließend wird die Temperaturberechnung erneut durchgeführt und ergibt ein Temperaturprofil, welches vom ursprünglichen abweicht.

Mit einem weiteren Programm lassen sich die simulierten Temperaturprofile mit den korrekten Profilen vergleichen. Um verschiedene Mess-Situationen zu simulieren, ist es möglich, die Parameter des Etalons zu verändern. Neben Finesse und Halbwertsbreite ist vor allem die Lage der zentralen Wellenlänge der Etalon-Transmission zur Laserwellenlänge von Interesse.

Die Ergebnisse der Simulation sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Es sind sowohl die simulierten als auch die korrekten Temperaturprofile und deren Standardabweichung eingezeichnet. Die Differenz der Profile ist, zusammen mit dem statistischen Fehler der Messung, separat dargestellt. Im linken Teil von Abbildung 5.13 ist ein Nachtmittel eines so genannten Winterprofils dargestellt, im rechten Teil eine einzelne Stunde mit Wellensignaturen. Wird die Abweichung der korrekten und der simulierten Temperaturen mit dem statistischen Fehler verglichen, so wird deutlich, dass das Etalon einen Fehler in der Temperatur verursacht, der größer als der statistische Fehler ist. Dies gilt sowohl für Einzelprofile als auch für das Nachtmittel. Dabei ist die bereits betrachtete Abhängigkeit vom Temperaturgradienten deutlich zu erkennen:

Sinken die Temperaturen mit der Höhe, so werden sie mit dem Etalon überschätzt, steigen die Temperaturen, so werden sie unterschätzt. Treten Wellen in



Abbildung 5.12: Schema der Simulation einer Temperaturmessung mit Etalon. Rote Pfeile: Simulation der Messung mit Etalon. Blaue Pfeile: Simulation der Korrektur der falschen Messwerte



Abbildung 5.13: Vergleich der gemessenen Temperaturen und der Temperaturen einer simulierten Messung mit Etalon. Der Startwert ist als Punkt eingetragen. Neben den Temperaturprofilen ist jeweils die Abweichung der gemessenen von den simulierten Temperaturen sowie der statistische Fehler der gemessenen Temperaturen dargestellt. Links: Nachtmittel vom 23.01.2006. Rechts: 00:30 - 01:30 UT vom 23.01.2006

den Temperaturprofilen auf, so ergibt sich aufgrund der Abhängigkeit des Fehlers vom Temperaturgradienten eine Verstärkung dieser Wellen. Dies ist deutlich an den Abweichungen zu erkennen. Für den Startwert in einer Höhe von 89 km, welcher aus der Referenzatmosphäre CIRA entnommen ist, wird ein Fehler von fünf Kelvin angenommen. Dies entspricht etwa einem realistischen Temperatur-Fehler des Kalium-Lidars am IAP in dieser Höhe.

Bis jetzt wurde angenommen, dass das Maximum des Rayleigh-Signals und das der Filterkurve bei der gleichen Wellenlänge liegen. Dies kann sich jedoch aufgrund einer Drift der Laserwellenlänge oder der Transmissionskurve des Etalons während der Lidar-Messung ändern. Ist dies der Fall, so ändert sich die Transmission des Etalons für das Rayleigh-Signal. In Abbildung 5.14 ist dargestellt, wie sich eine Verschiebung der Filterkurve um einen Pikometer auswirkt. Neben einer geringeren Gesamttransmission nimmt die Temperaturabhängigkeit der Transmission ab. Die Flügel des Rayleigh-Signals werden im Vergleich zu dessen Maximum bei einer Verschiebung nicht mehr so stark unterdrückt wie bei zentraler Lage des Transmissionspeaks.

In Abbildung 5.15 ist für verschiedene Temperaturen die Transmission des Etalons in Abhängigkeit von dessen Verschiebung zur Laserwellenlänge dargestellt. Die Transmissionswerte der Abbildungen 5.10 und 5.14 sind als Punkte markiert.



Abbildung 5.14: Wie Abbildung 5.10, für eine Verschiebung des Etalons zur Laserwellenlänge um einen Pikometer



Abbildung 5.15: Transmission des Etalons für verschiedene Temperaturen (gelb: 150 K; violett: 250 K; blau: 300 K) in Abhängigkeit von der Verschiebung des Etalons zur Laserwellenlänge. Zusätzlich eingezeichnet sind die vier Transmissionswerte aus den Abbildungen 5.10 und 5.14.

Für eine relative Verschiebung des Etalons zur Laserwellenlänge um einen Pikometer wurde die Simulation ebenfalls durchgeführt. Abbildung 5.16 zeigt, dass dabei der durch das Etalon verursachte Fehler erwartungsgemäß geringer ausfällt im Vergleich zur vorigen Simulation (Abbildung 5.13). Der statistische Fehler der simulierten Daten nimmt jedoch zu, wie in großen Höhen zu erkennen ist. Der Grund hierfür ist die geringere Transmission des Etalons bei Änderung der Laserwellenlänge.



Abbildung 5.16: Wie Abbildung 5.13, für eine Verschiebung des Etalons zum Rayleigh-Signal um einen Pikometer

5.5 Korrektur des Etalon-Einflusses auf die Temperatur

Um die korrekten Werte für die Temperaturen zu erhalten, ist es notwendig, den durch das Etalon entstehenden Fehler zu korrigieren.

Die erste Möglichkeit ist ein Verschieben der Transmissionskurve des Etalons gegenüber der Wellenlänge des Lasers. Damit nimmt, wie bereits im vorigen Abschnitt dargestellt, der Temperatur-Fehler ab. In Abbildung 5.15 ist zu erkennen, dass die Gesamttransmission für eine Verschiebung von etwa 1,6 pm bei verschiedenen Temperaturen konstant bleibt. Die Atmosphären-Temperatur würde in dem Fall also korrekt berechnet werden. Bei diesem Verfahren würde jedoch aufgrund der geringen Transmission des Etalons über 40% der Signalintensität verloren gehen. Das Resultat wäre ein größerer statistischer Fehler beziehungsweise eine geringere maximale Höhe der bestimmten Temperaturen. Es wäre



Abbildung 5.17: Wie Abbildung 5.13. Zusätzlich dargestellt ist die Korrektur der simulierten Temperaturen (grün) und die Abweichung der korrigierten von den gemessenen Werten (grün). Links: Einfache Korrektur. Rechts: dreifache Korrektur

außerdem problematisch, die erforderliche Verschiebung exakt einzustellen und zu halten.

Die andere Möglichkeit ist, den durch das Etalon entstehenden Fehler bei der Berechnung der Temperaturen zu korrigieren. Die Vorgehensweise bei der Korrektur ist ähnlich wie bei der Simulation des Etaloneinflusses. Aus den gemessenen Rohdaten wird zunächst ein angenähertes Temperaturprofil berechnet und die Transmission des Etalons für diese Temperaturwerte bestimmt. Werden die falschen Messwerte durch die Transmission des Etalons dividiert, so ergibt sich ein neues Temperaturprofil. Der gesamte Vorgang kann mehrfach wiederholt werden, wobei jeweils das neue Temperaturprofil zur Berechnung der Etalon-Transmission dient. Dadurch nähert sich das korrigierte Temperaturprofil dem korrekten iterativ an. Das Schema der Korrektur ist zusammen mit dem Schema der Simulation in Abbildung 5.12 dargestellt.

Für die simulierten, falschen Temperaturen der Simulation aus Abschnitt 5.4 wurde die Korrektur des Etaloneinflusses durchgeführt. In Abbildung 5.17 sind die korrekten und die falschen Temperaturen anhand des Beispiels aus Abschnitt 5.4 dargestellt. Zusätzlich sind die korrigierten Temperaturprofile nach einer beziehungsweise drei Iterationen eingezeichnet. Bereits nach einer Iteration ist der Restfehler kleiner als der statistische Fehler und nach drei Korrekturen ist das korrigierte Temperaturprofil nicht mehr vom korrekten zu unterscheiden. Es ist also möglich, den Einfluss des Etalons auf die Temperaturen herauszurechnen.

Es ist zu bedenken, dass bei dieser Simulation bis jetzt davon ausgegangen

wird, dass sich das Transmissionsmaximum des Etalons und die Zentralwellenlänge des Rayleigh-Signals auf einer Wellenlänge befinden. Es ist nur möglich, eine gute Korrektur durchzuführen, wenn die Lage von Etalon und Laser zueinander bekannt ist. Im anderen Fall kann es passieren, dass die Korrektur der Daten dazu führt, dass der Fehler "überkorrigiert" wird. Des Weiteren muss die tatsächliche Transmissionskurve des Etalons bekannt sein, da eine bestimmte Form angenommen wird. Für das hier verwendete Etalon wurde die Airy-Form der Filterkurve experimentell bestätigt (s. Abschnitt 5.3).

5.6 Dimensionierung eines zweiten Etalons

Für den weiteren Ausbau des neuen Tageslichtzweigs soll ein zweites Etalon gekauft werden (s. auch Kapitel 7). Mit den vorhandenen Programmen kann die Simulation eines zweiten Etalons ohne großen Aufwand geschehen. Die Ergebnisse hierzu werden in diesem Kapitel vorgestellt.

Durch den Einsatz eines zweiten Etalons wird die Unterdrückung des Untergrundes weiter verbessert. Ist der FSR des zweiten Etalons verschieden von dem des ersten, so werden die Maxima der Airy-Funktionen außerhalb des gemeinsamen Maximums gegenseitig unterdrückt. Außerdem wird die maximale Blockung in Bereichen geringer Transmission durch die Blockung des zweiten Etalons deutlich verstärkt. Diese beiden Effekte sind in Abbildung 5.18 dargestellt. Es sind die Transmissionsfunktionen des vorhandenen Etalons sowie eines zweiten, und die Kombination von beiden dargestellt. Der FSR des zweiten Etalons beträgt 160 pm und ist damit vom FSR des ersten Etalons (120 pm) verschieden. Es ist sofort zu sehen, dass die Transmission im Zentrum nicht wesentlich sinkt, während die jeweils nächsten Maxima effektiv unterdrückt werden. Die Unterdrückung ist abhängig vom FSR des zweiten Etalons, da dieser festlegt, wie stark die Neben-Maxima jeweils unterdrückt werden.

Die gesamte Blockung des Untergrundes hängt von der Kombination der FSRbeider Etalons ab. In Abbildung 5.19 ist dargestellt, wie sich der FSR des zweiten Etalons auf die Unterdrückung auswirkt. Dazu wird der FSR des zweiten Etalons von 120 pm bis 400 pm variiert und für jeden Wert die Gesamttransmission und daraus die Blockung beider Etalons berechnet. Es wurde die Blockung ohne einen Interferenzfilter und die Blockung mit Interferenzfilter einer Halbwertsbreite von 130 pm oder 300 pm berechnet. Ohne Interferenzfilter ist deutlich der Einbruch der Blockung bei bestimmten Kombinationen verschiedener FSR zu erkennen. Der Grund dafür ist die Überlagerung weit entfernter Maxima. Mit einem Interferenzfilter von 300 pm werden die meisten dieser Überlagerungen bereits herausgefiltert. Bei einem Interferenzfilter der Halbwertsbreite 130 pm werden nahezu alle Nebenmaxima der Etalons geblockt.

Zusätzlich ist der Einfluss des zweiten Etalons auf die gemessene Temperatur zu bedenken. Wie in Abbildung 5.18 zu erkennen ist, verändert sich die Transmissi-



Abbildung 5.18: Transmissionskurven zweier Etalons (schwarz: FSR=120 pm; rot: FSR=160 pm) und die kombinierte Transmission (blau)

onskurve im Zentrum durch das zweite Etalon. Die Simulation des Einflusses des Etalons auf die Temperatur wurde hierfür ebenfalls um ein zweites Etalon erweitert. Wiederum wurden der FSR des zweiten Etalons und dessen Auswirkungen auf die Temperatur systematisch untersucht. Die Temperaturberechnung wurde anhand eines typischen Temperaturprofils für eine Höhe von 48 km simuliert. Im linken Teil der Abbildung 5.20 wird der durch das zweite Etalon entstandene, zusätzliche Fehler in Abhängigkeit vom FSR dieses Etalons aufgetragen.

Für Etalons mit geringer Halbwertsbreite nimmt der Einfluss auf die gemessenen Temperaturen zu. Der Vorteil ist allerdings eine höhere Blockung. Als beste Lösung wird daher ein zweites Etalon mit einem FSR von 140 pm gewählt, da dieses in Kombination mit dem ersten die höchstmögliche Blockung von nahezu 50 verspricht. Der zusätzliche Fehler auf die Temperatur beträgt dabei weniger als zwei Kelvin und kann korrigiert werden.

Eine Verschiebung der beiden Etalons zueinander wurde ebenfalls untersucht. Für einen FSR von 140 pm wurde der zusätzliche Fehler auf die Temperatur in Abhängigkeit von der Verschiebung berechnet und im rechten Teil der Abbildung 5.20 dargestellt. Die Lage der Etalons zueinander muss demnach bei Messungen bekannt sein, um die Rohdatenprofile sinnvoll korrigieren zu können. Der durch die Verschiebung entstehende Fehler ist im Wesentlichen unabhängig vom FSRdes zweiten Etalons.

Ein weiterer Grund für die Wahl eines Etalons mit größerem FSR als des ersten ist, dass die technische Umsetzung der Messung mit kleinem FSR erschwert wird. Je kleiner der FSR und damit der Plattenabstand ist, desto geringer muss die maximale Restdivergenz sein, mit der das Licht auf die Etalonplatten fällt.



Abbildung 5.19: Blockung der Kombination zweier Etalons für einen Bereich von zwei Nanometern in Abhängigkeit vom FSR des 2. Etalons (FSR des 1. Etalons: 120 pm). Berechnet wurde die Blockung ohne Interferenzfilter (blau) und mit Interferenzfilter (FWHM = 300 pm bzw. FWHM = 130 pm).



Abbildung 5.20: Zusätzlicher Temperaturfehler bei Messungen mit zwei Etalons. Links in Abhängigkeit vom FSR des 2. Etalons. Rechts in Abhängigkeit von der Verschiebung der Etalons zueinander (FSR des 2. Etalons: 140 pm)

6 Messungen in der Atmosphäre

In diesem Kapitel werden erste Messungen des Untergrundes sowie der Temperatur mit dem neuen Tageslichkanal vorgestellt. Zunächst wurden Nachtmessungen ohne und mit Etalon gemacht, um die Funktionstüchtigkeit dieses Systems durch einen Vergleich mit dem vorhandenen System am IAP zu überprüfen. Des Weiteren wurden Untersuchungen zur möglichen Unterdrückung des Untergrundes durch das Etalon bei Tag unternommen. Erste Temperaturmessungen bei Tageslicht wurden durchgeführt.

6.1 Nachtmessungen

Um die Funktionsfähigkeit des neuen Nachweiszweigs zu testen, steht mit dem Rayleigh-Kanal für die Mesosphäre des bestehenden RMR-Nachweiszweiges ein Referenzkanal zur Verfügung. Es wurden erste Messungen mit dem neuen Tageslichtkanal in der Nacht durchgeführt.

6.1.1 Nachtmessungen ohne Etalon

Sämtliche Komponenten des neuen Tageslicht-Empfangszweigs unterscheiden sich von denen des bereits vorhandenen Rayleigh-Empfangszweigs. Um das neue System hinsichtlich Justage, elektronischer Funktionsfähigkeit und Signalstärke zu überprüfen, wurden zunächst parallele Messungen mit dem vorhandenen und dem neuen System ohne Etalon in der Nacht durchgeführt. Dabei wurde mit Glasfaserdurchmessern von $600 \,\mu\text{m}$ und $400 \,\mu\text{m}$ gemessen. In den Abbildungen 6.1 und 6.2 sind die Temperaturprofile des neuen Kanals (rote Profile) sowie des Referenzkanals (blaue Profile) zu jeweils gleichen Zeiten dargestellt. Abbildung 6.1 zeigt die Messung mit der $600 \,\mu\text{m}$ -Faser, Abbildung 6.2 mit der $400 \,\mu\text{m}$ -Faser. Bei der Messung mit der $400 \,\mu$ m-Faser sind unterhalb von 55 km systematische Abweichungen der Temperaturen voneinander zu erkennen. Eine exakte Einstellung des Überlapps von Empfangs- und Sendekeule ist notwendig, da die Laserdivergenz etwa die gleiche Größe wie das Teleskop-Sichtfeld mit der $400 \,\mu\text{m}$ -Faser besitzt. Da allerdings Laser und Teleskop einige Meter voneinander entfernt platziert sind, ist es möglich, dass der Überlapp nicht für alle Höhen gewährleistet ist und damit die Temperaturen systematisch falsch bestimmt werden. Ebenso kann eine Überlastung der APD ein Grund für systematisch falsche Temperaturen sein, da diese gerade in niedrigen Höhen auftreten, wo die Zählraten am höchsten sind.



Abbildung 6.1: Gleichzeitige Messung von Temperaturen mit dem Rayleigh-Kanal für die Mesosphäre (Referenzkanal, blau) und dem neuen Tageslichtkanal (rot). Neben den Temperaturprofilen sind deren Abweichungen vom Referenzkanal dargestellt (rot). Gemessen wurde ohne Etalon mit 600 μ m-Faser.



Abbildung 6.2: Wie Abbildung 6.1, ohne Etalon mit 400 μ m-Faser

Aufgrund der Nachtmessungen ohne Etalon gibt es keinen Hinweis auf mögliche Fehler bei der Justage des Nachweiszweiges oder der Funktion der elektronischen Komponenten. Probleme mit dem Überlapp vom Sichtfeld des Teleskops und dem Laserstrahl sind noch zu lösen.

6.1.2 Nachtmessung mit Etalon

Um den Einfluss des Etalons auf die gemessenen Temperaturen zu untersuchen, wurden Nacht-Messungen mit dem neuen Tageslichtkanal mit Etalon mit denen des Referenzkanals verglichen. Abbildung 6.3 zeigt die mit Etalon gemessenen Temperaturen im Vergleich zum Referenzkanal. Die in Abschnitt 5.5 dargestellte Korrektur wurde auf die gemessenen Rohdaten bereits angewendet. Das unkorrigierte Temperaturprofil ist zum Vergleich ebenfalls dargestellt. Die Abweichung der berechneten Temperaturen von den Referenzwerten liegt im Rahmen des statistischen Fehlers. Ohne Korrektur ist ein systematischer Fehler von einigen Kelvin im gemessenen Profil deutlich zu erkennen. In Höhen unterhalb von 50 km ist auch nach der Korrektur eine Abweichung von bis zu drei Kelvin festzustellen. Dieser systematische Fehler kann durch ein zu geringes Sichtfeld oder durch eine Überlastung des Detektors erklärt werden. Eine genaue Analyse ist noch durchzuführen.



Abbildung 6.3: Wie Abbildung 6.1, mit Etalon mit 600 μ m-Faser. Zusätzlich dargestellt sind die unkorrigierten Werte (grün).

Die theoretischen Erwartungen der Messungen mit Etalon werden experimentell bestätigt. Der Einfluss des Etalons auf das Rohdaten-Signal und damit die Temperaturmessung kann korrigiert werden und die richtigen Temperaturen so berechnet.

Die Stärke des Rayleigh-Signals nach dem Durchgang durch das Etalon sollte nach Abbildung 5.10 etwa 80% betragen. Dieser Wert wird in den Messungen nicht erreicht. Die Gesamttransmission des Etalons beträgt in einer Höhe von 45 km etwa 60% und liegt damit zu niedrig. Neben einer zu großen Restdivergenz im Nachweiszweig kann ein breitbandiger Untergrund im Laserspektrum der Grund für diese Abweichung sein. Liegt ein Teil der Laserenergie bei Wellenlängen außerhalb der Bandbreite des Etalons, wird dieser Teil durch den Filter unterdrückt. Eine Analyse dieses Problems konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

6.2 Untergrund-Blockung

Um die Leistungsfähigkeit des Etalons zu untersuchen, wurden einige Messungen mit Etalon bei Tageslicht durchgeführt. Dabei wurde die mögliche Blockung des Untergrundes durch das Etalon bei unterschiedlichen Sichtfeldern untersucht.

6.2.1 Messung der Blockung des Etalons

Zunächst wird die theoretisch erreichbare Blockung des Untergrundes durch das Fabry-Perot-Etalon berechntet. Es wird ein konstanter Untergrund für alle Wellenlängen angenommen und die Filterkurven des Interferenzfilters der Halbwertsbreite 130 pm und des Etalons berechnet, wie in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Gesamttransmission des Interferenzfilters (gelbe Kurve) wird berechnet, ebenso wie die Transmissionsfunktion der Kombination aus Etalon und Interferenzfilter (blaue Kurve). Das Verhältnis der Flächeninhalte beider Kurven ist die theoretische Blockung des Etalons. Der Wert beträgt 20,2.

Um die Blockung des Untergrundes durch das Etalon zu bestimmen, wird der Untergrund bei Tageslicht mit und ohne Etalon im Nachweiszweig gemessen. Dies wird sowohl mit der 600 μ m-Faser als auch mit der 400 μ m-Faser durchgeführt. Um die APD nicht zu überlasten, wurde bei allen Messungen ein Graufilter der Größenordnung 1,0 eingesetzt. Dieser beeinflusst die Messungen insofern nicht, als dass er die Zählrate für alle Messungen um den gleichen Faktor reduziert.

In den Abbildungen 6.5 und 6.6 ist jeweils für eine Glasfaser der Untergrund mit und ohne Etalon dargestellt. Die Daten wurden zur Verbesserung der Statistik über Zeiträume zwischen 11 min und 35 min gemittelt. Für die $600 \,\mu$ m-Faser ergibt sich eine Blockung vom Faktor 20,3 und für die $400 \,\mu$ m-Faser der Faktor 20,0. Die theoretisch mögliche Blockung wird also für beide Fasern bestätigt.



Abbildung 6.4: Transmissionskurven des Etalons (schwarz) und des Interferenzfilters (gelb) sowie deren Kombination (blau)



Abbildung 6.5: Aufintegrierte Rohdatenprofile von Messungen ohne Etalon (schwarz) und mit Etalon (rot), gemessen mit 600 μ m-Faser



Abbildung 6.6: Wie Abbildung 6.5, gemessen mit $400 \,\mu\text{m}$ -Faser

6.2.2 Blockung durch Sichtfeldverkleinerung

Um den Einfluss der Glasfaser und damit des Sichtfeldes auf die Höhe des Untergrundes zu demonstrieren, werden die Messungen mit der $600 \,\mu$ m-Faser und der $400 \,\mu$ m-Faser verglichen. Das Sichtfeld beträgt $FOV(600) = 186 \,\mu$ rad beziehungsweise $FOV(400) = 124 \,\mu$ rad. Der Untergrund hängt vom Volumen in der Atmosphäre ab, welches vom Teleskop-Sichtfeld eingeschlossen wird. Dieses ist proportional zum Quadrat des Öffnungswinkels, also dem FOV. Als Untergrund-Faktor sollte sich demnach ein Wert von $186^2/124^2 = 2,25$ ergeben, unabhängig von der Glasfaser.

In Abbildung 6.7 ist der Untergrund für beide Glasfasern dargestellt. Abgesehen vom Stand der Sonne herrschten während der Messungen konstante Atmosphärenbedingungen. Die Elevationsänderung der Sonne zwischen den Zeiträumen der Messungen betrug 1,4° und sollte keine entscheidende Rolle beim Untergrund spielen (s. auch Abbildung 2.4).

Der Untergrund für die Faser mit dem größeren Sichtfeld beträgt das 2,3-fache des Untergrundes für die 400 μ m-Faser. Dies gilt sowohl mit Etalon als auch ohne Etalon im Nachweiszweig. Der theoretisch berechnete Wert wird damit durch die Messungen bestätigt.



Abbildung 6.7: Aufintegrierte Rohdatenprofile von Messungen mit $600 \,\mu$ m-Faser (schwarz) und $400 \,\mu$ m-Faser (rot), jeweils mit Etalon

In der folgenden Tabelle sind die mittleren Werte des Untergrundes am Tag zusammengefasst:

	ohne Etalon	mit Etalon
$600\mu\mathrm{m} ext{-}\mathrm{Faser}$	$4875~\mathrm{Photonen}/200\mathrm{m}$	240 Photonen/200 m
$400\mu\mathrm{m} ext{-}\mathrm{Faser}$	$2076~\rm Photonen/200m$	104 Photonen/200 m

Der Einsatz eines Etalons bewirkt eine Blockung vom Faktor 20,3 beziehungsweise 20,0. Für verschiedene Fasern ergibt sich jeweils (mit und ohne Etalon) der Faktor 2,3. Damit werden die theoretisch möglichen Blockungen des Untergrundes in allen Fällen erreicht.

6.3 Temperaturmessung am Tag

Die erreichbare Unterdrückung des Untergrundes mit einem Etalon reicht noch nicht aus, Temperaturmessungen zu jeder Tageszeit bis in 85 km Höhe durchzuführen. Die theoretisch möglichen Werte wurden jedoch erreicht. Um die Möglichkeiten des neuen Tageslichtzweigs zu demonstrieren, wurden erste Messungen der Temperatur am Tag durchgeführt. Ein Beispiel für solch eine Messung ist in Abbildung 6.8 zusammen mit den unkorrigierten Werten dargestellt (rotes und grünes Profil). Gemessen wurde mit der 400 μ m-Faser und mit einem Graufilter der Größenordnung 1,0. Dieser ist notwendig, um die APD nicht zu überlasten. Zum Vergleich ist das Nachtmittel der nächsten Messnacht und das dazugehörige CIRA-Profil eingezeichnet.

Die Abweichungen der gemessenen Temperaturen am Tag von denen der nächsten Messnacht können zum einen auf die fehlende Strahlstabilisierung bei Tag zurückgeführt werden, wodurch das Problem eines nicht immer vollständigen Überlapps zwischen Teleskop-Sichtfeld und Laserstrahl entsteht (s. auch Abschnitt 6.1.1). Zum anderen kann eine Überlastung der APD zu falschen Werten führen. Wie bereits im Abschnitt 4.4 dargestellt, kann die pulsartige Belastung des Detektors einen höhenabhängigen Fehler verursachen.



Abbildung 6.8: Erste Temperaturmessung am Tag mit Etalon und Graufilter 1,0 (rot) und die unkorrigierten Temperaturen (grün). Zusätzlich eingezeichnet ist das Temperaturprofil der nächsten Messnacht (blau) sowie das dazugehörige CIRA86-Profil (grau).

Abbildung 6.9 zeigt das zur Temperaturmessung in Abbildung 6.8 gehörende Rohdatenprofil mit und ohne Untergrundabzug. Zusätzlich ist der einige Tage später gemessene Untergrund bei verbesserten Bedingungen in der Atmosphäre (weniger diesiges Wetter) eingezeichnet.

Weniger Dunst in der Atomsphäre bewirkt einen niedrigeren Untergrund (s. Abbildung 6.9), weshalb ein schwächerer Graufilter eingesetzt werden kann. Zum Vergleich sind die Graufilter in Abbildung 6.9 herausgerechnet und die Untergrundniveaus jeweils ohne Graufilter dargestellt. Der Untergrund bei guten Bedingungen in der Atmosphäre ist etwa um den Faktor 2,4 geringer als bei diesigem Wetter.



Abbildung 6.9: Mittleres Rohdatenprofil mit und ohne Untergrundabzug zur Messung in Abbildung 6.8 (schwarz). Untergrundmessung zur gleichen Tageszeit fünf Tage später bei besseren Bedingungen in der Atmosphäre (violett). Zusätzlich eingezeichnet ist jeweils das Untergrundniveau ohne Graufilter.

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Nachweiszweig und den durchgeführten Messungen lassen sich Temperaturen am Tag bis in eine maximale Höhe von etwa 55 km Höhe bestimmen. Dies entspricht den theoretischen Erwartungen. Die Eigenschaften des Etalons wurden untersucht und der Einsatz im Nachweiszweig erfolgreich getestet.
7 Ausblick

Um mit dem neuen Tageslichtkanal Temperaturen bis in Höhen über 55 km messen zu können, ist es notwendig, den Untergrund durch weitere Maßnahmen stärker zu verringern. Neben einer Sichtfeldverkleinerung soll auch das Seeding des Lasers verbessert werden. Ein zweites Etalon soll die Blockung des Untergrundes weiter verbessern.

7.1 Weitere Sichtfeldverkleinerung

Um das Sichtfeld weiter zu reduzieren, ist bei einem vorhandenen Empfangs-Teleskop eine Glasfaser mit möglichst geringem Kerndurchmesser zu wählen. Da gleichzeitig der gesamte Laserstrahl im Sichtfeld liegen muss, ist die Divergenz des Laserstrahls zu verringern. Dies soll zunächst durch eine neue Justage des Aufweitungsteleskops geschehen. Dadurch soll die zusätzliche, nicht exakt bekannte Divergenz des Laserstrahls verringert werden, die durch das AWT verursacht wird (s. Abschnitt 3.1.1).

Des Weiteren ist der Einsatz einer neuen schnellen Strahlstabilisierung geplant, die auch bei Tageslicht einsatzfähig ist. Diese wäre in der Lage, den Umlenkspiegel des Laserstrahls bei jedem Lichtpuls zu steuern. Die jetzige Strahlstabilisierung arbeitet mit etwa 0,1 Hz, also etwa alle 300 Pulse. So soll insgesamt eine Einschränkung des Sichtfeldes um mehr als den Faktor zwei im Durchmesser erreicht werden, wodurch das Sichtfeld um mehr als den Faktor vier verkleinert werden kann.

7.2 Verbessertes Seeding

Um die Drift des Lasers zu verhindern, soll ein neuer Seeder-Laser eingesetzt werden. Damit ist die Justage des Etalons während der Messungen nicht mehr notwendig. Mit einer Steuerung des Seeder-Lasers im Sendezweig des RMR-Lidars lässt sich dessen Wellenlänge gezielt verändern.

Eine weitere Möglichkeit, den Untergrund zu reduzieren, ist die Messung in einer Fraunhofer-Linie der Sonne. In Abbildung 7.1 ist das Sonnenspektrum zwischen 532,0 nm und 532,3 nm dargestellt. Es befinden sich sowohl bei 532,205 nm also auch bei 532,111 nm Fraunhofer-Minima. Wenn die Wellenlänge des Lasers gezielt auf eines dieser Minima gefahren werden kann, verringert sich der Untergrund nochmals um bis zu einem Faktor drei, da der Tageslichtuntergrund



Abbildung 7.1: Solares Spektrum für Luft für Wellenlängen zwischen 532,0 nm und 532,3 nm nach *Delbouille et al.* [1973], normiert

bei dieser Wellenlänge um den entsprechenden Faktor geringer ist. Wellenlängen außerhalb dieses Minimums werden von dem schmalbandigen Etalon geblockt.

7.3 Doppel-Etalon-System

Um die Unterdrückung des Untergrundes zu verstärken, soll ein zweites Etalon gekauft werden. Die Berechnungen dazu wurden in Abschnitt 5.6 durchgeführt. Es wurde bereits ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von FSR = 140 pm bestellt. Mit dem Doppel-Etalon-System ist eine Blockung vom Faktor 50 zu erwarten (s. Abschnitt 5.6).

7.4 Polarisationsfilter

Rayleigh-Streuung verändert die Polarisation linear polarisierten Laserlichts bei einem Streuwinkel von 180° nicht. Das durch Rayleigh-Streuung des Sonnenlichts entstehende Untergrund-Signal ist je nach Sonnenstand unterschiedlich stark polarisiert. Wird vor der Glasfaser ein Polarisationsfilter eingesetzt, der auf die Laserpolarisation justiert ist, so wird das Rayleigh-Signal zur Messung der Temperatur transmittiert. Depolarisiertes Sonnenlicht wird unterdrückt. Bei Einsatz eines Polarisationsfilters können so 50% bis 90% des Untergrundes unterdrückt werden.

7.5 Zusammenfassung

Durch eine Sichtfeldverkleinerung auf $124 \,\mu$ rad und den Einsatz des Etalons wird der Untergrund bereits den theoretischen Erwartungen entsprechend unterdrückt. Eine Messung von Temperaturen am Tag bis in eine Höhe von 55 km ist möglich.

Eine weitere Verkleinerung des Sichtfeldes auf 50 μ rad würde den Untergrund zusätzlich um den Faktor $124^2/50^2 = 6,2$ verringern. Mit einer Messung in einer Fraunhofer-Linie sowie dem Einsatz eines zweiten Etalons sollte der Untergrund um einen weiteren Faktor von insgesamt $3 \cdot 2,5 = 7,5$ reduziert werden. Ein Polarisator kann weitere 50% unterdrücken. Damit ergibt sich für den aktuellen Untergrund eine zusätzliche Reduzierung vom Faktor 93. Mit der aktuellen Signalstärke kann so eine maximale Höhe der Temperaturmessung von etwa 85 km erreicht werden.

A Laser

Die Eigenschaften des Nd:YAG-Kristalls sind die am besten untersuchten aller Festkörper-Laser-Medien. Das Termschema ist in Abbildung A.1 dargestellt. Die durch das optische Pumpen angeregten Elektronen fallen schnell auf das $F_{3/2}$ -Niveau, wo sie für eine Zeit von etwa 230 msec bleiben. Der wahrscheinlichste Laserübergang ist der zum $I_{11/2}$ -Niveau, von wo aus die Elektronen schnell zum Grundniveau relaxieren. Weitere mögliche Lasing-Übergänge für Wellenlängen von 1319 nm, 1338 nm und 946 nm sind weit weniger wahrscheinlich und können leicht durch selektive Optiken unterdrückt werden.



Abbildung A.1: Termschema des Nd:YAG-Laser-Kristalls. Quelle: User's Manual Pulsed Nd:YAG Laser von Spectra-Physics

Abbildungsverzeichnis

1.1	Temperaturprofile MSIS-E-901
1.2	NLC Kühlungsborn
1.3	Zusammengesetztes Temperaturprofil
1.4	5-Tage Messung Kühlungsborn
1.5	Rohdaten-Profil
2.1	Schematischer Lidar-Aufbau
2.2	Rotations-Raman-Spektrum
2.3	Temperaturprofil mit verschiedenen Starttemperaturen 16
2.4	Untergrundverlauf RMR-Lidar
2.5	Solares Spektrum 532-533 nm
<u>ዓ</u> 1	Scheme Candesinheit
ა.1 ი ი	Schema Sendeenment 22 Le commultantia no über 9.5 Store den 24
3.2	Laserweilenlange uber 8,5 Stunden
3.3	Schema Nachweiszweige
4.1	Neuer Tageslichtkanal
4.2	Schema Teleskop 28
4.3	Schemazeichnung neuer Tageslichtkanal
4.4	Transmissionskurve Interferenzfilter 31
4.5	Ftalon-Gehäuse 31
1.0 1.6	APD Quanteneffizienz 33
4.0	
5.1	Strahlengang Etalon
5.2	Airy-Funktion
5.3	P-T-Abhängigkeit des FSR
5.4	Schema Labormessung der Filterkurve
5.5	Filterkurve Etalon
5.6	Lage Transmissionsmaximum bei Temperaturänderung 45
5.7	Lage Transmissionsmaximum 46 h
5.8	Laserspektrum. Dopplerspektrum
5.9	FWHM(T)
5.10	Rayleigh-Signal und Etalon 48
5.11	Etalon-Transmission 48
5.12	Schema Simulation und Korrektur 49
5.13	Temperatur-Simulation 50
0.10	Tomporatal Simulation

5.14	Rayleigh-Signal und Etalon (1 pm verschoben)	1
5.15	Transmission des Etalons (T, Verschiebung)	1
5.16	Temperatur-Simulation bei Verschiebung	2
5.17	Korrektur des Etalon-Einflusses 55	3
5.18	Transmission zweier Etalons	5
5.19	Blockung mit zwei Etalons	6
5.20	Zusätzlicher Temperaturfehler bei 2. Etalon 50	6
6.1	Temperatur ohne Etalon, 600 μ m-Faser	8
6.2	Temperatur ohne Etalon, 400 μ m-Faser	8
6.3	Temperatur mit Etalon, 600 μ m-Faser $\ldots \ldots \ldots$	9
6.4	Kombination von Interferenzfilter und Etalon	1
6.5	600 μ m-Faser, mit und ohne Etalon 62	1
6.6	400 μ m-Faser, mit und ohne Etalon	2
6.7	Mit Etalon, verschiedene Faserdurchmesser	3
6.8	Erste Temperaturmessung am Tag 64	4
6.9	Rohdatenprofil der ersten Tagmessung	5
7.1	Solares Spektrum 532,0-532,3 nm $\ldots \ldots \ldots$	8
A.1	Termschema Nd:YAG-Kristall	1

Literaturverzeichnis

- Alley, R. et al. (2007), Climate Change 2007: The physical science basis Summary for policymakers, *Tech. ber.*, Intergovernmental Panel on Climate Change.
- Alpers, M., R. Eixmann, J. Höffner, T. Köpnick, J. Schneider und U. von Zahn (1999), The Rayleigh-Mie-Raman lidar at IAP Kühlungsborn, J. Aerosol Sci., 30, Suppl. 1, 637–638.
- Alpers, M., R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding und J. Höffner (2004), Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and rotational Raman scattering, 4(3), 793–800.
- Backhouse, T. W. (1885), The luminous cirrus clouds of June and July, Meteorol. Mag., 20, 133.
- Bergmann, L., und C. Schaefer (1987), Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik, 8 Ed., 1097 S., Berlin: Dr.-Ing. Heinrich Gobrecht.
- Bingen, C., D. Fussen und F. Vanhellemont (2004), A global climatology of stratospheric aerosol size distribution parameters derived from SAGE II data over the period 1984–2000: 1. Methodology and climatological observations, J. Geophys. Res., 109(D6), D06201, doi:10.1029/2003JD003518.
- Delbouille, L., G. Roland und L. Neven (1973), Atlas photometrique DU spectre solaire de [lambda] 3000 a [lambda] 10000, Liege: Universite de Liege, Institut d'Astrophysique, 1973.
- Demtröder, W. (1993), Laserspektroskopie, 3 Ed., 636 S., Berlin: Springer, 1993.
- Fricke-Begemann, C., und J. Höffner (2004), Temperature tides and waves near the mesopause from lidar observations at two latitudes, J. Geophys. Res., submitted.
- Gadsden, M., und W. Schröder (1989), *Noctilucent Clouds*, 1 Ed., 165 S., Berlin: Springer, 1989, Berlin, Germany.
- Gerding, M., J. Höffner, M. Rauthe und F.-J. Lübken (2006), Observations of noctilucent clouds and temperature structure from 1 - 105 km by co-located lidars at 54°N, in *Proceedings of the SPIE symposium "Lidar Technologies,*

Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing II", Bd. 6367, bearbeitet von U. Singh, SPIE, Bellingham, WA, doi:10.1117/12.689012.

- Gerthsen, C., H. O. Kneser und H. Vogel (1989), *Physik*, 16 Ed., 920 S., Berlin: Springer, 1989, Berlin, Germany.
- Hedin, A. E. (1991), Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, J. Geophys. Res., 96(A2), 1159–1172, doi: 10.1029/90JA02125.
- Hocking, W. K., W. Singer, J. Bremer, N. J. Mitchell, P. Batista, B. Clemesha und M. Donner (2004), Meteor radar temperatures at multiple sites derived with SKiYMET radars and compared to OH, rocket and lidar measurements, J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 66 (6-9), 585–593, doi:10.1016/j.jastp.2004.01.011.
- Keller, P. (2006), Realisierung einer tageslichtfähigen optischen Nachweisbank für ein mobiles, tomographisches Eisen-Temperatur-LIDAR, Diplomarbeit, Universität Rostock, Rostock, Germany.
- Kovalev, V. A., und W. E. Eichinger (2004), Elastic Lidar Theory, Practice, and Analysis Methods, 615 S., Hoboken, New Jersey: John Wiley Sons, INC., 2004, Hoboken, USA.
- Rauthe, M., J. Hoeffner, U. Berger, P. Hoffmann und M. Gerding (2005), Lidar measurements of temperatures, gravity, and tidal waves from 1 to 105 km altitude at mid-latitudes (54 n), AGU Fall Meeting Abstracts, S. A1151+.
- Rauthe, M., M. Gerding, J. Höffner und F.-J. Lübken (2006), Lidar temperature measurements of gravity waves over kühlungsborn (54°n) from 1 - 105 km: a winter-summer comparison, J. Geophys. Res., 111(D24), D24108, doi: 10.1029/2006JD007354.
- She, C.-Y. (2001), Spectral structure of laser light scattering revisited: Bandwidths of nonresonant scattering lidars, Appl. Opt., 40(27), 4875–4884.
- Vaughan, G., D. P. Wareing, S. J. Pepler, L. Thomas und V. Mitev (1993), Atmospheric temperature measurements made by rotational Raman scattering, *Appl. Optics*, 32(15), 2758–2764.
- Vaughan, J. M. (1989), The Fabry-Perot-Interferometer, 583 S., Bristol, England: IOP Publishing Ltd, Bristol, England.
- von Zahn, U., und J. Höffner (1996), Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, 23(2), 141–144, doi:10.1029/95GL03688.
- Young, A. T. (1981), Rayleigh scattering, *Appl. Optics*, 20(4), 533–535.

Danksagung

Vielen Dank Michael für Deine Hilfe und Geduld jederzeit!

Ganz vielen Dank außerdem an: Josef, Michael P., Monika, Jens L., Torsten, Gerd, Armin, Jens F., Florian, Markus, Irina

Vielen Dank auch an das Rechenzentrum, die Verwaltung und die Werkstatt!

Vielen Dank an Professor Lübken, der mir die Arbeit am IAP erst ermöglichte!

Erklärung

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

Rostock, den 26. April 2007

Hägar Holste